Как известно, под воздействием рельефных, биоклиматических факторов биологический круговорот водных мигрантов в степях отмеченного типа происходит интенсивнее, чем в более высоко расположенных ландшафтах. Общая масса катионов по эквивалентному количеству превосходит общее количество анионов и при этом образующиеся органические кислоты нейтрализуются Ca и частично Mg. В данном случае это явление определяет переходный класс миграции элементов в ландшафте.

В местах, где больше непоглощенного Ca, происходит связывание его с CO_2, являющегося одним из продуктов разложения растительных остатков. В нижних частях почвенного горизонта содержание CO_2 в почвенном воздухе уменьшается и происходит осаждение $CaCO_3$. Поэтому ниже горизонта, обогащенного гумусом, почти повсеместно в пределах данного ландшафта распространяется горизонт вмывания, где аккумулируются элементы.

По А. И. Перельману, K, например, в пределах этих горизонтов образует новые минералы, но преимущественно снова поглощается, занимая место в группе энергичного биологического накопления и сильного накопления. Благоприятные условия (привнос материала, его аккумуляция, мощность корневой системы и т. д.) определяли и повышенные значения A_x всех элементов.

Таким образом, при проведении биогеохимических поисков становится обязательным определение геохимического типа ландшафта и биогеохимических особенностей произрастающего в этом типе ландшафта растительного сообщества. По некоторым элементам отклонения величин A_x могут быть настолько велики, что их можно принять за аномалии (табл. 2), но, как показали исследования, эти отклонения могут быть отражением геохимических и биогеохимических особенностей ландшафта.

Институт геологических наук
АН Армянской ССР

Поступила 9. III.1987.

ЛИТЕРАТУРА

1. Инструкция по геохимическим методам поисков рудных месторождений. М.: Недра, 1983, 188 с.
2. *Малюга Д. П.* Биогеохимический метод поисков рудных месторождений. М.: Изд. АН СССР, 1963, 250 с.
3. *Перельман А. И.* Геохимия ландшафта. М.: Высшая школа, 1966, 391 с.
4. *Перельман А. И.* Геохимия. М.: Высшая школа, 1979, 357 с.
5. *Самарина В. С.* Гидрогеохимия. Л.; Изд. ЛГУ 1977, 352 с.

Известия АН АрмССР, Науки о Земле, XLI, № 1, 52—56, 1988

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 550.311

М. Р. АВАКЯН

К ВОПРОСУ ПОСТРОЕНИЯ ТРЕХМЕРНОЙ ДИССИПАТИВНОЙ ФУНКЦИИ МАНТИИ ЗЕМЛИ

В последнее время появились экспериментальные данные по поверхностным волнам и собственным колебаниям Земли, позволяющие исследовать крупномасштабные сферически несимметричные неоднородности в строении мантии.

В работах Ф. Гильберта, Т. Жордана, А. Дзевонского [10, 11, 6] были построены сферически несимметричные упругие модели мантии Земли. Вопрос решался в постановке обратной задачи на основе техники, разработанной Ф. Гильбертом и А. Дзевонским [7], Т. Жорданом [8] и Ф. Даленом [4, 5]. Однако, по ряду причин [9], эта техника не применима к расчету сферически несимметричной диссипативной функции мантии. Эта задача может быть решена только в прямой постановке следующим образом: задаются пробные трехмерные неупругие модели, по этим моделям рассчитываются спектры колебаний, которые затем сравниваются с наблюденными спектрами.

Теория возмущений

Впервые теоретическое исследование возможности расчета сферически несимметричных неоднородностей было проведено в работах В. Н. Жаркова и В. М. Любимова [1, 2] и Г. Бейкуса [3]. Спектр свободных колебаний Земли обычно вычисляется по сферически симметричной, невращающейся упругой и изотропной модели

Земли. Такая модель полностью описывается тремя функциями радиуса: плотностью $\rho(r)$, модулем сжатия $K(r)$ и модулем сдвига $\mu(r)$. Коротко эту модель можно обозначить как $F(r)$.

Для такой модели изолированный мультиплет с номером колебания l и номером обертона n содержит $2l+1$ спектральные линии с одинаковой частотой $\bar{\omega}_{l,n}$. Для сфероидальных колебаний собственные функции, соответствующие этим $2l+1$ одинаковым частотам, имеют следующую пространственную зависимость

$$\vec{s}_{l,n}^{\,m}=\vec{r}\,U_{l,n}(r)Y_l^m(\nu,\varphi)+V_{l,n}(r)\nabla_1 Y_l^m(\nu,\varphi), \tag{1}$$

где r, ν, φ—сферические координаты, $Y_l^m(\nu,\varphi)$—нормированные сферические гармоники, $\nabla_1=\hat{\nu}\dfrac{\partial}{\partial\nu}+\hat{\varphi}\dfrac{1}{\sin\nu}\dfrac{\partial}{\partial\varphi}$. Таким образом имеет место вырождение по долготному индексу m. Вращение и отклонение от сферической симметрии в распределении параметров снимают вырождение, поэтому, частоты в мультиплете из $2l+1$ линий для реальной Земли должны отличаться друг от друга. Оказалось, что расщепление большинства наблюдаемых мультиплетов достаточно слабое для того, чтобы предполагать, что Земля слабо сферически несимметрична и воспользоваться теорией возмущений. Ж. Вудхаус и Ф. Дален [12] дали исчерпывающую разработку теории возмущений первого порядка применительно к собственным колебаниям в сферически несимметричных моделях Земли. Рассматривается сферически несимметричная модель $F(r,\nu,\varphi)$, при этом учитывается также вращение с угловой скоростью Ω. Модель отличается от радиальной эллиптичностью фигуры и другими горизонтальными неоднородностями, описываемыми возмущением $\delta F(r,\nu,\varphi)=F(r,\nu\,\varphi)-F(r)$, где под $\delta F(r,\nu,\varphi)$ подразумевается возмущение плотности $\delta\rho(r,\nu,\varphi)$ и модулей упругости $\delta K(r,\nu,\varphi)$, $\delta\mu(r,\nu,\varphi)$. В первом порядке по этим возмущениям собственные частоты модели $F(r,\nu,\varphi)$ имеют следующий вид:

$$\omega_{l,n}^m=\bar{\omega}_{l,n}+\delta\omega_{l,n}^m,\quad -l\leqslant m\leqslant l, \tag{2}$$

где $\delta\omega_{l,n}^m$—собственные значения эрмитовой матрицы размерности $(2l+1)\times(2l+1)$. Элементы этой матрицы имеют следующий вид [8]:

$$H_{m'm''}^{(l,n)}=(\alpha\varepsilon\bar{\omega}_{l,n}+m'\beta\Omega+m'^2\gamma\varepsilon\bar{\omega}_{l,n})\delta_{m'm''}+\tilde{H}_{m'm''}^{(l,n)}, \tag{3}$$

где ε—сжатие Земли, α и γ—параметры, определяющие расщепление из-за эллиптичности, β—параметр, определяющий расщепление из-за силы Кориолиса, Ω—угловая скорость вращения Земли, $\tilde{H}$—часть матрицы H, обусловленная горизонтальными неоднородностями, не связанными с равновесным земным сфероидом. Элементы $\tilde{H}$ являются линейными функционалами от возмущения δF [12]:

$$\tilde{H}_{m'm''}^{(l,n)}=\sum_{s=0}^{\infty}\sum_{t=-s}^{s}\int_0^a\left(R_s^{(l,n)}\delta\rho_s^t+M_s^{(l,n)}\delta\mu_s^t+K_s^{(l,n)}\delta K_s^t\right)\times$$

$$\times\int_\Omega Y_l^{m'}(\nu,\varphi)^*Y_s^t(\nu,\varphi)Y_l^{m''}(\nu,\varphi)\,dA(\nu,\varphi),$$

где a—радиус Земли; $\delta\rho_s^t(r)$, $\delta\mu_s^t(r)$, $\delta K_s^t(r)$—коэффициенты разложения возмущений $\delta\rho$, $\delta\mu$, δK по сферическим гармоникам; R_s, M_s, K_s—известные выражения, в которые входят радиальные части собственных функций и параметры исходной сферически симметричной модели [12]. Интеграл от сферических гармоник можно выразить через символы Вигнера. Он не равен нулю при условии четности s, это является недостатком метода, т. к. мы не можем получить информацию о нечетных гармониках.

До сих пор речь шла только о чисто упругих моделях. Следующее приближение к реальной Земле—введение сферически несимметричной диссипативной функции. Это достигается простым обобщением формул (1), (2) следующей заменой [5] $\omega_{l,n}^m\to\omega_{l,n}^m+ia_{l,n}^m$, $\tilde{H}_{m'm''}^{(l,n)}\to\tilde{H}_{m'm''}^{(l,n)}+i\tilde{Q}_{m'm''}^{(l,n)}$, где $a_{l,n}^m$—коэффициент затухания

$$\tilde{Q}^{(l,n)}_{m'm''}=-\sum_{s=0}^{\infty}\sum_{t=-s}^{s}\int_0^a (K_s^{(l,n)}K(r)Q_k(r)^{-2}\delta Q^t_{ks}+M_s^{(l,n)}\times$$

$$\times\mu(r)Q_\mu(r)^{-2}\delta Q^t_{\mu s})r^2dr\int_\Omega Y_l^{m'}(\nu,\varphi)^* Y_s^t(\nu,\varphi)Y_l^{m''}(\nu,\varphi)dA(\nu,\varphi). \tag{5}$$

$K(r)$, $\mu(r)$, $Q_k(r)$, $Q_\mu(r)$—соответственно модуль сжатия, модуль сдвига, диссипативные функции, обусловленные сжатием и сдвигом для сферически симметричной Земли. δQ^t_{ks} и $\delta Q^t_{\mu s}$—коэффициенты разложения возмущений диссипативных функций по сферическим гармоникам.

В такой постановке построение сферически несимметричных моделей сводится к восстановлению матрицы возмущения H по известным собственным значениям, т. е. решению обратной задачи.

Обратная задача

Постановка и решение обратной задачи осложняются двумя фактами. Во-первых, несмотря на то, что компоненты матрицы возмущения являются линейными функционалами от несферических возмущений, их собственные значения не являются таковыми, т. е. в первоначальной постановке обратная задача не является линейной. Во-вторых, разрешить мультиплет, т. е. измерить частоты синглетов, из которых он состоит, возможно только для спектров с номером колебания $l\leqslant5$. При более высоких частотах происходит перекрывание синглетов. В работах [7] и [8] был предложен метод, позволяющий обойти эти трудности. Этот метод сводится к следующему. Как известно, в сферически симметричной Земле спектры колебаний представляют из себя синглеты. На больших расстояниях от источника землетрясения и при $\omega_{l,n}\gg\alpha_{l,n}$ спектральная функция колебания имеет следующий вид:

$$\vec{S}_{l,n}(\vec{r},\omega)=-\frac{1}{2}\vec{A}_{l,n}[\bar{\alpha}_{l,n}+i(\omega-\bar{\omega}_{l,n})]^{-1}, \tag{6}$$

где $\vec{A}_{l,n}$—амплитуда пика;

$$\vec{A}_{l,n}=\sum_{m=-l}^{l}f_{pq}e^m_{pq}(\vec{r}_s)^*\vec{S}^m_{l,n}(\vec{r}) \tag{7}$$

по p и q производится суммирование, $\vec{r}_s$ и $\vec{r}$ радиус—векторы источника и приемника, f_{pq}—фурье образ производной по времени от тензора сейсмического момента,

$$e^m_{qp}=\frac{1}{2}\left\{\frac{\partial(S^m_{l,n})_p}{\partial x_q}+\frac{\partial(S^m_{l,n})_q}{\partial x_p}\right\}. \tag{8}$$

Для сферически несимметричной модели спектральная функция при тех же условиях, что и в предыдущем случае, запишется как

$$\vec{S}_{l,n}(\vec{r},\omega)=-\frac{1}{2}\sum_{m=-l}^{l}\vec{A}^m_{l,n}[\alpha^m_{l,n}+i(\omega-\omega^m_{l,n})]^{-1}. \tag{9}$$

где $\vec{A}^m_{l,n}$, $\alpha^m_{l,n}$, $\omega^m_{l,n}$—соответственно амплитуда, коэффициент затухания и частота m-того пика в мультиплете.

$$\vec{A}^m_{l,n}=\sum_{m=-l}^{l}\sum_{m''=-l}^{l}(-1)^{m'}c^{m''}_m c^{-m'}_m f_{pq}e^{m'}_{pq}(\vec{r})^*\vec{S}^{m''}_{l,n}(\vec{r}), \tag{10}$$

где $c^{m'}_m-m'$ компонента m-того собственного вектора матрицы возмущения.

Было замечено, что при достаточно больших частотах колебаний, отдельные линии, составляющие мультиплет, перекрываются таким образом, что он приобретает форму, близкую к форме одиночного пика. Тогда можно записать (9) как

$$\vec{S}_{l,n}(\vec{r}, \omega) \approx -\frac{1}{2} \vec{A}^{(l,n)}_{эфф} [\alpha^{(l,n)}_{эфф} + i(\omega - \omega^{(l,n)}_{эфф})]^{-1}. \quad (11)$$

Показано [8, 4], что в пределе геометрической оптики (когда длина волны колебания много меньше длины волны горизонтальных неоднородностей) $\alpha_{эфф}$ и $\omega_{эфф}$ являются линейными функционалами от сферически несимметричных возмущений параметров модели

$$\omega^{(l,n)}_{эфф}(\Theta, \Phi) = \overline{\omega}_{l,n} + \sum_{s=2}^{2l} \sum_{t=-s}^{s} P_s(0) \cdot Y^t_s(\Theta, \Phi) \int_0^a (R^{(l,n)}_0 \delta\rho^t_s + K^{(l,n)}_0 \cdot \delta K^t_s + M^{(l,n)}_0 \cdot \delta\mu^t_s) r^2 dr \quad (12)$$

$$\alpha^{(l,n)}_{эфф}(\Theta, \Phi) = \overline{\alpha}_{l,n} - \sum_{s=2}^{2l} \sum_{t=-s}^{s} P_s(0) \cdot Y^t_s(\Theta, \Phi) \int_0^a (K^{(l,n)}_0 \cdot K \cdot Q^{-2}_k \cdot \delta Q^t_{ks} + M^{(l,n)}_0 \cdot \mu \cdot Q^{-2}_{\mu} \cdot \delta Q^t_{\mu s}) r^2 dr, \quad (13)$$

где $P_s(x)$—полином Лежандра, Θ, Φ—координаты полюса большого круга, проведенного через источник и приемник.

Таким образом, проблема сводится к линейной обратной задаче. Этот метод применялся в работе [10]. Оказалось, что распределение по поверхности Земли величины $\Delta\omega_{l,n}(\Theta, \Phi) = \omega^{(l,n)}_{эфф} - \overline{\omega}_{l,n}$ обладает достаточно четкой крупномасштабной упорядоченностью. Очевидно, что такую картину могли дать только крупномасштабные горизонтальные неоднородности. Поэтому оказалось возможным ограничиться в разложении возмущений по сферическим гармоникам членами с $s=2$. Было построено несколько упругих моделей с неоднородностями в различных слоях мантии. Наиболее реальной оказалась модель с горизонтальными неоднородностями в переходной зоне.

Казалось бы аналогичную процедуру можно проделать и для диссипативной функции. Кроме того, должна существовать корреляция между расположением неоднородностей в распределении упругих и неупругих параметров, что должно приводить к корреляции в распределении $\Delta\omega_{l,n}$ и $\Delta\alpha_{l,n}$ по поверхности Земли. Однако, как показано в работе Г. Мастерса и Ф. Гильберта [9], такая корреляция отсутствует, $\Delta\alpha_{l,n}(\Theta, \Phi)$ распределены совершенно беспорядочно. Скорее всего этот факт объясняется недостаточно точным измерением коэффициентов затухания. Кроме того, можно предположить, что приближение геометрической оптики, достаточное для описания $\omega^{(l,n)}_{эфф}$, является неверным для $\alpha^{(l,n)}_{эфф}$, т. к. ширина пика, образовавшегося при перекрывании синглетов, более подвержена влиянию различных факторов, чем значение частоты пика.

Таким образом, расчет сферически несимметричной диссипативной функции мантии возможен только в прямой постановке. При этом выбор пробных сферически несимметричных диссипативных моделей ограничивается существующими аналогичными упругими моделями.

Ереванский государственный
университет

Поступила 15. IV. 1987.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Жарков В. Н., Любимов В. М.* Крутильные колебания сферически несимметричной модели Земли.—Изв. АН СССР, Физика Земли, 1970, № 2, с. 2—10.
2. *Жарков В. Н., Любимов В. М.* Теория сфероидальных колебаний для сферически несимметричной модели Земли.—Изв. АН СССР, 1970, № 10, с. 6—18.

3. *Backus G. E.* Geographical interpretation of measurements of average phase velocities over great circular and great semi-circular path.—Bull. Seism. Soc. Amer., 1964, v. 54, № 2, p. 571—610.
4. *Dahlen F. A.* The spectra of unresolved split normal mode multiplets.—Geophys I. R. astr Soc., 1979, v. 58, № 1, p. 1—33.
5. *Dahlen F. A.* The free oscillations of an unelastic aspherical Earth.—Geophys I. R. astr. soc., 1981, v. 66, № 1, p. 1—22.
6. *Dziewonski A. M.* Mapping the lover mantle: Determination of lateral heterogeneity in P velocity up to degree and order ~6.—J. Geophys. Res, 1984, v. 89, № 87, p. 5920—5952.
7. *Gilbert F., Dziewonski A. M.* An application of normal mode theory to the retrieval of structural parameters and source mechanisms from seismic spectra.—Phil. Trans. R. Soc. Lond., 1975, v. 279, p. 187—269.
8. *Jordan T. H.* A procedure for estimating lateral variations from low-frequency eigenspectra data.—Geophys. J. R. astr. soc., 1978, v. 52, № 3, p. 441—455.
9. *Masters G., Gilbert F.* Attenuation in the Earth.—Phil. Trans. R. Soc. Lond. 1983, v. 308, p. 476—522.
10. *Masters G., Jordan T. H., Silver P. G., Gilbert F.* Aspherical Earth structure from fundamental spheroidal mode data.—Nature, 1982, v. 298, № 12, p. 609—613.
11. *Woodhouse J. H., Dziewonski A. M.* Mapping the upper mantle: Three—dimensional modeling of Earth structure by inversion of seismic waveforms.—J. Geophys. Res., 1984, v. 89, № 37, p. 5953—5986.
12. *Woodhouse J. H., Dahlen F. A.* The effect of a general aspherical perturbation on the free oscillations of the Earth.—Geophys J. R. astr. Soc., 1978, v. 53, № 3, p. 335—354.

Известия АН АрмССР, Науки о Земле, XLI, № 1, 56—59, 1988

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 550.84:543.25

А. В. ЗАХАРЯН

КАТОДНО-АНОДНАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ МОЛИБДЕНИТА

Изучение поведения минералов при их катодно-анодной поляризации способствует выяснению природы сложных электрохимических процессов в земных недрах под действием естественных и искусственных электрических полей.

В настоящее время электрохимическое поведение некоторых сульфидных минералов изучено более или менее с достаточной полнотой. Однако для молибденита (MoS_2) подобные исследования имеют в основном несистематический характер. Имеющиеся некоторые данные, касающиеся определения потенциалов электрохимических реакций, требуют уточнения [4]. С другой стороны, отсутствие подобной информации не позволяет выявить возможности применения прямых геоэлектрохимических методов разведки на медно-молибденовых месторождениях.

Результаты подобных исследований могут быть полезными также и при решении вопросов, связанных с электрохимической обработкой минералов.

В настоящей статье приводятся результаты лабораторных исследований, проведенных на образцах из молибденита при их катодно-анодной поляризации.

Методика изготовления плотного молибденитового образца, а также приемы предварительной обработки его поверхности, с целью получения воспроизводимых результатов стационарных потенциалов, те же, что и в работе [2].

Первые же попытки снятия поляризационных кривых на MoS_2 показали, что при прохождении электрического тока на потенциал электрода, отражающий собственный электрохимический процесс, накладывается большое падение напряжения, связанное с большим удельным электрическим сопротивлением минерала. В результате катодные и анодные поляризационные кривые получались гладкими, прижатыми к оси потенциала, без характерных изгибов, отражающих переходы от одной электрохимической реакции к другой.

Обычно в подобных случаях для получения более точной поляризационной кривой применяют компенсационный способ регистрации контактной разности потенциа-