

ГЕОФИЗИКА

ЭНЕРГИЯ И МОМЕНТ СИЛЫ УПРУГОГО РОТАЦИОННОГО ПОЛЯ
ГЕОФИЗИЧЕСКОЙ СРЕДЫ

А.В. Викулин

Институт вулканологии и сейсмологии ДВО РАН, 683006, Петропавловск-Камчатский, бульвар Пишпа, 9, Россия

В рамках классической теории упругости с симметричным тензором напряжений ставится и аналитически решается задача об упругом поле во вращающейся геофизической среде. Устанавливается дальнедействующий характер такого поля. Для вращающихся геофизических сред показывается существование двух новых типов упругих волн с моментом — солитонов и экситонов, названных автором ротационными. Солитонные решения, по сути, представляют собой волны глобальной миграции землетрясений (медленные тектонические волны) с максимальной скоростью ~ 1 см/с, близкой скорости миграции наиболее сильных ($M > 7.5$) землетрясений. Экситонным решениям соответствуют волны (локальной) миграции форшоков и афтершоков в очагах землетрясений (быстрые тектонические волны), максимальная скорость которых равна скорости вспарывания и(или) скорости поперечных сейсмических волн.

Геофизическая среда, сейсмофокальные блоки, вращение Земли, ротационное упругое поле, волны миграции землетрясений.

ENERGY AND MOMENT OF THE EARTH'S ROTATION ELASTIC FIELD

A.V. Vikulin

The problem of an elastic stress field in a rotating medium is formulated and solved analytically within the limits of the classical theory of elasticity with a symmetrical stress tensor. This is a rotation elastic field of action at a distance. There are two specific types of elastic waves with a moment in rotating media: solitons and excitons, or rotation waves. The soliton solutions to the wave equation represent waves of global earthquake migration (slow tectonic waves) which are no faster than ~ 1 cm/s, i.e., approach the migration velocity of large and great earthquakes ($M > 7.5$). The exciton solutions correspond to waves of local migration of foreshocks and aftershocks in earthquake sources (fast tectonic waves) and have their maximum velocity comparable to faulting rate and/or to S-wave velocities.

Solid earth, seismic focal blocks, Earth's rotation, rotation elastic field, waves of earthquake migration

ВВЕДЕНИЕ

Анализ геологического, геофизического и астрономического материалов позволил предложить новую модель геофизической среды, представляющую собой систему иерархически распределенных блоков, размеры которых изменяются в диапазоне 12—14 порядков величин. Описание свойств такой среды невозможно проводить в рамках привычной линейно-упругой континуальной модели, требуются новые подходы [Садовский, 1985].

Неотъемлемой особенностью геофизической среды является ее существенная изначальная нелинейность. Все блоки, составляющие эту среду, вся иерархия их систем находятся в постоянном движении относительно друг друга, и они способны воспринимать энергию как извне, так и обмениваться ею друг с другом. Некоторые из блоков в системах любого масштаба могут находиться в энергетическом состоянии, близком к неустойчивости. Неустойчивые блоки и целые системы, получившие дополнительную энергию, могут терять устойчивость и образовывать новые, более мелкие системы, или вступать в качестве целых отдельных в более крупные системы — консолидироваться [Садовский, 1985; Проблемы..., 2003].

Эти свойства позволили геофизическую среду считать постоянно изменяющейся — живой [Гольдин, 2003; Садовский, 2004]. Модели таких, по сути, неклассических нелинейных сред приведены в работах [Гольдин, 2003; Островский, 2005], в которых обсуждаются и возможные подходы к их описанию.

Имеющиеся данные прямо указывают на вращательный, крутильный и вихревой характер движения блоков, плит и других геологических структур планеты [Кац и др., 1990; Вихри..., 2004; Тверитинова, Викулин, 2005; Викулин, Тверитинова, 2007; Ротационные..., 2007]. Важно, что многие геологи и геофизики отмечают „самостоятельный“ [Слезнак, 1972], „собственный“ [Пейве, 1961], „с ненулевыми дивергенциями и вихрями“ [Лукьянов, 1999] и упругий [Устинова и др., 2005] характер таких движений, прямо связанных с вращением планеты [Стовас, 1975; Chao, Gross, 1995; Полетаев, 2004; Викулин, Тверитинова, 2007; Ротационные..., 2007]. Более того, именно наличие сильно выраженных нелинейных свойств позволяет горные породы рассматривать как среду с собственными источниками упругой энергии [Пономарев, 1987]. Вращения макроструктур на большие (до $1-10^\circ$) углы отмечены и в поликристаллических материалах [Владимиров, Романов, 1986; Вопросы..., 2002].

В последнее время наблюдается резкое повышение интереса к проблеме вихревых структур и их взаимосвязи с ротацией планеты [Вихри..., 2004; Ротационные..., 2007]. Весьма показательным в этом смысле можно назвать XXXV тектоническое совещание 2002 г. [Тектоника..., 2002], каждый седьмой доклад которого в той или иной мере касался теоретических, планетарных или региональных проблем ротогенеза. Несколько докладов на этом совещании были посвящены результатам изучения влияния ротационного режима Земли на новейшую и современную геодинамику. Отдельные публикации, появившиеся в последние годы [Мирлин, 2006; Полетаев, 2006; Vikulin, 2006; Викулин, Тверитинова, 2007], подтверждают перспективность и плодотворность таких исследований, вносящих существенный вклад в познание геотектоники и геодинамики и зачастую приводящих к весьма неожиданным результатам. Огромный фактический материал, накопленный к настоящему времени по обсуждаемой проблеме [Вихри..., 2004; Ротационные..., 2007; и др.], вероятно, заслуживает того, чтобы комплекс структур, обязанных своим происхождением ротационному фактору, стал рассматриваться в рамках специально выделенной ротационной тектоники [Полетаев, 2004, 2005, 2006; Тверитинова, Викулин, 2005; Викулин, Тверитинова, 2007].

Таким образом, геологические и геофизические данные приводят нас к специфической задаче о поле упругих напряжений во вращающейся блоковой среде [Викулин, 1990, 2003; Vikulin, 2006].

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Для блоковых геофизических нелинейных сред [Садовский, 1985, 2004; Гольдин, 2003; Проблемы..., 2003; Островский, 2005] в рамках классической теории упругости с симметричным тензором напряжений [Ландау, Лифшиц, 2003] была поставлена и аналитически решена задача о поле напряжений во вращающемся с угловой скоростью Ω твердом теле вокруг упругосвязанного с ним небольшого поворачивающегося под действием внутренних источников макрообъема V [Викулин, 1990; Викулин, Иванчин, 1997, 1998; Vikulin, 2006]. Основная идея решения такой задачи заключается в том, что когда блок упруго сцеплен с окружающей его средой (матрицей), изменение за счет внутренних источников направления момента импульса макрообъема приводит к появлению вокруг него упругих напряжений, которые в силу законов сохранения имеют момент силы. Эта идея соответствует известному положению в теории вихрей [Сэффмэн, 2000]: „завихренность пропорциональна моменту количества движения частиц“.

Геологический блок находится под действием многочисленных геофизических полей, что, например, может привести к упорядочению движения как различных макрообъемов блока, так и вещества (флюидов, зарядов и др.) вдоль его границы. Поэтому смысл, который мы вкладываем в понятие „собственный момент блока“ наиболее близок „собственному моменту количества движения конечного объема сплошной среды“, по мнению Л.И. Седова [1973, с. 146]. Такой наш подход к сеймотектоническим задачам, когда упругое поле вокруг макрообъема (блока) вращающейся среды наследует его собственный момент (циркуляцию), в принципе, отличается от подходов других авторов (они либо не учитывают вращения Земли [Садовский, 1985; Курленя, Опарин, 2000; Гольдин, 2003], либо учитывают формально, в рамках моментной теории упругости [Николаевский, 1995; Курленя, Опарин, 2000; Xie Xin-Sheng, 2004; Быков, 2005]). Отличие нашей ротационной модели от континуума Коссера, наиболее часто применяющегося для объяснения влияния ротации планеты на геофизические процессы, заключается в том, что блоки геофизической среды не просто имеют ротационные степени свободы, они имеют собственный момент, который в случае вращения среды и приводит к целому ряду интересных специфических следствий.

РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ

Решение задачи проведем в три этапа [Викулин, Иванчин, 1998; Викулин, 2003; Vikulin, 2006].

1. Рассмотрим две системы координат, повернутых относительно друг друга вокруг общей оси Y на угол β . Ось Z первой (исходной) системы координат параллельна оси вращения тела (Ω) и направлена от

Рис. 1. Две системы координат, повернутые относительно общей оси на угол β .

Ось Z параллельна оси вращения тела и направлена от его Южного полюса к Северному.

Южного полюса к Северному, ось \tilde{Z} второй системы параллельна моменту импульса блока V после его поворота на угол β . Начала обеих систем координат находятся в центре масс области V (рис. 1).

Для определения величины упругих напряжений, возникающих вокруг поворачивающегося блока V , применим следующий мысленный эксперимент.

Сначала останавливаем вращение объема V , прикладывая упругие напряжения σ_1 с моментом силы \mathbf{K}_1 , направленным в отрицательном направлении оси \tilde{Z} . При этом считаем, что кинетическая энергия вращения области V полностью переходит в потенциальную энергию упругих напряжений σ_1 . Затем, прикладывая упругие напряжения σ_2 с моментом силы \mathbf{K}_2 , направленным вдоль оси Z , блок V опять раскручиваем до скорости вращения тела (см. рис. 1).

Другими словами, когда тормозим область V , ее кинетическая энергия вращения

$$W = 1/2 I \Omega^2 \quad (1)$$

переходит в упругую энергию, определяемую тензором напряжений σ_1 , а когда раскручиваем — мы создаем точно такую же кинетическую энергию, но за счет упругих напряжений σ_2 .

Рассмотрим случай, когда объем V представляет собой однородный шар, момент инерции I которого не зависит от выбора оси вращения. Тогда равенство кинетической и потенциальной энергий приводит к соотношению $|\mathbf{K}_1| = |\mathbf{K}_2|$. Разность этих векторов и является искомым моментом силы \mathbf{K}_0 , возникающим в результате поворота блока V в неинерциальной системе: $\mathbf{K}_0 = \mathbf{K}_2 - \mathbf{K}_1$. Его модуль получаем из теоремы косинусов:

$$|\mathbf{K}_0| = 2|\mathbf{K}_1| \sin \beta/2. \quad (2)$$

2. Искомое поле упругих деформаций \mathbf{U} , как известно [Ландау, Лифшиц, 2003], должно удовлетворять уравнению упругого равновесия:

$$\text{grad div } \mathbf{U} - a \text{ rot rot } \mathbf{U} = 0 \quad (3)$$

с нулевыми граничными условиями на бесконечности:

$$|\mathbf{U}| \rightarrow 0 \text{ при } r = (x_1^2 + x_2^2 + x_3^2)^{1/2} \rightarrow \infty \quad (4)$$

с действующей на объем V силой, равной нулю:

$$F_i = \int \sigma_{ij} dS_j = 0 \quad (5)$$

и моментом силы, не зависящим от размера блока V :

$$K_i = \int x_k e_{ikl} \sigma_{lj} dS_j \neq f(R_0), \quad (6)$$

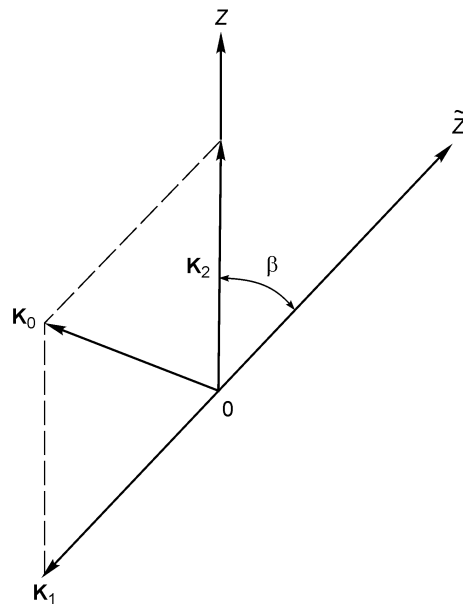
где $a = (1 - 2\nu)/2(1 - \nu)$ — коэффициент Пуассона, R_0 — радиус области V , e_{ikl} — индекс Леви-Чивита.

Решением задачи (3) — (6) в сферической системе координат (r, θ, φ) с началом $r = 0$ в центре шарового объема V в области $r \geq R_0$, являются поля смещений \mathbf{U} и напряжений σ :

$$U_r = U_\theta = 0, \quad U_\varphi = Ar^{-2} \sin \theta, \quad (7)$$

$$\sigma_{r\varphi} = \sigma_{\varphi r} = 3/2A Gr^{-3} \sin \theta, \quad (8)$$

где G — модуль сдвига, A — константа, которая будет определена ниже. Остальные компоненты тензора напряжений равны нулю.



Подставляя (8) в (6) для момента силы упругого поля, получаем:

$$K_{1z} = \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^R \sigma_{r\varphi} r^3 \sin \theta d\theta d\varphi = 3\pi^2 AG. \quad (9)$$

Остальные компоненты момента силы равны нулю $K_{1x} = K_{1y} = 0$ (см. рис. 1).

3. Интегрируя плотность энергии упругих деформаций $W = \Sigma \{ \lambda/2(\varepsilon_{ij} \delta_{ij})^2 + G\varepsilon_{ij}^2 \}$, где λ — модуль всестороннего сжатия, ε_{ij} — деформация и δ_{ij} — символ Кронекера, по всему объему тела и считая его несжимаемым, получим величину упругой энергии, созданной моментом силы \mathbf{K}_1 :

$$W = 9/2 A^2 G \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} \int_0^R r^4 \sin \theta dr d\theta d\varphi = 4\pi A^2 G R_0^{-3}. \quad (10)$$

Приравнивая ее к кинетической энергии (1) и учитывая, что момент инерции шара равен $I = 8/15 \pi \rho R_0^5$, где ρ — плотность вещества, получаем следующее выражение для A :

$$A = R_0^4 \Omega \sqrt{\frac{\rho}{15G}}. \quad (11)$$

С учетом (2) получаем для момента силы упругого поля вокруг блока, направленного перпендикулярно плоскости его поворота:

$$K = -6\pi^2 \Omega R_0^4 \sqrt{\frac{\rho G}{15}} \sin \beta/2, \quad (12)$$

величины упругой энергии:

$$W = 16/15 \pi \rho \Omega^2 R_0^5 \sin^2 \beta/2, \quad (13)$$

поля смещений:

$$U_r = U_\theta = 0, \quad U_\varphi = \Omega R_0^4 r^{-2} \sqrt{\frac{\rho}{15G}} \sin \theta \sin \beta/2, \quad r \geq R_0 \quad (14)$$

и напряжений:

$$\sigma_{r\varphi} = \sigma_{\varphi r} = 3/2 \Omega R_0^4 r^{-3} \sqrt{\frac{\rho G}{15}} \sin \theta \sin \beta/2, \quad r \geq R_0. \quad (15)$$

Остальные компоненты напряжений равны нулю.

Следует отметить, что при форме блока, близкой к эллипсоидальной или овальной, конечные формулы существенным образом не изменятся. В них, как показывают оценки [Викулин, Иванчин, 1998], появляются коэффициенты, близкие к единице.

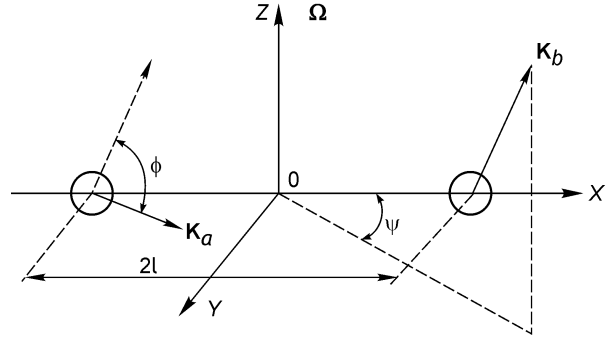
Оценки. При параметрах модели: $\rho = 3 \text{ г/см}^3$, $G = 10^{11} \text{ Н/м}^2$, $\Omega = 7.3 \cdot 10^{-5} \text{ рад/с}$, $R_0 \approx 100 \text{ км}$, соответствующих сейсмофокальным блокам земной коры, для сильнейших (с магнитудами $M \approx 8$) землетрясений из соотношений (12)—(15) получаем: $U_0 \approx 10 \text{ м}$, $\sigma_0 \approx 100 \text{ бар}$, $W_0 \approx 10^{16-18} \text{ Дж}$, $K_0 \approx 10^{28-30} \text{ дин-см}$, которые по порядку величины близки реально регистрируемым при таких землетрясениях смещениям, сброшенным напряжениям, упругой энергии и сейсмическому моменту соответственно. Эти значения достигаются при угле поворота блока (очага землетрясения) $\beta_0 \approx U_0/R_0 = 10^{-4} \text{ рад}$. При продолжительности сейсмического цикла (повторяемости сильнейших землетрясений в одном месте) 100—1000 лет для скорости поворота блока получаем механическую (модельную) оценку $10^{-(4-6)} \text{ град/год}$, оказавшуюся близкой геологическим скоростям вращения Исландии [Мелекесцев, 1979], микроплит Наска и Хуан-Фернандос [Международный..., 2003] и других блоков и плит земной коры [Зоненштайн, Савостин, 1979].

ДАЛЬНОДЕЙСТВИЕ РОТАЦИОННОГО УПРУГОГО ПОЛЯ

Для определения величины энергии взаимодействия поворачивающихся блоков воспользуемся известной закономерностью, согласно которой упругая энергия (в рамках закона Гука) пропорциональна квадрату деформации. Тогда, записывая величину деформации какой-либо части твердого тела в виде суммы деформаций, создаваемых в этой части каждым из блоков в отдельности, получим выражение, где перекрестные слагаемые и определяют энергии взаимодействия блоков друг с другом.

Рис. 2. Взаимная ориентация моментов сил \mathbf{K}_a и \mathbf{K}_b в модели двух блоков в прямоугольной системе координат XYZ .

Ось Z параллельна оси вращения Земли Ω и направлена от ее Южного полюса к Северному. Ω — угловая скорость вращения Земли; ϕ и ψ — углы, определяющие направления \mathbf{K}_a и \mathbf{K}_b соответственно; $2l$ — расстояние между центрами тяжести блоков.



Модель двух блоков, для которой полную упругую энергию можно записать в виде

$$W = G \int (a + b)^2 dV = G \left\{ \int a^2 dV + \int b^2 dV + 2 \int abdV \right\},$$

где a и b — тензоры упругой деформации, созданные в результате поворота первой и второй областями соответственно, интегрирование проводится по всему объему тела. Первые два слагаемые в правой части в выражении для упругой энергии есть собственные упругие энергии, каждая из них вычисляется с помощью соотношения (13). Третье слагаемое и определяет выражение для энергии взаимодействия первой и второй областей:

$$W_{int} = 2G \int abdV. \quad (16)$$

Определим энергию взаимодействия (рис. 2). Система координат на этом рисунке выбрана следующим образом. Центры масс областей лежат на оси X , расстояние между ними равно $2l$. Начало координат находится в середине отрезка, соединяющего центры масс. Ось Z выбрана таким образом, что вектор \mathbf{K}_a лежит в плоскости XY и ось Z перпендикулярна этой плоскости. Направление оси Z выбрано так, чтобы система координат была правой.

Из данных (см. рис. 2) видно, что направление вектора \mathbf{K}_b относительно \mathbf{K}_a может быть определено двумя углами: ϕ , который можно найти из соотношения $\cos \phi = \frac{(\mathbf{K}_a \cdot \mathbf{K}_b)}{|\mathbf{K}_a| |\mathbf{K}_b|}$, и ψ — между проекцией вектора \mathbf{K}_b на плоскость XY и осью X . Матрица поворота вектора \mathbf{K}_b в направлении \mathbf{K}_a записывается следующим образом:

$$Q = \begin{vmatrix} \cos \psi \cos \phi & -\sin \psi \cos \phi & \cos \psi \sin \phi \\ \sin \psi \cos \phi & \cos \psi \sin \phi & \sin \psi \sin \phi \\ -\sin \phi & 0 & \cos \phi \end{vmatrix}.$$

Тогда тензор b в системе координат, задаваемой вектором \mathbf{K}_b , запишется в виде $\tilde{b} = QbQ'$, где Q' — транспонированная матрица.

Полагая блоки шаровыми с радиусами R_{0a} и R_{0b} , записывая выражение для тензоров a и b через соответствующие им смещения (7), подставляя их в (1) с учетом (11) и вычисляя соответствующие интегралы в биполярной системе координат, для энергии взаимодействия двух поворачивающихся (с одинаковой скоростью) областей получим выражение

$$W_{int} = 3/2\pi\rho\Omega^2 R_{0a}^4 R_{0b}^4 l^{-3} \cos \phi. \quad (17)$$

Энергия взаимодействия локализована в части пространства, расположенного вне блоков, где, как можно видеть из соотношения (16), оба тензора деформации не равны нулю:

$$W_{int} \neq 0, \quad r \geq R_{0a}, \quad r \geq R_{0b}. \quad (18)$$

При вычислениях было сделано допущение, что расстояние l между областями много больше размера любой из областей. В этом случае при вычислении энергии взаимодействия оказалось возможным пренебречь размером соседней области и интегрирование проводить таким образом, как будто эти области точечные. Однако сделанное допущение не является принципиальным, поскольку всегда справедливо неравенство $l \geq 2R_0$, и оценки показывают, что учет конечного размера областей дает поправку к результату второго порядка малости $(R_{0a (ob)}/l)^2$.

Момент силы, обусловленный энергией взаимодействия, определяем путем дифференцирования выражения (17) по углу ϕ :

$$K_{int} = -3/2\pi\rho\Omega^2 R_{0a}^4 R_{0b}^4 l^{-3} \sin \phi. \quad (19)$$

Момент силы (19) приложен со стороны упругого поля к поверхности каждого из блоков и направлен таким образом, чтобы уменьшить величину энергии взаимодействия. Этот момент для обеих областей имеет одно и то же абсолютное значение, но для разных блоков он направлен в противоположные стороны.

Оценки. Будем полагать размеры обоих взаимодействующих объемов одинаковыми: $R_{0a} = R_{0b} = R_0$. Тогда из соотношений (12) и (19) получаем:

$$\frac{K_{int}}{K} \approx \frac{\Omega R_0}{v_S} \left(\frac{R_0}{l}\right)^3, \quad (20)$$

из которого видно, что инерционные эффекты взаимодействия, связанные с поворотом блоков внутри вращающегося тела, становятся тем более существенными, чем с большей скоростью Ω вращается тело и чем больше размер блока R_0 . $v_S = (G/\rho)^{1/2}$ — скорость поперечных волн.

Отношение энергии взаимодействия W_{int} к собственной энергии блока W на основании соотношений (13) и (17) определится равенством:

$$\frac{W_{int}}{W} = \frac{45}{32} \frac{(R_0/l)^3 \cos \phi}{(\sin \beta/2)^2} = \delta. \quad (21)$$

Отсюда видно, что максимальное ($\cos \phi \approx 1$) расстояние, на котором энергия взаимодействия будет по порядку величины близка собственной энергии блока ($\delta \approx 1$), определится из выражения:

$$l_0 \approx 2\beta^{-2/3} R_0 \approx (10^2 - 10^3) R_0. \quad (22)$$

Из полученного соотношения видно, что упругие поля, создаваемые вокруг поворачивающихся внутри вращающегося тела блоков, являются, по сути, дальнедействующими. При получении численной оценки в (22) было использовано значение угла поворота блока $\beta \approx 10^{-4}$ рад, соответствующее сильнейшему землетрясению, как показано выше.

Таким образом, дальнедействующий характер ротационного упругого поля может приводить к тому, что сильнейшие землетрясения, происходящие в близкорасположенных блоках с параллельно ($\phi = 0$) (антипараллельно ($\phi = \pi$)) ориентированными моментами, должны происходить одновременно (не должны происходить вовсе). Действительно, если в одном из таких блоков накопилась достаточная для сильнейшего землетрясения энергия, то в результате параллельного ($\phi = 0$) взаимодействия, как минимум, такой же энергией должен обладать и взаимодействующий с ним второй блок. В случае же антипараллельного ($\phi = \pi$) расположения моментов блоков энергия их взаимодействия, наоборот, должна компенсировать энергию, накапливаемую в готовящемся очаге. Имеющиеся сейсмологические данные для землетрясений-дуплетов и пар землетрясений и для областей, в пределах которых в течение длительного (сотни лет) времени не происходят сильнейшие землетрясения (например Средние Курильские о-ва), подтверждают такой вывод модели* [Викулин, 2003].

МИГРАЦИЯ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ

Землетрясения на планете происходят в пределах областей, охватывающих узкими поясами всю планету. Самым активным поясом, в пределах которого выделяется 80—85 % всей упругой сейсмической энергии и расположены очаги практически всех сильнейших землетрясений планеты, является Тихоокеанский сейсмический пояс. Ширина сейсмофокального пояса составляет 100—200 км при протяженности около $4 \cdot 10^5$ км. Верхняя часть пояса глубиной 50—100 км имеет блоковое строение. Протяженности сейсмофокальных блоков вдоль пояса составляют 100—300 км, в среднем около $L_0 \approx 200$ км. Их размеры соответствуют очагам наиболее сильных, с магнитудами $M \geq 8$, землетрясений. Размеры очагов некоторых наиболее сильных землетрясений, состоящих из нескольких блоков, достигают 10^3 км и более.

* При подготовке статьи к печати в районе Средних Курильских о-ов произошла пара землетрясений 15.11.2006, $M = 8.2$ и 13.01.2007, $M = 8.3$, очаги которых заполнили собой часть сейсмофокального объема между о. Шиащкотан на северо-востоке и о. Симушир на юго-западе [Проблемы..., 2007]. Анализ показал, что характерной особенностью сейсмичности района Средних Курил является именно парность сильнейших ($M = 7.6$ и более) землетрясений: предыдущая такая пара землетрясений на Средних Курилах, предвалявшая сильнейшие землетрясения 2006—2007 гг., произошла 19.01.1780 и 29.06.1780 [Викулин и др., 2007].

Протяженности островных дуг и континентальных окраин Тихого океана, в пределах которых такие очаги располагаются, достигают $4 \cdot 10^3$ км (Алеутская дуга).

Однородная цепочка блоков. Рассмотрим одномерную цепочку поворачивающихся взаимодействующих блоков, расположенную внутри твердого тела, вращающегося с угловой скоростью Ω . Будем полагать, что все блоки имеют форму шаров одинакового радиуса R_0 ($\approx \frac{1}{2} L_0$).

Рассмотрим случай, когда все блоки в цепочке движутся равномерно. Тогда в соответствии с результатами, полученными выше, уравнение движения для блока в цепочке запишем в виде

$$I \frac{d^2\beta}{dt^2} = \mathbf{K}_1 + \mathbf{K}_2, \quad (23)$$

где β — угол, на который повернулся блок в результате подготовки землетрясения, $I = 8/15\pi\rho R_0^5$ — его момент инерции, \mathbf{K}_1 — момент силы поля упругих напряжений вокруг блока в результате его поворота, значение определяется соотношением (12), \mathbf{K}_2 — момент силы, отвечающий за взаимодействие рассматриваемого блока с остальными блоками цепочки.

Из самых общих соображений ясно, что величина момента \mathbf{K}_2 должна быть пропорциональна как упругой энергии рассматриваемого блока, равной $Vd^2\beta/dx^2$, так и упругой энергии, соответствующей всем остальным блокам цепочки. В качестве последней выбираем величину, равную средней линейной плотности упругой энергии цепочки блоков w . Здесь $V = 4/3\pi R_0^3$ — объем блока, x — координата вдоль цепочки. Таким образом, момент силы, отвечающий за взаимодействие рассматриваемого блока с другими блоками цепочки, можно записать в виде

$$\mathbf{K}_2 = \zeta w V d^2\beta/dx^2, \quad (24)$$

где ζ — безразмерный коэффициент, характеризующий однородность цепочки. Для Тихоокеанского пояса, являющегося достаточно однородным, примем $\zeta = 1$.

Окончательно уравнение движения (23) для блока с координатой x в момент времени t с учетом (12) и (24) в безразмерных координатах $\xi = k_0 x$, $\eta = c_0 k_0 t$ можно записать в виде

$$\partial^2\vartheta/\partial\xi^2 - \partial^2\vartheta/\partial\eta^2 = \sin \vartheta. \quad (25)$$

Здесь $\vartheta = \beta/2$. Волновое число и скорость, характеризующие сейсмический процесс, соответственно определяются из следующих соотношений:

$$k_0^2 = \frac{3\pi\Omega}{wV} \left(\frac{3V}{4\pi}\right)^{4/3} \sqrt{\frac{\rho G}{15}}, \quad (26)$$

$$c_0^2 = \frac{wV}{I}. \quad (27)$$

Уравнение (25) известно как уравнение синус-Гордона (СГ).

Сильно нелинейные уравнения, имеющие решения в виде солитонов, в том числе СГ уравнение, в настоящее время достаточно широко используются при решении технических, физических и геофизических задач [Быков, 2000]. Отличительной особенностью полученного нами СГ уравнения является то обстоятельство, что определяемые нелинейными свойствами твердой геофизической среды постоянные c_0 и k_0 оказались зависимыми от угловой скорости вращения тела.

Покажем, что в рамках задачи (23) — (27) действительно можно описывать наблюдаемые в геофизике волновые движения.

Свойства решений уравнения синус-Гордона. Полученное СГ уравнение движения цепочки сейсмофокальных блоков имеет много решений. Среди них в технических, физических и геофизических приложениях часто встречаются решения в виде локализованных (уединенных) волн — солитонов (*soliton*, *sol*) [Быков, 2000, 2005]. В длинной цепочке блоков, когда можно не учитывать влияние ее концов (какими являются и сейсмические пояса планеты, в том числе и тихоокеанское кольцо), возможны решения [Давыдов, 1982], получившие название экситонов (*exiton*, *ex*).

Качественная зависимость энергии возбуждения E от скорости распространения v для солитонов (*sol*, I) и экситонов (*ex*, II) приведена на рис. 3 из работы [Давыдов, 1982]. Зависимости для энергии возбуждения солитонов и экситонов удовлетворяют условиям:

$$E_{sol} \sim v_{sol}^n, E_{sol} \geq 0, v_{sol} < v_0; E_{ex} \sim v_{ex}^p, v_{ex} > v_0; n > p, \quad (28)$$

где v_0 — характерная скорость процесса.

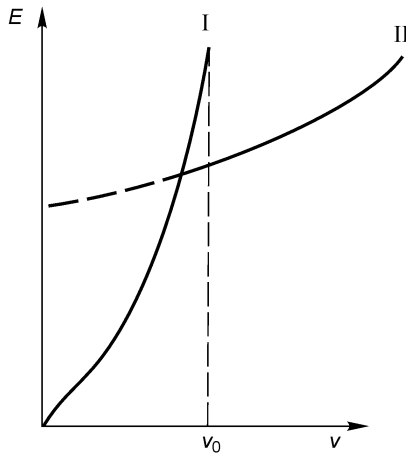


Рис. 3. Волновые решения уравнения СГ.

I — солитоны, II — экситоны. v_0 — характерная скорость процесса, по [Давыдов, 1982].

В квазилинейном приближении, когда процесс можно отобразить с помощью линеаризованного уравнения СГ, закон дисперсии для экситонных решений записывается в виде

$$\omega^2 = \omega_0^2(1 + \lambda_0^2/\lambda^2), \quad \lambda_0 = 2\pi c_0/\omega_0, \quad (29)$$

где ω и λ — частота и длина волны экситона соответственно, ω_0 — собственная частота поворотного движения блока, λ_0 — соответствующая ей длина волны.

Первой характерной особенностью закона дисперсии (29) является его связь с нелинейными свойствами цепочки блоков (геофизической среды, заполняющей сейсмофокальный объем), а не с ее дискретной структурой.

Второй отличительной особенностью закона дисперсии (29) является то, что частота распространяющихся по цепочке блоков волн всегда выше ω_0 . Физически очевидно, что частота ω_0 достигается при большой длине волны (в пределе $\lambda \rightarrow \infty$), когда все блоки цепочки движутся как единое целое, без ее деформации. Этот случай нулевого экситонного состояния соответствует экстраполяции экситонной зависимости $E_{ex}(v)$ в (28) в область значений скорости $v_{ex} < v_0$:

$$v_{ex} = 0, \quad E_{ex} = E_{min} > 0. \quad (30)$$

Волны миграции землетрясений. Известный фактический материал по скоростям миграции сейсмичности вдоль тихоокеанской сейсмофокальной зоны собран в работах [Викулин, 2001, 2003] и представлен на рис. 4, из которого видно, что все поле скоростей достаточно отчетливо разбивается на две области (1, 2), разделенные значением:

$$v^0 = (10^2 - 10^3) \text{ км/год} \approx 1 \text{ см/с}. \quad (31)$$

В области с большими значениями ($v_2 > v^0$) расположены скорости миграции форшоков (предваряющих) и афтершоков (следующих после главного толчка) в очагах землетрясений — локальная миграция, в области с меньшими значениями ($v_1 < v^0$) — скорости, определяющие миграцию в больших пространственно-временных пределах — глобальная миграция.

С использованием представленных на рис. 4 данных методом наименьших квадратов в пределах каждой из вышеобозначенных областей были рассчитаны следующие зависимости:

$$M_{0,1}(\pm 1.2) = (2.6 \pm 0.5) \log v_1 \text{ (км/год)} + (1.9 \pm 0.8), \quad v_1 < v^0, \quad (32)$$

$$M_{0,2}(\pm 1.2) = (1.3 \pm 0.3) \log v_2 \text{ (км/год)} - (2.5 \pm 1.6), \quad v_2 > v^0, \quad (33)$$

где M_0 — значения магнитуд мигрирующих землетрясений в каждой выборке. Эти зависимости практически не отличаются от таких же, полученных нами ранее [Викулин, Иванчин, 1998] с применением меньшего (примерно в два раза) по объему исходного материала (см. рис. 4). Поэтому можно считать, что миграционные соотношения (32) и (33) определены достаточно надежно, т. е. получены с использованием достаточно большого количества данных, увеличение которых в дальнейшем не приведет к их изменению.

Полагая, что магнитуды землетрясений M с величинами упругих энергий E , сбрасываемых при сейсмических (seismic, sc) толчках, определяются выражением Гутенберга—Рихтера: $\log E \text{ (Дж)} = 1.8M + 4.3$, и используя мировое соотношение между магнитудой землетрясения и размером его очага L : $\log L \text{ (км)} = 0.4M - 1.0$, зависимости (32) и (33) соответственно можно переписать следующим образом:

$$E_{sc1} \approx v_1^{4-5}, \quad \log L_{sc1} \text{ (км)} = (1.0 \pm 0.5) \log v_1 \text{ (км/год)} - (0.2 \pm 0.8), \quad v_1 < v^0, \quad (32.1)$$

$$E_{sc2} \approx v_2^{2-3}, \quad \log L_{sc2} \text{ (км)} = (0.5 \pm 0.3) \log v_2 \text{ (км/год)} - (2.0 \pm 1.6), \quad v_2 > v^0, \quad (33.1)$$

где v_1 и v_2 — скорости, соответствующие глобальной и локальной миграционным зависимостям 1 и 2, представленным на рис. 4.

О природе волн миграции землетрясений можно судить на основании достаточно большого количества данных о волнах деформации земной поверхности, отмеченных и зарегистрированных в очагах землетрясений и в прилегающих областях в течение форшокового и афтершокового периодов. Анализ

Рис. 4. Значения скоростей миграции тихоокеанских землетрясений вдоль сейсмического пояса и определенные по ним зависимости $M_0(v)$.

1, 2 — глобальная и локальная миграционные зависимости; пунктиром проведены такие же зависимости, полученные в работе [Викулин, Иванчин, 1998] с использованием данных, не отмеченных „усами“. v^0 — значение скорости, разграничивающих глобальное и локальное поля точек, v_S — скорость поперечных сейсмических волн.

этих данных, основанный на геодезических инструментальных измерениях [Бахтиаров, Левин, 1993], показывает, что волны деформации представляют собой распространяющиеся вдоль поверхности Земли уединенные горбы или ямы (солитоны), диапазон скоростей которых включает большую часть диапазона скоростей волн миграции землетрясений (см. рис. 4). Моделирование позволяет считать, что уравнения движения, решениями которых могли бы быть такие деформационные волны, являются сильно нелинейные уравнения, чаще СГ уравнения [Быков, 2000].

Таким образом, сейсмологические и комплексные геофизические и данные моделирования прямо указывают на то, что волны миграции землетрясений являются уединенными волнами (солитонами и экситонами), их природа определяется нелинейными свойствами среды.

Сравнение данных о миграции землетрясений со свойствами решений СГ уравнения (23) показывает, что зависимости (1) и (2) (см. рис. 4), соответствующие им первые соотношения в (32.1) и (33.1) и разграничительное положение точки v^0 качественно соответствуют зависимостям (I) и (II) (см. рис. 3), соотношениям (28) и такому же положению точки v_0 (см. рис. 3). Это позволяет считать, что полученные нами соотношения соответствуют солитонным (32), (32.1) и экситонным (33), (33.1) решениям СГ уравнения с характерной скоростью процесса v^0 .

По аналогии с обычными упругими волнами (случай тектонического приближения [Николаевский, 1996]), считая длину волны экситона λ_0 равной размеру сейсмофокального блока:

$$\lambda_0 \approx R_0, \quad k_0 = 2\pi/R_0, \quad (34)$$

для значения характерной скорости процесса c_0 получаем следующее выражение:

$$c_0^2 = \frac{3\sqrt{15}}{8\pi^2} \Omega R_0 \sqrt{\frac{G}{\rho}} \sim v_R v_S \quad (35)$$

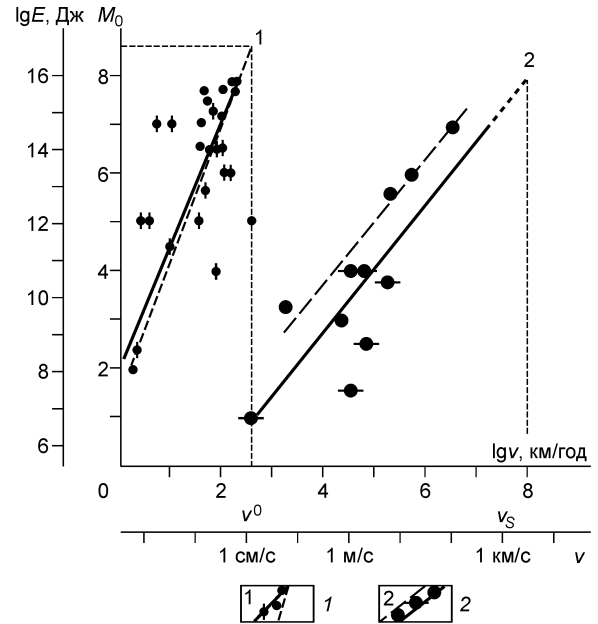
или при принятых выше параметрах модели:

$$c_0 \approx 1 \text{ см/с}. \quad (36)$$

Как видим, характерная скорость модельного (23)—(27) сейсмического процесса c_0 оказалась близкой к определяемой соотношением (31) скорости v_0 , что позволяет считать экспериментальные миграционные соотношения (32), (32.1) и (33), (33.1) соответственно солитонным и экситонным решениями задачи (23)—(27).

Подтверждением такого вывода можно считать доказательство того, что в рамках задачи (23)—(27) удалось собственную частоту ω_0 (29) поворотного движения блока отождествить с частотой нутации полюса планеты, по сути, являющейся нулевым экситонным решением, соответствующим состоянию (30). Более того, в рамках той же задачи удалось предсказать расщепление частоты нутации (Чандлера) на две и дать ему объяснение: скорость миграции вдоль широты отличается от скорости миграции вдоль долготы на скорость Доплера, обусловленную вращением планеты [Викулин, Кролевец, 2001; Vikulin, Krolevets, 2002].

Значение c_0 , согласно соотношения (35), с точностью до численного множителя может быть представлено в виде среднегеометрического произведения двух скоростей: центробежной $v_R = \Omega R_0$ и упругой поперечной $v_S = (G/\rho)^{1/2}$. Отсюда и название модели (23)—(27), данное ей авторами, — ротационная модель [Викулин, Иванчин, 1997, 1998].



ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе поставлена и аналитически решена задача о поле упругих напряжений, возникающем вокруг поворачивающегося за счет внутренних источников блока земной коры. Единственное физическое предположение модели заключается в том, что изменение, вследствие вращения Земли, направления момента импульса блока приводит к появлению вокруг него упругого поля с моментом силы. Оценки показали, что в случае размера блока $R \approx 100$ км и угле его поворота $\beta \approx 10^{-4}$ рад, теоретические (модельные) значения для величин упругой энергии, сейсмического момента, напряжений и подвижки близки таким же величинам, характерным для очагов сильнейших ($M > 7.5$) землетрясений. В свою очередь, такие углы поворота при разумных предположениях о повторяемости землетрясений хорошо согласуются с установленными скоростями вращения блоков и плит земной коры. Тем самым показано, что модель применима к описанию процессов, протекающих в очагах землетрясений.

Установлен дальнедействующий характер таких упругих полей напряжений, что дает возможность перейти к рассмотрению цепочки сейсмофокальных блоков, позволяющих моделировать сейсмический процесс, протекающий в сейсмических поясах планеты. Поставлена задача о движении цепочки взаимосвязанных блоков и получено ее феноменологическое решение. Показано, что решения такой задачи в виде солитонов и экситонов (в терминологии А.С. Давыдова [1982]), позволяют описать весь спектр известных значений скоростей миграции землетрясений. При этом солитонные решения, представляющие собой глобальные волны миграции землетрясений (медленные тектонические волны [Быков, 2005]), характеризуются максимальными скоростями ~ 1 см/с. Экситонные решения (быстрые тектонические волны) характеризуют волны (локальной) миграции [Быков, 2005] форшоков и афтершоков в очагах землетрясений.

В тектоническом приближении [Николаевский, 1996], считая длину волны экситона, равной размеру сейсмофокального блока (очага сильнейшего землетрясения), получено значение характерной для данной модели скорости:

$$c_0^2 \approx v_R v_S,$$

равной среднегеометрическому произведению центробежной v_R и поперечной сейсмической v_S скоростей.

Итак, для блоковых вращающихся геофизических сред теоретически установлено существование нового типа упругих ротационных волн и показано, что именно такие волны ответственны за миграцию землетрясений.

ЛИТЕРАТУРА

Бахтиаров В.Ф., Левин В.Е. Применение светодальномеров в геодезической обсерватории „Мишневая“ (Камчатка) для регистрации движений земной поверхности // Оптический журнал, 1993, № 10, с. 82—85.

Быков В.Г. Нелинейные волновые процессы в геологических средах. Владивосток, Дальнаука, 2000, 190 с.

Быков В.Г. Деформационные волны Земли: концепция, наблюдения и модели // Геология и геофизика, 2005, т. 46 (11), с. 1179—1190.

Викулин А.В. Феноменологическая волновая модель сейсмического процесса // Докл. АН СССР, 1990, т. 310, № 4, с. 621—824.

Викулин А.В. Миграция и осцилляции сейсмической активности и волновые движения земной коры // Проблемы геодинамики и прогноза землетрясений. I Российско-Японский семинар (Хабаровск, 26—29 сентября 2000 г.). Хабаровск, ИТиГ ДВО РАН, 2001, с. 205—224.

Викулин А.В. Физика волнового сейсмического процесса. Петропавловск-Камчатский, КГПУ, 2003, 150 с. www.kscnet.ru

Викулин А.В., Иванчин А.Г. Модель сейсмического процесса // Вычислительные технологии, 1997, т. 2, № 2, с. 20—25.

Викулин А.В., Иванчин А.Г. Ротационная модель сейсмического процесса // Тихоокеанская геология, 1998, т. 17, № 6, с. 94—102.

Викулин А.В., Кролевец А.Н. Чандлеровское колебание полюса и сеймотектонический процесс // Геология и геофизика, 2001, т. 42 (6), с. 996—1009.

Викулин А.В., Тверитинова Т.Ю. Энергия тектонического процесса и вихревые геологические структуры // Докл. РАН, 2007, т. 413, № 3, с. 372—374.

Викулин А.В., Викулина С.А., Водинчар Г.М. Землетрясения-дуплеты и пары землетрясений — закономерность сейсмического процесса // Проблемы комплексного геофизического мониторинга Даль-

него Востока России. Первая региональная научно-практическая конференция (Петропавловск-Камчатский, 11—17 ноября 2007 г.). Тез. докл. Петропавловск-Камчатский, КФ ГС РАН, 2007, с. 36.

Вихри в геологических процессах / Ред. А.В. Викулин. Петропавловск-Камчатский, ИВГиГ ДВО РАН; КГПУ, 2004, 297 с. www.kscnet.ru.

Владимиров В.И., Романов А.Е. Дисклинации в кристаллах. Л., Наука, 1986, 224 с.

Вопросы материаловедения // Труды международного семинара „Мезоструктура“ (Санкт-Петербург, 4—7 декабря 2001 г.) / Ред. И.В. Горынин. СПб., ЦНИИ КМ „Прометей“, 2002, № 1 (29), 443 с.

Гольдин С.В. Физика „живой“ Земли // Проблемы геофизики XXI века. Кн. 1. М., Наука, 2003, с. 17—36.

Давыдов А.С. Солитоны в квазиодномерных молекулярных структурах // УФН, 1982, т. 138, вып. 4, с. 603—643.

Зоненшайн Л.П., Савостин Л.А. Введение в геодинамику. М., Наука, 1979, 311 с.

Кац Я.Г., Козлов В.В., Полетаев А.И. Ротационные структуры земной коры // Общая и региональная геология, геология морей и океанов, геологическое картирование. М., Министерство геологии СССР, 1990, 44 с.

Курленя М.В., Опарин В.Н. Проблемы нелинейной геомеханики. Ч. II // ФТПРПИ, 2000, № 4, с. 3—26.

Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория упругости. М., Наука, 2003, 246 с.

Лукьянов А.В. Нелинейные эффекты в моделях тектогенеза // Проблемы геодинамики литосферы. М., Наука, 1999, с. 253—287.

Международный геолого-геофизический атлас Тихого океана / Ред. С. Уеда. М.; СПб., Межправительственная океанографическая комиссия, 2003, 120 с.

Мелекесцев И.В. Вихревая вулканическая гипотеза и некоторые перспективы ее применения // Проблемы глубинного магматизма. М., Наука, 1979, с. 125—155.

Мирлин Е.Г. Проблема вихревых движений в „твердых“ оболочках Земли и их роли в геотектонике // Геотектоника, 2006, № 4, с. 43—60.

Николаевский В.Н. Математическое моделирование уединенных деформационных и сейсмических волн // Докл. РАН, 1995, т. 341, № 3, с. 403—405.

Николаевский В.Н. Геомеханика и флюидодинамика. М., Недра, 1996, 448 с.

Островский Л.А. Неклассическая нелинейная акустика // Нелинейные волны. Нижний Новгород, ИПФ РАН, 2005, с. 109—124.

Пейве А.В. Тектоника и магматизм // Изв. АН СССР. Сер. геол., 1961, № 3, с. 36—54.

Полетаев А.И. Ротационная тектоника // Актуальные проблемы региональной геологии и геодинамики (Шестые Горшковские чтения, 26 апреля 2004 г.). М., МГУ, 2004, с. 19—25.

Полетаев А.И. Ротационная тектоника земной коры // Тектоника земной коры и мантии. Тектонические закономерности размещения полезных ископаемых: Материалы XXXVIII тектонического совещания. М., ГЕОС, 2005, т. 2, с. 97—100.

Полетаев А.И. Ротационная тектоника или тектоническое вращение? // Актуальные проблемы региональной геологии и геодинамики (Восьмые Горшковские чтения, 26 апреля 2006 г.). М., МГУ, 2006, с. 32—38.

Пономарев В.С. Горные породы как среды с собственными источниками упругой энергии // Проблемы нелинейной сейсмологии. М., Наука, 1987, с. 50—64.

Проблемы геофизики XXI века: В 2 кн. / Ред. А.В. Николаев. М., Наука, 2003, кн. 1, 311 с.; кн. 2, 333 с.

Проблемы комплексного геофизического мониторинга Дальнего Востока России. Первая региональная научно-практическая конференция (Петропавловск-Камчатский, 11—17 ноября 2007 г.). Петропавловск-Камчатский, КФ ГС РАН, 2007, 118 с.

Ротационные процессы в геологии и физике / Ред. Е.Е. Милановский. М., ДомКнига, 2007, 528 с. www.kscnet.ru.

Садовский М.А. Новая модель геофизической среды // Българско геофизично списание, 1985, т. XII, № 2, с. 3—10.

Садовский М.А. Живая Земля // Михаил Александрович Садовский. Очерки. Воспоминания. Материалы. М., Наука, 2004, с. 242—245.

Седов Л.И. Механика сплошной среды. М., Наука, 1973, 536 с.

Слезняк О.И. Вихревые системы литосферы и структуры докембрия. Киев, Наук. думка, 1972, 182 с.

Стовас М.В. Избранные труды. Ч. I. М., Недра, 1975, 155 с.

Сэффмэн Ф.Дж. Динамика вихрей. М., Научный мир, 2000, 376 с.

Тверитинова Т.Ю., Викулин А.В. Геологические и геофизические признаки вихревых структур в геологической среде // Вестн. КРАУНЦ. Сер. наук о Земле, 2005, № 5, с. 59—77. www.kscnet.ru.

Тектоника и геофизика литосферы. Материалы XXXV тектонического совещания / Ред. Ю.В. Карякин. М., ГЕОС, 2002, т. 1, 368 с.; т. 2, 378 с.

Устинова В.Н., Вылцан И.А., Устинов В.Г. О пространственном и временном развитии циклически протекающих событий на Земле по геофизическим данным // Геофизика, 2005, № 3, с. 65—71.

Chao B.F., Gross R.S. Changes in the Earth's rotational energy induced by earthquakes // Geophys. J. Int., 1995, v. 122, p. 776—783.

Vikulin A.V. Earth rotation, elasticity and geodynamics: earthquake wave rotary model // Earthquake source asymmetry, structural media and rotation effects / Eds. R. Teisseyre, M. Takeo, E. Majewski. Berlin — Heidelberg — New York, Springer, 2006, p. 273—289.

Vikulin A.V., Krolevets A.N. Seismotectonic processes and the Chandler oscillation // Acta Geophys. Pol., 2002, v. 50, № 3, p. 395—411.

Xie Xin-Sheng. Discussion on rotational tectonics stress field and the genesis of circum-Ordos landmass fault system // Acta Seismol. Sinica, 2004, v. 17, № 4, p. 464—472.

*Рекомендована к печати 16 ноября 2007 г.
А.Д. Дучковым*

*Поступила в редакцию
5 декабря 2006 г.*