

Глава 17. Геодинамика.

В главе 17 рассмотрены: принцип минимизации гравитационного потенциала самогравитирующего шара и модель растекающейся капли. Скорости дрейфа. Явления геодинамики в контексте принципа минимизации гравитационного потенциала: спрединг и субдукция в модели горячей Земли, высота геоида, гравитационные аномалии. Течение литосферы и образование гор и их высота. Модель плюма, его образование, выход плюма на поверхность Земли. Суперхроны и суперплюмы.

Термин “геодинамика” приобрел в течение последних 40 лет особую популярность в науках о Земле в связи с созданием и интенсивным внедрением в эти науки плитной тектоники. В более широком плане, под геодинамикой подчас понимают движения в коре, мантии и ядре Земли. Иногда сюда же относят и ту область науки, которую Дж. Педлоски (1984) выделил в геофизическую гидродинамику. Реже, к геодинамике относят динамику ионосферы и магнитосферы.

В этой книге рассмотрены некоторые вопросы геодинамики, имеющие отношение к модели горячей, расширяющейся и пульсирующей Земли. Геологические и, естественно, геодинамические аспекты расширяющейся Земли изучены и подробно описаны в ряде статей и монографий. Следует выделить фундаментальные труды австралийского геолога профессора С.У. Кэри (Carey, 1976; Кэри, 1991).

Развиваемые в этой книге идеи относятся к области науки, называемой геофизической гидродинамикой. В этой главе рассмотрены ряд вопросов, которые, по сути, относятся к разделу физики «Гидродинамика». По-видимому, правильно было бы включить сюда и физику землетрясения, как раздел гидродинамики, изучающий физику ударных волн, в том числе и в твердом теле. Однако это нарушило бы целостность главы, посвященной одному из крупнейших разделов физики Земли - сейсмичности.

Геодинамика (тектоника плит) занимает “ключевую” позицию в современной геологии, однако, именно здесь скопилось наибольшее количество неразрешенных вопросов, противоречий и парадоксов. Перечислим некоторые из них:

- Несоответствие степени сжатия современной Земли и скорости её вращения (показывающее отсутствие глобальной конвекции в мантии);

- Несоответствие между незначительным увеличением периметра Тихого океана и идеей распада Пангеи – Гондваны, парадокс Мезервея, показывающий невозможность расположения Гондваны на Земле современного радиуса;

- Нестыковка палеомагнитных оценок положений полюсов, направлению дрейфа материков (отрицающая общепринятый в палеомагнитологии подход);

- Несоответствие фактических данных о Земле, её ядре, мантии, форме геоида и гравитационным аномалиям, идее конвекции в мантии и роли субдукции в этой конвекции и т.п.

В главе 17 обсуждается попытка найти решение этих проблем в контексте модели горячей, расширяющейся Земли.

17. 1. Принцип минимизации гравитационного потенциала самогравитирующего шара.

Известно, что Земля, все другие планеты Солнечной системы и семь больших спутников имеют форму шара. Однако мало кто обращает внимание на этот общеизвестный факт, который, тем не менее, указывает на то, что и Земля, и другие планеты подвержены действию какого-то механизма, приводящего к тому, что планеты принимают именно такую форму. Найти объяснение этому феномену в рамках общепринятой модели холодной Земли не удастся. Действительно, если пылинки и небольшие кусочки вещества, формируя Землю, будут слипаться вокруг одного из них, то

почему образующийся в этом процессе «большой камень» должен принять форму шара? На такой, казалось бы, очевидный вопрос, общепринятая модель образования Земли ответа не имеет.

Рассмотрим принцип минимизации гравитационной энергии, выполнение которого выражается как требование минимума функционала, определяющего гравитационную энергию шара. Выполнение этого принципа предполагает, что вещество планеты после её образования изначально было очень горячим: частично, - расплавленным, частично, в газообразном (метастабильном, плазменном) состоянии. В процессе эволюции планеты её вещество остывало, конденсируясь и кристаллизуясь. При этом, естественно, должен меняться и объем планеты, т.е. планета в течение эволюции ведет себя как динамическая система. В центре некоторых планет (на Земле, например) до сих пор сохранилось вещество в «первородном», газообразном, метастабильном состоянии. Вещество из метастабильного состояния превращается в обычное состояние, претерпевая фазовый переход первого рода: конденсация-испарение. Вещество при этом переходит в менее плотную, чем в момент образования, фазу, а сама планета – расширяется. Процесс эволюции планеты представляет собой череду сменяющих друг друга циклов расширения и сжатия, при преимуществе расширения над сжатием (Кузнецов, 1997). Принцип минимизации действует только во время эволюции планеты, по окончании этапа эволюции, - действие Принципа прекращается.

Обратим внимание на ряд моментов, в той или иной степени связанных с гравитационной энергией и принципом её минимизации у Земли и планет. Принцип минимизации “заставляет” планеты (в недрах которых ещё могут происходить фазовые переходы) стремиться к гидростатическому равновесию (рис. 17-1). Пути достижения этой цели известны, это дрейф материков, образование гор, сейсмичность и вулканизм. Действие принципа минимизации автоматически приводит к гравитационной дифференциации вещества планеты и т.д.

В чем причина движения материков, какова физика явлений, происходящих в зонах спрединга и субдукции, возможна ли глобальная конвекция в мантии или нет, почему сжатие Земли не соответствует её гидростатическому равновесию? Эти и многие подобные вопросы не находят убедительного ответа в концепции плитной тектоники. В подтверждение сказанному приведем несколько примеров. Движение материков можно считать установленным фактом, однако, наличие корней материков и гор, которые должны бы были «цепляться» за «дно» и не давать скользить им по астеносфере, вызывают сомнение у многих геологов. Можно добавить сюда тот факт, что астеносфера представляет собой совсем не гипотетичный сплошной слой малой вязкости, как это предполагается в плитной тектонике. Астеносфера обнаруживается реально далеко не повсеместно, она присутствует только в некоторых регионах, в виде отдельных «пятен» не связанных друг с другом (Алексеев и др., 1977). Более того, малая величина скоростей сейсмических волн и повышенная электропроводность астеносферы может быть, например, объяснена не расплавленным состоянием литосферы, а лишь повышенной концентрацией водорода в ней (Karato, 1990).

В зонах субдукции где, согласно плитной тектонике, одна плита «ныряет» под другую, казалось бы, должно наблюдаться, что та часть плиты, которая находится ближе к зоне субдукции, должна быть «старше» другой части плиты, возраст которой моложе. Это один из основных постулатов плитной тектоники. Однако, любому, проявившему интерес к этой проблеме, не нужно большого внимания для того, чтобы убедиться, что в действительности это не всегда так. Обратимся к картам (Карта ..., 1981; Plate-tectonic map ..., 1985) и увидим, что в районе Японии мезозойские инверсии M1, M2 и т.д., возраст

которых 115 млн. лет, значительно ближе к зоне субдукции, чем инверсии M29, возраст которых 150 млн. лет. Вывод, который можно сделать из этого наблюдения, заключается в том, что плита скорее не «ныряет» под Японию в зоне глубоководных желобов, а наоборот, «вынырнула» оттуда примерно 100 млн. лет тому назад. Ранее, к аналогичному выводу пришел автор работы (Чудинов, 1981), назвав это явление, в противовес общепринятому, - эдукцией. Глубоководные желоба, - это наиболее глубокие «шрамы» на поверхности Земли, полученные более 100 млн. лет тому назад. По всей видимости, в настоящее время Земля стремится «залечить эти шрамы». Современная геодинамика, сейсмичность и вулканизм, это средства механизма такого «залечивания».

Тектоника плит, так же как идея железного ядра и гидромагнитного динамо, занимает в науках о Земле положение, идентичное тому, которое имеют в физике уравнения Максвелла, или теория относительности. Это ситуация явно ошибочна, например, тектоника плит (как и геомагнитное динамо), кроме многих прочих, не может ответить на самый элементарный вопрос: что представляет собой источник энергии, находящийся в недрах Земли. Источник, который приводит к таким колоссальным перемещениям земного вещества, вещества, жесткость которого, - не уступает жесткости стали. Этот источник обеспечивает Земле тепловой поток и способность к генерации геомагнитного поля. Кроме этого, такие важные моменты физики Земли, как её негидростатичность, особенности свойств геоида, да и вообще тот факт, что Земля – шар, как-то выпали из области интересов плитной тектоники. В настоящей работе мы рассмотрим именно эти вопросы и начнем с обсуждения давно привычного для человечества факта, что Земля, - это шар.

Принцип минимизации. Гравитационный потенциал φ удовлетворяет уравнению Пуассона:

$$\Delta\varphi = -4\pi G\rho. \quad (17.1)$$

Здесь G – гравитационная постоянная, ρ - плотность вещества. Решение уравнения (17.1) записывается в виде:

$$\varphi = G \int (\rho dV)/r + C, \quad (17.2)$$

r - расстояние между элементом объёма dV и точкой, в которой определяется потенциал φ , C – постоянная. Потенциал φ определим и интеграл (2) сходится в случае, когда при $r \rightarrow \infty$, ρ убывает быстрее, чем r^{-2} . Если $\rho = const$, то интеграл (2) расходится и состояние формы гравитирующего шара оказывается неустойчивым.

Потенциал притяжения $r\varphi$ является функцией, регулярной на бесконечности, то есть $\lim_{(r \rightarrow \infty)} (r\varphi) = GM$, при этом сама функция φ стремится к нулю: $\lim_{(r \rightarrow \infty)} \varphi = 0$. Принято представлять потенциал силы тяжести реальной Земли $W(x, y, z)$ как сумму:

$$W(x, y, z) = \varphi(x, y, z) + \xi(x, y, z), \quad (17.3)$$

где $\varphi(x, y, z)$ - потенциал сфероида, а $\xi(x, y, z)$ – возмущающий потенциал, т.е. часть потенциала, связанная с аномалиями силы тяжести. Уравнение (4) называется уравнением геоида, где $T = const$.

$$W(x, y, z) = \varphi(x, y, z) + \xi(x, y, z) = T. \quad (17.4)$$

Рассмотрим семейство уровенных поверхностей потенциала W . Предположим, что через некоторую точку проходит уровенная поверхность: $W(x, y, z) = T$. Если $\xi(x, y, z) = 0$, то уровенная поверхность соответствует нормальному сфероиду $\varphi(x, y, z) = T$. Добавим к $\varphi(x, y, z)$ некий малый потенциал $\xi(x, y, z)$. Тогда положение рассматриваемой уровенной поверхности изменится и некая точка P , находящаяся на этой поверхности, переместится в точку P' . Расстояние между точками P' и P обозначим Δn , тогда:

$$\Delta n = N = -\xi/(\partial\varphi/\partial n) = \xi/\gamma, \quad (17.5)$$

где $\gamma = -\partial\varphi/\partial n$ – производная функции φ . Запишем основное уравнение гравиметрии, связывающее аномалии силы тяжести Δg с величиной возмущающего потенциала:

$$\Delta g = 1/\gamma(\partial\gamma/\partial n) \xi - \partial\xi/\partial n. \quad (17.6)$$

Уравнения (5, 6) показывают связь аномалии силы тяжести Δg с величиной возмущающего потенциала ξ и высотой геоида N .

Равновесной формой самогравитирующего изотропного тела, обладающего фазовой поверхностью, как известно, является шар. С другой стороны, в соответствии с принципом Гиббса-Кюри, форма шара присуща жидким изотропным телам в отсутствие внешних полей. В этом случае равновесная форма шара определяется минимумом свободной поверхностной энергии:

$$\alpha \int dS = \min, (V = \text{const}). \quad (17.7)$$

Здесь α – поверхностное натяжение, S – площадь поверхности раздела фаз, V – объем шара. Приобретение телом шарообразной формы, как в случае самогравитации, так и при проявлении поверхностных эффектов в жидкости, базируются на общем для обоих случаев принципе пространственной корреляции структуры вещества и эффекте возникновения дальнего порядка. Возникновение дальнего порядка (упорядоченной фазы) имеет в физике фундаментальный характер. Как при самогравитации, так и при образовании фазовой поверхности, частицы вещества «чувствуют» не только ближайших к ним соседей, но и весь их «ансамбль», Причиной возникновения дальнего порядка в самогравитирующей структуре может быть, например, континуальное вращение планеты, или, как показано в (Tsallis, 1988), негиббсовская термодинамика самогравитирующих структур.

Представим себе, что дальний порядок устанавливается в объеме фазовой границы самогравитирующего тела. Допустим, что слой фазовой границы примерно соответствует земной коре толщиной z . Предположим, что именно в этом слое реализуется принцип минимизации площади S . Сила притяжения слоя: $dF = (GMdM)/r^2$, его гравитационная энергия $dE = (GMdM)/r$. Приравняем гравитационную энергию слоя литосферы толщиной z , энергии «поверхностного натяжения»: $(GMdM)/r \approx \alpha \int dS$.

Отсюда получим выражение принципа минимизации гравитационного потенциала:

$$G M dM/r \rightarrow \min. \quad (17.8)$$

Полученное выше равенство позволяет оценить величину α :

$$\alpha = G M z \rho/R. \quad (17.9)$$

Подставляя значения для гравитационной постоянной, массы Земли, толщины слоя ($z \approx 10$ км), плотности литосферы и радиуса Земли, получаем величину α порядка 10^{19} дин/см.

Принцип минимизации гравитационной энергии планеты и его роль в процессах, происходящих на поверхности планеты, заключается в том, что площадь фазовой поверхности самогравитирующего шара радиусом R стремится быть минимальной. В нашем случае фазовой поверхностью является поверхность геоида. Ниже рассмотрим следствия, вытекающие из этого принципа и механизмы его реализации.

Как известно, сила поверхностного натяжения заставляет жидкость, находящуюся вне внешних сил, принимать форму шара, а жидкость, смачивающую поверхность сосуда, подниматься на высоту h около его стенки и т.п. Модель «растекающейся капли» иллюстрирует некоторые характерные моменты реализации Принципа. Представим себе, что капля жидкости в виде полусферы попадает на дно стакана с идеально смачиваемой поверхностью и вертикальными стенками, и начинает растекаться (рис. 17-2-а, б).

Начальная высота капли H , радиус стакана R ($R \gg H$), поверхностное натяжение жидкости α , капиллярная постоянная $a = (2\alpha/g\rho)^{1/2}$, g - сила тяжести, ρ - плотность жидкости. Объем капли $2/3 \times \pi H^3$, объем растекшийся на дне стакана жидкости без учета краевых эффектов пленки жидкости на стенке стакана $\pi R^2 \delta$. Краевой угол, образуемый смачивающей жидкостью со стенкой стакана, обозначим θ , высоту подъема жидкости – h (см. рис. 17-2-b). Поверхность растекающейся капли, не плоская, а имеет некий радиус кривизны X , причем может оказаться, что в разных местах поверхности окажутся различные значения X ($X_1 \neq X_2$). Этот эффект приведет к появлению т.н. поверхностного лапласового давления Δp : $\Delta p = \alpha(1/X_1 + 1/X_2)$. При условии, что поверхность жидкости плоская и при условии: $X_1 = X_2 = \infty$, $\Delta p = 0$. Сила поверхностного натяжения заставляет жидкость подниматься вверх на высоту h около стенки сосуда:

$$h = a(1 - \sin\theta)^{1/2}. \quad (17.10)$$

Предположим, что в зонах субдукции и регионах образования гор происходят явления, близкие по характеру с краевыми эффектами при смачивании «стенки жидкой пленкой». Величину поверхностного натяжения α можно оценить, если воспользоваться формулой: $a = (2\alpha/g\rho)^{1/2}$, капиллярную постоянную a можно получить из (10), подставив в неё данные для зоны субдукции, приведенные в (Harabaglia, Doglioni, 1998). Если принять величину краевого угла $\theta \approx 87^\circ$, а высоту $h \approx 6 - 8$ км, то, $a \approx 500 - 1000$ км. Полученное таким образом значение величины «поверхностного натяжения» литосферы соответствует предыдущей оценке: $\alpha \approx 10^{19}$ дин/см. (Для сравнения, α воды 70 дин/см).

Предположим, что поверхность тела отличается от сферической, и можно говорить о том, что фигуру тела можно описать двумя радиусами R_1 и R_2 (немного отличающимися друг от друга). В этом случае на поверхности тела возникает поверхностное давление $p(\alpha)$:

$$p(\alpha) = \alpha (1/R_1 + 1/R_2) \approx 2\alpha/R. \quad (17.11)$$

Это известная формула Лапласа. Отсюда следует условие равновесия поверхности:

$$1/R_1 + 1/R_2 = \text{const}. \quad (17.12)$$

Если поверхность тела свободна, то это условие означает, что тело должно иметь шарообразную форму. Выполнение условия равновесия поверхности Земли, следующего из соблюдения Принципа, без учета её вращения, приводит к тому, что Земля, вернее её геоид, стремится принять форму шара. Если учесть вращение, то равновесной формой Земли, - будет сфероид, эллипсоид вращения. Поверхностный слой Земли (но не вся Земля) достигнет гидростатического равновесия в тот момент, когда высота геоида в целом по Земле окажется равной нулю.

Если принять во внимание значение величины «поверхностного натяжения» литосферы α , ($\approx 10^{19}$ дин/см), то поверхностное, лапласово давление оказывается вполне существенным: $p(\alpha) = 10$ кбар. Такое давление способно «заставить» поверхностный слой литосферы растекаться, аналогично тому, как это происходит с каплей жидкости. Для сравнения, оценим величину давления $p(N)$, возникающего за счет «дефицита массы», образующегося за счет разности в радиусах эллипсоида вращения и геоида (высоты геоида N) (Kuznetsov, 1990): $p(N) = \rho g N$. = 30 бар. (Реально, никакого «дефицита массы» быть не может, т.к. масса объема геоида равна массе объема сфероида). Величина $p(N)$ оказывается значительно (\sim в 300 раз) меньше $p(\alpha)$. Давление такой величины уже не может приводить к растеканию слоя литосферы по поверхности Земли. В свою очередь, давление $p(\alpha)$ стремится, в соответствии с Принципом минимизации гравитационного потенциала, минимизировать высоту геоида таким образом, чтобы Земля приняла форму эллипсоида вращения (сфероида). Соответствующая поверхностная сила и вектор скорости растекания литосферы ориентированы вдоль градиента геоида из областей, где высота геоида принимает максимальные значения $|N|$ в направлении области, в которой

$N \rightarrow 0$. Эту область, где $N = 0$, область притяжения, - можно считать своеобразным аттрактором.

Рассмотрим, на каких объектах может проявляться действие Принципа. Можно ли оценить тот минимальный размер космического объекта, когда Принцип “начинает работать”? Следуя модели горячей Земли (Кузнецов, 2006), далеко не любой космический объект способен “собираться в каплю” и принять форму шара. Это может произойти лишь в том случае, если выполняется правило: $GM/R \geq U_{\text{п}}$, где $U_{\text{п}}$ - теплота плавления вещества планеты ($U_{\text{п}} \approx 1$ кДж/г). При этом R планеты (спутника) должен быть > 1 тыс. км. Таким образом, только 7 больших спутников и все планеты Солнечной системы подвержены действию Принципа. Надо заметить, что действие Принципа может проявляться до тех пор, пока вещество космического тела полностью не релаксировало, т.е. в его недрах еще осталось вещество в метастабильном состоянии, подобное тому, что находится во внутреннем ядре Земли (Кузнецов, 1997; Кузнецов, 2006).

Решение (17.2) уравнения (17.1) устойчиво только в том случае, если плотность вещества гравитирующего шара не постоянна по радиусу. Определим распределение плотности гравитирующего шара, исходя из принципа минимизации гравитационной энергии (Шен, 1984). Запишем требование минимума функционала, описывающего гравитационную энергию шара, в форме (Магницкий, 1965):

$$\Omega = - 2\pi \int_0^R \varphi \rho r^2 dr, \quad (17.13)$$

где φ – гравитационный потенциал, $\rho = \rho(r)$ - плотность, R - радиус шара (планеты). Минимизировать функционал можно посредством преобразования функции $\rho = \rho(r)$. Эта функция должна удовлетворять заданным значениям массы планеты M и момента инерции I :

$$M = 4\pi \int_0^R \rho r^2 dr, \quad (17.14)$$

$$I = 8/3 \pi \int_0^R \rho r^4 dr. \quad (17.15)$$

Определим распределение плотности по радиусу гравитирующего шара:

$$\rho_{\text{max}}(r) \geq \rho(r) \geq \rho_{\text{min}}(r), \quad 0 \leq r \leq R.$$

Для определения закона распределения плотности, удовлетворяющего принципу минимизации гравитационной энергии шара, эти условия необходимы и достаточны. Решение имеет вид (Шен, 1984; Шен, 1991):

$$\rho(r) = \rho_{\text{max}}(r), \quad 0 \leq r \leq R.$$

Этот результат соответствует однородности планеты в начальном состоянии равновесия. Решение включает и тот случай, когда планета неоднородна, но компоненты ее вещества равномерно перемешаны. При этом возможно протекание процессов гравитационной дифференциации. (Заметим, что возникающий при этом вопрос о неизменности радиуса планеты принято считать очевидным и не подлежащим обсуждению).

Ситуация с возможным переносом (перераспределением) массы планеты в процессе её эволюции вполне обоснована. Оценим величину и направление перемещения массы вещества внутри планеты, которое привело бы к наименьшему значению гравитационной энергии при неизменной массе и моменте инерции. Отличием этой задачи от предыдущей является то, что нуль становится внутренней точкой области допустимых

значений вариации $\delta\rho(r)$ для каждой точки $r_0 \leq r \leq R$. Решение задачи оказывается разрывным:

$$\begin{aligned} \delta\rho(r) &= \delta\rho_{max}(r), & 0 \leq r \leq r_G, \\ \delta\rho(r) &= \delta\rho(r), & r_G \leq r \leq r_0, \\ \delta\rho(r) &= \delta\rho_{min}(r), & r_0 \leq r \leq R. \end{aligned} \quad (17.16)$$

Здесь $\delta\rho_{max}$, $\delta\rho$ и $\delta\rho_{min}$ - границы области допустимых значений $\delta\rho(r)$, а r_0 и r_G - первая и вторая точки разрыва непрерывности вариации.

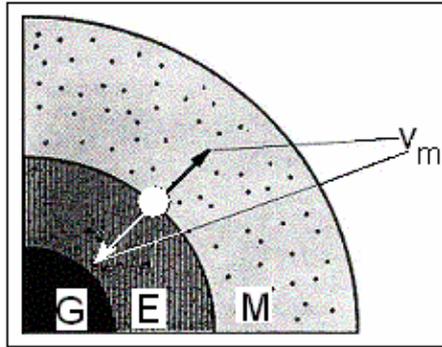


Рис. 17-1. Перенос массы: «положительный» (наружу, в направлении увеличения радиуса Земли) при формировании мантии и «отрицательный» (внутри), - при формировании внешнего ядра, при условии соблюдения постоянства момента импульса ($+V_m = -V_m$).

Согласно (17.16) однородная Земля превращается в многослойную. Это превращение может происходить только при увеличении объема Земли. Реализация принципа минимизации гравитационной энергии при постоянстве массы и момента инерции планеты - приводят к выводу об её расширении в процессе эволюции. Использование этого Принципа естественным образом ведёт к минимизации времени образования планеты, во-первых. Во-вторых, перемещение вещества планеты в радиальном направлении при превращении однородной модели в многослойную, автоматически, при соблюдении постоянства момента импульса, сопровождается перемещением массы в обратном направлении. Таким образом, Земля, как самогравитирующий шар, - это саморегулирующаяся, самоорганизующаяся система в терминах теории самоорганизации и оптимальных процессов.

Модель растекающейся капли. Очевидно, что физика «растекающейся капли» не может иметь прямой аналогии с процессами, связанными с изменениями высот геоида. Тем не менее, такая аналогия иллюстрирует некоторые характерные моменты нашей модели. Представим себе, что капля жидкости в виде полусферы попадает на дно стакана с идеально смачиваемой поверхностью и вертикальными стенками, и начинает растекаться. Начальная высота капли H , радиус стакана R ($R \gg H$), поверхностное натяжение жидкости α , капиллярная постоянная $a = (2\alpha/g\rho)^{1/2}$, g - сила тяжести, ρ - плотность жидкости. Объем капли $2/3\pi H^3$, объем растекавшийся на дне стакана жидкости без учета краевых эффектов пленки жидкости на стенке стакана $\pi R^2 \delta$. Краевой угол, образуемый смачивающей жидкостью со стенкой стакана, обозначим Θ , высоту подъема жидкости - h . Поверхность растекающейся капли не плоская, а имеет некий радиус кривизны X , причем может оказаться, что в разных местах поверхности окажутся различные значения X ($X_1 \neq X_2$). Этот эффект приведет к появлению т.н. поверхностного лапласового давления Δp :

$$\Delta p = \alpha(1/X_1 + 1/X_2).$$

При условии, что поверхность жидкости плоская, иначе: $X_1 = X_2 = \infty$, $\Delta p = 0$.

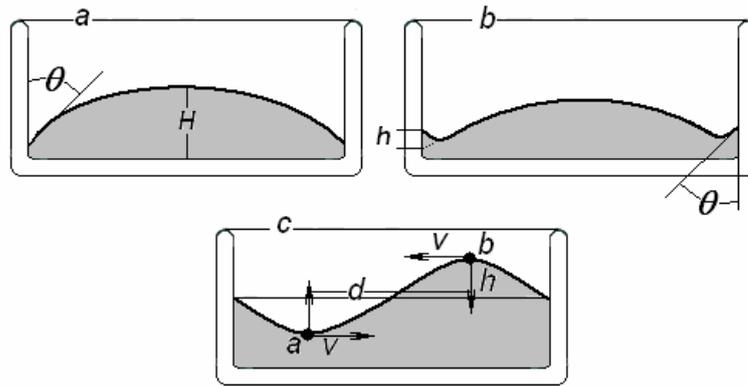


Рис. 17-2. Модель растекающейся капли.

Очевидно, что скорость растекания вещества капли, т.е. скорость перемещения фронта жидкости вдоль поверхности дна стакана $v_R = dR/dt$ намного больше скорости уменьшения высоты капли $v_H = dH/dt$: т.е. $dR/dH \sim H/R$. При растекании капли на границе жидкости с поверхностью дна и окружающем воздухом возникают три силы: сила растекания, сила трения и сила поверхностного натяжения. Эти силы не уравновешены и для их равновесия возникает сила направленная вертикально вверх. Эта сила заставляет тонкую пленку, на которой находится растекающаяся капля, загибаться вверх, как бы обворачивая каплю. Именно эта сила заставляет жидкость подниматься вверх на высоту h около стенки сосуда:

$$h = a(1 - \sin\theta)^{1/2}. \quad (17.17)$$

Растекание капли вызывает появление капиллярных волн при условии: $k \geq 1/a$, где k - волновое число. Частота капиллярных волн $\omega^2 = (\alpha/\rho) k^3$ (Ландау, Лифшиц, 1986).

17. 2. Спрединг и субдукция в модели горячей Земли.

Как известно, 80-90 % землетрясений на Земле происходят в областях, называемых зонами субдукции, областях, расположенных, в своей значительной части, по окраинам Тихого океана. Зоны субдукции находят не только в океане, например, к ним относят Карпаты, Гималаи и Апеннины и т.п. Как следует из плитной модели, в этих зонах плита “ныряет” в литосферу, с той целью, чтобы вновь “появиться” на поверхности Земли в зонах спрединга. Эта идея общепринята большинством геологов мира, хотя даже не очень внимательный взгляд позволяет выявить многие несоответствия этой модели наблюдениям. Во-первых, казалось бы, сейсмичность Земли должна была бы делиться примерно поровну между зонами субдукции и зонами спрединга. Ведь эти процессы - “стороны одной медали”. На самом деле, это совсем не так. Легко убедиться в том, что сейсмичность зон спрединга ничтожна по сравнению с сейсмичностью зон субдукции. Во-вторых, согласно постулатам тектоники плит, в зоне субдукции должна находиться наиболее “старая” часть плиты и, по мере её удаления от зоны погружения, плита должна быть все более “молодой”. Однако это правило нарушается на северо-востоке Тихого океана. В-третьих, скорости движения плит в зонах субдукции составляют, по порядку величины, до десяти см в год, а направление их движения подчас совпадает с направлением, следующим из тектоники плит. Однако подобного явления нет и в помине в районе зон спрединга. Палеоследы такого дрейфа есть, это хорошо изученные полосовые магнитные аномалии, но в настоящее время спрединг, как механизм формирования земной коры и литосферы, “выключился и не работает”. Имеются данные, что последний раз спрединг “включался” с 20 до 12 тысяч лет тому назад, во время последнего экскурса магнитного поля Земли, а в течение последних 12 тыс. лет, он был “выключен”. Почему плита в Тихом океане движется со скоростью 10 см/год, хотя таких

скоростей не фиксируется в зонах спрединга? Должен ли соблюдаться баланс между количеством вещества, генерируемого в зонах спрединга и поглощаемого в зонах субдукции? На многие из подобных вопросов плитная тектоника не находит ответов. Рассмотрим, может ли ответить на них наша модель горячей Земли.

Спрединг. Спрединг логично следует из нашей модели - модели расширяющейся Земли. Собственно спрединг является “инструментом” её расширения. Как мы отмечали в предыдущих главах, радиус внешнего ядра, в рамках нашей модели, остается неизменным. На его границе реализуется кристаллизация вещества мантии, “излишки” которого, либо путем регулярного спрединга, либо путем образования плюмов, “сбрасываются”, попадают в область земной коры и приводят к увеличению её поверхности. В течение последних 200 млн. лет увеличивается в основном поверхность океанов. Ранее мы выделяли два типа расширения: “тихоокеанический” и “атлантический” (Кузнецов, 1990). В этом параграфе мы иллюстрируем их различия на примере анализа полосовых магнитных аномалий. Будем использовать карты осей палеомагнитных аномалий мирового океана (Карта ..., 1981) и карту плитной тектоники района Тихого океана (Plate-tectonic map, 1985).

Беглый взгляд на характер раздвижения материков позволяет выявить две основные особенности этого процесса. Первая состоит в том, что по мере приближения из прошлого к настоящему, скорость увеличения площади поверхности океанического дна постоянно возрастает. Грубые оценки показывают, что разрастание океанического дна примерно пропорционально t^2 , где t - время эволюции Земли. Вторая особенность заключается в заметном различии характера раздвижения, вернее, характера наращивания океанической коры. Легко выделяются два различающихся процесса (и, очевидно, механизма) образования океанической коры. К первому, наиболее широко обсуждаемому, отнесём, так называемый, “атлантический” тип. Суть его состоит в том, что после раскола древнего материка, в зоне раскола стал действовать механизм спрединга в зоне срединно-океанического хребта, возникла астеносферная зона, с толщиной h убывающей с расстоянием от срединно-океанического хребта как: $h \sim t^{1/2}$. Наращивание океанической коры в зоне срединно-океанического хребта (СОХ) сопровождалось постепенным отодвиганием материков друг от друга (по стрелкам). В образованной океанической коре атлантического типа можно выделить: инверсии и соответствующие им полосовые магнитные аномалии последних 80 млн. лет; зона мелового суперхрона (80-120 млн. лет назад); затем зона мезозойских инверсий (120 - 160) и, наконец, зона спокойного поля юрского суперхрона (см. рис 17-3-а).

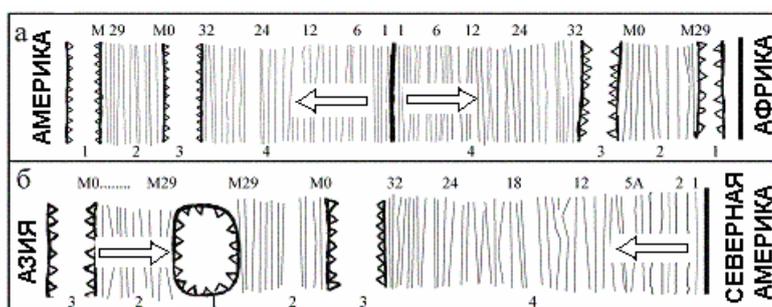


Рис. 17-3. Структура спрединга Атлантического (а) и Тихого океана (б) по данным о полосовых магнитных аномалиях, где выделяются зоны: 1 – юрского суперхрона; 2 – мезозойских аномалий; 3 – мелового суперхрона; 4 - «современных» аномалий. Стрелки показывают направление дрейфа.

Совсем иначе наращивалась океаническая кора в западной части Тихого океана. Здесь реализовывался т.н. “тихоокеанический” тип наращивания океанической коры. Его суть, в

отличие от атлантического, заключается в том, что первоначально в океане наращивалась зона, соответствующая юрскому суперхрону. Вокруг неё расположена зона мезозойских инверсий, далее следует - она мелового суперхрона (в виде «полумесяца») и, наконец, зона инверсий “последних” 80 млн. лет (см. рис 17-3-б и 17-4). Рисунок 17-4 дает представление о возможном пути формирования дна Тихого океана. Исходная ситуация 17-4-1 соответствует началу расширения Земли, росту мантии, разрастания океанов и образования юрской зоны “свободного поля” (ориентировочно 300 - 200 млн. лет тому назад).

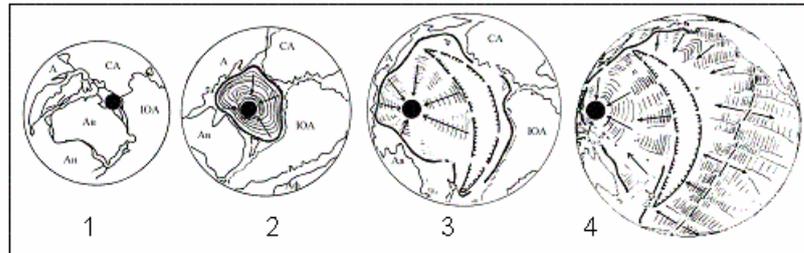


Рис. 17-4. Фазы спрединга Тихого океана: 1 – 200 млн. лет назад; 2 – 120; 3 – 80 млн. лет назад; 4 – настоящее время. Черный круг – юрский суперплюм, «полумесяц» – меловой суперплюм; жирная линия – желоба; стрелками показано направление спрединга.

Второй этап (рис. 17-4-2) эволюции связан с мезозойскими инверсиями (160 - 110 млн. лет). Третий (рис. 17-4-3) - с возникновением мелового суперплюма-суперхрона (110 - 80 млн. лет) и, наконец, последний рисунок (рис. 17-4-4) показывает современную ситуацию. Складывается впечатление, что спрединг в восточной части Тихого океана, на начальном этапе (рис. 17-4-1) представлял собой расширяющуюся «трубу», действие которой постепенно прекращалось со временем эволюции. Окончание работы этого этапа спрединга приходится на точку в Тихом океане, граничащую с Австралией. Спрединг постепенно затухал, «перемещаясь» от этой точки по часовой стрелке примерно до современного Ванкувера, где около 40 - 50 млн. лет тому назад образовался и начал функционировать срединно-океанический хребет (СОХ), подобный Атлантическому. Можно видеть, что Тихий океан раскрывался, формируя своеобразную спираль Архимеда, чем-то напоминающую раковину улитки.

Отметим, что зона юрского суперплюма соответствует Тихоокеаническому поднятию и практически совпадает с максимальной на Земле высотой геоида. Вторая область поднятия геоида соответствует центральной части Атлантического СОХ.

Ранее, в главе 04, был вскрыта особенность характера спрединга, связывающая глубину астеносферной зоны h и время эволюции t . Принято считать, что в зонах спрединга: $h(\text{км}) \approx 10 t^{1/2}$ (млн. лет). Сравним эту зависимость, с полученной нами ранее аналогичной зависимостью глубины h для Земли в целом: $h = 100 t^{1/2}$. Аналогичную зависимость можно построить для астеносферы в районе Байкала: $h = 1.8 t^{1/2}$ для коры и верхней мантии и $h = 5.6 t^{1/2}$ для нижней мантии. Общность этих зависимостей лишней раз убеждает нас в том, что Земля последние 300 – 500 млн. лет расширялась посредством реализации спрединга. Радиус Земли изменялся следующим образом: $R \sim t^2$, а глубина астеносферы: $h \sim t^{1/2}$. Различные коэффициенты перед $t^{1/2}$ показывают лишь “долю” каждого “участника” в этом процессе.

Субдукция. Механизм спрединга, связанный с образованием СОХ и разрастанием дна океанов, более или менее понятен в рамках нашей модели. В то же время такое явление как субдукция, несмотря на то, что появились сообщения о новой геологической специальности - “субдуктология”, остается “темным местом” в физике Земли.

Надо сказать, что зоны субдукции усиленно изучаются, и в последнее время в печати появились весьма интересные результаты наблюдений. Их осмысление позволяет предложить принципиально новую модель субдукции. Однако прежде чем перейти к этому вопросу, упомянем ряд оригинальных исследований зоны субдукции, имеющих, по нашему мнению, отношение к проблеме.

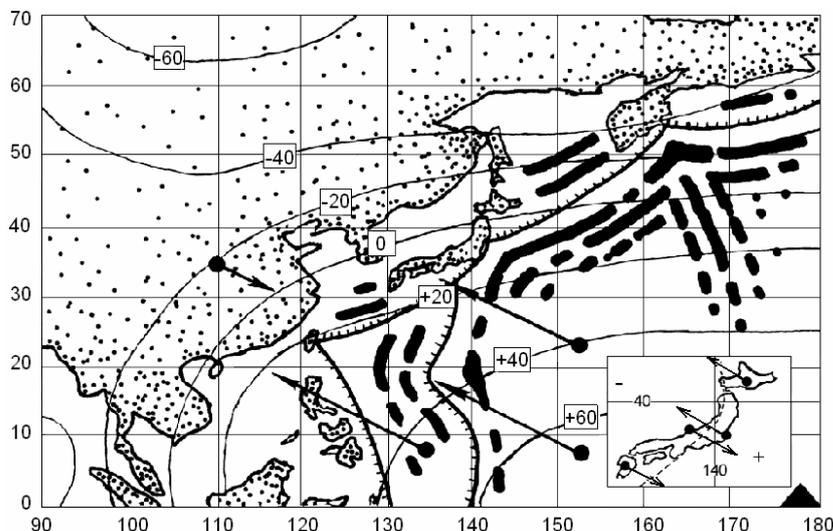


Рис. 17-5. Карта высот геоида (цифры в квадратах - метры), гравитационных аномалий (черные полосы), направлений (стрелки) и величин дрейфа (длина стрелок) материков и плит (Lewis, Smith, 1998; Маслов, 1988; Kato, et al. 1998). Черный треугольник внизу справа показывает положение точки с максимальным значением высоты геоида. В правом нижнем углу рисунка (вставка) показаны направления скоростей дрейфа литосферы, измеренные в Японии с помощью GPS-системы (Imakire, 2000). Штриховая линия, это линия геодинамического равновесия (аттрактор). При достижении равновесия встречные скорости дрейфа равны нулю.

Данные. В последние годы, в область космической геодезии, в дополнение к системам лазерной локации спутников (LAGEOS) и дальнобазовой радиоинтерферометрии (РСДБ), пришла спутниковая навигационная система GPS (Global Positioning System). Полученные с её помощью результаты по высокоточному определению орбит спутников, относительных координат наземных пунктов и величин деформаций земной поверхности, позволили значительно продвинуться в части понимания геодинамической обстановки на Земле. Эта система показала, что тектонические модели, в ряде случаев, не соответствуют реально действующим современным деформациям земной коры. Главным образом, это границы плит и зоны т.н. субдукции. Северо-запад Тихого океана является одним из наиболее хорошо изученных районов и, несомненно, районом, наиболее характерным для зоны субдукции. Рассмотрим комплекс явлений составляющих субдукцию на примере этого региона.

Высота геоида. В правом нижнем углу на карте северо-западной части Тихого океана (см. рис. 17-5) находится область ($180^\circ; 0^\circ$), характеризующая максимальной высотой геоида (Lewis, Smith, 1998), достигающей +60 и более метров. Это наибольшее на Земле положительное отклонение высоты геоида, второе аналогичное, положительное отклонение находится на противоположной стороне Земли, - на экваторе и нулевом меридиане. В области коллизии, вдоль побережья Тихого океана, проходит линия нулевой высоты геоида. Дальше на запад высота геоида понижается до максимального значения в районе Индостана (90° E-меридиан), после чего уровень геоида вновь повышается до Гринвича и затем понижается до 90° W-меридиана. Таким образом, высота геоида, если

рассматривать её вдоль экватора, имеет два максимума и два минимума, отстоящих друг от друга почти строго на 90° (см. рис. 17-6).

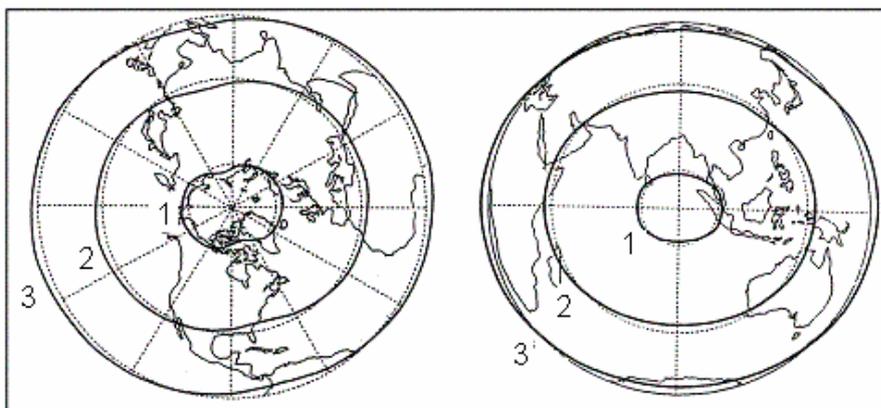


Рис. 17-6. Пространственная структура оболочек Земли полученная по splitting-функциям. 1 - внутреннее G-ядро (на границе его с внешним ядром), 2 - мантия (D'' - слой), в виде сечений по экватору (слева), и по “нулевому” меридиану (справа). На этих же рисунках данные по изменению высоты геоида ζ (в тех же сечениях) - 3.

Скорости дрейфа. Дрейф Тихоокеанической плиты, обладающий максимально большими скоростями (до 10 и более см. в год), направлен вдоль градиента геоида (Kato et al., 1998). Связь направлений дрейфа плит с градиентом геоида была выявлена автором раньше, еще по данным лазерной локации спутников и РСДБ (Kuznetsov, 1990). Определения скоростей дрейфа материков и плит, выполненные с использованием систем GPS, уточнили и подтвердили данные, имеющиеся в нашем распоряжении. Анализируя данные работы (Kato et al., 1998) видно, что плиты дрейфуют не в область минимума высоты геоида, а к его нулевой отметке (аттрактору). Так наблюдения, проведенные на китайском пункте Хяи и ряде других пунктов, где высота геоида принимает отрицательное значение (репелер), показали, что они перемещаются навстречу Тихоокеанической плите, вдоль градиента геоида в направлении большей его высоты (рис. 17-5).

На вставке, в правом нижнем углу рисунка 17-5, - приведены данные по направлениям перемещений литосферы, измеренным с помощью GPS-системы в Японии (Imakire, 2000). Рисунок 17-5 показывает, что северный остров Японии - Хоккайдо, дрейфует в том же направлении, что и Тихоокеаническая плита, в то время как южный остров - Кюсю, дрейфует в противоположном направлении так, как будто он находится на Азиатской плите (Imakire, 2000). В центральной части Японии, на острове Хонсю фиксируются встречные направления дрейфа, как будто какая-то сила сжимает Японию в этой части. Эта картина могла бы найти объяснение в рамках наших представлений, если бы линия нулевой высоты геоида проходила бы вдоль Японии так, как это показано штриховой линией (аттрактор) на рисунке 17-5. Однако реально положение Японии относительно этой линии не соответствует минимальной высоте геоида (Adjaout, Sarrailh, 1997), хотя зонам субдукции, в целом по Земле, соответствует понижение высоты геоида до отметки, близкой к нулевой. Возможная причина этого несовпадения заключается в том, что гидростатическое состояние Земли не совсем точно соответствует нулевой отметке высоты геоида.

Сделаем оценки вертикальных перемещений плит в области максимальных величин высот геоида. Это понадобится в дальнейшем при обсуждении модели горизонтального переноса земной коры. Как показал Маслов (1988), одному метру высоты геоида (при вязкости материала плиты порядка 10^{24} Пз) соответствует скорость изменения его высоты, равная 0.002 мм/год. Если использовать эту оценку для точки с максимальной величиной высоты геоида (примем её равной 50 м), то окажется, что скорость вертикального перемещения здесь, порядка 10^{-2} см/год, что в 1000 раз меньше чем

скорость горизонтального переноса. Рассмотрим физику растекания капли жидкости, как возможную аналогию рассматриваемым процессам дрейфа материков.

Гравитационные аномалии. Обратимся к геодинамической карте американской организации Energy and Mineral Resources (Plate-tectonic map, 1985). На ней, в районах Курильского и Алеутского желобов изображены протяженные аномалии силы тяжести, представляющие собой периодические структуры, с характерным поперечным размером («длиной волны») порядка 200 - 400 км. Амплитуда этих аномалий «затухает» на расстоянии порядка 1000 км от желобов (см. рис. 17-5). Картина гравитационных аномалий, как отмечал Маслов (1988), напоминает эффект интерференции волн, «набегающих» и отраженных от желобов. Он же обратил внимание на то, что аналогичная волновая картина наблюдается и на восточной границе плиты Наска, т.е. в прямо противоположном направлении от Курильской дуги.

Структура зон субдукции. Интересные результаты по структуре зон субдукции, в частности, по их топографии и гравиметрическим профилям поперек зон, а также по классификации зон субдукции, представлены в работе (Harabaglia, Doglioni, 1998). Зоны субдукции разбиты авторами на два класса, в зависимости от направления дрейфа погружающейся плиты: западный (W-class) и восточный (E-class). Средняя длина изучаемого профиля составляет 1250 км, гравитационные аномалии редуцированы по Фаю, максимальная величина аномалий не превышает 200 мГал. На рис. 17-7-а жирной линией изображен типичный усредненный топографический профиль зоны субдукции, тонкими линиями - различные варианты профилей зон, не имеющие принципиального различия со средним. Ниже, на рис. 17-7-б представлено изменение силы тяжести вдоль профиля зоны. Отметим, что во всех 20-ти зонах субдукции, о которых идет речь, их параметры практически идентичны и отличаются друг от друга в весьма незначительных (на наш взгляд) деталях.

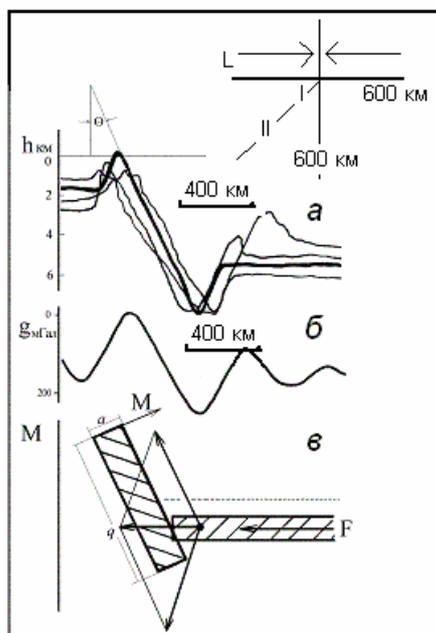


Рис. 17-7. Субдукция: **а** – рельеф (Harabaglia, Doglioni, 1998); **б** - гравитационные аномалии (Маслов, 1988); **в** – механическая модель. Вверху справа схема субдукции и три области сейсмичности и вулканизма.

Модель субдукции. Согласно действию принципа минимизации гравитационного потенциала, Земля в течение своей эволюции стремилась минимизировать площадь своей

поверхности. Это, в конкретном случае, может означать, что на поверхности Земли всегда есть сила, которая стремится привести её в состояние гидростатического равновесия, а форму Земли, - к равновесной форме сфероида. Иначе, эта сила стремится минимизировать высоту геоида. По-видимому, такую силу можно формально уподобить силе поверхностного натяжения жидкости и при определении параметров литосферы в зонах субдукции, воспользоваться формулами, выведенными для оценок капиллярных эффектов.

По данным, приведенными на рис. 17-7-а, оценим высоту h и величину краевого угла Θ . Высота h составляет 6 - 8 км, а угол Θ порядка 85 - 87°. Используя формулу 17.17, оценим величину a : $a \approx 500 - 1000$ км, и воспользовавшись формулой:

$$a = (2\alpha/g\rho)^{1/2}, \quad (17.18)$$

оценим величину “поверхностного натяжения” α : $\alpha \approx 10^{19}$ дин/см. (Для сравнения, α воды 70 дин/см).

Для Тихого океана $R \approx 5$ тыс. км, высота “капли” H равна примерно 50 м (высота геоида), поэтому отношение $H/R \approx 10^{-5}$. Скорости “растекания” поверхности Тихоокеанической плиты ($v \approx 10$ см/год) соответствует скорость убывания высоты геоида $dH/dt \approx 10^{-3}$ мм/год. Это означает, что собственно “течет” только самый верхний и сравнительно тонкий слой литосферы. Оценим его толщину, для чего воспользуемся формулой (Ландау, Лифшиц, 1986):

$$\eta v \sim -z(da/dx), \quad (17.19)$$

где η вязкость вещества слоя литосферы ($\eta \approx 10^{24}$ Пз), $v = 10^{-7}$ см/с, z - толщина слоя, da/dx - изменение поверхностного натяжения вдоль слоя. Напомним, что величина $\alpha = 10^{19}$ дин/см, разумно предположить, что она может изменяться на 1 % на длине порядка 100 км, т.е. $da/dx \approx 10^{10} - 10^{11}$ дин/см². Отсюда следует ориентировочная оценка $z \approx 10 - 100$ км.

Толщину слоя f , возмущающего величину g , оценим по известной формуле:

$$\Delta g = 2\pi G f \Delta \rho. \quad (17.20)$$

Возмущение силы тяжести в зоне субдукции порядка 100 мГал (см. рис. 17-7-б), изменение плотности принято считать в таких оценках, порядка 0.2 г/см³, толщина возмущающего слоя оказывается: $f \approx 40$ км. Эта оценка показывает, что гравитационные аномалии зон субдукции определяются поверхностной, коровой неоднородностью, а совсем не глубинной, мантийной, как должно бы следовать из плитной тектоники. Из наших оценок получается, что толщина слоя растекания одного порядка с толщиной слоя, возмущающего силу тяжести. (Очевидно, что к подобным оценкам надо относиться как к ориентировочным, тем не менее, они показывают соотношение эффектов, которые определяют физику явлений).

Использование капиллярной аналогии позволяет оценить порядок лапласовых, поверхностных сил, приводящих к растеканию литосферы. Величина $\Delta p = 2\alpha/X$. Для того чтобы величина этого давления была порядка текучести литосферы (≈ 1 кбар), при величине α , полученной нами выше, кривизна растекающейся литосферы должна быть: $X \approx 10^{10}$ см, что в 20 раз больше земного радиуса и, по-видимому, вполне реализуемо на практике. Таким образом, наши оценки показывают, что зона субдукции, с точки зрения модели растекания, представляет собой область краевых эффектов, возникающих за счет проявления капиллярных сил.

С этих позиций рассмотрим и картину взаимодействия «волн», приводящих к их интерференции при отражении от преграды в виде желоба. Как мы отмечали, длина «волны» порядка 200 - 400 км, следовательно, величина $k = (0.2 - 0.5) 10^{-7}$ см⁻¹ соизмерима с $1/a = (1 - 2) 10^{-8}$ см⁻¹, что говорит о необходимости учета капиллярных явлений. Частота капиллярных волн: $\omega^2 = (\alpha/\rho) k^3$: $\omega \approx 10^{-2}$ с⁻¹, или, если учесть, что длина волны ≈ 400 км, а скорость сейсмических волн $v_p \approx 4$ км/с, то величина ω оказывается того же порядка. При

всей внешней “похожести” картины гравитационных аномалий в зонах субдукции, интерференции капиллярных волн, эта модель абсолютно нереальна, т.к. нет никаких оснований, считать, что, хоть и капиллярные, но всё равно акустические волны, способны создать вариации плотности в литосфере, соответствующие $\Delta g = 100$ мГал.

Возможно, более реалистичная оценка эффекта субдукции может получиться, если учесть медленные гидродинамические волны, возникающие в растекающейся литосфере. Причиной возникновения таких волн (автоволн) в медленном ламинарном потоке могут быть эффекты, связанные с неравномерным распределением скорости течения вдоль по плите, которые могут сказаться при взаимодействии потока со «стенкой». По мере приближения к ней, скорость потока уменьшается, и поток как бы разворачивается таким образом, чтобы «встретить» стенку своим фронтом. Именно в этом случае могут возникать отраженные волны и интерференционные эффекты, о которых писал Маслов, и которые «зафиксированы» в виде гряд гравитационных аномалий, параллельных желобам (см. рис. 17-6).

Скорость горизонтального течения литосферы (Маслов, 1988) v_x :

$$v_x = \rho g^2 / (8\pi\mu G\Delta\rho T) \times \int_A^B N(x) dx,$$

где ρ - плотность слоя, $\Delta\rho$ - разность между плотностью вещества слоя и плотностью земной коры, g - сила тяжести, μ - вязкость вещества слоя, G - гравитационная постоянная, T - толщина слоя, $N(x)$ - высота геоида на расстоянии x между точками А и В. Упрощая и подставляя привычные значения величин, получаем для v_x : $v_x \approx 0.1 N$ см/год (где N в метрах). Эта оценка дает верный результат для скоростей течения литосферы. Отношение скорости вертикального перемещения v_z к $v_x \approx 10^{-5}$.

Можно ли найти другую причину, объясняющую характер гравитационных аномалий в зонах субдукции? Для того чтобы ответить на этот вопрос, рассмотрим явления, происходящие в этих зонах, с другой позиции, не в рамках гидродинамики, как раньше, а с позиции прочности, упругости и изгибных моментов. “Растекающуюся” литосферу будем теперь отождествлять с нагруженной балкой, левый конец которой был приподнят внешними силами на высоту h (см. рис 17-7-в). К торцу “балки” приложена внешняя сила, которая, собственно, и вызывает её поднятие. В жесткой “балке” в этих условиях возникает изгибный момент M (направленный по часовой стрелке), который будет стремиться опустить правый конец “балки” ниже уровня её равновесия. Обозначим длину “рычага” q , а поперечный размер балки - a . Тогда величина изгибного момента:

$$M = 1/2 gq^2 ha\rho. \quad (17.21)$$

Напряжение, вызываемое наклоном “балки” в области её правого конца, можно оценить по формуле Навье: $\sigma = M/W$, где W - момент сопротивления (примерно равен объему освобожденному “балкой”), $W = 1/2 qha$. Величина $\sigma \approx q g \rho$. Если принять длину “рычага” равной примерно 200 - 400 км, то напряжение σ оказывается весьма большим (до 100 кбар). Оно значительно превышает величину литостатического давления и прочности горных пород, что, по-видимому, можно расценить как подтверждение правомерности нашего подхода.

Форма балки может быть описана уравнением: $w(x) = h \cos(\pi x/\lambda)$, тогда на изгиб балки влияют изгибающий момент M и изгибающий момент от действия осевой нагрузки S , дифференциальное уравнение изогнутой оси балки (упругой линии) при изгибе балки описывается уравнением:

$$d^2 w(x)/dx^2 = M(x)/EJ - Sw(x)/EJ, \quad (17.22)$$

где E - модуль Юнга, J - момент инерции балки. Решение этого уравнения имеет синусоидальный, волновой характер, который, возможно даже в большей степени, чем интерференция акустических, капиллярных или гидродинамических волн, соответствует наблюдаемой картине гравитационных аномалий зон субдукции.

Обсуждение. Основным выводом следующий из нашей модели субдукции состоит в том, что движение материков и плит в этой области обязано «растеканию» литосферы. Крутопадающая в сторону материка область желоба, характеризуемая как астеносферная область пониженных сейсмических скоростей и как сосредоточение глубинных землетрясений и «корней» вулканов, представляет собой давно прекративший существование, «потухший» тихоокеанический спрединг. Напряжения, обязанные растеканию литосферы и влиянию изгибающего момента сил, связанного с образованием в зоне желоба наклоненной «балки», приводят к активизации сейсмичности и вулканизма. В этой области астеносферы, во всех зонах субдукции, фиксируется понижение величины силы тяжести. Наша модель, в принципе, находит объяснение многим особенностям, фиксируемым в зонах субдукции, без привлечения глобальной конвекции.

Второй, не менее важный вывод, следующий из нашей модели, заключается в том, что постулируемой в плитной тектонике глобальной конвекции в мантии, нет, и не может быть на Земле. Это совсем не означает, что конвекции нет, и не может быть вовсе. Конвекция в мантии существует, но это турбулентная, мелкомасштабная конвекция, которая не может служить двигателем материков и плит. Основанием для такого заключения служат несколько соображений. Например, одно из них состоит в том, что Земля негидростатична, так как иначе, Земля имела бы сжатие, равное $1/232$, а не $1/298$, как есть на самом деле. Последняя цифра говорит о том, что интегральная жесткость мантии, близкая к жесткости стали, не разрешает существование на Земле глобальной конвекции. В пользу этого вывода говорят ещё ряд фактов, таких как: отсутствие непрерывного слоя астеносферы, слишком малая величина гравитационных аномалий, особенности характера изменения скорости сейсмических волн в мантии и т.п.

Третий вывод, следующий из нашей модели очевиден: Если спрединг на Земле существует, а глобальной конвекции и субдукции нет, то Земля обязана расширяться. То, что сегодня расширение Земли инструментально не фиксируется, вовсе не говорит о его принципиальной невозможности в процессе эволюции Земли. Как мы отмечали, в настоящее время спрединга нет, нет расширения, наоборот, - инструментально фиксируется скорее сжатие Земли. Она стремится занять форму сфероида, что и является причиной «растекания» литосферы.

Модель субдукции базируется на принципе минимизации гравитационной энергии и его физическом воплощении - минимизации высоты геоида. Действительно, если сравнить высоту гор Земли с её радиусом H/R , то окажется, что эта величина порядка 10^{-3} . Сравнивая величины гравитационных аномалий с силой тяжести $\Delta g/g$, убеждаемся, что эта величина на порядок меньше (10^{-4}), в то время как отношение высоты геоида к радиусу Земли $\xi/R \approx 10^{-5}$. Следовательно, Земля, эволюционируя, стремится минимизировать не высоту рельефа, не величину гравитационных аномалий, а высоту геоида.

Таким образом, Земля стремится принять форму сфероида, а если не учитывать эффектов вращения, то шара. К аналогичной цели «стремится» капля жидкости вне сил гравитации. Эта аналогия позволила нам ввести новое понятие в физике Земли – поверхностное натяжение литосферы и оценить его величину. Какова физика этого явления? Очевидно, что здесь уже нельзя использовать аналогию с молекулярными силами, действующими в жидкой капле. В нашем случае должны быть силы, обеспечивающие «дальний порядок» этому явлению, только в этом случае в литосфере Земли могут проявляться эффекты, подобные поверхностному натяжению. В качестве таких сил могут быть силы гравитации и вращения. Именно они действуют на все компоненты литосферы, заставляя её проявлять коллективные свойства, подобные молекулярным.

Предлагая модель субдукции, мы, естественно, рассмотрели и спрединг, причем при анализе этого, казалось бы, хорошо известного явления, выяснилась интересная деталь, касающаяся эволюции Тихого океана. В отличие от линейного и симметричного

атлантического спрединга, в Тихом океане спрединг представлял собой по началу расширяющуюся со временем “трубу”, по стенкам которой происходил подъем вещества в течение юрского и мезозойского периодов. Эта “труба” была впоследствии разорвана и развернута в структуру, напоминающую спираль Архимеда (рис. 17-4). Примерно 60-80 млн. лет назад этот “цилиндрический” спрединг в Тихом океане прекратился и начался линейный и симметричный, аналогичный атлантическому. При разворачивании “цилиндрического” спрединга, как результат расширения океанического дна, образовались т.н. окраинные дуги и желоба. Эти остатки, следы древнего спрединга и называются зонами субдукции.

Как отмечалось, формирование Тихого океана начиналось с растяжения коры и мантии и образования разломов-рифтов, одним из которых был и Байкальский рифт. Эти события происходили, по-видимому, раньше, чем 200 млн. лет назад, когда начиналось формирование современных океанов. Толщина мантии (согласно нашей модели горячей Земли) в тот период была значительно меньше современной. Растяжение литосферы сопровождалось не только образованием Байкальского рифта но, возможно, и некоторым “течением” - перемещением его восточной части относительно западной. Такое течение должно было быть связано с нагревом определенной области мантии и возникновением астеносферы. Вполне возможно, что астеносферная зона, обнаруженная группой С.В. Крылова (1993) под Байкалом, это последствие явлений растяжения литосферы в верхней мантии, и её “отображение” в нижней. Надо заметить, что результат, полученный группой С.В. Крылова уникален. Насколько мне известно, таких подробных исследований рифтовых зон никто никогда не проводил. Полученный результат ещё раз убеждает в справедливости нашей модели геодинамических процессов на Земле.

Надо заметить, что значительно раньше Чудинов (1981), отрицая идею субдукции, как затягивание плиты в мантию, предложил в качестве альтернативы эдукцию, как механизм выноса материала на поверхность Земли (спрединг?) из мантии. Его идея согласуется с нашим выводом: Зоны субдукции, - это “следы” угасшего спрединга. Глубоководные желоба, - это наиболее глубокие “шрамы” на поверхности Земли. В настоящее время Земля “залечивает” эти “шрамы”. Современная геодинамика, сейсмичность и вулканизм, это средства процесса такого “залечивания”.

17. 3. Течение литосферы и образование гор.

«Волновую картину», возникшую в литосфере, и несколько напоминающую ситуацию в зоне субдукции описанную выше, можно выявить, если обратиться к схеме горных районов центральной Азии, таких как Тибет, Тянь Шань и Алтай (рис. 17-8-а). По мере того, как мы удаляемся от Индии к северо-востоку, грандиозность горных массивов убывает. Вслед за горными массивами следуют межгорные впадины. По мере приближения к северу Азии уменьшается модуль высоты геоида, причем в районе 42 ° N высота геоида начинает немного возрастать и затем понижается до нулевой отметки, которая приходится на северную границу Азиатской плиты (рис. 17-8-б). Рис. 17-8-а показывает, что характерные размеры «волновой картины» превышают размеры, следующие из похожей «картины» в зоне субдукции в несколько раз, высоты гор h и величины краевых углов θ так же выше и, более того, различны для различных горных районов.

Воспользовавшись формулой (17.10) можно оценить величину капиллярной постоянной a и, вслед за этим, величину «поверхностного натяжения» α (по формуле: $a = (2\alpha/g\rho)^{1/2}$). Рисунок 17-8-с показывает, что и величина α , и давление p , уменьшаются по мере уменьшения модуля высоты геоида. Это может означать, например, что вдоль оси x линейно меняется упругая сжимающая сила. На рис. 17-8-d показана (точками) некоторая аппроксимация ситуации, согласно которой действие упругой механической силы

вызывает возбуждение пространственных «колебаний» в диссипативной среде. Амплитуда этих «колебаний» связана с изменением рельефа (высоты гор) вдоль направления x действия силы. Реальная высота гор на Земле, как видно из сравнения рис. 17-8-а и 17-8-d, ниже, т.к. она определяется соотношением между силой тяжести и прочностью литосферы.

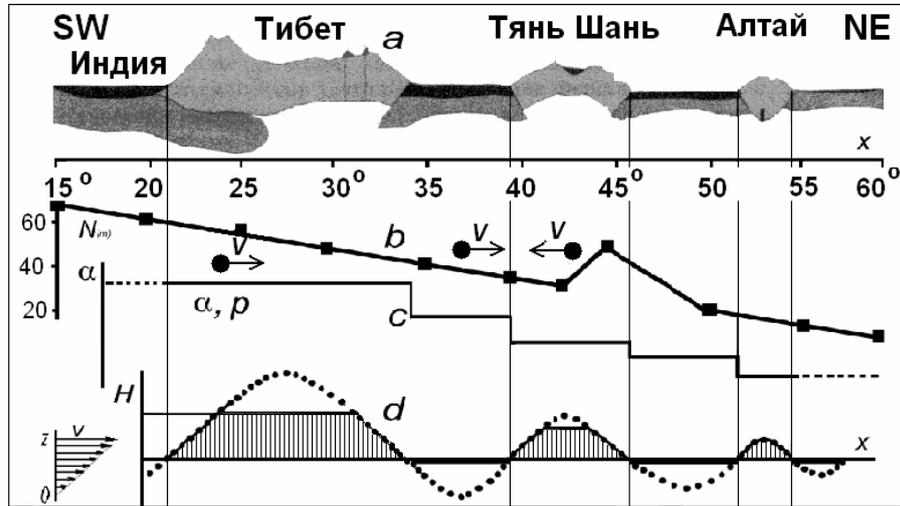


Рис. 17-8. Схема горных районов центральной Азии (рис. а) пересекаемых широтным профилем SW – NE (широта N – в градусах). Высоты геоида (в метрах) вдоль этого профиля (b) и направления скоростей дрейфа. Изменение (в отн. ед.) величины «поверхностного натяжения» литосферы α и величины сдвигового (лапласового) давления p вдоль профиля (c). Модельные представления (d).

Предположим, что кривая, отображенная на рис. 17-8-d точками является решением некоторого дифференциального уравнения, описывающего геодинамику, приводящую к течению материка и образованию гор, как периодических функций в x -пространстве. Аналогом рассматриваемой нами задачи может быть, например, механическая система (Стокер, 1952), в которой ползун находится на механическом ремне,двигающемся с постоянной скоростью v_0 . Ползун прикреплен к неподвижной точке при помощи упругой пружины, создающей упругую силу, изменяющуюся по линейному закону. Если скорость v_0 будет выбрана соответствующим образом, то ползун может совершать прерывистые колебания. Такое поведение ползуна связано с тем, что сила трения (в нашем случае, - вязкость литосферы) между ползуном и ремнем не будет величиной постоянной, а будет изменяться в зависимости от s (ds/dt - скорость скольжения ползуна относительно ремня). Скорость скольжения можно записать:

$$ds/dt = dp/dt - v_0. \quad (17.23)$$

Здесь p – амплитуда прерывистого движения ползуна. Уравнение движения ползуна будет иметь вид:

$$m(\partial^2 p / \partial t^2) + \phi(dp/dt - v_0) + kp = 0. \quad (17.24)$$

Следуя книге Дж. Стокера (Стокер, 1952), введем новую переменную x , заменив p при помощи соотношения:

$$x = p + 1/k (-v_0). \quad (17.25)$$

Это соотношение означает, что положение ползуна отсчитывается от точки, в которой он находится в равновесии при одновременном действии упругой силы и силы трения. В

нашем случае, положение точки равновесия определяет максимум функции, изображенной на рис. 17-8-d, и означает, что в первой (по оси x) точке равновесия будет возникать упругая сила, приводящая не к горизонтальному смещению слоя, а к его вертикальному перемещению, т.е. образованию гор.

Уравнение, типа уравнения Ван дер Поля (Стокер, 1952), которое может подойти для описания нашего случая, и соответствовать решению 17-8-d, можно записать в виде:

$$m \partial^2 x / \partial t^2 + F(dx/dt) + kx = 0, \quad (17.26)$$

где

$$F(dx/dt) = \varphi(dx/dt - v_0) - \varphi(-v_0) \quad (17.27)$$

отрицательна при $dx/dt = 0$. Это требование будет выполняться, если скорость v_0 такова, что величина трения (вязкости) будет уменьшаться при возрастании v_0 . При этом возникают вертикальные автоколебания сплошной среды, которые могут быть причиной образования гор и впадин.

17. 4. Высота гор.

Наличие гор на Земле, казалось бы, должно находиться в противоречии с Принципом минимизации гравитационной энергии. Выше мы отмечали, что отношение максимальной высоты гор к радиусу Земли H/R существенно больше, чем отношение высоты геоида к радиусу. Следовательно, на Земле происходит минимизация высоты геоида, а не высоты гор. Таким образом, для гор Принцип «открывает возможность» увеличивать свою высоту. Более того, как следует из наших обсуждений, действие Принципа приводит к их возникновению и росту.

Надо сказать, что высота горы – величина не случайная, она может быть оценена из соотношения: $\rho g H = \sigma$, где σ - предел текучести материала литосферы (в терминах самоорганизации – перколяционный порог). Примем эту величину равной примерно 3 кбар, тогда максимальная высота гор $H \approx 10$ км, что чуть больше, чем высота самых высоких гор на Земле (> 8 км). Как известно, на Марсе высота гор выше: $H \approx 25$ км, т.е. примерно в 3 раза больше чем на Земле, но ведь и сила тяжести на Марсе $g = 360 \text{ см/с}^2$ – примерно в три раза ниже земной. Более того, принято считать, что на Земле раньше высоких гор не было. Если принять, что в течение эволюции масса Земли не меняется, а радиус растет, то и сила тяжести – падает. Так что здесь противоречий нет.

Принято считать, что горы образуются в результате натекания поверхностного слоя литосферы на преграду (в плитной тектонике – из-за столкновения плит). Наиболее распространенный пример, это «течение» к северу Индостана и столкновение этого потока с Азиатским материком в районе Гималаев. Надо сказать, что образование горы идет не только вверх, но и вниз, что связано с известным явлением изостазии, которое приводит, в конечном счете, к образованию «корней» гор. Существование явления изостазии лишней раз указывает на то, что, рассматривая образование гор, можно пользоваться гидродинамической моделью.

Возможно, современная геодинамика в значительной мере определяется действием на земной поверхности Принципа минимизации гравитационного потенциала, который приводит к минимизации высоты геоида, не обращая при этом, «внимания» на высоту гор. Возможно так же, что течение литосферы, и связанные с этим явления вулканизм, землетрясения и образование гор, составляют сумму процессов, обязанных протеканию процессов самоорганизации. Возможно, по сути, что это одни и те же процессы, цель которых привести такую «систему» как Земля в состояние с меньшей энтропией. В случае самоорганизации, высота гор, так же как энергия землетрясения или мощность вулканического извержения - фракталы. Фрактальные среды проявляют свои свойства, выражающиеся в том, что сильных событий бывает мало, более слабых, - больше, ещё более слабых, - ещё больше, и т.д. Степень фрактальности процесса или явления

оценивается по величине Хаусдорфовой размерности D_H . Однако прежде чем оценивать D_H следует убедиться в том, что в логарифмическом масштабе наблюдается линейная зависимость между количеством событий $N(r)$ и амплитудой события r .

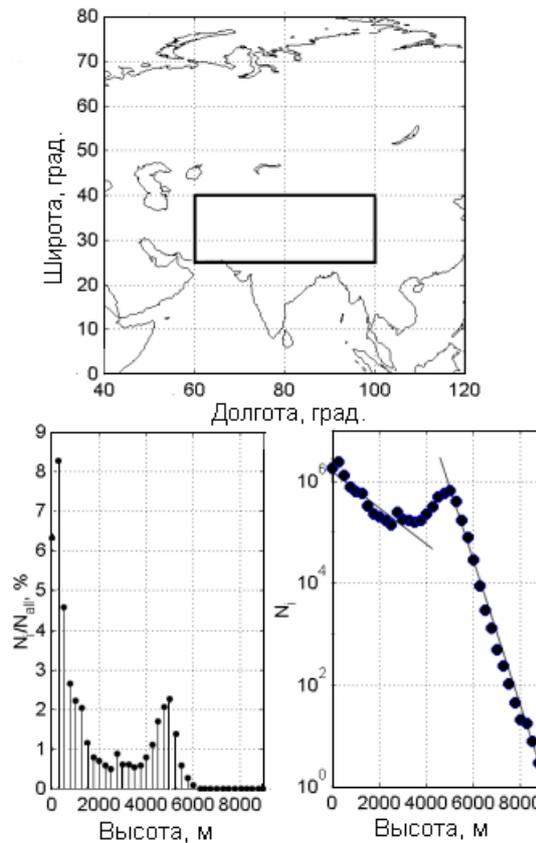


Рис. 17-9. Высота гор. Вверху – исследуемый регион. Слева внизу – гистограмма $N-H$. Справа внизу зависимость $\lg N - \lg H$ (N – число гор, H – их высота).

Интересно выяснить, является ли высота гор фракталом. Для анализа был выбран горный район, включающий Гималаи, ограниченный: по широте: $40^\circ - 25^\circ\text{N}$, и по долготе: $60^\circ - 100^\circ\text{E}$ (см. рис. 17-9). Использовалась глобальная цифровая база данных о топографии ГТОРО30 геологической службы США (<http://edcdaac.usgs.gov/gtopo30>) с пространственным разрешением 30 угловых секунд (около 1 км). Общее количество точек 8841600, максимальное значение высоты гор 8752 м. Ширина классового интервала по высоте при вычислении распределения 250 м. (рис. 17-9 внизу слева). На рис. 17-9 внизу справа приведено распределение средних значений высот в ячейках 1×1 км. Можно выделить две наклонных прямых, одна из них характерна для невысоких гор, другая – для более высоких гор. Очевидно, что в исследуемый регион либо «попали» два различных горных района, либо это один район, но он «пережил» два различных этапа горообразования. Величина Хаусдорфовой размерности для исследуемого горного региона равна: для невысоких гор (пологая часть графика) $D_H \approx -0.27$, для высоких гор (крутая часть графика) $D_H \approx -0.9$.

Не будем делать ни предположений, ни выводов относительно особенностей образования гор в выбранном регионе. Приведенный пример носит только методический характер. Возможно, оценка D_H может оказаться полезной для выяснения физики процессов образования гор и их классификации. Важный вывод, который можно сделать, анализируя рис. 17-9, состоит в том, что высота гор, это фрактал, а это означает: наличие

гор, их количество и высота не случайны, а собственно образование гор является следствием протекания процессов самоорганизации, происходящих на поверхности Земли. Как отмечалось выше, образование гор является так же следствием действия Принципа.

Обратим внимание на то, что высота гор оценивалась из соотношения: $\rho g H \sim \sigma$, (I) где σ - предел текучести материала литосферы. Формулу для высоты гор можно получить из соотношения: $\rho g H^2 \sim \alpha$ (II), (т.к. $H = a(1 - \sin\theta)^{1/2}$ и $a^2 = \alpha/\rho g$, α -поверхностное натяжение). Сравнивая I и II, получаем: $H = \sigma a^2/\alpha$. высота гор пропорциональна пределу текучести и квадрату капиллярной постоянной и обратно пропорциональна величине поверхностного натяжения (лапласовой силе). Последнее, казалось бы, противоречит (II), однако это не так, потому, что после подстановки значения a , получаем: $H = \alpha (1 - \sin\theta)/\sigma$. Отсюда следует реологический вывод: поверхностное натяжение и сдвиговое лапласово напряжение тем выше, чем выше предел текучести. Оценив выше: $\alpha = 10^{19}$ дин/см; $\sigma = 10^9$ дин/см²; $a = 10^8$ см и $H = 10^6$ см, можно получить величину: $(1 - \sin\theta) = 10^{-4}$, или $\theta \rightarrow 90^\circ$, что соответствует: $a \gg H$.

17. 5. Модель плюма.

Идея плюма, как элемента геодинамики, - возникла сравнительно недавно. Это было вызвано, с одной стороны, несостоятельностью тектоники плит, т.к. она не находила объяснения внутриплитному вулканизму и магматизму и, с другой, - успехами сейсмологии, в частности, сейсмической томографии (Nolet et al. 2006). Разработка и использование метода сейсмотомографии позволило выявить в мантии, в районах т.н. «горячих точек», - мантийные струи, названные плюмами. Хотя, надо заметить, что к этим данным двойное отношение: некоторые видят в них доказательство реальности плюмов, другие усматривают в них лишь сейсмические шумы (Kerr , 2006).

Как было выяснено ((Fuller, Weeks, 1992; Larson, 1991; Larson, Olson. 1991; Ni, et al., 2002; Foulger, 2003; Shu-Chuan Lin, van-Keken, 2006), плюмы – мантийные струи пронизывают мантию от границы ядра до поверхности Земли. При выходе на поверхность они изливаются базальтами малой вязкости – траппами. Плюмы по внешнему виду (Ni, et al., 2002; Shu-Chuan Lin, van-Keken, 2006) напоминают поднимающийся в атмосфере тороидальный вихрь (Лаврентьев, Шабат, 1973) (рис. 17-10). В книге (Лаврентьев, Шабат, 1973) показано, что только тороидальный вихрь обладает гидродинамической устойчивостью и способен «всплыть» в атмосфере на большую высоту, сохраняя свою первоначальную форму, в то время как, обычный газовый, сферический «пузырь» очень быстро теряет форму и расплывается. В дальнейшем, развивая модель плюма, будем использовать свойство гидродинамической устойчивости тороидального всплывающего вихря, Будем полагать, что в нашей модели, понятия плюм и вихрь обозначают одно и то же явление. На рис. 17-10 (слева) стрелками показаны направления перемещения струй горячего газа в вихре (Лаврентьев, Шабат, 1973). Отсюда следует, что горячая струя вихря поднимается в его центре, затем, взаимодействуя с окружающей средой, приводит к её испарению, закручивается, охлаждается, частично конденсируется, опускается вниз и сливается с горячей струей. Процессы испарения и конденсации вещества среды играют важную роль в физике плюма.

Вихрь, изображенный на рис. 17-10 слева, обычно получается в опыте Вуда, который состоит в том, что вихрь возникает при ударе по гибкой стенке ящика, заполненного дымом, и при выбросе дыма через отверстие в противоположной стенке ящика. Заметим, что, по моделям, не все плюмы похожи на вихрь Вуда, так, например, в работе (Ni, et al., 2002) плюм является практически копией вихря изображенного на рис. 17-10. Однако плюм отличается от нашего вихря тем, что не обладает такой широкой

«юбкой», как это показано на рисунке, он соединяется с «питающей средой» посредством тонкого, вероятно, вращающегося канала («хобота»). В этом случае похожей на плюм структурой обладают образующиеся в атмосфере и океане Земли такие вихри, как, например, торнадо. По-видимому, именно торнадо можно считать наиболее близким физическим аналогом плюма. Здесь следует заметить, что до сих пор высказываются различные взгляды на природу торнадо, довольно часто наблюдаемого явления. Принято считать, что наличие тепловой энергии вихря приводит к возникновению его вращения при взаимодействии с более холодной средой «внедрения» вихря. Источником энергии атмосферных вихрей различных пространственных масштабов является скрытая теплота, выделяющаяся в результате конденсации атмосферной влаги (Писниченко, 1993; Юсупалиев и др. 2000).

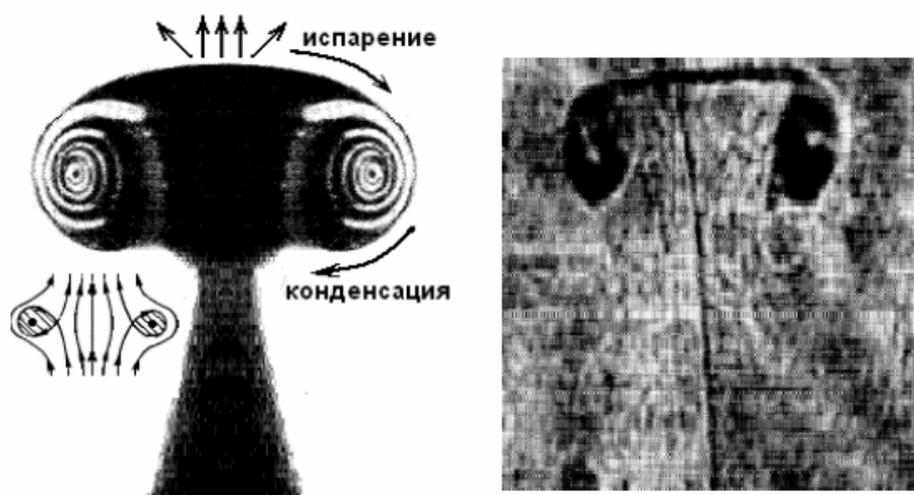


Рис. 17-10. Тороидальный вихрь (Лаврентьев, Шабат, 1973) - слева. Результат эксперимента по образованию двухфазной вихревой структуры при воздействии струи воздуха на расплав парафина в узком канале (Ковалев и др. 2007) - справа.

То, что высказанные идеи имеют реальное основание, можно проиллюстрировать результатом лабораторного моделирования, полученного авторами (Ковалев и др. 2007) (рис. 17-10 справа) при исследовании механизма образования двухфазной вихревой структуры, типа вихрей Тейлора-Гертлера, возникающей при воздействии струи горячего воздуха на расплав парафина в узком канале. Вихревая «гантелька», видимая на рис. 17-10 (справа), - является зоной, где закручивается расплав парафина. Температура парафина соответствует тройной точке (54°C).

Важный вопрос физики плюма состоит в том, какова его энергия и откуда она может черпаться? Оценим минимальную тепловую энергию, необходимую для того, чтобы плюм смог проникнуть сквозь толщину мантии проплавляя её. Положим, что минимальное сечение плюма не должно быть меньше, чем $10 \times 10 \text{ км}^2$, толщина мантии 3000 км, скрытая теплота плавления $U = 1 \text{ кДж/г}$, плотность вещества мантии $\rho = 4 \text{ г/см}^3$. Тепловая энергия $Q_0 = \rho V U$, где V - объём вещества мантии, участвующего в прохождении плюма, $\approx 3 \cdot 10^{20} \text{ см}^3$, а $Q_0 \approx 10^{24} \text{ Дж}$, что примерно соответствует тепловому потоку Земли ($\approx 10^{21} \text{ Дж/год}$) за тысячу лет. Откуда может взяться энергия такой величины, необходимая для прохождения всего лишь одного плюма, - современная модель холодной Земли ответа не дает.

Образование плюма. По модели горячей Земли, тепло, которое производится на границе внутреннего ядра, переносится к мантии путем конвекции во внешнем ядре. Если конвекция перенести всё тепло не успеваает, внутреннее ядро перегревается, и на границе F-слоя начинают интенсивно образовываться пузыри – ядро «вскипает». Пузыри «всплывают» в жидком E-ядре со скоростью:

$$V = gR^2 / \nu_{ж} (1 - \rho_{г} / \rho_{ж}),$$

где g – ускорение силы тяжести; R – характерный размер пузыря; $\nu_{ж}$ – кинематическая вязкость жидкости; $\rho_{ж}$, $\rho_{г}$ – соответственно плотность жидкости и газа. Так как $\rho_{ж}$ и $\rho_{г}$ близки по величине и разность между ними может составлять единицы процента, то выражение в скобках может быть очень малым (примем его равным 10^{-3}). Вязкость вещества внешнего ядра Земли (η), по разным оценкам, составляет $10^5 - 10^9$ Па·с, кинематическая вязкость $\nu_{ж}$ не должна быть больше 10^5 м²/с, размер плюма ~ 10 - 100 км. Эти величины определяют широкий диапазон возможных скоростей подъема газового пузыря - прообраза плюма во внешнем ядре, ограниченных сверху величиной скорости звука (≈ 10 км/с). В любом случае, это очень большие скорости, значительно превышающие общепринятые величины геологических скоростей (~ см/год). Время подъема плюма во внешнем ядре, по геологическим масштабам, ничтожно и его можно не учитывать, полагая, что плюм, образовавшись на границе внутреннего ядра, моментально переносит тепловой импульс на границу с мантией. Собственно плюмом он становится именно на границе мантии.

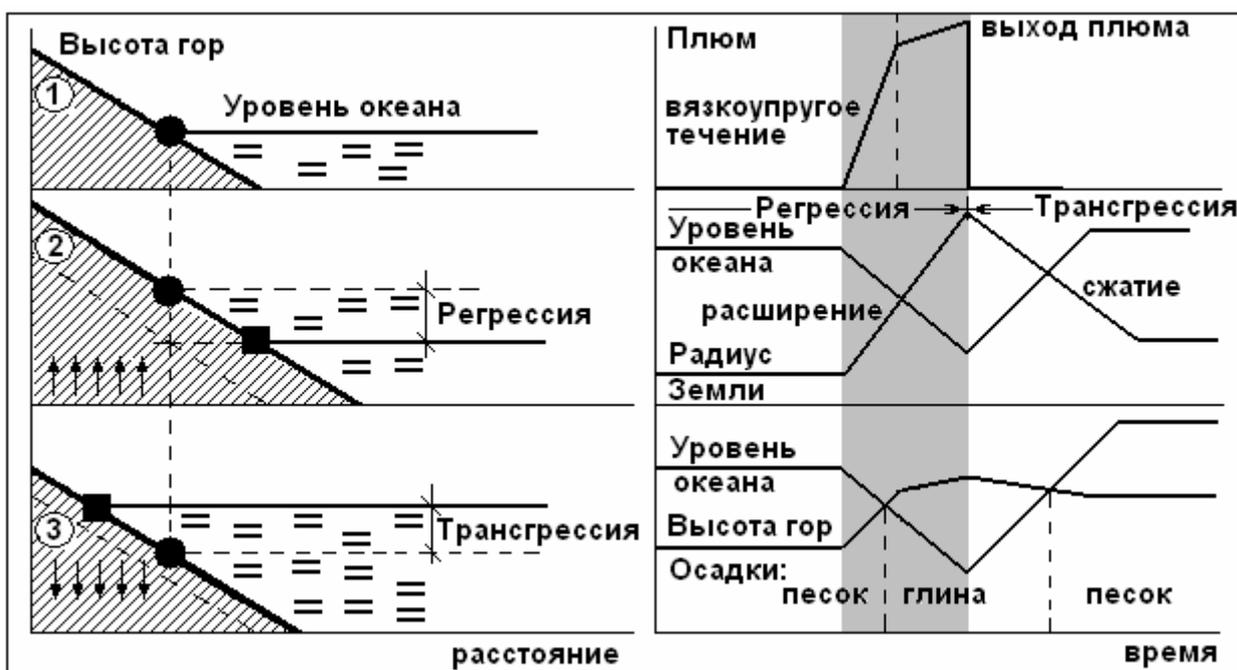


Рис. 17-11. Выход плюма на поверхность Земли и связанные с этим трансгрессии и регрессии.

Таким образом, на границе с упругой мантией формируется газовый «пузырь», который может образоваться в результате слияния более мелких пузырей. Его появление сопровождается импульсом давления, которое, во-первых, является причиной вязкоупругого растяжения мантии и, во-вторых, стимулирует образование волны испарения (Беннет, 1974; Кузнецов, 1985), которая распространяется по мантии от её границы в область меньших плотностей, т.е. к дневной поверхности. Вязкоупругое растяжение вещества мантии, как результат действия вызванного плюмом избытком давления, приводит к изменению формы рельефа и высоты геоида, которая в зоне влияния плюма возрастает. Это является причиной изменения уровня океана, поднятия части суши, изменения седиментационного режима океана и т.п. В зоне влияния плюма может

происходить понижение уровня океана – регрессия, которая, в дальнейшем, перейдет в трансгрессию, т.е. повышение уровня океана (рис. 17-11).

Вязкоупругое растяжение мантии возникает лишь в том случае, если давление, вызываемое появлением плюма, больше некоторого критического. Для твердых тел величина критического давления составляет не менее 10 кбар. Оценка величины газокINETического давления водорода в плюме: $p = nkT = \rho kT/m \approx 1$ Мбар показывает, что вязко-упругое течение мантии вполне возможно. Причем, особенность этого течения состоит в том, что чем медленнее нарастает давление в плюме, тем больше эффект, т.е. большие локальные изменения величины подъема поверхности Земли. Одновременно с вязко-упругим течением начинается подъем тепла и вещества плюма от границы с ядром до поверхности Земли. Локальное выделение тепла плюма на границе мантии, при условии соблюдения адиабатичности, вызовет образование волны испарения. Можно оценить скорость волны испарения V_J , для чего принимаем: $c_p = 1000$ Дж/кг·Т, $T \approx 10\,000$ К, теплоту испарения $U = 10$ кДж/г. Тогда $E = c_p T = 10$ кДж/г, что равно величине теплоте испарения U ($E/U = 1$). При этом условии $V_J \approx 0.1 c_o$. Как следует из (Беннет, 1974; Кузнецов, 1985), понижение перегрева в два раза ($E/U = 0.5$) сводит величину V_J практически до нуля. Это означает, что процесс образования плюма, в нашей модели, - процесс пороговый, т.е. плюмов малой энергии (малого объема) возникнуть не может. Вполне возможно, что мы приняли несколько заниженную величину c_p , тогда удельная энергия E будет больше, что понижает энергетический порог начала подъема плюма. Т.к. скорость $V_J = c_o \exp(-E/kT)$, волна испарения возникает при выполнении условия: $E/U \geq 0$. Скорость V_J при этом может составлять $0.01 c_o$. По-видимому, это верхняя граница скорости подъема плюма ($V_J \approx 100$ м/с). Нижнюю границу скорости подъема плюма оценим по величине температуропроводности: $\zeta = 10^{-2}$ см²/с и учитывая то, что толщина мантии $l \approx (\zeta t)^{1/2}$, t – время процесса $t = l^2/\zeta$, средняя скорость подъема плюма $V = l/t \approx (\zeta/l)^{1/2} \approx 10^{-3}$ см/год. Полученная оценка скорости значительно ниже скорости подъема плюма на Гавайских островах: $V \approx 50$ см/год. Надо сказать, что оценить величину скорости подъема плюма V более точно, модель не позволяет. Дело в том, что в нашей модели скорость подъема плюма будет определяться скоростью прохождения фазовых переходов. В физике известно, что такая скорость конечна, но подходов к её оценке, особенно в рассмотренном нами случае, - не разработано.

Волна испарения быстро затухает и не может обеспечить распространение тепла и, соответственно, материала газового пузыря (плюма) на большие расстояния. Высота, на которую может всплыть сферический пузырь, также имеет ограничения из-за потери устойчивости движения и расплывания пузыря, в то время как мы отмечали, тороидальный вихрь устойчив и теоретического ограничения на высоту всплывания не имеет. По модели горячей Земли вещество внутреннего ядра представляет собой, в основном, перегретый и сжатый высоким давлением водород, а так же другие компоненты солнечного вещества, такие как, кремний, кислород, железо и пр. Нагретые до высокой температуры водород, другие газы и химические элементы в виде пара взаимодействует с веществом мантии, что приводит к его плавлению и испарению. Вещество вихря при этом охлаждается. Охлажденное вещество вихря может конденсироваться и кристаллизоваться в нижней его части, что приводит к выделению скрытой теплоты фазовых переходов и повторному нагреву вещества вихря (рис. 17-10). В конечном счете, эффекты испарения - конденсации приводят к изменению начального химического состава вещества плюма, приближения его к составу вещества мантии. При этом в принципе, так же возможен и вынос некоторой части исходного вещества плюма от ядра на поверхность Земли.

Оценим верхнее значение величины тепловой энергии плюма Q , положив, что он представляет собой сферу радиусом $R = 100$ км, объемом $V \approx 4 \cdot 10^{21}$ см³, с плотностью вещества (преимущественно водорода) $\rho = 5 - 10$ г/см³, массой $m \approx 2 \cdot 10^{22}$ г, перегретой до

температуры $\Delta T \approx 2000-4000$ К. Учитывая, что теплоёмкость водорода $c_p \approx 15$ кДж/кг·К, величина $Q \approx 10^{24}$ кДж. Для сравнения, полная тепловая энергия вещества G-ядра равна $6 \cdot 10^{27}$ кДж, а оцененная нами выше минимальная энергия, необходимая плюму: $Q_0 \approx 10^{24}$ Дж. Энергии $Q \approx 10^{24}$ кДж вполне достаточно для того, чтобы, например, испарить массу мантии $M = Q/U = 10^{23}$ г и объемом $V = 2 \cdot 10^{22}$ см³, что определяет, при толщине мантии $3 \cdot 10^8$ см, площадь «среза» мантийной струи $S = 10^{14}$ см². Здесь U – теплота фазового перехода испарения $U \approx 10 - 15$ кДж/г. Оценка оказывает, что тепловая энергия такого «пузыря» достаточна для того, чтобы он мог реально «пройти» сквозь толщу мантии.

По всей видимости, не все пузыри, достигающие мантии, будут слипаться в один большой – прообраз плюма. Некоторые из них могут схлопываться, излучая при этом, в результате гидравлического удара, - акустическую, сейсмическую волну (Лаврентьев, Шабат, 1973). Так, например, газовый пузырь радиусом 10 км способен, при схлопывании, излучить энергию $E \approx \rho V c^2$, где ρ - плотность вещества пузыря, V - его объем, c – местная скорость звука. Без учета эффектов, связанных с поверхностным натяжением пузыря, его акустическая энергия может достигать 10^{17} Дж, что соответствует энергии достаточно сильного землетрясения, обычно регистрируемого сейсмическими станциями. Например, известное Нортриджское землетрясение, произошедшее 17 января 1994 г в США, Калифорния, имело магнитуду 6.7 баллов, что соответствует энергии $\sim 10^{17}$ Дж. Характерное время излучения схлопывающегося пузыря, оцененное по формулам (Лаврентьев, Шабат, 1973), составляет несколько секунд, что так же совпадает по времени основного удара сильного землетрясения.

Выход плюма на поверхность Земли. Начальная плотность вещества плюма выше плотности земной коры, поэтому выход плюма на поверхность сопровождается разуплотнению вещества Земли, при этом радиус Земли возрастает на $\Delta R \approx m/\rho S \approx 2 \cdot 10^{22}/5 \cdot 5 \cdot 10^{18} \approx 10$ м. Это явление приводит к увеличению высоты геоида. Здесь m – масса плюма, ρ – плотность мантии, S – площадь поверхности Земли. Если учесть, что плюм при выходе занимает далеко не всю поверхность Земли, а ограничивается, например, размером не более 1000-1000 км², то $S = 10^{16}$ см², а $\Delta R \approx 4$ км. Впоследствии, превышение высоты геоида будет уменьшаться, например, за счет реализации принципа минимизации гравитационного потенциала Земли стремясь к нулю. Реализация этого Принципа приводит к возникновению поверхностных сил Лапласа, которые являются причиной течения поверхностного слоя литосферы (Кузнецов, 2008). При этом происходит и общее увеличение радиуса Земли. Отметим, что основной этап расширения Земли, по данным, полученным по скорости образования океанов, происходил в течение последних 80 млн. лет, в период частых инверсий геомагнитного поля (рис.5) и раскрытия срединно-океанических хребтов (СОХ).

Представим себе, что плюм «вышел» на материковую поверхность Земли в районе береговой линии (рис. 17-11-1). В момент выхода плюма растягивающие силы направлены вверх (рис. 17-11-2). Уровень океана (точка) при этом понижается (квадрат), - это явление получило название регрессия. Следующим этапом по окончанию цикла расширения, связанного с плюмом, происходит цикл сжатия Земли гравитационными силами (рис. 17-11-3). При этом уровень океана возрастает и становится выше изначального, - это трансгрессия.

В правой части рис. 17-11 схематично показано изменение параметров Земли в течение времени прохождения плюма (затемненная полоса). Действие плюма начинается, как следует из рисунка, с вязкоупругого течения вещества мантии. Характерное время вязкоупругой релаксации вещества мантии на воздействие плюма: $t = \mu/G$, где μ – «вязкость» среды, а G – модуль упругости, по разным оценкам, может составлять от нескольких тысяч до 1 млн. лет.

Как известно, напряжения и деформации при вязкоупругом течении материала зависят от истории протекания процесса нагружения (деформации) во времени и характеризуются поглощением энергии в цикле деформации с постепенным её исчезновением при снятии нагрузки. При быстром возрастании давления на границе мантии, её удлинение меньше, - чем при более медленном возрастании. И, наоборот, одно и то же удлинение может возникнуть при разных значениях силы. Естественно, всё это вносит свои коррективы в величину t .

Итак, временные этапы последовательного развития плюма включают (рис. 17-11):

1. «Вскипание» внешнего ядра и транспортировка «пузыря» к поверхности мантии.
2. Рост давления на границе мантии (в принципе, до мегабарных величин).
3. По достижении критического давления (порядка 10 кбар) начинается вязкоупругое течение мантии. Происходит локальный подъем части литосферы – Земля расширяется. При этом уровень моря понижается, наблюдается регрессия (см. рис. 17-11).
4. Плюм «всплывает» аналогично тороидальному вихрю, перенося к поверхности Земли из ядра тепло, водород, базальт и воду.
5. После подъема плюма, Земля релаксирует: начинается цикл гравитационного сжатия, выравнивается высота геоида, происходит «растекание» литосферы в области ранее поднявшегося региона, уровень океана локально повышается – наступает трансгрессия.
6. Изменение соотношения высоты гор и уровня океана изменяет характер разрушения гор, что ведет к изменению режима седиментации и изменению характера осадков: например, смена песка на глину и т.п. Этот момент может оказаться принципиальным при разработке модели, основанной на использовании идеи важной роли плюма в образовании месторождений углеводородов. Другой принципиальный момент этой проблемы состоит, в контексте нашей модели, в том, что выход вещества плюма состоит в мощнейшей «прокачке» литосферы потоком горячего водорода. Наличие водорода, как будет показано ниже, приводит к приобретению веществом Земли ряда принципиально новых качеств.

Суперхроны и суперплюмы. Принято считать, что современные океаны сформировались на Земле лишь в течение “последних” 160 млн. лет. Начиная именно с этого времени, на дне океанов фиксируется череда инверсий геомагнитного поля, получивших название мезозойских. Этому периоду предшествовал период спокойного магнитного поля, когда инверсий не происходило, получивший название юрский суперхрон. В течение периода, продолжавшегося с 120 млн. назад до 80 млн. лет, на Земле так же не было инверсий, - это время так называемого мелового суперхрона (рис. 17-12). В периоды суперхронов Земля изменяла характер эволюции и вместо спрединга океанической коры, наращиваемой посредством “работы” СОХ, она увеличивала объем мантии путем генерации плюмов (Fuller, Weeks, 1992; Larson, 1991; Larson, Olson. 1991). Авторы этих и большого количества подобных публикаций, сопоставляют период спокойного магнитного поля с периодом интенсификации образования плюмов.

В работах (Fuller, Weeks, 1992; Larson, 1991; Larson, Olson. 1991) показано, что характер эволюции Земли в периоды суперхронов - суперплюмов резко отличался как от периодов предыдущих, так и последующих. В частности считается, что именно в эти периоды на Земле были образованы основные запасы нефти и других углеводородных полезных ископаемых. Эту ситуацию комментирует Печерский (2003). Он задает вопрос, «почему именно во время наиболее стабильного спокойного состояния геомагнитного поля, а не во время всплесков высокой активности в ядре, приводящей к частым сменам полярности геомагнитного поля, происходят столь бурные процессы на поверхности Земли». Общепринятая модель Земли не дает ответа на этот вопрос.

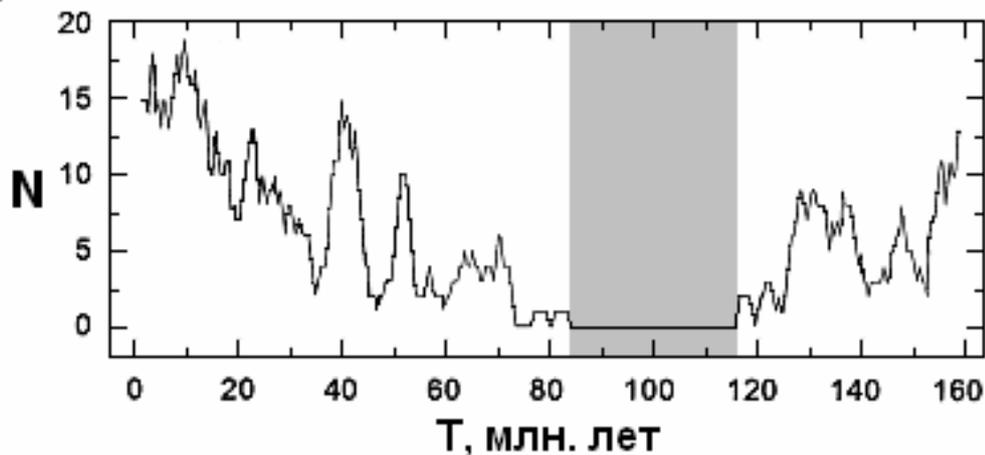


Рис. 17-12. Распределение количества инверсий N произошедших в течение трех млн. лет, за $T = 160$ млн. лет эволюции геомагнитного поля (Харланд и др. 1985).

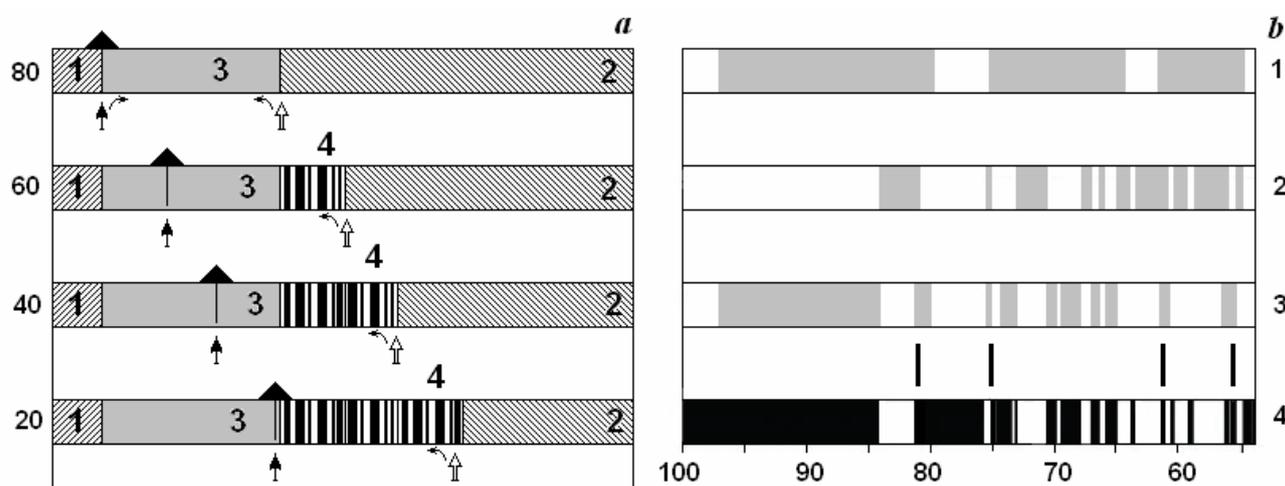


Рис. 17-13. Плюмы и суперплюмы. Перемещение «горячей точки» - *a*. 1 – Азия, 2 – Америка, 3 – меловой суперплюм, 4 – зона инверсий. Цифры слева – время в млн. лет, черная стрелка и треугольник – «горячая точка», белая стрелка – СОХ. Модель «дробления» суперплюма - *b*: 1 – суперплюмы, 2 – периоды «работы» СОХ, 3 – плюмы и суперплюм, 4 – шкала инверсий.

Рассмотрим эту проблему в контексте модели горячей Земли, для чего обратимся к широко обсуждаемой проблеме т.н. гавайских «горячих точек» и их перемещению по поверхности океана во времени (Tarduno et al., 2003). Рост океанов в процессе эволюции Земли связывается с последовательным прохождением 4-х этапов: 1) Юрский суперхрон-суперплюм, 2) период Мезозойских инверсий, 3) Меловой суперплюм-суперхрон и, наконец, 4) начавшийся 80 млн. лет тому назад, период современных инверсий геомагнитного поля. В Тихом океане встречаются регионы, в которых можно выделить все четыре этапа, но это не везде. В районе траверса: Камчатка – Гавайи (1 и 2 на рис. 17-13-а) можно выделить два из них. Это образовавшийся в период 120-80 млн. лет назад Меловой суперплюм – зона спокойного геомагнитного поля (3 - на рис. 17-13). Источник этого суперплюма отмечен черной стрелкой и треугольником. Здесь же показано направление спрединга суперплюма. Граница между 3 и 2 имеет возраст 120 млн. лет. Здесь примерно 80 млн. лет тому назад начался спрединг (белая стрелка и направление спрединга), сопровождавшийся возникновением срединно-океанического хребта (СОХ).

Зона спрединга СОХ отмечена полосовыми магнитными аномалиями прямой и обратной полярности геомагнитного поля. Каждой из стрелок соответствует область пространства на границе внешнего ядра, где, собственно, и зарождается и тот и другой спрединг. Угловые расстояния между стрелками в процессе эволюции Земли - остаются неизменными. Поэтому, по мере наращивания океанической коры региона современных инверсий, черная стрелка перемещается по области «постоянного поля», т.е. по области Мелового суперхрона, генерируя при этом Гавайскую вулканическую гряду.

Таким образом, наша модель находит непротиворечивое объяснение, почему и как происходит дрейф «горячей точки» по океаническому дну «зоны спокойного поля». Остается выяснить причину, почему магматизм горячей точки в этой области пространства имеет прерывистый характер. Обратимся к рис. 17-13-b, здесь на первой полосе (1) показаны временные интервалы спрединга трех суперплюмов. На второй полосе (2) показаны временные области спрединга, соответствующие работе СОХ. Полоса 2 является обратным отражением полосы 4, где показана шкала инверсий геомагнитного поля, на которой черные полосы обозначают современную полярность поля, а белые = противоположную полярность. Согласно модели горячей Земли, во время современной полярности поля на Земле происходит цикл её сжатия, в период обратного поля – расширения. Именно в эти периоды происходит интенсивный спрединг в зонах СОХ, отраженный на полосе 2. Предположим, что спрединг горячей точки менее интенсивен, чем спрединг СОХ. При выполнении этого, вполне очевидного условия, третья полоса показывает спрединг горячей точки. Таким образом, происходит «дробление» второго и третьего суперплюмов (1) на более короткие периоды активизации. Черные полосы между полосами 3 и 4 показывают время измерений параметров гавайских горячих точек по данным, опубликованным в (Tarduno et al., 2003).

Изложенный в этой главе материал показывает, что задачи геодинамики могут быть достаточно просто и достоверно объяснены в рамках модели горячей Земли.

Литература

- Алексеев А.С., Ваньян Л.Л., Бердичевский М.Н. и др. Схема астеносферных зон Советского Союза. ДАН СССР. Т. 234. № 4. 1977. С. 790-793.
- Беннет Ф. Волна испарения. В кн. Физика высоких плотностей энергии. М.: Мир. 1974. С. 241-257.
- Карта осей палеомагнитных аномалий мирового океана. Составители: Карасик А.М. и Сочеванова Н.А. ЛО ИЗМИРАН. Л.: 1981
- Ковалев О.Б., Оришич А.М., Петров А.П., Фомин В.М., Юдин П.В. Образование двухфазной вихревой структуры при воздействии струи воздуха на расплав парафина в узком канале // ДАН, 2007. Т. 414. № 6. С. 756-760.
- Крылов С.В., Мишенькин Б.П., Мишенькина З.Р. и др. Детальные сейсмические исследования литосферы на Р- и S-волнах. Новосибирск: Наука. 1993. 198 с.
- Кузнецов В.В. Эффекты фазовых переходов при воздействии на вещество энергии высокой плотности. Новосибирск: ИГиГ. 1985. 71 с.
- Кузнецов В.В. Физика Земли и Солнечной системы. Новосибирск: ИГиГ. 1990.
- Кузнецов В.В. Анизотропия свойств внутреннего ядра Земли. УФН. 1997. Т.167. № 9. С. 1001-1012.
- Кузнецов В.В. Связь фрактальных свойств и масштабной инвариантности инверсий магнитного поля с изменением режима конвекции в ядре Земли. Геомагнетизм и Аэрономия. 1998. Т. 38. С. 166-172.
- Кузнецов В.В. Земля как термодинамическая система // Геология и геофизика. 1998. Т. 39. № 7. С.987-1007.

Кузнецов В.В. Введение в физику горячей Земли. Петропавловск-Камчатский: КГУ. 2008. 368 с.

Кэри У. В поисках закономерностей развития Земли и Вселенной. М.: Мир. 1991. 447 с.

Лаврентьев М.А., Шабат Б.В. Проблемы гидродинамики и их математические модели. М.: Наука. 1973. 417с.

Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука. 1986. 733 с.

Магницкий В.А. Внутреннее строение и физика Земли. М.: Недра. 1965. 379 с

Маслов Л.А. Изучение динамики крупномасштабных движений литосферы по значениям высот геоида. В кн. Изучение Земли как планеты методами геофизики, геодезии и астрономии. Киев: Наукова думка. 1988. С. 193-197.

Педлоски Дж. Геофизическая гидродинамика. М.: Мир. 1984. 811 с

Печерский Д.М. Инверсии геомагнитного поля, плюмы и изменения органического мира в фанерозое: удивительные совпадения // Физика Земли. 2003. № 1. С. 53-56. Т. 331. N.3. С. 302-305

Писниченко И.А. Роль фазовых переходов влаги в процессе образования смерчей // Известия АН. ФАО. 1993. Т. 29. № 6. С. 793-798.

Стокер Дж. Нелинейные колебания в механических и электрических системах. М.: ИЛ. 1952. 264 с.

Френкель Я. И. Кинетическая теория жидкости. Л.: Наука. 1975. 345 с.

Харланд У.Б., Кокс А.В., Ллевеллин П.Г., Пиктон К.А.Г., Смит А.Г., Уолтерс Р. Шкала геологического времени. М.: Мир. 1985. 188 с

Чудинов Ю.В. Расширение Земли и тектонические явления: о направлении движений в окраинно-океанических зонах. Геотектоника. № 1. 1981. С. 19-37.

Шен Э.Л. Расширение Земли в связи с формированием её глобальной структуры. В кн. Проблемы расширения и пульсаций Земли. М.: Наука. 1984. С.180-185.

Шен Э.Л. Типы внутренней структуры Земли и возможные схемы эволюции Земли и планет. Изв. АН СССР. Физика Земли. 1991. № 2. С. 18-25.

Юсупалиев У., Маслов А.К., Шутеев С.А. Тепловыделение как механизм самоподдержания закрученного потока в газе // Прикладная физика. 2000. №. 1. С. 5-10.

Adjaout A., Sarrailh M. A new gravity map, a new marine geoid around Japan and the detection of the Kuroshio current. J. Geodesy. 1997. V. 71. P. 725-735.

Carey S.W. The expanding Earth. Amsterdam. Elsevier. 1976. 486 p.

Harabaglia P., Doglioni C. Topography and gravity across subduction zones. Geoph. Res. Lett. 1998. V. 25. № 5. P. 703-706.

Foulger G. Mantle plumes: heat-flow near Iceland; In response...; D. Anderson. Look again; N. Sleep. Mantle plumes? // Astronomy & Geophysics. February 2003. V. 44. P. 1.9 – 1.13

Fuller M., Weeks R. Superplumes and superchrons. Nature. 1992. V. 356. P. 16.

Imakire T. Crustal deformation observed by GEONET, 2000. Geography and Crustal Dynamics Research Center. <http://mekira.gsi.go.jp/ENGLISH/index.html>

Karato S-i The role of hydrogen in the electrical conductivity of the upper mantle. Nature. 1990. V. 347. P. 272-273.

Kato T., Kotake Y., Nakao S. et al., Initial results from WING, the continuous GPS network in western Pacific area. Geoph. Res. Lett. 1998. V. 25. NO. 3. P. 369-372.

Kerr R.A. Rising plumes in Earth's mantle: phantom or real? // Science 2006. V. 313. P. 1726.

Kuznetsov V.V. Characteristic features of continental drift. Modern Geology. 1990. V. 14. P. 239-243.

Larson R.L. Geological consequences of superplumes. Geology. 1991. V. 19. P. 963-966.

Larson R.L., Olson P. Mantle plumes control magnetic reversal frequency // Earth Planet. Sci. Lett. 1991. V. 107. № 3/4. P. 437.

Lewis Ch., Smith A.D. The geoid, plate configuration and Antarctica. Геофизический журнал. 1998. Т. 20. № 4. С. 3-8.

Ni S., Tan E., Gurnis M., Helmberger D. Sharp sides to the African superplume. Science. 2002. V. 296. P. 1850-1852.

Nolet G., Karato S.-I., Montelli R. Plume fluxes from seismic tomography // Earth Planet. Sci. Lett. 2006. V. 248. P. 685-699.

Plate-tectonic map of the Circum-Pacific region. Pacific basin sheet. 1985. Chairman M.T.Halbouty. Tulsa. Oklahoma. USA.

Shu-Chuan Lin, P.E. van-Keken. Dynamics of thermochemical plumes: 1. Plume formation and entrainment of a dense layer. 2. Complexity of plume structures and its implications for mapping mantle plumes // Geochemistry, Geophysics, Geosystems. 2006. V. 7. doi:10.1029/2005GL001072.

Tarduno J. A., Duncan R. A., Scholl D.W., Cottrell R.D., Steinberg B., Thordarson T., Kerr B. C., Neal C.R., Frey F. A., Torri M., Carvalho C. The emperor seamounts motion of the Hawaiian hotspot plume in Earth's mantle // Science. 2003. V. 301. P. 1064-1069.

Tsallis C. Possible generalization of Boltzmann-Gibbs statistics. J. Stat. Phys. 1988. V. 52. P. 479-487.