

Глава IV. ТЕРМОДИНАМИКА ГОРЯЧЕЙ ЗЕМЛИ

Термодинамика холодной Земли базируется на идее расплавленного железного ядра, внутри которого находится кристаллическое твердое железное ядро. Собственно, эта модель «определяет» «реперные точки» температуры и общий ход её по глубине Земли. Ещё раз отметим, что это искусственная модель, которую до сих пор никто никогда не смог получить, ни экспериментально, ни численно. Действительно, попробуйте внутри ведра с водой образовать лед или получить кристаллическое железо внутри расплава. Этого, при условии, что вязкость расплава останется неизменной, а форма кристаллизующегося тела – сферической, никогда не удастся сделать. Например, Мясников и Фаддеев (1980), создавая численную модель образования жидкого ядра, не смогли получить в центре его твердое внутреннее ядро, какие бы термодинамические условия и уравнения состояния вещества они не задавали (частное сообщение В.П. Мясникова). В первой и третьей главах этой книги обращалось внимание на то, что идея затвердевания (кристаллизации) внутреннего ядра внутри расплавленного внешнего находится в противоречии с решением задачи Стефана. Всё это еще раз может говорить о несостоятельности модели холодной Земли.

Следуя холодной модели, температура, по мере увеличения давления, должна возрастать все с меньшим и меньшим градиентом и, в конце концов, выйти на асимптоту. Наилучшим описанием такого хода является адиабата Пуассона. Однако адиабата Пуассона характеризует поведение недиссипативной среды - идеального газа. Очевидно, что Земля, - это диссипативная структура и её вещество далеко не всегда можно представлять идеальным газом. В такой термодинамической структуре, по мере её эволюции, постоянно растет энтропия. По всей видимости, адиабата Пуассона, не лучшее приближение к реальности. На наш взгляд, для описания характера поведения температуры в недрах Земли больше подходит аппроксимация температуры законом ударной адиабаты, или, ее называют еще, адиабатой Гюгонио. Этот закон учитывает диссипативные свойства среды, и применим для систем, энтропия которых увеличивается. Отсюда следует вывод, что горячая модель Земли требует создания своей термодинамики (Кузнецов, 1998).

IV. 1. Оценки величин термодинамических параметров.

Оценка температуры. Гравитационная энергия Земли: $E = 3/5 GM^2/R$, (G - гравитационная постоянная, M - масса, а R - радиус Земли) равна, по оценке Магницкого (1965), $E = 2.25 \times 10^{39}$ эрг. Поделим эту энергию на массу Земли и на приемлемую величину теплоемкости её вещества ($c_p = 0.3$ кал/г град.). Температура земного вещества оказывается порядка 30 000 К. При этом, Магницкий делает такой вывод: "Однако такая оценка бессмысленна, так как разогрев Земли целиком определяется принятой схемой образования планеты из протопланетного облака, поскольку при этом возникают огромные потери тепла через излучение" (Магницкий, 1965, стр. 41). Как было показано выше, и будет ясно из последующего, наша модель горячей Земли базируется на утверждении о том, что начальная температура вещества Земли (и планет) была именно такой большой.

Очевидно, что вещество, имеющее такую высокую температуру, будет находиться в газообразном состоянии, точнее, в состоянии перегретой жидкости, ещё точнее, - слабоионизованного газа - плазмы. Земное вещество может нагреться до такой температуры при его сжатии за счет самогравитации. Внутреннее (газокинетическое) давление вещества, по мере увеличения его температуры, будет возрастать. Сжатие остановится в тот момент, когда газокинетическое давление станет равным давлению самогравитации (в соответствии с известным критерием Джинса). Воспользуемся этим критерием для оценки термодинамических параметров вещества Земли в момент ее образования. Сделаем одно весьма существенное для нашей модели предположение. Будем считать, что в настоящее время земное вещество в "первородном" состоянии

находится во внутреннем ядре. Мы отмечали, что это очень важное предположение. Если это действительно так, то все остальное в нашей модели является его физически непротиворечивым следствием. Температура $T = 30\,000\text{ К}$ взята нами как исходная. В последствии, мы постараемся оценить интервал допустимых температур в т.н. "реперных" точках Земли: в центре и на границах внутреннего и внешнего ядра.

Начальный радиус Земли. Согласно критерию Джинса, гравитационное сжатие вещества Земли остановится в тот момент, когда скорость звука в среде, то есть в идеальном газе: $(g R_g T/m)^{1/2}$, будет равна т.н. альвеновской (гравитационной) скорости:

$$(R_g T g/m)^{1/2} = (GM/R)^{1/2}, \quad (4.1)$$

здесь $g = c_p/c_v$ - показатель адиабаты, R_g - газовая постоянная, m - молекулярный (атомный) вес вещества. Скорость звука это, иначе, скорость прохождения Р-волн. Она, как известно, во внутреннем ядре равна: $v_p = 11.2\text{ км/с}$. (Обратим внимание на такой факт: скорость v_p практически постоянна вдоль радиуса внутреннего ядра, что соответствует газу, а не веществу в конденсированном состоянии).

Будем считать, что мы более или менее верно оценили начальную температуру вещества Земли ($T = 30\,000\text{ К}$), будем полагать, что величина g не слишком отличается от единицы. При этом можно приближенно оценить атомный вес вещества, который оказывается равным: $m \approx 10$, полагая начальный радиус Земли $R_o \approx 3.5$ тыс. км. Выше мы отмечали, что в пользу правдоподобия последней оценки говорит такое весьма интересное наблюдение: радиус внешнего ядра Земли равен 3.5 т. км. Площадь поверхности внешнего ядра точно равна суммарной площади материков. Это обстоятельство может говорить, например, о том, что Земля имела первоначальный размер, равный размеру ее внешнего ядра, а материки занимали полностью всю ее поверхность.

Величина начальной плотности. Поделив массу Земли на объем внешнего ядра, можно получить оценку начальной плотности вещества Земли и, возможно, плотности вещества внутреннего G-ядра. Величина начальной плотности r_G может достигать 35 г/см^3 . Порядок величины плотности вещества внутреннего ядра можно оценить другим способом. Для этого положим газокинетическое давление nkT (k - постоянная Больцмана) равным литостатическому давлению в центре Земли ($p \approx 3.5\text{ Мбар}$). Подставляя вместо плотности газа n выражение $n = r_G/m$ (m - масса протона), получаем примерно такую же величину плотности вещества внутреннего ядра ($r_G = pm/kT$). Заметим, что оцененная нами выше величина молекулярного (атомного) веса вещества Земли ($m = 10$) показывает, что в ее составе значительное место принадлежит водороду. В качестве примера представим, что внутреннее ядро Земли состоит из водорода и железа. Выше мы уже отмечали, что молекулярный вес m "молекулы", составленной из атомов железа и водорода, будет равен примерно 10, если один атом железа будет "окружен" пятью атомами водорода. Для того чтобы плотность такого вещества была равной, оцененной нами для вещества внутреннего ядра ($r_G = 35\text{ г/см}^3$), линейный размер такой "молекулы" не должен быть больше 0.8 \AA ($1\text{ \AA} = 10^{-8}\text{ см}$).

Сравним полученную величину размера "молекулы" с известными размерами атомов и ионов водорода и железа. Размеры: атома железа = 1.26 \AA , иона $\text{Fe}^{+2} = 0.8\text{ \AA}$, иона $\text{Fe}^{+3} = 0.67\text{ \AA}$; иона водорода $\text{H}^+ = 1.36\text{ \AA}$, атома водорода = 0.28 \AA . Очевидно, что "создавая" такую "молекулу", необходимо заметно уменьшить первоначальные размеры исходных элементов "ободрав" с них верхние электроны. Такой способ "обдирки" атомов очень высоким давлением известен (Ландау, Лифшиц, 1964; Зельдович, Райзер, 1966). В экспериментах по лазерному термоядерному синтезу удавалось сжать вещество, увеличив его плотность в 100 раз по сравнению с исходной плотностью. Теоретический предел такого сжатия оценен в 10 000 раз (Басов и др., 1982).

Очевидно, что вещество в таком газообразном, сжатом состоянии с плотностью в 35 г/см^3 не встречается свободно в природе. Считается, что вещество при такой плотности находится в метастабильном состоянии и, со временем, релаксирует, превращаясь в нормальное, конденсированное состояние. Атомы вещества восстанавливают прежнюю форму электронных оболочек и занимают соответственно больший (чем в метастабильном состоянии) объем. Вещество при этом расширяется, а его плотность принимает “нормальное” значение (для вещества ядра Земли - порядка 10 г/см^3). Плотность вещества Земли при фазовом переходе его из метастабильного состояния в нормальное конденсированное может уменьшиться на $\sim \Delta r = 25 \text{ г/см}^3$. Такое явление обязано перестройке электронных оболочек атомов сжатых мегабарным давлением. При фазовых переходах первого рода (конденсации и испарении) вещество изменяет свое агрегатное состояние, т.к. сжать вещество значительно проще в том случае, когда оно находится в газообразном состоянии.

В качестве иллюстрации сказанному, приведем пример такого состояния вещества, воспользовавшись идеями, изложенными в (Кузнецов, 1985). Представим себе кусок медной проволоки, который используется в качестве электрического предохранителя. Сжать медную проволоку до сколь угодно большой плотности никаким давлением не удастся. Пропустим через нее ток такой величины, что проволочка мгновенно испарится. Она еще не успела разлететься как пар и пока “держит” форму. Что она представляет собой, металл или диэлектрик? Проволочка представляет собой вещество в газообразном состоянии или, точнее, в состоянии перегретой жидкости (т.е. уже не металл) и если воздействовать на него внешним давлением, то его можно сжать до сколь угодно высокой плотности. Если снять (отпустить) внешнее давление, то пары металла будут расширяться, расширяясь, - охлаждаться, и охлаждаясь, - конденсироваться. Вещество, находящееся в конденсированном состоянии при мегабарных давлениях и высокой температуре, при перегреве, способно испариться, и может быть сжато внешним давлением до высокой плотности. Эти достаточно простые представления составляют основу преобразований агрегатного состояния вещества, на которых базируется предлагаемая здесь модель “горячей” Земли.

Роль фазовых переходов. Согласно нашей модели, в момент образования Земли ее вещество представляло собой пересжатый, слабоионизованный газ (плазму). Как мы отмечали, начальный радиус Земли был равен 3.5 т. км. Вещество охлаждалось, при этом переходило из газообразного состояния в конденсированное, формируя, таким образом, внешнее ядро, и, охлаждаясь еще, - кристаллизовалось на границе внешнего ядра, образуя мантию. Таким образом, от поверхности внешнего ядра во внутрь его перемещался фронт фазового перехода (ФФП) - конденсация, в то время как на этой же границе “действовал” фронт кристаллизации.

Рассмотрим требуемый характер перемещения масс внутри планеты, с той целью, чтобы это движение привело к наименьшему значению гравитационной энергии. Масса и момент инерции при этом должны оставаться неизменными. Иначе, нам следует выяснить, какой должна бы быть структура вариации плотности. Перемещение массы вдоль радиуса, происходящее при превращении однородной модели в многослойную, должно сопровождаться ответным «перемещением» масс в обратном направлении, таким образом, чтобы соблюдалось постоянство момента импульса. При этом, гравитирующий шар (звезда, планета, спутник) должен рассматриваться как самоорганизующаяся структура в терминах теории самоорганизации и оптимальных процессов.

Движение вещества через ФФП можно представить как дрейф, с одной стороны, и, т.к. на границе ФП всегда имеет место “скачек” плотности, - в виде стационарной ударной волны (Ландау, Лифшиц, 1986) - с другой. Скорость такого дрейфа определяется скоростью отвода тепла из области ФП. Здесь механизм отвода тепла (конвективного или кондуктивного) играет роль перколяции - просачивания.

Размер внутреннего ядра в процессе эволюции Земли постоянно уменьшался, радиус внешнего ядра оставался постоянным, его объем, естественно, возрастал, в то время как толщина мантии постоянно увеличивалась. В такой постановке, в системе должно выполняться правило сохранения моментов импульса, или, если скорости обеих процессов (конденсации, направленной внутрь Земли и кристаллизации, - наружу) равны, должен выполняться закон сохранения массы. Масса мантии должна быть равна массе разуплотненной части вещества внешнего ядра. Масса мантии, как известно, равна 4×10^{27} г. Масса разуплотненного вещества равна примерно $4/3 \pi R_0^3 \Delta \rho$. Оценка величины $\Delta \rho$, полученная таким способом, дает то же, что и полученное нами выше, значение: $\Delta \rho = 25$ г/см³.

Критические параметры. Допустим, что состояние постулированного нами вещества в сверхсжатом газообразном состоянии можно описать уравнением Ван-дер-Ваальса. Это допущение не должно вызвать особых возражений, тем более что это известное уравнение используется для описания явлений, связанных с фазовыми переходами. Это допущение позволяет оценить порядок критической температуры вещества Земли. (Известно, что при критической температуре T_K исчезает грань между фазами: всё вещество находится в газообразном состоянии). Уравнение Ван-дер-Ваальса дает связь между критическими параметрами: T_K , давлением p_K и объемом V_K : $p_K V_K / R_g T_K = 3/8$. (Закон соответственных состояний). Подставляя вместо p_K давление в центре Земли (3.5 Мбар), а вместо $V_K = m/r_G$ (m в молях) получаем: $T_K \approx 3 \times 10^4$ К. Величина T_K примерно в три раза превышает критическую температуру железа в нормальных условиях. Полученную нами оценку, ни каким образом, нельзя считать попыткой определения критической температуры какого-то индивидуального вещества в общепринятом смысле. Критические параметры конкретных веществ индивидуальны и в большинстве случаев известны и помещены в справочниках.

Сравнивая pT -параметры вещества внутреннего ядра ($T = 3 \times 10^4$ К, $p = 3.5$ Мбар) с критическими параметрами железа ($T_K \approx 10^4$ К, $p_K \approx 5$ кбар) видно их несоответствие: давление и температура во внутреннем ядре (согласно модели горячей Земли) значительно выше критических параметров железа. Это может вызвать недоумение. Может возникнуть неправильное впечатление, что при давлении и температуре, превышающих критические, раздела фаз нет и железо находится только в газообразном состоянии. В действительности это не так. Этот вопрос оригинально решен Зельдовичем и Райзером (1966): вещество, находящееся при pT -параметрах, превышающих критические, следует рассматривать как смесь индивидуальных веществ, обладающих различной теплоемкостью c_V : $c_V = 3 R_g$ и $c_V = 3/2 R_g$, где R_g - газовая постоянная. Как известно, теплоемкость $c_V = 3/2 R_g$ характеризует газ, а $c_V = 3 R_g$ - вещество в конденсированном состоянии. Если температура вещества $T > T_p$, то оно находится в газообразном состоянии, если меньше ($T < T_p$), то в конденсированном. К примеру, для железа нормальной плотности, $T_p \approx 20$ тыс. К. При увеличении давления p и сжатии вещества, растет и температура $T_p \sim p/r$ (r - плотность). Предельное значение величины T_p (Зельдович, Райзер, 1966) $T_p \sim U/R_g$, что для железа оказывается порядка 70 тыс. К.

Энтропия. Полученная оценка критической температуры для мегабарных давлений показывает, что в этих условиях вещество будет находиться в газообразном, плазменном состоянии. Оценка величины полной энергии системы E , температуры T , давления p и величины объема мантии dV , позволяет определить порядок значений изменения энтропии системы dS . Для этого воспользуемся известной связью энергии диссипативной структуры с ростом (продуцированием) в ней энтропии: $dE = T dS - p dV$. Подставляя определенные нами величины термодинамических параметров системы, получаем $dS \approx 1$

Дж/г град. Для сравнения, приводим критические энтропии ряда металлов: меди - 1.97; алюминия - 4.59; свинца - 0.87 Дж/г град. и т.п. (Кузнецов, 1985). Анализ оценки величины энтропии позволяет утверждать, что Земля представляет собой диссипативную систему, в которой продуцируется, возрастает энтропия.

Как известно, фазовые переходы первого рода, такие как конденсация, испарение, (плавление и кристаллизация), происходят с выделением (или поглощением) скрытой теплоты фазового перехода U . Величина U_K (конденсации, испарения) для некоторых металлов (медь, железо, алюминий и пр.) составляет примерно от 5 до 10 кДж/г (Кузнецов, 1985). Теплота перехода U_{II} (плавление, кристаллизация) примерно в 20 - 30 раз меньше. Для дальнейших оценок примем величину $U_K = 10$ кДж/г. Это вполне приемлемое значение, т.к. известно, что $U \gg T dS$, и полагая, что температура вещества F-слоя порядка 10 000 К, получаем именно это значение.

Согласно Климонтовичу (1996), такая характеристика, как энтропия, может быть использована в качестве степени упорядоченности состояний открытой системы, к которой можно отнести и Землю. Переход ее вещества из газообразного и жидкого в кристаллическое, т.е. в более упорядоченное состояние, является фоном для реализации процесса самоорганизации.

Как отмечалось в Главе I, Земля открытая диссипативная, самоорганизующаяся структура, в которой происходит постоянный рост энтропии. Казалось бы, энтропия центральной части Земли должна быть самой большой, и она должна уменьшаться по мере движения вдоль радиуса Земли в сторону его увеличения. Этому очевидному правилу из необратимой термодинамики противоречит модель кристаллизации внутреннего ядра внутри расплавленного железного внешнего ядра.

Для обсуждения модели Земли с позиции второго начала термодинамики, ещё раз запишем основное термодинамическое равенство:

$$dE = T dS - p dV,$$

откуда следует выражение для энтропии системы:

$$S = 1/T \int dE + 1/T \int p dV + C.$$

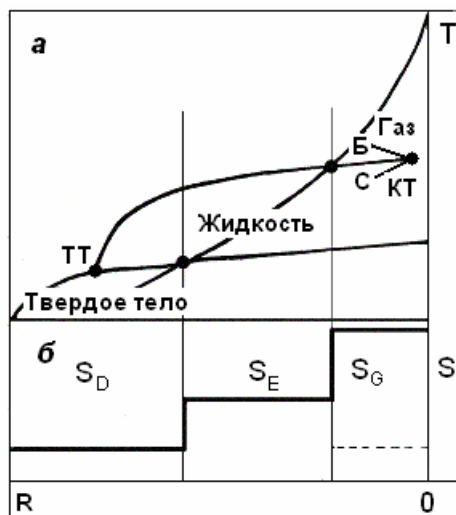


Рис. 4-1. Распределение температуры (а) и энтропии (б) по оболочкам Земли. а: диаграмма состояния вещества Земли и распределение температуры по адиабате Гюгонио, ТТ – тройная точка, КТ – критическая точка, Б – бинодаль, С – спинодаль.

Охлаждение системы, равно как и увеличение объема, приводит к росту энтропии. Итак, в процессе эволюции диссипативной, открытой, самоорганизующейся системы, такой как Земля, должно происходить увеличение энтропии (S). Как известно, Земля состоит из внутреннего – G, внешнего - E ядра и мантии - D. Энтропия Земли

складывается из суммы энтропий её компонент: $S = S_G + S_E + S_D$. Распределение температуры по радиусу Земли очевидно: $T_G > T_E > T_D$ (см. рис. 4-1-а). Казалось бы, что в процессе эволюции таким же должно было бы быть и распределение энтропий: $S_G > S_E > S_D$. Следствием этого распределения должно быть газообразное (плазменное) состояние вещества внутреннего ядра. С точки зрения баланса энтропии схема устройства Земли, в которой: мантия состоит из вещества в кристаллическом состоянии, внешнее ядро, – в жидком, а внутреннее ядро – в газообразном, представляется вполне логичной. Подобная система может эволюционировать посредством “работы” двух фазовых переходов первого рода: “конденсация-испарение” – на границе внутреннего ядра и “кристаллизация-плавление” – на границе ядро-мантия. На каждом таком фазовом переходе происходит резкое уменьшение энтропии, если “смотреть” из центра Земли к её периферии. Совсем не так выглядит распределение энтропии в случае т.н. модели холодной Земли, согласно которой внешнее ядро представляет собой расплав, а внутреннее ядро и мантия – кристаллическое состояние: $S_G < S_E > S_D$ (рис. 4-1-б), что, как мы отмечали в Главе I, маловероятно.

Тепловой поток. Оценим порядок величины энергии E_U , выделившейся на Земле за время её эволюции ($t = 4.5$ млрд. лет) посредством фазового перехода, полагая, что все вещество мантии сначала конденсировалось, а затем кристаллизовалось, а вещество внешнего ядра - конденсировалось. Для грубых оценок можно считать, что практически все вещество Земли (за исключением вещества внутреннего ядра, которое составляет ее незначительную часть, порядка 1 - 2 %) претерпело фазовый переход. В этом случае $E_U = 6 \times 10^{38}$ эрг. Это составляет примерно 1/3 - 1/4 от полной гравитационной энергии Земли. Энергия E_U практически вся должна пойти на формирование теплового потока Q . Оценим величину потока Q , усредненного за время эволюции Земли t : $Q = E_U/t = 10^{29}$ эрг/год. Полученная величина Q примерно на порядок больше наблюдаемой в настоящее время (1.5×10^6 кал/см²с $\approx 10^{28}$ эрг/год), однако это несоответствие не должно особенно смущать, так как известно, что в более ранние геологические эпохи температурный градиент dT/dp , а, следовательно, и Q , были значительно выше. (В такой постановке равенство теплового потока на материках и океанах очевидно).

Сравним: годовая мощность теплового потока Земли равна примерно 3×10^{13} Вт, мощность магнитного поля Земли составляет $\approx 10^{12}$ Вт, наибольшая выделяющаяся при землетрясениях и извержении вулканов мощность $\approx 3 \times 10^{11}$ Вт. Видно, что у тепловой машины "Земля" механический КПД невелик (порядка процента), КПД преобразования энергии в магнитное поле выше и т.д.

Диссипативная функция. Диссипативная функция (ДФ) имеет смысл мощности в системах, в которых происходит продуцирование энтропии. В нашем случае можно полагать, что диссипативная функция, это ни что иное, как тепловой поток. Что может дать нового введение этой функции в рассмотрение термодинамики Земли? ДФ обычно вводится для учета перехода энергии упорядоченного движения в тепловую, характеризует степень убывания энергии системы. ДФ, деленная на температуру, определяет скорость возрастания энтропии в системе. Если тепловой поток, это ДФ, то, разделив его значение на величину T , получим скорость продуцирования энтропии: $Q/T = dS/dt = 10^9$ Дж/°К×с для всей Земли. За время эволюции Земли произведено 10^{26} Дж/°К, поделив эту величину на M , получаем, что оцененная таким образом dS меньше, чем полученное выше значение. Это означает, что раньше величина Q была в несколько раз больше современного значения.

Давление. Как отмечалось, фазовые переходы, реализующиеся в нашей схеме в F-слое, происходят с выделением (конденсация) или поглощением (испарение) энергии, а также с увеличением объема (конденсация и кристаллизация), либо с его уменьшением (испарение).

и плавлении). Принципиальной особенностью нашей схемы, отличающей ее от схем обычных, - является то, что плотность вещества в газообразном состоянии выше, чем в конденсированном. Плотность вещества в конденсированном состоянии выше, чем в - кристаллическом. Иначе, плотность вещества мантии, меньше плотности вещества внешнего ядра. Удельные объемы ($V = 1/\rho$): $V_{ж} > V_{г}$, что обычно бывает наоборот. Полагая, условно, что вещество Земли «чистое, и не является смесью веществ», воспользуемся известным уравнением Клапейрона - Клаузиуса:

$$dP/dT = U/T(V_{г} - V_{ж}). \quad (4.3)$$

Выражение в скобках имеет знак "минус", и это должно вызывать появление отрицательного давления - Δp . Величина:

$$\Delta p = (\Delta T/T) (U/\Delta V) = (\Delta T/T) (U\Delta r_G). \quad (4.4)$$

Оценим $U\Delta r_G$, она оказывается порядка: $U\Delta r_G = 2.5$ Мбар, т.е. эта величина достаточно близка к значению давления в центре Земли. Отношение $(\Delta T/T)$ оценим позже, когда будем обсуждать ход зависимости dT/dp , а пока заметим, что (по нашей модели) в области фазового перехода (в F-слое) градиент dT/dp на кривой фазового состояния вещества должен быть отрицательным. Отсюда следует, что в цикле конденсации, когда величина Dr_G положительна, давление в области F-слоя возрастает, а в цикле испарения, наоборот, давление уменьшается. Этот факт, без сомнения, должен сказаться на характере движения сплошной среды в земном ядре и, в особой степени, в области F-слоя.

IV. 2. Уравнение состояния вещества.

Зависимость температуры плавления от величины давления. Как следует из нашей модели, исходное вещество, из которого была образована Земля, в значительной степени состояло из водорода. В процессе эволюции водород терялся, диссипируя в космическое пространство. В составе современной Земли, в её ядре и мантии присутствуют преимущественно (кроме водорода) кремний, кислород, железо и т.п.

Уравнение состояния железа при мегабарных давлениях изучено лучше всего. Исследователей интересовала температура плавления железа в зависимости от внешнего давления (Brown, McQueen, 1986; Boehler et al, 1990; Grover, 1990; Mao et al., 1990; Duba, 1992; Boehler, 1993; Saxena et al., 1994). В дальнейшем будем пользоваться этими данными. Однако из этого никак не следует, что в нашей модели ядро обязательно целиком железное, а мантия состоит из окиси кремния. Эти и другие элементы в различных концентрациях могут присутствовать в различных, земных оболочках (и во внутреннем ядре, естественно).

«Ядро – стеклянное?». Как известно, скорость S-волн в G-ядре мала и, естественно, велик коэффициент Пуассона ($s = 0.44$), который намного больше, чем у железа ($s = 0.28$). К примеру, s у: $\text{SiO}_2 = 0.18$; льда = 0.35; резины = 0.47; жидкости = 0.5. Если бы во внутреннем ядре находилось железо, то при $v_p = 11.2$ км/с скорость S-волн должна бы быть около 6 км/с. Бражкин и Ляпин (2000) опубликовали обзор в УФН, где высказали идею, что вещество внутреннего ядра находится в состоянии, подобном стеклянному, т.е. железо там существует не в кристаллическом виде, а в виде металлического стекла. В этом случае, по мнению авторов, можно объяснить большую величину коэффициента Пуассона (0.44), т.к. такая величина для стекол вполне обычна. Надо сказать, что утверждение авторов (Бражкин, Ляпин, 2000) относительно того, что внутреннее ядро может находиться в стеклообразном состоянии и именно этот факт объясняет большой коэффициент Пуассона, не убедительно. В качестве аргумента авторы ссылаются на (Кюнц, 1986), где специально рассматриваются механические свойства металлических стекол. В этой книге обсуждается поведение коэффициента Пуассона s металлических стекол, для которого имеются результаты непосредственных измерений. Оказывается, «прямое сравнение его значений со значением для кристаллического сплава того же состава пока не проводилось. С другой стороны, в аморфных сплавах значение s немного

больше, чем в чистых кристаллических металлах. Действительно, исходя из наблюдаемых изменений других упругих постоянных, и связи S с этими постоянными в изотропных телах, можно ожидать, что значения S в металлических стеклах должны быть на 3 – 7 % больше, чем в кристаллической фазе» (стр. 209). Но не в 1.5 раза!

Обратим ещё раз внимание на то, что скорость Р-волн во внутреннем ядре постоянна, причем это нельзя объяснить тем, что ядро «стеклянное». Кроме этого, как известно, стекло образуется при большой скорости охлаждения, порядка 10^6 К/с (Кюнц, 1986), что, как нам кажется, невозможно реализовать в ядре Земли. И, наконец, для того, чтобы получить стеклообразное состояние, необходимо охладить центральную часть ядра Земли, не охлаждая его периферию, чего сделать невозможно в принципе.

Уравнение состояния. Похоже на то, что ни один из авторов, исследующих уравнение состояния железа, не проявил интереса к другой его части, не менее важной и информативной. Речь идет о кривой давления паров от температуры, кривой, оканчивающейся критической точкой (КТ см. рис. 4-1-а). На этом рисунке изображена кривая, показывающая, весьма схематично, уравнение состояния условного вещества Земли, в котором, кроме критической точки имеется т.н. тройная точка ТТ (ТТ - температура сосуществования трех фаз, например, у воды ТТ = 0° С).

От КТ под небольшими углами к температурной кривой испарения идут две кривые. Одна из них, обозначенная буквой "Б", показывает линию бинодали, другая, обозначенная буквой "С", - спинодали. Бинодалью называется кривая сосуществования двух фаз "жидкость-пар". Спинодаль - граница термодинамической устойчивости жидкости. Область между спинодалью и бинодалью - метастабильное перегретое состояние вещества. Эта кривая определяет состояние вещества Земли в твердом "Т", жидком "Ж" и газообразном "Г" виде.

«Пятое» состояние вещества. Особенность строения Земли и, в частности, его внутреннего ядра, состоит в том, что оно не может находиться «просто» в газообразном состоянии, как это следует из рис. 4-1-а. Необходимо подобрать такое состояние вещества, которое проявляло бы ещё и свойства, свойственные твердым телам: оно должно пропускать сдвиговые волны, т.е. вести себя как кристалл. Одним из возможных состояний вещества внутреннего ядра могла бы быть астрофизическая плазма, которая, как известно, проявляет квантовые свойства и может быть уподоблена кристаллическому состоянию.

В работе (Van Horn, 1991) приведены фазовые диаграммы $r(T)$ железа и водорода. Здесь выделены линии $\Gamma = 178$, разделяющие вещество, находящееся в кристаллическом квантовом состоянии ($\Gamma > 178$) и состоянии квантовой жидкости ($1 < \Gamma < 178$). В области параметров (плотности и температуры), характерных для ядра Земли, кривая $\Gamma = 178$ в этой работе для железа точно не определена, она известна для $r > 100$ г/см³ и $T > 10^5$ К, а для водорода, эта кривая пересекает интересующую нас область rT параметров. Из диаграмм можно оценить: dr/dT для железа ($dr/dT \approx 10^{-3}$ г/см³/°К) и водорода ($dr/dT \approx 10^{-1}$ г/см³/°К).

Оценим величину этого параметра в области границы внутреннего ядра Земли по данным известной РЕМ-модели Земли. Этот параметр (dr/dT) примерно равен 10^{-3} г/см³/°К. Из рис. 4-2, построенного по данным Van Horn, видно, что ни железо, ни водород («в одиночку») не могут составлять вещество внутреннего ядра Земли.

Обратим внимание на такой любопытный факт, который может оказаться «спасительным» для нашей модели: В последние годы экспериментально (Thomas et al., 1994) обнаружено принципиально новое состояние вещества, названное авторами плазма-кристаллом (ПК). Газообразному веществу в ПК-состоянии, по-видимому, так же как астрофизической плазме и Вигнеровскому кристаллу (Wigner, 1934), присущи квантовые свойства и ряд других свойств, характерных для кристаллических тел.

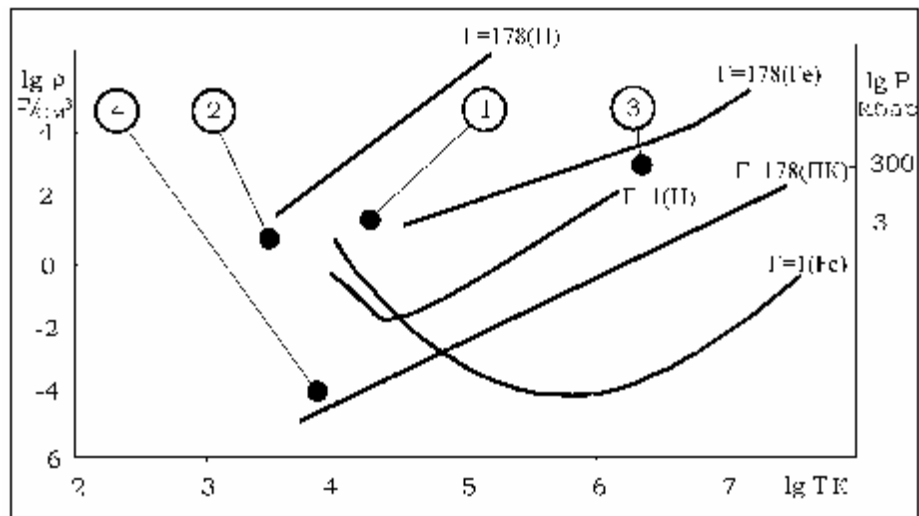


Рис. 4-2. Фазовая диаграмма «плотность-температура» для водорода и железа (по данным Van Horn, 1991). 1 - состояние вещества внутреннего ядра; 2 - параметры железа, полученные (Boehler, 1993) в экспериментах по ударному сжатию; 3 - ρT центральной части Солнца; 4 - лабораторный результат (Thomas et al., 1994).

Этот факт дает основание рассматривать в качестве вещества внутреннего ядра, «кристаллическую» плазму, где в качестве «пылинок» могут быть частицы железа (или кремния), окруженные свободными электронами, возникающими при ионизации водорода. Именно в этом случае, как и в (Thomas et al., 1994), величина Γ может быть достаточно большой, а это означает, что кулоновские силы значительно превышают силы тепловые. Если предположить, что в центре Солнца так же находится плазма-кристалл и использовать экспериментальные данные из (Thomas et al., 1994), то можно, весьма условно, провести линию $\Gamma = 178$ (ПК) для вещества в состоянии плазма-кристалл (рис. 4-2). ρT -параметры внутреннего ядра оказываются выше этой линии, что могло бы означать «разумность» нашего предположения.

Надо заметить, что в последние годы в различных лабораториях мира энергично ведутся эксперименты с веществом в состоянии «плазма-кристалл» или, иначе, с «пылевой» плазмой. В России среди важнейших достижений в области физики за 1999 приведено следующее: «В Институте теплофизики экстремальных состояний Объединенного института высоких температур выполнена серия экспериментальных исследований пылевой плазмы в стратах тлеющего разряда постоянного тока. Впервые получены упорядоченные структуры из протяженных цилиндрических макрочастиц длиной 300 микрон, диаметром 15 и 7.5 микрона. Заряженные пылевые частицы образуют структуру, подобную жидкому кристаллу».

Эксперименты с веществом в состоянии плазма-кристалл настолько просты, а результаты очевидны, что это, возможно, открывает принципиальную возможность проверить нашу идею в лабораторном эксперименте. Одним из возможных способов экспериментальной проверки высказанной идеи может быть проведение ударно-волнового сжатия мишени и определение ударных адиабат по измерению скоростей ударных волн и массовой скорости мишени. В качестве мишени можно было бы использовать металлы, способные поглощать большие объемы водорода, такие как, например, палладий (до 850 объемов водорода), никель, платина и др. Суть таких экспериментов могла бы состоять в выявлении возможности образования плазма-кристалла и условий его «плавления», в оценке величин плотности, молекулярного веса и т.п. По-видимому, «плавление» плазма-кристалла должно характеризоваться резким

изменением величины массовой скорости вещества мишени (или скорости звука, если удастся её измерить) при незначительных вариациях начальных параметрах эксперимента.

IV. 3. Распределение температуры.

Адиабата Пуассона. Проблема распределения температуры по глубине Земли всегда представляла достаточно сложную задачу. Дело в том, что нам доступна информация о величине и распределении теплового потока, теплопроводности пород земной коры и температурного градиента, измеренного на очень небольших глубинах. С большей или меньшей правдоподобностью оценивается температура на глубине $h = 100$ км. Известно также давление на этой глубине. Дальнейшие рассуждения относительно хода температурной зависимости по глубине, как правило, находятся в тесной связи с используемой авторами моделью строения Земли и ее химическим составом. Принятый путь оценок dT/dh основан на представлении об адиабатическом характере распределения температуры в недрах Земли. Зная pT -условия на глубине 100 км и приняв определенный закон, например, адиабату, вычисляют распределение температуры по глубине.

Большинство авторов для оценки dT/dh пользуются выражением:

$$dT/dh = - (gbT)/c_p, \quad (4.5)$$

где g - ускорение силы тяжести, $b = 1/V (\partial V/\partial T)_p$ - коэффициент температурного расширения. Эта формула получена из известного дифференциального уравнения адиабаты:

$$(\partial T/\partial p)_S = T/c_p (\partial V/\partial T)_p, \quad (4.6)$$

которое преобразуется в dT/dh заменой $dp = -rg dh$. В основе этого выражения используются формулы для адиабаты Пуассона:

$$pV^g = const, TV^{g-1} = const, (c_p/c_v = g). \quad (4.7)$$

При адиабатическом (пуассоновом) процессе энтропия остается постоянной ($S_2 - S_1 = 0$), а тепло, сообщенное системе в этом процессе, равно нулю ($dQ = 0$).

Адиабата Гюгонио. Как мы отмечали, это Земля диссипативная система. В этой термодинамической системе постоянно растет энтропия. По всей видимости, адиабата Пуассона, не лучшее приближение к реальности. На наш взгляд, для выяснения характера поведения температуры в недрах Земли больше подходит аппроксимация температуры законом ударной адиабаты, или, ее называют еще, адиабатой Гюгонио. Этот закон учитывает диссипативные свойства среды, и применим для систем, энтропия которых увеличивается. Ударная адиабата имеет существенное отличие от адиабаты Пуассона (реализуемой в идеальном газе с постоянной теплоемкостью, в не диссипативных процессах с постоянной энтропией).

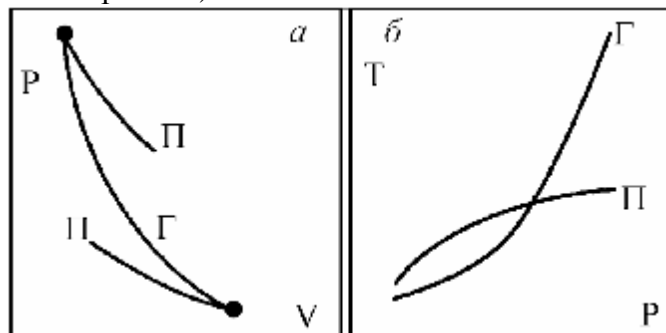


Рис. 4-3. Адиабаты Пуассона (П) и Гюгонио (Г) в координатах: pV - а и pT - б.

Уравнения Гюгонио (см. Главу III) определяют связь между термодинамическими величинами по обе стороны разрыва - “скачка” характеристик среды. Надо заметить, что поверхность разрыва термодинамических характеристик системы (Земли, в нашем случае)

Ландау и Лифшиц (1986) называют неподвижной ударной волной. Этот факт еще раз убеждает нас в том, что только адиабата Гюгио может использоваться для оценки характера dT/dh , а не адиабата Пуассона. На рисунке 4-3, для сравнения, изображены зависимости адиабат Пуассона ("П") и Гюгио ("Г") в координатах pV (рис. 4-3-а) и pT (рис. 4-3-б). Из этих рисунков видно, что в pV -координатах обе адиабаты различаются незначительно, в то время как характер зависимости температуры от давления имеет принципиальное различие для обеих адиабат. В дальнейшем, в нашей модели, при построении dT/dh , будем пользоваться адиабатой Гюгио.

Распределение температуры. На рис. 4-4 изображены зависимости dT/dh , или, что то же самое, dT/dp , так как зависимость давления от радиуса Земли однозначна. Кривая (1) построена на основе аппроксимации температуры ("сверху", от $T = 30\ 000$ К и "снизу", от температуры плавления железа) по формуле (4.10). Она в какой-то степени близка к аналогичной кривой (3 на рис. 4-4; 3 на рис. 3-11), построенной по адиабате Гюгио (Brown, McQueen, 1986):

$$dT = -T(g/V)dV + 1/2c_v[(V_0 - V)dp + (p - p_0)dV], \quad (4.8)$$

здесь γ - коэффициент Грюнайзена. Пересечение линии (2), тоже адиабаты Гюгио, с кривой, соответствующей уравнению состояния земного вещества (использующей данные по плавлению и критической точки железа), "отбивает" границы земных оболочек: мантии и внешнего ядра, а так же внешнего и внутреннего ядра. В первом случае адиабата (2) пересекает линию "твердое-жидкость", во втором - "жидкость-газ".

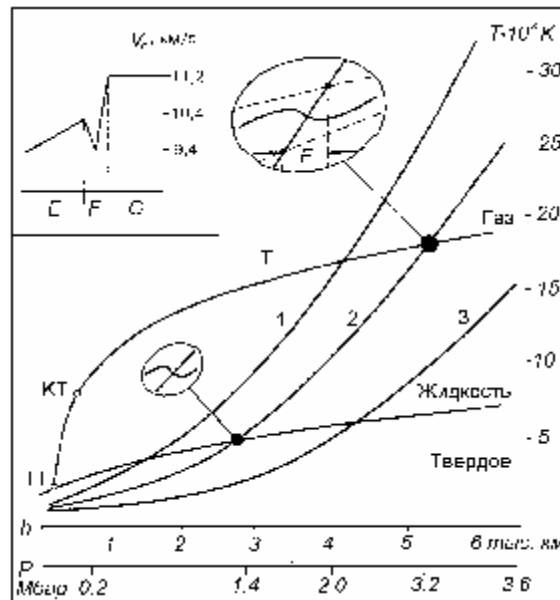


Рис. 4-4. Диаграмма фазового равновесия вещества Земли (ТТ - тройная точка, КТ - критическая точка, T_p - линия разделяющая фазы при $T > КТ$ и $p > p_k$). Адиабаты (А) Гюгио: 1- рассчитана по формуле (Зельдович, Райзер, 1966), 3- рассчитана по формуле (Brown, McQueen, 1986), 2 - подобрана таким образом, чтобы она пересекалась с диаграммой равновесия на границе ядро-мантия и на границе внутреннего ядра с внешним. В верхнем левом углу - скорости Р-волн в области F-слоя (в интерпретации Джеффриса).

Как выше отмечалось, на кривой состояния фаз в области F-слоя должна наблюдаться особенность, состоящая в том, что градиент температуры в этой области становится отрицательным. Это происходит благодаря тому, что по уравнению (4.3) Клапейрона-Клаузиуса: $dp/dT = U/T(V_g - V_{жс})$, в то время как (по нашей модели): $V_{жс} > V_g$.

В подтверждение этому, сошлемся на несколько необычный характер поведения скоростей Р-волн в области F-слоя (по трактовке Джеффриса). Это распределение Р-волн приведено на вставке в левом верхнем углу рис. 4-4.

Преобразуем полученную нами выше формулу зависимости температуры по адиабате Гюгонио, заменяя $1/V = r$ и учитывая, что $dp/dr = v^2$, где v - скорость Р-волн. Получаем: $T_1 = T_0(v_1/v_0)^2$. Зная характер поведения Р-волн в области F-слоя и полагая температуру на границе F-слоя и внешнего ядра равной T_F , температура, соответствующая минимуму скорости Р-волн, будет равна $0.8 T_F$, а температура на границе F-слоя с внутренним ядром - $1.25 T_F$. Если, к примеру, считать, что T_F порядка 10 000 К, то $\Delta T \approx 2000$ К, а $\Delta T/T \approx 0.2$. Эта оценка понадобится нам в дальнейшем при обсуждении величины Δp .

Заметим, что аналогичная ситуация с поведением температуры вдоль кривой распределения фаз будет наблюдаться и при пересечении кривой адиабатой на границе ядро-мантия, т.е. в области D"-слоя мантии. Здесь, также как в случае F-слоя, имеет место резкое уменьшение величины скорости Р-волн, связанное (по нашей модели) с тем, что плотность жидкой фазы оказывается больше плотности твердой, или $V_T > V_{ж}$.

Оценим величину разности температур на внешнем ядре. Эта "реперная" оценка поможет нам определить ту часть из общей величины T , которая "падает" на промежутке между F- и D"-слоями. Согласно нашей модели, во внешнем ядре происходит ламинарная конвекция (см. Главу 7, где показано, что во внешнем ядре можно выделить 12 конвективных ячеек). Можно оценить, что число Релея в такой конвективной структуре не будет больше чем: $Ra = 10\ 000$, а число Нуссельта при этом:

$$Nu \approx 0.18 (Ra)^{1/3} = 5.$$

Как известно, тепловой поток, проходящий через конвективную структуру:

$$Q = I \Delta T / d,$$

где I - теплопроводность вещества ядра ($I \approx 10^{-2}$ кал/град·см·с), ΔT - перепад температур, d - эффективная толщина конвективного слоя: $d = h/Nu$ (h - толщина внешнего ядра, равная примерно 2 000 км). Полагая величину Q равной $1.5 \cdot 10^{-6}$ кал/см²·с, перепад температуры на внешнем ядре: $\Delta T \approx 6\ 000$ К.

Аналогичным образом можно оценить ΔT на слое мантии. Здесь, по всей видимости, происходит турбулентная конвекция, и число Релея может оказаться выше, чем в случае с внешним ядром. Соответственно, выше в несколько раз будет и число Нуссельта. Так как слой мантии примерно в 1.5 раза больше чем в ядре, то, учитывая все эти обстоятельства, величина ΔT на мантии может быть несколько ниже, чем в ядре и составлять 4 - 5 тысяч градусов. Это означает, что принятая нами выше величина T_F действительно близка к 10 000 К. К сожалению, мы не имеем возможности сделать оценку величины температурного перепада на внутреннем ядре от его центра до границы. Это связано с тем, что постулированное нами состояние вещества в виде переуплотненного пара и, тем более, пылевой плазмы, очень слабо изучено. Конвекции в нем, по-видимому, быть не может, из чего следует, что аналогичным образом оценить ΔT не представляется возможным. Из самых общих соображений, вряд ли ΔT может оказаться больше чем 5 000 К (а если учесть, что скорость Р-волн во внутреннем ядре можно оценить по формуле для идеального газа: $V = (gR_g T/m)^{1/2}$, то и того меньше) поэтому максимальное значение температуры в центре Земли может составлять, ориентировочно, не более 15 000 К.

IV. 4. Скорости процессов конденсации и испарения.

Как отмечалось, в области фазового перехода, в F-слое по модели, конкурируют два процесса: конденсация и испарение, и ее более высокая стадия - кипение. Скорость конденсации K (с⁻¹ см⁻³) можно выразить воспользовавшись формулой Френкеля (1975):

$$K \gg 10^{26} \exp(-3/\ln S_{\Pi} + \ln S_{\Pi}), \quad (4.9)$$

здесь S_{Π} - пересыщение пара, равное отношению давления пара в системе к давлению насыщенного пара при той же температуре. Величина S_{Π} определяется температурой пара, его термодинамическим потенциалом, размером зародышей капель, величиной поверхностного натяжения жидкости и т.п. Скорость конденсации K показывает количество элементарных процессов слияния частиц, которое происходит в единицу времени в единичном объеме. Величина K определяет скорость образования и роста капель.

В режиме испарения (кипения) в системе преимущественно рождаются пузыри пара, скорость образования которых:

$$J (\text{с}^{-1} \text{см}^{-3}) = 10^{37} \exp(-W/kT), \quad (4.10)$$

где W - энергия, необходимая для образования пузыря критического размера. Зависимости K и J от температуры среды T (чисто качественные) изображены на рисунке 4-5. При температуре порядка T_0 , скорости процессов становятся равными, это означает, что система, в принципе, может достичь термодинамического равновесия. (Однако, как будет показано ниже, она никогда достичь его не может и поэтому кривая установления температуры к линии T_0 - носит исключительно гипотетический характер).

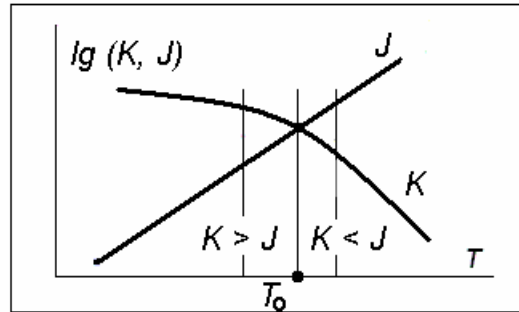


Рис. 4-5. Изменение \lg скоростей конденсации (K) и испарения (J) в зависимости от температуры T – вверх.

В определенный момент времени $t_0 - (0)$ система была перегрета на ΔT до температуры $T > T_0$. Очевидно, что в этом случае преимущество получают процессы испарения ($J > K$). В результате, часть вещества переходит из конденсированного состояния в газообразное. При этом поглощается теплота фазового перехода. Она тратится на энергию, расходуемую на образование, рост и движение пузырей. Система при этом охлаждается. В области образования "высокоплотных" пузырей возникает отрицательное давление и "свободное" пространство, которое моментально заполняется окружающим веществом. Объем Земли в этот момент уменьшается. В дальнейшем, тепло отводится из зоны фазового перехода путем конвекции в ядре и, возможно, в мантии. С течением времени температура T понижается и может возникнуть ситуация, при которой $T < T_0$. В точке $T = T_0$, происходит смена режима, преимущество получают процессы конденсации ($K > J$). При этом часть вещества конденсируется с выделением теплоты фазового перехода, что приводит к нагреву системы и повышению ее температуры. Цикл смены режимов повторяется вновь.

IV. 5. Цикличность.

Оценим длительность цикла. Чем больше разность $T - T_0$, чем выше производная dT/dt , тем короче цикл и, наоборот, чем более плавно устанавливается термодинамическое равновесие, и чем дольше оно длится, тем длиннее цикл. Длительность цикла: $t = C / [J - K]$, где C – константа, - связана с концентрацией капель и пузырей. При смене цикла в точке $T = T_0$, происходит не только изменение режима работы фазового перехода и связанное с ним изменение геодинамического режима Земли (о котором пойдет речь

ниже), но и изменение полярности геомагнитного поля Земли - инверсия. Причиной инверсии (см. Гл. VI) является смена полярности электрического поля E двойного электрического слоя, в котором, по нашей модели, происходит генерация геомагнитного поля (см. рис. 4-5, 6-15). Длинные и сверхдлинные циклы, это, по нашей модели, - хроны и суперхроны (по терминологии, принятой в палеомагнетизме). Казалось бы, длительность цикла может быть очень большой, когда, например, $J = K$, а $t \rightarrow \infty$, однако, как будет показано ниже, такая ситуация невозможна в системе с самоорганизованной критичностью.

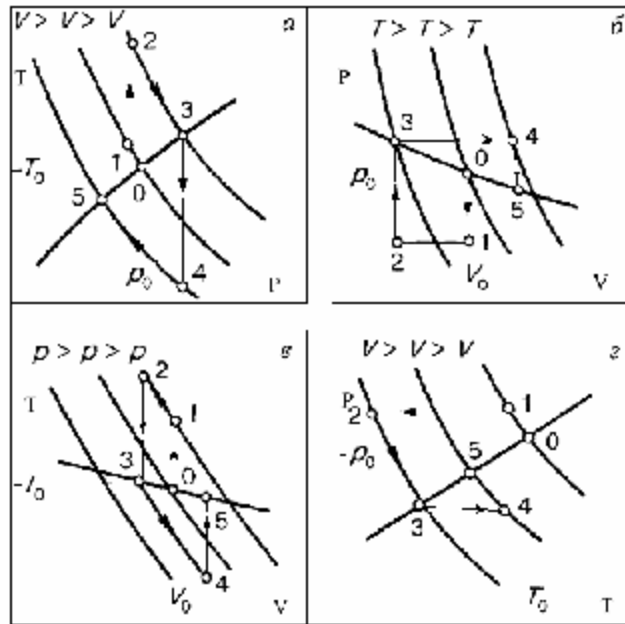


Рис. 4-6. Термодинамические циклы в области F-слоя -а, -б, -в и в области D"-слоя -г.

Оценим порядки величин, входящих в выражение t . Если принять: $C \approx 10^{16}$ ($1/\text{см}^3$), число атомов в одном пузыре (капле) равно, примерно, 10^8 , тогда длительность цикла t (в сек) меняется в интервале: $10^{15} - 10^{11}$ (от суперхрона ≈ 30 млн. лет, до периода смены полярности МПЗ ≈ 3 т. лет). Величины J , K и $[J - K]$ принимают значения от 10 до 10^5 . (К примеру, скорость образования пузырей воды во время кипения при температуре 578 К и атмосферном давлении $J = 10^4$ ($\text{см}^{-3}, \text{с}^{-1}$), что говорит о "разумности" приводимых нами оценок).

Модель цикла. Рассмотрим подробнее, как меняются термодинамические параметры системы (p , V , T) в течение цикла. Еще раз отметим, что процессы, обеспечивающие циклический характер эволюции Земли как термодинамической системы, происходят, согласно нашей модели, в F-слое, где, как отмечалось, наблюдается особенность в dT/dh . (Как будет показано ниже, аналогичные процессы могут иметь место и на границе ядромантии, где происходит кристаллизация (плавление) вещества мантии). Градиент dT/dh на кривой фазового равновесия, как мы выяснили, в области F-слоя принимает отрицательные значения (рис. 4-4). Очевидно, что эта особенность должна сказаться на характере процессов, происходящих в области фазовых переходов.

Предположим, что начальная точка $[0, (p_0, V_0, T_0)]$ находится на линии, соответствующей уравнению состояния в термодинамическом равновесии. Допустим, что в силу каких-то причин система была нагрета на величину ΔT , она перешла в состояние, соответствующее точке (1) (рис. 4-6-а). Допустим, что этот нагрев не изменил удельного объема системы V (средней плотности вещества F-слоя r). Точка 1 перемещается в этом

случае вдоль по адиабате ($V = \text{const}$, см. рис. 4-6-а, -б, -в и таблицу 4.1). Перегрев системы на ΔT сопровождается преимуществом скорости процессов испарения, над конденсацией (рис. 4-5, $J > K$). Это, в свою очередь, приведет к тому, что некоторая часть вещества, находящегося в конденсированном состоянии, переходит в газообразное состояние (испаряется) (с большей плотностью). Объем системы уменьшается ($V_2 < V_1$). Рабочая точка системы (показывающая состояние ее термодинамических параметров) перемещается вдоль адиабаты ($p = \text{const}$) в положение 2. В этой точке (2) система имеет максимальные значения температуры и плотности ($V - \text{min}$). Температура системы уменьшается, следуя вдоль адиабаты ($V = \text{const}$) до пересечения ее с кривой уравнения состояния вещества (в точке 3). В этой точке пересыщение S_{II} достигает критической величины и, несмотря на то, что система находится в состоянии термодинамического равновесия ($J = K$), начинается процесс конденсации. Этот процесс идет с расширением объема ($\Delta V = V_4 - V_3$) и уменьшением средней плотности. Система "перескакивает" в точку (4), понижая при этом свою температуру на $\Delta T = T_3 - T_4$. Это понижение температуры, согласно уравнению Клапейрона - Клаузиуса, обязано увеличению давления ($\Delta p = p_3 - p_2$), $\Delta T/T = - \Delta p/\Delta r U_K$. Выделившееся за счет скрытой теплоты конденсации U_K тепло идет на адиабатический нагрев жидкости: $\Delta T \sim U_K/R_g$ и $\Delta T = T_5 - T_4$. Система возвращается на кривую уравнения состояния (в точку 5), однако, если она "проскочит" эту точку, что вполне вероятно, то рассмотренный нами цикл повторится вновь. Если система будет подходить к точке термодинамического равновесия достаточно плавно, т.е. величина $\Delta p = p_5 - p_4$, должна быть малой настолько, чтобы не вызвать заметного увеличения ΔT в точке (5), то время следующего цикла может быть сколько угодно большим ($K \gg J$ и $t \rightarrow \infty$).

Таблица 4.1

Переход:	T	p	V
0 → 1	↑	↓	0
1 → 2	↑	0	↓
2 → 3	↓	↑	0
3 → 4	↓	0	↑
4 → 5	↑	↓	0

Знаки ↑ и ↓ означают увеличение или уменьшение параметра, 0 - его постоянство.

Как следует из нашей модели и рис. 4-6-а, -б, -в, в течение цикла в системе происходит необратимое увеличение объема $\Delta V = V_5 - V_0$ и энтропии $\Delta S = S_5 - S_0$. Энтропия принимает максимальные значения, когда система достигает термодинамического равновесия. На Земле, за время цикла, происходит уменьшение температуры $\Delta T = T_5 - T_0$ и давления $\Delta p = p_5 - p_0$. Изменение величины давления Δp и следующее за ним изменение объема ΔV , играют значительную (определяющую) роль в движении вещества ядра и мантии.

Связь термодинамических циклов с геомагнитным полем. Эволюционные циклы, происходящие в F-слое, имеют (в нашей модели) непосредственную связь с изменением величины и полярности магнитного поля Земли. (Генерация магнитного поля, по модели, происходит в области F-слоя). Фазовые переходы и процессы тепломассопереноса, которые здесь происходят, "трассируются" на земной поверхности свободно проникающим сквозь ядро и мантию магнитным полем. Информация о них "записана" в палеомагнитных данных в виде инверсий, изменений величин склонений и наклонений, дрейфа магнитных полюсов и т.п.

Не вдаваясь в обсуждение модели генерации геомагнитного поля, в дальнейшем будем использовать лишь те его особенности, которые помогут разобраться в термодинамике Земли. В основном, это относится к свойству магнитного поля менять свою полярность при смене цикла конденсации на цикл испарения и наоборот. Кроме

этого, как указывалось, магнитное поле легко проникает через толщу Земли и “трассирует” процессы, происходящие в области ФП, в пространстве и во времени.

Очевидно, что если явления «трассировки» действительно имеют место, и они, по сути, - электромагнитные явления, а термодинамические процессы имеют конечное (и небольшое) время, то это налагает вполне определенные условия на величину электропроводности вещества внешнего ядра и мантии. По оценкам, электропроводность не может быть выше, чем $10 - 100 \text{ Ом}^{-1}\text{м}^{-1}$, что исключает возможность нахождения большого (определяющего) количества железа во внешнем ядре.

Цикличность процессов в D"-слое. На границе ядро-мантия, по нашей модели, реализуется фазовый переход первого рода кристаллизация-плавление. Процессы, происходящие здесь, в некотором роде аналогичны тем, которые мы рассматривали для F-слоя. Действительно, кристаллизация (как и конденсация) происходит с выделением скрытой теплоты фазового перехода $U_{\text{п}}$, а плавление (как и испарение) - с поглощением $U_{\text{п}}$. При кристаллизации объем системы увеличивается, при плавлении - уменьшается, т.к. плотность вещества в расплавленном состоянии в ядре больше плотности вещества мантии. (Здесь прослеживается аналогия с системой “вода-лед”, см. Гл. V).

Аналогично предыдущему, используя уравнение Клапейрона-Клаузиуса, получаем, что при выполнении этих условий, в области фазовых переходов уменьшение давления в системе вызывает рост температуры и наоборот. Казалось бы, разумно предположить, что и на этой границе могут реализовываться эволюционные циклы, похожие на рассмотренные нами выше. Если обозначить скорость плавления через M (melting), а скорость кристаллизации через C (crystallization), в тех же единицах ($1/\text{см}^3\cdot\text{с}$), то длительность такого цикла, по аналогии, $t \sim 1/[M - C]$, должна быть примерно в 20-30 раз больше чем длительность цикла $J - K$. Различие в длительностях циклов обязано тому, что процессы кристаллизации и плавления заметно медленнее конденсации и испарения, а также тому, что величина $U_{\text{п}}$ примерно в 20 раз меньше чем $U_{\text{к}}$. Еще одним отличием этого цикла от рассмотренного, может служить то, что фазовые переходы первого рода кристаллизация-плавление уже не связаны с генерацией магнитного поля и они полем не “трассируются”. Возможно, явления, происходящие в области F-слоя, могут оказывать влияние на циклы, происходящие на границе ядро-мантия (т.е. в области D"-слоя). Рассмотрим этот цикл подробнее.

pT -диаграмма состояния вещества может быть представлена в виде семейства кривых ($p \sim 1/T$), характерных для различных удельных объемов V (средней плотности вещества D"-слоя). Эти кривые пересекает линия, показывающая распределение температуры dT/dp (рис. 4-6-2). Представим себе, что начальное состояние системы характеризуется точкой $[0, (p_0, T_0, V_0)]$. Охладим систему без изменения величины V . Рабочая точка переместится в положение (1) вдоль кривой $V = \text{const}$. Охлаждение приведет к усилению процессов кристаллизации (1→2), связанных с изменением V . Выделившаяся теплота перехода U нагреет систему (2→3, по линии $V = \text{const}$). Нагрев вызовет плавление части вещества (3→4) и связанное с ним охлаждение (4→5). Цикл замкнулся. При этом произошло уменьшение температуры и давления и увеличение объема системы ($\Delta V = V_5 - V_0$).

Обратим внимание на два момента. Если в рассматриваемом нами цикле, когда система находится в точке (3), каким либо способом отвести из системы расплавленное вещество, то она в большей степени, чем раньше, увеличит свой объем ($\Delta V = V_3 - V_0$). (Этот случай может оказаться интересным для модели плюмов). Если на систему, в которой происходит рассматриваемый нами цикл, можно оказать внешнее влияние, например, путем изменения внешнего (относительно системы) давления, то характер цикла может измениться. Поясним сказанное на примере. Допустим, что на Земле одновременно происходят фазовые переходы в F-слое и D"-слое. Как отмечалось, импульсное давление Δp , возникающее в области F-слоя, передается через внешнее ядро к

D"-слою. Это давление может оказать влияние на характер фазовых переходов "плавление-кристаллизация" вещества мантии. Увеличение Δp , если оно происходит в фазе кристаллизации, понижает температуру кристаллизации увеличивая ее скорость и, в конечном счете, увеличивает ΔV . Наоборот, уменьшение Δp в этой фазе цикла приведет к увеличению T и уменьшению ΔV . В фазе плавления должны наблюдаться обратные явления: увеличение Δp понижает температуру плавления, что приводит к уменьшению объема системы и т.д.

Изменения объема системы, иначе, объема мантии, реализуются посредством гидродинамических движений (течений). Эти течения происходят под действием как внутренних, эндогенных сил (рассматриваемых нами), так и под воздействием, например, сил, связанных с вращением Земли. В конечном счете, Земля, ее ядро, мантия и кора должны быть приведены в состояние гидростатического равновесия. Механизмом реализации этого является движение сплошной среды. В частности, в геодинамике, он реализуется, как будет показано в Главе VII, как растекание поверхностного слоя литосферы.

IV. 6. Гидродинамика F-слоя.

Выше мы рассмотрели роль фазовых переходов (ФП) в эволюции Земли. Смена режима ФП с преимущественно конденсации над испарением (или наоборот) вызывает замену цикла расширения циклом сжатия, смену полярности геомагнитного поля и т.д. Однако представляет несомненный интерес понять, как ведет себя такая термодинамическая система как Земля в спокойные периоды времени, в промежутке между этими грандиозными событиями. Это тем более интересно, т.к. сейчас Земля, по-видимому, переживает именно такой период. Как известно, в настоящее время она находится в фазе сжатия, т.е. немного уменьшает свой радиус, а амплитуда геомагнитного поля весьма стабильна и, тоже очень понемногу, - уменьшается. Разумно допустить, что в такой ситуации pT -параметры в области ФП во времени, значительно не изменяются. Предположим, что такая термодинамическая система должна стремиться поддерживать температуру ФП на одном уровне. Очевидно, что особую роль в этом процессе играют гидродинамические и тепловые переносы, происходящие в области F-слоя. Необходимо учитывать, что все эти явления происходят на фоне постоянного охлаждения Земли.

Уравнения теплового баланса. Система, включающая в свой состав фазовый переход первого рода, не может быть стационарной. Даже, если в течение некоторого периода времени, смены режима конденсации на испарение (или наоборот) не происходит, система охлаждается за счет отвода тепла. Температура фазового перехода (ТФП) при заданной величине давления величина постоянная, т.к. она должна поддерживаться на одном уровне, в системе реализуется кондуктивный или конвективный теплоперенос, обеспечивающий постоянство T . В последнем случае, возникает гидродинамический перенос массы. Это, как правило, в сферической системе радиальный перенос. Однако ряд обстоятельств, связанных с неравномерностью нагрева слоя ФП и вращением Земли (рассматриваемой нами системы), приводят к появлению так называемого «теплого ветра», не равномерного по поверхности ФП. Возникновение условий для возбуждения теплового ветра следуют из уравнений теплового баланса, а его гидродинамика, - из соблюдения требований, предъявляемых к вращающемуся «тонкому слою». Запишем основные уравнения:

Уравнение неразрывности:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho v) = 0 \quad (4.11)$$

означает, что скорость локальных изменений плотности балансируется дивергенцией потока массы. Во вращающихся системах (ω - частота вращения Земли) вместо него используется уравнение геострофического баланса (геострофического равновесия) между ускорением Кориолиса и градиентом давления:

$$2Wu = g \nabla h / \nabla x, \quad (4.12)$$

где h - отклонение (возмущение) от потенциальной поверхности, u – скорость гидродинамического переноса.

В системах с ФП этот баланс, возможно, не выполняется в силу того, что сам фазовый переход, когда он «заморожен» (см. ниже) может быть дивергентным.

Уравнение гидростатики:

$$p = rgh. \quad (4.13)$$

Уравнение сохранения количества движения в вязкой среде определяется вторым законом Ньютона:

$$r \nabla v / \nabla t = - \text{grad } p + rP + m \nabla^2 v + (l + m) \text{grad div } v, \quad (4.14)$$

где p – сила, приводящая систему в движение со скоростью v , в среде с вязкостью l и m .

Эти уравнения необходимо дополнить первым законом термодинамики:

$$rde/dt = -prd(r^{-1})/dt + k \nabla T + c + rQ, \quad (4.15)$$

где e – внутренняя энергия единицы массы, k – коэффициент теплопроводности, c – приток тепла из-за вязкой диссипации, Q – скорость потока тепла.

Скорости сейсмических волн в F-слое. Как и в случае с плотностью и химическим составом вещества внутреннего ядра, распределение скоростей звука (Р-волн) в области F-слоя, пограничного с внутренним ядром, неоднозначно. Воспользуемся трактовкой Джеффриса, согласно которой, скорость звука на границе F-слоя и E-ядра уменьшается от 10,4 до 9,5 км/с, а затем, возрастает до 11,2 км/с на границе F-слоя и внутреннего G-ядра. Заметим, что поведение скорости Р-волн в области F-слоя типично для распределения скорости звука в двухфазной среде (Ландау, Лифшиц, 1986): в области фазового перехода на границе жидкость-пар она всегда меньше скорости звука в жидкости (1-я фаза) и меньше скорости звука в газе (2-я фаза): Скорость звука в жидкости с небольшим количеством пара в виде пузырьков ($v_{жс}$):

$$v_{жс} = UmpV_1/R_gT(c_{p1}T)^{1/2}, \quad (4.16)$$

V_1 - удельный объем первой фазы. Скорость звука в паре (газе) с незначительным количеством жидкости в виде капелек (v_2):

$$1/v_2^2 = m/RT - 2/U + c_{p2}T/U^2. \quad (4.17)$$

Сравнивая скорости $v_{жс}$ и v_2 со скоростями в жидкости и газе, видим, что они действительно меньше.

Как показано Кутателадзе и Накоряковым (1984), подобное распределение скоростей звука в смеси жидкости и газа может говорить о некоторых особенностях системы с фазовым переходом (ФП). В частности, на величины скоростей звука в двухфазной среде существенное влияние оказывает характер процессов ФП и особенности теплообмена между фазами. При написании уравнений термогидродинамики в ряде случаев учитывается наличие источников и стоков вещества в потоке и проницаемость стенки. В случае квазиравновесной парожидкостной смеси используются соотношения термодинамического равновесия. В качестве параметров состояния используются энтальпия (теплота ФП) и давление на линии насыщения. В результате решения уравнений движения получается выражение для скорости движения парожидкостной смеси, как правило, в виде числа Маха (отношения скорости переноса к скорости звука).

Аналогичная картина понижения скорости Р-волн наблюдается в области F-слоя. Это обстоятельство подтверждает нашу модель (по крайней мере, ей не противоречит), согласно которой в переходном F-слое имеет место фазовый переход первого рода “конденсация-кипение”. По-видимому, есть основания рассматривать процессы в F-слое в контексте гидродинамических явлений с ФП в земной атмосфере. Можно допустить, что в двухфазной среде в слое между внутренним и внешним ядром могут образовываться термические геострофические ветры и происходить вязкие переносы вещества.

Для сравнения, рассмотрим точку зрения на эту проблему С.И. Брагинского, который, по мнению Паркинсона (1986, стр. 169) «впервые предложил процесс затвердевания жидкого железа на границе между внутренним и внешним ядром». По мнению Брагинского (1963), внешнее ядро состоит из железа с некоторой более легкой добавкой кремния. В этой смеси больше железа, чем в эвтектике, поэтому после затвердевания твердая фаза состоит из чистого железа; в жидкой фазе остается больше легкой компоненты, и поэтому её плотность меньше плотности окружающей жидкости. Таким образом, если затвердевание происходит на границе внутреннего ядра, оставшаяся в жидкой фазе более легкая составляющая поднимается через внешнее ядро, инициируя движение жидкости в радиальном направлении. Таким образом, происходит вымораживание легкой компоненты при кристаллизации, что является источником тепла и используется для энергетического обеспечения динамо. Брагинский, так же как и в нашей модели, использует гипотезу Джеффриса о падении скорости в F-слое и объясняет этот факт увеличением плотности в слое, связанным с изменением концентрации по линии ликвидуса. Эту точку зрения разделяют многие специалисты. По моему мнению, Брагинским предложен структурный фазовый переход, о возможности использования которого речь шла в Главе I этой книги. Повторим вывод, к которому мы пришли, обсуждая задачу кристаллизации: «Полученные Лангером решения задачи Стефана показывают, что только за счет изменения концентрации примесей достичь эффекта кристаллизации невозможно. Поэтому, общепринятый в физике Земли подход к проблеме кристаллизации внутреннего ядра из расплава внешнего, по всей видимости, неверен».

Уравнение теплового (геострофического) ветра. Как неоднократно отмечалось, в F-слое происходит ФП «испарение-конденсация». Как будет показано в главе VI, именно в этом слое реализуется механизм генерации геомагнитного поля. Именно в этом слое обнаружена сейсмическая анизотропия. По-видимому, именно в этом слое наблюдается западный перенос анизотропии, именно в этом слое (по модели) реализуется западный дрейф геомагнитного поля, как его не дипольной составляющей, так и фокусов векового хода. В нашей модели генерации геомагнитного поля используется возможная аналогия между явлениями, происходящими в F-слое, и явлениями в атмосфере, и океане Земли. В этой связи представляет несомненный интерес найти аналогию между геофизической гидродинамикой атмосферы и океана (Педлоски, 1984) и возможными явлениями, происходящими в этом слое. Основанием для такой аналогии являются ряд обстоятельств. Во-первых, это то, что линейный размер циркуляций в F-слое (например, таких как глобальные магнитные аномалии, или фокусы векового хода) значительно превышает толщину слоя (Кузнецов, 1995). Во-вторых, известно, что в атмосфере постоянно происходят процессы конденсации-испарения воды, приводящие, в конечном счете, к возникновению электрических зарядов, разделению их в гравитационном поле Земли и образованию двойного электрического слоя. Этот процесс в атмосфере приводит к возникновению ионосферного динамо (Sq -вариации). По-видимому, примерно так же происходит генерация магнитного поля за счет динамо в F-слое. Скорость звука и температура атмосферы в области ФП понижается, аналогично тому, как это имеет место в F-слое, в третьих, и т.д. Если наша посылка справедлива, то на процессы, происходящие в F-слое, определяющее влияние оказывает вращение Земли и характер градиента давлений (барического градиента). Эти условия определяют т.н. геострофическое приближение (Гилл, 1986):

$$1/r \nabla p / \nabla x + lv = 0; \quad -1/r \nabla p / \nabla y - lu = 0;$$

где v, u – компоненты скорости геострофического ветра, l – параметр Кориолиса:

$$l = 2W \sin j.$$

Геострофическое приближение весьма грубо описывает реальную ситуацию в атмосфере, тем не менее, основные моменты, связанные с образованием и направлениями ветров, совпадают. Например, на экваторе, где $l \rightarrow 0$, геострофическое приближение не

выполняется, поскольку здесь градиент давления $\nabla p / \nabla n$ не может уравновеситься силой Кориолиса (Динамическая метеорология, 1976). В этой зоне условия равновесия могут достигаться только на круговых изобарах, когда сила барического градиента уравновешивается центробежной силой. Скорость переноса определяется формулой:

$$u = (r/r \times \nabla p / \nabla r)^{1/2}.$$

Из формулы следует, что в экваториальной зоне существуют только циклонические образования, т.к. производная $\nabla p / \nabla r$ должна быть положительной величиной.

Проводя дальнейшую аналогию между процессами, происходящими в F-слое и на поверхности Земли, в атмосфере и океане, приходим к предположению о том, что, как в атмосфере и океане, в слое между внутренним и внешним ядром явления происходят в тонком слое, а не по всей его толщине. Причина здесь та же, что и в гидродинамике атмосферы и океана. Дело в том, что вертикальные ускорения в динамике практически всегда меньше величины g . Поэтому, несмотря на то, что в F слое могут возникать течения, они всегда происходят в тонком слое. Скорость звука в F слое, как мы отмечали, ниже, чем в G и E ядре. В этой связи можно принять, что обе границы можно рассматривать (условно, конечно) как стенки. Вязкий тонкий слой у «стенки», в котором происходит перенос вещества, называется экмановским слоем. Число Экмана E характеризует отношение силы трения к ускорению Кориолиса: $E = \nu / 2WL^2$. Если коэффициент кинематической вязкости ν порядка 10^6 см $с^{-2}$ (Кузнецов, 1995), а характерный размер вихря в экмановском слое 100 км, то $E = 10^{-4}$. Конечно, эта оценка примерно на 10 порядков больше, чем экмановское число в океане (Педлоски, 1984), но, тем не менее, оно значительно меньше единицы и говорит о том, что для крупномасштабных движений силами трения можно пренебрегать.

Если: $L/V > W^{-1}$, где W - частота вращения Земли, L – линейный размер циркуляций, а V - скорость течения, то это условие эквивалентно:

$$e = V/2WL < 1,$$

где e - число Россби. Оценка числа Россби в F-слое, если положить L равным примерно 100-1000 км, а V равной скорости западного дрейфа ($\approx 0.1-1$ °/год, или, для F-слоя, это $\approx 0.01-0.1$ см/с) показывает, что это условие выполняется и процессы, здесь происходящие, можно рассматривать как гидродинамику в тонком слое. Определяющей в этом случае является сила Кориолиса, а вращение слоя в очень малой степени отличается от твердотельного.

Считается, что горизонтальный градиент давления в атмосфере и океане обязан неравномерности температуры тонкого слоя. Именно наличие градиента температуры является причиной постоянных, западных и восточных ветров в атмосфере и течений в океане. Как известно, смена направления ветров происходит синхронно со сменой времени года. В F слое, по всей видимости, так же существуют ветры: один из них имеет западное направление, другой – восточное. Один существует в слое, расположенном около внешнего ядра, другой – около внутреннего. Если допустить реальность такого предположения, то многие вопросы физики Земли находят простое и непротиворечивое объяснение. В частности, объясняется обнаруженное недавно с помощью splitting функций отсутствие дифференциального вращения внешнего ядра, с одной стороны, и явное наличие какого-то переноса в области границы внутреннего ядра, отмеченное при проведении экспериментов по travel-time. Можно упомянуть западный перенос фокусов векового хода, перемещающихся в F слое (см. Главу 6) и т.д. Наличие двух ветровых переносов, направленных в противоположные стороны, может оказаться основой в динамо-модели генерации геомагнитного поля.

Имеются ли основания для подобного утверждения? Для того чтобы утверждать, что гидродинамический перенос происходит в непосредственной близости от «стенки» – будь то внутреннее «твердое» ядро, или слабо вязкое (но жидкое) внешнее ядро, необходимо найти причину возникновения необходимых условий. Одно из таких условий мы отмечали, - это неравномерный нагрев внутреннего ядра и возникновение избыточного

тангенциального давления. Однако этого не достаточно, необходимо найти причины, по которой "струя" будет прижиматься к стенке. Согласно нашей модели, около внутреннего ядра вещество находится в состоянии «капель в пересыщенном паре», около внешнего ядра, - в состоянии «пузырей пара в кипящей жидкости». Ближе к «стенке» размеры «капель» и «пузырей» - будут больше. Воспользуемся хорошо известным подходом, развитым Чепменом и Энскогом в кинетической теории газов, когда они уподобляли газовые молекулы жестким упругим шарам, размером d . Вязкость такой среды h : $h \approx 0.5rv/2\pi nd^2$. Здесь v – тепловая скорость молекул, n – их концентрация. Вязкость среды тем меньше, чем больше размер частиц. Этот факт может объяснить прижим гидродинамического переноса к «стенке». Кроме этого, этот факт может объяснить сравнительно небольшую величину вязкости ($\eta < 10^6 \text{ см}^2/\text{с}$), полученную из условия ограничения толщины экмановского слоя (Кузнецов, 1995).

Выводы

Обсуждая один из самых главных и принципиальных вопросов физики Земли, - её термодинамику, никогда нельзя быть уверенным в том, что все, или, по крайней мере, большинство из проблем решены и достигнута требуемая ясность. Подводя итоги четвертой главы, можно отметить ряд моментов, установленных с достаточной, на мой взгляд, «прочностью».

Во-первых, это то, что адиабата Пуассона в принципе неприменима для такой структуры, как Земля, а использование адиабаты Гюгонио автоматически приводит нас к модели горячей Земли.

Во-вторых, только горячая модель, где постулируется идея охлаждения Земли, может «обеспечить» наличие циклов, так уважаемых геологами.

В-третьих, положенная в основу модели идея фазового перехода на границе внутреннего ядра, может оказаться весьма плодотворной, так как она дает исследователю единый источник теплового потока, дрейфа материков, геомагнитного поля и т.п. В нашей модели, система стремится поддерживать постоянной температуру ФП. Этот факт, как будет показано в шестой главе, обеспечивает практически все свойства геомагнетизма, которые, собственно, имея термодинамическую причину, геомагнитным полем только «трассируются».

Ряд вопросов, обсуждаемых нами в этой главе, имеет явно дискуссионный характер. В первую очередь, и в основном, это относится к идее использования плазма-кристалла, как вещества внутреннего ядра. Оправдывающим автора обстоятельством является тот факт, что никакого другого, более подходящего состояния вещества в природе, по-видимому, нет, или оно физикам (или автору) ещё не известно. Свойства вещества внутреннего ядра столь экзотичны, что пришлось пойти на такой шаг. Железо категорически не подходит в качестве материала для внутреннего и внешнего ядра. Никакие добавки к железу не спасают этого положения, так как иначе приходится нарушать законы термодинамики.

Литература.

Басов Н.Г., Захарченков Ю.А., Зорев Н.Н. и др. Нагрев и сжатие термоядерных мишеней, облучаемых лазером. Итоги науки и техники. Сер. радиотехника Т. 26. М.: ВИНТИ 1982. 365с.

Брагинский С.И. О строении слоя F и причинах конвекции в ядре Земли. ДАН СССР. 1963. Т. 149. № 6. С. 1311-1314.

Бражкин В.В., Ляпин А.Г. Универсальный рост вязкости металлических расплавов в мегабарном диапазоне давлений: стеклообразное состояние внутреннего ядра Земли. УФН. 2000. Т. 170. № 5. С. 535-551.

Гилл А. Динамика атмосферы и океана. М.: Мир. 1986. 397 с.

Динамическая метеорология. Под ред. Д.Л.Лайхтмана. Л.: Гидрометеиздат 1976. 607 с.

Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высоко температурных гидродинамических явлений. М.: Наука. 1966. 686 с.

Климонтович Ю.Л. Критерии относительной степени упорядоченности открытых систем. УФН. 1996. Т. 166. № 11. С. 1231-1243.

Кузнецов В.В. Эффекты фазовых переходов при воздействии на вещество энергии высокой плотности. Новосибирск: ИГиГ. 1985. 71 с.

Кузнецов В.В. Глобальные магнитные аномалии и фокусы векового хода как гидродинамические вихри Россби. ДАН. 1995. Т. 340. № 5. С. 685-687.

Кузнецов В.В. Земля как термодинамическая система. Геология и геофизика. 1998. Т. 39. № 7. С.987-1007.

Кутателадзе С.С., Накоряков В.Е. Тепломассообмен и волны в газо-жидкостных системах. Новосибирск: Наука. 1984. 301 с.

Кюнц Г-У. Механические свойства металлических стекол. В сб. Металлические стекла. Вып. II (Под. ред. Г. Бека и Г. Гюнтеродта) М.: Мир. 1986. С. 199-255.

Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. М.: Наука. 1964. 567 с.

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.

Мясников В.П., Фаддеев В.Е. Модели эволюции Земли и планет земной группы. М.: ВИНТИ. 1980. 232 с.

Паркинсон У. Введение в геомагнетизм. М.: Мир. 1986. 527 с.

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

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

Boehler R., von Barga N., Chopelas A. Melting, thermal expansion, and phase transitions of iron at high pressures. J. Geophys. Res. 1990. V. 95. N. B13. P. 21731-21736.

Boehler R. Temperatures in the Earth's core from melting-point measurements of iron at high static pressures. Nature. 1993. V. 363. P. 534-536.

Brown J.M., McQueen R.G. Phase transitions, Gruneisen parameter, and elasticity for shocked iron between 77 GPa and 400 Gpa. J. Geophys. Res. 1986. V. 91. N. B7. P. 7485-7497.

Duba Al. Earth's core not so hot. Nature. 1992. V. 359. P. 197-198.

Grover R. Experimental and theoretical constraints on the iron equation of state. J. Geophys. Res. 1990. V. 95. N. B13. P. 21743-21748.

Mao H.K., Wu Y., Chen L.C. et al. Static compression of iron to 300 Gpa and Fe_{0.8} Ni_{0.2} alloy to 260 Gpa: implications for composition of the core. J. Geophys. Res. 1990. V. 95. N. B13. P. 21737-21742.

Saxena S.K., Shen G., Lazor P. Temperatures in Earth's core based on melting and phase transformation experiments on iron. Science. 1994. V.264. P. 405-407.

Thomas H., Morfill G.E., Demmel V., et al., Plasma crystal: coulomb crystallization in dusty plasma. Phys. Rev. Lett. 1994. V. 73. N. 5. P. 652-655.

Van Horn H.M. Dense astrophysical plasmas. Science. 1991. V.252. P. 384-389.

Wigner E.R. On the interaction of electron in metals. Phys. Rev. 1934. V. 46. P. 1002-1100.