

УДК 539.3 : 548.4

© 1990

ДИНАМИКА РОСТА КРИСТАЛЛОВ НОВОЙ ФАЗЫ ПРИ СДВИГОВОМ ПРЕВРАЩЕНИИ

А. М. Рошупкин

Описан эффект динамического отталкивания когерентных границ расширяющейся прослойки новой фазы, пропорциональный квадрату их скорости и обуславливающий тем самым «взрывную» кинетику развития сдвигового превращения.

Среди фазовых превращений в твердых телах сдвиговые превращения отличаются тем, что их развитие не лимитируется диффузионными процессами, а сопряжение кристаллических решеток фаз имеет когерентный характер, так что межфазные границы способны совершать легкое консервативное движение [1].

В результате описание роста кристаллов новой фазы при таком превращении сводится к задаче динамики дефектов кристаллического строения, осуществляющих превращение [2, 3]. Однако обычно используемые для этой цели дислокационные представления [2-4] в силу своей модельности имеют ограниченную применимость [5]. В частности, не представляется возможным последовательно учесть влияние температурных полей, связанных с тепловым эффектом превращения.

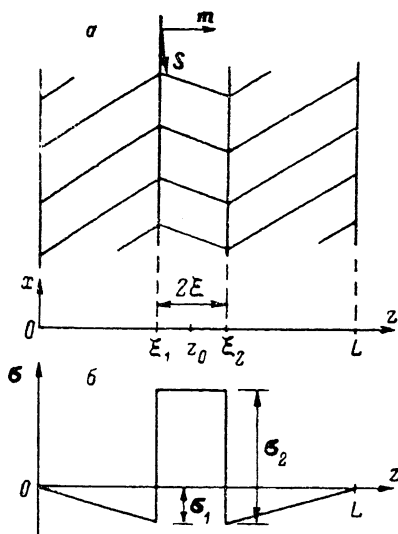


Рис. 1. Схема сдвига кристалла при росте прослойки новой фазы (а) и эпюра динамических напряжений (б): $\sigma = \sigma_{xz}$, $\sigma_1 = -M\xi v/s^2$, $\sigma_2 = \rho\xi^2 v^2$.

Более того, дислокации превращения отсутствуют вовсе, если граница в процессе своего движения остается параллельной инвариантной плоскости [1, 5]. Общий подход, свободный от указанных и прочих недостатков, основан на использовании динамической теории когерентных границ в кристаллах [6], рассматривающей границы как самостоятельные несовершенства кристалла (ср. [7]). В рамках данного подхода в настоящей работе анализируются общие вопросы влияния динамики среды на развитие сдвигового превращения.

1. Постановка задачи

Типичной морфологической единицей новой фазы при сдвиговом превращении является тонкая пластина [1, 8]. Рассмотрим поэтому плоскую прослойку новой фазы с границами, параллельными инвариантной пло-

скости, по которой без взаимных упругих искажений сопрягаются две фазы [1, 8, 9]. Для упрощения расчета без существенного ограничения общности будем считать, что прослойка расположена в бесконечной пластине исходной фазы параллельно ее граням (рис. 1, а). Выберем систему декартовых координат с осью z перпендикулярно границам и началом координат на одной из граней пластины толщиной L , а координаты границ прослойки обозначим как $\xi_a(t)$, где $a=1, 2$ — индекс, обозначающий номер границы (рис. 1, а). Тогда в силу симметрии задачи все величины являются функциями только координаты z и времени t .

В результате сдвигового превращения кристалл в области новой фазы приобретает спонтанную дисторсию относительно исходной фазы вида [1, 8, 9]

$$[s_{ik}] = m_i s_k, \quad (1)$$

где \mathbf{m} — единичный вектор нормали к инвариантной плоскости, который выбран в положительном направлении оси z ; \mathbf{s} — вектор относительного сдвига при превращении. Величина (1) является основной кристаллогеометрической характеристикой сдвигового превращения, определяющей макроскопическое преобразование среды. Исходя из этого положения, в [6] была получена полная система уравнений, описывающая эволюцию гетерофазной структуры при сдвиговом превращении. В рассматриваемом случае с учетом отсутствия дислокаций превращения и в пренебрежении термоупругими слагаемыми и различием физических характеристик фаз полная система уравнений имеет вид

$$\rho \frac{\partial^2 w_{ik}}{\partial t^2} - \lambda_{kzzm} \frac{\partial^2 w_{im}}{\partial z^2} = \rho \frac{\partial j_{ik}}{\partial t}, \quad (2)$$

$$\{\sigma_{ik}\}_a [s_{ik}] + [H] \frac{T(\xi_a) - T_0}{T_0} - (-1)^a \beta \dot{\xi}_a = 0, \quad (3)$$

$$\partial T / \partial t - \chi_{zz} (\partial^2 T / \partial z^2) = q. \quad (4)$$

Здесь ρ — плотность вещества; $w_{ik}(z, t)$ — поле упругой дисторсии; λ_{iklm} — тензор модулей упругости; $[H]$ — разность энтальпий новой и исходной фаз в ненапряженном состоянии при температуре фазового равновесия T_0 ; $T(z, t)$ — температурное поле; χ_{ik} — тензор коэффициентов температуропроводности; $\{\sigma_{ik}\}_a$ — полусумма упругих напряжений σ_{ik} по обе стороны a -й границы; β — коэффициент вязкого торможения границы,

$$j_{ik} = [s_{ik}] [\dot{\xi}_1 \delta(z - \xi_1) - \dot{\xi}_2 \delta(z - \xi_2)], \quad (5)$$

$$q = [H] C_p^{-1} [\dot{\xi}_1 \delta(z - \xi_1) - \dot{\xi}_2 \delta(z - \xi_2)] \quad (6)$$

— соответственно тензор скорости изменения пластической дисторсии (с обратным знаком) и плотность тепловых источников; C_p — теплоемкость при постоянном давлении, отнесенная к единице объема кристалла; точка означает дифференцирование по времени.

В равенстве (3), представляющем собой полевое уравнение движения когерентной границы, первые два слагаемых отвечают конфигурационной силе, действующей на границу со стороны упругих напряжений и химической движущей силы превращения [6, 8], а последнее введено для учета динамического торможения границы различного рода квазичастицами и дефектами кристалла. Статическое торможение (например, в рельефе Пайерлса [4, 8]) может быть учтено перенормировкой температуры равновесия и поэтому здесь не рассматривается.

Ввиду отмеченной совместности упругой дисторсии в данной задаче она выражается через производную векторного поля: $w_{ik}(z, t) = m_i \partial u_k(z, t) / \partial z$. Тогда в отсутствие внешних сил, приложенных к поверхности пластины, нетрудно получить граничные условия к уравнению (2)

$$w_{ik}(0, t) = 0, \quad w_{ik}(L, t) = 0. \quad (7)$$

Аналогично теплоизолированность кристалла определяет граничные условия к уравнению (4)

$$\frac{\partial T}{\partial z}(0, t) = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial z}(L, t) = 0. \quad (8)$$

Начальными же условиями являются требования неподвижности границ и отсутствия напряжений и градиентов температуры в пластине в начальный момент времени

$$w_{ik}(z, 0) = 0, \quad \frac{\partial w_{ik}}{\partial t}(z, 0) = 0, \quad T(z, 0) = T_{cp}, \quad (9)$$

где T_{cp} — температура среды перед началом превращения.

В систему уравнений (2)—(4) не включено уравнение для скорости элементов среды, поскольку оно фактически обособляется из системы уравнений и в данной задаче не представляет самостоятельного интереса. Следует отметить также, что использование уравнения теплопроводности (4) обосновано лишь в том случае, если характерные частоты ω и волновые числа k Фурье-компонент температурного поля удовлетворяют условиям

$$\tau_T \ll 1, \quad kl \ll 1, \quad (10)$$

где τ_T — характерное время релаксации функции распределения квазичастиц, контролирующей теплопроводность в кристалле; l — их длина свободного пробега. В дальнейшем условия (10) предполагаются выполненными.

2. Уравнение роста пластинчатых выделений новой фазы

Как следует из уравнения (2), движение границ прослойки сопровождается возбуждением в кристалле упругих колебаний, вызывающих колебания термодинамической силы (3). Искомое уравнение тогда целесообразно получить усреднением уравнений движения по интервалам времени, много большим периода колебаний. Для этого необходимо вначале найти точное решение упругой задачи. С этой целью обозначим посредством $e^{(\alpha)}$ векторы поляризации упругих волн, распространяющихся в кристалле вдоль оси z , так что

$$(\rho c_{(\alpha)}^2 \delta_{km} - \lambda_{kzzm}) e_m^{(\alpha)} = 0. \quad (11)$$

Здесь $c_{(\alpha)}$ — скорость волны e поляризацией α ($\alpha = 1, 2, 3$); по индексам в круглых скобках суммирование не производится. Тогда с учетом условий ортогональности $e^{(\alpha)} \cdot e^{(\beta)} = \delta_{\alpha\beta}$ уравнение (2) может быть переписано в виде

$$\frac{\partial^2 w_{\alpha\beta}}{\partial t^2} - c_{(\beta)}^2 \frac{\partial^2 w_{\alpha\beta}}{\partial z^2} = \frac{\partial}{\partial t} j_{\alpha\beta}. \quad (12)$$

Здесь греческие индексы используются для обозначения компонент тензорных величин в системе координат, определяемой тройкой векторов поляризации $e^{(\alpha)}$. Общее решение каждого из девяти независимых уравнений (12) при однородных граничных и начальных условиях (7), (9) записывается с помощью функции Грина для уравнения свободных колебаний струны [10]

$$w_{\alpha\beta}(z, t) = \int_0^L dz' \int_0^t dt' G_{(\beta)}(z, z', t - t') \frac{\partial}{\partial t'} j_{\alpha\beta}(z', t'). \quad (13)$$

Здесь

$$G_{(\beta)}(z, z', t) = \frac{2}{\pi c_{(\beta)}} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \sin \omega_n^{(\beta)} t \sin \frac{\pi n}{L} z \sin \frac{\pi n}{L} z', \quad (14)$$

$\omega_n^{(\beta)} = \pi n c_{(\beta)} / L$. Подстановка выражения (13) в уравнение (3) приводит к системе интегральных уравнений с ядром (14) для закона движения границ $\xi_a(t)$. Если $|\dot{\xi}_a| \ll c_{(\alpha)}$, т. е. функция $\partial j_{\alpha\beta} / \partial t$ слабо изменяется за интервалы времени порядка $L/c_{(\alpha)}$, что будет предполагаться в дальнейшем, то эти уравнения можно свести к дифференциальным путем усреднения, процедура которого заключается в следующем. Запишем в (13) $j_{\alpha\beta}(z', t')$ в виде

$$j_{\alpha\beta}(z', t') = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} \bar{j}_{\alpha\beta}(z', \omega) e^{-i\omega t'}. \quad (15)$$

Интегрируя затем (13) по t' с учетом (14), будем иметь

$$\begin{aligned} w_{\alpha\beta}(z, t) = & -\frac{2i}{\pi c_{(\beta)}} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \sin \frac{\pi n}{L} z \sin \frac{\pi n}{L} z' \times \\ & \times \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} \bar{j}_{\alpha\beta}(z', \omega) \left[\frac{\omega / \omega_n^{(\beta)}}{1 - (\omega / \omega_n^{(\beta)})^2} e^{-i\omega t} - \frac{1}{2} \left(\frac{e^{-i\omega_n^{(\beta)} t}}{\omega_n^{(\beta)} - \omega} + \frac{e^{i\omega_n^{(\beta)} t}}{\omega_n^{(\beta)} + \omega} \right) \right]. \end{aligned}$$

При усреднении полученного выражения по интервалам времени, много большим $1/\omega_n^{(\beta)}$, выражение в круглых скобках является быстроосциллирующим и обращается в нуль. В оставшемся выражении учтем, что предполагаемая медленность изменения функции $j_{\alpha\beta}$ соответствует преобладанию в ее Фурье-образе компонент с $\omega \ll \omega_n^{(\beta)}$, на основании чего произведем разложение в ряд по степеням $\omega/\omega_n^{(\beta)}$, ограничившись первым членом (это соответствует первому порядку разложения по запаздыванию упругого поля). В результате, используя (5), (15) и сворачивая сумму по известной формуле [11], будем иметь

$$\bar{w}_{\alpha\beta} = \frac{[s_{\alpha\beta}]}{2c_{(\beta)}^2} \sum_{\alpha} (-1)^{\alpha+1} \left[\left(z + \xi_a - |z - \xi_a| - \frac{2z\xi_a}{L} \right) \xi_a + \left(2\theta(z - \xi_a) - \frac{2z}{L} \right) \xi_a^2 \right]. \quad (16)$$

Здесь $\theta(z)$ — ступенчатая функция Хевисайда. Интересно отметить, что следующий член разложения дает третью производную по времени от функции $j_{\alpha\beta}(z, t)$, т. е. в данном случае отсутствует слагаемое, отвечающее радиационному торможению в динамике дислокаций [12]. Это связано с тем, что упругое излучение границы не уходит необратимо на бесконечность, как рассматривается для дислокации, а отражается от поверхности кристалла и возвращается в систему.

Эпюра упругих напряжений в плоскости с нормалью \mathbf{m} , отвечающих дисторсии (16), для случая $\xi_1 = L - \xi_2$ показана на рис. 1, б.

С учетом (16) уравнение (3) представляет теперь систему двух связанных дифференциальных уравнений, в которой удобно перейти к новым динамическим переменным: полутолщине $\xi = (\xi_2 - \xi_1)/2$ прослойки, непосредственно пропорциональной доле новой фазы в кристалле, и координате $z_0 = (\xi_2 + \xi_1)/2$ середины прослойки (рис. 1, а). Тогда с учетом (1) и (11) найдем, что

$$\begin{aligned} \{\sigma_{ik}\}_a [s_{ik}] = & 2\rho s^2 \left[\dot{z}_a \frac{\xi}{L} (z_a - \xi) - \ddot{\xi} (z_a - \xi) \left(1 - \frac{z_a}{L} \right) + \right. \\ & \left. + \frac{1}{4} (\dot{z}_a^2 + \dot{\xi}^2) + 2\dot{z}_a \dot{\xi} \left(\frac{z_a - \xi}{L} - \frac{1}{4} \right) \right], \quad (17) \end{aligned}$$

где s^2 — квадрат длины вектора сдвига, $z_1 = z_0$, $z_2 = L - z_0$.

Выражение (17) существенно упрощается для тонкой прослойки, поскольку в этом случае $\dot{z}_a \ll \dot{\xi}$. Принимая также, что прослойка отстоит от поверхности на расстоянии, много большем ее толщины $2\xi \ll z_a$, в выражении (17) можно пренебречь слагаемыми с \dot{z}_a , \dot{z}_a и ξ/L . В результате

выражение (17) для обеих границ становится идентичным и искомое уравнение роста прослойки новой фазы будет иметь вид

$$M\dot{\xi} + \beta\dot{\xi} - \alpha\dot{\xi}^2 = [H] \frac{T(\xi) - T_0}{T_0}. \quad (18)$$

Здесь

$$M(z_0) = 2\tau s^2 z_0 (1 - z_0/L), \quad \alpha = \tau s^2/2.$$

Величина $M(z_0)$, стоящая при ускорительном слагаемом в (18), должна рассматриваться как эффективная масса единицы площади границ. Ее происхождение имеет полевою природу и связано с действием инерции кристалла при развитии сдвигового превращения. Отметим, что эффективная масса параболически зависит от положения прослойки в пластине, достигая максимума при $z_0 = L/2$.

Специфической природой, не имеющей аналога у других дефектов, обладает впервые полученное в настоящей работе третье слагаемое в левой части уравнения (18) $\alpha\dot{\xi}^2$. Нетрудно видеть, что независимо от направления движения границ рассматриваемое слагаемое представляет динамическое взаимодействие границ, отталкивающихся друг от друга с силой, пропорциональной квадрату их скорости. Действительно, в случае движения единственной границы (что можно получить, положив в (17) $z_0 = \xi$) коэффициент при $\dot{\xi}^2$ оказывается знакопеременным и симметричным относительно направления движения границы, так что «асимметрия» в уравнении (18) обусловлена именно взаимодействием границ. Как следует из (16) и рис. 1, a , рассматриваемый эффект динамического отталкивания границ вызывается однородным полем напряжений, локализованным в прослойке новой фазы. Такую ситуацию естественно назвать «динамическим конденсатором» по аналогии со статическим «конденсатором», рассмотренным в [8] для монокристалла новой фазы. Его природа может быть выявлена исходя из общих кинематических соотношений без привлечения теории упругости. В самом деле, в процессе сдвигового превращения области исходной фазы движутся относительно прослойки новой фазы со скоростями $[v]_a$, которые в пренебрежении упругими смещениями равны [6]

$$[v]_a = (-1)^a \dot{\xi} s. \quad (19)$$

Когда элемент среды пересекается границей и переходит в новую фазу, то он теряет скорость (19), а соответствующее изменение количества движения происходит под действием сил внутренних напряжений, действующих из новой фазы. Другими словами, со стороны набегающего потока атомов из исходной фазы на новую фазу через границу действует давление динамического происхождения. На другую границу поток атомов, а следовательно, и давление направлены противоположно, так что в результате упругие напряжения сконцентрированы внутри прослойки. Величина давления может быть найдена из условия непрерывности плотности потока импульса через границу, выражаемого равенством [6]

$$\tau [v_s]_a (-1)^{a+1} \dot{\xi} + [\sigma_{sz}]_a = 0. \quad (20)$$

Здесь $[\sigma_{sz}]_a$ равна разности напряжений в новой и исходной фазах, т. е. в данном случае величине $2\{\sigma_{sz}\}_a$. Подставляя (19) в (20), умножая скалярно на s и учитывая (1), из первого слагаемого уравнения (3) непосредственно получаем рассматриваемый член уравнения (18). Его наличие, как будет видно далее, имеет принципиальный характер и отражает реализующиеся в определенных условиях неустойчивости роста кристаллов новой фазы при сдвиговом превращении.

Уравнение (18) является интегродифференциальным уравнением с интегральным ядром, определяемым функцией Грина температурной задачи (4), (6), (8), (9). Его точное решение представляет известные математические трудности, однако можно проследить смену режимов роста по мере увеличения отклонения $|T_{cp} - T_0|$ от температуры фазового равновесия. При этом, как следует из уравнения (18), важным оказывается соотношение безразмерных параметров

$$\gamma = \beta^2 C_p T_0 / 4\alpha [H]^2 \quad (21)$$

и $(T_{cp} - T_0) / \Delta T_H$, где $\Delta T_H = [H] / C_p$ — адиабатическое изменение температуры кристалла в результате теплового эффекта превращения.¹ Тогда по асимптотическому виду решений уравнения (18) (рис. 2) различаются следующие режимы роста прослойки.

1. Замедленный (термодиффузионный): $0 < (T_{cp} - T_0) / \Delta T_H < 1$, контролируемый теплоотводом от прослойки. В силу медленности

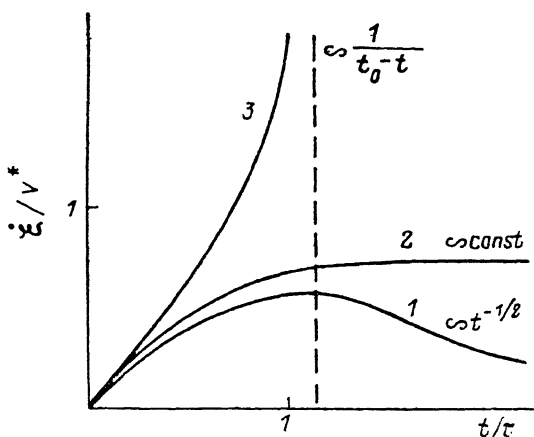


Рис. 2. Зависимость скорости роста от времени в замедленном (1), стационарном (2) и ускоренном (3) режимах.

В первом режиме для сохранения масштаба параметры V^* и τ умножены на $(\chi / LV^*)^{1/3}$.

процесса теплопроводности в этом случае можно пренебречь динамическими слагаемыми в левой части (18), которое тогда сводится к классической задаче Стефана [10]: $T(\xi) = T_0$. В приближении бесконечной среды (т. е. для $t \ll L^2 / 4\chi_{z,z}$) ее решение дает

$$\xi = 2\zeta \sqrt{\chi_{z,z} t}, \quad \sqrt{\pi} \zeta [1 - \Phi(\zeta)] \exp \zeta^2 = \frac{T_{cp} - T_0}{\Delta T_H}, \quad (22)$$

где $\Phi(x)$ — интеграл ошибок. Сделанное пренебрежение, однако, некорректно для начального периода роста, где решение (22) обладает известной расходимостью: $\xi \rightarrow \infty$ при $t \rightarrow 0$. Учет динамики среды в (18) устраняет данную расходимость, и в начальный период динамика роста описывается инерционным слагаемым уравнения (18) (рис. 2).

2. Стационарный режим: $1 < (T_{cp} - T_0) / \Delta T_H < 1 + \gamma$. В этом случае температурная задача близка к адиабатической, так что $T(\xi) = T_{cp} - \Delta T_H$ и решение уравнения (18) для скорости роста имеет вид

$$\xi = \left(\frac{T_{cp} - T_0}{\Delta T_H} - 1 \right) \left[\sqrt{\gamma} + \sqrt{1 + \gamma - \frac{T_{cp} - T_0}{\Delta T_H}} \right] \times \\ \times \operatorname{cth} \left(\frac{\alpha V^* t}{M} \sqrt{1 + \gamma - \frac{T_{cp} - T_0}{\Delta T_H}} \right)^{-1} V^*, \quad (23)$$

¹ В силу принципа Ле-Шателье—Брауна [13] величины $(T_{cp} - T_0)$ и ΔT_H имеют одинаковый знак независимо от температурного направления перехода.

где $V^* = \beta/2\alpha\sqrt{\gamma}$ — характеристическая скорость роста. Как видно, за время τ , определяемое коэффициентом при t в (23), скорость роста выходит на постоянное значение (рис. 2)

$$\dot{\xi}_z = \left(\sqrt{\gamma} - \sqrt{1 + \gamma - \frac{T_{cp} - T_0}{\Delta T_H}} \right) V^*. \quad (24)$$

Из уравнения (4) следует, что при движении со скоростью (24) вместе с границей перемещается экспоненциально спадающий (в e раз на длине $\lambda_{zz}/\dot{\xi}_z$) температурный фронт. Отсюда нетрудно проверить выполнение условий (10) для комнатных температур и выше при $\dot{\xi}_z \ll c_{(a)}$.

3. Ускоренный (взрывной) режим роста: $(T_{cp} - T_0)/\Delta T_H > 1 + \gamma$, характеризующийся непрерывным увеличением скорости и ускорения роста прослойки (рис. 2). Решение для $\dot{\xi}$ формально дается выражением (23) при отрицательных подкоренных значениях, что эквивалентно изменению их знака с одновременной заменой гиперболического на тригонометрический котангенс.

Существование данного режима обусловлено эффектом динамического отталкивания границ, доминирующего при достаточно большом термодинамическом стимуле над вязким торможением. Подобный режим наблюдается экспериментально в виде «взрывной» кинетики роста [1, 8, 9], которая ранее связывалась лишь с большой величиной термодинамической движущей силы превращения. Однако такое истолкование не может объяснить кинетику «взрыва», лимитируемого лишь скоростью звука, поскольку без учета динамического отталкивания режим роста может быть здесь только стационарным и, следовательно, никак не связанным со скоростью звука. В настоящей работе показана динамическая природа взрывной кинетики, выражающаяся в неустойчивости роста прослойки, обусловленной его самоускорением вследствие эффекта динамического отталкивания границ вплоть до проявления «релятивистских» звуковых эффектов.

Реализация того или иного режима роста в конкретном превращении существенно определяется наряду с величиной $T_{cp} - T_0$ также материальными константами, входящими в (21), в особенности величинами $[H]$ и β . В отношении последней наиболее реалистическая оценка, взятая в предположении фононного механизма торможения, составляет $kT/\Omega v_D d$ [4], где Ω — объем элементарной ячейки, v_D — дебаевская частота, d — межплоскостное расстояние плотноупакованных плоскостей. Тогда для $T \sim 300$ К получим $\beta \sim 10^4$ кг/м²·с. На основе этого значения и $\rho \sim 10^4$ кг/м³, $s \sim 0.1$, $C_p \sim 10^6$ Дж/м³·К из формул (21)–(24) вытекают следующие результаты для классификации сдвиговых превращений, приведенной в [1]: 1) нетермоупругие превращения, $|[H]| \sim 10^8$ Дж/м³. Тогда $\Delta T_H \sim 100$ К, $\gamma \sim 10^{-2}$, $V^* \sim 10^3$ м/с и возможными режимами роста являются взрывной со скоростью, приближающейся к звуковой, и термодиффузионный, что согласуется с наблюдениями [1, 4]; 2) термоупругие мартенситные превращения, $|[H]| \sim 10^7$ Дж/м³. В этом случае $\Delta T_H \sim 10$ К, $\gamma \sim 1$, $V^* \sim 10^2$ м/с. Возможны все три режима роста в зависимости от степени «переохлаждения»; 3) междумартенситные и сегнетоэластические превращения, $|[H]| \leq 10^6$ Дж/м³ [1, 4, 14]. Имеем: $\Delta T_H \sim 1$ К, $\gamma \sim 10^2$, $V^* \sim 10$ м/с. Ввиду слабого теплового эффекта температурное поле практически не оказывает влияния на рост новой фазы, тогда как для реализации взрывного режима требуются нереально большие для данного вида превращений «переохлаждения» $|T_{cp} - T_0| \sim 100$ К. Вследствие этого типичной кинетикой роста прослойки в рассматриваемом случае является стационарный режим, который обычно и наблюдается на практике.

Итак, между границами увеличивающейся или уменьшающейся по толщине прослойки новой фазы при сдвиговом превращении су-

шествует эффективное динамическое взаимодействие, приводящее к их взаимному отталкиванию с силой, пропорциональной квадрату скорости границ.

Указанное взаимодействие ответственно за проявление «взрывного» характера роста прослойки со скоростью, приближающейся к звуковой, при петермоупругих сдвиговых превращениях.

Список литературы

- [1] Вейман К. М. // Физическое металловедение. Т. 2. / Под ред. Р. У. Кана и П. Хаазена. М., 1987. С. 365—405.
- [2] Соловьев В. А. // ФТТ. 1973. Т. 15. № 6. С. 1742—1751.
- [3] Бойко В. С. // ДАН СССР. 1979. Т. 246. № 5. С. 1109—1113.
- [4] Olson G. B., Cohen M. // Dislocations in Solids. V. 7. / Ed. F. R. N. Nabarro. Amsterdam, 1986. P. 295—407.
- [5] Sumino K. // Acta Metall. 1966. V. 14. N 11. P. 1607—1615.
- [6] Косилов А. Т., Перевозников А. М., Рошупкин А. М. // Поверхность. 1983. № 10. С. 36—45.
- [7] Лихачев В. А., Волков А. Е., Шудегов В. Е. Континуальная теория дефектов. Л., 1986. Гл. 6.
- [8] Ройтбурд А. Л. // УФН. 1974. Т. 113. № 1. С. 69—104.
- [9] Кристьян Дж. Теория превращений в металлах и сплавах. Ч. I. Термодинамика и общая кинетическая теория. М., 1978. § 3, 9.
- [10] Тихонов А. Н., Самарский А. А. Уравнения математической физики. М., 1972. С. 98—100, 259—264.
- [11] Прудников А. П., Брычков Ю. А., Маричев О. И. Интегралы и ряды. М., 1981. С. 743.
- [12] Нацик В. Д. // ФТТ. 1966. Т. 8. № 7. С. 2244—2246.
- [13] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика. Ч. I. М., 1973. С. 79—80.
- [14] Шувалов Л. А. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1979. Т. 43. № 8. С. 1554—1566.

Воронежский политехнический институт
Воронеж

Поступило в Редакцию
29 июня 1989 г.
В окончательной редакции
9 ноября 1989 г.