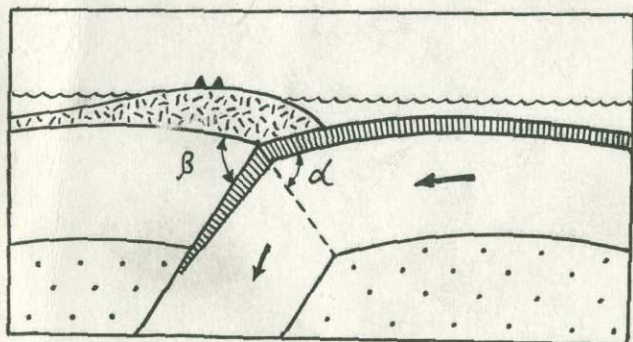


АКАДЕМИЯ НАУК СССР  
ИНСТИТУТ ОКЕАНОЛОГИИ ИМ. П.П. ШИРШОВА

# ТЕКТОНИКА ЛИТОСФЕРНЫХ ПЛИТ (динамика зоны поддвига)



Москва 1976

АКАДЕМИЯ НАУК СССР  
ИНСТИТУТ ОКЕАНОЛОГИИ им. П.П. ШИРШОВА

ТЕКТОНИКА  
ЛИТОСФЕРНЫХ ПЛИТ  
(динамика зоны поддвига)

5388

Москва 1976



УДК 550.311:551.24

Тектоника литосферных плит (динамика зоны поддвига). М.,  
ВИНИТИ, 1976.

В сборнике описывается тектоническое строение области со-  
членения литосферных плит под островными дугами, исследуются  
механизмы возникновения пластических деформаций, излома и ква-  
зиупругого изгиба океанической литосферы в зонах поддвига  
плит, изучается процесс затягивания океанических осад-  
ков в глубоководные желоба и рассматривается строение Курило-  
Камчатской активной зоны с точки зрения теории тектоники лито-  
сферных плит.

Ответственный редактор  
доктор физико-математических наук  
О.Г. Сорохтин

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Геосинклиальный процесс развития земной коры – основной геологический процесс, формирующий структуру, состав и морфологию континентальной коры, к настоящему времени феноменологически изучен достаточно полно, хотя его движущий механизм до последнего времени и оставался совершенно невыясненным. С появлением теории тектоники литосферных плит возник совершенно новый подход к проблемам глобальной геологии, позволивший по-новому осветить и природу геосинклиального процесса.

Характерной особенностью новой тектонической теории является тот факт, что она не только успешно преодолела принципиальные трудности, стоявшие перед гипотезами ранних мобилистов, но и пошла значительно дальше, последовательно объясняя развитие многих глобальных геологических процессов. Крупное преимущество этой теории состоит в том, что даже разноплановые геологические явления в ней рассматриваются с единых позиций и количественно.

Интенсивно развивающаяся в наши дни теория тектоники литосферных плит за короткое время своего существования успела объяснить природу многих глобальных геологических явлений. В частности, стало ясно, что активные стадии развития геосинклиальных поясов органически связаны с процессом поддвига океанических литосферных плит под края континентов и островные дуги.

Несмотря на это, сам процесс поддвига плит все еще оставался слабо исследованным, а для его характеристики обычно использовались только качественные описания. Такое положение в

теории иногда использовалось ее оппонентами. Например, поводом для критики часто служило представление, будто поддвиг океанических плит под островные дуги и края континентов обязательно должен сопровождаться соскребанием и смятием осадков в глубоководных желобах, чего, однако, как правило не наблюдается.

В настоящем сборнике помещены работы, в которых поддвиг плит рассматривается с позиций механики. В связи с большой сложностью изучаемого процесса, его исследование проводится на упрощенных механических моделях. Так, литосферные плиты характеризуются свойствами жестко-пластического или упруго-пластического тела, а осадки, попавшие в зазор между литосферными плитами, моделируются вязкой жидкостью.

Несмотря на принятые упрощения, полученные решения позволили сделать численные оценки некоторых основных характеристик процесса и сопоставить их с геологическими данными. В частности, используя методы теории смазки удалось определить условия затягивания осадков в глубоководные желоба и показать, что в большинстве случаев океанические осадки будут полностью поглощаться в зонах поддвига плит без всякого их соскребания и смятия перед островными дугами.

В последней статье сборника с точки зрения теории тектоники литосферных плит объясняется происхождение разрывов литосферных плит и сдвиговых разломов в геосинклинальных поясах, а также рассматривается геологическое строение и тектоническое развитие Курило-Камчатской активной зоны.

## СТРОЕНИЕ ЗОНЫ ПОДДВИГА ЛИТОСФЕРНЫХ ПЛИТ

Согласно теории тектоники литосферных плит верхняя жесткая оболочка Земли — ее литосфера образуется в рифтовых зонах и под срединно-океаническими хребтами за счет охлаждения и полной кристаллизации вещества астеносферы (земная кора является лишь верхним слоем литосферы).

Под влиянием конвективных мантийных течений литосферная оболочка разламывается на отдельные плиты, перемещающиеся по поверхности астеносферы в соответствии с направлениями астеносферных течений. В местах расхождения астеносферных плит, главным образом над восходящими мантийными течениями, возникают рифтовые зоны и срединно-океанические хребты; в местах сближения и сжатия литосферных плит, расположенных преимущественно над нисходящими мантийными течениями, одна из литосферных плит поддвигается под другую, ломается и погружается в глубины мантии вдоль зоны Заварицкого-Бениоффа (Айзекс, Оливер, Сайкс, 1974; Дьюи, Берд, 1974 а, б; Сорохтин, 1974). Конвективные течения в мантии генерируются мощнейшим процессом гравитационной дифференциации мантийного вещества, протекающим на подошве нижней мантии и приводящим к выделению и росту земного ядра (Сорохтин, 1974).

Судя по расположению трансформных разломов, рифтовых зон и магнитных аномалий на океаническом дне, а также судя

по распределению и характеру сейсмичности Земли, отдельные литосферные плиты перемещаются по земной поверхности в виде жестких тел, испытывающих деформацию только в узких зонах сжатия по краям плит (Уилсон, 1974; Ле Пшон, 1974; Айзекс, Оливер, Сайкс, 1974). Этот очень важный вывод ограничивает выбор геологических моделей литосферных плит и не позволяет, например, считать литосферу вязкой жидкостью. Отмеченной кинематике движения литосферных плит ближе всего соответствуют модели упруго-пластичного и жестко-пластичного тел. Выбор той или иной из этих моделей может зависеть от природы рассматриваемых тектонических процессов, но всегда необходимо учитывать, что литосферные плиты характеризуются конечным пределом текучести  $\zeta_s$  и пока механические напряжения не превзошли этого предела плиты остаются упругими или (в первом приближении) жесткими телами.

Плотность океанических литосферных плит соизмерима с плотностью мантии и заметно превышает плотность континентальной литосферы. Поэтому, поддвигаемыми и опускаемыми в мантию всегда оказываются только океанические плиты (поддвигу и опусканию в мантию континентальных плит препятствуют возникающие при этом архимедовы силы). Типичным примером океанической литосферы может служить Тихоокеанская плита, образующаяся в рифтовой зоне на гребне Восточно-Тихоокеанского поднятия и погружающаяся в мантию под островными дугами на северо-западе и западе Тихого океана.

Литосфера в масштабах Земли представляет собой тонкую сферическую оболочку, т.к.  $H_e \ll R_g$ , где  $H_e$  - мощность

литосферы;  $R_z$  - радиус Земли. Поэтому при исследовании деформаций и напряженного состояния литосферы в зоне поддвига кривизной этой оболочки можно пренебречь и рассматривать только плоскую и двумерную модель литосферы. С другой стороны, в локальной области развития деформаций, приводящих к излому литосферы в зоне поддвига, поддвигаемую плиту уже нельзя считать тонкой оболочкой, способной изгибаться под малыми радиусами кривизны без заметных сдвиговых или разрывных деформаций. В этой области учет толщины литосферы уже необходим.

В работах (Сорохтин, 1973; Yohji, 1974) показывается, что с удалением от рифтовых зон мощность литосферных плит возрастает пропорционально корню квадратному из их возраста

$$H_e = (8,6 \div 7,5) \cdot \sqrt{t}$$

где  $H_e$  - мощность литосферы в км;  $t$  - возраст плит в млн. лет. Увеличение мощности плит, однако, не должно происходить беспределно, т.к. постоянный приток глубинного тепла, идущий от астеносферных течений, в конце концов останавливает процесс остывания и кристаллизации вещества астеносферы. По-видимому, предельные мощности океанической литосферы (под абиссальными котловинами океанов) не превосходят 70 - 80 км. В среднем мощность океанической литосферы близка к 60 км.

Процесс надвига (поддвига) литосферных плит во многом напоминает процесс торошения речного льда во время ледохода при его сжатии в местах заторов. Как и в случае льда, надвигаемая литосферная плита оказывает сильное давление на поддвигаемую плиту. Под влиянием избыточного давления, создаваемого горизонтальным напряжением сжатия и весом надвинутой

части верхней плиты, нижняя плита, подобно речному льду, должна ломаться (при  $\sigma_n \geq \tau_s$ ). При этом основное отличие сравниваемых процессов состоит лишь в том, что лед легче воды, а литосферные плиты (при одинаковых давлениях) всегда несколько тяжелее вещества астеносферы (Сорохтин, 1973).

Важно подчеркнуть, что в упруго-пластичном материале, каковым является вещество литосферы, при достижении предела текучести начинают развиваться сдвиговые деформации. Поэтому, на уровне возникновения критического напряжения  $\sigma_{кр} = \tau_s$  в теле поддвигаемой плиты также разовьются сдвиговые деформации снимающие это напряжение. Критические напряжения в поддвигаемой плите создаются давлением надвигаемой плиты. Благодаря встречному движению этих плит, под один и тот же уровень критического давления постепенно будут попадать все новые и новые участки поддвигаемой плиты, а, следовательно, эта плита постепенно будет продвигаться сквозь узкую зону развития сдвиговых (плоских) деформаций. В результате этого, на уровне критического давления профиль поддвигаемой плиты должен круто ломаться, а направление ее движения - резко меняться (Сорохтин, 1974).

Резкий излом поддвигаемых литосферных плит наблюдается практически под всеми островными дугами. Его положение в разрезе отмечается пересечением сейсмофокальной поверхности (зоны Заварицкого-Бениоффа) с подошвой земной коры под островной дугой, а положение внешнего ребра излома плиты очень четко фиксируется областью максимальной сейсмической активности (см. рис. 1). В плане положение этого ребра прослежива-

ется по максимуму гравитационных аномалий в свободном воздухе над островными дугами (Сорохтин, 1974).

Упруго-пластичными свойствами вещества литосферы объясняется также асимметричное строение зон поддвига плит. Действительно, такие зоны возникают только в тех районах, где доминируют напряжения сжатия, достигающие предела текучести литосферы. Как только такие напряжения превысят предел прочности пород, сразу же произойдет раскол литосферы по одной из потенциально возможных наклонных поверхностей скольжения. При горизонтальных напряжениях сжатия и изотропном строении литосферы, наклон такой поверхности должен быть близок к  $45^{\circ}$ . Поэтому после возникновения первого раскола литосферы, образовавшиеся фрагменты уже перестают быть равнозначными, т.к. на их края, ограниченные наклонным расколом, теперь действуют противоположно направленные вертикальные составляющие сил реакции. Под влиянием напряжений сжатия и сил реакции край плиты, нависающий над поверхностью первичного раскола, начнет подниматься и надвигаться на смежную ей плиту. В будущем над таким краем возникнет новая островная дуга.

В противоположность этому, на край смежной плиты будет действовать направленная вниз составляющая реакции, заставляющая этот край погружаться в мантию. В результате плита, край которой уходит под первичный раскол, со временем превратится в поддвигаемую плиту (Лобковский, Сорохтин, 1976а). В дальнейшем асимметрия строения зоны поддвига постоянно поддерживается непрекращающимся движением плит и даже еще более усугубляется развитием геохимических процессов образования

континентальной коры под островными дугами (Сорохтин, 1974).

Помимо пластических деформаций в зонах поддвига плит ярко проявляются и упругие свойства литосферы. В частности, упругими деформациями поддвигаемой плиты хорошо объясняется происхождение и морфология краевых валов и океанических склонов глубоководных желобов (Hanks, 1971; Watts, Talwani, 1974; Лобковский, 1976).

Приведенные особенности строения зон поддвига плит (резкий излом поддвигаемой плиты, асимметрия островодужных структур и упругий изгиб поддвигаемой плиты перед глубоководным желобом) естественным образом объясняются в рамках упруго-пластичной модели литосферы. В противоположность этому, модель вязкой литосферы, лишенной предела текучести, приводит к совершенно иным и неверным представлениям о строении зон поддвига плит. Так, в такой модели литосферы зоны поддвига, сформированные на океанической коре, должны быть симметричными, а изгиб поддвигаемой литосферы — плавным. Кроме того, чисто вязкая модель литосферы (даже с большим значением коэффициента вязкости) не объясняет разрывный характер поля скоростей движения плит в рифтовых зонах и Эйлеров закон перемещения плит по поверхности Земли, а эти особенности движения литосферных плит установлены достаточно уверенно и многократно проверены (Уильсон, 1974; Морган, 1974; ЛеПшон, 1974; Айзекс, Оливер, Сайкс, 1974; Карасик, Рождественский, Донец, 1975).

Трение плит в зоне поддвига сопровождается выделением большого количества тепла, идущего на разогрев и переплавле-

ние пород в окрестностях этой зоны. С глубиной выделение тепла увеличивается, поэтому нижняя и средняя части надвигаемой плиты подвергаются значительно большей магматической переработке и разрушению, чем ее верхняя часть. Благодаря этому впереди надвигаемой плиты постепенно формируется сравнительно тонкий клинообразный литосферный выступ, перекрывающий поддвигаемую плиту на участке между глубоководным желобом и зоной Заварицкого-Бениоффа (круто падающей сейсмофокальной зоной).

Литосферные выступы у надвигаемых (островодужных) плит существуют практически во всех зонах поддвига. В качестве примера, на рис. I изображен предполагаемый разрез области сочленения литосферных плит в районе Курильской островной дуги. На этом разрезе границы сочленения плит проведены в соответствии с рассматриваемым механизмом поддвига плит и с учетом характера распределения мелкофокусных землетрясений под внешним склоном островной дуги. Положение границы земной коры (за исключением ее крутопадающей ветви) построено по данным глубинного сейсмического зондирования, а наклон зоны Заварицкого-Бениоффа и погружающейся ветви поддвигаемой плиты определены по изоляциям сейсмической активности, воспроизведенным из (Федотов, Багдасарова, Кузин, Тараканов, 1969).

Обращает на себя внимание совпадение положения на разрезе участка максимальной сейсмической активности с внешним ребром изломанного профиля поддвигаемой плиты. Такое совпадение можно объяснить тем, что в этом месте поддвигаемая плита пересекает уровень предельных давлений, благодаря чему в ее теле происходят сдвиговые деформации. Кроме того, именно

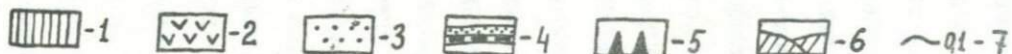
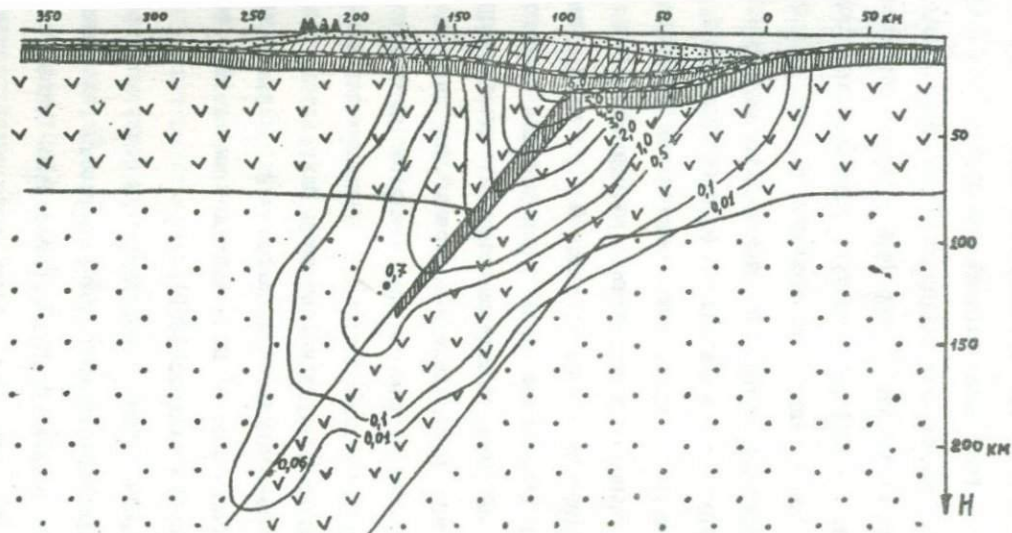


Рис. 1. Разрез области сочленения литосферных плит в зоне поддвига.  
 1 - океаническая кора; 2 - литосфера; 3 - астеносфера; 4 - осадки;  
 5 - вулканы; 6 - вулканогенно-осадочная толща; 7 - изосейсты в ед.  $A_{10}$ .

здесь надвигаемая плита как мощный резец с максимальной силой давит на поддвигаемую плиту, заставляя ее деформироваться и, подобно гигантской стружке, опускаться в мантию.

Вместе с поддвигаемой литосферой в зону поддвига плит попадает океаническая кора, сложенная, в основном, гидросиликатами типа серпентинита, базальтами и пелагическими осадками. Породы океанической коры характеризуются значительно меньшими порогами текучести, чем породы литосферы. Поэтому, попадая в зону трения плит, океаническая кора должна полностью переходить в пластическое состояние и вести себя подобно вязкой жидкости в зазоре между двумя движущимися друг относительно друга жесткими поверхностями.

Постоянное и однонаправленное взаимное перемещение плит приводит к установлению в зазоре между плитами сдвиговых течений пород океанической коры по типу течений Куэтта. Диссипация энергии вязкого трения сдвиговых течений приводит к разогреву, дегидратации и расплавлению пород коры (Сорохтин, 1974). Благодаря обилию воды, выделяющейся при дегидратации гидросиликатов коры, температура плавления пород в зоне трения должна резко падать (до 600 - 700°C).

Расплавление пород должно приводить к снижению трения, а следовательно, и к уменьшению тепловыделения в зазоре между плитами. В результате здесь установится саморегулирующийся термодинамический процесс, при котором породы океанической коры и прилегающих участков литосферных плит будут плавиться не полностью, а лишь частично, по типу анатексиса. Несмотря на это, общий объем пород коры и смежных участков литосферных

плит, подвергавшихся почти полной магматической переработке, может быть очень значительным. Это связано с тем, что образующиеся при анатексисе магмы, как сравнительно маловязкие жидкости, будут активно и быстро выжиматься из зоны поддвига плит в сторону вулканических построек островной дуги. Удаление же расплавов из зоны поддвига вновь повысит трение и тепловыделение, а это в свою очередь увеличит степень расплавления оставшихся пород.

При установившемся режиме поддвига плит, скорость расплавления лобовой части надвигаемой плиты, а следовательно и скорость образования литосферного выступа, зависит от величины тепловыделения в зоне Заварицкого-Бениоффа и от значения удельной теплоты анатексиса пород коры и литосферных плит. Пренебрегая эффектами теплопроводности, можно получить

$$\frac{de}{dt} = \frac{1}{\sin \beta} \cdot \frac{dz}{dt} \approx \frac{Q}{2W\rho_e \sin \beta} \quad (1)$$

где  $\frac{de}{dt}$  - скорость образования литосферного выступа;  $\frac{dz}{dt}$  - скорость перемещения фронта анатексиса пород лобовой части надвигаемой плиты;  $\beta$  - угол наклона зоны Заварицкого-Бениоффа;  $Q$  - тепловой поток, генерируемый в зоне трения плит;  $W$  - удельная теплота анатексиса пород литосферы;  $\rho_e$  - плотность литосферы.

Тепловой поток можно определить интегрированием диссипативной функции

$$Q = \int_0^h \eta_c \left( \frac{dV}{dz} \right)^2 dz \quad (2)$$

где  $\frac{dV}{dz}$  - нормальный градиент скорости сдвиговых течений

пород коры в зоне Заварицкого-Бениоффа;  $\eta_c$  - вязкость пород коры в этой же зоне;  $h$  - ширина зазора между плитами, заполненная породами океанической коры.

Подстановкой значения скорости  $v$  из решения для течения Куэтта (см. Шлихтинг, 1974) в (2) получим:

$$Q = \eta_c \frac{v_0^2}{h} + \frac{G^2 h^3}{12 \eta_c} \quad (3)$$

$$G = \Delta \rho \cdot g \cdot \sin \beta \quad (4)$$

где  $v_0$  - скорость подвига плит;  $G$  - продольный градиент давления, действующий на породы коры, заполняющие зону Заварицкого-Бениоффа;  $\Delta \rho \approx 0,4 \text{ г/см}^3$  - средняя разность плотности пород литосферы и океанической коры;  $g$  - ускорение силы тяжести.

Самым неопределенным членом в (3) является вязкость  $\eta_c$ . Для ее оценки можно воспользоваться условием выжимания офиолитовых масс из зоны Заварицкого-Бениоффа. Но прежде необходимо обратить внимание, что наиболее широко распространенные во многих горных поясах Земли офиолитовые покровы с четко выраженной надвиговой структурой и характерной триадой (серпентинизированные перидотиты - габбро-спилитовая формация - океанические осадки) образуются не путем выжимания пород океанической коры из зоны Заварицкого-Бениоффа, а за счет надвига фундамента островных дуг на тыльные участки геосинклинальных структур (Сорокгин, 1973 б).

Помимо отмеченных, наиболее распространенных офиолитовых покровов, по-видимому, существуют и отдельные интрузивные тела ультраосновного состава, происхождение которых не удается

связать с образованием региональных надвигов или с внедрением расплавов (поскольку нигде на Земле не существует температур, достаточных для расплавления ультраосновных пород). Не исключено, что такие ультраосновные интрузивные тела могли внедриться в континентальную кору за счет выжимания пород океанической коры из древних зон поддвига плит.

Условием отсутствия выжимания пластичного материала из зазора между плитами является неравенство (Лобковский, Сорохтин, 1976б)

$$\eta \geq 4,5 \frac{h_0^2 G}{\nu_0} \quad (5)$$

где  $h_0$  - недеформированная (исходная) мощность океанической коры.

По-видимому, в большинстве современных активных зон поддвига, в которых скорость движения плит превышает 5 - 6 см/год, выжимание офиолитов из зоны Заварицкого-Бениоффа не происходит. Однако, в менее активных зонах, со скоростью смещения плит порядка 2 - 3 см/год, такое выжимание уже может наблюдаться, поскольку скорость  $\nu_0$ , увлекающая породы коры вглубь зоны поддвига, в этом случае мала и не может противостоять действию градиента давления  $G$ , стремящегося выдавить эти породы из зоны поддвига наружу.\*)

Расчеты, подобные приведенным в (Лобковский, Сорохтин, 1976б) но для зоны Заварицкого-Бениоффа, изображенной на рис. I,

\*) Из условия (5) также с необходимостью следует, что все мало вязкие магматические жидкости, образующиеся в зоне трения плит, должны полностью выжиматься из нее.

показывают, что  $G \approx 300$  дин/см;  $h_0 \approx 6$  км; за критическую скорость по-видимому, можно принять значение 3 см/год. В этом случае из (5) найдем, что вязкость океанической коры, попавшей в зону поддвига плит, примерно равна  $5 \cdot 10^{21}$  пз.

При такой вязкости пород коры и средней скорости поддвига плит 7 см/год, толщина заполненного этими породами зазора между плитами равна  $h = 2,15 h_0 \approx 13$  км, а тепловой поток, генерируемый в зонах поддвига, примерно равен  $Q \approx 4,6 \cdot 10^{-6}$  кал/см<sup>2</sup>сек.

Принимая теперь характерные значения:  $W \approx 100$  кал/г;  $\rho_e \approx 3,3$  г/см<sup>3</sup>;  $\beta = 50^\circ$ , по формуле (1) найдем, что скорость образования литосферного выступа примерно равна 0,3 см/год. При такой скорости литосферный выступ длиной порядка 100 км может быть сформирован за 30-40 млн. лет.

8888  
5388 Развитие литосферного выступа в надвигаемой плите приводит к появлению неустойчивой ситуации, поскольку с увеличением размеров выступа возрастает и сила трения, действующая на его основание на стороне поддвигаемой плиты. Как только возникшие благодаря этому напряжения превысят пределы прочности пород, в теле литосферного выступа произойдут пластические подвижки, восстанавливающие нарушенное равновесие. Так может повторяться много раз в течение всего времени активной жизни геосинклинали. В результате этого развитие тектонических структур в таких геосинклиналих будет происходить постепенно.

Если же подошва литосферного выступа сложена жестким основанием, например кристаллическим или офиолитовым фундаментом, то после раскола такого фундамента может образоваться протяженный надвиг, иногда сопровождаемый смятием вышележащих осад-

ков (Сорохтин, 1973 б; 1974). Расколы литосферного выступа с образованием региональных надвигов могут происходить и за счет давления на фронтальную часть этого выступа крупных структур на поверхности поддвигаемой плиты, например подводных вулканических хребтов, океанических островов, или даже целых континентов, вплотную приблизившихся к островной дуге.

После образования регионального надвига и уменьшения длины выступа, нарушенное прежде равновесие восстанавливается, а литосферный выступ вновь начинает постепенно увеличиваться вплоть до возникновения новой неустойчивой ситуации и нового надвига. Не исключено, что именно циклическим развитием процесса формирования литосферных выступов в древних и современных зонах поддвига определялась и циклическая активизация тектоно-магматических процессов во многих геосинклинальных поясах прошлых геологических эпох и нашего времени.

Если это действительно так, то ни о какой глобальной синхронности фаз активизации тектоно-магматических процессов, связанных с этим механизмом, говорить и не приходится, хотя развитие каждой отдельной геосинклинали, или только ее части, может происходить по циклическому типу. По-видимому, в природе такая ситуация наблюдается достаточно часто (Яншин, 1965).

Заметим здесь же, что глобальная периодичность главных тектоно-магматических циклов при этом остается, но проявляется она не столько в активизации или затухании самих процессов (хотя в какой-то мере это явление, по-видимому, тоже наблюдается) сколько в периодических перестройках планов и местоположений тектонических поясов. Всего вероятнее, что такие гло-

бальные циклические перестройки тектонического плана Земли связаны с циклическими перестройками конвективных ячеек и структур в мантии (Сорохтин, 1974).

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Айзекс Б., Оливер Дж., Сайкс Л. Сейсмология и новая глобальная тектоника. В сб. "Новая глобальная тектоника (тектоника плит)", М., "МИР", 1974.
2. Дьюи Дж., Берд Дж. Тектоника плит и геосинклинали. В сб. "Новая глобальная тектоника (тектоника плит)" М., "МИР", 1974 а.
3. Дьюи Дж., Берд Дж. Горные пояса и новая глобальная тектоника. В сб. "Новая глобальная тектоника (тектоника плит)" М., "МИР", 1974 б.
4. Карасик А.М., Рождественский С.С., Донец Е.Г. Структура аномального магнитного поля и геометрия разрастания гребня хребта Мона в Норвежско-Гренландском море. Изв. АН СССР, Физика Земли, №2, 1975.
5. Ле Пяшон Кс. Спрединг океанического дна и дрейф континентов. В сб. "Новая глобальная тектоника (тектоника плит)" М., "МИР", 1974.
6. Лобковский Л.И. Квазиупругий изгиб литосферной плиты перед зоной поддвига. В сб. "Тектоника литосферных плит (динамика зоны поддвига)" М., ВИНТИ, 1976.
7. Лобковский Л.И., Сорохтин О.Г. Пластические деформации океанической литосферы в зоне поддвига плит. В сб. "Тектоника литосферных плит (динамика зоны поддвига)" М., ВИНТИ, 1976 а.

8. Лебковский Л.И., Сорохтин О.Г. Условия поглощения осадков в глубоководных желобах. В сб. "Тектоника литосферных плит (динамика зоны поддвига)", М., ВИНТИ, 1976 б.
9. Морган В. Океанические поднятия, глубоководные желоба, большие разломы и блоки земной коры. В сб. "Новая глобальная тектоника (тектоника плит)", М., "Мир", 1974.
10. Сорохтин О.Г. Зависимость топографии срединно-океанических хребтов от скорости раздвижения литосферных плит. Докл.АН СССР, т.208, №6, 1973 а.
11. Сорохтин О.Г. Возможный механизм образования региональных надвигов и геосинклинальной складчатости. Изв. АН СССР, Физика Земли, №7, 1973.б.
12. Сорохтин О.Г. Глобальная эволюция Земли. М., "Наука", 1974.
13. Уилсон Дж. Новый класс разломов и их отношение к континентальному дрейфу. В сб. "Новая глобальная тектоника (тектоника плит)", М., "Мир", 1974.
14. Федотов С.А., Багдасарова А.М., Кузин И.П., Тараканов Р.З. Землетрясения и глубинное строение впа Курильской островной дуги. М., "Наука", 1969.
15. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М., "Наука", 1974.
16. Яншин А.Л. Тектоническое строение Евразии. Геотектоника, № 5, 1965.

17. Hanks T. The Kuril Trench-Hokkaido Rise system. Geophys. J. Roy. Astr. Soc., 23, 173, 1971.
18. Watts A.B., Talwani M., Gravity anomalies seaward of deep-sea trenches and their tectonic implication. Geophys. J. Roy. Astr. Soc., 36, 57-90, 1974
19. Yoshii T. Regionality of group velocities of Rayleigh waves in the Pacific and thickening of the plate. Earth and Planet. Sci. Let. 25, 305-312, 1975.

Л.И.Лобковский, О.Г.Сорохтин

## ПЛАСТИЧЕСКИЕ ДЕФОРМАЦИИ ОКЕАНИЧЕСКОЙ ЛИТОСФЕРЫ В ЗОНЕ ПОДДВИГА ПЛИТ

Зоны поддвига литосферных плит всегда располагаются под островными дугами или под сейсмоактивными окраинами континентов (Isacks, Oliver, Sykes, 1968). Предполагается, что процесс поддвига литосферных плит развивается благодаря действию астеносферных течений, активно заталкивающих океаническую литосферу под островные дуги и края континентов (Hess, 1962; Сорохтин, 1974, 1976). Этому процессу способствует также гравитационное соскальзывание литосферных плит со склонов мантийных поднятий под срединно-океаническими хребтами (van Bemmelen, 1969; Jacoby, 1970).

При сжатии литосферных плит в зоне поддвига, верхняя надвигаемая плита оказывает сильное давление на поддвигаемую под нее литосферу. Под влиянием горизонтального сжатия и избыточного давления надвинутой части верхней плиты нижняя плита "ломается" и погружается в глубины мантии вдоль сейсмофокальной зоны Заварицкого-Бениоффа. Таким образом, в соответствии с принятым механизмом перемещения литосферных плит, первичными силами, приводящими к деформациям поддвигаемой плиты, являются горизонтальные силы сжатия.

Вместе с литосферной плитой в зону поддвига затягивается и океаническая земная кора, которая представляет собой тонкий верхний слой литосферы.

При рассмотрении процесса поддвига литосферных плит примем модель этого процесса, описанную в (Сорохтин, 1976). Будем считать выполненными следующие предположения:

- 1) литосфера описывается реологией жестко-пластического тела;
- 2) процесс поддвига является установившимся, причем в литосфере реализуется состояние плоской деформации;
- 3) излом поддвигаемой литосферной плиты происходит за счет развития в ее теле сдвиговых пластических деформаций, которые локализуются в виде узкой линейной зоны;
- 4) выполнено условие гидростатического равновесия плит; плотности океанической литосферы и астеносферы в первом приближении равны;
- 5) плиты изотропны и однородны;
- 6) погружающаяся ветвь поддвигаемой плиты контактирует с лобовой частью наплавающей плиты через слой океанической коры, играющей роль смазки; кора моделируется бингамовской жидкостью, т.е. представляется жестким телом на поверхности плиты и ньютоновской вязкой жидкостью в зоне поддвига;
- 7) основными силами, под действием которых происходит процесс поддвига, являются силы сжатия за счет астеносферных течений и силы взаимодействия смежных плит в зоне их контакта (силами взаимодействия между нисходящей ветвью поддвигаемой плиты и окружающей астеносферой в первом приближении можно пренебречь).

Принятая схематическая модель зоны поддвига литосферной плиты изображена на рис. I.

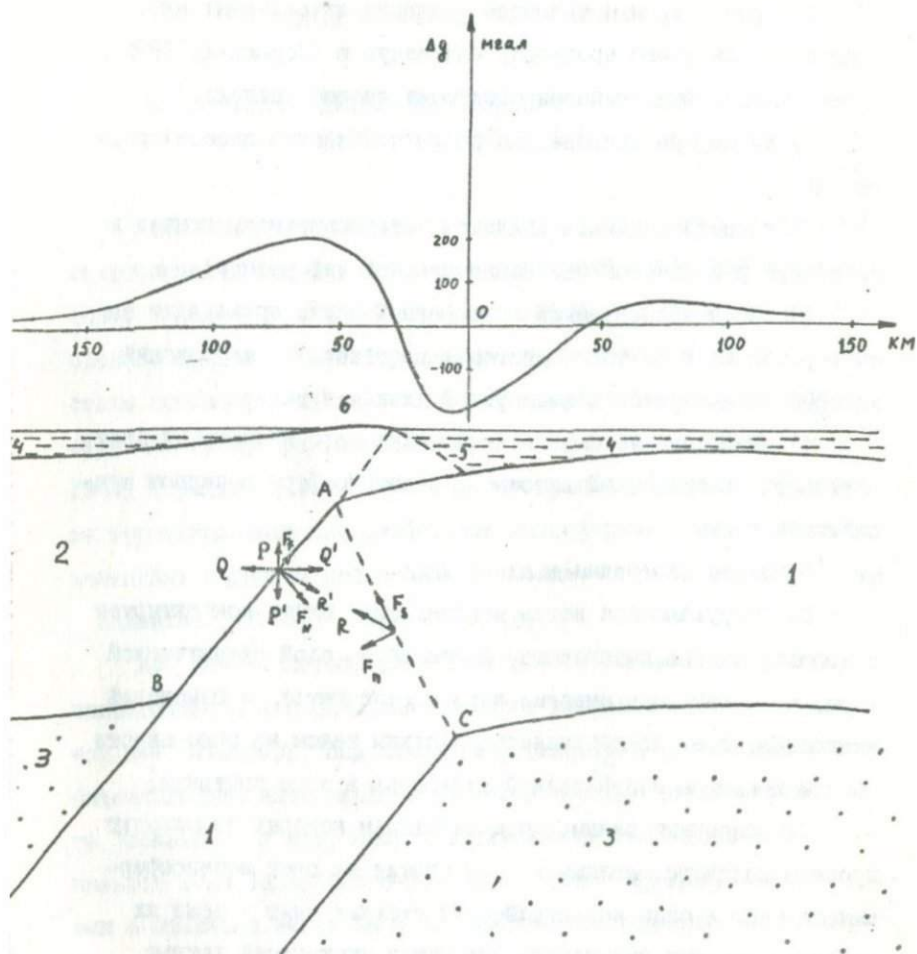


Рис. I. Механическая модель зоны подвига литосферных плит.

1 - поддвигаемая плита; 2 - надвигаемая литосферная плита;  
 3 - астеносфера; 4 - вода океана и окраинного бассейна;  
 5 - глубоководный желоб; 6 - островная дуга;  $\Delta g$  - гравитационная аномалия в "свободном воздухе".

Судя по геофизическим данным, поддвигаемая плита в зоне Заварицкого-Бениоффа не плавно изгибается, а резко "ломается" (Сорохтин, 1974). Это позволяет предположить, что в теле подвигаемой плиты пластические деформации развиваются в узкой линейной зоне, сопряженной с сейсмофокальной зоной Бениоффа, но наклоненной в противоположную сторону. Не исключено, что с этой областью пластических деформаций связана дополнительная сейсмофокальная зона, описанная в работе (Tarakanov, Un, Sukhomlina, 1974). Предполагается, что за зоной пластических деформаций плита вновь приобретает свойства жесткого тела.

Непрерывная деформация движущейся литосферной плиты в рассматриваемой модели развивается по схеме, напоминающей процесс резания металла, при котором функцию реза выполняет лобовая часть надвигаемой плиты, а роль стружки играет нисходящая ветвь поддвигаемой плиты. При исследованиях механического состояния стружки (Merchant, 1945; Pitaranec, 1948) также предполагается наличие линейной области пластичности, приводящей к "стеканию" стружки вдоль реза.

На разрезе рис. 1 область пластических деформаций отмечена линией AC. На рис. 2 схема развития сдвиговых деформаций в пластической зоне изображена в более крупном масштабе.

Обозначим через  $\beta$  - угол наклона погружающейся ветви плиты (угол наклона зоны Заварицкого-Бениоффа);  $\alpha$  - угол наклона поверхности сдвиговых деформаций;  $H_e$  и  $H_d$  - мощности плиты соответственно до и после зоны пластического сдвига (рис. 2). Тогда из геометрии зоны подвига получим

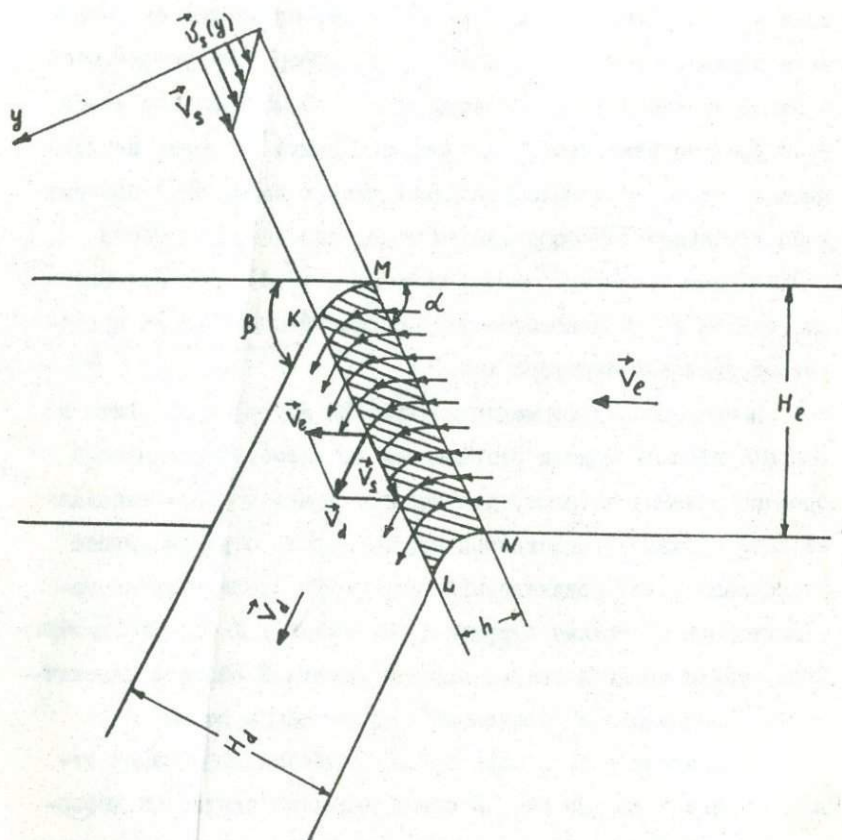


Рис. 2. Кинематическая схема области пластических деформаций.

$$H_d = H_e \frac{\sin(\alpha + \beta)}{\sin \alpha} \quad (1)$$

Формула (1) показывает, что в общем случае  $H_d \neq H_e$ .

Чтобы найти соотношение между скоростью погружения плиты  $\vec{V}_d$  и скоростью поддвига  $\vec{V}_e$  рассмотрим пластическую область, соединяющую две жесткие части плиты. Обозначим через  $h$  толщину узкой пластической зоны. Предположим, что в этой зоне развиваются пластические деформации типа простого сдвига. Тогда поле скоростей в зоне деформаций можно представить в виде

$$\vec{V}_s(y) = \frac{\vec{V}_s}{h} y \quad (2)$$

где  $\vec{V}_s(y)$  - сдвиговая скорость частиц в пластической зоне;  $y$  - координатная ось, перпендикулярная плоскостям сдвига (см. рис. 2).

На сдвиговое поле накладывается скорость  $\vec{V}_e$  поступательного движения горизонтальной части плиты, приводя к криволинейным траекториям движения частиц в зоне деформаций. В результате сложения этих скоростей частицы литосферной плиты на границе пластической области  $KL$  (при  $y=h$ ) приобретают скорость  $\vec{V}_d$  поступательного движения нисходящей ветви плиты, движущейся далее вниз уже как жесткое тело (см. рис.2).

$$\vec{V}_d = \vec{V}_e + \vec{V}_s \quad (3)$$

Из соотношения (3) можно найти зависимость абсолютных величин скоростей сдвига и погружения литосферной плиты от скорости ее поддвига

$$\begin{aligned} V_s &= V_e \frac{\sin \beta}{\sin(\alpha + \beta)} \\ V_d &= V_e \frac{\sin \alpha}{\sin(\alpha + \beta)} \end{aligned} \quad (4)$$

Устремляя параметр  $h$  к нулю в формуле (2), получим разрывное поле скоростей, при этом область пластичности вырывается в поверхность пластического сдвига AC (рис. I). Для такого разрывного поля (разрыв происходит в касательной к поверхности AC составляющей скорости) остаются справедливыми формулы (3) и (4).

Касательное напряжение на поверхности разрыва равно по величине пределу текучести материала литосферы  $\tau_s$ .

При переходе через поверхность разрыва элемент среды испытывает конечный сдвиг в направлении действия касательных напряжений и меняет направление движения.

В дальнейшем анализе непрерывное поле скорости (2) будет рассматриваться параллельно с соответствующим ему разрывным полем.

Указанные поля скоростей являются лишь предположительными (кинематически возможными) и не вытекают однозначным образом из постановки задачи о подвиге литосферной плиты. Неоднозначность вообще характерна для схемы жестко-пластического тела, в рамках которой очень редко удается получить полные и единственные решения для напряжений и скоростей,

согласующиеся с граничными условиями. Поэтому в таких задачах, в основном, используется полуобратный метод: подбирается такое поле линий скольжения (линий максимальных напряжений), для которого распределение скоростей было бы в согласии с граничными условиями. Этот подход, несмотря на свою ограниченность позволил получить много важных решений, отвечающих опытным данным (Качанов, 1969). При выборе конкретного поля скорости, среди кинематически возможных, следует использовать критерий, основанный на вариационном принципе для жестко-пластического тела.

Пусть под действием астеносферных течений поддвигаемая литосферная плита давит на лобовую часть надвигаемой плиты с силой  $\vec{Q}$ . Благодаря тому, что взаимодействие плит происходит по наклонной поверхности АВ, это давление приводит к появлению вертикальной силы  $\vec{P}$ , действующей на лобовую часть надвигаемой плиты, и противоположной ей по направлению силы  $\vec{P}' = -\vec{P}$ , действующей на левый край поддвигаемой плиты (см. рис. I). Под влиянием этих сил краевые участки плит должны изогнуться и сместиться друг относительно друга таким образом, чтобы поверхность края надвинутой плиты сместилась выше уровня изостатического равновесия литосферных плит, а поверхность поддвигаемой плиты, наоборот, погрузилась ниже этого уровня (сила  $\vec{P}$ , направленная вертикально вверх, обусловлена напряженным состоянием поддвигаемой плиты и выталкивающими силами астеносферы, в то время как противоположно направленная сила  $\vec{P}'$ , вызвана избыточным весом поднятого края надвинутой плиты и ее упругими напряжениями).

Взаимным смещением уровней краевых зон смежных плит, в частности, можно объяснить происхождение сопряженных гравитационных аномалий над рассматриваемыми структурами: возникновение положительных аномалий в свободном воздухе амплитудой до  $+150+200$  мгл. над островными дугами и отрицательных аномалий еще большей амплитуды вблизи глубоководных желобов (см. рис. 1).

Рассмотрим условия равновесия сил в зоне излома для упрощенной схемы поддвига, основываясь на предположениях, перечисленных выше.

Равнодействующая  $\vec{R}'$  сил, действующих на грань АВ поддвигаемой плиты, может быть разложена на две другие составляющие: на касательную силу трения  $\vec{F}_f$  и нормальную силу  $\vec{F}_n$ . Аналогично этому силы, действующие в зоне пластичности АС, можно разложить на касательную силу  $\vec{F}_s$  и нормальную силу  $\vec{F}_n$ . В этом случае условия равновесия сил, действующих на нисходящую ветвь подвигаемой плиты, запишутся

$$\begin{aligned} \vec{Q}' + \vec{P}' &= \vec{F}_f + \vec{F}_n = \vec{R}' \\ \vec{F}_s + \vec{F}_n &= \vec{R}; \quad \vec{R}' = -\vec{R} \end{aligned} \quad (5)$$

При стационарном поддвиге сумма моментов внешних сил (по отношению к нисходящей ветви плиты) также должна равняться нулю. Предположим поэтому, что равнодействующие внешних сил  $\vec{R}$  и  $\vec{R}'$  лежат на одной прямой (см. рис. 1 и 3).

Касательную силу, действующую в зоне пластичности АС, можно выразить через предел текучести  $\tau_s$  и мощность лито-

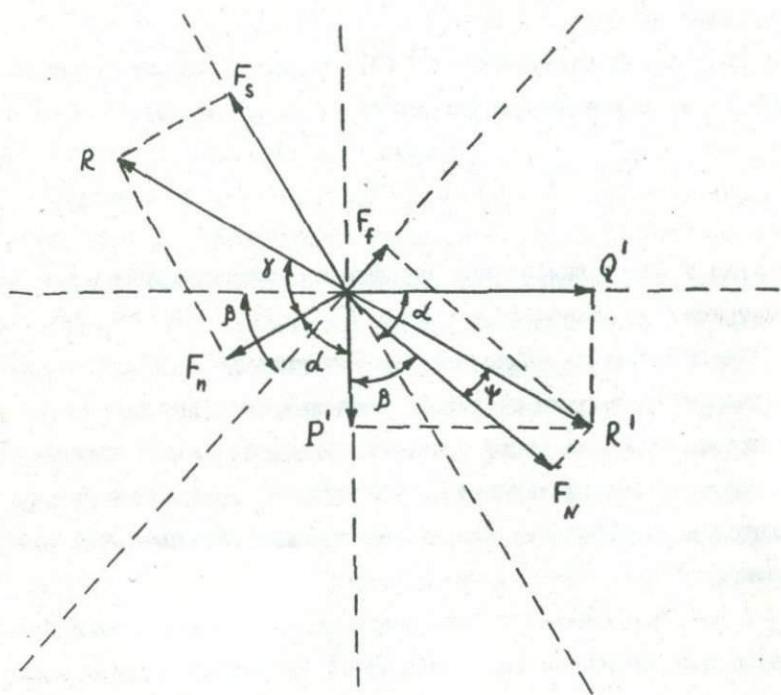


Рис. 3. Векторная диаграмма равновесия сил в зоне излома поддвигаемой плиты.

сферной плиты  $H_e$

$$F_s = \frac{H_e \zeta_s}{\sin \alpha} \quad (6)$$

(здесь и ниже по тексту все силы рассматриваются на единичную ширину литосферной плиты).

Из условий равновесия сил (5) можно определить соотношение между касательными силами  $F_s$  и  $F_f$  (рис. 3).

$$F_f = F_s \frac{\sin \psi}{\sin(\alpha + \beta + \psi)} \quad (7)$$

где угол  $\psi$  аналогичен углу внутреннего трения и определяет геометрическую связь между силами  $F_f$  и  $F_N$ :  $F_f = F_N \operatorname{tg} \psi$

Для нахождения зависимости между углами  $\alpha$  и  $\beta$ , определяющими геометрию поддвига, воспользуемся вариационным принципом. Согласно этому принципу, в данном классе кинематически возможных полей скоростей наиболее предпочтительным является поле скорости, приводящее к наименьшей нагрузке (Качанов, 1969).

В рассматриваемой модели поддвига мы ограничиваемся классом кинематически возможных полей скоростей, которые характеризуются наличием узкой линейной зоны пластичности (или разрывной поверхности). Единственным параметром, определяющим конкретное поле скорости в этом классе, является угол наклона пластической зоны  $\alpha$  (см. рис. I-2).

Выражение для внешней нагрузки можно получить из равенства работ внешних и внутренних поверхностных сил. Как известно, при квазистатическом движении конечного объема

оплошной среды в отсутствии объемных сил работа внешних поверхностных сил равняется взятой с обратным знаком работе внутренних поверхностных сил на любом кинематически возможном поле перемещений (Качанов, 1969).

$$\int \sigma_{ij} \zeta_{ij} dV = \int \chi_{ni} v_i dS \quad (8)$$

где первый интеграл распространяется по всему объему тела  $V$ , а второй - по всей поверхности  $S$ .

В равенстве (8)  $\sigma_{ij}$  - обозначает поле напряжений, удовлетворяющее дифференциальным уравнениям равновесия внутри тела и уравнивающимся с заданными поверхностными нагрузками  $\chi_{ni}$ ;  $v_i$  - кинематически допустимое поле скорости, которому соответствует тензор скоростей деформаций  $\zeta_{ij}$ .

Процесс поддвига является квазистатическим, так как кинетическая энергия поддвигаемой плиты оказывается пренебрежимо малой по сравнению с работой внешних и внутренних поверхностных сил при характерных скоростях  $\sim 10^{-7}$  см/сек.; напряжениях  $\sim 10^8$  дин/см<sup>2</sup> и линейном масштабе  $\sim 10^7$  см, т.е. можно считать

$$E = \int_V \frac{\rho v^2}{2} d\tau \approx 0$$

Кроме того, в силу предположения о гидростатическом равновесии литосферных плит, включая нисходящую ветвь поддвигаемой плиты, объемные силы гравитации исключаются из рассмотрения, так как полностью уравниваются силами давления. Следовательно, при исследовании процесса поддвига можно пользоваться уравнением (8)

Рассмотрим начальную фазу процесса поддвига. Начальной стадией поддвига будем называть предельное напряженное состояние литосферной плиты, предшествующее пластическому разрушению. В качестве кинематически возможных "разрушающих" полей скоростей рассматриваются поля вида (2).

Пусть тело, занимающее объем  $V$ , ограничено поверхностью  $S = S_F + S_V$ . На части поверхности тела  $S_F$  заданы нагрузки  $X_{ni}$ . На остальной части поверхности заданы скорости  $v_{oi}$ . Пусть  $\sigma_{ij}$ ,  $\zeta_{ij}$ ,  $v_i$  - являются действительным решением задачи, где  $\sigma_{ij}$  - поле напряжений;  $v_i$  - поле скоростей;  $\zeta_{ij}$  - тензор скоростей деформаций

$$\zeta_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial v_j}{\partial x_i} + \frac{\partial v_i}{\partial x_j} \right) \quad (9)$$

Это означает, что напряжения и скорости в пластической области связаны соотношениями Сен-Венана - Мизеса

$$\frac{\zeta_{ij}}{H} = \frac{S_{ij}}{2\tau_s} \quad (10)$$

и удовлетворяют всем условиям равновесия и сплошности. В уравнениях (10)  $S_{ij}$  - обозначает девиаторную часть тензора напряжений;  $\tau_s$  - предел текучести при чистом сдвиге;  $H$  - интенсивность скоростей деформаций сдвига, которая для несжимаемой среды выражается в виде

$$H = (2\zeta_{ij}\zeta_{ij})^{1/2} \quad (11)$$

Наряду с действительным состоянием рассмотрим кинематически возможное поле скоростей  $v_i'$ , удовлетворяющее ус-

ловию несжимаемости и заданным граничным условиям на части поверхности  $S_v$  :  $v_i' = v_{oi}$  . Скоростям  $v_i'$  согласно (9) и (II) отвечают тензор скоростей деформаций  $\xi_{ij}'$  и интенсивность скоростей деформаций сдвига  $H'$  .

Тогда основное неравенство, выражающее вариационный принцип для кинематически возможных полей скоростей имеет вид (Качанов, 1969)

$$\int \chi_{ni} v_{oi}' dS_v \leq \tau_s \int H' dV - \int \chi_{ni} v_i' dS_F + \tau_s \int |[v']| dS_p' \quad (12)$$

где  $[v']$  - обозначает скачок тангенциальной составляющей скорости на поверхности разрыва  $S_p'$  , если таковая существует, и интегрирование в последнем члене правой части неравенства (12) распространяется на все поверхности разрыва

$$S_p' = \sum_{i=1}^n S_{pi}'$$

При этом, знак равенства в выражении (12) достигается только в случае совпадения кинематически возможного поля  $v_i'$  с действительным  $v_i$  .

Вообще, условие (12) справедливо лишь для малых деформаций жестко-пластического тела, когда можно пренебречь изменениями конфигурации тела и положений его точек (предельное состояние пластического разрушения), однако, результаты часто можно перенести и на задачи установившегося пластического течения, рассматривая мгновенное состояние.

Неравенство (12) применимо в условиях начальной стадии поддвига, изображенной на рис. 4. Левый край поддвигаемой плиты находится в предельном состоянии, предшествующем пласти-

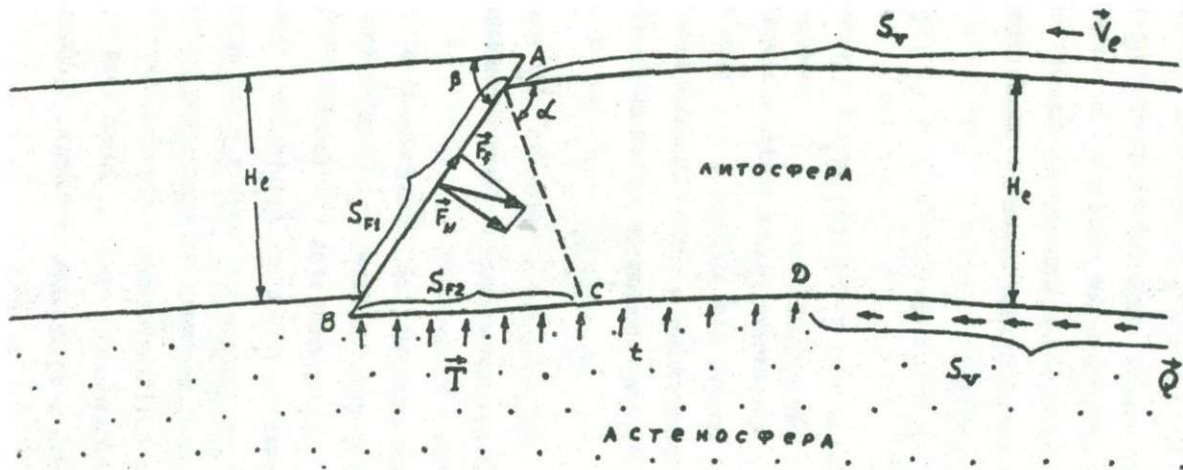


Рис. 4. Модель процесса подвига плит в начальный момент.

ческому течению. В соответствии с условием (I2) разобьем поверхность плиты  $S$  на две части:  $S = S_F + S_V$ . При подвиге горизонтальная ветвь плиты движется как жесткое тело с постоянной скоростью  $\vec{v}_e$ . Поэтому, поверхность  $S$  будет включать всю верхнюю границу горизонтальной ветви поддвигаемой плиты (до точки А) и большую часть ее подошвы до "переходной зоны поддвига", отмеченной точкой Д на рис. 4. При этом, если верхняя граница поверхности  $S_V$  свободна от нагрузки, то на нижней поверхности  $S_V$  действует распределенная касательная сила  $\vec{Q}$ , обусловленная вязким взаимодействием астеносферных течений с подошвой плиты. Поверхность  $S_F$  в свою очередь можно разбить на две части:  $S_F = S_{F1} + S_{F2}$ ;  $S_{F1}$  - обозначает поверхность скольжения смежных плит АВ (зону Заварицкого-Бениоффа). На ней в предельном состоянии действуют силы: нормальная сила  $F_N$  и касательная сила трения  $F_f$ . Поверхность  $S_{F2}$  включает подошву левого изогнутого края поддвигаемой плиты, на которую, вследствие ее небольшого погружения, действуют архимедовы выталкивающие силы астеносферы  $\vec{T}$  (см.рис. 4).

Выразим все члены неравенства (I2) через соответствующие характеристики рассматриваемой задачи.

Поскольку горизонтальная ветвь плиты в момент пластического разрушения начинает двигаться со скоростью  $\vec{v}_e$  как жесткое целое, левая часть неравенства (I2) принимает простой вид

$$\int \chi_{ni} v_{oi} dS_V = Q v_e \quad (I3)$$

где  $Q$  - обозначает касательную силу, действующую на подошве плиты (на единичную ширину литосферы).

Рассмотрим первый член правой части неравенства (I2), используя непрерывное кинематически возможное поле типа (2). Так как в жестко-пластическом теле  $\xi_{ij} = 0$  вне области пластичности, то интегрирование ограничивается областью  $KLMN$  (рис. 2). Легко убедиться, что поле (2) приводит к следующему выражению для интенсивности скоростей сдвиговых деформаций

$$H' = (2 \xi_{ij} \xi_{ij})^{1/2} = \frac{v_s}{h} \quad (I4)$$

где  $h$  - ширина зоны пластичности;  $v_s$  - скорость пластического течения на границе  $KL$ . В этом случае соответствующий член неравенства (I2) принимает вид

$$\tau_s \int H' dV = \int \tau_s \frac{v_s}{h} dV = F_s v_s \quad (I5)$$

где  $F_s = H_e \tau_s / \sin \alpha$  - касательная сила, действующая в пластической зоне.

Точно такой же результат получится, если вместо непрерывного поля (2) рассмотреть соответствующее ему разрывное поле - в этом случае третий член в правой части неравенства (I2) будет равен  $F_s v_s$ .

Второй член неравенства в правой части разбивается на два интеграла в соответствии с разбиением поверхности

$$\int X_{ni} v_i' dS_f = \int X_{ni} v_i' dS_{F1} + \int X_{ni} v_i' dS_{F2} \quad (I6)$$

Так как в зоне скольжения АВ (поверхность  $S_{F_1}$ ) поддвигаемая плита скользит вниз как жесткое тело с возможной скоростью  $\vec{V}_d(\alpha)$ , то работу совершает только сила трения  $\vec{F}_f$  и соответствующий поверхностный интеграл равен

$$\int X_{ni} V_i' dS_{F_1} = - F_f V_d(\alpha) \quad (17)$$

На поверхности  $S_{F_2}$ , в рассматриваемом классе полей скоростей работу совершают вертикальные выталкивающие силы  $\vec{T}$  (рис 4). В первом приближении можно считать, что эти силы распределены равномерно по подошве с интенсивностью  $t$  (интенсивность  $t$  пропорциональна величине погружения левого края поддвигаемой плиты). Площадь поверхности  $S_{F_2}$  переменна и зависит от угла  $\alpha$ . Очевидно, что площадь  $S_{F_2}$  (на единицу ширины литосферы) можно выразить следующим образом через мощность плиты  $H_e$  и углы  $\alpha$  и  $\beta$  (см. рис. 2 и 4):

$$S_{F_2} = H_e (ctg \beta + ctg \alpha) = H_e \frac{\sin(\alpha + \beta)}{\sin \alpha \sin \beta} \quad (18)$$

С другой стороны, вертикальная составляющая скорости  $V_{d\downarrow}$  погружения плиты равна

$$V_{d\downarrow} = V_d \sin \beta = V_e \frac{\sin \beta \sin \alpha}{\sin(\alpha + \beta)} \quad (19)$$

Учитывая выражения (18) и (19), получим простую формулу для работы выталкивающих сил в единицу времени,

$$\int X_{ni} V_i' dS_{F_2} = - \int t V_{d\downarrow} dS_{F_2} = - H_e V_e t \quad (20)$$

которая не зависит от угла наклона  $\alpha$  сдвиговой поверхности.

Третий член правой части неравенства (12) для непрерывного поля скорости (2) равен нулю. Наоборот, при рассмотрении разрывного поля скорости первый член правой части (12) равен нулю, а третий -  $F_s \dot{U}_s$ .

Таким образом, неравенство (12) в терминах нашей задачи принимает вид

$$Q \dot{U}_e \leq F_s \dot{U}_s + F_f \dot{U}_d + H_c \dot{U}_e t \quad (21)$$

причем в правой части выражения (21) первые два члена изменяются при варьировании угла  $\alpha$ , в то время как третий остается постоянным.

Чтобы облегчить дальнейший анализ, введем еще одну схематизацию, а именно: будем считать, что поверхность контакта смежных плит представляет собой идеально гладкую плоскость и, следовательно, передает только нормальные напряжения. В этом случае,  $\vec{F}_f \approx 0$  и  $\vec{F}_n \approx \vec{R}^i$ . Такое упрощение вытекает из сравнения величин касательных напряжений, действующих на подошве поддвигаемой плиты вне зоны подвига и в зоне Заварицкого-Бениоффа. Сейсмофокальная поверхность Заварицкого-Бениоффа характеризуется частыми землетрясениями, которые постоянно снимают в этой зоне "избыточные" касательные напряжения. Как показали многочисленные исследования (Ризниченко, 1960, Магницкий, 1965; Tsuboi, 1966) скалывающие напряжения при самых сильных землетрясениях не превосходят  $10^8$  дин/см<sup>2</sup> и обычно равняются нескольким единицам на  $10^7$  дин/см<sup>2</sup>. По рассматриваемой модели поддвига плит, уменьшение касательных напряжений в зоне их трения происходит за

счет затягивания в нее океанической коры, характеризующейся меньшими, чем у литосферы пределами текучести, и благодаря частичному плавлению пород в этой же зоне. С другой стороны, теоретические оценки вязкого взаимодействия астеносферы и литосферы дают основания предполагать, что касательные напряжения на подошве поддвигаемой плиты могут иметь порядок  $10^9$  дин/см<sup>2</sup> (Сорохтин, 1974). К такому же результату приводит и анализ сопряженных гравитационных аномалий над островодужными структурами, о чем будет сказано ниже.

В этом случае произведение  $F_f \dot{U}_d$ , определяемое (17), пренебрежимо мало по сравнению с другими членами в (21).

Учитывая формулы (4) и (6), можно выразить  $F_s \dot{U}_s$  в виде

$$F_s \dot{U}_s = H_e \dot{U}_e \tau_s \left[ \frac{\sin \beta}{\sin \alpha \sin(\alpha + \beta)} \right] \quad (22)$$

В итоге, правая часть неравенства (12), выражающая полную мощность, развиваемую на кинематически возможных полях скоростей, с учетом (21) и (22), записывается в виде

$$W = H_e \dot{U}_e \tau_s \left[ \frac{\sin \beta}{\sin \alpha \sin(\alpha + \beta)} \right] + H_e \dot{U}_e t \quad (23)$$

Левая часть неравенства (12)  $Q \dot{U}_e$  выражает мощность нагрузки на действительном поле скорости.

В соответствии с вариационным принципом наиболее подходящее поле скорости (из рассматриваемого класса кинематически возможных полей скоростей) должно минимизировать выраже-

ние (23), в котором угол наклона сдвиговой поверхности  $\alpha$  является единственной переменной.

Из условия

$$\left[ \frac{\partial W}{\partial \alpha} \right]_{\beta} = 0$$

легко найти, что искомое поле скоростей реализуется при выполнении следующего соотношения между углами  $\alpha$  и  $\beta$

$$2\alpha + \beta = 180^{\circ} \quad (24)$$

Полученное соотношение с учетом формулы (1) приводит к интересному геометрическому следствию. Оказывается, что только при действительном наклоне зоны пластичности  $\alpha = 90^{\circ} - \beta/2$  мощность поддвигаемой плиты остается неизменной при переходе через эту зону, т.е.  $H_e = H_d$ . Аналогичное заключение справедливо для скоростей подвига и погружения литосферной плиты:  $V_e = V_d$ , при  $\alpha = 90^{\circ} - \beta/2$ . Полагая по-прежнему, что поле скорости имеет форму (2) и погружающаяся ветвь поддвигаемой плиты находится в состоянии гидростатического равновесия, можно провести вариационный анализ для мгновенного установившегося состояния текучести, аналогичный проделанному выше для предельного состояния пластического разрушения. Такой анализ снова приводит к полученному выше соотношению (24) между углами  $\alpha$  и  $\beta$ .

Предполагаемый вид поля скоростей (2) подтверждается фокальной зоной, сопряженной с зоной Заварицкого-Бениоффа и падающей от Японской островной дуги в сторону океана, недавно описанной в работе ( Tarakanov , Kim Chun Un , Sukhomlina , 1974). В нашей интерпретации такие сопря-

женные фокальные зоны, падающие от островных дуг в сторону океана, соответствуют поверхности сдвиговых пластических деформаций АС (рис. 2 и 4) и в дальнейшем могут быть выделены в других районах, где развиваются современные процессы погружения литосферных плит в мантию.

Тот факт, что в отличие от зоны Заварицкого-Бениоффа, поверхность сдвиговых деформаций АС обычно не выделяется по сейсмологическим данным или намечается лишь с большим трудом, по-видимому, связан с тем, что в этой зоне, через которую постепенно проталкивается поддвигаемая плита, пластические деформации развиваются по механизму перемещения дислокаций без образования заметных разрывов и нарушения сплошности среды.

Формула (24) позволяет теоретически рассчитать угол наклона  $\alpha$  пластической зоны при заданном угле  $\beta$ . Если принять  $\beta \approx 50^\circ$ , как это наблюдается, например, под Курило-Камчатской зоной поддвига, то  $\alpha \approx 65^\circ$ .

Выше отмечалось, что сдвиг литосферных плит по наклонной поверхности Заварицкого-Бениоффа приводит к возникновению сопряженных положительных и отрицательных гравитационных аномалий над островными дугами. Амплитуды этих аномалий зависят от степени сжатия и связанных с ним вертикальных сил  $\vec{P}$  и  $\vec{P}'$ , а также от прочностных свойств материала литосферы. Зная величину этих аномалий и используя условия равновесия сил в зоне излома литосферной плиты, можно (в рамках рассматриваемой модели) оценить значение предела текучести литосферы  $\tau_s$ .

Согласно формуле (6) предел текучести выражается через касательную силу  $F_s$

$$\tau_s = \frac{F_s}{H_e} \sin \alpha$$

Из условия равновесия (5) (см. рис. 1 и 3), находим

$$F_s = P' \frac{\sin \gamma}{|\cos(\alpha + \gamma)|}$$

где  $\gamma = 180^\circ - (\alpha + \beta + \psi)$ . Заметим, что при разнице на порядок между касательными напряжениями, действующими в зоне Заварицкого-Бениоффа, и в пластической области, угол  $\psi \approx 5^\circ$ , то есть, в первом приближении можно считать  $\psi = 0$ , что соответствует идеально гладкой поверхности скольжения.

Учитывая теперь условие (24), находим  $\gamma = \alpha$ . Отсюда получаем выражение для предела текучести в виде

$$\tau_s = \frac{P'}{H_e} \frac{\sin^2 \alpha}{|\cos 2\alpha|} \quad (25)$$

Вертикальная сила  $P'$ , обусловленная избыточным весом приподнятого края надвигаемой литосферной плиты, действует, в основном, на поверхность АВ контакта двух плит (мы здесь пренебрегаем упругими силами, возникающими при изгибе литосферной плиты). Поэтому, связанное с этой силой избыточное давление можно выразить формулой

$$P = P' / H_e \operatorname{ctg} \beta$$

откуда, с учетом (25), получаем

$$\tau_s = \rho \cdot \frac{\sin^2 \alpha \operatorname{ctg} \beta}{|\cos 2\alpha|} \quad (26)$$

Величину избыточного давления  $P$  можно рассчитать по амплитуде гравитационной аномалии над островной дугой. Действительно, гравитационная аномалия  $\Delta g$  в редукции свободного воздуха над слоем с плотностью  $\rho$  и мощностью  $h$  определяется простой формулой (Федынский, 1964)

$$\Delta g = 2\pi f \rho h \quad (27)$$

где  $f = 6,67 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/\text{г} \cdot \text{сек}^2$  - гравитационная постоянная;  
 $g$  - ускорение силы тяжести.

Создаваемое этим слоем избыточное давление равно

$$P = \rho g h$$

Отсюда имеем

$$P = \frac{\Delta g \cdot g}{2\pi f} \quad (28)$$

Подставляя (28) в (26), найдем окончательное выражение для предела текучести литосферы.

$$\tau_s = \frac{\Delta g \cdot g}{2\pi f} \cdot \frac{\sin^2 \alpha \operatorname{ctg} \beta}{|\cos 2\alpha|} \quad (29)$$

Для количественного расчета значения предела  $\tau_s$  примем, что средний уровень положительных гравитационных аномалий над зонами поддвига литосферных плит примерно равен +200 мГл. Подставляя теперь в (29) определенные выше углы  $\beta = 50^\circ$  и  $\alpha = 65^\circ$ , получим  $\tau_s = 5 \cdot 10^8 \text{ дин}/\text{см}^2$ . Найденное значение предела текучести океанической литосферы близко соответствует пределам прочности кристаллических пород на скалывание (Магницкий, 1965; Гзовский, 1975).

В работе (Сорохтин, 1974), исходя из предположения, что тектонические циклы на поверхности Земли совпадают с конвективными циклами в ее мантии, рассчитан общий массообмен мантийного вещества и на основе этого оценены напряжения, которые могут возникать в литосферных плитах за счет действия на них астеносферных течений. Такие оценки показали, что в абсолютно прочной литосфере напряжения сжатия могут иметь порядок  $\sigma_n \approx (0,5-1,5) \cdot 10^9 \text{дин/см}^2$ . Расчеты показывают также, что механизм гравитационного соскальзывания океанических литосферных плит со склонов мантийных поднятий под срединно-океаническими хребтами может приводить к напряжениям сжатия того же порядка (Ясоби, 1970). (В случае действия механизма гравитационного скольжения работа внешних сил заталкивания складывается из работы поверхностных сил астеносферных течений вне зоны поддвига и работы внешних массовых сил гравитации, имеющих ненулевую "горизонтальную" составляющую из-за небольшого наклона горизонтальной ветви поддвигаемой литосферной плиты). Рассмотренный нами механизм поддвига дает оценку напряжений сжатия порядка  $\sigma_n \sim 10^9 \text{дин/см}^2$ .

Очевидно, что в теле реальных литосферных плит не могут существовать касательные напряжения, превышающие ее предел текучести. Поэтому, зоны поддвига будут развиваться только в тех регионах, где  $\tau_s \lesssim \sigma_n \approx 10^9 \text{дин/см}^2$ . Причем, чем выше значение заталкивающей силы  $\vec{Q}$  (предельная нагрузка), тем более сложная и густая сеть зон поддвигов должна образовываться в литосферных плитах, как, например, это наблюдается на западе и юго-западе Тихого океана на стыке Тихоокеанской плиты с Индоокеанско-Австралийской плитой.

В составе океанической коры существенную роль играют серпентиниты (Несс, 1962; Сорохтин, 1974) - сравнительно пластичные породы. Попадая в зону поддвига, океаническая кора дегидратируется, выделяя воду, разогревается и частично переплавляется. Отмеченные процессы неизбежно должны приводить к уменьшению эффективной вязкости вещества коры, а это позволяет нам рассматривать коровый слой в зоне поддвига плит как слой смазки между двумя смещающимися жесткими плитами, характеризующийся некоторой эффективной вязкостью  $\eta_c$ .

В этом случае связь между касательными напряжениями в зоне Заварицкого-Бениоффа  $\tau_c$  и вязкостью коры  $\eta_c$  можно записать в виде

$$\tau_c = \eta_c \frac{dV}{dz} \quad (30)$$

(здесь направление  $z$  выбрано перпендикулярно зоне Заварицкого-Бениоффа;  $V$  - обозначает скорость послойного течения "коровой смазки"). Для приближенной оценки можно считать, что

$$dV/dz \approx V_d/h_c$$

Тогда из формулы (30) получим

$$\eta_c \approx \tau_c \frac{h_c}{V_d} \quad (31)$$

где  $h_c$  - мощность океанической коры в зоне поддвига;  $V_d$  - скорость погружения литосферной плиты в мантию.

Подставляя в (31) следующие значения параметров:  $h_c = 12 \cdot 10^5$  см;  $V_d = 10$  см/год;  $\tau_c = 5 \cdot 10^7$  дин/см<sup>2</sup>, найдем, что

эффективная вязкость океанической коры после перехода ее породами предела текучести в зоне поддвига плит примерно равна

$$\eta_c \approx 2 \cdot 10^{20} \text{ пуаз}$$

Выше рассматривался случай, когда касательные напряжения в зоне контакта смежных плит на порядок меньше напряжений на подошве поддвигаемой литосферной плиты и в зоне пластичности. Для этого случая пренебрежимо малого угла "трения"  $\psi$  с помощью вариационного принципа было получено соотношение между углами наклонов сопряженных фокальных зон:  $2\alpha + \beta = 180^\circ$ . Основанием для введения схемы идеально гладкого контакта являлось, с одной стороны, предположение о "смазывающем" эффекте океанической коры, а с другой, - оценки касательных напряжений, "снимаемых" в очагах землетрясений в зоне Заварицкого-Бениоффа ( $\sim 5 \cdot 10^7$  дин/см<sup>2</sup>). При этом, эффективная вязкость слоя коры оценивалась значением  $\sim 10^{20}$  пуаз.

Необходимо отметить, что предположение о гладкой поверхности контакта не всегда справедливо, поскольку оценки "снятых" сдвиговых напряжений в очагах землетрясений могут быть на порядок меньше величины средних касательных напряжений, действующих в зоне контакта. В этом случае угол  $\psi$  будет уже не мал, а соответствующий эффект трения между плитами значителен. Рассмотрим этот эффект в рамках описанной выше модели поддвига. Будем по-прежнему считать, что в установившемся процессе подвига "действительный" наклон  $\alpha$

пластической зоны соответствует минимальной заталкивающей силе  $Q$ . В этом случае общая работа в единицу времени выражается суммой

$$W = F_s v_s + F_f v_d$$

(здесь, как и выше, предполагается, что нисходящая ветвь все время находится в состоянии гидростатического равновесия). Учитывая выражения (4), (6), (7), эту сумму можно переписать в виде

$$W = H_e v_e \tilde{\tau}_s \left[ \frac{\sin \beta}{\sin \alpha \sin(\alpha + \beta)} + \frac{\sin \psi}{\sin(\alpha + \beta + \psi) \sin(\alpha + \beta)} \right] \quad (33)$$

Варьируя теперь в выражении (33) угол наклона поверхности сдвига  $\alpha$  при фиксированных углах  $\beta$  и  $\psi$ , из условия

$$\left[ \frac{\partial W}{\partial \alpha} \right]_{\beta, \psi} = 0$$

получим соотношение, определяющее минимум работы

$$\sin \beta \cdot \sin(2\alpha + \beta) \cdot \sin^2(\alpha + \beta + \psi) + \sin \psi \cdot \sin(2\alpha + 2\beta + \psi) \cdot \sin^2 \alpha = 0$$

которое удовлетворяется при условии

$$2\alpha + \beta + \psi = 180^\circ \quad (34)$$

Аналогичное соотношение было получено Мерчантом при анализе движения металлической стружки (Merchant M.E., 1945).

Из условия равновесия сил (5) вытекает (см. рис. 3) соотношение между силами  $\vec{P}$  и  $\vec{F}_f$

$$F_f = P \frac{\sin \psi}{\cos(\beta + \psi)} \quad (35)$$

Отсюда следует, что при  $\beta + \psi = 90^\circ$ ,  $P = 0$ , а при  $\psi = 0$   $F_f = 0$ . Но в реальных условиях  $F_f \neq 0$  и  $P \neq 0$ , о чем свидетельствует сейсмическая активность зоны поддвига и сопряженные гравитационные аномалии над островными дугами. Следовательно,

$$0^\circ < \psi < 90^\circ - \beta$$

Полагая, по-прежнему,  $\beta = 50^\circ$ , можно определить пределы изменения угла  $\psi$

$$0^\circ < \psi < 40^\circ$$

Отсюда, с учетом (84), находим пределы изменения угла  $\alpha$

$$45^\circ < \alpha < 65^\circ$$

Полученное выше значение  $\tau_s = 5 \cdot 10^8$  дин/см<sup>2</sup> является оценкой снизу предела текучести литосферной плиты и соответствует случаю малого трения ( $\psi \approx 0^\circ$ ,  $\eta_c \approx 10^{20}$  пуаз).

Рассмотрим случай большого трения в зоне поддвига. Для численной оценки вязкости коры примем угол "трения" равным  $\psi = 30^\circ$ . Этому соответствует значение угла наклона пластической зоны  $\alpha = 50^\circ$ . Комбинируя формулы (4), (29), (81), получим следующее выражение для вязкости коры в зоне поддвига

$$\eta_c = \frac{\Delta g \cdot g h}{2\pi f v_c} \cdot \frac{\sin \alpha \sin(\alpha + \beta)}{|\cos 2\alpha|}$$

Если принять прежнее значение гравитационной аномалии

$\Delta g = 200$  мгал и  $h = 12$  км,  $v_c = 10$  см/год,  $\alpha = 50^\circ$ ,  $\beta = 50^\circ$ ,  $\psi = 30^\circ$ , то получим значение вязкости

коры

$$\eta_c \approx 5 \cdot 10^{21} \text{ пуаз}$$

Вязкость коры в области контакта плит может сильно зависеть от прогрева и степени расплавления пород в зоне поддвига.

По-видимому, значение вязкости колеблется в пределах

$$10^{20} \text{ пуаз} < \eta_c < 10^{22} \text{ пуаз}$$

В случае большого трения в зоне Заварицкого-Бениоффа ( $\psi = 30^\circ$ ) и высокого уровня гравитационной аномалии над островной дугой,  $\Delta g = 200$  мгал из формулы (29) получается величина предела текучести литосферы  $\tau_s = 1,3 \cdot 10^9$  дин/см<sup>2</sup>. Таким образом, можно ожидать, что предел текучести литосферы лежит в диапазоне  $5 \cdot 10^8$  дин/см<sup>2</sup>  $< \tau_s < 1,5 \cdot 10^9$  дин/см<sup>2</sup>.

В заключение авторы приносят благодарность В.П.Мясникову, Л.В.Никитину и А.Б.Ефимову за полезное обсуждение проблемы и ценные советы.

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Гзовский М.В. Основы тектонофизики. М., "Наука", 1975.
2. Качанов Л.М. Основы теории пластичности. М., "Наука", 1969.
3. Магницкий В.А. Внутреннее строение и физика Земли. М., "Недра", 1965.
4. Ризниченко Ю.В. Методы детального изучения сейсмичности. Труды Ин-та физики Земли, № 9, 1960.
5. Сорохтин О.Г. Глобальная эволюция Земли. М., "Наука", 1974.
6. Сорохтин О.Г. Строение зоны поддвига литосферных плит. В сб. "Тектоника литосферных плит (динамика зоны поддвига)", М., ВИНТИ, 1976.

7. Федьинский В.В. Разведочная геофизика. М., "Недра", 1968.
8. van Bemmelen R.W. On mega-undations: a new model of the Earth's evolution. "Tectonophysics", vol. 3, 2, 1966.
9. Hess H.H. History of ocean basins. "Petrological studies" №.4, 1962.
10. Isacks B.L., Oliver J., Sykes L.R. Seismology and the new global tectonics. J. Geophys. Res. 73, 5855-5899, 1968.
11. Jacoby W.R. Instability in the upper mantle and global plate movements. J. Geophys. Res., 75, 5671, 1970.
12. Merchant M.E. Mechanism of the metal cutting process. Journ. Appl. Physics, v.16, p.267, 1945.
13. Piispanen V. Theory of formation of metal chips. Journ. Appl. Physics, v.19, p.876, 1948.
14. Tarakanov R.Z., Un K.C., Sukhomlinova R.I. Spatial distribution regularities of hypocenters of the Kuril-Japan region. Japan - USSR Symposium. Tokyo, 1974.
15. Tsuboi C. Earthquake energy volume aftershock area and strength of the Earth's crust. J. Phys. Earth, v. 4, № 2, 1956.

Л.И.Лобковский

КВАЗИУПРУГИЙ ИЗГИБ ОКЕАНИЧЕСКОЙ ПЛИТЫ  
ПЕРЕД ЗОНОЙ ПОДДВИГА

Упругая модель литосферы с учетом  
релаксации напряжений

Примем, что океаническая литосфера под влиянием астеносферных течений активно заталкивается в зоны поддвига плит под островными дугами и активными окраинами континентов. В зоне поддвига литосфера ломается и далее погружается в мантию .

Излом литосферных плит в зонах поддвига происходит только при достижении касательными напряжениями предела пластичности вещества литосферы, примерно равного  $5 \cdot 10^8 - 1,5 \cdot 10^9$  дин/см<sup>2</sup>. (Лобковский, Сорохтин, 1976). Отсюда следует, что зона излома поддвигаемой плиты создает естественный упор для океанической плиты. Этот эффект и давление фронтальных участков надвигаемой плиты приводят к квазиупругому изгибу океанической плиты, с которым связано образование краевых валов и океанических склонов глубоководных желобов. Поэтому в данной статье нас будут интересовать упругие деформации литосферной плиты, поскольку именно они вызывают неизостатическое выгибание литосферы.

Упругие деформации  $\epsilon_{ij}$  связаны с напряжениями  $\sigma_{ij}$  известным законом Гука. Однако закон Гука правильно описывает ме-

ханическое поведение различных материалов в пределах не слишком больших промежутков времени, поскольку из реологии известно, что с течением времени в реальных телах развиваются процессы ползучести и релаксации напряжений, которые изменяют зависимость между деформациями и напряжениями.

Рассмотрим с этой точки зрения реологическое поведение литосферной оболочки Земли. Все построения тектоники плит основаны на постулате о длительной прочности литосферной оболочки, что дает возможность изучать движение литосферы, как совокупности нескольких жестких плит, с помощью малого числа степеней свободы (Chave, 1972). Логически такой кинематике литосферы соответствует модель упруго-пластического тела. Кроме того, в силу чрезвычайной медленности движений литосферы (в том числе и при поддвиге) необходимо учитывать процессы релаксации напряжений и ползучести. Этим двум требованиям (упругое поведение на больших временах и учет релаксации и ползучести) удовлетворяет реологическая модель, известная под названием стандартного линейного тела.

Существует и другая группа геологических явлений и фактов, говорящих в пользу такой реологии. Например, хорошо известно, что океанические острова, подводные плосковершинные горы, горные хребты и другие геологические структуры, создавая дополнительную нагрузку на литосферную оболочку Земли, существуют многие миллионы лет. С другой стороны, в рамках упругой модели можно, например, показать (Джеффрис, 1960), что если рельеф имеет вид трехгранной призмы шириной  $2e$  и поверхностной плотностью на оси  $\rho_n$ , то наибольшее каса-

тельное напряжение в осевой плоскости будет равно  $0,512 \rho g z$ , и достигается на глубине  $0,513 \ell$  ниже основания возвышенности. Пусть имеется хребет шириной  $2\ell = 100$  км, высотой 5 км с плотностью  $2,5$  г/см<sup>3</sup>; тогда максимальные касательные напряжения должны развиваться на глубине 25 км и достигать значения  $6 \cdot 10^8$  дин/см<sup>2</sup>. Так как уровень изостатической компенсации расположен ниже (по-видимому, в верхней части астеносферы), то из приведенной оценки вытекает важное следствие о том, что глубокие части коры (литосфера) способны выдерживать касательные напряжения порядка  $\sim 10^8$  дин/см<sup>2</sup> многие миллионы лет.

Это говорит о том, что верхняя оболочка Земли по своей реакции на нагрузки сходна со стандартным линейным телом. (В теле Максвелла релаксация напряжений идет до нуля, и за времена  $\sim 10^8$  лет напряжения должны были бы полностью рассасаться, чего на самом деле не происходит).

Напишем без вывода реологическое уравнение для стандартного линейного тела (Магницкий, 1965)

$$\frac{d\sigma}{dt} + \frac{1}{\tau_\varepsilon} \sigma = E \left( \frac{d\varepsilon}{dt} + \frac{1}{\varepsilon_r} \varepsilon \right) \quad (I)$$

где

$$\tau_\varepsilon = \frac{\eta \cdot \eta_1}{E\eta + \lambda\eta_1}; \quad \tau_\sigma = \frac{\eta}{\lambda}; \quad \lambda = \frac{\partial\sigma}{\partial\varepsilon} -$$

модуль упрочнения;  $\eta = \frac{\partial\sigma}{\partial\dot{\varepsilon}}$  - эквивалентная вязкость;  $\eta_1$  - эквивалентная вязкость в начальный период ползучести;  $E$  - модуль упругости.

Уравнение (I) можно переписать в форме

$$\sigma + \tau_\epsilon \dot{\sigma} = E_\infty (\epsilon + \tau_\epsilon \dot{\epsilon}) \quad (2)$$

где 
$$E_\infty = E \frac{\tau_\epsilon}{\tau_\sigma}$$

Смысл параметров  $E$  и  $E_\infty$  выясняется при рассмотрении двух крайних масштабов времени. При очень малых промежутках времени  $dt$  уравнение (2) сводится к уравнению  $d\sigma = E d\epsilon$  и, следовательно,  $E$  - является модулем упругости в законе Гука при мгновенном нагружении (мгновенный или динамический модуль упругости). Если процесс нагружения происходит очень медленно, то  $\dot{\epsilon} \rightarrow 0$  и  $\dot{\sigma} \rightarrow 0$ , и уравнение (2) вырождается к виду  $\sigma = E_\infty \epsilon$ . Следовательно,  $E_\infty$  можно определить как "статический" модуль упругости.

Положив  $\sigma = \sigma_0$ , из (I) находим

$$\epsilon = \frac{\sigma_0}{E_\infty} \left( 1 - e^{-t/\tau_\epsilon} \right) + \epsilon_0 e^{-t/\tau_\epsilon} \quad (3)$$

и  $\epsilon_\infty = \frac{\sigma_0}{E_\infty}$  при  $t = \infty$

Таким образом, уравнение (3) определяет ход ползучести в стандартном линейном теле, причем  $\epsilon_\infty$  - предельное значение деформации в таком теле. Оно определяется по закону Гука, если в качестве модуля упругости взять статический модуль  $E_\infty$ .

В отличие от тела Максвелла, в котором релаксация напряжений идет до нуля по экспоненциальному закону, в стандартном линейном теле релаксация происходит до некоторого

конечного значения напряжения  $\sigma_{\infty}$ , которое определяется статическим модулем  $E_{\infty}$ :

$$\sigma = \sigma_{\epsilon} + \sigma_{\infty} = A e^{-t/\tau_{\epsilon}} + B \quad (4)$$

Судя по отсутствию признаков постоянно развивающегося прогибания литосферы под тяжестью островов, подводных гор и других форм рельефа, можно ожидать, что для литосферы

$\tau_{\epsilon} < 10^6$  лет (Магницкий, 1965). Следовательно, за время жизни океанической литосферы  $t \sim 10^8 + 1,5 \cdot 10^8$  лет, все избыточные напряжения  $\sigma_{\epsilon}$  в ней успевают полностью релаксировать, а остаточные напряжения  $\sigma_{\infty}$  будут полностью определяться статическим модулем  $E_{\infty}$ :  $\sigma_{\infty} = E_{\infty} \epsilon_0$ .

Чтобы оценить значение статического модуля упругости  $E_{\infty}$ , нужно сравнить наблюдаемые прогибы литосферы под действием нагрузки с теоретическими значениями, взяв за основу модель упругой литосферы, плавающей на жидком субстрате (астеносфере). При этом для оценки  $E_{\infty}$  необходимо выбирать достаточно локальные поверхностные объекты, так как при линейных размерах нагрузки  $L \sim 5 \cdot 10^7 + 10^8$  см прогибы  $w$  упругой литосферной плиты асимптотически приближаются к амплитудам опускания, определяемым изостатическим уровнем компенсации нагрузок в гравитационном поле Земли

$$w = \frac{\rho_1}{\rho_0} h \quad (5)$$

где  $\rho_1$  - плотность нагрузки;  $\rho_0$  - плотность субстрата;  $h$  - толщина слоя нагрузки. При этом, формула (5) справедлива для широкого диапазона значений  $E_{\infty}$ .

Для более локальных объектов, размеры которых сравнимы с толщиной литосферы, амплитуда прогибания  $w$  существенно зависит от значения  $E_{\infty}$ .

Рассмотрим, например, океанические острова. Для ряд океанических островов наблюдаемые прогибы литосферы составляют примерно  $w = 0,4 h$ , где  $h$  - высота островов (Baton, 1962; Saito, 1962). Форму геометрического тела приближенно создающего такую нагрузку, можно представить в виде длинной трехгранной призмы высотой  $h$  и шириной  $2e = 100$  км (см. рис. 1).

Прогиб упругой плиты, покоящейся на жидком основании, под действием сосредоточенной силы  $P$  определяется формулой (Hetényi, 1946)

$$w = \frac{P\lambda}{2K} e^{-\lambda x} (\cos \lambda x + \sin \lambda x) \quad (6)$$

где  $K = (\rho_a - \rho_w) \cdot g$  - модуль жидкого основания;  $\rho_a = 3,3$  г/см<sup>3</sup>;  $\rho_w = 1$  г/см<sup>3</sup>, соответственно, плотность астеносферы и воды;

$\lambda = \sqrt[4]{\frac{K}{4D}}$ ;  $D = \frac{E H^3}{12(1-\nu^2)}$  - жесткость плиты;  $H = 6 \cdot 10^6$  см - мощность литосферной плиты;  $\nu = 0,25$  - пуассоново отношение;  $E$  - модуль упругости.

В рассматриваемом примере на литосферу действует распределенная нагрузка  $q_x = q_0 \cdot (e - x)/e$  с каждой стороны от оси призмы, где  $x$  - расстояние, отсчитываемое от оси призмы;  $q_0 = (\rho_0 - \rho_w) \cdot g h$ ,  $\rho_0 = 2,8$  г/см<sup>3</sup> - плотность пород острова,  $\rho_w$  - плотность воды океана.

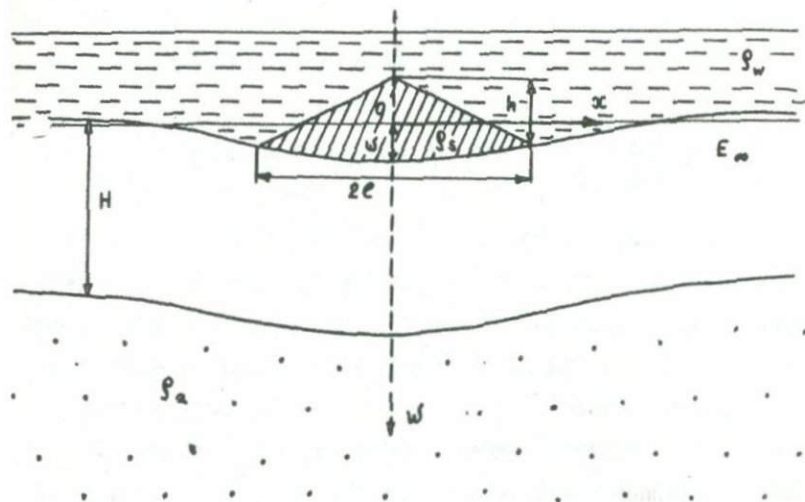


Рис. 1. Упругое прогибание литосферы под тяжестью избыточной нагрузки. 1 - вода океана; 2 - нагрузка; 3 - астеносфера.

Прогибание литосферы под такой структурой получается из принципа суперпозиции решений типа (I) для сосредоточенных сил  $q_x dx$

$$w = \frac{q_0 \lambda}{2k\epsilon} \int_0^e 2(e-x) E^{-\lambda x} (\cos \lambda x + \sin \lambda x) dx =$$

$$= \frac{q_0 \lambda}{k\epsilon} \left[ \frac{e}{\lambda} - \frac{E^{-\lambda e}}{2\lambda^2} (-\cos \lambda e + \sin \lambda e) - \frac{1}{2\lambda^2} \right]$$

Чтобы получить наблюдаемые прогибы, необходимо взять значение модуля упругости  $E_\infty = 0,6 \cdot 10^{11}$  дин/см<sup>2</sup>. Это значение меньше величины мгновенного модуля упругости для пород литосферы  $E = 10^{12}$  дин/см<sup>2</sup> (Берч, 1969) более, чем на порядок. Примем полученное значение статического модуля упругости  $E_\infty = 0,6 \cdot 10^{11}$  дин/см<sup>2</sup> как характерное для океанической литосферной плиты, испытывающей длительные нагрузки.

#### Изгиб литосферной плиты под действием краевой нагрузки и сил сжатия

Задача об изгибе литосферной плиты под действием сил сжатия ранее решалась Хэнксом (1971), Уоттсом и Тальвани (1974). Однако в их решении, по нашему мнению, произвольно выбраны граничные условия модели и не учтены эффекты релаксации напряжений. Это привело к явно завышенным напряжениям сжатия, необходимым для получения реальных изгибов литосферы (порядка нескольких килобар), и к заниженным значениям теоретической мощности литосферы ( $\sim 27$  км).

Формулируя задачу о краевом изгибе литосферы, необходимо учитывать возникающую в зоне поддвига пластическую область, которая существенным образом входит в граничные условия задачи (Лобковский, Сорохтин, 1976).

Кроме того, дополнительно необходимо учитывать давление литосферного выступа (Сорохтия, 1976) надвигаемой плиты на край поддвигаемой плиты.

Поддвигаемую плиту с плотностью  $\rho_e$  будем считать полубесконечной упругой пластиной постоянной толщины  $H_e$ , лежащей на вязкой жидкости, имитирующей астеносферу и характеризующуюся плотностью  $\rho_a$ . Сверху литосферная плита перекрыта слоем  $h$  воды океана с плотностью  $\rho_w$ . Граничные условия для перерезывающей силы  $N$  и изгибающего момента  $M$  диктуются наличием пластической области. Вязкая жидкость подстилающего слоя охвачена течениями, создающими напряжения сжатия в теле плиты. Примем, что в срединной плоскости пластины действует постоянная по ее длине сжимающая сила  $Q$ . Любое малое отклонение  $Z$  пластины от равновесного горизонтального положения вызывает возвращающую вертикальную силу, пропорциональную величине отклонения  $Z$  (винклеровское основание). Ось  $OZ$  направим вертикально вниз, ось  $OX$  - вправо (рис. 2).

Задачу рассмотрим в двумерном случае, т.е. будем считать все величины меняющимися только в плоскости  $XOZ$ . Тогда отклонения  $Z$  пластины от равновесного положения будут удовлетворять следующему уравнению (Hetenyi, 1946)

$$D \frac{d^4 Z}{dx^4} + Q \frac{d^2 Z}{dx^2} + KZ = 0 \quad (7)$$

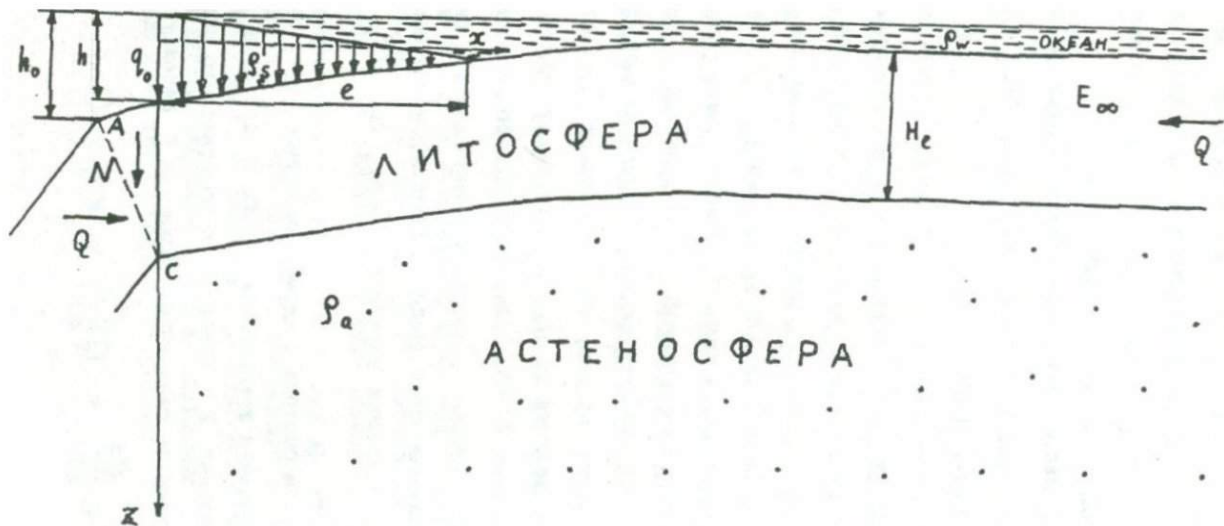


Рис. 2. Изгиб океанической плиты перед зоной поддвига.

где  $D = \frac{E_{\infty} H_e}{12(1-\nu^2)}$  - жесткость плиты на изгиб;  $K = \Delta \rho g$  -

модуль Винклера основания ( $KZ$  - выталкивающая архимедова сила);  $\Delta \rho = \rho_a - \rho_w$  - разность плотности астеносферы и воды;  $E_{\infty}$  - статический модуль упругости;  $H_e$  - мощность литосферной плиты;  $\nu$  - коэффициент Пуассона.

Уравнение (7) описывает квазистатический изгиб подвигаемой литосферной плиты. Учет релаксации напряжений в этом уравнении обеспечивается соответствующей заменой мгновенного модуля упругости  $E$  на статический модуль  $E_{\infty}$ .

Левый край подвигаемой плиты находится под действием распределенной по линейному закону нагрузки  $q_x = q_0(e-x)/e$ , где  $q_0 = (\rho_s - \rho_w) \cdot g h$  - нагрузка в основании клина;  $\rho_s$  - плотность литосферного клина;  $h$  - высота выступа вблизи основания;  $e$  - длина клина (см. рис. 2).

Для решения дифференциального уравнения четвертого порядка (7) необходимо, вообще говоря, задавать 4 независимых граничных условия. На правом "бесконечном конце" плиты естественно принять нулевой изгибающий момент  $M_{\infty} = 0$  и нулевую перерезывающую силу  $N_{\infty} = 0$  (нулевое отклонение  $Z_{\infty} = 0$  получается тогда автоматически).

Рассмотрим граничные условия на левом конце плиты, т.е. в краевом сечении, примыкающем к зоне пластичности AC (см. рис. 2). Поскольку на линиях скольжения не может быть разрыва напряжений (Хилл, 1956), а краевое сечение примыкает к линии скольжения, распределение напряжений в нем такое же, как и в смежных сечениях пластической области. Поэтому, рассмотрим напряженное состояние в пластической зоне. Общий вид

тензора напряжений  $\sigma_{ij}$  можно представить в виде

$$\sigma_{ij} = -p\delta_{ij} + \sigma\delta_{ij} + s_{ij}$$

где  $p = \rho gh^1$  - давление, уравновешивающее вес литосферной плиты;  $\rho$  - плотность литосферы;  $g$  - ускорение силы тяжести;  $h^1$  - вертикальная координата;  $\sigma$  - дополнительное давление, возникающее за счет действия различных сил на плиту;

$s_{ij}$  - девиатор тензора напряжений;  $\delta_{ij}$  - символ Кронекера (единичный тензор). В дальнейшем мы исключим из рассмотрения массовые силы гравитации и силы гидростатического давления  $-p$ , которые полностью уравновешивают друг друга, и будем рассматривать тензор напряжений  $\sigma_{ij}$  в виде суммы

$$\sigma_{ij} = \sigma\delta_{ij} + s_{ij} \quad (8)$$

что характеризует напряженное состояние в пластической области в отсутствии массовых сил.

Можно показать (Хилл, 1956), что в случае плоской деформации (предположение о состоянии плоской деформации входит в определение модели поддвига, (Лобковский, Сорохтин, 1976) несжимаемой пластической среды напряженное состояние в каждой точке характеризуется наложением гидростатического давления  $\sigma$  на напряжение чистого сдвига  $\tau$ , то есть главные напряжения тензора  $\sigma_{ij}$  равны

$$\sigma_{11} = \sigma + \tau, \quad \sigma_{22} = \sigma - \tau, \quad \sigma_{33} = \sigma \quad (9)$$

Далее, в теории плоской деформации показывается (Хилл, 1956), что если в некоторой области прямолинейны оба ортогональных семейства линий скольжения, то в этой области напряжения распределены равномерно. Следовательно, внутри

рассматриваемой нами пластической зоны (с прямолинейными линиями скольжения) давление  $\sigma$  остается постоянным. Отсюда, с учетом (9), вытекает, что и главные напряжения в сечениях пластической зоны не меняются вдоль сечений.

Следовательно, в сечениях плоскостей сдвига в пластической зоне перерезывающая сила  $N_{\tau}$  и изгибающий момент  $M_{\tau}$  соответственно равны

$$N_{\tau} = \tau_s \cdot H$$

$$M_{\tau} = \int_{-H/2}^{H/2} \sigma^* y dy = 0 \quad (10)$$

где  $H$  - высота сечения;  $y$  - координата, параллельная плоскости сдвига и отсчитываемая от середины сечения;  $\sigma^*$  - напряжение, действующее перпендикулярно сдвиговым плоскостям сечений и постоянное вдоль них.

В силу непрерывности напряжений на линии скольжения (Хилл, 1956) в краевом сечении левого конца плиты будет действовать нулевой изгибающий момент  $M_{A\tau} = 0$  и перерезывающая сила  $N_{A\tau} = \tau_s \cdot H$  (10). Краевое сечение плиты обычно имеет наклон около  $\alpha = 50^\circ + 60^\circ$  (Лобковский, Сорохтин, 1976). Не теряя точности, можно предположить, что в вертикальном сечении плиты, близком к этому наклонному сечению, сохраняются примерно те же значения перерезывающей силы и изгибающего момента:  $N_A \approx \tau_s \cdot H_e$ ,  $M_A = 0$ .

Таким образом, мы имеем задачу об упругом изгибе полубесконечной плиты, покоящейся на жидком основании, с распределенной линейно нагрузкой на левом крае и граничными усло-

виями:  $N = N_A$  и  $M = 0$  на левом конце и  $N_\infty = M_\infty = 0$  на правом "бесконечном конце".

Задача решается методом суперпозиции решений для бесконечной в оба конца плиты, находящейся под действием сосредоточенной силы  $P_0$  или сосредоточенного изгибающего момента  $M_0$ .

Эти решения имеют следующий вид (Hetenyi, 1946):

а) для сосредоточенной силы  $P_0$ .

$$z = \frac{P_0 \lambda^2}{2k\alpha\beta} e^{-\beta x} (\alpha \cos \alpha x + \beta \sin \alpha x) \quad (II)$$

$$\theta = \frac{dz}{dx} = -\frac{P_0}{4EI} \frac{1}{\alpha\beta} e^{-\beta x} \sin \alpha x$$

$$M = \frac{P_0}{4} \frac{1}{\alpha\beta} e^{-\beta x} (\alpha \cos \alpha x - \beta \sin \alpha x)$$

$$N = -\frac{P_0}{4} \frac{1}{\alpha\beta} e^{-\beta x} [2\alpha\beta \cos \alpha x + (\beta^2 - \alpha^2) \sin \alpha x]$$

б) для сосредоточенного изгибающего момента  $M_0$ .

$$z = \frac{M_0}{4EI} \frac{1}{\alpha\beta} e^{-\beta x} \sin \alpha x$$

$$\theta = \frac{M_0}{4EI} \frac{1}{\alpha\beta} e^{-\beta x} (\alpha \cos \alpha x - \beta \sin \alpha x)$$

$$M = \frac{M_0}{4} \frac{1}{\alpha\beta} e^{-\beta x} [2\alpha\beta \cos \alpha x - (\beta^2 - \alpha^2) \sin \alpha x] \quad (I2)$$

$$N = -\frac{M_0}{2} \frac{\lambda^2}{\alpha\beta} e^{-\beta x} (\alpha \cos \alpha x + \beta \sin \alpha x)$$

где  $E$  - обозначает статический модуль упругости;  $\theta$  - угол наклона плиты к горизонту;  $I = H^3/12(1-\nu^2)$  - момент инерции поперечного сечения плиты относительно вертикальной оси;

$$\lambda^2 = \sqrt{\frac{K}{4EI}}; \quad \alpha = \sqrt{\lambda^2 + \frac{Q}{4EI}}; \quad \beta = \sqrt{\lambda^2 - \frac{Q}{4EI}} \quad (13)$$

Принимая следующие значения величин:  $E = 0,6 \cdot 10^{11}$  дин/см<sup>2</sup>;  $H = 6 \cdot 10^6$  см;  $Q = \sigma_n \cdot H = 1,5 \cdot 10^9$  дин/см<sup>2</sup>.  $6 \cdot 10^6$  см =  $9 \cdot 10^{15}$  дин/см;  $K = \Delta \rho \cdot g = (\rho_a - \rho_w) \cdot g = 2,3 \cdot 10^3$  г/см<sup>2</sup>·сек, получим значения параметров, определяющих форму решений:

$$\lambda^2 = 2,31 \cdot 10^{-14} \text{ см}^{-1}; \quad \alpha = 1,58 \cdot 10^{-7} \text{ см}^{-1}; \quad (14)$$

$$\beta = 1,42 \cdot 10^{-7} \text{ см}^{-1}$$

Примем также следующие параметры линейной нагрузки:

$\rho_s = 2,7$  г/см<sup>3</sup> - плотность литоферного выступа, состоящего, в основном, из осадочно-вулканогенной толщи;  $h = 15$  км - толщина вблизи основания;  $l = 70$  км - длина клина (см. рис. 2)

Рассмотрим бесконечную плиту в оба конца, находящуюся под действием линейной нагрузки  $q_x = q(e-x)/e$  (начало координат выбрано у основания клина,  $x = 0$ ).

Вычислим изгибающий момент такой плиты в сечении, проходящем через начало координат методом суперпозиции решений для сосредоточенных сил  $q_x dx$ . В соответствии с (II) будем иметь

$$M'_A = \frac{q}{4\alpha\beta e} \int_0^e (e-x) e^{-\beta x} (\alpha \cos \alpha x - \beta \sin \alpha x) dx =$$

$$= \frac{q}{4\alpha\beta e} \left[ \frac{e^{-\beta x}}{2\lambda^2} (-\beta \sin \alpha x - \alpha \cos \alpha x) \right]_0^e = \quad (15)$$

$$= \frac{q}{8\alpha\beta e\lambda^2} \left[ e^{-\beta e} (-\beta \sin \alpha e - \alpha \cos \alpha e) + \alpha \right] \approx 7,6 \cdot 10^{21} \text{ дин}$$

Аналогично вычисляется перерезывающая сила  $N'_A$  в том же сечении для бесконечной плиты

$$\begin{aligned} N'_A &= \frac{q}{4\alpha\beta e} \int_0^e (e-x) E^{-\beta x} [2\alpha\beta \cos \alpha x + (\beta^2 - \alpha^2) \sin \alpha x] dx = \\ &= \frac{q}{4\alpha\beta e} \left\{ -\frac{e}{2\lambda^2} [-3\alpha\beta^2 + \alpha^3] + \frac{(3\alpha^2\beta - \beta^3)}{2\lambda^2} \cdot \right. \\ &\cdot \frac{e^{-\beta x}}{2\lambda^2} (-\beta \sin \alpha x - \alpha \cos \alpha x) \Big|_0^e + \frac{(\alpha^3 - 3\alpha\beta^2)}{2\lambda^2} \cdot \\ &\cdot \left. \frac{e^{-\beta x}}{2\lambda^2} (-\beta \cos \alpha x + \alpha \sin \alpha x) \Big|_0^e \right\} = 2,8 \cdot 10^{15} \text{ дин/см.} \end{aligned} \quad (16)$$

Чтобы перейти к случаю полубесконечной плиты с заданными граничными условиями на левом конце  $M=0$ ,  $N = \tau_s \cdot H_e \approx 4,2 \cdot 10^{15}$  дин/см (в соответствии с оценками, сделанными в (Лобковский, Сорохтин, 1976), здесь принимается значение предела текучести  $\tau_s = 0,7 \cdot 10^9$  дин/см<sup>2</sup>), необходимо приложить в начале координат такую сосредоточенную силу и такой сосредоточенный изгибающий момент  $P^*$ ,  $M^*$ , которые удовлетворяют следующим условиям (см. формулы (II),

$$(12) \quad \begin{cases} M'_A + \frac{P^*}{4\beta} + \frac{M^*}{2} = 0, \\ N'_A - \frac{P^*}{2} - \frac{M^*\lambda^2}{2\beta} = -4,2 \cdot 10^{15} \end{cases} \quad (17)$$

Решая эту систему уравнений относительно  $P^*$  и  $M^*$ , получим значения сосредоточенной силы и сосредоточенного изгибающего момента:  $P^* = 3,83 \cdot 10^{16}$  дин/см и  $M^* = -1,5 \cdot 10^{23}$  дин. (здесь и далее все силы и моменты рассчитаны на единицу ширины литосферной плиты).

Следует отметить, что по определению перерезывающая сила, действующая в данном сечении, принимается положительной, если сила, с которой левая от сечения часть плиты действует на правую, направлена вверх, то есть, против оси  $OZ$ . Аналогично, изгибающий момент в данном сечении, с которым левая часть плиты (по отношению к рассматриваемому сечению) действует на правую, принимается положительным, если он направлен по часовой стрелке.

Таким образом, решением нашей задачи является сумма трех решений для бесконечной плиты:

- а) решения с линейной нагрузкой;
- б) решения с сосредоточенной силой  $P^*$ , приложенной в начале координат;
- в) решения с сосредоточенным изгибающим моментом  $M^*$ , приложенным в начале координат.

Подсчитаем теоретическое отклонение поверхности литосферной плиты от равновесного уровня в глубоководном желобе, которое получается суперпозицией указанных трех решений.

Отклонение в желобе за счет сосредоточенной силы, приложенной в начале координат (II), равно

$$Z_{PЖ} = \frac{P^* \lambda^2}{2K\alpha\beta} e^{-\beta e} (\alpha \cos \alpha e + \beta \sin \alpha e) \approx 6,27 \text{ км.} \quad (18)$$

Отклонение в желобе за счет действия сосредоточенного изгибающего момента, приложенного в начале координат (12), есть

$$Z_{\text{мж}} = \frac{M^*}{4Dd\beta} e^{-\beta l} \sin d l \approx -5,11 \text{ км.} \quad (19)$$

Отклонение в глубоководном желобе, которое возникает благодаря действию линейно распределенной нагрузки фронтального литосферного выступа получается суперпозицией решений (II)

$$\begin{aligned} Z_{\text{гж}} &= \frac{\lambda^2 q}{2Kd\beta} \int_0^l x \cdot e^{-\beta x} (d \cos dx + \beta \sin dx) dx = \\ &= \frac{q}{4Kd\beta e} \left\{ e^{-\beta l} [(d^2 - \beta^2) \sin dl - 2d\beta \cos dl] - \right. \\ &- \frac{(d^2 - \beta^2)}{2\lambda^2} e^{-\beta x} (-\beta \sin dx - d \cos dx) \Big|_0^l + \\ &\left. + \frac{d\beta}{\lambda^2} e^{-\beta x} (-\beta \cos dx + d \sin dx) \Big|_0^l \right\} \approx 2,03 \text{ км.} \quad (20) \end{aligned}$$

Результирующее прогибание в желобе равно сумме предыдущих выражений (18), (19), (20)

$$Z_{\text{ж}} = Z_{\text{рж}} + Z_{\text{мж}} + Z_{\text{гж}} \approx 3,2 \text{ км.} \quad (21)$$

В качестве примера отметим, что среднее значение Курило-Камчатского или Японского желобов по сравнению с уровнем примыкающей абиссальной равнины составляет примерно 3-3,5 км.

Это находится в хорошем согласии с полученным теоретическим значением прогиба желобов.

Оценим теперь, насколько прогибается плита под самим литосферным выступом, то есть, проверим, в какой степени рассматриваемая модель соответствует геометрической картине, описанной в (Сорохтин, 1976). Для этого подсчитаем отклонение плиты от равновесного положения под основанием клина в начале координат.

Отклонение плиты под основанием клина в начале координат за счет сосредоточенной силы  $P^*$ , приложенной в этой точке (II), равно

$$Z_{PA} = \frac{P^* \lambda^2}{2K\beta} \approx 13,5 \text{ км.}$$

Прогибание плиты благодаря действию сосредоточенного изгибающего момента, приложенного в начале координат (I2), есть

$$Z_{MA} = 0$$

Отклонение плиты от равновесного положения в этом же сечении за счет давления литосферного выступа (т.е. за счет линейной нагрузки) выражается

$$\begin{aligned} Z_{QA} &= \frac{\lambda^2 q}{2K\alpha\beta e} \int_0^e (e-x) e^{-\beta x} (\alpha \cos \alpha x + \beta \sin \alpha x) dx = \\ &= \frac{\lambda^2 q}{2K\alpha\beta e} \left[ \frac{e}{\lambda^2} (\alpha\beta) + \frac{(\alpha^2 - \beta^2)}{4\lambda^4} e^{-\beta x} (-\beta \sin \alpha x - \alpha \cos \alpha x) \right]_0^e - \\ &- \frac{\alpha\beta}{2\lambda^4} e^{-\beta x} (-\beta \cos \alpha x + \alpha \sin \alpha x) \Big|_0^e \approx 2,7 \text{ км.} \end{aligned}$$

Результирующий прогиб полубесконечной плиты (полученные выше значения прогибов относятся к случаю бесконечной плиты в оба конца) под основанием клина равен

$$Z_A = Z_{PA} + Z_{MA} + Z_{QA} \approx 16,2 \text{ км.}$$

Полученная оценка показывает, что в основании литосферного выступа его мощность должна достигать значения  $h_0 \approx 23$  км (см. рис. 2). Обычно под островными дугами  $h_0 \approx 20$ –25 км (Сорохтин, 1976).

Аппроксимация формы регионального рельефа системы "глубоководный желоб – краевой вал" теоретической зависимостью

Одной из задач геодинамической модели переходной зоны является объяснение характерного изгиба поверхности Земли в пределах системы "глубоководный желоб – краевой вал". В предыдущем разделе было получено и обосновано решение для квазистатического упругого (с учетом релаксации) изгиба поддвигаемой литосферной плиты под действием краевой нагрузки надвигаемой плиты и сил сжатия и выталкивания. Посмотрим теперь, насколько теоретическая кривая изгиба свободной от нагрузки части плиты соответствует действительному рельефу краевого вала и глубоководного желоба, например, для Японской или Курило-Камчатской системы.

Как и прежде, результирующая кривая прогибов плиты ищется в виде суммы трех решений для бесконечной в оба конца плиты. Переместим начало координат в точку, совпадающую с

правым концом (острием) литосферного выступа, или, что то же самое, в наиболее глубокую часть желоба. Обозначим через  $\xi$  горизонтальную координату, отсчитываемую вправо от глубоководного желоба, а через  $x$  - горизонтальную координату, отсчитываемую влево от желоба в сторону зоны поддвига. Тогда отклонение свободной от нагрузки части поддвигаемой литосферной плиты за счет давления фронтального выступа выразится в виде

$$z_{\xi} = \frac{\lambda^2 q}{2K\alpha\beta e} \int_0^e x e^{-\beta(x+\xi)} [d \cos \alpha(x+\xi) + \beta \sin \alpha(x+\xi)] dx =$$

$$= \frac{\lambda^2 q}{2K\alpha\beta e} e^{-\beta\xi} \left[ \frac{e e^{-\beta e}}{2\lambda^2} \left\{ [(\alpha^2 - \beta^2) \cos \alpha\xi + 2\alpha\beta \sin \alpha\xi] \sin \alpha e - \right. \right.$$

$$\left. - [2\alpha\beta \cos \alpha\xi + (\beta^2 - \alpha^2) \sin \alpha\xi] \cos \alpha e \right\} - \quad (22)$$

$$- \frac{[(\alpha^2 - \beta^2) \cos \alpha\xi + 2\alpha\beta \sin \alpha\xi]}{4\lambda^4} \left[ e^{-\beta e} (-\beta \sin \alpha e + \alpha \cos \alpha e) + \alpha \right] +$$

$$+ \frac{[2\alpha\beta \cos \alpha\xi + (\beta^2 - \alpha^2) \sin \alpha\xi]}{4\lambda^4} \left[ e^{-\beta e} (-\beta \cos \alpha e + \alpha \sin \alpha e) + \beta \right] ] =$$

$$= e^{-1,42 \cdot 10^{-7} \xi} 10^5 [2,02 \cos 1,58 \cdot 10^{-7} \xi - 0,15 \sin 1,58 \cdot 10^{-7} \xi]$$

При  $\xi = 0$ ,  $Z_{pж} = 2,02$  км.

Отклонение свободной части плиты за счет сосредоточенной силы, приложенной у основания литосферного выступа выражается в виде

$$Z_{p\xi} = \frac{P^* \lambda^2}{2K \alpha \beta} e^{-\beta(e+\xi)} [\alpha \cos \alpha(e+\xi) + \beta \sin \alpha(e+\xi)] = \quad (23)$$

$$= e^{-1,42 \cdot 10^{-7} \xi} 10^5 [6,26 \cos 1,58 \cdot 10^{-7} \xi - 2,35 \sin 1,58 \cdot 10^{-7} \xi]$$

При  $\xi = 0$ ,  $Z_{pж} = 6,26$  км.

Наконец, отклонение свободной от нагрузки плиты благодаря действию сосредоточенного изгибающего момента, приложенного у основания литосферного выступа записывается

$$Z_{M\xi} = - \frac{M^*}{4D \alpha \beta} e^{-\beta(e+\xi)} \sin \alpha(e+\xi) =$$

$$= 10^5 e^{-1,42 \cdot 10^{-7} \xi} [-5,1 \cos 1,58 \cdot 10^{-7} \xi -$$

$$- 0,26 \sin 1,58 \cdot 10^{-7} \xi] \quad (24)$$

При  $\xi = 0$ ,  $Z_{Mж} = -5,1$  км,

Результирующее отклонение выражается в виде суммы (22), (23), (24)

$$Z_{\xi} = Z_{q\xi} + Z_{p\xi} + Z_{m\xi} = e^{-1,42 \cdot 10^{-7} \xi} 10^5 [3,2 \cos 1,58 \cdot 10^{-7} \xi - 2,8 \sin 1,58 \cdot 10^{-7} \xi] \quad (25)$$

При  $\xi = 0$ ,  $Z_{\xi} = 3,2$  км.

Найдем теперь корни уравнения  $Z_{\xi} = 0$ .

$$3,2 \cos 1,58 \cdot 10^{-7} \xi - 2,8 \sin 1,58 \cdot 10^{-7} \xi = 0$$

Первый корень равен  $\xi_1 = 45$  км. Это значение соответствует типичной ширине желобов 40-50 км. Второй корень равен  $\xi_2 = 240$  км и хорошо совпадает со значением характерной ширины краевых валов порядка 250 км (Удинцев, 1972). Для определения максимальной амплитуды изгиба плиты (высоты краевого вала) следует найти соответствующий корень уравнения

$$\frac{dZ}{d\xi} = 10^5 e^{-1,42 \cdot 10^{-7} \xi} [-8,97 \cos 1,58 \cdot 10^{-7} \xi - 2,1 \sin 1,58 \cdot 10^{-7} \xi] = 0$$

В результате решения последнего уравнения, получим значение  $\xi_{\max} = 110$  км, которое соответствует типичным расстояниям от желоба до максимального поднятия краевого вала ( $\sim 100$  км). Подставляя это значение в функцию (25), найдем максимальную амплитуду краевого вала

$$Z_{\max} = 10^5 e^{-1,42 \cdot 10^{-7} \xi_{\max}} [3,2 \cos 1,58 \cdot 10^{-7} \xi_{\max} - 2,8 \sin 1,58 \cdot 10^{-7} \xi_{\max}] \approx 680 \text{ м.} \quad (26)$$

Амплитуды краевых валов колеблются в пределах 400-800м (Удинцев, 1972).

На рис. 3а приведен реальный батиметрический профиль, полученный по одному из разрезов Японской системы "глубоководный желоб - краевой вал". На этом профиле  $Z_{\max} = 600-700$  м. Для сравнения ниже (рис. 3б) показана теоретическая кривая изгиба литосферы, построенная по (25). Как видно из сравнения графиков теоретическая кривая неплохо аппроксимирует реальный рельеф рассматриваемых структур и приводит к правильным количественным результатам. Эта кривая хорошо передает асимметрию краевого вала (более крутой склон глубоководного желоба и пологий склон вала, обращенный в сторону океана) и на больших удалениях от зоны поддвига почти не отличается (в силу экспоненциального множителя) от уровня равновесного положения поверхности литосферной плиты в абиссальной котловине.

Распределение напряжений в литосферной плите  
и возможное происхождение мелкофокусных зем-  
летрясений и "сбросовой" морфологии краевых  
валов

В строении краевых валов обычно выделяются разрывные нарушения, хорошо видимые и на разрезе, приведенном на рис. 3а. Кроме того, происходящие под этими структурами мелкофокусные землетрясения, свидетельствуют о существовании здесь растягивающих напряжений (Stauder, 1968). На этом основании многие исследователи считают, что в верхних

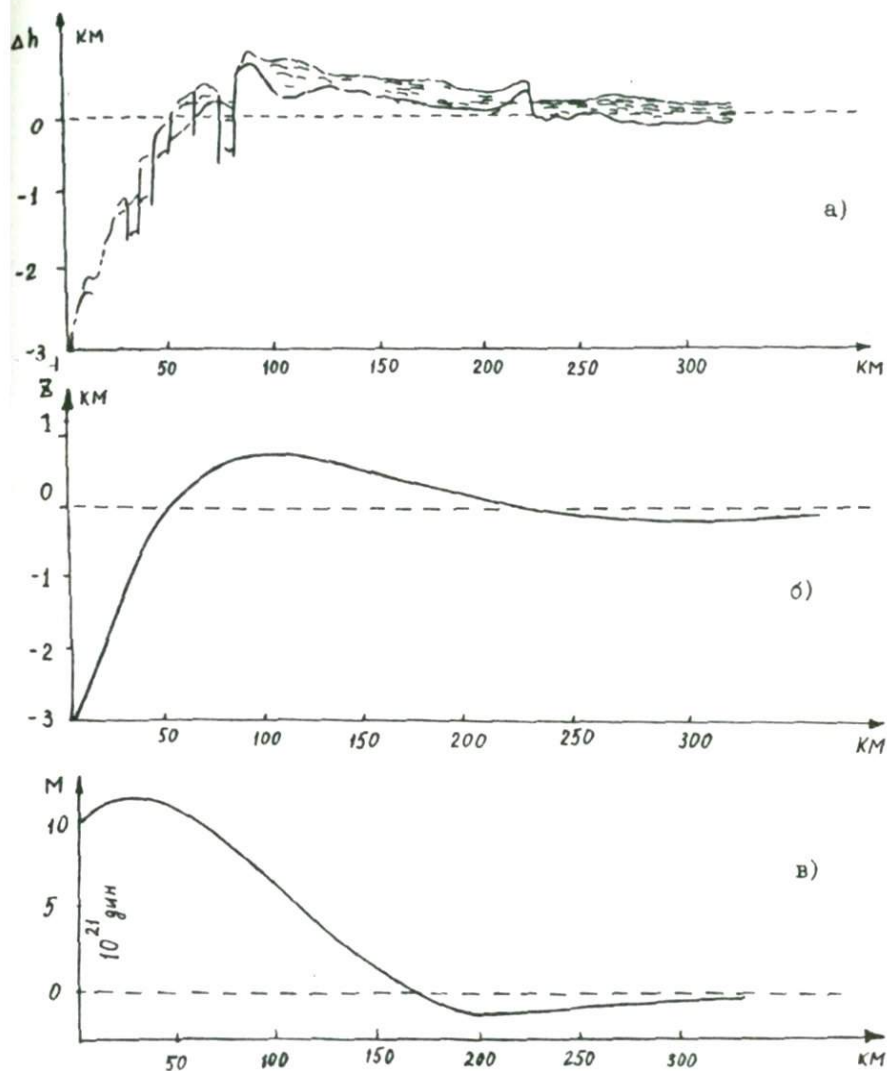


Рис. 3. Сейсмический профиль через Японский желоб, проходящий на восток вдоль параллели  $35^{\circ}$  с.ш. ( Ludwig et al., 1966. ) (а) ; теоретический профиль поверхности плиты по формуле (25) (б) ; распределение изгибающего момента в плите по формуле (30) (в).

частях разреза краевых валов господствует обстановка растяжения (Worzel, 1965; Ludwig, 1966; Elzasser, 1968).

В этой связи интересно рассмотреть распределение напряжений в сечениях той части литосферной плиты, которая находится в состоянии интенсивного изгиба, так как этой области плиты отвечают большие значения изгибающего момента  $M$ .

Изгибающий момент от распределенной нагрузки в свободной части литосферы подсчитывается следующим образом

$$\begin{aligned}
 M_2 &= \frac{q}{4\alpha\beta e} \int_0^e x e^{-\beta(x+\zeta)} [\alpha \cos \alpha(x+\zeta) - \beta \sin \alpha(x+\zeta)] dx = \\
 &= \frac{q}{4\alpha\beta e} e^{-\beta\zeta} \int_0^e x e^{-\beta x} (\alpha \cos \alpha x - \beta \sin \alpha x) dx = \\
 &= \frac{q}{4\alpha\beta e} e^{-\beta\zeta} \left\{ \frac{e e^{-\beta e}}{2\lambda^2} [(\beta\alpha - \alpha\beta) \cos \alpha e + (\alpha\alpha + \beta\beta) \sin \alpha e] - \right. \\
 &\quad - \frac{(\beta\alpha - \alpha\beta)}{4\lambda^4} \left[ e^{-\beta e} (-\beta \cos \alpha e + \alpha \sin \alpha e) + \beta \right] - \\
 &\quad \left. - \frac{(\alpha\alpha + \beta\beta)}{4\lambda^4} \left[ e^{-\beta e} (-\beta \sin \alpha e - \alpha \cos \alpha e) + \alpha \right] \right\} \quad (27)
 \end{aligned}$$

где

$$\alpha = \alpha \cos \alpha \zeta - \beta \sin \alpha \zeta ; \quad \beta = \alpha \sin \alpha \zeta + \beta \cos \alpha \zeta$$

Отсюда получаем

$$\begin{aligned}
 M_z &= \frac{q}{4d\beta e} e^{-\beta z} \left\{ e^{-\beta e} [\sin d z \cos d e + \cos d z \sin d e] - \right. \\
 &- \frac{\sin d z}{2\lambda^2} [e^{-\beta e} (-\beta \cos d e + d \sin d e) + \beta] - \\
 &- \left. \frac{\cos d z}{2\lambda^2} [e^{-\beta e} (-\beta \sin d e - d \cos d e) + d] \right\} = \\
 &= 10^{22} e^{-1,42 \cdot 10^{-7} z} [0,16 \cos 1,58 \cdot 10^{-7} z - \sin 1,58 \cdot 10^{-7} z]
 \end{aligned}$$

(значения параметров  $\lambda$ ,  $\beta$ ,  $e$ ,  $q$  приведены выше).

Момент в сечениях свободной литосферы, возникающий из-за сосредоточенной силы  $P^*$ , приложенной у основания клина, выражается

$$\begin{aligned}
 M_p &= \frac{P^*}{4d\beta} e^{-\beta(e+z)} [d \cos d(e+z) - \beta \sin d(e+z)] = \\
 &= 10^{22} e^{-1,42 \cdot 10^{-7} z} [-0,8 \cos 1,58 \cdot 10^{-7} z - 3,2 \sin 1,58 \cdot 10^{-7} z]
 \end{aligned} \tag{28}$$

Изгибающий момент в сечениях свободной от нагрузки части литосферной плиты благодаря сосредоточенному моменту, приложенному в основании литосферного выступа, равен

$$\begin{aligned}
 M_M &= \frac{M^*}{4d\beta} e^{-\beta(e+z)} [2d\beta \cos d(e+z) + \\
 &+ (\lambda^2 - \beta^2) \sin d(e+z)] =
 \end{aligned} \tag{29}$$

$$= 10^{22} e^{-1,42 \cdot 10^{-7} \xi} \left[ -0,56 \cos 1,58 \cdot 10^{-7} \xi + 0,87 \sin 1,58 \cdot 10^{-7} \xi \right]$$

В итоге изгибающий момент в сечениях свободной от нагрузки полубесконечной литосферной плиты получается как сумма трех определенных выше моментов (27), (28), (29)

$$M = M_q + M_p + M_m = \tag{30}$$

$$= -10^{22} e^{-1,42 \cdot 10^{-7} \xi} \left[ 1,2 \cos 1,58 \cdot 10^{-7} \xi + 3,9 \sin 1,58 \cdot 10^{-7} \xi \right]$$

Первый корень уравнения  $M(\xi) = 0$  равен  $\xi_1 = 180$  км. Первый экстремум функции (30) находится из условия  $dM/d\xi = 0$ . Максимальное (по абсолютной величине) значение момента, действующего на единичное сечение литосферы, равно  $M_{\max} = -1,25 \cdot 10^{22}$  дин. и достигается в пределах глубоководного желоба при  $\xi_{\max} = 35$  км. На расстоянии от желоба  $\xi = 100$  км изгибающий момент равен  $M_{100} = -0,93 \cdot 10^{22}$  дин.; при  $\xi = 150$  км.  $M_{150} = -0,2 \cdot 10^{22}$  дин. и, наконец, при  $\xi = 180$  км  $M_{180} = 0$ . График зависимости изгибающего момента от координаты приведен на рис. 3в. Из полученного распределения моментов по сечениям литосферы вытекает важный вывод, что наиболее значительные изгибающие моменты действуют в подвижной литосферной плите только под склоном краевого вала, обращенном к желобу. Но именно в этой области и возникают

обросовые структуры земной коры и происходят мелкофокусные землетрясения, указывающие на обстановку растяжения (см рис. 3а).

Рассмотрим теперь распределение напряжений в сечениях плиты между желобом и вершиной поднятия краевого вала. При этом ограничимся рассмотрением только горизонтальных компонент напряжения, ориентированных перпендикулярно к оси желоба, так как именно они создают условия общего сжатия литосферной плиты и приповерхностного ее растяжения.

В соответствии с теорией изгиба пластин распределение нормальных напряжений по сечению плиты предполагается линейным

$$\sigma_{xx} = \sigma_0 + az \quad (31)$$

где координата  $Z$  отсчитывается от середины сечения (см. рис. 4). Тогда интегральные условия для силы и момента выглядят таким образом

$$M_0 = \int_{-h/2}^{h/2} (\sigma_0 + az) z dz \quad ; \quad Q = \int_{-h/2}^{h/2} (\sigma_0 + az) dz$$

здесь  $M_0$  обозначает изгибающий момент в сечении краевого вала, например,  $M_0 = M_{100}$ . Интегрируя эти выражения и подставляя в них определенные ранее значения для момента и силы,  $M_0 = -0,93 \cdot 10^{22}$  дин. и  $Q = 9 \cdot 10^{15}$  дин/см, находим, что  $\sigma_0 = 1,5 \cdot 10^9$  дин/см<sup>2</sup> и  $a = -0,63 \cdot 10^3$  см<sup>-3</sup> дин.

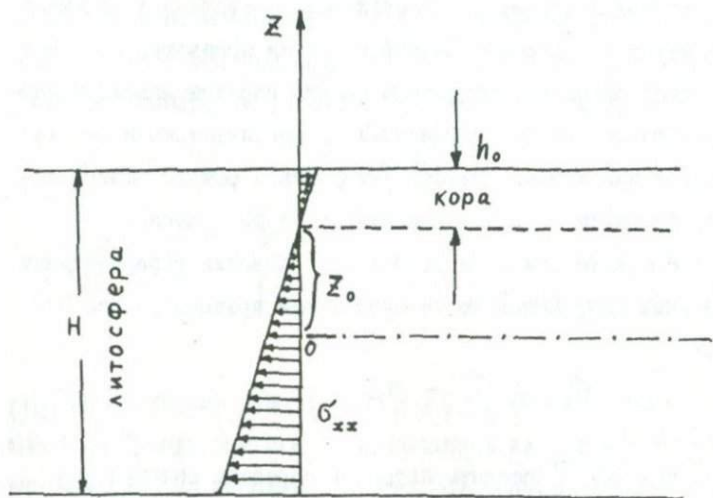


Рис. 4. Распределение нормальных напряжений в сечениях плиты на участке краевого вала.

Теперь легко оценить, на каких глубинах действующие сильные сжимающие напряжения сменяются растягивающими и каковы значения этих растягивающих приповерхностных напряжений

$\sigma_{xx}$  (везде речь идет о напряжениях, добавочных к гидростатическому давлению за счет веса плиты). Глубина  $h_0$  поверхности "нулевых" напряжений определяется из соотношения

$$\sigma_0 + aZ = 0 \quad (32)$$

Подставляя в (32) полученные значения для  $\sigma_0$  и  $a$  находим  $Z_0 = 24$  или (при  $H = 60$  км)

$$h_0 = H/2 - Z_0 = 6 \text{ км.}$$

откуда следует, что напряжения растяжения господствуют только на первом десятке километров глубины от поверхности литосферы, т.е. в пределах океанической коры. По выражению (31) нетрудно подсчитать значения растягивающих напряжений. На поверхности эти напряжения в прочной литосфере могли бы достигать значений  $(3+5) \cdot 10^8 \text{ дин/см}^2$ , линейно уменьшаясь до нуля на подошве океанической коры. Однако в реальных условиях, растягивающие напряжения не должны превышать пределов прочности пород коры на разрыв, равных первым единицам на  $10^7 \text{ дин/см}^2$  (Магницкий, 1965). В этом случае, происхождение мелкофокусных землетрясений и сбросовой морфологии на краевом валу легко объяснить эффектами разрядки растягивающих напряжений.

### Гравитационные аномалии в свободном воздухе как отражение неизостатического выгибания литосферы

На рисунках 5а и 5б изображены обобщенные гравиметрический и топографический профили, построенные нами по статистическим данным, приведенным в (Talwani, 1970). Для удобства сравнения профили расположены друг под другом и изображены в сопоставимых масштабах.

Хорошо видно, что "обобщенная" кривая аномалии силы тяжести в свободном воздухе качественно повторяет "усредненный" топографический профиль поверхности Земли в пределах системы "желоб-вал". Рассмотрим теперь гравитационный эффект краевого вала и глубоководного желоба с количественной точки зрения. При оценке в первом приближении воспользуемся формулой притяжения бесконечного плоско-параллельного однородного слоя с избыточной плотностью  $\Delta \rho$  и толщиной  $h$  (Федьинский, 1968)

$$\Delta g = 2 \pi f \Delta \rho h \quad (33)$$

Измерения показывают, что в областях абиссальных равнин аномалии силы тяжести в редукции свободного воздуха близки к нулю. Оценим величину положительной аномалии, возникающей за счет подъема всего слоя литосферы на уровень, характерный для краевых валов. Выше отмечалось, что высота краевого вала примерно равна 600-700 м. Принимая мощность литосферы и земной коры под краевым валом и прилежащей об-

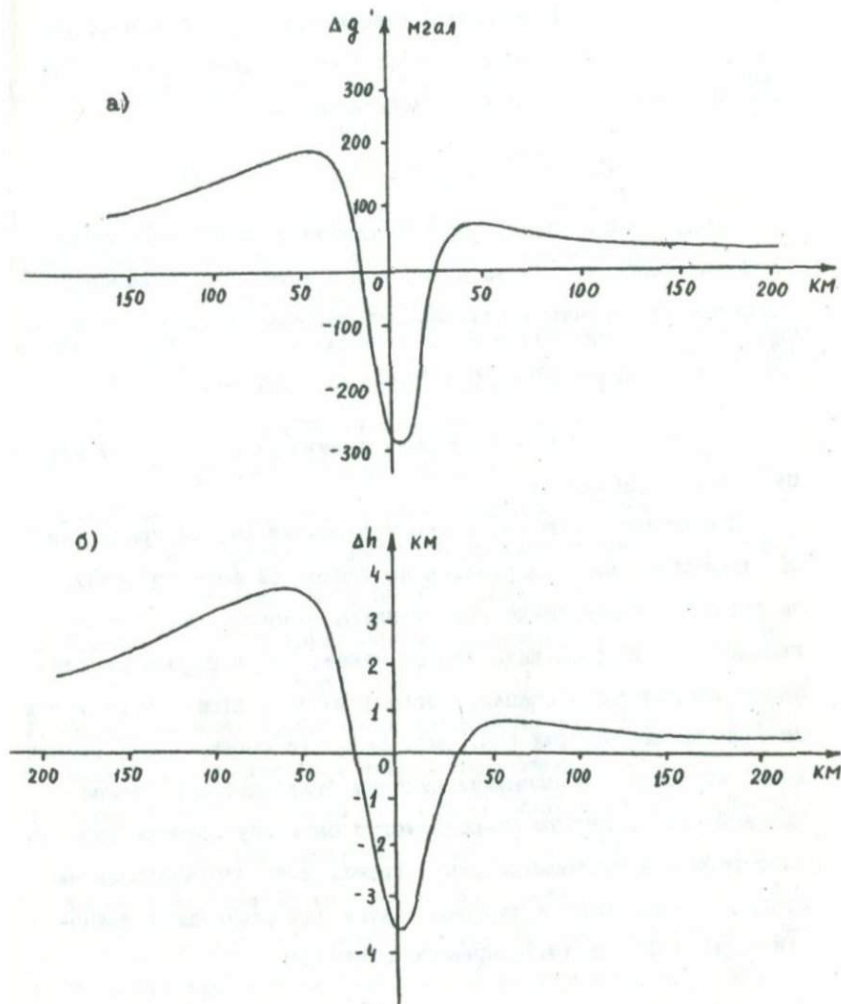


Рис. 5. Обобщенные гравитационная аномалия в свободном воздухе (а) и рельеф (б) активных переходных зон.

ластью абиссальной котловины неизменными, пользуясь формулой (33), определим эффект добавочного притяжения краевого вала по сравнению с абиссальной равниной

$$\Delta g = 2 \pi f (\rho_a - \rho_w) Z_{max} \approx 60 \text{ мгал}$$

Аналогичным образом можно оценить дефицит притяжения глубоководного желоба по сравнению с абиссальной равниной, принимая за уровень максимального погружения значение  $h_- = -3 \text{ км}$

$$\Delta g = 2 \pi f (\rho_a - \rho_w) h_- \approx -290 \text{ мгал}$$

где  $\rho_a = 3,3 \text{ г/см}^3$  - плотность астеносферы;  $\rho_w = 1 \text{ г/см}^3$  - плотность воды океана.

Разумеется, оценки значений аномалий весьма приближены, поскольку мы пользовались приближенной формулой (33), не учитывая топографического влияния склонов желоба и локальных неровностей дна. Тем не менее, уже в первом приближении получаются значения, согласующиеся с измеряемыми гравитационными аномалиями (см. рис. 5а). Это соответствие показывает, что основные аномалии системы "глубоководный желоб-краевой вал" в первую очередь могут быть обусловлены изгибом литосферы под изучаемыми структурами, а не плотностными неоднородностями коры и верхней мантии или вариациями мощности коры, как это часто принято объяснять.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Берч Ф. Сжимаемость; упругие константы. В сб. "Справочник физических констант горных пород", М., "Мир", 1969.
2. Джеффрис Г. Земля. М., Изд. "Иностр. лит.", 1960.
3. Магницкий В.А. Внутреннее строение и физика Земли. М., "Недра", 1965.
4. Лобковский Л.И., Сорохтин О.Г. Пластические деформации океанической литосферы в зоне поддвига плит. В сб. "Тектоника литосферных плит (динамика зоны поддвига)", М., ВИНТИ, 1976.
5. Сорохтин О.Г. Строение зоны поддвига литосферных плит. В сб. "Тектоника литосферных плит (динамика зоны поддвига)", М., ВИНТИ, 1976.
6. Удинцев Г.Б. Геоморфология и тектоника дна Тихого океана. М., "Недра", 1972.
7. Федьинский В.В. Разведочная геофизика. М., "Недра", 1968.
8. Хилл Р. Математическая теория пластичности. М., 1956.
9. Chase С.С. The N-plate problem of plate tectonics. *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.*, 29, 117, 1972.
10. Eaton J.P. Crustal structure and volcanism in Hawaii. The crust of Pacific basin. *Geophys. Monogr.*, 6, 1962.
11. Elsasser W.M. Convection and stress propagation in the Upper Mantle. In: *The applications of Modern Physics to the Earth and Planetary Interiors* /Ed. S.K.Runcorn/ p. 223, Interscience. 1968

12. Hanks T. The Kuril Trench-Hokkaido Rise system. *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.*, 23, 173, 1971.
13. Hetenyi M. *Beams on Elastic Foundation*, 225 p. University of Michigan Press also Oxford University Press, 1946.
14. Ludwig W.J. et al. Sediments and structure of the Japan trench. *Journ. Geophys. Res.* 71, 2121, 1966.
15. Saito Y. The seamounts. *J. Oceanograph. Soc. Japan* 20-th anniversary vol. , 1962.
16. Stauder W. Tensional character of earthquake foci beneath the Aleutian trench with relation to sea-floor spreading. *J. Geophys. Res.*, 73, 24, 1968.
17. Talwani M. Gravity - In: *The Sea*. ed. by A. Maxwell, 1970.
18. Watts A.B., Talwani M. Gravity anomalies seaward of deep-sea trenches and their tectonic implication. *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.* v. 36, 57-90, 1974.
19. Worzel J.L. Deep structure of coastal margins and mid-oceanic ridges. In: *Submarine geology and Geophysics*. Ed. by W.F. Whittard and R. Bradshaw, 1965.

Л.И.Лобковский, О.Г.Сорохтин

## УСЛОВИЯ ПОГЛОЩЕНИЯ ОСАДКОВ В ГЛУБОКОВОДНЫХ ЖЕЛОБАХ

Проблема затягивания осадков изучается на основе теории смазки и в форме конкретной механической модели, задающей определенную реологию осадков и механизм их транспортировки в зону поддвига литосферных плит. Основная идея подхода заключается в том, что осадки могут затягиваться в зону между двумя жесткими плитами (вместе с поддвигаемой плитой) подобно жидкой смазке, попадающей в зазор между двумя трущимися поверхностями деталей механизмов.

Как отмечается в статье (Сорохтин, 1976), в процессе поддвига литосферных плит, в наползающей плите постепенно вырабатывается литосферный выступ характерного клинообразного профиля.

Литосферный выступ наплзающей плиты, под который должны затягиваться увлекаемые поддвигаемой плитой пелагические осадки, в первом приближении можно представить в виде горизонтально лежащего клина, достигающего по длине

$$L_g = 100 \text{ км и по толщине у основания } H_g = 20 \text{ км.}$$

Вдали от зоны поддвига (на рис. I справа) слой осадков мощностью  $h_0$  движется поступательно вместе с литосферной плитой с постоянной скоростью  $V_0$ . В зоне поддвига условия движения меняются, поскольку здесь осадочный слой по-

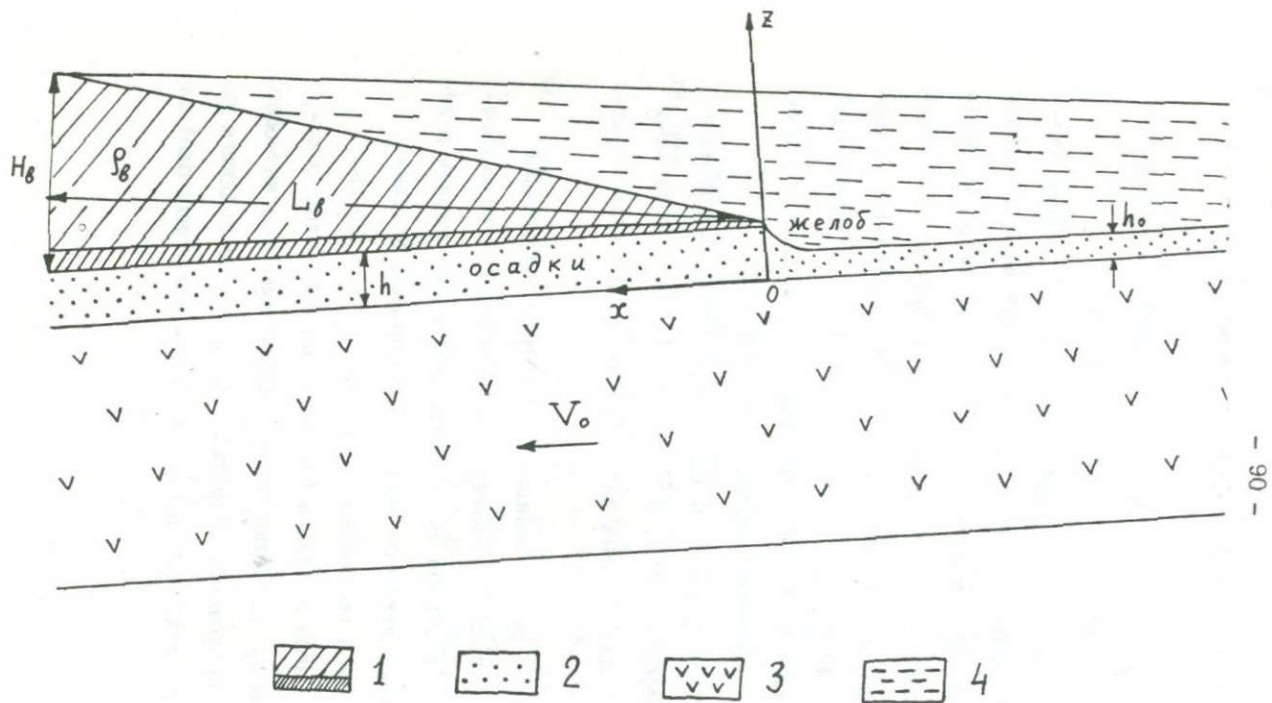


Рис. 1. Модель зоны затагивания осадков. 1 - тело литосферного выступа; 2 - океанические осадки; 3 - поддвигаемая литосферная плита; 4 - вода океана.

падает в щель между двумя жесткими поверхностями, перемещающимися друг относительно друга. При этом, под влиянием веса выступа, попавшие под него осадки, будут стремиться выжаться из зоны поддвига наружу, а движение поддвигаемой плиты, наоборот, будет затаскивать их под выступ. От результата действия этих противоположно направленных сил и зависит направление развития процесса: если преобладают силы выдавливания, то осадки должны соскребаться с поддвигаемой плиты и сминаться в складки перед литосферным выступом; в противоположном случае они будут затягиваться под край выступа и полностью поглощаться в зоне поддвига.

Чтобы определить количественные критерии и условия, при которых происходит затягивание осадков в зону поддвига, необходимо предварительно задаться реологической моделью.

Очевидно, что, попадая в зазор между двумя перемещающимися друг относительно друга литосферными плитами, осадки будут интенсивно деформироваться под действием значительных касательных напряжений. Если деформации достаточно интенсивны и захватывают всю область движения, то феноменологически такая среда, по-видимому, может быть охарактеризована эффективной ньютоновской вязкостью  $\eta$ . С другой стороны, известно, что реальные осадки океанов до попадания в желоб никогда не движутся (не текут) под собственным весом к желобу (наклоны внешнего склона желоба не превышают  $5^{\circ}$ - $7^{\circ}$ ). Следовательно, реальные осадки обладают небольшим пределом текучести, достаточным для того, чтобы исключить возможность пе-

ретенания под собственным весом к желобу. В этом случае осадки вне желоба ведут себя как жесткие, а после их попадания в зону поддвига, когда заведомо превосходитя предел текучести и развиваются интенсивные деформации, вещество осадков приобретает уже свойства ньютоновской вязкой жидкости. Такие среды получили в реологии название бингамовских жидкостей.

Для определения условий затягивания океанических осадков в зону поддвига мы можем воспользоваться решением уравнения Навье-Стокса для течения несжимаемой вязкой жидкости в зазоре между двумя движущимися параллельно друг другу жесткими плоскостями, а граничное условие в окрестности желоба будем задавать через поток еще недеформированных жестких осадков, осуществляя таким путем простую сшивку двух решений в желобе.

Решение задачи будем искать в приближении стационарного процесса, а течение осадков между параллельными плоскостями в зазоре между наползающим литосферным выступом и поддвигаемой плитой примем плоско-параллельным.

Направим оси координат, как это показано на рис. 1: ось  $Ox$  - вдоль зоны поддвига от фронтального края выступа к его основанию, а ось  $Oz$  - перпендикулярно к подошве зоны поддвига и вверх. Начало координат поместим у подошвы осадочного слоя на поверхности поддвигаемой плиты. В этом случае для принятой модели поддвига уравнение Навье-Стокса запишется в виде

$$\eta_0 \frac{d^2 u}{dz^2} = \frac{dP}{dx} - \rho_s g \sin \alpha \quad (I)$$

где  $\eta$  - вязкость жидкости (принимается постоянной вдоль зазора);  $u$  - скорость полойного течения жидкости (осадков) вдоль оси  $Ox$ ;  $P$  - давление;  $\rho_s$  - плотность осадков;  $g$  - ускорение силы тяжести;  $\alpha$  - угол наклона начальной зоны поддвига, перекрытой литосферным выступом надвигаемой плиты. В уравнении (I) частные производные заменены обыкновенными, так как в силу узости зазора между плитами можно принять, что давление практически не меняется по сечению канала, то есть,  $P = P(x)$  и скорость слабо меняется вдоль оси  $Ox$  по сравнению с ее градиентом вдоль оси  $Oz$ , то есть  $u = u(z)$ .

Поскольку литосферный выступ остается неподвижным, а поддвигаемая плита смещается с постоянной скоростью  $V_0$ , то граничные условия в рассматриваемой задаче могут быть записаны в следующем виде

$$\begin{aligned} u &= V_0 & \text{при} & \quad z = 0 \\ u &= 0 & \text{при} & \quad z = h \end{aligned} \quad (2)$$

где  $h$  - толщина зазора между литосферным выступом и поддвигаемой плитой.

Решение уравнения (I) при граничных условиях (2) можно записать в следующем виде (Бэтчелор, 1973)

$$u = \frac{G}{2\eta} z(z-h) + V_0 \left( \frac{h-z}{h} \right) \quad (3)$$

где

$$G = - \frac{dP}{dx} + \rho_s g \sin \alpha \quad (4)$$

Полный поток жидкости (осадков), проходящий в единицу времени через поперечное сечение слоя единичной ширины, выражается интегралом

$$Q = \int_0^h u(z) dz \quad (5)$$

Подставляя в (5) выражение для скорости из (3) и проведя интегрирование, получим

$$Q = \frac{Gh^3}{12\eta} + \frac{V_0 h}{2} \quad (6)$$

С другой стороны, в стационарном случае течения несжимаемой жидкости этот поток должен быть равен потоку вещества вдали от зоны поддвига, где весь слой осадков движется поступательно и с постоянной скоростью

$$Q = V_0 h_0 \quad (7)$$

Формула для потока (7) справедлива вплоть до самого желоба, благодаря тому, что вещество осадков обладает конечным пределом текучести  $\tau_s$ , исключающим послойное течение осадков на склоне желоба под действием силы тяжести. В зоне поддвига (в зазоре между плитами) и под желобом режим движения меняется и начинает работать формула (6).

Из равенства потоков (6) и (7) найдем

$$\frac{Gh^3}{12\eta} = V_0 \left( h_0 - \frac{1}{2} h \right) \quad (8)$$

В последнее уравнение, связывающее толщину щели  $h$  и вязкость слоя  $\eta$ , входят 3 параметра, которые определяют "внешние" условия процесса затягивания осадков.

Необходимо выяснить, как эти "внешние" условия (параметры) влияют на процесс затягивания осадков в зону поддвига, иными словами необходимо получить количественный критерий, управляющий этим процессом, в который входили бы внешние параметры  $h_0$ ,  $V_0$ ,  $G$ ,

При данных  $h$  и  $\eta$ , удовлетворяющих условию стационарного процесса течения (8), распределение скорости в "щели"  $U(z)$  может иметь в верхней части поперечного сечения направление, противоположное поддвигу. На рис. 2 показаны различные случаи распределения скорости при разных значениях безразмерного коэффициента  $G^* = Gh^2/2\eta V_0$ . Как видно из приведенной диаграммы (Шлихтинг, 1956), при значениях  $G^*$ , удовлетворяющих неравенству  $G^* < -1$ , вблизи неподвижной стенки возникает возвратное течение.

Объясняется это тем, что для частиц жидкости, находящихся вблизи неподвижной стенки, увлекающее действие нижних более быстрых слоев не в состоянии преодолеть перепад давления, действующий в сторону, противоположную движению нижней стенки. В нашей постановке задачи наличие возвратного течения означает вытекание (выдавливание) лишних осадков, попавших в желоб, нагромождение и смятие их перед фронтальным выступом надвигаемой плиты. Поэтому, в качестве условия полного затягивания осадков в зону поддвига (когда затягивающее действие подвигаемой плиты превалирует над выдавливанием осадков из зазора) следует принять условие отсутствия возвратного течения. Это условие имеет вид (см. рис. 2)

$$G^* = \frac{h^2}{2\eta V_0} G \geq -1 \quad (9)$$

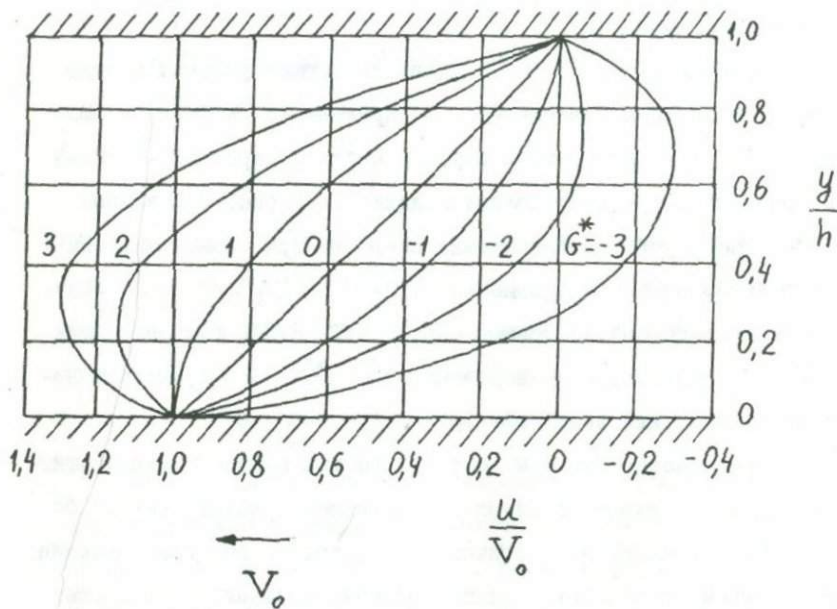


Рис. 2. Распределение скорости в канале при разных значениях безразмерного коэффициента  $G^* = Gh^2/2\eta V_0$ .  
( Шлихтинг, 1956 ).

Сравнивая выражения (8) и (9) и производя необходимые преобразования, получим следующий критерий полного затягивания осадков под литосферный выступ

$$4,5 \frac{h_0^2 |G|}{V_0} \leq \tilde{\eta} \quad (10)$$

где  $\tilde{\eta}$  - обозначает эффективную вязкость осадочного слоя.

Полученный критерий связывает "внешние" параметры процесса  $h_0$ ,  $V_0$ ,  $G$  с единственным внутренним параметром  $\tilde{\eta}$ , который определяет физические свойства и структуру осадочного слоя. Неравенство (10) получено в предположении, что  $G < 0$ .

Давление на попавшие в зону поддвига осадки находится в первом приближении из условия гидростатики (см. рис. I)

$$P = \rho_g g \frac{H_g}{L_g} x + \rho_w g \frac{H_g}{2L_g} (L_g - x) \quad (11)$$

где  $\rho_g$  - плотность литосферного выступа;  $H_g$  - мощность литосферного выступа у основания;  $L_g$  - длина литосферного выступа;  $\rho_w$  - плотность океанической воды. Отсюда получим

$$\frac{dP}{dx} = \rho_g \frac{H_g}{L_g} g - \rho_w \frac{H_g}{2L_g} g \quad (12)$$

В разрезе литосферного выступа, как уже отмечалось, большую роль играют осадочно-вулканогенные комплексы пород сравнительно небольшой плотности ( $\sim 2,5-2,7 \text{ г/см}^3$ ), поэтому можно считать, что средняя плотность выступа близка к

средней плотности континентальной коры и принять  $\rho_g = 2,7 \text{ г/см}^3$ . Полагая также  $H_g = 20 \text{ км}$ ;  $L_g = 100 \text{ км}$ ;  $\rho_w = 1 \text{ г/см}^3$  и  $g = 981 \text{ см/сек}^2$ , из (12) найдем  $dP/dx = 432 \text{ дин/см}^3$ . Второй член выражения (II) легко оценить, положив  $\rho_s = 2 \text{ г/см}^3$  и  $\sin \alpha = 0,1$  (при  $H_g = 20 \text{ км}$  и  $L_g = 100 \text{ км}$ ). Тогда  $\rho_s g \sin \alpha = 196 \text{ дин/см}^3$ . Откуда  $G = -236 \text{ дин/см}^3$ .

Полученный критерий (10) позволяет для каждой конкретной зоны поддвига определить, должны ли океанические осадки затягиваться под литосферный выступ или они будут из под него выдавливаться и сминаться в складки перед фронтальной частью выступа над глубоководным желобом.

Для этого необходимо оценить "внешние" параметры процесса: скорость поддвига  $V_0$ , геометрию и структуру надвигаемого выступа, которые характеризуются параметром  $G$ , мощность осадочного слоя  $h_0$ . Кроме того необходимо оценить "внутренний" параметр процесса - эффективную вязкость осадочного слоя  $\tilde{\eta}$ , характеризующую структуру слоя в целом. Подставляя затем все эти параметры в неравенство (10), и проверяя его выполнение, можно сделать теоретическое заключение о направлении развития процесса.

Современная средняя скорость поддвига литосферных плит, по-видимому, близка к 7 см/год, а средняя мощность океанических осадков порядка 300-500 метров. Как следует из (10), для того, чтобы соскребаания и смятия осадков перед фронтом литосферного выступа не происходило, необходимо, чтобы эффективная вязкость осадочного слоя превышала  $10^{18} + 10^{19}$  пуаз. По шкале М.В.Гзовского (см.таблицу I) в природных условиях

такой вязкости отвечают слабо вязкие породы типа тонкослоистых известково-мергелистых и песчано-глинистых толщ.

( Сергеев Е.М. и др., 1973 )

Таблица I

Группа вязкости	Виды пород	Вязкость в пузах
Наименее вязкие породы	Тощие глины, соли, гипсы, тонкослоистые алевролитоглинистые толщи	+ $2 \cdot 10^{15}$ $5 \cdot 10^{18}$
Слабо вязкие породы	Тонкослоистые известняково-мергелистые, песчано-глинистые, флишевые толщи	+ $5 \cdot 10^{18}$ $3 \cdot 10^{19}$
Сильно вязкие породы	Слабо слоистые песчаниковые, конгломератовые, карбонатные, вулканогенные в прошлом сильно дислоцированные и слабо метаморфизованные песчано-глинистые толщи	+ $3 \cdot 10^{19}$ $1 \cdot 10^{21}$
Наиболее вязкие породы	Граниты, гнейсы, кристаллические сланцы	+ $1 \cdot 10^{21}$ $1 \cdot 10^{23}$

Как уже отмечалось, при геологическом анализе полученных результатов следует иметь в виду, что в критерий (10) входит именно эффективное значение вязкости слоя, а не самих осадков, вязкость которых может быть значительно более низкой. Это объясняется тем, что поверхность коренных пород океанического ложа, на которой залегают осадки, очень неровная - она изобилует холмами, подводными горами, грядами и другими формами рельефа, как положительными, так и отрицательными. При таком строении слоя его эффективная вязкость должна быть выше вязкости осадков, но ниже вязкости коренных пород.

Поверхность литосферной плиты перед ее погружением в желоб и зону поддвига обычно оказывается разбитой сбросами на ряд ступеней высотой до нескольких сотен метров и шириной порядка нескольких километров. В результате этого явления профиль поверхности литосферной плиты приобретает характерную пилообразную форму с чередующимися карманами и выступами в рельефе подошвы осадочного слоя. При таком строении осадочного слоя когда большая часть осадков может быть выжата в эти карманы, эффективная вязкость слоя становится довольно высокой  $\sim 10^{19}$  пуаз.

По-видимому, соскребание и смятие осадков при поддвиге будет происходить лишь в тех случаях, когда их мощность существенно (на несколько сотен метров) превышает амплитуду неровностей коренного ложа океанического дна, т.е. при общей толщине осадочного слоя порядка одного километра и более. Не исключено, что именно такой процесс сейчас развивается во внешних грядках Алеутской дуги в заливе Аляска (Сорохтин, 1974).

Во многих глубоководных желобах на их дне залегают почти горизонтальные слои осадков (Sholl, von Huene, Ridlon, 1968). Однако происхождение этих осадков совершенно иное, чем осадков океанических равнин. Как правило, осадки желобов представляют собой отложения мутьевых потоков и обязаны своим происхождением денудации или подводной эрозии склонов островных дуг и континентальных уступов (Лисицын, 1974), т.е. фронтальных частей литосферного выступа. Осадки желобов также затягиваются в зоны поддвига, но их

отток постоянно компенсируется поступлением нового материала со склонов островных дуг и континентов. В результате этого устанавливается динамическое равновесие, и желоба оказываются присыпанными осадками лишь частично.

Если бы оттока вещества из желобов не происходило, то за время их существования, т.е. за  $10^8$  и более лет, эти структуры давно уже были бы засыпаны осадками мощностью порядка нескольких километров. Действительно, скорость накопления осадков в современных желобах порядка нескольких десятков мм за 1000 лет (Лисицын, 1974), следовательно, при неизменном темпе осадконакопления за  $10^8$  лет над желобами должно было бы отложиться несколько километров осадков, чего на самом деле не наблюдается.

В заключение авторы благодарят А.А.Гвоздева за полезные советы.

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Бэтчелор Дж. Введение в динамику жидкости. М., "Мир", 1973.
2. Лисицын А.П. Осадкообразование в океанах, количественное распределение осадочного материала. М., "Наука", 1974.
3. Сергеев Е.М., Голодковская Г.А., Зиангиров Р.С., Осипов В.И., Трофимов Б.Т. Грунтоведение. Изд. МГУ, 1973.
4. Сорохтин О.Г. Глобальная эволюция Земли. М., "Наука", 1974.
5. Сорохтин О.Г. Строение зоны поддвига литосферных плит. В сб. "Тектоника литосферных плит (динамика зоны поддвига)", М., ВИНТИ, 1976.

6. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М., Изд. "Иностран. лит"., 1956.
7. Sholl D.W., Huene R.von, Ridlon J.B. Spreading of the ocean floor: underformed sediments in the Peru-Chile trench. "Science", 159, 689-871, 1968.

В.А.Леглер

ДЕФОРМАЦИЯ ПОГРУЖАЮЩЕЙСЯ ЛИТОСФЕРНОЙ ПЛИТЫ  
И ПРОДОЛЬНЫЕ СДВИГИ КУРИЛО-КАМЧАТСКОЙ  
ОСТРОВНОЙ ДУГИ

Параметры относительного движения плит

Если признать, что островные дуги возникают в результате субдукции океанической литосферы, то все черты строения конкретной дуги определяются, во-первых, строением исходных конвергирующих плит и, во-вторых, параметрами конвергентного движения. Поэтому при рассмотрении тектоники островной дуги необходимо знать эти параметры, т.е. скорость, направление и продолжительность движения. Относительное движение двух плит представляет собой, как известно, вращение вокруг некоторого полюса и описывается координатами полюса и угловой скоростью вращения.

Определение параметров движения для Курило-Камчатской дуги затрудняется неопределенностью проведения границ между плитами в области Северо-Восточной Азии и Аляски. Область Охотского моря, непосредственно прилегающую к дуге с северо-запада, относили сначала к Евразийской плите (Le Pichon, 1968), затем к Северо-Американской плите (Грачев, Карасик, 1974) и к промежуточной Берингской плите (Minster et al., 1974). В действительности картина, по-видимому, сложнее. На схеме сейсмичности Дальнего Востока СССР (рис.1) намечается несколько сейсмических зон и поясов тектоническая интерпретация большинства из которых в настоящее время не ясна (Ахмадулин, 1975). В результате геологических исследований на Северо-Востоке СССР и на Сахалине установлены области существования молодых структур горизонтального сжатия, растяжения и сдвига (Биджиев, 1972; Грачев, 1973; Рождественский,

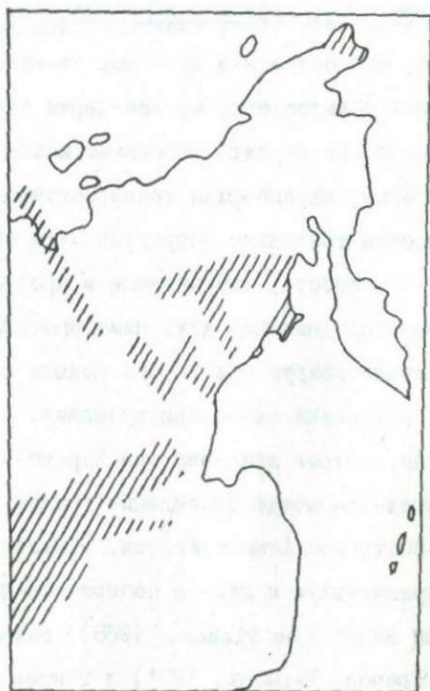


Рис.1. Схема расположения сейсмически активных зон континентальной части Дальнего Востока (по В.А.Ахмадулину).

1969). Вероятно, в этом районе между Северо-Американской и Евразийской плитами находится несколько более мелких буферных плит. Поскольку в настоящее время отсутствуют данные о кинематике движения этих микроплит, то попытки определения параметров конвергентного движения для Курило-Камчатской дуги путем геометрических построений (сложением векторов) обречена на ошибки. Другим способом определения параметров движения плит является изучение горизонтальной проекции векторов скольжения в землетрясениях фокальной зоны. Для интересующего нас района это впервые было сделано Д.Маккензи и Р.Паркером, которые использовали данные по очагам землетрясений в фокальных зонах от Аляски до Японии и получили, что полюс вращения плит находится к югу от Гудзонова залива ( McKenzie, Parker, 1967). Затем К. Ле Пичон определил параметры движения Тихоокеанской плиты относительно Евразийской путем геометрических построений и получил результат, сильно отличающийся от первого, с расположением полюса вращения в районе Ньюфаундленда ( Le Pichon, 1968). Определение К. Ле Пичона было использовано при анализе тектоники Алеутских островов ( Grow, Atwater, 1970) и Японии ( Uyeda, Miyashiro, 1974), хотя Т.Фич отмечал, что для интерпретации тектоники островных дуг Восточной Азии лучше подходит определение Маккензи и Паркера ( Fitch, 1972). Минстер и другие построили глобальную количественную модель современных движений плит, вновь используя для Курило-Камчатской дуги данные по очагам землетрясений ( Minster et al., 1974). Они получили область возможных положений полюса вращения Тихоокеанской и Берингийской плит, причем полюс, определенный Д.Маккензи и Р.Паркером, лежит внутри этой области. Координаты наиболее вероятного положения полюса: 60 СШ

114 ЭД. Этот результат принимается в настоящей работе и используется в дальнейших построениях, т.к. он получен наиболее точными методами и увязан с движениями остальных плит Земли.

Определение относительных движений по очагам землетрясений не дает данных о скорости. Скорость субдукции в Курило-Камчатском желобе может быть определена решением подобных сферических треугольников, сделав допущение о неподвижности Северо-Востока Азии относительно Северной Америки и используя координаты полюса вращения Тихого океана относительно Северной Америки (55 СШ, 53 ЭД) и линейную скорость по системе сдвигов Калифорнии (5,5 см/год). Она равна в среднем 9,1 см/год. Каковы бы не были относительные движения микроплит на Северо-Востоке Азии, их скорости движений и, следовательно, влияние, оказываемое ими на скорость субдукции в желобе, не может превосходить скорость новообразования литосферы в хребте Гаккеля, определенной в 0,3 см/год (Грачев, Карасик, 1974). В этом случае неточность определения скорости субдукции в желобе не превосходит нескольких процентов.

Параметры конвергентного движения в нескольких точках Курило-Камчатского желоба приведены в табл.1 и проиллюстрированы на рис. 2. Как видно из рисунка, существует лишь одна точка (расположенная в районе Центральных Курильских островов), в которой вектор относительного движения перпендикулярен к дуге. Только в этой точке меридиан вращения может пройти по касательной к дуге. Эта точка названа автором средней точкой островной дуги. Очевидно, что могут существовать такие дуги, в которых средняя точка располагается на одном из флангов дуги, или такие дуги, в которых средняя точка отсутствует.

Таблица I

Положение точки	Азимут вектора относительного движения в месте его пересечения с желобом	Неточность определения (в градусах, + отклонение к северу, - отклонение к югу)	Линейная скорость относительного движения, см/год
1. Северное окончание дуги	315	+ 4 - I	8,2
2. Средняя точка	311	+ 2 - I	9,0
3. Южное окончание дуги	307	+ I - I	10,0

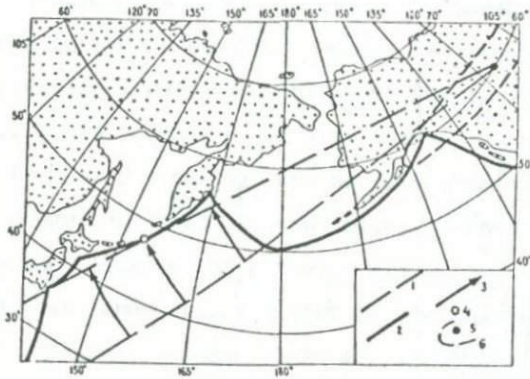


Рис.2. Относительные движения Тихоокеанской и Азиатской плит в районе Курило-Камчатской островной дуги.  
1 - меридианы вращения; 2 - граница между плитами; 3 - векторы относительного движения; 4 - средняя точка Курило-Камчатской дуги; 5 - полюс вращения плит; 6 - область возможных положений полюса вращения.

Современные движения плит в Северо-западной части Тихого океана являются стабильными в течение последних 40 миллионов лет ( Uyeda, Miyashiro, 1974).

### Геометрия погружающейся плиты

На рисунке 3 показаны две плиты: 1 и П. Рассмотрим точки  $A_1$ ,  $B_1$  и  $C_1$ , лежащие на одном меридиане вращения и движущиеся вместе с плитой 1, причем точка  $A_1$  лежит на векторе, пересекающем среднюю точку дуги. За некоторый промежуток времени  $\Delta t_1$ , эти точки переходят из положения  $A_1$ ,  $B_1$ ,  $C_1$  в положение  $A_2$ ,  $B_2$ ,  $C_2$ , причем точка  $A_2$  оказывается на границе двух плит. При этом каждая точка проходит путь  $\ell = \omega r \Delta t_1$  (где  $\omega$  - угловая скорость,  $r$  - расстояние от точки до полюса вращения плит), расстояния между точками не меняются и они по-прежнему остаются на одном меридиане. В следующий промежуток времени  $\Delta t_2$  точки В и С занимают пройдя путь  $\omega r \Delta t_2$  положения  $B_3$  и  $C_3$  и оказываются на границах двух плит. Если бы точка А за время  $\Delta t_2$  продолжала бы двигаться по поверхности Земли, то она, пройдя путь  $\omega r_A \Delta t_2$  оказалась бы в положении  $A_3$ , однако в действительности она начинает погружаться вместе с плитой 1 и пройдя тот же путь  $\omega r_A \Delta t_2$  приходит в положение  $A_4$ . Вопрос: равно ли новое расстояние между точками А и В, а также А и С прежнему расстоянию между ними, т.е. равен ли отрезок  $A_4B_3$  отрезку  $A_3B_3$  и, соответственно, отрезок  $A_4C_3$  отрезку  $A_3C_3$ ? Для ответа на этот вопрос необходимо решить треугольники  $A_3A_2A_4$ ,  $A_3B_3A_4$  и  $A_3C_3A_4$  (рис. 3). В треугольнике  $A_3A_2A_4$  известен отрезок дуги  $A_3A_2$ , равный  $\omega r_A \Delta t_2 = \ell$ ; отрезок  $A_2A_4$  равный также  $\ell$ ; радиус Земли  $R$  и  $\angle \beta$  между  $A_2A_4$  и касательной к точке  $A_2$  (угол погружения плиты).

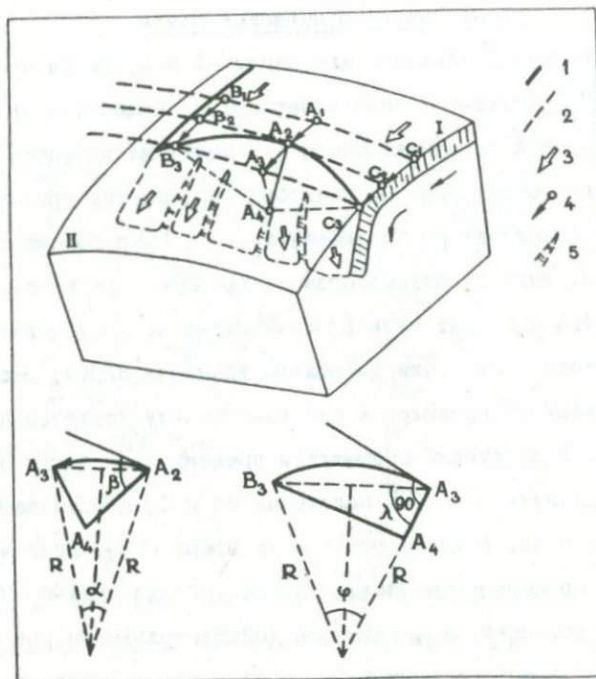


Рис.3. Деформации погружающейся плиты (см. пояснения в тексте).

1 - граница между плитами; 2 - меридианы вращения; 3 - направление относительного движения плит; 4 - векторы относительного движения для конкретных точек; 5 - зоны растяжения.

Решение треугольника  $A_3A_2A_4$ :

$$\angle \alpha = \frac{\ell \cdot 180}{\pi R}; \text{ хорда } A_2A_3 = 2R \sin \frac{\alpha}{2}$$

$$\angle A_3A_2A_4 = \beta - \frac{\alpha}{2}; \quad A_3A_4 = \sqrt{(2R \sin \frac{\alpha}{2})^2 + \ell^2 - 2\ell(2R \sin \frac{\alpha}{2}) \cos(\beta - \frac{\alpha}{2})} =$$

В треугольнике  $A_3B_3A_4$  известен отрезок  $A_3A_4$  (из решения предыдущего треугольника); отрезок дуги  $A_3B_3$ , равный  $(r_A - r_B) = n$  радиус Земли  $R$  и  $\angle 90$  между  $A_3A_4$  и касательной к точке  $A_2$ .

Решение треугольника  $A_3A_4B_3$ :

$$\angle \varphi = \frac{n \cdot 180}{\pi R}; \text{ хорда } A_3B_3 = 2R \sin \frac{\varphi}{2}$$

$$\angle \lambda = 90 - \frac{\varphi}{2}; \quad B_3A_4 = \sqrt{m^2 + (2R \sin \frac{\varphi}{2})^2 - 2m(2R \sin \frac{\varphi}{2}) \cos(90 - \frac{\varphi}{2})}$$

Решение треугольника  $A_3C_3A_4$  аналогично решению треугольника  $A_3B_3A_4$ . Подставляя в полученные формулы конкретные данные для Курило-Камчатской дуги получаем, что в результате изгиба плиты расстояния АВ и АС увеличиваются. Назовем это увеличение  $\Delta h$ . Размеры  $\Delta h$  для конкретных точек из расчета на каждые 100 км встречного движения плит приведены в таблице 2.

Как видно из таблицы 2,  $\Delta h$  за какое-то время для точек, расположенных на концах Курило-Камчатской дуги, составляет примерно 10% от пути, пройденного погружающейся плитой за то же время, а в точках, находящихся ближе к средней точке дуги,  $\Delta h$  имеет меньшую величину.

Важно отметить, что если в островных дугах действительно происходит изгиб и погружение литосферной плиты, то полученное в результате приведенных выше построений увеличение расстояния между точками, расположенными на одном меридиане вращения, является необходимым геометрическим следствием только одного исход-

Таблица 2

Географическое положение точек	Координаты		Расстояние от средней точки, км	На 100км погружения, км	Максимальная теоретическая скорость продольного сдвига, см/год	Максимальная теоретическая амплитуда продольного сдвига за 5 млн. лет, км	Фактическая скорость, см/год	Фактическая амплитуда за 5 млн. лет, км
	СШ (ГРАД.)	ВД (ГРАД.)						
Северные окончатые дуги	57	164	1200	11	0,9	45	0,5	25
Район города Петропавловска	52	161	800	5,5	0,4	20	0,2	11
Средняя точка	47	156	0	0	0	0	0	0
Район острова Итуруп	43	150	500	4	0,4	20	-	-
Южные окончатые дуги	41	145	1000	8	0,8	40	-	-

ного положения - дугообразной формы линии изгиба. Это означает, что при изгибании и погружении плиты в области изгиба неизбежно возникают деформации, вызванные напряжениями, направленными вдоль линии изгиба. Можно представить себе два возможных типа таких деформаций: либо отклонение векторов  $B_2B_3$  и  $C_2C_3$  (рис.3) к середине дуги и сжатие еще не погрузившейся части плиты, либо наоборот, растяжение и разрывы на опускающейся части дуги и ее расползание в стороны, как показано на рис.3.

Первый процесс должен привести к образованию на океанической плите к востоку от глубоководного желоба поперечных к простиранию дуги структур растяжения возле ее концов и структур сжатия ближе к ее середине, чего в действительности в районе Курило-Камчатской дуги не наблюдается. Поэтому предполагаем, что существует второй процесс, и что опускающаяся литосферная плита действительно растягивается и расползается в стороны. Физическая причина таких деформаций состоит, вероятно, в том, что островная дуга возникает на месте раскола первоначально единой литосферной плиты, а дугообразная форма линии раскола является механически самой выгодной (Сорохтин, 1974). Позднее, когда на месте раскола начинается изгиб и погружение одной из плит, то форма линии раскола предопределяет форму линии изгиба.

Таким образом, любой участок погружающейся плиты, за исключением участков, проходящих через среднюю точку, при своем погружении испытывает также боковое движение, направленное от центра дуги к ее краям, и имеющее величину  $4\eta$ . Вся погружающаяся плита, как показано на рис.3, разбивается на ряд сегментов, каждый из которых погружается косо по отношению к простиранию дуги. Теория косоугольного погружения плит была рассмотрена Т.Фичем, который

показал, что при косом погружении в тылу островной дуги должны возникать продольные сдвиги, т.е. концентрация продольной составляющей косо́го движения на вертикальном сдвиговом разломе механически выгоднее, нежели косое движение по наклонному разлому (Fitch, 1972). Это явление возникает уже при переко́се, имеющем небольшой угол. В висячем крыле фокальной зоны возникает треугольная призма, участвующая в продольной составляющей косо́го движения погружающейся плиты (рис.4). Следовательно, в тыловой части Курило-Камчатской дуги должны проходить продольные сдвиги - левне в северной части дуги и правне в ее южной части. Амплитуда сдвигов должна увеличиваться от центра дуги к ее краям. Если условно считать КПД описанного процесса за 100%, то максимальные возможные сдвиговые смещения за некоторый отрезок времени на каком-либо участке дуги будут равны  $\Delta n$  за этот отрезок времени на этом участке, например для окончаний Курило-Камчатской дуги составляет около 10% от величин погружения. Максимально возможные скорости и амплитуды сдвигов (амплитуды высчитаны для отрезка времени в 5 миллионов лет) в нескольких точках Курило-Камчатской дуги приведены в таблице 2.

#### Пояс разломов Восточного хребта Камчатки

Восточный Камчатский хребет, состоящий из четырех хребтов меньшего масштаба - Ганальского, Валагинского, Тумрока и Кумроча, протягивается вдоль полуострова Камчатка более чем на 500 км. Ранее считалось, что хребет представляет собой орографически выраженный антиклинорий (Геология СССР, т. XXXI), но затем было показано, что он возник в новейшее время как горстовое поднятие (Ме-

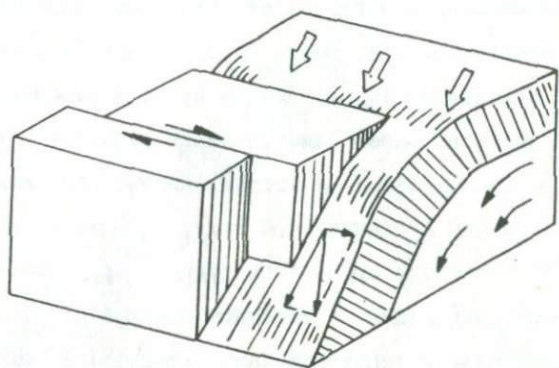


Рис.4. Образование продольного сдвига при косом погружении плиты.

лекесцев, Эрлих, 1974). В общем линейном горстовом поднятии объединены шесть разнородных структурно-формационных комплексов: до меловые метаморфические породы, меловые вулканические, вулканогенно-кремнистые и осадочные дислоцированные отложения, изоклинально складчатые флишевые и вулканогенно-осадочные палеоген-нижнемиоценовые отложения, зоны миоценового вулканизма, слабо дислоцированные верхнемиоцен-плиоценовые отложения, плиоцен-четвертичные вулканические плато (рис.5). Современные границы хребта и другие элементы его новейшей структуры не наследуют структуру слагающих его комплексов, резко несогласно накладываясь на границы между отдельными комплексами и на их внутреннюю структуру. Горстовое поднятие имеет односторонний характер - вершинная поверхность хребта наклонена на восток, плавно погружаясь на востоке под четвертичные вулканические или осадочные отложения и резко обрываясь на западе крупноамплитудными сбросами. Система сбросов и других дислокаций по западной границе хребта, отделяющая его от Центральной депрессии Камчатки получила в литературе название Передовой Фас Восточного хребта. Активное поднятие хребта началось в четвертичное время, судя по наличию в вершинной части хребта останцов плиоценовых прогибов и нижнечетвертичных лавовых плато, составляющих раньше единое целое с аналогичными плато в Центральной депрессии. Скорость современного поднятия хребта меняется на разных участках, составляя в среднем 1-1,5 мм/год (Мелекесцев, Эрлих, 1974). Для Восточного хребта характерно наличие множества молодых разломов, сеть которых особенно густа в районе передового фаса. Разломы имеют плиоценовый и четвертичный возраст, по многим из них отмечаются движения в голоценовое время. В большинстве случаев они отчетливо выражены в

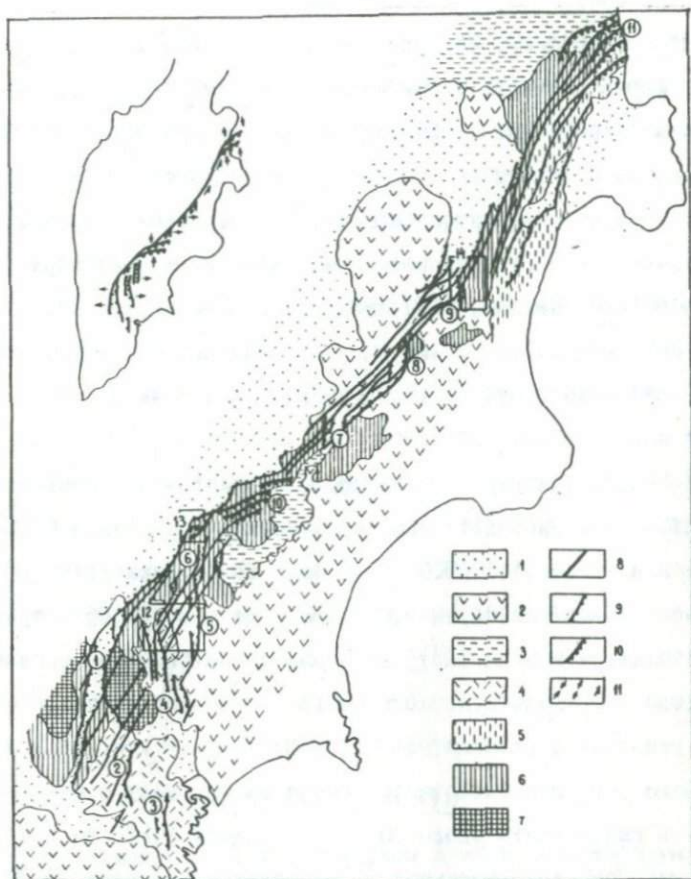


Рис. 5. Тектоническая схема пояса разломов востока Камчатки. I - четвертичные впадины; 2 - плиоцен-четвертичные вулканические зоны; 3 - неогеновые осадочные прогибы; 4 - олигоцен-миоценовые вулканические зоны; 5 - палеоген-миоценовые интенсивно складчатые флишевые отложения; 6 - верхнемеловые вулканические и осадочные дислоцированные отложения; 7 - выходы метаморфического фундамента; 8 - сдвиги; 9 - сбросы; 10 - надвиги.

Цифрами в кружках обозначены грабены и зоны надвигов. Грабены: I - Быстринский, 2 - Начикинский, 3 - Паратунский, 4 - Среднеавачинский, 5 - Леоавачинский, 6 - Ковычинский, 7 - Правощапинский, 8 - Левощапинский, 9 - Тумрокский, Зоны надвигов: 10 - Валагинская, 11 - Кумрочская, Положение детально изученных районов: 12 - район вулкана Бакенинг, 13 - район горы Шаромский мыс; 14 - район вулкана Шив.

Во врезке сверху показана кинематика горизонтальных движений по разломам.

рельефе в виде рвов, борозд, уступов, рассекающих все предшествующие формы рельефа, в том числе четвертичные лавовые плато, верхнеплейстоценовые и голоценовые морены, датированные морские террасы, речные террасы и русла ручьев. Существование таких разломов в районе передового фаса отмечалось всеми исследователями Восточного хребта. Опубликованы аэрофотоснимки некоторых из этих разломов (Святловский, 1967; Эрлих, Мелекесцев, 1974). Молодость разломов и интенсивность подвижек по ним позволяют уверенно выявлять их на аэрофотоснимках и космических снимках, а также изучать в поле.

На основании изучения аэрофотоматериалов и проведения полевых работ автором составлена карта новейших разломов Восточного хребта в масштабе 1:100000, и изучена кинематика движений по ним (обобщенный вариант карты представлен на рис.5). При изучении аэрофотоматериалов на карту выносились лишь не вызывающие сомнения разломы. Линеаменты, которые могли быть объяснены без привлечения гипотезы о разломе, отбрасывались.

Пояс разломов Восточного хребта имеет длину около 600 км, ширину в южной части около 50 км, в средней 10-15 км и в северной 25-30 км. Пояс протягивается в направлении примерно СВ 30 с отклонениями в обе стороны от основного направления, вследствие чего образуется несколько пологих волнообразных изгибов. Главное значение в структуре пояса имеют разломы, направление которых совпадает с его общим простиранием (СВ 30±10). Вторыми по значению являются меридиональные разломы, третьими - восток северо-восточные и субширотные (от СВ 50 до 90). Разломы северо-восточного направления протяжены и прямолинейны и, как правило, не имеют видимых вертикальных смещений (за исключением тех, которые образуют передовой фас). Меридиональные разломы тоже прямолинейны, но

более коротки, а по кинематике относятся к нормальным сбросам и обычно ограничивают узкие и глубокие меридионально ориентированные грабени. Субширотные разломы наиболее коротки, в плане они обычно дугообразно изогнуты и пересекаются друг с другом. Исходя из преобладания разломов того или иного направления, в пределах пояса можно выделить три основных типа районов. В районах первого типа (хребты Ганальский и Тумрок) в равной степени развиты разломы северо-восточные и меридиональные, в районах второго типа (северная часть Валагинского и большая часть Кумроча) преобладают северо-восточные, а в районах третьего типа (юг Валагинского и северное окончание Кумроча) - субширотные разломы.

Э.Н.Эрлих (1973) высказал предположение о возможной сдвиговой природе разломов передового фаса. Автор, исходя из сочетания северо-восточных разломов с меридиональными грабенами, понимаемыми как зоны растяжения, предположил, что весь пояс разломов представляет собой левый сдвиг (Леглер, 1974). Затем было проведено полевое изучение отдельных участков пояса, причем были изучены примеры всех трех выделенных выше типов.

#### Район вулкана Бакенинг

Район располагается в Ганальском хребте, в осевой части пояса разломов, и относится к районам первого типа (рис.6). Основные черты геологии района и неотектонические явления, связанные с вертикальными движениями, описаны С.Е. Абрядковым (1965), а четвертичный вулканизм изучен А.Е. Святловским (1956). В основании разреза залегают смятые в складки песчано-сланцевые отложения верхнемелового возраста. Они несогласно перекрыты олигоцен-миоценовыми породами, залегающими в виде пологих куполов-останцов глубоко эродированных вулканических аппаратов. Толща имеет мощ-

ность 1-1,5 км и пронизана многочисленными субвулканическими телами и дайками и прорвана интрузиями гранитов и гранодиоритов. Выше несогласно залегает плиоценовая вулканическая толща, моноклинально наклоненная на восток, с хорошо выраженной слоистостью, образованной чередованием протяженных лавовых и пирокластических покровов. Разрез венчается четвертичными вулканическими постройками. В структуре района преобладает блоковая тектоника. Основную часть района занимает вытянутый в меридиональном направлении односторонний Авачинский горст, к западу от которого расположен ступенчатый Авачинский грабен. Грабен, имеющий общее меридиональное простирание, ограничен системой сбросов, сместители которых наклонены под углом около 60 градусов, а суммарная амплитуда смещения достигает 2,5 км. Образование грабена произошло в четвертичное время. В наиболее широкой северной части грабена расположен андезитовый вулкан Бакенинг, со сбросами обрамления грабена связан ряд небольших вулканических конусов. В северо-восточном углу района находится южное окончание другого меридионального грабена - Ковичинского, с которым тоже связано несколько небольших вулканов.

Весь район пересечен системой параллельных друг другу разломов северо-восточного (30) простирания, хорошо обнаженных и доступных для изучения вследствие альпийского рельефа местности. Нескольким разломам, изученным наиболее детально, даны названия (см.рис.6). Сместители разломов вертикальны и представляют собой зоны раздробленных и рассланцованных пород мощностью до 20 метров. Многочисленные структурные признаки, такие как зеркала и штрихи скольжения, будинаж, складки волочения, оперяющие трещины растяжения и скалывания, указывают на субгоризонтальные левосторонние смещения по разломам. Левосторонние смещения с амплитудами

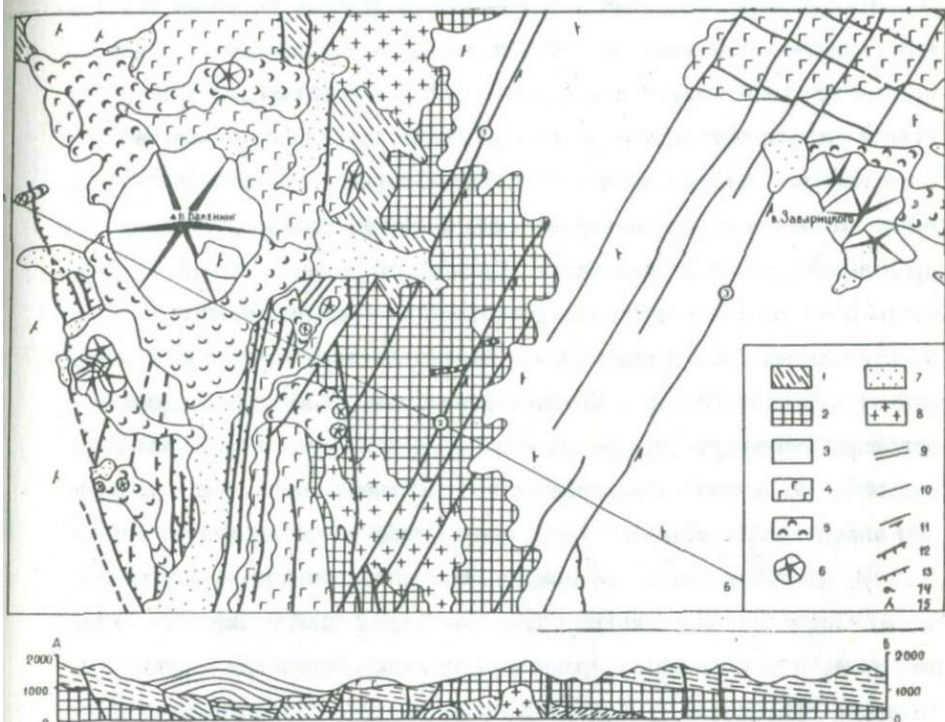


Рис. 6. Геологическая карта района вулкана Бакенинг.

I - верхнемеловые песчано-сланцевые отложения; 2 - миоценовые вулканогенные отложения; 3 - плиоценовые вулканогенные отложения; 4 - ранне-среднеплейстоценовые вулканические образования; 5 - верхне-плейстоцен-голоценовые лавовые и пирокластические потоки; 6 - верхнеплейстоцен-голоценовые вулканические конусы; 7 - современные рыхлые отложения; 8 - диориты, грано-диориты; 9 - субвулканические базальтовые дайки; 10 - разломы; 11 - сдвиги; 12 - сбросы с амплитудой в сотни метров; 13 - сбросы с амплитудой в метры и десятки метров (штрихи в сторону опущенного крыла); 14 - термальные источники; 15 - элементы залегания. Цифрами в кружках обозначены разломы: I - Сульфидный; 2 - Тимоновский; 3 - Двугорбый.

0,5-1 км доказываются для конкретных разломов по смещению реальных геологических тел. Так, Тимоновский разлом сдвигает контакты гранодиоритовой интрузии и характерный рой базальтовых даек, Двугорбый разлом приводит в соприкосновение различные фациальные зоны в плиоценовой вулканической толще и сдвигает серию плейстоценовых разломов северо-западного простирания, трассирующихся в направлении вулкана Жупановского, Сульфидный разлом сдвигает голоценовую морену, борта троговых долин и моноклинально залегающий разрез плиоценовой вулканической толщи. Материал, выполняющий зоны разломов, обычно представляет собой раздробленную и расланцованную вмещающую породу, но в некоторых случаях (Тимоновский разлом) сместители выполнены расланцованной вулканической породой липаритового состава. Текстурные особенности липаритов показывают, что движение по разлому происходило при еще не застывшей магме. Зоны разломов бывают обогащены различными сульфидными минералами, а оперяющие их трещины растяжения выполнены кварцевыми жилами с сульфидной минерализацией (Сульфидный и Тимоновский разломы). Исходя из того, что пояс разломов в этом районе состоит примерно из 20 параллельных сдвигов, то при средней амплитуде смещения в 0,6 км общее сдвиговое смещение по поясу будет несколько превосходить 10 км. Некоторые сдвиги рассекают миоценовую толщу, и перекрываются плиоценовой, но большинство из них рассекает все толщи, вплоть до голоценовых лавовых потоков и морен, следовательно, система сдвигов зародилась в плиоцене и действует до настоящего времени. Сдвиги развиваются синхронно с грабенами, образуя с ними единую динамическую систему.

#### Район вулкана Шип

Район находится в южной части хребта Кумроч, на стыке его с Центральной депрессией, относится ко второму типу (с преобладанием

северо-восточных разломов). Тектоническое строение района описано А.Е.Шанцером и В.И.Тихоновым (1967), а также И.В.Флоренским и П.В.Флоренским (1972). В восточной части района находится горстовое поднятие хребта Кумроч, сложенное отложениями верхнего мела, разделяющимися на три согласно залегающих толщи. В нижней толще развиты преимущественно грубообломочные вулканические туфы и брекчии, массивные и неслоистые. В средней толще преобладают слоистые вулканические туфы и лавы, с подчиненным количеством вулканогенно-кремнистых пород (в низах толщи) и туфопесчаников (в верхах). Верхняя толща сложена ритмично переслаивающимися песчаниками и сланцами и имеет флишеподобный (но не флишевый) характер. Все три толщи постепенно переходят друг в друга и, залегая согласно, совместно дислоцированы в пологую антиклинальную складку северо-западного простирания, установленную А.Е.Шанцером и В.И.Тихоновым. (И.В. Флоренский и П.В.Флоренский считают, что эта положительная структура представляет собой палеовулкан мелового возраста). На крыльях складки средняя и верхняя толщи залегают моноклинально, с углами 20-30 градусов, а в ядре обнажаются породы нижней толщи. На размытой поверхности верхнемеловых толщ расположен древнечетвертичный сильно разрушенный вулкан Шиш.

Западная часть района относится к Центральной депрессии и отделяется от Кумрочского горста крупным сбросом, которому И.В. Флоренский и П.В.Флоренский дали название Хапицкий сброс. Внутри Центральной депрессии в пределах района распространены рыхлые четвертичные отложения и (в юго-западной части района) древнечетвертичные вулканические плато, образующие основание Ключевской группы вулканов. Вдоль границы хребта и депрессии проходит несколько параллельных разломов северо-восточного простирания, хорошо видных как на аэрофотоснимках, так и в поле, в обрывах, достигающих километровой высоты. Зоны разломов залегают вертикально и

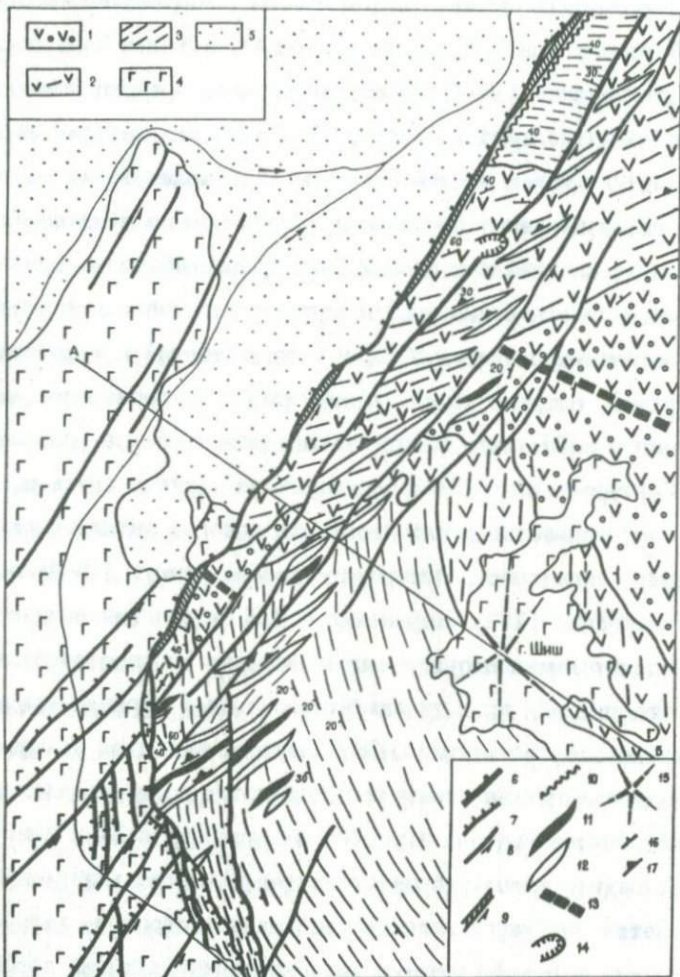


Рис.7 Геологическая схема района вулкана Шиш.

- 1 - верхнемеловые вулканогенные грубообломочные отложения;
- 2 - верхнемеловые вулканогенно-осадочные отложения; 3 - верхнемеловые песчано-сланцевые отложения; 4 - нижнеплейстоценовые вулканические образования; 5 - рыхлые верхнеплейстоценовые и голоценовые отложения; 6 - сбросы амплитудой в сотни метров;
- 7 - сбросы амплитудой в десятки метров и метры; 8 - сдвиги;
- 9 - Кумроцкий разлом; 10 - зона смятия вдоль Кумроцкого разлома; 11 - оси антиклинальных складок; 12 - оси синклинальных складок; 13 - ось крупной антиклинали северо-западного простирания, смещенной по сдвигам; 14 - обвалы; 15 - разрушенные вулканические конусы; 16 - элементы залегания пластов; 17 - элементы залегания осевых плоскостей опрокинутых складок.

выполнены раздавленными и рассланцованными породами. В тех случаях, когда разлом проходит через вулканическую толщу, образуется сланцеватый минеральный агрегат, состоящий из талька, хлорита, серицита и кварца, с включенными в него линзовидными будинами вмещающих пород. Когда разлом проходит через песчано-сланцевую толщу, то зона разлома выполняется пластичными глинистыми сланцами, с плавающими в них многочисленными будинами и обрывками пластов песчаников, развернутыми по простиранию разлома. В породах песчано-сланцевой серии минералогические изменения выражены слабо, появляются лишь многочисленные прожилки кварца. Мощности зон разломов различны, наибольшую, равную тремстам метрам, имеет гигантский разлом, проходящий точно вдоль границы хребта с депрессией. Он назван автором Кумрочским разломом, а следующий от него к востоку разлом назван Параллельным. Кумрочский разлом представляет собой зону развития динамометаморфических зеленых сланцев, с зажатными среди них будинами вмещающих пород, имеющими десятки метров в поперечнике и сотни метров по простиранию. Хапицкий сброс, возникший значительно позже Кумрочского разлома, накладывается на него сверху, местами срезая его целиком. При образовании Хапицкого сброса возникли лишь приразломные брекчии, без рассланцевания и минералогических изменений. Параллельный разлом имеет мощность 50 м, а остальные разломы района имеют мощности в десятки метров и первые метры. В разломах небольшой мощности сланцеватость ориентирована параллельно их простираниям, а в Кумрочском и Параллельном разломах сланцеватость имеет сложную, меняющуюся ориентировку, отражая по-видимому, вращение вещества в процессе движения. Узкий линейный блок, зажатый между Кумрочским и Параллельным разломами, несколько наклонен к западу, но в целом

сохранил свою первоначальную структуру, в которой отчетливо прослеживается уже упоминавшаяся антиклиналь северо-западного простирания. Положение ядра антиклинали может быть выявлено как по смене простирания пластов с северо-западного и меридионального на северо-восточное, так и по выходу грубообломочной вулканической толщи. Положение ядра складки в этом линейном блоке смещено по отношению к ядру складки в восточной части района. В той части района, которая расположена к востоку от пояса разломов, обнажается ядро и юго-западное крыло складки, а в линейном блоке обнажается ядро и северо-восточное крыло. Если считать, что это смещение является результатом движений по разломам, то весь пояс разломов представляет собой левый сдвиг, с амплитудой смещения по нему (не считая Кумрочского разлома) в 10-11 км. Амплитуде смещения по Кумрочскому разлому неопределима вследствие отсутствия обнажений к западу от него. Однако, исходя из того, что в однотипных динамических и литологических условиях мощность зоны расщепления разлома и амплитуды смещения по нему должны быть связаны прямой зависимостью, можно условно допустить, что Кумрочский разлом, мощность которого превосходит суммарную мощность всех остальных сдвигов, имеет и амплитуду смещения не меньше суммарной амплитуды остальных разломов. Тогда общая амплитуда левого сдвига в поясе разломов превосходит в этом районе 20 км.

К востоку от Параллельного разлома протягивается узкий пояс кулисообразно расположенных складок (см. профиль на рис.7). Все складки опрокинуты на юго-восток, а их осевые плоскости погружаются на северо-запад под углами 20-30 градусов. Все крупные складки являются синклиналями, а показанные по схеме антиклинали представляют собой лишь небольшие осложнения крыльев синклиналей. Юго-восточные крылья этих складок представляют собой пер-

вичные, недеформированные фрагменты первичных моноклиналей, в виде которых залегают меловые толщи, и имеют практически неограниченную длину. Деформациям подвергались северо-западные крылья синклиналей, которые были приподняты, запрокинуты и отодвинуты прочь от осевой части пояса разломов к его периферии. Все перечисленные особенности складок, с учетом того, что их простирания перпендикулярны теоретическому направлению сжатия в зоне сдвига, позволяют интерпретировать их как типичные присдвиговые складки. А.Е. Шанцер и В.И. Тихонов связывали образование складок в зоне передового фаса с надвигами или выбросами, у которых поднято восточное крыло. Однако, из рассмотрения формы любой складки на профиле видно, что если ее развитие и могло бы быть связано с надвигами, то только с таким, у которого было бы поднято западное крыло. Кроме того, в районе передового фаса имеются только разломы с вертикально залегающим сместителем (за исключением сбросов).

К юго-западу от Кумрочского горста, в области распространения нижнечетвертичных лавовых плато, пояс сдвиговых разломов продолжается, но мощности отдельных разломов здесь не превышают первых десятков метров. Амплитуды движений по отдельным сдвигам в течение голоценового времени, измеренные по смещениям бровок речных террас и других элементов рельефа составляют несколько десятков метров. В юго-западной части района распространены меридиональные сбросы, отделяющие Кумрочский горст от Тумрокского одностороннего грабена. Основное сдвиговое перемещение в рассматриваемом районе произошло в дочетвертичное время, до начала подъема хребта, но в четвертичное время движения активно продолжались. Полная амплитуда сдвига превышает 20 км.

Район горы Шаромский Мнс

В этом районе Восточный хребет образует выступ внутрь Центральной депрессии. В пределах хребта распространены две согласно залегающие толщи мелового (по данным М.И.Горяева) возраста: нижняя, вулканогенно-кремнистая, тонкослоистая и верхняя, сложенная слоистыми и массивными вулканическими туфами с подчиненным количеством лав. Толщи слагают моноклираль, погружающуюся на северо-запад под углом 30-35 и осложненную небольшими пологими складками. Выше с угловым несогласием залегают плиоценовые континентальные песчаники и гравелиты с флорой, имеющие мощность в первые десятки метров и сохранившиеся в виде небольших останцов. Весь район разбит многочисленными надвигами, сместители которых погружаются на ЮВ. По этим надвигам вулканогенно-кремнистая толща в нескольких местах надвинута на вулканическую, а вулканическая - на плиоценовые песчаники. В литологически различных толщах надвиги выражаются по-разному. В кремнистых породах сместители наклонены под углами 40-50 и представляют собой зоны будинированных пород, образованные пересечением многочисленных разноориентированных трещин скалывания. В вулканической толще надвиги имеют углы наклона около 30 градусов и выражены сплошными зонами расланцованных, хлоритизированных и сталькованных пород мощностью в несколько метров. В приповерхностных условиях там, где надвиги рассекают плиоценовые отложения, сместители выполнены рыхлой тектонической глиной с многочисленными плоскостями скольжения и с раздавленной, расланцованной, но необугленной древесиной. Развитие надвигов началось в позднемиоценовое время, продолжалось в плиоценовое и четвертичное время и, судя по геоморфологическим признакам продолжается и поныне. Суммарная ампл-

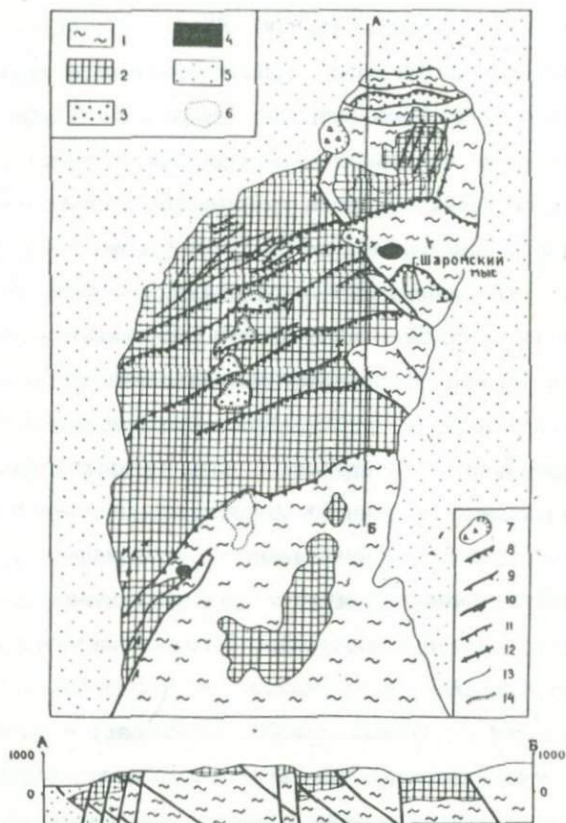


Рис.8. Геологическая карта района гор Шаронский мнс.

1 - верхнемеловые вулканогенно-кремнистые отложения; 2 - верхнемеловые вулканические отложения; 3 - плиоценовые терригенные отложения; 4 - габбро-диориты; 5 - четвертичные рыхлые отложения; 6 - фрагменты поднятой поверхности выравнивания; 7 - обвалы; 8 - надвиги; 9 - взбросы; 10 - сдвиги; 11 - сбросы; 12 - трещины растяжения; 13 - согласные границы; 14 - несогласные границы.

литуда постплиоценового горизонтального сжатия равна примерно километру. Зона надвигов протягивается к востоку от описанного района, во внутреннюю часть Валагинского хребта, где она описана А.Г.Цикуновым и В.Е.Петровым (1972), которые определили общую амплитуду сжатия в 5 км. Зона надвигов имеет ряд характерных черт, указывающих на ее связь со сдвигами и позволяющих считать ее элементом структуры крупного сдвига: зона надвигов пространственно не выходит за пределы сдвигового пояса; простираение надвигов перпендикулярно теоретически ожидаемому направлению сжатия в зоне левого сдвига; надвиги появляются на том участке пояса разломов, где он в целом изгибается к востоку, что тоже является теоретически ожидаемым; развитие надвигов синхронно развитию сдвигов; амплитуда горизонтального сжатия в надвигах укладывается в амплитуду сдвигов; отмечается непосредственный переход конкретных сдвигов в надвиги, и при этом простираение разлома меняется с северо-восточного на субширотное.

Наличие четвертичных надвигов позволяет объяснить особое строение сбросов передового фаса в южной части Валагинского хребта. Если на большей части своего протяжения передовой фас образован прямолинейными сбросами, заложившимися по ранее существовавшим сдвигам, то здесь он образован системой коротких пересекающихся дугообразных сбросов. Прилегающая к передовому фасу часть хребта разбита сбросами, трещинами растяжения, небольшими грабенами, ориентированными в различных направлениях. Это, вероятно, связано с разваливанием и оседанием тела аллохтона и с обрушением его передовой части во время надвигания на Центральную депрессию, испытывающую современное опускание. Срезание передовой части надвигов сбросами хорошо известно в структурной

геологии (Ажгирей, 1965). Надвигание Восточного хребта на Центральную депрессию не является повсеместным, как предполагалось В.И.Тихоновым (1970), а приурочено к отдельным участкам, в которых при общем сдвиговом смещении возникали зоны сжатия.

### Продольный сдвиг Камчатки

Как было показано в предыдущих разделах, в Восточном хребте Камчатки происходит два параллельных неотектонических процесса. Первый - четвертичное вадвигание хребта и одновременное опускание Центральной депрессии, второй - продольное сдвиговое смещение. Пояс разломов Восточного хребта обязан своим существованием этому продольному сдвигу. Сдвиг состоит из закономерно сопрягающихся друг с другом зон сжатия, растяжения и собственно сдвига. Он относится к наиболее простому типу, по классификации В.С.Буртмана и других (1963), к типу, в котором все деформации растяжения и сжатия сосредоточены только на одном крыле - в данном случае, на восточном.

На юге сдвиговой зоны располагается обширная область растяжения, возникшая в результате отрыва сдвигаемого блока Восточной Камчатки от остальной части Камчатки и выраженная тремя рядами меридионально ориентированных грабенов. Западный ряд образован Быстринским грабеном, имеющим длину около 100 км и амплитуду опускания около 2 км. На севере грабен резко ограничивается северо-восточными сдвигами, а к югу постепенно расширяется и кулисообразно подставляется асимметричными односторонними грабенами Начикинского озера и Паратунским. Средний ряд образован Средне-авачинским грабеном, имеющим длину 50 км, ширину 6-8 км, с амплитудой проседания, согласно С.Е.Апрелкову, в 2,5 км и двумя узкими, но глубокими щелевидными грабенами, продолжающими его на

севере. Восточный ряд образован Североавачинским и Ковчинским грабенами, каждый из которых имеет длину 30 и ширину около 5 км при глубине проседания в 1-1,5 км. Для грабенов характерно ступенчатое строение, сбросы, ограничивающие их, имеют углы наклона в 60-70 градусов, с возможным выполаживанием на глубине, на что указывает перекося сбросовых ступеней. Наиболее крупные грабены - Быстринский и Среднеавачинский на севере резко ограничиваются сдвигами, а на юге постепенно расширяются, уменьшая свою амплитуду, и рассеиваются на большой площади. Все грабены в общем имеют форму параллелограммов, образованных пересечением северо-восточных сдвигов с меридиональными сбросами. Некоторые грабены асимметричны - амплитуда сбросов на их восточном борту значительно больше, чем на западном. Вышеперечисленные черты строения грабенов являются типичными признаками депрессий растяжения, возникающих в результате сдвигов (Буртман и др., 1963). По времени существования сдвиги и грабены развиваются синхронно. Величина горизонтального растяжения в грабенах может быть вычислена, исходя из угла наклона краевых сбросов (60 градусов) и амплитуды опускания. Растяжение в западном ряде составляет около 2 км, по среднему около 2-2,5 км и по восточному - около 1 км, а поскольку каждый ряд пересекает всю сдвиговую зону, то величины растяжения в них можно суммировать. Суммарная величина растяжения для всего этого района за плиоцен-четвертичное время достигает 5,5-6 км и значит, учитывая угол в 30 градусов между амплитудами сдвигов и грабенов, для компенсации растяжения требуется сдвиг с амплитудой 10-12 км. Это соответствует реальной амплитуде сдвига в этом районе (см. описание района вулкана Бакенинг). Значит, сдвиговые смещения практически полностью компенсируются растяжением в грабенах, и дальше к юго-западу сдви-

говая зона либо исчезает, либо на порядок уменьшает свою активность. Это вполне согласуется с тем, что на Южной Камчатке разломы северо-восточного простирания, напоминающие по своей морфологии сдвиги, наблюдаются крайне редко и выражены слабо.

К северо-востоку от области сдвига с растяжением располагается область сдвига со сжатием - зона надвигов Валагинского хребта. Амплитуда горизонтального сжатия за плиоцен-четвертичное время не превосходит нескольких километров и, следовательно, в этих надвигах компенсируется относительно небольшая (не более одной трети) амплитуды сдвига, а основная часть движения передается дальше.

Далее к северу по простиранию сдвигового пояса он вновь выражается сочетанием структур сдвига и растяжения. Здесь амплитуда сдвига последовательно наращивается за счет растяжения в трех субмеридионально ориентированных грабенах, пересекающих сдвиговую зону: Правощапинского, развивавшегося в плиоцен-раннечетвертичное время, Левощапинского, возникшего в четвертичное время и чрезвычайно активно развивающегося позднее и Тумрокского, возникшего в дочетвертичное время и залитого нижнечетвертичными лавами, но продолжающегося развиваться и в настоящее время. Амплитуда растяжения для каждого из этих грабенов составляет около 1,5-2 км, что приводит к возрастанию амплитуды сдвига еще примерно на 10 км. В результате сдвиг достигает своей максимальной амплитуды около 20 км (см. описание района вулкана Шип). На участке между Левощапинским и Тумрокским грабенами зона сдвига накладывается на одновременно развивающуюся дугообразную систему сбросов, огибающую Ключевские вулканы, что приводит к более сложному рисунку сети разломов в этом районе.

Район к северу от Тумрокского грабена относится ко второму типу, с преобладанием чисто сдвиговых разломов. Здесь пояс разломов расширяется, увеличивая свою ширину до 30 км, а Восточный хребет распадается на два параллельных хребта, каждый из которых имеет свой передовой фас. Веерообразные разветвления разломов и общее расширение зоны деформаций характерно для окончаний сдвигов, в которых происходит сжатие слоев земной коры. В результате рассредотачивания сдвига на большой площади, для его компенсации в зоне сжатия требуется надвиги значительно меньшей амплитуды, чем для компенсации сдвига такого же масштаба, но сосредоточенного на одной линии ( Freund, 1974). В этом районе сдвиговые разломы сильнее искривлены, менее прямолинейны, чем в южных частях пояса разломов, что также является признаком горизонтального сжатия ( Freund, 1974). На севере Кумроча разломы разворачиваются к востоку и принимают направление, близкое к субширотному. Здесь пояс разломов уходит за пределы суши и далее к северу не прослеживается. Разломы субширотного простирания по своей морфологии соответствуют надвигам. По данным В.А. Селиверстова в районе их выхода на побережье плиоценовые осадки интенсивно дислоцированы, смяты в складки сжатия и разбиты многочисленными разрывами, в то время как в остальных районах восточного побережья Камчатки плиоценовые отложения залегают моноκлиально или горизонтально. Зона субширотных разломов служит северной границей Восточного хребта и к северу от нее залегают недислоцированные неогеновые отложения. Перечисленные черты строения позволяют считать, что в северном Кумроче расположена область субширотного ориентированных надвигов, активных в плиоцен-четвертичное время, в которых компенсируется движение по сдвигу.

Геологически северный Кумроч представляет собой часть Восточно-Камчатского синклинория, сложенного флишевыми и вулканогенно-осадочными отложениями палеогена-миоцена, смятыми в изоклинальные складки север-северо-восточного простирания и дислоцированными в надвигах того же простирания. Кроме того, здесь проходят сдвиги двух направлений: северо-восточные с азимутом 45-60, правые, и северо-западные с азимутом 135-150, левые, эти сдвиги широко распространены и легко наблюдаются в обнажениях, но не видны на аэрофотоснимках. Все перечисленные дислокации отражают общее сжатие района в субширотном направлении и относятся к миоценовому времени. Правые северо-восточные сдвиги не были активны в четвертичное время, как считают И.В. Флоренский и П.В. Флоренский (1969), с плиоцена разломы северо-восточного направления закладывались уже как левые сдвиги.

Сопоставим сдвиговую зону Восточного хребта с построениями, приведенными в первой части работы. Сдвиг направлен вдоль островной дуги, деформациям подвергается его восточное крыло, зоны растяжения находятся ближе к середине дуги, а зоны сжатия - ближе к ее краю, сдвиг начинается там, где продольная составляющая косоугольного погружения плиты становится заметной, а оканчивается там же, где оканчивается и дуга, время существования сдвига (около 5 млн. лет) несколько меньше времени существования дуги. Эти черты строения могут следовать из предполагаемого механизма образования сдвига. Сопоставление фактической амплитуды и скорости сдвига с теоретической производится в двух последних разделах таблицы 2. Оно показывает, что если предполагаемый механизм образования сдвига действительно существует, то его КПД составляет около 50%.

Продольный сдвиг южных Курильских  
островов

Из геометрических построений, приведенных в первой части настоящей работы, следует, что в тыловой части южного звена Курило-Камчатской дуги должны проходить правые сдвиги. Идея о наличии в этом районе продольного сдвига последовательно развивается в ряде работ М.И.Стрельцова (1970, 1971, 1974), который, однако, пришел к выводу о левостороннем смещении. Отмечая, что построения М.И.Стрельцова опираются на большой фактический материал и имеют значительную ценность, можно, тем не менее, сделать несколько замечаний. Выводы М.И.Стрельцова основаны только на анализе структурного рисунка района, наблюдения о смещении каких-либо геологических тел по сдвигам не приводятся. Анализ структурного рисунка, который может быть выполнен для этого района, неизбежно не полон, так как подавляющая его часть (в том числе весь предполагаемый сдвиг) скрыта под водой или под покровом четвертичных вулканических образований. Применение методики, используемой в этом районе, к северной части островной дуги, привело М.И.Стрельцова к выводу о правостороннем продольном сдвиге на Камчатке (Стрельцов, 1974), что противоположно действительному. В одной из своих работ (1970) М.И. Стрельцов допускает, на основании своих материалов, возможность как левостороннего, так и правостороннего сдвига вдоль южных Курил. Представление о левостороннем сдвиге южных Курил требует рассмотреть вопрос о его окончаниях в зонах сжатия и растяжения, которые нигде не обнаружены. Вывод о наличии левого сдвига основан в значительной степени на интерпретации кулисообразно расположенных элементов рельефа как структур растяжения (положительных

- как вулканических цепочек, отрицательных - как грабенов). Однако, если интерпретировать кулисообразно расположенные острова и части островов как антиклинальные складки (Tokuda, 1926; Сергеев, Туевов, 1971; Эрлих, 173; Эрлих, Мелекесцев, Шанцер, 1974), то следует вывод о правом сдвиге. К выводу о наличии правостороннего сдвига вдоль южных Курильских островов пришли японские исследователи на основании анализа тектоники Японии (Matsuda, Uyeda, 1971; Uyeda, Myashiro, 1974).

### Строение земной коры Курильской дуги

Особенностью строения земной коры Курильских островов является закономерное уменьшение ее мощности по простиранию дуги, от ее краев к средней части (рис.9). Кора континентального типа образует узкие клинья, протягивающиеся от Хоккайдо и Камчатки и выклинивающиеся в районе центральных Курильских островов. В районе средней точки дуги выклинивается не только континентальная, но и промежуточная кора, и там расположен небольшой участок коры океанического типа. По направлению к средней точке уменьшается и выклинивается внешняя дуга - подводный хребет Витязя, постепенно уменьшается высота и ширина внутренней дуги. Это явление обычно объясняется большей зрелостью краевых частей дуги по сравнению с центральной частью, отставанием в развитии или более поздним началом развития центральной части по сравнению с краевыми (Аверьянова, 1968; Марков, 1969). Однако, если судить по таким признакам как глубина фокальной зоны, количество выделяющейся сейсмической энергии, глубина и размеры глубоководного желоба, частота расположения вулканических центров, активность действующих вулканов, морфологические и петрохимические особенности вулканизма, то центральная часть Курильской дуги ничем не

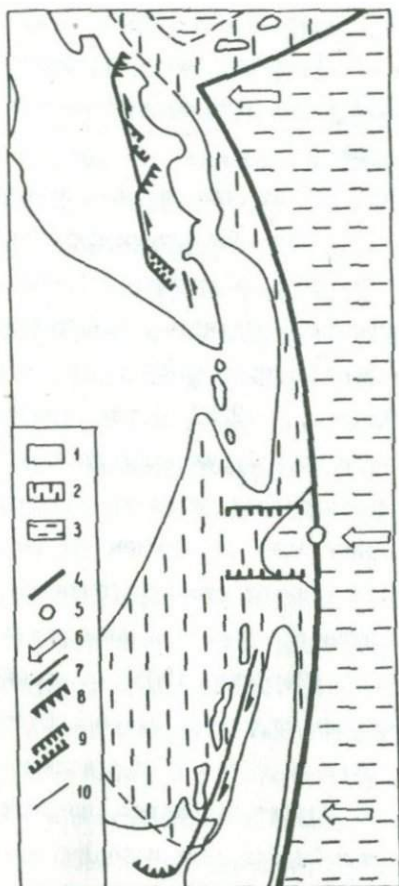


Рис.9. Продольные сдвиги Курило-Камчатской дуги.

1 - кора континентального типа (по А.В.Горичеву); 2 - кора промежуточного типа; 3 - кора океанического типа; 4 - граница между плитами; 5 - средняя точка дуги; 6 - направление относительного движения плит; 7 - продольные сдвиги; 8 - зоны сжатия; 9 - зоны растяжения; 10 - граница между областями разных типов коры.

отличается от северной или южной (Аверьянова, 1968; Стрельцов, 1974; Горшков, 1967). Таким образом, предполагаемая задержка в развитии центральной части дуги выражается только пониженной мощностью земной коры.

В тектонике литосферных плит внешняя островная дуга понимается как результат механического нагромождения по надвигам обломков сталкивающихся плит, а внутренняя дуга - как результат накопления вулканических продуктов, образующихся при частичном плавлении погружающейся океанической плиты (Дьюи, Берд, 1974; Roeder, 1973; Wyllie, 1973). Тогда отмеченные выше особенности строения земной коры Курильской дуги легко объяснить растаскиванием новообразующегося вещества от средней точки дуги к ее краям по продольным сдвигам, причем это растаскивание действует в течение всего времени существования дуги. При этом в средней части дуги возникает поперечная зона растяжения - Центральный Курильский грабен (Сергеев, 1966), а на окончаниях дуги должны возникать поперечные структуры сжатия. На севере к ним относятся Валагинская зона надвигов и зона надвигов северного Кумоча, а на юге такая структура сжатия, по-видимому, находится в орогеническом поясе Хидака, где известны надвиговые и складчатые дислокации неогеновых пород (Меланхолина, 1973). Повторная триангуляция в течение 60 лет выявила наличие на восточном Хоккайдо сжатия земной поверхности, ориентированного субширотно, с амплитудой за 60 лет примерно в 0,5 м, т.е. со скоростью порядка 1 см/год (Fujita, 1974).

#### Некоторые черты строения фокальной зоны

Характер движений в очагах землетрясений фокальной зоны Курило-Камчатской дуги был детально изучен В.Н.Аверьяновой (1968). Она показала, что для разломов параллельных фокальной

зоне, характерно вбросово-сдвиговое движение, с преобладанием вбросовой составляющей, причем для движения верхнего, "континентального" крыла в большинстве очагов характерны отклонения к центру островной дуги. Так, направления движений верхнего крыла разломов в очагах, располагающихся к югу от средней точки дуги, имеют сдвиговую составляющую, направленную на север, а в очагах, расположенных к северу от средней точки, направленную на юг. В очагах с глубиной меньше 50 км это явление выражено слабо, вероятно, из-за сложности деформаций, протекающих в близкоповерхностной части фокальной зоны, но глубже 50 км имеются практически только такие движения (Аверьянова, 1968, рис.95, 101). Такой характер подвижек в очагах идентичен тому, который ожидается теоретически.

Продольный сдвиг отчетливо выражается в коровой сейсмичности Камчатки. В его южной части сейсмичность приурочена в основном к локальным структурам растяжения. Известны рои землетрясений, приуроченных к Быстринскому и Ловощапинскому грабенам (Федотов и другие, 1974). К северу от Ловощапинского грабена сдвиг прослеживается в виде сейсмоактивной зоны хребта Кумроч (Токарев и другие, 1974). Эта зона погружается на глубину более 100 км, где смыкается с фокальным сейсмическим слоем. На севере хребта Кумроч и шельфе залива Озерного интенсивная коровая сейсмичность связана, вероятно, с Кумрочской зоной надвигов. Сейсмичность этого района обычно интерпретируется как северное продолжение фокальной зоны, однако между этим районом и северным окончанием фокальной зоны имеется отчетливо выраженная асейсмичная область (Токарев, 1974, рис.2).

### Другие островные дуги

В настоящее время продольные сдвиги известны во многих островных дугах: в Новой Зеландии, Японии, на Тайване, Филиппинах, Индонезии. В ряде районов они интерпретируются как результат косо-го погружения плиты. Разнонаправленные сдвиги на концах дуги известны в Индонезийской дуге, средняя точка которой находится в районе пролива Сунда ( Fitch, 1972). Продольные сдвиги обнаружены также в дугообразных складчатых поясах континентов. Г. Д. Аджирей на основании изучения ряда складчатых поясов и островных дуг вывел следующее эмпирическое правило: "В каждой складчатой дуге внутренняя ее часть движется по продольным сдвигам горизонтально в сторону вершины дуги, а на противоположных крыльях движения направлены в равные стороны" (Аджирей, 1966, приводится с сокращением). В настоящее время широко распространена точка зрения, что эвгеосинклинальные складчатые пояса представляют собой древние островные дуги (Дьви, Берд, 1974; Зоненшайн, 1973). В частности, приведенный Аджиреем в качестве примера разнонаправленного продольного дугообразного сдвига складчатый пояс Южного Урала, уже интерпретировался как комплекс палеоеврейских островных дуг ( Hamilton, 1970). В таком случае, для продольных сдвигов в складчатых поясах применимы все теоретические построения, приведенные в настоящей работе. Изучая продольные сдвиги в древних островных дугах, можно получить местоположения их средних точек и, следовательно, направления древних конвергентных движений. Зная амплитуды древних продольных сдвигов и скорости движений по ним и используя построения, обратные приведенным в настоящей работе, удастся, возможно, оценить скорости древних конвергентных движений, а также размеры океанической плиты, погрузившейся в зоне субдукции. Это может оказаться полезным в тех случаях,

когда плита целиком исчезла в зоне субдукции, и палеомагнитный метод оказывается не применимым.

Основные положения данной работы обсуждались с О.Г. Сорох-тиным, Л.М. Парфеновым и Э.Н. Эрлихом, которым автор приносит свою глубокую благодарность.

#### ЛИТЕРАТУРА

Аверьянова В.Н. Детальная характеристика сейсмических очагов Дальнего Востока. М., "Наука", 1968.

Алгирей Г.Д. Структурная геология. М., изд-во МГУ, 1966.

Апрелков С.Е. Неотектоника бассейнов рек Авачи, Гаванки и Наллчевой на Камчатке. Вопросы географии Камчатки, вып. III. Петропавловск-Камчатский, 1965.

Ахмадулин В.А. Схема современных тектонически активных зон континентальной части Дальнего Востока. В сб. "Геология Дальнего Востока", Хабаровск, 1976.

Биджиев Р.А., Наталов Л.М. О проявлениях кайнозойской складчатости в Верхоянье. ДАН СССР, т. 205, № 2, 1972.

Буртман В.С., Лукьянов А.В., Пейве А.В., Руженцев С.В. Горизонтальные перемещения по разломам и некоторые методы их изучения. Труды ГИН, вып. 80, М., изд-во АН СССР, 1963.

Геология СССР, т. XXXI, ч. 1 Камчатка, Курильские и Командорские острова. М., 1964.

Горшков Г.С. Вулканизм Курильской островной дуги. М., "Наука" 1967.

Грачев А.Ф. Моиский материковый рифт (Северо-Восток СССР). В сб. "Геофизические методы разведки в Арктике, вып. 8, Л., 1973.

Грачев А.Ф., Карасик А.М. Разрастание океанического дна и тектогенез Евразийского бассейна Северного Ледовитого океана (котловин Нансена и Амудсена). В сб. "Геотектонические предпосла-

ки к поискам полезных ископаемых на шельфе Северного Ледовитого океана. Л., 1974.

Дьви Дж., Берд Дж. Горные пояса и новая глобальная тектоника. В сб. "Новая глобальная тектоника", М., "Мир", 1974.

Зоненшайн Л.П. Модель развития геосинклинального процесса (на примере Центрально-Азиатского складчатого пояса). В сб. "Тектоника Урало-Монгольского складчатого пояса. М., "Наука", 1974.

Леглер В.А. Разломная тектоника четвертичных грабенов Восточного хребта Камчатки. В сб. "Структурный анализ дислокаций", Хабаровск, 1974.

Марков М.С. К проблеме формирования "гранитного" слоя островных дуг. В сб. "Проблемы связи тектоники и магматизма". М., "Наука", 1969.

Меланхолина Е.Н. Западно-Сахалинский геосинклинальный прогиб и его гомологи в Тихоокеанском поясе. М., "Наука", 1973.

Мелекесцев И.В., Эрлих Э.Н. Денудационно-тектонические горы. В кн. "Камчатка, Курильские и Командорские острова". М., "Наука", 1974.

Рождественский В.С. Сдвиги Восточно-Сахалинских гор. ДАН АН СССР, т.187, № 1, 1969.

Святловский А.Е. История новейшего вулканизма и образования рельефа в районе вулкана Бакенин. В сб. "О вулканизме, геологии и гидротермах Камчатки". М., Изд-во АН СССР, 1956.

Святловский А.Е. Очерк истории четвертичного вулканизма и тектоники Камчатки. М., "Наука", 1967.

Сергеев К.Ф. Геологическое строение и развитие района северной группы Курильских островов. М., "Наука", 1966.

Сергеев К.Ф., Туезов И.К. Тектоническая схема Курильских островов. В кн. "Атлас Сахалинской области". М., ГУГК, 1967.

Сорохтин О.Г. Глобальная эволюция Земли. М., "Наука", 1974.

Стрельцов М.И. Об эшелонном расположении структур в южной части Курильской островной дуги. Геотектоника, № 1, 1970.

Стрельцов М.И. О горизонтальной составляющей движений земной коры южной части Курильской островной дуги. ДАН АН СССР, 1971, т.196, № 2.

Стрельцов М.И. К вопросу о закономерностях расположения вулканов Курило-Камчатской дуги. ДАН АН СССР, т.216, № 2, 1974.

Тихонов В.И. Надвиги на Восточной Камчатке. Геотектоника, № 3, 1968.

Токарев П.И. Сейсмическая активность фокального слоя Камчатки и ее связь с вулканизмом. В сб.: "Сейсмичность и сейсмический прогноз свойства верхней мантии и их связь с вулканизмом на Камчатке" Н, "Наука", 1974.

Токарев П.И., Широков В.А., Зобин В.М. Сейсмичность района северной группы вулканов Камчатки. В сб.: "Сейсмичность и сейсмический прогноз, свойства верхней мантии и их связь с вулканизмом на Камчатке", Н., "Наука", 1974.

Федотов С.А., Токарев П.И., Годзиковская А.А., Зобин В.М. Детальные данные о сейсмичности Камчатки и Командорских островов (1965-1968гг.). В сб.: "Сейсмичность и сейсмический прогноз, свойства верхней мантии и их связь с вулканизмом на Камчатке". Н., "Наука", 1974.

Флоренский И.В., Флоренский П.В. Об этапах горизонтальных движений на Восточной Камчатке. ДАН АН СССР, т.184, № 1, 1969.

Флоренский И.В., Флоренский П.В. О роли древних вулканогенных пород в структуре Восточной Камчатки. ДАН АН СССР, т.205 № 5, 1972.

Цикунов А.Г., Петров В.Е. Надвиги Восточного хребта Камчатки. Геология и геофизика, № 1, 1972.

Шанцер А.Е., Тихонов В.И. Тектоника южной части хребта Кумоч (Восточная Камчатка). Геотектоника, № 3, 1967.

Эрлих Э.Н. Современная структура и четвертичный вулканизм Западной части Тихоокеанского кольца. Новосибирск, "Наука", 1973.

Эрлих Э.Н., Мелекесцев И.В., Шанцер А.Е. Новейшая тектоника. В кн.: "Камчатка, Курильские и Командорские острова", М., "Наука" 1974.

Fitch, T. J. Plate convergence, transcurrent faults, and internal deformation adjacent to Southeast Asia and the Western Pacific. *J. Geophys. Res.*, v 77, № 23, 1972.

Freund, R. Kinematics of transform and transcurrent faults. *Tectonophysics*, 21: 93 - 134, 1974.

Fujita, N. Horizontal displacements in Japan. *Tectonophysics*, v 23, № 4, 1974.

Grow, J. A. and Atwater, T. Mid-tertiary tectonic transition in the Aleution arc. *Geol. Soc. America Bull.*, v 81, December, 1970.

Le Pichon, X. Sea-floor spreading and continental drift. *J. Geophys. Res.*, v 73, 1968.

Matsuda, T. and Uyeda, S. On the Pacific-type orogeny and its model-extension of the paired belt concept and possible origin of marginal seas. *Tectonophysics*, 11:5 - 27, 1970.

McKenzie, D. P. and Parker, R. L. The North Pacific: An example of tectonics on a sphere, *Nature*, v 216, 1967.

Minster, J. B., Jordan, T. H., Molnar, P. and Haines, E. Numerical modelling of instantaneous plate tectonics. *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.*, v 36, № 3, 1974.

Roeder, D.H. Subduction and Orogeny. *J. Geophys. Res.*, v 78, N 23, 1973.

Uyeda, S., and Miyashiro, A. Plate tectonics and the Japanese islands: A synthesis. *Geol. Soc. America Bull.*, v 85, N 7, 1974.

Wyllie, P.J. Experimental petrology and global tectonics - a preview. *Tectonophysics*, v 17, N 3, 1973.

О Г Л А В Л Е Н И Е

Предисловие . . . . .	3
Сорохтин О.Г. Строение зоны поддвига литосферных плит . .	5
Лобковский Л.И., Сорохтин О.Г. Пластические деформации океанической литосферы в зоне поддвига плит . . . . .	22
Лобковский Л.И. Квазиупругий изгиб океанической плиты перед зоной поддвига . . . . .	53
Лобковский Л.И., Сорохтин О.Г. Условия поглощения осадков в глубоководных желобах . . . . .	89
Леглер В.А. Деформация погружающейся литосферной плиты и продольные сдвиги Курило-Камчатской островной дуги. . . . .	103

C O N T E N C E

Introduction . . . . .	3
Sorokhtin O.G. Structure of the lithosphere plates in subduction zones . . . . .	5
Lobkovsky L.I., Sorokhtin O.G. Plastic deformations of the oceanic lithosphere in the subduction zone . . . . .	22
Lobkovsky L.I. Elastic bending of the oceanic plate in front of subduction zone . . . . .	53
Lobkovsky L.I., Sorokhtin O.G. Conditions of the sediment absorbtion in the oceanic trenches . . .	89
Legler V.A. Deformation of the subsiding lithospheric plate and longitudinal shifts of the Kuril-Kamchatka island arc . . . . .	103

Тектоника литосферных плит  
(динамика зоны поддвига)

Сборник статей № 6.

Ответственный редактор О.Г.Сорохтин

---

Формат бумаги 60x84/16

В печать от 5/I-1976 г. Т-00809

Тираж 800 экз.

Печ.л. 9,5

Уч.-изд.л. 6,II

Заказ 33I

---

Производственно-издательский комбинат ВИНТИ

Люберцы, Октябрьский проспект, 403

Цена 30 коп.

5588