Доклады Академии наук СССР
1970. Том 195, № 4

УДК 551.241 **ГЕОЛОГИЯ**

А. И. РЫБИН

ТЕОРИЯ ГЛУБИННОГО ГРАВИТАЦИОННОГО ТЕКТОГЕНЕЗА

(Представлено академиком А. В. Сидоренко 13 XI 1969)

Для объяснения асимметрии Ферганской и Иссыккульской впадин альпийского (кайнозойского, современного) Тянь-Шаня, обязанной видимому давлению с севера, в 1958 г. была предложена гипотеза, согласно которой кора сползает по поверхности М под влиянием силы тяжести, для чего достаточно угла ее наклона 2—4° [6]. По аналогии с гипотезой гравитационного тектогенеза, когда предполагается сползание слоев осадочных пород под влиянием силы тяжести, автор назвал ее гипотезой глубинного гравитационного тектогенеза (ГГТ). Позднее выяснилось, что она позволяет объяснить движение по Таласо-Ферганскому разлому в неоген-антропогене как по правому сдвигу [7], сжатие орогенов, их асимметрию и историю складкообразования (приуроченность наиболее интенсивной складчатости к осевой части орогенов), растяжение коры краевых прогибов и в рифтах [8, 10]. Наконец, гипотеза ГГТ устанавливает причинную связь между контракцией и изостазией [8], что позволяет говорить о единой контракционно-изостатической гипотезе тектогенеза [9].

Гипотезы контракции и изостазии в значительной степени исследованы математически. В настоящей статье математически исследуется гипотеза ГГТ. Что касается построения контракционно-изостатической теории тектогенеза, то его пока приходится представить будущему.

Гипотеза ГГТ допускает применение математического аппарата механики сплошных сред, в частности гидромеханики. Рассмотрим стационарное движение, когда скорость $\mathbf{v}$ явно не зависит от времени t: $\partial\mathbf{v} / \partial t = 0$. Кору будем считать несжимаемой со средней плотностью $\rho = 2{,}8$. Движения, с которыми нам придется иметь дело, настолько медленны, что мы можем пренебречь квадратом скорости. Тогда уравнение Навье — Стокса движения вязкой жидкости под влиянием силы $\mathbf{F}$ (на г) с коэффициентом вязкости или просто вязкостью η и давлением p будет иметь вид [2]:

$$\underline{F} - \frac{1}{\rho}\,\mathrm{grad}\, p + \frac{\eta}{\rho}\,\Delta\mathbf{v} = 0,$$

где $\Delta = \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2 + \partial^2 / \partial z^2$ — оператор Лапласа. Уравнение неразрывности, выражающее закон сохранения массы, для нашего случая сводится к равенству нулю расхождения скорости: $\mathrm{div}\,\mathbf{v} \equiv \partial v_x / \partial x + \partial v_y / \partial y + \partial v_z / \partial z = 0$, где v_x, v_y, v_z — проекции скорости на оси X, Y, Z.

Тензор напряжений для несжимаемой жидкости имеет вид [2]:

$$p_{ik} = -p\delta_{ik} + \eta(\partial v_i / \partial x_k + \partial v_k / \partial x_i)$$
$$(i, k = 1, 2, 3 \equiv x, y, z;\ x_1 \equiv x,\ x_2 \equiv y,\ x_3 \equiv z),$$

где символ δ_{ik} равен 0 при $i \neq k$ и равен 1 при $i = k$. Этот тензор симметричен и имеет 6 независимых компонент.

Пусть угол падения М постоянен и равен α. Введем прямоугольную декартову систему координат с осью X, направленной по падению М, осью Y — по простиранию М и осью Z, направленной вниз под углом α к вертикали. Начало координат поместим на дневной поверхности (или на океаническом дне). Мощность коры H будем считать постоянной и равной

35 км для континентальных краевых прогибов и 5 км для глубоководных желобов. В таком случае дневная поверхность (или океаническое дно) будет иметь тот же наклон к горизонту α, что и М, движение коры будет одномерным и происходить в направлении оси X: $v_x = v$, $v_y = v_z = 0$. Уравнение неразрывности сводится к $\partial v / \partial x = 0$. Поэтому скорость не зависит от x и, очевидно, от y: $v = v(z)$ и $\partial^2 v / \partial z^2 \equiv d^2 v / dz^2$.

Проектируем уравнение движения на оси X и Z:

$$\rho g \sin \alpha - \partial p / \partial x + \eta\, d^2 v / dz^2 = 0, \quad \rho g \cos \alpha - \partial p / \partial z = 0.$$

Тензор напряжений имеет лишь две отличные от нуля и между собой компоненты:

$$p_{xz} = p_{zx} = \eta\, dv / dz, \quad p_{xx} = p_{yy} = p_{zz} = -p.$$

Первое равенство, по умножении обеих частей на величину площади S в плоскости скольжения слоев, дает для полной силы внутреннего трения закон Ньютона: $p_{xz} S = R = \eta S\, dv / dz$.

Граничные условия сводятся к равенству нулю скорости при $z = H$ и отсутствию напряжений на дневной поверхности: $dv / dz = 0$ при $z = 0$. Решение, удовлетворяющее уравнениям движения и граничным условиям:

$$v = (\rho g H^2 \sin \alpha / 2\eta)(1 - z^2 / H^2) = v_{max}(1 - z^2 / H^2),$$

где максимальная скорость $v_{max} = \rho g H^2 \sin \alpha / 2\eta$ достигается на дневной поверхности (при $z = 0$).

Наибольшей неопределенностью обладает здесь вязкость. Венинг Мейнес ([12]) обсуждает возможность для коры и верхней мантии $\eta = 10^{22}-10^{23}$ пуаз. Полученное им более определенное значение 10^{22} пуаз при обсуждении вопроса об изостатическом всплывании Фенноскандии относится к астеносфере в мантии на глубине 100—150 км. Артюшков ([1]) получает вязкость мантии под астеносферой больше или равно 10^{23} пуаз. Такова же вязкость мантии над астеносферой, т. е. непосредственно под корой: на глубине 80 км она имеет порядок 10^{23} пуаз ([5]).

Астеносфера локализуется по относительному уменьшению скоростей распространения сейсмических волн и из-за этого получила название волновода или слоя Гутенберга. Этим устанавливается корреляционная зависимость вязкости от скорости. Такие же волноводы, по Гутенбергу, находятся в низах «гранитного» и «базальтового» слоев ([9]). И действительно, последующими исследованиями установлено наличие волновода в Альпах на глубине 10—15 км, т. е. непосредственно выше поверхности Конрада (К), о чем было сообщено на сессии Международного геодезического и геофизического союза в Швейцарии осенью 1967 г. В молассовом бассейне западнее Мюнхена обнаружен волновод на глубине от 25 до 27 км, т. е. непосредственно выше М ([13]). Другой волновод на глубине от 10 до 15 км, видимо, располагается непосредственно выше К.

По аналогии с волноводом в мантии можно полагать, что и в коровых волноводах мы имеем астеносферы, т. е. слои относительного размягчения вещества, уменьшение вязкости по меньшей мере на порядок. Известно, какое большое значение для тектоники, в частности для изостазии, имеет мантийная астеносфера. Не меньшее, а видимо, большее значение (ввиду большей близости к поверхности Земли) на тектонические движения должны оказывать коровые астеносферы. Как отметил Пейве ([4]), «существование в верхней, хрупкой и жесткой, части земной коры разнонаклонных зон повышенной пластичности, или зон «скольжения», совершенно обязательно для разрывно-глыбового тектонического течения горных масс». Гипотеза ГГТ позволяет оправдать эти надежды: наличие астеносферных слоев, параллельных М или К, естественно, играет роль смазки, чем способствует проявлению ГГТ. Вместе с тем, чтобы было возможно скольжение коры по мантии, т. е. условие $v = 0$ при $z = H$, нужно, чтобы вязкость мантии была хотя бы на порядок выше, т. е. не меньше чем

10^{23} пуаз. Насколько можно судить по распределению скоростей в коре и верхней мантии ([9]), это условие выполняется.

Сделаем расчет в двух вариантах. Сначала примем вязкость всей коры в 10^{22} пуаз, а затем примем эту вязкость лишь для слоя толщиной в 10 км над М, а вязкость остальной части коры примем в 10^{23} пуаз (практически равной бесконечности). Положим, далее, $H = 35 \cdot 10^5$ см, $g \sim 10^3$ см/сек^2. Пусть М погружается на расстоянии 60 км на 6 км, что установлено под Предкавказским прогибом на профиле Степное — Бакуриани ([11]). Тогда $\alpha = {}^1/_{10}$ ($=6°$) и $v_{\max} = 1{,}7 \cdot 10^{-7}$ см/сек. Так как в сутках около 86 400 сек., то в году будет немногим больше $3 \cdot 10^7$ сек. и $v_{\max} = 5$ см/год. За половину тектонического этапа около 100 млн лет, т. е. за период образования орогена, смещение могло бы составить 5 тыс. км! Даже если бы мы допустили вязкость коры в 10^{22} пуаз лишь в слое толщиной всего 10 км (а в остальной части коры на порядок больше), то, поскольку $(25/35)^2 \cong {}^1/_2$, смещение могло бы составить около 2,5 тыс. км, конечно, при условии, что в этом случае верхняя часть коры полностью увлекается нижней. Фактически в орогенах доказаны горизонтальные смещения коры величиной до 100 км, т. е. скорость сползания в среднем составит 0,1 см/год. Следовательно, при принятых коэффициентах вязкости достаточно лишь 2—4% сил ГГТ, чтобы переместить кору за 100 млн лет на горизонтальное расстояние 100 км.

Для глубоководных желобов $H = 5 \cdot 10^5$ см. В этом случае при $\eta = 10^{22}$ пуаз для коры (и $\eta = 10^{23}$ пуаз для мантии под корой) и тех же значениях остальных величин мы получаем $v_{\max} = 0{,}1$ см/год. Здесь смещение достигает 10 км за 10 млн лет. Но в островных дугах большие горизонтальные смещения в сторону континентов, например в Курильской дуге, не доказаны. Имеющиеся смещения в несколько километров вполне объясняются ГГТ. Что касается значительных горизонтальных смещений коры в сторону от Тихого океана (в соответствии с гипотезой ГГТ), например на Камчатке на северо-запад, а в Андах на восток, то они происходят в условиях толщины коры 35 км и более, что соответствует мощности коры в других орогенах.

Обратим внимание на то, что условие скольжения толщи коры не зависит от длины этой толщи в направлении падения М. Поэтому наши расчеты действительны для любого участка коры, лишь бы он не испытывал сжатий или растяжений в направлении падения М. Такое условие практически наблюдается около точки перегиба М. Ниже точки перегиба, т.е. ближе к орогену, М выполаживается, и здесь, перед своим сползающим фронтом, кора сжимается. Выше точки перегиба, т. е. в краевых прогибах, М также выполаживается, но здесь, в своем сползающем тылу, кора растягивается.

Для расчета сжимающих и растягивающих напряжений нам уже придется учитывать длину скользящей толщи по падению М, так как сила ГГТ при прочих равных условиях ей прямо пропорциональна. Создающее ее касательное напряжение мы можем вычислить по формуле $p_{xz} = \eta dv / dz = -\rho g \sin \alpha \cdot z$, что и следовало ожидать. Среднее (по глубине) значение напряжения равно $(p_{xz})_{\text{ср}} = -{}^1/_2 \rho g H \sin \alpha = -\eta v_{\max} / H$. При $H = 35 \cdot 10^5$ см $(p_{xz})_{\text{ср}} \sim 5 \cdot 10^8$ дин/см^2.

Если мы выделим вертикальную полосу в направлении падения М шириной (по простиранию М) в единицу (1 см), то при длине полосы s мы получим полную силу ГГТ $R = s (p_{xz})_{\text{ср}} = 5 \cdot 10^8 s$ дин.

При $s = 60$ км $= 60 \cdot 10^5$ см, что имеет место для Предкавказского прогиба на профиле Степное — Бакуриани ([11]), $R = 3 \cdot 10^{15}$ дин. Эта сила не зависит от вязкости. Теперь учтем, что прочность пород на разрыв при нормальном атмосферном давлении, комнатной температуре и кратковременном воздействии составляет $3—5 \cdot 10^7$ дин/см^2 ([3]). При длительном воздействии прочность значительно понижается (ведь силы ГГТ действуют на протяжении по крайней мере миллионов лет). Поэтому возьмем нижнее значение прочности на разрыв, т.е. $3 \cdot 10^7$ дин/см². Для растяжения коры всего прогиба (шириной 1 см и высотой 35 км) требуется сила $3 \cdot 10^7 \cdot 35 \cdot 10^5 \sim 10^{14}$ дин.

Для растяжения коры прогиба требуется, кроме того, преодолеть вязкость коры. Уменьшение мощности консолидированной коры под Предкавказским прогибом, согласно упомянутому профилю Степное — Бакуриани ([11]), достигает 10 км (теперь в среднем 25 км против в среднем 35 км под платформами). Мы можем допустить это утонение коры за счет растяжения. Тогда величина растяжения прогиба современной шириной 60 км будет близка к 20 км. Так как Предкавказский прогиб начал формироваться в палеогене, т. е. 50 ± 20 млн лет назад, то средняя скорость растяжения прогиба составит 0,04 см/год. У границы прогиба с платформой скорость растяжения будет равна нулю. Вблизи границы краевого прогиба с орогеном (или, точнее, в осевой части краевого прогиба, так как внутренняя часть прогиба испытывает не растяжение, а сжатие) скорость растяжения будет максимальной. Считая линейным возрастание скорости растяжения от платформы к орогену, мы можем оценить максимальную скорость растяжения краевого прогиба (у границы с орогеном) в 0,08 см/год или округляя 0,1 см/год, что согласуется со скоростью горизонтального смещения коры в орогенах. Так как она в 50 раз меньше скорости 5 см/год, то для преодоления вязкости коры прогиба требуется среднее (по глубине) напряжение около 10^7 дин/см², а для всего прогиба в среднем $0{,}5 \cdot 10^7$ дин/см². Для преодоления вязкости коры всего прогиба требуется сила $0{,}5 \cdot 10^7 \cdot 60 \cdot 10^5 = 0{,}3 \cdot 10^{14}$ дин. Поэтому для растяжения коры прогиба требуется сила примерно $1{,}3 \cdot 10^{14}$ дин. Оба составляет менее 5% силы R.

Для того чтобы сжать кору орогена, требуется гораздо бо́льшая сила в основном из-за того, что прочность пород на сжатие (скалывание) на порядок больше прочности на разрыв. Прочность пород на скалывание при нормальном атмосферном давлении, комнатной температуре и кратковременном воздействии равна $7-9 \cdot 10^8$ дин/см² ([3]). Снова для длительных воздействий принимаем меньшее значение прочности на скалывание, т.е. $7 \cdot 10^8$ дин/см². Чтобы раздавить столб пород высотой 35 км и шириной 1 см, нужна сила около $2{,}4 \cdot 10^{15}$ дин. Если смещается весь ороген, то средняя скорость его смещения будет, как мы отметили на 0,1 см/год. Если же кора орогена скручивается во впадине по М, то средняя скорость смещения будет вдвое меньше. По большей части имеет место первое предположение (Карпаты, Кавказ, Анды). В этом случае среднее напряжение, необходимое для преодоления вязкости коры орогена, составляет 10^7 дин/см². При ширине орогена 100 км требуется сила $0{,}1 \cdot 10^{15}$ дин. В сумме для раздавливания пород орогена требуется сила около $2{,}5 \cdot 10^{15}$ дин, что составляет 80% силы R.

В общей сложности сил ГГТ достаточно для того, чтобы передвинуть кору орогена на десятки километров, растянуть кору краевого прогиба и раздавить породы орогена.

Союзный специальный геофизический трест
Министерства геологии СССР
Москва

Поступило
7 XI 1969

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] Е. В. Артюшков, Физика Земли, № 1, 3 (1967). [2] Н. Е. Кочин, И. А. Кибель, Н. В. Розе, Теоретическая гидромеханика, **2**, 1963, стр. 383, 389. [3] В. А. Магницкий, Внутреннее строение и физика Земли, 1965, стр. 127. [4] А. В. Пейве, Геотектоника, № 5, 8 (1967). [5] Развитие наук о Земле в СССР, «Наука», 1967, стр. 211. [6] А. И. Рыбин, Узб. геол. журн., № 4, 72 (1962). [7] А. И. Рыбин, Бюлл. МОИП, отд. геол., № 6, 152 (1963). [8] А. И. Рыбин, Природа, № 7, 87 (1964). [9] А. И. Рыбин, ДАН, 168, № 2, 416 (1966). [10] А. И. Рыбин, Физика Земли, № 11, 107 (1968). [11] Ю. Г. Юров, Сов. геол., № 9, 113 (1963). [12] W. A. Heiskanen, F. A. Vening-Meinesz, The Earth and its Gravity Field, N. Y.— Toronto — London, 1958, p. 326, 368. [13] R. Meissner, Gerlands Beitr. Geophys., **76**, № 3, 211; № 4, 295 (1967).