электрического поля по крайней мере на порядок выше. Это могут быть, например, окислы или фториды Zr. Полученные в данной работе результаты показывают, что метод активации ^{99}Mo может быть применен и для соединений Zr.

Литература

1. *Raghavan R.S., Raghavan P., Kaufmann E.N.* // Phys. Rev. 1975. **C12**. P. 2022.
2. *Witthun W., Engel W.* // Hyperfine Interactions of Radioactive Nuclei / Ed. J. Christiansen. Springer Verlag, Berlin. 1983. Ch. 5. P. 205.
3. *Денисенко Г.А., Сорокин А.А.* // Изв. АН СССР, сер. физ. 1983. **47**, № 1. С. 41.
4. *Inia P., Agarwal Y.K., Waard H.de.* // Phys. Rev. 1969. **188**. P. 605.
5. *Winkler H., Ruter D., Gerdau E., Braunsfurth J.* // Z. f. Phys. 1971. **243**. P. 166.
6. *Аксельрод З.З., Комиссарова Б.А., Крюкова Л.Н.* и др. // Приб. и техн. эксперимента. 1982. **3**. С. 32.
7. *Авотина М.П., Золотавин А.В.* Моменты основных и возбужденных состояний ядер. Ч. 1. М., 1979.

Поступила в редакцию
28.03.97

АСТРОНОМИЯ

УДК 521.92;93

ВЛИЯНИЕ ВРАЩЕНИЯ АТМОСФЕРЫ НА НУТАЦИЮ ЗЕМЛИ

В. Е. Жаров

(ГАИШ)

Показано, что учет динамики атмосферы при изучении вращения Земли в пространстве приводит к появлению новых нормальных мод. Эти моды связаны с вращением атмосферы относительно твердой Земли и должны приниматься во внимание при построении теории нутации.

Развитие теории вращения Земли в пространстве (изучение нутации) стимулируется значительным увеличением точности астрометрических наблюдений и обнаруженным расхождением теоретических и наблюденных амплитуд нутационных членов [1, 2]. Эти результаты невозможно объяснить на основе модели Земли, состоящей из стратифицированных и находящихся в гидростатическом равновесии оболочек: упругой мантии, жидкого внешнего и упругого внутреннего ядра [3, 4]. Поэтому в работе изучается влияние вращения атмосферы, рассматриваемой как произвольно ориентированная относительно твердой Земли оболочка, на нутацию. Свободное вращение атмосферы определяет новые нормальные моды и, значит, возможно дополнительное резонансное усиление атмосферных и океанических приливов и увеличение амплитуды вынужденной нутации.

Расчет нутации Земли выполнен в том же контексте, как и в работах [1, 5]: решаются уравнения углового момента для всей Земли и жидкого ядра. В настоящей работе к ним добавлено уравнение углового момента для атмосферы и кинематическое уравнение, описывающее вращение системы координат, связанной с атмосферой. Моменты сил, которые входят в уравнения, возникают из-за притяжения Земли Луной и Солнцем, гравитационного притяжения оболочек и из-за распределения давления на границах оболочек.

Предполагается, что вектор мгновенной угловой скорости Земли $\mathbf{\Omega}$ связан с векторами угловой скорости ядра $\mathbf{\Omega}_f$ и атмосферы $\mathbf{\Omega}_a$ соотношениями

$$\mathbf{\Omega} = \mathbf{\Omega}_0 + \mathbf{w} = \Omega_0(\mathbf{i}_3 + \mathbf{m}),$$
$$\mathbf{\Omega}_f = \mathbf{\Omega}_0 + \mathbf{w}_f = \Omega_0(\mathbf{i}_3 + \mathbf{m} + \mathbf{m}_f),$$
$$\mathbf{\Omega}_a = \mathbf{\Omega}_0 + \mathbf{w}_a = \Omega_0(\mathbf{i}_3 + \mathbf{m} + \mathbf{m}_a).$$

Безразмерные векторы $\mathbf{m}, \mathbf{m}_f, \mathbf{m}_a$ характеризуют возмущения скорости оболочек, которые вызываются лунно-солнечным (Φ_s), гравитационным (Φ_g) и центробежным (Φ_c) потенциалами. Система координат (с.к.) $\mathbf{i}_1, \mathbf{i}_2, \mathbf{i}_3$ связана с мантией и близка к осям Тиссерана. Произвольная ориентация атмосферы может быть описана введением с.к. $\mathbf{i}'_1, \mathbf{i}'_2, \mathbf{i}'_3$, не совпадающей, вообще говоря, с $\mathbf{i}_1, \mathbf{i}_2, \mathbf{i}_3$. "Наклон" атмосферы определяется единичным вектором $\mathbf{n}_a = \mathbf{i}'_3 - \mathbf{i}_3$.

Определение четырех неизвестных векторов $\mathbf{m}$, $\mathbf{m}_f$, $\mathbf{m}_a$ и $\mathbf{n}_a$ как функций возбуждающих потенциалов является полным решением задачи. В связи с большой сложностью задачи в работе находятся лишь решения однородных уравнений, т.е. нормальные моды Земли с атмосферой.

Динамические уравнения относительно с.к. $\mathbf{i}_1, \mathbf{i}_2, \mathbf{i}_3$, вращающейся с угловой скоростью $\mathbf{\Omega}$ относительно инерциальной с.к., для всей Земли, жидкого ядра и атмосферы имеют вид

$$\begin{aligned} &\frac{d\mathbf{H}}{dt} + \mathbf{\Omega} \times \mathbf{H} = \mathbf{L}, \\ &\frac{d\mathbf{H}_f}{dt} - \mathbf{w_f} \times \mathbf{H}_f = 0, \\ &\frac{d\mathbf{H}_a}{dt} + \mathbf{\Omega} \times \mathbf{H}_a = \mathbf{L}_a. \end{aligned} \tag{1}$$

Сила, действующая со стороны Солнца и Луны на элемент массы $\rho_e dV$ Земли, равна $\mathbf{f} = -\nabla\Phi_s \rho_e dV$, следовательно, момент силы равен

$$\mathbf{L} = \int\limits_V \rho_e \mathbf{r} \times \nabla\Phi_s dV = -\Omega^2 A e \mathbf{i}_3 \times \mathbf{\Phi},$$

где A — экваториальный момент инерции Земли, $e = (C-A)/A$, $\mathbf{\Phi} = (\phi_1, \phi_2, 0)$ — тессеральная гармоника второй степени потенциала Φ_s.

Момент сил, действующих на атмосферу, равен

$$\mathbf{L}_a = \int\limits_V \mathbf{r} \times (\nabla P + \rho_a \nabla\Phi_g - \nabla\cdot T) dV,$$

где P — давление у поверхности Земли, T — тензор напряжений. Гравитационные приливы в атмосфере не учитываются, так как они малы [6]. Если пренебречь трением воздуха (т.е. $T = 0$) и моделировать фигуру Земли гидростатическим эллипсоидом, то

$$\widetilde{L}_a = L_{a_1} + iL_{a_2} = -iU\widetilde{c}_3^a,$$

где $\widetilde{c}_3^a = c_{13}^a + ic_{23}^a$ — изменение тензора инерции атмосферы, $U = \Omega_0^2$.

Проектируя уравнения (1) на оси i_1, i_2, получим

$$\begin{gathered}
\left(\frac{d}{dt} - ie\Omega_0\right)\widetilde{m} + \tfrac{1}{A}\left(\tfrac{d}{dt} + i\Omega_0\right) \times \\
\times(\widetilde{c} + A_f\widetilde{m}_f + A_a\widetilde{m}_a) = -ie\Omega_0\widetilde{\phi}, \\
\frac{d}{dt}\left(\widetilde{m} + \frac{\widetilde{c}_3^f}{A_f}\right) + \left[\frac{d}{dt} + i\Omega_0(1+e_f)\right]\widetilde{m}_f = 0, \qquad (2) \\
\left(\frac{d}{dt} - ie_a\Omega_0\right)\widetilde{m} + \left(\tfrac{d}{dt} + i\Omega_0\right) \times \\
\times\left(\widetilde{m}_a + e_a\widetilde{n}_a + \tfrac{\widetilde{c}_3^a}{A_a}\right) == -\frac{iU}{A_a\Omega_0}(\widetilde{c}_3^a + A_a e_a \widetilde{n}_a), \\
\frac{d\widetilde{n}_a}{dt} + i\Omega_0\widetilde{m}_a = 0,
\end{gathered}$$

где $e_f = (C_f - A_f)/A_f, e_a = (C_a - A_a)/A_a$. Параметр $\widetilde{m}$ равен $\widetilde{m} = m_1 + im_2$. Аналогично определяются другие неизвестные. Четвертое уравнение получается из выражения

$$\frac{d\mathbf{n}_a}{dt} = \Omega_0(\mathbf{m}_a \times \mathbf{i}_3).$$

К этим четырем уравнениям надо добавить, следуя работе [5], еще два уравнения, связывающие тензоры инерции Земли $\widetilde{c}$, мантии $\widetilde{c}_3^m$ и ядра $\widetilde{c}_3^f$, вызванные деформациями, с потенциалом возмущений:

$$\begin{aligned}
\widetilde{c} &= A[\varkappa(\widetilde{m} - \widetilde{\phi}) + \xi\widetilde{m}_f] + \widetilde{c}_3^m(1+k'), \\
\widetilde{c}_3^f &= A_f[\gamma(\widetilde{m} - \widetilde{\phi}) + \beta\widetilde{m}_f] + \widetilde{c}_3^m(\xi/\tau + h_c).
\end{aligned} \qquad (3)$$

В уравнениях (3) учтено влияние нагрузки на поверхность Земли ($k' = -0,30$ — нагрузочное число второго порядка, $h_c = -0,128$ — динамическое число Лява, $\tau = \Omega_0^2 a^5/3GA$, a — радиус Земли, G — гравитационная постоянная). Параметры $\varkappa, \xi, \gamma, \beta$ получены в работах [2,5] для нескольких моделей Земли.

Явные уравнения относительно неизвестных величин $\widetilde{m}, \widetilde{m}_f, \widetilde{m}_a, \widetilde{n}_a$ легко получить, предположив, что они являются периодическими функциями, т.е. $\widetilde{m} \sim \widetilde{m}\,e^{i\sigma t}$ и т.д. Поэтому $d\widetilde{m}/dt = i\sigma\widetilde{m}$. Заменяя производные d/dt на $i\sigma$, а также величины $\widetilde{c}$ и $\widetilde{c}_3^f$ в (2) на выражения (3), получим

$$Mx = y,$$

где

$$M = \begin{pmatrix}
\sigma(1+\varkappa) + \Omega_0(\varkappa - e) & (\sigma+\Omega_0)\left(\dfrac{A_f}{A} + \xi\right) & (\sigma+\Omega_0)\dfrac{A_a}{A} & (\sigma+\Omega_0)\dfrac{A_a}{A}e_a(1+k') \\
\sigma(1+\gamma) & \sigma + \Omega_0(1+e_f) + \sigma\beta & 0 & \left(\dfrac{\xi}{\tau} + h_c\right)\dfrac{A_a}{A_f}e_a \\
\sigma - \Omega_0 e_a & 0 & \sigma + \Omega_0 & \left(\sigma + \Omega_0 + \dfrac{U}{\Omega_0}\right)e_a \\
0 & 0 & \Omega_0 & \sigma
\end{pmatrix},$$

$$x = \begin{pmatrix} \widetilde{m} \\ \widetilde{m}_f \\ \widetilde{m}_a \\ \widetilde{n}_a \end{pmatrix}, \qquad y = \begin{pmatrix}
[-\Omega_0 e + (\sigma+\Omega_0)\varkappa]\widetilde{\phi} - (\sigma+\Omega_0)(1+k')\dfrac{\widetilde{c}_3^a}{A} \\
\sigma\gamma\widetilde{\phi} - \left(\dfrac{\xi}{\tau} + h_c\right)\dfrac{\widetilde{c}_3^a}{A_f} \\
-\left(\sigma + \Omega_0 - \dfrac{U}{\Omega_0}\right)\dfrac{\widetilde{c}_3^a}{A_a} \\
0
\end{pmatrix}.$$

Для определения частот $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3, \sigma_4$ нормальных мод мы не будем решать уравнение $\det M = 0$ непосредственно, а воспользуемся искусственным приемом. Заметим, что при отсутствии атмосферы ($\widetilde{m}_a = \widetilde{n}_a = 0$) задача сводится к задаче Молоденского: определению мод для упругой Земли с жидким ядром. В этом случае уравнения определяют две хорошо известные моды: чандлеровское колебание и почти суточную нутацию с частотами σ_1 и σ_2, соответственно:

$$\sigma_1 = \Omega_0(e - \varkappa)\frac{A}{A_m},$$
$$\sigma_2 = -\Omega_0\left[1 + (e_f - \beta)\frac{A}{A_m}\right],$$

где $A_m = A - A_f$ — момент инерции мантии. Ограничиваясь точностью $O(me)$, можно представить $\det M$ в виде

$$\left(1 - \frac{A_f}{A}\right)(\sigma - \sigma_1)(\sigma - \sigma_2)(\sigma - \sigma_3)(\sigma - \sigma_4) = \det M.$$

Подставим вместо σ_1 и σ_2 найденные выражения. Разлагая детерминант M по степеням σ, можно приравнять коэффициенты при одинаковых степенях σ. В результате получим, решая квадратное уравнение, частоты новых мод:

$$\sigma_3 = \Omega_0\left(1 + \frac{\alpha}{\Omega_0}\right)e_a,$$
$$\sigma_4 = -\Omega_0\left(1 + \frac{\alpha}{\Omega_0}e_a + \delta_1\frac{A}{A_m}\right),$$

где $\alpha = U/\Omega_0$, $\delta_1 = \varkappa + \beta - 2\xi$. Для рассматриваемой фигуры Земли $\alpha/\Omega_0 = 1$, $\delta_1\frac{A}{A_m} = (1,370 \pm 0,006)\cdot 10^{-3}$. Частота качания атмосферы σ_3 определяется сжатием e_a. Зная C_a, A_a [7], получим $e_a = 0,01476$ и, следовательно, $\sigma_3 = 0,0295\Omega_0, \sigma_4 = -1,0161\Omega_0$. Заметим, что в работе не учитывалось трение воздуха о поверхность, а также топография Земли. При этих предположениях частота σ_4 далека от частот суточных приливов. Реальная поверхность Земли значительно отличается от гидростатического эллипсоида. Поэтому влияние топографии выражается в изменении параметра α/Ω_0, т.е. смещении частот σ_3, σ_4. Точное вычисление этого смещения трудно выполнить из-за недостаточного знания поля давления, коэффициентов трения воздуха о поверхность океанов и континентов. Приближенная оценка смещения частот σ_3, σ_4 и, следовательно, возможности усиления приливов и их вклада в амплитуду обратной годичной нутации будет сделана в следующей работе.

Автор благодарит С. М. Молоденского и Н. С. Сидоренкова за полезные обсуждения работы.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 97-05-64342).

Литература

1. *Mathews P.M., Buffett B.A., Herring T.A., Shapiro I.I.* // J. Geophys. Res. 1991. **96**, No.B5. P. 8219.
2. *Mathews P.M., Buffett B.A., Herring T.A., Shapiro I.I.* // Ibid. P. 8243.
3. *Чуйкова Н.А., Казарян С.А., Жаров В.Е.* // Тез. конф. «Современные проблемы и методы астрометрии и геодинамики». С-Пб, 1996. С. 119.
4. *Dehant V.* // Geophys. J. Int. 1990. **100**. P. 477.
5. *Sasao T., Okubo S., Saito M.* // Proc. IAU Symp. 78 / Ed. E.P. Fedorov, M.L. Smith, P.L. Bender. Hingham, Mass., 1980. P. 165.
6. *Жаров В.Е.* // Астрон. вестник. 1996. **30**. С. 321.
7. *Сидоренков Н.С.* // Изв. АН СССР, ФАО. 1973. **9**. С. 309.

Поступила в редакцию
30.04.97