

О. Г. СОРОХТИН

НАПРЯЖЕННОЕ СОСТОЯНИЕ И ТЕКТОНИЧЕСКИЕ РАЗЛОМЫ В ЛИТОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

(Представлено академиком М. А. Садовским 29 I 1973)

В работе (¹) описывается гипотеза, согласно которой образование ядра Земли путем выплавления тяжелой фракции (окислов железа) из силикатной оболочки Земли сопровождается гравитационной конвекцией, охватывающей всю толщу мантии. При этом в нижней мантии преимущественно возникают вертикальные движения вещества, а в астеносфере верхней мантии и в переходном слое между мантией и ядром Земли — горизонтальные. Такая специфика конвективных движений в оболочке Земли возникает за счет того, что вязкость нижней мантии ($\eta_{m1} \simeq 10^{25}$ пуаз) значительно превосходит вязкость астеносферы ($\eta_a \simeq 10^{20}$ пуаз) и переходного слоя ($\eta_{mc} \simeq 10^{15}$ пуаз), а границы между слоями определяются только фазовыми переходами в кристаллическом строении вещества.

В этом случае над восходящими потоками нижней мантии образуются расходящиеся течения в астеносфере, а над нисходящими потоками возникают сходящиеся астеносферные течения. Среднюю скорость астеносферных течений над такими потоками можно определить приближенно, решая уравнения Навье — Стокса совместно с уравнением неразрывности при условии, что за каждый конвективный цикл происходит полный оборот всего объема вещества мантии Земли и что периоды конвективных циклов совпадают по длительности с периодами тектонических циклов (¹):

$$\bar{u}_a = \frac{3V_m}{8\pi\tau R_a H_a} \cdot \frac{1}{\sin \theta} \cdot \frac{(1 - \cos \theta)}{(1 - \cos \theta_0)} \left(1 - \frac{1}{3} \frac{\theta^2}{\theta_0^2} \right), \quad (1)$$

где V_m — объем мантии Земли, τ — период тектонического (конвективного) цикла, R_a — радиус астеносферы, H_a — средняя мощность астеносферы, θ — полярный угол, отсчитываемый от оси симметрии восходящего потока в нижней мантии, θ_0 — значение полярного угла на внешней боковой поверхности вертикального потока.

Согласно расчету по формуле (1) для модели мантии, в которой принято $V_m = 0,9 \cdot 10^{27}$ см³, $\tau = 1,6 \cdot 10^8$ лет $= 5 \cdot 10^{15}$ сек. (¹), $R_a = 6,2 \cdot 10^8$ см, $H_a = 0,3 \cdot 10^8$ см, средняя скорость астеносферных течений может достигать 70 см/год.

Приведенная оценка скорости получена в предположении постоянства вязкости вещества в восходящем и нисходящем потоках нижней мантии ($\theta_0 = \pi/2$). Латеральные изменения вязкости, возникающие за счет более высокой температуры вещества в восходящем потоке, приводят к сужению сечения потока ($\theta_0 < \pi/2$) и как следствие этого — к возрастанию максимальных значений \bar{u}_a (при $\theta = \theta_0$).

Между движущимся веществом астеносферы и расположенной на ней литосферой действуют силы вязкого трения, приводящие к возникновению в литосферных плитах напряженного состояния. Литосфера представляет собой тонкую ($H_l \ll R_g$) сферическую оболочку, лежащую на охваченной течениями астеносфере, поэтому можно ограничиться рассмотрением двумерной задачи. В этом случае максимальное главное нормальное напряжение всегда горизонтально, направлено параллельно линиям тока асте-

$$\sigma_{\theta} = \frac{4\eta_a R_a^2}{H_a H_l R_g} \cdot \left\{ \int_0^{\theta} \bar{u}_a d\theta - \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} \left[\int_0^{\theta} \bar{u}_a d\theta \right] d\theta \right\}, \quad (2)$$

где H_l — средняя толщина литосферы, R_g — радиус Земли.

Учитывая осесимметричную картину астеносферных течений, второе главное напряжение в литосфере легко найти из соотношений сферической геометрии:

$$\sigma_{\varphi} = \sigma_{\theta} \cos \theta. \quad (3)$$

Расчет напряженного состояния литосферы по формулам (2), (3) и (1) (для случая $\eta_a \simeq 10^{20}$ пуаз, $H_l = 60 - 70$ км) показывает, что в абсолютно прочной литосфере максимальные напряжения могли бы достигать значений $10^9 - 2 \cdot 10^9$ дин/см² при существовании в мантии Земли одной конвективной ячейки и $5 \cdot 10^8 - 10^9$ дин/см² при двух ячейках. В реальных условиях прочность пород литосферы на разрыв σ_s имеет порядок нескольких единиц на 10^7 дин/см² (²), т. е. всегда $|\sigma_{\theta}|_{\max} > \sigma_s$. Поэтому в литосферной оболочке Земли под влиянием астеносферных течений неизбежно должны возникать разломы, нарушающие целостность этой оболочки и приводящие к раздроблению ее на отдельные плиты.

Для определения основных закономерностей развития разломов в первом приближении можно считать, что слагающие литосферу горные породы обладают свойствами жестко-пластичных материалов с пределом прочности на скалывание τ_{sp} , зависящим от давления:

$$\tau_{sp} = \tau_s + \sigma_n \operatorname{tg} \psi, \quad (4)$$

где τ_s — предел пластичности, σ_n — нормальное напряжение (давление), приложенное к поверхности скола; ψ — угол сухого трения пород. Для кристаллических пород $\psi > 45^\circ$ (³), поэтому в напряженной литосфере чистый сдвиг может произойти лишь на тех участках, где главные нормальные напряжения имеют противоположные знаки. В этом случае всегда существует сечение, для которого $\sigma_n = 0$ и $\tau_{sp} = \tau_s$. В условиях общего сжатия или растяжения литосферы во всех ее сечениях $\sigma_n \neq 0$ и $\tau_{sp} > 2\tau_s = \sigma_s$, следовательно, еще до появления деформаций сдвига окажется превзойденным

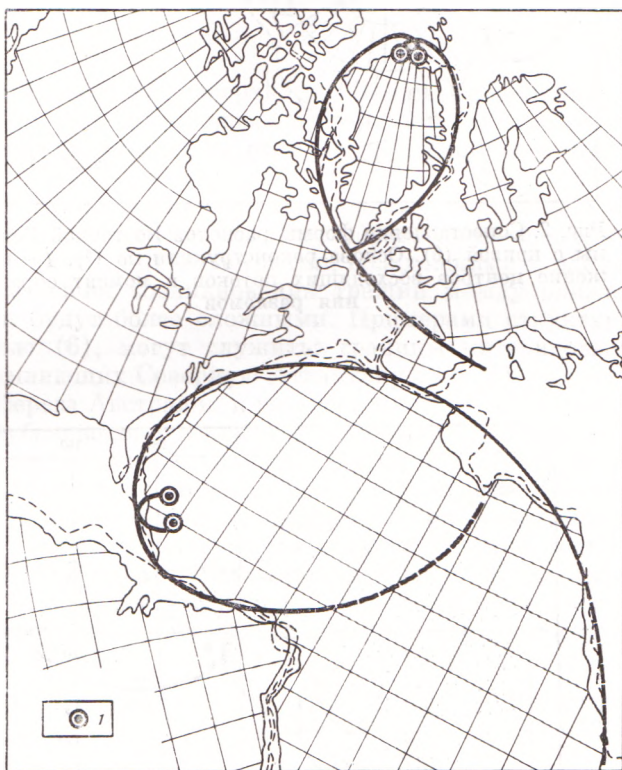


Рис. 1. Сопоставление формы расколов Лавразии и Гондваны с кривой (6). Реконструкция по (⁵). 1 — положение центров восходящих потоков в момент образования разломов

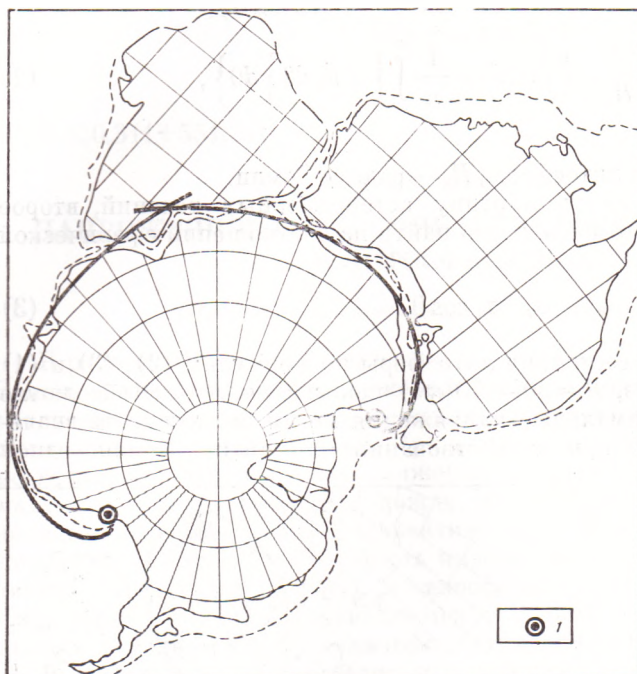


Рис. 2. Сопоставление формы расколов Восточной Гондваны с кривой (6). Основа реконструкции по (6). 1 — положение центров восходящих потоков в момент образования разломов

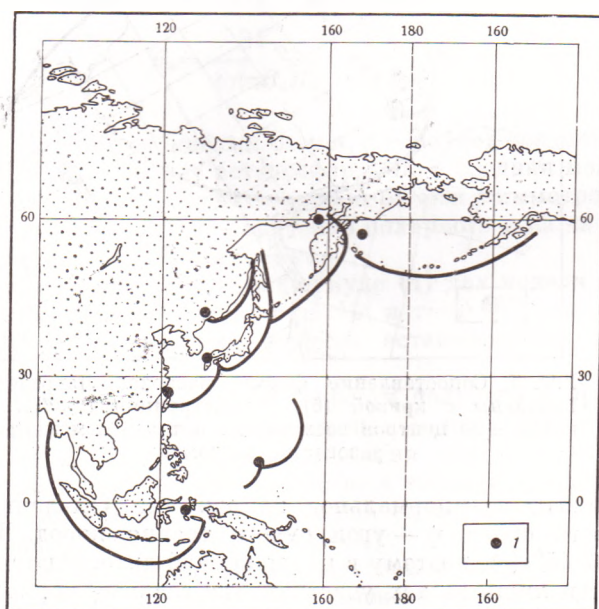


Рис. 3. Пример аппроксимации геосинклинальных желобов островных дуг Тихого океана кривой (6). 1 — положение центров нисходящих потоков в момент образования разломов

предел прочности пород на разрыв $\sigma_n \geq \sigma_s$, после чего в литосфере начнут развиваться только разломные деформации: при $\sigma_n > \sigma_s > 0$ — геосинклинальные надрывы литосферных плит, при $\sigma_n < \sigma_s < 0$ — рифтовые зоны Земли.

Есть основания считать, что в направлениях, перпендикулярных к поверхностям, на которых достигнут предел пластичности $\tau_n = \tau_s$, оказывается резко пониженным и предел прочности пород на разрыв $\sigma_{ss} < \sigma_s$. Такое явление можно объяснить развитием вдоль потенциальных поверхностей скольжения микротрещин Гриффитса⁽²⁾, резко активизирующихся при достижении предела $\tau_n = \tau_s$. В этом случае тектонические разломы должны возникать по тем поверхностям, на которых $\tau_n = \sigma_n \tan \gamma = \tau_s$ и $\sigma_n \geq \sigma_{ss}$, а отношение τ_n / σ_n принимает минимальное значение (из двух возможных значений при фиксированном $\tau_n = \tau_s$). Приведенное условие $\tau_n = \sigma_n \tan \gamma$ аналогично условию возникновения сдвиговых деформаций в идеально пластичной (сыпучей) среде $\tau_n = \sigma_n \tan \psi$ ⁽⁴⁾. Отличие состоит лишь в том, что в пластичной среде на поверхности скольжения отношение τ_n / σ_n всегда максимально (при заданном τ_n).

Учитывая сказанное, угол α наклона

поверхности разлома к направлению максимального главного нормального напряжения σ_1 легко найти из известных соотношений теории упругости и пластичности (⁴):

$$\sigma_n = \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{2} + \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2} \cos 2\alpha, \quad \tau_n = \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2} \sin 2\alpha, \quad (5)$$

$$\frac{\tau_n}{\sigma_n} = \operatorname{tg} \gamma, \quad \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{\sigma_1 + \sigma_2} = \sin \gamma$$

(здесь $\sigma_1 = \sigma_\theta$ и $\sigma_2 = \sigma_\varphi$).

Решая эти уравнения относительно α находим $\alpha = 45^\circ + \gamma/2$. Учитывая теперь выражение (3), получены $\operatorname{ctg} \alpha = \sqrt{\cos \theta}$.

В рассматриваемой задаче поле напряжений является осесимметричным: в любой точке литосферы максимальное главное нормальное напряжение σ_θ всегда горизонтально и направлено по лучам либо от оси восходящего потока, либо к центру нисходящего потока. В обоих случаях разломы будут пересекать эти лучи под углом $\pm \alpha$, образуя на поверхности Земли спиральные линии

$$r = r_0 e^{\pm \varphi \sqrt{\cos \theta}}, \quad (6)$$

где r — расстояние, отсчитываемое по поверхности Земли от эпицентра вертикального мантийного потока до произвольной точки разлома, r_0 — расстояние от эпицентра потока до начала разлома, φ — долготный угол, $\theta = r/R_g$ — полярный угол.

Зависимостью (6) можно аппроксимировать положение современных и древних зон разломов лишь в том случае, если они образовались над одинокими восходящими или нисходящими потоками, обладавшими в плане округлыми очертаниями. Условия возникновения трещин между близко расположенными потоками будут более сложными. Примерами структур, описываемых зависимостью (6), могут служить: границы материковых склонов континентов, обрамляющих Северную Атлантику (рис. 1); очертания Антарктиды, южного берега Австралии и юго-восточного берега Индии (рис. 2); конфигурация глубоководных желобов в современных геосинклинальных зонах (рис. 3), а также дуги Альп, Гималайских гор, Новой Земли, некоторые хребты и разломы южного и восточного обрамления Восточно-Сибирской платформы, впадины Байкала, Восточно-Африканских озер и др. Кривая (6) неплохо совмещается и с линиями расположения мелкофокусных землетрясений в некоторых сейсмоактивных зонах Земли (например, в районах островных дуг Тихого океана) и поэтому может быть использована для целей сейсморайонирования и при прогнозах землетрясений.

Институт океанологии им. П. П. Ширшова
Академии наук СССР
Москва

Поступило
24 I 1973

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ О. Г. Сорохтин, Изв. АН СССР, Физика Земли, № 7 (1972). ² В. А. Магницкий, Внутреннее строение и Физика Земли, М., 1965. ³ Д. Хендин, Прочность и пластичность, В сборн. Справочник физических констант горных пород, М., 1969. ⁴ А. Надаи, Пластичность и разрушение твердых тел, 2, М., 1969. ⁵ E. Bullard, J. E. Everett, A. G. Smith, Phil. Trans. Roy. Soc., Ser. A, 258, 41 (1965). ⁶ Л. Кинг, Морфология Земли, М., 1967.