

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Л. М. Трускиновский, Неравновесные фазовые границы в мантии Земли, *Докл. АН СССР*, 1988, том 303, номер 6, 1337–1342

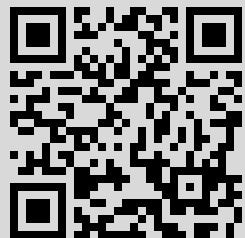
Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

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

Параметры загрузки:

IP: 193.54.89.93

22 июня 2021 г., 14:09:08



ЛИТЕРАТУРА

1. Зорькин Л.М., Карус Е.В., Кузнецов О.Л. и др. — ДАН, 1978, т. 243, № 2, с. 447.
2. Березкин В.М., Киричек М.А., Кунарев А.А. Применение геофизических методов разведки для прямых поисков месторождений нефти и газа. М.: Недра, 1978.
3. Филатов В.Г. — Изв. АН СССР. Физика Земли, 1974, № 11, с. 97.
4. Временные методические указания по проведению геофизических работ с целью прямых поисков залежей нефти и газа. М.: ВИЭМС. 1979.
5. Страхов В.Н., Иванов С.Н. Регуляризованный конечноразностный алгоритм аналитического продолжения потенциальных полей. М., 1981.
6. Мудрецова Е.А., Дорофеев И.Ф., Филатов В.Г., Целев В.И. — Изв. АН СССР. Физика Земли, 1980, № 2, с. 97.
7. Веселов К.Е., Любимов А.А., Мудрецова Е.А. и др. Тр. XXX МГС. А. Геофизические работы на нефть и газ. М., 1985, ч. 1, с. 108–116.
8. Старостенко В.И. Устойчивые численные методы в задачах гравиметрии. Киев: Наук. думка, 1978.
9. Филатов В.Г. — Изв. АН СССР. Физика Земли, 1980, № 5, с. 93.
10. Березкин В.М. Применение гравиразведки для поисков месторождений нефти и газа. М.: Недра, 1973.
11. Филатов В.Г. — Прикл. геофиз., 1985, вып. 111, с. 82.

УДК 550.3+550.4

ГЕОФИЗИКА

Л.М. ТРУСКИНОВСКИЙ

НЕРАВНОВЕСНЫЕ ФАЗОВЫЕ ГРАНИЦЫ В МАНТИИ ЗЕМЛИ

(Представлено академиком М.А. Садовским 12 X 1987)

Методами глубинного сейсмического зондирования в мантии Земли фиксируется ряд радиальных неоднородностей, интерпретируемых обычно как области перехода от одной фазы к другой [1]. Распространенный подход состоит в моделировании фазовых границ сильными разрывами характеристик среды; при этом стандартная система соотношений на разрыве дополняется классическим условием Гиббса. В качестве динамического обобщения условия фазового равновесия в [2, 3] получено соотношение, связывающее разность обобщенных химических потенциалов с диссипацией на скачке; последняя вычисляется из решения задачи о структуре разрыва [3, 4]. Целью настоящей работы является развитие динамической модели переходной области, разделяющей сосуществующие фазы [5]. Вслед за [6–8] рассматривается размытая фазовая граница с внутренней диссипацией, обусловленной неравновесностью превращения. Показано, что учет кинетических особенностей фазового перехода может изменить наши представления о влиянии фазовых границ на характер конвективных течений в мантии.

1. Для описания дивариантных превращений может быть использована модель сплошной среды с внутренними степенями свободы [9]. В этом случае аргументами энергии Гиббса единицы массы g наряду с давлением P и температурой T служат дополнительные параметры $\xi \{ \xi^1, \dots, \xi^N \}$, характеризующие, например, химический и фазовый состав минеральной ассоциации. Равновесные значения $\xi^*(P, T)$ определяются из условия минимума энергии Гиббса, поэтому $\partial g(P, T, \xi^*) / \partial \xi = 0$. Релаксация к состоянию равновесия, как правило, описывается кинетическим уравнением $\dot{\xi} = -\Gamma : \partial g / \partial \xi$ [9], которое может быть получено в рамках феноменологического подхода из условия неотрицательности объемной диссипации энергии $\sigma = -\langle \partial g / \partial \xi \cdot \dot{\xi} \rangle$; здесь Γ — положительно определенная симметричная кинетическая матрица, точкой обозначена полная производная по времени. Для специальных значений температуры $T_p(P)$ глобальный минимум g оказывается не единственным,

и мы приходим к случаю моновариантных превращений, которым в мантии Земли сопоставляются локализованные по глубине фазовые границы. Для описания структуры подобных границ список аргументов g необходимо расширить, включив в него градиенты ξ [10]. Статические фазовые границы в несжимаемой среде при фиксированных P и T моделируются нетривиальными решениями уравнения $\delta\tilde{g}(\xi, \nabla\xi)/\delta\xi = 0$, где $\delta/\delta\xi = \partial/\partial\xi - \nabla_i(\partial/\partial\nabla_i\xi)$ – вариационная производная. В неравновесном случае, записывая по аналогии выражение для объемной диссипации в виде

$$\tilde{\sigma} = - \left\langle \frac{\delta\tilde{g}}{\delta\xi} \cdot \dot{\xi} \right\rangle \quad [6-8],$$

$$(1) \quad \dot{\xi} = -\Gamma: \delta\tilde{g}/\delta\xi.$$

Для описания неизотермических превращений в несжимаемой среде (при $P = \text{const}$) к этому уравнению необходимо добавить условие баланса энтропии

$$(2) \quad \rho_0 T \dot{s} = -\nabla_i q^i + \tilde{\sigma}, \quad \tilde{\sigma} = \langle \dot{\xi} \cdot \Gamma^{-1} \dot{\xi} \rangle,$$

где ρ_0 – постоянная плотность, q^i – вектор притока тепла, s – энтропия единицы массы. Замкнутая система уравнений (1), (2) была впервые получена в [8] на основе эвристических соображений.

С целью обоснования (1), (2) запишем 1-й и 2-й законы термодинамики для единицы массы [11]:

$$(3) \quad d\tilde{u} = -pd(1/\tilde{\rho}) + dq^{(e)} + dq^{**}, \quad Td\tilde{s} - dq^{(e)} = dq' \geq 0,$$

где $\tilde{\rho}dq^{(e)} = -(\nabla_i q^i) dt$ – приток тепла, dq' – некомпенсированное тепло, dq^{**} – нетепловой приток энергии; в [8] полагали $dq^{**} \equiv 0$. Пусть $\tilde{g} = \tilde{g}(P, T, \xi, \nabla\xi)$, тогда $\tilde{s} = -\partial\tilde{g}/\partial T$, $1/\tilde{\rho} = \partial\tilde{g}/\partial P$, $\tilde{u} = \tilde{g} + T\tilde{s} - P/\tilde{\rho}$. Исключая $dq^{(e)}$ из (3), получим $dq^{**} - dq' - \tilde{s}dT + dP/\tilde{\rho} = d\tilde{g}$ или, учитывая некоммутативность операций d и ∇ ,

$$(4) \quad dq^{**} - dq' = \left[\left\langle \frac{\partial\tilde{g}}{\partial\xi} \cdot \dot{\xi} \right\rangle + \left\langle \frac{\partial\tilde{g}}{\partial\nabla_i\xi} \cdot \nabla_i\dot{\xi} \right\rangle - \left\langle \frac{\partial\tilde{g}}{\partial\nabla_i\xi} \cdot \nabla_j\dot{\xi} \right\rangle (\nabla_i v^j) \right] dt.$$

Здесь v^i – вектор скорости среды. Полагая теперь (ср. [12, 13])

$$\tilde{\rho}dq^{**} = (\nabla_i \tilde{q}^i + \tilde{P}^{ij} \nabla_j v^i) dt$$

и используя неотрицательность диссипации dq' , приходим к выражениям для тензора избыточных ("реактивных") напряжений* $\tilde{P}_j^i = -\tilde{\rho} \left\langle \frac{\partial\tilde{g}}{\partial\nabla_i\xi} \cdot \nabla_j\dot{\xi} \right\rangle$ и вектора нетеплового притока энергии $\tilde{q}^i = \tilde{\rho} \left\langle \frac{\partial\tilde{g}}{\partial\nabla_i\xi} \cdot \dot{\xi} \right\rangle$; последний определяется с точностью до соленоидального слагаемого. Искомая формула для диссипации $\tilde{\sigma} dt = dq'$ и кинетическое уравнение могут быть теперь получены из (4) подстановкой dq^{**} :

$$(5) \quad \tilde{\sigma} = - \left\langle \left[\frac{\partial\tilde{g}}{\partial\xi} - \frac{1}{\tilde{\rho}} \nabla_i \left(\tilde{\rho} \frac{\partial\tilde{g}}{\partial\nabla_i\xi} \right) \right] \cdot \dot{\xi} \right\rangle \stackrel{\text{def}}{=} - \left\langle \frac{\delta_\rho \tilde{g}}{\delta\xi} \cdot \dot{\xi} \right\rangle; \quad \dot{\xi} = -\Gamma: \frac{\delta_\rho \tilde{g}}{\delta\xi}.$$

При $\tilde{\rho} \equiv \rho_0$ имеем $\delta_\rho \tilde{g}/\delta\xi = \delta/\delta\xi$ и (5) сводится к (1), (2).

Рассмотрим случай равновесного превращения. Пусть τ – характерное время процесса, g_0 – масштаб энергии, тогда $\tau_0 = \|\Gamma\| \cdot g_0$ – кинетический временной параметр. Приближение бесконечно быстрой кинетики $\tau/\tau_0 \gg 1$ аналогично приближению бесконечной проводимости в магнитной гидродинамике: получаем $\delta_\rho \tilde{g}/\delta\xi = 0$,

*С негидростатичностью тензора напряжений связано появление поверхностного натяжения, приписываемого областям с большими градиентами ξ .

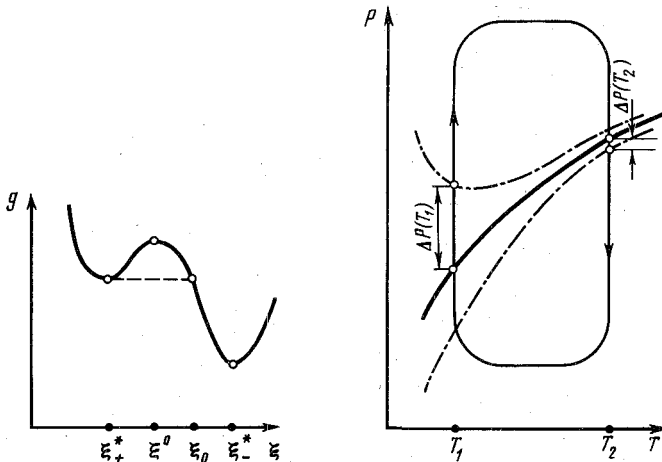


Рис. 1. Зависимость энергии Гиббса g от реакционной координаты ξ при температуре $T = T^*$, когда возможен переход из метастабильной фазы "4" в стабильную фазу "3"

Рис. 2. Схематическое изображение конвективной ячейки в P - T -координатах. T_1 и T_2 — температуры нисходящего и восходящего потоков. Жирная линия — равновесная кривая монотермического фазового превращения $T = T_p(P)$. Штрихпунктирные линии указывают зависящее от скорости течения положение неравновесных фазовых границ в восходящем и нисходящем потоках

однако $\tilde{q}^i(\xi, \nabla \xi, \xi) \neq 0$. Предположим для определенности, что ξ — глубина превращения, определяемая из условия $1/\rho = \xi/\rho_1 + (1-\xi)/\rho_2$. Тогда кинетическое уравнение сводится к уравнению состояния вида $P = P(T, \rho, \nabla \rho, \nabla \nabla \rho)$. Модель структуры кинетически равновесной фазовой границы с уравнением состояния подобного вида и диссипацией, обусловленной вязким трением, рассмотрена в [3–5].

2. Предположение о несжимаемости среды и малом объемном эффекте превращения позволяет отделить механическую задачу от кинетической и рассмотреть случай $\tau/\tau_0 \ll 1$. Пусть $P = \text{const}$, $\rho \equiv \rho_0$, $v^i \equiv 0$; $q_i = -\kappa \nabla_i T$, κ — коэффициент теплопроводности. Следуя [6–8], положим $\tilde{g} = g(T, \xi) + \frac{1}{2} \epsilon (\nabla \xi)^2$, где g — невыпуклая по ξ функция, имеющая в некотором интервале температур три экстремума, два из которых — точки минимума (рис. 1); $\epsilon > 0$ — параметр, характеризующий нелокальность среды. В отличие от теории горения здесь можно пренебречь зависимостью материальных параметров Γ , κ , ϵ от температуры. Введем безразмерные переменные g/g_0 , T/T_0 , $t\Gamma_0$, $x\sqrt{\Gamma_0/k_0}$. Здесь $\Gamma_0 = \Gamma g_0$, $k_0 = \kappa T_0 (\rho_0 g_0)^{-1}$; определим также $\epsilon_0 = \epsilon/g_0$. Сохраняя обозначения g , T , t , x , запишем в безразмерных переменных основную систему уравнений:

$$(6) \quad \frac{\partial u}{\partial t} = \Delta T + W \Delta \xi \frac{\partial \xi}{\partial t}, \quad \frac{\partial \xi}{\partial t} = -\frac{\partial g}{\partial \xi} + W \Delta \xi.$$

Вместо уравнения баланса энтропии здесь приведено уравнение притока тепла; $u = g - T \partial g / \partial T$. Основной безразмерный параметр задачи $W = \Gamma_0 \epsilon_0 / k_0$ устанавливает соотношение между "капиллярной" длиной $l_1 = \sqrt{\epsilon_0}$ и расстоянием, на которое успеет распространиться тепло за характерное время реакции $l_2 = \sqrt{k_0 / \Gamma_0}$. Условию $\tau/\tau_0 \ll 1$ отвечает, очевидно, $W \rightarrow 0$, поэтому система (6) оказывается сингулярно возмущенной.

Рассмотрим решения системы (6), содержащие фазовые границы — узкие погранслои, характеризующиеся значительными вариациями параметра ξ . Будем моделировать структуру фазовой границы автомодельным решением в виде бегущей

волны – кинка (см. также [6–8]). Вводя переменную $z = x - Dt$, где D – скорость скачка, получим обыкновенные дифференциальные уравнения для “внешней” задачи ($W \rightarrow 0$):

$$(7) \quad -Du' = T'', \quad -D\xi' = -\partial g/\partial \xi.$$

Для построения внутренней асимптотики необходимо ввести растянутую координату $\bar{x} = xW^{-1/2}$. В нулевом приближении по W получим

$$(8) \quad \xi'' + \bar{D}\xi' - \partial g/\partial \xi = 0, \quad T'' = 0.$$

Штрихом обозначена производная по z в (7) и по $\bar{z} = \bar{x} - \bar{D}t$ в (8), $\bar{D} = DW^{-1/2}$.

Для системы (7) ставится краевая задача в бесконечной области: $\xi' \rightarrow 0$, $T' \rightarrow 0$ при $\bar{z} \rightarrow \pm\infty$. Нетрудно понять, что $T(\bar{z}) \equiv T^*$, $\xi(\pm\infty) = \xi_{\pm}^*$, где ξ_{\pm}^* – точки минимума $g(T^*, \xi)$; решение существует при специальном значении параметра D . Ограничимся случаем $D \geq 0$; для этого необходимо $[g]_{-}^{+} \equiv g(\xi_{+}^*) - g(\xi_{-}^*) \geq 0$. Имеет место двусторонняя оценка параметра автомодельности – скорости скачка D :

$$\sqrt{\frac{W}{2}} \frac{g_{+} - g_{-}}{\int_{\xi_{+}^*}^{\xi_{-}^*} \sqrt{g - g_{-}} d\xi} \leq D \leq \sqrt{\frac{W}{2}} \frac{g_{+} - g_{-}}{\int_{\xi_{+}^*}^{\xi_{0}} \sqrt{g - g_{+}} d\xi}.$$

Через ξ_0 обозначен корень уравнения $g(T^*, \xi) = g(T^*, \xi_{+}^*)$, лежащий в интервале (ξ_{+}^*, ξ_{-}^*) . В пространстве P – T -координат область существования решения ограничивается кривой фазового равновесия ($g(\xi_{+}^*) = g(\xi_{-}^*)$) и линией спинодали ($\xi_{\pm}(P, T) = \xi_0(P, T)$), которой соответствует максимальное значение D . В пределе слабой неравновесности ($\xi_0 \rightarrow \xi_{-}^*$, $g(\xi_{+}^*) \rightarrow g(\xi_{-}^*)$) связь между термодинамической “силой” $[g]_{-}^{+}$ и потоком D становится линейной: $D = \gamma [g]_{-}^{+}$, где

$$\gamma = \sqrt{\frac{W}{2}} \left[\int_{\xi_{+}^*}^{\xi_{-}^*} \sqrt{g - g_{\pm}} d\xi \right]^{-1};$$

заметим, что γ не зависит от деталей продолжения функции g в область (ξ_{+}^*, ξ_{-}^*) . Если $g(T^*, \xi)$ можно приблизить полиномом 4-й степени, то $\partial g/\partial \xi = (\xi - \xi_{+}^*)(\xi - \xi_0)(\xi - \xi_{-}^*)$ и уравнение (8) интегрируется, так что величина D для любых $[g]_{-}^{+}$ вычисляется точно:

$$(9) \quad D = 3\sqrt{W} \frac{g(\xi_{+}^*) - g(\xi_{-}^*)}{(\xi_{-}^* - \xi_{+}^*)^3}.$$

Перейдем к исследованию “внешней” задачи, которая также ставится в бесконечной области. Для системы уравнений (7) необходимо построить разрывное во внутренней (например, $z = 0$) точке решение, удовлетворяющее граничным условиям: $\xi' \rightarrow 0$, $T' \rightarrow 0$ при $z \rightarrow \pm\infty$; на разрыве $[T]_{-}^{+} = 0$, $[T']_{-}^{+} = -DQ$, где Q – тепловой эффект превращения. Условием сращивания асимптотических разложений является то, что $T_{\pm} = T^*$, а величины $[\xi]_{-}^{+}$ и $Q \equiv [u]_{-}^{+} > 0$ вычисляются из решения внутренней задачи, например:

$$(10) \quad Q = -T^* \left[\frac{\partial g}{\partial T} \right]_{-}^{+} + [g]_{-}^{+}; \quad [g]_{-}^{+} = \frac{D}{\sqrt{W}} \int_{-\infty}^{\infty} (\xi')^2 d\bar{z}.$$

Второе слагаемое в правой части (10), описывающее диссипируемое тепло, появляется вследствие неравновесности превращения.

Учитывая, что $D \sim \sqrt{W}$, второе уравнение системы (7) можно заменить на $\partial g(\xi, T)/\partial \xi = 0$, откуда $\xi = \xi_p(T)$. Ограниченное на бесконечности разрывное реше-

ние имеет вид

$$(11) \quad \begin{aligned} T(z) &\equiv T^*, & z \leq 0, \\ -D^{-1} \int_{T^*}^T [u^+(\tau, \xi_p^+(\tau)) - u^+(T^*, \xi_p^+(T^*)) + Q]^{-1} d\tau &= z, & z \geq 0. \end{aligned}$$

Проведя линеаризацию в окрестности $T = T^*$, $\xi = \xi_+^*$, получим

$$\xi_p^+ - \xi_+^* = (T - T^*)(\partial s^+ / \partial \xi)^* / (\partial^2 g^+ / \partial \xi^2)^*; \quad u^+(T, \xi_p^+) = u^+(T^*, \xi_+^*) + c_p^*(T - T^*),$$

где c_p^* — эффективная теплоемкость: $c_p^* = [\partial u^+ / \partial T + T(\partial s^+ / \partial \xi)^2 / (\partial^2 g^+ / \partial \xi^2)]^* > > (\partial u^+ / \partial T)^* > 0$. Подставляя эти функции в (11), приходим к явному выражению для $T(z)$ при $z > 0$:

$$T(z) = T_0 + (T^* - T_0) \exp(-Dc_p^* z), \quad (T^* - T_0) / T_0 = [s]_+^+ / c_p^*.$$

Таким образом, в набегающем потоке формируется термический погранслои, имеющий в безразмерных переменных толщину $\sim (Dc_p^*)^{-1}$. В целом стационарное решение исходной задачи при $W \rightarrow 0$ имеет вид адиабатической (но не изоэнтропической) бегущей волны толщины $\sim k_0(\sqrt{\epsilon_0} \Gamma_0)^{-1}$ с внутренним изотермическим фазовым скачком. Скорость волны и результирующий скачок температуры определяются неравновесными процессами в изотермической зоне с толщиной $\sim \sqrt{\epsilon_0} \ll k_0(\Gamma_0 \sqrt{\epsilon_0})^{-1}$. По состоянию перед разрывом, которое характеризует достигнутой степень метастабильности, скорость скачка и состояние за скачком определяются однозначно.

3. Согласно [1], влияние фазовых переходов на тепловую конвекцию в мантии можно свести к двум основным факторам. Рассмотрим для определенности экзотермическое превращение оливина в более плотную фазу со структурой модифицированной шпинели (глубина ~ 400 км.) [1]. Фактором, стабилизирующим конвективную неустойчивость, служит выделение (поглощение) тепла превращения в нисходящем (восходящем) потоке. Дестабилизирующее влияние оказывают горизонтальные неоднородности, обусловленные тем, что в горячем восходящем потоке фазовый переход происходит на большей глубине, чем в холодном нисходящем. Результаты численного моделирования конечноамплитудных движений [14] показывают, что в целом переход оливин-шпинель способствует мантийной конвекции. Сделанный вывод о дестабилизирующем влиянии основан на представлении о равновесности превращения. Охарактеризуем, используя полученные в работе результаты, влияние на течение диссипации в межфазной области.

А. Условие фазового равновесия Гиббса $[g]_+^+ = 0$, контролирующее глубину залегания фазовой границы, переходит в динамическое условие существования стационарного решения (9), причем уже $[g]_+^+ \neq 0$. Граница оказывается смещенной по давлению тем более, чем интенсивнее течение. Согласно (9) отклонение давления от равновесного дается формулой

$$\Delta p \approx C \frac{g_0 D}{\Gamma_0 \sqrt{\epsilon_0} [v]_+^+},$$

где $[v]_+^+$ — объемный эффект превращения, D — размерная скорость течения, $C = -([\xi]_+^+)^3 / 3 \sim 1$. Нетрудно понять, что для экзотермических превращений ($dP/dT > 0$) горизонтальная неоднородность в расположении фазовой границы уменьшается (см. рис. 2), а для эндотермических ($dP/dT < 0$) увеличивается. В обоих случаях влияние неравновесности оказывается стабилизирующим. На основе качественного рассмотрения аналогичный вывод был сделан в [15].

Б. Классическое выражение для теплового эффекта превращения $Q = T^*[s]_+^+$ переходит в динамике в (10); при этом величина $[g]_+^+$ тем больше, чем интенсивнее

течение. Переходя в (9), (10) к размерным переменным, получим

$$Q = T^* [s]_-^+ \left(1 + C \frac{g_0 D}{\Gamma_0 \sqrt{\epsilon_0} T^* [s]_-^+} \right).$$

Поскольку $[g]_-^+ > 0$, для экзотермических превращений ($[s]_-^+ > 0$) неравновесность способствует увеличению по абсолютной величине теплового эффекта, а для эндотермических ($[s]_-^+ < 0$) — уменьшению. В обоих случаях влияние диссипации на конвекцию оказывается стабилизирующим.

В. При наличии неравновесных процессов в межфазной области стационарные решения, описывающие проникающие течения, существуют лишь в ограниченном интервале параметров. Так скорость течения оценивается сверху величиной порядка $\Gamma_0 \sqrt{\epsilon_0}$; при более интенсивных течениях диссипация оказывает запирающее действие. С этим может быть связана широко обсуждаемая [1, 14] возможность вертикального расслоения мантии на независимо циркулирующие резервуары. Наблюдаемое сосредоточение максимумов выделения сейсмической энергии вблизи фазовых границ [15] можно связать с нестационарностью проникающих течений, образованием неустойчивых состояний и их взрывной релаксацией.

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

Поступило
20 X 1987

ЛИТЕРАТУРА

1. Жарков В.Н., Трубицын В.П. Физика планетных недр. М.: Наука, 1980. 449 с.
2. Кондауров В.И., Никитин Л.П. — ДАН, 1982, т. 262, № 6, с. 1358.
3. Трускиновский Л.М. — ДАН, 1982, т. 265, № 2, с. 306.
4. Трускиновский Л.М. — ПММ, 1987, № 6.
5. Трускиновский Л.М. — ДАН, 1985, т. 285, № 2, с. 309.
6. Chan S.K. — J. Chem. Phys., 1977, vol. 67, p. 5755.
7. Allen S.M., Cahn J.W. — Acta Metal., 1979, vol. 27, p. 1085.
8. Уманцев А.Р., Ройтбурд А.Л. — ФТТ, 1988, т. 4, с. 613.
9. Мандельштам Л.И., Леонтович М.А. — ЖЭТФ, 1937, т. 7, с. 438.
10. Berdichevsky V., Truskinovsky L. In: Local effects in the analysis of structures. Studies in Appl. Mech., Elsevier, 1985, № 12, с. 127–158.
11. Седов Л.И. Механика сплошной среды. М.: Наука, 1976, т. 1, 2.
12. Бердический В.Л. — ПММ, 1966, вып. 6, с. 1081.
13. Durn J.E., Serrin J. — Arch. Rat. Mech. Anal., 1985, vol. 88, p. 95.
14. Christensen U.R., Yuen D.A. — J. Geophys. Res., 1985, vol. 90, №B12, p. 10291.
15. Sung C.M., Burns R.G. — Tectonophysics, 1976, vol. 31, p. 1.