

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Л. М. Трускиновский, О. Л. Кусков, Н. И. Хитаров, Структура адиабаты в переходной зоне мантии, *Докл. АН СССР*, 1984, том 274, номер 5, 1064–1070

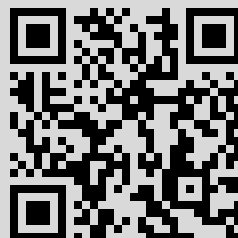
Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 193.54.89.93

22 июня 2021 г., 14:16:34



(1) и линейно-логарифмическом (2) масштабах. Полученный разрез относится к трехслойному, типа К. Отличительной особенностью его является высокое сопротивление и большая мощность промежуточного плохопроводящего слоя, поперечное сопротивление которого T достигает $2 \cdot 10^{10}$ Ом \cdot м². Суммарная продольная проводимость S пород верхнего слоя в пересчете на глубину 0,1 км составляет 0,05 См и на глубину 10 км — 0,2 См (рис. 3). Такой характер изменения S в верхней части земной коры указывает на постепенное увеличение сопротивления с глубиной, которое можно объяснить закрытием трещин и уменьшением содержания в породах влаги.

Подкорковый проводящий слой в верхней мантии, обусловленный воздействием высокой температуры, фиксируется на глубине 100–200 км, причем граница эта является результатом суммарного влияния широкой области постепенного (сначала медленного, а затем более резкого) уменьшения удельного сопротивления пород, начинающегося с глубины порядка 30–40 км и соответствующего положению границы Мохоровичича.

Одной из основных задач дальнейших исследований с МГД-источником "Хибинь" является проведение глубинных зондирований на более удаленных от источника (на 400–500 км) плохопроводящих блоках древнейшего первично-корового фундамента с целью уточнения положения высокотемпературной границы в верхней мантии и последующего составления объемной схемы проводимости северо-восточной части Балтийского щита, имеющей важное металлогеническое значение.

Геологический институт
Кольского филиала Академии наук СССР
Апатиты Мурманской обл.

Поступило
5 IX 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. Горбунов Г.И., Бельков И.В., Павловский В.И. и др. — ДАН, 1979, т. 247, № 3, с. 578.
2. Морохов И.Д., Велихов Е.П., Волков Ю.М. — Атомная энергия, 1978, т. 44, вып. 3, с. 213.
3. Глубинные электромагнитные зондирования с применением импульсных МГД-генераторов/Под ред. Е.П. Велихова. Апатиты, 1982.
4. Сидоренко С.А., Сидоренко А.В. Органическое вещество в осадочно-метаморфических породах докембрия. М., 1975.
5. Семенов А.С. — Вестн. ЛГУ, 1970, № 12, с. 19.
6. Zhamaletdinov A.A. — Geod. Geophys. Veröff., R. III, 1980, H. 47, S. 207.
7. Гранитоидные формации докембрия северо-восточной части Балтийского щита/Под ред. И.В. Белькова. Апатиты, 1978.
8. Вешев А.В. Электропрофилирование на постоянном и переменном токе. Л., 1980.
9. Жамалетдинов А.А. Глубинные электромагнитные зондирования с применением импульсных МГД-генераторов. Апатиты, 1978, с. 35.
10. Ваньян Л.Л. — Изв. АН СССР. Физика Земли, 1981, № 5, с. 57.

УДК 550.3 + 550.4

ГЕОФИЗИКА

Л.М. ТРУСКИНОВСКИЙ, О.Л. КУСКОВ,
член-корреспондент АН СССР Н.И. ХИТАРОВ

СТРУКТУРА АДИАБАТЫ В ПЕРЕХОДНОЙ ЗОНЕ МАНТИИ

Согласно представлениям о развитой конвекции в мантии Земли, профиль температуры оказывается близким к адиабатическому повсюду за исключением узких термических погранслоев, разделяющих независимо конвектирующие области [1, 2]. Особый интерес представляет изучение структуры адиабаты в окрестности зон локализации химических и фазовых превращений (конвекция считается

проникающей), где градиент температуры может в десятки раз превышать среднее значение из-за существования сосредоточенных источников (стоков) тепла. Если в зоне превращения диссипацией, обусловленной вязкостью, теплопроводностью, неравновесностью превращения и т.д., можно пренебречь, задача построения адиабаты сводится к чисто термодинамической задаче расчета изэнтропы в координатах P - T , которая легко трансформируется в геотерму $T(r)$ с помощью известной зависимости $P(r)$. В настоящей работе эта задача решается для общего случая моновариантных превращений между чистыми фазами и дивариантных превращений в бинарных растворах (см. специальные случаи в [3-6]), а результаты применяются для моделирования структуры адиабаты в переходной зоне мантии.

1. Рассмотрим моновариантное превращение $\alpha = \beta$. Для моделирования гетерогенной двухфазной области воспользуемся моделью простой равновесной смеси фаз. Тогда условие изэнтропичности может быть представлено в виде $dS(P, T, \xi) = 0$, где $S = \xi S_\beta(P, T) + (1 - \xi)S_\alpha(P, T)$, ξ - степень превращения, $S_{\alpha, \beta}$ - мольные энтропии фаз. Параметры P и T связаны условием химического равновесия $\mu_\alpha(P, T) = \mu_\beta(P, T)$, где $\mu_{\alpha, \beta}$ - мольные энергии Гиббса (химические потенциалы) фаз. С использованием уравнения Клапейрона - Клаузиуса зависимость $\xi(T)$ вдоль изэнтропы может быть явно выписана:

$$(1) \quad \xi(T) = -\exp \left[\int_{T_\alpha}^T \pi(z) dz \right] \left\{ \int_{T_\alpha}^T \sigma(z) \exp \left[\int_z^T \pi(z') dz' \right] dz \right\},$$

где $\pi(T) = \Delta(\alpha V)/\Delta V - \Delta c_p/\Delta H$, $\sigma(T) = c_{p\alpha}/\Delta H - \alpha_\alpha V_\alpha/\Delta V$; индексы α и β указывают на принадлежность к фазе; $\Delta f = f_\beta - f_\alpha$; $\alpha = (1/V)(\partial V/\partial T)_p$ - коэффициент термического расширения, $c_p = T(\partial S/\partial T)_p$ - теплоемкость при постоянном давлении; V, H - мольные объем и энтальпия. В качестве T_α выбирается значение температуры, соответствующее моменту появления фазы β ; $\xi(T_\alpha) = 0$. При $T = T_\alpha$ происходит пересечение однофазной адиабаты (фаза α) с кривой фазового равновесия. Двухфазная зона характеризуется результирующим перепадом температуры $\Delta T = T_\beta - T_\alpha$, где $\xi(T_\beta) = 1$.

Сделаем некоторые упрощения в (1). Полагая $\alpha_\alpha = \alpha_\beta = \alpha$, $c_{p\alpha} = c_{p\beta} = c_p$ и пренебрегая малым изменением величин α , c_p , $S_{\alpha, \beta}$, $V_{\alpha, \beta}$ вдоль кривой равновесия, получим: $\xi = \alpha V_\alpha(T - T_\alpha)/\Delta V - c_p \ln(T/T_\alpha)/\Delta S$. Для вычисления "скачка" температуры ΔT при $T_\beta/T_\alpha \sim 1$ оказывается достаточным использовать приближенную формулу: $\Delta T = -(\Delta H/c_p) [(dP/dT)_A / ((dP/dT)_A - (dP/dT)_p)]$, где $(dP/dT)_A = c_p/(\alpha V_\alpha T_\alpha)$; $(dP/dT)_p = \Delta S/\Delta V$.

2. Учет фазовых превращений в твердых растворах приводит к необходимости рассматривать дивариантные поля равновесия на фазовой диаграмме [7, 8]. Специфика дивариантных двухфазных областей связана с появлением дополнительных термодинамических степеней свободы, так как в процессе превращения изменяются составы сосуществующих фаз.

Рассмотрим двухкомпонентную двухфазную систему. Обозначим компоненты цифрами 1 и 2 и допустим, что мольная концентрация компонента 1 в смеси равна c (и фиксирована), а в отдельных фазах соответственно c_α и c_β . Тогда, очевидно, $\xi = (c - c_\beta)/(c_\alpha - c_\beta)$. Используя модель механической смеси, получим $S = \xi S_\alpha(P, T, c_\alpha) + (1 - \xi)S_\beta(P, T, c_\beta)$. Условия фазового равновесия в бинарной системе имеют вид

$$(2) \quad \mu_\alpha^1(P, T, c_\alpha) = \mu_\beta^1(P, T, c_\beta), \quad \mu_\alpha^2(P, T, c_\alpha) = \mu_\beta^2(P, T, c_\beta),$$

где $\mu_{\alpha, \beta}^{1,2}$ - химические потенциалы компонентов 1 и 2 в фазах α и β . Дивариантная область равновесия в координатах P - T - c ограничена поверхностями $c_\alpha = c_\alpha(P, T)$, $c_\beta = c_\beta(P, T)$, которые неявно задаются формулами (2). С помощью уравнений

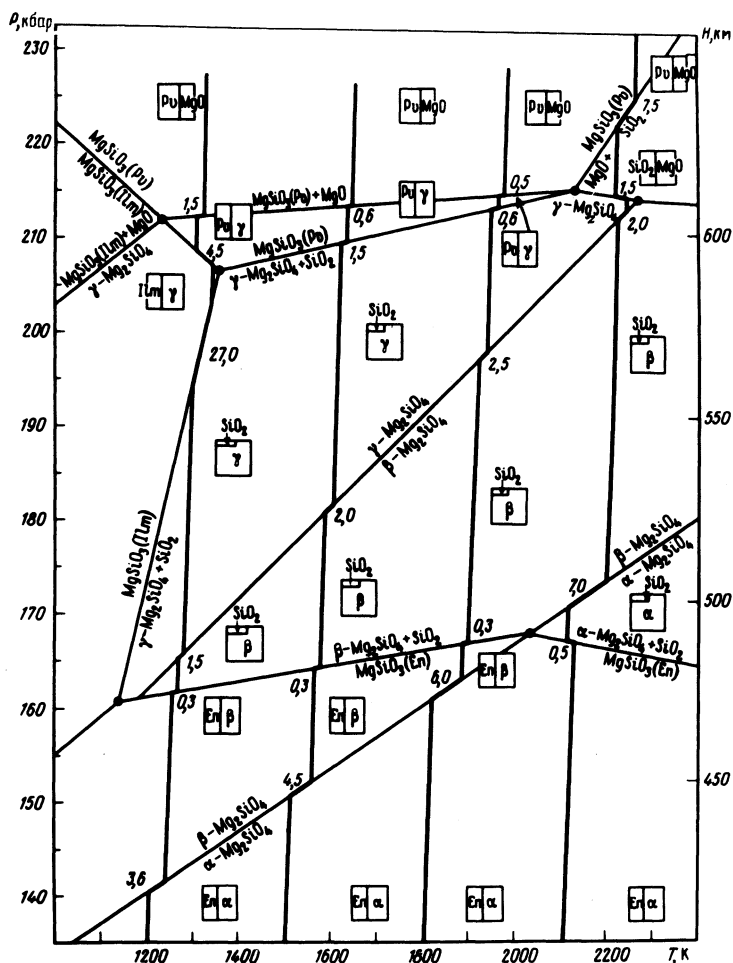


Рис. 1. Фазовая диаграмма системы MgO-SiO₂ при P-T-параметрах переходной зоны мантии. Сплошные жирные линии - адиабаты (изэнтропы), соответствующие четырем этапам эволюции Земли. В квадратах схематически изображен фазовый состав. Числа задают ширину гетерофазной области (км).

Ван-дер-Ваальса [7] (обобщение уравнения Клапейрона-Клаузиуса на случай бинарной системы) может быть получено дифференциальное уравнение равновесной изэнтропы в виде $dT/dP = -A/B$, где

$$\begin{aligned}
 (3) \quad A &= \left[\frac{\partial S_{\beta}}{\partial P} - \frac{c - c_{\beta}}{c_{\alpha} - c_{\beta}} \Delta \left(\frac{\partial S}{\partial P} \right) \right] + \left(\frac{\partial c_{\alpha}}{\partial T} \frac{\partial c_{\alpha}}{\partial P} \right) \left(\frac{c - c_{\beta}}{c_{\alpha} - c_{\beta}} \right) \frac{\partial^2 G_{\alpha}}{\partial c_{\alpha}^2} + \\
 &+ \left(\frac{\partial c_{\beta}}{\partial T} \frac{\partial c_{\beta}}{\partial P} \right) \left(\frac{c - c_{\alpha}}{c_{\beta} - c_{\alpha}} \right) \frac{\partial^2 G_{\beta}}{\partial c_{\beta}^2}, \\
 B &= \left[\frac{\partial S_{\beta}}{\partial T} - \frac{c - c_{\beta}}{c_{\alpha} - c_{\beta}} \Delta \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right) \right] + \left(\frac{\partial c_{\alpha}}{\partial T} \right)^2 \left(\frac{c - c_{\beta}}{c_{\alpha} - c_{\beta}} \right) \frac{\partial^2 G_{\alpha}}{\partial c_{\alpha}^2} + \\
 &+ \left(\frac{\partial c_{\beta}}{\partial T} \right)^2 \left(\frac{c - c_{\alpha}}{c_{\beta} - c_{\alpha}} \right) \frac{\partial^2 G_{\beta}}{\partial c_{\beta}^2}.
 \end{aligned}$$

При этом $G_{\alpha,\beta} = c_{\alpha,\beta} \mu_{\alpha,\beta}^1 + (1 - c_{\alpha,\beta}) \mu_{\alpha,\beta}^2$ — мольные энергии Гиббса фаз α и β . В случае идеальных растворов P - T - c -диаграмма равновесия (2) задается явными формулами

$$c_{\alpha} = (1 - \exp \lambda_2) / (1 - \exp(\lambda_2 - \lambda_1)),$$

$$c_{\beta} = (1 - \exp \lambda_2) / (\exp \lambda_1 - \exp \lambda_2),$$

где $\lambda_{1,2} = \Delta \hat{\mu}^{1,2} / nRT$; $\hat{\mu}_{\alpha,\beta}^{1,2}(P, T) = \hat{G}_{\alpha,\beta}^{1,2}(T) + \int_0^P \hat{V}_{\alpha,\beta}^{1,2} dP$, $\hat{G}_{\alpha,\beta}^{1,2}(T)$ — стандартные

мольные энергии Гиббса чистых фаз, n — число позиций смещения на каждую формульную единицу [8]. Выражения для производных $\partial c_{\alpha,\beta} / \partial P$, $\partial c_{\alpha,\beta} / \partial T$, входящих в (3), могут быть в этом случае представлены в виде

$$\partial c_{\alpha,\beta} / \partial P = c_{\alpha,\beta} (1 - c_{\alpha,\beta}) [c_{\beta,\alpha} (\Delta \hat{V}^1 - \Delta \hat{V}^2) + \Delta \hat{V}^2] / nRT,$$

$$\partial c_{\alpha,\beta} / \partial T = -c_{\alpha,\beta} (1 - c_{\alpha,\beta}) [c_{\beta,\alpha} (\Delta \hat{H}^1 - \Delta \hat{H}^2) + \Delta \hat{H}^2] / nRT^2,$$

где $\Delta \hat{H}^{1,2} = \Delta \hat{\mu}^{1,2} - T \Delta \hat{S}^{1,2}$; $\hat{S}_{\alpha,\beta}^{1,2}$ — мольные энтропии чистых фаз. Для случая разбавленных идеальных растворов ($c \equiv \epsilon \ll 1$) может быть получена асимптотическая формула $dP/dT = \Delta \hat{H}^2 / (T \Delta \hat{V}^2) + \epsilon Q(P, T) + O(\epsilon^2)$. Выражение для Q оказывается в общем случае громоздким и мы приведем его значение только в точке P_{α} , T_{α} , соответствующей моменту появления фазы β ($x_{\beta} \equiv c_{\beta} / \epsilon \approx \exp(-\Delta \hat{\mu}^1 / nRT_{\alpha})$):

$$Q(P_{\alpha}, T_{\alpha}) = \frac{nRT_{\alpha}}{\Delta \hat{V}^2} \left[\frac{c_{p\alpha}}{\Delta \hat{H}^2} - \frac{\alpha_{\alpha} V_{\alpha}}{\Delta \hat{V}^2} \right] (x_{\beta} - 1)^2 + \left[\frac{\Delta \hat{H}^1}{T_{\alpha} \Delta \hat{V}^1} - \frac{\Delta \hat{H}^2}{T_{\alpha} \Delta \hat{V}^2} \right] \frac{\Delta \hat{V}^1}{\Delta \hat{V}^2} x_{\beta}.$$

3. Проиллюстрируем моновариантные превращения на примере реакций в двойной системе $MgO-SiO_2$, которая считается базовой при моделировании фазового состава переходной зоны мантии [3, 9]. Результаты расчетов суммированы на рис. 1, где изображена модельная фазовая диаграмма системы $MgO-SiO_2$ [9] и нанесены адиабаты (изэнтропы (1)), характеризующие распределение температуры в переходной зоне мантии на четырех стадиях эволюции, разделенных временными промежутками $\sim 10^9$ лет [1, 10]. Валовый химический состав моделируется ассоциацией, близкой к перидотитовой (60 мол.% форстерита и 40 мол.% энстатита). Построенные профили температуры показывают не только, как изменялся минеральный состав переходной зоны в процессе эволюции, но и какие процессы и на какой глубине протекали на ее границе с нижней мантией в прошлом. Так, если сейчас регистрируемая сейсмикой неоднородность на глубине ~ 670 км может быть обусловлена химическими превращениями с образованием перовскитовой ассоциации, то на ранней стадии эволюции эти превращения протекали через образование ильменитовой структуры (если планета разогревается) или через диспропорционирование шпинели на смесь окислов $MgO + SiO_2$ (если планета остывает). В соответствии с расчетами суммарный перепад температуры в переходной зоне мантии составляет 120–180 К, что почти в два раза превосходит значение, получаемое без учета химических реакций.

Особого внимания на фазовой диаграмме заслуживает неинвариантная точка ($P \sim 215$ кбар, $T \sim 2100$ К), в которой сосуществуют четыре фазы: $MgSiO_3$ (перовскит), $\gamma-Mg_2SiO_4$, MgO , SiO_2 (стишовит). Термодинамические параметры этой неинвариантной ассоциации в пределах погрешностей расчетов соответствуют параметрам сейсмической границы на глубине ~ 670 км (640–720 км по данным раз-

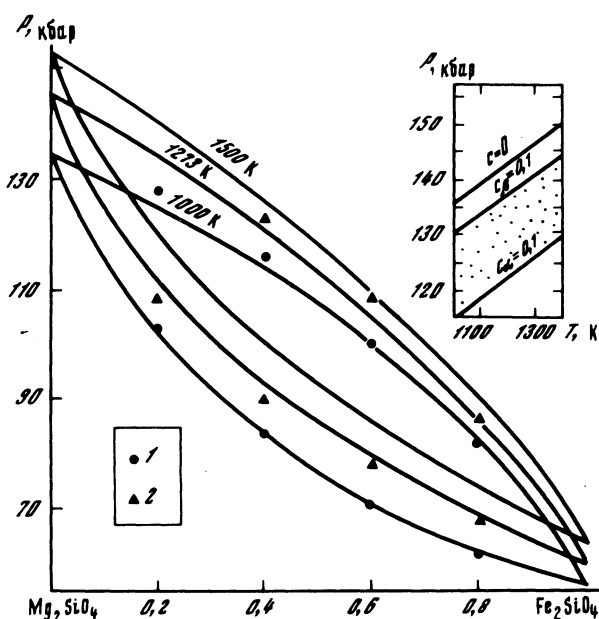


Рис. 2. Изотермические сечения фазовой диаграммы превращения оливин–шпинель в непрерывном ряду твердых растворов $(\text{Fe}_c\text{Mg}_{1-c})_2\text{SiO}_4$ (без учета β -фазы). Сплошные линии – расчет, точки – эксперимент [3] соответственно при $T = 1073$ (1) и 1273 К (2) (с учетом изменения калибровки шкалы давления [13]). На врезке – линия моновариантного равновесия в чистом форстерите ($c = 0$) и область дивариантного равновесия ($c = 0,1$) в координатах P и T

личных авторов [11, 12]); при этом, как можно видеть, прохождение изэнтропой невариантной точки является структурно устойчивой ситуацией. Параллельное протекание в невариантной точке (или в ее окрестности) нескольких превращений приводит к появлению значительных суммарных тепловых и объемных эффектов.

Обратим внимание на то, что различие температур, а следовательно, и фазового состава в восходящем и нисходящем конвективных потоках приводит к образованию латеральных неоднородностей в переходной зоне (ср. [12]).

4. С целью получения более реалистичной модели рассмотрим фрагмент диаграммы состояния системы $\text{MgO}-\text{SiO}_2$ с учетом возможности образования ферромагнезильных твердых растворов. В качестве примера возьмем фазовое превращение оливин–шпинель в непрерывном ряду твердых растворов форстерит–фаялит. Соответствующие растворы близки к идеальным [3, 8]; для обогащенного магнием оливина превращение $\alpha = \gamma$ осуществляется через промежуточную структуру (β -шпинель), которую мы не будем учитывать, имея в виду модельный характер принятого рассмотрения.

Для построения фазовой диаграммы бинарной системы с идеальным смешением достаточно располагать термодинамической информацией по чистым фазам (см. [13]), причем данные о сжимаемости достаточно иметь в виде интегралов $\int_0^P V dP$, величины которых слабо чувствительны к выбору уравнения состояния [14].

Результаты расчета изотермических сечений диаграммы состояния растворов $(\text{Fe}_c\text{Mg}_{1-c})_2\text{SiO}_4$ приведены на рис. 2. Расхождение с экспериментом оказывается минимальным при $T = 1000$ К и несколько увеличивается с ростом температуры, оставаясь в пределах погрешности расчета. Последнее может быть обусловлено неучетом явления упорядочения в шпинели [15].

Т а б л и ц а 1

Структура дивариантной двухфазной области

P , кбар	ξ	dT/dP , К/кбар	P , кбар	ξ	dT/dP , К/кбар
$c = 0,2, \quad T = 1000 \text{ K}$			$c = 0,6, \quad T = 1000 \text{ K}$		
105	0,93	3,22	75	0,80	5,30
110	0,80	3,11	80	0,60	4,25
115	0,64	3,29	85	0,45	3,52
120	0,42	4,10	90	0,31	3,01
125	0,02	6,49	95	0,17	2,68
			100	0,01	2,54
$c = 0,2, \quad T = 1500 \text{ K}$			$c = 0,6, \quad T = 1500 \text{ K}$		
125	0,86	4,92	90	0,75	6,84
130	0,68	5,16	95	0,52	5,98
135	0,44	5,96	100	0,32	5,35
140	0,08	7,92	105	0,14	4,95
$c = 0,4, \quad T = 1000 \text{ K}$			$c = 0,8, \quad T = 1000 \text{ K}$		
85	0,97	4,45	65	0,66	7,12
90	0,81	3,83	70	0,36	4,84
95	0,67	3,38	75	0,18	3,51
100	0,53	3,08	80	0,05	2,71
105	0,38	2,97			
110	0,19	3,15			
$c = 0,4, \quad T = 1500 \text{ K}$			$c = 0,8, \quad T = 1500 \text{ K}$		
105	0,82	5,64	75	0,87	9,71
110	0,64	5,25	80	0,44	7,67
115	0,47	5,04	85	0,18	6,15
120	0,28	5,05			
125	0,06	5,38			

Примечание. ξ – степень превращения, dT/dP – адиабатический градиент.

Анализ полученных диаграмм позволяет оценить минимальную ширину двухфазной области l , которая соответствует изотермическому превращению. Полагая $c = 0,1$, получим $\Delta P \sim 13$ (1500 К) – 17 (1000 К) кбар, $l \sim 36$ –47 км; если $c = 0,2$, получим $\Delta P \sim 21$ –23 кбар, $l \sim 58$ –64 км. С помощью формул (3) можно рассчитать величину производной dT/dP в двухфазной области. Результаты, приведенные в табл. 1, позволяют восстановить тонкую структуру адиабаты и определить поправку на неизотермичность, которую следует вносить при вычислении ширины двухфазной области. Принимая для производной dT/dP среднее значение ~ 5 К/кбар, получим, что "скачок" температуры при $c = 0,1$ составляет $T = 65$ –85 К, что приводит к поправке по давлению $\Delta'P \sim 2$ –3 кбар, $l' \sim 6$ –8 км; при этом суммарная ширина двухфазной дивариантной области составляет 42–55 км. Заметим, что для магнезиальных растворов превращение смещено к области устойчивости шпинели, а для железистых – к области устойчивости оливина (см. табл. 1).

Таким образом, результаты настоящего исследования позволяют проследить за поведением геотермы в переходной зоне мантии, изменением минерального состава в этой области в процессе эволюции планеты, выявить локальную роль химических источников энергии в формировании температурного профиля. Приве-

денные примеры демонстрируют эффективность термодинамического подхода к проблеме моделирования тонкой структуры переходной зоны мантии (минеральный состав, распределение температуры), позволяющего существенно дополнить современные сейсмические модели.

Институт геохимии и аналитической химии
им. В.И. Вернадского Академии наук СССР, Москва

Поступило
28 VII 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. Мясников В.П., Фадеев В.Е. Модели эволюции Земли и планет земной группы. М., 1980. 230 с.
2. Жарков В.Н., Засурский И.Я. — ДАН, 1980, т. 253, № 4, с. 840—844.
3. Рингвуд А.Е. Состав и петрология мантии Земли. М.: Недра, 1981. 584 с.
4. Verhoogen J. — Phil. Trans. Roy. Soc. Lond., 1965, vol. A258, № 1088, p. 276—283.
5. Shubert G., Yuen D.A., Turcotte D.L. — Geophys. J. Roy. Astr. Soc., 1975, vol. 42, № 2, p. 705—735.
6. Кадик А.А., Френкель М.Я. Декомпрессия пород коры и верхней мантии как механизм образования магм. М.: Наука, 1982. 120 с.
7. Пригожин И., Дефей Р. Химическая термодинамика. Новосибирск: Наука, 1966. 509 с.
8. Саксена С. Термодинамика твердых растворов породообразующих минералов. М.: Мир, 1975. 204 с.
9. Кусков О.Л., Галимзянов Р.Ф., Хитаров Н.И., Урусов В.С. — Геохимия, 1983, № 8.
10. Трускиновский Л.М., Кусков О.Л., Хитаров Н.И. — ДАН, 1982, т. 266, № 1, с. 68—72.
11. Jordan T.H., Anderson D.L. — Geophys. J. Roy. Astr. Soc., 1974, vol. 36, p. 411—459.
12. Винник Л.П., Аветисян Р.А., Михайлова Н.Г. — ДАН, 1982, т. 266, № 2, с. 313.
13. Кусков О.Л., Галимзянов Р.Ф., Хитаров Н.И. — ДАН, 1983, т. 270, № 3.
14. Кусков О.Л., Галимзянов Р.Ф., Трускиновский Л.М., Пильченко В.А. — Геохимия, 1983, № 6, с. 849—871.
15. Барсуков В.Л., Урусов В.С. — Геохимия, 1982, № 12.