

**НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
РЕСПУБЛИКИ АРМЕНИЯ
ИНСТИТУТ ГЕОЛОГИЧЕСКИХ НАУК**

А.Т. АСЛАНЯН

**ПРОБЛЕМЫ ФИЗИКИ
ЗЕМЛИ**

Ереван, 1996г.

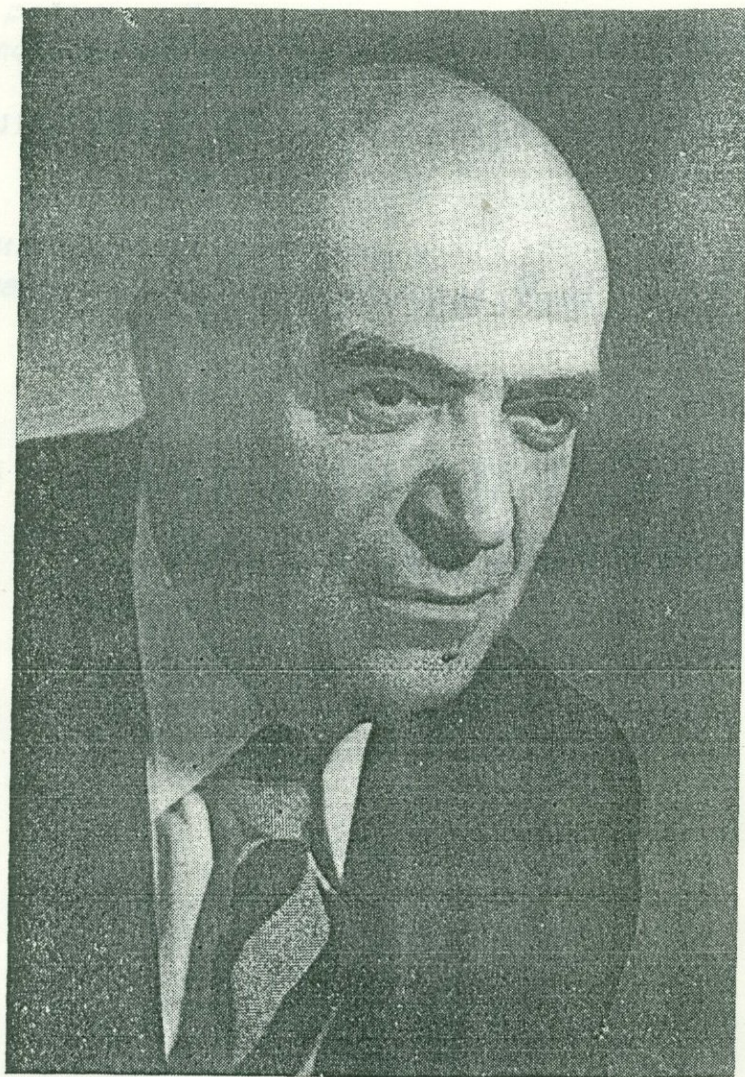
НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
РЕСПУБЛИКИ АРМЕНИЯ
ИНСТИТУТ ГЕОЛОГИЧЕСКИХ НАУК

А.Т. Асланян

5349
**ПРОБЛЕМЫ ФИЗИКИ
ЗЕМЛИ**

Ереван 1996г.





АСЛАНЯН АШОТ ТИГРАНОВИЧ
(1919 - 1989)

Предисловие

Академик Академии наук Армении, член Нью-Йоркской Академии наук. Ашот Тигранович Асланян (1919-1989) — один из выдающихся геологов — ученых Кавказа, жил и работал в эпоху глубоких преобразований геологических концепций, вызванных достижениями тектоники плит.

Будучи убежденным сторонником контракционной модели Земли, он критически воспринимал плитотектонические начальные разработки, в значительной мере механистические, рассчитываемые на не-изменяемый радиус Земли и характер полярности магнитного поля в постпротерозойской геологической истории. Нарастающая информация о значительных горизонтальных перемещениях литосферы не могла не изменить его отношения к новой парадигме.

Количественная модель контракции Земли, представленная на Международном геологическом конгрессе (1960г.), в литературе нередко именуемая "контракционной теорией Асланяна", в последующем, с развитием новой глобальной тектоники им дорабатывалась в ряде статей и в монографиях ("История тектонического развития Тавро-Кавказской области", 1984, "Тектонические условия становления офиолитовых зон", 1987 и др.).

В этих исследованиях и, прежде всего, в многочисленных публикациях в "Известиях АН Армении" за 1975-1990гг. Им рассмотрены принципиальные вопросы геодинамики, глубинные причины деформации Земли и дрейфа материков, соотношение контракции и субдукции, ограниченный спрединг и др. Исследования А.Т.Асланяна в этом направлении касаются физико-механических характеристик литосферы и астеносферы, внутреннего строения и геомагнитного поля Земли, количественной оценки тектонических эффектов гравитационного сжатия и приливного торможения Земли. Теоретически им рассчитаны модуль упругости, предел прочности и предельная мощность литосферы, установлен термогравитационный критерий изменения Земли, оценена плотность и равновесная температура в центре Земли, вероятные средние значения химического состава ядра, оболочек Земли, напряженность магнитного поля, выявлены соотношения между приливными числами Лава и коэффициентом Пуассона литосферы. Отметил также, что полученные им количественные характеристики находятся в согласии с сейсмологической моделью строения Земли и теорией бокового распула литосферы.

А.Т. Асланян был одним из инициаторов созыва в 1977 году Восьмого симпозиума Международной Ассоциации Планетологии в г. Ереване и был избран ее Вице-президентом.

Обладая энциклопедическими знаниями в области геологии и геофизики, А.Т.Асланян стал одним из основоположников изучения глубинного строения литосферы региона и плодотворно сочетал

исследования в области региональной геологии, геофизики и металлогении с фундаментальными сведениями о глубинном строении Земли в ее историческом развитии. Отсюда и естественный интерес академика А.Т.Асланяна к проблемам сейсмотектоники. Одним из первых он разработал схему тектонической и сейсмотектонической зональности региона (1959г.), был соредактором Космотектонической карты Передней Азии, Среднего и Ближнего Востока, представленной к 27-му Международному геологическому конгрессу (1984г.).

Предпринятая систематизация опубликованных статей А.Т.Асланяна по этим вопросам и издание сборника позволит познакомить читателей с концептуальным взглядом автора на эволюцию планеты Земля.

Доктор геол.-минерал. наук
Кандидат технических наук

М.А.Сатиан
Л.С.Казарян

ISSN 0013-788X

УДК 624.1

ОБ ЭКВИВАЛЕНТНОСТИ ФАКТОРОВ ЛЯВА И ПУАССОНА В ТЕОРИИ ПРИЛИВНОЙ ДЕФОРМАЦИИ И БОКОВОГО РАСПОРА ЗЕМНОЙ КОРЫ

Чл.-корр. АН Арм. ССР, профессор, доктор геол.-мин. наук А. Т. АСЛАНЯН¹

Реферат. Приливные деформации Земли характеризуются значением фактора Лява. Для его определения применяется отношение отклонения отвеса на деформированной и твердой поверхности Земли. Доказывается, что факторы Лява и Пуассона тождественны. Идентичность этих факторов выражается уравнением $1 + k + h = (1 - 2\gamma)/(1 - \gamma)$, где k и h — числа Лява, а γ — коэффициент Пуассона. Фактор Пуассона устанавливается по отношению скоростей продольных и поперечных волн. Этот подход позволяет определять фактор Лява, необходимый для оценки приливных деформаций Земли.

Инструментальные определения приливных деформаций Земли, вызванных притяжением Луны и Солнца, являются важным источником информации о внутреннем строении и механических свойствах Земли, поскольку земные приливы относятся к числу тех весьма немногих геофизических явлений, которые поддаются точной оценке как в смысле причинной обусловленности, так и в отношении количественной характеристики (Мельхиор, 1968; Молоденский, 1953; Love, 1967).

В данном сообщении показывается, что отношение γ отклонения отвеса на поверхности деформированной приливами реальной (упругой) Земли e_ϕ к отклонению отвеса на поверхности абсолютно твердой модели Земли e_0 , определяемое с помощью наклономеров и маятниковых приборов, может быть определено также с помощью сейсмографов, исходя из отношения скоростей продольных и поперечных волн, поскольку это отношение является функцией фактора Пуассона λ , характеризующего упругие свойства деформируемой среды и равного, как выясняется, фактору Лява γ .

Приливной потенциал Луны является сферической гармоникой второго порядка и определяется выражением

$$W_2 = \frac{Gma^2}{2c^3} (3\cos^2 z_0 - 1), \quad (1)$$

в котором G — гравитационная постоянная, m — масса Луны, a — средний радиус Земли, c — расстояние между центрами масс Земли и Лу-

¹ Директор Института геологических наук АН Арм. ССР.

ны, z_0 — угол, образованный прямой, соединяющей центры масс Земли и Луны, и радиус-вектором точки, на которой устанавливается маятник.

Под влиянием возмущающей силы Луны, потенциал которой достигает максимума $W_{2\max} = Gma^2/c^3$, когда она находится в зените ($z_0 = 0$), поверхность Земли испытывает радиальное смещение Δr , а установленные на ней маятники и наклонмеры показывают отклонение отвеса и изменение уклона поверхности.

Для абсолютно твердой модели Земли согласно теореме Брунса малое смещение эквипотенциальной поверхности $\Delta r = W_2/g$, а отклонение отвеса $e_0 = \frac{1}{ag} \cdot \frac{\partial W_2}{\partial \varphi}$ (φ — географическая широта), а в случае упругой модели Земли, поверхность которой уже не является эквипотенциальной поверхностью, вариация высоты смещения над этой поверхностью определяется согласно Ляву формулой

$$\Delta r = \frac{h W_2}{g}. \quad (2)$$

Соответствующее уменьшение потенциала Земли в точке наблюдения, обусловленное радиальным смещением поверхности, составляет

$$W_2' = g \Delta r = h W_2, \quad (3)$$

где $h = \Delta r / \Delta r_0$ — безразмерная величина, характеризующая упругие свойства среды в зависимости от глубины ее залегания.

Изменение потенциала в точке наблюдения происходит также вследствие перемещения масс в толще Земли в процессе приливной деформации. Приращение его согласно Ляву определяется выражением

$$W_2'' = k W_2, \quad (4)$$

где k — безразмерная постоянная, зависящая от упругих свойств деформирующейся среды (Лейбензон, 1955; Мельхиор, 1968; Love, 1967).

Деформация земной коры под воздействием приливообразующей силы происходит в направлении этой силы и фиксируется изменением

приливного наклона поверхности коры на величину $i = -\frac{1}{r} \frac{dr}{d\varphi}$, и,

таким образом, согласно Ляву, отклонение отвеса, определенное для абсолютно твердой модели Земли, должно быть уменьшено при пере-

ходе к упругой модели Земли на величину $i = e_h = -\frac{h}{ga} \cdot \frac{\partial W_2}{\partial \varphi}$, однако,

как показал Ляв, появление дополнительного возмущающего потенциала $W_2' = k W_2$, обусловленного приливным выступом Земли, накладывается на возмущающий потенциал W_2 и тем самым уменьшает от-

клонение отвеса на угол $e_k = \frac{k}{ga} \cdot \frac{\partial W_2}{\partial \varphi}$.

Таким образом, отклонение отвеса на возмущенной поверхности упругой Земли, пропорциональное притяжению перпендикулярно к вертикальной оси маятника, нормальной к этой поверхности, составляет

$$e = \frac{1}{ga} \cdot \frac{\partial W_2}{\partial \varphi} \quad (5)$$

Обозначая отклонение отвеса для модели абсолютно твердой Земли $e_0 = \frac{1}{ga} \frac{\partial W_2}{\partial \varphi}$ и вводя параметр

$$e_*/e_0 = \gamma_{\text{нз}} \quad (5)$$

получаем известное уравнение Лява (Лейбензон, 1955; Love, 1967)

$$1 - (h - k) = \gamma. \quad (6)$$

Аналогично, обозначая общее значение возмущающего потенциала Земли в точке наблюдения на поверхности через V_* , потенциал абсолютно твердой модели Земли через V_0 , можно написать

$$V_* = V_0 + W_2 - (W'_2 - W''_2) = W_0 + W_2 + k W_2 - h W_2$$

или

$$\frac{\Delta V}{W_2} = \frac{V_* - V_0}{W_2} = 1 - (h - k) = \gamma, \quad (6)$$

где γ — отношение результирующего возмущающего потенциала упругой Земли к приливному потенциалу Луны.

Числа k и h известны под названием приливных чисел Лява, а число γ под названием приливного фактора Лява.

М. С. Молоденский (1953) показал, что в первом приближении

$$5k = (3 - \eta)h, \quad (7)$$

где $\eta = r d\epsilon/\epsilon dr$ — параметр Радо.

Параметр Радо для $r = a$ определяется из выражения

$$\eta_{r=a} = \frac{5q}{2\epsilon} - 2 = \frac{5a\omega^2}{2\epsilon g_e} - 2, \quad (8)$$

где a — средний радиус Земли, ω — угловая скорость ее вращения, g_e — ускорение силы тяжести на экваторе, ϵ — полярное сжатие Земли.

При $\eta_a = 0,57$ М. С. Молоденский получил для 16 различных моделей Земли $k = 0,500$, что позволило представить уравнение Лява в более простом виде:

$$1 - k = \gamma. \quad (9)$$

По данным спутниковых наблюдений $\eta_a = 0,585$ и соответственно согласно формуле (7) $k = 0,483$.

Обработка многочисленных результатов инструментальных наблюдений дает для поверхности земной коры $h = 0,58$, $k = 0,29$, $\gamma = 0,71$. Для однородной модели Земли впервые Кельвином были получены цифры $h = 5/6$, $k = 5/12$, $\gamma = 2/3$; для абсолютно твердой модели Земли $h = 0$, $k = 0$, $\gamma = 1$.

О характере распределения деформирующих сил и напряжений в приливном выступе коры можно судить по следующим построениям. Если вертикальная ось маятника до приливной деформации была направлена по линии отвеса и жестко привязана к коре, то на эту ось в ходе приливной деформации должны действовать: сила с возмущающим потенциалом W_2 , сила с добавочным возмущающим потенциалом $W'_2 = k W_2$ и горизонтальная компонента силы тяжести (Лейбензон, 1955). Поскольку компоненты этих сил равняются производным их потенциалов по соответствующим направлениям, а для абсолютно твердой модели Земли ($k = h = 0$) горизонтальная компонента, действующая на вертикальную ось маятника, равняется $F_0 = \rho g e_0 = \rho d W_2 / a d \varphi$ (ρ — плотность коры), то, пользуясь уравнением (5), для результирующей горизонтальных сил $\rho g e_*$ можно написать (Лейбензон, 1955):

$$F_{\varphi} = F_0 - F_0(h - k); \quad (10)$$

$$\frac{F_{\varphi}}{F_0} = 1 - (h - k) = \gamma. \quad (11)$$

Заменяя в уравнении (11) $F_{\varphi}/F_0 = \gamma$ отношением соответствующих этим силам касательных напряжений, из уравнения (13) получаем важное соотношение

$$\frac{\tau_{\varphi}}{\tau_0} = 1 - (h - k) = \gamma. \quad (12)$$

Уравнение поверхности приливного выступа обычно определяется выражением

$$r = a - \epsilon a \left(\frac{1}{3} - \sin^2 \varphi \right) = a - \epsilon a s_2, \quad (13)$$

где r — расстояние исследуемой точки от центра Земли.

В соответствии с уравнением (2) $r - a = \epsilon a s_2 = \Delta r = h W_2/g$. Если моделировать выступ коры в виде бесконечного полупространства и поместить начало прямоугольных координат в вершине выступа, направив ось y по касательной к меридиану, а ось z к центру Земли, радиальное напряжение можно выразить уравнением

$$\sigma_z = \sigma_2 = f_0 z, \quad f_0 = \rho g, \quad (14)$$

а тангенциальное напряжение σ_{θ} (если положить $\sigma_x = \sigma_y = \sigma_{\theta}$) уравнением

$$\sigma_{\theta} = f_R z = f_0 z - \beta f_0 z, \quad (15)$$

где β — безразмерная постоянная, зависящая от упругих свойств выступа коры и имеющая в рассматриваемом случае произвольные значения (ввиду того, что при $z \rightarrow \infty$, $\sigma \rightarrow \infty$).

Условие $\beta = 0$ соответствует, очевидно, гидростатическому характеру распределения напряжений ($\sigma_x = \sigma_y = \sigma_z$), а условие $\beta = \nu/(1 - \nu)$ — широко известной в теории горного давления гипотезе бокового распора (ν — коэффициент Пуассона). Последняя основана на следующих рассуждениях (Асланян, 1960; Терцаги, 1961).

Если на поверхности Земли свободно залегает пласт в виде материковой плиты (или материкового ледника) с плотностью ρ , модулем упругости E и коэффициентом Пуассона ν , то эта плита на глубине z будет оказывать давление на свое основание, равное $\rho g z$. Это давление принимается равным нормальному радиальному напряжению на той же глубине z , причем если колонну мысленно изолировать, то она под этим давлением в боковом направлении получит расширение на относительную величину

$$\epsilon^0 = \frac{\nu \rho g z}{E} = \frac{\nu \rho g z}{E}. \quad (16)$$

Если колонну блокировать со всех сторон, то под влиянием горизонтальных напряжений $\sigma_x = \sigma_y$ поперечник ее уменьшится на относительную величину

$$\epsilon' = \frac{\sigma_x}{E} + \frac{\nu \sigma_x}{E}. \quad (17)$$

Из условия равновесия $\varepsilon^0 = \varepsilon'$ получим значение горизонтального (тангенциального) главного напряжения

$$\sigma_x = \sigma_y = \sigma_\theta = \frac{\nu}{1-\nu} \rho g z = \beta \rho g z = \beta \sigma_r. \quad (18)$$

Согласно теории прочности Сен-Венана разрушение выступа коры в виде зон текучести или разрывных нарушений наступает тогда, когда предел прочности достигает максимальной разности между главными нормальными напряжениями (Асланян, 1960; Лейбензон, 1955; Терцаги, 1961). В рассматриваемом случае предел прочности (вернее текучести) равняется $\varepsilon_c = \varepsilon_2 - \varepsilon_\theta$ или

$$\sigma_2 = \rho g z - \beta \rho g z = \frac{1-2\nu}{1-\nu} \rho g z = \lambda \rho g z = \lambda \sigma_r. \quad (19)$$

Коэффициент β в уравнении (18) называется коэффициентом статического давления пласта в состоянии покоя, а коэффициент λ в уравнении (19) — фактором Пуассона.

Если в уравнении (12) заменить касательные напряжения их верхними значениями, соответствующими пределу прочности материала σ_s , и учесть, что $\sigma_s = 2\tau_s = \sigma_2 - \sigma_\theta$, и далее согласно уравнению (18) принять для абсолютно твердой модели Земли $\sigma_\theta = 0, \nu = 0, 2\tau_{s(0)} = \sigma_r = \rho g z$, то это уравнение запишется в виде

$$\frac{\tau_{s(\varphi)}}{\tau_{s(0)}} = \frac{\sigma_r - \sigma_\theta}{\sigma_r} = 1 - (h - k) = \gamma. \quad (20)$$

Сопоставляя его с уравнением (19), получаем:

$$\gamma = 1 - (h - k) = \frac{1-2\nu}{1-\nu} = \lambda; \quad (21)$$

$$h - k = \nu / (1 - \nu). \quad (22)$$

Таким образом, доказывается тождество фактора Лява γ , определяемого с помощью наклономеров и маятниковых приборов, и фактора Пуассона λ , определяемого сейсмометрическими методами.

При соблюдении условия Молоденского $h = 2k$ получается:

$$1 - k = \frac{1-2\nu}{1-\nu}; \quad k = \frac{\nu}{1-\nu}. \quad (23)$$

Эти результаты могут быть получены также несколько иным путем.

Согласно уравнениям (2), (3), (14), (15):

$$\sigma_r = \rho g \Delta r = \rho h W_2; \quad (24)$$

$$\sigma_\theta = \beta \sigma_r = \beta \rho h W_2 \quad (25)$$

и, следовательно, с учетом уравнения (19)

$$\frac{\sigma_r - \sigma_\theta}{\sigma_r} = 1 - \beta = \lambda. \quad (26)$$

Сравнение уравнений (26) и (21) показывает, что $\beta = h - k$. Если $h = 2k$, $\beta = k$ и $k W_2 = W_2^*$, то получаем $\sigma_\theta / \sigma_r = k$, и с учетом (18) $k = \nu / (1 - \nu)$, и поскольку $W_2^* / W_2 = k$, $W_2^* / W_2 = \sigma_s / \sigma_r = \nu / (1 - \nu)$, то $k = \nu / (1 - \nu)$ и $1 - k = \gamma = \lambda$.

Непосредственная подстановка численных значений в формулу (27) подтверждает тождество $\lambda = \gamma$.

В частности: при $\nu=0$, $h=0$, $k=0$, $\lambda=\gamma=1$ (абсолютно твердая модель Земли); $\nu=1/4$, $k=1/3$, $\lambda=2/3$ (модель упругой Земли); $\nu=1/2$, $k=1$, $\lambda=\gamma=0$ (модель жидкой Земли).

Таким образом, для Земли устанавливается тождественность факторов Лява и Пуассона, и поскольку фактор Пуассона связывает скорости поперечных V_s и продольных V_p волн в виде $2V_s^2/kV_p^2$, то зная эти значения скоростей, из зависимости:

$$\lambda = \frac{1-2\nu}{1-\nu} = \frac{2V_s^2}{V_p^2} = 1-h+k=\lambda \quad (27)$$

можно определить фактор Лява и использовать его для изучения внутреннего строения и физических свойств Земли. Обильный сейсмометрический материал, накопленный по всем континентам, океанам и отдельным регионам земной поверхности, позволит без дополнительных полевых исследований определить факторы Лява и Пуассона и соответственно контролировать результаты наклономерных и маятниковых измерений.

По сейсмометрическим данным для Земли в целом $V_p=10,37$ км/сек, $V_s=6,01$ км/сек. При этих данных формула (27) дает $\gamma=0,67$, $\nu=0,248$. Для верхов мантии, на глубине 100 км, $V_p=8$ км/сек, $V_s=4,4$ км/сек, $\gamma=0,65$, $\nu=0,26$, для низов мантии $V_p=13,65$ км/сек, $V_s=7,2$ км/сек, $\gamma=0,56$, а для гранитного слоя ряда горных областей среднее значение $V_s=3,37$ км/сек, $V_p=5,78$ км/сек и соответственно $\gamma=0,68$, $\nu=0,254$. Наблюдаемые значения γ колеблются в пределах 0,54—0,82 со средним значением 0,68 (Мельхиор, 1968; Пильник, 1970). При $\gamma=0,67$ из (9) получаем $k=0,33$, а из уравнения (23) $\nu=0,248$.

Согласно сейсмометрическим данным для Земли в целом и ее оболочек (за исключением внешнего ядра) коэффициент Пуассона находится почти всегда в пределах 0,21—0,27 и соответственно согласно уравнению (27) фактор Лява находится в пределах 0,72—0,63.

Среднее значение фактора Лява, по данным геофизических станций СССР, составляет 0,699, США : 0,694, Северной Европы : 0,682—0,712 (Мельхиор, 1968; Парийский, 1963; Пильник, 1970). По сводке Пильника среднее значение k по всем станциям СССР равняется 0,301, чему, согласно формуле Лява

$$k = (2\varepsilon/q - 1) (1 - T_0/T)$$

соответствует возрастание периода свободной нутации полюса от 305 дней для абсолютно твердой модели Земли (период Эйлера) до 433 дней для упругой ее модели (период Чандлера), причем в случае отсутствия водной оболочки Земли этот период должен был равняться 415 дням (Мельхиор, 1968).

После того, как была набрана настоящая статья, в „Annales Universitatis Scientiarum Budapestinensis de Rolando Eötvös nominate“ (Sectio Geologica), т. XVIII, 1976 появилась интересная статья Б. Бодри „Земные приливы и тонкие закономерности вращения Земли (дата поступления 15/III-1974). В этой работе, по сообщению автора, использованы более достоверные наблюдательные данные, чем у ряда предыдущих исследователей. Для главных приливных волн Б. Бодри приняты значения $k=0,3017$, $h=0,6113$, $\gamma=0,6904$, а для периода Чандлера 442,6 дней (реальное значение периода примерно 450 дней).

ՄԱԿՐՈԱՑԱՅԻՆ ՉԵՎԱՓՈԽՈՒԹՅԱՆ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ԵՎ ԵՐԿՐԱԳՆԴԻ ԿԵՂԵՎԻ
ԿՈՂՄՆԱՅԻՆ ՊԱՀԱՆՔԻ ԼՅԱՎԻ ԵՎ ՊՈՒԱՍՈՆԻ ԳՈՐԾՈՆՆԵՐԻ
ՀԱՄԱՐԺԵՔՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍԻՆ

ՀՍՍՀ ԳԱ քղրակից-անդամ, պրոֆեսոր, Լեկրաբ.-միներ, գիտութ. դոկտոր Ա. Տ. ԱՍԼԱՆՅԱՆ

Ռեզյումե: Երկրագնդի մակերևացային ձևափոխությունները բնութագրվում են կյավի գործոնի արժեքով: Այդ գործոնի որոշման համար օգտագործվում է Երկրի ձևափոխված և պինդ մակերևույթների վրա ուղղալարի շեղման հարաբերությունը: Ապացուցվում է, որ կյավի և Պուասոնի գործոնները նույնն են: Այդ գործոնների նույնությունը արտահայտվում է $1 + k + h = (1 - 2\nu) / (1 - \nu)$ հավասարումով, որտեղ k -ն և h -ը կյավի թվերն են, իսկ ν -ն Պուասոնի գործակիցը: Պուասոնի գործոնը բացահայտվում է երկայնական և լայնական ալիքների արագությունների հարաբերությամբ: Այսպիսի մոտեցումը թույլ է տալիս որոշել Երկրի մակերևացային ձևափոխությունների գնահատման համար անհրաժեշտ կյավի գործոնները:

ON EQUIVALENCE OF LOVE'S AND POISSON'S FACTORS IN THE
THEORY OF TIDAL DEFORMATION AND LATERAL THRUST
OF THE EARTH'S CRUST

ASHOT ASLANIAN, Prof., Dr. Sc. (Geol.), Corr. Mem. Armen. Ac. Sc²;

SYNOPSIS The tidal deformation of the Earth is characterized by value of the Love's factor. For its determination the ratio of the plumbline deviation on the deformed and rigid Earth's surfaces is used. It is demonstrated that the Love's and the Poisson's factors are identical. The identity of these factors is expressed by equation $1 + k + h = (1 - 2\nu) / (1 - \nu)$, where k and h are Love's numbers and ν is Poisson's ratio. The Poisson's factor for the Earth is ascertained from the ratio between the rates of longitudinal and transverse waves. This approach permits to determine the Love's factor for estimation of the tidal deformation of the Earth.

ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ—ЛИТЕРАТУРА—РЕPERENCES

- Асланиян А. Т., 1960. Динамическая проблема геотектоники. Международный геологический конгресс, XXI сессия, 1960. Доклады советских геологов. Изд. АН СССР, М.
Лейбензон Л. С., 1955. Деформация упругой сферы Земли (1910). Собрание трудов, т. IV. Изд. АН СССР, М.
Мельхиор П. 1968. Земные приливы. Изд. «Мир», М.
Парийский Н. Н., 1963. Земные приливы и внутреннее строение Земли. Изв. АН СССР, серия геофиз., № 2.
Пильник Г. П., 1970. Астрономические наблюдения земных приливов. Физика Земли, № 3.
Молоденский М. С., 1953. Упругие приливы, свободная нутация и некоторые вопросы строения Земли. Тр. геофиз. ин-та АН СССР, № 19.
Терцаги К., 1961. Теория механики грунтов. М.
Love A. E., 1967. Some problems of Geodynamics. New York (1909, 1911).

¹ ՀՍՍՀ ԳԱ երկրաբանական գիտությունների ինստիտուտի գիրեկտոր:

² Director, Institute of Geological Sciences, Armenian Academy of Sciences.

УДК 525.2+525.6+551.14

А. Т. АСЛАНЯН

ПРЕДЕЛЬНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ МОЩНОСТИ И ПРОЧНОСТИ ЛИТОСФЕРЫ В СВЕТЕ ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИОННОГО СЖАТИЯ И ПРИЛИВНОГО ТОРМОЖЕНИЯ ЗЕМЛИ

Естественным состоянием литосферы принято считать изостатическое состояние, предполагающее взаимодействие между крупными блоками литосферы и подстилающими их полужидкими массами астеносферы по закону Архимеда (компенсация топографических излишков на поверхности литосферы недостатком масс на глубине и топографических недостатков на поверхности—излишками масс на глубине).

Узкие зоны складчатых горных цепей, срединноокеанических хребтов, глубинных разломов и тектогенов (поясов Венинг-Мейнеса) рассматриваются при этом как пластические шарниры, которые обеспечивают взаимное перемещение блоков литосферы и возникают при крупных нарушениях изостатического равновесия литосферы, могущих быть следствием, например, уменьшения объема и контракционной усадки мантии или ротационного уменьшения эллиптичности Земли.

Если обозначить давление колонны литосферы на астеносферу $q_k = \rho_k g H$, противодействие астеносферы на литосферу q_s , приращение давления колонны литосферы, возникающее при горизонтальном ее сжатии, $\Delta q = \rho_k g \Delta H = \rho_s g w$ (ρ_k, ρ_s — плотность литосферы и астеносферы, ΔH — увеличение толщины литосферы, w — глубина прогиба литосферы в случае ее изгиба, g — ускорение силы тяжести литосферы), то равновесие системы литосфера-астеносфера выразится, уравнением

$$q_k - q_s = \Delta q, \quad (1)$$

причем условием изостатического равновесия, характеризующегося минимумом потенциальной энергии, будет равенство $q_k = q_s$, $\Delta q = 0$.

1. Возможность уменьшения объема Земли

Критерием уменьшения объема Земли является неравенство Гельмгольца.

$$3(\gamma - 1)U + 2K + W < 0, \quad (2)$$

в котором U — тепловая энергия, K — энергия осевого вращения, W — потенциальная энергия Земли, а γ — отношение Грэнвайзена.

Если обозначить массу Земли M и удельную теплоемкость C_v , то вследствие контракции под воздействием тепловой энергии U температура Земли как полужамкнутой системы повысится от начального значения T_0 до текущего значения T согласно уравнению

$$T - T_0 = \frac{U}{MC_v} \quad (3)$$

Абсолютное значение потенциальной энергии гравитационного поля определяется выражением

$$W = \frac{3}{5-n} \cdot \frac{GM^2}{R} = \frac{3}{5-n} \cdot gRM, \quad (4)$$

а значение кинетической энергии вращения выражением

$$K = \frac{1}{2} J\omega^2, \quad (5)$$

где G — гравитационная постоянная, R — радиус Земли, n — индекс политропии, J — момент инерции, ω — угловая скорость вращения Земли.

Постоянная Грюнайзена определяется из выражения

$$\gamma = \frac{2m+3}{2m+1}$$

и равняется: 3 — для сильно сжатого газа ($m=0$), 5/3 — для идеальных газов ($m=1$), 7/5 — для двухатомных газов ($m=2$). Для значений $\gamma=3$, $n=0$, $J=8 \cdot 10^{44}$ г/см² получаем $W=2,25 \cdot 10^{39}$ эрг, $2K=4,3 \times 10^{36}$ эрг, $U=4,7 \cdot 10^{38}$ эрг, $dU/dR=GM^2/8R^2=7,3 \cdot 10^{29}$ эрг/см. Расчетное значение выхода радиогенного тепла хондритовой модели Земли за $4,6 \cdot 10^9$ лет составляет $4,5 \cdot 10^{37}$ эрг (10^{28} эрг/г), а для модели из лунного вещества $1,4 \cdot 10^{38}$ эрг ($3 \cdot 10^{28}$ эрг/г) [3, 14].

По опытным данным для испарения одного грамма кристаллических пород требуется $1,1 \cdot 10^{11}$ эрг энергии, чему соответствует повышение температуры порядка $9,800^\circ\text{K}$, а для испарения всего вещества Земли потребуется энергии порядка половины потенциальной энергии ее гравитационного поля (10^{39} эрг).

Полагая для Земли $n_{\min}=0$, $\gamma_{\max}=3$, из (2) и (3) получим при $K \ll W$, $T_0 \ll T$, то значение T , ниже которого Земля будет, безусловно, сжиматься

$$T_{\min} < \frac{gR}{10 C_v} \quad (6)$$

Подставляя сюда значения $g=980$ см/сек², $R=6,37 \cdot 10^8$ см, $C_v=10^7$ эрг/г. град, получаем $T=6300^\circ\text{K}$. Поскольку средняя температура Земли по разным оценкам примерно вдвое меньше этого значения T , то сжатие ее можно считать неизбежным. Учет радиогенного тепла и энергии вращения почти не влияет на указанное неравенство, поскольку, как отмечалось, выход радиогенного тепла меньше выхода тепловой энергии гравитационного сжатия на один порядок, а кинетическая энергия вращения планеты меньше нее на два порядка. Следует указать, что уменьшение объема Земли, как это принималось в исследованиях Де-

висона, Джеффриса и др. [5], должно произойти за счет усадки верхней мантии и будет сопровождаться возникновением в мантии глобальной сети зон растяжения и сжимающихся разломов, контролирующих эвгеосинклинальные зоны, зоны глубинных разломов и пояса вулканической активности [2].

Существуют веские основания полагать средний состав Марса соответствующим составу метеоритов [6]. Средняя плотность Земли равнялась средней плотности Марса (3.95 г/см^3) при радиусе Земли 7100 км. Поскольку угловой момент Земли ωJ при гомологическом сжатии остается постоянным, то для нее $\omega R^2 = \text{const}$, $2\omega R \Delta R + R^2 \Delta \omega = 0$, или

$$\frac{2\Delta R}{R} = -\frac{\Delta \omega}{\omega} = -\frac{\Delta \tau}{\tau}, \quad (7)$$

где ΔR , $\Delta \omega$, $\Delta \tau$ — соответствующие приращения R , ω и $\tau = 2\pi/\omega$.

Согласно астрономическим данным, для исторического времени относительное изменение расчетного приливного ускорения вращения Земли $\Delta \omega/\omega$ за год составляет $-24,5 \pm 1,1 \cdot 10^{-11}$, в то время как значение наблюдаемого ускорения составляет $-15,9 \pm 0,7 \cdot 10^{-11} \text{ год}^{-1}$ [4]. Недостающее замедление порядка 40% от расчетного обуславливается, очевидно, уменьшением радиуса Земли, сопровождающимся увеличением скорости ее вращения. Для последних двух тысячелетий $\Delta \omega/\omega$ достигало значения $+3,3 \cdot 10^{-7}$ [10], чему, согласно (7), соответствует уменьшение радиуса Земли на 5,3 см за каждые 100 лет; в астрономической литературе чаще встречаются оценки порядка 4,5—5 см за 100 лет [1].

2. Возможность потери устойчивости литосферы вследствие уменьшения эллиптичности Земли

Эллиптичность Земли уменьшается вследствие лунно-солнечного приливного торможения ее суточного вращения.

В работах Макдональда, Юри, Фиша и др. [14] показано существование эмпирической зависимости между массой и моментом количества движения планет солнечной системы. Согласно этой зависимости в прошлом, до значительного удаления Луны от Земли, продолжительность земных суток была примерно вдвое меньше современного ее значения и находилась в пределах 9,9—13,1 ч, причем расстояние между ними было минимальным $1,75 \cdot 10^9$ лет тому назад.

Ловеринг, Дилл и Джохансон [17] показали, что изменения линий нарастания на раковинах морских организмов пропорциональны уменьшению числа дней в году. Ими было установлено, что примерно 420 млн. лет тому назад (в силуре) сутки состояли из 21 современного часа, а год — из 421 короткого дня. Аналогичными исследованиями показано, что для среднего девона сутки имели 22 ч. [18]. При таком темпе уменьшение продолжительности суток за все фанерозойское время (около 600 млн. лет) составит 4 ч за все послекарельское время

($1,75 \cdot 10^9$ лет) около 12 ч и уменьшение продолжительности суток составляет за каждые 100.000 лет в среднем 2,5 сек (по астрономическим данным 2 сек за 100.000 лет).

Сделан ряд попыток оценить то значение замедления вращения (уменьшение эллиптичности) Земли, при котором разность накапливаемых в коре радиального σ_r и тангенциального σ_θ напряжений превосходит предел прочности литосферы и приводит к ее разрушению путем возникновения пластических шарниров (геосинклинали) или разрывных нарушений (глубинные разломы). Л. С. Лейбензон [8] выразил это условие формулой

$$\sigma_s = \frac{1}{3} \rho_k g R m \gamma a \cdot \frac{\Delta\tau}{\tau}, \quad (8)$$

где ρ_k — плотность, R — радиус, g — ускорение силы тяжести литосферы, $m = \omega^2 R/g$, ω — угловая скорость вращения Земли, γ — фактор Лява в теории приливной деформации Земли (отношение возмущающей литосферу деформирующей силы к той же силе для абсолютно твердой модели Земли), a — зональный коэффициент (для экватора a равняется 148,1, для полюсов — 102,8 и имеет минимум 73,7 на широте 45°), $\Delta\tau/\tau$ — относительное изменение продолжительности суток, необходимое для разрушения литосферы при достижении предела текучести $\sigma_r - \sigma_\theta = \sigma_s$.

Недостатком прежних попыток определения $\Delta\tau/\tau$ является постулирование ненапряженного состояния литосферы в начальный момент торможения ($\tau - \Delta\tau$). При такой постановке задачи, как увидим ниже, формула (8) дает $\Delta\tau = 15$ мин (при $\sigma_s = 2700$ кг/см², $a = 148,1$) и требует для замедления на $\Delta\tau = 17$ мин время около 40 млн. лет.

Другую возможность оценки $\Delta\tau/\tau$ дают следующие соображения.

Если в настоящее время угловая скорость вращения Земли составляет $\omega = 2\pi/\tau$, а в прошлом она равнялась $\omega_0 = 2\pi/\tau_0$, то разность плотностей энергий вращения при таком изменении скоростей будет

$$\Delta\varepsilon = \frac{1}{2} k_0 \rho_m g R m \left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2} \right), \quad (9)$$

где k_0 — постоянная жирации Земли, равная 0,331, $m = \omega^2 R/g = 1/288,37$.

Если ω не очень сильно отличается от ω_0 , то можно положить $\omega + \omega_0 = 2\omega$, $\omega_0 - \omega = \Delta\omega$, $\Delta\omega/\omega = \Delta\tau/\tau$ и далее, если положить в (9) ρ_m , равную плотности литосферы ρ_k , получим

$$\Delta\varepsilon_k = \frac{1}{2} k \rho_k g R m \cdot \frac{2\Delta\tau}{\tau}, \quad (10)$$

где $\Delta\varepsilon_k$ — разность плотностей энергии вращения шара, имеющего среднюю плотность литосферы ρ_k .

Плотность потенциальной энергии упругой деформации материала такого шара с коэффициентом твердости $\mu = \rho_k g R/4 (1 + \nu)$ и коэффициентом Пуассона ν равняется



$$\Delta W_e = \frac{2}{3} \cdot \frac{\sigma_s^2}{\mu}, \quad (11)$$

а предел текучести при полярном сжатии a [5].

$$\sigma_s = \frac{2}{5} \alpha \rho_s g R. \quad (12)$$

Принимая, что при приливном торможении вращения Земли энергия $\Delta \varepsilon$ преобразуется полностью в энергию ΔW_e , из сравнения (10), (11), (12) получаем

$$\frac{\Delta \tau}{\tau} = \frac{192}{450} \cdot \frac{(1 + \nu)}{k_0} \cdot \frac{\alpha^2}{m}. \quad (13)$$

Подставляя $\nu = 0,25$, $k_0 = 0,331$, $\alpha = 1/298,25$, $m = 1/288,37$
 $\tau = 24$ ч $= 1440$ мин, получим $\Delta \tau = 6,7$ мин.

3. Вопрос гравитационной устойчивости литосферы; критическая мощность литосферы

Наиболее характерными и широко распространенными тектоническими элементами литосферы являются изгибные структуры, осложненные по краям разломами глубокого заложения. Рассматривая достаточно крупные блоки литосферы как твердые пологие сферические оболочки, залегающие на текущем квазимагматическом основании (астеносфере) и руководствуясь теорией продольного изгиба Жермен-Лагранжа, можно считать, что при таком изгибе и энергетически наиболее выгодном синусоидальном профиле изогнутых структур, литосфера, теряя устойчивость, на первых порах будет образовывать прогибы и поднятия шириною

$$L = \pi a = \pi \sqrt[4]{\frac{B}{\rho_s}}, \quad (14)$$

где $B = EH^3/12$ — жесткость изгиба, E — модуль упругости, H — мощность литосферы, ρ_s — плотность субстрата литосферы, в предположении, что в условиях чрезвычайно длительного времени действия тектонических сил материал субстрата ведет себя как жидкость [1, 2, 5].

В соответствии с теорией Эйлера вертикальная весовая колонна литосферы будет терять устойчивость тогда, когда действующая на данную полосу литосферы горизонтальная сила достигнет величины

$$P = P_1 + Q = \frac{2\pi B}{a} \quad (15)$$

$$P_1 = 2\rho_s a^2 - \pi H \rho_s a, \quad (16)$$

где $P_1 = H\sigma_1$ — внешняя горизонтальная сила, действующая на край изгибающейся литосферы (тектогена), σ_1 — осевое напряжение в мо-

мент потери устойчивости литосферы, $Q = \rho_k L$ — сила давления собственного веса изогнутой зоны литосферы шириной L , ρ_k — плотность литосферы [2, 13].

Если литосфера теряет устойчивость под влиянием лишь собственного веса, без участия внешней силы ($P_1 = 0$) — по достижении некоторой критической толщины, то из (15) при $P_1 = 0$, $\sigma = 0$, получим [2]

$$Pa = 2\pi B, \quad Qa = 2\pi B, \quad QL = 2\pi^2 B \quad (17)$$

или

$$H_{кр} = \frac{2}{3} \left(\frac{\rho_s}{\rho_k} \right)^3 \cdot \frac{R}{\pi^4}. \quad (18)$$

Средняя плотность континентальной коры над границей раздела M_0 , $\rho_k = 2,76 \text{ г/см}^3$, плотность вещества ниже границы M_0 , $\rho_s = 3,31 \text{ г/см}^3$. При $R = 6371 \text{ км}$ из (18) получаем $H_{кр} = 73 \text{ км}$. Для модели Буллена "Земля—В" $\rho_k = 3,13 \text{ г/см}^3$, $\rho_s = 3,86 \text{ г/см}^3$, $q_k = \rho_k g H = 2,5 \cdot 10^{10} \text{ дин/см}^2$, $H_{кр} = 80 \text{ км}$. Для областей земного шара, где можно ожидать $\rho_k = \rho_s$, (18) дает $H_{кр} = 43 \text{ км}$.

Таким образом, выясняется возможность спонтанной потери устойчивости литосферы, если она залегает на текучем субстрате и достигает мощности 70—80 км. По-видимому, в таком состоянии находится литосфера в зонах молодых высокогорных складчатых цепей типа Гималаев, Памира, Кавказа, Анд и др., где мощность коры составляет 60—70 км и иногда достигает 80 км.

Ширина прогибов литосферы (тектогенов), на месте которых возникли альпийнотипные горные сооружения, с учетом смятия пластов на 20%, составляет $L = 240 \pm 20 \text{ км}$. Отсюда, согласно зависимости $L = \pi a$, $a = 80 \text{ км}$, т. е. $H_{кр} = a$.

4. Модуль упругости литосферы

При уменьшении радиуса R Земли на величину ΔR , поверхность литосферы $S = 4\pi R^2$ уменьшается на величину

$$\Delta S = 4\pi R^2 \cdot \frac{2\Delta R}{R}$$

и в литосфере выделяется энергия

$$W_k = 4\pi R^2 \cdot \rho_k g H \Delta R. \quad (19)$$

Следуя классическому методу Брайена, предположим, что эта энергия расходуется полностью на равномерную переработку материала всей литосферы до состояния ультраметаморфизма, происходящего при напряжении, равном модулю упругости этого материала E . Эта энергия равна работе сил ультраметаморфизма литосферы

$$W_m = 4\pi R^2 \cdot \frac{2\Delta R}{R} \cdot HE \quad (20)$$

В серии разночастотных свободных колебаний внешних слоев (оболочек) Земли отчетливо выделяется радиальное колебание с периодом $T_k = 502 \text{ сек}$. Представляется вероятным, что этот период соответствует колебанию литосферы мощностью $h = 65 \text{ км}$ вычисленную по приближенной зависимости $h = g T_k^2 / 4\pi^2$.

и поскольку $W_k = W_m$, то в первом приближении¹

$$E = \rho_k g \frac{R}{2}. \quad (21)$$

Для коры плотностью $2,76 \text{ г/см}^3$ формула (21) дает $E = 8,8 \times 10^{11} \text{ дин/см}^2$, а для литосферы модели „Земля—В“ с $\rho_k = 3,13 \text{ г/см}^3$, $E = 1,0 \cdot 10^{12} \text{ дин/см}^2$. По экспериментальным данным, для гранитоидных пород плотностью $2,62 \text{ г/см}^3$, находящихся под всесторонним давлением $4\text{—}5 \text{ kb}$ и при температуре $200\text{—}300^\circ$ среднее значение $E = 8,5 \cdot 10^{11} \text{ дин/см}^2$, а для габброидных пород плотностью 3 г/см^3 , $E = 1,1 \cdot 10^{12} \text{ дин/см}^2$ [12]. Энергия, необходимая для расплавления всей земной коры при ее массе $2 \cdot 10^{25} \text{ г}$, составляет $4 \cdot 10^{35} \text{ эрг}$, а энергия испарения— $2,2 \cdot 10^{36} \text{ эрг}$.

5. Предел прочности литосферы

Для горных пород понятия предел прочности, предел упругости и предел текучести практически совпадают. Согласно многочисленным экспериментальным данным, для поликристаллических материалов предел прочности в среднем меньше модуля упругости примерно в 500 раз [12].

По натурным тензометрическим исследованиям, начатым замечательными опытами Гаста, в шахтах глубиной до 3 км фиксируется разность главных напряжений до 2000 кг/см^2 . Приведенные ниже соображения дают непротиворечивые результаты. Если обозначить расстояние исследуемой точки эквипотенциальной поверхности литосферы от центра Земли r , плотность у этой точки ρ , гравитационное ускорение g , коэффициент Пуассона ν , радиальное напряжение σ_r , тангенциальное напряжение σ_θ и согласно теории прочности Сен-Венана положить предел текучести литосферы $\sigma_s = \sigma_r - \sigma_\theta$, то упруго-пластическое равновесие литосферы представится известными уравнениями [7]

$$\frac{d\sigma_r}{dr} + \frac{2\sigma_s}{r} - \rho g = 0, \quad (22)$$

$$2 \frac{\partial \sigma_\theta}{\partial r} + \frac{\partial \sigma_r}{\partial r} + \frac{1+\nu}{1-\nu} \rho g = 0. \quad (23)$$

Центральное расстояние определяется из выражения

$$r = R - \alpha R S_2, \quad S_2 = \frac{1}{3} - \sin^2 \varphi, \quad (24)$$

где R —радиус шара, имеющего объем Земли (сфероида) с полярным сжатием α , φ —географическая широта исследуемой точки, S_2 —сферическая функция второго рода.

¹ Второе приближение дает $E = \rho_k g R^2 / (2R - \Delta R)$ [2].

А. Ляв [16] впервые указал, что если вещество гравитирующего шара первоначально находилось под влиянием одних лишь гидростатических напряжений, то при нарушении гидростатического равновесия появляются добавочные упругие напряжения, которые накладываются на первые, притом каждый элемент тела при всех перемещениях несет свое первоначальное гидростатическое напряжение.

Для определения предела прочности литосферы, часто привлекаются дифференциальные уравнения (22, 23), причем рассматривается равновесие слоя коры мощностью $z = R - r = R\alpha$. Решения этого уравнения известны [см., например, 7]:

$$\sigma_r = \rho g z, \quad \sigma_\theta = \frac{\nu}{1 - \nu} \rho g z \quad (25)$$

и соответственно предел текучести, равный $\sigma_r - \sigma_\theta$,

$$\sigma_{s \max} = \frac{1 - 2\nu}{1 - \nu} \rho g z = \frac{2}{3} \cdot \frac{1 - 2\nu}{1 - \nu} \cdot \rho g \alpha R. \quad (26)$$

Это известные соотношения в гипотезе бокового распора для бесконечного полупространства¹. Максимум z равняется разности между средним и полярным радиусами Земли, равной 14 км, а минимум — разности между экваториальным и средним ее радиусами, равной 7 км.

Подставляя в (28) $\nu = 1/4$, $\rho = 2,76 \text{ г/см}^3$, $g = 9,8 \cdot 10^2 \text{ см/сек}^2$, $z = 1,4 \cdot 10^6 \text{ см}$, получим $\sigma_s = 2,5 \cdot 10^9 \text{ кг/см}^2$.

При уменьшении радиуса Земли со скоростью 4—5 см за 100 лет, согласно указанному вначале значению $dU/dR = GM^2/8R^2 = 7,3 \cdot 10^{29} \text{ эрг/см}$, Земля должна выделять ежегодно $2,9 - 3,7 \cdot 10^{28} \text{ эрг}$ энергии, в том числе литосфера при мощности 80 км $5 - 5,7 \cdot 10^{27} \text{ эрг}$ (годовая энергия землетрясений порядка 10^{26} эрг).

Астрономические данные о том, что Земля в начале протерозоя вращалась в $T_2/T_1 = 2 \div 2,5$ раза быстрее, чем в настоящее время предполагают увеличение полярного сжатия $\alpha_1/\alpha_2 = 4 - 6,5$ раза (согласно пропорции $\alpha_1/\alpha_2 = T_1^2/T_2^2$). Поскольку разность напряжений в литосфере, обусловленная полярным сжатием, имеет величину $\sigma_s = \frac{8}{9} \alpha E$, то указанным большим значениям α в прошлом должна соответствовать разность напряжений в пределах $\sigma_s = 12000 \div 20.000 \text{ кг/см}^2$. Поскольку эта разность напряжений, по меньшей мере, в 3—4 раза превышает предел прочности литосферы, то в архее сплошность литосферы должна была быть нарушена довольно густой сетью радиальных разломов. И далее, поскольку полярное сжатие Земли в архее, по меньшей мере, было больше современного в 16—40 раз, то замедление осевого вращения

¹ Согласно Г. Джеффрису («Земля», 1963) при периодических нагрузках

$$\sigma_z = \frac{2}{e} \rho g z.$$

Земли до современного значения должно было сопровождаться значительными большими деформациями глобального масштаба, к которым могут быть отнесены как геосинклинали, так и георифтогенали с характерными для них ядрами протыкания. При этом наличие зонального множителя $S_2 = \left(\frac{1}{3} - \sin^2 \varphi \right)$ в указанных выше формулах показывает,

что в георифтогеналях (срединноокеанических хребтах) должны действовать силы сжатия (в широтном направлении) в низких широтах ($\varphi < 45^\circ$) и силы растяжения на больших широтах ($\varphi > 45^\circ$).

В заключение следует отметить, что приведенные выше представления не согласуются с интенсивно развиваемой в последнее время гипотезой «раздвигающихся океанических плит и срединноокеанических рифтовых зон» [см., например, 15].

Гипотеза гравитационного сжатия Земли в целом и изгибно-сдвиговые деформации литосферы, в частности, допускают большие возможности для объяснения многих задач гипотезы «платтентектоник», если исходить из условий, что при гравитационном сжатии Земли в ее верхней мантии возникает глобальная сеть зон растяжений и сбросов, литосфера в целом перемещается по поверхности астеносферы, а платформенные области скользят в направлении к геосинклиналям, являющимися зонами концентрации деформаций и зарождающимися на основе зон растяжений мантии. В такой постановке гипотеза контракции еще раньше развивалась Дэвисоном, Джеффрисом, Шейдеггером и др. [5].

Вместе с механизмом гравитационного сжатия механизм приливного торможения дает возможность объяснить глобальную систему срединно-океанических хребтов как систему деформаций, отражающую процесс уменьшения эллиптичности Земли—вытягивание планеты вдоль оси вращения, сокращение параллелей на низких широтах, увеличение их на высоких широтах и возникновение трансформных разломов как проявление крутильных колебаний мантии и коры в условиях приливного торможения и экваториальной массовой диссимметрии Земли.

В этой связи заслуживают внимания соображения Р. З. Левковского (1968, 1969, 1974) об элементах симметрии Земли. По его представлениям, собственная симметрия Земли наряду с элементами одноосного вращающегося эллипсоида выражается комбинацией двух антисимметричных друг относительно друга тетраэдров, изображающих поверхность мантии и поверхность коры, а наложенные элементы винтовой симметрии околосолнечного гравитационного поля выражаются на Земле «планетарной спиралью» с антисимметрией частей спиралей северного и южного полушарий и с совмещением оси вращения с винтовой осью симметрии. Исследования указанного автора привели его к выводу о том, что вулканическая активность Земли приурочена с одной стороны к мировой рифтовой системе, локализованной к ребрам мантийного тетраэдра, а с другой стороны—к глобальной спиралеобразной зоне сдвиговых разломов, ориентированной на северо-восток под углом 15° к параллелям. В ходе гравитационного сжатия и ротационного уменьше-

ния полярной сплюснутости Земли тектонические силы и деформации при прочих условиях должны концентрироваться в ребрах указанных тетраэдров и в зоне планетарной спирали.

Институт геологических наук
АН Армянской ССР

Поступила 26.IX.1975.

Ա. Տ. ԱՍԼԱՆՅԱՆ

ԼԻԹՈՍՖԵՐԱՅԻ ՀԱՍՏՈՒԹՅԱՆ ԵՎ ԱՄՐՈՒԹՅԱՆ ՍԱՀՄԱՆԱՅԻՆ
ԱՐԺԵՔՆԵՐԸ ԵՐԿՐԻ ԳՐԱՎԻՏԱՑԻՈՆ ԿԾԿՄԱՆ ԵՎ ՄԱԿՐՆԹԱՑԱՅԻՆ
ԱՐԳԵԼԱԿՄԱՆ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ԼՈՒՅՍԻ ՏԱԿ

Ա մ փ ո փ ո լ մ

Հոդվածում լուսաբանվում և հիմնավորվում են հետևյալ հարցերն ու գրությունները.

1. Երկրագունդը կծկվում է, եթե նրա միջին ջերմաստիճանը $T < gR/10C_v$ (g-ն ծանրության ուժի արագացումն է, C_v -ն ջերմունակությունն է R շառավիղն ունեցող երկրագնդի մակերևույթի վրա):

2. Մակերևացային արգելախմբի պատճառով լիթոսֆերայի ամբողջականությունը խախտվում է, եթե օրվա տեղությունը աճի $\Delta\tau = \frac{192}{450} \cdot \frac{1+\nu}{K} \cdot \frac{\tau^2}{m}$ չափով (v-ն երկրի ինտեգրալ բնույթի Պուասոնի գործակիցն է, α -ն բևեռային կծկման գործակիցը, K-ն շափաղերծ իներցիայի մոմենտը, $m = \omega R/g$, $\tau = 2\pi/\omega$ - օրվա տեղությունն է):

3. Լիթոսֆերայի հաստությունը կայուն վիճակում չի կարող գերազանցել $H = \frac{2}{3} \left(\frac{\rho_s}{\rho_k} \right)^3 \frac{R}{\pi^4}$ արժեքը, քանի որ հակառակ դեպքում այն կկորցնի իր կայունությունը սեփական ծանրության աղդեցության տակ, (v-ը աստենոսֆերայի խտությունն է, ρ_k -ը լիթոսֆերայի խտությունը, R-ը լիթոսֆերայի շառավիղը. $F_{1,p} = 80$ կմ լիթոսֆերայի կրիտիկական հաստությունը):

4. Լիթոսֆերայի առաձգականության մոդուլը $E = 0,5 \rho_k g R$.

5. Լիթոսֆերայի ամրության սահմանը $\tau_s = 0,4 \rho_k g R \alpha$.

6. Երկրի շառավիղը կծկման հետևանքով կրճատվում է միջին հաշվով տարեկան $1/2$ մմ չափով. այս դեպքում երկիրը տարեկան արտաբերում է $3,65 \cdot 10^{28}$ էրգ էներգիա:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Асланян А. Т. Исследования по теории тектонической деформации Земли. Изд-во АН Арм. ССР, Ереван, 1955.
2. Асланян А. Т. Динамическая проблема геотектоники. Международ. геол. конгр., XXI сессия. Доклады советских геологов. Изд-во АН СССР, М., 1960.
3. Виноградов А. П. Кратко о Луне. «Наука и жизнь», № 8, 1973.

4. Дикки Г. Теория гравитации и наблюдения. Эйнштейновский сборник, 1969—1970. «Наука», М., 1970.
5. Джеффрис Г. Земля. ИЛ, М., 1960.
6. Жарков В. Н., Трубицын В. П. и Самсоненко Л. В. Физика Земли и планет. «Наука», М., 1971.
7. Крупеников Г. А. О распределении напряжений в породах внешних слоев земной коры. Известия АН СССР, отд. техн. наук, № 9, 1940.
8. Лейбензон Л. С. Деформация упругой сферы Земли. 1911. Сб. трудов, т. IV, Изд-во АН СССР, М., 1955.
9. Магницкий В. А. Внутреннее строение и физика Земли. «Недра», 1965.
10. Макдональд Г., Манк У. Вращение Земли. «Мир», М., 1964 (1960).
11. Мельхиор П. Земные приливы. «Мир», М., 1968 (1966).
12. Справочник физических констант горных пород под ред. С. Кларка. «Мир», М., 1969.
13. Тимошенко С. П. Устойчивость стержней, пластин и оболочек. «Наука», М., 1971.
14. Юри Г. С., Макдональд Г. Дж. Ф. Возникновение и история Луны. Сб. «Физика и астрономия Луны». «Мир», М., (1971).
15. Fuchs K. Plattentektonik, Fridericiana. № 12, 13—29, 1973.
16. Love A. E. H. Some Problems in geodynamics, Cambridge Univ. Press 1911, Dover New-York, 1967.
17. Lovering M. F., Dell C. I., Johanson M. I. Effect of a shorter day upon biotidiversity. Bull. Geol. Soc. Amer., 83, № 11, 3523, 1972.
18. Wells I. W. Coral growth and geochronometry. Nature, 197, 948—950, 1963.

УДК 550.2+551.1

А. Т. АСЛАНЯН

ТЕРМО-ГРАВИТАЦИОННЫЙ КРИТЕРИЙ ИЗМЕНЕНИЯ
ОБЪЕМА ЗЕМЛИ

Исследования планет с помощью космических летательных аппаратов внесли исключительно ценный вклад в решение проблем космогонии солнечной системы. В результате этих исследований [5, 6, 9, 11, 16] общепризнанными стали следующие положения, накладывающие полезные ограничения при интерпретации геологических, геофизических и геохимических данных: (а) планеты земной группы имеют изохронный возраст $4,6 \cdot 10^9$ лет; (б) массивная метеоритная бомбардировка этих планет завершилась $4,2—4,5 \cdot 10^9$ лет т. н.; (в) после завершения процесса массового кратерообразования и обильных базальтовых излияний, имевших место $3,9 \cdot 10^9$ лет т. н., рельеф и кора Меркурия, Марса и Луны не испытали заметно больших изменений и деформаций глобального или регионального масштаба; (г) в породах лунной поверхности индийскими учеными обнаружены треки (более 300) радиоактивного распада ядер сверхтяжелых трансурановых элементов ($Z = 114—126$), существовавших в момент затвердевания лунной коры ($4,5 \cdot 10^9$ лет т. н.); (д) основные черты внутреннего строения Меркурия и, в частности, ее высокая средняя плотность ($5,44 \text{ г/см}^3$ при радиусе 2420 км), свойственная метеоритам, очень богатым железо-никелевой фазой, были сформированы до процесса массового кратерообразования, т. е. $4,2—4,5 \cdot 10^9$ лет т. н. (аналогичный вывод делается также для остальных планет земной группы); (е) новая сейсмологическая модель Луны (габбро-анортозитовая кора мощностью 63 км, твердая гипербазитовая мантия мощностью 940 км, полужидкое ядро радиусом 740 км и большие депрессии на 1/3 поверхности, залитые базальтовыми лавами) является моделью металлургически частично дифференцированной расплавленной Луны (аналогичный вывод делается также для остальных планет земной группы); (з) Юпитер излучает энергию в 2,5 раза больше, чем получает от Солнца; атмосфера Юпитера состоит на 82% из водорода, на 17% из гелия и 1% тяжелых элементов и их соединений (в целом Юпитер рассматривается как характерный сгусток той первичной туманности, из которой в условиях крупномасштабной гравитационной неустойчивости образовались планеты, астероиды и кометы); (и) открытие в пылевых туманностях (в созвездиях Ориона, Стрельца), межзвездных газах и кометах эмиссионных линий H_2O , HCN , H_2CO , HC_3N , CH_3CN (необходимые для синтеза аминокислот, альдегидов, белков, кодирующих жизнь нуклеиновых кислот, аденозинтрифосфата, углеводов и вообще биологически активных веществ), дающих серьезное основание для параллелизации

межзвездной пыли, кометного вещества, углистых хондритов [11, 15, 16].

Согласно приведенным выше данным планеты земной группы $4,5 \cdot 10^9$ лет т. н. находились частично или полностью в расплавленном состоянии. При перестройке однородной модели планеты в неоднородную (с центральной конденсацией) выделяется энергия в количестве $\Delta W = W_h \times \times n/(5-n)$, где W_h — потенциальная энергия гравитационного поля, n — индекс неоднородности (для малых планет земной группы $n = 0,33 \div \div 0,4$). Для Земли при $W_h = 2,25 \cdot 10^{39}$ эрг., удельной теплоемкости $C_v = 1,25 \cdot 10^7$ эрг. г/град., массе $M = 5,98 \cdot 10^{27}$ г и $n_1 = 0,5$, $n_2 = 1$ переход однородной модели ($n=0$) в реальную соответствует поднятию температуры на $\Delta T = \Delta W/MC_v = 3000-6000^\circ\text{K}$. Следовательно, полное плавление вещества планеты в результате гравитационного расслоения и радиоактивного распада (в основном короткоживущих трансуроновых элементов) уже на заре индивидуализации планет представляется неотвратимым. Для Луны $n \approx 0$; $\Delta W \approx 0$ и расплавление ее вещества могло произойти под влиянием радиоактивного тепла и тепла от общего ее гравитационного сжатия.

Критерием глобального гомологического изменения объема твердой планеты (с постоянной Грюнайзена $\gamma=3$) являются неравенства Гельмгольца [4]:

$$6U + 2K + W < 0 \text{ для контракции,}$$

$$6U + 2K + W > 0 \text{ для экспансии.}$$

Здесь U — тепловая энергия, выделяющаяся внутри тела вследствие вязкого трения в ходе сжатия или гравитационного расслоения планеты, K — механическая энергия осевого вращения, W — потенциальная энергия гравитационного поля планеты ($K = \frac{1}{2} J \omega^2$; $W = \frac{3}{5-n} \cdot \frac{GM^2}{R}$, J — момент инерции планеты, ω — угловая скорость вращения, G — гравитационная постоянная).

Для Земли $K = 2,15 \cdot 10^{36}$ эрг, $W_{\min} = 2,25 \cdot 10^{39}$ эрг, $U = 4,7 \cdot 10^{38}$ эрг. Поскольку $K \ll W$ и увеличение средней температуры от начального значения T_{m0} до современного значения T_{mr} равно $\Delta T = T_{mr} - T_{m0} = U/MC_v$, то критерии Гельмгольца можно выразить в виде неравенств:

$$\Delta T < T = \frac{GM}{10RC_v} \text{ — для контракции,}$$

$$\Delta T > T = \frac{CM}{10KC_v} \text{ — для экспансии}^1.$$

¹ Следует указать, что в соответствии с обобщенной теоремой вириала $3\gamma - 3$ $U + W = 0$ принятие в расчет более реальных значений постоянной Грюнайзена (между $\gamma = 2$ и $\gamma = 5/3$) должно в 1,5–3 раза усилить приведенные выше неравенства в пользу контракции.

Расчеты по этим неравенствам показывают, что изначально холодная Земля ($T_{m0} \approx 0$) будет гомологически расширяться при средней температуре $T_m > 6350^\circ\text{K}$ и сжиматься при $T_m < 6350^\circ\text{K}$. Поскольку средняя температура Земли по самым различным оценкам не больше 4000°K , то сжатие Земли в период ее геологической эволюции представляется несомненным (температура лав, изливающихся из глубин 80—100 км, не более 1600°K).

Учет радиогенного тепла для лунной модели среднего вещества Земли $3 \cdot 10^{28}$ эрг/год существенно не влияет на указанные неравенства, поскольку это тепло на порядок меньше выхода энергии гравитационного сжатия Земли $q = U/t = 4,7 \cdot 10^{38}$ эрг/ $4,6 \cdot 10^9$ лет $= 10^{29}$ эрг/год.

По данным анализа истории лунных затмений, выполненного впервые Б. Мейерманом (1928) и позднее Ван-Вуркомом, Парийским и др., радиус Земли за последние 2000 лет уменьшился примерно на 1 м. Теория приливного взаимодействия системы Земля—Луна предполагает изменение приливного ускорения осевого вращения Земли за год на величину $24,5 \cdot 10^{-11}$, в то время как наблюдения за периодичностью лунных затмений дают изменение ускорения $15,9 \cdot 10^{-11}$. Разность между этими величинами согласно условию $2\omega \Delta R = -R \Delta \omega$ соответствует уменьшению радиуса Земли на величину $\Delta R = 1,3$ м за 2000 лет и выходу тепловой энергии $3,87 \cdot 10^{28}$ эрг/год (по норме $dU/dR = GM^2/8R^2 = 7,3 \cdot 10^{29}$ эрг/см). Повсеместно проявленные деформации горизонтального сдвига, синусоидальные изгибы коры, складчатость и смятие осадочной покрывки, зональные аномалии силы тяжести не противоречат концепции сжатия Земли. Если последняя имела первоначально плотность углистых хондритов ($2,2$ г/см³), то начальный радиус ее должен был равняться 7660 км [3].

Сторонники представления расширяющейся модели Земли [12,13] предполагали, что в геологическом прошлом радиус Земли был в $\sqrt{3}$ раза меньше современного радиуса ($R_0 = R/\sqrt{3} = 3680$ км) и гранитный слой, отсутствующий ныне под океаническими бассейнами, покрывал всю планету, которая должна была иметь в то время среднюю плотность $\rho_0 = 28,65$ г/см³. Для расширения такой планеты до размеров современной Земли потребуется совершить работу против силы тяжести $\Delta W_{\min} = 0,6 GM^2(R - R_0)/RR_0 = 1,64 \cdot 10^{39}$ эрг, эквивалентную адиабатическому спаду средней температуры на 30000° . Отсутствие источников такой энергии заставило постулировать перманентное уменьшение гравитационной постоянной, имманентное удаление планет от Солнца и увеличение объема самих планет. Это известная гипотеза Иордана. По новым космологическим представлениям, развитым Г. С. Саакяном и М. А. Мнацаканяном [10], подобное расширение возможно лишь в том случае, если гравитационный радиус планеты (звезды) $R_g = 2GM/c^2$ (c — скорость света) не меньше истинного ее радиуса R_0 . Для Земли $R_g = 1$ см, $R = 6,4 \cdot 10^8$ см и, следовательно, расширение по схеме Иордана невозможно. Кроме того, если в прошлом, допустим в протерозое, Земля находилась значительно ближе к Солнцу, например, на орбите Венеры или в катархее на орбите Меркурия, то по закону обратных квадратов Земля получила бы солнечной

энергии, соответственно в 2 и 6 раза больше, чем сейчас, и были бы совершенно другие условия для жизни в водоемах, на суше и в воздухе, между тем синие-зеленые водоросли имели в те времена (в протерозое) широкое распространение во всех теплых морях [8,17].

При рассмотрении проблемы расширения Земли обычно исходят из презумпции о том, что состояние вещества в ее ядре описывается в рамках статистики Максвелла-Больцмана. Согласно этой статистике [2], «удельное» давление (упругость) газа, в который превратилось бы железо-никелево-кремневое субядро (Fe_3NiSi), при условии отсутствия взаимодействия между частицами этого газа, должно было равняться $P_{\text{мв}} = knT$ (k — постоянная Больцмана, n — число частиц в единице объема, T — температура; размерность $P_{\text{мв}}$ — энергия, деленная на объем, или сила, отнесенная к площади).

Гидростатическое давление в центре Земли $P_c = \frac{\rho_c G M_3}{2R} \sqrt{\rho_c/\rho_0}$ достигает максимального значения при $\rho_c/\rho_m = 3,25$ (отношение центральной плотности к средней в модели Буллана «В») — величины $8,32 \cdot 10^{12} \text{ дин/см}^2$. Максимальное же значение газотемпературного давления в центре при $n_{\text{max}} = 6 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3}$, $k = 1,38 \cdot 10^{-16} \text{ эрг/град}$, согласно формуле Клапейрона $P = nkT$, может равняться гидростатическому давлению при $T_c = 100.000^\circ\text{K}$. Это на один-полтора порядка больше реально возможной температуры в центре Земли. Если вещество в центре Земли подчиняется статистике Томаса-Ферми, то давление электронного газа здесь должно равняться $P_T = K_T Z^{4/3} \left(\frac{\rho}{A} \right)^2$. При $Z=26$, $A=56$, $\rho_0 = \rho_c = 19,36 \text{ г/см}^3$ (модель железного миниядра) и $K_T = 5,07 \cdot 10^{12} \text{ CGS}$ и получаем $P_{T(c)} = 50 \cdot 10^{12} \text{ дин/см}^2$, что в 6 раз превышает гидростатическое давление в центре. Для статистики Ферми-Дирака получаются давления примерно в три раза большие, чем в случае статистики Томаса-Ферми. Если удалось бы доказать возможность существования состояний вещества в недрах Земли, описываемых по статистике Томаса-Ферми и тем более Ферми-Дирака, то задача расширения Земли была бы решена положительным образом. Согласно принятой ныне теории электронный газ во внутреннем ядре будет вырождаться при условии, если гравитационное давление значительно превосходит температурное давление, происходит ионизация атомов под давлением и быстрое коллапсирующее сжатие планеты. Согласно оценкам Д. С. Котхари [14] радиус планет не может быть больше $R_0 = aZ^{2/3}/A$ ($a = 1,12 \cdot 10^{10} \text{ см}$ — универсальная постоянная) и если при этом радиусе она вмещает характерную массу $M_0 = bZ^3/A^2$ ($b = 2 \cdot 10^{30} \text{ г}$ — универсальная постоянная), то при добавлении к ней новых распределенных по поверхности масс происходит дальнейшее уплотнение глубинных масс без увеличения радиуса планеты [9]. Для планет с $Z/A = 1$ (водородная модель) $R_0 = 112000 \text{ км}$, $M_0 = 2 \cdot 10^{30} \text{ г}$ (для Юпитера $R_0 = 71.400 \text{ км}$, $M_0 = 2 \cdot 10^{30} \text{ г}$). Для планет с $Z = 12$ (оливиновая модель $\text{FeO} \cdot \text{MgO} \cdot \text{SiO}_2$), $A/Z = 2$, $M_0 = 6 \cdot 10^{30} \text{ г}$, $R_0 = 24500 \text{ км}$,

$\rho_0 = 100 \text{ г/см}^3$, с $Z = 8$ (гидрооливиновая модель — $\text{FeO} \cdot \text{MgO} \cdot \text{SiO}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$), $M_0 = 4 \cdot 10^{30} \text{ г}$, $R_0 = 28.000 \text{ км}$, $\rho_0 = 45 \text{ г/см}^3$. Верхний предел массы для звезд, состоящих из вырожденного газа, по исследованиям

Л. Д. Ландау и С. Чандрасекхара, равняется $M_{\max} = 11,5 \cdot 10^{33} \left(\frac{Z}{A} \right)^2$

[4]. Для случая $A/Z = 2$, $M_{\max} = 4 \cdot 10^{33} \text{ г}$, $\rho = 6,6 \cdot 10^4 \text{ г/см}^3$. Когда истинная масса планеты меньше характерной массы $M_0 = bZ^3/A^2$, электростатическая энергия $W_e = (\alpha M^{4/3} \cdot Z^2) (R \cdot A^{4/3})$ ($\alpha = 6,47 \cdot 10^{12} \text{ CGSE}$ — универсальная постоянная) преобладает над гравитационной энергией

$W_a = -\frac{3}{5} \cdot \frac{GM^2}{R}$. Для Земли $W_a = 2,2 \cdot 10^{39} \text{ эрг}$, $W_e = 2,2 \cdot 10^{41} \text{ эрг}$,

$U = K_n \cdot \left(\frac{Z}{A} \right)^{5/3} \cdot \frac{M^{5/3}}{R^2} = 8,7 \cdot 10^{40} \text{ эрг}$. Если вещество находится в вы-

рожденном состоянии, то условием расширения будет $2U + W_a + W_e > 0$. Из приведенных выше расчетов следует, что для планет земной группы расчеты по статистике Ферми-Дирака можно вести в случаях, если их плотность будет порядка $50\text{—}100 \text{ г/см}^3$ и более.

Согласно космогонической теории В. А. Амбарцумяна [1] во Вселенной существуют сверхплотные—сверхмассивные дозвездные взрывно-активные тела, которые, распадаясь по каскадной схеме, последовательно образуют скопления галактик, звездные ассоциации, кратные звезды, а также в ходе взрывной активности выбрасывают большие массы водорода, электронного релятивистского газа, пылевого вещества (?). При этом в концепции В. А. Амбарцумяна взрывная активность связана с распадом сохранившихся в них скоплений дозвездного вещества. К таким взрывно-активным звездам относятся, в частности, нестационарные звезды типа сверхновых, новых, фуоров, планетарных туманностей, карликовые молодые звезды типа Т Тельца и др. Из $100 \cdot 10^9$ звезд в Млечном пути половина является взрывно-активными карликами и относится по Ловелю к классам К и М. В атмосфере ряда холодных красных звезд этих классов и в межзвездных газо-пылевых туманностях установлены эмиссионные линии оливина, энстатита, гранатов, никеля, графита, воды, алюмосиликатов железа и некоторых других соединений (26 различных молекул) и элементов, необходимых для образования комет, метеоритов, астероидов и планет. Планеты солнечной системы, в плане представлений В. А. Амбарцумяна, являются либо останцами значительно более крупных плотных тел, возникавших одновременно с Солнцем из звездной ассоциации и потерявших позднее большую часть своей массы (вследствие взрывной активности?), либо представляют продукт конденсации того диффузного (плазменного и газо-пылевого) вещества, которое образуется при взрывной активности нестационарных звезд. Поскольку планеты земной группы так же как и метеориты имеют один и тот же возраст $4,6 \cdot 10^9 \text{ лет}$ и испытали расплавление и глубокую гравитационно-металлургическую дифференциацию уже $4,2\text{—}4,5 \cdot 10^9 \text{ лет т. н.}$, то следует говорить о единой мощной фазе космической активности в окосолнечном пространстве, приведшей к формированию

протопланетных тел. После индивидуализации и расплавления вещества планет, развитие их за последующие $4-4,5 \cdot 10^9$ лет шло под знаком перманентного гравитационного сжатия (контракции), скорость которого в случае Земли для исторического времени соответствовала уменьшению диаметра планеты на 1 м за 1000 лет (при такой же скорости уменьшения диаметра обеспечиваются наблюдаемые потери тепла Юпитером).

Согласно палеоастробиологическим данным [3, 15, 17] продолжительность земных суток за последние $6 \cdot 10^8$ лет увеличилась с $P=20$ ч до $P=24$ ч. Замедление вращения на $P_2 - P_1 = \Delta P = 38$ мин [7] уменьшает полярное сжатие до значения, достаточного для разрушения литосферы

при ее прочности $\tau_s = \frac{2}{3} \rho_k (R_m - R_p) = 2600 \text{ кг/см}^2$ ($\rho_k = 2,76 \text{ г/см}^3$ — плот-

ность, $R_m = 6371 \text{ км}$ — средний внешний радиус, $R_p = 6357 \text{ км}$ — полярный, радиус литосферы). На деформации этого рода, обусловленные в основном приливным торможением Луны, накладываются деформации, обусловленные гравитационным сжатием планеты [3].

В заключение следует отметить, что особенности диссипации гравитационной энергии, вытекающие из неравенства $3(\gamma-1) U < |W|$, выдвигают некоторые вопросы, представляющие интерес для геотектонических теорий. Так, в состоянии равновесия $|W| = 3(\gamma-1) U$ сжатие Земли будет сопровождаться увеличением температуры (адиабатический процесс) до тех пор, пока по всей ее толще не установится гидростатическое равновесие, причем для литосферы аналогичное состояние (изостазия) будет достигнуто при расчленении ее на множество блоков, разделенных зонами глубинных разломов, пластических шарниров (геосинклинали) и рифтово-диабазовых структур (георифтогенали). Далее, если $|W| \gg 3(\gamma-1) U$, т. е. если в тепловую энергию U превращается лишь небольшая часть общей потенциальной энергии гравитационного поля W (в случае $\gamma=3$ всего $\frac{1}{6}$ часть W), то остальная, большая часть W , диссипируя и создавая направленное наружу динамическое давление, будет совершать работу на увеличение объема мантии (вероятнее, внешней мантии), причем ядро и, возможно, нижняя мантия будут находиться в состоянии изотермического равновесия, ввиду низкой теплопроводности верхней мантии (условие подобной изотермичности указывает на неустойчивость системы в отношении сильного сжатия). Другим следствием сильного неравенства $|W| \gg 3(\gamma-1) U$ является: невозможность постоянного гомологического сжатия планеты в целом; необходимость возникновения плотностных флюктуаций в различных областях недр планеты, начиная с умеренного условия $|W| \geq 3(\gamma-1) U$; возможность возникновения в дальнейшем конвекционных течений между уплотненными и неуплотненными массами мантии (в теории конденсации газовых облаков в областях флюктуации плотность увеличивается по сравнению со средней в несколько раз, а дальнейшее увеличение плотности приводит к индивидуализации и отпочкованию этих областей в виде отдельных

тел). Интересные соображения по всем этим вопросам содержатся в замечательной работе Бербиджей [4].

Указанные выше качественные оценки для наиболее вероятных значений $\gamma \geq 5/3$ и общего направленного процесса гравитационного сжатия планеты предполагают наложение на этот процесс пульсационного ритма или, во всяком случае, наличие перерывов в процессе сжатия, осложненных термогравитационной конвекцией. Количественная оценка масштабов этих динамических эффектов может пролить свет на ряд актуальных вопросов геотектоники.

Институт геологических наук
АН Армянской ССР

Поступила 10. III. 1976.

Ա. Տ. ԱՍԿԱՆՅԱՆ

ԵՐԿՐԻ ԾԱՎԱԴԻ ՓՈՓՈԽՈՒԹՅԱՆ ԹԵՐՄՈԳՐԱՎԻՏԱՅԻՈՆ ՉԱՓԱՆԻՇՐ

Ա մ փ ո փ ո լ մ

$$\text{Վերին թերմիկ հիման վրա սահմանվում է } T = \frac{GM}{10 RC_v} = 6350^\circ K$$

շախնիշր, որի համաձայն, եթե երկրի նախնական սառը մոդելի միջին ջերմաստիճանը $T < 6350^\circ K$, ապա երկիրը կծկվում է, իսկ եթե $T > 6350^\circ K$, ապա այն ընդարձակվում է (այստեղ G —գրավիտացիոն հաստատունն է, M —երկրի զանգվածը, R —շառավիղը, C_v —սեռահարար ջերմունակությունը):

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Амбарцумян В. А. О ядрах галактик и их активности. Сб. «Проблемы гравитации», Ереван, 1975.
2. Ассян А. Т. Квантово-статистическое представление внутреннего строения Земли. Известия АН Арм. ССР, серия геол. и геогр. наук, т. XVI, № 6, 1963.
3. Ассян А. Т. Предельные значения мощности и прочности литосферы в свете теории гравитационного сжатия и приливного торможения Земли. Известия АН Арм. ССР, Науки о Земле, № 1, 1976.
4. Бербидж Дж., Бербидж М. Э. Звездная эволюция. Сб. «Происхождение и эволюция звезд», М., 1962.
5. Виноградов А. П. Кратко о Луне. «Наука и жизнь», № 8, 1973.
6. Галибина И. В., Каттерфельд Г. Н., Чарушин Г. В. Типы и системы линейментов планет. Известия АН СССР, серия геол., № 11, 1975.
7. Лейбензон Л. С. Деформация упругой сферы Земли. 1911. Сб. трудов, т. IV, Изд-во АН СССР, М., 1955.
8. Люстих Е. Н. Некоторые замечания об использовании физики в геотектонических построениях. Известия АН СССР, серия геол., № 1, 1962.
9. Рускол Е. А. Происхождение Луны. М., 1975.
10. Саакян Г. С. Современное состояние теории сверхплотных небесных тел. Сб. «Проблемы гравитации», Ереван, 1975.
11. Симмонс Г. Т. Поиски внеземных цивилизаций, Ж. «Америка», № 221, 1975.
12. Egyed L. Physik der festen Erde. Leipzig, 1969.
13. Jordan P. Schwerkraft und Weltall II, Aufl., Braunschweig, 1955.

14. *Kothari D. S.* The Internal constitution of the Planets. Mon. Not. Roy. Astr. Soc., 96, 833, 1936.
15. *Seyfert C. K., Sirkin A. L.* Earth history and Plate Tectonics. N.-Y., L., 1973.
16. *Stovickova N.* Venuše a Merkurnově objevy. Vesmír, ČAV, N 12, 369—374, 1974.
17. *Walter M. R.* Stromatolites used to determine the time of nearest approach of Earth and Moon. Science, 170, 1331—1332, 1970.

УДК 550.2+551.1

А. Т. АСЛАНЯН

О ПРИЧИНАХ ДУГООБРАЗНОГО ПЛАНА ДЕФОРМАЦИОННЫХ МЕГАСТРУКТУР ЗЕМНОЙ КОРЫ

Глыбовое строение литосферы, различия в мощности и плотности между отдельными глыбами коры, наличие в основании литосферы плотных масс типа вязкой жидкости, способность континентальных блоков литосферы скользить по поверхности астеносферы, сферичность срединной поверхности литосферы, медленный ход деформаций, гравитационное сжатие, замедление вращения, изменение пространственного положения Земли являются теми условиями, которые определяют особенности геометрической тектоники литосферы.

Хорошо известно, что гидростатическое (контракционное) давление в недрах Земли на один порядок больше газо-температурного (экспансивного) давления и поэтому Земля в целом должна находиться в состоянии перманентного сжатия. Равным образом известно, что приливное взаимодействие между Солнцем, Землей и Луной вызывает замедление вращения Земли, уменьшение ее эллиптичности, деформации сжатия в низких широтах и деформации растяжения в высоких широтах [2].

В последующем изложении мы будем рассматривать орогенные пояса как зоны концентрации деформаций и напряжений, возникающие при общей контракции планеты и сопряженного с ней скольжения литосферы по поверхности астеносферы. Вместе с этим орогенные пояса мы будем рассматривать как своеобразные пластические шарниры, посредством которых платформенные блоки литосферы, залегающие на текучих квазимагматических массах, гидростатически уравновешиваются и тем самым обеспечивается в первом приближении нормальное изостатическое состояние литосферы.

Одной из наиболее интересных особенностей структурного плана земной коры является дугообразное строение складчатых зон, островных гирлянд и океанических тектогенов, которое ярко выражено в областях перехода от океанических платформ к континентальным платформам, где альпийские островные складчатые хребты и заложенные рядом с ними глубоководные тропы имеют резко выраженную серповидную форму и выгнуты от материковой платформы к океанической.

Обсуждению указанной особенности тектоники Земли посвящена значительная литература, принадлежащая перу таких авторитетов, как Арган, Веннинг-Мейнес, Умбгров, Хесс, Заварицкий, Кюнел, Джеффрис, Ли, Холмс, Бул, Лоусон, Григге, Шейдеггер, Уилсон и др. [3, 5, 7, 9, 10].

Совокупность геологических и геофизических вопросов, связанных с природой тектонических дуг, известна сейчас под названием проб-

лемы островных дуг и охватывает, по существу, вопросы тектоники всех областей коры, где проявлялись изгибные деформации.

Действительно, анализ тектонических карт обнаруживает отсутствие складчатых зон, тектогенов (поясов Венинг-Мейсеса), синеклиз, антеклиз, предгорных прогибов и авлакогенов, которые были бы вытянуты прямолинейно и, следовательно, находились бы в плоскостях больших кругов Земли. Как правило, оси их имеют в плане изогнутую форму и находятся в плоскостях малых кругов, пересекающих земной шар далеко от его центра.

После разбора существующих гипотез об островных дугах А. Н. Заварицкий [5] пришел к выводу, что эти гипотезы неудовлетворительны и должны быть заменены другими, объясняющими концентрическое расположение тесно сочетающихся островных дуг, вулканических поясов, очагов землетрясений и зональных аномалий силы тяжести.

Строение типичной системы островных дуг представляется обычно в следующем виде [3, 5, 7].

Во внешней выгнутой части концентрической системы дуг, со стороны океанической платформы располагается глубоководный прогиб (тектоген) типа желоба, который имеет ширину порядка 150—200 км, отмечен большими отрицательными аномалиями силы тяжести и местами мелкими островными кордильерами, сложенными преимущественно граувакками; во внутренней вогнутой части тектогена отмечают эпицентры землетрясений, очаги которых находятся в коре и тяготеют к плоскости взброса, погружающегося под углом 30° в сторону материковой платформы.

В сторону материка, рядом с глубоководным тектогеном, располагается погребенная интрагеоантисклиальная дуга, которая отмечена большими положительными аномалиями силы тяжести, очагами землетрясений на глубинах порядка 60 км и напоминает по своему тектоническому положению, строению и морфологии молодые межгорные прогибы.

Еще дальше в сторону материка располагается молодая эвгеосинклиальная складчатая зона типа мегантиклинория шириною 150—200 км, которая сложена вулканогенно-осадочными отложениями, прорванными иногда интрузиями габбро-перидотитовой и гранитоидной магмы. Мегантиклинорий характеризуется в целом относительно слабыми отрицательными аномалиями силы тяжести, очагами землетрясений глубиной порядка 100 км и наличием молодых вулканов во внешних подзонах дуги, изливающих средние и кислые лавы. Наконец, ближе к центру окружностей, к которым принадлежат указанные дуги, последовательно появляются более глубокие очаги землетрясений, приуроченные к плоскостям сбросов (именуемым как зоны Бенъоффа), погружающимся в сторону материка под углом порядка 60° . Наибольшая глубина этих очагов 720 км.

По данным Гутенберга и Рихтера [9], поверхности указанных разломов с углами падения 30 и 60° смыкаются под корой и образуют единую

коническую поверхность с вершиной конуса на глубинах до 720 км. Характерными примерами таких систем концентрических дуг являются Алеутская, Курильская, Филиппинская, Индонезийская, Мексиканская, Северо-Андская, Южно-Андская и некоторые другие системы дуг. Ниже сделана попытка осмыслить проблему складчатых дуг и океанических тектогенов под углом зрения общих законов прикладной механики.

При такой попытке в первую очередь обращает на себя внимание тот факт, что орогены располагаются в большинстве случаев на границе континентальных и океанических платформ, где происходит резкий скачок мощности коры (здесь отношение мощностей достигает местами 2:1).

По законам строительной механики, гидродинамики и электротехники такие пограничные зоны с резким изменением кривизны поверхности являются наиболее благоприятными для концентрации разрушающих напряжений и деформаций и приуроченность линейментов и орогенов к ним вполне естественна. Наиболее наглядным примером этому служат Круготихоокеанский пояс складчатых цепей и складчатые зоны, окружающие Средиземное, Черное, Южнокаспийское, Охотское и Карибское моря, которые, возможно, при дальнейшей миграции геосинклиналей будут полностью замещены складчатыми комплексами. Неоднократно высказывалось предположение, что подобную эволюцию испытали также восточные области Альпийско-Гималайского орогена, на месте которых в прошлом могли существовать океанические участки типа Средиземноморского бассейна.

В рассматриваемом случае план расположения тектогенов и возникших на их месте складчатых цепей, естественно, будет подчиняться начальному плану пограничной зоны между океанической и континентальной областями коры или вообще плану пограничной зоны между соседствующими блоками с различными мощностями коры. Наглядный пример этому дают складчатые зоны, окаймляющие срединные массивы в орогенах (Колыма и др.).

Как было указано Джеффрисом [4], для поддержания изостазии, в земной коре должны неизбежно существовать весьма протяженные крупные разрывные нарушения глубокого заложения. Теперь доказано их существование во всех частях земного шара. Как было показано Н. С. Шатским, они в виде неправильного четырехугольника оконтуривают платформенные блоки, почти повсеместно сопровождают геосинклинальные прогибы и орогенные пояса, во многих местах прослеживаются вдоль границы континентальных и океанических платформ и нередко встречаются также во внутриплатформенных и квазиплатформенных областях (рифтовые долины, грабены, авлакогены и др.). Это так называемые глубинные разломы, по А. В. Пейве [6], которые отличаются перманентностью своего развития и проявляются, в первую очередь, в резких различиях фаций, мощностей и полноты разрезов по обе стороны разломов.

Согласно принципу наследственности деформаций, сформулиро-

ванному Больцманом, при каждом новом этапе проявления тектонической активности, силы и деформации при прочих равных условиях должны концентрироваться в зонах ранее возникших геосинклиналей и глубинных разломов, являющихся областями больших конечных деформаций. Равным образом, согласно этому принципу, зонами концентраций напряжений и деформаций будут оставаться незавершенные инверсией неконсолидировавшиеся орогены. Строго говоря, на этом принципе основано несколько упрощенное утверждение Штилле и Шатского о том, что все посленижнепротерозойские геосинклинали на земном шаре возникли одновременно и с тех пор происходит лишь их эволюция с общей тенденцией превращения в горно-складчатые системы и что новых геосинклинальных систем не возникает и не может возникнуть.

Таким образом, в рассмотренном выше втором случае распределения тектонических сил и деформаций, структурный план бассейнов осадконакопления и возникающих на их месте складчатых цепей будет контролироваться структурным планом ранее возникших геосинклиналей и глубинных разломов, причем во всех случаях, когда плоскости разломов будут располагаться в плоскостях малых кругов Земли, прилегающие к ним более молодые складчатые цепи будут иметь в плане дугообразную форму.

Обсуждая теорию контракции, Г. Джеффрис в последнем издании (1959) своего монументального труда «Земля» [4] рассматривает две исключаящих, по его мнению, друг друга возможности больших деформаций земной коры—путем разрывных дислокаций и путем упругой неустойчивости, осуществляющейся в виде продольного синусоидального изгиба коры. При этом, следуя известной идее Девисона (1887), он считает, что твердая земная кора нежимаема, а уменьшение объема Земли происходит почти исключительно в верхней мантии, которая спонтанно уплотняется и испытывает растяжение в то время, как литосфера в целом испытывает сжатие.

Согласно геофизическим данным литосферу можно рассматривать как твердую оболочку, которая залегает на упругом основании и подвержена силам гравитационного сжатия. В таком виде ставили задачу Смолуховский (1909), Гольдстейн (1926), Джеффрис (1932), Бийлард (1938), Лейбензон (1939), Веннинг-Мейнес (1940, 1955), Гуни (1947), Магницкий (1945), Оганезов (1945) и др. [1].

Указанные авторы, применяя выводы теории Эйлера и Винклера об устойчивости плит и оболочек, залегающих на упругом основании, и пользуясь известной формулой

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{3} E H \rho_s} = \frac{2 \rho_s}{H} \sqrt{\frac{D}{\rho_s}} = \frac{2 \rho_s a^2}{H},$$

для величины модуля Юнга коры $E = 600.000—1.000.000 \text{ кг/см}^2$, мощности коры $H = 30—50 \text{ км}$ и плотности подкоровых масс $\rho_s = 3,1—3,3 \text{ г/см}^3$, получили значение первого критического напряжения потери

устойчивости $\sigma_k = 45000-70000 \text{ кг/см}^2$ в то время, когда предел прочности литосферы достигает всего $\sigma_s \approx 3000-4000 \text{ кг/см}^2$ ¹.

Таким образом, казалось, выясняется, что задолго до образования первого необратимого синусоидального прогиба, при одноосном горизонтальном сжатии, литосфера разрывается и что при контракции Земли и дрейфе материков возникновение продольных изгибных деформаций невозможно.

Следует отметить, что указанная выше формула правомерна лишь в тех случаях, когда собственным весом литосферы пренебрегают. Решение задачи с учетом собственного веса деформируемой зоны земной коры дано в работе автора [1]. Оказалось, что σ_k в этом случае равняется приблизительно пределу текучести литосферы и, следовательно, одинаково возможны как изгибные деформации литосферы путем упругой неустойчивости, так и разрывные дислокации.

При синусоидальном типе изгиба коры ширина прогиба (тектогена), соответствующая σ_k , равняется

$$L_k = \pi \sqrt{\frac{D}{\rho_s}} = \pi \sqrt{\frac{EH^3}{12\rho_s}} = \pi a.$$

Средняя мощность литосферы $H=75 \text{ км}$. Модуль Юнга коры в соответствии с задачей Ламе определяется из зависимости $\sigma = PR/2H$, которая при условии $P = \rho_k H$, когда мембранное напряжение σ равняется E , дает $E = R\rho_k/2$ (ρ_k — средняя плотность литосферы, R — радиус недеформированной коры, т. е. радиус Земли). При $\rho_k = 3,13 \text{ г/см}^3$ и $R = 6371 \text{ км}$ получаем $E = 1000.000 \text{ кг/см}^2$ и соответственно, полагая плотность упругого субстрата $\rho_s = 3,87 \text{ г/см}^3$, получаем $L_k = 240 \text{ км}$ [2].

Все складчатые системы земного шара, именуемые в советской литературе мегантиклинориями (Урал, Верхоянский хребет, Большой Кавказ, Малый Кавказ, Понтиды, Эльбурс, Загросс, Копетдаг, Альпы, Карпаты, Аппалачи, Анды, Американские и Австралийские кордильеры, Скандинавские горы и др.), островные дуги и глубоководные океанические трогги типа Яванского прогиба (пояса Венинг-Мейнеса, тектогены Хесса или зоны Беньоффа) все имеют ширину, определяемую формулой $L_k = \pi a$, т. е. порядка 200 км. Этот факт, безусловно, указывает на изгибный характер деформаций коры при ее горизонтальном сжатии.

Давление, которое оказывает собственный вес одной синусоидальной полуволны коры на другую полуволну, равняется $\sigma_0 = \pi a \rho_k = L_k \rho_k$.

Согласно теории Эйлера, прогибающаяся полоса невесомой модели земной коры шириною $L_{кр}$ будет терять устойчивость при осевом сжимающем напряжении

$$\sigma_k = \frac{2\pi^2 D}{HL_k^2} = \frac{2\rho_s a^2}{H},$$

¹ Недавние опыты, выполненные в Новосибирском институте геологии и геофизики, показали прочность базальтов под гидростатическим давлением 10.000 кг/см² и при температуре 500°C в пределах 3600—3700 кг/см².

а с учетом собственного веса — при напряжении

$$\sigma_k = \frac{2\rho_s a^2}{H} - \pi\rho_k a.$$

Последняя формула при условии $\sigma_k = 0$ дает $H \approx 75$ км, т. е. из этого условия следует, что литосфера при мощности более 70—80 км под влиянием лишь собственного веса, без участия сил горизонтального сжатия, должна терять устойчивость и может достигать столь большой мощности лишь в молодых орогенах, находящихся за пределами первого критического значения напряжения потери упругой устойчивости [2].

Таким образом, из нашего анализа следует, что потеря упругой устойчивости и разрыв коры могут происходить с одинаковой вероятностью, причем поскольку при изгибных деформациях срезающие усилия достигают максимума в краевых зонах прогибов, то разрывы в виде взбросовых нарушений будут приурочиваться к бортам этих прогибов. Характерным примером этого являются тафрогеосинклинали и грабены.

При продольном синусоидальном изгибе коры энергия радиальных перемещений W пропорциональна эффективной плотности коры $\bar{\rho}$. Для областей поднятий она пропорциональна обычной лабораторной плотности литосферы $\bar{\rho} = \rho_k = 3,13$ г/см³, для прогибающихся областей уменьшается до разности плотностей астеносферы и литосферы $\bar{\rho} = \rho_s - \rho_k = 0,74$ г/см³. Отсюда следует, что при продольном изгибе литосферы, как правило, будут возникать в начале единичные прогибы, а граничащие с ними поднятия будут носить характер относительных остаточных выступов. Такие поднятия нельзя, конечно, смешивать с поднятиями альпинотипных складчатых гор, которые возникают на месте геосинклинальных прогибов (тектогенов), когда литосфера под ними переходит из твердого состояния в текучее, и весь геосинклинальный комплекс пластически выжимается вверх, уступая место подкоровым избыточным массам смежных осаждающих платформ.

При указанных выше ориентировочных оценках несомненно должны учитываться также два следующих важных обстоятельства: первое — под альпинотипными хребтами температура достигает 1000—1250° на глубине порядка 50—60 км, а под смежными платформами — на глубинах 100—150 км; второе — если коэффициент ложа литосферы по величине много больше плотности литосферы, то при продольном изгибе будут возникать единичные зоны поднятий.

Следующий существенный фактор, влияющий на морфологию деформационных структур — это сферичность коры. Важность его подчеркивали Джеффрис, Венинг-Мейнес, Шатский, Магницкий, Косыгин и др. [1]. Для нашей задачи большой интерес представляет то обстоятельство, что при деформации сферических оболочек, в отличие от пластин и цилиндрических оболочек, значительная энергия требуется также для растяжения срединного сферического слоя литосферы,

без чего последняя не может изгибаться. Естественно, в случае изгибных деформаций листоферы максимум энергии для растяжения срединного слоя будет требоваться для тех прогибов, которые имеют симметричный профиль и поэтому вытянуты вдоль больших кругов планеты, проходящих через ее центр, и меньше энергии будет расходоваться для зарождения асимметричных прогибов, которые вытянуты вдоль малых кругов планеты и имеют в плане серповидную форму¹.

В связи с этим определенная роль в условиях контракции Земли должна быть приписана также корнолисовым силам, которые в условиях контракции отклоняют проседающие близмеридионально вытянутые блоки литосферы на восток, а широтные блоки и зоны—на юг. Под влиянием этой силы прогибающиеся зоны литосферы должны иметь преимущественно тенденцию отклоняться соответственно на восток и на юг.

Указанные выше серповидные прогибы должны ограничиваться с вогнутой стороны разломом. Вместе с этим вдоль выгнутой стороны серпа должны иметь место деформации растяжения, а вдоль вогнутой стороны—деформации сжатия, которые в первом случае должны вызывать зияющие трещины, а во втором случае—трещины скола, являющиеся вместе с ограничивающими глубинными разломами очаговыми областями землетрясений. Кроме того, в осевой полосе серпа, в нижней половине литосферы должны возникать зияющие трещины, инжектирующиеся продавленными из астеносферы магматическими массами. Как впервые было показано Венинг-Мейнесом, Хессом и др., наиболее благоприятными для проявления эффузивного вулканизма будут указанные зияющие трещины.

В начале процесса продольного изгиба коры одно из главных нормальных напряжений (σ_1) находится в плоскости большого круга и направлено поперек прогиба, второе (σ_2)—вдоль прогиба, а третье (σ_3)—от оси прогиба к центру Земли. Принято считать, что в стадии упругой деформации $\sigma_1 > \sigma_2$ и всегда $\sigma_1 \gg \sigma_3$, $\sigma_2 > \sigma_3$, а в стадии пластических деформаций $\sigma_1 \leq \sigma_2$. Резкое увеличение кривизны дуги и ундуляция шарниров деформационных структур внутри дуги являются, очевидно, следствием условия

$$\sigma_1 \leq \sigma_2.$$

¹ В отличие от «невесомых» плит (см. формулу на стр. 6), для невесомых сферических оболочек первое критическое значение потери устойчивости определяется выражением

$$\sigma_2 = \sqrt{\frac{1}{3} EH (\rho_s + EH/R^2)}, \text{ где второе слагаемое в подкоренных скобках}$$

отражает влияние фактора сферичности на возрастание устойчивости оболочки. Соответственно, руководствуясь принципом наименьшего действия, можно показать, что на развитие серповидных прогибов, развивающихся по малым кругам и имеющих малый объем, будет затрачиваться энергии меньше, чем на прямолинейные прогибы той же протяженности, развивающиеся по большим кругам.

В области больших изгибных деформаций и значительного накопления осадков и вулканогенных образований, литосферные массы в прогибах переходят из твердого состояния в текучее, испытывают региональный метаморфизм и лишаются прочности. В этих условиях форланды погружаются, и астеносферные массы, которые были вытеснены из-под прогибов в процессе роста последних, вновь возвращаются под прогибы, выжимают весь пластический комплекс геосинклинального прогиба вверх (инверсия) и создают на их месте горные сооружения типа складчатых островных дуг, причем ввиду того, что первичная поверхность прогиба больше ее горизонтальной проекции, при выворачивании прогиба происходит усиление и дизъюнктивное осложнение складчатости осадочного комплекса, возникшей еще в ходе прогибания литосферы и осадконакопления (М. Бертран, Н. С. Шатский, В. Е. Ханн и др.).

Следует также отметить, что в верхней мантии, в астеносфере и мезосфере ввиду преобладания сил горизонтального растяжения над силами вертикального сжатия ($\sigma_1 \gg \sigma_3$) в течение длительного времени будут образовываться магистральные зоны растяжений и сбросовых нарушений. Представляется вероятным, что эвгеосинклинальные зоны закладываются на основе таких зон растяжений астеносферы и мезосферы.

Касаясь гравиметрической характеристики складчатых областей, необходимо отметить, что изменения силы тяжести в них будут следовать в основном изгибам срединной поверхности литосферы—в тех областях, где эта поверхность прогнута сильнее, будет иметь место большой дефицит масс и будут наблюдаться соответственно большие отрицательные аномалии силы тяжести. Теоретически эти соотношения особенно наглядно будут изображаться по методу Бриллюэна, когда уровенная поверхность силы тяжести проводится по сферонду, заключающему все неровности рельефа Земли. В общем же случае, исходя из изложенной выше схемы деформации литосферы, можно утверждать, что региональные аномалии силы тяжести обуславливаются изгибными деформациями и связанными с ними перемещениями астеносферных масс и частично субаэральных масс и что такие аномалии исчезнут при некотором расширении Земли или образовании в литосфере многочисленных зон больших пластических деформаций и разрывных нарушений, обеспечивающих перемещения между жесткими блоками литосферы и текучими массами астеносферы по закону Архимеда.

Привлекая к механизму происхождения деформационных структур литосферы также фактор приливного замедления вращения Земли, следует указать, что при таком замедлении в литосфере будет возникать система долготных структур типа Внутриамериканского хребта и широтных структур типа Кругоарктических трогов и ороклиналей. При этом, в случае нарушения сплошности литосферы типа рифтовых зон растяжений Внутриамериканского хребта, литосферные плиты по обе стороны рифтовой зоны под влиянием собственной силы тяжести (в со-

ласии с указанной выше формулой $P = H\sigma_k = 2\rho_c a^2 - \pi H\rho_k a$ будут погружаться и удаляться друг от друга, а сама зона, инъецируемая подкоровыми текучими массами, будет приобретать характер диапировой структуры [2].

Институт геологических наук
АН Армянской ССР

Поступила 24.V.1976.

Ա. Տ. ԱՍԼԱՆՅԱՆ

ԵՐԿՐԱԿԵՂԵՎԻ ԴԵՖՈՐՄԱՑԻՈՆ ՄԵԳԱՍՏՐՈՒԿՏՈՒՐԱՆԵՐԻ
ԱՂԵՂՆԱԶԵՎՈՒԹՅԱՆ ՊԱՏՃԱՌՆԵՐԻ ՄԱՍԻՆ

Ա մ փ ո փ ու մ

Ելնելով նվազագույն աշխատանքի թերմոդինամիկ սկզբունքից, հողվածում հիմնավորվում է այն դրույթը, որ աղեղնաձև տեկտոնական ստրուկտուրաներն առաջանում են երկրագնդի փոքր (արտակենտրոն) շրջանների հարթությունների մեջ և իրենց ստեղծման համար պահանջում են ավելի փոքր տեսակարար էներգիա, քան ուղղագիծ տեկտոնական ստրուկտուրաները, որոնք առաջանում են երկրագնդի մեծ (կենտրոնական) շրջանների հարթությունների մեջ և պահանջում են համեմատաբար ավելի մեծ տեսակարար էներգիա: Էներգիաների այս տարբերությունների պատճառով աղեղնաձև (մահիկաձև) տեկտոնական ստրուկտուրաներն առաջանում են անհամեմատ ավելի հաճախ, քան ուղղագիծ ստրուկտուրաները: Աղեղնաձև ստրուկտուրաների բնորոշ օրինակներ են շուրջօվկիանոսային խորշրջա ակոսաձև անդունդները և ծալքավոր արշիպելագները, ալպինոտիպ ծալքավոր սիստեմների գոգավոր սեզմենտները և այլն:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Аслanian А. Т. Динамическая проблема геотектоники. Сб. докладов советских геологов на XXI международном геол. конгр., Проблема 18, Изд-во АН СССР, 1960.
2. Аслanian А. Т. Предельная мощность и предельная прочность литосферы в свете теории гравитационного сжатия и прилизного торможения Земли. Известия АН Арм. ССР, Науки о Земле, № 1, 1976.
3. Джекобс Д., Рассел Р., Уилсон Д. Физика и геология, «Мир», М., 1964.
4. Джеффрис Г. Земля. Изд-во ИЛ, М., 1960.
5. Заварицкий А. Н. Некоторые факты, которые надо учитывать при тектонических построениях. Известия АН СССР, серия геол., № 2, 1946.
6. Пейве А. В. Разломы и их роль в строении и развитии земной коры. Сборник докладов советских геологов на XXI международном геол. конгрессе. Проблема 18, Изд-во АН СССР, 1960.
7. Сборник статей «Островные дуги» под ред. А. Н. Заварицкого. Изд-во ИЛ, М., 1952.
8. Хаин В. Е. Общая геотектоника. «Недра», 1964.
9. Gutenberg B., Richter C. F. Seismicity of the Earth. Princeton Univ. Press, 1954.
10. Sheldigger A. E. Principles of Geodynamics. Springer-Verlag, 1958.

УДК 551.1.14

А. Т. АСЛАНЯН, А. В. АРУТЮНЯН, М. П. ВОЛАРОВИЧ, А. И. ЛЕВЫКИН

ОБ ОДНОМ ВОЗМОЖНОМ МЕХАНИЗМЕ СТАНОВЛЕНИЯ
ГИПЕРБАЗИТОВЫХ ПОЯСОВ И СПРЕДИНГОВЫХ
СТРУКТУР ЛИТОСФЕРЫ

Проблема становления ультрамафитовых поясов продолжает оставаться предметом острых дискуссий [8, 11, 14, 18 и др.]. Одно из основных разногласий состоит в отсутствии соответствия между ожидаемой высокой температурой (1700—1800°C) расплавов, образовавших интрузии ультрамафитов, и полевыми данными, указывающими на внедрение ультрамафитов преимущественно в холодном состоянии и представляющими нередко тектонически перемещенные тела [11, 16, 17, 18 и др.].

В настоящей статье нами сделана попытка на основании результатов лабораторных исследований и геолого-геофизических данных наметить непротиворечивый, с нашей точки зрения, механизм внедрения ультрамафитов и развития ограниченного спрединга¹.

Представление о перидотитовом составе вещества верхней мантии и связи с ней интрузий ультрамафитов пользуется большой популярностью. Сейсмологические исследования показали удивительное постоянство мощности ($4,7 \pm 0,7$ км) третьего (нижнего) слоя океанической коры и его формационного набора (перидотиты, лерцолиты, анортозиты, диабазы, зеленые сланцы). Указанный факт, отмеченный впервые Хессом [15], а также многочисленные магнитно-теллурические исследования и находки серпентинизированных пород в осевых зонах срединноокеанических хребтов дали основание предполагать, что третий слой океанической коры состоит в основном из серпентинизированных перидотитов, в которых скорости прохождения продольных θ_p -волн весьма изменчивы и колеблются от 6,0 до 6,9 км/сек (среднее значение 6,7 км/сек).

Для последующего анализа подчеркнем значимость некоторых фактов, имеющих непосредственное отношение к проблеме становления офиолитов и срединноокеанических хребтов.

Срединноокеанические хребты или георифтогены представляют крупнейшие морфологические структуры поверхности Земли, соизмеримые с геосинклинальными поясами; средняя ширина их 1300 км, высота гребня около 2,5 км, общая протяженность примерно 65 тысяч

¹ Нами в данной работе использованы результаты испытаний образцов ультрамафитов из разных районов Кавказа и Передней Азии, выполненных в лабораториях высоких давлений Института физики Земли АН СССР и Ереванского политехнического института.

километров. Вдоль этих хребтов отмечаются необычайно высокие значения теплового потока, многочисленные очаги мелкофокусных землетрясений и небольшие аномалии силы тяжести (в пределах ± 50 мгл). У гребня их слой-3 характеризуется скоростями продольных волн 4,5—5,5 км/сек (вместо обычных 6—6,9 км/сек), а поверхность Моховичича не фиксируется или представлена, возможно, зоной перехода от скоростей, характеризующих слой-3, к скоростям около 7,4 км/сек [15]. Хесс объясняет приподнятое положение хребта изменением плотности от 3,3 г/см³ (оливин) до 2,6 г/см³ (серпентин), причем для поднятия хребта на 2—2,5 км, по его оценкам, требуется сильная серпентинизация (до 70%) 8-километрового разреза подстилающих пород верхней мантии. Трансформные разломы расчленяют в поперечном направлении срединноокеанические хребты на отдельные сегменты. К этим структурам приурочены многочисленные вулканические и сейсмические очаги.

По подсчетам Менарда [9], в океанах имеется около 10.000 останцев конических вулканических аппаратов гайотов, зарождающихся вблизи «центра разрастания» (спрединга) срединноокеанических хребтов.

Предположение о том, что гайоты в океанах распространены повсеместно, не подтвердилось. Выяснилось, что они, в основном, простираются вдоль срединноокеанических хребтов. В работе Менарда [9] указывается, что подобно «центрам разрастания» зоны разломов в срединноокеанических хребтах характеризуются своим собственным комплексом геологических особенностей. В их пределах хребты достигают высоты в несколько км, а смежные с ними впадины достигают соответственно глубины в несколько км, т. е. последние имеют характер компенсационных прогибов. По мнению Менарда, те силы, которые управляют вулканической деятельностью и которые формировали срединноокеанические хребты, образуют также горы и долины, связанные с разломами, причем важным при этом представляется факт непрерывного опускания дна океана с постоянной скоростью.

Главным источником образования океанической воды считается мантия Земли. А. П. Виноградов [4] предполагает, что гидросфера образуется в основном вследствие дегазации мантии. При дегазации отделяющиеся газы, богатые Н₂О, подвергаются фракционированию на разных уровнях мантии как до выноса их на поверхность Земли, так и на самой поверхности Земли. Излияние базальтов сопровождается привносом (в результате дегазации) на поверхность Земли в среднем до 7% от их веса ювенильной воды в виде водяного пара или жидкой воды.

По мнению Хесса [15], образование океанической воды из той же верхней мантии происходит несколько иначе. Высвобождающаяся из мантии вода серпентинизирует перидотиты верхней части мантии, которые образуют таким образом третий океанический слой (непосредственно под более древними базальтовыми покровами). Далее,

по его мнению, над нисходящими ветвями конвекционных ячеек (под островными дугами) происходят процессы, обратные образованию слоя-3, который при температуре 500°C испытывает десерпентинизацию и поставяет воду в океан.

Результаты драгировок в пределах Срединно-Индийского хребта показали, что в собранном материале содержатся, в основном, ультраосновные и основные породы примерно в одинаковых объемах [6]. Исследование этого материала дало основание считать серпентинизированные ультраосновные породы реликтом первозданного верхнего слоя мантии, сформировавшегося на самых ранних протопланетных этапах развития Земли и «законсервированного» под покровом базальтов второго слоя океанической коры, выплавленных из более глубоких горизонтов мантии в более позднее время.

Анализ приведенных выше фактов и сопоставление их с полученными нами данными об упругих и плотностных свойствах мафитов и ультрамафитов при высоких давлениях [1, 5] привели к нескольким новым представлениям по данному вопросу.

На протопланетном этапе развития Земли (рис. 1), вследствие дегазации и высвобождения воды из недр, верхние горизонты мантии частично серпентинизируются, образуя периферическую серпентинизированную оболочку Земли, которая в дальнейшем, как в случае Луны, покрывается базальтовыми лавами. Как известно, при серпентинизации ультрамафитов плотность их уменьшается (до 2,6—2,8 г/см³), а пластичность, как это следует из соотношения $(\nu_p/\nu_s)^2 = (2-2\nu)/(1-2\nu)$ увеличивается (ν —коэффициент Пуассона). Таким образом, в зависимости от степени серпентинизации под базальтовым слоем в отдельных участках Земли появляются породы более легкие и пластичные, чем сами покрывающие базальты.

Учитывая глобальные масштабы срединноокеанических хребтов и альпинотипных поясов и закономерную приуроченность к ним ультрамафитов, представляется вероятным, что возникновение их не связано ни с региональными полями напряжений, ни с подкоровыми конвекционными течениями. Механизм приливного торможения вращения Земли (по палеонтологическим данным, продолжительность суток в силуре была 21 час, в пермо-карбоне—22 часа и т. д.) полностью объясняет возможность образования глобальной сети геосинклинальных и георифтогенальных зон. Вследствие перманентного уменьшения объема полярной сплюснутости планеты и ввиду зонального характера распределения напряжений, деформационные структуры в полярных областях имеют характер зон растяжений (типа зияющих трещин и кольцевых структур), а в экваториальных областях—характер зон сжатия [2]. Указанный механизм нарушает сплошность всех слоев коры и верхней мантии. В этих условиях серпентинизированные пластические массы по гравитационному механизму всплывают наружу и образуют ядра срединноокеанических хребтов. При этом по тем же разрывам из астеносферного слоя мантии к оси хребта выжимаются пи-

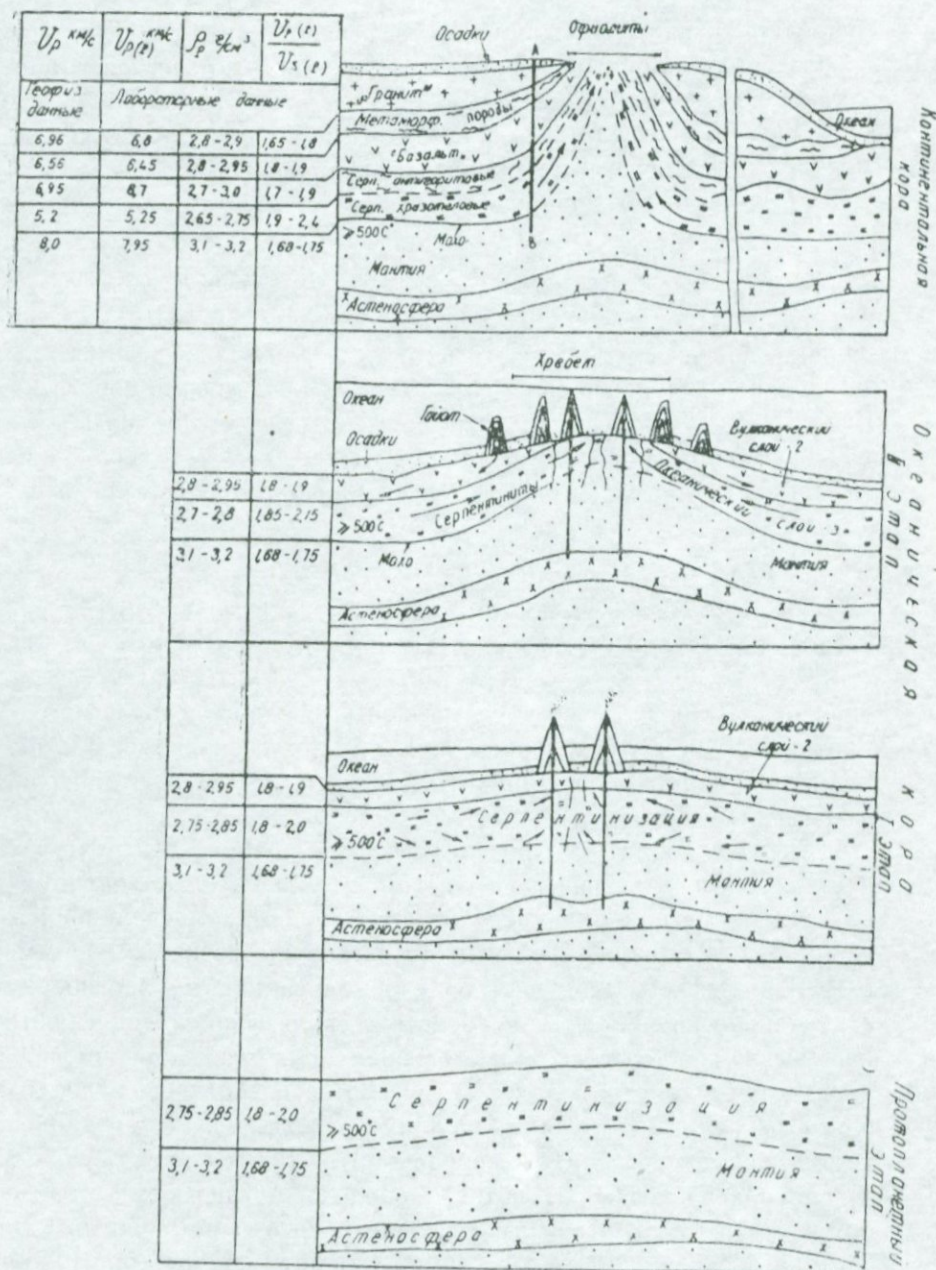


Рис. 1. Предполагаемая схема образования срединноокеанических хребтов и альпидовых комплексов (вне масштаба).

ромагматические расплавы, которые питают действующие вулканы (см. рис. 1, 1 этап).

Необходимо подчеркнуть, что нарушение сплошности литосферы вследствие приливного торможения и контракции Земли создает исключительно благоприятные условия для дальнейшего раздвигания

(спрединга) противлежащих литосферных плит, развития процессов рифтообразования и офиолитового диапиризма в зоне нарушения сплошности коры.

Литосферная плита мощностью H и жесткостью изгиба B при плотности астеносферы ρ_a вследствие продольного изгиба образует прогибы (тектогены) шириной

$$L = \pi \sqrt{B/\rho_a}.$$

Если свободный край такой плиты граничит с рифтовой зоной срединноокеанического хребта и плита в целом подвергается действию продольной эйлеровой силы $P_e = H\sigma_e = 2\pi^2 B/L^2$ и силы собственного веса $Q = \rho_k L$ (ρ_k — плотность литосферы, B — жесткость изгиба литосферы, равная $\rho_k R H^3/24$, R — радиус литосферы, σ_e — эйлерово напряжение продольного осевого сжатия), то равновесие сил выразится уравнением

$$P = P_e - Q,$$

полученным энергетическим методом Ритца-Тимошенко-Динника. Подстановка значений $H = 80$ км, $\rho_k = 3,13$ г/см³, $\rho_a = 3,86$ г/см³, $B = 4,39 \times 10^{28}$ гсм, $L = 328$ км, $P_e = 10^5$ кг/см², $Q = 10^5$ кг/см² приводит к значению $P=0$, т. е. по обе стороны срединноокеанического хребта противлежащие литосферные плиты будут соскальзывать под влиянием одного лишь собственного веса в сторону прилегающих прогибов дна океана.

Следующий, II этап развития деформационных структур знаменуется более интенсивным всплыванием серпентинизированных масс, развитием явления диапиризма, образованием компенсационных прогибов по обе стороны хребта и соответственно соскальзыванием второго вулканического слоя в сторону компенсационных прогибов. Вместе с вулканическим слоем 2 в процессе соскальзывания вовлекаются вулканические аппараты, которые со временем, благодаря абразии, превращаются в гайоты и далее погружаются на большие подводные глубины, располагаясь цепями, идущими параллельно срединноокеаническим хребтам. Из предложенной нами схемы следует, что в зонах срединноокеанических хребтов породы подвергаются горизонтальному сжатию, что с первого взгляда будто противоречит гипотезе спрединга океанического дна. Данные работы [7] по горным породам, драгированным из Срединно-Атлантического хребта, тоже указывают на процесс сжатия. В той же работе указывается о перерывах в расширении океанического дна, которые совпадают во времени с этапами активного тектонического развития Срединно-Атлантического хребта и прилегающих альпийских геосинклинальных областей суши. Указанный факт нами интерпретируется следующим образом. При спрединге океанического дна решающую роль играют, по-видимому, не мантийные конвекционные токи, а пластическая деформация серпентинизированного слоя-3. Действительно, увеличение объема этого слоя

при серпентинизации обуславливает стрессовые напряжения в слое-3, который развит повсеместно по всему океаническому дну от континента до континента.

При серпентинизации мантийного материала возникают силы горизонтального распора. Если до серпентинизации распирающее горизонтальное напряжение равнялось $\sigma'_0 = \frac{\nu_0}{1-\nu_0} \rho_0 \cdot g \cdot h$, то после серпентинизации оно будет $\sigma'_0 = \frac{\nu'}{1-\nu'} \rho' \cdot g \cdot h$ (ν — коэффициент Пуассона, ρ — плотность пород, g — гравитационное ускорение, h — толщина слоя). Принимая для перidotитов до серпентинизации $\nu_0 = 0,25$ и $\rho_0 = 3,2 \text{ г/см}^3$, а после серпентинизации $\nu' = 0,4$ и $\rho' = 2,6 \text{ г/см}^3$, выясняется, что напряжение бокового распора в результате серпентинизации возрастает более чем на 50%. Спрединг океанического дна можно было объяснить полностью действием этих сил, однако, по всей вероятности, они не могут перманентно раздвигать континенты. Перерывы в их эффективном действии обуславливают перерывы в истории расширения океанического дна. Диapiroвый механизм образования срединноокеанических хребтов, обусловленный вертикальным компонентом указанных сил, совпадает во времени с названными перерывами. При невозможности расширяться в латеральном направлении эффект увеличения объема вследствие серпентинизации реализуется в вспучивании мантийных масс в вертикальном направлении.

Процесс серпентинизации пород по мере продвижения от компенсационных прогибов к оси хребта должен усиливаться ввиду интенсификации в том же направлении процессов трещинообразования. Это приводит к уменьшению плотности пород (до $2,65\text{--}2,7 \text{ г/см}^3$) и скорости продольных волн ($\vartheta_p = 4\text{--}5 \text{ км/сек}$), дальнейшему увеличению пластичности масс ($\vartheta_p/\vartheta_s = 2,0\text{--}2,3$) и увеличению теплового потока от склонов к оси хребта.

Возможность существования серпентинизированных пород на больших глубинах вблизи поверхности Мохоровичича для континентальной коры до последних лет считалась маловероятной. Такие предположения для разных регионов были сделаны авторами работ [10, 12], а также нами [1] по результатам исследования упругих и плотностных свойств ультрамафитов при высоких давлениях и сопоставлении их с геофизическими данными. Интерпретация зональных магнитных аномалий дала авторам работы [3] основание для вывода о развитии на больших глубинах серпентинизированных масс по признаку наличия магнетита, который выделяется при серпентинизации ультрабазитов и обуславливает соответствующие магнитные аномалии.

Серпентиниты на больших глубинах отмечены в разрезах офиолитовых поясов Вуриноса, Кипра, Папуа, Новой Каледонии, Калифорнии [13] (рис. 2). Сравнение этих разрезов указывает на их очевидное

сходство. Можно отметить также сходство предложенного нами разреза для районов, прилегающих к офиолитовым поясам Армении [1] (рис. 3).

Указанное выше объяснение дает основание предполагать, что вместе с остальными магматическими породами, образующими океаническую кору, перемещались и по диапировому механизму внедрялись в континентальную кору также серпентинизированные породы, которые, как отмечалось выше, составляют третий океанический слой (см. рис. 1).

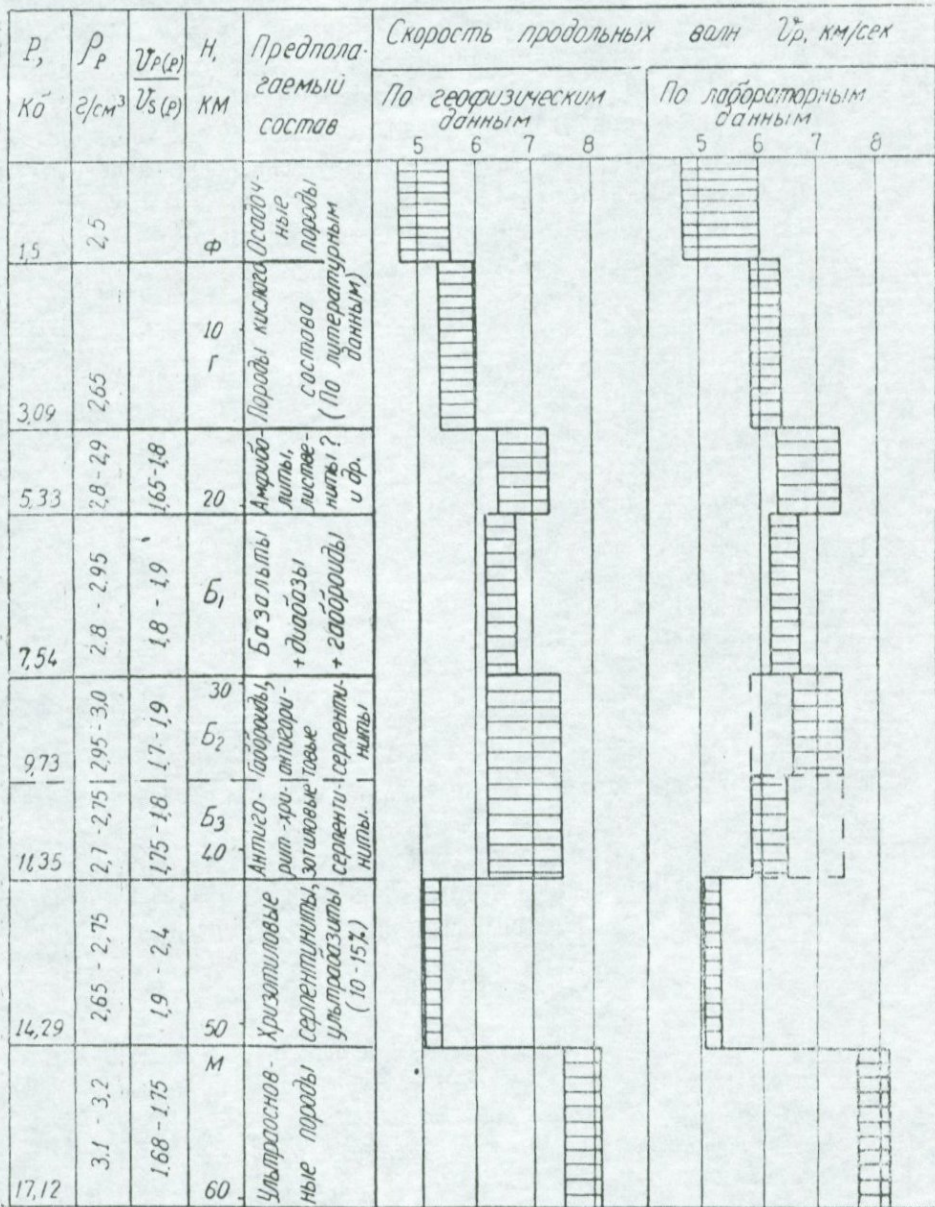


Рис. 3. Предполагаемый вещественный и скоростной разрез земной коры и верхней мантии юго-западной части территории Армении [1].

Серпентинизированные массы, имея низкую плотность и высокую пластичность, могут внедряться из больших глубин в земную кору по глубинным разломам вместе с диабазовой магмой. При движении вверх верхние части серпентинизированного слоя могут претерпевать значительные пластические деформации (вследствие высокой степени серпентинизации), за счет чего первичный хризотилловый серпентинит пла-

тически деформируется и переходит в антигоритовую разность. Последняя по своим плотностным и упругим характеристикам незначительно отличается от слабо серпентинизированных перидотитов и пироксенитов [1, 5]. По-видимому, этим же объясняется наличие антигоритовых серпентинитов в альпинотипных ультрамафитах и их отсутствие (или присутствие в незначительных количествах) в офиолитах океанических областей. Поскольку указанный процесс происходит чрезвычайно медленно, серпентинизированные массы приподнимают вышележащие слои жоры без существенного изменения условий их залегания (гомологически).

Сопоставление разреза АВ (рис. 1) с разрезом, предложенным нами ранее (рис. 3), обнаруживает их хорошее согласие.

В заключение мы хотим отметить, что предложенный механизм образования офиолитовых поясов и срединноокеанических хребтов требует дальнейшего уточнения путем комплексных полевых геолого-геофизических и лабораторных исследований.

Институт геологических наук
АН Армянской ССР,
Институт физики Земли
им. О. Ю. Шмидта АН СССР,
Ереванский политехнический
институт им. К. Маркса

Поступила 14.VI.1976.

Ա. Տ. ԱՍԼԱՆՅԱՆ, Ա. Վ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Մ. Պ. ՎՈԼՍՐՈՎԻՉ, Ա. Ի. ԼԵՎԻՆԻՆ

ԼԻԹՈՍՖԵՐՍԻ ԶԵՊԵՐԲԱԶԻՏԱՅԻՆ ԳՈՏԻՆԵՐԻ
ԵՎ ՍՊԵՐԻԴԻՏԻՆ ՍՏՐՈԿՏՈՒՐԱՆԵՐԻ ԶԵՎԱՎՈՐՄԱՆ
ՄԵԿ ՀՆԱՐԱՎՈՐ ՄԵԽԱՆԻԶՄԻ ՄԱՍԻՆ

Ս. մ փ ո փ ո լ մ

Հողվածում փորձ է արված լաբորատոր հետազոտությունների և երկրաբան-երկրաֆիզիկական տվյալների հիման վրա առաջադրել վերոհիշյալ ստրուկտուրաների և նրանցում տեղադրված հիպերբազիտային ֆորմացիաների առաջացման հնարավոր մեխանիզմներից մեկը:

Գրականության մեջ եղած տվյալները և մեր կողմից կատարված հետազոտությունները թույլ են տալիս ենթադրելու սերպենտինացված հիպերբազիտների առկայությունը ինչպես օվկիանոսային, այնպես էլ մայրցամաքային կեղևի խոր հորիզոններում: Սերպենտինացման պրոցեսի հետևանքով ուղարամաֆիտների խտությունը և կոշտությունը նվազում է և, ամենայն հավանականությամբ, լիթոսֆերայի խոր հորիզոններից սերպենտինացված զանգվածները զրավիտացիոն մեխանիզմով արտամղվում են և առաջացնում գրապիրային ստրուկտուրաներ:

Առաջադրված մեխանիզմը թույլ է տալիս բացատրելու ներօվկիանոսային լեռնաշղթաների մի շարք առանձնահատկությունները՝ ջերմային հոսքի անը լեռնաշղթաների թևերից զեպի նրանց առանցքը, առաձգական ալիքների

տարածման արագության նվազումը նույն ուղղությամբ, գալուստների և ատոլների զուգահեռաբար բաշխումը ժամանակի և տարածության մեջ և այլն: Օվկիանոսների հատակի սահմանափակ լայնացումը (սպրեդինգը) առաջադրված մեխանիզմով ևս ստանում է բավարար բացատրություն:

Հիպերբազիտային գոտիների և ներօվկիանոսային լեռնաշղթաների ձևավորման առաջադրված մեխանիզմի հետագա հիմնավորումը պահանջում է լրացուցիչ՝ լաբորատոր և կոմպլեքսային երկրաբանա-երկրաֆիզիկական ու գեոքիմիական բնույթի հետազոտություններ:

ЛИТЕРАТУРА

1. Асланян А. Т., Волярович М. П., Левыкин А. И., Арутюнян А. В. О составе, строении и упругих характеристиках земной коры и верхней мантии на территории Армении. ДАН Арм ССР, т. 61, № 3, 1975.
2. Асланян А. Т. Предельные значения мощности и прочности литосферы в свете теории гравитационного сжатия и приливного торможения Земли. Известия АН Арм ССР, Науки о Земле, № 1, 1976.
3. Борисов А. А., Крулякова Г. И., Фирсова Д. Б. Магнитная модель верхов мантии континентальных и морских структур СССР. В сб. «Физические свойства, состав и строение верхней мантии», «Наука», М., 1974.
4. Виноградов А. П. Введение в геохимию океана. «Наука», М., 1976.
5. Волярович М. П., Левыкин А. И., Элевич В. Я. Тектоническая обстановка серпентинизации гипербазитов Воронежского кристаллического массива по данным изучения скоростей упругих волн в образцах пород при давлении до 25 кб. Известия АН СССР, сер. геол., № 12, 1972.
6. Исследования по проблеме рифтовых зон мирового океана. Под ред. А. П. Виноградова и Г. Б. Удинцева. «Наука», М., 1972.
7. Лавров В. И., Бараиш М. С. Тектонические фазы развития Срединного Атлантического хребта. Известия АН СССР, сер. геол., № 3, 1976.
8. Лутц Б. Г. Химический состав континентальной коры и верхней мантии Земли. «Наука», М., 1975.
9. Менард Г. У. Глубоководное дно океана. В сб. «Океан», «Мир», М., 1971.
10. Москалева С. В. О возможной природе поверхности Мохоровичича. В сб. «Проблемы строения земной коры и верхней мантии». «Наука», М., 1970.
11. Пейве А. В. Океаническая кора геологического прошлого. «Геотектоника», № 4, 1969.
12. Хесс Х. Х. Серпентиниты, орогенез и эпейрогенез. В сб. «Земная кора», ИЛ, М., 1975.
13. Coleman R. G. Plate tectonic emplacement of upper mantle peridotites along continental edges, Geoph. Res. 76, № 5, 1971.
14. Hess H. H. Geol. Soc. Am. Spec. Pap., 62, 1955.
15. Hess H. H. History of ocean basins, Petrol. Studies, a volume to honor of A. F. Buddington, p. 599—620, 1962.
16. Hess H. H. In Submarine Geology and Geophysics, 17th Colston Research Symposium, Bristol, England, ed by W. F. Whitford, R. Bradshaw, p. 317—333, Butterworths, London, 1965.
17. Moores E. M. Geol. Soc. Am. Spec. Pap., 118, 74, 1969.
18. Wyllie P. J. In ultramafic and Related Rocks, ed by P. J. Wyllie, p. 403—416, Wiley, New York, 464 p., 1967.

УДК 551.2

А. Т. АСЛАНЯН

ОБ ОДНОЙ ВОЗМОЖНОСТИ ОЦЕНКИ РАВНОВЕСНОЙ
ТЕМПЕРАТУРЫ В ЦЕНТРЕ ЗЕМЛИ

Обозначим массу Земли M , радиус R , среднюю плотность ρ_m , центральную плотность ρ_c , гравитационную постоянную G , гравитационное ускорение на поверхности $g = GM/R^2$, плотность, молекулярный вес, температуру, гравитационное давление и тепловое давление на расстоянии r от центра соответственно ρ , μ , T , p , постоянную Больцмана k_0 , массу единицы атомного веса m_0 . Для гипоцентрального твердого ядра Земли примем значения массы в пределах $\left(\frac{1}{60} - \frac{1}{40}\right) M$, радиус $0,2 R$, среднюю плотность в пределах $2,3 \rho_m - 3 \rho_m$, средневзвешенный (безразмерный) атомный вес A в пределах $56 - 84$, плотность в центре в пределах $(2,5 - 3,5) \rho_m$, возможный верхний предел гравитационного давления в центре, согласно неравенству Маркуса

$$P_c \leq \frac{3g^2}{8\pi G} \left(\frac{\rho_c}{\rho_m} \right)^{4/3},$$

в пределах $5,27 - 9,13 \text{ кб [см. 2]}$.

Рассмотрим состояние вещества внутреннего ядра Земли на основе уравнения Клапейрона

$$p = \frac{k_0}{m_0} \cdot \frac{\rho}{\mu} \cdot T, \quad (1)$$

учитывая, что оно применимо к идеальному газу и что в случае использования его для оценки состояния метеоритно-минерального вещества вместо μ должен быть введен некоторый его эквивалент μ_e , характеризующий такую модель этого вещества, которое состояло бы из частиц (квазичастиц), обладающих свойствами атомов идеального газа при условии, что на заданном расстоянии от центра планеты в (1) отношение $T/\mu = \text{const.}$, т. е. при минимизации μ должен быть адекватно минимизирован также T и наоборот.

Для систем, состоящих из атомов различных элементов, в статистической физике пользуются понятием средневзвешенного (репрезентативного) безразмерного атомного веса, равного отношению числа всех нуклонов системы к числу всех атомов, включающих эти нуклоны (например, для ортооливина, формульная единица которого $\text{FeO} \cdot \text{MgO} \cdot \text{SiO}_2$ включает 7 атомов и соответственно 172 нуклона, репрезентативный атомный вес $\bar{A}$ равняется $172/7 = 24,57$, т. е. взамен 7 разнотипных атомов вводятся 7 однотипных атомов с усредненным весом $172/7$). Изо-

бражая систему (молекулу, кристалл, породу и др.) в виде совокупности изолированных нейтральных атомов одного сорта, за молекулярный вес системы принимается репрезентативный атомный вес ее формульной единицы $\bar{A} = \mu$. Соответственно понятию репрезентативного атомного веса (массовому числу) вводится понятие эквивалентного зарядного числа (порядкового номера) $\bar{Z}$ (для формульной единицы того же ортооливина зарядное число равняется отношению всех 84 электронов к 7 атомам, к которым принадлежат эти электроны, т. е. $\bar{Z} = 84/7 = 12$).

Пользуясь указанными упрощающими понятиями и выражая молекулярный вес системы в виде соотношений

$$\mu = \frac{N_n + N_p}{N_a + N_e}, \quad (2)$$

$$\mu = C_\mu / C_v, \quad (3)$$

представим уравнение (1) в следующих двух выражениях

$$p = \frac{N_a + N_e}{N_n + N_p} \cdot \frac{k_0}{m_0} \cdot \rho T, \quad (4)$$

$$p = \frac{C_v}{C_\mu} \cdot \frac{k_0}{m_0} \cdot \rho T, \quad (5)$$

где N_a и N_e — число атомов и свободных электронов, N_n и N_p — число нейтронов и протонов в системе (в ядре планеты), C_v — удельная теплоемкость, а $C_\mu = C_A$ — мольная (атомная) теплоемкость моделируемой системы. Для полностью ионизированного атома $N_e = N_a Z$. Поскольку вещество Земли состоит из тяжелых элементов, для которых $N_n + N_p = 2(N_a + N_e)$, то для этого вещества в состоянии полной ионизации $N_e = N_a \cdot Z$ (2) дает $\mu_{\min} = 2$. Равным образом, по экспериментальным данным, для изверженных пород в согласии с законом Дюлонга-Пти в (3) $\mu C_v = C_\mu = C_A = 6 \text{ кал/(г. атом. град)}$, причем здесь первый предельный случай $\mu = 2$, $C_v = 3 \text{ кал/(г. град)}$ соответствует состоянию полной ионизации атомов, а второй предельный случай ($N_e = 0$, $N_a \mu = N_n + N_p$) соответствует полному отсутствию ионизации атомов и согласно экспериментальным данным характеризуется для указанного выше оливинового вещества и всех тяжелых изверженных пород величинами порядка $\mu = 20-24$, $C_v = 0,3-0,25 \text{ кал/(г. град)}$ [см. 6]. С геофизической точки зрения, в первом предельном случае ($\mu \simeq 2$, $2Z \simeq A$) атомы подвергаются ионизации под воздействием высоких давлений, если температура ниже критического значения [см. 2].

$$T_{kp} = \frac{p_0 m_0^{1/3} Z^{1/3}}{k_0 A^2} \simeq 15.000 Z^{1/3} \text{ } ^\circ\text{K}. \quad (6)$$

Если центральное ядро Земли состоит из тяжелых элементов, например, железа, то полагая в (6) $A = 56$, $Z = 26$, $\rho = 13 \text{ г/см}^3$, $\mu = 2$, $p_0 = 5,07 \cdot 10^{12} \text{ дин/см}^2$ (универсальная постоянная в модели вырожден-

ного газа Томаса-Ферми), получаем $T_{kp} \simeq 45.000^\circ\text{K}$ (для модели $Z=36$, $T_{kp} = 50.000^\circ\text{K}$).

Предположим, что температура в центральном ядре Земли значительно ниже, чем это следует из уравнения (6) и допустим, что экспансивное тепловое давление ядра уравновешивает гравитационное давление

$$p = \frac{1}{2} \rho \frac{GM}{R} \left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right). \quad (7)$$

Сравнивая попарно (4), (7) и (5), (7) и полагая $P=p$, получим равновесную температуру $T_e = T$ в гипоцентральной твердом ядре Земли на расстоянии r от его центра

$$T_e = \frac{N_n + N_p}{N_n + N_e} \cdot \frac{m_0}{k_0} \cdot \frac{GM}{2R} \left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right), \quad (8)$$

$$T_e = \frac{C_n}{C_v} \cdot \frac{m_0}{k_0} \cdot \frac{GM}{2R} \left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right). \quad (9)$$

В соответствии с вышеуказанными соображениями, полагая первые множители в (8) и (9) равными 2 и подставляя известные значения $k_0/m_0 = 8,314 \cdot 10^7 \text{ эрг/(град.моль)}$ (универсальная газовая постоянная) и значение для Земли $GM/R = 63 \cdot 10^{10} \text{ см}^2/\text{сек}^2$ (квадрат первой космической скорости), получим для центра Земли ($r=0$) значение равновесной температуры $(T_e)_c = 7500^\circ\text{K}$, а для поверхности центрального ядра, на расстоянии $0,2 R = 1280 \text{ км}$ от центра, $T_e = 7200^\circ\text{K}^*$.

Согласно (1) и (7) температура $T_e = 7500^\circ\text{K}$ соответствует давлению в центре Земли $P_c = 4,03 \cdot 10^{12} \text{ дин/см}^2$ и плотности $\rho_c = 12,87 \text{ г/см}^3$ и не противоречит также модели Земли с $\rho_c = 19,31 \text{ г/см}^3$ и $P_c = 6,08 \cdot 10^{12} \text{ дин/см}^2$.

Согласно теореме вириала Земля сжимается [см. 1]. Если сжатие происходит в основном за счет уплотнения верхней половины мантии, занимающей половину объема планеты, а объем ядра меняется в незначительной мере [см. 3], то указанные значения равновесной температуры ядра должны быть близки к реальным их значениям.

Обращаясь к особенностям модели земного ядра с параметром $\mu=2$, следует отметить, что все атомы в этой модели полностью ионизированы, электронный газ находится в вырожденном состоянии и ре-

* Формулы (8), (9) могут быть записаны для центра Земли в виде $T_c = \rho m_0 GM / 2 k_0 R$, а формула (7) в виде $P_c = \rho_c GM / 2 R$.

В геофизической литературе для оценки центральной температуры планет иногда привлекается заимствованная из астрофизической литературы формула $T_c = \rho m_0 GM / k_0 R$, которая выводится из предположения, что гравитационное давление в центре звезды равняется $4 GM \rho_m / R = P_c$ (ρ_m — средняя плотность звезды) и уравновешивается газовым давлением $k_0 \rho_c T_c / m_0 = P_c$, т. е. здесь в очень грубом приближении положено $\rho_c = 8 \rho_m$, что при $\mu=2$ приводит для Земли к значению $T_c = 15 000^\circ\text{K}$ (см., например, 4, стр. 46).

шающий вклад в тепловое давление вносят голые атомные ядра, которые в море вырожденного электронного газа ведут себя наподобие атомов (квазичастиц) идеального газа, обладающих тремя степенями свободы поступательного движения ($C_v = 3$; формулы 3, 5, 9). При этом имеется в виду, что вырожденный электронный газ лишен способности аккумулировать тепло и приходящаяся на его долю тепловая энергия распределена по вкрапленным в него атомным ядрам [см. 4]. Использование уравнения Клапейрона в рассматриваемой задаче становится правомерным лишь для модели, состоящей из частиц типа не-взаимодействующих атомов идеального газа.

Институт геологических наук
АН Армянской ССР

Поступила 26.X.1976.

Ա. Տ. ԱՍԻԱՅԱՆ

ԵՐԿՐԱԳԵԳԻ ԿԵՆՏՐՈՆԻ ՀԱՎԱՍՍԱՐԱԿՇՈՎԱԾ ՋԵՐՄԱՍՏՅԱՆԻ
ԳԵՍՀԱՏՄԱՆ ՄԻ ԵԳՍՆԱԿԻ ՄԱՍԻՆ

Ա. մ. փ. ո. փ. ո. ի. մ.

Հողվածում ապացուցվում է, որ երկրագնդի կենտրոնում հալասարահանված ջերմաստիճանը պետք է գնահատվի

$$T_c = \frac{C_v}{C_p} \cdot \frac{m_0}{k_0} \cdot \frac{GM}{2R}$$

բանաձևի համաձայն:

Տեղագրելով մոլայր ջերմունակության (C_v), տեսակարար ջերմունակության (C_p), ջրածնի ատոմի մասսայի (m_0), Քոլցմանի հաստատունի (k_0), երկրի զանգվածի (M), շառավղի (R) և գրավիտացիոն հաստատունի արժեքները և, ելնելով Դյուլոնգի-Պիլի բանաձևից բխող $C_p/C_v = 2$ արժեքից, ստանում ենք $T_c = 7500^\circ\text{K}$.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Асаян А. Т. Термо-гравитационный критерий изменения объема Земли. Известия АН Арм. ССР, Науки о Земле, № 3, 1976.
2. Вилборт Р. Внутреннее строение планет. В сб. «Планеты и спутники». Изд-во ИЛ, М., 1963.
3. Джеффрис Г. Земля. Изд-во ИЛ, М., 1960.
4. Каплан С. А. Физика звезд. Изд-во «Наука», М., 1970.
5. Schatz J. F., Simmons G. Thermal conductivity of earth materials at high temperatures. Journ. Geophys. Res., 77, 1972.

УДК 551.2

А. Т. АСЛАНЯН

ОБ ОДНОЙ ВОЗМОЖНОСТИ ОЦЕНКИ ЦЕНТРАЛЬНОЙ ПЛОТНОСТИ ЗЕМЛИ

Наибольший период сфероидальных колебаний (мода ${}_0S_2$) звезд в зависимости от полноты подобия (гомологичности) их состояния при колебании и степени неоднородности распределения плотности масс внутри звезды определяется формулой

$$P = 2\pi \cdot \left(\frac{4}{3} \pi G \rho_m \lambda \right)^{-\frac{1}{2}}, \quad (1)$$

где G —гравитационная постоянная, $\rho_m = 3M/4\pi R^3$ —средняя плотность, M —масса, R —радиус, λ —мера плотностной неоднородности, ограниченная условием $1 \leq \lambda \leq (\rho_c/\rho_m)$, ρ_c —центральная плотность тела [5].

Для однородных тел $\lambda=1$ и формула (1) переходит в классическую формулу Риттера [4] для радиальных колебаний звезд.

$$P_0 = 2\pi \cdot \left(\frac{4}{3} \pi G \rho_m \right)^{-\frac{1}{2}}. \quad (2)$$

Для тел с центральной конденсацией ($\lambda > 1$), при условии гомологичности колебаний, формула (1) переходит в формулу

$$P = 2\pi \cdot \left(\frac{4}{3} \pi G \rho_c \right)^{-\frac{1}{2}}, \quad (3)$$

определяющую минимально возможное значение периода колебания моды ${}_0S_2$.

Из формулы (1) для тела данной структуры следует условие

$$P^2 R^{-3} = 4\pi^2 / GM\lambda = \text{const}, \quad (4)$$

которое показывает, что движение материальных частиц тела при колебании вокруг положения механического равновесия совершается в соответствии с третьим законом Кеплера.

Пусть звезда (планета) состоит из « k » резко обособленных concentрических оболочек (k —порядковый номер оболочки, возрастающий от поверхности к центру) радиуса r_k и при гомологичности изменения состояния тела все эти оболочки (в случае Земли все геосферы) совершают колебания с одним и тем же периодом P . В таком случае полагая, к примеру, $R^3 = r_k^3 k!$ и $P = \text{const}$, в соответствии с условием (4), можно прийти к условию $r_k^3 k! = \text{const}$.

Если представить дифференциальное уравнение кеплеровых орбит в виде [3]

$$\dot{y} + ky = 0, \quad y = R^3/r_k^3, \quad k = 0, 1, 3, 5 \dots, \quad (5)$$

то регулярное решение его представится гипергеометрической функцией

$$y(0) = R^3/r_k^3 = k!, \quad k = 0, 1, 3, 5 \dots. \quad (6)$$

Для Земли значение $k=0$ соответствует поверхности коры, $k=1$ — поверхности мантии, $k=3$ — границе мантии и внешнего ядра, $k=5$ — границе внешнего и внутреннего ядра.

Формула (5) в хорошем согласии с сейсмологическими данными дает при $R=6371$ км и $r_1=6357$ км (радиус Земли без коры), $r_3=3498$ км (радиус всего ядра) и $r_5=1288$ км (радиус внутреннего ядра) [1, 6].

Учитывая этот результат, будем считать, что наиболее длиннопериодное малоамплитудное сфероидальное колебание (мода ${}_0S_2$)¹ в первом приближении тождественно гомологическому радиальному колебанию. Тогда, принимая для Земли $P=3229$ сек, определенное при сильнейших Камчатском (1952) и Чилийском (1960) землетрясениях (с помощью сейсмографов, деформографов и маятниковых гравиметров) при $M=5,794 \cdot 10^{27}$ г/см³, $R=6371$ км, $\rho_m=5,515$ г/см³ получим из (1) $\lambda=2,457$, из (2) $P=5062$ сек и из (3) $\rho_c=13,552$ г/см³ (для Солнца те же формулы при $P=960$ сек и $\rho_m=1,41$ г/см³ дают $\lambda=27,18$, $\rho_c=33,33$ г/см³).

Указанные значения центральной плотности Земли и радиусов отдельных геосфер находятся в хорошем согласии с характеристиками модели Земли Ф. Пресса 1968 г. ($\rho_c=13,3-13,7$ г/см³) и модели «3» Вонга 1970 г. [6, 8]. Плотность ρ_c в них оказывается завышенной примерно на 1 г/см³ по сравнению с ρ_c семейства большинства моделей Буллена—«А» ($\rho_c=12,30-12,82$ г/см³) [2]. В более поздней работе Ф. Пресса [7] значение плотности в центре Земли взято в пределы от 12,2 до 14,1 г/см³.

Таким образом, в свете информации, доставляемой собственными колебаниями планет, центральная плотность Земли в первом приближении достигает значения $13,55$ г/см³ $\approx 2,5 \rho_m$.

В заключение, касаясь других подходов к оценке возможного верхнего предела центральной плотности Земли, отметим, что закон изменения плотностей внутри Земли, следующий из соотношений:

$$\frac{\rho_k}{\rho_m} = \frac{z_k}{z_m}, \quad \frac{\rho_k^0}{\rho_m} = \frac{z_k^0}{z_m}, \quad z_m \rho_k = 3 \rho_m (2k+1), \quad \rho_k^0 z_m = 6 \rho_m \cdot (k+1)$$

$$r_k^3 k! = r_1,$$

($k=1, 3, 5$) (здесь ρ_k, z_k — плотность и атомный номер на поверхности оболочки с порядковым номером k , ρ_k^0, z_k^0 — плотность и атомный

¹ Моде ${}_0S_0$ соответствует время $P=2R/v_p=1227$ сек, необходимое для прохождения продольной волны от поверхности Земли до ее центра и обратно до поверхности ($v_p=10,38$ км/сек).

номер вещества внутри геосферы с номером поверхности k , z_m — средний атомный номер вещества Земли, принимаемый условно равным репрезентативному атомному номеру ортооливина ($FeO \cdot MgO \cdot SiO_2$), приводит к значениям плотности Земли без коры $\rho_{k=1}^0 = \rho_m$, плотности ядра в целом $\rho_{k=3} = 2\rho_m$, плотности внутреннего ядра $\rho_{k=5}^0 = 3\rho_m$, плотности коры $\rho_0 = \frac{1}{2}\rho_m$. Для масс соответствующих геосфер получается выражение $M_k = M_1^0(1+k)2k!$ (M_1^0 — массы Земли без коры), которое дает для массы ядра в целом $M_{k=3}^0 = \frac{1}{3}M_1^0$, массы внутреннего ядра $M_{k=5}^0 = \frac{1}{40}M_1^0$, массы мантии $\frac{2}{3}M_1^0$. При $z_m = 12$ указанные формулы дают для ядра в целом $z_{k=3}^0 = 24$ (вероятный средний состав $FeNiSi$) для внутреннего ядра $z_{k=5}^0 = 36$. Если предположить существование в центре внутреннего ядра миниядра с номером поверхности $k=6$, то указанные выше соотношения дадут для него z в пределах $39 \div 42$ и соответственно ρ_c в пределах $3,25\rho_m \div 3,5\rho_m$, т. е. $17,90 \div 19,36$ г/см³, укладывающиеся в семейство моделей Земли Буллена — «В».

Полученное выше значение $\rho_c = 13,55$ г/см³ $\approx 2,457\rho_m$, основанное на информации из области собственных колебаний Земли, согласно указанной выше пропорции $\rho_k/\rho_m = z_k/z_m$, будет соответствовать значению $z \approx 29$, т. е. существенно железо-никелевым массам, содержащим примеси некоторых более тяжелых элементов (Mo , Au , Pt , Os , Re и др.).

Гравитационное давление в центре Земли, соответствующее плотности $\rho = 13,55$ г/см³, согласно формуле $P_c = \rho_c GM/2R$ оказывается равным $4,109 \cdot 10^{12}$ дин/см², а равновесная температура $T_{c(e)} = \rho GM/2A_0R = 7500^\circ K$ (A_0 — универсальная газовая постоянная, μ — молекулярный вес квазивыврожденного газа в центре Земли, принимаемый равным 2).

Институт геологических наук
АН Армянской ССР

Поступила 4.III.1977.

Ա. Տ. ԱՍԿԱՆՅԱՆ

ԵՐԿՐԻ ԿԵՆՏՐՈՆԱԿԱՆ ԽՏՈՒԹՅԱՆ ԳՆԱՀԱՏՄԱՆ ՄԵԿ ՀՆԱՐԱՎՈՐՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍԻՆ

Ա. Ժ. Փ. Ն. Փ. Ն. Ի. Ժ.

Մեկամորթաֆների, դեֆորմորթաֆների և ճոճանակային գրավիմետրների օգնությամբ որոշված է, որ ուժեղ երկրաշարժերի ժամանակ երկրազնդի սեփական սֆերոիդալ տատանումների ρ_{S_2} ձևալիքի պարբերությունը կազմում է

$P=3229$ վրկ: Համաձայն $P=2\pi/\sqrt{\frac{4}{3}\pi G\rho}$ բանաձևի երկրի կենտրոնի խտությունը $P=3229$ վրկ դեպքում հասնում է $\rho_c=13,55$ գ/սմ³: Այս խտության դեպքում ճնշումը երկրի կենտրոնում $P_c=\rho_c GM/2R$ բանաձևի համաձայն կազմում է 4,11 մլն. մթնոլորտ, իսկ այս ճնշմանը համապատասխանող նվազագույն ջերմաստիճանը երկրի կենտրոնում $T_{c(\min)}=DGM/2\text{ ARC}_{v(\max)}=7500^\circ\text{K}$:

Այս բանաձևերի մեջ G —գրավիտացիոն հաստատունն է, A —գազային հաստատունը, M —երկրի զանգվածը, R —շառավիղը, D —Դյուլոնգի-Պոիի հաստատունը, C_v —տեսակարար ծավալային ջերմունակության առավելագույն արժեքն է, որն ընդունված է հավասար երեքի, և $D/C_v=2$:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Аслаян А. Т. Квантовое представление внутреннего строения Земли. Известия АН Арм. ССР, геол. и геогр. науки, т. XVI, № 6, 1963.
2. Жарков В. Н., Трубицын В. П., Самсоненко Л. В. Физика Земли и планет. «Наука», М., 1971.
3. Маделунг Э. Математический аппарат физики. Физматгиз, М., 1960.
4. Росселанд С. Теория пульсации переменных звезд. Изд-во ИЛ, М., 1952.
5. Франк-Каменецкий Д. А. Физические процессы внутри звезд. Физматгиз, М., 1959.
6. Press F. Density Distribution in the Earth. Science, № 160, 1968.
7. Press F. Regionalized Earth Models. Journ. Geophys. Res., vol. 75, № 32, 1970.
8. Wang Chi-Yuen. Density and Constitution of the Mantle. Journ. Geophys. Res. vol. 75, № 17, 1970.

УДК 550.38

А. Т. АСЛАНЯН

КВАЗИСУТОЧНАЯ НУТАЦИЯ И МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ЗЕМЛИ

Магнитный дипольный момент Земли $Q = 8,13 \cdot 10^{25}$ СГС, отнесенный к сфере радиуса $R = 6,37 \cdot 10^8$ см, соответствует напряженности магнитного поля

$$H = \frac{1}{2} H_p = \frac{Q}{R^3}, \quad (1)$$

равной половине напряженности поля на полюсах $H_p = 0,63$ гс.

Если рассматривать этот момент в непосредственной причинной связи с электрическими токами адекватной ему мощности и принять среднюю площадь токовой петли равной площади экваториального сечения ядра Земли с $r = 3470$ км, то сила тока $i = Q/4\pi r^2$ составит $5,29 \cdot 10^3$ СГС или $5,29 \cdot 10^9$ ампер [см. 12].

Для создания момента Q должна быть совершена работа $A = -\vec{Q} \cdot \vec{H}$, необходимая для упорядоченной ориентации (поляризации) примитивных носителей магнетизма по всей планете. Она равна в то же время работе, которую совершает вихревое электрическое поле при включении магнитного поля H , и эквивалентна энергии

$$U = \frac{rH^2}{8\pi} \cdot \frac{4}{3} \pi R^3. \quad (2)$$

По законам электродинамики с магнитным моментом Q связан вращательный момент

$$\vec{D} = \vec{Q} \times \vec{H}, \quad (3)$$

направленный против механического вращательного момента, поскольку магнитное поле имеет тенденцию уменьшать тяготение и увеличивать объем вмещающего его гравитирующего тела [см. 3,5]. Если момент (3) существует, но кинематически не проявляется, то следует полагать, что он компенсирован противоположно направленным механическим моментом, представляющим произведение момента количества прецессионного движения $\vec{L}$ и вектора собственной прецессии (нутаии) $\vec{\Omega}$

$$\vec{N} = \vec{L} \times \vec{\Omega}. \quad (4)$$

При этом, если иметь в виду, что круговые электрические токи, обладающие моментом (1), прецессируют вокруг направления дипольного магнитного поля $\vec{H}$ с частотой $\vec{\Omega}$, то прецессия (нутаия) должна создать момент количества движения L , и должно соблюдаться векторное равенство

$$\vec{L} \times \vec{\Omega} = \vec{Q} \times \vec{H}. \quad (5)$$

В микроскопической электродинамике с учетом гиромагнитных эффектов Барнетта (намагничение ферромагнетика при вращении) и Эйнштейна-де Хааза (вращение ферромагнетика при намагничении) равенство (5) интерпретируется в том смысле, что в неподвижной системе отсчета магнитное поле сообщает прецессирующим токовым кольцам-гироскопам такой же момент количества движения L , какой ему сообщает прецессия Ω в системе отсчета, вращающейся вместе с телом [см. 3,5].

С точки зрения релятивистской динамики равенство (5) указывает на то обстоятельство, что *электромагнитные и механические силы, взаимно уравновешиваясь в неподвижной системе отсчета, уравновешиваются также в движущейся системе отсчета, ввиду того, что эти силы при переходе из одной системы в другую преобразуются одинаковым образом*. Это положение, как известно, получило блестящее подтверждение в классическом опыте Траутона-Нобля [см. 3].

Исходя из условия (5), следует искать в движениях Земли возможность прецессии с частотой Ω и связанный с этой прецессией механический момент вращения $\vec{N} = \vec{L} \times \vec{\Omega}$, могущий компенсировать момент $\vec{D} = \vec{Q} \times \vec{H}$.

В упрощенной теории Эйлера частота собственных прецессионных колебаний (свободных нутационных колебаний) для абсолютно твердой модели Земли в системе подвижных осей (осей инерции А, С) определяется из квадратного уравнения

$$(\Omega - h^0 \omega)(\Omega + \omega) = 0, \quad (6)$$

где ω — угловая скорость вращения, а h^0 — динамическое сжатие Земли, равное $(C - A)/C = 1/305,51$.

Первый корень этого уравнения $\Omega_1 = h^0 \omega$ определяет период свободной нутации Эйлера $2\pi/\Omega_1 = 2\pi/h^0 \omega = 305$ дней. Второй корень, как показано в работах Пуанкаре, Ламба, Молоденского и др. [4,7,8,11],

$$-\Omega_2 = \omega = 2\pi/T \quad (7)$$

представляет резонансную частоту, т. е. он характеризует свободную нутацию с суточным периодом $T \approx 24$ ч.

Для абсолютно твердой модели Земли колебания с таким периодом кинематически не выражаются (носят потенциальный характер) и поэтому решение уравнения (6) $\Omega_2 = -\omega$ для этой модели считается тривиальным [подробнее см. 7].

Вещество, заключенное в двух нутационных конусах Земли с углом раствора 2β , радиусом основания $r = R \sin \beta$ и средней плотностью $\rho = 3M/4\pi R^3$ обладает массой

$$m_0 = \frac{1}{2} M \sin^2 \beta, \quad (8)$$

моментом количества движения

$$L = km_0 \omega R^2 \quad (9)$$

и кинетической энергией нутационного движения

$$E_{\omega} = \frac{1}{2} L \omega = \frac{1}{2} km_0 \omega^2 R^2. \quad (10)$$

Для абсолютно твердого недеформируемого гравитирующего тела единственным видом потенциальной энергии, могущей быть преобразованной в кинетическую энергию, является энергия магнитного поля (2). Согласно теореме вириала в кинетическую энергию переходит половина этой энергии

$$E_k = \frac{\mu H^2}{16 \pi^2} \cdot \frac{4}{3} \pi R^3 = \frac{\mu H^2}{16 \pi^2} \cdot \frac{M}{\rho}. \quad (11)$$

Полагая $\vec{D} = \vec{Q} \times \vec{H}$ из (3) равным $\vec{N} = \vec{L} \times \vec{\Omega}$ из (5) или соответственно приравнивая энергию магнитного поля (2), рассматриваемую в теории Максвелла как потенциальную энергию, к полной энергии нутационного движения (11), получим при единичной магнитной проницаемости среды ($\mu = 1$) и условии $\Omega = \Omega_2 = -\omega$, $\omega R = v$, $\beta \ll 1''$,

$$H = v \sin \beta \sqrt{4\pi k \rho} \cong v \beta \sqrt{4\pi k \rho} \quad (12)$$

или, обозначая $v \sin \beta = v \beta = \Delta v$ и $k \rho = \bar{\rho}$, придем к известной в магнитной гидродинамике формуле (см. 2)

$$H = \Delta v \sqrt{4\pi \bar{\rho}}. \quad (13)$$

* Формула, аналогичная (12) в виде $H = \beta_0 v \sqrt{4\pi k \rho}$, была получена автором в 1960 г., однако в ней положено $\beta^2 = \beta = v/c$ (c — скорость света) в предположении, что энергия E_k в (11) равняется разности энергий вращения Земли в неподвижной и движущейся системах отсчета $\left(E_0 = \frac{1}{4} \beta_0^2 M \omega^2 R^2 \right)$, а механический вращательный момент создается в результате лоренцова сокращения размеров Земли в направлении мгновенно-поступательного ее движения (со скоростью $v = \omega R$) и равняется произведению силы инерции $F = km \omega^2 R$ на величину сокращения радиуса $d = \frac{1}{2} \beta_0^2 R$, т. е. $N = Fd = \frac{1}{2} km_0 \omega^2 R^2$.

Правомерность этих выкладок может оспариваться в том смысле, что момент сил является здесь постоянным, а система отсчета наземного сопутствующего наблюдателя является не инерциальной, а мгновенно-инерциальной, хотя известно, что ускорение силы тяжести на Земле примерно в 300 раз превосходит центробежное ускорение на экваторе. Принимая во внимание, что в (12) максимум β соответствует экстремальному случаю абсолютно твердой модели Земли, способной накапливать максимум механических напряжений (по теории Ньюкомба), мы склонны думать, что замена в (12) β на $\beta_0 = v/c$ будет правомерной для этого экстремального условия, и в общем случае β находится в тесной зависимости от хода релаксационных процессов в Земле [см. 1].

Укажем также, что формула $H = \beta_0 v \sqrt{4\pi k \rho} = \frac{v^2}{c} \sqrt{4\pi k \rho}$ дает для пульсаров $H = 10^9$ — 10^{10} гс, для Солнца $H = 3$ гс.

Для Земли угловая скорость вращения равняется $v = 4,65 \cdot 10^4$ см/сек, безразмерный момент инерции $k = 0,331$, средняя плотность $\rho = 5,517$ г/см³, угол β колеблется обычно в пределах $0,06'' - 0,3''$, $\tilde{\beta} = 1,55 \cdot 10^{-6}$ ($R\tilde{\beta} = 10$ м) и, следовательно, $H = 0,315$ гс [1, 9, 17]. Соответственно скорость „дрейфа“ поля H , равная линейной скорости прецессии полюса инерции вокруг полюса вращения, будет $\Delta v = 2\pi\tilde{\beta}R/T = R\tilde{\beta}\omega = 0,072$ см/сек.*

Внешняя часть ядра Земли между глубинами 5070 км и 2880 км является для поперечных волн непроницаемой и считается поэтому жидкой. Поскольку силы сцепления между мантией и ядром по этой причине являются сравнительно небольшими, то представляется достаточно вероятным возможность дифференциального вращения между ними под воздействием нутационно-прецессионных движений и суточных приливов. Эта задача была рассмотрена в прошлом веке Хафом (Hough, 1895) и Слудским (1895), позднее более обстоятельно изучалась Пуанкаре, Ламбом, Джеффрисом, Молоденским [4, 7, 11].

Основные уравнения, характеризующие нутационные колебания системы жидкое ядро—твердая мантия (с эллипсоидальной конфигурацией) по Джеффрису, имеют вид

$$\Omega [F(\Omega + \omega) + (A_1 \Omega + C_1 \Omega) b] = 0 \quad (14)$$

$$(\Omega + \omega) \{ [A\Omega - (C - A)\omega] + F\Omega b \} = 0, \quad (15)$$

где в дополнение к прежним обозначениям A_1 и C_1 —экваториальный и полярный моменты инерции ядра Земли, $F = (A_1^2 - \epsilon_1^2 A_1^2)^{1/2}$, $(C - A)/A = h^2$, ϵ_1 —полярное сжатие ядра, b —отношение смещения мантии к смещению ядра ($A_1/A = 0,112$, $\epsilon_1 = 1/400$, $A \cong C = 80,6 \cdot 10^{43}$ г. см², $A_1 = C_1 = F = 9,07 \cdot 10^{43}$ г. см²).

* Если равенство (5) не соблюдается ($D \neq N$), формула (13) записывается в виде $H = s\Delta v \sqrt{4\pi\rho}$, причем условие $s \ll 1$ указывает на то, что магнитное поле на движение масс не влияет. Условие $s=1$ характеризует проводящие массы. В магнитной гидродинамике s определяется как мера индукционного торможения проводящей жидкости, движущейся в магнитном поле H . На движение элементарных носителей магнетизма, рассматриваемых в модели как гироскопы, влияют все нутационно-прецессионные движения—как свободные, так и вынужденные. Нутационные колебания ось фигуры Земли совершает вокруг оси вращения под небольшими углами и воображаемая ось магнитного диполя практически совпадает с осью вращения. В этом отношении резко выделяются прецессионные колебания Земли, обусловленные притяжением Луны и Солнца. Прецессия эта выражается движением оси вращения Земли по конической поверхности за время около 26000 лет вокруг оси, перпендикулярной к плоскости эклиптики и образующей угол с осью вращения Земли $23,5^\circ$. Тот факт, что реальный геомагнитный осевой диполь наклонен к оси вращения Земли под углом $11,5^\circ$

$\left[\approx \frac{1}{2} (23,5^\circ) \right]$ объясняется, по-видимому, ориентацией осей элементарных носителей магнетизма параллельно промежуточной оси, проходящей между указанными осями нутационного и прецессионного конусов Земли.

Чандлеровский корень уравнения (14) $\Omega = \Omega_1 = h^0\omega$ указывает на то, что ядро имеет произвольное начальное смещение в отношении мантии и смещение это в дальнейшем сохраняется. В этом случае из (14) следует

$$b \simeq -\frac{F}{C_1} \simeq -1,$$

т. е. практически ядро относительно осей инерции не смещается. Для корня $\Omega_2 = -\omega$, характеризующего квазисуточную нутацию, уравнение (15) дает

$$b = -\frac{C}{F} \simeq \frac{81 \cdot 10^{43}}{9 \cdot 10^{43}} \simeq 9,$$

т. е. мантия имеет в отношении ядра и осей инерции значительное смещение.

Н. Н. Парийский образно представляет указанные колебания мантии как свободное болтанье оси инерции мантии около мгновенной оси вращения Земли с периодом около 24 ч, причем эти колебания находятся в резонансе с суточными твердыми приливными колебаниями Земли.

По новейшим наблюдательным данным, вызываемое Солнцем и Луной приливное трение [см. 5,7] меняет скорость вращения Земли на расчетную величину $(\Delta\omega/\omega)_t = -4,8 \cdot 10^{-8}$ за 100 лет; фактическое значение $(\Delta\omega/\omega)_f = -2,8 \cdot 10^{-8}$ за 100 лет. Разность в $(\Delta\omega/\omega)_d = 2,0 \cdot 10^{-8}$ за 100 лет компенсируется уменьшением радиуса Земли на относительную величину

$$\frac{\Delta R}{R} = -\frac{1}{2} \left(\frac{\Delta\omega}{\omega} \right)_d \quad (16)$$

и соответствует сокращению его на $\Delta R = 6,37$ см за 100 лет.

Поскольку изменение объема Земли приходится в основном на ее мантию, а ядро (существенно металлическое и намагниченное со средним составом, вероятно, Fe_3NiSi и репрезентативным атомным номером $Z=24$) является практически несжимаемым, то под влиянием кориолисовых сил, мантия и кора вместе с наземным наблюдателем, приобретают в отношении ядра дифференциальную переносную скорость вращения на восток.

Таким образом, в соответствии с (14, 15) и (16) в сопутствующей системе отсчета, вращающейся с угловой скоростью мантии и коры ω , ядро Земли вращается со скоростью $-\beta\omega$. По законам электродинамики ядро для такого сопутствующего наблюдателя оказывается электрически поляризованным телом, а Земля в целом в условиях контракции работает как униполярная динамомашина, перманентно преобразующая (по закону $HR^3 = \text{const}$) энергию гравитационного поля в энергию близширотных электрических токов, создающих наблюдаемое близмеридиональное магнитное поле. В работе [9] показано, что накопление и релаксация напряжений в толще Земли в ходе перманентной контракции обуславливают чандлеровские колебания полюса согласно зависимости

$2\Delta R/R = h^2 \sin \beta$ и коррелируют также с изменениями сейсмической активности планеты, причем время затухания колебаний в отношении 1:2 составляет 12,3 лет [см. 6,9]. Такова же величина полупериода (половина двадцатилетнего цикла) малоамплитудных О-В гармонических колебаний главного магнитного поля вокруг оси вращения Земли (протаскивание всего глобального каркаса силовых линий дипольного поля периодически на запад и на восток по типу колебаний балансира наручного часового механизма). За это время по механизму контракции со-

ласно зависимости $dE_s/dt = \frac{1}{9} M g v_r (g - \text{ускорение силы тяжести равно } 980 \text{ см/сек}^2, v_r = dR/dt = 2 \cdot 10^{-9} \text{ см/сек}, M = 5,98 \cdot 10^{27} \text{ г})$ диссипирует минимум $4 \cdot 10^{28} \text{ эрг}$ энергии (годовой тепловой поток энергии Земли $4 \cdot 10^{28} \text{ эрг}$, годовая энергия землетрясений порядка 10^{28} эрг , энергия магнитного поля $5 \cdot 10^{24} \text{ эрг}$).

Уравнение (13) в рассматриваемой нами задаче может быть интерпретировано в следующем смысле: гироскопические оси элементарных носителей магнетизма вследствие вращения Земли выстраиваются в направлении, параллельном гироскопической оси Земли и образуют главный осевой геомагнитный диполь; вследствие гравитационного сжатия равновесное вращение Земли отклоняется от состояния симметричного вращения и Земля совершает вокруг гироскопической оси нутационные колебания, которые формально сходны с завихренным вращением жидкости, имеющей плотность $\rho = 5,52 \text{ г/см}^3$ и движущейся поперек силовых линий магнитного поля с линейной скоростью $\Delta v = (\omega R) \sin \beta = v_k \sin \beta = (\omega \sin \beta) \cdot R = (R \sin \beta) \omega$ ($R \sin \beta = 10 \mu$ — радиус основания нутационного конуса, $\omega \sin \beta = 10^{-10} \text{ рад/сек}$ — угловая скорость вращения жидкости). Индукционное взаимодействие между магнитным полем и проводящей жидкостью, между электрическим током в движущейся жидкости и самим магнитным полем, по законам магнитной гидродинамики, электронной теории и электродинамики, определяет особенности наблюдаемого магнитного поля Земли. В энергию магнитного поля, электрических токов и нутационного движения переходит перманентно часть энергии гравитационного поля Земли в ходе ее контракции.

Институт геологических наук
АН Армянской ССР

Поступила 24.V.1978.

A. T. ASLANIAN

THE QUASIDAILY NUTATION AND THE EARTH'S
MAGNETIC FIELD

The magnetic dipolar moment of the Earth $Q = 8,13 \cdot 10^{25}$ CGS attributed to the sphere of radius $R = 6,37 \cdot 10^8$ cm corresponds to the magnetic field tension

$$H = \frac{1}{2} H_p = \frac{Q}{R^3}, \quad (1)$$

equal to the half of the field tension on the poles $H_p = 0,63$ gs.

If this moment is considered in the direct casual relationship with an electric current being adequate to its power and if the current loop mean area value is adopted equal to the area of the Earth's core equatorial section with $r = 3470$ km, then the current force $i = Q/4\pi r^2$ will make $5,29 \cdot 10^8$ CGS or $5,29 \cdot 10^9$ amperes [See 12].

For creation of the moment Q the work $A = -\vec{Q} \cdot \vec{H}$ should be carried out which is necessary for regulated orientation (polarization) of primitive magnetic carriers all over the planet. In the same time it is equal to the work which the turbulent electric field carries out when switching on of the magnetic field H , and is equivalent to the energy

$$U = \frac{\mu H^2}{8\pi} \cdot \frac{4}{3} \pi R^3. \quad (2)$$

According to the electrodynamic laws with the magnetic moment Q is connected with the rotating moment

$$\vec{D} = \vec{Q} \times \vec{H}, \quad (3)$$

which is directed against the mechanical rotating moment as the magnetic field has a tendency to decrease the gravitation and to increase the volume of the containing it gravitating body (See 3, 5).

If there exists the moment (3) but it is not kinematically manifested, then it should be assumed that it is compensated by an oppositely directed mechanical moment which represents the product of the precession movement quantity moment $\vec{L}$ and the vector of the free precession (nutation) $\vec{\Omega}$.

$$\vec{N} = \vec{L} \times \vec{\Omega}. \quad (4)$$

Thus, taking into consideration that circular electric currents possessing by the moment (1) precess around the dipole magnetic field direction $\vec{H}$ with frequency $\vec{\Omega}$, then the precession (nutation) should create a moment of the movement quantity L and the vector equality

$$\vec{L} \times \vec{\Omega} = \vec{Q} \times \vec{H} \quad (5)$$

should be observed.

In microscopic electrodynamics with consideration of gyromagnetic effects of Barnett (magnetization of a ferromagnetic through rotation) and of Einstein-de Haas (rotation of a ferromagnetic through magnetization) the equation (5) is interpreted in the sense that in the immobile reference system the magnetic field inherits to the precessing current rings-gyroscopes such a movement quantity moment L , as it is inherited itself from the precession Ω in the reference system rotating together with the body [See 3, 5].

From the point of view of relativistic dynamics the equation (5) points out to the fact that electromagnetic and mechanical forces mutually equilibrating each other in the immobile reference system, are also equilibrated in the mobile reference system because while passing from one system into the other these forces are transformed in the same manner. This situation, as it is generally known, had a good confirmation in the Trauton—Noble classical experiment [See 3].

Proceeding from the condition (5) it is necessary to search in the Earth's movements for the possibility of precession with frequency Ω and connected with this precession the mechanical rotation moment $\vec{N} = \vec{L} \times \vec{\Omega}$ which can compensate the moment $\vec{D} = \vec{Q} \times \vec{H}$.

In the simplified Euler theory the frequency of free precessional oscillations (free nutational oscillations) for an absolutely solid model of the Earth in the system of mobile axes (axes of inertia A, C) is determined from the square equation

$$(\Omega - h^0 \omega)(\Omega + \omega) = 0, \quad (6)$$

where ω is the angular rotation speed and h^0 is the Earth's dynamic compression equal to $1/305.51 = (C-A)/C$.

The first root of this equation $\Omega_1 = h^0 \omega$ determines the period of Euler free nutation $2\pi/\Omega_1 = 2\pi/h^0 \omega = 305$ days. The second root, as it is shown in works of Poincare, Lamb, Molodensky and others (See 4, 7, 8, 11)

$$-\Omega_2 = \omega = 2\pi/T \quad (7)$$

represents the resonance frequency, i. e. it characterises the free nutation with the day period $T \approx 24$ h.

For the Earth's absolutely solid model the oscillations with such a period are not kinematically expressed (they are of potential character), and therefore the solution of the equation (6) $\Omega_1 = -\omega$ for this model is considered as trivial (for details, see 7).

The material contained in two nutational cones of the Earth with a vertex 2β , a radius of basis $r = R \sin \beta$ and mean density $\rho = 3M/4\pi R^3$ has the mass

$$m_0 = 1/2 M \sin^2 \beta \quad (8)$$

the moment of quantity movement

$$L = km_0 \omega R^2 \quad (9)$$

and the kinetic energy of nutational movement

$$E_w = 1/2 L m = 1/2 k m_0 \omega^2 R^2. \quad (10)$$

For an absolutely solid non-deforming gravitating body the only kind of potential energy which can be transformed into kinetic one, is the energy of the magnetic field (2). According to the virial theorem half of this energy will be transformed into kinetic one

$$E_k = -\frac{\mu H^2}{16 \pi^2} \cdot \frac{4}{3} \pi R^3 = -\frac{\mu H^3}{16 \pi^2} \cdot \frac{M}{\rho}. \quad (11)$$

Assuming that $\vec{D} = \vec{Q} \times \vec{H}$ from (3) is equal to $\vec{N} = \vec{L} \times \vec{\Omega}$ from (5) or correspondingly equating the magnetic field energy (2), considered in Maxwell theory as a potential energy, to the full energy of nutation movement (11), we can obtain when the medium unit magnetic penetration is ($\mu=1$) and when the condition $\Omega = \Omega_2 = -\omega$, $\omega R = v$, $\beta \ll 1''$, are satisfied.

$$H = v \sin \beta \sqrt{4 \pi k \rho} \cong \beta v \sqrt{4 \pi k \rho} \quad (12)$$

or, identifying $v \sin \beta = v \tilde{\beta} = \Delta v$ and $k \rho = \tilde{\rho}$, we'll arrive at the well-known in magnetic hydrodynamics formula (See 2)

$$H = \Delta v \sqrt{4 \pi \tilde{\rho}}. \quad (13)$$

For the Earth the angular rotation speed equal to $v=4,65 \cdot 10^4$ cm/sec², the dimensionless moment of inertia $k=0,331$, the mean density $\rho=5,517$ g/cm³ the angle β is usually varied in the range $0,06'' - 0,3''$, $\tilde{\rho}=1,55 \cdot 10^{-6}$ ($\tilde{R}\tilde{\rho}=10$ m) and, consequently: $H=0,315$ gs (See 1, 9, 17). Correspondingly the "drift" speed of the field H , equal to the precession

¹⁰ A formula analogous to (12) in the form of $H = \beta_0 v \sqrt{4 \pi k \rho}$ was obtained by the author in 1960, however there it was assumed that $\beta = \beta_0 = v/c$ (c is the speed of light) in supposition that the energy E_k in (11) is equal to the difference of energies of the Earth's rotation in the immobile and mobile reference systems ($E_k = 1/2 \beta_0^2 \rho \omega^2 R^2$), and the mechanical rotating moment is created in the result of Lorentz's contraction of the Earth's dimensions in the direction of its instantaneous-translational movement (with the speed $v = \omega R$) and is equal to the product of the inertia force $F = k m \omega^2 R$ and the value of the radius reduction $d = 1/2 \beta_0^2 R$, i. e., $N = F d = 1/2 k m_0 \omega^2 R^2$. Rightfulness of these calculations can be questioned in the sense that the moment of forces here is constant, but the reference system of the ground attendant observer is not inertial, but instantaneous-inertial, though it is known that the gravity acceleration on the Earth is nearly 300 times more than the centrifugal acceleration on the equator. Taking into attention that in (12) maximum β corresponds to the extremal case of absolutely solid model of the Earth, capable to accumulate maximum mechanical tensions (according to Newcomb theory) we are inclined to think that substitution in (12) of $\tilde{\rho}$ for $\beta_0 = v/c$ will be rightful for this extremal condition and in the general case β is in close dependence from the rate of relaxation processes in the Earth (See 1). We'll also point out that the formula $H = \beta v \sqrt{4 \pi k \rho} = v^2/c \sqrt{4 \pi k \rho}$ yields for pulsars $H = 10^9 - 10^{10}$ gs. for the Sun $H = 3$ gs.

linear speed of the inertia pole around the rotation pole, will be $\Delta v = 2\pi \tilde{\beta} R / T = \tilde{R} \omega = 0,072 \text{ cm/sec}^*$.

The outer shell of the Earth's core between the depths of 5070 km and 2880 km is impenetrable for cross waves and therefore is considered to be fluid. As the adhesion forces between the mantle and the core are comparatively small according to this reason, then the possibility of differential rotation between them seems probable enough under the influence of nutational-precessional movements and daily tides. This task was examined last century by Hough (1895) and Sludsky (1895), lately, it was studied more thoroughly by Poincare, Lamb, Jeffreys, Molodensky (See 4, 7, 11).

Principal equations characterising nutational oscillations of the system fluid core—solid mantle (with ellipsoidal configuration according to Jeffreys) are of the kind

$$\Omega(F + \omega) + (A_1 \Omega + C_1 \Omega) b = 0 \quad (14)$$

$$(\Omega + \omega) \{ A \Omega - (C - A) \omega \} + F \Omega b = 0 \quad (15)$$

where in addition to the previous designations A_1 and C_1 are the equatorial and polar moments of inertia of the Earth's core, $F = (A_1^2 - \varepsilon_1^2 A_1^2)^{1/2}$, $(C - A)/A = h^\circ$, ε is the polar compression of the core, b is the ratio of the mantle shift in relation to the core shift ($A_1/A = 0,112$, $\varepsilon_1 = 1/480$, $A = C = 80,6 \cdot 10^{43} \text{ g/cm}^2$, $A_1 = C_1 = F = 9,07 \cdot 10^{43} \text{ g/cm}^2$).

The Chandler's root of the equation (14) $\Omega = \Omega_1 = h^2 \omega$ shows that the core has an arbitrary initial shift in relation to the mantle, and this shift is preserved furthermore. In this case it follows from (14) that

$$b \approx -\frac{F}{C_1} \approx -1,$$

* If the equality (5) is not observed ($D \neq N$), the formula (13) is recorded in the form $H = s \Delta v \sqrt{4\pi\rho}$, the condition $s \ll 1$ pointing out that magnetic field does not influence on the mass movement. The condition $s = 1$ characterises conductive masses. In magnetic hydrodynamics s is determined as a measure of induction brake of the conductive fluid moving in the magnetic field H .

The movement of elementary magnetism carriers analysed in the model as gyroscopes is influenced by all nutational-precessional movements both free and constrained. The axis of the Earth performs nutational oscillations around the axis of rotation under small angles and the imagined axis of the magnetic dipole practically coincides with the rotation axis. In this consideration there are marked out distinctly the Earth's precessional oscillations stipulated by the gravitation of the Moon and the Sun. This precession is expressed by the movement of the Earth's rotation axis along the conical surface during the period of 2600 years around the axis perpendicular to the ecliptic plane and forming the angle of $23,5^\circ$. The fact that the real geomagnetic dipole is bent to the rotation axis of the Earth under the angle of,

$11,5^\circ = \frac{1}{2} (23,5^\circ)$ is obviously explained by the axis orientation of the elementary

magnetism carriers parallel to the intermediate axis passing between the pointed, axis of the Earth's nutational and precessional cones.

i. e. practically the core is not shifted as to the axis of inertia. For root $\Omega_2 = -\omega$, characterising the quasidaily nutation, the equation (15) gives

$$b = -\frac{C}{F} \cong \frac{81 \cdot 10^{43}}{9 \cdot 10^{43}} \cong 9$$

i. e. the mantle has a considerable shift in relation to the core and the axis of inertia.

N. N. Parijsky represents the pointed above oscillations of the mantle as a free turbulence of the mantle's inertia axis near the instantaneous axis of the Earth's rotation with the period of 24 h, these oscillations being in resonance with the daily solid tidal oscillations of the Earth.

According to the new observational data the tidal friction (See 5, 7), caused by the Sun and the Moon, changes the speed of the Earth's rotation for the calculated value $(\Delta\omega/\omega)_i = -4,8 \cdot 10^{-8}$ during the period of 100 years, the actual value $(\Delta\omega/\omega)_f = -2,8 \cdot 10^{-8}$ for 100 years. The difference in $(\Delta\omega/\omega)_d = -2,0 \cdot 10^{-8}$ for years is compensated by the contraction of the Earth's radius for the relative value

$$\frac{\Delta R}{R} = -\Delta\omega/\omega_d \quad (16)$$

and corresponds to shortening of it for $\Delta R = 6,37$ cm during 100 years.

As the change of the Earth's volume takes place mainly on its mantle, and the core (essentially metallic and magnetized with the mean composition, probably Fe_3NiSi and with the representative atomle number $Z=24$) is practically non-compressable, then under the influence of Coriolis forces the mantle and the core together with the ground observer acquire in relation to the core a differential portable rotational speed in the direction of the East.

Thus, in accordance with (14), (15) and (16) in the attendant reference system rotating with the angular speed of the mantle and the crust the Earth's core rotates with the speed of $-\beta\omega$. According to the electrodynamic laws the core for such an attendant observer turns out to be an electrically polarised body, and the Earth in conditions of contraction works as a unipolar dynamomachine, permanently transforming the energy of the gravitational field into the energy of sublatitudinal electric currents, creating an observed sub-meridional magnetic field. In the work [9] it is shown that the accumulation and the relaxation of tensions in the Earth's strata stipulate Chandler's pole oscillations in the course of permanent contraction according to dependence $2\Delta R/R = h^\circ \sin \beta$ and also correlate with changes of the planet's seismic activity, the time of the oscillation damping in relation of 1:2 being 12,3 years (See 6, 9).

Such is also the value of semi-period (half of twenty-year-cycle) weak-amplitude $0 = W$ harmonic oscillations of the main magnetic field around the Earth rotation axis (creeping of the whole global frame of dipole field force lines to the east and west periodically according to the

type of the balance-wheel wrist watch mechanism oscillation). During this period to the contraction mechanism according to the dependency $dE_k/dt = \frac{1}{9} Mgv_r$ (g is the gravity acceleration equal to 980 cm/sec^2 ; $v_r = dR/dt = 2 \cdot 10^{-9} \text{ cm/sec}^2$, $M = 5,98 \cdot 10^{27} \text{ g}$) third dissipates minimally $4 \cdot 10^{28} \text{ erg}$ of energy (the annual heat flow of the Earth energy is $4 \cdot 10^{28} \text{ erg}$, the magnetic field energy is $5 \cdot 10^{24} \text{ erg}$).

The equation (13) in the task analysed by us is interpreted in the following sense: gyroscopic axis of the elementary magnetism carriers in the result of the Earth's rotation stand in line with the direction parallel to the gyroscopic axis of the Earth and form the main axial geomagnetic dipole; in the result of gravitational contraction the equilibrium rotation of the Earth is shifted from the state of symmetric rotation and the Earth accomplishes nutational oscillations around the gyroscopic axis formally being similar to the turbulent rotation of the fluid with the density of $\rho = 5,52 \text{ g/cm}^2$ moving across the power lines of the magnetic field with the linear speed $\Delta v = (\omega R) \sin \beta = v_k \sin \beta = (\omega \sin \beta) R = (R \sin \beta) \omega$ ($R \sin \beta = 10 \mu$ is the radius of the nutational cone base, $\omega \sin \beta = 10^{-10} \text{ rad/sec}$ —the angular speed of the fluid rotation). The induction interaction between the magnetic field and the conductive fluid, between the electric currents in the moving fluid and the magnetic field itself according to the laws of magnetic hydrodynamics, electronic theory, and electrodynamics determines the peculiarities of the observed magnetic field of the Earth. In the course of the Earth's contraction the part of the energy of the Earth's gravitational field permanently passes into the energy of the magnetic field, the energy of electric currents and into the energy of the nutational movement.

Institute of Geological Sciences
of the Acad. Sci. of Armenian SSR.

Dated 24.V.1978.

Ա. Տ. ԱՍԼԱՆՅԱՆ

ԵՐԿՐԻ ՀԱՄՈՐՅԱ ՔՎԱԶԻ ՆՈՒՏԱՑԻԱՆ ԵՎ ՄԱԳՆԵՏԱԿԱՆ ԴԱՇՏԸ

Ա մ փ ո փ ո ւ մ

Երկրի սեփական տատանումները բնորոշող $(\Omega - h^\circ \omega)(\Omega + \omega) = 0$ հավասարումից հետևում է, որ այդ տատանումները երկրակից կոորդինատների սխեմայում պետք է կատարվեն $\Omega_1 = h^\circ \omega$ և $\Omega_2 = -\omega$ հաճախականությամբ (այստեղ $\omega = 2\pi/T$ երկրի առանցքային պտույտի անկյունային արագությունն է, T —պարբերությունը, Ω —նուտացիայի անկյունային արագությունը, h° —երկրի դինամիկական կծկումը, որ հավասար է $1/305,51$); Առաջին արմատը համապատասխանում է երկրի էլիբրյան նուտացիայի պարբերությանը $T_E = 2\pi/\Omega_1 = 2\pi/h^\circ \omega = 305$ օր, իսկ երկրորդ արմատը՝ Պուանկարեի, Լամբի, Մոլոդեցկու կողմից բացահայտված համօրյա ռեզոնանսային նուտացիային $T = 2\pi/\Omega_2 = 2\pi/\omega = 1$ օր (մոտ 24 ժամ) պարբերությունը:

Երկրի զույգ նուսացիոն կոներում ամփոփված նյութի զանգվածը $m_0 = \frac{1}{2} kM\beta^2$ (k — Երկրի շափաղիք իներցիայի մոմենտն է $0,331$ արժեքով, M — Երկրի զանգվածը՝ $5,98 \cdot 10^{27}$ գ, 2β — նուսացիոն կոնի բացվածքն է ռադիանային արտահայտությամբ և տատանվում է $3 \cdot 10^{-7}$ — $15,5 \cdot 10^{-7}$ սահմաններում), անկյունային մոմենտը $L = m_0 \Omega R^2$, նուսացիոն շարժման կինետիկական էներգիան $E_w = \frac{1}{4} k_{\rho\omega} \Omega R^2 \beta^2$: Քանի որ Երկրի $Q = \frac{1}{2} H_p R^3 = 3 H_p M / 8\pi\rho$ մագնիսական մոմենտին համապատասխանում է $\vec{D} = \vec{Q} \times \vec{H}$ պտուտական մոմենտը և այդ մոմենտը կինեմատիկորեն չի արտահայտված, ինչպես և կինեմատիկորեն չի արտահայտված $\vec{N} = \vec{L} \times \vec{\Omega}$ մեխանիկական պտուտական մոմենտը, ապա հենվելով էլեկտրոդինամիկայի օրենքների վրա ենթադրվում է, որ այդ երկու հակառակ ուղղված մոմենտները միմյանց հավասարակշռում են: Քանի որ $\vec{D}$ մոմենտին համապատասխանում է $U = \frac{MH^2}{8\pi\rho} \cdot \frac{M}{\rho}$ մագնիսական դաշտի էներգիան, իսկ $\vec{N}$ մոմենտին համապատասխանող նուսացիոն շարժման լրիվ էներգիան հավասար է

$$2E_w = E_0 = \frac{1}{2} kM\Omega^2 R^2 \beta^2 = \frac{1}{2} kMv^2 \beta^2,$$

ապա ընդունելով $E_0 = U$ ստանում ենք Երկրի մագնիսական դաշտի լարվածությունը՝

$$H = \beta v \sqrt{4\pi k\rho}.$$

Տեղադրելով $\beta = 1,55 \cdot 10^{-6}$ ռադ., $v = 4,65 \cdot 10^{-4}$ սմ/վրկ., $k = 0,331$ և Երկրի միջին խտությունը $\rho = 5,52$ գ/սմ³ ստանում ենք $H = 0,315$ գս: Մագնիսական դաշտի արևմտյան զրեյֆի արագության արժեքն ստացվում է $<v = \beta v = 0,072$ սմ/վրկ.: Այս արդյունքները լիովին համապատասխանում են փաստացի դաշտային տվյալներին: Մագնիսական դաշտի էներգիայի մշտական աղբյուր հանդիսանում է կծկվող Երկրի գրավիտացիոն դաշտի էներգիան: Կծկման ընթացքում Երկիրն ունենալով մետաղյա միջուկ գործում է իբրև ունիպոլար դինամոմեքենա, որն ստեղծում է լայնական կոնվեկցիոն էլեկտրական հոսանքներ և միջօրեական մագնիսական դաշտ: Երկրի շառավղի կրճատման արագությունը կազմում է $6,37$ սմ 100 տարում:

Աշխարհագրական և երկրամագնիսական առանցքների ղգալի շեղման ($11,5^\circ$) պատճառ հավանաբար հանդիսանում է այն հանգամանքը, որ Երկրի առանցքը կատարում է պրեցեսիոն շարժում մի դեպքում շանդլերյան տիպի $\beta \approx 1''$ անկյան տակ և մյուս դեպքում $\beta^1 = 23,5^\circ$ անկյան տակ էլիպտիկական հարթության ուղղահայաց առանցքի նկատմամբ՝ Արեգակի և Լուսնի աղ-ղեցության տակ: Եթե էլեկտրական կոնվեկցիոն հոսանքները դիտվում են իբրև գիրոսկոպներ և ենթարկվում են պրեցեսիայի, ապա այդ հոսանքների օղակները պետք է հավանաբար հակված լինեն պտտման առանցքի նկատմամբ $\beta'' = 23,5/2 = 11,7^\circ$ չափով:

ЛИТЕРАТУРА

1. Асланян А. Т. Магнитное поле Земли как релятивистский эффект. Известия АН Арм. ССР, серия геол. и геогр. наук, т. XII, № 1, 1960.
2. Альвен Х. Космическая электродинамика. М., 1952.
3. Беккер Р. Теория электричества, т. II, М.—Л., 1941.
4. Ламб Г. Гидродинамика. М.—Л., 1947.
5. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М., 1959.
6. Манк У., Макдональд Г. Вращение Земли. М., 1964.
7. Мельхиор П. Физика и динамика планет, т. II, М., 1976.
8. Молоденский М. С. Теория нутации и суточных земных приливов. Сб. «Земные приливы и нутации Земли», Изд. АН СССР, М., 1961.
9. Aslanian A. T. Excitation of the pole Chandler wobble as the stress reaction on the gravitational contraction of the Earth. In "Problems of Planetology", vol. 2. Academy Sc. Armenian SSR, Yerevan, 1977.
10. Newton R. R. Ancient astronomical observations and the accelerations of the Earth and Moon. London, 1970.
11. Poincare H. Sur la précession des corps déformables. Bull. Astronomique, 27 (p.p. 321—356), 1910.
12. Stasey F. D. Physics of the Earth, 1969.

А. Т. АСЛАНЯН

УДК 551.1

К РАСЧЕТУ СКОРОСТИ ВЕКОВОГО ИЗМЕНЕНИЯ
РАДИУСА ЗЕМЛИ

Согласно теореме Гельмгольца для политропных газовых шаров связь между потенциальной энергией гравитационного поля

$$V = - \frac{3\gamma - 3}{5\gamma - 6} \cdot \frac{GM^2}{R} \quad (1)$$

и тепловой энергией

$$U = \frac{1}{5\gamma - 6} \cdot \frac{GM^2}{R} \quad (2)$$

выражается теоремой вириала

$$(3\gamma - 3) U + V = 0, \quad (3)$$

а полная внутренняя энергия—формулой

$$E = - \frac{3\gamma - 4}{5\gamma - 6} \cdot \frac{GM^2}{R}, \quad (4)$$

где G —гравитационная постоянная, M —масса, R —радиус шара, а γ —постоянная Грюнайзена, равная

$$\gamma = \frac{2m + 3}{2m + 1}, \quad (5)$$

причем для сильно сжатого газа принимается $m=0$, $\gamma=3$, для одноатомного газа $m=1$, $\gamma=5/3$, для двухатомного газа $m=2$, для перегретого гипотетического газа $m=3$. Критическим считается значение $m=2,5$, $\gamma=4/3$, при котором конфигурация газового шара становится метастабильной [3, 9].

Тепловой энергии U ставится в соответствие равновесная температура T_e согласно зависимости

$$U = MC_v T_e, \quad (6)$$

где C_v —удельная теплоемкость газа.

Сравнивая (2) и (6), получаем равновесную температуру газового шара

$$T_e = \frac{1}{5\gamma - 6} \cdot \frac{GM}{RC_v}.$$

Подставляя для Земли значение $\gamma=3$, $GM/R=63 \cdot 10^{10} \text{ см}^2/\text{сек}^2$, $C_v = 1,25 \cdot 10^7 \text{ эрг/(г. град)}$, получаем $(T_{\min})_e = 6300^\circ \text{К}$. Это та температура, при которой направленное наружу газовое давление уравнивает

гравитационное давление и препятствует сжатию (контракции) газового шара.

Значение равновесной температуры для центра Земли можно определить из следующих соображений [4].

Согласно гидростатической теории Клеро давление массовых сил в центре Земли

$$P_c = \frac{\rho_c}{2} \cdot \frac{GM}{R}, \quad (8)$$

а по теории Клапейрона противоположно направленное температурное давление

$$P_t = \frac{\rho_c}{\mu_c} \cdot \frac{K_0}{m_0} \cdot T_c, \quad (9)$$

причем

$$\mu_c = \frac{N_n + N_p}{N_a + N_e}. \quad (10)$$

Здесь ρ_c , μ_c — плотность и молекулярный вес в центре, N_a — число атомов, N_e — число свободных электронов, N_p — число протонов, N_n — число нейтронов в веществе центрального ядра планеты, m_0 — масса атома водорода, k_0 — постоянная Больцмана.

Сравнивая (8) и (9) и полагая $P_c = P_t$, получим равновесную температуру в центре Земли

$$T_{c(e)} = \frac{\mu_c}{2} \cdot \frac{m_0}{k_0} \cdot \frac{GM}{R}. \quad (11)$$

Подставляя сюда $k_0/m_0 = 8,314 \cdot 10^7$ эрг/(град. моль), $GM/R = 63 \cdot 10^{10}$ см²/сек², $\mu_{c(\min)} = 2$, получим $T_{c(e)} = 7500^\circ\text{K}$.

В этих расчетах значение $\mu_{c(\min)} = 2$ получается из условия, что в центре Земли находятся тяжелые элементы (*Fe, Ni, Co, Cr, Mo, Pt, Os, Ir, Au* и др.) с полностью разрушенными атомными оболочками, однако тот же результат получается при использовании закона Дюлонга—Пти $\mu_c C_v = a = \text{const}$, если представить (11) в виде

$$T_{c(e)} = \frac{\mu_c C_v}{2} \cdot \frac{m_0}{k_0} \cdot \frac{GM}{RC_v} = \frac{1}{2} \cdot \frac{a}{C_v} \cdot \frac{m_0}{k_0} \cdot \frac{GM}{R} \quad (12)$$

и принять $a = 25 \cdot 10^7$ эрг · г⁻¹ · град⁻¹ = 6 кал/(г · моль · град), а $C_v = 1,25 \cdot 10^8$ эрг/г · град = 3 кал/(г · град). Последнее значение C_v характерно для одноатомных газов и горячей плазмы и, как следует из (12), для него значение $T_{c(e)}$ является минимальным среди других возможных значений C_v .

Температура лав в жерлах действующих вулканов не более 1600°K . Для астеносферного слоя верхней мантии, питающего вулканы лавой, температура на глубине 100 км обычно принимается 1700°K , а на глубине 2800 км 4400°K . Градиент от подошвы литосферы к подошве мантии и к центру планеты в среднем имеет порядок $1^\circ\text{K}/10^5$ см.

По всем оценкам средняя температура Земли не более 3700°K и поскольку полученное выше значение равновесной температуры примерно вдвое больше этого значения, то процесс сжатия (контракция) Земли под влиянием собственных массовых сил представляется неизбежным [3, 8, 22].

* * *

Пользуясь астрономическими и палеоэкологическими (палеонтологическими) данными, попытаемся оценить темпы контракции, предварительно уточняя некоторые исходные данные*.

К трудам Р. Декарта восходит идея конденсации облаков рассеянного вещества и образования из них массивных вращающихся гравитирующих тел. Контракционная теория тектоно-магматической эволюции Земли развивалась в последующем в плане идей Декарта, Ньютона, Канта. И. Канту принадлежит идея замедления вращения Земли под воздействием приливообразующих сил Луны и Солнца. Теории контракции и теории приливного торможения Земли посвящен ряд превосходных исследований и сегодня из множества геотектонических гипотез под углом зрения точных (формализуемых) наук приемлемыми оказались, по-видимому, лишь те, которые основываются на этих двух теориях. Вместе с этим следует отметить, что для строгой количественной оценки астрономических и геонимических эффектов, вытекающих из этих теорий, достаточно надежных расчетных данных не существовало. В частности, отсутствовали надежные оценки темпа векового замедления орбитального движения Луны $dn/dt = \dot{n}$ и темпа замедления скорости осевого вращения Земли, обусловленные почти исключительно приливым трением и изменениями радиуса Земли (см. ниже).

В литературе за последние 50—60 лет в расчетах, относящихся к динамике системы Солнце—Земля—Луна, вековое ускорение Луны в шкале эфемеридного времени принималось $n = -22,44 \text{ век}^{-2}$, а вековое замедление вращения Земли в шкале всемирного времени $L' = 1,23 \text{ век}^{-2}$ [11, 17]. Соответственно получилось значение относительного уменьшения угловой скорости вращения Земли, обусловленное приливым торможением, $(\Delta\omega/\omega)_f = 18,94 \cdot 10^{-9} \text{ век}^{-1}$ [16, 17].

Указанные исходные расчетные данные, заложенные в работах Фотерингема (1920), де-Ситтера (1927), Спенсера Джонса (1939) были основаны на хронологии лунно-солнечных затмений последних двух тысячелетий и, как теперь выяснено, в ряде случаев методика обработки и использования этих данных не удовлетворяет требованиям математической теории вопроса [17].

Возможность оценки указанных данных существенно улучшена в

* Такая попытка была сделана в работах автора [6, 23] по данным астрономических наблюдений, выполненных до 1970 г. За последние годы такие наблюдения дали существенно новые результаты, уточняющие прежние оценки темпа контракции (подробнее см. ниже).

последнее время благодаря применению метода звездных покрытий и палеоэкологического метода.

Л. Моррисон [16] из Гринвичской обсерватории, анализируя результаты наблюдений 40.000 покрытий звезд Луной за время с 1955 г по 1972 г., получил $\dot{n} = -42 \pm 6 \text{ век}^{-2}$, т. е. цифру вдвое большую, чем Спенсер Джонс. Примерно к такому же результату пришли Эстервинтер и Коэн по данным наблюдений объектов Солнечной системы за период 1912—1968 гг. Их результат $\dot{n} = -38 \pm 8 \text{ век}^{-2}$ [16]. Р. Р. Ньютон [27], анализируя данные для наиболее продолжительных солнечных затмений, наблюдавшихся за 500 лет до нашей эры, получил $\dot{n} = 41,8 \pm 4,3 \text{ век}^{-2}$ —результат, который находится в вполне хорошем согласии с результатами Моррисона, Эстервинтера и Коэна.

Результаты упомянутого выше палеоэкологического (палеонтологического) метода сводятся к следующему. Исследование ископаемой морской фауны палеозоя показало, что число суточных линий роста внутри годовых колец роста кораллов и двустворчатых моллюсков закономерно увеличивается вглубь времени от современных 365 до 421 в начале силура (435 млн. лет т. н.), т. е. количество суток в году за эти 435 млн. лет уменьшилось с 421 до 365 и соответственно продолжительность суток T увеличилась за 450 млн. лет на 3 ч. или 2,4 сек. за каждые 100.000 лет [25].

Этим оценкам не противоречат также результаты исследований морской фауны из отложений других стратиграфических подразделений фанерозоя (мел— $\tau = 72 \cdot 10^6$ лет, $T = 23,67$ ч, пермь— $\tau = 270 \cdot 10^6$ лет, $T = 22,82$ ч; карбон— $\tau = 298 \cdot 10^6$ лет, $T = 22,62$ ч; девон— $\tau = 380 \cdot 10^6$ лет, $T = 21,30$ ч, и упомянутая выше оценка для силура $\tau = 435 \cdot 10^6$ лет, $T = 20,91$ ч) [16, 28, 29].

Таким образом, палеоэкологические данные дают относительное замедление вращения Земли $(\Delta\omega/\omega)_f = -28 \cdot 10^{-9} \text{ век}^{-1}$, что значительно больше оценок Спенсера Джонса и совпадает с оценкой Р. Ньютона ($27,7 \pm 3,4 \cdot 10^{-9} \text{ век}^{-1}$).

Следующий существенно новый результат получен методом котидального анализа Парийского, Кузнецова и Кузнецовой [13, 19] и сводится к тому, что вместо значения момента приливных сил $N = 3,89 \cdot 10^{23} \text{ эрг}$, необходимого для объяснения векового замедления вращения Земли, фактически существует более мощный момент $N = 11,66 \cdot 10^{23} \text{ эрг}$, равный сумме момента $3,37 \cdot 10^{23} \text{ эрг}$ от влияния земных приливов и момента $8,29 \cdot 10^{23} \text{ эрг}$ от влияния океанических приливов. Альтернатива заключается в предположении о наличии механизма, ускоряющего вращение Земли. Таким механизмом в соответствии с указанными выше представлениями мы считаем уменьшение радиуса Земли—контракцию.

Пользуясь приведенными выше новыми оценками ускорения Луны и Солнца, оценим скорость уменьшения радиуса Земли. Обозначим расчетное значение относительного изменения угловой скорости вращения Земли, обусловленное торможением приливных сил Луны и Солнца,

$(\Delta\omega/\omega)_r = a$, относительное изменение, обусловленное изменением радиуса Земли $(\Delta\omega/\omega)_r = b$ и наблюдаемое многовековое значение замедления вращения $(\Delta\omega/\omega)_r = c = a - b$. Обозначим далее вековое ускорение Луны в шкале эфемеридного времени (в шкале времени, основанной на движении Земли по орбите вокруг Солнца) $dn/dt = \dot{n}$ и в шкале всемирного времени L (в шкале времени, основанной на суточном вращении Земли), вековое ускорение Солнца (или соответственно вековое замедление скорости вращения Земли) в шкале всемирного времени L' , средние значения движений Луны и Солнца n и n' и запишем известные уравнения, связывающие эти величины:

$$\begin{aligned}\dot{n} &= 2L - 2(n/n')L', \\ 2L' &= -n'c, \quad c = L'd, \\ a &= b + c.\end{aligned}\tag{13}$$

Входящие в набор зависимостей (13) величины имеют следующие значения: $\dot{n} = -42 \text{ век}^{-2}$, $n/n' = 13,37$, $n' = 0,130 \cdot 10^{-9} \text{ век}^{-1}$, $a = -48 \cdot 10^{-9} \text{ век}^{-1}$, $d = 0,154 \cdot 10^{-7} \text{ век}^{-1}$, соответственно $L' = 1,82 \text{ век}^{-2}$, $L = 3,36 \text{ век}^{-2}$ и $b = (\Delta\omega/\omega)_r = -20 \cdot 10^{-9} \text{ век}^{-2}$.

Согласно закону постоянства углового момента $C\omega \approx J\omega = kM\omega R^2 = \text{const.}$ (C — полярный момент инерции, J — средний момент инерции, M — масса, R — средний радиус, k — постоянная жирации) при условии $kM = \text{const.}$ и $\omega R^2 = \text{const.}$, имеем

$$\frac{\Delta J}{J} = -\left(\frac{\Delta\omega}{\omega}\right)_r = \frac{2\Delta R}{R},\tag{14}$$

где ΔJ и ΔR малые изменения J и R , соответствующие изменению угловой скорости вращения ω на малую величину $\Delta\omega$.

Согласно упомянутому выше астрономическим и палеонтологическим данным, расчетному значению $b = (\Delta\omega/\omega)_r = -20 \cdot 10^{-9} \text{ век}^{-2}$ по (14) соответствует уменьшение радиуса Земли на $6,37 \text{ см}$ за 100 лет , т. е. скорость уменьшения радиуса Земли составляет $dR/dt = -V_r = 2 \cdot 10^{-9} \text{ см/сек.}$

Следует отметить, что разность между расчетным (теоретическим) значением приливного торможения Земли $-48 \cdot 10^{-9} \text{ век}^{-2}$ и наблюдаемым значением торможения $-28 \cdot 10^{-9} \text{ век}^{-2}$ мы отнесли полностью к фактору контракции. Укажем, что отмеченная выше разность впервые была отнесена на счет контракции Б. Мейерманном (1928 г), по подсчетам которого, основанным на анализе особенностей хронологии лунно-солнечных затмений, скорость уменьшения радиуса Земли была оценена величиной $4,5\text{—}5 \text{ см}$ за 100 лет . Такая же оценка была получена на более современном материале Н. Н. Парийским [18].

* * *

Приведем некоторые показатели геодинамической активности Земли, обусловленной уменьшением объема Земли.

(1). Если в начале геологического времени средняя плотность Земли равнялась плотности углистых хондритов $\rho_0 = 2,2 \text{ г/см}^3$, то начальный радиус ее должен был равняться $R_0 = 8650 \text{ км}$. Если сокращение радиуса на 2280 км произошло за время всей жизни Земли $4,6 \cdot 10^9 \text{ лет}$, то скорость уменьшения радиуса составит в среднем 5 см за 100 лет .

(2). Диссипация энергии в толще Земли при уменьшении ее радиуса на малую величину ΔR согласно уравнению

$$(3\gamma - 3) \Delta U = W \cdot \frac{\Delta R}{R}, \quad (15)$$

устанавливающему связь между изменением внутренней тепловой энергии U , потенциальной энергией W и уменьшением радиуса R , при $\gamma = 3$ (постоянная Грюнайзена для сильно сжатого газа), $W = 2,54 \cdot 10^{39} \text{ эрг}$, $R = 6,37 \cdot 10^8 \text{ см}$ и $\Delta R = 6,37 \cdot 10^{-2} \text{ см}$ составит $\Delta U = 4,3 \cdot 10^{28} \text{ эрг/год}$, что равняется общим тепловым потерям Земли (из них на кондуктивную часть тепловых потерь приходится 10^{28} эрг , а на долю радиогенного тепла $\leq 3,6 \cdot 10^{27} \text{ эрг}$) [5, 20, 24].

При $\gamma = 3$ диссипирует лишь 1/6 часть энергии гравитационного поля планеты, отвечающая уменьшению радиуса на величину ΔR . Остальная часть энергии накапливается в планете в виде энергии упругого сжатия, энергии фазовых переходов первого рода (включая метаморфизм), энергии магнитного поля, расходуется на ускорение вращения Земли, увеличение потенциальной энергии орбитального положения Луны и др., а также, вероятно, переходит в энергию орбитального движения Земли, в новообразованные горы и плато и др. Вместе с этим мыслима ситуация, когда рассеяние этой энергии может привести к относительно кратковременному расширению планеты, в частности в тех случаях, когда темпы теплоудаления будут отставать от темпов тепловыделения, нарушится изотермический характер контракции и вступит в силу адиабатический процесс [8]. Г. Макдональд [15] считает вполне возможным кратковременное увеличение радиуса Земли на 100 км .

(3). Согласно полученному автором [6, 23] соотношению

$$\frac{\Delta J}{J} = -\frac{\Delta \omega}{\omega} = \frac{2 \Delta R}{R} = h^\circ \Delta \beta \quad (16)$$

с указанным темпом уменьшения радиуса Земли коррелирует также изменение момента инерции Земли на уровне $\Delta J = 3,7 \cdot 10^{35} \text{ г. см}^2$ и амплитуды чандлеровского колебания полюса $\Delta \beta_{\max} = 0,3''$ при периоде колебания полюса 25 лет (здесь $h^\circ = 1/305,1$ — динамическое сжатие Земли).

(4). Приравняв магнитный вращательный момент Земли к квазисуточному нутационному (гироскопическому) моменту [7, 14] или соответственно приравняв плотность кинетической энергии резонансного квазисуточного нутационного движения Земли,

$$E_q = \frac{1}{2} k M \omega^2 R^2 \sin^2 \beta = \frac{1}{2} k M v^2 \sin^2 \beta \quad (17)$$

плотности энергии магнитного ее поля

$$U_m = \frac{\mu H^2}{8\pi}, \quad (18)$$

получим значение напряженности магнитного поля

$$H = v \sin \beta \sqrt{4\pi k \rho}, \quad (19)$$

где v —скорость вращения, β —половина угла раствора нутационного конуса, k —безразмерный момент инерции, ρ —средняя плотность Земли. При $\beta_{\max} = 0,3''$ ($\sin \beta = 1,55 \cdot 10^{-6}$), $k = 0,331$, $\rho = 5,52 \text{ г/см}^3$, $V = 4,65 \cdot 10^4 \text{ см/сек}$, получаем $H = 0,315 \text{ гс}$ (подробнее см. 7).

Подставляя выражение (16) в (19), получим

$$\Delta H = \frac{2 \Delta R}{h^0 R} \cdot V \sqrt{4\pi k \rho} = q \Delta R. \quad (20)$$

При $q = 0,195 \text{ СГС}$ для поддержания напряженности поля на уровне $0,315 \text{ гс}$, требуется уменьшение радиуса $\Delta R = 1,6 \text{ см}$ или время 25 лет , т. е. столько же, сколько требуется для роста нутационного угла до значения $\beta = 0,3''$ [6, 15, 21].

(5). Уравнение теплопроводности для сжимающейся Земли можно записывать в виде

$$\nabla (K^0 \nabla T) - C_v \rho V_r \nabla T - \rho C_v \sigma T / dt + Q = 0, \quad (21)$$

где K^0 —коэффициент теплопроводности, C_v —удельная теплоемкость, ρ —плотность, T —температура, t —время, Q —генерация тепла, V_r —скорость уменьшения радиуса Земли (∇ —оператор Лапласа). По оценке Кларка [12] при $V_r = 0$ (во втором члене уравнения 21) значения остальных членов имеют порядок $10^{-13} - 10^{-14} \text{ кал/(сек} \cdot \text{см}^3)$, $\rho C_v = 1 - 1,5 \text{ кал} \cdot \text{г/град}$, а радиальная компонента $\nabla T = 10^{-4} - 10^{-5} \text{ } ^\circ\text{C/см}$. Указанный автор замечает, что член $\rho C_v V_r \nabla T$ будет сравним с остальными членами уравнения, если $|V_r| \geq 10^{-9} \text{ см/сек}$ и процесс теплоотвода будет осуществляться макроскопическим движением масс.

Согласно приведенным выше расчетам $|V_r| = 2 \cdot 10^{-9} \text{ см/сек}$ и, следовательно, решающее значение в теплоотводе при контракции Земли приобретают пертурбационные движения масс (конвекция, гравитационная дифференциация, вулканизм, газовыделение, ползучесть и др.).

Скорость распространения температурной волны V_t от подошвы твердой мантии, расположенной на глубине Z к ее поверхности, за время θ равняется $V_t = z/\theta$.

Пользуясь модельным представлением о том, что влияние контракции на теплопроводность в твердом теле равносильно радиальной экс-фильтрации элементарных носителей тепла—фононов, можно положить скорость восходящего продвижения фронта несжимаемого фононного газа V_t равной скорости уменьшения радиуса Земли $|V_r| = 2 \cdot 10^{-9} \text{ см/сек}$. Тогда, полагая $z = 2880 \text{ км}$, получим $\theta = 11,44 \cdot 10^{17} \text{ сек} = 4,6 \cdot 10^9 \text{ лет}$. Это время существования Земли.

(6). При уменьшении радиуса Земли на величину ΔR поверхность литосферы уменьшается на величину $\Delta S = 8 \pi R \Delta R$ и в литосфере выделяется энергия

$$W_k = 4 \pi R^2 \rho_k g_k H_k \Delta R, \quad (22)$$

где ρ_k — плотность, H_k — мощность, а g_k — ускорение силы тяжести литосферы.

Согласно теории контракции эта энергия расходуется на деформацию, метаморфизм и перераспределение масс литосферы. Работа, необходимая для переработки материала литосферы до состояния полной потери упругости (до состояния анатексиса), наступающей тогда, когда деформирующие напряжения достигают уровня модуля упругости (модуля Юнга), E_k равняется

$$W_m = H_k E_k \Delta S = 8 \pi R H_k E_k \Delta R. \quad (23)$$

Полагая $W_k = W_m$, получим

$$E_k = \frac{1}{2} \rho_k g_k R. \quad (24)$$

Подставляя $\rho_k = 3,13 \text{ г/см}^3$, $g_k = 980 \text{ см/сек}^2$, $R = 6370 \text{ км}$, получим $E_k = 10^6 \text{ кг/см}^2$. Это значение модуля Юнга, характерное для широко распространенных массивных изверженных пород [1, 2].

По экспериментальным данным интенсивное трещинообразование в тех же породах начинается при напряжениях порядка $\sigma_p = E/500 = 2000 \text{ кг/см}^2$ [2].

Среди деформационных структур литосферы решающим образом преобладают деформации сдвига (формоизменение), указывающие, очевидно, на тангенциальный характер деформирующих сил, порождаемых контракцией. Учитывая экспериментально установленное соотношение $500 \sigma_p = E$ для оценки сейсмической энергии литосферы следует, очевидно, полагать, что в соответствии с уравнением (22) она будет равняться

$$W_s \cong \frac{1}{500} \cdot 4 \pi R^2 \rho_k g_k H_k \Delta R.$$

Принимая $4 \pi R^2 = 5,1 \cdot 10^{18} \text{ см}^2$, $H_k = 75 \text{ км}$, $(\rho g H)_k = 2,5 \cdot 10^{10} \text{ дин/см}^2$, $\Delta R = 6,37 \cdot 10^{-2} \text{ см}$, получим $W_s = 1,6 \cdot 10^{25} \text{ эрг/год}$.

* * *

В заключение хотелось бы отметить, вслед за Джеффрисом [10], что с точки зрения физики, контрактционный механизм эволюции Земли является безупречным, однако вследствие некорректной постановки конкретных задач на контракцию в ряде случаев были получены совершенно неприемлемые геолого-геофизические результаты и идея контракции в примитивном ее виде оказалась заметно дискредитированной. В свете новых данных при постановке геолого-геофизических задач на контракцию следует безусловно учитывать:

а) Твердо установленный факт неоднородного строения литосферы и астеносферы и в связи с этим факт концентрации тектонических сил и деформаций в небольшом количестве узких зон земной коры—в геосинклинальных системах, срединноокеанических хребтах и зонах разломов, рассматривающихся как места концентрации напряжений (пластические шарниры).

б) При определении упругой устойчивости литосферы в известные уравнения Эйлера, Лагранжа и Винклера по аналогии с антенной задачей строительной механики следует включить влияние собственного веса литосферы, что приводит примерно к тридцатикратному уменьшению критического значения напряжения потери устойчивости литосферы по сравнению с задачей о невесомой литосфере [1, 2].

в) Как было показано еще Девисоном и обосновано позднее Джеффрисом, Шейдеггером, Асланяном и др. [2, 10], при контракции и сильной усадке мантии, *сжатую литосферу по латерали* соответствует *растяжение в верхней мантии*, приводящее к формированию в верхней мантии глубинных разломов, магистральных зон раздвигов, зон горстовых и диапировых поднятий.

г) При потере устойчивости, короблении и нарушении сплошности литосферы блоки последней и подстилающие текучие массы астеносферы взаимодействуют по механизму качения, что сильно облегчает процесс горизонтального передвижения этих блоков и возможность мантийного диапиризма и ограниченного спрединга красноморского типа.

д) Складчатость отложений в определенной мере формируется в процессе прогибания и осадконакопления (теория Бертрана-Шатского); в остальной мере она развивается при инверсии зон осадконакопления как следствие разности между дугой и хордой этих прогнутых зон (идея Шатского, Косыгина, Магницкого, Асланяна и др.). При этом известно, что эта разность создается в течение всего периода прогибания интрагеосинклинальных зон и, следовательно, хотя и инверсия (орогенез) представляет относительно кратковременный процесс, складчатость в целом при контрактном механизме развивается параллельно всему процессу геосинклинального развития и не является актом кратковременного сближения форландов и смятия расположенных между ними геосинклиналей.

е) При периоде затухания чандлеровского колебания полюсов $2\tau = 25 \text{ лет} = 8 \cdot 10^8 \text{ сек}$ и модуле сдвига $\mu = 1,46 \cdot 10^{12} \text{ дин/см}^2$ эффективная вязкость Земли $\eta = \mu\tau$ оказывается равной около $6 \cdot 10^{20} \text{ пуаз}$, что при градиенте температуры $1^\circ\text{K}/10^5 \text{ см}$ обеспечивает возможность проявления в мантии и особенно в астеносфере мощных конвективных течений.

Институт геологических наук
АН Армянской ССР

Поступила 5.VI.1978.

A. T. ASLANIAN

ON THE CALCULATION OF THE EARTH RADIUS
SECULAR VARIATION SPEED

According to the Helmholtz theorem for the polytropic gas spheres the relation between potential energy of gravitational field

$$V = - \frac{3\gamma - 3}{5\gamma - 6} \cdot \frac{GM^2}{R} \quad (1)$$

and the heat energy

$$U = \frac{1}{5\gamma - 6} \cdot \frac{GM^2}{R} \quad (2)$$

by virial theorem is expressed by

$$(3\gamma - 3)U + V = 0, \quad (3)$$

and the full internal energy is expressed by the formula

$$E = - \frac{3\gamma - 4}{5\gamma - 6} \cdot \frac{GM^2}{R}, \quad (4)$$

where G is the gravitational constant, M is the mass, R is the radius of the sphere, and γ is the Grüneisen constant, equal to

$$\gamma = \frac{2m + 3}{2m + 1}, \quad (5)$$

which is assumed for the strongly pressed gas $m = 0$, $\gamma = 3$ for monatomic gas $m = 1$, $\gamma = 5/3$, for diatomic gas $m = 2$, for overheated hypothetical gas $m = 3$. The values $m = 2.5$, $\gamma = 4/3$, are considered as critical by which the gas sphere configuration becomes metastable [look 3, 9].

To the heat energy U the equilibrium temperature T_e is set according to the dependency

$$U = MC_v T_e, \quad (6)$$

where C_v is the gas specific heat capacity.

Comparing (2) and (6), we assume the equilibrium temperature of the gas sphere

$$T_e = \frac{1}{5\gamma - 6} \cdot \frac{GM}{RC_v} \quad (7)$$

Substituting the value $\gamma = 3$, $GM/R = 63 \cdot 10^{10} \text{ cm}^2/\text{sec}^2$, $C_v = 1.25 \cdot 10^7 \text{ erg/(g} \cdot \text{grad)}$, for the Earth we assume $(T_{\min})_e = 6300^\circ\text{K}$. It is the temperature, by which the outward directed gas pressure equilibrates the gravitational pressure and prevents the compression (contraction) of the gas sphere.

The equilibrium temperature value for the Earth centre can be determined from following consideration [4].

According to the Clairaut hydrostatic theory the pressure of the mass forces in the Earth centre is

$$P_c = \frac{\rho_c}{2} \cdot \frac{GM}{R}, \quad (8)$$

and by the Clapeyron theory the opposite directed temperature pressure is

$$P_t = \frac{\rho_c}{\mu_c} \cdot \frac{k_0}{m_0} \cdot T_c, \quad (9)$$

where

$$\mu_c = \frac{N_a + N_p}{N_a + N_e}. \quad (10)$$

Here ρ_c , μ_c — are the density and the molecular weight in the centre, N_a is the quantity of atoms, N_e is the quantity of free electrons, N_p is the quantity of protons, N_n is the quantity of neutrons in the substance of the central core of the planet, m_0 is the mass of hydrogen atom, k_0 is the Boltzmann constant.

Comparing (8) and (9) and considering $P_c = P_t$, we assume equilibrium temperature in the Earth centre

$$T_{c(e)} = \frac{\mu_c}{2} \cdot \frac{m_0}{k_0} \cdot \frac{GM}{R}. \quad (11)$$

Substituting here $k_0/m_0 = 9,314 \cdot 10^7 \text{ erg/(grad. mol)}$, $GM/R = 63 \cdot 10^{10} \text{ cm}^2/\text{sec}^2$, $\mu_{c(\min)} = 2$, we obtain $T_{c(e)} = 7500^\circ\text{K}$.

In these calculations the value $\mu_{c(\min)} = 2$ is obtained from the condition, that there are heavy elements in the Earth centre (*Fe, Ni, Co, Cr, Mo, Pt, Os, Ir, Au* and etc.) with completely destroyed atomic shells, however the same result is obtained by using the Dulong-Petite law $\mu_c C_v = a = \text{const.}$, if we imagine (11) in the form

$$T_{c(e)} = \frac{\mu_c C_v}{2} \cdot \frac{m_0}{k_0} \cdot \frac{GM}{RC_v} \cdot \frac{1}{2} \cdot \frac{a}{C_v} \cdot \frac{m}{k_0} \cdot \frac{GM}{R} \quad (12)$$

and to take $a = 25 \cdot 10^7 \text{ erg. g}^{-1} \cdot \text{grad}^{-1} = 6 \text{ cal/(g. mol. grad)}$, and $C_v = 1,25 \cdot 10^8 \text{ erg/g. grad.} = 3 \text{ cal/(g. grad)}$. The latter value C_v is characteristic for monatomic gases and hot plasma and, as it follows from (12), the value $T_{c(e)}$ is the minimal for it among other possible values of C_v .

The temperature of lavas in the active volcanic necks is no more than 1600°K . For the asthenosphere layer of the upper mantle, alimentating volcanous with lavas, the temperature in the depth of $\approx 100 \text{ km}$ is taken usually about 1700°K . The gradient from the lithosphere base to the mantle base and to the centre of the planet in average is considered $1^\circ\text{K}/10^5 \text{ cm}$.

By all estimations the average temperature of the Earth is no more than 3700°K and so far as the value of equilibrium temperature assumed above is about twice as much from value then the Earth compression

process (contraction) under the influence of its own mass forces is inevitable [look 3, 8, 22].

* * *

Making use of astronomical and paleoecological (paleontological) data let us estimate the contraction tempo, preliminarily precisising some initial facts.

The ideas of nebula condensation of dispersed substances and the formation of the massive rotating gravitating bodies are traced back to Descartes works. The contractional theory of the Earth tectono-magmatic evolution has been developed in the plan of ideas of Descartes, Newton, Kant. The ideas of deceleration of the Earth rotation under the influence tide-forming forces of the Moon and the Sun belong to Kant. A number of magnificent investigations are devoted to the contraction theory and to the theory of the Earth tidal retardation and among many geotectonic hypotheses from the point of view of exact (formalizable) sciences were acceptable only those which had been based on these two theories. At the same time it should be noted that there were not sufficient reliable calculated data for the strict quantitative estimation of astronomical and geonomical effects, arising from these theories. Partially reliable estimations of tempo of the secular deceleration of the orbital movement of the Moon $dn/dt = n$ and tempo of the deceleration of the Earth axis rotation speed wave absent conditioned by nearly exceptional tidal friction and alteration of the Earth radius (look below).

In the calculations concerning to the dynamics of the Sun—Earth—Moon system which were in the literature of the last 50—60 years, the Moon secular acceleration by the ephemerical time scale $n=22,44 \text{ cent}^{-2}$, and the secular deceleration of the Earth rotation by universal time scale $L = 1,23 \text{ cent}^{-2}$ [look 11, 17]. Accordingly the value of relative decreasing of the angle speed of the Earth rotation was obtained, which was conditioned by the tidal retardation. $(\Delta\omega/\omega)_t = 18,94 \cdot 10^{-9} \text{ cent}^{-1}$ [look 16, 17].

The initial calculated data mentioned above which were in the works of Fotheringham (1920), de Sitter (1927), Spencer Johnes (1939) were based on the Moon—Sun eclipses chronology for the last two thousands years and now as it is found out in the number of cases the method of treatment and using these data do not satisfy the demands of the mathematical theory of the questions [look 17].

The possibility of the estimation of the mentioned data has essentially been improved recently owing to the acceptance of the method of the star coverings and paleoecological method.

L. Morrison [look 16] from the Greenwich observatory analysing the results of observation of 40.000 coverings of the stars by the Moon from 1955 up to the 1972, $n = -42 \pm 6 \text{ cent}^{-2}$, i. e. number is two as much than that of Spencer Johnes. Esterwinter and Koen came approximately to the same results based on the observations data of the solar

system objects in the period of 1912—1968. Their results is $n = -38 \pm \pm 8 \text{ cent}^{-2}$ [look 16]. R. R. Newton (27) analysing the data for the most continous solar eclipses observed for 500 years B. C., assumed $n = 41,8 \pm \pm 4,3 \text{ cent}^{-2}$ which is in the well accordance with the results of Morrison, Esterwinter and Koen.

The results of paleoecological (paleontological) method³ mentioned above is reduced to the following. The investigation of Paleozoic fossil marine fauna showed that the number of daily growth lines inside yearly growth rings of coralls and bivalve mollusks is reguraly increased deep in the time from modern 365 to 421 in the beginning of Silurian (435 ml. years ago) i. e. the quantity of days in the year in these 435 ml. years decreased from 421 to 365 and correspondingly the continuation of the day T increased by 3 houres in 450 ml. years, or by 2,4 sec. in each 100000 years [look 25].

The results of investigations of the marine fauna from the sediments of other stratigraphic subdivisions of Phanerozoic (Cretaceous $\tau = 72 \cdot 10^6$ years, $T = 23,67 \text{ h}$, Permian $\tau = 270 \cdot 10^6 \text{ y}$, $T = 22,82 \text{ h}$; Carbonian — $\tau = 298 \cdot 10^6 \text{ y}$, $T = 22,62$; Devonian — $\tau = 380 \cdot 10^6$, $T = 21,90 \text{ h}$, and the estimation mentioned above for Silurian, $\tau = 435 \cdot 10^6 \text{ y}$, $T = 20,91 \text{ h}$) do not contradict these estimations [look 16, 28, 29].

Thus the paleoecological data give the relative deceleration of the Earth rotation $(\Delta\omega/\omega)_f = -28 \cdot 10^{-9} \text{ cent}^{-1}$, that is considerably more than the estimation of Spencer Johns and coincides with R. Newton's estimation $(-27,7 \pm 3,4 \times 10^{-9} \text{ cent}^{-1})$.

The next essentially new result is assumed with the help of the method of quotidal analis of Parysky, Kuznetsov and Kuznetsova [13, 19] and is reduced to that that instead of the value of the tidal force moment $N = 3,89 \cdot 10^{23} \text{ erg}$, which is necessary for the explanation of the secular deceleration of the Earth rotation actually exists a more powerful moment $N = 11,66 \cdot 10^{23} \text{ erg}$, being equall to the sum of the moment $3,37 \cdot 10^{23} \text{ erg}$ influenced by oceanic tides. The alternative consists of the supposition in the presence of a mechanism accelerating the Earth rotation. Such a mechanism in accordance with the ideas mentioned above is considered by us the decreasing of the Earth radius i. e. contraction.

Using the new estimations of the Moon and the Sun acceleration mentioned above, let us estimate the speed of the Earth radius decrease. Let us take the calculated value of the relative change of the Earth rotation angle speed conditioned by the Moon and the Sun tidal braking forces $(\Delta\omega/\omega)_t = a$, the relative change conditioned by the changes of the Earth radius $(\Delta\omega/\omega)_r = b$ and the observed secular value of rotation deceleration $(\Delta\omega/\omega)_f = c = a - b$. Let us take further the Moon secular acceleration in the scale of ephemeridal time (in the time scale, based on the Earth movement along the orbit round the Sun) $d\pi/dt = n'$ and on the scale of the universal time L (by the time scale based on the Earth daily rotation) the Sun secular acceleration (or accordingly the secular deceleration of the Earth speed rotation) by the universal time scale L' , the

average value of the Moon and the Sun movement n and n' and let us write the well known equations, connecting these quantities

$$\begin{aligned} n' &= 2L - 2(n/n')L' \\ 2L' &= -n'c, \quad c = L'd. \\ a &= b + c. \end{aligned} \quad (12)$$

The quantities including in these dependences set (13) have the following values: $n' = -42 \text{ cent}^{-2}$, $n/n' = 13,37$, $n' = 0,130 \cdot 10^{-9} \text{ cent}^{-1}$, $a = -48 \cdot 10^{-9} \text{ cent}^{-1}$, $d = 0,154 \cdot 10^{-7} \text{ cent}^{-1}$, correspondingly $L' = 1,82 \text{ cent}^{-2}$, $L = 3,36 \text{ cent}^{-2}$ and $b = (\Delta\omega/\omega)_r = -20 \cdot 10^{-9} \text{ cent}^{-2}$.

According to the law of constancy of angular moment $C\omega \simeq J\omega = kMR^2 = \text{const}$ (C in the polar moment of the inertia, J is the average moment of the inertia, M is the mass, R is the average radius, k is the gyration constant) provided that $kM = \text{const}$ and $\omega R^2 = \text{const}$, we have

$$\frac{\Delta J}{J} = -\left(\frac{\Delta\omega}{\omega}\right)_r = \frac{2\Delta R}{R}, \quad (14)$$

where ΔJ and ΔR are the small changes of J and R , corresponding to the changes of angle speed of rotation ω on the small quantity $\Delta\omega$.

According to the above mentioned astronomical and paleontological data to the calculated value $b = (\Delta\omega/\omega)_r = -20 \cdot 10^{-9} \text{ cent}^{-2}$ by (14) the decreasing of the Earth radius about 6,37 cm for 100 y. corresponds, i.e. the speed of decreasing of the Earth radius makes $dR/dt = -V_r = -2 \cdot 10^{-9} \text{ cm/sec}$.

It should be noted that the difference between the calculated (theoretically) value of the Earth tidal retardation $48 \cdot 10^{-9} \text{ cent}^{-2}$ and observing value of retardation $28 \cdot 10^{-9} \text{ cent}^{-2}$, we attributed thoroughly to the contraction factor. Let us point out that the above mentioned difference has been first accounted for the contraction by Meyermann (1928) whose calculations based on the analysis of the peculiarities of the Moon-Solar eclipse chronology showed that the speed decreasing of the Earth radius was estimated by the quantity of 4,5—5 cm for 100 years. The same estimation was obtained by the more modern materials of Paryisky [18].

* * *

Let us bring some evidences of geodynamical activity of the Earth conditioned by the decreasing of the Earth volume.

(1). If at the beginning of the geological time the Earth average density was equal to that of carbonaceous chondrites $\rho_0 = 2,2 \text{ g/cm}^3$, the initial radius must be equal to $R_0 = 8650 \text{ km}$. If the radius reduction at 2280 km accured during the Earth whole existnce for $4,6 \cdot 10^9$ years, the speed of the radius decreasing will make in average 5 cm for 100 years.

(2). The energy dissipation in the Earth body at the decreasing its radius on the small quantity R according to the following equation will make

$$(3\gamma - 3)\Delta U = W \cdot \frac{\Delta R}{R}, \quad (15)$$

establishing connection between the change of internal heat energy U , potential energy W and decreasing of the radius R , at $\gamma = 3$ (Grüneisen constant for the strongly pressed gas), $W = 2,54 \cdot 10^{39}$ *erg*, $R = 6,37 \cdot 10^8$ *cm* and $R = 6,37 \cdot 10^{+2}$ *cm* making up $U = 4,3 \cdot 10^{28}$ *erg/y* which is equal to the Earth general thermal waste (from these on the conductive part of thermal waste falls on 10^{28} *erg*, and the radiogenic heat share makes $\leq 3,6 \cdot 10^{27}$ *erg*) [look 5, 20, 24].

At $\gamma = 3$ it dissipates only the 1/6 part of energy of the planet's gravitational field corresponding to the radius decreasing at the R quantity. The remaining part of energy is accumulated in the planet in the form of energy of elastic compression, energy phase transition of the first kind (including metamorphism), energy of the magnetic field, it is spent on the acceleration of the Earth rotation, increasing of the potential energy of the Moon orbital position etc. and it probably transfers into the energy of the Earth orbital movement, into the new formed mountains and plato and others too. At the same time a situation is possible when the diffusion of this energy may reduce to the relatively momentary expansion of the planet, particularly in the cases when the tempo of thermoremoval will be behind the thermoexhalation tempo and when the isothermic character of the contraction is disturbed and the adiabatic process comes into force (look 8). McDonald [15] considers the increasing of the Earth radius for 100 *km* to be quite possible.

(3) According to the correlation received by the author [6, 2]3

$$\frac{\Delta J}{J} \equiv -\frac{\Delta \omega}{\omega} = \frac{2\Delta R}{R} = h^\circ \Delta \beta \quad (16)$$

the indicated tempo of the Earth radius decrease correlates the moment of the alteration of the Earth inertia too on the level $\Delta J = 3,7 \cdot 10^{36}$ *g.cm²* and at the amplitude of the Chandler pole wobble $\Delta \beta_{\max} = 0,3''$ at the period of pole oscillation for 25 years (here $L^\circ = 1/305,1$ is the Earth dynamic compression).

(4) Equating the Earth magnetic moment to the quasidaily nutation (gyroscopic) moment [see 7, 14] or equating correspondingly the density of the kinetic energy of the resonance quasidaily Earth movement,

$$E_q = \frac{1}{2} kM\omega^2 R^2 \sin^2 \beta = \frac{1}{2} kMv^2 \sin^2 \beta \quad (17)$$

to the density of energy of its magnetic field

$$U_\mu = \frac{\mu H^2}{8\pi}, \quad (18)$$

we obtain the value of magnetic field stress

$$H = v \sin \beta \sqrt{4\pi k\rho}, \quad (19)$$

where v is the rotation speed, β — is the half of the angular opening of nutation cone, k — is the dimensionless moment of inertia, ρ — is the Earth average density. When $\beta_{\max} = 0,3''$ ($\sin \frac{1}{2}\beta = 1,55 \cdot 10^{-6}$), $k = 0,331$, $\rho = 5,52 \text{ g/cm}^3$, $v = 4,65 \cdot 10^4 \text{ cm/sec}$, we obtain $H = 0,315 \text{ gs}$ [look 7 in detail].

Substituting the expression (16) in (19) we obtain

$$\Delta H = \frac{2\Delta R}{h^2 R} \cdot V \sqrt{4\pi k \rho} = q \Delta R. \quad (20)$$

When $q = 0,195 \text{ CGS}$ for the maintenance of the field stress on the level of $0,316 \text{ gs}$, the decreasing of the radius $R = 1,6 \text{ cm}$ or the time for 25 years is demanded, i. e. as much as it is demanded for the increasing of nutation angle to the value $\beta = 0,3$ [look 6, 15, 21].

(5) The equation of heat — conductivity for the compressing Earth one may write down in the form of

$$\nabla (K^{\circ} \nabla T) - C_v \rho V_r \nabla T - \rho C_v \partial T / \partial t + Q = 0, \quad (21)$$

where K° is the heatconductive coefficient, C_v is the specific heat capacity, ρ is the density, T is the temperature, t is the time, Q is the heat generation, V_r is the speed of the Earth radius decreasing (∇ — is the Laplace operator). By the Clark estimation (2) when $V_r = 0$ (in the second member of the equation (21) the values of remaining members have the order $10^{-13} - 10^{-14} \text{ cal/(sec. cm}^3)$, $\rho C_v = 1 - 1,5 \text{ cal. g/grad}$, and the radial of the component $\nabla T = 10^{-4} - 10^{-59} \text{ C/cm}$. The mentioned author notes that the member $\rho C_v V_r \nabla T$ will be comparable with the remaining members of the equations, if $(V_r) \geq 10^{-9} \text{ cm/sec}$. and the heat removing it will be realized by the macroscopic movement of masses.

According to the mentioned above calculations $(V_r) = 2 \cdot 10^{-9} \text{ cm/sec}$ consequently, the decisive significance in the heat removes at the Earth contraction perturbational movements of the masses are acquired (convection, gravitational differentiation, volcanism, gas emission, creep etc.).

The speed of temperature wave spreading V_r from the bottom of the solid mantle situated in the depth of z from its surface for the θ time is equal to $V_t = z/\theta$.

Using the model presentation that the contraction influence on the thermoconductivity in the solid body is equivalent to radial exfiltration of elementary heat carriers — phonos, it may be considered that the speed of the incompressible phonon gas ascending advancement is equal to the speed of the Earth radius decrease $(V_r) = 2 \cdot 10^{-9} \text{ cm/sec}$. Then assuming $z = 2880 \text{ km}$, we obtain $\theta = 1,44 \cdot 10^{17} \text{ sec.} = 4,6 \cdot 10^9 \text{ y}$. This is the Earth existence time.

(6), When decreasing of the Earth radius on the quantity ΔR the surface of the lithosphere decreases on the quantity $\Delta S = 8\pi R \Delta R$ and the energy is released in the lithosphere

$$W_k = 4\pi R^2 \rho_k g_u H_u \Delta R, \quad (22)$$

where ρ_k is the density, H_k is the thickness and g_k is the gravity acceleration of the lithosphere.

According to the contraction theory this energy is dispersed into the deformation, metamorphism and redistribution of the lithosphere masses. The work which is necessary for the lithosphere material processing up to the condition of the full waste of the elasticity (up to the anathexis condition) beginning when the deformative stresses reach the level of the elasticity module (the Yunge module) E_k , is equal to

$$W_m = H_k E_k \Delta S = 8 \pi R H_k E_k \Delta R. \quad (23)$$

Assuming $W_k = W_m$, we obtain

$$E_k = \frac{1}{2} \rho_k g_k R. \quad (24)$$

Substituting $\rho_k = 3,13 \text{ g/cm}^3$, $g_k = 980 \text{ cm/sec}^2$, $R = 6370 \text{ km}$, we obtain $E_k = 10^6 \text{ kg/cm}^2$. This is the value of the Yunge module, characteristic for wide spread monolite igneous rocks (see 1, 2).

According to the experimental data the intensive fracture in the same rocks begins at the stresses of order $\sigma_p = E_k/500 = 2000 \text{ kg/cm}^2$ (see 2).

Among the lithosphere deforming structures decisively predominate deformations of shearing (change of form), indicating probably tangential character of deformative forces, appearing in the result of the contraction. Taking into consideration the experimental established correlation $500 \sigma_k = E_k$ for the estimation of the seismic energy of the lithosphere, it should be considered that in the correlation with the equation (22) it will be equal to

$$W_s \cong \frac{1}{500} \cdot 4 \pi R^2 \rho_k g_k H_k \Delta R.$$

Taking $4 \pi R^2 = 5,1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^2$, $H_k = 75 \text{ km}$ $(\rho g H)_k = 2,5 \cdot 10^{10} \text{ dyn/cm}^2$, $\Delta R = 6,37 \cdot 10^{-2} \text{ cm}$, we obtain $W_s = 1,6 \cdot 10^{25} \text{ erg/y}$.

*
*
*

I should like to note in the conclusion that following Jeffreys [10] from the point of view of physics the contraction mechanism of the Earth evolution is irreproachable however on account of incorrect statement of concrete problems on the contraction in some cases absolutely unacceptable geological—geophysical results were obtained and the idea of contraction in its primitive form appeared to be noticeably discredited. In the light of new data at the geological—geophysical problems statement on the contraction it should be considered undoubtedly:

a) Firmly established fact of heterogenous structure of the lithosphere and asthenosphere and in this connection the fact of concentration of the tectonic forces and deformations in the small quantity of narrow zones of the Earth crust in the geocyncline systems, middle—oceanic ridges and fault zones, considering as the concentration (plastic bends) stresses places.

b). Determining the lithosphere elastic stability in the known equations of Euler, Lagrange and Winkler on the analogy with antenna problem of engineering mechanism it is necessary to include the influence of the the lithosphere own weight which leads to about 30 times decreasing of the stress critical value of the lithosphere stability in comparison with the weightless lithosphere problem [see 1, 2].

c). As it has been showed by Devison and well-grounded later by Jeffreys, Sheydegger, Aslanian and et al [see 2, 10], at the contraction and the mantle strong shrinkage lithosphere compression along the lateral corresponds to the torsion in the upper mantle bringing to the formation of abyssal faults, horst zones and diapyrical uplift on the upper mantle.

d). At the stability waste, warp and lithosphere discontinuity the blocks of the last and asthenosphere subjacent fluid masses interact by the rolling mechanism, which strongly facilitates the process of horizontal movements of these blocks and possibility of the mantle diapirism and limited spreading of Red Sea type.

e) The folding of deposits to a definite extent formed in the warping process and sedimentation (Bertran—Shatsky theory), it is developed at the inversion of sedimentation zones as a consequence of difference between the arc and cord of these flexure zones (Shatsky, Kosigin, Magnitsky, Aslanian and et al ideas). It is also known that this difference originates during the whole period of intrageosyncline zones and, consequently though the inversion (orogenesis) represents relatively momentary process, the folding in the whole at the contraction mechanism develops in parallel to the whole geosyncline development and is not the act of momentary approach of foreland and perturbation of disposed between them geosynclines.

f). During the period of Chandler pole wobble damping $2\tau = 25 \text{ y} = 8 \cdot 10^8 \text{ sec.}$ and by the modulus shear $\mu = 1,46 \cdot 10^{12} \text{ dyn/cm}^2$ the Earth elasticity $\eta = \mu\tau$ appear to equal to $6 \cdot 10^{20}$ that at the temperature gradient $1^\circ \text{K}/10^5 \text{ cm}$ provides the possibility of revealing powerful convection currents in the mantle and especially in the asthenosphere.

Institute of Geological Sciences
of Acad. of Sci. of Armenian SSR

Date d 5.VI.1978.

Ա. Տ. ԱՍԼԱՆՅԱՆ
(ՍՍՀՄ)

ԵՐԿՐԱԳՆԴԻ ՇԱՌԱՎՂԻ ԴԱՐԱՎՈՐ ՓՈՓՈԽՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ
ԱՐԱԳՈՒԹՅԱՆ ՀԱՇՎԱՐԿԸ

Ա մ փ ո փ ո լ մ

Տեսակարար ջերմունակության $1,25 \cdot 10^7 \text{ էրգ/գ. աստ, ջերմային հոսքի} > 4 \cdot 10^{28} \text{ էրգ/տարի (կոնդուկտիվ մասը՝ } 10^{28} \text{ էրգ/տարի), ռադիոակտիվ ջերմության առաջացման} \leq 4 \cdot 10^{27} \text{ էրգ/տարի արժեքների դեպքում երկրագունդն}$

անխուսափելիորեն պետք է սեղմվի, որովհետև նրա միջին ջերմաստիճանը $\leq 3700^\circ\text{K}$ զգալիորեն փոքր է հավասարակշռության ջերմաստիճանից $T_e \geq W/10Cv \geq 6350^\circ\text{K}$, որը որոշվում է Վիրիալի թեորեմի համաձայն ($W = 63 \cdot 10^{12}$ սմ²/վրկ², այն է Երկրի զրավիտացիոն պոտենցիալը): Լուսնի կողմից աստղերին ծածկելու 40000 դիտումների արդյունքներից ելնելով վերջերս Մորիսոնի կողմից գնահատվել է Երկրագնդի պոտան մակընթացային արդիական հաշվարկված մեծությունը՝ $(\omega^0/\omega)_i = -4,8 \cdot 10^{-8}$ հարյուր տարվա ընթացքում, իսկ հեռաբանական ուսումնասիրություններից արդիական փաստացի արժեքը ստացված է $(\omega^0/\omega)_i = -2,8 \cdot 10^{-8}$ հարյուր տարվա ընթացքում: $\omega R^2 = \text{const}$ դեպքում այդ երկու մեծությունների միջև եղած տարբերությունը՝ $\Delta\omega/\omega = -2 \cdot 10^{-8}$ հարյուր տարվա ընթացքում, համապատասխանում է Երկրագնդի շառավղի $R = 6,37 \cdot 10^8$ սմ փոքրացմանը $\Delta R = 1/2 (\Delta\omega/\omega) \cdot R = 6,37$ սմ չափով հարյուր տարվա ընթացքում, $\Delta R/\Delta t = V_r = -2 \cdot 10^{-9}$ սմ/վրկ արագությամբ: V_r -ի որոշման մի այլ մեթոդ հիմնվում է $2\Delta J/J\Delta t = 2\Delta R/R\Delta t = h^\circ\Delta\beta/\Delta t$ հարաբերության վրա, որտեղ ΔJ -ն իներցիայի մոմենտի փոփոխությունն է, իսկ $\Delta\beta$ -ն Δt ժամանակի ընթացքում բևեռի շանդերյան տատանման նուտացիոն անկյան փոփոխությունն է: Աշխարհադրական լայնության միջազգային ծառայության տվյալներով $\Delta\beta = 1,55 \cdot 10^{-5}$ առկ, $\Delta t = 25$ տարի, նուտացիայի արագությունը $\Delta\beta/\Delta t = 2 \cdot 10^{-15}$ առկ/վրկ և $\Delta R/\Delta t = V_r = -2 \cdot 10^{-9}$ սմ/վրկ կամ $\Delta R = 6,37$ հարյուր տարվա ընթացքում:

Այս հաշվարկների համաձայն $4,6 \cdot 10^9$ տարի առաջ Երկրագնդն զբաղեցնում էր մոտ 9300 կմ հասնող շառավիղ և $1,8$ գ/սմ³ խտություն:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Аслanian А. Т. Динамическая проблема геотектоники. МГК, XXI сессия. Сборник докладов советских геологов. Изд. АН СССР, М., 1960.
2. Аслanian А. Т. Предельные значения мощности и прочности литосферы в свете теории гравитационного сжатия и приливного торможения Земли. Известия АН Арм. ССР, Науки о Земле, № 1, 1976.
3. Аслanian А. Т. Термо-гравитационный критерий изменения объема Земли. Известия АН Арм. ССР, Науки о Земле, № 3, 1976.
4. Аслanian А. Т. Об одной возможности оценки равновесной температуры в центре Земли. Известия АН Арм. ССР, Науки о Земле, № 1, 1977.
5. Аслanian А. Т. Сжимающаяся Земля как фильтр-прессинговый механизм для экзотрузий магматических расплавов. Известия АН Арм. ССР, Науки о Земле, № 6, 1977.
6. Аслanian А. Т. Возбуждение чандлеровских колебаний полюсов как проявление контракции Земли. Известия АН Арм. ССР, Науки о Земле, № 4—5, 1977.
7. Аслanian А. Т. Квазисуточная нутация и магнитное поле Земли. Известия АН Арм. ССР, Науки о Земле, № 4, 1978.
8. Бербидж Дж., Бербидж М. Э. Звездная эволюция. Сб. «Происхождение и эволюция звезд». ИЛ, М., 1962.
9. Вейнберг С. Гравитация и космология. «Мир», М., 1975.
10. Джеффрис Г. Земля. ИЛ, М., 1960.
11. Каула У. Введение в физику планет земной группы. «Мир», М., 1971.
12. Кларк С. П. Теплопроводность в мантии. В сб.: «Земная кора и верхняя мантия Земли», «Мир», М., 1972.
13. Кузнецов М. В. Расчет векового замедления вращения Земли по современным котидальным картам. «Физика Земли», № 12, 1972.

14. Ламб Г. Гидродинамика. М., 1947.
15. Макдональд Г. Дж. Ф. Приливное трение. Сб. «Приливы и резонансы в солнечной системе», «Мир», М., 1975.
16. Мельхиор П. Физика и динамика планет. т. II, «Мир», М., 1976.
17. Моррисон Л. Вековое ускорение орбитального движения Луны и вращения Земли. Сб. «Приливы и резонансы в Солнечной системе», «Мир», М., 1975.
18. Парийский Н. Н. О влиянии земных приливов на вековое замедление вращения Земли. «Астрономич. журнал», 37, № 3, 1960.
19. Парийский Н. Н., Кузнецов М. В., Кузнецова Л. В. О влиянии океанических приливов на вековое замедление вращения Земли. «Физика Земли», № 2, 1972.
20. Сорохтин О. Г. Содержание в Земле радиоактивных элементов и радиогенная энергия. В сб.: «Тектоника литосферных плит», Изд. АН СССР, М., 1977.
21. Федоров Е. П. Нутация и вынужденное движение полюсов Земли по данным широтных наблюдений. Известия АН Укр. ССР, Киев, 1958.
22. Aslanian A. T. Andert sich der Umfang der Erde? Geophys. und Geol. Geophysikalische Vereffentlichungen der Karl—Marx Universitat Leipzig, Dritte serie Band 1, Heft 3, 1977.
23. Aslanian A. T. Excitation of the pole Chandler wobble as the stress reaction on the gravitational contraction on the Earth. Problems of Planetology, vol. 2, IAP, Yerevan, 1977.
24. Irtiyama I. Energy balance in the Earth's interior. Intern. Union of Geodesy and Geophysics, XVI General Assembly, Abstracts of reports, 1975.
25. Lovering M. F., Dell C. I., Johanson M. J. Effect of a shorter day upon biotidiversity. Bull. Geol. Soc. Amer., 83, № 11, 3523, 1972.
26. Meyermann B. Die Schrumpfungsgeschwindigkeit des Erdradius aus astronomischen Beobachtungen, Zeitschr. Geophysik, 4, 153—154, 1928.
27. Newton R. R. Ancient Astronomical Observations and the Accelerations of the Earth and Moon, London, 1970.
28. Wells J. W. Coral growth and geochronometry, Nature, 197, 948—950, 1963.
29. Williams G. E. Geological evidence relating to the origin and secular rotation of the Solar system, Modern Geology, v. 3, № 4, 1972.

УДК 525.2 : 523.3

А. Т. АСЛАНЯН

К ДИНАМИКЕ СИСТЕМЫ ЗЕМЛЯ-ЛУНА

За последние годы несколькими независимыми методами было установлено, что замедление движения Луны по орбите и соответственно удаление Луны от Земли происходят значительно более быстрыми темпами, чем это предполагалось раньше по оценкам, основанным на недостаточно строго документированных древних хрониках солнечных затмений. На основании обработки данных наблюдений в Гринвичской обсерватории за 40.000 покрытиями Луной звезд за 1942—1973 гг. было установлено, что орбитальное ускорение Луны (замедление обращения вокруг Земли) в шкале эфемеридного времени составляет $dn/dt = \dot{n} = -42'' \pm 6'' \text{ век}^{-2} = -1,875 \cdot 10^{-23} \text{ рад/сек}^2$, при этом применялась атомная шкала времени, позволяющая исключить из наблюдений искажающее влияние нерегулярных флюктуаций во вращении Земли (см. Л. Моррисон, 1973; П. Мельхиор, 1977). Эта оценка $\dot{n}$ вдвое больше ранних оценок Джонса, Дикке ($22,44'' \text{ век}^{-2}$) и др., широко использованных в литературе последних 40 лет [см. 7, 8, 10—13]. Некорректность методики исследований, применявшейся Джонсом, была выявлена Р. Р. Ньютоном [21], который в 1970 г., анализируя данные по наиболее продолжительным солнечным затмениям за период в 500 лет до нашей эры, получил $\dot{n} = 41,8'' \pm 4,3'' \text{ век}^{-2}$, т.е. результат, полностью совпадающий с новыми результатами Гринвичской обсерватории [см. 11]. Как будет показано ниже, эта оценка находится в удовлетворительном согласии также с палеонтологическими и другими астрономическими данными об изменении продолжительности суток.

Пользуясь новыми значениями $\dot{n} = 42'' \text{ век}^{-2}$, рассмотрим некоторые вопросы эволюции системы Земля-Луна.

(1). Оценим скорость удаления Луны от Земли, полагая ее орбиту в первом приближении круговой. Обозначим радиус орбиты a , массу Земли M , массу Луны m , гравитационную постоянную G , угловую скорость движения Луны по орбите n , время t и выразим третий закон Кеплера в виде $n^2 a^3 = G(M+m)$. Дифференцируя это выражение, получаем известную расчетную формулу [см. 13, 16]

$$\frac{da}{dt} = -\frac{2}{3} \frac{a}{n} \cdot \frac{dn}{dt}. \quad (1)$$

Подставляя сюда известные значения $a = 384000 \text{ км}$, $n = 1,74 \cdot 10^{9''} \text{ век}^{-1}$, $dn/dt = \dot{n} = 42'' \text{ век}^{-2}$, получим $da/dt = -6,2 \text{ см/год}$ и далее экстраполируя эту оценку в линейном виде вглубь времени, к моменту зарождения и индивидуализации Луны $4,5 \cdot 10^9 \text{ лет}$ т.н., получим оценку

минимального начального расстояния между Землей (современный радиус $R=6371$ км) и Луной, равную $a=a_0/6$ или $a=10R$.

(2). Для Луны, движущейся по круговой орбите в экваториальной плоскости Земли, из известных уравнений Гаусса, описывающих аналогичную модель, выводится расчетная формула, определяющая расстояние a между Луной и Землей в зависимости от времени t их приливной эволюции

$$a^{13/2} = a_0^{13/2} + 13 A \mu^{-1/2} \cdot t \sin 2\delta. \quad (2)$$

Здесь a_0 —современный радиус орбиты Луны, $A=3GMR^5 k/2$, $\mu=G(M+m)$, k —второе приливное число Лява (равное 0,3017), δ —угол между направлением приливообразующей силы и линией, соединяющей приливные выступы Земли (угол запаздывания приливного выступа). Принимая по формуле (2) a_0 за единицу и выражая a в долях этой единицы, а время в 10^9 лет и подставляя значения A и μ , получаем $a=(1+7,563 t \sin 2\delta)$, причем в случае $a \ll a_0$ это выражение переходит в простую формулу

$$t = \frac{10^9}{7,563 \cdot \sin 2\delta} \text{ лет}. \quad (3)$$

Анализ чандлеровских колебаний полюсов Земли дает $\delta=50'$ (минимально возможное значение этого угла по Макдональду $40'$) и соответственно значение диссипативной функции $Q=1/\lg 2 \delta=35$ [см. 10, 16]. Отсюда получаем $t=4,56 \cdot 10^9$ лет, что приблизительно совпадает с оценкой, полученной по формуле (1).

Ряд исследователей считает, что Луна образовалась вероятнее всего на расстоянии в пределах от $10 R$ до $30 R$ от Земли. П. Гольдрайх [6] детально изучил связь между наклоном лунной орбиты к эклиптике и наклоном к земному экватору и получил эмпирическое правило, которое, по его словам, «выполняется с удивительной точностью: на каждый 1° отклонения лунной орбиты от плоскости эклиптики при современном значении $a=60 R$ приходится 2° отклонения орбиты от плоскости экватора при $a=10 R$ и соответственно современный наклон лунной орбиты к эклиптике в 5° дает наклон в 10° к экватору при $a=10 R$ ». Указанный автор считает, что Луна образовалась на расстоянии не менее $10 R$, поскольку, по его расчетам, при $a < 10 R$ предельное значение наклона лунной орбиты к экватору никогда не бывает меньше 10° . Приведенные новые данные об ускорении Луны указывают на возможность ее первичной индивидуализации на критическом расстоянии от Земли $a=10 R$.

Укажем, что принятие в расчет старой заниженной оценки $\dot{n}=22,4'' \text{ век}^{-2}$ давало, естественно, совершенно другие результаты. В частности, получалось так, что Луна была ближе всего к Земле $t=1,75 \cdot 10^9$ лет т. н. и находилась на расстоянии $a=23,5 R$ [10, 13, 16].

(3). Изменение радиуса орбиты Луны сопровождается изменением момента количества вращательного движения Земли согласно формулам [6, 10]:

$$H - H_0 = m a^{1/2} (a^{1/2} - a_0^{1/2}) \quad (4)$$

$$\frac{T_0}{T} = 5.95 - 4.95 a^{1/2}, \quad (5)$$

где H и H_0 моменты количества вращательного движения на расстояниях a и a_0 от Земли, а T_0 и T — продолжительность суток в современную эпоху при a_0 и в прошлом при текущем расстоянии a . При этом предполагается, что приливному торможению Земли никакие силы не препятствовали (в этих формулах за единицу расстояния принимается современное расстояние Земля-Луна a_0 , а текущее расстояние a измеряется в долях $a_0 = 1$). Для учета последнего обстоятельства необходимо принимать во внимание следующие данные.

Расчетная (теоретическая) величина приливного торможения Земли, вращающейся с угловой скоростью $\omega = 2\pi/T$, складывается из трех составляющих:

(а) Замедление вращения со стороны Луны: $(\dot{\omega}/\omega)_1 = 0,94 \cdot 10^{-9} \text{ н век}^{-1}$.

(б) Замедление вращения со стороны Солнца в пределах от $(\dot{\omega}/\omega)_2 = 0,18 \cdot 10^{-9} \text{ н век}^{-1}$ до $(\dot{\omega}/\omega)_2 = 0,27 \cdot 10^{-9} \text{ н век}^{-1}$, соответствующих в первом случае теоретическому максимуму отношения лунного приливного момента к солнечному приливному моменту 5,1, а во втором случае модели, для которой это отношение составляет 2/3 от первого и равняется 3,4.

(в) Ускорение вращения Земли, обусловленное влиянием солнечного момента сил $-0,30 \cdot 10^{23} \text{ эрг}$ на атмосферу: $(\dot{\omega}/\omega)_3 = +1,6 \cdot 10^{-9} \text{ век}^{-1}$.

Подставляя в эти выражения новое значение $\dot{n} = -42'' \text{ век}^{-2}$ и суммируя эффекты (а), (б), (в), получим полную величину относительного уменьшения угловой скорости вращения Земли, обусловленного лунно-солнечными приливыми силами, в пределах значений $47 \cdot 10^{-9} - 51 \cdot 10^{-9} \text{ век}^{-1}$. Ниже мы будем пользоваться средней из этих величин $(\dot{\omega}/\omega)_t = 49 \cdot 10^{-9} \text{ век}^{-1}$.

Расчетная формула для определения фактического (наблюденного) значения относительного изменения скорости вращения Земли имеет вид

$$(\dot{\omega}/\omega)_f = -15,4 \cdot 10^{-9} l' \text{ век}^{-1}, \quad (6)$$

где l' — т. н. «вековое ускорение Солнца», интерпретируемое как замедление скорости вращения Земли по отношению к однородной шкале эфемеридного времени. Современное значение l' , соответствующее новому значению $\dot{n} = -42'' \text{ век}^{-2}$, оценивается в $1,82'' \text{ век}^{-2}$ и таким образом получается $(\dot{\omega}/\omega)_f = -28 \cdot 10^{-9} \text{ век}^{-1}$. Следовательно, разница между теоретическим значением $(\dot{\omega}/\omega)_t$ и наблюдаемым значением $(\dot{\omega}/\omega)_f$ составляет $(\Delta\dot{\omega}/\omega)_f = 21 \cdot 10^{-9} \text{ век}^{-1}$ и оказывается, что существует мощный механизм, препятствующий замедлению вращения Земли лунно-солнечными приливыми силами.

Указанный вывод подтвержден палеонтологическими данными, ука-

зывающими на последовательное уменьшение продолжительности суток вглубь времени.

Изучение особенностей роста отдельных особей кораллов, плеченогих и двустворчатых из морских отложений силура, девона, карбона, перми и мела дало возможность определить в полосчатой структуре роста этих организмов как число суток в году, так и число суток в месяце (данные Уэллса, 1964; Панеллы и соавторов, 1968; Берри и Паркера, 1968; Кларка, 1968; Мащуро, 1971; Ловеринга и соавторов, 1972) [см. 3, 4, 10, 11, 19, 20]. Наиболее точными следует считать данные по силуру и девону. С. Мащуро [20], изучая срезы полосчатых структур кораллов и плеченогих, установил, что в раннем силуре (435—440 млн. лет т. н.) в году было 421 сутки, в среднем силуре 419 суток, в среднем девоне (эйфельский век—370 млн. лет т. н.) 410 суток. Позднее М. Ловеринг, С. Дилл и М. Джохансен [19], также изучая раковины ископаемых двустворчатых из нижнего силура, показали, что в это время год состоял из 421 коротких суток, продолжительностью $T < T_0 = 24$ ч.

Поскольку для современных кораллов в годовой полосе роста имеется в среднем 365 суточных линий с продолжительностью суток $T_0 = 24$ ч., то из условия $421 \text{ сутки} \times T = 365 \text{ суток} \times 24 \text{ ч.}$, получается продолжительность суток в начале силура около 21 ч. и соответственно значение $(\dot{\omega}/\omega)_f = 27 \cdot 10^{-9} \text{ век}^{-1}$. Эта оценка фактического значения замедления вращения Земли совпадает с той оценкой, которая получается из современных (новых) значений $\dot{n}$ и $\dot{l}'$, а также с оценкой Р. Ньютона, полученной по наиболее продолжительным солнечным затмениям [21].

В предыдущих наших работах было показано, что приливному торможению Земли препятствует в основном уменьшение объема Земли [2, 3, 4]. При гомологическом сжатии Земли (когда в ходе изменения объема планеты все частицы остаются в одном и том же окружении) из закона постоянства углового момента следует пропорция

$$\frac{\Delta T}{T} = - \frac{2\Delta R}{R} = \frac{\Delta \omega}{\omega},$$

где ΔT , ΔR и $\Delta \omega$ —малые изменения продолжительности суток, радиуса и угловой скорости вращения Земли.

Изменению радиуса на величину $\Delta R = 6,37 \text{ см}$ соответствует относительное увеличение скорости вращения за 100 лет $\dot{\omega}/\omega = 21 \cdot 10^{-9}$, что равняется указанной выше разности между теоретическим значением $(\dot{\omega}/\omega)_t = -49 \cdot 10^{-9} \text{ век}^{-1}$ и наблюдаемым значением $(\dot{\omega}/\omega)_f = -28 \cdot 10^{-9} \text{ век}^{-1}$.

Можно также отметить, что оценка $\Delta R = \Delta R_0 = 1,6 \text{ см}$ за 25 лет довольно точно удовлетворяет выведенному автором [2, 18] уравнению для чандлеровской нутации

$$\frac{\Delta J}{J} = \frac{2\Delta R_0}{R} = f \Delta \beta = 2,31 \cdot 10^{-9},$$

где $\Delta J/J$ —относительное изменение момента инерции Земли, f —динами-

ческое сжатие, равное $1/305,51$ а $\Delta\beta$ —амплитуда колебания полюса, равная $7,06 \cdot 10^{-7}$ рад (среднеквадратичное значение).

При времени затухания колебания полюса в 12,5 лет угол β меняется на $0,14''$ (на 4,5 м по меридианному кругу) при уменьшении радиуса Земли на $\Delta R = 1,6$ см [см. 2, 3, 4, 1, 18].

Указанное выше уравнение (5) при критическом значении $a = 10R = a_0/6$ дает $T_0/T = 3,93$ и, если полагать $T_0 = 24$ ч., то получим продолжительность суток в период, когда Луна находилась на расстоянии $10R$ от Земли, $T = 6,11$ ч. Если же в соответствии с приведенными выше данными считать, что при отсутствии сжатия Земли замедление приливным торможением должно было быть сильнее и продолжительность суток была бы не 24 ч., а 26 ч., то тогда получили бы для орбиты $a = 10R$, $T = 6,62$ ч.

Согласно приведенным выше расчетам, в протерозое ($2 \cdot 10^9$ лет т. н.) Земля должна была вращаться в два раза быстрее, чем сейчас и полярное сжатие ее должно было быть в четыре раза больше, чем сейчас ($\epsilon = 1/75$). При модуле упругости гнейсов $E = 750.000$ кг/см² внутреннее напряжение в земной коре должно было порядка $\sigma \approx \epsilon E = 10.000$ кг/см² и кора в то время должна была быть расчлененной разломами на большое число блоков. Вместе с этим окружность Земли за послеархейское время должна была уменьшиться примерно на 9000 км (при темпе сокращения радиуса 6,37 см за 100 лет), причем эффект сжатия должен был концентрироваться в основном в геосинклинальных поясах и срединно-океанических хребтах (выступающих в роли пластических шарниров). Указанный масштаб контракции Земли полностью объясняет все большие деформации земной коры, в частности складчатость и шарьяжи в геосинклиналях.

В заключение хотелось бы отметить, что полученный выше результат об образовании Луны на критическом расстоянии $10R$, $4,5—4,6 \cdot 10^9$ лет т. н., не противоречит широко распространенной точке зрения ряда исследователей [1, 9, 14, 15, 17] и, в частности, мнению покойного акад. А. П. Виноградова о том, что «аккреция вещества Луны происходила вблизи Земли и развивалась под ее эгидой» [5, стр. 5].

Такой вывод лучше согласуется также с фактами палеонтологического характера, в частности с фактом существования остатков и продуктов жизнедеятельности водорослей в архейских породах вплоть до слоев с возрастом 3,3 млрд. лет.

Институт геологических наук
АН Армянской ССР

Поступила 18.XII.1978

ԵՐԿԻՐ-ԼՈՒՍԻՆ ՍԻՍՏԵՄԻ ԴԻՆԱՄԻԿԱՅԻ ՇՈՒՐՋԸ

Ա մ փ ո փ ու մ

Օգտագործելով նորագույն տվյալներն այն մասին, որ Լուսնի ուղեծրային արագությունը $dn/dt = \dot{n} = -42'' (100 \text{ տարի})^{-2}$, Արեգակի կարծեցյալ արագացումը $l' = 1,82'' (100 \text{ տարի})^{-2}$, Երկրի առանցքային պտույտի մակընթացային արագիվման տեսական արժեքը $(\dot{\omega}/\omega)_t = -49'' (100 \text{ տարի})$, փաստական արժեքը $(\dot{\omega}/\omega)_f = -28'' (100 \text{ տարի})$, շառավղի փոքրացման հետևանքով առաջացող արագացումը $(\dot{\omega}/\omega)_d = (\dot{\omega}/\omega)_t - (\dot{\omega}/\omega)_f = +21'' (100 \text{ տարի})$, Երկիր-Լուսին հեռավորությունը $a_0 = 38400$ կմ, Երկրի առանցքային պտույտի տևողությունը $T_0 = 24$ ժ, Երկրի շառավղի չափը $R = 6371$ կմ, պարզվել է, որ

$$\frac{da}{dt} = -\frac{2}{3} \frac{a_0}{n} \cdot \frac{dn}{dt}; \quad \frac{T_0}{T} = 5,95 - 4,95 \cdot a^{1/2}$$

բանաձևերի համաձայն $4,56 \cdot 10^9$ տարի սրանից առաջ Լուսինը գտնվել է Երկրից $a = 10R \approx 64000$ կմ հեռավորության վրա, իսկ Երկիրը պտտվել է իր առանցքի շուրջը $T \approx 6$ ժ պարբերությամբ:

A. T. ASLANIAN

ON THE DYNAMICS OF THE EARTH-MOON SYSTEM

S u m m a r y

Using the following new results i. e. the Moon orbital velocity $dn/dt = \dot{n} = -42'' (100 \text{ years})^{-2}$, the "Sun acceleration" $l' = 1,82'' (100 \text{ years})^{-2}$, the Earth axis rotation tidal breaking theoretic value $(\dot{\omega}/\omega)_t = -49'' (100 \text{ years})$, the actual value $(\dot{\omega}/\omega)_f = -28'' (100 \text{ years})$, the origin of the acceleration on account of reduction of the radius $(\dot{\omega}/\omega)_d = \dot{\omega}/\omega)_t - (\dot{\omega}/\omega)_f = +21'' (100 \text{ years})$ the Earth-Moon distance $a_0 = 384000 \text{ km}$, the duration of the Earth axis rotation $T_0 = 24 \text{ h}$, the size of the Earth radius $R = 6371 \text{ km}$, according to these equations,

$$\frac{da}{dt} = -\frac{2}{3} \frac{a_0}{n} \cdot \frac{dn}{dt}; \quad \frac{T_0}{T} = 5,95 - 4,95 \cdot a^{1/2}$$

$4,56 \cdot 10^9$ years ago the Moon appeared to have been at the distance of $a = 10 R \approx 64000 \text{ km}$ from the Earth, and the Earth has been rotated around axis $T \approx 6 \text{ h}$ periodically.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Андерсон Д. Л. Происхождение и состав Луны. Сб. «Космохимия Луны и планет», «Наука», М., 1975.

2. Асланян А. Т. Возбуждение чандлеровских колебаний полюса как проявление контракции Земли, Известия АН Арм. ССР, Науки о Земле, №4—5, 1977.
3. Асланян А. Т. К расчету вековой скорости изменения радиуса Земли. Известия АН Арм. ССР, Науки о Земле, № 5, 1978.
4. Асланян А. Т. Новые данные об изменении вековой скорости Земли и их значение для геологической науки (в печати), 1979.
5. Виноградов А. П. Дифференциация вещества Луны. Сб. «Космохимия Луны и планет»; «Наука», М., 1976.
6. Гольдрайх П. История лунной орбиты. Сб. «Приливы и резонансы в солнечной системе», «Мир», М., 1975 (1966).
7. Дикки Г. Теория гравитации и наблюдения. «Эйнштейновский сборник», «Наука», М., 1970.
8. Джеффрис Г. Земля. ИЛ., М., 1960.
9. Жарков В. Н., Трубицын А. П. Об истории лунной орбиты. Ж. «Физика Земли», № 8, 1976
10. Макдональд Г. Дж. Ф. Приливное трение. Сб. «Приливы и резонансы в солнечной системе», «Мир», М., 1975 (1965).
11. Мельхиор П. Физика и динамика планет, т. II, «Мир», М., 1976.
12. Моррисон Л. Вековые ускорения орбитального движения Луны и вращения Земли. Сб. «Приливы и резонансы в солнечной системе», «Мир», М., 1975 (1972).
13. Каула У. М. Введение в физику планет земной группы. «Мир», М., 1971 (1968).
14. Каула У. М. Механические процессы, влияющие на дифференциацию протолунного вещества. Сб. «Космохимия Луны и планет», «Наука», М., 1975.
15. Рускол Е. Л. Происхождение Луны. «Сб. «Космохимия Луны и планет», «Наука», М., 1975.
16. Крейси Ф. Физика Земли. «Мир», М., 1972 (1969).
17. Юри Г. Происхождение Луны и солнечной системы. Сб. «Луна», «Мир», М., 1975.
18. Astantian A. T. Excitation of the pole Chandler wobble as the stress reaction on the gravitational contraction of the Earth. Problems of Planetology, vol. 2, IAP Yerevan, 1977.
19. Lovering M. F., Dell C. I., Johanson M. I. Effect of a shorter day upon biotic diversity. Bull. Geol. Soc. Amer., 83, 3523, 1972.
20. Mazzullo S. I. Length of the years during the Silurian and Devonian periods (new data). Bull. Geol. Soc. Amer. 82, 1085—1086, 1971.
21. Morrison L. V. Rotation of the Earth from AD 1663—1972 and the Constancy of G. Nature, vol. 241, № 5391, 1973.
22. Newton R. R. Ancient Astronomical Observations and the Accelerations of the Earth and Moon. John Hopkins Press., London, 1970.

УДК 550.2

А. Т. АСЛАНЯН

АРХЕЙСКИЕ ВОДОРΟΣЛИ, ЛУННЫЕ ПРИЛИВЫ И ГРАВИТАЦИОННАЯ ПОСТОЯННАЯ

Одними из широко распространенных и древнейших представителей органического мира на Земле являются сине-зеленые водоросли (класс *Cyanophyta*), занимавшие огромные пространства на дне мелководных морских бассейнов. Окаменелые остатки сине-зеленых водорослей и характерные структурированные продукты их жизнедеятельности (строматолиты) известны в мезокайнозое, палеозое (особенно много в ордовике и кембрии), венде, рифее и в дорифейских отложениях (Сибирь, Канада, Африка, Австралия, Индия, Фенноскандия и др.). Недавно остатки сине-зеленых водорослей были открыты в Гренландии в слоях, имеющих возраст $3,8 \cdot 10^9$ лет [см. 9, 26, 28]. До этого открытия наиболее древними считались строматолиты Австралии ($3,3 \cdot 10^9$ лет), Трансвааля ($2,2 \cdot 10^9$ лет), Канады (формации *Biwabick* и *Gunflint*— $2 \cdot 10^9$ лет) [см. 14, 28].

Теория приливной эволюции системы Земля—Луна предполагает, что 2—3,8 миллиард лет т. н. Луна должна была находиться в 2,5—5 раз ближе к Земле, а высота приливов должна была быть в 15—125 раз больше, чем сейчас, когда амплитуда полусуточных океанических приливов достигает 10 м. Кроме того, радиус Земли в течение геологического времени уменьшается со скоростью порядка 5—7 см за 100 лет и в катархейское время он должен был быть больше современного на $1/4$ — $1/3$ и соответственно амплитуда приливов должна была быть по этой причине в 2,5—3,5 раз больше, чем сейчас (см. ниже формулу (3)).

Очевидно, такие мощные приливы разрушили бы дно и берега мелководных бассейнов, создавали бы в них бурные вихри мутьевых потоков и турбидитов и сделали бы невозможным существование водорослевых колоний, тем более, что в те давние времена Земля вращалась по меньшей мере в два раза быстрее, чем сейчас, и частота приливов также была в два раза больше. В то же время довольно однообразные продукты жизнедеятельности сине-зеленых водорослей как в фанерозое, так и в докембрии показывают, что условия обитания их были примерно те же, что и в современную эпоху и что лунные приливы в прошлом имели примерно такую же высоту, что и в новейшее время.

Ниже сделана попытка объяснить это обстоятельство под углом зрения реологии Земли и реологии литосферы в частности.

Потенциал приливообразующей силы Луны на поверхности Земли определяется формулой

$$W = -\frac{1}{2} \frac{GmR^2}{l^3} (1 - 3\cos^2\varphi), \quad (1)$$

где G —гравитационная постоянная, m —масса Луны, R —радиус Земли, l —расстояние между центрами Земли и Луны, а φ —зенитное расстояние Луны.

Амплитуда приливной волны на поверхности Земли определяется выражением

$$A = (1 + k - h) \frac{W}{g} = -\eta \cdot \frac{1}{2} \frac{GmR^2}{l^3} (1 - 3\cos^2\varphi), \quad (2)$$

где комбинация чисел $1 + k - h = \eta$ представляет собой фактор Лява, характеризующий реологию литосферы, лежащей на полужидких массах [см. 12].

Подставляя в (2) $g = Gm/R^2$ (M —масса Земли) и ограничиваясь для конкретности случаем $1 - 3\cos^2\varphi = -2$, получим

$$\bar{A} = \eta \frac{R^4}{l^3}. \quad (3)$$

Укажем, что для абсолютно твердого тела $k = 0$, $h = 0$, $\eta = 1$, для жидкого тела $k = 1$, $h = 2$, $\eta = 0$. Для реальной Земли из астрономических наблюдений получены значения $k = 0,301$, $h = 0,602$ (по другим данным $k = 0,28 - 0,29$, $h = 0,56 - 0,58$), причем эти последние значения считаются асимптотическими значениями обобщенных чисел Лява для высоких частот и бесконечно малых амплитуд колебаний (при суточном вращении), а значения, близкие к $k = 1$ и $h = 2$ —к асимптотическим значениям для низких частот и больших амплитуд [см. 12].

М. С. Молоденский [см. 12, 13] принимает для Земли приближенно $2k = h$, причем лучшее соответствие получается для относительно высоких значений k и h . В работе [2] автора показано, что для литосферы фактор Лява идентичен фактору Пуассона

$$\eta = 1 + k - h = \frac{1 - 2\nu}{1 - \nu}; \quad k - h = \frac{\nu}{1 - \nu}, \quad (4)$$

где ν —коэффициент Пуассона литосферы. Для абсолютно твердой модели литосферы $\nu = 0$, для жидкой модели $\nu = 1/2$, для реальной литосферы $\nu = 0,24$. Из сейсмоакустики известно также, что

$$\frac{1 - 2\nu}{1 - \nu} = \frac{2v_s^2}{v_p^2}, \quad (5)$$

где v_s и v_p —скорости поперечных и продольных волн (для Земли в целом $v_p = 10,37$ км/сек, $v_s = 6,01$ км/сек, для континентальной коры $v_p \simeq 6$ км/сек, $v_s \simeq 3,5$ км/сек).

Наблюдаемые реальные приливы на поверхности Земли представляют собой разность между статическим приливом в океане, определяемым фактором $(1+k)$, и приливом в литосфере, определяемым числом Лява h . Поэтому, если в геологическом прошлом массы в литосфере были распределены по закону Архимеда ($\nu=1/2$; $k=1$, $h=2$), то согласно (2) амплитуда прилива на поверхности Земли должна была равняться нулю.

Если в современную эпоху литосфера находится в изостатическом равновесии и такое состояние считается грубым приближением к состоянию гидростатического равновесия, то в архее, по всей вероятности, распределение масс в литосфере приближалось к архимедовому значительно ближе. В историко-геологическом и палеотектоническом плане наиболее приемлемой структурой для архейской литосферы следует считать мелкоглыбовую мозаичную композицию при условии, что в реологической интерпретации вязкое трение между глыбами практически отсутствовало и глыбы уравнивались между собой и подстилающей астеносферой по закону Архимеда.

В этой связи укажем на следующие данные. В структуре роста девонских кораллов с абсолютным возрастом вмещающих слоев 370·10⁶ лет отмечено в среднем 399 дневных линий роста, а для современных (голоценовых) кораллов—360 линий [см. 22, 27]. На этом основании считается, что в среднем девоне продолжительность суток была короче современных в отношении 360/399, т. е. если сутки состоят сейчас из 23,94 ч, то 370 млн. лет. т. н. они состояли из 21,59 ч. По этим данным сутки увеличиваются в течение последних 370 млн. лет на 2,286 сек за каждые 10⁵ лет. По последним астрономическим данным, эта оценка составляет 2,3 сек за 10⁵ лет [6].

По нашим оценкам, приливное торможение Земли со стороны Луны компенсируется почти полностью контракционным ускорением вращения Земли и указанное выше замедление, установленное по коралловой фауне, приходится, очевидно, на долю приливного трения, возбуждаемого Солнцем. Согласно указанным оценкам при отсутствии влияния Солнца период суточного вращения Земли в современную эпоху должен был быть вдвое короче (12, 17 ч). Эта оценка вписывается в полуэмпирическое правило изохронности вращения планет, согласно которому при отсутствии влияния солнечных приливов все планеты совершают полный суточный оборот за время в пределах от 9,9 до 13,1 ч [см. 24].

Расчеты, основанные на предположении, что в начале геологического времени Луна находилась очень близко от Земли и обращалась вокруг нее с той же угловой скоростью, что и Земля вокруг собственной оси, показывают, что в это время Земля вращалась вокруг оси в 5 раз быстрее, чем сейчас, а полярное сжатие ее равнялось $\varepsilon=1/13$.

Из уравнения Лява-Лармора известно, что $k_{\max}=2\varepsilon/q-1=0,9337$ ($\varepsilon=1/298,25$ -полярное сжатие литосферы, $q=1/288,37$ -геодинамический параметр). Поскольку мы приняли $2k \approx h$, то из (4)

получим $\gamma = 0,067$, а из анализа хода полусуточных приливных волн (по компоненте M_2) получим $1 + k - h = \gamma = 0,685$ [см. 11, 12, 24].

Для количественных оценок обозначим для современной Земли фактор Лява γ_0 , радиус R_0 , угловую скорость вращения ω_0 , угловую скорость вращения Луны n_0 , расстояние между центрами Земли и Луны l_0 , амплитуду приливов A_0 , а для геологического прошлого соответственно γ , ω , n , l , A , а также положим

$$n^2 l^3 = G(M + m) = \text{const.}$$

Тогда из формул (2)–(3) получим

$$\frac{\omega_0}{\omega} \cdot \frac{n}{n_0} = \sqrt{\frac{\gamma_0}{\gamma}}. \quad (6)$$

Если в начале геологического времени Луна вращалась вокруг Земли со скоростью $n = \omega$, а в настоящее время $\omega_0/n_0 \cong 27$ и $\gamma \cong 0,7$, то тогда было $\gamma_0/\gamma = 729$, $\gamma = 0,001$ и, следовательно, массы, составляющие литосферу, находились почти полностью в состоянии гидростатического равновесия ($\gamma = 0$). Подобное состояние достигается практически тогда, когда литосфера оказывается расчлененной на большое количество блоков, вязкое трение между которыми отсутствует. При этом известно, что при длительном действии силы сопротивление трения между такими блоками практически сводится к нулю.

Укажем, что на полюсах разность между радиальным и тангенциальным напряжениями в литосфере, определяемая из выражения

$$\sigma_s = \frac{2}{3} \gamma_0 g R \varepsilon,$$

составляла для начала геологического времени $\sigma_s \cong 3 \cdot 10^{10}$ дин/см² (при $\rho = 2$ г/см³, $R \cong 1,5 \cdot 10^9$ см, $g \cong 200$ см/сек², $\varepsilon \cong 1/13$).

При $\gamma = 0,001$ получаем $\sigma_s = 3 \cdot 10^7$ дин/см², а при $\gamma = 0,067$, соответствующем вековому числу Лява $k = k_s = 0,933$, $\sigma_s = 2 \cdot 10^9$ дин/см².

Касаясь ранней истории системы Земля—Луна в ее связи с проблемой развития жизни, следует также иметь в виду, что наличие указанных выше водорослевых колоний и других организмов в архейское время предполагает локализацию Земли как индивидуализированной массы на современной ее орбите уже в начале геологического времени.

По закону Стефана—Больцмана температура T на поверхности Земли, обусловленная излучением Солнца, на расстоянии S от Солнца определяется из уравнения

$$E = 4\pi S^2 \sigma_0 T, \quad S T^2 = \text{const}, \quad (7)$$

где E —количество солнечной энергии, излучаемой за секунду ($3,9 \cdot 10^{33}$ эрг), а σ_0 —постоянная, равная $5,7 \cdot 10^{-5}$ эрг/(см² · сек · град). В афелии $S = 152$ млн.км, в перигелии $S = 147$ млн.км, а разность

энергий ΔE между этими двумя положениями при одном и том же значении E и T в (7) составит 6,64%.

Из пропорций

$$\frac{\Delta E}{E} = -\frac{4\Delta T}{T}, \quad \frac{\Delta S}{S} = -\frac{2\Delta T}{T} \quad (8)$$

следует, что разность температур в афелии и перигелии при $\Delta S = 5$ млн. км, $\Delta E = 6,64\%$ и при фактической средней температуре поверхности Земли $T = 287^\circ\text{K}$, составит $\Delta T = 4,77^\circ\text{K}$ (для поверхности архейской суши принимается $T = 390^\circ\text{K}$).

Как известно, при отсутствии парникового эффекта максимум температуры на Земле соответствует теоретически положению Земли в перигелии, а минимум — положению в афелии и поскольку в афелии наступает зима, то в случае, если Земля будет находиться постоянно на орбитальном расстоянии, превышающем современный радиус афелия, вся гидросфера окажется замерзшей, наступит глобальное оледенение, будут отсутствовать условия, необходимые для существования и развития знакомых нам форм живых организмов. Равным образом, если Земля будет находиться на орбитальном расстоянии, заметно меньшем, чем современный радиус перигелия, то поверхность ее превратится в раскаленную пустыню, не пригодную для развития тех же знакомых нам форм жизни.

Из указанных выше оценок следует, что Земля могла образоваться в катархейское время (4,5—4,7 млрд. лет. т. н.) на современной своей орбите, либо путем аккреции предполагаемого околосолнечного вещества, либо как продукт преобразования (вспучивания) высокоплотного сгустка вырожденного вещества, отделившегося от некоего первичного агломерата при ее катастрофическом распаде и оказавшегося вскоре после отделения на современной своей орбите.

Указанный выше факт о существовании в течение всего архея, протерозоя и фанерозоя синие-зеленых водорослей и соответственно близость условий их существования в течение всей геологической истории (солевой состав вод, температура, освещенность, аэрация, питательные вещества, магнитное поле, высота приливов и др.), указывая на локализацию обитаемой Земли на современной ее орбите уже 4 млрд. лет т. н., в то же время опровергают широко распространенное в космологии и космогонии мнение о быстром уменьшении со временем гравитационной постоянной в законе всемирного тяготения Ньютона и тезис об удалении со временем планет от Солнца. На это обстоятельство впервые указал, по-видимому, Е. Н. Люстих, учитывая лишь данные по развитию фауны и флоры в фанерозое [см. 10].

В 1938 г. П. Дирак [17] выдвинул гипотезу, согласно которой гравитационная постоянная G (современное значение $6,745 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/\text{г} \cdot \text{сек}^2$) обратно пропорциональна возрасту Вселенной, оцениваемому по новейшим данным в $(18 \div 20) \cdot 10^9$ лет; ослабление G по его оценкам составляет 10^{-7} . Д. Дирборн и Д. Шрамм (1974) оценивают меру абсолютного

уменьшения G за год в пределах $4 \cdot 10^{-11} - 10 \cdot 10^{-11}$. Отправляясь от указанной идеи Дирака, Хильгенберг [20], Халм [19] и позднее Л. Егъед и П. Иордан [18, 21] пытались доказать, что Земля перманентно расширялась (особенно в мезозое и кайнозое), а планеты перманентно удалялись от Солнца [см. 18].

Сторонники концепции Дирака считали, что неприливно-компонента изменения угловой скорости вращения Земли обусловлена вариациями G .

Согласно палеонтологическим данным, для последних 400 млн. лет истории морской фауны относительное изменение угловой скорости вращения Земли составило $d\omega/(\omega dt) = 28 \cdot 10^{-9} \text{ век}^{-1}$. Предсказываемое теорией значение $d\omega/(\omega dt) = 48 \cdot 10^{-9} \text{ век}^{-1}$ (расчетная величина, определяемая всецело приливно-торможением Земли под влиянием притяжения Луны и Солнца); наличие неприливной компоненты — $\dot{\omega}/\omega \cdot 20 \cdot 10^{-9} \text{ век}^{-1} = 48 \cdot 10^{-9} \text{ век}^{-1} - 28 \cdot 10^{-9} \text{ век}^{-1}$ объяснялось нами уменьшением объема Земли, соответствующим уменьшению радиуса Земли со скоростью $2 \cdot 10^{-9} \text{ см/сек}$ или $6,37 \text{ см}$ за 100 лет согласно условию $\Delta\omega/\omega = -2\Delta R/R$ [см. 4].

Проблема реологии литосферы рассматривалась также в связи с проблемой диссипации энергии приливного трения. В ряде ранних работ считалось, что эта энергия диссипирует в мелких морях, причем расчеты показали, что вся приливно-энергия Луны должна была диссипировать в основном в Беринговом море, притом всего за полсутки. Позднее выдвигались предположения о диссипации энергии приливов в жидких массах мантии и ядра [1, 11, 24]. В. Каула [8] и Д. Макдональд [24] считают, что вся приливно-энергия могла более или менее равномерно диссипировать в гидросфере и литосфере, если последняя была бы расчленена на 1000 блоков, могущих перемещаться относительно друг друга. Кинематику такой мозаики рассмотрели Манк и Ревель [25]. В их модели мозаичной литосферы общая величина опускающихся блоков равна общей величине поднимающихся блоков, а тензор инерции флюктуирует, поскольку средние значения широты и долготы поднимающихся блоков в общем не могут не отличаться от таковых опускающихся блоков.

Перемещения блоков литосферы вызывают изменения скорости вращения и изменения в расстоянии между полюсом вращения и полюсом инерции Земли.

Согласно Манку и Ревелю [25], отношение среднеквадратичных значений колебания полюса к колебаниям продолжительности суток равняется

$$\frac{m_1}{m_3} = \frac{V\sqrt{3}}{2H} \simeq 265, \quad (9)$$

где H — динамическое сжатие Земли, равное $1/305,51$.

В работах [3, 4, 5] нами было показано, что для Земли максимальные значения $(m_1) = 7,5 \cdot 10^{-7} \text{ рад}$, $(m_3) = 5,07 \cdot 10^{-9}$, причем время затухания колебаний полюса равняется 10 периодам чандлеровских колебаний, т. е. примерно 12 лет. Эти оценки были получены из соотношений $\Delta J/J = -\Delta\omega/\omega = 2\Delta R/R = H(m_1) = m_3$ (J -момент инерции, ω -угловая скорость вращения, R -радиус, а ΔJ , $\Delta\omega$, ΔR -малые изменения J , ω , R) и согласуются с оценкой, даваемой формулой (9). В модели Манка-Ревеля такое согласие указывает в целом на хаотический характер движения блоков литосферы. Условие $\overline{m_1}/\overline{m_3} \ll 265$ указывало бы на высокую осевую симметрию процессов, обуславливающих покачивание полюса вращения Земли.

По данным Марковица [23], для XX века $\overline{m_1} = 6,4 \cdot 10^{-7} \text{ рад}$, а полупериод затухания покачивания полюса вращения $\tau = 14,28 \text{ лет}$.

Согласно формуле (9) при 265 $\overline{m_3} = \overline{m_1}$ и $\overline{m_3} = 2,5 \cdot 10^{-9}$, $R = 6,37 \times 10^8 \text{ см}$, $\Delta R = 0,764 \text{ см}$ за время $\tau = 14,28 \text{ лет}$, или $\Delta R = 5,35 \text{ см}$ за 100 лет.

Таким образом, как историко-геологические и палеонтологические, так и астрономические данные указывают на возможный хаотический характер движения блоков литосферы, причем главной причиной этих движений, обуславливающих в свою очередь колебания полюсов, является уменьшение объема Земли. Что касается лунных приливов, то небольшая их высота в архее должна объясняться большой плотностью сети пластических шарниров и разломов в толще литосферы и, возможно, более высокой температурой литосферы и Земли в целом. Наличие однотипных строматолитов в архее, протерозое и фанерозое указывает в первом приближении на неизменность расстояния между Землей и Солнцем и соответственно на относительную неизменность гравитационной постоянной G , по меньшей мере за последние 4 млрд. лет геологической истории.

Институт геологических наук
АН Армянской ССР

Поступила 9.X.1979.

A. T. ASLANIAN

ARCHEAN ALGAE, LUNAR TIDES AND THE GRAVITATIONAL CONSTANT

One of the wide spread and ancient representatives of the Earth's organic world is blue-green alga (class of *Cyanophyta*) which covers vast territories of the bottom of shallow marine basins. Fossil remnants of the blue-green alga and characteristic structured products of their life activity (stromatolites) are known in Mesocenozoic, Paleozoic (especially much is found in the Ordovician and Cambrian), in Vendian, Riphean and Preriphean deposits (Siberia, Canada, Africa, Australia,

India, Phennoscandia and others). Recently the remnants of the blue-green algae were discovered in Greenland in layers with the age of $3,8 \times 10^9$ years [see 9, 26, 28]. Before this discovery the most ancient ones were considered to be the stromatolites of Australia ($3,3 \cdot 10^9$ years), Transvaal ($2,2 \times 10^9$ years), Canada (formations *Biwabick* and *Gunflint*— $2 \cdot 10^9$ years) [see 14, 28].

The theory of tidal evolution of the Earth-Moon system suggests, that 2–3,8 *milliard years ago* the Moon must have been 2,5–5 times closer to the Earth, and the height of tides should have been 15–125 times more, than now, when the amplitude of semidiurnal oceanic tides reaches 10 m. Besides, during geologic time the Earth's radius is decreased with the speed of about 5–7 cm for 100 years and during the Katarchean time it must have been more than the modern one for 1/4–1/3, and correspondingly, the tidal amplitude must have been 2,5–3,5 times more than now (see expression 3 below).

Evidently, such powerful tides would have destructed the bottom and coasts of shallow basins, created in them violent whirlwinds of slime streams and turbidities and would have made impossible the existence of algal colonies, especially as in the ancient times the Earth rotated at least twice as quick than now and the tidal frequency was also two times more, than now. Whereas rather monotonous products of blue-green algae life activity in Phanerozoic and Precambrian shows, that their dwelling conditions were nearly the same as in our epoque and that lunar tides had nearly the same height in ancient time as in recent time.

In our article we have made an attempt to explain this circumstance from the point of view of the Earth's rheology and that of lithosphere in particular.

The potential of the Moon's tide-forming force on the Earth's surface is determined by the expression

$$W = -\frac{1}{2} \frac{GmR^2}{l^3} (1 - 3 \cos^2 \varphi), \quad (1)$$

where G —is gravitational constant, m —is the Moon's mass, R —is the Earth's radius, l —is the distance between the Earth and Moon centres, and φ —is the zenithal distance of the Moon.

The amplitude of the tidal wave on the Earth surface is determined by the expression

$$A = (1 + k - h) \frac{W}{g} = -\tau_l \cdot \frac{1}{2} \frac{GmR^2}{l^3} (1 - 3 \cos^2 \varphi), \quad (2)$$

where the figure combination $1 + k - h = \tau_l$ represents the Love factor, characterizing the lithosphere rheology, lying on semiliquid masses [see 12].

Substituting $g = GM/R^2$ in (2) and restricting ourselves by the case $1 - 3 \cos^2 \varphi = -2$, we shall get

$$\bar{A} = \eta \frac{R^4}{I^3}. \quad (3)$$

Let's point that for absolutely solid body $k = 0$, $h = 0$, $\eta = 1$, for liquid body $k = 1$, $h = 2$, $\eta = 0$. For the real Earth are got the values $k = 0,301$, $h = 0,602$ from astronomical observations (according to other data $k = 0,28-0,29$, $h = 0,56-0,58$), these latest values being considered asymptotic values of Love's generalized numbers for high frequencies and extremely small amplitudes of oscillations (at diurnal rotation) and values, close to $k = 1$ and $h = 2$, are considered to be asymptotic values for low frequencies and big amplitudes [see 12].

M. S. Molodensky [see 12, 13] accepts approximately for the Earth $2k = h$, the best correlation being got for relatively high values k and h . In the work [2] of the author it is shown that for lithosphere the Love factor is identical with the Poisson's factor

$$\eta = 1 + k - h = \frac{1 - 2\nu}{1 - \nu}; \quad k - h = \frac{\nu}{1 - \nu}, \quad (4)$$

where ν is the Poisson's lithosphere coefficient. For absolutely solid model of lithosphere $\nu = 0$, for liquid model $\nu = 1/2$, for real lithosphere $\nu = 0,24$. From seismoacoustics it is also known that

$$\frac{1 - 2\nu}{1 - \nu} = \frac{2V_s^2}{V_p^2}, \quad (5)$$

where V_s and V_p are the speeds of transversal and longitudinal waves (for the Earth in the whole are $V_p = 10,37$ km/sec, $V_s = 6,01$ km/sec, for, continental crust $V_p \simeq 6$ km/sec, $V_s \simeq 3,5$ km/sec).

The observed real tides on the Earth surface represent the difference between static tide in the ocean, determined by the factor $(1 + k)$, and the tide in lithosphere, determined by Love member h . Therefore if in the geologic past masses in lithosphere were distributed by the Archimedes law ($\nu = 1/2$, $k = 1$, $h = 2$), then according to (2) the tidal amplitude on the Earth's surface should have been equal to 0.

If in our epoque the lithosphere is in isostatic equilibrium and such state is considered to be rough approximation to the state of hydrostatic equilibrium, then in Archean, most probably, mass distribution in lithosphere approached to Archimedean one considerably greater. In historical-geological and paleotectonic plan the most acceptable structure for Archean lithosphere is necessary to consider fineclumpy mosaic composition on condition that in rheological interpretation viscous friction between blocks practically lacked and blocks were balanced between themselves and the underlying asthenosphere according to Archimedes law.

In connection with this let's point out the following data. In the growth structure of Devonian corals with absolute age of enclosing layers $370 \cdot 10^6$ years in the average it is marked 399 diurnal growth lines, and for contemporary (holocene) corals—360 lines [see 22, 27]. On this

base it is considered that in Middle Devonian the diurnal duration was shorter than contemporary one in relation 360/399, i. e. if the day now consists of 23,94 hours, then 370 mln. years ago it consisted of 21,59 h. According to these data the day was lengthened during the last 370 mln. y. for 2,286 sec. in every 10^5 years. According to latest astronomical data this estimation makes 2,3 sec for 10^5 years [6].

By our estimations, the Earth's tidal retardation from Moon is nearly wholly compensated by contractional acceleration of the Earth's rotation and the above pointed retardation stated by coral fauna falls to the share of tidal friction excited by the Sun. According to the pointed estimations during the absence of the Sun's influence on the Earth diurnal rotation period in contemporary epoche should be twice as short (12, 17). This estimation enters into the semiempirical rule of planets' rotation isochronism according to which in the absence of solar tides influence all the planets make a whole diurnal turn during the time in the range of 9,9—13,1 h. [see 24].

Calculations based on supposition that at the beginning of geological time the Moon was very close to the Earth and rotated around it with the same angular speed as the Earth rotated around its own axis, show that at that time the Earth rotated around its axis 5 times quicker than now and its polar compression was equal to 1/13.

From the Love-Larmore equation it is known that $k_{\max} = 2\varepsilon/q - 1 = 0,9337$ ($\varepsilon = 1/298,25$ -polar compression of the lithosphere, $q = 1/288,37$ -geodynamic parameter). As we assumed $2k \simeq h$, then from (4) we'll get $\eta = 0,067$ and from the analyses of semidiurnal tidal waves running (by component M_2) we'll get $1 + k - h = \eta = 0,685$ [see 11, 12, 24].

For quantitative estimations we designate for the contemporary Earth the Love factor η_0 , radius R_0 , angular speed of rotation ω_0 , the Moon's angular speed of rotation n_0 , distance between the Earth's and Moon's centres l_0 , amplitude of tides A_0 , and for the geologic past correspondingly, η , ω , n , l , A also let's assume

$$n^2 l^3 = G(M + m) = \text{const.}$$

Then from expressions (2)–(3) we'll get

$$\frac{\omega_0}{\omega} \cdot \frac{n}{n_0} = \sqrt{\frac{\eta_0}{\eta}}. \quad (6)$$

If at the beginning of the geologic time the Moon rotated around the Earth with the speed of $n = \omega$, and at present $\omega_0/n_0 \simeq 27$ and $\eta \simeq 0,7$, then at that time it was $\eta_0/\eta = 729$, $\eta = 0,001$ and consequently, masses, forming the lithosphere were nearly wholly in the state of hydrostatic equilibrium ($\eta = 0$). Such a state is achieved practically only when the lithosphere is divided into a great quantity of blocks, viscous friction between which is absent. With this it is known that on prolonged effect of the force the resistance of friction between such blocks is practically brought to 0.

Let's point that on the poles the difference between radial and tangential tensions in the lithosphere is determined from the expression

$$\sigma_s = \frac{2}{3} \eta \rho g R \varepsilon$$

made for the beginning of geologic time at $\sigma_s \simeq 3 \cdot 10^{10}$ dyne/cm² (when $\rho = 2$ g/cm³, $R = 1,5 \cdot 10^9$ cm, $g = 200$ cm/sec², $\varepsilon = 1/13$). With $\eta = 0,001$ we get $\sigma_s = 3 \cdot 10^7$ dyne/cm², and with $\eta = 0,067$, corresponding to the secular Love number $k = k_s = 0,933$, $\sigma_s = 2 \cdot 10^9$ dyne/cm².

Touching upon the early history of the Earth-Moon system in its connection with the problem of the life development it should be taken into consideration that the presence of the above mentioned algal colonies and other organisms in Archean time suggests the Earth's localization as an individualized mass on its contemporary orbit already in the beginning of geological time.

According to Stephan-Boltzmann's law the temperature T on the Earth's surface stipulated by the Sun's radiation on the distance of S from the Sun is determined from the equation

$$E = 4\pi S^2 \sigma_0 T, \quad ST^2 = \text{const}, \quad (7)$$

where E —is the quantity of solar energy, emitting in a second ($3,9 \cdot 10^{33}$ erg) and the constant σ_0 equal to $5,7 \cdot 10^{-5}$ erg/(cm² · sec · grad). In aphelion $S = 152$ mln. km., in perihelion $S = 147$ mln. km. and difference of energies ΔE between these two positions at one and the same value of E and T in (7) will make 6,64%.

From proportions

$$\frac{\Delta E}{E} = - \frac{4\Delta T}{T}, \quad \frac{\Delta S}{S} = - \frac{2\Delta T}{T} \quad (8)$$

it follows that the temperature difference in aphelion at $\Delta S = 5$ mln. km., $\Delta E = 6,64\%$ and at actual average temperature of the Archean land is accepted $T = 390^\circ \text{K}$).

As it is known in the absence of hothouse effect maximum of the temperature on the Earth corresponds theoretically to the Earth's position in perihelion and minimum to the position in aphelion and as in aphelion winter begins, then in case if the Earth is constantly at orbital distance exceeding the present aphelion's radius then all the hydrosphere will appear frozen, a global glaciation will take place, conditions necessary for existence and development of familiar to us forms of living organisms will be absent. Equally, if the Earth is at orbital distance, noticeably less than the present radius of perihelion then the surface of it will turn into incandescent desert not suitable for development of those familiar to us forms of life.

From the above pointed estimations it follows that the Earth could be formed in Katarchean time (4,5—4,7 mlrd. years ago) on its present orbit, either by accretion of supposed circumsolar material

or as transformation (swelling) product of degenerated material of high density separated from a certain primary agglomerate during its catastrophic desintegration which soon after separation turned out to be on its present orbit.

The above pointed fact of the blue-green algae existence during the whole Archean, Proterozoic and Phanerozoic and correspondingly propinquity of their conditions of existence during the whole geologic history (water saline composition, temperature, illumination intensity, aeration, nutritous substances, magnetic field, tidal height etc) pointing to localization of the inhabited Earth on its present orbit already 4 *mlrd* years ago, at the same time denies the wide-spread in cosmology and cosmogony opinion about quick decrease of gravitational constant during the time in Newton's law of universal gravitation, and thesis about removal of planets from the Sun in the course of time. To this first evidently pointed E. N. Lushchik, considering only data on fauna and flora development in Phanerozoic [see 10].

In 1938 P. Dirac [17] suggested a hypothesis according to which the gravitational constant G (present value is $6,745 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^3/(\text{g} \cdot \text{sec}^2)$) is inversely proportional to the Universe's age which by recent data is estimated as $(18+20) \cdot 10^9 \text{ years}$, weakening G by his estimations makes 10^{-7} . D. S. Deerborn and D. N. Schramm (1974) estimate the measure of absolute decrease G in a year in $4 \cdot 10^{-11} - 10 \cdot 10^{-11}$. Starting from Dirac's pointed idea, Hilgenberg [20], Halm [19] and later L. Egyed and P. Jordan [18, 21] tried to prove that the Earth was permanently extending (especially in Mesozoic and Cenozoic) and planets were permanently removing from the Sun [18].

Adherents of Dirac's conception considered that nontidal component of the Earth's rotation angular speed change is stipulated by G variations.

According to paleontologic data for the last 400 *mln. years* of the marine fauna history the relative change of the Earth's rotation angular speed made $d\omega/(\omega dt) = 28 \cdot 10^{-9} \text{ cent}^{-1}$. Predicted by the theory the value $d\omega/(\omega dt) = 48 \cdot 10^{-9} \text{ cent}^{-1}$ (calculated value determined wholly by the Earth's tidal retardation under the influence of the Moon and Sun's gravity); the non-tidal component presence $\dot{\omega}/\omega = 48 \cdot 10^{-9} \text{ cent}^{-1} - 28 \cdot 10^{-9} \text{ cent}^{-1} = 20 \cdot 10^{-9} \text{ cent}^{-1}$ we explained by the Earth's volume decrease corresponding to Earth's radius shortening with the speed of $2 \cdot 10^{-9} \text{ cm/sec}$ or 6,37 *cm* for 100 *years* according to condition $\Delta\omega/\omega = -2\Delta R/R$ [see 4].

The problem of lithosphere rheology was examined also in connection with the dissipation problem of tidal friction energy. In a number of earlier works it was considered that this energy dissipates in shallow seas, the calculations showing that all the tidal energy of the Moon must have dissipated primarily in the Bering sea only for half a day. Later suggestions were made about dissipation

pation of tidal energy in liquid masses of the core and the mantle. [1, 11, 24]. W. Kaula [8] and G. McDonald [24] consider that all the tidal energy could more or less equally dissipate in the hydrosphere and lithosphere if the latter were divided into 1000 blocks, able to displace in relation to each other. Munk and Revelle [25] have considered the cinematics of such a mosaic. In their model of the mosaic lithosphere the general value of the lowering blocks is equal to the general value of rising blocks and the inertia tensor fluctuates, as the average values of latitude and longitude of rising blocks in general cannot but differ from such of lowering blocks.

Displacement of lithosphere blocks causes change of rotation speed and change in the distance between the rotation pole and inertia pole of the Earth.

According to Munk and Revelle [25] the relation of the meanroot values of the pole oscillations of the diurnal duration is equal to

$$\frac{m_1}{m_3} = \frac{\sqrt{3}}{2H} \simeq 265, \quad (9)$$

where H is the dynamic compression of the Earth, equal to $1/305,51$.

In the works [3, 4, 5] we have shown that for the Earth maximum values $(m_1) = 7,5 \cdot 10^{-7} \text{ rad}$, $(m_3) = 5,07 \cdot 10^{-9}$, the damping time of the pole oscillation being equal to 10 periods of Chandler oscillations, that is, nearly to 12 years. These estimations were received from correlations $\Delta J/J = -\Delta\omega/\omega = 2\Delta R/R = H(m_1) = m_3$ (J is the inertia moment, ω is the angular speed of rotation, R is the radius, and ΔJ , $\Delta\omega$, ΔR are the small changes J , ω , R), and are coordinated with estimation given by expression (9). In the Munk-Revelle model such coordination points in the whole to the chaotic character of lithosphere blocks movement. The condition $\overline{m_1}/\overline{m_3} \ll 265$ would point to the high axial symmetry of processes stipulating swinging (oscillation) of the Earth's rotation pole.

According to Markowitz [23] for the XX century $\overline{m_1} = 6,4 \cdot 10^{-7} \text{ rad}$ and the damping semiperiod of the rotation pole swinging $\tau = 14,28 \text{ y}$.

According to formula (9) when $265 \overline{m_3} = \overline{m_1}$ and $\overline{m_3} = 2,5 \cdot 10^{-9}$ at $R = 6,37 \cdot 10^8 \text{ cm}$ corresponds to $\Delta R = 0,764 \text{ cm}$ for the time $\tau = 14,28 \text{ years}$ or $\Delta R = 5,35 \text{ cm}$ for 100 years.

So, the historical-geological and paleontological data as well as astronomical data point to the possible chaotic character of the lithosphere blocks movement, the main cause of these movements, stipulating in its turn the oscillations of the poles, being contraction of the Earth's volume. As to the lunar tides their small height in the Archean must be explained by high density of plastic hinges and faults in the lithosphere strata and possibly by more high temperature of the lithosphere and the Earth in general. Presence of monotypic stromatolites in the Archean, Proterozoic and Phanerozoic points in the first approximation to the invariability of the distance between the Earth and the Sun and correspon-

dingly to the relative invariability of the gravitational constant G , at least during the last 4 mlrd years of geologic history.

Ա. Տ. ԱՍԼԱՆՅԱՆ

ԱՐԽԵՅԻ ԶՐԻՄՈՒՈՆԵՐԸ, ԼՈՒՍՆԻ ՄԱԿԸՆԹԱՑՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ
ԵՎ ԶԳՈՂԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ՀԱՍՏԱՏՈՒՆԵՐԸ

Ա. մ. փ. ո. փ. ո. մ.

Նորագույն հետազոտությունները պարզել են, որ կապտականաչ ջրիմուռներն անընդմեջ լայն տարածում են ունեցել Երկրի պատմության վերջին 4 միլիարդ տարիների ընթացքում գոյություն ունեցող ծանծաղ ծովերի հատակում: Այս նշանակալից փաստից հետևում է, որ՝

Ա. Մովսիսին կյանքի պայմանները Երկրի վրա վերջին 4 միլիարդ տարիների ընթացքում եղել են մոտավորապես միօրինակ:

Բ. Մովսիսին ավազաններում Լուսնի կողմից հարուցված մակընթացային ալիքների ռամպիտության եղել է մոտավորապես միևնույնը, ուստի լիթոսֆերայի կոշտությունը արխեյից դեպի անտրոպոգեն անընդհատ աճել է, բնդամիրն վաղ շրջանում նա կազմված է եղել ավելի մեծ թվով բլոկներից և զանգվածների բաշխումը նրանում ենթարկվել է Արքիմեդի օրենքին. միաժամանակ ենթադրվում է, որ լիթոսֆերայի և ողջ Երկրի ջերմությունն արխեյում եղել է ավելի բարձր, քան այժմ:

Գ. Երկրագունդն իբրև ինքնուրույն երկնային մարմին ձևավորվել է իր ժամանակակից ուղեծրի վրա սրանից առնվազը 4 միլիարդ տարի առաջ, քանի որ ավելի փոքր S շառավիղ ունեցող ուղեծրի վրա ($S \ll 147$ միլիոն կմ) նրա մակերևույթը կնմանվեր շիկացած ջրադուրկ անապատի, իսկ ավելի մեծ շառավիղ ունեցող ուղեծրի դեպքում ($S \gg 152$ միլիոն կմ) նրա մակերևույթը (օվկիանոսներն ու ծովերը ներառյալ) պատված կլինեին հավերժական սառույցներով (օրգանական կյանքի մեղ ծանոթ ձևերի գոյությունն այդ պայմաններում կլինեին անհնարին):

Դ. Նյութոնի համաշխարհային ձգողության օրենքի հաստատուն գործակցի մեծությունը վերջին 4 միլիարդ տարիների ընթացքում մնացել է անփոփոխ:

Ե. Լիթոսֆերայի բլոկների փոխադարձ տեղաշարժերն ունեն բառսային (կոնվեկտիվ) բնույթ, քանի որ Երկրի պտույտի արագության տատանումների մեծությունը և նրա բևեռների ճոճման կիսամյակի տևողայի հարաբերությունը մոտավորապես հավասար է նրա դինամիկական կծկման մեծությանը ($1/305,5$).

ЛИТЕРАТУРА

1. Асланян А. Т. О внутренней температуре и химизме Земли. Известия АН Арм. ССР, геол. и географ. науки. № 3, 1963.

2. Асланян А. Т. Об эквивалентности факторов Лява и Пуассона в теории приливного торможения и горизонтального распора земной коры. Геомеханика, № 6, 1975.
3. Асланян А. Т. Возбуждение чандлеровских колебаний полюсов как проявление контракции Земли. Известия АН Арм. ССР Науки о Земле, № 4—5, 1977.
4. Асланян А. Т. К расчету скорости векового изменения радиуса Земли. Известия АН Арм. ССР, Науки о Земле, № 5, 3—11, 1978.
5. Асланян А. Т. К динамике системы Земля-Луна. Известия АН Арм. ССР, Науки о Земле, т. 33, № 1, 1979.
6. Бакулин П. И., Блинов Н. С. Служба точного времени. «Наука», М., 1977.
7. Дарвин Г. Дж. Приливы. «Наука», М., 1963.
8. Каула У. Введение в физику планет Земной группы. «Мир», М., 1971.
9. Криштофович А. Н. Палеоботаника. ГОНТИ, Л., 1957.
10. Люстих Е. Н. Некоторые замечания об использовании физики в геотектонических построениях. Известия АН СССР, серия геол., № 1, 1962.
11. Манк У., Макдональд Г. Вращение Земли. «Мир», М., 1964.
12. Мельхиор П. Земные приливы. «Мир», М., 1968.
13. Молоденский М. С. Влияние вязкости на фазу земных приливов. Известия АН СССР, серия геофиз., № 10, 1963.
14. Cailletux A. Geologie generale. Masson, 1976.
15. Dicke R. H. The Earth and Cosmology. Science, 138, 1962.
16. Dicke R. Gravitation, an enigma, Journ. Washington Acad. Sci., 48, 213, 1958.
17. Dirac P. A. M. A new basis for cosmology. Proc. Roy. Soc., 165, 1938.
18. Egged L. Dirac's cosmology and the origin of the solar system. Nature, 186, 1960.
19. Halm J. K. E. An astronomical aspect of the evolution of the Earth. Journ. Astr. Soc. S. Afr., 4, 1935.
20. Hilgenberg O. L. Von Wachendem Erdball, Geissmann ind Bartsch, Berlin, 1933.
21. Jordan P. Geophysical consequences of Dirac's hypothesis, Rev. Mod. Phys., 34, 1962.
22. Lambeck K. The Earth's paleorotation. Tidal friction and the Earth rotation. Springer-Verlag, 1978.
23. Markowitz W. Comparison of ILS, IPMS, BIH and Doppler polar motions with theoretical. Rep. to commissions 19 and 31, XVI Intern. Astr. Union, Grenoble, 1976.
24. McDonald G. J. T. Tidal friction, Rev. Geophys. 2, 3, 467, 1966.
25. Munk W., Revelle R. On the Geophysical interpretation of irregularities in the rotation of the Earth. Mon. Not. Roy. Astron. Soc., Geophys. Suppl., 6, 331, 1952.
26. Piper J. D. A. Geological and Geophysical evidence relating to continental growth on dynamics and the hydrosphere in precambrian times: a review and analysis. Tidal friction and the Earth rotation. Springer Verlag, 1978.
27. Scrutton C. T. Periodicity in Devonian coral growth. Palaeontology, vol. 7, part 4, 1964.
28. Walter M. R. Stromatolites, Elsevier Sci. Publ. Comp., Amst.-Oxf.-N. Y., 1976.

УДК: 550.362

А. Т. АСЛАНЯН

КОНВЕКЦИЯ И КОНТРАКЦИЯ

(Причинно-следственные геодинамические соотношения)

«Ясно, что контракционную теорию нужно принимать в том виде, в каком она представляется при свете современной науки, а не в той упрощенной схеме, против которой обычно направлены возражения авторов новых теорий».

Академик А. П. ПАВЛОВ

«Новые теории геотектоники и горообразования» (дополнительная глава к русскому изданию курса Э. Ога «Геология», 1938., стр. 499).

Согласно астрономическим и палеонтологическим данным радиус Земли за геологическое время уменьшался (неравномерно) со скоростью $dR/dt = V_r = 1 \cdot 10^{-9} \div 2 \cdot 10^{-9} \text{ см/сек}$. При радиальном градиенте температуры $\partial T/\partial R = \text{grad } T = 10^{-5} \text{ см/}^\circ\text{K}$, удельной теплоемкости $C_v = 1,25 \cdot 10^7 \text{ эрг/(г. } ^\circ\text{K)}$, средней плотности $\rho = 5,52 \text{ г/см}^3$, $h \nabla^2 T = 0,38 \cdot 10^{-15} \text{ град/сек}$, $\partial T/\partial t = 1,3 \cdot 10^{-15} \text{ град/сек}$ из основного уравнения теплопроводности $\rho C_v \partial T/\partial t - h \nabla^2 T = A_0 - \rho C_v \vec{V} \cdot \text{grad } T$ следует, что сумма членов уравнения в левой его части пренебрежимо мала по сравнению с суммой членов в правой части и соответственно энерговыделение в недрах планеты согласно зависимости $A_0 = \rho C_v V_r \text{ grad } T$ обусловлено уменьшением ее радиуса, т. е. контракцией. Вместе с этим произведение $\rho C_v \vec{V} \cdot \text{grad } T = A_0$ определяет удельный вес конвективной составляющей теплопереноса и соответствует условию $V_r > 2h/R$, дающему при $V_r = 10^{-9} \text{ см/сек}$ (3,2 см за 100 лет) и $R = 6,37 \cdot 10^8 \text{ см}$ значение температуропроводности $h = 4,63 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2/\text{сек}$, против лабораторно определенного значения $h = 1,2 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2/\text{сек}$ для широко распространенных типов горных пород. Из указанных условий и оценок следует, что тепло в недрах Земли выделяется в основном вследствие контракции и удаляется из них в основном путем конвекции. В свою очередь контракция оказывается возможной при конвективном механизме теплоотвода. Главным источником энергии для конвективных движений в недрах Земли в предлагаемой модели считается энергия гравитационного поля планеты, выделяемая при контракции, а сама контракция приводит к уменьшению больших кругов литосферы в пределах 2000—4000 км за 10^9 лет . Такое уменьшение реализуется в процессах коробления и расколов литосферы, скольжения и субдукции литосферных плит, смятия геосинклинальных толщ и др.

Согласно уравнению $QRdU/dt = 2\pi WdR/dt$ при значениях потенциальной энергии гравитационного поля современной Земли $W = 2,54 \cdot 10^{39} \text{ эрг}$, радиуса $R = 6,37 \cdot 10^8 \text{ см}$, диссипативного фактора $Q_{\min} = 100$ (по данным полюсных приливов и затухания волн Лява) и $dR/dt = -4,29 \cdot 10^{-2} \text{ см/год}$, тепловой поток dU/dt , обусловленный изотерми-

ческой контракцией, равняется $1,07 \cdot 10^{28} \text{ эрг/год}$, что вместе с радиогенным теплом $0,36 \cdot 10^{28} \text{ эрг/год}$ составит $1,43 \cdot 10^{28} \text{ эрг/год}$ (новейшие оценки общего теплового потока $1,25 \cdot 10^{28} \div 1,47 \cdot 10^{28} \text{ эрг/год}$).

При концентрации эффекта уменьшения больших кругов литосферы в пределах 5,75% их длины, скорость латерального перемещения литосферных блоков в зонах концентрации деформаций (геосинклинали, пояса Венинг-Мейнеса, зоны Беньоффа, крылья рифтовых структур и др.) согласно формуле $V_0 = 2\pi\beta V_r$ составит $V_0 = 4,7 \text{ см/год}$ (при $V_r = -4,3 \cdot 10^{-2} \text{ см/год}$ и параметре концентрации $\beta = 2\pi R / 2\pi \Delta R = 17,5$).

* * *

1. Согласно общепринятым представлениям конвекция в недрах Земли произойдет безусловно, если приток тепла (из всевозможных источников) превысит необходимый для его поддержания кондуктивный отток, соответствующий адиабатическому градиенту

$$\left(\frac{dT}{dR}\right)_a = \frac{q}{4\pi R^2 C_p \rho h}, \quad (1.1)$$

где q —тепловой поток (отток из недр), h —коэффициент температуропроводности (коэффициент тепловой диффузии), C_p —удельная теплоемкость, ρ —средняя плотность, а R —радиус Земли.

Адиабатический градиент определяется из выражения

$$\left(\frac{dT}{dR}\right)_a = \frac{\bar{\alpha} \bar{g} \bar{T}}{C_p}, \quad (1.2)$$

где $\bar{\alpha}$ —коэффициент теплового расширения, $\bar{g}$ —ускорение силы тяжести (среднее значение в недрах), $\bar{T}$ —средняя температура Земли [см. 27].

В недавно опубликованной работе Эльзассер, Олсон и Марш [32] привели соображения в пользу того, что конвекция охватывает основную часть мантии от ее подошвы на глубине около 2900 км до основания сейсмосферы на глубине около 700 км, причем они полагают, что ядро Земли состоит из железа, никеля и значительных примесей серы (в виде раствора FeS в Fe) и силиция и допускают, что температура на границе ядра и мантии находится в пределах 3500—4500°K, если внешний слой ядра состоит из железа, а адиабатический градиент в нижней мантии равняется $0,3 \cdot 10^{-5} \text{ град/см}$. Вязкость нижней мантии ими принимается равной $(9 \pm 2) \cdot 10^{22} \text{ пуаз}$, верхней мантии $1,0 \cdot 10^{22} \text{ пуаз}$, атомный вес мантии в интервале глубин от 700 до 2900 км— $21,1 \pm 0,4$, температура плавления железа для условий внешнего ядра (для давления 1,6 Мв) 5000°K, для поверхности внутреннего ядра на расстоянии 1300 км от центра планеты 7700°K. Авторы считают, что металлическое ядро и главное магнитное поле Земли (при напряженности порядка 0,5 гс) существуют не менее $3 \cdot 10^9 \text{ лет}$. Начало процесса субдукции литосферных плит ими относится к более раннему времени (по данным изотопных анализов океанических вод).

Сделано много попыток определить возможность возникновения конвективных течений в недрах Земли на основе критерия Релея

$$R_a = \frac{\rho g \alpha z^3 \Delta T}{h \eta} \quad (1.3)$$

Ниже показано, что $h\eta = 1,3 \cdot 10^{20}$ *дин*, причем коэффициент эффективной температуропроводности составляет $h = h_e = 4,63 \cdot 10^{-2}$ *см²/сек* (против лабораторно определенного $h = 1,2 \cdot 10^{-2}$ *см²/сек*). В таком случае эффективная вязкость мантии составляет $\eta = \eta_e = 2,72 \cdot 10^{21}$ *пуаз* (для оливина в состоянии субсолидуса, при $T = 1500^\circ\text{C}$, $\rho = 3,32$ *г/см³*, $\eta = 3,32 \cdot 10^{20}$ *пуаз*).

По расчетам Кетлиза [30], вязкость мантии на глубине 75 км равняется $4 \cdot 10^{20}$ *пуаз*, для глубин до 1000 км $(1,0 \div 1,1) \cdot 10^{21}$ *пуаз*, по Ранкорну [43] по всей мантии вязкость находится в пределах $10^{21} - 10^{22}$ *пуаз*.

По расчетам автора [3], эффективная вязкость Земли, по чандлеровским колебаниям полюса, равняется $\eta = \mu\tau = 2,03 \cdot 10^{12}$ *дин/см²* $\times 4,2 \cdot 10^8$ *сек* $= 8,5 \cdot 10^{20}$ *пуаз* (μ — среднее значение модуля сдвига толщи Земли, τ — время затухания чандлеровского колебания полюса).

Если рассматривать конвекцию в мантии и положить мощность мантии $z = 2,85 \cdot 10^8$ *см*, среднюю плотность $\rho = 4,5$ *г/см³*, коэффициент теплового расширения $\alpha = 2,5 \cdot 10^{-5}$ *1/град*, $g = 10^3$ *см/сек²*, температуру в верхах астеносферы $T_e = 1600^\circ\text{K}$, температуру в основании мантии $T_b = 4400^\circ\text{K}$, $\Delta T = T_b - T_e = 2800^\circ\text{K}$, придем к расчетной формуле

$$R_a = 6,98 \cdot 10^{27} / \eta h \quad (1.4)$$

с ощутимо неопределенными значениями η и h .

При $\eta h = 10^{20}$ *дин* получим $R = 6,98 \cdot 10^7$. Исходя из мощности современного теплового потока, В. Каула [34] получил для критерия Релея цифру для всей мантии $R_a \approx 10^8$ (чему соответствует $\eta = 10^{20}$ *пуаз*), а для верхней мантии $R_a \approx 10^7$. Пороговым значением числа Релея для зарождения конвекции в мантии с учетом ее сферичности считается значение $R_{ac} = 2000$ [см. 13].

В случае, если источники тепла распределены внутри самой мантии и границы последней фиксированы, пороговое число Релея принимается равным $R_{ac} = 2772$ [см. 13], а безразмерный модифицированный параметр Релея

$$R_h = \frac{\rho g \alpha z^3 \Delta T}{h \eta} \cdot \frac{z^2 A_0}{h C_p \Delta T} = R_a \cdot \frac{A_0 z^2}{h C_p \Delta T} \quad (1.5)$$

Подставляя указанное выше значение $R_a = 5,35 \cdot 10^7$ (для $h = 4,63 \cdot 10^{-2}$ *см²/сек*, $h\eta = 1,3 \cdot 10^{20}$ *дин*, $C_p = 1,25 \cdot 10^7$ *эрг. град/г*, $z = 2,81 \cdot 10^8$ *см*, $\Delta T = 2600^\circ\text{K}$), получим $R_h = R_a \cdot 5,245 \cdot 10^7 A_0$.

Принимая генерацию тепла $A_0 = 4,38 \cdot 10^{-7} \text{ эрг/см}^3 \text{ сек}$ (для наблюдаемого теплового потока $q = 4,1 \cdot 10^{20} \text{ эрг/сек}$), получим $R_h = 1,23 \cdot 10^9$, а при $A_0 = 1,4 \cdot 10^{-6} \text{ эрг/см}^3 \text{ сек}$ $R_h = 3,92 \cdot 10^9$.

В одной из работ Веннинг-Мейнеса [11], в качестве условия развития конвективных течений, охватывающих всю мантию и поддерживаемых теплотой, выделяемой фазовыми переходами в оливиновом веществе, указывается неравенство

$$K_c < C_v \Delta T, \quad (1.6)$$

где K_c — экспериментально определяемая величина (10^9 эрг/г), соответствующая тому количеству тепла, которое освобождается в мантии при переходе погружающейся ее более холодной легкой фазы в тяжелую фазу и которое достаточно для восстановления равновесия этих фаз в барических условиях существования тяжелой фазы.

Принимая теплоемкость мантии $C_v = 1,25 \cdot 10^7 \text{ эрг/г. град}$, разность температур между подошвой и кровлей мантии $\Delta T = 2600^\circ \text{K}$, получим $C_v \Delta T = K_c = 32 \cdot 10^9 \text{ эрг/г}$, что на порядок больше порогового значения $K_c = 10^9 \text{ эрг/г}$.

Указанный автор полагает, что фазовые изменения и конвекция совершаются в переходном слое мантии на глубине 500—900 км и что со временем фронт фазовых переходов (со шпинелевой решеткой оливина) поднимется до кровли мантии и конвекция (соответственно и орогенез) прекратится. В этой концепции недостаточно освещенным остается энергетический аспект задачи.

Для перидотитовой модели мантии первозданной Земли генерацию тепла за счет радиоактивного распада принимали $A'_0 = 0,243 \cdot 10^{-7} \text{ эрг/см}^3 \cdot \text{сек}$, для модели из молодых альпийских перидотитов, обладающих меньшей радиоактивностью, $A'_0 = 0,073 \cdot 10^{-7} \text{ эрг/см}^3 \cdot \text{сек}$, а для дунитовой модели первозданной Земли $A'_0 = 0,021 \cdot 10^{-7} \text{ эрг/см}^3 \cdot \text{сек}$.

По оценке О. Г. Сорохтина, в настоящее время в мантии всеми радиоактивными источниками выделяется в секунду $0,3 \cdot 10^{-7} \text{ эрг/см}^3 \cdot \text{сек}$, т. е. все радиоактивные источники выделяют энергии в 10—20 раз меньше, чем требуется для поддержания разности температур на уровне $\Delta T = 2600^\circ \text{K}$ [см. 25].

Из этих данных следует, например, что альпийская перидотитовая модель Земли выделяет радиоактивное тепло в 60 раз меньше, чем наблюдаемый поток Земли $4 \cdot 10^{20} \text{ эрг/сек}$. Хондритовую модель здесь мы не рассматриваем, поскольку для релевантности такой модели содержание урана и тория в земных породах должно быть в три раза выше наблюдаемых значений [см. 17, 31]. Кроме того, по данным Гаста [см. 31, 43], изотопные отношения для пород земной коры не соответствуют таковым для хондритов (отношение R_b/S_r в коре и мантии в 4—5 раз меньше, чем в хондритах). Г. Девис [31] считает, что если весь тепловой поток Земли имеет радиогенное происхождение (модель Дж. Вассербурга), то вещество Земли может моделироваться углистыми хондритами или истощенными калием хондритами (с весовым отно-

шением $K/U=10^4$), хотя и отмечает, что скорость теплообразования в обычном хондритовом материале представляется слишком высокой, чтобы он считался первичным веществом Земли. Следует при этом отметить также, что изотопный состав углерода и ряда других элементов пород земной коры и углистых хондритов имеет исключительную общность, но существенно отличается от мантийных оливиновых пород; в то же время изотопный состав радиогенного свинца и стронция мантийных пород (ультрамафитов) не соответствует изотопному составу тех же элементов для типичных коровых пород.

Простой расчет по формуле $\Delta U = M_0 C_v \Delta T$ показывает, что для поддержания конвекции в мантии на уровне температурной разности между ее подошвой и кровлей $\Delta T = 2600^\circ\text{K}$ (это меньше средней температуры Земли на 800°), при массе мантии $M_0 = 2M/3$, объеме $V_0 = 5V/6$, средней плотности $\rho_0 = 12\rho/15$ (M — масса, V — объем, ρ — средняя плотность Земли), в недрах мантии должно выделяться $1,3 \cdot 10^{38}$ эрг энергии (при $M_0 = 4 \cdot 10^{27}$ г, $V_0 = 9 \cdot 10^{26}$ см³, $\rho_0 = 4,5$ г/см³, $C_v = 1,25 \cdot 10^7$ эрг/(г. град)).

Если предположить, что вследствие конвекции к концу тектонического цикла температура в мантии в целом выравнивается и что альпийский тектонический цикл имеет продолжительность порядка $200 \cdot 10^6$ лет, а тепловой пток из Земли, соответствующий конвекции, составляет $3,6 \cdot 10^{20}$ эрг/сек (из общего потока $4,1 \cdot 10^{20}$ эрг/сек $= 1,25 \cdot 10^{28}$ эрг/год — по Девису, 1980), то потери тепла за такой цикл должны составить $2,27 \cdot 10^{36}$ эрг или $1,14 \cdot 10^{28}$ эрг/год. Как уже указывалось, радиоактивные источники в настоящее время выделяют энергию всего 10^{27} эрг/год (в катархее выделяли примерно $3 \cdot 10^{27}$ эрг/год), что совершенно недостаточно для поддержания разности температур $\Delta T = 2600^\circ\text{K}$.

Таким образом, развитие конвективных движений масс в мантии представляется вполне возможным, однако существование источников энергии, поддерживающей эти движения на длительные геологические периоды, считается весьма проблематичным, поскольку, как уже указывалось, для этого требуется сохранение на сотни миллионов лет сверхадиабатического перепада температур на уровне $\Delta T = 2600^\circ\text{K}$, а тепловая конвекция приводит к быстрому выравниванию температур по адиабатическому закону. Это обстоятельство подчеркивается в работе О. Г. Сорохтина с соавторами [25], которые считают процесс чисто тепловой конвекции мантии маловероятным или даже невозможным, требующим наличия очень мощных внутренних источников тепла.

Ниже в качестве такого источника мы рассматриваем контракцию, при которой в недрах Земли выделяется тепловой энергии не меньше, чем наблюдаемый ныне тепловой поток.

* * *

II. В последующем изложении мы пользуемся газокинетическими законами, применение которых для Земли, состоящей в основном из кристаллического вещества (при высоких P и T), должно основываться на модельных представлениях, разработанных в теории твердого тела и в

статистической физике. В частности, в эти представления вводятся понятия квазичастиц, ансамбля осцилляторов, нулевой силы электрического взаимодействия между ядром и электронами квазичастицы и др. [см. 15].

Если моделировать вещество Земли как одноатомный идеальный газ осцилляторов (квазиатомов) и пользоваться понятиями средневзвешенный (репрезентативный) атомный номер, средневзвешенный атомный вес и др., то на основании законов газовой кинетики можно определить ряд термодинамических параметров системы. Если, например, вещество состоит из n_0 атомов и имеет формулу $\text{FeO} \cdot \text{MgO} \cdot \text{SiO}_2$ (ортооливин $n_0 = 7$), то средневзвешенное значение его атомного номера (зарядного числа) будет

$$\bar{Z} = \frac{26(\text{Fe}) + 12(\text{Mg}) + 14(\text{Si}) + 4 \times 8(\text{O})}{n_0 = 7 \text{ атомов}} = 12.$$

Молекулярный вес соединения, если оно находится в условиях высоких давлений и относительно низких температур, определяется по той же формуле, что и для звезд

$$\bar{\mu} = \frac{1}{2x_0 + \frac{3}{4}y_0 + \frac{1}{2}z_0}, \quad x_0 + y_0 + z_0 = 1, \quad (2.1)$$

где x_0 —доля водорода, y_0 —доля гелия, z_0 —доля всех остальных тяжелых элементов смеси.

В статистическом смысле для Земли x_0 и y_0 пренебрежимо малы, по сравнению с z_0 , почему можно полагать $z_0 = 1$ и $\bar{\mu} = 2$ (решающее преобладание атомов Fe, Mg, O, Si, отчасти Ni, Si, S, Ca, Al). Следует обратить внимание на то обстоятельство, что для горячих звезд все атомы ионизованы полностью (представляют хаотическую смесь свободных электронов, ионов и голых ядер). В рассматриваемой модели Земли, состоящей в основном из конденсированного (кристаллического) вещества, атомы изображаются в состоянии т. н. внутренней ионизации—в таком виде, будто кулоновское взаимодействие между ядром и электронами отсутствует и тем не менее последние продолжают принадлежать ядру своего атома [21]. Кроме того, все квазиатомы—и легкие, и тяжелые имеют в рассматриваемой модели один и тот же объем.

Эти особенности свойственны сжатому газу. Важный для рассматриваемого круга вопросов параметр Грюнайзена определяется из выражения

$$\gamma = \frac{2m + 3}{2m + 1}. \quad (2.2)$$

В этой формуле для сильно сжатого газа принимается $m = 0$, $\gamma = 3$, для одноатомного газа $m = 1$, $\gamma = 5/3$, для двухатомного газа $m = 2$, $\gamma = 7/5$; звезды, состоящие из газа с $m = 2,5$, $\gamma = 4/3$, считаются неустойчивыми, поскольку согласно обобщенной теореме вириала

$$(3\gamma - 3)U + W = 0 \quad (2.3)$$

для них потенциальная энергия гравитационного поля W численно равняется кинетической энергии U .

Из минеральных образований высокими значениями γ (2,5—3) обладают в частности оливин, пироксены, гранаты, амфиболы, плагиоклазы, имеющие природу твердых растворов, а также серпентин, тальк, слюды, графит, молибденит, хлорит, лед. H_2 , O_2 , N_2 , Si , S .

В указанных силикатах за счет молекулярных сил соединяются между собой множества атомов, связанных друг с другом более прочными связями. Средняя равновесная температура Земли, как однородного шара, определяется в таком случае согласно формуле

$$T_m = \frac{\bar{\mu}}{5-n} \cdot \frac{GM}{AR}, \quad (2.4)$$

а центральная равновесная температура по формуле

$$T_c = \frac{\bar{\mu}}{5-n_c} \cdot \frac{GM}{AR} = \frac{D}{5-n_c} \cdot \frac{GM}{ARC_v}. \quad (2.5)$$

В этих выражениях $\bar{\mu}$ —приведенный молекулярный вес, C_v —приведенная удельная теплоемкость, $D = \bar{\mu}C_v$ —высокотемпературное значение постоянной Дюлонга-Пти, n —параметр центральной конденсации, G —гравитационная постоянная, A —газовая постоянная, M —масса Земли. При этом имеется в виду обобщенная теорема вириала (2.3), связывающая потенциальную энергию планеты

$$W = -\frac{3}{5-n} \cdot \frac{GM^2}{R}, \quad (2.6)$$

кинетическую (тепловую) энергию U , диссипативный фактор Q и параметр Грюнайзена γ , а также имеются в виду формулы

$$P = \frac{p}{\mu} AT, \quad (2.7)$$

$$(3\gamma - 3)U = 3PM/\rho, \quad (2.8)$$

$$U = \frac{2\pi}{Q} W = -\frac{2\pi}{Q} \cdot \frac{3}{5-n} \cdot \frac{GM^2}{R}. \quad (2.9)$$

$$Q = 2\pi(3\gamma - 3). \quad (2.10)$$

Подставляя для упомянутой квазичастичной модели $\bar{\mu} = 2$, $C_v = 3$ ккал/°К | г | атом, $D = 6$ ккал/град. г, $A = 8,314 \cdot 10^7$ эрг.град/моль, $G = 6,67 \cdot 10^{-8}$ см³.г/сек², $M = 5,974 \cdot 10^{27}$ г, $R = 6,371 \cdot 10^8$ см, получим значение средней температуры для однородной модели Земли ($n = 0$), $T = 3410^\circ\text{K}$, а для центральной температуры ($n = 3$ — модель, для которой вся масса сосредоточена в центре планеты) $T_c = 7500^\circ\text{K}$.

Подставляя в (1.2) $\alpha = 1,5 \cdot 10^{-5}$ град⁻¹, $g = 2g_3/3 = 620$ см/сек², $C_v = 1,25 \cdot 10^7$ эрг/град. г, $T_m = 3410^\circ\text{K}$, получим $(dT/dR)_a = 0,254$ град/км (T_m , T_c — равновесные значения T).

Подставляя в уравнение (1.1) значение современного теплового потока $q = 4,1 (\pm 0,4) \cdot 10^{20}$ эрг/сек или $1,294 \cdot 10^{28}$ эрг/год, $C_v = 1,25 \cdot 10^7$

эрг/г. град , $\rho = 5,52 \text{ г/см}^3$, $R = 6,371 \cdot 10^8 \text{ см}$ и $(dT/dR)_a = 0,254 \cdot 10^{-5} \text{ град/см}$, получим $h = 0,0463 \text{ см}^2/\text{сек}$.

На глубинах порядка $75 \pm 5 \text{ км}$ принимается $T_{75} = 1600^\circ\text{K}$, на глубине 420 км , где происходит переход оливина из α фазы в β фазу модифицированной шпинели, $T = 1900^\circ\text{K}$ [см. 13]. Согласно этим данным усредненный температурный градиент от подошвы литосферы до центра Земли $dT/dR = 1^\circ\text{K/км}$. Этот неадиабатический градиент примерно в 4 раза превышает адиабатический градиент $(dT/dR)_a = 0,254 \text{ град/км}$. Соответственно в (1) коэффициент температуропроводности h получается для адиабатического градиента $h = 0,0463 \text{ см}^2/\text{сек}$, а для реального градиента $0,012 \text{ см}^2/\text{сек}$.

Таким образом, наблюдаемый тепловой поток из недр Земли порядка 10^{28} эрг/год возможен лишь при конвективном механизме теплосъема.

Согласно формуле [см. 28]

$$t = \frac{z^2}{4\pi h}, \quad (2.11)$$

определяющей продолжительность времени распространения фронта тепловой волны от подошвы слоя на глубине z до его поверхности, для мантии и коры Земли при $z = 2885 \text{ км}$ и $t = 1,45 \cdot 10^{17} \text{ сек} = 4,6 \cdot 10^9 \text{ лет}$ (возраст Земли), получаем $h = 0,0463 \text{ см}^2/\text{сек}$, что почти в 4 раза превышает температуропроводность всех широко распространенных в литосфере горных пород. Этот результат в соответствии с предыдущими данными указывает на то, что главнейшим механизмом теплоотвода для Земли является конвективный механизм в самом широком его понимании: процессы гравитационной дифференциации вещества и его латеральных перемещений в недрах, вулканизм, дегазация, дрейф, спрединг, коробление литосферы, сопровождаемое субдукцией, обдукцией, диапиризмом и др. Соответственно в уравнениях кондуктивной теплопроводности значение $h = h_c = 0,0463 \text{ см}^2/\text{сек}$, в отличие от нормального значения $h = 0,012 \text{ см}^2/\text{сек}$, применимого для случая чисто кондуктивной (молекулярно-акустической) теплопроводности, может рассматриваться как некое *эффективное значение* коэффициента h , характеризующее конвективный тип теплопереноса.

Пользуясь указанными исходными данными, рассмотрим теперь вопрос контракции Земли.

Условием контракции является неравенство Гельмгольца $(3\gamma - 3)U < |W|$. Поскольку параметр Грюнайзена для Земли $\gamma \gg 4/3$, то $|W| \gg U$ и контракция неизбежна. Это неравенство может быть заметно ослаблено обилием радиоактивных источников в недрах, однако они сосредоточены в гранитном слое коры, занимающем лишь $1/3$ поверхности планеты. Поскольку в действительности $\gamma = 8/3 \div 9/3$, то $|W|$ больше U в 5—6 раз, и контракция неизбежна.

Скорость распространения температурной волны в твердом шаре при периоде 2τ равняется [см. 28]

$$V_r = 2 \sqrt{\frac{\pi h}{2\tau}}, \quad (2.12)$$

время запаздывания температурной волны

$$\Delta t = \frac{z}{2} \sqrt{\frac{2\tau}{\pi h}}, \quad (2.13)$$

длиной температурной волны

$$\lambda = 2 \sqrt{2\pi k \tau}. \quad (2.14)$$

Если длина волны по порядку величины равняется мощности мантии ($\lambda = z$), то контракция будет носить изотермический характер [см. 19]. При $\tau = 1,45 \cdot 10^{17}$ сек (возраст Земли), $h = h_e = 0,0463$ см²/сек получаем $z = 2885$ км, т. е. величину, равную мощности мантии Земли.

Скорость V_r в (2.12) в рассматриваемой задаче эквивалентна скорости уменьшения толщины мантии V_r . При $h_e = 0,0463$ см²/сек, $\tau = 1,45 \cdot 10^{17}$ сек получаем $V_r = 1,0 \cdot 10^{-9}$ см/сек или 3,15 см за 100 лет (1450 км за $4,6 \cdot 10^9$ лет). Этот результат находится в хорошем согласии с астрономическими наблюдениями и данными Международной службы широты (МСШ), основанными на измерении наклона вертикали в данной точке поверхности Земли к оси углового момента (в предположении, что на Землю не действует пара сил и положение вектора углового момента $\vec{L}$ фиксировано в пространстве).

Анализ приливного взаимодействия в системе Солнце-Земля-Луна показывает [см. 5, 8, 38, 40, 41], что Солнце и Луна совместно должны вызывать приливное торможение вращающейся Земли на величину $(d\omega/\omega dt)_t = -48 \cdot 10^{-9}$ за 100 лет. Фактическое значение торможения составляет $(d\omega/\omega dt)_f = -28 \cdot 10^{-9}$ за 100 лет. Разница между этими теоретическим (расчетным) и наблюдаемым значениями $(d\omega/\omega dt)_d = -20 \cdot 10^{-9}$ за 100 лет объясняется контракцией Земли [см. 1, 5, 7] или изменением гравитационной постоянной [см. 38].

Следует отметить, что в оценке указанных величин об изменениях угловой скорости имеются существенные разногласия, однако у всех авторов отношение величины приливного фактора ускорения (замедления) к неприливному фактору остается более или менее постоянным: 3 : 2. Так, по Моррисону [38], анализ результатов 40.000 покрытий звезд диском Луны за период 1943—1972 гг. (с использованием атомных часов, с учетом переноса углового момента в системе Земля-Луна, а также влияния приливного крутящего момента Солнца) показал, что увеличение продолжительности суток в расчете на 100000 лет должно составить 4 сек, между тем анализ древних затмений дает 2 сек на 100000 лет, и таким образом остается открытым вопрос о том, каковы причины, ускоряющие вращение Земли.

По закону Эйлера угловой момент вращающегося тела

$$L = J\omega = kmR^2\omega = const. \quad (2.15)$$

Коэффициент k представляет здесь безразмерный момент инерции и служит показателем отклонения распределения плотности внутри планеты от однородного распределения, при котором $k = k_0 = 2/5$; если вся

масса планеты сосредотачивается в ее центре, то $k=2/15$. Для реальной Земли $k=0,33089$ (для Солнца, Юпитера и Сатурна удовлетворительным является значение $k=0,245$).

Многие исследователи полагают, что Прото-Земля из состояния однородного распределения с $k=0,4$ перешла в состояние с $k=0,331$ на заре своей истории, после т. н. ядерной катастрофы, т. е. сразу же после сегрегации ядра. Другие исследователи считают, что за все геологическое время k последовательно уменьшалось, а R оставался постоянным. Произведение $R\sqrt{k} = R_i$ (современное значение $R_i=3664$ км) называется в небесной механике радиусом жирации, а произведение $\omega R\sqrt{k} = \omega R_i = V_i$ — скоростью жирации звезды (планеты). Соответственно формула (2.15) записывается в виде

$$L = m\omega R_i^2 = M V_i R_i = \text{const.} \quad (2.16)$$

$$\frac{\Delta J}{J} = \frac{\Delta \omega}{\omega} = - \frac{2\Delta R_i}{R_i}. \quad (2.17)$$

В работах автора [3, 4] было показано, что данные о чандлеровских колебаниях полюса коррелируют с астрономическими данными об изменениях момента инерции Земли, причем имеется в виду, что колебания эти обуславливаются изменениями напряженного состояния планеты, происходящими в процессе ее контракции согласно зависимости

$$\frac{\Delta J}{J} = f\Delta\alpha = \frac{2\Delta R}{R} + \frac{2\Delta\sqrt{k}}{\sqrt{k}}, \quad (2.18)$$

где f — динамическое сжатие Земли, а $\Delta\alpha$ — амплитуда колебания угла между полюсом инерции и полюсом вращения, ΔJ — изменение момента инерции J (принятые в современной астрономической литературе оценки: $J=8,025 \cdot 10^{44}$ г. см², $f=1/305,51$, $\Delta\alpha=7,06 \cdot 10^{-7}$ рад = 4,5 м, $\Delta J=1,85 \cdot 10^{36}$ г. см²).

По данным МСШ (ISL), среднеквадратичное значение амплитуды колебания углового расстояния между полюсом инерции (полярной осью инерции С) и полюсом вращения (мгновенной осью вращения Земли) $\Delta\alpha=0,14''=7,06 \cdot 10^{-7}$ рад = 4,5 м [см. 20]. По данным Н. С. Сидоренко [24], для последних 90 лет $\Delta\alpha=0,16''=8,07 \cdot 10^{-7}$ рад = 5,1 м, а время затухания колебания полюса $\tau_{ch}=13 \pm 1$ лет, период обращения полюса инерции вокруг полюса вращения $P=434$ сутки = 1,19 лет.

При гомологической контракции ($k = \text{const}$)

$$\frac{\Delta J}{J} = - \frac{\Delta \omega}{\omega} = \frac{2\Delta R_{\max}}{R} = f\Delta\alpha \quad (2.19)$$

получаем $\Delta R_{\max}=0,736$ см за цикл (12,4 лет) или $\Delta R_{\max}=6,37$ см за 100 лет, т. е. $dR/dt = -V_r = 2 \cdot 10^9$ см/сек.

Если принять среднее для всего геологического времени отношение $2\Delta\sqrt{k}/\sqrt{k} = 0,19894$ (за 100 лет $4,4 \cdot 10^{-9}$), из (2.18) получим $\Delta R=4,238$ см за 100 лет (в случае непрерывности процесса

контракции). В работе [10] принято $\Delta \bar{R} = 2,6$ см за 100 лет, в работе [36] $\Delta R = 3,1$ см за 100 лет.

Многие исследователи считают, что металлическое ядро Земли образовалось либо как самостоятельное тело до образования мантии (Г. Гамов, А. П. Виноградов, Э. Соботович, В. Каула, В. Г. Войткевич и др.), либо в результате катастрофически быстрой дифференциации вещества Протоземли на заре ее становления—за время в сотни или несколько десятков тысяч лет (Ф. Берч, Дж. Рингвуд, В. Н. Жарков и др.) [см. 22].

Если за модель Протоземли взять однородный шар, то потенциальная энергия его гравитационного поля будет

$$W_0 = -\frac{3}{5} \cdot \frac{GM^2}{R}. \quad (2.20)$$

Для расслоенной Земли того же радиуса эта энергия равняется

$$W = -\frac{3}{5-n} \cdot \frac{GM^2}{R}. \quad (2.21)$$

Разность энергий $W - W_0$ составляет

$$\Delta W = \frac{3n}{5(5-n)} \cdot \frac{GM^2}{R} = \frac{1}{5} n W. \quad (2.22)$$

Средняя плотность мантии ρ_0 составляет 4/5 средней плотности Земли ρ ; соответственно из известной формулы

$$n = 3 \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho} \right) \quad (2.23)$$

получаем $n = 3/5$, из (2.21) $|W| = 2.54 \cdot 10^{39}$ эрг, а из (2.22) $\Delta W = 3.10^{38}$ эрг (доля гравитационной энергии ядра составляет 18% от общей энергии W , т. е. $4.57 \cdot 10^{38}$ эрг).

Согласно гидростатической теории фигуры планеты безразмерный момент инерции $k = J/MR^2$ связан с параметром центральной конденсации n в (2.23) формулой

$$k = \frac{2}{3} \left(1 - \frac{2}{5} \sqrt{1+n} \right). \quad (2.24)$$

При $n = 3/5$ получаем $k = 0,3294$. Более точные расчеты, учитывающие отклонение фигуры реальной Земли от фигуры гидростатического равновесия, дают $n = 0,5855$, $k = 0,33089$.

В условиях конвекции параметр Грюнайзена γ связан с параметром n , соотношением

$$n = \frac{1}{\gamma - 1}. \quad (2.25)$$

При $n = 3/5$, $\gamma = 8/3 = 2,667$, при $n = 0,5855$, $\gamma = 2,708$.

Для более обстоятельной справки об n можно сослаться на работу Джемса [33], в которой показано, что для планет земного типа $n < 0,8$,

для планет-гигантов $n > 0,8$ (последнее условие допускает возможность истечения масс из экваториальной области и образования колец типа колец Сатурна, а условие $n < 0,8$ — отрыв масс порядка массы некоторых спутников).

Из сравнения формулы $(3\gamma - 3)\Delta U = \Delta W$ и формулы

$$\Delta T = \frac{\Delta U}{MC_v} \quad (2,26)$$

можно получить повышение средней температуры Земли в результате гравитационной дифференциации вещества в виде

$$\Delta T = \frac{\Delta W}{(3\gamma - 3) MC_v} \quad (2,27)$$

Подставляя сюда указанные выше значения $\Delta W = 3 \cdot 10^{38}$ эрг, $\gamma = 8/3$, $M = 5,98 \cdot 10^{27}$ г, $C_v = 1,25 \cdot 10^7$ эрг. град/г, получим $\Delta T = 800^\circ \text{К}$ (в литературе часто указывается $\Delta T = 2000^\circ \text{К}$ для значения $\gamma = 5/3$, характеризующего одноатомный идеальный несжатый газ).

В ряде космогонических гипотез допускается обилие в ранней Земле радиоактивного изотопа алюминия с атомным весом 26 с продолжительностью времени полураспада 700.000 лет. Расплавление вещества ранней Земли предполагается в основном под совместным воздействием гравитационной дифференциации (переход из состояния $n=0$ к состоянию $n=0,6$), распада $Al-26$ (с преобразованием в Mg) и гравитационного сжатия.

Увеличение кинетической энергии при таком сжатии, согласно уравнениям (2.9), (2.18), определяется из формулы

$$\frac{dU}{dt} = \frac{2\pi}{Q} \cdot W \cdot \frac{dR}{Rdt} \quad (2,28)$$

По данным анализа полюсных приливов и затухания волн Лява (для которых движение носит характер чистого сдвига) $Q_{\min} = 100$; как уже указывалось выше, согласно (2.6) при $n=0,6$, $W = -2,54 \cdot 10^{39}$ эрг, а согласно (2.18) $dR/dt = -4,29 \cdot 10^{-2}$ см/год. При этих данных получаем $dU/dt = 1,07 \cdot 10^{28}$ эрг/год. Для сравнения укажем, что по последним оценкам [см. Davis, 1980] мощность теплового потока Земли оценивается в пределах $1,25 \cdot 10^{28}$ — $1,47 \cdot 10^{28}$ эрг/год, причем по расчетам О. Г. Сорохтина [25] из этого потока на долю радиогенного тепла приходится $0,36 \cdot 10^{28}$ эрг/год (в том числ $8,6 \cdot 10^{26}$ эрг/год на мантию), что в случае адиабатического режима обеспечивает повышение температуры за все геологическое время всего на 50 — 60°К). Отметим также, что если контракцию Земли отнести почти всецело за счет верхней мантии, мощностью $H = 720$ км, принимая вес колонны ее $\rho H = 2,63 \cdot 10^8$ г/см², гравитационное ускорение $g = 10^3$ см/сек², а значение диссипативной функции по чандлеровским колебаниям $Q = 35$, то при $dR/dt = -4,2 \cdot 10^{-2}$ см/год, $4\pi R^2 = 5,1 \cdot 10^{18}$ см² из соотношения $\Delta U' = \Delta W' \cdot 2\pi/Q$ получим $\Delta U' = 1,12 \cdot 10^{28}$ эрг/год ($\Delta W'$ — разность энергий положения верхней мантии при смещении ее на ΔR).

III. Выше мы по различным источникам информации оценили скорость уменьшения радиуса Земли V_r в пределах $1,1 \cdot 10^{-9} - 2 \cdot 10^{-9}$ см/сек или 3,5—6,4 см за 100 лет. Оценим теперь роль V_r в уравнении теплопроводности

$$\frac{\partial T}{\partial t} = h \nabla^2 T + \frac{A_0}{\rho C_v} - \vec{V} \cdot \text{grad} T, \quad (3.1)$$

где $\partial T / \partial t$ — изменение температуры во времени в неподвижной системе отсчета (относительно точки, где проводится измерение), A_0 — генерация тепла в единице объема за единицу времени, C_v — удельная теплоемкость, ρ — плотность, $\vec{V} \cdot \text{grad} T$ — т. н. конвективный член, h — коэффициент температуропроводности.

Для сферически симметричного тела на расстоянии r от его центра

$$\nabla^2 T = \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \cdot \frac{\partial T}{\partial r}, \quad (3.2)$$

$$\vec{V} \cdot \text{grad} T = V_r \frac{\partial T}{\partial r}. \quad (3.3)$$

Из последних трех уравнений следует [см. 26], что конвекция играет решающую роль в теплопереносе, если $V_r (\partial T / \partial r)$ существенно больше члена $h \partial^2 T / \partial r^2$ или члена $(2h/r) \cdot (\partial T / \partial r)$, т. е. если

$$\frac{2h}{r} \ll V_r. \quad (3.4)$$

Подставляя сюда $h = 0,012$ см²/сек, $r = R = 6,37 \cdot 10^8$ см, получим $2h/r = 3,77 \cdot 10^{-11}$ см/сек. Сравнивая этот результат со значением $V_r = 10^{-9} - 2 \cdot 10^{-9}$ см/сек, убеждаемся, что V_r примерно в 25—50 раз больше $2h/R$ и, следовательно, конвекция действительно играет решающую роль в теплопереносе.

В архейских зеленокаменных поясах с возрастом $3,5 \cdot 10^9$ лет развиты ультраосновные эффузивы (коматиты), которые изливались, как полагают, при температуре 1650°C. Магматические массы того же состава в настоящее время инжектируют рифтовые зоны океанов при температуре 1400°C. По этим данным в уравнении (3.1) с некоторой условностью можно принять $\partial T / \partial t = 1,3 \cdot 10^{-15}$ град/сек.

Выше было показано, что температурный градиент внутри Земли $\partial T / \partial R = 10^{-5}$ град/см, а $2h/R = 3,77 \cdot 10^{-11}$ см/сек. Тогда $h \nabla^2 T = 0,38 \cdot 10^{-15}$ град/сек, а $\vec{V} \cdot \text{grad} T = V_r \partial T / \partial r = 20 \cdot 10^{-15}$ град/сек. Следовательно, в уравнении (3.1) левая его часть и первый член в правой части существенно меньше величины конвективного члена, т. е. можно положить

$$A_0 = \rho C_v \vec{V} \cdot \text{grad} T. \quad (3.5)$$

Для сферически симметричного тела

$$A_0 = \rho C_v V_r \frac{\partial T}{\partial r}, \quad q = M C_v V_r \frac{\partial T}{\partial r}. \quad (3.6)$$

Подставляя значения $M = 5,97 \cdot 10^{27}$ г, $C_v = 1,25 \cdot 10^7$ эрг/(г. град), $V_r = 1,7 \cdot 10^{-9}$ см/сек, $\partial T / \partial r = 10^{-5}$ см/град, получим $q = 4 \cdot 10^{28}$ эрг/год.

По приведенным выше данным можно оценить число Нуссельта, определяющее эффективность конвекции и равное отношению интенсивности отвода генерируемого тепла к интенсивности отвода того потока, который существовал бы в отсутствии конвекции. Согласно уравнению

(3.1) при отсутствии конвекции ($\vec{V} \cdot \text{grad} T = 0$) из Земли удаляется лишь то тепло, которое могло генерироваться с интенсивностью

$$\rho C_v \frac{\partial T}{\partial r} - \rho C_v h \nabla^2 T = A_0. \quad (3.7)$$

Согласно приведенным выше оценкам $A_0 = \rho C_v (1,3 \cdot 10^{-15}$ град/сек — $0,38 \cdot 10^{-15}$ град/сек) = $\rho C_v \cdot 10^{-15}$ град/сек.

При наличии конвекции ($V_r \partial T / \partial r \geq 20 \cdot 10^{-15}$ град/сек) отводится тепло, которое могло генерироваться с интенсивностью

$$\begin{aligned} (A_0)_k &= \rho C_v \frac{\partial T}{\partial r} - \rho C_v \nabla^2 T + \rho C_v V_r \frac{\partial T}{\partial r} = \\ &= A_0 + \rho C_v V_r \frac{\partial T}{\partial r} = \rho C_v (1,3 \cdot 10^{-15} \text{ град/сек} - \\ &- 0,38 \cdot 10^{-15} \text{ град/сек} + 20 \cdot 10^{-15} \text{ град/сек}) = \\ &= \rho C_v \cdot 20,92 \cdot 10^{-15} \text{ град/сек}. \end{aligned}$$

Отношение $(A_0)_k / A$ соответствует числу Нуссельта и равняется 22,7. Согласно формуле Мура и Вейса (1973)

$$N_u^4 \simeq 2^3 R_a / R_c \quad (3.8)$$

при критическом (пороговом) числе Релея $R_c = 2090$ (для сферического слоя — по Л. Кнопову) значению $N_u = 22,7$ соответствует число Релея $R_a = 5,35 \cdot 10^7$.

В недавно опубликованной работе В. Н. Жаркова [14] для слоя мантии мощностью 2200 км получено $N_u = 15,5 \div 17$.

Согласно формуле

$$N_u = \frac{z q_k}{\lambda \Delta T} \quad (3.9)$$

значениям $N_u = 22,7$, теплопроводности $\lambda = 5,3 \cdot 10^5$ эрг/см/сек/°К, теплового потока (конвективная составляющая) $q_k = 67$ эрг. см²/сек и $z = 2,83 \cdot 10^8$ см (условие для всей мантии) соответствует температура верхней поверхности конвективного слоя $\Delta T = T_s = 1300$ °С. Эта поверхность совпадает с основанием литосферы, средняя мощность которой в тектонизированных областях принимается равной 72 км, а гидростатическое давление в основании 24 Кв.

Приведенные выше оценки о решающей роли конвекции в механизме теплоотвода из недр Земли находятся в хорошем согласии с представлением, согласно которому скорость конвективного движения эквивалентна скорости симметричного уменьшения радиуса Земли $V_r = 1 \cdot 10^{-9} \div 2 \cdot 10^{-9}$ см/сек или $V_r = 3 \div 6$ см/век.

Соответственно скорость симметричного уменьшения больших кругов Земли составит $V_\theta = 0,2 - 0,4$ см/год. Это на порядок меньше скорости движения литосферных плит ($V_\theta = 4,7$ см/год при $R_a = 3,4 \cdot 10^8$ и $\eta = 2 \cdot 10^{22}$ пуаз для всей мантии) [см. 34].

Из магнитометрических исследований известно, что постоянно на поверхности Земли фигурирует дюжина центров векового хода переменного магнитного поля, т. е. на каждый сферический квадрант Земли площадью $R \times R$ приходится один такой центр. Полагая поперечник конвективной ячейки $L = R = 6,37 \cdot 10^8$ см, эффективную температуропроводность мантии $h_e = 0,046$ см²/сек, число Релея $Ra = 5,35 \cdot 10^7$, из формулы Тозера

$$V = \frac{1}{3} \frac{h}{L} \sqrt{Ra} \quad (3.10)$$

получим скорость конвективного потока $V = 5,6$ см/год.

Для газовых шаров типа горячих звезд

$$h = \frac{1}{3} \tau \bar{V}^2, \quad (3.11)$$

где применительно к рассматриваемой задаче V —средний квадрат скорости контракции, а τ —продолжительность процесса контракции.

Ниже показано, что процесс контракции эквивалентен процессу конвекции, совершающейся с радиальной скоростью $dR/dt = V_r$, равной скорости уменьшения радиуса сферы. Для Земли $\tau = 1,45 \cdot 10^{17}$ сек, $V_r = 10^{-9}$ см/сек и соответственно $h = 4,8 \cdot 10^{-2}$ см²/сек—в предположении, что система твердых кристаллических частиц Земли может моделироваться как газ осцилляторов.

Укажем, что формула Тозера для порогового числа Релея $R_a = R_c = 2775$ при тех же значениях h и L дает для скорости конвективного потока $\bar{V} = 1,3 \cdot 10^{-9}$ см/сек или 4,11 см за 100 лет, т. е. получаются скорости, равные скорости уменьшения радиуса Земли в ее целом и эквивалентной скорости симметричной контракции всей Земли.

Для выяснения возможности крупномасштабной конвекции следует обратить внимание на то, что в уравнении теплопроводности (3.1) в конвективном члене $\vec{V} \cdot \text{grad} T$ множитель $\vec{V}$ является векторной величиной и ее направление не обязательно совпадает с направлением V_r . Полагая $\vec{V} = V_\theta = 5,6$ см/год $= 1,77 \cdot 10^{-7}$ см/сек, равной скорости дрейфа литосферных плит и считая постоянным произведение

$\vec{V} \cdot \text{grad} T = 10^{-9} \cdot 10^{-5} = 10^{-14} \text{ см/сек} \cdot \text{град/см}$, получим значение горизонтального градиента температуры $\partial T / \partial L = 5,64 \cdot 10^{-3} \text{ град/км}$, т. е. перепад температуры $\Delta T = 36^\circ \text{C}$ на расстоянии $L = R = 6371 \text{ км}$.

При наличии горизонтального температурного градиента модифицированное число Релея определяется формулой [см. 13, 42]

$$R_n = \frac{\alpha \rho g z^3 \Delta T}{\eta h} \quad (3.12)$$

Подставляя данные В. Каулы [34] для верхней мантии $z = 670 \text{ км}$, $\rho = 3,5 \text{ г/см}^3$, $g = 990 \text{ см/сек}^2$, $\alpha = 3,2 \cdot 10^{-5} \text{ }^\circ\text{K}^{-1}$, $\eta = 10^{21} \text{ пуаз}$, $h = 1,13 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2/\text{сек}$, $\Delta T = 36^\circ \text{C}$, получим $R_n = 10^5$. Число Нуссельта, соответствующее этому значению R_n , около 6,5. Поскольку R_n существенно больше $R_c = 2775$, то горизонтальное движение литосферных плит в результате конвекции, обусловленной контракцией, вполне возможно.

В работе Маккензи, Робертса и Вейса [см. 13] рассмотрена возможность развития конвекции в верхней мантии при перепаде температуры $\Delta T = 100^\circ \text{C}$ по горизонтали. По их расчетам, в этой модели у верхней активной границы конвективной ячейки возникает тепловой пограничный слой, который переходит затем в нисходящий холодный поток, причем эти авторы подчеркивают, что основной объем конвективной ячейки в верхней мантии остается почти изотермическим. В то же время известно, что в случае, когда источники энергии распределены внутри конвективной ячейки (или по всей мантии) и энергия выделяется равномерно по всему объему конвективной толщи, то для теплоотвода все слои жидкости должны выноситься к верхней границе ячейки, где они теряют тепло и, следовательно, вопрос образования изотермического ядра не может решаться однозначно.

Согласно теореме вириала внутренняя энергия планеты (звезды) при контракции увеличивается в количестве

$$\Delta U = \frac{1}{3\gamma - 3} \cdot \Delta W = \frac{2m + 1}{6} \Delta W = \frac{2\pi}{Q} \Delta W. \quad (3.13)$$

Для минералов островной структуры (оливины, гранаты), цепочечной структуры (ромбические и моноклинные пироксены) и слоистой структуры (серпентин, тальк, гидрослюда, монтмориллонит, мусковит, биотит, хлорит, глауконит), а также для льда, молекул водорода, кислорода, азота, серы принимается $\gamma = 3$, $m = 0$. Указанные минералы со структурой твердых растворов характерны для верхней мантии Земли. Для Земли в целом, исходя из данных анализа чандлеровских колебаний полюса, согласно зависимости $Q = 2\pi(3\gamma - 3)$ мы приняли $\gamma = 8/3$ и пришли к выводу, что в ходе контракции диссипирует лишь 1/5 потенциальной энергии планеты. Соответственно, если $|W| = 2,54 \cdot 10^{39} \text{ эрг}$, то $U = 5,1 \cdot 10^{38} \text{ эрг}$. Мгновенное выделение такой энергии в недрах Земли, согласно зависимости $U = MC_v \Delta T$ поднимет ее среднюю температуру на 7000° , а если она будет диссипировать только в мантии, то температура последней поднимется на 11.000°K . Если интервалы между тек-

тоно-плутоническими мегациклами взять равными 800 млн. лет, то за $4,6 \cdot 10^9$ лет обособится 6 таких интервалов и на каждый из них придется $\Delta U = 8,6 \cdot 10^{37}$ эрг, а средняя температура мантии поднимется за один такой интервал примерно на 2000°K . Этой энергии достаточно для перекачки половины всей массы мантии на высоту более 400 км.

Отметим также, что изотермический характер контракции предполагает сохранение неизменной температуры в недрах и если разность температур между кровлей и подошвой мантии достаточна для развития в ней эффективной тепловой конвекции, то такая конвекция будет протекать параллельно контракции все время (исключая моменты разрушения системы конвективных ячеек).

Следует также отметить, что в случае, если конденсация вещества Земли произойдет за счет фазовых переходов и коллапса железо-магнетизальных силикатов (пироксены, оливины и др.) ниже конвективных ячеек и будет сопровождаться выделением тепла с более или менее постоянной скоростью, то задача сведется к оценке возможности конвекции при подводе тепла к нижней границе конвективного слоя.

С. К. Ранкорн [43], предложивший впервые идею о крупномасштабных конвективных течениях в мантии, обобщил свои представления примерно в следующем виде:

а) Вязкость порядка $10^{21} - 10^{22}$ пуаз может распространяться на всю мантию; скорость латерального передвижения литосферных плит составляет $1 - 10$ см/год, продолжительность наиболее крупных интервалов времени между максимумами тектоно-магматической активности 800 млн. лет.

б) Ввиду того, что разность температур между смежными восходящими и нисходящими потоками конвектирующего вещества мантии порядка 1°C , выявить наличие этих потоков полевыми теплофизическими измерениями практически невозможно. Главным доказательством их существования является, вероятно, отступление геоида от гидростатически равновесной фигуры, составляющей в зоне экватора $\alpha^2 R = 72$ м (R — радиус Земли, α — полярное сжатие, равное $1/298,25$).

в) Гипотеза расширения Земли, привлекаемая для объяснения дивергенции литосферных плит, представляется неприемлемой ввиду того, что она требует для объяснения основных событий плитовой тектоники за последние 100 млн. лет увеличения радиуса Земли на 10% [см. также 10, 29, 36, 44].

г) Медленные изменения в физических условиях конвекционной системы могут привести к неожиданным и радикальным изменениям в модели конвекции, которая эволюционировала в направлении уменьшения числа конвективных ячеек путем их распада: согласно теории Чандraseкара в начале геологического времени существовали две симметричные ячейки, если Земля вся однородная по плотности, находилась в расплавленном разжиженном состоянии; эта ячейка, разделенная меридианной плоскостью, последовательно, по мере контракции должна была распадаться на три и четыре более мелкие ячейки. Последняя четырехячейная модель послужила основой для распада 150 млн. лет т. н. Гондван

ны и Лавразии, которые в пермо-карбоне находились соответственно у южного полюса и у экватора. Интервалы в 800 млн. лет, упомянутые выше, вероятно, соответствуют времени становления и распада конвективных ячеек.

* * *

IV. Основываясь на приведенных выше данных, остановимся на некоторых особенностях процессов контракции и конвекции, представляющих общий геотектонический интерес.

1. В классической гравитационной астродинамике условием сжатия звезды считается критерий Джинса

$$\frac{3}{5-n} \cdot \frac{GM^2}{R} > \frac{3AMT_e}{\mu} = (3\gamma - 3)U. \quad (4.1)$$

Как уже указывалось, это условие для Земли соблюдается, поскольку при $\gamma=8/3$, $n=3/5$, $\mu=2$, средняя температура Земли априори больше равновесной ее температуры $T_e=3400^\circ\text{K}$.

2. Различаются два типа сжатия—адиабатическое и изометрическое. Если текущее значение гравитационной энергии есть W_2 , а тепловой энергии U_2 , а до этого они были равны W_1 и U_1 , то в случае адиабатического сжатия вся высвобождаемая гравитационная энергия W_2-W_1 переходит в кинетическую энергию U_2-U_1 (почти исключительно при медленном вращении звезды), т. е. $\Delta W = \Delta U$ и в таком режиме сжатие происходит до тех пор, пока не будет достигнуто гидростатическое равновесие, характеризуемое обобщенным уравнением вириала

$$(3\gamma - 3)U = |W|. \quad (4.2)$$

В адиабатическом процессе решающую роль играют конвективные движения масс.

При изотермическом типе контракции в случае уменьшения объема звезды в β раз высвобождается гравитационная энергия

$$W_\beta = \frac{3}{5-n} \frac{GM^2}{R} (1 - \beta), \quad (4.3)$$

а тепловая энергия, выделяющаяся при непосредственном сжатии—

$$U_\beta = \frac{3MAT}{\mu} \ln \beta, \quad (4.4)$$

причем, если β лишь немногим больше 1 и потому $\ln \beta \simeq (1 - \beta)$, то будем иметь

$$W_\beta = \frac{3}{5-n} \frac{GM^2}{R} \cdot \frac{3\Delta R}{R}, \quad (4.5)$$

$$U_\beta = \frac{3MAT}{\mu} \cdot \frac{3\Delta R}{R}. \quad (4.6)$$

т.е.

Для обеспечения изотермического хода процесса, длина тепловой волны по порядку должна равняться радиусу тела, а диссипируемая гравитационная энергия должна быть удалена из недр полностью (для мантии Земли при $h_e = 0,043 \text{ см}^2/\text{сек}$, $z = 2,885 \cdot 10^8 \text{ см}$, $\tau = 1,45 \cdot 10^{17} \text{ сек}$, согласно формуле (2. 14) длина тепловой волны $\lambda = z$.

Изотермическое сжатие предполагает примерное равенство $W_\beta = U_\beta$. Оно равносильно условию, при котором тело становится неустойчивым в отношении сжатия, и возможность дальнейшей контракции резко ограничивается [см. 9].

3. Если $|W| \gg (3\gamma - 3) U$ и соответственно $\gamma \gg 4/3$, то в тепловую энергию переходит лишь небольшая часть гравитационной энергии. В случае классического несжатого одноатомного газа, для которого $\gamma = 5/3$, диссипирует половина W . В рассматриваемом нами случае $\gamma = 8/3$, $Q = 10$, диссипирует $1/5$ часть, а при $Q = 100$ — лишь $1/16$ часть W . Остальная часть гравитационной потенциальной энергии будет рассеиваться, расходясь главным образом на аperiодические движения, в т. ч. на экспансию и турбулентную конвекцию, которые в случае звезд (газовых шаров) могут привести к разбуханию звезды до первоначальных размеров, к образованию различных субконденсаций внутри газовой оболочки звезды и к последующему распаду газовой оболочки.

Как полагают, такое явление, возможно, могло иметь место в случае катастрофически быстрого и энергичного обособления металлического ядра Земли в катархее и могло сопровождаться экстракцией из недр и удалением из поля притяжения планеты легколетучих веществ и крупнообъемных ионов. По мнению Дж. Рингвуда, вещество, из которого образовалась Луна, было выброшено в околоземное пространство из земных недр при подобной «ядерной» катастрофе.

4. Общий вывод, следующий из предыдущего изложения, заключается в том, что в случае резкого преобладания гравитационной потенциальной энергии над тепловой энергией ($U \ll |W|$, $\gamma \gg 4/3$) звезда (планета) постоянно сжиматься не может; сжатие будет прервано кратковременными актами остановки ($R = \text{const}$) и эпизодического разбухания тела. В этой связи в астрофизике рассматривается случай, когда внутри пульсирующей звезды в какой-либо ее оболочке (слое) по тем или иным причинам значение γ падает до $9/7$ или согласно формуле $v = (2m + 3)/(2m + 1)$ значение m достигает 3 — случай, характерный для многоатомных молекул типа полимеров. Записывая теорему вирнала в виде

$$U = - \frac{2m + 1}{6} W, \quad (4.7)$$

легко убедиться, что при $m = 3$ $U \geq |W|$. В этом случае действует т. н. дизельный механизм — в процессе сжатия вещества слоя (напр., вследствие фазовых переходов) в него добавляется энергия (в дизель в момент сжатия впрыскивается горючее) и тем самым сильно затрудняется или приостанавливается процесс дальнейшего сжатия [см. 16]. В роли такого

слоя находятся, вероятно, сверхглубокие астеносферные слои, в которых существенную роль играют базальтовые интерстиции (вероятно, до 5—6%), которые сходны с полимерами.

5. Приведенные выше расчеты показали, что радиус Земли в историческое время уменьшался со скоростью в пределах 3—6 см за 100 лет. Если в конце архея Земля состояла бы из вещества марсианского типа со средней плотностью $3,89 \text{ г/см}^3$, то уплотнение этого вещества до современной средней плотности Земли $5,52 \text{ г/см}^3$ соответствовало бы уменьшению радиуса на 700 км и уменьшению больших кругов литосферы за $2,7 \cdot 10^9$ лет на 4400 км. Далее, если магнитное поле Земли связано с дифференциальным вращением толщи Земли, носителем магнитного момента является ее металлическое ядро [см. 4], а возраст наиболее древних намагниченных пород древнее позднего архея ($2,7 \cdot 10^9$ лет), то можно считать, что металлическое ядро было обособлено в архее (или даже катархее) и во все протерозойско-фанерозойское время контракция Земли носила гомологический характер ($\kappa = \text{const.}$), т. е. в процессе контракции каждая материальная частица оставалась в окружении одних и тех же частиц. В этом случае можно принять $\omega R^2 = \text{const.}$, $\Delta\omega/\omega = -2\Delta R/R$. Согласно данным анализа суточных и годовых линий роста строматолитов формации Бивабук-Ганфлинт на рубеже нижнего и среднего протерозоя ($1,9 \pm 0,2 \cdot 10^9$ лет т. н.) за 1 год Земля делала вокруг оси 448 суточных оборота, и продолжительность суток составляла тогда 19,55 ч. Продолжительность синодического месяца в то время была 32,1 сутки, что на 2,5 сутки больше современного его значения (29,532). По расчетам Ламара и Мерифильда, продолжительность суток T , соответствующих синодическому месяцу 32,1 сутки, составляет не 19,55 ч, а 19 ч [см. 35, 41].

Согласно наблюдательным данным вращение Земли тормозится лунно-солнечными приливами примерно в 2/5 раза (на 40%) слабее, чем предсказывается теорией [5, 6, 8, 38, 40]. В ряде работ автора ослабление темпа торможения рассматривалось как следствие ускорения суточного вращения, обусловленного контракцией Земли. Введя коэффициент 2/5 ускорения вращения за счет внутренних причин, получим

$$\frac{\Delta T}{T} \simeq \frac{\Delta T_0}{T} - \frac{2}{5} \frac{\Delta T_0}{T}; \quad \frac{\Delta T}{\Delta T_0} \simeq \frac{3}{5},$$

где ΔT —наблюдаемая (измеренная) разность продолжительности суток по палеонтологическим данным, ΔT_0 —расчетное значение разности продолжительности суток при отсутствии контракции. Из условия гомологического сжатия ($R^2/T = \text{const.}$) имеем:

$$\frac{2\Delta R}{R} = \frac{\Delta T_0}{T}$$

Сравнивая эту пропорцию с предыдущей, получаем

$$\frac{2}{5} \frac{\Delta T_0}{T} \simeq \frac{2\Delta T}{3T} \simeq \frac{2\Delta R}{R},$$

а для скорости уменьшения радиуса (в см за 100 лет) за интервал времени Δt (в годах):

$$\Delta R = \frac{2\Delta T \cdot 10^{-2}}{3T\Delta t}.$$

Для указанного выше примера при $\Delta t = 1,9 \cdot 10^9$ лет, $\Delta T = 5$ ч, $\Delta T_0 = 25/3$ ч, $T = 24$ ч, $R = 6,37 \cdot 10^8$ см получаем $\Delta R = 2,2$ см за 100 лет. Для хорошо изученных кораллов визейского века для интервала времени $\Delta t = 337 \cdot 10^3$ лет [см. 41] получим $\Delta T = 1,601$ ч, $\Delta R = 4,2$ см за 100 лет.

Обозначая через x отношение доли замедления вращения Земли, обусловленной приливным торможением, к доле ускорения, обусловленной уменьшением радиуса, предыдущие формулы можно выразить в виде

$$x \frac{\Delta T}{T} = \frac{2\Delta R}{R} \quad (4.8)$$

или

$$\Delta R = \frac{xR\Delta T \cdot 10^{-2}}{2T\Delta t} \text{ см за 100 лет.}$$

Важно подчеркнуть, что эффект контракции (уменьшения больших кругов Земли) ввиду крупных неоднородностей и переменной мощности литосферы (от 70 до 220 км) распределяется не равномерно, а концентрируется в геосинклиналях и, кроме того, выражается в субдукции и обдукции литосферных плит. Поскольку суммарная площадь зон концентрации деформации коры составляет всего 12% поверхности (площади, занятые послеокеанскими орогенами), то эффект сокращения больших кругов литосферы на 10—12% комплементарен площадям, занятым орогенами.

Реализация эффекта уменьшения больших кругов литосферы в нескольких узких орогенических поясах и в субдукции отдельных литосферных плит предполагает скольжение системы литосферных плит по поверхности астеносферы. Уменьшение этих кругов рассматривается как следствие контракции, а дрейф плит как следствие конвективных течений, действующих за счет энергии контракции.

Крупные зияющие трещины, которые могут возникнуть в процессе уменьшения больших кругов литосферы, будут инъецированы текучими мантийными массами (диапиризм).

6. Энергетически наиболее устойчивым состоянием литосферы является изостатическое состояние, характеризующееся минимумами потенциальной энергии и разности главных напряжений. При контракции происходит потеря упругой устойчивости литосферы и последняя вступает в область больших изгибных деформаций, происходящих за пределами упругости. Энергетически наиболее выгодными формами изгибных структур являются прогибы и поднятия с цилиндрической поверхностью (синусоидальные, сфероидальные и эллипсоидальные депрессии и поднятия), а в плане—серповидные поднятия и прогибы, развиваю-

щиеся ввиду сферичности литосферы не по большим, а по малым кругам Земли [1, 2]. Ввиду того, что предел прочности литосферы (особенно в условиях неоднородности и мозаичности строения) существенно меньше теоретического значения разности главных напряжений (рассчитываемых обычно для сплошных однородных сред) указанные изгибные деформации сопровождаются разрывами.

В работах автора [1, 2] было показано (на основе теории Эйлера—Лагранжа—Винклера), что если литосфера (плотность ρ_k), как жесткая оболочка, залегает на полужидкой астеносфере (плотность ρ_a), то при наращивании ее мощности до критического значения

$$H_{kp} = \frac{2}{3} \left(\frac{\rho_a}{\rho_k} \right)^3 \frac{R}{\pi^4 (1 - \nu^2)} \quad (4.9)$$

она теряет устойчивость путем резкого выпучивания (образования прогибов и поднятий) или раскалывания.

Возникновение Срединноокеанических поднятий литосферы как аркообразного выпучивания, раскол последней вдоль оси и последующее дивергентное движение крыльев поднятия могут быть истолкованы как проявления потери устойчивости литосферы в условиях контракции или резкого увеличения мощности H .

Ширина прогибов и поднятий (длина полуволны) достигает при этом величины

$$L_{kp} = \pi \sqrt[4]{\frac{EH^3}{12(1 - \nu^2)\rho_a}} = \pi \sqrt[4]{\frac{B}{\rho_a}}, \quad (4.10)$$

где E — модуль Юнга, равный $\rho_k g R (1 - 2\nu)$, H — мощность литосферы, ν — коэффициент Пуассона для литосферы. При $H = 72$ км, $E = 1,1 \cdot 10^{12}$ дин/см², $\nu = 0,27$, $B = 4,39 \cdot 10^{28}$ г.см, $L = 340$ км, при $H = 37$ км, $B = 5,6 \cdot 10^{27}$ г.см, $L_{kp} = 210$ км. Ширину порядка $200 \pm \pm 20$ км имеют, по-видимому, все мегантиклинории (Альпы, Карпаты, Б. Кавказ, М. Кавказ, Урал, Эльбурс, Копет-даг, Аппалачи, Анды, Береговой хребет, островные дуги, пояса Венинг-Мейнеса и др.).

7. В конвективной теории деформации литосферы принято считать, что зоны наибольшего латерального сжатия (изгиба) находятся между нисходящими (конвергентными) ветвями конвективных ячеек, а зоны наибольшего растяжения между восходящими (дивергентными) ветвями этих ячеек. Первые представляют геосинклинальные системы и (или) зоны субдукции, а вторые — зоны спрединга и рифтообразования (см. рис. 1).

В предыдущих работах автора было показано, что из зон спрединга литосферные плиты под влиянием собственного веса скользят в противоположных направлениях, а в зону спрединга и рифтования по механизму гравитационно-изостатического компенсационного всплывания или диапиризма (аналогично механизму роллинга) внедряются текущие массы мантии (осевые зоны Срединноокеанических хребтов, ядра краевых морских бассейнов и ряда внутренних морей).

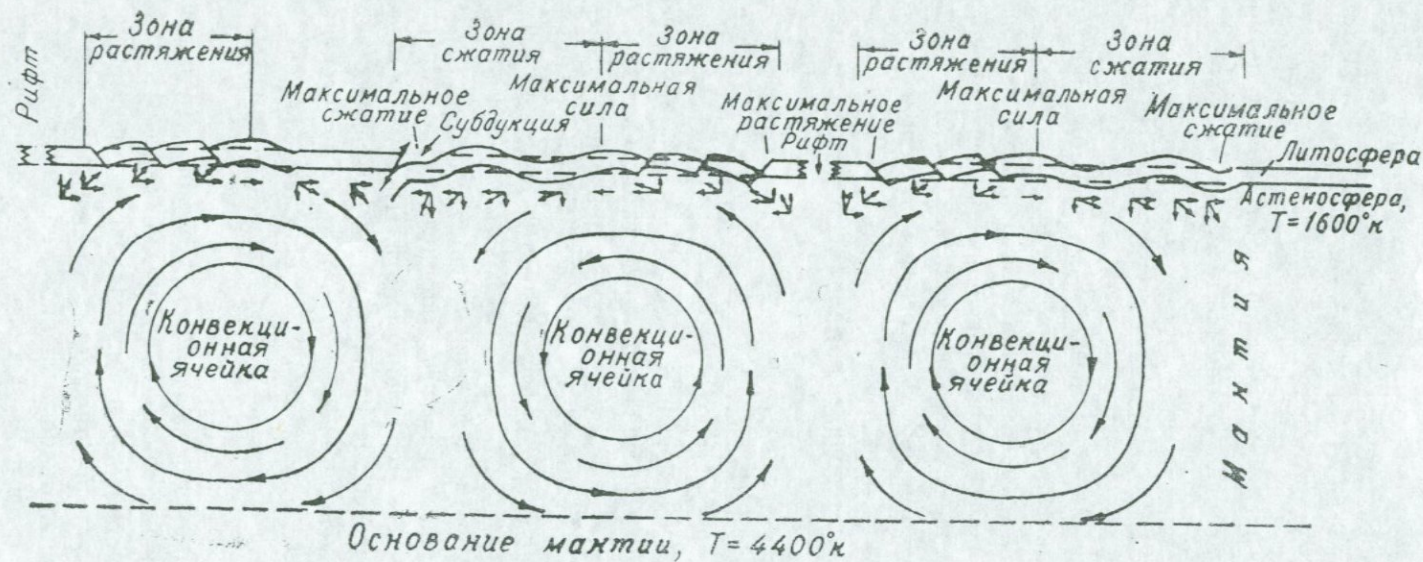


Рис. 1. Схема распределения напряжений и крупных деформационных структур в литосфере при конвективных движениях в мантии.

Возможность такого скольжения определяется уравнением устойчивости

$$P_{kp} = P_e - Q = \frac{\pi^2 B}{\lambda^2} - \rho_k H \lambda, \quad (4.11)$$

в котором P_{kp} — внешняя концевая нагрузка, передающаяся на плиту со стороны зоны спрединга, $Q = \rho_k H \lambda$ — давление собственного веса плиты на свой противоположный край, λ — ширина плиты.

В рассматриваемой задаче литосфера разорвана в зоне спрединга, $P_{kp} = 0$ и $P_e = Q$, т. е. литосферный блок скользит и искривляется от одного лишь собственного веса. Далее, если $Q > P_e$, $P_{kp} < 0$, то для предотвращения скольжения и искривления, к краям плиты должны быть приложены растягивающие силы [1, 2, 12].

В теории контракции литосфера считается несжимаемой, а мантия (ниже литосферы) сжимаемой, причем эффект контракции концентрируется в наиболее податливых зонах литосферы (области перехода от океанических платформ к континентальным платформам, краевым и межгорным прогибам и др.). Кроме того, в теории контракции доказывалась необходимость возникновения в мантии магистральных зон растяжения и сети мощных сбросовых нарушений. Представляется вероятным, что последние будут локализованы в пограничных зонах между конвективными ячейками, а прогибающиеся геосинклинальные зоны будут накладываться на указанные выше зоны максимального сжатия, расположенные между нисходящими ветвями смежных конвективных ячеек (см. рис. 1).

8. Пользуясь оценкой скорости уменьшения радиуса Земли $V_r = -\Delta R / \Delta t = 4,3 \cdot 10^{-2}$ см/год и учитывая факт концентрации эффекта уменьшения больших кругов литосферы длиной $C = 2\pi R$, в ограниченном количестве тектоногенов, определим скорость $V_\theta = \Delta C / \Delta t$ уменьшения этих кругов в тангенциальном направлении, введя отношение β окружности больших кругов $C = 2\pi R$ на суммарную ширину зон концентрации деформации $\Delta C = 2\pi \Delta R$. При этих условиях будем иметь

$$\frac{2\pi \Delta R}{2\pi R \Delta t} = \frac{\beta}{C} \cdot \frac{\Delta C}{\Delta t} \quad \text{или} \quad \frac{2\pi}{2\pi R} \cdot V_r = \frac{\beta}{C} V_\theta, \quad (4.12)$$

т. е. получим окружную скорость уменьшения литосферы

$$V_\theta = 2\pi\beta V_r. \quad (4.13)$$

Когда $\beta = 1$ литосфера испытывает контракцию симметрично, без концентрации деформаций и без скольжения и $V_\theta = 0,27$ см/год, при $\beta = 10$, $V_\theta = 2,70$ см за год, а при $\beta = 17,5$ получаем $V_\theta = 4,7$ см/год. Последняя цифра характеризует среднюю скорость дивергентного движения литосферных плит в областях Срединноокеанических хребтов и соответствует условию, когда литосфера скользит и эффект контрактационного уменьшения меридианного круга литосферы длиной 40.000 км концентрируется в нескольких зонах суммарной шириной 2300 км, со-

ставляющей 5,75% всей длины круга. При этом реализацию разности $\Delta C = 2\pi\Delta R$ можно представить как в виде изгибов литосферы, так и в виде субдукции, обдукции, больших пологих надвигов, а также смятия межблоковых масс литосферы.

По расчетам Андерсона (1979), в мантии максимально разжижены массы на глубине порядка 230 км, а по сейсмостатическим данным в орогенных областях на глубинах порядка 70 км. Скольжение литосферы при контракции может произойти дифференциально, послойно по этим и другим волноводным полужидким слоям мантии и коры. Местами концентрации деформации являются, очевидно, геосинклинали и возникшие на их месте горноскладчатые цепи, пояса Венинг-Мейнеса, зоны субдукции (исключая рифтовые зоны), обдукции и др., которые занимают в любом большом круге литосферы не более 5% его длины. Тождественность тектонического эффекта контракции и конвекции мы усматриваем именно в концентрации деформации в небольшом числе тектогенов и в сопряженном с ней процессе скольжения литосферных блоков и их комплексов.

В англоязычной геолого-геофизической литературе механизм соскальзывания литосферных плит по мантии и встречное движение подлитосферных текучих мантийных масс к разорванной тыловой зоне плит (диапиризм) называется конвекцией типа Оровена-Эльзассера. Идея эта изложена в работах: Orowan E. Convection in a non-Newtonian mantle, continental drift and mountain building. Phil. Trans. Roy. Soc., 258A, 284—313, 1965, Elsasser W. M. Convection and stress propagation in the upper mantle. „The application of modern physics to the Earth and planetary interiors. Wiley-Interscience, London, N-York, Sydney, Toronto, p. 223—246, 1969.

В нашей работе 1960 г. (Асланян А. Т. «Динамическая проблема геотектоники», в сб. «Международный геологический конгресс, XXI сессия», Доклады советских геологов, Изд. АН СССР, М., 1960, стр. 5—16) была вскрыта причина неудачных решений задачи об упругой устойчивости литосферы. Оказалось, что существующие решения не учитывают влияния собственного веса литосферы, как то имеет место при расчете изгиба коротких балок в строительной механике. При учете этого обстоятельства возникают ситуации, когда литосферная плита коробится, вспучивается, лишается сплошности и полностью теряет устойчивость, если мощность ее превышает 70 км (см. выше формулу 4.9). Спрединг в Срединноокеанических хребтах являет пример такого механизма деструкции литосферы.

В более поздних работах автора [1, 2, 5, 6] показано, что в областях потери устойчивости литосферы—в приподнятых и разорванных ее зонах—гравитационное соскальзывание литосферных блоков происходит в принципе таким же образом, что и продольный изгиб очень высоких радио-телевизионных антенн и буровых снарядов в глубоких скважинах, причем одновременное с соскальзыванием встречное передвижение подлитосферных текучих масс к зоне спрединга рассматривалось под углом зрения гравитационной теории качения—роллинга (в механизме Оровена-

Эльзассера движущая сила обуславливается тепловой энергией, образующейся в процессе химической дифференциации и частичного плавления вещества мантии). В более ранней работе автора (А. Т. Асланян «Исследование по теории тектонической деформации Земли». Изд. АН Арм. ССР, Ереван, 1955, стр. 96) указывалось также о роли газовой подушки в основании скользящей литосферы.

Эти вопросы рассматривались позднее в работе автора [1]. В работе А. Т. Асланяна, А. В. Арутюняна, А. П. Воляровича и А. И. Левыкина (1976) на указанных выше положениях, а также на принципе приливно-ротационной неустойчивости литосферы была разработана модель тектонической деформации литосферы при условии ограниченного спрединга [2].

Говоря о скольжении литосферных плит, следует также иметь в виду предложенную А. И. Рыбиным [23] идею о глубинной ползучести литосферы, подразумеваемой как пластическое течение литосферных масс по падению литосферных плит.

Для определения скорости движения литосферных масс от оси Среднеокеанического хребта (от оси спрединга), он применяет формулу

$$V_s = \frac{P}{2\eta} (H/\sin\alpha) = \frac{P}{2\eta} \left(H \cdot \frac{b}{l} \right), \quad (4.12)$$

где $P = \rho_s g H$ — давление литосферы на свое основание, η — вязкость литосферы, l — ширина скользящей литосферной плиты (считая от оси спрединга), b — высота поверхности плиты над уровнем смежного платформенного дна океана (глубина океанических платформ 3800 м ниже уровня моря).

Подставляя $P = 2,2 \cdot 10^{10}$ дин/см², $\eta = 7 \cdot 10^{22}$ пуаз, $b = 2,7 \cdot 10^3$ см, $l = 1,5 \cdot 10^7$ см, получим скорость течения плиты $V_s = 0,64$ см/год.

Применительно к механизму спрединга этот вопрос заслуживает, очевидно, специального рассмотрения, поскольку скорости порядка 0,5—1 см/год, которые следуют из предыдущей формулы гидродинамики, сравнимы в ряде случаев со скоростью дрейфа континентов.

В заключение отметим, что подлинно научная глобальная тектоника должна строиться на основе взаимно согласованных и топологически правильно локализованных данных об изменениях внутреннего объема Земли (в плане контракции и пульсации), изменения эллиптичности ее фигуры (вследствие приливного торможения) и поворотов в отношении оси вращения (при изменении момента инерции отдельных областей вследствие тектонических поднятий и погружений, дрейфа и субдукции литосферных плит, массовых лавовых излияний, материковых оледенений, эрозии, аккумуляции и др.), крупномасштабных конвективных движений и других видов перераспределения глубинных масс и, конечно, с учетом данных о происхождении и эволюции солнечной системы в целом.

ԿՈՆՎԵԿՑԻԱՆ ԵՎ ԿՈՆՏՐԱԿՑԻԱՆ
(ՊԱՏՃԱՌԱԿԱՆ-ԶԵՏԵՎԱՆՔԱՅԻՆ ԳԵՈՊԻՆԱՄԻԿ ՓՈԽՀԱՐԱԲԵՐՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ)

Ա մ փ ո փ ո լ մ

Ըստ աստղաբաշխական և հնէաբանական տվյալների, Երկրագնդի շառավիղն երկրաբանական ժամանակի ընթացքում փոքրացել է (անհավասարաչափ կերպով) $\frac{dR}{dt} = -V_r = 1 \cdot 10^{-9} - 2 \cdot 10^{-9}$ սմ/վրկ արագությունը: $\frac{\partial T}{\partial R} \text{grad} T = 10^{-5}$ սմ/°K ջերմաստիճանի շառավղային գրադիենտի, $C_v = 1,25 \cdot 10^7$ էրգ/(գ. °K), տեսակարար ջերմունակություն $h \nabla^2 T = 0,38 \cdot 10^{-15}$ °K/վրկ, $\partial T / \partial t = 1,3 \cdot 10^{-15}$ °K/վրկ և $\rho = 5,52$ գ/սմ³ միջին խտության արժեքների դեպքում ջերմահաղորդականության հիմնական հավասարումից $\rho C_v \frac{\partial T}{\partial t} -$

$- h \Delta^2 T = A_0 - \rho C_v \bar{V}_v \text{grad} T$ հետևում է, որ հավասարման ձախ մասի անդամների գումարն անհամեմատ փոքր է աջ մասի անդամների գումարից և, համապատասխանաբար, մոլորակի ընդերքում էներգիայի անջատումն, ըստ $A_0 = \rho C_v \bar{V}_r \text{grad} T$ առնչության, պայմանավորված է նրա շառավղի նվազմամբ, այսինքն՝ կոնտրակցիայով: Դրա հետ մեկտեղ $\rho C_v \bar{V}_r \text{grad} T = A_0$ արտադրյալը բնորոշում է ջերմատեղափոխման կոնվեկտիվ բաղադրիչի տեսակարար կշիռը և համապատասխանում է $V_r > 2h/R$ պայմանին, որը $V_r = 10^{-9}$ սմ/վրկ (100 տարում 3,2 սմ) և $R = 6,37 \cdot 10^8$ սմ դեպքում ջերմատեղափոխական հաղորդականության համար տալիս է $h = 4,63 \cdot 10^{-2}$ սմ²/վրկ արժեքը, ի հակադրություն փորձատնային պայմաններում ուսումնիլ տալիս է $h = 1,2 \cdot 10^{-2}$ սմ²/վրկ արժեքի: Նշված պայմաններից և զնահատականներից հետևում է, որ Երկրի ընդերքում ջերմության հիմնականում անջատվում է կոնտրակցիայի հետևանքով և այնտեղից հեռանում է կոնվեկցիոն եղանակով: Իր հերթին կոնտրակցիան հնարավոր է դառնում ջերմահեռացման կոնվեկտիվ մեխանիզմի դեպքում: Առաջարկվող մոդելում Երկրի ընդերքում կոնվեկտիվ շարժումների համար էներգիայի գլխավոր աղբյուր է համարվում մոլորակի գրավիտացիոն դաշտի էներգիան, որն անջատվում է կոնտրակցիայի ընթացքում, իսկ ինքը՝ կոնտրակցիան, հանգեցնում է լիթոսֆերայի մեծ շրջանների փոքրացմանը՝ 2000—4000 կմ չափով 10^9 տարվա ընթացքում: Այդպիսի փոքրացումն իրականանում է լիթոսֆերայի ծովան և բեկորատման, լիթոսֆերային սալերի դրեյֆի և սուբդուկցիայի, գեոսինկլինալային շերտախմբերի ճմլման և այլ պրոցեսների միջոցով:

Ըստ $QR \frac{dU}{dt} = 2\pi W \frac{dR}{dt}$ հավասարման, Երկրագնդի ժամանակակից գրավիտացիոն դաշտի պոտենցիալ էներգիայի $W = -2,54 \cdot 10^{39}$ էրգ, շառավղի $R = 6,37 \cdot 10^8$ սմ, ցրման գործոնի $Q_{\min} = 100$ (բևեռային մակերևութային շերտերի և Լյավի ալիքների մարման ավալների համաձայն) և $\frac{dR}{dt} = -4,29 \cdot 10^{-2}$ սմ/տարի արժեքների դեպքում իզոթերմիկ կոնտրակցիայով պայմանավորված $\frac{dU}{dt}$ ջերմային հոսքը հավասար է $1,07 \cdot 10^{28}$

էրգ/տարի, որը $0,36 \cdot 10^{28}$ էրգ/տարի ապրիոզին ջերմության հետ կկազմի $1,43 \cdot 10^{28}$ էրգ/տարի (ընդհանուր ջերմային հոսքի ժամանակակից գնահատումները կազմում են $1,25 \cdot 10^{28} - 1,47 \cdot 10^{28}$ էրգ/տարի):

Լիթոսֆերայի մեծ շրջանների փոքրացման էֆեկտի կոնցենտրացման դեպքում՝ նրանց երկարության $5,75\%$ սահմաններում, լիթոսֆերային բլոկների կողային տեղաշարժերի արագությունը դեֆորմացիայի կոնցենտրացման գոտիներում (գետահնկլինալներ, Վենինգ-Մենեսի գոտիներ, Բենիոֆի զոնաներ, ռիֆտային ստրուկտուրաների թևեր և այլն) ըստ $V_0 = 2\pi\beta V_r$ բանաձևի կկազմի $V_0 = 4,7$ սմ/տարի (երբ $V_r = -4,3 \cdot 10^{-2}$ սմ/տարի և կոնցենտրացիայի պարամետրը $\beta = 2\pi R / 2\pi \Delta R = 17,5$).

A. T. ASLANIAN

CONVECTION AND CONTRACTION

(Casual Geodynamic corellation)

Abstract

According to astronomical and paleontological data during the geological time the Earth's radius has reduced (irregularly) at a speed of $\frac{dR}{dt} = -V_r = 1 \cdot 10^{-9} - 2 \cdot 10^{-9}$ cm/sec. At values of temperature radial gradient $\frac{\partial T}{\partial R} \text{ grad } T = 10^{-5}$ cm/°K, specific heat $C_v = 1,25 \cdot 10^7$ erg/(g. °K), average density $\rho = 5,52$ g/cm³, $h \nabla^2 T = 0,38 \cdot 10^{-15}$ °K/sec, $\partial T / \partial t = 1,3 \cdot 10^{-15}$ °K/sec from the heat conduction general formula $\rho C \frac{\partial T}{\partial t} - h \Delta^2 T =$

$= A_0 - \rho C_v \vec{V} \text{ grad } T$ it follows the sum of formula left part members and correspondingly the sum of formula right part members to be disregardedly less than the sum of formula right part members and correspondingly the energy release from the planet's entrails according to $A_0 = \rho C_v V_r \text{ grad } T$ is stipulated by its radius decreasing i. e. by contraction. At the same time the product $\rho C_v V_r \text{ grad } T = A_0$ determines the proportion of the heat transfer convective constituent and corresponds to condition $V_r > 2h/R$, which at the values of $V_r = 10^{-9}$ cm/sec (3,2 cm during 100 years) and $R = 6,37 \cdot 10^8$ cm makes for thermal diffusivity $h = 4,63 \cdot 10^{-2}$ cm²/sec contrary to laboratory determined value $h = 1,2 \cdot 10^{-2}$ cm²/sec for the widespread rock types. From above mentioned conditions and estimations it follows that the heat in the Earth's entrails generally transfer owing to contraction and is mainly removed by convection. In its turn contraction is possible at convectional mechanism of heat removing. According to the suggested model the main source of energy for convective movements in Earth's entrails the planet's gravitational field energy is considered, which transfer by contraction and the latter brings to the decreasing of lithosphere great circles by 2000–4000 km per 10^9 years. Such a decrease is realized by the lithosphere warping and split-

ting, lithosphere plates sliding and subduction as well as geosyncline series crumpling e. t. c.

According to $QR \frac{dU}{dt} = 2\pi W \frac{dR}{dt}$ equation at values of modern Earth gravitational field potential energy $W = -2,54 \cdot 10^{39}$ erg, radius $R = 6,37 \cdot 10^8$ cm, dissipative factor $Q_{\min} = 100$ (according to data of polar tides and Leove's waves fading) and $\frac{dR}{dt} = -4,29 \cdot 10^{-2}$ cm/year, stipulated by isothermic contraction the heat flow is equal to $1,07 \cdot 10^{28}$ erg/year, which with the radiogenic heat $0,36 \cdot 10^{28}$ erg/year makes $1,43 \cdot 10^{28}$ erg/year (the modern estimations of general heat flow are $1,25 \cdot 10^{28} + 1,47 \cdot 10^{28}$ erg/year).

The lithosphere blocks lateral displacement velocity in deformation concentration zones (geosynclines, Vening-Melnesz belts, Benioff zones, rift structures boards e. t. c.) at lithosphere great circles decreasing effect concentration within the limits of 5,75% of their length, according to formula $V_0 = 2\pi\beta V_r$, makes $V_0 = 4,7$ cm/year (when $V_r = -4,3 \cdot 10^{-2}$ cm/year and concentration parameter $\beta = 2\pi R / 2\pi \Delta R = 17,5$).

ЛИТЕРАТУРА

1. Асланян А. Т. Предельные значения мощности и прочности литосферы в свете теории гравитационного сжатия и приливного торможения Земли. Известия АН Арм.ССР, Науки о Земле, № 1, 1976.
2. Асланян А. Т., Арутюнян А. В., Волярович М. П., Левыкин А. И. Об одном возможном механизме становления гипербазитовых поясов и спрединговых структур. Известия АН Арм.ССР, Науки о Земле, № 5, 1976.
3. Асланян А. Т. Возбуждение чандлеровских колебаний полюса как проявление контракции Земли. Известия АН Арм.ССР, Науки о Земле, № 4—5, 1977.
4. Асланян А. Т. Квазисуточная нутация и магнитное поле Земли. Известия АН Арм.ССР, Науки о Земле, № 4, 1978.
5. Асланян А. Т. К расчету скорости векового изменения радиуса Земли. Известия АН Арм.ССР, Науки о Земле, № 5, 1978.
6. Асланян А. Т. Термогравитационный критерий изменения объема Земли. Известия АН Арм.ССР, Науки о Земле, № 3, 1978.
7. Асланян А. Т. Архейские водоросли, лунные приливы и гравитационная постоянная. Известия АН Арм.ССР, геол. и геогр. науки, т. 32, № 6, 1979.
8. Асланян А. Т. К динамике системы Земля-Луна. Известия АН Арм.ССР, Науки о Земле, т. 33, № 1, 1979.
9. Берби́дж Дж., Берби́дж Э. Т. Звездная эволюция. В сб. «Происхождение и эволюция звезд», ИЛ, М., 1962.
10. Васильковский Н. П., Каттерфельд Г. Н., Лано М. С. Гравитационное сжатие и тектогенез. Известия АН Арм.ССР, Науки о Земле, т. 35, № 2, 1982.
11. Венинг-Мейнес Ф. А. Тепловая конвекция в земной мантии. Сб. «Дрейф континентов», Мир, М., 1966.
12. Динник А. Н. Продольный изгиб и кручение. Изд. АН СССР, М., 1955.
13. Жирков В. Н., Трубицын В. П. Физика планетарных недр. «Наука», М., 1980.
14. Жирков В. Н. О тепловом режиме Земли. ДАН СССР, т. 261, № 2, 1981.
15. Каганов М. И. Электроны, фононы, магноны. «Наука», М., 1979.
16. Каплан С. А. Физика звезд. «Наука», М., 1970.
17. Каула В. Введение в физику планет земной группы. Мир, М., 1971.

18. Кротокий П. Н., Трапезников Ю. А. Вариации угловой скорости вращения Земли, колебаний полюса и скорость дрейфа геомагнитного поля и их возможная связь с геотектоническими процессами. Известия АН СССР, сер. геол., № 11, 1963.
19. Исакович М. А. Общая акустика. «Наука», М., 1973.
20. Манк У., Микдональд Г. Дж. Ф. Вращение Земли, Мир, М., 1964.
21. Резикян А. М. Число свободных электронов в конденсированном веществе в зависимости от его плотности. Астрофизика, т. 7, вып. 4, 1971.
22. Рингвуд А. Е. Состав и петрология мантии Земли. «Недра», М., 1981.
23. Рыбин А. И. Теория глубинного гравитационного тектогенеза. ДАН СССР, т. 195, № 4, 1970.
24. Сидоренко Н. С. Неравномерность вращения Земли и движение полюсов. Природа, № 4, 1982.
25. Сорохтин О. Г. (ред.) Геофизика океана, т. 2, Геодинамика. «Наука», М., 1979.
26. Ферхуген Дж., Тернер Ф., Вейс Л., Вирхафтик К., Файф У. Земля, т. II, Мир, М., 1974.
27. Хайд Р. Гидродинамика земного ядра. Сб. Физика и химия Земли. Изд. ИЛ, М., 1958 (1956).
28. Шнейдер П. Инженерные проблемы теплопроводности. ИЛ, М., 1960.
29. Birch F. On the possibility of large changes in the Earth's volume. Physics of the Earth and Planetary Interiors, 1, 141, 1968.
30. Cathles I. M. The viscosity of the Earth's mantle. Publ. Princeton Univ., London, 1975.
31. Davies G. F. Thermal histories of convective Earth models and constraints on radiogenic heat production in the Earth. Journ. Geophys. Res., vol. 85, 135, 1980.
32. Elsasser W. M., Olson P., March B. D. The depth of mantle convection. Journ. Geophys. Res., vol. 84, 131, 1979.
33. James R. A. The structure and stability of rotating gas masses. Astrophys. Journ., 140, 1964.
34. Kaula W. M. Material properties for mantle convection consistent with observed surface fields. Journ. Geophys. Res., vol. 85, B12, 1980.
35. Lamar D. L., Merifield P. M. Influence of Solar tidal torque on length of day and synodic month. Journ. Geophys. Res., vol. 72, 14, 1967.
36. McElhinny M. W., Taylor S. K., Stevenson D. J. Limits to the expansion of Earth, Moon, Mars and Mercury and to changes in the gravitational constant, Nature, vol. 271, 5643, 1978.
37. Moore D. R., Weiss N. O. Two-dimensional Rayleigh-Benard convection. Journ. Fluid Mech., 58, 1973.
38. Morrison L. V. Rotation of the Earth AD 1663—1322 and the constancy of G. Nature, vol. 241, 5331, 1973.
39. Morrison L. V. Tidal deacceleration of the Earth's rotation deduced from astronomical observations in the period AD to the present. Tidal friction and the Earth's Rotation, Springer-Verlag, 1978.
40. Newton R. R. Ancient astronomical observations and accelerations of the Earth and Moon. John Hopkins Press, London, 1970.
41. Piper J. D. Geological and Geophysical evidence relating to continental growth on dynamics and the hydrosphere in precambrian times: a review and analysis. "Tidal friction and the Earth rotation", Springer-Verlag, 1978.
42. Richter F. M., McKenzie D. P. Simple plate models of mantle convection. Journ. Geophys. 44, 1978.
43. Runcorn S. K. Mechanism of plate tectonics: mantle convection currents, plums, gravity sliding or expansion? "Tectonophysics", 1—4, 1980.
44. Smith P. J. The end of the expanding Earth hypothesis? Nature, vol 271, 5643, 1978.

УДК: 551.14+551.24

А. Т. АСЛАНЯН

БОЛЬШИЕ ИЗМЕНЕНИЯ ВНУТРЕННЕГО ОБЪЕМА И ПОЛЯРНОГО СЖАТИЯ ЗЕМЛИ И ИХ ТЕКТОНИЧЕСКИЕ ПОСЛЕДСТВИЯ

Показывается самосогласованная замкнутая система геодинамических представлений, основанных на следующих посылах: около $4,5 \cdot 10^9$ лет т. н. период вращения Земли составлял около 6 ч, радиус R^0 —около 7390 км, средняя плотность— $3,5435 \text{ г/см}^3$, расстояние до Луны 70—80 тыс. км, полярное сжатие (эллиптичность)— $1/15$, экваториальный радиус—7550 км, минимальная скорость уменьшения радиуса в среднем $V_r = (7390-6370) \text{ км} / (4,5 \cdot 10^9 \text{ лет}) = 2,27 \text{ см}$ за каждые 100 лет.

Уменьшение больших кругов Земли при переходе от марсианской плотности ($R = 7200 \text{ км}$, $\rho = 3,89 \text{ г/см}^3$) к современной за время, прошедшее после образования первых гранитоидов (эндербитов), имеющих возраст около $3,8 \cdot 10^9$ лет, составляет $\Delta C = 5260 \text{ км}$, уменьшение поверхности Земли на $1/4$. Подобное уменьшение больших кругов реализуется в образовании геосинклинальных прогибов, сводообразных поднятий, субдукции литосферных плит и др. Уменьшение полярной сплюснутости в свою очередь приводит к сжатию кругов коры и мантии на широтах менее 45° . Подобное изменение могло служить причиной образования сети мощных, глубоко проникающих магистральных разломов, составляющих, вероятно, матрицу мировой рифтовой системы.

Определенные тектонические эффекты предполагаются также вследствие переформирования фигуры планеты в связи с изменениями момента инерции масс, связанными с заметно большим и относительно быстрым вертикальным перемещением литосферных блоков, образованием наложенных вулканических и ледниковых масс и др.

Отмечается значение факта концентрации напряжений и деформации в нескольких узких поясах литосферы (геосинклинали и др.) и, как следствие этого, неизбежность больших горизонтальных перемещений литосферных плит со скоростью $V_\phi = 2\pi\beta V_r$, достигающей 4—5 см/год при коэффициенте концентрации $\beta = 15-20$ и $V_r = 0,03 \text{ см/год}$. Подчеркивается вывод о том, что конвекция в мантии поддерживается контракцией (энергией гравитационного поля), а сама контракция возможна лишь при конвективном механизме выноса тепла из недр. Отмечается также прерывистый характер процесса контракции, эпизодически уступающего место процессу экспансии, ввиду задержки в выносе тепла и развития адиабатических явлений.

В фондах современного естествознания имеются весомые данные, эмпирические обобщения и теоретические разработки, которые показывают, что на заре своего становления, около 4,5 млрд. лет т. н., Земля вращалась в несколько раз быстрее, чем в современную эпоху, занимала пространство примерно в 1,5—1,6 раза больше, чем сейчас, за все время своего существования эпизодически или периодически проявляла высокую магматическую и сейсмическую активность, во внешней оболочке ее (в литосфере) неоднократно возникали, преобразовывались и уничтожались крупные протяженные альпийнотипные хребты, рифтовые системы, островные дуги, вулканические цепи, желобовидные прогибы, обширные овальные депрессии, сводообразные поднятия, глыбовые горы,

зоны разломов и т. д. Примечательными особенностями ранней истории Земли являются также наличие обширных мелководных океанов и морей, близость Луны к Земле (порядка 70—80 тыс. км), широкое развитие синне-зеленых водорослей в мелководных морях, существование дипольного магнитного поля с напряженностью порядка 0,5 эс (около 3 млрд. лет т. н.), возникновение выдержанных металлоносных поясов с определенными типами пород, руд, тектонических структур и др.

В генерализованном виде литосфера Земли (*s. stricto*)—это неоднородная, жесткая, композитная оболочка мощностью 70—80 км, состоящая из ряда пологих плитовидных блоков и расположенных между ними узких извилистых, сильно деформированных или деструктурированных поясов (типа альпийских складчатых цепей, срединноокеанических хребтов, островных дуг и др.) [см. 12, 15, 21, 27, 28, 42 и др.].

Субстратом литосферы является астеносфера, состоящая из гранат-шпинелевых перидотитов, отличающихся в сильно тектонизированных областях относительно высокой текучестью. Теоретически доказывается, что при переходе астеносферы в жидкое состояние вышележащая литосфера теряет устойчивость под влиянием одного лишь собственного веса, если мощность литосферы превышает 70 км (см. ниже стр. 15). Вместе с этим теоретически обоснована возможность развития в мантии периодически возникающих крупномасштабных конвективных течений (с латеральными размерами ячеек порядка $R \times R$), могущих увлекать за собой литосферные плиты на большие расстояния (при условии, если разность температур между подошвой и кровлей мантии поддерживается на уровне 2600°C, а вязкость масс в конвективном слое составляет 10^{21} — 10^{22} пуаз). В современной картине строения земной коры бросается в глаза резкий контраст между океаническими и континентальными ее областями: в первых кора имеет мощность в среднем 6 км, залегает между глубинами в среднем 3890 м и 9900 м и состоит в основном из продуктов базальтовой магмы, а во вторых мощность коры составляет для равнинных областей в среднем 37 км, высота поверхности над уровнем моря 875 м и состоит в нижней половине из вещества типа базальтов и серпентинитов, а в верхней половине в основном из вещества близкого по химическому составу к гранитоидам; в разрезе высокогорных хребтов альпийского типа мощность коры достигает от 45—50 до 80—85 км (Кавказ, Памир, Гималаи и др.).

Круг вопросов, связанных с изучением закономерностей развития литосферы, значительно расширился в связи с увеличением информации об энергии, выделяемой радиоактивными элементами в мантии Земли, обоснованием возможности развития крупномасштабных конвективных течений в недрах Земли, предположением о значительном изменении объема Земли вследствие фазовых переходов, активного взаимодействия ядра и мантии, изменении положения толщи Земли в отношении оси вращения [см. 10, 14, 19, 20, 21, 24, 26, 30, 31, 32, 36 и др.].

Попыток для объяснения происхождения указанных структур и геологических событий сделано чрезвычайно много, особенно за последние десятилетия, однако каждая из предложенных гипотез (их около 100),

удовлетворительно решает одну-две задачи, оставляя открытыми множество других [см. 12, 21, 24, 26, 30, 33, 34, 42]. Можно отметить также условность основных положений некоторых гипотез, претендующих на значительную общность и эвристичность. Так, Дж. Вассербург предложил удобную для анализа модель Земли, состоящую из каменных метеоритов такого типа, которые содержат радиоактивные элементы в количествах, достаточных для объяснения наблюдаемого теплового потока Земли (на уровне $1,3 \cdot 10^{28}$ эрг/год), хотя этот поток обеспечивается также уменьшением радиуса Земли со скоростью всего 0,02—0,03 см/год.

В то же время модели Земли, представленные из широко распространенных пород семейства ультрамафитов, например, из океанических перидотитов (лерцолитов), альпинотипных перидотитов и оливинитов (дунитов), выделяют радиогенного тепла меньше реально наблюдаемого соответственно в 20, 60 и 600 раз, т. е. для этих более реальных моделей вклад радиогенного тепла в общий тепловой поток пренебрежимо мал, и говорить об их решающей роли в развитии крупномасштабных и многократно повторяющихся конвективных систем не приходится (по данным известных исследований А. П. Виноградова, А. В. Сидоренко, Ю. М. Борщевского и др., вещество земной коры непрерывно омывается морской водой не менее 4 млрд. лет, обогащается органическим веществом и в ней последовательно увеличивается содержание тяжелых изотопов; это обстоятельство, естественно, затрудняет корреляцию между изотопными отношениями пород коры, мантии и метеоритов).

Аналогичная условность усматривается также в утверждении о том, что 1,6—2,3 млрд. лет т. н. объем Земли был в 6 раз меньше объема современной Земли (по палеомагнитным расчетам Эмблтона и Шмидта, 1981) [см. 22]. Если объем гидросферы современной Земли равнялся примерно объему гидросферы протерозойской Земли, то толщина ее должна была равняться 8880 м (толщина современной гидросферы в глобальном усредненном выражении 2685 м). Данные о литофациях и органическом мире протерозоя не могут быть согласованы с этой оценкой (указанные авторы определили по существу не объем всей Земли, а объем ее ядра, являющегося главным носителем магнитного момента). Равным образом, невозможно указать источник энергии, необходимый для расширения Земли до современного объема, поскольку для этого потребуется дополнительный разогрев земных недр в адиабатическом режиме в среднем на 4000°.

Здесь же следует указать на открытие отчетливо выраженных следов морских приливов и отливов (с перепадами уровня воды 12—25 м) в песчаных отложениях архея с возрастом 3 млрд. лет (формация Понгола в Южной Африке) [39]. Этот факт, конечно, не укладывается в представления о глубине докембрийского океана 8—9 км и не соответствует также представлениям тех авторов, которые считают, что Луна стала спутником Земли всего $1,78 \cdot 10^9$ лет т. н. (эта цифра фигурирует в известных работах Г. Джеффриса, Дж. Макдональда, Ф. Стейси и др.). Наряду с этими существенными замечаниями следует указать также на следующий крупный пробел: в теоретическом анализе тектонических про-

цессов, исходящих из положения об общем гравитационном сжатии Земли, не учитывался факт неравномерного распределения глобально выраженных деформационных поясов (занимающих всего 15% поверхности литосферы), указывающих: а) на концентрацию напряжений и деформаций в нескольких узких, наиболее податливых зонах литосферы; б) на неизбежность скольжения литосферных плит в направлении этих зон; в) на возможность дистального погружения краев литосферных плит в мантию (субдукция); г) на неизбежность образования при горизонтальном (продольном) изгибе литосферы наряду с желобовидными прогибами (тектогенами) аркообразных поднятий, которые становятся зонами дивергентного раздвига и мантийного диапиризма [см. 2, 3, 4, 10, 26].

Приведенные выше данные представляются самыми важными для конструирования геодинамических и геотектонических моделей, и одной из главных задач современных наук о Земле является создание самосогласованной глобальной теории, могущей объяснять и предсказывать основной комплекс геологических событий в их связи с другими явлениями космической активности планеты [см. 6, 12, 17, 18, 24, 33, 34, 35, 36]. Последующее изложение представляет одну из таких попыток, основанную с одной стороны на признании главенствующей роли в геодинамических и геотектонических процессах гравитационного сжатия (контракция) и переформирования фигуры Земли, стремящихся нарушить установившееся состояние относительного равновесия планеты (коробление и деструкция литосферы и мантии) и, с другой стороны, стремящихся привести планету в состояние наиболее устойчивого гидростатического равновесия (гравитационная дифференциация масс с обособлением ядра Земли, конвективные движения в мантии, дрейф и скольжение литосферных плит, возникновение альпийских цепей в роли пластических шарниров, нарушение сплошности литосферы в виде зон разломов, изостатическое распределение литосферных масс, образование диапировых структур, магматические инъекции, излияние лав и др.).

Предметом специальных исследований является выяснение тектонической роли процессов вертикальных и горизонтальных перемещений отдельных областей литосферы, увеличение на них нагрузок ледниковых и лавовых новообразований и др. процессов, приводящих к заметному перераспределению момента инерции между отдельными областями Земли и поворотом ее в отношении оси вращения. Для такой оценки подходящие примеры представляют поднятие Тибета на 4000—4500 м на площади 2 млн. км², третичные лавы Декана на площади 1 млн. км² при мощности до 3 км, ледники Гренландии, мощностью до 3 км, альпийские горные цепи высотой до 9 км и др. (по оценке Т. Гольда, быстрое поднятие на 3 м всей Южной Америки может привести к тому, что спустя 1 млн. лет область Ю. Америки окажется над современным Южным полюсом; имеющиеся расчеты также показывают, что вследствие таяния гренландских ледников Северный полюс со временем переместится в Гренландию).

Из множества моделей Земли, при одинаковом их объеме, наиболее устойчивой является модель с минимумом потенциальной энергии.

Такой моделью является гидростатическая модель. С точки зрения термодинамики, процессы второй группы (конвекция, диапиризм, альпино-типный орогенез, интрузивный магматизм, излияние лав и др.) сопровождаются релаксацией напряжений, минимизируют потенциальную энергию системы и стремятся сделать состояние планеты более устойчивым. Процессы первой группы приводят к усилению напряженного состояния литосферы и мантии, к нарушению гидростатически уравновешенной фигуры планеты, относительно жесткие слои и оболочки испытывают различные деформации (изгиба, сжатия, растяжения, сдвига), в них накапливается потенциальная энергия (в виде энергии упругой деформации и потенциальной энергии, которую приобретают отдельные области литосферы при поднятии). По данным спутниковых наблюдений, экваториальное вздутие реальной Земли выше такового для модели жидкой Земли на 72 м, что, вероятно, и находит некоторое отражение в крупномасштабных конвективных движениях мантии, покачивании полюсов и др.

Таким образом, с точки зрения термодинамики, суть тектонической эволюции Земли заключается в постоянной борьбе между процессами нарушения и процессами восстановления (изостазия и др.) энергетически наиболее выгодной и гравитационно устойчивой, гидростатически уравновешенной конфигурации.

Остановимся несколько подробнее на упомянутых выше главных геодинамических факторах.

(1). СКОРОСТЬ ВРАЩЕНИЯ ЗЕМЛИ В ПРОШЛОМ

Изучение структур суточных и месячных (синодических) линий роста ископаемой и современной коралловой фауны—пелещипод, брахиопод и строматолитов показало, что Земля совершала за стандартный год 460 оборотов $1900 \cdot 10^6$ лет т. н. (разность в продолжительности суток $\Delta T = 5$ ч), 399 об. $375 \cdot 10^6$ лет т. н. ($\Delta T = 2,44$ ч), 391 оборот $337 \cdot 10^6$ лет т. н. ($\Delta T = 1,95$ ч), 380 об. $225 \cdot 10^6$ лет т. н. ($\Delta T = 1,31$ ч), 375 об. $72 \cdot 10^6$ лет т. н. ($\Delta T = 0,64$ ч). Среднее статистическое значение для голоценовых кораллов (< 12.000 лет) 359,3 оборота ($\Delta T \approx 0$) [см. 38]. Очевидно, происходит закономерное уменьшение угловой скорости вращения Земли от древнейших времен к нашей эпохе, что объясняется приливным торможением, возбуждаемым Луной и Солнцем (ниже будет показано, что торможение было на 40% слабее, чем ожидалось по теоретическим расчетам, поскольку не учитывалось соответствующее увеличение скорости вращения, вследствие уменьшения радиуса инерции Земли согласно условию $\omega R_i^2 = \text{const.}$). Увеличение продолжительности суток по указанным палеонтологическим данным составляет для палеозоя и мезозоя $21 \div 23$ сек за 10^6 лет. Непротиворечивые результаты дают расчеты, основанные на методах небесной механики.

Из упрощенной теории Гаусса о вращении спутника (Луны) вокруг центрального тела (Земли) выводится простая расчетная формула

$$\Delta T/T_0 = 4,95(1 - a^{1/2}),$$

где $\Delta T = T - T_0$ — разность между продолжительностью современных суток и суток в прошлом, a — отношение радиуса первоначальной орбиты (круговой) спутника к современной орбите (момент инерции спутника и центрального тела относительно осей их вращения $J = \kappa MR^2$ считается неизменным) [см. 9, 25].

Если Луна образовалась на расстоянии $l = 10 R$ от Земли, то для современных параметров при $a = 1/6$, $T/T_0 = b = 3,93$, а при сильном полярном сжатии $l_{kp} = 17 R$, $a = 1/3,55$ и $b = 3,32$.

На основе указанной выше теории Гаусса автором было показано, что если величину фазового угла запаздывания приливного выступа Земли определить из данных чандлеровских колебаний полюса ($\sin 2\delta = 1/Q = 1/35$, $\delta = 50'$), то из формулы $a = (1 + 7,563 \cdot 10^{-9} t/Q)^{1/3}$ (основанной на теории Гаусса) при $t = 4,6 \cdot 10^9$ лет получим $a = l_0/6 = 10 R$ — оценка, хорошо согласующаяся с результатами численных экспериментов на ЭВМ П. Гольдрайха (1966) [см. 9].

В 1848 г. Э. Рош показал, что в случае нахождения Луны на расстоянии $2,2 R$ от Земли она будет обращаться вокруг Земли с той же угловой скоростью, что и сама Земля. В первом приближении это следует из упомянутой выше формулы $b = 5,95 - 4,95 a^{1/2}$ при $a = (2,2/60,3) R$. Отсюда следует, что в указанное время продолжительность суток была $T_0 = T/b = 24/4,95 = 5$ ч (более строгий расчет дает $T_0 = 4,88$ ч). Увеличение продолжительности суток за время удаления Луны от Земли ($4,5 \cdot 10^9$ лет) до ее современной орбиты составляет при $a = 2,2 R$ в среднем 15 сек, а при $a = 10 R$, 14,3 сек за каждые 10^6 лет. (Можно показать, что указанный выше эффект увеличения скорости вращения Земли вследствие уменьшения ее радиуса практически эквивалентен эффекту от замены начального расстояния $a = 10 R$ на $a = 2,2 R$).

Эллиптичность Земли является квадратичной функцией угловой скорости вращения. Если она вращалась 4,5 млрд. лет т. н. в 4,95 раза быстрее, то эллиптичность по сравнению с современной ($1/298, 257$) должна была быть больше $(4,95)^2 = 24,5$ раза, т. е. она должна была равняться $1/12$ (эллиптичность Юпитера $E = 1/15,2$). Согласно этим оценкам, в то время полярный радиус Земли R_p должен был быть меньше среднего радиуса $R_m^0 = 7384$ км на величину порядка $\frac{2}{3} \varepsilon R_m^0 = 407$ км, а экваториальный радиус $R_e^0 = 7590$ км на величину $\frac{1}{3} \varepsilon R = 203$ км.

При замедлении вращения до современного значения экваториальный круг должен был уменьшаться на 1275 км, т. е. на 4%. При $a = 10R$, $b = 3,93$, получим $\varepsilon = 1/15$, $R_e^0 = R_0 + \frac{1}{3} \varepsilon R^0 = 46 R^0/45 = 7548$ км, $R_e^0 - R^0 = 142$ км, $\Delta C = 2\pi (R_e^0 - R^0) = 1030$ км, т. е. экваториальное кольцо литосферы уменьшается на 2,2% [см. 6, 7, 9].

Переход от такой сильно сплюснутой формы к современной шарообразной должен сопровождаться короблением и разverzанием литосферы, образованием глобальной сети мощных, глубоко проникающих магистральных разломов, составляющих, вероятно, матрицу мировой рифтовой системы.

А. С. Лейбензон (1910) показал, что в кольце литосферы на широте 45° вследствие расплющивания Земли возникнут деформирующие силы, которые нарушат его сплошность за время $\Delta T \cong 10^{-5} \cdot T \sigma_s$ (T — продолжительность суток, σ_s — прочность литосферы). Для значений $T = 24 \text{ ч} = 1440 \text{ мин}$, $\sigma_s = 2600 \text{ кг/см}^2$, получаем $\Delta T = 38 \text{ мин} = 0,63 \text{ ч}$. Такое уменьшение T произошло за последние 72 млн. лет, т. е. за кайнозойское время [см. 3, 9].

Представляется вероятным, что матрица сети планетарных деформационных структур возникла именно вследствие расплющивания Земли, причем в полярных областях ($\varphi \gg 45^\circ$) развивались близширотные дугообразные структуры растяжения, а в экваториальных областях ($\varphi \ll 45^\circ$) структуры сжатия (изгибы и сколы).

При $a = 10R$, $a_0 = 60,3R$, $a_0 - a = 320.000 \text{ км}$, скорость удаления Луны от Земли за $4,5 \cdot 10^9 \text{ лет}$ составит $7,12 \text{ см/год}$, скорость изменения орбитального движения Луны $\dot{n} = 44,8'' \text{ век}^{-2}$, а изменение угловой скорости вращения Земли $\dot{\omega} = 4,95 \cdot 10^{-22} \text{ рад/сек}^2$ (при $a = 2,2R$). Следует обратить внимание на то обстоятельство, что в процессе приливного взаимодействия пара Земля-Луна представляет колебательную систему: Земля и океан на Земле представляют маятник с периодом колебания 13,42 ч (лунные полусуточные приливы-отливы). Для таких систем потенциальная энергия $W(P)$ равняется кинетической энергии $U(K)$ и соответственно диссипативная функция Q , фигурирующая в зависимости $U(K) = (2\pi/Q) \cdot W(P)$ должна равняться 2π . В таком случае в полученной из теории Гаусса формуле для оценки изменения скорости большой полуоси орбиты Луны $d\bar{a}/dt = A_0 a_0^{11/2} / Q$ должно быть положено $Q = 2\pi$, а не $Q = 4\pi$, как то принимается в астрономии (в последнем случае получается $d\bar{a}/dt = 3,2 \text{ см/год}$, в первом случае $6,4 \text{ см/год}$). Это обстоятельство устраняет также противоречие между геологическими данными и астрономическими расчетами о местоположении Луны в прошлом [9, 25, 39].

(2). БОЛЬШИЕ ИЗМЕНЕНИЯ ОБЪЕМА ЗЕМЛИ (КОНТРАКЦИЯ И ПУЛЬСАЦИЯ ЗЕМЛИ)

В. А. Амбарцумян [1] считает, что Солнце и протопланеты образовались одновременно, в результате распада более массивного тела или агрегата тел. В русле этой гипотезы находится представление, согласно которому указанное тело раскололось в двойную звезду, один из компонентов которой, фрагментируясь дальше, образовал протопланеты, а второй был обособлен в виде Протосолнца (такое деление быстро вращающихся звезд отмечено недавно в скоплении Плеяды англий-

скими астрономами). Если первичное тело было сильно сжатым агломератом, находившимся под давлением $10^{14}—10^{14,5}$ дин/см^2 (Л. Кнопов и Р. Уффен, 1954), то после выхода из его состава очень плотных фрагментов (с плотностью $20—30$ г/см^3) должны были произойти переход первичного вещества в фазу меньшей плотности, выделение газов в наружную оболочку и, вероятно, преобразование фрагментов в планеты типа Юпитера, Сатурна, Урана. В одной из относительно детально изученных моделей возникновения планет в пыле-газовых облаках обосновывается возможность образования сначала мириады мелких нитевидных или паутиннообразных структур (типа пылевых мышей—«*dust mouse*», отмеченных в процессах искусственного кристаллообразования—Дон и Сирс, 1963), а в дальнейшем аккумуляция их в более компактные и массивные перманентно уплотняющиеся протопланеты (возможность образования относительно мелких твердых тел, могущих объединиться в протоастероиды и далее в планеты, в этой модели отрицается) [Т.М. Энеева, 1983].

Согласно теореме вириала связь между кинетической энергией U и потенциальной энергией W медленно вращающейся звезды определяется в состоянии механического равновесия выражением

$$2\pi(\gamma - 3)U + 2\pi W = QU + 2\pi W = 0$$

(здесь γ —параметр Грюнайзена, который для минеральных масс и эфтектов Земли, имеющих характер твердых растворов, имеет значения в пределах $2,5—3$).

Условием сжатия звезды является неравенство

$$T < T_{kp} = W/MC_v.$$

Для Земли $W = -2,54 \cdot 10^{39}$ эрг , $M = 5,98 \cdot 10^{27}$ г , $C_v = 1,25 \cdot 10^7$ эрг/(г. град) , $T = 3410^\circ\text{К}$. Если средняя температура Земли меньше T_{kp} , то она будет сжиматься (для центра Земли, где давление $4 \cdot 10^{12}$ дин/см^2 по законам Клапейрона-Менделеева и Дюлонга-Пти, $T_c = 7500^\circ\text{К}$). Это условие равносильно известному условию Джинса, согласно которому звезда сжимается, если для нее первая космическая скорость V_* больше лапласовой скорости звуковой волны V_s . Для Земли $V_* = 7,89$ км/сек , $V_s = 4,83$ км/сек .

Различают два типа сжатия: адиабатическое сжатие, когда сжатие продолжается до установления гидростатического равновесия и вся выделяемая гравитационная энергия превращается в тепло ($\Delta W = \Delta U$), и изотермическое сжатие, которое имеет место в случае, когда длина тепловой волны по порядку равняется радиусу тела R .

Если объем тела уменьшается в x раз, то при этом высвобождается гравитационная энергия $\Delta W = (1-x)W$, в то время как энергия, возникающая за счет непосредственного сжатия $U' = 3MA_0 T \ln x/\mu$. Режим изотермичности сохраняется при $\Delta W = U'$ и если энергия ΔW обязательно удаляется из звезды. Отсюда следует, что звезда, как конденсированная система, неустойчива к сжатию и не может сжиматься слишком сильно.

Если $W \gg (3\gamma - 3)U$ и $\gamma \gg 4/3$, то в тепловую энергию переходит лишь $1/(3\gamma - 3)$ часть гравитационной энергии, остальная же, большая часть переходит в аperiodические движения, причем развивающееся динамическое давление в случае газовых шаров считается достаточным для разбухания их до первоначальных размеров. Это вновь указывает на то, что при $\Delta W \gg \Delta U$ звезда не может в целом постоянно сжиматься [см. 11].

Таким образом, контракция, хотя и направленный процесс, но совершается с переменной скоростью, а временами и уступает место экспансии. По расчетам Дж. Макдональда (1964), при эпизодах экспансии радиус Земли может увеличиться не более 10 км, а по оценкам С. Ранкорна (1980), для объяснения расхождения литосферных плит за последние 150 млн. лет требуется невероятно большое увеличение радиуса на 10%, т. е. увеличение больших кругов литосферы на 4000 км.

Согласно палеонтологическим данным процесс контракции ощутимо замедлился или уступил место экспансии временами в плейстоцене, эоцене, юре, среднем протерозое [см. 38].

Определению темпа контракции посвящен целый ряд публикаций [см. 6, 13, 22, 27, 41]. Все те исследования, которые основаны на традиционных законах физики твердого тела и гравитационной астрономии, приводят к выводу, что объем Земли в прерывисто-непрерывном режиме уменьшается; для скорости уменьшения радиуса указывались цифры от 1,9—2,7 см до 4,3—6,4 см за 100 лет, причем высокие значения получены в предположении, что Земля не взаимодействует с Луной и Солнцем, а ядро Земли обособилось еще в раннем катархее [см. 19, 31].

Анализ котидаальных карт показывает, что суммарный приливный момент Луны и Солнца должен был замедлить вращение Земли на 40% больше наблюдаемого значения. Эта разница соответствует разности периодов нутации абсолютно твердой модели Земли 305,5 дней (период Эйлера) и модели реальной (упруго-вязкой) Земли 434 дня (период Чандлера) [6, 10, 19, 25].

Согласно приведенным выше расчетам минимально возможный период вращения Земли $4,5 \cdot 10^9$ лет т. н. был $T_0 = 4,88$, современный период $T = 24$ ч радиус $R = 6371$ км. Поскольку $0,4 \cdot (T - T_0)/T = 2 (R_0 - R)/R$, то $4,5 \cdot 10^9$ лет т. н. радиус Земли должен был равняться $R_0 = 7386$ км, $R_0 - R = \Delta R = 1015$ км, а средняя скорость уменьшения радиуса за время $4,5 \cdot 10^9$ лет составит минимум $V_r = 2,26$ см за столетие (если исключить отдельные этапы эволюции, когда объем Земли эпизодически увеличивается или во всяком случае остается постоянным).

Пользуясь этими данными, легко показать, что в прегеологическое время ($4,5 \cdot 10^9$ лет т. н.) средняя плотность Земли при радиусе $R_0 = 7386$ км равнялась $\rho_0 = 3,543$ г/см³ (средняя плотность большинства каменных метеоритов), $3,79 \cdot 10^9$ лет т. н. $\rho_1 = 3,89$ г/см³ (средняя плотность Марса в современную эпоху), а $0,81 \cdot 10^9$ лет т. н. $\rho_2 = 4,60$ г/см³. Уменьшение объема Земли при переходе от начальной плотности 3,543 г/см³ к современной—5,517 г/см³ составляет 1,558 раза.

Согласно известной теореме Калландро, плотность поверхностного слоя для всех этих этапов (при гомологическом сжатии) $\rho_s < 0,657 \rho_m$ (ρ_m — средняя плотность планеты на том или ином этапе). Для

такой модели современной Земли по Калландро $\rho_s \leq 3,623 \text{ г/см}^3$ (в действительности $\rho_s = 0,5 \rho_m = 2,76 \text{ г/см}^3$ — средняя плотность коры), а для марсианской модели ($\rho_1 = 3,89 \text{ г/см}^3$) $\rho_s \leq 2,56 \text{ г/см}^3$ (плотность лунных габбро-анортозитов около 2 г/см^3 , плотность Луны $3,34 \text{ г/см}^3$). Многие исследователи началом геологического времени считают рубеж $3,79 \cdot 10^9 \text{ лет. т. н.}$ (возраст эnderбитов из древнейших формаций). В это время средняя плотность Земли равнялась плотности Марса ($3,89 \text{ г/см}^3$), а радиус 7200 км. Следовательно, за время $3,79 \cdot 10^9 \text{ лет}$ большие круги литосферы уменьшились на величину $\Delta C = 2\pi (7200 \text{ км} - 6370 \text{ км}) = 5260 \text{ км}$. Эта разница может реализоваться в образовании изгибных структур (геосинклинали, геоантиклинали, океанические желоба и др.), заполненных во многих районах альпинотипными смятыми комплексами отложений, в аннигиляции краев литосферных плит вследствие их дистального ныряния в мантию и т. д. Указанному значению $\Delta C = 5260 \text{ км}$ соответствует уменьшение поверхности Земли на 26%, т. е. за все геологическое время ($3,79 \cdot 10^9 \text{ лет}$) поверхность планеты уменьшилась вследствие контракции на 1/4. Примечательна при этом локализация эффекта контракции всего в нескольких узких поясах типа альпийско-гималайской или круготихоокеанской горно-складчатых цепей.

Можно отметить, что альпинотипные деформационные структуры байкальского, каледонского, герцинского, киммерийского и альпийского циклов, возникшие за последние 800 млн. лет, занимают 12% поверхности Земли, или 6% длины больших колец литосферы. Указанную выше невязку между наблюдаемыми и расчетными значениями торможения Земли пытались объяснить либо предполагаемыми изменениями гравитационной постоянной (П. Иордан, Р. Дике и др.), либо изменениями (уменьшением) радиуса Земли (Б. Мейерманн, Н. Н. Парийский, А. Т. Асланян и др.), либо различными сочетаниями этих факторов (П. Н. Кропоткин и др.) [см. 6, 22].

По поводу первого предположения было высказано следующее возражение: относительное изменение расстояния S между Солнцем и Землей приводит к изменению температуры поверхности Земли и к изменению количества солнечной энергии, получаемой Землей, согласно пропорциям

$$\Delta s/s = -2\Delta t^\circ/t^\circ = \Delta E/2E.$$

Если вследствие изменения гравитационной постоянной радиус орбиты Земли (среднее значение 149 млн. км) изменится на 5 млн. км, то температура изменится на $\Delta t^\circ = 4,77^\circ$ и в одном случае на всей Земле будет вечная зима (в лед превратится вся вода в океанах, морях и реках), а в другом случае будет вечное лето (поверхность Земли превратится в пустыню), исчезнут все знакомые нам формы фауны и флоры, эволюция которых продолжается вот уже несколько миллиардов лет [9, 23].

Против идеи существенного изменения гравитационной постоянной (гипотеза Дирака) приводились также серьезные возражения космологического характера. Было высказано предположение о периодическом изменении этой постоянной (гипотеза Кануто) и в связи с этим предпо-

(3). КОНТРАКЦИОННЫЙ МЕХАНИЗМ И КОНВЕКТИВНЫЕ ТЕЧЕНИЯ

В середине нашего столетия наибольшее распространение имели представления о мантийных конвективных течениях как главного движущего механизма разбегающихся литосферных плит. *Теплофизические и термодинамические расчеты показали довольно большую вероятность возникновения конвективных течений и их эффективность, поскольку критерий Нуссельта, определяющий эффективность работы механизма, существенно больше единицы (порядка 15—20) [см. 19, 21, 26, 30, 42, 43]. Требуемая эффективность получалась при условии, что разность температур между основанием мантии на глубине около 2870 км и вер- хами ее на глубине около 200 км составляет 2600° и поддерживается на этом уровне в течение тектонических циклов продолжительностью 800 млн. лет и 200 млн. лет, а вынос тепла в околоземное пространство осуществляется в основном не кондуктивным, а конвективным механиз- мом. Для этого соответственно тепловой поток из недр Земли должен составить $4 \cdot 10^{20}$ эрг/сек = $1,26 \cdot 10^{28}$ эрг/год. Поскольку в толще, Земли радиогенного тепла выделяется в десятки раз меньше этого количества, то ставится вопрос о поисках других источников энергии, питающей кон- вективные течения [37]. Задачу не решили также предположения, что источником такой энергии может служить процесс сегрегации металличе- ского ядра Земли, если он имел место не в катархее, а продолжается равномерно до современной эпохи, поскольку, как было показано выше, при преобразовании однородной модели Земли в реальную Землю с центральной конденсацией ($\rho_c = 13,543$ г/см³) выделяется энергии в два раза меньше требуемой— $0,57 \cdot 10^{28}$ эрг/год.*

Удовлетворительное решение вопроса дала теория конгракции [см. 10]. При анализе теплового баланса Земли, основанного на сопоставле- нии удельного веса отдельных членов уравнения теплопроводности, вы- яснилось, что т. н. конвективный член этого уравнения ($V_r \text{ grad } T$) на один порядок больше суммы остальных членов и зависит почти всецело от скорости уменьшения радиуса Земли. Этот вывод сразу следует из неравенства $2h/R \leq V_r$, если принять значение коэффициента тепло- вой диффузии $h = 0,012$ см²/сек, характерного для пород земной ко- ры, и $R = 6,37 \cdot 10^8$ см. Тогда $2h/R = 3,37 \cdot 10^{-11}$ см/сек, в то время как минимальное значение скорости уменьшения радиуса Земли $V_r = 2,21$ см/100 лет = $69,8 \cdot 10^{-11}$ см/сек. Следовательно, вынос тепла из недр происходит при эффективном значении коэффициента тепловой диффузии, в 20 раз превышающем реальный коэффициент. Расчетная формула $q = MC_v V_r \partial T / \partial R$ дает при этом значении V_r и $\partial T / \partial R = 1^\circ/\text{км}$, $q = 1,6 \cdot 10^{28}$ эрг/год, что подтверждает правильность указан- ного предположения о роли конгракции для поддержания конвектив- ных течений. Таким образом, выясняется, что длительная конгракция не-

возможна без конвективного механизма выноса тепла и, наоборот, конвекция невозможна без контракции, поскольку только последняя поддерживает необходимый перепад температур между основанием и кровлей конвективного слоя (поверхность конвективных ячеек порядка $R \times R$) [см. 10].

Как уже отмечалось, при контракции Земли происходит концентрация напряжений и деформаций в нескольких узких зонах литосферы. 800 млн. лет т. н. средняя плотность Земли составляла $4,6 \text{ г/см}^3$, а радиус — 6770 км. Сокращение больших кругов литосферы за это время составит около 2550 км, т. е. почти 6%, а уменьшение поверхности Земли 12% (такую площадь занимают альпинотипные цепи байкальской, каледонской, герцинской, киммерийской и новоальпийской тектонических циклов). Введя коэффициент концентрации деформации $\beta = 2\pi R / 2\pi \Delta R$, получим скорость горизонтального движения литосферы к оси зоны концентрации деформации $U = 2\pi \beta V_r$. При $V_r = 0,022 \text{ см/год}$ (минимальная скорость уменьшения радиуса Земли) и $\beta = 100\% / 6\% = 16,6$ получим $U = 2,3 \text{ см/год}$, а при $\beta = 33$ (концентрация деформаций в геосинклиналях шириной 1300 км) получим $U = 4,7 \text{ см/год}$, что сопоставимо со скоростью горизонтального перемещения литосферных плит на краях рифтовых систем [10].

Необходимо указать здесь на существование различия между деформацией плоских плит и деформацией сфероидальных оболочек. В случае, когда изгиб пластин мощностью h сопровождается растяжением, последнее является эффектом второго порядка малости по сравнению с величиной самого прогиба w и начинает сказываться при $w \rightarrow h$; в случае сфероидальных оболочек, наоборот, растяжение является эффектом первого порядка даже при слабом изгибе. При простом радиальном растяжении сферической оболочки радиуса R и мощности h отношение энергии деформации при растяжении к энергии деформации при изгибе равняется $(R/h)^2$; в случае Земли это отношение равняется 10^4 , что указывает на преимущественную возможность возникновения в сферических оболочках деформаций изгиба (если оболочка не имеет особенностей, способствующих развитию деформаций с растяжением). Вместе с этим в процессе развития изгибных деформаций будут возникать деформационные структуры (серповидные желоба, синеклизы и др. тектогены) по малым кругам сферической оболочки, требующие минимум энергии для своего возникновения по принципу минимума энергии (принцип наименьшего действия). Этому принципу соответствует также цилиндричность формы изгибных структур (включая синусоидальную форму искривления пластов в альпинотипных складчатых системах).

(4). ЗАДАЧА УСТОЙЧИВОСТИ ЛИТОСФЕРЫ

Как уже указывалось, все компактные геосинклинальные складчатые системы типа Большого Кавказа, Малого Кавказа, Карпат, Альп, Аппалачей, Анд, Эльбурса, островных дуг и др. имеют ширину порядка 200 ± 20 км. Принимая сокращение ширины этих систем вследствие

складчатости на $1/4$, получим первоначальную ширину их 250 ± 25 км. Примерно такую же ширину имеют глубоководные желоба типа Яванского, Филиппинского, Гватемальского и др. прогибов. Предполагается, что литосфера в этих местах потеряла устойчивость, образовала прогнутые структуры (тектогены) шириной 200—250 км, которые в последующем усложнились (расчленились на прогибы и поднятия меньшей ширины—35—40 км), заполнялись разнообразными осадочными и вулканогенными образованиями, достигающими нередко мощности 10—15 км. В развитии этих тектогенов в дальнейшем наступает переломный этап, когда нисходящие движения уступают место восходящим движениям, и на месте тектогена постепенно вырастает хребет. *Складчатая структура пластов создается в основных чертах в процессе уменьшения ширины тектогена под воздействием горизонтальных сжимающих сил и далее усиливается при поднятии и выворачивании тектогена ввиду того, что первичная (виртуальная) длина пласта в прогибе (длина дуги) больше ширины прогиба (хорды) [см. 2].*

Литосфера представляет собой сферическую оболочку (в первом приближении плиту), залегающую на субстрате, который в отдельных районах находится в полужидком состоянии (астеносфера) или по тем или иным причинам приобретает текучесть. По законам механики начальная (критическая) ширина прогиба литосферы, изображаемого как полуволна синусоидальной линии, определяется формулой $L_0 = \pi a = \pi (B/\rho)^{1/4}$, где B — жесткость изгиба литосферы (зависящая от ее мощности и твердости), а ρ — плотность астеносферы. Для литосферы мощностью 75 км, с коэффициентом твердости $\mu = 4 \cdot 10^{11}$ дин/см², $B = 3,2 \cdot 10^{31}$ дин/см. При $\rho = 3,48$ г/см³, $L = \pi a = 250$ км. По тем же законам доказывалось, что литосфера теряет устойчивость под влиянием одного лишь собственного веса (без воздействия внешних сил), если подстилающие ее массы переходят из твердого состояния в жидкое и если ее мощность заметно превосходит величину $H_{кр} \sim R/100$ (R — радиус Земли). Здесь представляется необходимым привести важный пример из области техники [см. 4, 16].

Устойчивость телевизионной мачты зависит от жесткости изгиба B , веса Q мачты и если предположить, что на ее вершине имеется также груз P , то и от этого груза. Согласно теории Эйлера, когда давление на фундамент мачты достигает некоторого критического значения $P_c = Q + P$ мачта коробится, теряет устойчивость и рушится, причём причиной этого может быть как чрезмерно большая высота мачты $l = Q/\rho$, так и большая концевая нагрузка P . Для обеспечения устойчивости высоких радиомачт, к ним устраивают оттяжки (эту роль для системы бурильных труб в глубоких скважинах играют стенки скважины и буровой раствор).

Рассмотрим синусоидально изогнутую полосу литосферы, разорванную вдоль гребней поднятий. На вертикальную осевую плоскость прогиба (тектогена) давят своим весом оба крыла прогиба.

При длине крыла 250 км и изостатической плотности $\rho = 3,48 \text{ г/см}^3$ — $3,13 \text{ г/см}^3 = 0,35 \text{ г/см}^3$ ориентированное давление на срединную продольную плоскость от одного крыла прогиба составит $P = 8700 \text{ кг/см}^2$ и поскольку предел текучести литосферы составляет максимум 2700 кг/см^2 , то в оси прогиба произойдет пластическая деформация и возникнет пластичный шарнир, начнется скольжение крыльев к оси прогиба (или в сторону, если речь идет о неограниченной протяженности моноклиальной плиты). Поскольку массам субстрата приписывается относительно высокая текучесть, то эти массы в стремлении к гидростатическому равновесию системы литосфера—астеносфера будут стремиться к разорванным гребням поднятий, образуя ядра протыкания (диапиры). Подобная схема, где литосфера под влиянием собственного веса скользит вниз, а астеносферные массы движутся ей навстречу (вероятно, при наличии газовой подушки под литосферой) представляет процесс качения (роллинга) и, как известно, требует минимума энергии, т. е. вероятность реализации роллингового механизма спрединга максимальная. Скольжение литосферных плит в сторону от гребневых зон срединноокеанических хребтов и аркообразных структур континентальной коры (дивергентный спрединг) объясняется нами указанным механизмом (поскольку в зоне рифта литосфера разорвана, то $P = P_{\text{вп}} = 0$ и $Q = P_e$, т. е. литосферная плита скользит по латерали под влиянием лишь собственного веса). Потеря устойчивости и скольжение литосферы по этому механизму рассматривались нами в работах 1955—1960 гг. (позднее в 1975—1976 гг. совместно с М. П. Воляровичем, А. В. Арутюняном, А. И. Левыкиным). Аналогичные представления развивались Орованом и Эльзассером в работах 1965, 1969 гг. [см. 10], В. А. Магницким и Е. А. Арутюшковым в 1978 г. [24].

(5). НЕКОТОРЫЕ СМЕЖНЫЕ ВОПРОСЫ

Важнейшим достижением геофизических исследований является вывод о концентрически-оболочечной модели внутреннего строения Земли: (а). внутреннее твердое металлическое ядро радиусом около 1300 км; (б). над ним жидкая оболочка с внешним радиусом около 3500 км (вероятно, состоящее из железа, ферросилиция и троилита); (в). мантия, заключенная между поверхностями с радиусами 3500 и 6355 км (состоит из гранатовых и шпиннелевых перидотитов и лерцолитов и продуктов их коллапса); (2). кора с усредненной мощностью 16 км. Эта модель подтверждается методами статистической физики, если предположить, что Протоземля состояла из существенно оливинового вещества состава $\text{FeO} \cdot \text{MgO} \cdot \text{SiO}_2$ с заметно большими примесями серы, кальция, алюминия, никеля, хрома и др. и подверглась расслоению в поле центральных сил. Считая кеплеровыми орбитами экватор мантии на границе раздела Мохоровичича с номером $l=1$, экватор внешнего ядра с номером $l=3$, экватор внутреннего ядра с номером $l=5$, можно убедиться, что средний репрезентативный атомный номер вещества данной сферы аппроксимируется уравнением $Z \leq 6(l+1)$; плотность ρ_s внешней оболочки данной сферы,

имеющей среднюю плотность ρ_e , определяется формулой $\rho_s = \rho_e (2l + 1)/(2l + 2)$, репрезентативный атомный номер оболочки—уравнением $Z = 3(2l + 1)$, радиус орбиты—формулой $R_l = R/\sqrt[3]{l+1}$, средняя плотность данной сферы $\rho_l/\rho_m = Z_l/Z_m$, объем сферы $V_l = V_0/l!$ Эти формулы дают, в частности для центрального ядра $Z \leq 36$, для ядра в целом $Z = 24$ (вероятный средний состав Fe, Ni, S, Si), для Земли (без коры) $Z = 12$ (вероятный состав Fe, Mg, SiO_4), для внешнего ядра $Z = 21$ (FeS), внешней мантии $Z = 9$, среднюю плотность ядра в целом $\rho = 2\rho_m$ (ρ_m —средняя плотность Земли без коры), плотность мантии $(3/4)\rho_m$, плотность коры ($l=0$), $\rho = (1/2)\rho_m$, массу ядра в целом $1/3 M$ (M —масса Земли), массу внутреннего ядра $\left(\frac{1}{60} + \frac{1}{40}\right) \cdot M$

(во всех этих формулах в статистическом смысле средневзвешенный атомный номер вещества принимается равным удвоенному значению его атомного номера, а малые примеси других элементов элиминируются).

Остается совершенно неясным вопрос о том, расслоение произошло в стадии протопланетной туманности или в геологическое время. Этот вопрос имеет важное значение для решения некоторых геоэнергетических задач.

Энергия гравитационного поля однородной модели Земли $W_0 = -3GM^2/5R$, энергия неоднородной модели с центральной конденсацией $W_1 = -3GM^2/(5-n)R$ (G —гравитационная постоянная, M —масса, R —средний радиус, n —показатель конденсации: он равен нулю для однородной модели, равен 3 для модели, масса которой сосредоточена в центре тела, равен 3/5 для реальной Земли—точнее он равен 0,5854—судя по отклонениям реальных орбит спутников Земли от круговой орбиты, характеризующей однородную модель Земли). Значение их суть: $W_0 = -2,25 \cdot 10^{39}$ эрг, $W_1 = 2,53 \cdot 10^{39}$ эрг, $W_1 - W_0 = -0,28 \cdot 10^{39}$ эрг.

Согласно формуле $\Delta U = MC_v \Delta T$ (M —масса, C_v —удельная теплоемкость Земли, равная $1,25 \cdot 10^7$ эрг/г. град) этой энергии достаточно для повышения средней температуры Земли минимум на $\Delta T = 800^\circ$ [10, 25, 30].

При уменьшении объема Земли или гравитационной дифференциации вещества, часть энергии W переходит в кинетическую (почти полностью в тепловую) энергию U согласно уравнению $U = (2\pi/Q) W$, $\Delta U = (2\pi/Q) \cdot \Delta W$, в котором Q т. н. диссипативный фактор, определяющий долю потенциальной энергии, переходящей в тепловую энергию (в зависимости от свойств вещества, термобарических условий, кинематики движений и т. д.). Согласно данным анализа чандлеровских колебаний полюса $Q = 10\pi + 12\pi$.

В этом случае при переходе от однородной модели Земли к реальной получается $\Delta U = (2\pi/11\pi) \Delta W = 0,28 \cdot 10^{39}/11\pi = 2,54 \cdot 10^{37}$ эрг. Если разделить эту энергию на время $4,5 \cdot 10^9$ лет, получим $5,66 \cdot 10^{27}$ эрг/год.

При уменьшении радиуса Земли со скоростью $V_r = 2,21 \text{ см/100 лет}$ и $Q = 11\pi$ получим $q = (2\pi/11\pi) W V_r = 1,16 \cdot 10^{28} \text{ эрг/год}$. Тепловые потери Земли по Девису [40] оцениваются величиной $1,17 \div 1,42 \cdot 10^{28} \text{ эрг/год}$, причем по оценке О. Г. Сорохтина на долю радиогенного тепла приходится $0,36 \cdot 10^{28} \text{ эрг/год}$ [см. 32].

Аналогичными расчетами можно показать, что равновесные значения температуры в центре Земли составляют 7200°C , в среднем для Земли 3400°C ; далее можно также показать, что при уменьшении эллиптичности Земли от $1/15$ до $1/300$ средняя температура увеличивается на 500°C , при переходе однородной модели Земли в реальную на 800°C (при значении $Q = 11\pi$).

Следует отметить, что теория контракции решает также две проблемы: проблему чандлеровских колебаний полюсов и проблему магнитного поля Земли [см. 5, 8].

Земля представляет собой гигантский магнитный диполь, ось которого образует с осью вращения угол $D = 11^\circ 47'$. Момент его $Q_M = 8,13 \cdot 10^{25} \text{ СГС}$.

Атомы и электроны в Земле представляют собой элементарные магнитные диполи (магнитные стрелки), которые, ориентируясь в энергетически выгодном для себя направлении, образуют в совокупности единый крупный диполь. Момент его $Q_A = H R^3 = 0,5 H_p R^3$ (H — напряженность магнитного поля однородно намагниченного шара радиуса R , H_p — напряженность поля на полюсах, равная $0,63 - 0,65 \text{ гс}$) соответствует близширотному току в металлическом ядре Земли (радиус около 3500 км) силы $5,3 \cdot 10^9 \text{ ампер}$. Для поляризации указанных микродиполей совершается работа, эквивалентная энергии поля $U_M = M H^2 / 8\pi\rho$, которая соответствует магнитному вращательному моменту $\vec{D} = \vec{Q} \times \vec{H}$. Такая ориентация диполя с моментом $\vec{Q}$ обеспечивается магнитным полем напряженности $\vec{H}_p$, силовые линии которого лежат примерно в плоскости меридианов и соответствуют магнитному полю близширотных круговых электрических токов.

Представим две совмещенные модели Земли — одну евклидовую недеформируемую и вторую гауссовую, деформируемую и далее допустим, что вся система силовых линий магнитного поля жестко вмонтирована в евклидовую модель, а гауссова модель медленно прецессирует вокруг нее.

Ось вращения и ось инерции (ось фигуры) Земли не совпадают — они образуют угол, достигающий величины $\beta = 0,3''$, а ось вращения прецессирует вокруг оси инерции как волчок. Теория Эйлера на основе уравнения $(\omega - f\Omega)(\omega + \Omega) = 0$ предсказывает два типа прецессии (нута́ции): в одном случае прецессия совершается против хода суточного вращения Земли ($\Omega = f\omega$), с периодом 434 дня, а в другом — по ходу вращения ($\Omega = -\omega$), притом со скоростью, практически равной скорости вращения Земли. Это т. н. квазисуточная или резонансная нутация (с периодом около 24 ч), которая, как полагали в прошлом, отчетливого кинематического выражения не имеет. Полная энергия

квазисуточной прецессии $E_q = \frac{1}{2} \hbar M R^2 \omega^2 \sin^2 \beta$, а энергия магнитного поля Земли $E_h = H^2 M / 8\pi r$. Если в кинематическом выражении причиной практического отсутствия квазисуточной нутации считать наличие магнитного поля, т. е. если считать, что электромагнитный вращательный момент Земли уравнивается противоположно направленным моментом квазисуточной нутации (прецессии) и положить соответственно $E_q = E_h$, то получим

$$H = \beta \omega R \sqrt{4\pi k r} = 0,315 \text{ эс}, \quad H_p = 2H = 0,63 \text{ эс}.$$

Величина $\beta \omega R = \Delta V$ и $\beta \omega = \Delta \omega$ представляет линейную и угловую скорость дифференциально вращающейся гауссовой модели в отношении евклидовой модели; значения $\beta V = 0,072 \text{ см/сек}$, $\Delta \omega = 1,13 \times 10^{-10} \text{ рад/сек}$, а также H, H_p хорошо согласуются с наблюдательными данными, указывающими на дрейф магнитного поля в лабораторной системе отсчета на запад со скоростью $0,2^\circ$ за год ($\Delta \omega = 10^{-10} \text{ рад/сек}$, $\beta V = 0,08 \text{ см/сек}$).

Дифференциальное вращение Земли прецессионного типа, фиксируемое в лабораторной системе отсчета, при высокой электрической проводимости масс в земном ядре и существовании дипольного магнитного поля предписывает Земле работу по *схеме магнитно-гидродинамической машины* (в модели прецессионного движения запрет Каулинга отсутствует). Равным образом, согласно теории относительности в проводящем ядре происходит разделение электрических зарядов (накопление свободных электронов на поверхности ядра) и в лабораторной системе отсчета, вращающейся в отношении зарядов с угловой скоростью $\beta \omega = \Delta \omega$ в толще намагниченной Земли появляется электрический гироскопический момент; в этом случае Земля работает в *схеме униполярной динамомашин*: ротором является ядро, а статором (квазистатором) — мантия; электрические токи, взаимодействуя по закону индукции с магнитным полем, усиливают его, причем во втором случае учитывается возможность преобразования тороидальных магнитных полей в полонидальные. *Эти обе схемы по существу тождественны* (магнитно-гидродинамическая динамомашинна была создана на основе униполярной динамомашинны). В рассматриваемой задаче эти машины совершают работу за счет той части энергии гравитационного поля, которая используется для резонансной квазисуточной прецессии и диссипирует в виде джоулева тепла.

В порядке постановки вопроса отметим следующее.

В квантовой физике в атоме выделяются квантованные оболочки, которые обычно нумеруются рядом $l=0, 1, 2, 3, 4, 5, 6$. Магнитная ось (спин) электрона, находящегося на уровне l_n , может располагаться в $2l+1$ различных направлениях. В толще Земли выделяются три оболочки (сферы) первого порядка $l=1$ (поверхность мантии), $l=3$ (поверхность внешнего ядра), $l=5$ (поверхность внутреннего ядра). Если считать, например, что магнитный момент планеты связан с ее твердым внутренним металлическим ядром, который охватывается поверхностью

$l=5$ или всем ядром, охватываемым поверхностью $l=3$, то в первом случае ось геомагнитного диполя могла занимать в течение всей своей истории в различные ее эпохи одно из 11 возможных направлений, а во втором случае одно из 7 возможных направлений. Одним из вариантов такого скачкообразного изменения направления поля следует считать инверсию магнитной оси Земли, которая совершалась за последние отрезки геологической истории, примерно через каждые 2 млн. лет. Если такая аналогия окажется в действительности правомерной, то изменится традиционная аргументация о дрейфе литосферных плит, основанная на данных палеомагнетизма.

Касаясь проблемы свободных нутационных колебаний оси Земли, следует указать, что из многочисленных гипотез, предложенных для объяснения возбуждения колебаний полюса (периодическое, через каждые 13 лет, сближение и расхождение полюса инерции и полюса вращения с амплитудой колебания $\Delta\beta=0,14''=4,5$ м), удовлетворительной оказалась гипотеза контракции. Полагая угловой момент Земли постоянным, получаем пропорцию $\Delta J/J = \Delta\omega/\omega$ в свою очередь $\Delta J/J = f\Delta\beta$ (ΔJ , $\Delta\omega$, $\Delta\beta$ — малые изменения момента инерции, угловой скорости вращения, нутационного угла β , f — динамическое сжатие Земли). При значениях $J = 8,1 \cdot 10^{41}$ г.см², $f = 1/305,51$, $\omega = 7,29 \cdot 10^{-5}$ рад/сек, $\Delta\beta = 7,07 \cdot 10^{-7}$ рад получаем $\Delta J/J = 2,31 \cdot 10^{-9}$ за 13 лет, что вполне удовлетворительно согласуется с оценками, полученными другими способами (при этом значении $\Delta J/J$ из выражения $\Delta J = MR_i^2 \cdot 2\Delta R/R_i$ получаем скорость уменьшения радиуса инерции Земли $R_i = R\sqrt{0,33}$ на 0,736 см за 13 лет, а скорость уменьшения истинного радиуса $\Delta R \leq 0,43$ см за 13 лет или 3,3 см за 100 лет). Колебания полюса обуславливаются в указанной схеме периодическим усилением и ослаблением напряженного состояния толщи Земли, обусловленного контракционно-релаксационным механизмом.

В связи с выделяемыми двумя типами нутации возникает вопрос о применении критерия Мунка и Ревеля о турбулентности материков $m_1/m_3 = \sqrt{3}/Qf$, связывающей нутационные колебания полюса (m_1), колебания продолжительности суток (m_3) и динамическое сжатие Земли f . Известное значение $f = 1/305,5$ в данной задаче характеризует абсолютно твердую модель Земли и должно быть заменено отношением $f' = \Omega/\omega$, равным в общем случае отношению частоты нутации Ω к частоте суточного вращения Земли ω . В этом случае

$$\frac{m_1}{m_3} = \frac{\sqrt{3}}{2} \cdot \frac{\omega}{\Omega}.$$

Для резонансной (квазисуточной, потенциальной) нутации $\Omega/\omega = 1$, $m_1 \simeq m_3$ и процессы, которые должны вызывать колебания полюсов и изменения скорости вращения Земли, обладают очень высокой симметрией. Для реальных чандлеровских колебаний $|\omega/\Omega| = 434$, $m_1 = 375 m_3$. Следовательно, указанные процессы в действительности хаотичны и взаимные перемещения литосферных блоков носят „турбулентный“

характер (согласно наблюдательным данным смещения полюса $m_1 = \Delta\beta = 7,07 \cdot 10^{-7} \text{ рад}$, а вариация вращения $m_3 = 5,31 \cdot 10^{-9}$).

Заключение

Попытки осмыслить важнейшие геологические события и их последствия восходят к эпохе Возрождения, а в отдельных случаях—к древним грекам. Наиболее плодотворные и научно-обоснованные представления были разработаны за последние 350 лет после появления космогонических идей Декарта, Ньютона и Канта (особенно за последние 200 лет), после появления классических геодинамических разработок Клеро, Роша, Кельвина, Дж. Дарвина, Джеффриса, Слудского, Лява, Пуанкаре, Лейбензона, Молоденского, важнейших геотектонических идей Эли де Бомона, Зюсса, Гейма, Холла, Шатского (гипотеза контракции), Даттона (принцип изостазии), Тейлора и Вегенера (гипотеза дрейфа континентов), Ога и Павлова (контракционно-изостатическая теория), Холмса и Гутенберга (гипотеза конвективных течений), Линдеманна-Хильгенберга (гипотеза экспансии), Бухера, Обручева, Кропоткина (пульсационная гипотеза), Джоли, Холмса и Белоусова (гипотеза радиоактивных циклов); Хобса, Джеффриса, Пейве (идея глубинных разломов); Карпинского, Белоусова, Магницкого (идея вертикальных колебательных движений) и др. В новое время плеядой геологов и геофизиков разрабатывается т. н. новая глобальная тектоника или тектоника плит, представляющая развитие основной идеи мобилизма о разбегании литосферных плит и разрастании океанического дна [14, 17, 19, 20, 21, 26, 30, 32, 42, 43].

Создание единой теории геологических процессов остается одной из важнейших задач всего естествознания. Современная геология является хотя и полуколичественной наукой, но однозначно решает многие поставленные перед ней сложные системные вопросы. Вместе с этим в наше время геология стала основой прогноза и поисков месторождений полезных ископаемых. Достижения ее в открытии закономерностей проявления геодинамических процессов, распространении, локализации и выявлении промышленных залежей полезных ископаемых, прогнозировании ряда стихийных явлений идут в ногу со многими выдающимися достижениями в области атомной физики, вычислительной техники, молекулярной биологии, космонавтики, материаловедения и др.

Выше мы пытались показать главенствующую роль механизма гравитационного сжатия в управлении геодинамическими процессами и отметили, что возражения, которые были высказаны против теории сжатия (контракции), не относятся к существу идеи, а, как выясняется, направлены против решений отдельных некорректно поставленных частных задач контракции.

Ряд вопросов остается нерешенным и в случае признания теории контракции. Самый трудный из них—вопрос крупных горизонтальных перемещений литосферных блоков (в смысле мультиспрединга), однако привлечение механизма конвективных движений, действующего за счет

առեղաշարժերի, վերագիր հրաբխային և սառցադաշտային զանգվածների առաջացման հետ և այլն:

Նշվում է լարվածությունների և դեֆորմացիաների կուտակման փաստը լիթոսֆերայի որոշ նեղ գոտիներում (գետսինկլինալներ և այլն) և որպես հետևանք՝ լիթոսֆերային սալերի խոշոր հորիզոնական առեղաշարժերի անխուսափելիությունը: $v_0 = 2\pi\beta v_r$, արագությամբ, որը հասնում է 4—5 սմ/տարի մեծության, երբ կուտակման գործակիցը՝ $\beta = 15-20$ և $v_r = 0,03$ սմ/տարի (նոգծվում է այն միտքը, որ թիկնոցում կոնվեկցիան օժանդակություն է ստանում կոնտրակցիայից (ձգողական դաշտի էներգիայից), իսկ ինքը՝ կոնտրակցիան հնարավոր է ընդերքից ջերմության հեռացման կոնվեկտիվ մեխանիզմի շնորհիվ միայն: Նշվում է նաև կոնտրակցիայի պրոցեսի ընդհատ բնույթը, որը դիպվածաբար իր տեղն է դիչում էքսպանսիային՝ ջերմության հեռացման դանդաղման և ագիարատիկ երևույթների զարգացման հետևանքով:

A. T. ASLANIAN

GREAT CHANGES OF EARTH'S INNER VOLUME AND POLAR COMPRESSION AND THEIR TECTONIC COSEQUENCES

Abstract

A self-concorded excluded system of geodynamical ideas is brought based on the following premises; $4,5 \cdot 10^9$ years ago the Earth's rotation period was about 6 hours, radius $R = 7390$ km, average density— $3,543$ g/cm³, distance to the Moon— $70-80.000$ km, polar compression (ellipticity)— $1/15$, equatorial radius— 7550 km, the minimal velocity of radius average reduction $v_r = (7390-6370)$ km/ $4,5 \cdot 10^9$ year = $2,27$ cm per 100 years.

The Earth's great circles decrease during transition from Marsian density ($R = 7200$ km, $\rho = 3,89$ g/cm³) to the contemporary one in an interval of time beginning from the first granitoids (enderbites) formation $3,8 \cdot 10^9$ years ago makes $\Delta C = 5260$ km and Earth's surface reduction makes 26%. Such a decrease of great circles is realized by formation of geosynclinal troughs, arch-like uplifts, subduction of lithosphere plates e. t. c. Decrease of polar flattening in its turn brings to the crust and mantle circles compression in latitudes less than 45° . Such a change of ellipticity could be at a bottom of powerful, deep penetrating main fractures network forming, which constitute the matrix of planetary rift system.

Certain tectonic effects are also considered as a result of Earth's figure re-forming in connection with the masses moment of inertia changes connected with noticeably great and comparatively fast vertical displacements of lithosphere plates, formation on volcanic and glacial masses e. t. c. The significance of stress and deformation concentrations is marked out in some narrow lithosphere zones (geosynclines e. t. c.) and, as a result, the inevitability of great horizontal displacements of lithosphere plates at a speed of $v_0 = 2\pi\beta v_r$ which makes 4--5 cm/year at

the concentration coefficient $\beta = 15-20$ and $v_r = 0,03$ cm/year. The conclusion is underlined that convection in mantle is supported by contraction (energy of gravitational field), and in its turn contraction is possible only when convective mechanism of heat removing from entrails is present. The interrupted character of contraction process is also noted, which episodically yield to expansion process in view of heat removing delay and adiabatic processes development.

ЛИТЕРАТУРА

1. Амбарцумян В. А. (ред.)—Проблемы современной космологии. «Наука», М., 1972.
2. Асланян А. Т. Динамическая проблема геотектоники. Доклады советских геологов на XXI МГК, Изд. АН СССР, М., 1960.
3. Асланян А. Т. Предельные значения мощности и прочности литосферы в свете теории гравитационного сжатия и приливного торможения Земли. Изв. АН Арм.ССР, Науки о Земле, № 1, 1976.
4. Асланян А. Т., Арутюнян А. В., Воларович М. П., Левыкин А. И. Об одном возможном механизме становления гипербазитовых поясов и спрединговых структур. Изв. АН Арм.ССР, Науки о Земле, № 5, 1976.
5. Асланян А. Т. Возбуждение чандлеровских колебаний полюса как проявление контракции Земли. Известия АН Арм.ССР, Науки о Земле, № 4—5, 1977.
6. Асланян А. Т. К расчету скорости векового изменения радиуса Земли. Известия АН Арм.ССР, Науки о Земле, № 5, 1978.
7. Асланян А. Т. Термогравитационный критерий изменения объема Земли. Известия АН Арм.ССР, Науки о Земле, № 3, 1978.
8. Асланян А. Т. Квазисуточная нутация и магнитное поле Земли. Известия АН Арм.ССР, Науки о Земле, № 4, 1978.
9. Асланян А. Т. К динамике системы Земля-Луна. Известия АН Арм.ССР, Науки о Земле, № 1, 1979.
10. Асланян А. Т. Конвекция и контракция. Известия АН Арм.ССР, Науки о Земле, т. XXXV, № 6, 1982.
11. Бербидж Дж., Бербидж Э. Т. Звездная эволюция. В сб. «Происхождение и эволюция звезд», ИЛ, М., 1962.
12. Белоусов В. В. (ред.) Тектоносфера Земли. «Наука», М., 1978.
13. Васильковский Н. П., Каттерфельд Г. Н., Лапо М. С. Гравитационное сжатие и тектогенез. Известия АН Арм.ССР, Науки о Земле, т. XXXV, № 2, 1982.
14. Венинг-Мейнес Ф. А. Тепловая конвекция в земной мантии. Сб. «Дрейф континентов», Мир, М., 1966.
15. Грачев А. Ф. Рифтовые зоны Земли. «Недра», Л., 1982.
16. Динник А. Н. Продольный изгиб и кручение. Изд. АН СССР, М., 1955.
17. Джекобс Дж. А., Рассел Р. А., Уилсон Дж. Физика и геология. «Мир», М., 1964.
18. Джеффрис Г. Земля, ИЛ, М., 1960.
19. Жарков В. Н., Трубицын В. П. Физика планетных недр. «Наука», 1980.
20. Зоненшайн Л. П., Савостин Л. А. Введение в геодинамику. «Недра», М., 1979.
21. Кеондзян В. П. Модель плотностной конвекции в мантии Земли. Известия АН СССР, Физика Земли, № 8, 1980.
22. Кропоткин П. Н. Новая геодинамическая модель. ДАН СССР, 1983.
23. Люстих Е. Н. Некоторые замечания об использовании физики в геотектонических построениях. Известия АН СССР, сер. геол., № 1, 1962.
24. Магницкий В. А., Артюшков Е. А. Некоторые общие вопросы динамики Земли. Сб. «Тектоносфера Земли», Наука, М., 1978.
25. Макдональд Г. Дж. Ф. Приливное трение. В сб. «Приливы и резонансы в солнечной системе», Мир, М., 1975.

26. Новая глобальная тектоника. Сб. статей, переводы с англ. яз. под ред. Л. П. Зоненшайна и А. А. Ковалева, Мир, М., 1974.
27. Пейве А. В. (ред.) Тектоника в исследованиях Геологического института АН СССР. «Наука», М., 1980.
28. Полдερварт А. (ред.) Земная кора (сборник статей). ИЛ, М., 1957.
29. Пушаровский Ю. М. Проблемы тектоники океанов. Сб. «Тектоника в исследованиях Геологического ин-та АН СССР», «Наука» М., 1980.
30. Ранкорт С. К. (ред.) Дрейф континентов. Сборник статей, «Мир», М., 1966.
31. Рингвуд А. Е. Состав и петрология мантии Земли. «Недра», М., 1981.
32. Сорохтин О. Г. (ред.) Геофизика океана, т. 2, Геодинамика, «Наука», М., 1979.
33. Ферхуген Дж., Тернер Ф., Вейс Л., Вархафтик К., Файф У., Земля, т. II, «Мир», М., 1974.
34. Хаин В. Е. Общая геотектоника. «Недра», М., 1964.
35. Шейдеггер А. Е. Физические аспекты природных катастроф. «Недра», 1981.
36. Янишин А. Л. Развитие геологии и ее современные особенности. Сб. «Методологические и философские проблемы геологии». «Наука», Новосибирск, 1979.
37. Birch F. On the possibility of large changes in the Earth's volume. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 1, 141, 1968.
38. Brosche P., Sundernam J. (red.) Tidal friction and the Earth's rotation. Springer Verlag, 1978.
39. Brunn V. von, Hobday D. K. Early Precambrian tidal sedimentation in the Pongola supergroup of south Africa. *Jour. Sedim. Petrol.*, v. 46, № 3, 1976.
40. Davies G. F. Thermal histories of convective Earth models and constraints on radiogenic heat production in the Earth. *Journ. Geophys. Res.*, v. 35, № 135, 1980.
41. McElhinny M. W., Taylor S. K., Stevenson D. I. Limits to the expansion of Earth, Moon, Mars and Mercury and to changes in the gravitational constant. *Nature*, v. 271, 5643, 1978.
42. Runcorn S. K. Mechanism of plate tectonics: mantle convection currents, plums gravity sliding of expansion? *Tectonophysics*, 1980, № 1—4, 297—307.
43. Uyeda S. Subduction zones: an introduction to comparative subductionology. *Tectonophysics*, 81, 1982.

УДК: 551.242.5.056

А. Т. АСЛАНЯН

К ОПРЕДЕЛЕНИЮ КРИТЕРИЯ ТУРБУЛЕНТНОСТИ
ЛИТОСФЕРНЫХ ПЛИТ

Если рассматривать литосферу как несжимаемую оболочку на текучем субстрате и допустить, что она подвергается короблению и деформации вследствие гравитационного сжатия Земли и расчленяется при этом на n одинаковых блоков (плиты, геоблоки), то простейшей стилизованной моделью турбулентности будет поднятие («через одну») половины множества этих плит ($n/2$) и погружение другой половины множества ($n/2$). Такая картина сходна с упрощенной схемой конвекции в мантии из n ячеек. Далее, если рассматриваемый контракционный механизм коробления литосферы является причиной чандлеровских колебаний полюса (попеременное нарастание и релаксация напряжений с характерным временем затухания $\tau = 13$ лет) и изменения неприливного компонента скорости вращения Земли m_3 , то необходимые для количественной оценки критерия турбулентности $m_1/m_3 = \sqrt{3} P/2 \approx P$ параметры будут определяться на основе известного значения среднеквадратичной величины смещения полюса $m_1 = \Delta\alpha = 7,06 \cdot 10^{-7}$ рад, $m_3 = f\Delta\alpha = 2,31 \cdot 10^{-9}$ за 13 лет (f — динамическое сжатие Земли, равное $1/305,51$) и значения периода свободной нутации оси Земли, $P = 2\pi/\Omega$, определяемого из квадратного уравнения $(\Omega - f\omega) \cdot (\Omega + \omega) = 0$. Согласно предложенному В. Мунком и Р. Ревелем (1952) критерию, относительно большие значения P характеризуют турбулентность (хаотичность) движения геоблоков, а относительно малые значения, наоборот, указывают на отсутствие заметной турбулентности. Для малого корня $P = P_1 = -2\pi/\Omega_1 = 2\pi/\omega$ ($\omega = 2\pi/T$ — угловая скорость точного движения Земли, T — продолжительность суток), $P_1 = T \sim 24$ ч. (квазисуточная или резонансная нутация) и $m_1/m_3 \approx 1$ (вращательно-гироскопический момент, связанный с периодом $P_1 \approx 1$ сутки, компенсирован противоположно направленным магнитным прецессионным моментом Земли); для второго большого корня $P = P_2 = 2\pi/\Omega_2$, $\Omega_2 = f\omega$, $P = P_2 = 2\pi/f\omega = 305,5$ сутки (период эйлеровой нутации для абсолютно твердой Земли); для реальной Земли $P = 434$ сутки (период чандлеровской нутации), $m_1/m_3 \approx 434$ и, следовательно, литосферные блоки в этом случае находятся в состоянии турбулентности. В таком же плане могут рассматриваться конвективные течения в мантии, поддерживаемые, главным образом, тепловой энергией гравитационного сжатия (фазовые переходы и другие) Земли. Согласно зависимости $2\Delta R/R = m_1/P$ при $P = 434$, $R = 6371$ км, $m_1 = 7,06 \cdot 10^{-7}$ рад, $\tau = 13$ лет уменьшение радиуса Земли составляет для современной эпохи 4 см за 100 лет. Этому значению ΔR соответствует уменьшение больших кругов литосферы для фанерозойского времени на 1500 км (вследствие изгибов, субдукции, смятий и т. д.)

В работе, посвященной интерпретации неравномерностей вращения Земли, Мунк и Ревель [19] сформулировали понятие «турбулентность материков» и установили критерий, определяющий возможность возникновения турбулентности вертикально перемещающихся блоков литосферы. Позднее этот критерий рассматривался в совместной работе Манка и Макдональда [10] и автором настоящих строк [2]. Постановка задачи следующая.

Пусть внешняя жесткая несжимаемая оболочка Земли (литосфера), залегающая на полужидких текучих массах (астеносфере), разделена на множество блоков (геоблоки) и под влиянием тектонических сил коробится таким образом, что каждый блок движется вверх или вниз как целое независимо от соседних блоков. Кроме того, допускается, что хотя и общая величина погружающихся масс в блоках равна общей величине поднимающихся масс, тензор инерции флюктуирует, поскольку средние значения широты и долготы поднимающихся блоков не должны, вообще говоря, быть равными средним значениям широты и долготы опускающихся блоков (в статистическом представлении). Подобные перемещения геоблоков безусловно влияют на состояние как регулярности, так и симметричности вращения планеты; в частности, под влиянием таких перемещений масс меняется угловая скорость вращения (ω), момент инерции (J), расстояние между полюсом инерции и полюсом вращения Земли (α) [см. 1, 8, 10, 13, 15].

Для определения среднеквадратичных значений указанных величин Мунк и Ревель приводят следующие формулы:

для смещения полюса

$$\vec{m}_1 = 3\sqrt{\frac{3}{5}} \cdot \rho \frac{\rho_k}{\rho_e} \cdot \frac{\bar{Z}}{R} \cdot \frac{1}{\sqrt{n}}, \quad (1)$$

для вариации вращения

$$m_3 = \frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{\Delta J}{J} = \frac{6}{\sqrt{5}} \cdot \frac{\rho_k}{\rho_e} \cdot \frac{\bar{Z}}{R} \cdot \frac{1}{\sqrt{n}}, \quad (2)$$

где ρ_k — средняя плотность геоблоков, ρ_e — средняя плотность Земли, $\bar{Z}$ — среднеквадратичное значение вертикального смещения геоблоков, n — число геоблоков ($n \gg 1$), R — средний радиус Земли, $P = 2\pi/\Omega$ — период свободной нутации оси Земли, $\vec{m}_1$ — угловая мера смещения полярной оси инерции от мгновенной оси вращения Земли, ΔJ , $\Delta\omega$ — вариации J и $\omega = 2\pi/T$ (для Земли без гидросферы принимается $P = 404$ сутки, среднее значение P для реальной Земли принимается равным 434 сутки = 1.19 лет, максимальное пиковое значение 457 суток) [см. 10, 14, 15].

Соотношения (1), (2) получены указанными авторами из условий:

$$\langle \Delta M \rangle^2 = \sum_i A_i^2 \langle Z_i^2 \rangle + \sum_{i \neq j} A_i A_j \langle Z_i Z_j \rangle = 0, \quad (3)$$

$$\Delta M = \sum_i A_i Z_i = 0 \quad (\text{условие сохранения массы}), \quad Z_i Z_j = r \bar{Z}^2, \quad (4)$$

$$B_i = (\rho_k a^2) A_i \cdot \sin^2 \theta_i, \quad (5)$$

$$\langle \Delta J \rangle^2 = \left(\sum_i B_i^2 + r \sum_{i \neq j} B_i B_j \right) \bar{Z}^2, \quad \Delta J = \sum_i B_i Z_i. \quad (6)$$

Здесь A — площадь поверхности геоблока, θ — коширота точки, для которой определяется радиальное смещение Z (относительно уровня моря), ρ_k — средняя плотность геоблока, $\langle \rangle$ — знак среднего значения данной величины (суммирование произведено от $i=1$ до $i=n$). Полагая

$$\sum_i A_i^2 = nA^2, \quad \sum_{i \neq j} A_i A_j = n(n-1)A^2, \quad r(1-n) = 1 \quad (7)$$

и исключая r из выражений (3), (4) для $\langle \Delta M \rangle$ и выражения (6) для $\langle \Delta J \rangle^2$, они получили:

$$B_i^2 (\rho_k a^2)^2 A^2 \sum_i \sin^4 \theta_i = (\rho_k a^2)^2 A^2 n \left(\frac{8}{15} \right), \quad (8)$$

$$\sum_{i \neq j} B_i B_j = (\rho_k a^2)^2 A^2 n(n-1) \left(\frac{2}{3} \right)^2. \quad (9)$$

Учитывая, что $m_3 = \Delta J/J$, $J = kMa^2$ (k — безразмерный момент инерции, M — масса, ka^2 — квадрат радиуса инерции Земли) и подставляя в выражение (6) для $\langle \Delta J \rangle^2$ значения B_i , B_j из (8)–(9), можно прийти к формулам (1), (2).

В основе выражений (1), (2) лежит условие постоянства углового момента Земли $L_1 = J\omega = Ms^2\omega = \text{const}$, дающее после варьирования

$$\frac{\Delta J}{J} = -\frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{\Delta T}{T}; \quad \frac{\Delta\omega}{\omega} = -\frac{2\Delta S}{S}. \quad (10)$$

Здесь M — масса, а S — радиус инерции (радиус жирации) Земли, равный $S = a\sqrt{k}$, $T = 2\pi/\omega$ — продолжительность суток (a — реальный радиус, k — безразмерный момент инерции Земли, равный в настоящее время 0,33089).

Сравнение выражений (1), (2) дает

$$\frac{m_1}{m_3} = \frac{\sqrt{3}}{2} \cdot P \approx P. \quad (11)$$

Мерой турбулентности геоблоков Мунк и Макдональд [10] считают период свободной нутации P мгновенной оси вращения планеты: чем больше P , тем хаотичнее движение геоблоков, и наоборот, чем меньше P , тем выше осевая симметрия процессов, вызывающих колебания полюсов. В своих расчетах они приняли в (1), (2) $\rho_e/\rho_k \approx 2$, $n = 21$ (блоки размерами порядка Северной Америки) и для радиального смещения на $Z = 5$ см за 100 лет должны были получить $m_1 = 6 \cdot 10^{-7}$ рад и $m_3 = 2,30 \cdot 10^{-9}$ (при $Z = 5$ см/100 лет и $n = 12$ получается $m_1 = 7,75 \cdot 10^{-7}$ рад и $m_3 = 3,84 \cdot 10^{-9}$). По этим данным отношение $m_1/m_3 \approx 260$ и, следовательно, вероятность турбулентного движения геоблоков оказывается весьма высокой [см. 2, 10, 18]. Мунк и Макдональд полагают для XX века $m_1 = 5 \cdot 10^{-7}$, $m_3 = 5 \cdot 10^{-8}$, $m_1/m_3 < 10$ и делают вывод о высокой симметрии процессов, вызывающих покачивание полюсов и, следовательно, об отсутствии четко выраженной хаотичности в движении геоблоков, соответствующем условию $m_1/m_3 \gg 10$ [см. 10, стр. 298]. Близкое знакомство с работой Мунка и Макдональда показывает, что вопрос правомерности использованных ими формул (1), (2), (11), включающих период свободной нутации (прецессии) $P = 2\pi/\Omega$ нуждается в дополнительном обосновании, поскольку за число суток в таком периоде они взяли отношение $1/f \approx C/(C-A)$, спра-

ведливое для модели абсолютно твердой Земли (здесь C и A —полярный и экваториальный моменты инерции Земли). В действительности необходимо иметь в виду следующее.

В теории прецессии Эйлера частота собственных прецессионных колебаний (свободных нутационных колебаний) Земли определяется в системе осей инерции A , C из квадратного уравнения

$$(\Omega - f\omega)(\Omega + \omega) = 0. \quad (12)$$

Один из корней этого уравнения $\Omega_1 = f\omega$ определяет период свободной ретроградной нутации Эйлера для абсолютно твердой модели Земли $2\pi/\Omega = 2\pi/f\omega = 305,5$ суток, а другой корень $\Omega_2 = -\omega = -2\pi/P$ характеризует период свободной нутации $P \simeq 1$ сутки. Это период т. н. квазисуточной или резонансной нутации, детально рассмотренной в трудах А. Пуанкаре (1910), Г. Ламба (1947), М. С. Молоденского (1961).

Согласно данным этих исследователей корень $\Omega_1 = f\omega = 2\pi/434$ указывает на то, что ядро Земли в отношении мантии имеет начальное произвольное смещение (которое продолжает сохраняться и дальше), но относительно главных осей инерции A и C не смещается. Второй корень $\Omega_2 = -\omega$, наоборот, указывает на смещенность мантии как в отношении ядра, так и в отношении осей инерции. В этом случае ось инерции мантии свободно покачивается вокруг мгновенной оси вращения Земли с периодом 1 сутки, находясь в резонансе с суточными твердыми приливами Земли [11].

При пользовании формулами (1), (10) необходимо предварительно уточнить какое значение P или какой корень Ω должен приниматься во внимание: $P = 305$ суток (период Эйлера), $P = 434$ суток (период Чандлера) или $P \simeq 1$ сутки (период Пуанкаре). Период Чандлера согласно формуле (11) приводит к результату $m/m_3 = 374$ и указывает на сильную турбулентность геоблоков, а период Пуанкаре дает $m_1/m_3 = 0,866 \approx 1$ и, как уже отмечалось, свидетельствует о высокой осевой симметрии процессов, обуславливающих колебания полюса. Данные Международной службы широты (ILS), Международной службы времени и Международной службы движения полюсов (IPMS) указывают на наличие отчетливо проявленной свободной прецессии оси вращения Земли с периодом 434 сутки, причем устанавливаются периодические колебания расстояния между полюсом инерции и полюсом вращения в пределах от $0,05''$ до $0,15''$ (при стандартном отклонении $0,007''$ —по наблюдениям за 1461 день) и цикле колебания $\tau = 13,3 \pm 1,4$ лет $= 4,197 \cdot 10^8 \pm 0,44 \cdot 10^8$ сек. Среднеквадратичное значение амплитуды колебания полюса за время $\tau = 13$ лет принимается равным $\Delta\alpha = 0,14'' = 7,06 \cdot 10^{-7}$ рад $= 4,5$ м, а скорость нутации $\Delta\alpha/\Delta t = 7,06 \cdot 10^{-7}$ рад/ $4,197 \cdot 10^8$ сек $= 1,68 \cdot 10^{-15}$ рад/сек $= 5,31 \cdot 10^{-8}$ рад/год $= 33,8$ см/год или примерно 1 м за 3 года. Этот результат ($\Delta\alpha = 0,14''$) недавно был подтвержден по данным наблюдений в течение 61 дня за широтой 2931 звездной пары [15]. В недавней работе Н. С. Сидоренко [14] для последних 90 лет получено $\Delta\alpha = 0,16'' = 8,07 \cdot 10^{-7}$ рад $= 5,1$ м, $\tau = 13 \pm 1$ лет, $P = 1,19$

лет. Вариация вращения $\Delta\omega/\omega$ была определена в работе автора (Ас-ланиян, 1977) на основе чандлеровской теории нутации из условия уменьшения радиуса инерции Земли для абсолютно твердой модели последней ($P=305,5$ суток, $f=1/305,5$). Поскольку гироскопический момент, соответствующий чандлеровскому колебанию полюса вращения $\Delta\alpha$, равняется

$$\Delta N_c = -Jf\omega^2\Delta\alpha, \quad (13)$$

а при изменении радиуса инерции S вращательный момент Земли меняется на величину

$$\Delta N_r = -J\omega^2 \cdot \frac{\Delta S}{\omega} = -J\omega^2 \frac{2\Delta S}{S}, \quad (14)$$

то, полагая $\Delta N_c = \Delta N_r$, получаем

$$\frac{2\Delta S}{S} = -\frac{\Delta\omega}{\omega} = f\Delta\alpha. \quad (15)$$

Изменение расстояния между полюсом инерции и полюсом вращения на угол $\Delta\alpha$ (амплитуда колебания) происходит, как уже указывалось, за время $\tau \approx 13$ лет (предельные оценки по астрономическим данным 11,83–13,28 лет).

Записывая пропорцию

$$\frac{\Delta\omega}{\omega\Delta t} = f \frac{\Delta\alpha}{\Delta t} \quad (16)$$

и подставляя $f=1/305,51$, $\Delta\alpha=7,06 \cdot 10^{-7}$ рад, $\tau=13$ лет, получим

$$\Delta\omega/\omega\tau = \dot{\omega}/\omega = 17,78 \cdot 10^{-9} \text{ век}^{-1}.$$

Эта оценка вариации вращения Земли удовлетворительно согласуется с последними данными о вековом замедлении орбитального движения Луны ($dn/dt = -42 \pm 6'' \text{ век}^{-2}$), с данными о наиболее продолжительных затмениях Солнца ($dn/dt = -41,8 \pm 4,3'' \text{ век}^{-2}$), наблюдавшихся за 500 лет до нашей эры, а также с палеонтологическими данными, указывающими на увеличение продолжительности суток за последние 370 млн. лет на 23 сек за каждый 1 млн. лет [см. 1, 3, 4, 20, 22]. Кроме того, она согласуется с данными анализа котидаальных карт, указывающих на величину момента приливных сил Луны $7,29 \cdot 10^{23}$ эрг и Солнца $0,98 \cdot 10^{23}$ эрг, дающих максимально возможное значение приливного торможения Земли $(\dot{\omega}/\omega)_l = 44,5 \cdot 10^{-9} \text{ век}^{-1}$ против фактически наблюдаемого значения $(\dot{\omega}/\omega)_f \approx 27,5 \cdot 10^{-9} \text{ век}^{-1}$ [18]. Эти данные практически не отличаются от данных Р. Ньютона для древнего мира (за 500 лет до нашей эры) $\dot{n} = -41,6'' \pm 4,3'' \text{ век}^{-2}$, $\dot{\omega}/\omega = -27,7 \pm 3,4 \text{ век}^{-1}$ и для нового времени (после 1000 г.) $\dot{n} = -42,3'' \pm 6,1'' \text{ век}^{-2}$ и $\dot{\omega}/\omega = -22,5 \cdot 10^{-9} \text{ век}^{-1}$ [20]. Максимально возможное значение уменьшения радиуса Земли, соответствующее значению $\dot{\omega}/\omega = 17,78 \times 10^{-9} \text{ век}^{-1}$, получается из пропорции (15) при условии, что

$$2\Delta S/S = 2\Delta R/R = \Delta\omega/\omega = f\Delta\alpha. \quad (17)$$

За один цикл продолжительностью 13 лет при $f=1/305,5$ получаем $\Delta R_{\max} = \frac{1}{2} R f \Delta \alpha = 0,735$ или 5,67 см за 100 лет. Можно показать, что минимальное значение ΔR будет 4,64 см за 100 лет, если начальное значение безразмерного момента инерции Земли принять $k_i = 0,4$, а современное значение $k = 0,331$ [3, 4].

Как уже указывалось, максимальное значение углового расстояния между полюсом вращения и полюсом инерции в среднем составляет 0,3". Амплитуду колебания этого расстояния, связанную с чандлеровским фактором, можно принять равной половине этого угла, т. е. $\Delta \alpha = 0,15'' = 7,75 \cdot 10^{-7}$ рад, отношение $\Delta \alpha / \tau = 1,85 \cdot 10^{-18}$ рад/сек = $= 5,83 \cdot 10^{-8}$ рад/год, $\Delta \omega / \omega \Delta t = f \Delta \alpha / \tau = 19,11 \cdot 10^{-9}$ век $^{-1}$.

Из пропорции

$$\frac{\Delta \omega}{\omega \Delta \tau} = \frac{2 \Delta S}{S \tau} = \frac{f \Delta \alpha}{\tau} \quad (18)$$

можно определить темп уменьшения радиуса инерции Земли $S = R \sqrt{k}$ для указанных выше трех оценок $\Delta \omega / \omega \tau$: $17,78 \cdot 10^{-9}$ век $^{-1}$, $19,11 \cdot 10^{-9}$ век $^{-1}$ и $20 \cdot 10^{-9}$ век $^{-1}$. Современное значение $S = 6371 \sqrt{0,33089}$ км = $6371 \text{ км} \times 0,575 = 3664 \text{ км}$. При этих значениях S и k получаем соответственно $\Delta S = 3,26$ см/век, $\Delta S = 3,50$ см/век, $\Delta S = 3,68$ см/век. В случае, если объем Земли остается постоянным, изменения S и связанные с ними изменения скорости вращения относятся всецело за счет внутреннего перераспределения масс, что для уменьшения S будет связано с увеличением центральной конденсации планеты (если вся масса звезды сосредотачивается в ее центре, то $k_f = 2/15$, для случая массовой однородности $k_i = 2/5$, для Солнца, Юпитера, Сатурна с большой точностью можно принять $k = 0,245$). Очевидно, если имеется внутренний ускоряющий механизм, препятствующий приливному торможению, следует говорить в общем случае об одновременном уменьшении как R , так и k . Вклад центральной конденсации можно оценить по дроби $(k_i - k) / \tau_0 = \Delta k / \tau$, полагая $k_i = 2/5$; $k = 0,33089$ и $\tau_0 = 4,6 \cdot 10^9$ лет (возраст Земли). При этих данных получаем $\Delta k / \tau_0 = 1,5 \cdot 10^{-9}$ век $^{-1}$ и при $R = \text{const.}$ из условия $k \omega = \text{const.}$ получаем

$$\frac{\Delta k}{k \tau} = \frac{\Delta \omega}{\omega \tau} \quad (19)$$

и приходим к выводу, что при внутренней перестройке Земли из состояния однородного шара с $k_i = 0,4$ к современному состоянию с $k = 0,331$ (значительная концентрация масс в ядре) относительное увеличение скорости вращения по этой причине составит всего $4,53 \cdot 10^{-9}$ век $^{-1}$ против наблюдаемого значения $19,11 \cdot 10^{-9}$ век $^{-1}$. Если согласиться с мнением о том, что современная слоистая мегаструктура Земли формировалась еще в догеологическое время (по оценке Ф. Берча и Г. Рингвуда,

металлическое ядро Земли образовалось на ранней стадии ее эволюции, вероятно в течение всего $10^4 - 10^6$ лет), то фактору Δk придется отвести совершенно ничтожную роль ($k \simeq const.$) и тогда основную роль в ускорении вращения Земли по внутренним причинам должно играть уменьшение радиуса. При $k \simeq const.$ из условия $k\omega R^2 = const.$ получаем

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = -\frac{2\Delta R}{R}; \quad \frac{\Delta\omega}{\omega\Delta t} = -\frac{2\Delta R}{R\Delta t} = \frac{f\Delta\alpha}{\Delta t}. \quad (20)$$

Отсюда получаем при $f=1/305,51$, $\Delta\alpha=0,14''$ и $\Delta\alpha=0,15''$, $\Delta\alpha/\Delta t = 5,31 \cdot 10^{-8}$ рад/год и $\Delta\alpha/\Delta t = 5,23 \cdot 10^{-8}$ рад/года (ΔR)_{max} = 6,37 см/век ÷ ÷ 6,94 см/век. Если исключить из оценки $\Delta\omega/\omega\Delta t = 19,11 \cdot 10^{-9}$ век⁻¹ вклад от внутренней перестройки планеты $\Delta k/k\Delta t = 4,53 \cdot 10^{-9}$ век⁻¹, т. е. принять

$$\frac{2\Delta R}{R\Delta t} = \frac{f\Delta\alpha}{\Delta t} - \frac{\Delta k}{k\Delta t}, \quad (21)$$

то получим $\Delta R = 4,64$ см/век. Эта оценка близка к результатам, полученным в работах [7, 13].

Обращаясь к оценке скорости уменьшения радиуса реальной Земли, для которой $P=434$ сутки и $f=f'=1/434$, $f'\Delta\alpha=1,63 \cdot 10^{-9}$ рад, т. е. учитывая, что для последней P на 40% больше (f' на 40% меньше f), чем для абсолютно твердой модели, следует результаты расчетов по формулам (8)–(14) уменьшить в части оценки ΔR в 3/5 раза. В частности для случая гомологического сжатия ($k=const.$, $dk/dt=0$)

для цикла $\tau=13$ лет, получим $\Delta R = \frac{1}{2} R f \Delta\alpha = 5,18$ см или $\Delta R = 3,99$ за 100 лет; для негомологического сжатия, учитывающего равномерное уменьшение k от начального значения 0,331 за время $4,6 \cdot 10^9$ лет (соответственно при $2\Delta\sqrt{k}/\sqrt{k}=0,19894$ или $2\Delta\sqrt{k}/\sqrt{k}=4,4 \cdot 10^{-9}$ за 100 лет) согласно формуле

$$\frac{2\Delta R}{R} = f' \Delta\alpha - \frac{2(\Delta\sqrt{k})}{\sqrt{k}} \quad (22)$$

получим

$$\Delta R = \frac{1}{2} R f' \Delta\alpha - \frac{1}{2} R \left(\frac{2(\Delta\sqrt{k})}{\sqrt{k}} \right) = 2,59 \text{ см за 100 лет.}$$

Таким образом, для двух основных моделей реальной деформируемой Земли получаем $\Delta R=3,99$ см за 100 лет (металлическое ядро обособилось в этой модели в основном в катархее) и $\Delta R=2,59$ см за 100 лет (образование ядра и гравитационная дифференциация вещества вообще происходили в этой модели более или менее равномерно в течение всего геологического времени). Последние оценки мало отличаются от результатов, указываемых в работе [5].

В литературе неоднократно отмечалось, что контракция Земли является процессом хотя и перманентным, но прерывистым—процесс умень-

шения объема временами может прекращаться или даже уступать место эпизодическому процессу увеличения объема. Непрерывное сжатие с термодинамической точки зрения может иметь место при изотермичности процесса, т. е. при комплементарности процесса отвода тепла. При невозможности теплосъема происходит остановка процесса сжатия или в крайнем случае адиабатическое расширение планеты [3]. По оценке Макдональда, разумной мерой расширения можно считать временное увеличение радиуса порядка 10 км [10]. Магматическая активность (массоперенос) и конвективные течения, являющиеся высокоэффективным способом теплоотвода, отражают тенденцию Земли предотвращать недра от перегрева. Пульсационная теория тектонической эволюции Земли основана по существу на указанном механизме контракции, прерываемой кратковременными актами остановки или изредка расширения планеты. В эту схему полностью вписывается механизм конвекции, который с одной стороны использует для движения глубинных масс энергию гравитационного сжатия Земли, а с другой стороны обеспечивает эффективный отвод тепла из недр. По оценке С. Кларка [6], этот процесс приобретает решающую роль, если скорость уменьшения радиуса $v_r > 10^{-9}$ см/сек (более 3 см за 100 лет). Согласно палеонтологическим данным, строматолиты формации *Biwabick-Gunflint*, имеющие возраст $1,9 \pm 0,2 \cdot 10^9$ лет, развивались в условиях, когда Земля делала полный оборот вокруг Солнца не менее чем за 448 суток, синодический месяц имел длительность 32 сутки, а в сутках было 19 современных часов [см. 16]. Эти данные дают увеличение продолжительности суток на 1 сек за 100.000 лет ($\Delta\omega/\Delta t = 11 \cdot 10^{-9}$ век $^{-1}$) против наблюдаемых в современную эпоху 2,3 сек за 100.000 лет. Для фанерозойского времени, согласно палеонтологическим данным, основанным на анализе годовичных и месячных структур роста кораллов, морских двустворчатых, увеличение продолжительности суток составляет 22 ± 1 сек за 10^6 лет [см. 21, 23].

Рассматривая проблему квазисуточной нутации Земли, в работе [1] автор показал ее связь с главным дипольным магнитным полем планеты. Оказалось, что соответствующий квазисуточной нутации гироскопический вращательный момент компенсируется противоположно направленным магнитным прецессионно-вращательным моментом и соответственно, если полная энергия нутации Земли равняется

$$E = \frac{1}{2} kMR^2\omega^2 \frac{\Omega}{\omega} \sin^2 \alpha = E_k \cdot \frac{\Omega}{\omega} \sin^2 \alpha, \quad (23)$$

а энергия магнитного поля

$$U = \frac{H^2}{8\pi} \cdot \frac{M}{\rho}, \quad (24)$$

то для квазисуточной нутации, когда $\omega = -\Omega = 2\pi/T$ ($T \approx 24$ ч) при $E = -U$, $\omega R = v$, получаем напряженность магнитного поля Земли (в гауссах)

$$H = v \sin \alpha \sqrt{4\pi k \rho} = 0,315 \text{ гс.}$$

Можно также отметить, что E в (23), равная $10^{24.71}$ эрг, равняется энергии землетрясения с предельно высокой магнитудой $M=8,61$ (согласно формуле Гутенберга-Рихтера $\lg E=11,8+1,5 M$).

В заключение следует отметить, что проблема турбулентности литосферных блоков имеет близкое сходство с проблемой конвективных течений в мантии Земли, особенно если иметь в виду конвекцию с сетью симметрично расположенных ячеек (например, поднятие в пределах шести и опускание также в пределах шести ячеек с латеральным сечением каждой ячейки максимум $R \times R=40000 \text{ км}^2$). Поэтому, полученное выше решение о большой вероятности развития турбулентных движений литосферных блоков является по существу также решением о большой вероятности развития в мантии конвективных течений, которые как и турбулентные движения в указанном выше представлении при надлежащем выборе модели литосферной мозаики могут быть истолкованы под углом зрения теории гравитационного сжатия Земли [3, 4].

Институт геологических наук
АН Армянской ССР

Поступила 11. X. 1983.

Ա. Տ. ԱՍԼԱՆՅԱՆ

ԼԻԹՈՍՖԵՐԱՅԻՆ ՍԱԼԵՐԻ ՏՈՒՐԲՈՒԼԵՆՏՈՒԹՅԱՆ ԶԱՓԱՆԻՇԻ ՍԱՀՄԱՆՄԱՆ ՇՈՒՐՁ

Ա մ փ ո փ ու մ

Եթե լիթոսֆերան դիտարկենք իբրև հոսուն հիմքի վրա տեղադրված մի անսահմանի թաղանթ և ընդունենք, որ այն ենթարկվում է ծաման ու բեկոթատման երկրի զրավիտացիոն սեղմման հետևանքով և այդ ընթացքում տրոհվում է ո թվով նույնատիպ բեկորների (սալերի, գեոբլոկների), ապա տուրբուլենտության պարզունակ ոճականացված մոդել կարելի է համարել այդ սալերի բազմության մի կեսի ($n/2$) բարձրացումը (մեկընդմեջ դասավորությամբ) և բազմության մյուս կեսի ($n/2$) իջեցումը: Այսպիսի պատկերը նման է ո բջիջներից բաղկացած երկրի պատյանում կոնվեկցիայի պարզեցված սխեմային: Այնուհետև, եթե լիթոսֆերայի դիտարկվող կոնտրակցիոն մեխանիզմը հանդիսանում է բեկոների շանդերյան տատանումների պատճառ (լարումների աճի և ռելաքսացիայի հերթափոխություն $\tau \approx 13$ տարվա մարման ժամանակամիջոցով ինչպես և երկրի պտույտի արագության ոչմակընթացային բաղադրամասի պատճառ (m_3), ապա տուրբուլենտության $m_1/m_3 = \sqrt{3} P/2 \approx P$ չափանիշի քանակական գնահատման համար անհրաժեշտ պարամետրերը կարող են որոշվել բեկոի շեղման միջին քառակուսային արժեքի՝ $m_1 \approx \Delta \alpha = 7,06 \times 10^{-7}$ ռադ և $m_3 = f \Delta \alpha \approx 2,31 \cdot 10^{-9}$ 13 տարում արժեքների հիման վրա (f -ը երկրի զինամիկ սեղմումն է, որը հավասար է $1/303,51$ և երկրի առանցքի ազատ նուսացիայի պարբերության մեջ օրերի թվի արժեքի՝ $P=2\pi/\Omega$ հիման վրա, որը ստացվում է $(\Omega - f\omega)(\Omega + \omega) = 0$ քառակուսի հավասարումից:

Վ. Մունկի և Ռ. Ռեյնի (1952) կողմից առաջարկված չափանիշի համաձայն P -ի մեծ արժեքները բնութագրում են զեոբլոկների շարժման տուրբուլենտությունը (քառասյունությունը), իսկ համեմատաբար փոքր արժեքներն, ընդհակառակը, վկայում են զգալի տուրբուլենտության բացակայության մասին։ Այս հավասարման փոքր արժատի համար $P = P_1 = -2\pi/\Omega_1 = -2\pi/\omega$ ($\omega = 2\pi/T$ — Երկրի օրապտույտի անկյունային արագությունն է, T -ն օրվա տևողությունը), $P_1 = T \approx 24$ ժամ (քվադրոբական կամ ռեզոնանսային նուտացիա) և $m_1/m_3 \approx 1$ ($P_1 = 1$ օր պարբերության հետ կապված պտտական մոմենտն ալյտեղ չեզոքացված է հակառակ ուղղված երկրամագնիսական պրեցեսիոն մոմենտով)։ Հավասարման երկրորդ՝ մեծ արժատի համար $P = P_2 = 2\pi/\Omega_2$, $\Omega_2 = f\omega$, $P = P_2 = 2\pi/f\omega = 305,5$ օր) էլլերյան նուտացիայի պարբերությունը Երկրի բացարձակ կարծր մոդելի համար։ Իրական Երկրի համար $P = 434$ օր (չանդլերյան նուտացիայի պարբերությունը), իսկ $m_1/m_3 \approx 434$, հետևաբար լիթոսֆերային բլոկներն այս գեպքում դտնվում են տուրբուլենտության վիճակում։ Այս նույն տեսանկյունից կարող են քննարկվել Երկրի պատշանում շարժվող այն կոնվեկտիվ հոսանքները, որոնք սնվում են Երկրի գրավիտացիոն սեղմման ջերմային էներգիայով (ֆազային անցումներ և այլն)։

Ըստ $2 \Delta R/R = m_1/P$ առնչության, երբ $P = 434$, $R = 6371$ կմ, $m_1 = 7,06 \cdot 10^{-7}$ ռադ, $\tau = 13$ տարի, Երկրի շառավիղը ժամանակակից էպոխայում կրճատվում է $\Delta R = 4$ սմ 100 տարվա ընթացքում։ ΔR -ի այս արժեքին ֆաներոլոյի ընթացքում (570 մլն տարի) համապատասխանում է լիթոսֆերայի մեծ շրջանների կրճատում 1500 կմ չափով (ծոռմների, ճմլումների, սուբդուկցիայի և այլն հետևանքով)։

A. T. ASLANIAN

ON DETERMINING THE CRITERION OF LITHOSPHERE PLATES TURBULENCE

Abstract

A view of lithosphere as a fluent-bed-supported incompressible shell being warped and destructed by the Earth's gravitational compression into n identical blocks (plates, geoblocks) gives the simplest stylized model of turbulence with half the set ($n/2$) of plates being uplifted and the other half ($n/2$) submerged alternately. This presentation is similar to a simplified convection scheme within the mantle consisting of n cells.

Further, if the contraction mechanism of lithosphere warping under consideration is at the bottom of the Chandler's pole wobbling (alternate increasing and relaxation of stresses with a characteristic damping period $\tau = 13$ years) and the variation of the non-tidal component of the Earth's rotational velocity m_3 , then the parameters needed for the quantitative evaluation of turbulence criterion $m_1/m_3 = \sqrt{3}P/2 \approx P$ will be determined on the basis of the known value of the pole displacement

mean square root quantity $m_1 \approx \Delta\alpha = 7,06 \cdot 10^{-7} \text{ rad}$, $m_3 = f\Delta\alpha = 2,3 \times 10^{-9}$ during 13 years (f is dynamic compression of the Earth being equal to 1/305,51) and the value of number of days in the period of free nutation $P = 2\pi/\Omega$ as determined from the quadratic equation $(\Omega - f\omega) \cdot (\Omega + \omega) = 0$.

According to the criterion introduced by W. Munk and R. Revelle (1952), relatively great values of P characterize the turbulence (chaotic state) of geoblocks movements while relative small ones on the contrary indicate the absence of any appreciable turbulence.

For the minor root $P = P_1 = -2\pi/\Omega_1 = 2\pi/\omega$ ($\omega = 2\pi/T$ is the angular velocity of the Earth's daily motion; T is duration of a day), $P_1 = T \approx 24 \text{ h}$ (quasi-daily or resonance nutation) and $m_1/m_3 \approx 1$ (rotatory-gyroscopic momentum related to the period of $P = 1$ day is compensated by the contrary-directed magnetic precessional momentum of the Earth); for the second major root $P = P_2 = 2\pi/\Omega_2$, $\Omega_2 = f\omega$, $P = P_2 = 2\pi/f\omega = 205.5$ days (the period of Euler's nutation for a absolutely solid Earth); for the real Earth $P = 434$ days (the period of Chandler's nutation), $m_1/m_3 \approx 434$ and thus, lithosphere blocks in this case are in the state of turbulence.

A similar aspect may be used for considering the convective flows in the mantle maintained mainly by thermal energy of gravitational compression (phase transitions e. t. c.) of the Earth. According to $2\Delta R/R = \Delta z/P$ when $P = 434$, $R = 6371 \text{ km}$, $\Delta\alpha = 7,06 \cdot 10^{-7} \text{ rad}$, $\tau = 13$ years, the Earth's radius reduction for the contemporaneous epoch makes 4 cm in 100 years. The ΔR value indicates the reduction of large lithosphere circles for Phanerozoic era by 1500 km (resulting from bendings, subduction, crumpling e. t. c.).

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Аслабян А. Т. Квазисуточная нутация и магнитное поле Земли. Известия АН Арм.ССР, Науки о Земле, т. 31, № 4, 1978.
2. Аслабян А. Т. Архейские водоросли, лунные приливы и гравитационная постоянная. Известия АН Арм.ССР, Науки о Земле, т. 32, № 6, 1979.
3. Аслабян А. Т. Конвекция и контракция. Известия АН Арм.ССР, Науки о Земле, т. 35, № 6, 1982.
4. Аслабян А. Т. Большие изменения внутреннего объема и полярного сжатия Земли и их тектонические последствия. Известия АН Арм.ССР, Науки о Земле, т. 36, № 3, 1983.
5. Васильковский Н. П., Каттерфельд Г. Н., Лапо М. С. Гравитационное сжатие Земли и тектогенез. Известия АН Арм.ССР, Науки о Земле, т. 35, № 2, 1982.
6. Кларк С. П. Теплопроводность в мантии. В сб. «Земная кора и верхняя мантия». Мир, М., 1972.
7. Кузнецов М. В. Расчет векового замедления вращения Земли по современным котидальным картам. Физика Земли, № 12, 1972.
8. Куликов К. А. Изменяемость широт и долгот. М., 1962.
9. Ламб Г. Гидродинамика. М., 1947.
10. Манк У., Макдональд Г. Вращение Земли. М., 1964 (1960).
11. Мельхиор П. Физика и динамика планет. Том II, Мир, М., 1976.
12. Молоденский М. С. Теория нутации и суточных земных приливов. Сб. «Земные приливы и нутации». Изд. АН СССР, М., 1961.
13. Парийский Н. Н. Неравномерность вращения Земли. Тр. ИФЗ АН СССР, № 26 (153), 1955.

14. *Сидоренко Н. С.* Неравномерность вращения Земли и движение полюсов. Природа, № 4, 1982.
15. *Grabar M. A.* Analysis of star pair latitudes. Journ. Geophys. Res., vol. 24, № 1310, 1979.
16. *Jeffreys H.* Nutation, Mon. Not. Roy. Astr. Sec., 119, 2, 1959.
17. *Lamar D. L., Merifield P. M.* Influence of solar tidal torque on length of day and synodic month. Journ. Geophys. Res., vol. 72, № 14, 1967.
18. *Morrison L. V.* Rotation of the Earth from AD 1663—1972 and the constancy of G . Nature, vol. 241, Febr. 23, 1973.
19. *Munk W., Revelle R.* On the geophysical interpretation of irregularities in the rotation of the Earth. Mon. Not. Roy. Astr. Soc., Geophys. suppl., 6, 1952.
20. *Neuton R. R.* Ancient astronomical observations and accelerations of the Earth and Moon. John Hopkins Press, London, 1970.
21. *Piper J. D.* Geological and geophysical evidence relating to continental growth on dynamics and the hydrosphere in precambrian times: a review and analysis. Tidal friction and the Earth's rotation, Springer—Verlag, Berlin, 1978.
22. *Poincaré H.* Sur la precession des corps deformables. Bull. Astron., 27, 1910.
23. *Scrutton C. T.* Periodic growth features in fossil organisms and the length of the day and month. Tidal friction and the Earth's rotation, Springer-Verlag, Berlin, 1978.

УДК: 550.383.7

А. Т. АСЛАНЯН

К ДИНАМОТЕОРИИ ЗЕМНОГО МАГНЕТИЗМА

Магнитный момент Земли представляет векторную сумму спиновых магнитных моментов атомов, моделируемых как газ магнитных стрелок (газ парамагнитных частиц), поляризация которых происходит в одном из энергетически наиболее выгодных направлений и реализуется при затрате энергии, эквивалентной энергии дипольного магнитного поля Земли. Несовпадение вектора геомагнитного момента $\vec{Q}$ с осью геомагнитного диполя $\vec{H}$ обуславливает их взаимодействие с энергией $\vec{Q} \cdot \vec{H}$, причем движение вектора $\vec{Q}$ представляет прецессию вокруг оси $\vec{H}$. Уравнение $(\Omega + \omega)(\Omega - f\omega) = 0$ предполагает наличие у Земли кроме чандлеровских нутационных движений с частотой $\Omega = \Omega_2 = f\omega$ (f — динамическое сжатие Земли) также резонансной или квазисуточной нутации с частотой $\Omega = \Omega_1 = -\omega$ (период около 24 ч.). Эти движения характеризуются энергией $E_n = 1/2 k M \omega \Omega R^2 \sin^2 \alpha$ (k — безразмерный момент инерции, M — масса, R — радиус, α — наибольшее значение угла между осью фигуры и мгновенной осью вращения, равная в свою очередь $\beta = \omega R/c = \omega t$, t — время распространения электромагнитной волны от поверхности до центра Земли, c — скорость света) и эквивалентны вращательному движению, совершающемуся с угловой скоростью $\Delta\omega = \beta\omega$. Вращение намагниченной толщ Земли вызывает разделение в ее недрах электрических зарядов; наземный сопутствующий наблюдатель, вращаясь в отношении магнитного поля и этих зарядов с дифференциальной угловой скоростью $\Delta\omega = \beta\omega$, констатирует близшипротные прецессирующие электрические токи и соответствующие им близмеридиональные магнитные поля. Поскольку в неподвижной системе отсчета электрические силы, обусловленные взаимодействием указанных зарядов (в модели один из них приурочен к ядру, а другой находится в окружении ядра), уравниваются механическими силами, а эти силы при рассмотрении их в движущейся системе преобразуются одинаковым образом, то они уравниваются также в новой системе отсчета. Тогда, полагая электромагнитный вращательный момент и соответствующую ему плотность энергии магнитного поля $H^2/8\pi$ равными плотности прецессионно-вращательного момента и соответствующей ему плотности энергии $1/2 k \rho \omega^2 R^2 \beta^2$ (для квазисуточной нутации — $\Omega = \omega = 2\pi/T$, $T \approx 24$ ч), получим напряженность магнитного поля $H = \beta v \sqrt{4\pi k \rho} = 0,315$ гс ($k = 0,331$, $\rho = 5,52$ г/см³ — средняя плотность Земли, $\beta = \omega R/c = v/c = 1,55 \cdot 10^{-6}$). Для пульсаров эта формула дает $H = 10^7 \div 10^{10}$ гс. Согласно условию $HR^2 = \text{const.}$ поле H поддерживается за счет энергии гравитационного поля, а намагниченная и электрически поляризованная толща Земли в ходе контракции работает как униполярная машина или как гидромагнитное динамо.

В контексте в ряде уравнений применяются релятивистские параметры $\beta = v/c = \omega R/c = \omega t$, $\tau = \beta R/c$, $\beta = \omega t$, $\tau = \beta t$ ($t = R/c$ — время распространения монохроматической волны от центра до поверхности Земли, $\tau = \beta R/c = \beta t$ — время распространения монохроматической волны от центра шара радиуса βR до его поверхности). В старой физике принималось $\tau = \infty$, $t = 0$, $\beta = 0$ и отсутствовал механический прецессионно-вращательный момент $N = k M \omega^2 R^2 \beta^2$, дающий возможность прийти к требуемому равенству $H^2/8\pi = 1/2 k \rho v^2 \beta^2$ и правильной оценке H без априорных предположений. Такой же результат получается из условия, когда приравниваются лагранжиан электромагнитного поля и лагранжиан квазисуточной (резонансной) нутации (кинетический потенциал) Земли.

1. В современных представлениях пространства, времени, поля, скорости, массы понятие эфира классической физики заменено понятием

электромагнитного поля. В модельных представлениях электромагнитное поле фигурирует как система из бесконечного множества частиц с бесконечным множеством степеней свободы, т. е. как жидкость, и тем самым формально (в модели) этой жидкости ставится в соответствие «эфир», а уравнения Максвелла для электромагнитного поля истолковываются как уравнения механики «эфира» (см. Компанеев, 1957).

Если обозначить векторы электрического и магнитного полей в «эфире» через $\vec{E}$ и $\vec{H}$, то для объема космического пространства, занятого звездой (планетой) $V=M/\rho$, функция Лагранжа (лагранжиан) в системе отсчета далеких неподвижных звезд будет выражаться уравнением

$$L_{II} = \frac{\vec{E}^2 - \vec{H}^2}{8\pi} \cdot \frac{M}{\rho}. \quad (1)$$

Определяя эффективный объем пространства, занятого Землей, обычно имеют в виду объем твердой Земли $V=4/3\pi R^3=M/\rho$ при среднем ее радиусе $R=6371$ км, массе $M=5976 \cdot 10^{27}$ г и средней плотности $\rho=5,517$ г/см³. В небесной механике применительно к Земле оперируют также понятием радиуса Хилла $R_H=R_{ac}\sqrt[3]{M/3M_s}=235 R$, который определяет сферическую поверхность радиуса R_H , за которой существование роя спутников становится невозможным (R_{ac} — расстояние Земля—Солнце, M_s — масса Солнца).

Система отсчета считается определенной, если заданы одновременно $\vec{E}$ и $\vec{H}$. В системе отсчета сопутствующего наблюдателя, вращающегося вместе с телом с одной и той же угловой скоростью ω , электрическое поле не фиксируется ($\vec{E}=0$) и лагранжиан равняется

$$L_{II} = -\frac{H^2}{8\pi} \cdot \frac{M}{\rho} = -\frac{i^2 H^2}{8\pi} \cdot \frac{M}{\rho}, \quad (2)$$

причем множитель

$$\frac{H^2}{8\pi} = P \quad (3)$$

не что иное, как давление магнитного поля, имеющее тенденцию увеличить объем тела (Земли).

Далее, известно, что если тело обладает магнитным моментом, независимым от данного наведенного (внешнего, приложенного извне) магнитного поля, то в результате индукционного взаимодействия между полем $\vec{H}$ и моментом $\vec{Q}$ возникает вращательный момент

$$\vec{N}_M = \vec{Q} \times \vec{H}, \quad (4)$$

имеющий тенденцию заставлять вектор $\vec{Q}$ прецессировать вокруг вектора $\vec{H}$ [см. 3, 11].

II. В соответствии с условиями п. I рассмотрим поведение Земли как твердого шара, погруженного в покоящуюся несжимаемую идеальную жидкость («эфир»).

В знаменитом мемуаре, опубликованном в 1843 г., Дж. Стокс [14] доказал, что погруженный в жидкость твердый шар, если рассматривать его в системе отсчета неподвижного эфира (или неподвижных далеких звезд), ведет себя таким образом, будто его масса в состоянии движения больше, чем в состоянии покоя на величину

$$m_0 = \frac{m}{k} = \frac{1}{2} \left(\frac{4}{3} \pi \rho_0 R^3 \right) = \frac{1}{2} M_0 = \frac{1}{2} \frac{\rho_0}{\rho} M = \frac{1}{2} \beta^2 M, \quad (5)$$

где m — т. н. присоединенная масса (*compound mass*), $k = J/MR^2$ — безразмерный момент инерции шарообразного тела, J — момент инерции шара, R — радиус, ρ — плотность, ρ_0 — плотность «эфира» внутри Земли, $1/2 M_0$ — половина массы вытесненной шаром жидкости.

В указанном мемуаре Стокс также доказал, что энергия вращения шара в жидкости эквивалентна энергии вращения диполя, помещенного в центре шара и создающего вокруг себя вихрь радиуса $R_i = R \sqrt{k}$ (R_i — радиус инерции шара).

Следует отметить, что теорема Стокса аналогична теореме Лармора, согласно которой магнитное поле сообщает помещенному в него магнитному диполю такой же момент количества движения, какой ему сообщает вращение в сопутствующей системе отсчета, причем аналогия становится более очевидной, когда магнитному диполю ставится в соответствие твердый тор с током, имеющий свойство волчка, а магнитному полю ставится в соответствие жидкость типа воображаемого эфира.

В свете теории Стокса количество движения, соответствующее присоединенной массе, реализуется в свободных нутационных (прецессионных) колебаниях Земли и соответственно вещество, сосредоточенное в дублете нутационных конусов, равняется по массе присоединенной массе $m = 1/2 k \beta^2 M$.

Оперируя понятием фиктивной безмассовой сферы, можно, следуя теории Стокса, сказать, что вращение ее в жидкости с угловой скоростью ω будет эквивалентно прецессии той же сферы с частотой ω и с массой, равной половине массы вытесненной ею жидкости. Ниже, пользуясь условием $k \omega R^2 M = \omega R_i^2 M = \text{const.}$, мы будем считать, что свободные прецессионные движения Земли возникают вследствие уменьшения ее радиуса инерции (а в случае гомологической контракции — $k = \text{const.}$, вследствие уменьшения геометрического радиуса). При этом имеется также в виду, что происходит диссипация энергии нутационных движений со средней скоростью $2E_n \Omega_n / Q$ (Q — диссипативный фактор, равный для чандлеровских колебаний 10π – 12π).

В упрощенной теории Эйлера частота Ω нутационных (прецессионных) колебаний сфероида, вращающегося с угловой (переносной) скоростью ω , определяется из квадратного уравнения

$$(\Omega - f\omega)(\Omega + \omega) = 0. \quad (6)$$

Приравнивая нулю множитель в скобках слева, получаем $\Omega = \Omega_1 = f\omega$, второй корень — суть $\Omega = \Omega_2 = -\omega$.

Первый корень уравнения соответствует чандлеровскому периоду свободной ретроградной нутации ($\omega/\Omega_1 = 434$ сутки), а второй корень соответствует резонансной или квазисуточной нутации и определяет период нутации, равный практически периоду суточного вращения Земли ($T = 24$ ч).

Кинетический потенциал, соответствующий функции Лагранжа для присоединенной массы $m_0 = m/k$, согласно (5) будет равняться

$$L_m = -m\omega^2 R^2 = -\frac{1}{2} k \frac{\rho_0}{\rho} M \omega^2 R^2 = \frac{1}{2} k \beta^2 M \omega^2 R^2 \quad (7)$$

или, если положить $\omega R = v$,

$$L_m = -\frac{1}{2} k M \beta^2 v^2. \quad (8)$$

Давление жидкости на поверхность погруженного шара согласно теореме Стокса равняется

$$P = -\frac{1}{2} ik \rho_0 \omega^2 R^2 = -\frac{1}{2} ik \rho_0 v^2 \quad (9)$$

или

$$P = -\frac{1}{2} ik \beta^2 \rho v^2 \quad (10)$$

при условии, что плотность жидкости, в которую погружена Земля, равняется $\rho_0 = \beta^2 \rho$ (увеличение средней плотности по всему объему Земли составит соответственно $\rho_0 = 1/2 \beta^2 \rho$).

Определение ρ_0 стало возможным после значительного развития теории относительности.

Поскольку масса покоя Земли M^0 связана с массой движущейся Земли M отношением

$$M = M^0 / \sqrt{1 - \beta^2} \simeq M^0 / \left(1 - \frac{1}{2} \beta^2\right),$$

то

$$m = M^0 - M = \frac{1}{2} \beta^2 M \simeq \frac{1}{2} \beta^2 M^0$$

и соответственно в (5), (9) плотность эфира в пределах пространства, занятого Землей, равняется

$$\rho_0 = \beta^2 \rho = (v^2/c^2) \rho. \quad (11)$$

Указанный результат $m = 1/2 \beta^2 M$ подтверждается непосредственно, если кинетическую энергию вращения тела $1/2 k m v^2$ приравнять к энергии присоединенной массы $m_0 c^2$ и положить $\beta = v/c$ и $m_0 = m/k$.

Укажем, что системы отсчета, расположенные на Земле, с достаточной для нашей задачи точностью могут быть приравнены к инерциальным системам, для которых интервал собственного времени $\tau = x/c = \beta R/c = t' \beta$ ($t' = R/c$ — время распространения электромагнитного импульса от поверхности до центра Земли). Для малых звезд и планет интервал собственного времени равняется

$$\tau = \frac{x}{c} \sqrt{1 + \frac{2\Phi}{c^2}}, \quad (12)$$

где Φ — гравитационный потенциал, или потенциал центробежной силы, равный на экваторе $-\omega^2 R^2/2$. Если даже взять ωR равным первой космической скорости $\omega R = 8 \text{ км/сек}$, т. е. положить $\Phi = -GM/R$ (G — гравитационная постоянная), то получим $2\Phi/c^2 = -1,4 \cdot 10^{-9}$, что пренебрежимо мало по сравнению с единицей и можно считать, что интервал собственного времени τ , определяемый часами наземного сопутствующего наблюдателя, ввиду малости Φ практически не отличается от интервала времени $t = \beta R/c$, определяемого из лоренцовых преобразований для сравниваемых инерциальных систем, при $\omega R \ll c$. Произведение $F\tau \simeq F\beta R/c$ ($F = kM\omega^2 R$ — сила инерции на экваторе) по существу определяет возможность возникновения прецессионно-вращательного момента в качестве релятивистского эффекта: если пара сил, приложенных к Земле, стремится повернуть ее на дополнительный малый угол и в данной системе отсчета действует строго одновременно и по этой причине поворота не создает, то в другой системе отсчета, которая движется в отношении первой со скоростью $v = \omega R$, одна из этих сил действует в отношении другой спустя интервал времени $\tau = t = \beta R/c$ и тем самым возникает вращательный момент. Если этот момент не проявляется (он потенциален), то одним из наиболее вероятных объяснений может считаться компенсация его с противоположно направленным электромагнитным прецессионно-вращательным моментом (см. ниже уравнение 17) [см. 2, 3].

III. Кинетическая энергия свободной нутации, соответствующая присоединенной массе m , равняется

$$E_k = \frac{1}{2} kMR^2 \omega \Omega \sin^2 \alpha, \quad (13)$$

где α — половина угла раствора нутационного конуса [см. 2]. Масса в дублете нутационных конусов равняется

$$m = \frac{2}{3} \pi \rho R^3 \sin^2 \alpha = \frac{1}{2} M \sin^2 \alpha. \quad (14)$$

В приведенных выше выражениях $\beta = v/c = 1,55 \cdot 10^{-6}$. По данным Международной службы широты $\alpha_{\max} = 0,3''$, т. е. $\sin \alpha = 1,55 \cdot 10^{-6}$ (т. е. $\sin \alpha = \sin \beta$) [см. Куликов, 1962; Асланян, 1978].

Избыток энергии E_k , связанный с присоединенной массой m , вынуждает тело восстановить состояние безнутационного симметричного вращения и соответственно создает гироскопический момент

$$N_G = -dE_k/d\alpha = -kMR^2 \omega \Omega \sin \alpha = -kMR^2 \omega \Omega \sin \beta. \quad (15)$$

Если обозначить момент количества движения Земли $L = kM\omega R^2$ и $N_G = dL/dt$, то уравнение (15) в векторной записи примет вид

$$\vec{N}_G = -\vec{\Omega} \times \vec{L} = \vec{L} \times \vec{\Omega}. \quad (16)$$

Условие стационарности движения Земли требует, чтобы гироскопический момент $\vec{N}_G$ в (16) уравновешивался противоположно направ-

ленным магнитным вращательным моментом N_m в (4), т. е. чтобы соблюдалось равенство

$$\vec{Q} \times \vec{H} = \vec{L} \times \vec{\Omega}, \quad (17)$$

причем известно, что вектор $\vec{L} \times \vec{\Omega}$ перпендикулярен вектору $\vec{\omega}$, который совмещается с осью вращения Земли.

Соответственно можно положить, что давление магнитного поля (3), распирающее шар, уравнивается давлением «эфира» на поверхность шара (9), (10), т. е.

$$H = v \sqrt{4\pi k \rho_0} \quad (18)$$

или

$$H = \beta v \sqrt{4\pi k \rho}. \quad (19)$$

Физическая суть выражения (19) заключается в следующем. Если, к примеру, в стеклянной трубке со скоростью v течет проводящая жидкость (допустим ртуть) плотностью ρ и трубка вводится в зазор между полюсами магнита, то вследствие индукционного взаимодействия жидкости с магнитным полем скорость последней меняется на величину βv . При этом в жидкости генерируется электрический ток, который течет в направлении оси трубки и создает свое собственное магнитное поле (поперечное к трубке).

В классическом случае (18) роль жидкости играет эфир с плотностью ρ_0 , а скорость v , равная скорости вращения Земли ωR , рассматривается формально как эффект индукционного торможения. Замена в выражении (18) плотности ρ_0 эфира на произведение $\beta^2 \rho$ переводит его в приемлемую для современной физики правильную форму (19).

Формулы (18) и (19) могут быть получены для рассмотренной выше модели «Земля-эфир» из модифицированного магнитогидродинамического уравнения Навье-Стокса для несжимаемой жидкости

$$\bar{\rho} \frac{d\vec{u}}{dt} = -\nabla P + \bar{\rho} \nabla \Phi + \eta \nabla^2 \vec{u} + \frac{\mu}{4\pi} (\nabla \times \vec{H}) \times \vec{H}, \quad (20)$$

• если подразумевать в нем под $\bar{\rho}$ приведенную плотность эфира $\bar{\rho}_0 = k \beta^2 \rho$ (эквивалент возмущения равновесной плотности), под P магнитное гидростатическое давление $P = P_h = H^2/8\pi$, и положить вязкость эфира $\eta = 0$, значение гравитационного потенциала в плоскости экватора $\Phi = -1/2 \omega^2 R^2$, магнитную проницаемость $\mu = 1$, а оператор ∇ равным $1/(1/2 R)$, имея в виду, что геомагнитное поле дрейфует на запад волнообразно и длина полуволны равняется $R/2$ [см. Хайд, 10].

Считая скорость дрейфа постоянной и соответственно полагая $d\vec{u}/dt = 0$ и произведя в уравнении (20) указанные выше подстановки, получим $H = v \sqrt{4\pi k \rho_0} = \beta v \sqrt{4\pi k \rho}$, т. е. формулы (18), (19).

При отнесении поля скоростей к системе отсчета, связанной с осью вращения Земли, в уравнении (20) к гравитационному потенциалу (потенциалу центробежной силы) добавляется потенциал силы тяжести GM/R и из правой его части отнимается кориолисова сила $\bar{\rho} \cdot 2\vec{\omega} \times \vec{u}$

Пренебрегая с некоторой условностью механическими и гравитационными силами, уравнение (20) можно упростить до вида

$$\vec{r} \cdot 2\vec{\omega} \times \vec{u} = (\mu/4\pi) \cdot (\nabla \times \vec{H}) \times \vec{H}. \quad (21)$$

Как и выше, заменяя $\vec{r}$ через $\vec{r}_0 = k\rho\beta^2$, $\vec{u}$ через $v = \omega R$ и ∇ через $2/R$, приходим к уравнениям (18), (19).

Равным образом, имея в виду, что вследствие лоренцового сокращения, радиус Земли в направлении мгновенно-поступательного движения уменьшается на $d = 1/2 \beta^2 R$ и вследствие этого возникает добавочный вращательный момент $\Delta N = F_c d = (2k\rho\omega v) \cdot (1/2 \beta^2 R)$ (F_c — сила Кориолиса, отнесенная к единице объема), то полагая, что этот момент компенсируется противоположно направленным магнитным вращательным моментом $H^2/4\pi$, получим как и выше

$$H = \beta v \sqrt{4\pi k\rho} = v \sqrt{4\pi k\rho_0}.$$

Выражение (19) может быть записано в несколько более общем виде, если кинетическую энергию нутации выразить уравнением

$$E_n = \frac{1}{2} kMR^2\omega^2 \frac{\Omega}{\omega} \beta^2. \quad (22)$$

Тогда, принимая как и выше энергию магнитного поля равной $W = H^2 M/8\pi\rho$ и полагая $E_n = W$, $\omega R = v$, получим¹

$$H = \beta v \sqrt{4\pi k\rho\Omega/\omega}. \quad (23)$$

Подставляя $\beta v = 7,2 \cdot 10^{-2}$ см/сек, $k = 0,331$, $\rho = 5,52$ г/см³, $|\Omega| = \omega$, получим среднее значение напряженности поля $H = 0,315$ гс (напряжение поля на экваторе 0,3, на полюсах $-0,63 \div 0,7$ гс). Указанная формула дает для Солнца $H = 3$ гс, для ряда пульсаров до $H = 10^9 \div 10^{10}$ гс.

IV. В предыдущих работах автора [1, 2] было показано, что энергия как магнитного поля, так и нутационных колебаний поддерживается за счет энергии гравитационного поля планеты в ходе ее контракции согласно закону $HR^2 = \text{const}$. При контракции на переносное движение, совершающееся с угловой скоростью $\omega = 2\pi/T$ ($T = 24$ ч), накладывается дифференциальное повторное (прецессионное) движение, совершающееся, как уже указывалось, с угловой скоростью $\beta\omega = \Delta\omega$, равной скорости западного дрейфа геомагнитного поля ($\Delta\omega = 1,13 \cdot 10^{-10}$ рад/сек или 1 оборот за 1750 лет). Если дипольный магнитный момент Земли приурочить к ее внутреннему твердому ядру (радиус около 1300 км, вероятный химический состав Fe, Ni, Co со значительной примесью Pt, Os, Ir, Au, Mo, W), то Земля в целом изобразится как динамомашинка (якорь — твердое высокопроводящее ядро, коллектор — жидкое внешнее ядро, статор — мантيا + кора), которая преобразует энергию гравитационного поля в энергию электрических токов, создающих собственное магнитное

¹ В случае преобладания силы инерции над магнитной силой принимается $H < \beta v \sqrt{4\pi k\rho\Omega/\omega}$ [см., напр., 11].

поле со свойством самоподдерживания (по закону $HR^2 = \text{const.}$). Последнее обстоятельство обуславливается тем, что указанное выше дифференциальное вращение не является симметричным (оно носит характер прецессии, динамо отклоняется от осевой симметрии) и теорема запрета Каулинга на него не распространяется (в ходе контракции, т. е. при падении частиц к центру Земли, сила Кориолиса, будучи перпендикулярной к вектору скорости прецессии, отклоняет их на восток-юго-восток) [см. 4, 13]. Теоретически обосновывается также возможность взаимной трансформации долготных и широтных (кольцевых) магнитных полей при дифференциальном движении и развитии определенного типа вихревых движений в проводящей жидкости внутри Земли [см. Брагинский, 1982]. Следует здесь отметить, что все попытки создания для Земли адекватной теории гидромагнитного динамо с самоподдерживающим магнитным полем оказались безуспешными (полученные ранее решения уравнения индукции оказались в действительности первыми членами длинных расходящихся рядов), а открытие ощутимо сильного магнитного поля у Меркурия (100 гамм на расстоянии 450 км от поверхности планеты) поставило идею гидромагнитного динамо под серьезное сомнение, поскольку возможность наличия крупного жидкого ядра и конвективных течений в недрах этой планеты, необходимых для динамотеории, считается маловероятной (радиус Меркурия 2440 км, средняя плотность $5,45 \text{ г/см}^3$).

В рассматриваемой нами задаче электрическое поле $\vec{E}$ Земли и вектор магнитной индукции $\vec{B}$ связаны зависимостью $\vec{E} = \vec{B} \times \vec{V} / c$, причем поле $\vec{E}$ имеет, с точки зрения принципа относительности одновременности, электростатическую природу: Земля, как намагниченное тело, испытывает при свободной прецессии (нутаии) электрическую поляризацию $\vec{P} = (\vec{V}/c) \times \vec{Q}^0$, которая однако обнаруживается лишь в той системе отсчета, в отношении которой разделенные заряды вращаются (прецессируют) и своим вращением обуславливают формирование замкнутых токов близширотного типа [см. 2, 3, 11, 13]. Для наземного наблюдателя, совершающего в отношении геомагнитного диполя прецессионного типа дифференциальное вращение с угловой скоростью $\Delta\omega = \beta\omega$, Земля также является электрически поляризованным телом и в условиях контракции работает как униполярная динамомашинна, важной особенностью которой является азимутальное несогласие между осью вращения и магнитной осью ядра машины. Она, как известно, принципиально не отличается от обычной динамомашинны с самовозбуждением и послужила основой для создания гидромагнитной динамомашинны. В гидромагнитном динамо поляризация зарядов в проводящей жидкости происходит в условиях взаимодействия магнитного поля и индуцированных токов [см. 6, 11].

В заключение укажем, что подтверждением изложенного выше представления об особенностях электродинамики Земли может служить отрицательный результат классического опыта Траутона и Нобля, показавшего уравновешенность как в движущей, так и в подвижной систе-

мах координат электромагнитных и механических сил (отсутствие вращения заряженного конденсатора в движущейся системе, несмотря на теоретически предсказываемый вращательный момент), т. е. равенство удельных значений корнолисовой силы $2k\mu_0\omega v = 2\omega\mu_0^2 v$ и магнитной силы $H^2/4\pi(1/2 R)$.

Институт геологических наук
АН Армянской ССР

Поступила 7. II. 1984.

Ա. Տ. ԱՍԼԱՆՅԱՆ

ԵՐԿՐԻ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ԴԻՆԱՄԱՆ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ՀԱՐՑԻ ՇՈՒՐՁ

Ա մ փ ո փ ու մ

Երկրի մագնիսական մոմենտն իրենից ներկայացնում է ատոմների սպինային մագնիսական մոմենտների գումար: Դրանց կարելի է պատկերացնել որպես մագնիսական սլաքների գազ (պարամագնիսական մասնիկների գազ), որոնց բեկառացումը տեղի է ունենում էներգետիկ տեսակետից առավել շահավետ ուղղություններով և իրականանում է էներգիայի այնպիսի ծախսումներով, որը համարժեք է երկրի դիպոլային մագնիսական դաշտի էներգիային: Գեոմագնիսական մոմենտի $\vec{Q}$ վեկտորի չհամընկնելը գեոմագնիսական դիպոլի $\vec{H}$ առանցքի հետ պայմանավորում է $\vec{Q} \times \vec{H}$ էներգիայի չափով նրանց փոխադրեցությունը. ընդ որում, $\vec{Q}$ վեկտորի շարժումն իրենից պրեցեսիա է ներկայացնում $\vec{H}$ առանցքի շուրջը: $(\Omega + \omega)(\Omega - f\omega) = 0$ հավասարումն ենթադրում է $\Omega = \Omega_2 = f\omega$ հաճախականությամբ շանդերյան նուտացիոն շարժումներից բացի (i -երկրի դինամիկ սեղմում), նաև $\Omega = \Omega_1 = -\omega$ հաճախականությամբ (մոտ 24 ժամ պարբերությամբ) ռեզոնանսային կամ քվադրորական նուտացիայի առկայությունը: Այդ շարժումները բնութագրվում են $E = 1/2 kM \omega \sin^2 \alpha$ էներգիայով (k -չափելիություն չունեցող իներցիայի մոմենտ, M -զանգված, R -շառավիղ, α -մարմնի առանցքի և պտտման ալինյալիացիայի առանցքի միջև եղած ամենամեծ անկյունն է, որն իր հերթին հավասար է $\beta = \omega R/c = \omega t$ որտեղ t -ն էլեկտրամագնիսական ալիքի երկրի մակերևույթից մինչև նրա կենտրոնը տարածվելու ժամանակն է, իսկ c -ն՝ լույսի արագությունը) և արագության տեսակետից համարժեք են $\Delta\omega = \beta\omega$ անկյունային արագությամբ կատարվող պտտական շարժմանը: Երկրի մագնիսացված հաստվածքի պտույտը նրա ընդերքում առաջացնում է էլեկտրական լիցքերի տարաբաժանում. վերերկրյա ուղեկցող դիտորդը՝ մագնիսական դաշտի և այդ լիցքերի նկատմամբ պատտվելով $\Delta\omega = \beta\omega$ տարբերակվող անկյունային արագությամբ, արձանագրում է մերձլայնակի պրեցեսող էլեկտրական հոսանքների և դրանց համապատասխանող մերձմիջօրեական ուղղությամբ տարածվող մագնիսական դաշտերի առկայությունը: Հաշվարկի անշարժ համակարգում վերոհիշյալ լիցքերի (մոդելում նրանցից մեկը կապված է միջուկի հետ, իսկ մյուսը գտնվում է միջուկի շրջակայքում) փոխադրեցությամբ պայմանավորված լինելու պատճառով էլեկտրական ուժերը հավասարակշռվում են մեխանիկական ուժերով, իսկ այդ ուժերը շարժվող համակարգում՝ դիտարկելիս միատեսակ են ձևափոխվում, ապա նրանք հավասարակշռվում են նաև հաշվարկի նոր համակարգում: Ուրեմն, էլեկտրամագնի-

սական պտտական մոմենտն ու նրան համապատասխանող մագնիսական դաշտի $H^2/8\pi$ էներգիայի խտությունը համարելով հավասար պրեցեսիոն պտտման մոմենտի խտությանն ու նրան համապատասխանող $1/2 k\rho\omega^2 H^2\beta^2$ էներգիայի խտությանը (լքվազիորական նուտացիայի համար $-\Omega = \omega = 2\pi/T$, $T \approx 24$ ժ) կստանանք մագնիսական դաշտի լարվածությունը $H = \beta v \sqrt{4\pi k\rho} = 0,315$ գս ($k = 0.331$ — չափելիություն շունեցող իներցիայի մոմենտը, $\rho = 5,52$ գ/սմ³ երկրի միջին խտությունը, $\beta = \omega R/c = v/c = 1,55 \cdot 10^{-6}$): Պուլսարների համար այդ բանաձևը տալիս է $H = 10^7 - 10^{10}$ գս արժեքներ: $HR^2 = \text{const}$ պայմանի համաձայն $\bar{H}$ դաշտի գոյությունն ապահովվում է գրավիտացիոն դաշտի էներգիայի հաշվին, իսկ երկրի մագնիսացած և էլեկտրական նապեա բեռնացած հաստվածքը կոնտրակցիայի ընթացքում գործում է որպես համարեկո մեքենա կամ հիդրոմագնիսական դինամոմեքենա:

Տեքստում մի շարք հավասարումներում կիրառված են ռելատիվիստական պարամետրեր $\beta = v/c = \omega R/c = \omega t$, $\tau = \beta R/c$, $\beta = \omega t$, $\tau = \beta t$ ($t = R/c$ մոնոքրոմատիկ ալիքի երկրի կենտրոնից մինչև մակերևույթ հասնելու ժամանակն է, $\tau = \beta R/c = \beta t$ մոնոքրոմատիկ ալիքի βR շառավիղ ունեցող գնդի կենտրոնից մինչև մինչև մակերևույթ հասնելու ժամանակն է):

Դասական ֆիզիկայում $\tau = \infty$, $t = 0$, $\beta = 0$ և բացակայում է մեխանիկական պրեցեսիոն-պտտական մոմենտը՝ $N = kM\omega^2 R^2\beta^2$ որը հնարավորություն է ընձեռում ստանալու պահանջվող հավասարումը՝ $H^2/8\pi = 1/2 k\rho v^2\beta^2$ ինչպես նաև H մեծության ճիշտ գնահատականն առանց ապրիորի ենթադրությունների: Նման արդյունք ստացվում է նաև, երբ հավասարեցվում են երկրի էլեկտրամագնիսական դաշտի և քվազիորական (ոեզոնանսային) նուտացիայի (կինետիկ պոտենցիալի) լագրանժիանները:

A. T. ASLANIAN

ON THE EARTH'S MAGNETISM DYNAMO THEORY

The Earth's magnetic moment represents the vectorial sum of the atoms spin magnetic moments, being as a magnetic arrow's gas (a gas consisting of paramagnetic particles), the polarization of which takes place in one of the energetically more profitable directions and is realized with a consumption of energy, being equivalent to the energy of the Earth's dipole magnetic field. The non-coincidence of the vector of the geomagnetic moment $\vec{Q}$ with the axis of the geomagnetic dipole $\vec{H}$ stipulates their interaction with an energy of $\vec{Q} \times \vec{H}$, the movement of the vector $\vec{Q}$ representing the precession around the axis $\vec{H}$. The equation $(\Omega + \omega)(\Omega - f\omega) = 0$ supposes the presence for the Earth besides Chandler's nutation movements with a frequency $\Omega = \Omega_2 = f\omega$ (f — the Earth's dynamic compression) of the resonance or quasi-diurnal nutation with a frequency $\Omega = \Omega_1 = -\omega$ too (with a period of about 24 h). These movements are characterized by an energy of $E_n = 1/2 kM\Omega R^2 \sin^2 \alpha$ (k — the dimensionless inertia moment, M — mass, R — radius, α — the greatest value of the angle between the figure axis and the momentary rotation axis, being in its turn equivalent to $\beta = \omega R/c = \omega t$, t — the time of an electromagnetic wave spreading from the Earth's surface to its center, c — the light velocity) and are equivalent to the rotatory movement with an angular velocity of $\Delta\omega = \beta\omega$. The rotation of the Earth's magnetized body causes the electric charges separation in its interior; the Earth's accompanying observer, rotating with respect to the magnetic field and these charges with a differential angular velocity of $\Delta\omega = \beta\omega$, will state the near-latitudinal precessing electric currents and near-meridional magnetic fields corresponding to them. As in an immobile reading system the electric forces stipulated by the interaction of the above-

mentioned charges (in the model one of them is connected with the nucleus and the other is in the nucleus environment) are counterbalanced by the mechanical forces, and these forces while examining them in the mobile system are analogically transformed, then they are counterbalanced in the new reading system too. In this case, taking the electromagnetic rotation moment and corresponding to it magnetic field energy density $H^2/8\pi$ being equal to the density of the precession—rotational moment and corresponding to it density of energy $1/2k\rho\omega^2R^2\beta^2$ (to quasi-diurnal nutation with $-\Omega = \omega = 2\pi/T$, $T \approx 24h$) we'll get the magnetic field intensity $H = \beta v / \sqrt{4\pi k\rho} = 0,315 \text{ gs}$ ($k = 0,331$, $\rho = 5,52 \text{ g/cm}^3$ —the Earth's average density, $\beta = \omega R/c$, $vc = 1,55 \cdot 10^{-6}$.) For pulsars this formula gives $H = 10^7 \div 10^{10} \text{ gs}$.

According to the condition $HR^2 = \text{const.}$ the field H is supported at the expense of the gravitational field energy, and the magnetized and electrically polarized Earth's body in the course of contraction works as an unipolar machine or as a hydromagnetic dynamo.

In a number of equations in the text the relativistic parameters $\beta = v/c = \omega R/c = \omega t$, $\tau = \beta R/c$, $\beta = \omega t$, $\tau = \beta t$ are used ($t = R/c$ —spreading time of a monochromatic wave from the center up to the surface of the Earth, $\tau = \beta R/c = \beta t$ —spreading time of a monochromatic wave from the center of a sphere with a radius of βH up to its surface).

In classical physics it is considered, that $\tau = \infty$, $t = 0$, $\beta = 0$ and the mechanical precession-rotational moment $N = kM\omega^2R^2\beta^2$ is absent, which could give the possibility to come to the needed equality $H^2/8\pi = 1/2k\rho v^2\beta^2$ as well as to the correct estimation of H without any a priori suppositions. The same result is received from the condition, when the langrangian of the electromagnetic field and the langrangian of the quasidiurnal (resonance) nutation (the kinetic potential) of the Earth are equated with.

* * *

1. In modern ideas on the space, time, field, velocity, mass the concept of classical physics ether is substituted by the concept of the electromagnetic field. In model ideas the electromagnetic field figures as a system consisting of an infinite set of particles with an infinite set of degrees of freedom, i. e. as a fluid, and so, formally (in the model), this fluid corresponds to the „ether“, and the Maxwell's equation for electromagnetic field is interpreted as the equation of the „ether“ mechanics (Kompaneyets, 1957).

Marking the vectors of the electric and magnetic fields in the „ether“ as E and H , then for the cosmic space volume occupied by a star (a planet) the Lagrange function (the langrangian) in the reading system of distant immobile stars will be expressed by the equation

$$L_H = \frac{\vec{E}^2 - \vec{H}^2}{8\pi} \cdot \frac{M}{\rho} \quad (1)$$

Determining the effective space volume occupied by the Earth, usually the volume of the solid Earth is meant, as $V = 4/3 \pi R^3 = M/\rho$ (with its average radius $R = 6371 \text{ km}$, mass $M = 5,976 \cdot 10^{27} \text{ g}$ and average density $\rho = 5,517 \text{ g/cm}^3$).

In celestial mechanics conformably to the Earth a concept as Hill's radius $R_H = R_{ae} \sqrt[3]{M/3M_s} = 235R$ is accepted, determining the spherical surface radius R_H , out of limits of which the existence of a satellites swarm becomes impossible (R_{ae} —the Earth-Sun distance, M_s —the solar mass).

The reading system is considered to be definite, if $\vec{E}$ and $\vec{H}$ are simultaneously given. In the reading system of the accompanying observer, rotating together with the body with the same angular velocity ω , the electrical field is not fixed ($\vec{E} = 0$) and the langrangian becomes equal to

$$L_H = -\frac{H^2}{8\pi} \cdot \frac{M}{\rho} = \frac{i^2 H^2}{8\pi} \cdot \frac{M}{\rho}, \quad (2)$$

the multiplier

$$\frac{H^2}{8\pi} = P \quad (3)$$

being none other than the magnetic field pressure, having a tendency to enlarge the volume of the body (the Earth).

Further, it is shown that if a body possesses of an independent from the given induced (external) magnetic field magnetic moment, then as a result of inductional interaction between the field $\vec{H}$ and the moment $\vec{Q}$ a rotational moment appears

$$N_M = \vec{Q} \cdot \vec{H} \quad (4)$$

which has a tendency of forcing the vector $\vec{Q}$ to precess around the vector $\vec{H}$ (see 3, 11).

II. In accordance with conditions of p. 1 let us consider the behavior of the Earth as a solid sphere immersed into the immobile incompressible ideal fluid („ether“).

In his well-known memoir published in 1843, G. Stokes [14] proved that a solid sphere immersed into a fluid, if to consider it in a reading system of the immobile ether (or immobile distant stars) behaves so if its mass in a motion state is more than in a state of resting for the value

$$m_0 = \frac{m}{k} = 1/2 (4/3 \pi \rho_0 R^3) = 1/2 M_0 = 1/2 \frac{\rho_0}{\rho} M = 1/2 \beta^2 M, \quad (5)$$

where m is so-called compound mass, $k = J/MR^2$ is dimensionless inertia moment of the spherical body, J is the inertia moment of the sphere, R — the radius, ρ — density, ρ_0 is the density of the „ether“ inside the Earth, $1/2 M_0$ — half of the mass of the fluid, displaced by the sphere.

In the mentioned memoir Stokes also proved that the rotational energy of the sphere in the fluid is equivalent to the dipole rotational energy placed in the center of the sphere and creating around itself a vortex with a radius $R_l = R\sqrt{k}$ (R_l is the inertia radius of the sphere).

It should be noted that the Stokes theorem is analogical to the theorem of Larmar, according to which the magnetic field conveys to the magnetic dipole placed into it the same moment of the movement quantity which the rotation in the accompanying reading system conveys to it, the analogy becoming more obvious when a solid tore with a current, having a property of a gyroscope is put into accordance with the

magnetic dipole, and a fluid of an imagined ether-type is put into accordance with the magnetic field.

In the light of Stokes theory the movement quantity corresponding to the compound mass is realized in the free nutational (precessional) wobbles of the Earth and, accordingly, the substance concentrated in the nutational cones duplicate by its mass is equal to the compound mass $m = 1/2 k \beta^2 M$.

Operating by the concept of the fictitious massless sphere, it is possible to say, following the Stokes theory, that its rotation in the fluid with an angular velocity ω will be equivalent to the precession of the same sphere with a frequency ω and with a mass, being equal to the half of the mass of the fluid replaced by it. Lower, using the condition $k \omega R^2 M = \omega R_i^2 M = \text{const.}$, we shall consider that the Earth's free precessional movements appear owing to its inertia radius decrease (and in the case of homological contraction $k = \text{const.}$ owing to the geometric radius decrease).

It should also be taken into consideration that the nutational movements energy dissipation takes place with an average velocity of $2E_n \Omega_n / Q$ (Q is the dissipative factor, being equal for the Chandler's wobbles to $10\pi \rightarrow 12\pi$).

In the simplified Euler theory the frequency Ω of the spheroid nutational (precessional) wobbles rotating with an angular (transferring) velocity ω , is determined from the square equation

$$(\Omega - f\omega)(\Omega + \omega) = 0. \quad (6)$$

Equalling the left multiplier in brackets to zero, we get $\Omega = \Omega_1 = f\omega$, the second root is equal to $\Omega = \Omega_2 = -\omega$.

The first root of the equation corresponds to the Chandler's period of free retrograde nutation ($\omega/\Omega_1 = 434 \text{ days}$), the second root corresponds to the resonance or quasi-diurnal nutation and determines the nutation period, being practically equal to the period of the Earth's diurnal rotation ($T = 24h$).

The kinetic potential corresponding to the Lagrange function for the compound mass $m_0 = m/k$, according to (5) will be equal to

$$L_m = -m \omega^2 R^2 = -1/2 k \frac{\rho_0}{\rho} M \omega^2 k^2 = 1/2 k \beta^2 M \omega^2 R^2 \quad (7)$$

or, if to put $\omega R = v$, it will be equal to

$$L_m = -1/2 k M \beta^2 v^2. \quad (8)$$

The fluid pressure on the surface of the immersed sphere, according to the Stokes theorem, is equal to

$$P = -1/2 ik \rho_0 \omega^2 R^2 = -1/2 ik \rho_0 v^2 \quad (9)$$

or

$$P = -1/2 ik \beta^2 \rho v^2 \quad (10)$$

on condition that the fluid density, in which the Earth is immersed, is equal to $\rho_0 = \beta^2 \rho$. The definition of ρ_0 became possible after considerable development of the theory of relativity.

As the immobile Earth's mass M^0 is connected with the mass of the moving Earth M by the relation

$$M = M^0 / \sqrt{1 - \beta^2} \simeq M^0 / (1 - 1/2 \beta^2),$$

then $m = M^0 - M = 1/2 \beta^2 M \simeq 1/2 \beta^2 M^0$ and, accordingly, in (5), (9) the density of the ether, in the limits of space occupied by the Earth, is equal to

$$\rho_0 = \beta^2 \rho = (v^2/c^2) \rho. \quad (11)$$

The received result $m = 1/2 \beta^2 M$ is immediately corroborated, if the kinetic energy of the body's rotation $1/2 k m v^2$ equate to the energy of the compound mass $m_0 c^2$ and put $\beta = v/c$ and $m_0 = m/k$.

Let us show that the located on the Earth reading systems, with the sufficient for our problem precision, may be equated to the inertial systems for which the proper time interval is equal to $\tau = x/c = \beta R/c = t' \beta$ ($t' = R/c$ is the time of an electromagnetic impulse spreading from the Earth's surface to its center). For small stars and planets the proper time interval is equal to

$$\tau = \frac{x}{c} \sqrt{1 + \frac{2\Phi}{c^2}}, \quad (12)$$

where Φ is gravitational potential or centrifugal force potential, being equal to $\omega^2 R^2/2$ on the equator. Even if $\omega R = 8 \text{ km/sec}$ (the first cosmic velocity), i. e. to put $\Phi = -GM/R$ (G is the gravitational constant), we'll receive $2\Phi/c^2 = -1.4 \cdot 10^{-9}$, which is a neglecting small value in comparison with the unity, thus we can consider the proper time interval τ , being determined by the clock of the terrestrial accompanying observer in view of the fact that Φ has a small value, not to differ from the time interval $t = \beta R/c$ determined from the Lorentz transformations for compared systems when $\omega R \ll c$. Essentially, the product $F\tau \simeq Ft$ ($F = kM\omega^2 R$ is inertial force on the equator) determines the possibility of the precessional-rotational moment appearance as a relativistical effect: if a pair of forces applied to the Earth strives for turning it for an extra small angle and in the present reading system it acts strictly simultaneously and for this reason it does not create a turning, then in the other reading system, which moves in the respect of the first one by a velocity $v = \omega R$, one of those forces acts in the respect of the other one after an interval of time $\tau = t = \beta R/c$ and, thus, a rotational moment appears. If this moment does not appear (it is potential), then one of the most probable explications may be considered as its compensation by a contrary directed electromagnetic precessional-rotational moment (see below the equation (17)), (see 2, 3).

III. The kinetic energy of the free nutation corresponding to the compound mass m is equal to

$$E_k = 1/2 kMR^2 \omega \Omega \sin^2 \alpha, \quad (13)$$

where α is the half of the nutation cone opening angle (see 2). The mass in the nutational cones duplicate is equal to

$$m = 2/3 \pi \rho R^3 \sin^2 \alpha = 1/2 M \sin^2 \alpha. \quad (14)$$

In the cited above expressions $\beta = v/c = 1.55 \cdot 10^{-6}$. By the International latitude service data $\alpha_{\max} = 0.3''$, i. e. $\sin \alpha = 1.55 \cdot 10^{-6}$ (i. e. $\sin \alpha = \sin \beta$) (see Kulikov, 1962; Aslanian, 1978).

The excess of energy E_k connected with the compound mass m forces the body to re-establish the state of nutationless symmetric rotation and, correspondingly, creates the gyroscopic moment

$$N_G = -dE_k/d\alpha = -kMR^2 \omega \Omega \sin \alpha = -kMR^2 \omega \Omega \sin \beta. \quad (15)$$

If to mark the Earth's movement $L = kM\omega R^2$, and $N_G = dL/dt$, then the equation (15) in a vector recording will assume the form

$$\vec{N}_G = -\vec{\Omega} \times \vec{L} = \vec{L} \times \vec{\Omega}. \quad (16)$$

The condition of the Earth's movement stationarity demands of the gyroscopic moment $\vec{N}_G$ in (16) to be balanced by the contrary directed magnetic rotatory moment N_m in (4), i. e. in order to maintain the equality

$$\vec{Q} \times \vec{H} = \vec{L} \times \vec{\Omega}, \quad (17)$$

being known that the vector $\vec{L} \times \vec{\Omega}$ is perpendicular to the vector $\vec{\omega}$, which coincides with the Earth's rotational axis.

Accordingly, it can be assumed, that the magnetic field pressure (3) bursting the sphere is balanced by the „ether“ pressure on the sphere surface (9), (10), that is

$$H = v \sqrt{4\pi k \rho_0} \quad (18)$$

or

$$H = \beta v \sqrt{4\pi k \rho}. \quad (19)$$

The physical meaning of the expression (19) consists in the following. If, for example, an electroconductive fluid (let us suppose it is mercury) flows through a glass tube with a velocity of v , density of ρ , and the tube is set into the clearance between the poles of a magnet, then as a result of inductive interaction between the fluid and magnetic field, the velocity of the latter changes for the value βv . The electric current is generated in the fluid which flows in the direction of the tube axis and creates its own magnetic field (transverse to the tube).

In the classical case (18) the role of the fluid plays the ether with a density of ρ_0 , and a velocity of v , being equal to the velocity of the Earth's rotation ωR , is formally considered as an effect of the induction braking. In the expression (18) the substitution of the ether density ρ_0

by the product of $\beta^2 \rho$ transforms it into the more accepted for the modern physics correct form (19).

The formulae (18) and (19) may be obtained for the above considered „Earth-ether“ model from the modified magnetohydrodynamical equation of Navier-Stokes for an incompressible fluid

$$\bar{\rho} \frac{d\vec{u}}{dt} = -\nabla P + \bar{\rho} \nabla \Phi + \eta \nabla^2 \vec{u} + \frac{\mu}{4\pi} (\nabla \times \vec{H}) \times \vec{H}, \quad (20)$$

if we mean $\bar{\rho}$ as the ether reduced density $\bar{\rho}_0 = k\beta^2 \rho$ (the equivalent of equilibrium density perturbation), P as the magnetic hydrostatical pressure $P = P_h = H^2/8\pi$ and put the ether viscosity $\eta = 0$, the gravitational potential in the equatorial plane $\Phi = -1/2 \omega^2 R^2$, the magnetic permeability $\mu = 1$ and the operator ∇ being equal to $1/(1/2 R)$, taking into consideration that geomagnetic field drifts westwards in a wave-like type and the semi-wave length makes $R/2$ (see 10).

The drift velocity being considered as a constant and, correspondingly, supposing $\frac{d\vec{u}}{dt} = 0$ and substituting above-mentioned expressions in the equation (20), we obtain $H = v \sqrt{4\pi k \bar{\rho}_0} = \beta v \sqrt{4\pi k \rho}$, i. e. formulae (18), (19).

If concerning the velocities field to the reading system connected with the Earth's rotation axis in the equation (20) to the gravitational potential (centrifugal force potential) the gravity potential GM/R is added as well as the Coriolis force $\bar{\rho} \cdot 2\vec{\omega} \times \vec{u}$ is taken from its right part. Neglecting, with some conditionality, the mechanical and gravitational forces the equation (20) may be simplified as

$$\bar{\rho} \cdot 2\vec{\omega} \times \vec{u} = (\mu/4\pi) \cdot (\nabla \times \vec{H}) \times \vec{H}. \quad (21)$$

As above, substituting $\bar{\rho}$ for $\rho_0 = k\rho\beta^2$, $\vec{u}$ for $v = \omega R$ and ∇ for $2/R$, we obtain the equations (18), (19).

Analogically, taking into consideration that owing to the Lorentz reduction the Earth's radius in direction of momentarily-translational movement decreases by $d = 1/2 \beta^2 R$ and, thus, an extra rotational moment appears $\Delta N = F_c d = (2k\rho\omega v) \cdot (1/2 \beta^2 R)$ (F_c is the Coriolis force concerning to the volume unit) then supposing this moment being compensated by contrary directed magnetic rotational moment $H^2/4\pi$ we obtain as above

$$H = \beta v \sqrt{4\pi k \rho} = v \sqrt{4\pi k \rho_0}.$$

The expression (19) may be written in a more generalized form if the nutation kinetic energy is expressed by

$$E_n = 1/2 k M R^2 \omega^2 \frac{\Omega}{\omega} \beta^2. \quad (22)$$

Then, taking as above the magnetic field energy $W = H^2 M / 8\pi\rho$ and supposing $E_n = W$, $\omega R = v$, we obtain*)

$$H = \beta v \sqrt{4\pi k \rho \Omega / \omega}. \quad (23)$$

Substituting $\beta v = 7,2 \cdot 10^{-2}$ cm/sec, $k = 0,331$, $\rho = 5,52$ g/cm³, $|\Omega| = \omega$, we obtain the mean value of field tension $H = 0,315$ gs (the field tension at the equator is equal to 0,3 gs and at the poles it makes 0,63—0,7 gs). For the Sun this formula gives $H = 3$ gs and for some pulsars it reaches up to the $H = 10^9 \div 10^{10}$ gs.

IV. In previous works of the author (1, 2) it was shown that the energy of the magnetic field as well as the energy of the nutational wobbling is supported at the expense of energy of the planet's gravitational field in the course of its contraction according to the law $HR^2 = \text{const}$. During contraction on the transportational movement, taking place with an angular velocity of $\omega = 2\pi/T$ ($T = 24$ h), a differential rotatory (precessional) movement is put over with an angular velocity of $\beta\omega = \Delta\omega$, being equal to the velocity of the geomagnetic pole western drift ($\Delta\omega = 1,13 \cdot 10^{-10}$ rad/sec or one revolution for 1750 years). If to concern the Earth's dipole magnetic moment to its inner solid core (radius of about 1300 km, the probable chemical composition being Fe, Ni, Co with a considerable admixture of Pt, Os, Ir, Au, Mo, W), then the Earth on the whole will be represented as a dynamo (the armature is a solid high-conductive core, the collector is a fluid outer core, the stator is the mantle+crust which transforms the gravitational field energy into the energy of electrical currents, creating their own magnetic field with a property of self-support (according to the law $HR^2 = \text{const}$). The latter circumstance is stipulated by the fact, that the above-mentioned differential rotation is not symmetrical (it has a nature of precession, the dynamo is deflected from the axial symmetry) and the Cowling's interdiction theorem does not spread on it (during contraction, i. e. during particles' fall to the Earth's center, the Coriolis force, being perpendicular to the precessional velocity vector, deflects them to the east-south-east) (see 4, 13). It is theoretically substantiated the possibility of mutual transformation of meridional and latitudinal (circular magnetic fields during differential movement and development of a certain type of vortical movements of the electroconductive fluid inside the Earth too (Braguinski, 1982). It should be mentioned here that all the attempts to create for the Earth an adequate theory of hydromagnetic dynamo with a self-supporting magnetic field were ineffective (the previously received solutions of the induction equation actually turned out to be the first members of the long diverging series), the discovery of an essentially strong magnetic field of the Mercury (100 gammas on the distance of 450 km from the planet surface) put the idea of hydromagnetic dynamo under doubt, as the possibility of presence of a great fluid core and

* When the inertia force prevails over the magnetic force it is assumed $H < \beta v \sqrt{4\pi k \rho \Omega / \omega}$ (see, for example, 11).

conductive flows in the entralls of this planet, necessary for dynamo theory, is considered to be of small possibility (the Mercury radius is 2440 km, the mean density is 5,45 g/sm³).

In our problem the Earth's electrical field $\vec{E}$ and the magnetic induction vector $\vec{B}$ are connected by the dependence $\vec{E} = \vec{B} \times \vec{V}/c$, the field $\vec{E}$ having an electrostatic nature from the point of view of the simultaneousness relativity principle: the Earth, as a magnetized body, experiences during its free precession (nutation) an electric polarization $\vec{P} = (\vec{V}/c) \times \vec{Q}^0$, being, however, discovered only in that reading system, in respect of which the divided charges rotate (precess) and by their rotation stipulate the formation of closed currents of near-latitudinal type (see 2, 3, 11, 13). For an Earth's surface observer performing a precession type differential rotation with an angular velocity of $\Delta\omega = \beta\omega$, the Earth is an electrically polarized body too, and in the conditions of contraction it acts as an unipolar dynamo, the important peculiarity of which is the azimuthal discordance between the rotation axis and the core magnetic axis. It does not in essence differ from the ordinary dynamo with self-stimulation and has been the basis of creating the hydromagnetic dynamo. In the hydromagnetic dynamo the polarization of charges in the electroconductive fluid takes place under conditions of interaction of the magnetic field and the induced currents (see 6, 11).

In conclusion it should be mentioned that as a confirmation of the above described notion on the peculiarities of the Earth's electrodynamics may serve the negative result of Trauton and Noble's classic experiment demonstrating the balance in motive as well as in mobile co-ordinate systems of electromagnetic and mechanical forces (absence of rotation of the charged condenser in the motive system, in spite of the theoretically predicted rotatory moment), i. e. the equality of Coriolis force $2k\rho\omega v = 2\omega\rho\beta^2v$ and magnetic force $H^2/4\pi(1/2R)$ specific values.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Асланян А. Т. Магнитное поле Земли как релятивистский эффект. Известия АН Арм.ССР, серия геол. и геогр. наук, т. XIII, № 1, 1960.
2. Асланян А. Т. Квазисуточная нутация и магнитное поле Земли. Известия АН Арм.ССР, Науки о Земле, № 4, 1978.
3. Беккер Р. Теория электричества. Том II, Л.—М., 1941.
4. Брагинский С. Н. Теория магнитного поля Земли. Земля и Вселенная, № 6, 1982.
5. Компанеев А. С. Теоретическая физика. М., 1957.
6. Костенко М. П., Пиотровский Л. М. Электрические машины. М.—Л., 1964.
7. Куликов К. А. Изменяемость широт и долгот. М., 1962.
8. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля. М., 1960.
9. Ламб Г. Гидродинамика. М.—Л., 1947.
10. Хайд Р. Гидродинамика земного ядра. Физика и химия Земли. Изд. ИЛ, М., 1958.
11. Шерклиф Дж. Курс магнитной гидродинамики. Мир, М., 1967.
12. Aslanian A. T. Excitation of the Pole Chandler wobble. "Problems of planetology", vol. 2, Acad. Sci. Armenian SSR, Erevan, 1977.
13. Busse F. H. A necessary condition for the geodynamo. J. Geophys. Res., vol. 80 № 2, 1975.
14. Stokes J. On some cases of fluid motion. Camb. Trans., VIII, 1843.

УДК: 550.344.55

А. Т. АСЛАНЯН

БОЛЬШИЕ ВАРИАЦИИ ПРИЛИВНОГО ФАКТОРА ЛЯВА КАК ВОЗМОЖНЫЙ ПРЕДВЕСТНИК ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯ

Эффект падения отношения скорости распространения продольных волн к скорости поперечных волн (V_p/V_s) перед главным сейсмическим толчком рассматривается в новейшей литературе как предвестник землетрясения. В ранних работах автора (1976 и др.) было показано, что (V_p/V_s) коррелирует с приливыми числами Лява h и k и коэффициентом Пуассона ν в виде зависимости $2 V_s^2/V_p^2 = 1 + k - h = \gamma = (1 - 2\nu)/(1 - \nu)$.

Рекомендуется изучить возможность использования данных землеприливных станций о ходе изменений V_p/V_s для целей сейсмического прогноза.

Приливные изменения ускорения силы тяжести, угла отвесной линии, тангенциальные перемещения земной коры и деформации литосферных масс, обусловленные периодическими изменениями положения Луны и Солнца относительно Земли, являются важным источником информации о характере изменения плотности, твердости и сжимаемости вещества земных недр. При этом лунно-солнечные приливы считаются привилегированным феноменом ввиду достоверности как периода действия, так и величины деформирующей силы.

Изучение эффектов приливного взаимодействия в системе Земля-Луна-Солнце основано на сравнении амплитуд и фаз между соответствующими гармониками наблюдаемых (инструментально документированных) приливов и гармониками теоретически конструируемых расчетных приливов. Отношение амплитуд для сравниваемых гармоник служит мерой упругости, а разность фаз—мерой отклонения от идеальной упругости среды, подверженной воздействию приливов.

Первые расчеты приливов были выполнены на основе предположенной И. Ньютоном статистической теории, в которой в каждый данный момент времени равновесное положение зеркала спокойного океана рассматривается как эквипотенциальная поверхность, описываемая уравнением

$$\Phi + W - \frac{1}{2} \omega^2 x^2 = \text{const}, \quad (1)$$

где Φ —гравитационный потенциал, W —приливообразующий или возмущающий потенциал, ω —угловая (переносная) скорость вращения Земли, а x —расстояние исследуемой точки от оси вращения Земли.

Приливообразующий потенциал Луны, определяемый сферической гармоникой второго рода, имеет вид

$$W_2 = \frac{GmR^2}{2c^3} (3 \cos^2 z_0 - 1), \quad (2)$$

где: G —гравитационная постоянная, m —масса Луны, R —средний радиус Земли, c —расстояние между центрами масс Земли и Луны, z_0 —угол между прямой c и радиусом-вектором точки, для которой определяется возмущение (отклонение отвеса).

В отличие от реальной теории, статическая теория не в состоянии учитывать эффект от собственных колебаний океана, когда периоды их близки к периоду действия приливообразующих сил и возможны резонансные явления.

Связанные с приливом эффекты для реальной Земли сопоставляются с таковыми для модели абсолютно твердой неупругой Земли.

Для оценки этих эффектов А. Ляв (Love, 1909, 1911) и позднее другие исследователи использовали следующие характеристики:

а) Отклонение эквипотенциальной поверхности по радиусу для твердой Земли $\Delta r = W_2/g$, для реально-деформируемой Земли $\Delta r = h W_2/g$ и соответственно изменение потенциала

$$W'_2 = g \Delta r = h W_2, \quad (3)$$

где W_2 —уменьшение потенциала Земли в точке наблюдения, вследствие ее радиального смещения, а g —ускорение силы тяжести;

б) изменение потенциала в точке наблюдения, вследствие перераспределения масс, обусловленного приливной деформацией

$$W'_2 = k W_2, \quad (4)$$

где k —безразмерная величина, определяющая упругие свойства среды;

в) изменение общего значения возмущающего потенциала Земли

$$\Delta \Phi = W_2 [1 - (h - k)] = W_2 \gamma; \quad (5)$$

г) изменение силы тяжести

$$\delta = 1 + h - \frac{3}{2} k, \quad (6)$$

рассматриваемое как отношение наблюдаемых и теоретически вычисленных амплитуд приливной вариации силы тяжести;

д) полярное сжатие на расстоянии r от центра планеты под влиянием приливов на величину

$$\epsilon = \sqrt{\frac{3 G m h R}{g r^3}} \quad (7)$$

при значении $g = 4 \pi G R \rho / 3$;

е) наклон земной поверхности

$$i = \frac{1}{2} \epsilon^2 \sin 2\theta. \quad (8)$$

При исследовании приливных явлений используют также число I (число Ламберта-Шиды), которое представляет отношение горизонтального смещения приливом в пункте наблюдения на реальной Земле к такому же смещению при равновесном океаническом приливе на абсолютно твердой Земле; в последнем случае смещение равняется произведе-

нию радиуса Земли на отклонение отвеса, вызванное прямым приливным потенциалом.

Связь между уклонением отвесной линии относительно земной оси и числом l определяется в меридиане выражением

$$i = (1 + k - l) \cdot \frac{1}{Rg} \cdot \frac{\partial W_2}{\partial \theta} = \Lambda \cdot \frac{1}{Rg} \cdot \frac{\partial W_2}{\partial \theta}, \quad (9)$$

где θ — полярное расстояние (коширота) точки наблюдения.

Для модели однородной Земли, как показал впервые Кельвин, $h=5/6$, $k=5/12$, $\gamma=2/3$; для модели абсолютно твердой Земли $h=k=l=0$, $\gamma=1$. Для идеально упругой однородной несжимаемой сферы Кельвин получил оценки $k=2h/5$, $l=3h/10$; для однородной несжимаемой жидкости $h=5/2$, $k=3/5$, $l=3/4$, $\delta=5/4$, $\gamma=0$. Для реальной Земли на гистограммах резко выделяются интервалы с $k=0,28-0,30$, $h=0,56-0,6$, значение l , определяемое из формулы $1+k-l=\Lambda$ при $k=0,29$ и $\Lambda=1,13$, получается равным 0,16. Для вариации силы тяжести по астрономическим данным для абсолютно твердой Земли указывается значение $\delta_{\max}=2 \cdot 10^{-7} g$, а для отклонений отвеса $i_{\max}=0,05''$ [см. 6].

Отметим еще раз, что для абсолютно твердой модели Земли относительный подъем поверхности океана в данной точке должен быть равен W_2/g , но вследствие деформации твердой толщи Земли точка наблюдения смещается в вертикальном направлении, и реально наблюдаемый подъем уровня воды оказывается равным $(1+k-h) W_2/g = \gamma W_2/g$. Наилучшие результаты в определении k и h ожидаются от изучения долгопериодических волн (например, волн с периодом 19 лет, один месяц, две недели), поскольку в этом случае приливообразующая сила и уровень прилива находятся практически в статическом равновесии, т. е. прилив является статическим, а комбинация чисел k и h адекватно отражает характер этого прилива.

В работе автора (Асланян, 1976) было показано тождество фактора Лява $\gamma=1+k-h$ и фактора Пуассона

$$\lambda = \frac{1-2\nu}{1-\nu} = 1 - \frac{\nu}{1-\nu} = 1 - \beta, \quad (10)$$

фигурирующего во многих задачах геомеханики и являющегося практически следствием известного условия Сен-Венана, согласно которому предел текучести литосферы σ_s определяется величиной разности радиального ($\sigma_r = \rho g z = \rho h W_2$) и тангенциального ($\sigma_\theta = \sigma_r \times \nu/(1-\nu) = \beta \rho h W_2$) напряжений, т. е.

$$\sigma_s = \rho g z - \frac{\nu}{1-\nu} \rho g z = \frac{1-2\nu}{1-\nu} \rho g z = \lambda \rho g z, \quad (11)$$

где ν — коэффициент Пуассона, ρ — плотность, g — ускорение силы тяжести, а z — радиальная мощность (толщина) неоднородности, отличающая нормальную изостатически уравновешенную литосферу от реальной аномальной литосферы.

Если в качестве неоднородности рассмотреть приливный выступ литосферы высотой z , плотностью ρ и со значением коэффициента попереч-

ной деформации ν , то при значениях $\sigma_r = \rho g z$, $\sigma_\theta = 3\rho g z$, получим $\sigma_z = (1 - 3)\rho g z = 2\rho g z$.

Если, например, вертикальная ось маятника до приливной деформации была направлена по линии отвеса и жестко привязана к коре, то на эту ось в ходе приливной деформации должны действовать три силы: сила с возмущающим потенциалом (W_2), сила с добавочным возмущающим потенциалом (kW_2) и горизонтальная составляющая силы тяжести. Поскольку компоненты этих сил равняются производным их потенциалов по соответствующим направлениям, а для абсолютно твердой модели Земли ($k=h=0$) горизонтальная компонента, действующая на вертикальную ось маятника, равняется $F_0 = \rho g e_0$ (ρ — плотность коры, e_0 — отклонение отвеса на абсолютно твердой Земле), а для результирующей горизонтальных сил $F_e = \rho g e_\varphi$ (e_φ — отклонение отвеса на реальной Земле), то, составляя баланс сил в виде

$$F_\varphi = F_0 - F_0(h - k) \quad (12)$$

и имея в виду, что $F_z/F_0 = (\sigma_r - \sigma_\theta)/\sigma_r = \sigma_z/\sigma_r = \gamma$, получим

$$\gamma = 1 - (h - k). \quad (13)$$

Известно, что фактор Пуассона (λ) связан с отношением скоростей продольных V_p и поперечных V_s сейсмических волн уравнением

$$\frac{V_p^2}{V_s^2} = \frac{2 - 2\nu}{1 - 2\nu} = \frac{2}{\lambda} \quad (14)$$

и поскольку $\lambda = \gamma = 1 - h + k$, то

$$\frac{V_p^2}{V_s^2} = \frac{2}{1 - h + k} = \frac{2}{\gamma}. \quad (15)$$

М. С. Молоденский [см. 6] показал, что для 16 различных моделей Земли с точностью порядка 1% соблюдается условие

$$2k = h \quad (16)$$

и таким образом выясняется [см. 1], что для этих моделей

$$k = \frac{\nu}{1 - \nu} = \frac{\sigma_\theta}{\sigma_r}, \quad (17)$$

т. е. второе число Лява k является функцией одного лишь коэффициента Пуассона и равняется отношению тангенциального и радиального напряжений в литосфере (для последней $\nu = 0,24 \pm 0,02$, $k = 0,29 \pm 0,02$). Условие Молоденского соблюдается тем лучше, чем больше значение k [см. 1]. В механике грунтов отношение $\nu/(1 - \nu)$ называется коэффициентом бокового давления грунта в состоянии покоя.

Практически отношение V_p/V_s и разность $\Delta V = V_p - V_s$ скоростей продольных (P) и поперечных (S) волн определяется из наблюдаемой разности Δt времен пробега этих волн t_p и t_s по формулам

$$\frac{V_p}{V_s} = \frac{t_s}{t_p}, \quad \frac{\Delta V}{V} = \frac{\Delta t}{t_p}, \quad (18)$$

причем график зависимости Δt от t_p представляется практически прямолинейным, а отношение $\Delta t/t_p$ характеризует угол наклона этого графика.

Здесь следует иметь в виду, что уменьшение отношения V_p/V_s происходит часто полностью за счет изменения V_p и соответственно изменения модуля объемного сжатия k_0 , поскольку $V_p = \sqrt{(k_0 + 4\mu/3)/\rho}$, а $V_s = \sqrt{\mu/\rho}$, т. е. V_s от k_0 не зависит.

Современный обзор основных представлений о природе сейсмической активности дан в замечательной работе В. Н. Жаркова (1983). В последующем изложении, касающемся этих представлений, мы пользуемся обзором В. Н. Жаркова.

На основе известных работ А. М. Кондратенко и И. Л. Нерсесова (1962), У. Брайса, Б. Полдинга, С. Шольца (1966), И. Л. Нерсесова и И. Г. Симбиревой (1968), А. И. Семенова (1969) было установлено, что в зоне подготовки землетрясений отношение V_p/V_s испытывает определенные изменения, достигающие нескольких процентов: как показано на рис. 1 (заимствованном из работы 5), перед землетрясением происходит

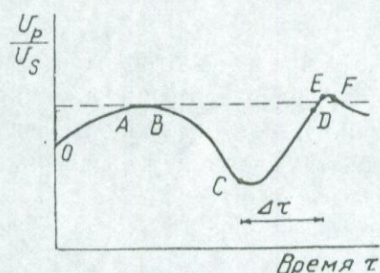


Рис. 1.

постепенное возрастание V_p/V_s (участок ОА) до уровня исходного (т. н. постоянного) своего значения (участок АВ), затем наступает спад этого отношения (участок ВС) и далее, начиная с момента появления предвестников, возрастание его (обычно с превышением уровня исходного состояния — отрезок CD), появление форшоков (в начале отрезка EF) и главного толчка (конец отрезка EF) и вновь падение отношения V_p/V_s примерно до уровня исходного своего состояния (с афтершоками). В целом же перед землетрясением происходит уменьшение V_p/V_s (стадия растрескивания пород очаговой области), далее восстановление этого отношения (стадия закрытия пор и микротрещин) и затем главный толчок.

Одна из примечательных особенностей механизма очагов землетрясений была выявлена И. Л. Нерсесовым и И. Г. Симбиревой (1968). При изучении слабых толчков в области подготовки сильных землетрясений был установлен эффект вращения осей сжатия в сейсмической зоне: на первом этапе подготовки землетрясения оси сжатия не имеют определенной ориентации и указывают в целом на общее напряженное состояние в регионе; на втором этапе они концентрируются между азимутальным направлением 90° и 180° , а на третьем этапе (этапе проявления главного удара) вследствие закрытия трещин происходит резкая переориентация осей сжатия, и азимуты осей становятся меньше 90° ¹. Результаты как

¹ Под азимутом здесь подразумевается угол между меридианом эпицентра и проекцией оси сжатия на поверхности Земли.

этих исследований, так и ряда более поздних проанализированы и обобщены в работе М. А. Садовского и И. Л. Нерсесова (1977).

Ход изменений наблюдательных данных по V_p/V_s интерпретируется в последние годы в основном под углом зрения теории прочности Гриффитса и теории дилатансии, берущей начало из опытов Кармана (1912) и Бриджмена (1949) [см. 5]. Применительно к проблеме механизма очагов землетрясений теория Гриффитса предполагает концентрацию напряжений на далеких замыкающих концах сейсмического разлома, где разрушение коры может происходить в зависимости от обстоятельств как в виде процесса растрескивания, так и пластического течения, причем при прочих равных условиях чем длиннее разлом (с характерным размером L), тем меньше критическое значение растягивающего напряжения $\sigma_{кр}$, необходимого для дальнейшего вспарывания трещин ($\sigma_{кр} \sim \sim L^{-1/2}$) и тем больше возможность концентрации напряжений k_0 в концах трещины ($k_0 \sim L^{1/2}$), особенно если мал радиус кончика трещины. Теория дилатансии подразумевает процесс массивованного растрескивания (криптодезинтеграции) пород под влиянием приложенных напряжений и неупругое увеличение объема породы, причем в некоторых вариантах теории важная роль отводится поровой воде, которая диффундирует в новообразованные трещины (микротрещины), восстанавливая прежний, несколько более высокий уровень V_p/V_s и уменьшает прочность пород, способствуя процессу разрывообразования и усилению сейсмической активности. В работе [2] показано, что одной из причин появления воды в породах может быть процесс дегидратации, в частности, процесс десерпентинизации или же процесс перехода гидрооливиновых фаций типа $MgO \cdot FeO \cdot SiO_2 \cdot 2H_2O$, свойственных верхней мантии, в оливиновые, типа $MgO \cdot FeO \cdot SiO_2 (+2H_2O)$.

В новейших представлениях о формировании очага землетрясения флюидам отводится значительно большая роль, чем в теории дилатансии, тем более магматогенным и ювенильным флюидам, наличие которых способствует возникновению разломов по определенным линейаментам.

Многие авторы утверждают, что большие вариации отношения V_p/V_s являются предвестником землетрясений, а лежащая в их основе теория дилатансии дает удовлетворительное объяснение также некоторым другим предвестникам, ассоциирующим с предвестником V_p/V_s .

Выше было указано, что отношение $2 V_s^2/V_p^2$ эквивалентно фактору Пуассона λ и фактору Лява γ и, конечно, можно полагать, что при достаточно точных определениях фактора Лява и его вариаций последние могут рассматриваться в качестве предвестника землетрясений наравне с вариациями отношения V_p/V_s , устанавливаемыми обычными сейсмометрическими методами.

Различные геофизические и отчасти астрономические методы позволяют определить числа Лява k , h и число Ламберта-Шиды l . Отметим еще раз, что k —суть отношение дополнительного потенциала, возникающего вследствие приливной деформации Земли, к приливообразующему потенциалу W_2 на поверхности Земли, а h —отношение высоты земного прилива к высоте подъема соответствующей эквипотенциальной по-

верхности абсолютно твердой Земли, обусловленного действием приливовообразующего потенциала.

Различные комбинации чисел Лява и Шиды определяют следующие характеристики литосферных масс, подверженных приливным деформациям:

- 1) $1+k-h$ —высоту прилива, изменение наклона, отношение V_p/V_s ;
- 2) $1-1.5k+h$ —изменение гравитационного ускорения g ;
- 3) k —свободную чандлеровскую нутацию и коэффициент Пуассона;
- 4) $1+k-l$ —изменение широты;
- 5) l —тангенциальные линейные деформации;
- 6) $\lambda-1.5l$ —объемное сжатие.

Японские исследователи пользуются обычно следующими оценками Х. Такеучи: $h=0,59-0,61$, $k=0,27-0,29$, $l=0,07-0,08$, полученными для известных моделей Земли Буллена [10].

По поводу оценок приливных чисел следует сделать некоторые замечания.

Указанные числа определяются по результатам анализа периодических изменений силы тяжести, наклонов земной поверхности и относительных перемещений точек (реперов) в земной коре. Определения проводятся с помощью гравиметров, наклономеров и деформографов (экстензометров). Маятниковые гравиметры весьма чувствительны к колебаниям почвы и должны быть установлены вдали от мест с большими производственными помехами; они довольно чувствительны также к температурным изменениям и должны быть установлены в подвальных помещениях или в штольнях. Известна также высокая чувствительность к температурным колебаниям наклономеров и экстензометров; рекомендуется устанавливать их по возможности в штольнях или глубоких шурфах, где суточные изменения температуры должны быть не больше $0,01^\circ\text{C}$ [см. 3,6].

Из уравнений (14), (15) при $\nu=1/4$, характеризующей твердую среду, получается $\gamma=2/3$, $V_p/V_s=\sqrt{3}$, $h-k=1/3$.

Из приведенных выше формул (12), (13), (14), (15) следует, что чем больше ν , тем меньше γ и тем больше k и V_p/V_s (при $\nu=0$, $\gamma=1$, $V_p/V_s=\sqrt{2}$; $\nu=1/4$, $\gamma=2/3$, $V_p/V_s=\sqrt{3}$; $\nu=1/3$, $\gamma=1/2$, $V_p/V_s=\sqrt{4}$; $\nu=2/5$, $\gamma=1/3$, $V_p/V_s=\sqrt{6}$ и т. д.).

Процесс дилатансии в сейсмическом очаге сопровождается на отрезке CD (рис. 1) поворотом осей главных напряжений, уменьшением коэффициента Пуассона ν , уменьшением модуля сжатия k и в конечном счете уменьшением отношения V_p/V_s . Последнее обстоятельство следует непосредственно из формул:

$$\frac{V_p}{V_s} = \sqrt{\frac{3k_0 + 4\mu}{3\mu}}, \quad (19)$$

$$\nu = \frac{1 - \frac{2}{3} \frac{\mu}{k_0}}{2 + \frac{2}{3} \frac{\mu}{k_0}}, \quad (20)$$

указывающих на быстрое уменьшение при дилатансии коэффициента Пуассона, фактора Лява γ и уменьшение V_p (соответственно V_p/V_s) преимущественно с уменьшением модуля сжатия k_0 (при $\nu=1/2$ среда приобретает свойство текучего, несжимаемого тела, при $\nu=0$ свойство абсолютно упругого тела; для обычного твердого тела $\nu=1/4$, $\mu/k_0=3/5$; для анизотропной среды, кроме того, различны значения ν по разным координатным линиям).

Плотностная модель литосферы конструируется нередко по скоростным разрезам в соответствии с уравнением линейной регрессии вида

$$\rho = aV_p + b, \quad (21)$$

где a и b —коэффициенты (положительные числа), значения которых заметно варьируют между различными регионами и типами коры с различной степенью тектонизации. Изолинии скоростей V_p , определенных методами сейморазведки, оцифровываются в величинах плотности согласно зависимости (21) и задаваясь значениями коэффициентов a и b строят соответствующие плотностные модели литосферы.

Для скальных пород, изученных в обычных лабораторных условиях при дисперсии $\Delta\rho=0,17$ г/см³, Г. Я. Голиздра были приняты значения $a=0,182$ (г/см³) · (сек/км), $b=1,834$ г/см³ [см 9]. Для юга СССР (Украина, Кавказ, Средняя Азия) в работе [9] принимались значения $a=0,25$ (г/см³) · (сек/км), $b=1,2$ г/см³.

Если положить для континентальной земной коры в среднем $\rho_k=2,76$ г/см³, $V_p=6,1$ км/сек, а для верхов мантии $\rho=3,31$ г/см³ и $V_p=7,9$ км/сек, то сравнивая уравнения $\rho_k=2,76=b+a \cdot 6,1$ и $\rho=3,31=b+a \cdot 7,9$, получим: $a=0,305$ (г/см³) · (сек/км), $b=0,901$ г/см³ и соответственно $\rho=0,905+0,305 V_p$ или

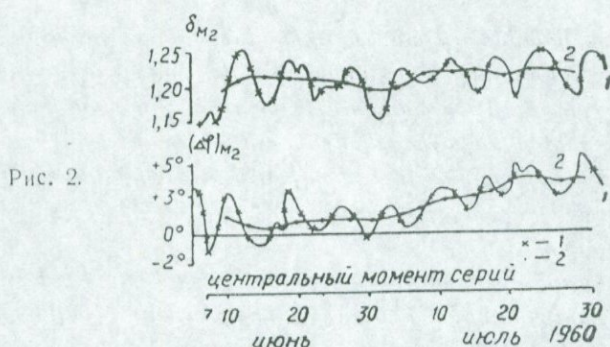
$$V_p = 3,278 \rho - 2,954 \approx 3(1,1 \rho - 1) \text{ км/сек}. \quad (22)$$

Поскольку дилатансия выражается растрескиванием и общим увеличением объема породы (среды), то согласно зависимости (22) уменьшение V_p должно быть следствием именно уменьшения плотности ρ . Последующее увеличение отношения V_p/V_s и достижение им максимума в стадии главного толчка, очевидно, является следствием переуплотнения среды в этой новой стадии развития очага—после переориентации осей главных напряжений.

В теории дилатансии сперируют понятием «включение», имея в виду существование в сейсмогенной разломной зоне обособленной трехмерной области, отмеченной системой трещин, которая в традиционных представлениях сейсмотектоники соответствует фокусу землетрясения. Перед возникновением основного разрыва, под действием растягивающих напряжений, ориентированных поперек длинной оси «включения», образуются зияющие трещины и проявляются одновременно форшоки (точка Е на рис. 1); в этой обстановке отношение V_p/V_s снова падает (участок EF на рис. 1), и когда разность между упругими параметрами относительно жесткой разломной зоны и катаклазированного «включения» достигает предельного значения, происходит разрушение, сопро-

возжаемое основным сейсмическим толчком (точка F на рис. 1). Согласно теории дилатансии вследствие закрытия пор трещин (на отрезке CD рис. 1) происходит перераспределение напряжений, сопровождаемое поворотом осей главных напряжений до углов в 90° . На стадии закрытия пор и трещин происходит также выжимание воды и газов из трещин, возникших на дилатантной стадии (отрезок BC на рис. 1).

Таким образом, поскольку отношение V_p/V_s согласно формулам (15) и (6) падает с увеличением фактора Лява $\gamma = 1 + k - h \simeq 1 - k$ или с уменьшением фактора $\delta = 1 - 1.5k + h = 1 + 0.5k$, а такие изменения рассматриваются как предвестники землетрясений, то соответственно регистрируемые на земноприливных станциях сведения о возрастании значений факторов γ , λ и убывании фактора δ должны рассматриваться тоже как предвестник землетрясений. Для этого, очевидно, на этих станциях должна быть организована служба регистрации временного хода приливных эффектов и особенно эпизодов резкого падения k .



Данные наблюдений часто систематизируются за месяц и выводится среднее значение факторов γ , δ , $\Delta\phi$ ($\Delta\phi$ —сдвиг фаз между теоретически рассчитанными и наблюдаемыми значениями фаз приливов). Так, по данным земноприливной подземной станции Тбилиси, фактор δ для лунной полусуточной волны M_2 за время с 7/VI—1960 по 2/VIII—1960 г.г. (57 определений) оказался в среднем на уровне 1,207 (при среднеквадратичной ошибке $\pm 0,004$), однако конкретные значения δ колебались в пределах от 1,150 до 1,257, причем малые значения δ (1,150—1,164) и большие значения (1,240—1,257) встречаются из 57 случаев по 5 раз.

Для наблюдений за июнь—июль месяца Б. К. Балавадзе и К. З. Картвелишвили [3] составлены кривые функции $\delta(M_2)$ и $\Delta\phi(M_2)$, которые приведены на рис. 2 (сильно волнистая кривая и крестик «1» до осреднения, пологая; слабо волнистая кривая и точки «2» после осреднения—по 7 значениям).

В рассматриваемой нами задаче важно выявление больших подъемов и провалов кривой, которые, если коррелировать их с изменениями отношения V_p/V_s , должны служить предвестником землетрясений¹. Такую за-

¹ В нашей коллективной работе [2] по данным экспериментальных исследований карбонатных пород зависимость между давлением P до 20 кбар, отношением V_p/V_s и плотностью ρ представлялась в следующем виде: в интервале $p=0-2$ кб происходит увеличение ρ и V_p/V_s ; при $p=2-4$ кб полиморфный переход кальцита в арагонит (с некоторым уменьшением V_p/V_s), при $p=5-10$ кб уменьшение V_p/V_s и увеличение ρ ; в ин-

дачу возможно решить специально поставленными тематическими исследованиями по изучению материалов земноприливных станций (включая специализированные гидрогеологические скважины и колодцы), особенно в сейсмических районах. Данная статья ставит цель—обратить внимание исследователей на эту возможность.

Институт геологических наук
АН Армянской ССР

Поступила 6. VII. 1983.

U. S. ASSOCIATION

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ՄԱԿԸՆԹԱՅԱՅԻՆ ԳՈՐԾՈՆԻ ՄԵՄ ՓՈՓՈԽԱԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ ՈՐՊԵՍ ԵՐԿՐԱՇԱՐԺԻ ՀԱՐԱՎՈՐ ՆԱԽԱԳՈՒՇԱԿ

Ա. Մ. Փ. Ն. Փ. Ն. Փ.

Նորագույն գրականության մեջ գլխավոր երկրաշարժային ցնցումից առաջ տեղի ունեցող երկայնակի և լայնակի ալիքների արագությունների հարաբերության (V_p/V_s) մեծության նվազումը դիտվում է որպես երկրաշարժի նախագուշակ: Հեղինակի վաղ աշխատանքներում (1976 և այլն) ցույց է տրվել, որ V_p/V_s համահարաբերակցվում է h և R մակերևթացային թվերի, ինչպես նաև Պուասոնի ν գործակցի հետ $2 V_s^2/V_p^2 = 1 + k - h = \gamma = (1 - 2\nu)/(1 - \nu)$ առնչության ձևով:

Առաջարկվում է ուսումնասիրել երկրամակերնթացային կայանների V_p/V_s փոփոխությունների ընթացքի վերաբերյալ տվյալների օգտագործման հնարավորությունը երկրաշարժերի կանխագուշակման նպատակով:

A. T. ASLANIAN

GREAT VARIATIONS OF THE LOVE'S TIDAL FACTOR AS A POSSIBLE HERALD OF AN EARTHQUAKE

Abstract

The effect of decreasing the ratio of longitudinal and transversal waves velocities (V_p/V_s) before the general seismic shock is recently considered as a herald of an earthquake. In the author's early works (1976 et al.) has been shown that V_p/V_s correlates with the Love's tidal numbers h and k as well as with the Poisson's coefficient ν as the following dependence $2 V_s^2/V_p^2 = 1 + k - h = \gamma = (1 - 2\nu)/(1 - \nu)$.

тервале $p=14-16$ кб наблюдается массовый фазовый переход CaCO_3 I в CaCO_3 II (процесс начинается частично в интервале 5—10 кб), увеличивается V_p/V_s , уменьшается пластичность (уменьшается коэффициент Пуассона ν), происходит одновременно скачкообразное уменьшение ρ , сопровождаемое мгновенным сотрясением. В ряде карбонат-содержащих пород и некоторых ультрамафитах в интервале давлений 10—15 кбар наблюдалось перетекание рассеянных зерен кальцита и концентрация их в виде прожилков и отдельных крупных включений (в теории дилатансии в роли таких новообразованных прожилков и включений выступает вода, которая проникает в микротрещины и поры очаговой толщи пород перед основным сейсмическим толчком).

It is recommended to study the possibility of using the earth-tidal stations data on the V_p/V_s variations for the purpose of seismic prognostication.

ЛИТЕРАТУРА

1. Асланян А. Т. Об эквивалентности факторов Лява и Пуассона в теории приливной деформации и бокового распора земной коры, Ж. «Проблемы геомеханики», Изд. АН Арм.ССР, 1976, № 7, с. 99—105.
2. Асланян А. Т., Левыкин А. И., Арутюнян, А. В. Об одном возможном механизме возникновения землетрясений. ДАН Арм. ССР, 53, № 2, 1976, с. 96—101.
3. Балавадзе Б. К., Картвелишвили К. З. Наблюдения земных приливов в Тбилиси. Изд. Мецниереба, Тбилиси, 1972, с. 138.
4. Brace W. F., Paulding B. W., Scholz C. H. Dilatancy in the fracture and cristal-line rocks. Journ. Geophys. Res., 1966, 71, p. 3939—3953.
5. Жарков В. Н. Внутреннее строение Земли и планет. Наука, М., 1983, с. 415.
6. Мелххиор П. Земные приливы. Изд. Мир, М., 1968, с. 482.
7. Love A. E. H. Some problems of geodynamics. Camb. Univ. Press, Cambridge, 1926.
8. Садовский М. А., Нерсисов И. Л. Вопросы прогноза землетрясений. Физика Земли, 1977, № 9, с. 13—31.
9. Сборник «Гравитационная модель коры и верхней мантии Земли». Киев, «Наукова думка», 1979, с. 87, с. 137.
10. Takeuchi H. On the Earth tide in the compressible Earth of varying density and elasticity. Trans. Amer. Geophys. Union, 1950, 31, p. 651.

А. Т. АСЛАНЯН, А. В. АРУТЮНЯН

СТАНОВЛЕНИЕ СРЕДИННО-ОКЕАНИЧЕСКИХ ХРЕБТОВ В СВЕТЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ПРИ ВЫСОКИХ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРАХ

На основании результатов исследований упругих и плотностных свойств мафитов и ультрамафитов Малого Кавказа при высоких давлениях и температурах, а также многочисленных геолого-геофизических данных, имеющихся по срединно-океаническим хребтам, интерпретируются фактические геолого-геофизические данные. При образовании срединно-океанических хребтов определенная роль принадлежит третьему слою океанической коры, который представлен в основном серпентинизированными ультрабазитами.

В настоящей статье сделана попытка на основании результатов лабораторных исследований при высоких термодинамических условиях, а также известных геолого-геофизических данных наметить механизм образования срединных хребтов.

Представление о перидотитовом составе вещества верхней мантии и связи с ним интрузий ультрамафитов пользуется большой популярностью. Сейсмологические исследования показали приблизительное постоянство мощности третьего слоя океанической коры. Указанный факт, отмеченный впервые Хессом ([8], а также находки серпентинизированных пород в осевых зонах срединных хребтов дали основание предполагать, что третий слой океанической коры состоит в основном из серпентинизированных перидотитов, в которых скорости прохождения продольных волн v_p весьма изменчивы и колеблются от 6,0 до 6,9 км/сек (среднее значение 6,7 км/сек).

Срединно-океанические хребты представляют крупнейшие морфологические структуры океанической коры, соизмеримые с геосинклинальными поясами; средняя ширина их 1300 км (по гребню 200—300 км), высота гребня около 2,5 км, суммарная протяженность примерно 65000 км [5, 6]. Вдоль этих хребтов отмечаются необычайно высокие значения теплового потока, многочисленные очаги мелкофокусных землетрясений и небольшие аномалии силы тяжести (до ± 50 мгл). У гребня их слой-3 характеризуется скоростями продольных волн 4,5—5,5 км/сек (вместо обычных 6,0—6,9 км/сек), а поверхность Мохоровичича не фиксируется или представлена, возможно, зоной перехода от скоростей, характеризующих слой-3, к скоростям около 7,4 км/сек [8]. Хесс объясняет приподнятое положение хребта изменением плотности перидотитового вещества от 3,3 г/см³ (оливин) до 2,6 г/см³ (серпентин), причем для поднятия хребта на 2—2,5 км, по его оценкам, требуется сильная серпентинизация (до 70%) 8-километрового слоя подстилающих пород верхней мантии.

Трансформные разломы расчленяют в поперечном направлении срединные хребты на отдельные сегменты. К этим структурам приурочены многочисленные вулканические и сейсмические очаги, а также серпентинитовые протрузии. Вместе с этим геофизические исследования показали преобладание в осевых зонах срединных хребтов, в самой верхней части литосферы, горизонтальных сжимающих напряжений над растягивающими [9], что подкрепляется анализом тектонических данных [10]; фундаментальный интерес представляет обнаружение в рифтовых долинах гидротермальных источников с температурой до 400°C. В осевой части рифтов почти полностью отсутствует осадочный слой. Значительную роль в составе рифтов играют серпентинизированные породы. Заметно большое развитие получают здесь базальтовые потоки шаровой текстуры.

По представлениям сторонников тектоники плит, в рифтовых зонах литосферные плиты расходятся, освобождая место для внедрения базальтов и формирования новой океанической коры, а в глубоководных желобах плиты погружаются в мантию и уничтожаются. Важно понять, каким образом осуществляется раздвижение (опрединг) океанического дна, как наращивается новая кора и как образуются новые структуры океанической коры.

Предложено более дюжины моделей их образования, которые обеспечили существенный прогресс в решении проблемы, но в ряде случаев остаются внутренне противоречивыми. Предлагаемая ниже модель построена на основании результатов экспериментальных исследований базитов и ультрабазитов Малого Кавказа при высоких термодинамических условиях. Данные этих исследований опубликованы в работах [1—3 и др.].

Прованализировав имеющиеся данные о составе и свойствах океанической коры (особенно по срединно-океаническим хребтам) и учитывая упругие, плотностные и реологические свойства серпентинитов и серпентинизированных ультрабазитов при высоких давлениях и температурах, мы придерживаемся предположения о том, что в состав современной океанической коры входят в различной степени серпентинизированные породы, которые залегают непосредственно под базальтовым слоем между корой и мантией. Мы предполагаем, что подобно офиолитовым структурам [2, 3], при образовании срединных хребтов определенную роль играют серпентинизированные массы третьего океанического слоя (рис. 1). Вследствие высокой пластичности и низкой плотности (по отношению к вышележащим породам ос-

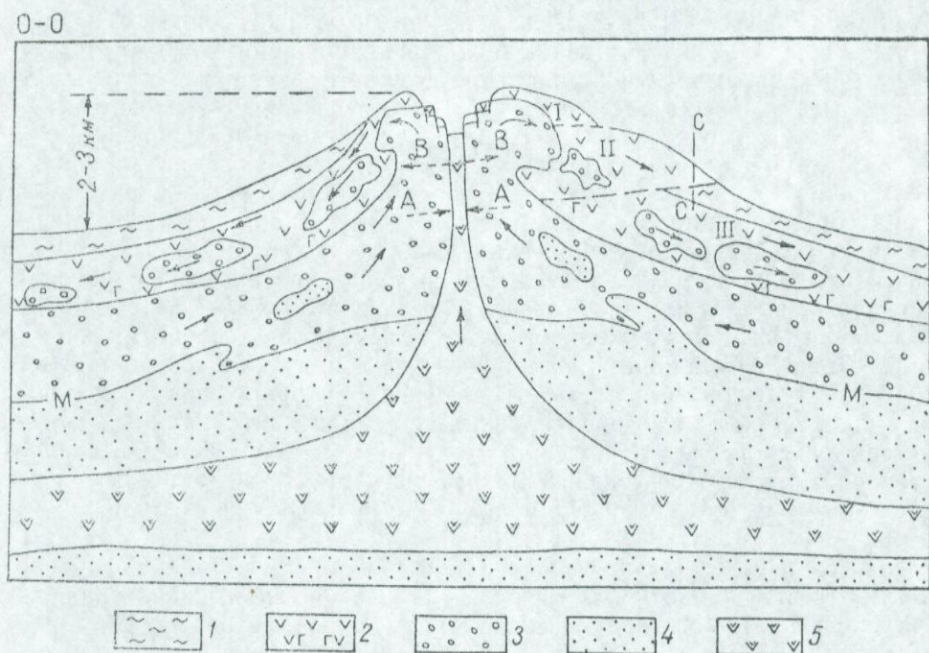


Рис. 1. Схема образования срединно-океанических хребтов.

1—осадочный слой, 2—вулканогенный слой, 3—серпентинизированные ультрабазиты, 4—ультрабазиты—верхняя мантия, 5—магматические расплавы.

новного состава) они по тектоническим трещинам центральной зоны обеих сторон всплывают вверх и в виде протрузий внедряются в океаническую кору. По всей вероятности, этот процесс начался в юрское время—в начале крупного глобально выраженного тектоно-магматического цикла. За всплыванием серпентинизированных масс следуют из-

лияния базальтовых лав. Рост и расширение срединных хребтов, в данном случае, обуславливаются не только внедрением многочисленных даек и спредингом океанического дна, но и внедрением в осевую часть хребта и распирающим действием серпентинизированных масс. Накопленные в осевой зоне рифта большие массы лав под влиянием собственного веса соскальзывают вниз по серпентинизированному слою к подножьям хребта, захватывая серпентинизированные блоки 3-его океанического слоя, причем между этими блоками сохраняется мало-мощный осадочный слой (разрез С—С, рис. 1).

Рассматривая действующие силы в осевой плоскости хребта, можно отметить, что вследствие «столкновения» противоположно всплывающих серпентинизированных слоев, на определенной глубине (5—6 км) возникают силы горизонтального сжатия (разрез А—А, рис. 1). При всплывании силы горизонтального сжатия постепенно переходят в силы растяжения (разрез В—В, рис. 1), ввиду сохранения серпентинизированными слоями своей геометрической формы.

В предложенной схеме мы пытались интерпретировать указанные выше явления в следующем смысле:

1. В предложенной нами модели силы горизонтального распора, которые возникают вследствие процесса серпентинизации, обуславливают стрессовые напряжения в слое-3. Если до серпентинизации распирающее горизонтальное напряжение равнялось $\sigma_0 = \frac{\gamma_0}{1 - \gamma_0} \rho_0 \cdot g \cdot h$,

то после серпентинизации оно будет $\sigma'_0 = \frac{\gamma'}{1 - \gamma'} \rho' \cdot g \cdot h'$ (γ —коэффициент Пуассона, ρ_0 —плотность пород, g —гравитационное ускорение, h —толщина слоя). Принимая для перидотитов до серпентинизации $\gamma_0 = 0,25$ и $\rho_0 = 3,2 \text{ г/см}^3$, а после серпентинизации $\gamma' = 0,4$ и $\rho' = 2,6 \text{ г/см}^3$, выясняется, что напряжение бокового распора в результате серпентинизации возрастает более чем на 50%. Спрединг океанического дна можно было объяснить полностью действием этих сил, однако, по всей вероятности, они не могут перманентно раздвигать континенты. Перерывы в их эффективном действии обуславливают перерывы в истории расширения океанического дна. Диапировый механизм образования срединно-океанических хребтов, обусловленный вертикальным компонентом указанных сил, совпадает во времени с названными перерывами. При невозможности расширяться в латеральном направлении эффект увеличения объема вследствие серпентинизации реализуется в вспучивании мантийных масс в вертикальном направлении. Таким образом на участке А—А (рис. 1), происходит «столкновение» противоположно ориентированных серпентинизированных масс, проявляются свойства анизотропии (эксперименты и полевые исследования показали, что эффективный коэффициент анизотропии для серпентинитов и серпентинизированных ультрабазитов варьирует в пределах 4—11%).

Намеченный авторами механизм объясняет существенное преобладание в самой верхней части литосферы горизонтальных сжимающих напряжений над растягивающими, установленный авторами [7, 8].

Указанный процесс объясняет также анизотропные свойства литосферы на глубине 5—8 км ниже кровли твердой коры, на уровне слоя-3.

Упругая анизотропия литосферы океанов стала обсуждаться в литературе после выхода в 1964 г. статьи Х. Хесса, который проанализировал данные Д. Ж. Шора и Р. В. Рейга о величинах скорости продольных сейсмических волн (v_p) на нескольких участках дна Тихого океана и показал зависимость их от направления. Позднее аналогичные данные были получены на крестообразных и дуговых сейсмических профилях в пределах более чем 25 участков Тихого и Атлантического океанов. Кроме специально выполненных профилей, сведения о суще-

ствовании анизотропии скорости получены на рядовых профилях глубинного сейсмического зондирования. Общая схема распределения в зависимости от азимута сейсмических профилей повсеместно одна и та же: величина скорости в субширотном направлении в среднем больше, чем в субмеридиональном [4].

2. Данные глубоководного бурения с корабля «Гломар Челенджер» показали, что в некоторых скважинах происходит переслаивание базальтов и брекчий с осадочным цементом, базальтов и известковых плов и т. д., а в скважине № 334, пробуренной на Северо-Атлантическом срединном хребте, с глубины 310 м состав пород существенно меняется. Здесь вскрываются неправильно чередующиеся оливиновые габбро, серпентинизированные перидотиты и брекчий из обломков габбро и перидотитов с известковым цементом. По мнению некоторых исследователей, эта толща относится уже к слою-3 океанической коры. Если это так, то данный разрез свидетельствует о том, что океанические осадки участвуют в строении не только второго, но и третьего океанического слоя.

Иная картина рисуется в предложенной нами схеме. Серпентинизированные блоки третьего слоя с осевой части хребта вовлекаются в базальтовые лавы и под действием гравитационных сил соскальзывают по склону хребта вниз. Таким образом, серпентинизированные отторженцы третьего океанического слоя скорее всего участвуют также в составе второго вулканического слоя. Переслаивание базальтов и осадочных пород может быть объяснено как перерывами в излиянии лав, так и соскальзыванием базальтовых блоков. При соскальзывании верхнего второго блока по отношению к третьему между ними могут оказаться осадочные породы, как это показано в разрезе С—С (рис. 1).

3. Рифтовые долины в сводовых частях срединно-океанических хребтов представляют собой цепь длинных, узких тектонических трогов, ограниченных сбросами. Для рифтовых зон характерны разобщенные приподнятые блоки. В предложенной нами схеме серпентинизированные блоки, поднимаясь вверх в виде жестких слябов, сохраняют свою геометрическую форму, покрываясь лавовыми потоками. На уровне В—В (рис. 1) эти блоки начинают расходиться, испытывая влияние сил растяжения. Продолжение указанного процесса может привести к рифтообразованию именно в срединной части хребта. Нормальное сбросообразование, наблюдаемое во многих рифтовых долинах, по-видимому, объясняется разрушением уже поднятых, покрытых базальтовыми потоками, жестких серпентинизированных блоков, под влиянием гравитационных сил.

4. По размерам трансформные разломы разделяются на несколько классов [6]: глобальные—имеющие длину несколько тысяч километров, региональные—горизонтальная протяженность и расчлененность которых значительно меньше, чем у первых, и локальные—пересекающие срединный хребет с интервалом в несколько километров и имеющие небольшую горизонтальную протяженность (они нередко не выходят из зоны хребта, охватывая лишь его осевую и гребневую части).

Из рассматриваемой схемы следует, что при образовании локальных разломов определенную роль играет процесс соскальзывания базальтовых масс с оси хребта по склону. Соскальзывание блоков (хребтов) базальтовых масс, естественно, происходит неодновременно, вследствие чего между блоками могут образоваться локальные разломные структуры, которые в таком случае должны располагаться поперек оси хребта. Этим можно объяснить соизмеримость локальных разломов с шириной срединно-океанического хребта.

Наличие серпентинитовых протрузий, морфологически проявляющихся в виде приразломных хребтов, и гидротермальной активности объясняется авторами работы [6] как результат проникновения морской воды до ультраосновных пород и их серпентинизации. При серпентинизации породы становятся более легкими, образуют серпенти-

нитовые протрузии, морфологически проявляющиеся в виде приразломных хребтов. Гидротермы приуроченные к приразломным структурам, по мнению авторов той же работы, являются результатом выхода из больших глубин разогретой океанической воды, причем выясняется, что чем ниже скорость спрединга, тем слабее гидротермальная деятельность.

Интерпретируя приведенные факты, серпентинитовые протрузии и связанные с ними гидротермы, приуроченные к трансформным разломам, можно предполагать, что причиной образования серпентинитовых протрузий является не морская вода, проникшая в толщу ультраосновных пород третьего слоя и верхней мантии, а уже существующие серпентинизированные породы самого третьего слоя, которые по слабым участкам вышележащего второго океанического слоя внедряются в виде протрузий и достигают дна океана.

В районах срединных хребтов на определенной глубине, как указывалось выше, существуют активные силы сжатия и высокий тепловой поток, обуславливающие дегидратацию серпентинизированных пород третьего слоя; можно полагать, что дегидратированная вода в разогретом состоянии поступает на дно океана в виде гидротерм.

Пассивность гидротермальной деятельности в низкоскоростных спрединговых зонах может оказаться следствием невысоких значений температуры и давления, следовательно, и малой интенсивности процесса дегидратации серпентинизированных пород.

5. Под углом зрения указанных выше идей, в предложенной нами схеме можно интерпретировать такие данные по срединным хребтам, как отрицательные аномалии силы тяжести, низкие скорости v_p в осевой части хребта, увеличение возраста пород от оси хребта к его подножиям и т. д.

Вопрос о существовании в верхней части мантии достаточного количества воды для серпентинизации ультраосновных пород является предметом дискуссии. Однако в последние годы появился ряд публикаций, в которых делается усиленная попытка связать эти воды с верхней мантией и обосновать возможность проникновения океанических вод в литосферу до глубины 10—12 км. Исследование проницаемости ультраосновных пород в связи с их серпентинизацией показало [7], что глубина просачивания вод составляет 4,8 км при температурном градиенте 160 град/км и 9,4 км при температурном градиенте 30 град/км. Следовательно, можно полагать, что серпентинизация пород третьего слоя океанической коры является результатом воздействия инфильтрации океанической воды на ультрабазиты верхней мантии, причем инфильтрация вод происходит, вероятно, по всей площади океанического дна.

В заключение отметим, что для обоснования рабочих схем, связанных с проблемой образования срединно-океанических хребтов, необходимо гораздо больший объем геофизических и геологических данных, а также данные исследований физико-механических свойств горных пород при высоких давлениях и температурах.

Институт геологических наук

АН АрмССР

Ереванский политехнический институт
им. К. Маркса

Поступила 19. XI. 1987.

Ա. Տ. ԱՍԼԱՆՅԱՆ, Ս. Վ. ՇԱՐԻՔՅԱՆՅԱՆ

ՄԻԶԻՆ-ՕՎԿԻՍՆՈՍԱՅԻՆ ԼԵՆԱՇՂԹԱՆԵՐԻ ԿԱԶՄԱԿՈՐՈՒՄԸ: ԲԱՐՁՐ

ՋԵՐՄԱՃՆՈՒՄԱՅԻՆ ԲՆՈՐԱԳՐԵՐՈՎ ՓՈՐՁԱՐԱՐԱԿԱՆ

ՀԵՏԱԶՈՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԼՈՒՅՍԻ ՏԱԿ

Ա. մ. փ. ո. փ. ո. մ.

Փոքր Կովկասի մաֆիտների և ուլտրամաֆիտների բարձր ճնշումների
և ջերմաստիճանների պայմաններում առաձգականության և խտության ու-

սումնասիրությունների, արդյունքների, ինչպես նաև միջին-օվկիանոսային լեռնաշղթաներին վերաբերող բազմաթիվ երկրաբանա-երկրաֆիզիկական տվյալների հիման վրա առաջարկվում է միջին-օվկիանոսային լեռնաշղթաների առաջացման մի մեխանիզմ, որի միջոցով մեկնաբանվում են փատացի երկրաբանա-երկրաֆիզիկական տվյալները: Ըստ հեղինակների պատկերացումների, միջին-օվկիանոսային լեռնաշղթաների կաղմավորման մեջ որոշակի դեր ունի սերպենտինացած ուլտրաբազիտներով ներկայացված օվկիանոսային կեղևի երրորդ շերտը:

A. T. ASLANIAN, A. V. HAROUTIUNIAN

THE FORMATION OF MIDDLE-OCEANIC RIDGES IN THE LIGHT OF EXPERIMENTAL INVESTIGATIONS AT HIGH THERMODYNAMICAL PARAMETERS

Abstract

On the basis of Minor Caucasus mafites and ultramafites elastic and density properties investigations at high pressures and temperatures results, as well as of numerous geological-geophysical data on middle-oceanic ridges, a new mechanism of middle-oceanic ridges formation is proposed, which the factual geological-geophysical data are interpreted by. The authors suppose, that during formation of middle-oceanic ridges the oceanic crust third layer, represented by serpentized ultramafites, plays a certain part.

ЛИТЕРАТУРА

1. Асланян А. Т., Волярович М. П., Арутюнян А. В. О составе, строении и упругих характеристиках земной коры и верхней мантии на территории Армении.— ДАН АрмССР, т. XI, № 3, 1975, с. 152—159.
2. Асланян А. Т., Арутюнян А. В., Волярович М. П., Левыкин А. И. Об одном возможном механизме становления гипербазитовых поясов и спрединговых структур литосферы.—Изв. АН АрмССР, Науки о Земле, № 5, 1976, с. 3—12.
3. Асланян А. Т., Арутюнян А. В. Глубинное строение, состав и некоторые процессы в недрах Земли в свете исследований физико-механических свойств горных пород при высоких давлениях и температурах. В кн.: Моделирование земной коры территории АрмССР с помощью экспериментального изучения петрофизических свойств горных пород. Межвузовский тематический сборник научных трудов ЕРПИ, Ереван: 1986, с. 12—21.
4. Булик Н. К. Сейсмический анализ в проблеме океанизации Земли.—В кн.: Проблемы океанизации Земли. Калининград: 1983, с. 44—54.
5. Подводные геологические исследования с обитаемых аппаратов. Отв. ред. А. С. Монин, А. П. Лисицын, М.: Наука, 1985, 229 с.
6. Трансформные разломы Индийского океана. По материалам 25-го рейса НИС «Дмитрий Менделеев». Отв. редактор А. П. Лисицын, М.: Наука, 1986, 244 с.
7. Шмонов В. М., Аксюк А. М. Исследование проницаемости ультраосновных пород в связи с серпентинизацией в рифтовых зонах срединно-океанических хребтов. Тезисы докладов VII Всесоюзной школы морской геологии, т. 3, М., 1986.
8. Hess H. H. History of ocean basins, Petrol studies, vol to honor of A. F. Budington p. 599—620, 1962.
9. Hast N. The state of stresses in the upper part of the Earth's crust-Tectonophysics, vol. 8, № 3, p. 169—211, 1969.
10. Meyerhoff N. A. Discussion on the paper A reappraisal of the structure of the Earth (with special reference to the African craton and its bordering orogens) by A. J. Vroman. Isr. J. Earth Sci. vol. 29, № 1, p. 34—36, 1977.

А. Т. АСЛАНЯН

О ВОЗМОЖНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЦЕНТРАЛЬНОЙ ПЛОТНОСТИ ЗЕМЛИ ПО ПАРАМЕТРУ ЕЕ ПОЛЯРНОГО СЖАТИЯ И ВЕКОВЫМ ЧИСЛАМ ЛЯВА

Рассматривается модель фиктивной Земли, внутри которой плотность повсюду равняется центральной плотности ρ_c реальной Земли при радиусе $R=6371$ км (модель Ньютона) и сравнивается она с моделью, в которой вся масса сосредоточена в центре на расстоянии R от поверхности (сингулярная модель Гюйгенса). Вековое число Лява h^0 , зависящее от внутреннего строения и механических свойств вещества Земли и служащее косвенной мерой реакции Земли на ее деформации под влиянием центробежных сил в течение всей ее планетарной истории, связано с эллиптичностью ε и геодинамическим фактором q формулой $2\varepsilon \approx h^0 q$, причем, $1 \leq h^0 \leq 2,5$ (неравенство Кельвина). Для однородной модели Ньютона $h=1$, $\varepsilon=1/231$; для сингулярной модели Гюйгенса $h_{\max}^0=2,5$, $\varepsilon_{\min}=1/577$ (при $q=1/288,37$). В выражении $q=\omega^2 R^3 / \lambda_{\max}^2$ знаменатель $\Omega^2=4/3 \pi G \rho_m$. Если обозначить $\rho=\rho_c=\lambda \rho_m$ (ω —угловая скорость вращения Земли, ρ_m —средняя плотность реальной Земли, G —гравитационная постоянная) и для первой модели положить $\rho_c=\lambda \rho_m=\rho_m \Omega^2 R^3 / \Omega_c^2=4/3 \pi G \rho_c$, $\rho_m=5,517$ г/см³ соответственно получим $2\lambda_{\max}=\varepsilon_{\min} \cdot h_{\max} \cdot q$, $\lambda_{\max}=2,5$ и $\rho_{c\max}=2,5$, $\rho_m=13,79$ г/см³. Данные о свободных сфероидальных колебаниях дают для наибольшего периода колебаний $P_{\max}=3229$ сек значение $\lambda_{\max}=4\pi^2 4/3 \pi G \rho_m P_{\max}^2=2,457$ и значение плотности в центре Земли $\rho_c=\lambda_{\max} \rho_m=13,56$ г/см³. (В одной из широко известных современных параметрических моделей Земли принято $\rho_c=13,40$ г/см³).

Связь между геометрическим сжатием (эллиптичностью) ε и геодинамическим фактором $q=\omega^2 R^3 / \Omega^2$ Земли выражается формулой (с точностью до первого порядка малости сжатия поверхности)

$$\varepsilon = \frac{1}{2} \cdot h^0 \frac{\omega^2}{\Omega^2}, \quad (1)$$

где h^0 —второе «вековое» число Лява, зависящее от внутреннего строения и механических (реологических) свойств вещества планеты, ω —угловая скорость суточного вращения,

$$\Omega = \sqrt{\frac{4}{3} \pi G \rho_m} \quad (2)$$

угловая скорость, эквивалентная первой космической скорости $v_k=\Omega R=\sqrt{GM/R}$, G —гравитационная постоянная, M —масса, R —радиус, ρ_m —средняя плотность планеты.

Первое число Лява k^0 связано с вторым приливным числом Лява h , являющимся функцией числа Пуассона ν , уравнениями

$$1+k-h=\eta, \quad \eta=\frac{1-2\nu}{1-\nu}, \quad k \approx \frac{\nu}{1-\nu}$$

(Асланян, 1976); для жидкого тела $\eta=0$, $h=1+k$; при $h^0=5/2$, $k=k_0=3/2$. Для модели Гюйгенса $k=0$; для реальной (современной) Земли $0,275 \leq k \leq 0,301$, причем из формулы Лармора $k=(2\varepsilon/q-1) \times (1-T_c/T_{ch})$ при известных значениях $\varepsilon=1/298,275$, $q=1/288,37$,

$T_E = 305$ суток (период нутации Эйлера), $T_{ch} = 434$ сутки (период нутации Чандлера) получается значение $k = 0,278$, а из формулы Молоденского $h \approx 2k$, $h = 0,556$, $\eta = 0,722$, $\nu = 0,218$.

Второе вековое число Лява h^0 служит мерой реакции Земли на ее деформацию под влиянием центробежных сил, действовавших в течение всей планетарной истории Земли, продолжительностью 4—5 млрд. лет (см. Манк и Макдональд, 1964). Оно получается из формулы Лармора в виде $K = K_3 (2\epsilon/q - 1)$ при условии, что в этом случае период нутации Эйлера (305 суток), характеризующий модель абсолютно твердой Земли, равняется нулю.

Как показал Кельвин, для гидростатической модели Земли величина h^0 лимитируется условием

$$1 \leq h^0 \leq 52, \quad (3)$$

где $h_{\min}^0 = 1$ характеризует модель, в которой вся масса планеты сосредоточена в центре (сингулярная модель Гюйгенса), а $h_{\max}^0 = 5/2$ — модель, в которой по всему объему тела плотность имеет одно и то же постоянное значение (однородная модель Ньютона)*.

Другим выражением показателя центральной конденсации концентрически расслоенного тела планеты является зависимость Калландро (см. Субботин, 1949)

$$n = 3 \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho_n} \right), \quad 0 \leq n \leq 2, \quad (4)$$

в которой ρ_0 — средняя плотность мантии планеты, ρ_n — средняя плотность ядра. Аналогично для сжатия планеты η_f пользуются неравенством Калландро

$$n > \eta_f < 3 \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho_n} \right), \quad 0 \leq \eta_f \leq 3. \quad (5)$$

* Модель Ньютона основана на допущении, что отношение силы притяжения на полюсах z к силе притяжения на экваторе x для условия малого сжатия однородной жидкой модели Земли

$$\frac{z}{x} = 1 + \frac{1}{10} e_0^2 + \frac{\epsilon}{5}, \quad e_0^2 = \frac{R_e^2 - R_p^2}{R_e^2} \approx 2\epsilon,$$

$$x = \frac{g_e}{1 - q}, \quad z = g_p, \quad \frac{g_p}{g_e} = \frac{1 + \epsilon/5}{1 + 4\epsilon/5} \approx 1 + \epsilon$$

и соответственно

$$(g_p - g_e)/g_e = (R_e - R_p)/R_e \approx \epsilon, \quad \epsilon = 5q/4,$$

где e_0 — эксцентриситет земного эллипсоида, g_e , g_p — ускорение силы тяжести на экваторе и полюсах, R_e и R_p — экваториальный и полярный радиусы Земли.

Модель Гюйгенса основана на формулах

$$g_p = GM/R_p^2, \quad g_e = GM/R_e^2 - \omega^2 R_e$$

и условии, согласно которому, если потенциальная энергия GmM/R_p тела массы m на полюсах Земли уравновешивается потенциальной энергией $GmM/R_e + m\omega^2 R_e^2/2$ той же массы на экваторе, то поверхность Земли оказывается эквипотенциальной поверхностью, на которой всюду плотность и давление имеют одинаковое значение. Из указанного условия для сингулярной модели Гюйгенса при $R_p = R_e(1 - \epsilon)$, $g_e \approx g_p = g_p$, $\omega^2 \cdot R_e/g = q$ получается $2\epsilon = q$, а для однородной модели Ньютона $4\epsilon = 5q$ (см. Шубой, 1982).

Для однородной модели $\rho_0 = \rho_m$, $n = 0$; для сингулярной модели $\rho_0 = 0$, $n = 3$; для реальной Земли $\rho_0 = (4/5) \rho_m = 4,413 \text{ г/см}^3$, $\rho_m = \Sigma \rho_m = 11,03 \text{ г/см}^3$, $n = 3/5 = 0,6$. По данным спутниковых исследований $\omega = 0,5354$ (параметр n фигурирует под названием индекса полнотропии в формуле для потенциальной энергии гравитационного поля планеты $W = -\frac{3}{5-n} \cdot \frac{GM^2}{R}$).

Параметр Гюйгенса

$$q = \frac{\omega^2}{\Omega^2} = \frac{\omega^2}{\frac{4}{3} \pi G \rho} \quad (6)$$

по результатам спутниковых исследований равняется $q = 1/288,37$ (при $\omega = 7,292 \cdot 10^{-5} \text{ рад/сек}$, $\rho = \rho_m = 5,517 \text{ г/см}^3$, $\Omega = \frac{4}{3} \pi G \rho_m = 1,2413 \cdot 10^{-3} \text{ рад/сек}$).

Для однородной модели (модель Ньютона) эллиптичность Земли равняется

$$\varepsilon_N = \frac{1}{2} h_N^0 q = \frac{1}{2} \cdot \frac{5}{2} \cdot \frac{1}{288,37} = \frac{1}{230,696},$$

а для сингулярной (переконденсированной) модели (модель Гюйгенса)

$$\varepsilon_H = \frac{1}{2} h_H^0 q = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{288,37} = \frac{1}{576,740};$$

эллиптичность реальной Земли ε_E находится в пределах

$$\varepsilon_H < \varepsilon_E < \varepsilon_N. \quad (7)$$

Для гидростатически уравновешенной модели Земли с реальным распределением плотности и значением $q = 1/288,37$, как показали спутниковые исследования, эллиптичность $\varepsilon_0 = 1/299,25$, а $h_0^0 = 1,975$. Для реальной Земли соответственно $\varepsilon_E = 1/298,275$, $h_E^0 = 1,936$, а экваториальное вздутие больше такового для гидростатической модели на величину $R\varepsilon^2 = 72 \text{ м}$ (Жарков, 1983; Манк и Макдональд, 1964; Субботин, 1949).

Пусть дана модель Ньютона ($h_N^0 = 5/2$) при условии, что объем ее равняется объему реальной Земли, а плотность повсеместно равняется центральной плотности реальной Земли $\rho_c = \lambda \rho_m$, т. е. масса этой сверхплотной модели в λ раз больше массы реальной Земли. Эллиптичность такой модели согласно (1), (2), (3) будет определяться из выражения

$$\varepsilon_H = \varepsilon_{\min} = \frac{1}{2} h_N \cdot \frac{\omega^2}{\Omega_c^2} = \frac{1}{2\lambda} h_N^0 q, \quad (8)$$

$$\Omega_c^2 = \frac{4}{3} \pi G \rho_c = \lambda \Omega^2 = \frac{1}{q} \lambda \omega^2. \quad (9)$$

Как уже указывалось, согласно (3) $h_{\min}^0 = 1$, а $\varepsilon_{\min} = q/2$, т. е. для этой модели эллиптичность равняется эллиптичности сингулярной модели Гюйгенса ($1/576,64$). Такой результат очевиден уже из (8), где $\varepsilon_{\min}$ обратно пропорционально (при неизменности ω) центральной

плотности ρ_c . Он соответствует утверждению, что эллиптичность тела, имеющего объем Земли и однородную массовую плотность, равную центральной плотности реальной Земли, эквивалентна эллиптичности той модели Земли, масса которой сосредоточена всецело в ее центре.

Из сразнения выражений (8) и (9) и условий, что $\varepsilon_{\min} (1/576,64)$ следует $2\varepsilon_{\max} = \varepsilon_{\min} h_{\max}^0 \cdot q$ (10), чему соответствует $h_{\max}^0 (5/2)$ и $\lambda = \rho_c / \rho_m$. При $q_{\min} = 1/283,37$ получаем $\lambda_{\max} = 5/2$ и $\rho_{c \max} = 5/2 \cdot \rho_m = 13,7925 \text{ г/см}^3$. Это верхний предел плотности в центре Земли (средняя плотность ρ_m по новым данным, равняется $5,517 \text{ г/см}^3$).

В работе автора [1] по данным свободных сфероидальных колебаний Земли из зависимости $i = 1\pi^2 / \frac{4}{3} \pi G \rho_m \mathcal{P}^2$, основанной на формулах (8), (9), было получено значение $\lambda = 2,457$ и $\rho_c = 13,557 \text{ г/см}^3$, при условии, что наибольший период этих колебаний $\mathcal{P}_{\max} = 2\pi/\Omega = 53,8 \text{ мин} = 3229 \text{ сек}$ соответствует предположению, что средняя плотность такой модели равняется центральной плотности ρ_c реальной Земли. При этом допускалось упрощение, согласно которому при больших размерах тела частота сфероидальных колебаний практически не отличается от частоты радиальных колебаний (см. Исакович, 1973).

В известной модели Ванга Земля-3 (Wang, 1970) в наблюдаемый период $P_{\max} = 3229 \text{ сек}$ вносится поправка $-11,8 \text{ сек}$, т. е. принимается в расчет значение $P_{\max} = 3217,9 \text{ сек}$, что при подстановке в формулу (9) дает $\rho_c = 13,658 \text{ г/см}^3$. В указанной модели Ванга принято $\rho_c = 13,63 \text{ г/см}^3$, давление в центре $p_c = 3,702 \cdot 10^{12} \text{ дин/см}^2$.

В заключение укажем на пропорцию (см. Асланян, 1984)

$$\frac{Z_n}{Z_m} = \frac{\rho_n}{\rho_m}, \quad (11)$$

устанавливающую связь между репрезентативным зарядным (атомным) числом вещества Z_n и плотностью ρ_n на искомой глубине и средними их значениями для Земли $Z_m = 12$ (оливиновая модель: $\text{FeO} \cdot \text{MgO} \cdot \text{SiO}_2$), $\rho_m = 5,517 \text{ г/см}^3$. При $\rho_n = \rho_c = 13,7925 \text{ г/см}^3$ получаем $Z_n = Z_c = 30$ —репрезентативное число, соответствующее, вероятно, железо-никелевой эвтектике с примесью некоторых тяжелых элементов—Au, Pt, Os, Ir, Cr, Cu, Mo, W и др. Для ядра Земли в целом при $\rho_n = 2\rho_m$ пропорция (11) дает $Z_n = 24$, чему статистически может соответствовать состав Fe_7NiSi . Для земной коры $\rho_k = \frac{1}{2} \rho_m$ [см. 4].

Вещество в центре Земли находится, вероятно, в состоянии внутренней ионизации, т. е. хотя и все электроны здесь лишены электростатических связей с ядрами своих атомов, но продолжают находиться под их эгидой (Резикийн, 1971). Для такого вещества молекулярный вес $\mu \simeq A/Z \simeq 2$ (A —массовое число).

По закону Клапейрона, распирающее температурное давление в центре Земли равняется

$$\mathcal{P}_{Tc} = \frac{\nu_c}{\mu} \cdot A_0 T_c. \quad (12)$$

Если $\mathcal{P}_T$ уравнивается гравитационным давлением, равным

в центре Земли $4,03 \cdot 10^{12}$ *дин/см²*, то равновесное значение температуры T_c должно равняться здесь около 7500°C (при $\rho_c = 13,6$ *г/см³*, $\mu = A/Z = 2$ и при значении газовой постоянной $A_0 = 8,314 \cdot 10^7$ *эрг/град · мол* (см. Асланян, 1977б). Значение температуры, ниже которой начинается процесс внутренней ионизации под давлением (по модели твердого тела Томаса-Ферми),

$$T_{ip} = 15000 \cdot Z^{1/3} \text{K}. \quad (13)$$

При $Z_c = 30$ получается $T_{ip} = 47000^\circ\text{K}$, т.е. внутренняя ионизация атомов вблизи центра Земли неизбежна, поскольку $T_c \ll T_{ip}$ (см. Асланян, 1977б).

В связи с этими данными укажем, что в 1987 г. американские исследователи под руководством Р. Джинлоса и Т. Аренса [см. 16], пользуясь результатами сжатия железа в алмазной камере (500 опытов над 15 образцами), оценили значения температуры плавления железа в ядре Земли: для поверхности ядра на глубине около 2900 км при давлении $P = 1,36 \cdot 10^{12}$ *дин/см²*, $T_{\max} = 4800^\circ\text{K} \pm 200^\circ\text{K}$ (для чистого железа здесь $T_{пл} = 4800^\circ\text{K}$); для поверхности внутреннего ядра (в основании переходного слоя к внешнему ядру) на глубине 5200 км, где $P = 3,3 \cdot 10^{12}$ *дин/см²*, $T_{\min} = 7600 \pm 500^\circ\text{K}$, а для центра Земли $T_{\max} = 6900^\circ \pm 1000^\circ\text{K}$. Учитывая наличие примесей, снижающих точку плавления вещества в ядре, авторы с некоторой условностью принимают для поверхности внешнего ядра температуру плавления железа 3800°K , для поверхности внутреннего ядра 6600°K , а для центра Земли 6900°K [см. 15]. Эти оценки не противоречат нашим результатам, полученным на основе уравнений Клансйрона-Менделеева и Дюлонга-Пти [2]. На высокие значения температуры в ядре Земли неоднократно указывал В. Н. Жарков [см. 5], а на высокую плотность в центре (до $13\text{--}15$ *г/см³*)—Ф. Пресс, Дж. Дерр, Ш. Ванг и др. (м. Bullen, 1975; Жарков, 1983). Очевидно, эти оценки плотности также не очень сильно отличаются от тех, которые получены нами тремя независимыми способами. Ф. Берч (Birch, 1968) пользовался эмпирической формулой, связывающей скорость продольных волн с плотностью и репрезентативным атомным весом вещества. В более ранних работах (1961—1963), используя данные, полученные с помощью ударных волн, Ф. Берч оценил плотность в центре Земли около 13 *г/см³*. Последующие опыты в основном подтвердили оценку Берча и показали, что $\rho_c = 13,5$ *г/см³* или несколько больше (см. Bullen, 1975). Ф. Берч рассмотрел также возможность влияния увеличения объема Земли на центральную плотность, но пришел к выводу, что идея о направленной общей экспансии Земли создает непреодолимые трудности при решении других геофизических проблем (Birch, 1968).

Ф. Пресс (Press, 1970), пользуясь идеей В. И. Кейлис-Борока и Т. Б. Яновской [13] о возможности применения метода Монте Карло, дающего возможность создания большого количества (сотни тысяч) моделей и быстрого их сопоставления, получил пределы центральной плотности $(\rho_c)_{\min} = 10,5$ *г/см³*, $(\rho_c)_{\max} = 14,25$ *г/см³*. Болт и Камар укаывают условие $12,7 \leq \rho_c \leq 14,25$ *г/см³*, а Дж. Деер условие $\rho_c = 14,76$ *г/см³* (см. Bullen, 1975).

В одной из широко известных современных моделей Земли (модель Дзевонского-Хейлза-Лепвуда)—параметрической модели РЕМ-А принято: $\rho_c = 13,40$ *г/см³*, коэффициент Пуассона $\nu = 0,5$ (для континентальной модели $\nu = 0,2263$), $v_p = 11,25$ *км/сек*. Если точность определения эллиптичности Земли считать вполне удовлетворительной ($1/298, 275$), то полученная из формул (9), (10) оценка $\rho_c = 13,55 \div 13,79$ *г/см³* может считаться адекватно удовлетворительной.

В известной модели Буллена-Хеддона НВ—1 (1967), представляющей ныне исторический интерес, принято $\rho_c = 12,46 \text{ г/см}^3$. Для модели земного ядра, в которой центральная часть состоит из чистого железа ($Z=26$), имеющего плотность при нулевом давлении $\rho_0 = 7,88 \text{ г/см}^3$ (при $T=20^\circ\text{C}$), нижний предел плотности в центре согласно упрощенной расчетной формуле Берча

$$\rho_c = \rho_0(1 + 2f)^{3/2}$$

оказывается равной $12,8 \text{ г/см}^3$ (f —минимальное значение сжатия вещества в центре Земли, равное 0,19 для железа). Считается, что добавление к железу небольшого количества никеля, а также фазовые переходы вещества в ядре увеличивают сжатие f и соответственно значение ρ_c .

Институт геологических
наук АН АрмССР

Поступила 25.X.1988.

Ա. Տ. ԱՍԿԱՅԱՆ

ԵՐԿՐԻ ԿԵՆՏՐՈՆԱԿԱՆ ԽՏՈՒԹՅԱՆ ՈՐՈՇՄԱՆ ՀԱՐԱՎՈՐՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍԻՆ
ԸՍՏ ՆՐԱ ԲԵԿԵՌՈՅԻՆ ԿՈՆՄԱՆ ՊԱՐԱՄԵՏՐԻ ԵՎ ԼՅԱՎԻ ԳԱՐԱՎՈՐ ԹՎԵՐԻ

Ա մ փ ո փ ո ս մ

Հոդվածում դիտարկվում է Երկրի մի ձևական մոդել, որի մեջ զանգվածային խտությունն ամենուրեք հաստատուն է, բայց հաճախար է իրական Երկրի ρ_c կենտրոնական խտությանը, մակերևույթից $R=6371$ կմ հեռավորության վրա: Այդ մոդելը համեմատվում է այն մոդելի հետ, որի ողջ զանգվածը խտացված է նրա կենտրոնում մակերևույթից R հեռավորության վրա (Հյուլզենսի սինգուլյար մոդել): Լյավի դարավոր թվերը h^0 , h^0 , γ^0 , որոնց մեծությունը կախված է Երկրի ներքին կառուցվածքից և բնօրինակ նյութի մեխանիկական հատկություններից և որոնք միաժամանակ հանդիսանում են Երկրի անուղղակի սեպտիկայի ցուցանիշների կենտրոնախույս ուժերի ազդեցության տակ մոլորակային ողջ պատմության ընթացքում նրա կրած դեֆորմացիաների, էլիպտիկության ε և երկրադինամիկական q գործոնի հետ կապված են $2\varepsilon \approx h^0 q$ բանաձևով, ըստ որում $1 \leq h^0 \leq 5/2$ (Կելվինի անհավասարությունը Երկրի հիդրոստատիկ մոդելի համար): Երկրի համասեռ (նյութաօժան) մոդելի համար $h^0=1$, $\varepsilon=1/231$, սինգուլյար (Հյուլզենսյան) մոդելի համար $h^0=5/2$, $\varepsilon=1/577$ ($q=1/288,37$ արժեքի դեպքում): $q=\omega^2/\Omega^2$

հալանի բանաձևի մեջ $\Omega = \sqrt{\frac{4}{3}\pi G \rho}$, եթե նշանակենք $\rho=\rho_c=\rho_m$ (ω —Երկրի պտույտի անկյունային արագությունն է, ρ_m —միջին խտությունը, G —գրավիտացիոն հաստատունը), և ընդունենք նյութաօժան մոդելի համար $\rho_c=\rho_m=\rho_m'$, $\Omega=\Omega_c=\sqrt{\frac{4}{3}\pi G \rho_c}$, $\rho_m=5,517 \text{ գ/սմ}^3$, ապա համապատասխանաբար կստանանք $2\gamma_{\max}=\varepsilon_{\min} \cdot h_{\max}^0 \cdot q$, $\gamma_{\max}=2,5\rho_m=13,79 \text{ գ/սմ}^3$: Երկրակեղևի միջին խտության համար ստացված է $\rho_k=0,5\rho_m \text{ գ/սմ}^3$:

Երկրի սեփական (ազատ) սֆերոիդալ տատանումներին վերաբերող տվյալները տատանման առավել երկարատև տարբերության $\mathcal{P}_{\max}=3223$ վրկ համար տալիս են $\gamma=\frac{4\pi^{3/4}}{3}\pi G \rho_m \mathcal{P}_{\max}^2=2,457$ և Երկրի կենտրոնական խտության համար $\rho_c=\rho_m=13,56 \text{ գ/սմ}^3$: Լայն տարածում գտած Երկրի ժամանակակից պարամետրիկ մոդելներից մեկում (PEM—A) ընդունված է $\rho_c=13,40 \text{ գ/սմ}^3$:

ON THE EARTH'S CENTRAL DENSITY DETERMINATION
POSSIBILITY BY BOTH ITS POLAR COMPRESSION PARAMETER
AND THE LOVE'S SECULAR NUMBERS

A b s t r a c t

The fictitious Earth's model is considered inside of which the density is everywhere equivalent to the real Earth's central density ρ_c , when the radius $R=6371 \text{ km}$ (the Newton's model). This model is compared with another one in which all the mass is concentrated in the center at a distance R from the surface (the Huygens' singular model). The Love's secular number h^0 , which depends on the internal structure as well as on the mechanical characteristics of the Earth's substance, and which serves as an indirect measure for the Earth's reaction to its deformations under the influence of centrifugal forces during all of its planetary history, is related with the ellipticity ε and the geodynamical factor q by the formula $2\varepsilon \simeq h^0 q$, where $1 \leq h \leq 2,5$ (the Kelvin's inequality). For the Newton's homogenous model $h=1$, $\varepsilon=1/231$; for the Huygens' singular model $h_{\max}^0=2,5$, $\varepsilon_{\min}=1/577$ (when $q=1/288,37$). In the expression $q=\omega^2/\Omega^2$ the $\Omega^2=4/3 \pi G \rho$. If designate $\rho=\rho_c=\rho_m$ (ω —the Earth's rotation angular velocity, ρ_m —the real Earth's average density, G —the gravitational constant) and if for the first model put $\rho_c=\rho_m=\rho_m$

$\omega^2=\omega_c^2=\frac{4}{3}\pi G\rho_c$, $\rho_m=5,517 \text{ g/cm}^3$ correspondingly we obtain $2\lambda_{\max}= \varepsilon_{\min} \cdot h^0 \cdot q$, $\lambda_{\max}=2,5$ and $\rho_{c\max}=2,5 \cdot \rho_m=13,79 \text{ g/cm}^3$. Data on the free spheroidal oscillations for their greatest period $\mathcal{P}_{\max}=3229 \text{ sec}$ the $\lambda_{\max}=4\pi^2/\frac{4}{3}\pi G\rho_m \mathcal{P}_{\max}^2=2,457$ and the Earth's center density $\rho_c=\lambda_{\max}\rho_m=13,56 \text{ g/cm}^3$ (by the data of a well known Earth's parametric modern model the $\rho_c=13,40 \text{ g/cm}^3$).

ЛИТЕРАТУРА

1. Асланян А. Т. Об одной возможности оценки центральной плотности Земли.— Изв. АН АрмССР, Науки о Земле, 1977, № 2, с. 3—6.
2. Асланян А. Т. Об одной возможности оценки равновесной температуры в центре Земли.—Изв. АН АрмССР, Науки о Земле, 1977, № 1, с. 3—6.
3. Асланян А. Т. Об эквивалентности факторов Лява и Пуассона в теории приливной деформации и бокового распада земной коры. Ж. Проблемы геомеханики, № 7, Изд. АН АрмССР, Ереван, с. 99—105.
4. Асланян А. Т. Новая модель вещественного состава и внутреннего строения Земли. XXVII Международный геологич. конгр. Тез. докл., т. VIII, М.: 1984, с. 274—275.
5. Жарков В. Н. Внутреннее строение Земли и планет. М.: Наука, 1983, 415 с.
6. Исакович М. А. Общая акустика. М.: Наука, 1973, 495 с.
7. Манк У., Макдональд Г. Вращение Земли. М.: Мир, 1954, 384 с.
8. Субботин М. Ф. Курс небесной механики. М.: Гостехиздат. 1949, 280 с.
9. Резикян А. М. Число свободных электронов в конденсированном веществе в зависимости от его плотности. Ж. Астрофизика, Изд. АН АрмССР, т. 7, вып. 4, 1971, с. 655—662.
10. Цубои Т. Гравитационное поле Земли. М.: Мир, 1982, 286 с.
11. Birch F. On the possibility of large Scale, changes in the Earth's volume. Phys. Earth, planet interiors, 1, 141—147, 1968.
12. Bullen K. E. The Earth's density. Bondon, Chapman and Hall, p. 450, 1975.
13. Kellis-Borok V. I., Yanovskaya T. B. Inverse problems of seismology. Rev. Astr Soc. Geophys. Journ., 13, 223—235, 1967.

14. *Press F.* Regionalized Earth's models. *Journ. Geophys. Res.*, vol. 75, № 32, p. 6575—6581, 1970.
15. *Wang C. Y.* Density and constitution of the Mantle. *Journ. Geophys. Res.*, vol. 75, № 17, p. 3264—3284, 1970.
16. *Williams Q., Jeanloz R., Bass J., Svendsen B., Ahrens Th.* The melting curve of iron to 250 Gigapascals: A constrain on the temperature at Earth's center. *Science*, v. 236, p. 181—182, 1987.

Известия АН АрмССР, Науки о Земле, 1989, XLII, № 5, 22—35

УДК: 551.24.03+551.14

А. Т. АСЛАНЯН, Л. С. КАЗАРЯН

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ТЕКТОНИЧЕСКОЙ ЭВОЛЮЦИИ ЗЕМЛИ И МЕХАНИЧЕСКОЙ УСТОЙЧИВОСТИ ЛИТОСФЕРЫ

Литосфера Земли в изостатическом состоянии равновесия имеет минимальную потенциальную энергию. Причем, из-за высоких уровней напряженного состояния в ней возникают зоны разломов, играющие роль пластических шарниров, которые расчленяют литосферу на множество блоков, которые в свою очередь уравниваются по принципу изостазии. В настоящей статье делается попытка на основе деформационной теории пластичности исследовать устойчивость литосферы, рассматриваемой как пластина на упругом основании, находящаяся в условиях нарастающего нагружения, в которой учтены деформации поперечного сдвига. Для различных значений параметров литосферы вычислены значения критических давлений.

В заключении рассмотрены некоторые вопросы связи устойчивости литосферы с общими геодинамическими условиями среды.

А. Некоторые общие предпосылки

В перечне факторов, определяющих тектоническую активность Земли, обычно указываются изменения внутреннего объема (контракция, экспансия, пульсация), уменьшение эллиптичности (полярного сжатия), обусловленное приливным замедлением вращения планеты (ротационная динамика), изменение положения толщи Земли в отношении оси вращения и связанное с этим перестроение фигуры, процессы перераспределения масс в толще Земли (продолжающиеся процессы тепломассопереноса, гравитационной дифференциации изостатических движений, эрозии и аккумуляции, конвекции, субдукции, диапиризма), неравномерные и негомологичные изменения кинетических коэффициентов вещества в недрах и др.). Высказывались также предположения и связи глобальных процессов тектоно-магматической активности с галактическими циклами, с перманентным убыванием си-

лы тяжести и др. Современный обзор этих исследований приведен в работах [9, 11, 20, 22].

В ряде случаев указывалось также на наличие причинно-следственных связей между указанными факторами, их взаимную обусловленность и единство, что дает возможность сжать названный перечень факторов (более 100 гипотез, теорий, предположений) до минимума и вычлени из него наиболее сильный фактор. Так, например, в работе [4] было показано, что при решающей роли в тектогенезе процесса гравитационного сжатия (контракции) решающую же роль в теплоотводе из недр должна играть конвекция, а в генерации тепла и энергообеспечении конвективных движений—сам процесс сжатия, как следствие фазовых переходов вещества недр, простого его уплотнения, дегазации и т. д. Такая постановка вопроса приводит к формуле «нет контракции без конвекции, нет конвекции без контракции». Неизбежным представляется возникновение глобальной сети планетарного масштаба глубинных разломов и пластичных шарниров в мантии и коре в результате увеличения периода суточного вращения Земли (от 5 ч в катархее до 24 ч в плейстоцене). Равным образом, как это известно со времен Лапласа, поднятия и погружения отдельных крупных областей литосферы, асимметричное и неравномерное сжатие масс в недрах, приводит к значительным изменениям моментов инерции их относительно оси вращения, к переформированию фигуры планеты и сопряженных с ним деформациям литосферы и перераспределению водных и воздушных масс [9, 10].

С точки зрения законов механики и гидродинамики положением относительного равновесия литосферы с минимум потенциальной энергии является состояние изостатического равновесия. Процессы высокоактивной планетарной тектоники приводят к короблению и деструкции литосферы (образование изгибных, разрывных, субдукционных и рифтоидных структур, развитие на их основе геосинклинальных складчатых сооружений, островодужных ороклинов, широкое проявление магматизма, гидротермального рудообразования и др.). В экстремальном состоянии, когда деформирующие силы превышают предел прочности литосферы, возникающие в ней зоны разломов, офиолитовых поясов и альпинотипных структур, играющих роль пластических шарниров, расчленяют литосферу на множество блоков, которые в этих условиях вновь уравниваются по принципу изостазии, причем принято считать, что разбегание этих блоков (плит) совершается под влиянием конвективных течений.

С точки зрения термодинамики, Земля представляет тепловую машину (температура в лавовых озерах 1000—1300°C, на глубине 380 км 1400°C, на глубине 2900 км порядка 4000°C), работа которой должна носить в грубом приближении периодический характер (интервал между соседними максимумами тектонизации геосинклинальных комплексов и максимумами вулканической активности в фанерозое составляют 190—200 млн. лет) [18].

Воздавая должное изобретательству и эрудиции творцов новых геотектонических гипотез, авторы настоящей работы в итоге своих многолетних исследований должны были остановить свое внимание на гипотезе гравитационного сжатия Земли, создающего, по их мнению, вполне имманентный механизм тектоно-магматической эволюции Земли, причем, в отличие от его классического прототипа, она не считает литосферу однородной и равномерно сжимающейся, а наоборот, учитывает отчетливо выраженные факты концентрации деформаций и напряжений в узких поясах (геосинклинали, георифтогенали, разнообразные дизъюнктивы) и, кроме того, считается, что радиус Земли уменьшается не непрерывно, а с замедлениями, остановками и эпизодами кратковременного увеличения, поскольку в тепловую энергию превращается лишь небольшая часть потенциальной энергии (около 1/5), а остальная, большая часть переходит почти полностью в энергию упругого сжатия вещества планеты, в энергию динамических

(апериодических) движений и таким образом тенденция непрерывного изотермического сжатия планеты нарушается, уступая место на время противоположно тенденции.

Ниже рассматривается проблема устойчивости литосферы в упруго-пластической области с учетом развития деформаций поперечных сдвигов (раздел В) и влияние общей геодинамической обстановки и ее особенностей на ход больших изгибно-разрывных деформаций земной коры (раздел С).

Многими авторами сделаны попытки решить подобные задачи, но без учета или пластичности или деформаций поперечных сдвигов [6, 7, 17, 25, 26].

В. Устойчивость литосферной плиты за пределами упругости с учетом поперечных сдвигов

Литосферная плита рассматривается в виде пластины на упругом основании, поскольку отношение ее размеров (толщины к поперечнику) $h:a=1:4$ (или минимум 1:6), то будем исходить из уточненной теории пластинок, учитывающих влияние деформаций поперечных сдвигов.

В данной работе на основе деформационной теории пластичности исследуется устойчивость пластин с учетом влияния поперечных сдвигов в условиях нарастающего нагружения. Исходные соотношения между напряжениями и деформациями примем в соответствии с уравнением деформационной теории пластичности несжимаемого материала [12].

$$\sigma_x - \frac{1}{2} \sigma_y = \frac{\sigma_i}{e_i} e_x; \quad \sigma_y - \frac{1}{2} \sigma_x = \frac{\sigma_i}{e_i} e_y; \quad \tau_{xy} = \frac{\sigma_i}{3e_i} e_{xy}. \quad (1)$$

Интенсивности касательных напряжений и деформации сдвига определяются через компоненты напряжений и деформаций следующим образом:

$$\sigma_i = \sqrt{\sigma_x^2 - \sigma_x \sigma_y + \sigma_y^2 + 3\tau_{xy}^2}; \quad e_i = \frac{2}{\sqrt{3}} \sqrt{e_x^2 + e_x e_y + e_y^2 + \frac{1}{4} e_{xy}^2}. \quad (2)$$

Предполагается, что в пластинке, деформированной за пределом упругости, анализировано плоское напряженное состояние, т. е. определяются σ_x , σ_y , τ_{xy} , которые получают бесконечно малые приращения $\delta\sigma_x$, $\delta\sigma_y$, $\delta\tau_{xy}$ при ее выпучивании.

Согласно гипотезе непрерывного нагружения [19] искривление пластинки происходит в условиях нагружения всех точек пластинки. С помощью этого допущения из (1) для вариаций напряжений $\delta\sigma_x$, $\delta\sigma_y$, $\delta\tau_{xy}$ имеем [14]

$$\begin{aligned} \delta\sigma_x &= a_{11} \delta e_x + a_{12} \delta e_y + a_{13} \delta e_{xy}; \\ \delta\sigma_y &= a_{12} \delta e_x + a_{22} \delta e_y + a_{23} \delta e_{xy}; \\ \delta\tau_{xy} &= a_{13} \delta e_x + a_{23} \delta e_y + a_{33} \delta e_{xy}, \end{aligned} \quad (3)$$

где

$$\begin{aligned} a_{11} &= \frac{4}{9e_i} \left[3\sigma_i + (2e_y + e_y)^2 \frac{d}{de_i} \left(\frac{\sigma_i}{e_i} \right) \right]; \\ a_{12} &= \frac{2}{9e_i} \left[3\sigma_i + 2(2e_x + e_y)(2e_y + e_x) \frac{d}{de_i} \left(\frac{\sigma_i}{e_i} \right) \right]; \\ a_{13} &= \frac{2}{9e_i} e_{xy} (2e_x + e_y) \frac{d}{de_i} \left(\frac{\sigma_i}{e_i} \right); \end{aligned} \quad (4)$$

$$a_{22} = \frac{4}{9e_i} \left[3\sigma_i + (2e_y + e_x)^2 \frac{d}{de_i} \left(\frac{\sigma_i}{e_i} \right) \right];$$

$$a_{23} = \frac{2}{9e_i} e_{xy} (2e_y + e_x) \frac{d}{de_i} \left(\frac{\sigma_i}{e_i} \right); \quad a_{33} = \frac{1}{9e_i} \left[3\sigma_i + e_{xy}^2 \frac{d}{de_i} \left(\frac{\sigma_i}{e_i} \right) \right].$$

Далее, исходя из уточненной теории пластинок [14] и при отсутствии поверхностных нагрузок для тангенциальных напряжений имеем

$$\tau_{xz} = f(z)\varphi(x, y); \quad \tau_{yz} = f(z)\psi(x, y),$$

где $f(z)$ — функция изменения касательных напряжений по мощности литосферной плиты, а $\varphi(x, y)$ и $\psi(x, y)$ — искомые функции.

По принятой теории несжимаемости [12] связь между касательными напряжениями (5) и соответствующими деформациями имеет вид:

$$\tau_{xy} = \frac{\sigma_i}{3e_i} e_{xy}; \quad \tau_{yz} = \frac{\sigma_i}{3e_i} e_{yz}. \quad (6)$$

Учитывая (5) и (6) и пользуясь геометрическими соотношениями связи деформаций и перемещений u_x, u_y, u_z [8]

$$e_{xz} = \frac{\partial \delta u_x}{\partial z} + \frac{\partial \delta u_z}{\partial x}; \quad e_{yz} = \frac{\partial \delta u_y}{\partial z} + \frac{\partial \delta u_z}{\partial y}; \quad (7)$$

получим:

$$\frac{\partial \delta u_x}{\partial z} = - \frac{\partial \delta u_z}{\partial x} + \frac{3e_i}{\sigma_i} f(z)\varphi(x, y);$$

$$\frac{\partial \delta u_y}{\partial z} = - \frac{\partial \delta u_z}{\partial y} + \frac{3e_i}{\sigma_i} f(z)\psi(x, y); \quad (8)$$

Если пренебречь изменениями нормальных перемещений точек пластинки по толщине и деформированием срединной плоскости ($u=v=0$) из (8) путем интегрирования по z получим

$$\delta u_x = -z \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{3e_i}{\sigma_i} J_0(z)\varphi(x, y);$$

$$\delta u_y = -z \frac{\partial w}{\partial y} + \frac{3e_i}{\sigma_i} J_0(z)\psi(x, y); \quad (9)$$

в которых $J_0(z) = \int_0^z f(z)dz$, а w — прогиб пластинки (10).

Учитывая (9) и используя известные геометрические соотношения для вариаций деформаций, получим:

$$\delta e_x = -z \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + 3J_0(z) \frac{\partial}{\partial x} \left(\varphi \frac{e_i}{\sigma_i} \right);$$

$$\delta e_y = -z \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + 3J_0(z) \frac{\partial}{\partial y} \left(\psi \frac{e_i}{\sigma_i} \right); \quad (11)$$

$$\delta e_{xy} = -2z \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} - 3J_0(z) \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\varphi \frac{e_i}{\sigma_i} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\psi \frac{e_i}{\sigma_i} \right) \right].$$

Если внесем (11) в (3) и присоединим к ним (5), то для приращений выпученной пластинки получим следующие формулы:

$$\delta \sigma_x = -zA_1 + 3J_0(z)B_1; \quad \delta \sigma_y = -zA_2 + 3J_0(z)B_2; \quad \delta \tau_{xy} = -zA_3 + 3J_0(z)B_3 \quad (12)$$

в которых введены обозначения:

$$A_n = a_{n1} \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + a_{n2} \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + 2a_{n3} \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y}, \quad n=1, 2, 3 \quad (13)$$

$$B_n = a_{n1} \frac{\partial}{\partial x} \left(\varphi \frac{e_i}{\sigma_i} \right) + a_{n2} \frac{\partial}{\partial y} \left(\psi \frac{e_i}{\sigma_i} \right) + a_{n3} \left[\frac{\partial}{\partial y} \left(\varphi \frac{e_i}{\sigma_i} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\psi \frac{e_i}{\sigma_i} \right) \right].$$

Имея значения напряжений, можем определить приращения изгибающих моментов и поперечных сил

$$\delta M_x = -\frac{h^3}{12} A_1 + 3J_1 B_1; \quad \delta M_y = -\frac{h^3}{12} A_2 + 3J_1 B_2; \\ \delta H = -\frac{h^3}{12} A_3 + 3J_1 B_3; \quad N_1 = J_2 \varphi(x, y); \quad N_2 = J_2 \psi(x, y); \quad (14)$$

$$J_1 = \int_{-h/2}^{h/2} z J_0(z) dz; \quad J_2 = \int_{-h/2}^{h/2} f(z) dz. \quad (15)$$

После выпучивания для элемента пластинки дифференциальные уравнения равновесия будут иметь вид [8]:

$$\frac{\partial \delta M_x}{\partial x} + \frac{\partial \delta H}{\partial y} = N_1; \quad \frac{\partial \delta M_y}{\partial y} + \frac{\partial \delta H}{\partial x} = N_2; \\ \frac{\partial N_1}{\partial x} + \frac{\partial N_2}{\partial y} + T_x^0 \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + T_y^0 \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + 2S_0 \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} = \bar{q}, \quad (16)$$

где внутренние тангенциальные силы начального плоского состояния берутся в виде $T_x^0 = -h\sigma_x$, $T_y^0 = -h\sigma_y$, $S_0 = -h\tau_{xy}$.

При расчете поперечно-нагруженной пластины, покоящейся на упругом основании, кроме действующей внешней нагрузки, необходимо учесть силы реакции, передающиеся от основания к пластинке. Интенсивность реакции основания эквивалентна силе плавучести, возникшей в результате замещения слоя текучей мантийной массы толщиной w на коровую породу [21]. Исходя из изостатических законов, под „ k “ понимается произведение разности плотностей слоев на ускорение g т. е. $k = g(\rho_m - \rho_c)$.

Таким образом, поверхностная нагрузка, действующая на континентальную литосферу $\bar{q} = q - kw$.

Подстановкой (14) в (15) получим следующую систему трех уравнений относительно $w(x, y)$, $\varphi(x, y)$ и $\psi(x, y)$:

$$\frac{\partial A_1}{\partial x} - \frac{36J_1}{h^3} \frac{\partial B_1}{\partial x} + \frac{\partial A_3}{\partial y} - \frac{36J_1}{h^3} \frac{\partial B_3}{\partial y} + \frac{12J_2}{h^3} \varphi = 0; \\ \frac{\partial A_2}{\partial y} - \frac{36J_1}{h^3} \frac{\partial B_2}{\partial y} + \frac{\partial A_3}{\partial x} - \frac{36J_1}{h^3} \frac{\partial B_3}{\partial x} + \frac{12J_2}{h^3} \psi = 0; \quad (17) \\ J_2 \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} + \frac{\partial \psi}{\partial y} \right) + T_x^0 \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + T_y^0 \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + 2S_0 \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} = \bar{q},$$

которая характеризует устойчивость пластинки за пределом упругости. При пренебрежении влиянием деформаций поперечных сдвигов, получим уравнение устойчивости неупругой пластинки в классической постановке [13].

Рассмотрим задачу об устойчивости шарнирно опертой по контуру пластинки на упругом основании, сжатой в своей плоскости по направлениям x и y давлениями p и cp . Для упрощения решения задачи ограничимся случаем линейного упрочнения:

$$\sigma_i = 3G [(1-\lambda)e_i + \lambda e_s]; \quad \lambda = 1 - \frac{1}{3G} \frac{d\sigma_i}{de_i} = \text{const}, \quad (18)$$

где G — модуль сдвига, e_s — предел упругих деформаций материала.

Итак, полагая $\sigma_x = -p$; $\sigma_y = -cp$; $\tau_{xy} = 0$ и используя (1), (2) и (18), находим:

$$\begin{aligned} \sigma_i &= xp, \quad e_i = \frac{xp - \lambda p_s}{3G(1-\lambda)}, \quad x = \sqrt{1-c^2} \\ p_s &= 3Ge_s, \quad 2e_x + e_y = -\frac{xp - \lambda p_s}{2xG(1-\lambda)}; \quad G = \frac{1}{3}E \\ 2e_y + e_x &= -c \frac{\lambda p - \lambda p_s}{2xG(1-\lambda)}, \quad e_{xy} = 0. \end{aligned} \quad (19)$$

Учитывая (19) из (4), для коэффициентов a_{ij} получим

$$\begin{aligned} a_{11} &= A \frac{4x^3p - 3\lambda p_s}{xp - \lambda p_s}; \quad a_{12} = A \frac{4xp - 3c^2\lambda p_s}{xp - \lambda p_s}; \\ a_{33} &= A \frac{x^3p}{xp - \lambda p_s}; \quad a_{12} = A \frac{2x^3p - 3\lambda cp_s}{xp - \lambda p_s}; \\ a_{13} &= a_{23} = 0; \quad A = \frac{G(1-\lambda)}{x^2}; \quad \frac{e_i}{\sigma_i} = \frac{1}{a_{33}}. \end{aligned} \quad (20)$$

Из (20) видно, что коэффициенты a_{ij} не зависят от координат, поэтому из (17) получим систему уравнений устойчивости шарнирно опертой пластинки на упругом основании

$$\begin{aligned} a_{11} \frac{\partial^3 w}{\partial x^3} + (a_{12} + 2a_{33}) \frac{\partial^3 w}{\partial x \partial y^2} - \frac{12J_2}{h^3} \left(\frac{a_{11}}{a_{33}} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} \right) - \frac{12J_2}{h^3} \varphi - \\ - \frac{12J_1}{h^3} \left(1 + \frac{a_{12}}{a_{33}} \right) \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial y} = 0; \\ a_{22} \frac{\partial^3 w}{\partial y^3} + (a_{12} + 2a_{33}) \frac{\partial^3 w}{\partial x^2 \partial y} - \frac{12J_1}{h^3} \left(1 + \frac{a_{12}}{a_{33}} \right) \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x \partial y} - \frac{12J_2}{h^3} \psi - \\ - \frac{12J_1}{h^3} \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{a_{22}}{a_{33}} \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} \right) = 0; \\ \frac{ph}{J} \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + c \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \right) - \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\partial \psi}{\partial y} + \frac{k w}{J_2} = 0. \end{aligned} \quad (21)$$

Для системы (21) с учетом граничных условий шарнирного опирания пластинки при

$$\begin{aligned} x=0, \quad x=a, \quad w(0, y)=w(a, y)=0, \quad u_y \text{ или } \psi=0; \\ M_x = -\frac{h^3}{12} \left(a_{11} \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + a_{22} \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \right) + \frac{J_1}{a_{33}} \left(a_{11} \frac{\partial \varphi}{\partial x} + a_{12} \frac{\partial \psi}{\partial y} \right) = 0 \\ \text{при } y=0, \quad y=b, \quad w(x, 0)=w(x, b)=0, \quad u_x \text{ или } \varphi=0; \\ M_y = -\frac{h^3}{12} \left(a_{22} \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + a_{12} \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \right) + \frac{J_1}{a_{33}} \left(a_{12} \frac{\partial \varphi}{\partial x} + a_{22} \frac{\partial \psi}{\partial y} \right) = 0 \end{aligned} \quad (22)$$

решения ищем в форме:

$$\begin{aligned} w(x, y) &= C_w \sin \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b}; \quad \varphi(x, y) = C_\varphi \cos \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b}; \\ \psi(x, y) &= C_\psi \sin \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b}, \end{aligned} \quad (23)$$

где C_w, C_φ, C_ψ — постоянные, m и n — целые числа, определяющие число полуволи искривленной пластинки.

Подставляя искомое решение (23) в систему (21), получим следующую однородную алгебраическую систему уравнений относительно C_w, C_φ, C_ψ :

$$\begin{aligned} \frac{\pi m}{a} \left[a_{11} \frac{m^2}{a^2} + (a_{12} + 2a_{22}) \frac{n^2}{b^2} \right] C_w - \frac{12}{h^3} \left[\frac{J_2}{\pi^2} + J_1 \left(\frac{n^2}{b^2} + \frac{a_{11}}{a_{33}} \frac{m^2}{a^2} \right) \right] C_\varphi - \\ - \frac{12}{h^3} J_1 \left(1 + \frac{a_{12}}{a_{33}} \right) \frac{mn}{ab} C_\psi = 0; \\ \frac{\pi n}{b} \left[a_{22} \frac{n^2}{b^2} + (a_{12} + 2a_{33}) \frac{m^2}{a^2} \right] C_w - \frac{12}{h^3} J_1 \left(1 + \frac{a_{12}}{a_{33}} \right) \frac{mn}{ab} C_\varphi - \\ - \frac{12}{h^3} \left[\frac{J_2}{\pi^2} + J_1 \left(\frac{m^2}{a^2} + \frac{a_{22}}{a_{33}} \frac{n^2}{b^2} \right) \right] C_\psi = 0; \\ ph \left(\frac{m^2}{a^2} + c \frac{n^2}{b^2} \right) C_w - \frac{J_2 m}{\pi a} C_\varphi - \frac{J_2 n}{\pi b} C_\psi - \frac{k}{\pi^3} C_w = 0. \end{aligned} \quad (24)$$

Таблица 1

Значения критических напряжений
 $h : a = 0,25; h = 0,7 \times 10^5 \text{ м}; kh/\sigma_s = 1,205; E/\sigma_s = 0,36(6) \times 10^3$

с	М	$\lambda = 0,0$	$\lambda = 0,5$	$\lambda = 0,9$	$\lambda = 0,99$
		$P_{кр}/\sigma_s$	$P_{кр}/\sigma_s$	$P_{кр}/\sigma_s$	$P_{кр}/\sigma_s$
1	1	11,24	26,23	6,22	1,66
2	1	34,16	17,53	4,21	1,13
7	1	12,81	6,58	1,59	0,41
1	2	32,98	17,39	4,88	1,99
2	2	27,48	14,56	4,16	1,68
7	2	14,99	7,91	2,22	0,78
1	7	27,56	14,88	4,64	2,225
2	7	27,02	14,64	4,63	2,196
7	7	24,65	13,22	4,08	1,989
1	1	32,78	17,12	4,53	1,53
2	1	21,86	11,81	3,01	1,01
7	1	10,11	4,27	1,11	0,36
1	2	23,79	12,86	4,04	1,88
2	2	19,82	10,74	3,39	1,56
7	2	10,81	5,82	1,80	0,83
1	7	20,22	11,19	3,94	2,154
2	7	19,72	10,99	3,88	2,11
7	7	17,99	9,99	3,40	1,89

Для критического давления мы получим нетривиальные решения, если приравняем определитель системы (24) нулю. Раскрывая детерминант системы (24), получим кубическое уравнение относительно критического давления

$$D_3 p^3 + D_2 p^2 + D_1 p + D_0 = 0 \quad (25)$$

в котором коэффициенты D_i имеют вид:

Значения критических напряжений

 $h : a = 0,167; \quad h = 0,7 \times 10^3 \text{ м}; \quad E/\sigma_s = 0,36(6) \times 10^3; \quad kh \sigma_s = 1,205$

с	М	$\lambda = 0,0$	$\lambda = 0,5$	$\lambda = 0,9$	$\lambda = 0,99$
		$P_{кр}/\sigma_s$	$P_{кр}/\sigma_s$	$P_{кр}/\sigma_s$	$P_{кр}/\sigma_s$
1	1	24,62	15,51	4,57	2,48
2	1	16,41	9,00	3,09	1,64
7	1	6,15	3,40	1,16	0,62
1	2	17,50	10,60	4,99	3,68
2	2	14,60	8,89	4,20	3,05
7	2	7,96	4,82	2,27	1,66
1	7	15,76	10,09	5,49	4,42
2	7	15,45	9,94	5,42	4,34
7	7	14,08	8,99	4,69	3,94
$0 = \lambda$					
1	1	2,09	11,30	4,18	2,61
2	1	13,39	7,55	2,79	1,61
7	1	5,02	2,85	1,04	0,60
1	2	15,0	9,58	4,79	3,64
2	2	12,83	8,00	4,01	3,04
7	2	7,00	4,34	2,17	1,63
1	7	14,05	9,26	5,33	4,40
2	7	13,78	9,11	5,25	4,32
7	7	12,55	8,23	4,73	3,90
$1,0 = \lambda$					

Таблица 3

Значения критических напряжений

 $h : a = 0,25; \quad h = 0,7 \times 10^3 \text{ м}; \quad E/\sigma_s = 0,366 \times 10^3; \quad \sigma_s = 0,27 \times 10^3 \text{ кгс/см}^2$

с	М	$\lambda = 0,0$	$\lambda = 0,5$	$\lambda = 0,9$	$\lambda = 0,99$
		$P_{кр}/\sigma_s$	$P_{кр}/\sigma_s$	$P_{кр}/\sigma_s$	$P_{кр}/\sigma_s$
1	1	31,83	16,15	3,66	1,13
2	1	21,22	10,76	2,45	0,70
7	1	7,95	4,03	0,90	0,21
1	2	22,22	11,40	2,66	1,07
2	2	18,52	9,46	2,24	0,71
5	2	10,10	5,12	1,13	0,24
1	7	18,20	9,30	2,29	1,08
2	7	17,84	9,15	2,21	0,72
7	7	16,25	8,20	1,76	0,31
$\gamma = 0; kh/\sigma_s = 0$					
1	1	32,78	17,12	4,87	1,63
2	1	21,85	11,41	3,01	1,01
7	1	8,20	4,27	1,12	0,36
1	2	23,79	12,86	4,06	1,87
2	2	19,82	10,74	3,39	1,56
7	2	10,81	5,82	1,80	0,85
1,7	7	20,12	11,19	3,94	2,154
2	7	19,72	10,99	3,88	2,12
7	7	17,96	9,90	3,40	1,89
$\gamma = 0,1; kh/\sigma_s = 1,205$					

$$D_3 = 12x^4(x^2 + c\beta^2)N; \quad D_2 = x^6 AR - 12x^4 kh N/\pi^2 - 36x B(x^2 + c\beta^2)M - \\ - 12x^2(x^2 + c\beta^2)BxN;$$

$$D_1 = 36B^2(x^2 + c\beta^2)M + 3ABx^3Q + 12Bxkh(x^2N + 3M/\pi^2);$$

$$D_0 = -36B^2khM/\pi^2; \quad N = \frac{1}{\pi^4} + \frac{5\gamma(x^2 + \beta^2)}{\pi^2} + 4\gamma^2(x^2 + \beta^2)^2;$$

$$M = \frac{\gamma}{\pi^2} (x^2 + c\beta^2) + \gamma^2 [4x^2\beta^2(1-c)^2 + (x^2 + c\beta^2)^2]; \quad (26)$$

$$R = 4\gamma(\alpha^6 + \beta^6) - 12\gamma\alpha^2\beta^2(\alpha^2 + \beta^2) - \frac{4}{\pi^2}(\alpha^2 + \beta^2)^2;$$

$$Q = -\gamma[2\alpha^2\beta^2(3c-2-2c^2)(\alpha^2 + \beta^2) - \alpha^2\beta^2(\alpha^2 + c\beta^2) + \alpha^6 + c^2\beta^6] + \frac{1}{\pi^2}(\alpha^2 - c\beta^2)$$

в них введены обозначения в соответствии с формулами

$$\frac{mh}{a} = \alpha; \quad \frac{nh}{b} = \beta; \quad \gamma = \frac{J_1}{J_2 h^2}; \quad B = \lambda p_s. \quad (27)$$

Как и в работе [14] выбран закон распределения касательных напряжений по толщине пластинки z в следующем виде:

$$f(z) = \frac{1}{2} \left(\frac{h^2}{4} - z^2 \right). \quad (28)$$

С учетом формул (28) и (15) получим $\frac{J_1}{J_2} = \frac{h^2}{10}$.

При $\gamma = 0$ получается квадратное уравнение относительно p , которое соответствует уравнению в классической постановке задачи устойчивости [13].

Для различных значений коэффициента плавучести k модуля Юнга E и параметра разупрочнения λ вычислены значения критических давлений $p_{кр}$. Из таблиц видно, что для $h:a=1:4$, в упругой стадии ($\lambda=0$) поперечный сдвиг уменьшает критическое давление на 28—35%, при $\lambda=0,5$ —на 20—27%, а для случая $\lambda=0,99$ —на 5—10%.

Это наглядно видно из графиков. Далее, чем тоньше пластина ($h:a=0,167$), тем меньше влияние поперечного сдвига.

Из численных расчетов данного параграфа следует, что:

1. Наибольшее расхождение между значениями критических давлений по классической и уточненной теориям имеет место для линейно-упругого упрочнения материала ($\lambda=0$). С увеличением пластических свойств это расхождение монотонно убывает и при стремлении материала к идеально-пластическому ($\lambda=1$) полностью исчезает.

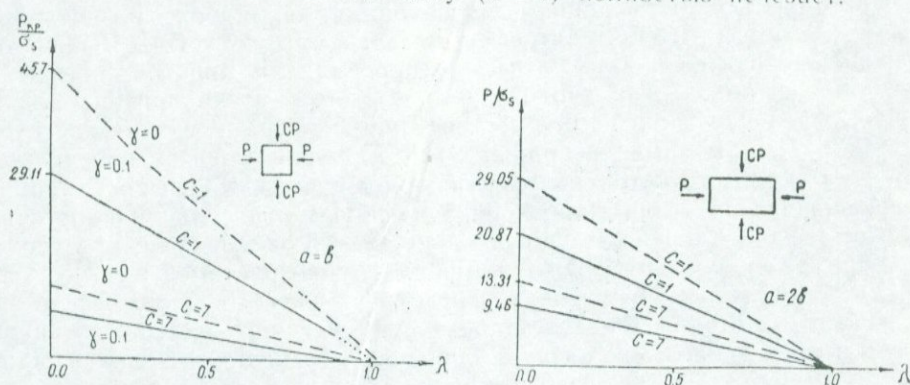


Рис. 1. Графики критических напряжений в зависимости от коэффициента разупрочнения при $h=37 \times 10^3$ м, $E=0,33 \times 10^3$, $\sigma_s=0,27 \times 10^8$ кг/м².

2. Критические напряжения стремятся к напряжениям, соответствующим площадке текучести материала, когда материал приближается к идеально-пластическому состоянию ($\lambda=1$), причем наличие упругого основания приводит к повышению критических напряжений.

3. В достаточно широком интервале изменения параметра разупрочнения $0 \leq \lambda \leq 0,90$ зависимость между критическими напряжениями и λ практически линейна. Нелинейность становится ощутимой лишь в малой окрестности $0,90 < \lambda < 0,99$, где материал достаточно близок к идеально-пластическому.

В работе [1] приводятся данные, полученные автором, а также экспериментальные данные при всестороннем давлении $\tau_s = 2960$ кг/см² образцов мрамора, кристаллических сланцев, диабазов и гранитов. Предел прочности этих материалов находится между $2,1\tau_s - 3,2\tau_s$.

Сравнивая их с приведенными в данной работе данными, видим, что литосферная плита теряет устойчивость в упруго-пластической области при $0,9 \leq \lambda \leq 0,95$.

С. Некоторые вопросы связи устойчивости литосферы с общими геодинамическими условиями среды

1. В тектонических приложениях теории устойчивости оболочек кривизна литосферных плит часто не учитывается. Учет ее однако обнаруживает существенные эффекты. Так, растяжение, возникающее при изгибе плоской оболочки толщиной h является эффектом второго порядка малости по сравнению с прогибом w и начинает сказываться лишь при $w \sim h$; в случае сфероидальных оболочек, наоборот, растяжение является эффектом первого порядка даже при $w \ll h$. При простом радиальном растяжении сферической оболочки радиуса R толщины h отношение энергии деформации при растяжении к энергии деформации при изгибе имеет порядок $(R/h)^2$, что в случае литосферы составляет 10^4 [16]. Последний критерий предписывает возможность возникновения в литосфере преимущественно изгибных деформаций, причем таковые в виде серповидных (в плане) структур (типа островных дуг, поясов Венинг-Мейнесса или тектогенов Хесса) будут локализоваться по малым кругам литосферы, где затраты энергии на их образование существенно меньше, чем в больших кругах. Этому же принципу следует образование деформационных структур цилиндрической формы в осадочном чехле литосферы (антиклинали и др.).

Можно отметить, что в случае, если указанные выше большие изгибные деформации будут происходить вследствие изменения объема Земли и сопровождаться крупными нарушениями сплошности литосферы, то эффект уменьшения больших кругов литосферы будет реализован не только в изгибах, но и в субдукции. При этом следует иметь в виду, что в архее ввиду высокой температуры мантийных масс (температура плавления коматинитовых лав, широко развитых в разрезах архея, 2100°C) литосфера имела «мягкую» ((soft) консистенцию (ничтожную жесткость изгиба), преобладали пластические деформации, исключалась возможность субдукции и возникновения высокогорных цепей. На последнее обстоятельство впервые указал А. Л. Яншин [23]. К этому выводу пришел А. Т. Асланян, учитывая распространенность строматолитов в архее и небольшую высоту морских приливов в древнейших формациях, обусловленную значительной пластичностью литосферы (перепады уровня воды 12—25 м в песчаных отложениях формации Понгола (Южная Африка), с возрастом 3,1 млрд. лет) [2].

Наблюдаемую высокую флексурную жесткость литосфера приобрела значительно позднее—после существенного падения температуры мантии (в настоящее время определена реперная точка в мантии в верхах интервала 380—670 км, фазовых переходов, где оливин переходит в структуру модифицированной шпинели при температуре 1400°C —по материалам [24]).

2. В классическом случае продольного изгиба изостатически уравновешанной литосферной плиты неограниченных размеров при первой критической нагрузке

$$P_{\text{кр}} = H\tau_{\text{кр}} = 2(\rho_m - \rho_c)c^2 \quad (29)$$

образуются прогибы (синеклизы, тектогены) шириной $L_{\text{кр}} = \pi c$ (H —мощность литосферы, $\tau_{\text{кр}}$ —первое критическое напряжение при продольном изгибе, ρ_m —плотность жидкого субстрата, ρ_c —плотность ли-

тосферной плиты, $c = \sqrt{D/(\rho_m - \rho_c)}$, D — цилиндрическая жесткость литосферы, принимаемая равной $3,2 \cdot 10^{21}$ кгм при $H = 75 \pm 5$ км и модуле упругости $E = 10^{11}$ Па.

Инструментальными измерениями в ряде регионов (Балтийский щит, юг Сибирской платформы, Индийская платформа, Украинский массив, Казахстан, Горное Закавказье) установлено, что горизонтальные сжимающие напряжения на глубинах до 3—4 км (шахта Колар в Индии глубиной 3600 м) достигают значения $2 \cdot 10^8$ — $3 \cdot 10^8$ Па (предел текучести арматурного железа, применяемого в гражданском строительстве $2,1 \cdot 10^8$ Па). Согласно эмпирической формуле Хаста сумма главных горизонтальных напряжений в сжимаемой плите $\sigma_1 + \sigma_2 = (0,98h + 180) \cdot 10^5$ Па (h — глубина от поверхности в метрах) и если положить для орогенов $\sigma_1 = 2\sigma_2$, то для глубины $h = 3600$ м получим $\sigma_1 = 2,6 \cdot 10^8$ Па (σ_1 направлено вкост простираания орогена, σ_2 — вдоль орогена, σ_3 — вниз по вертикали). Эти данные, очевидно, указывают на условие $\rho_m > \rho_c$ и на присутствие в современную эпоху значительных горизонтальных сил, могущих нарушить сплошность литосферы).

В предыдущих работах одного из авторов [1, 3] было показано, что все альпийские цепи, островные дуги, глубоководные желоба, срединноокеанические хребты имеют (по гребню) ширину порядка $L = 220 \pm 30$ км и, следовательно, для них $c = 65$ —80 км, что сопоставимо с уровнем т. н. бесстрессовой глубины в верхах мантии (по Девисону — Дарвину). Согласно формуле (29), когда вещество субстрата литосферы разжижается и плотность его ρ_m падает до плотности литосферы ρ_c , то литосферная плита теряет устойчивость без внешнего воздействия ($p_{кр} = 0$) под влиянием одного лишь собственного веса. Равным образом, если в своде литосферной плиты возникает раздвиг и по раздвигу выдавливается вверх текучее мантийное серпентизированное вещество, то противостоящие блоки раздвига под собственным весом скользят в дистальном направлении вниз (механизм роллинга) и более того, требуется дополнительная сила для удержания их в исходном состоянии. Скорость скольжения оценивается известной реологической формулой

$$V_a = \frac{\rho g H}{2\eta} \cdot H \sin \alpha. \quad (31)$$

Подставляя в (30) значения мощности литосферной плиты $H = 75$ км, плотность $\rho = 3,13 \cdot 10^3$ кг/м³, вязкость $\eta = 10^{23}$ пуаз, угол падения $\alpha = 6^\circ$ ($\sin \alpha = 1/10$) и ускорение силы тяжести $g = 9,8 \cdot 10^3$ м/сек² получим скорость спрединга относительно начальной линии раздвига 0,025 м/год.

Указанные явления разжижения подлитосферных масс, диапиризма мантийного вещества, возникновения различных неоднородностей в мантии и др. связаны с особенностями термогравитационной дифференциации толщи Земли и механизмом теплогенерации и теплоотвода.

3. В литературе рассматривался вкратце вопрос тектонических последствий уменьшения эллиптичности Земли вследствие замедления ее вращения в несколько раз (за последние 4 млрд. лет). Эллиптичность Земли является квадратичной функцией угловой скорости вращения ω , и если последние тогда была больше ее современного значения 5 раз, то эллиптичность соответственно была в это время в 25 раз больше ($e = 1/12$) современного ее значения ($1/298,257$), а экваториальное кольцо литосферы было длинее более чем на 1030 км.

Переход от такой сплюснутой формы тектоносферы к современной шарообразной должен сопровождаться короблением и деструкцией литосферы, образованием глобальной сети мощных магистральных зон

срывов, составляющих, вероятно, матрицу мировой рифтовой системы и пиркумпольных ороклинов (типа Алеутских о-вов) и др.

По расчетам для нарушения сплошности литосферы на широте 45° требуется уменьшение суток на 38 мин, что могло произойти за 72 млн лет, т. е. за все кайнозойское время [2].

4. Согласно обобщенной теореме вириала $W_g = (3\gamma - 3) U_T$ гравитационная энергия Земли W_g (равная $2,5 \times 10^{39}$ эрг) в несколько раз больше тепловой энергии U_T ввиду того, что минеральные эвтектические массы Земли обладают свойствами твердых растворов замещения (оливины, пироксены, гранаты, ферросилициты, плагиоклазы и др.), для которых параметр Грюнайзенца находится в пределах 2,5—3. В результате, при сжатии Земли (при $\gamma = 8/3$) в тепловую энергию переходит лишь 1/5 часть гравитационной энергии, а большая часть ее накапливается в виде упругой энергии или переходит в энергию динамических (аперриодических) движений и рассеивается, причем динамическое давление может приводить в определенных условиях к значительному увеличению объема тела (по радиусу до 10—100 км). Если генерация тепла обеспечивается сжатием (контракцией), то удаление тепла обеспечивается лишь мощной конвекцией, которая в свою очередь поддерживается тепловой энергией, выделяемой в процессе сжатия, в т. ч. в процессе фазовых переходов и непосредственного уплотнения вещества [2, 4].

По данным чандлеровской нутации при расстоянии $\Delta\alpha \approx 7,7 \cdot 10^{-7}$ рад. (4,5 м) между полюсом инерции и полюсом вращения Земли, периодом вязкого блуждания полюса $P_{ch} = 434$ сут., периодом осевого вращения Земли $T = 1$ сут., за полупериод покачивания полюса 13 лет уменьшение радиуса Земли согласно пропорции $2\Delta R/R = T\Delta\alpha/P_{ch}$ составляет $0,57 \cdot 10^{-2}$ м или $4,4 \cdot 10^{-2}$ м за 100 лет.

Для всего геологического времени (с учетом эпизодов увеличения объема Земли, замедления темпа контракции, а также приливного торможения) средняя скорость уменьшения радиуса Земли оценивается $2,26 \cdot 10$ м за 100 лет [2, 3].

В указанном выше соотношении вириала $W \gg U$ усматривается (особенно для высоких значений γ), периодичность глобальных проявлений тектоно-магматической активности Земли как своеобразной термодинамической машины. В этом же плане рассматривается возможность периодических перегревов мантийных масс и образование выплавок малой плотности в верхах мантии, обладающих высокой плавучестью и приводящих к потере устойчивости литосферных плит под действием их собственного веса, а также возможность образования в мантии мощных конвективных течений, время от времени увлекающих литосферные плиты в разные стороны. Важно при этом иметь в виду, что контракционный механизм тектогенеза предписывает возможность появления в верхней мантии Земли растягивающих окружных напряжений ниже глубины 70—80 км и возникновение планетарного масштаба зон сбросовых магистральных нарушений [9, 3]. Данная задача заслуживает специального геолого-географического анализа с привлечением аэрокосмических съемок для определения места и роли таких зон в тектоно-магматической эволюции внешней сферы твердой Земли.

ԵՐԿՐԱԳՆԴԻ ՏԵԿՏՈՆԱԿԱՆ ԷՎՈՅՈՒՅԻՍՅՈՒՆԻ ԵՎ ՔԱՐԵՊԼԱՏՅԱՆԻ
ՄԵԽԱՆԻԿԱԿԱՆ ԿԱՅՈՒՆՈՒԹՅԱՆ ՄԻ ՔԱՆԻ ՀԱՐՅԵՐ

Ա մ փ ո փ ու մ

Երկրագնդի քարեպատյանը համառարակչության իզոստատիկ վիճակում ունի նվազագույն պոտենցիալ էներգիա: Մոլեկուլային բարձր ակտիվության տեկտոնական պրոցեսները հանգեցնում են քարեպատյանի կորացմանն ու բեկորատմանը: Ընդ որում, լարված վիճակի բարձր մակարդակների պատճառով նրա սահմաններում առաջանում են բեկման զոնաներ, որոնք առաձգական հողակապերի ղեր են կատարում և մասնատում են քարեպատյանը բազմաթիվ բեկորներով: Վերջիններս, իրենց հերթին, համառարակչովում են միմյանց նկատմամբ իզոստագիայի սկզբունքներով:

Ելնելով սալերի ճշգրիտ տեսության գիրքերից, որում հաշվի է առնվում լայնակի տեղաշարժերի ազդեցությունը, հոգվածում քննարկված է առաձգական հիմքի վրա տեղադրված սալի տեսքով քարեպատյանի մոդելը: Չսեղմվող մարմնի պլաստիկության ձևախախտման տեսության հիման վրա հետազոտվում է սալի կայունությունն աճող բեռնավորման պայմաններում: Հիմքի հակազդեցության ինտենսիվությունը համարվում է համարվում լողունակության ուժին, որն առաջանում է թիկնոցային զանգվածի տեղակալման ժամանակ, երբ նրա մեջ է խորասուզվում քարեպատենային զանգվածը:

Լողունակության գործակցի, Յունգի մոդուլի և ամրաթուլացման չափանիշի տարբեր նշանակությունների համար հաշվարկված են կրիտիկական ճնշումների արժեքները:

Ի վերջո քննարկվում է ընդհանուր երկրագինամիկ պայմանների և դրանց լուրահատկությունների ազդեցությունը երկրակեղևի ճկման և բեկման խոշոր ձևախախտումների զարգացման ընթացքի վրա:

A. T. ASLANIAN, L. S. KAZARIAN

SOME PROBLEMS OF THE EARTH'S TECTONIC EVOLUTION
AND THE LITHOSPHERE MECHANICAL STABILITY

A b s t r a c t

The Earth's lithosphere has a minimal potential energy in conditions of isostatic equilibrium state. Because of high levels of stressed condition zones of fissures are formed in the lithosphere, which play the role of plastic hinges, dismembering the lithosphere into a great number of blocks, which in their turn become balanced by the principle of isostasy. On the basis of plasticity deformational theory an attempt is made to investigate the stability of the lithosphere, being considered as a plate on an elastic basement, in which the transversal shear deformations are taken into consideration and which is in conditions of increasing loading. The critical pressures are calculated for various values of the lithosphere parameters.

Some problems of the lithosphere stability relation with the medium general geodynamical conditions are considered in conclusion.

ЛИТЕРАТУРА

1. Асланян А. Т. Динамическая проблема геотектоники. Междунар. геол. конгресс XXI сессия. Докл. сов. геологов. Изд. АН СССР, 1960, с. 5—16.
2. Асланян А. Т. Большие изменения внутреннего объема и полярного сжатия Земли и их тектонические последствия — Изв. АН АрмССР, Науки о Земле, 1983, т. 36, № 4, с. 3—25.

3. Асланян А. Т. Предельные значения мощности и прочности литосферы в свете теории гравитационного сжатия и приливного торможения Земли. — Изв. АН АрмССР, Науки о Земле, 1976, № 1, с. 20—30.
4. Асланян А. Т. Конвекция и контракция. — Изв. АН АрмССР, Науки о Земле, 1982, т. 35, № 6, с. 1—21.
5. Асланян А. Т. Архейские водоросли, лунные приливы и гравитационная постоянная. — Изв. АН АрмССР, Науки о Земле, 1979, т. 32, № 6, с. 1—8.
6. Бийлард П. Теория пластического изгиба и ее приложение к геофизике. Теория пластичности. Сб. статей М.: ИЛ, 1948, с. 375—391.
7. Венинг Мейнес Ф. А. Гравиметрические наблюдения на море. Теория и практика. М.: Изд. геодез. и картогр. лит. ГУГК, 1940, с. 141—148.
8. Вольмир А. С. Устойчивость упругих систем. М.: Гостехиздат физмат. лит-ры. 1963, 867 с.
9. Джефферис Г. Земля, ее происхождение, история и строение. М.: ИЛ, 1960, 485 с.
10. Динамика и эволюция литосферы. Сб. статей, М.: Наука, 1986, 231 с.
11. Зоненшайн Л. П., Савостиян Л. А. Введение в геодинамику. М.: Недра, 1979, 311 с.
12. Илюшин А. А. Пластичность. М.—Л.: Гостехиздат, 1948, 372 с.
13. Казарян Л. С. Устойчивость земной литосферы за пределами упругости. ДАН АрмССР, т. 34, № 5, 1987, с. 198—202.
14. Киракосян Р. М. Об устойчивости пластинок за пределами упругости с учетом поперечных сдвигов. Изв. АН АрмССР, Механика, т. 27, № 4, 1974, с. 45—56.
15. Коваленко В. И., Богатиков О. А., Ярмолюк Б. В. Эволюция магматизма и история Земли. — В кн.: Динамика и эволюция литосферы. М.: Наука, 1986, с. 170—180.
16. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория упругости. М.: Наука, 1965, с. 204.
17. Лейбензон Л. С. Собрание трудов, том IV, Гидроаэродинамика и геофизика. М.: Изд. АН СССР, 1955, 398 с.
18. Новая глобальная тектоника (тектоника плит). Сб. статей (перев. с англ.), М.: Мир, 1974, 471 с.
19. Работнов Ю. Н., Шестериков С. А. Устойчивость стержней и пластинок в условиях ползучести. ПММ, т. 21, вып. 3, 1957, с. 406—413.
20. Современные проблемы геодинамики. Сб. статей (перевод с англ.), М.: Мир, 1984.
21. Тёркот Д., Шуберт Дж. Геодинамика, в 2-х частях, ч. I, М.: Мир, 1985, 323 с.
22. Хаин В. Е., Михайлов А. Е. Общая геотектоника. М.: Недра, 1985, 326 с.
23. Яншин А. Л. Развитие геологии и ее современные особенности. — В кн.: Методологические и философские проблемы геологии. Новосибирск: Наука, 1979, с. 17—33.
24. Akaodi M., Akimoto S. High pressure phase equilibria in a garnet lherzolite. Phys. Earth Planet. Interiors, 1979, 19, p. 31—51.
25. Howell B. F. Coriolis force and the New Global Tectonics. Journ. Geophys. Res., v. 75, № 14, 1970, p. 2769—2772.
26. Walcott R. I. Flexural Rigidity, Thickness and viscosity of the Lithosphere. Journ. Geophys. Res., vol. 75, № 20, 1970, p. 3941—3954.

[А. 1. АСЛАНЯН]

НЕКОТОРЫЕ СООТНОШЕНИЯ МЕЖДУ НУТАЦИОННОЙ ДИНАМИКОЙ И СЕЙСМИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТЬЮ ЗЕМЛИ

В одной из ранних работ автора [2] было показано, что внутренне непротиворечивое представление о свободных нутационных колебаниях и сопряженных с ними явлениях динамической активности Земли может быть сформулировано на основе теории гравитационного сжатия Земли и сопровождающих такое сжатие эпизодов замедления и (или) кратковременных актов расширения (экспансии) планеты, следующих из той посылки, что в процессе сжатия (контракции) в кинетическую энергию переходит лишь небольшая часть потенциальной энергии гравитационного поля, а остальная, большая, часть (80%) энергии переходит в потенциальную энергию упругого сжатия толщи планеты, расходуется на различные аperiодические (динамические) движения, поддерживает электрические токи, порождающие магнитное поле, и др. [4]. Обсуждение рассматриваемой задачи предполагает в первую очередь знание величины динамического сжатия Земли с учетом влияния на него процессов деформаций текучести, величины углового расстояния между полярной осью инерции и мгновенной осью вращения (т. е. расстояния между полюсом инерции и полюсом вращения) и далее скорости сокращения радиуса планеты.

Сейсмическая активность считается одним из проявлений общей космической активности Земли, определяемой взаимодействием сжимающих гравитационных (массовых) сил и распирающих сил внутреннего газотемпературного давления. Характер и особенности такого взаимодействия сил определяются тем, какая из этих сил преобладает и как быстро та или иная из них растет.

Согласно теореме вириала для медленно вращающихся слабо магнитных массивных небесных тел типа Земли условием преобладания сжимающих массовых сил является неравенство

$$U + \frac{2\pi}{Q} W < 0, \quad (1)$$

в котором U —внутренняя тепловая энергия, W —потенциальная энергия гравитационного поля, а Q —диссипативная функция, связанная с постоянной Грюнайзена γ и индексом политропии n соотношением

$$Q = 6\pi(\gamma - 1) = 6\pi/n = 2\pi \left(1 - \frac{\epsilon_m}{\rho_0}\right); \quad (2)$$

Входящие в формулы (1,2) параметры известны: $\gamma = 8/3$ (величина, характерная для Земли, состоящей из вещества типа твердых растворов, изоморфных смесей, эвтектик, тонкослоистых молекулярных кристаллов, $n = 3/5 = (3 - 3\rho_0/\rho_m)$; ρ_0/ρ_m —отношение плотности мантии к средней плотности Земли, равное $(4/5)\rho_m$; $Q = 10\pi$, $W = -3/CM^2(5-n)R = -2,54 \cdot 10^{39}$ эрг, и в соответствии с неравенством (1) приходим к простому выражению*:

* Можно отметить, что выход энергии при переходе Земли из однородной модели с $n=0$ к современной расслоенной неоднородной модели с $n=3/5$ (при постоянстве объема) составляет $\Delta W = nW/5 = 3 \cdot 10^{39}$ эрг. Такая перестройка внутренней структуры произошла, как полагают, в первые миллиарды лет эволюции Земли и привела к полному расплавлению вещества Земли. Согласно формуле $U = M_0 T_0 / C_v$ при энергии $U = 3 \cdot 10^{38}$ эрг, массе Земли $M_0 = 5,974 \cdot 10^{27}$ г, удельной теплоемкости $C_v = 1,25 \cdot 10^7$ эрг/г, град, средняя температура в недрах может достигать $T = 4000^\circ\text{K}$, что в два раза превышает температуру плавления оливина в условиях верхов мантии.

$$U < \frac{1}{5} W, \quad (3)$$

указывающему на неизбежность контракции Земли ($U < 0,51 \cdot 10^{39}$ эрг) и в то же время на прерывистый характер процесса контракции, ввиду того, что неиспользованная большая часть гравитационной энергии не менее $(4/5) W$ в (3) будет накапливаться в толще Земли в виде энергии упругого сжатия и расходоваться также на динамические (аперриодические) движения, вплоть до кратковременных эпизодов увеличения радиуса тела на несколько километров (эпизоды задержки удаления тела из недр по дизельному механизму при $\gamma < 9/7$) [5, 3].

Скорость уменьшения радиуса Земли R на величину ΔR , основанная на данных о чандлеровских колебаниях полюса для одного цикла колебания продолжительностью $\tau \approx 4 \cdot 10^8$ сек ≈ 13 лет (время, в течение которого полюс вращения и полюс инерции Земли сближаются на половину их предельной удаленности $\alpha = 0,3'' = 1,55 \cdot 10^9$ рад/сек, т. е. на $0,5\alpha = 7,75 \cdot 10^{-7}$ рад), определяется формулой

$$\frac{\Delta R}{\tau} = \frac{1}{2} R T_0 \frac{\Delta \alpha}{P},$$

которая при $R = 6,37 \cdot 10^8$ см, $P = 434$ сут — период обращения полюса инерции, T_0 — период суточного вращения Земли дает $\Delta R = 0,58$ см за 13 лет или $4,58$ см за 100 лет (радиальное перемещение литосферы вниз на $0,05$ см/год уменьшает ее потенциальную энергию на $5,64 \cdot 10^{27}$ эрг, если принять плотность литосферы $\rho = 3,13$ г/см³, а мощность — $h = 7,2 \cdot 10^6$ см).

При указанной скорости сжатия ($v_2 = \Delta R/\tau = 1,45 \cdot 10^{-9}$ см/сек) вынос тепла из недр Земли во внешнее пространство осуществляется в основном посредством конвективного механизма, критерием которого является

$$\frac{m_1}{m_3} = \frac{\sqrt{3}}{2} P_N,$$

где m_1 — среднеквадратичное значение* смещения полюса равно с $\Delta \alpha = 7,75 \cdot 10^{-7}$ рад, $m_3 = T_0 \Delta \alpha / P_{ch} = 1,8 \cdot 10^{-9}$ за цикл $\tau = 13$ лет, P_N — период свободной нутации оси.

Согласно теории малые значения P_N указывают на высокую симметрию процессов, вызывающих колебания полюсов и, наоборот, большие значения P_N указывают на хаотичность (конвективность или турбулентность) этих процессов. Малыми для P_N являются величины порядка $1 \div 10$ (период квазисуточной нутации $P_q = 24$ ч), большими — чандлеровские значения $P_{ch} = 434$ сут. Следовательно, движение мозаики тектоносферных блоков и конвективных ячеек в мантии имеет турбулентный характер.

На конвективный характер выноса тепла из недр указывают такие расчеты по оценке для вещества числа Нуссельта N_u , определяющего интенсивность отвода генерируемого в мантии тепла к интенсив-

*) Согласно данным наблюдений за изменением широты среднеквадратичное значение амплитуды колебания полюса $\Delta \alpha = 7,07 \cdot 10^{-7}$ рад, а $\tau = 12,4$ лет. Этим значениям $\Delta \alpha$ и τ соответствует $\Delta R = 4$ см за 100 лет и уменьшение больших кругов литосферы на 500 км за тектонический цикл продолжительностью 200 млн. лет. Такое сокращение реализуется в изгибах и зонах смятий, субдукции и обдукции литосферных плит и др.

ности того потока тепла, который отводится из недр при отсутствии конвекции другим неконвективным механизмом теплопроводности.

Согласно формуле Мура и Вейса

$$N_u = 2^3 R_a / R_c,$$

где R_a —текущее значение числа Релея, равное $5,35 \cdot 10^7$, R_c —пороговое (критическое) число Релея, равное 2000 (с учетом сферичности литосферы и мантии). По этим данным $N_u \approx 23$, что свидетельствует о конвективном механизме теплоотвода, причем выясняется, что температура на верхней поверхности конвективного слоя достигает 1600°K , а разность температур между основанием и кровлей мантии, необходимая для обеспечения конвекции, должна быть не меньше $\Delta T = 1600^\circ$ (согласно экспериментальным данным $\Delta T > 10^9 / c_v$).

При конвективном механизме эквивалентная температуропроводность мантии составляет $h = 4,63 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2/\text{сек}$, а время t распространения фронта тепловой волны от подошвы мантии до поверхности Земли (расстояние $z = 2885 \text{ км}$) получается равным

$$t = \frac{z^2}{4\pi h} = 4,6 \cdot 10^9 \text{ лет.}$$

что сопоставимо с возрастом Земли.

Преобладание силы гравитационного давления над силой экспансивного внутреннего (распирающего) давления, определяемое неравенствами (1), (3), приводит к контракции планеты, короблению и субдукции внешних жестких оболочек и слоев ее, особенно литосферы, к рифтованию, срывам и смятию в коре, взаимным перемещениям литосферных блоков, обеспечивает тепловой энергией конвективные течения.

Аналогичные эффекты меньшей интенсивности вызывают замедление вращения Земли вследствие приливного торможения и изменение положения ее в отношении оси вращения.

В стремлении к наиболее устойчивому гидростатическому распределению масс в толще Земли возникают различные необратимые деформации, происходит релаксация напряжений, накопленных в ходе контракции, приливного торможения, деклинации и др.

Землетрясения являются одной из форм движений, отражающих процесс релаксации напряжений. Согласно экспериментальным данным мгновенное высвобождение энергии происходит также при фазовых переходах, которые являются одной из основных причин дальнейшей конденсации вещества Земли и развиваются в направлении от низов мантии к ее поверхности. Земля в целом рассматривается как единая напряженная система, а напряжения считаются динамически уравновешенными как до землетрясения, так и после землетрясения (центр масс Земли остается несмещенным).

В статистике случайных величин Парето сейсмические очаги рассматриваются как области случайных концентраций разномасштабных дислокаций и связанных с ними аномально высоких количеств упругой потенциальной энергии, мгновенно высвобождающейся, когда деформирующие силы превосходят силы сцепления в очаге. В отечественной литературе такое толкование сейсмического процесса было рассмотрено впервые И. Г. Клушиным [6].

В квантово-физическом модельном представлении в качестве носителя такой механической энергии рассматривается фононный газ, концентрация которого достигает аномально высоких значений в сейсмических очагах с относительно высокими значениями сдвиговых напряжений. Лавинообразный сток фононного газа из очаговой области имитирует процесс землетрясения.

Применяя статистику Парето для характеристики распределения

вероятных сейсмоопасных порций энергий (скоплений частиц фононного газа—носителей акустической энергии), можно пользоваться уравнением:

$$N_k = N_0(1 - e^{-\gamma})e^{-k\gamma} = (1 - e^{-\gamma})e^{(m-k\gamma)},$$

где N_k —среднее число землетрясений энергетического класса k , ($k = \lg 10^k = \lg E$), происшедших за один сеймотектонический цикл (за единицу времени в смысле естественного этапа), N_0 —общее число землетрясений всех энергетических классов, случившихся за тот же цикл.

$$\gamma = -d \ln N_k / dk = \bar{\gamma} \ln 10$$

($\bar{\gamma}$ —параметр спада повторяемости землетрясения энергии E). Для большинства землетрясений энергетических классов $K \leq 16$ (меньше X—XI баллов) $\gamma = \bar{\gamma} \ln 10 \approx 1$.

Б. Гутенберг и Ч. Рихтер показали, что связь между энергией E и магнитудой M землетрясений в глобальном представлении удовлетворительно аппроксимируется уравнением:

$$\lg E = k = A + BM$$

при значениях $A = 4,8$, $B = 1,5$ (E в джоулях), а связь между повторяемостью и магнитудой землетрясений уравнением:

$$\lg N = a - b(M - M_0)$$

при значениях $a = -0,48$, $b = 0,90$, $M = 8$ (здесь повторяемость имеет смысл средней временной интенсивности землетрясения магнитуды M за определенный период времени τ).

Последнее уравнение является частным случаем обобщенного уравнения Колмогорова

$$\lg N = a - b(M - M_0) - \frac{1}{2} b^2 \theta (M - M_0)^2$$

при ограничении условием $\theta = 0$ (чаще $\theta \approx 1/4$; в общем случае $0 \leq \theta \leq 3$) и исходит из распределения Пуассона (стационарный характер сейсмического процесса и случайный характер времени проявления отдельного землетрясения). Магнитуда M связана с периодом колебания T , согласно уравнению:

$$\lg T = -0,82 + 0,22 M,$$

причем T определяется из выражения для ускорения почвы:

$$a_d = 4\pi^2 \bar{A} / T^2.$$

Максимальная амплитуда колебания почвы при частоте колебания 30 герц $A = 2 \cdot 10^{-8}$ см. Для $M = 0$ по Гутенбергу и Рихтеру $\bar{A}$ достигает в гипоцентре значения $A_0 = 3,6 \times 10^{-7}$ см.

Для большого диапазона периодов T (исключая самые короткие и самые длинные) $2\pi \bar{A} / T = \text{const}$, $M = \lg C_0 + \lg A_0$. При $M = 0$, $A = 3,6 \times 10^{-7}$ см, $C_0 = \text{const} = 7,836 \cdot 10^3$, $\lg C_0 = 3,894$; при $M = -8,3536$, $A_0 = 3,815 \cdot 10^{-8}$ см (для сравнения можно указать, что в кристалле оливина постоянная решетки равняется $4,84 \cdot 10^{-8}$ см, для гранатов $(10-11) \cdot 10^{-8}$ см).

В литературе высказывались соображения о возможной корреляции между нутационными колебаниями полюса и землетрясениями. В упрощенной теории прецессии Эйлера частота собственных нутационных колебаний для твердой модели Земли определяется (в системе вращающихся вместе с Землей главных осей инерции A и C) из квадратного уравнения

$$(\Omega - f\omega)(\Omega + \omega) = 0,$$

где ω — угловая скорость вращения Земли, f — динамическое сжатие Земли, равное $(C - A)/C = 1/305,51$ ($C = 8,068 \cdot 10^{44}$ г. см² — полярный момент инерции, $A = 8,042 \cdot 10^{44}$ г. см² — экваториальный момент инерции).

Первый корень уравнения $\Omega_1 = f\omega$ определяет период попятной (ретроградной) свободной нутации, который оценивается в $2\pi/\omega = 305,5$ дн для абсолютно твердой эйлеровой модели и 434,16 — для реальной чандлеровской модели деформируемой Земли (время обращения полюса вращения вокруг полюса инерции Земли). Второй корень уравнения $\Omega_2 = -\omega$ представляет свободное колебание, соответствующее периоду попутного свободного вращения полюса инерции вокруг полюса вращения, равному около 24 ч. В литературе второй тип нутации получил название резонансной или квазисуточной нутации.

Кинетическая энергия нутационных колебаний Земли определяется как разность между полной энергией вращения (равной сумме энергии вращения относительно трех главных осей, $C, A, B = A, C > A$) и энергией вращения с тем же моментом количества движения вокруг полярной оси C без свободных колебаний полюса. Величина ее выражается формулой

$$(EW)_{ch} = \frac{1}{2} A \omega \Omega \alpha^2 = \frac{1}{2} A \omega^2 \frac{\Omega}{\omega} \alpha^2,$$

причем для малого корня уравнения нутации $\Omega = \Omega_1 = f\omega$, а для второго большого корня $\Omega = \Omega_2 = -2\pi/T = -\omega$

$$(EW)_q = \frac{1}{2} A \omega \Omega_q \alpha^2.$$

Поскольку для колебательных систем кинетическая энергия практически равняется ее потенциальной энергии, то полная энергия системы будет равняться $F_t = 2EW$.

Для чандлеровских колебаний и квазисуточных колебаний будем иметь

$$(E_t)_{ch} = 2(EW)_{ch} = 1,183 \cdot 10^{22} \text{ эрг и } (E_t)_q = 2(EW)_q = 5,14 \cdot 10^{24} \text{ эрг (при значениях } \omega = 7,292 \cdot 10^{-6} \text{ рад/сек, } \Omega_{ch} = 1,6797 \cdot 10^{-7} \text{ рад/сек, } \Omega_q = \Omega_2 = -\omega, \alpha = 1,551 \cdot 10^{-6} \text{ рад).}$$

Как уже отмечалось, EW представляет разность между энергией вращения относительно оси C и полной энергией вращения. Она создает эффективный гироскопический момент $N = -dE_{\pi}/d\alpha = -A\omega\Omega\alpha$,

стремящийся восстановить состояние симметричного вращения. Если этот момент не реализуется и компенсируется электромагнитным вращательным моментом противоположного направления и соответственно энергия $(EW)_q$ равняется энергии магнитного поля Земли $U_p = M_0 H^2 / 8\pi\rho$, то получаем:

$$H = \omega R \sqrt{4\pi k_l \rho \Omega / \omega}$$

При квазисуточной нутации $\Omega_2 = -\omega = -\omega/R$, $\alpha = 1,551,111 \cdot 10^{-6}$ рад получаем для напряженности магнитного поля на экваторе $H = 0,315$ гс.

Согласно результатам классического опыта Траутона-Нобеля, электромагнитный и нутационный моменты уравновешиваются ввиду того, что сам нутационный момент обусловлен существованием в теле механических напряжений, вызывающих добавочную плотность импульса.

В этом смысле полную энергию квазисуточной нутации $(E_t)_q = 10^{24,71}$ эрг можно рассматривать как упругую энергию, равную энер-

гии магнитного поля Земли. Если отнести эту энергию всецело к объему дублета нутационных конусов $2 \cdot \pi (\alpha R)^2 R / 3 = 10^{15,04364} \text{ см}^3$, получим плотность энергии в дублете $\varepsilon_d = 1,8364 \cdot 10^9 \text{ эрг/см}^3$ или напряжение $\sigma = 1836 \text{ кг/см}^2$.

Из формулы Гутенберга-Рихтера $k = 4,8 + 1,5 M$ при $k = 24,71 \text{ эрг} = 17,71 \text{ дж}$, получаем предельно высокое значение магнитуды $M = 8,606667$.

Энергетический класс самого слабого землетрясения получим из уравнения для повторяемости землетрясений (при распределении Парето), если предположить, что $N_k = N_0$. Тогда при $\gamma = 1$ будем иметь $k_{\min} = \ln(1 - e^{-1}) = -0,458675$, $M_{\min} = -3,50578$. Этому значению M соответствует амплитуда колебания в эпицентре $A_0 = 3,985 \cdot 10^{-8} \text{ см}$ (порядка постоянной решетки оливина $4,84 \cdot 10^{-8} \text{ см}$).

Таким образом, нижним пределом энергетического класса и магнитуды землетрясений при параметре спада $\gamma = 1$ являются $k = -0,46$ ($E = 10^{6,54} \text{ дж}$) и $M = -3,51$, а верхним пределом $k_{\max} = 17,71 \text{ дж}$ и $M_{\max} = 8,61$. Для чандлеровских колебаний при $\gamma = 1$ получаем $k = 15$, $M = 6,97$ (для параметра спада $\gamma = 4/3$ получаем $k_{\min} = -0,23$, $M_{\min} = -3,35$, $N_0 = 10^8$).

С целью получения расчетной формулы для повторяемости землетрясения предположим, что вся сейсмическая энергия Земли реализуется в одном землетрясении ($N_k = 1$) с магнитудой $M = 8,61$ и классом энергии $k = 17,71$ и положим $\gamma = 1$.

Тогда логарифмируя (1) получим:

$$\ln N_0 = k_{\max} - k_{\min} = 17,71 - (-0,46) = 18,17,$$

чему соответствует $N_0 = 10^8$. Это—число всех землетрясений, случившихся на Земле за весь сейсмический цикл, равный, по данным чандлеровских колебаний, $13 \pm 1,12$ лет ($7,7 \cdot 10^6$ землетрясений в год).

Логарифмы выражения (1) представляются в виде:

$$\ln N_k = \ln N_0 + \ln(1 - e^{-\gamma}) - \gamma k.$$

Сумма первых двух членов при $N_k = 0$, $\gamma = 1$ составляет 17,71 и, таким образом, учитывая, что $k = 4,8 + 1,5 M$ и $\gamma = 1$, получаем для распределения Парето

$$\ln N_k = 12,91 - 1,5M = 17,71 - k$$

или

$$\lg N_k = 5,61 - 0,65 M.$$

Для Земли в целом Гутенберг и Рихтер, основываясь на распределении Пуассона, получили уравнение

$$\lg N_k = 6,72 - 0,90 M,$$

согласно которому все землетрясения Земли ежегодно выделяют около 10^{25} эрг энергии.

Изменение расстояния между полюсом вращения и полюсом инерции Земли, по данным наблюдений за изменением географической широты, носит периодический характер. Как уже указывалось, время затухания колебания τ составляет около 13 лет. Затухание нутационных колебаний отождествляется с затуханием волны землетрясений. Вязкость среды, в которой происходит затухание, согласно формуле $\eta = \mu \tau$ (μ —модуль сдвига, равный для мантии $1,5 \cdot 10^{12} \text{ дин/см}^2$) равняется $6 \cdot 10^{20} \text{ пуаз}$. Энергия нутационных движений является производной от энергии гравитационного поля планеты. Возбуждение колебаний обусловлено гравитационным сжатием планеты и соответственным усилением напряженного состояния Земли, а затухание—релаксацией этих напряжений.

Среднеквадратичное значение амплитуды чандлеровских колебаний полюса $\Delta z = 7,75 \cdot 10^{-7}$ рад, число суток в периоде движения полюса $P = 434,16$, момент инерции Земли $J = 8,1 \cdot 10^{44}$ г·см², радиус инерции $R_i = R\sqrt{k_i} = R\sqrt{0,33089}$. Изменение момента инерции за время $\tau = 13$ лет, $\Delta J = J\Delta z/P = J$. Уменьшение радиуса Земли за это время при гомологическом сжатии планеты ($k_i = \text{const}$) составляет: $\Delta R = \Delta R_i = 3,5$ см за 100 лет. Согласно формуле $\lg N_k = 6,72 - 0,90 M$ условие $N_k = 1$ равносильно мгновенной разрядке всей сейсмической энергии, накопленной за один сейсмотектонический цикл, продолжительностью 13 лет. Если представить Землю разделенной пополам, то при столкновении этих половин мгновенно выделится сейсмическая энергия

$$\Delta E_t = \frac{1}{2} \Delta J \omega \Omega.$$

Институт геологических наук
АН Армянской ССР

Поступила 21.XI.1989.

Ա. Տ. ԱՍԼԱՆՅԱՆ

ԵՐԿՐԱԳՆՈՒ ԵՄԻՍՅՈՒՆ ԴԻՆԱՄԻԱՅԻ ԵՎ ՍԵՅՍՄԻԱ ԱԿՏԻՎՈՒԹՅԱՆ
ՄԻՋԵՎ, ԵՂԱՄ ՈՐՈՇ ՓՈԽՀԱՐԱՐՆԵՐՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ

Ա մ փ ո փ ու մ

Երկրագնդի գրավիտացիոն տեսության հիման վրա ազատ նուսացիոն տատանումների և նրանց զուգակցող դինամիկ ակտիվության երևույթների փոխհարաբերության հարցերը մեր կողմից մշակվել են 1977 թ.: Ներկա աշխատության մեջ փորձ է արված կապ ստեղծելու նուսացիոն դինամիկայի և երկրի սեյսմիկ ակտիվության միջև: Չնայած այն բանին, որ գրավիտացիոն առաձգական սեղմման էներգիայի մեծ մասը ծախսվում է՝ երկրի թաղանթի կոնվեկցիայի, տեկտոնոսֆերային սալերի մոզարկայի դինամիկայի, մոլորակի արտաքին կարծր կեղևի և նրա շերտերի կծկման և սուրբուկցիայի վրա, այդուհանդերձ, հավելյալ էներգիայի զգալի մասը ծախսվում է երկրաշարժերի վրա:

Երկրաշարժերը հանդիսանում են տեկտոնական շարժումների այն ձևերից մեկը, որով արտահայտվում է լարումների ռելաքսացիան: Երկիրն ամբողջապես վերցված դիտվում է որպես մի միասնական լարված համակարգ, որում լարվածությունը գտնվում է դինամիկ հավասարակշռության պայմաններում ինչպես երկրաշարժից առաջ, այնպես էլ նրանից հետո: Էներգետիկ դասի ստորին սահմանը և երկրաշարժի մագնիտուդան, անկման պարամետրի մեկ միավորի պայմաններում, համապատասխանաբար հավասար են՝ $k = -0,46$, $M = -3,51$, իսկ վերին սահմանը՝ $k = 17,71$, $M = 8,6$: Մեզ հայտնի աշխարհագրական լայնությունների փոփոխման պարբերական բնույթը՝ պայմանավորված երկրի պտտման բևեռի և իներցիայի բևեռի հեռավորության փոփոխմամբ, համընկնում է մեկ սեյսմատեկտոնական ցիկլի ընթացքում կուտակված սեյսմիկ էներգիայի մարման հետ և հավասար է 13 տարվա:

SOME CORRELATIONS BETWEEN THE NUTATIONAL DYNAMICS
AND THE EARTH'S SEISMIC ACTIVITY

Abstract

The problems of the relationship of the free nutational oscillations and the phenomena of dynamic activity conjugated with them based on the gravitational theory of the Earth have been discussed by the author in 1977. In the present work an attempt is made to establish a link between the nutational dynamics and the seismic activity of the Earth. Although the main part of the gravitational elastic contraction energy is wasted on the convection in the mantle, on the tectonosphere plates mosaic dynamics, on the planet's external hard crust and the plates contraction and subduction, a significant part of the residual energy is wasted on earthquakes.

Earthquakes are one of those forms of tectonic movements that reveal the stresses relaxation. The Earth as a whole is considered to be an integral system under stress, the stress being in dynamic equilibrium, both before and after the earthquake. The lowest limit of the energetic class and the magnitude of the energetic class and the magnitude of the earthquake, the parameter of fall being equal to one are $k=-0.46$, $M=-3.51$ respectively, and the highest limit and magnitude are $k=17.71$, $M=8.6$. The periodic character of changing of geographical latitudes conditioned by the changing of distance between the Earth's rotation pole and inertia pole coincides with the attenuation of seismic energy accumulated during one seismotectonic cycle being equal to 13 years.

ЛИТЕРАТУРА

1. Асада Г., Судзуки Дж., Томада Н. Об энергии и повторяемости землетрясений. В сб. Слабые землетрясения. Под ред. Ю. В. Резниченко. Изд. ИЛ, М., 1961.
2. Асланян А. Т. Возбуждение чандлеровских колебаний полюсов как проявления контракции Земли. Известия АН Арм.ССР, Науки о Земле, № 4-5, 1977.
3. Асланян А. Т. Контракция и конвекция. Известия АН Арм.ССР, Науки о Земле, т. XXXV, № 6, 1982.
4. Бербидж Дж., Бербидж Э. Т. Звездная эволюция. В сб. Происхождение и эволюция звезд. ИЛ, М., 1962.
5. Каплан С. А. Физика звезд. «Наука», М., 1979.
6. Клушин И. Г. Связь повторяемости землетрясения разных классов энергии с распределением Барето. В сб. Программы для ЭЦ, ВМ, БЭСМ-4, вып. 13-24, с. 112, Л., 1976.
7. Aslanian A. T. Excitation of the Pole Chandler wobble as the stress on the gravitational contraction of the Earth. Problems of planetology, vol. 2, Materials to the symposium of the IAP "Tectonics and Volcanism of the planets", Publ. Acad. Sci. Armenian S.R., Yerevan, 1977.

Оглавление

1. Предисловие	5
2. Об эквивалентности факторов Лява и Пуассона и теории приливной деформации и бокового распора земной коры	7
3. Предельные значения мощности и прочности литосферы в свете теории гравитационного сжатия торможения Земли	14
4. Термо-гравитационный критерий изменения объема Земли	25
5. О причинах дугообразного плана деформационных мегаструктур земной коры	33
6. Об одном возможном механизме становления гипербазитовых поясов срединных структур литосферы	42
7. Об одной возможности оценки равновесной температуры в центре Земли	52
8. Об одной возможности оценки центральной плотности Земли	56
9. Квазисуточная нутация и магнитное поле Земли	60
10. К расчету скорости векового изменения радиуса Земли	74
11. К динамике системы Земля - Луна	94
12. Архейские водоросли, лунные приливы и гравитационная постоянная	101
13. Конвекция и контракция	116
14. Большие изменения внутреннего объема и полярного сжатия Земли и их тектонические последствия	140
15. К определению критерия турбулентности литосферных плит	169
16. К динамометрии земного магнетизма	181
17. Большие вариации приливного фактора Лява как возможный предвестник землетрясения	199
18. Становление срединно-океанических хребтов в свете экспериментальных исследований при высоких термодинамических параметрах	210
19. О возможности определения центральной плотности Земли по параметру ее полярного сжатия и вековым числам Лява	216
20. Некоторые вопросы тектонической эволюции Земли и механической устойчивости литосферы	223
21. Некоторые соотношения между нутационной динамикой и сейсмической активностью Земли	237

5349