

# Эволюция структуры сплава Pd–Ta–H в термодинамическом представлении Эдвардса

© В.М. Авдюхина, А.А. Кацнельсон, А.И. Олемской, Д.А. Олемской, Г.П. Ревкевич

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,  
119899 Москва, Россия

E-mail: albert@solst.phys.msu.su

(Поступила в Редакцию в окончательном виде 24 августа 2001 г.)

Показано, что временная зависимость рентгеновских дифракционных картин деформированного сплава Pd–Ta после его насыщения водородом может быть обусловлена многоямным характером энергетического рельефа в пространстве состояний. В рамках синергетической схемы Лоренца предложена феноменологическая модель, представляющая структурную эволюцию сплава как случайное блуждание по минимумам внутренней энергии неэргодической системы. При этом роль параметра порядка играет доля минимумов, занятых системой, сопряженное поле сводится к энтропии Эдвардса, а управляющий параметр — к внутренней энергии. Предлагается термодинамическая трактовка эволюции структуры сплава Pd–Ta–H как сложной неэргодической системы.

Работа поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований № 99-02-16135.

В последнее время основным объектом статистической физики стали сложные неэргодические системы (complex systems): спиновые и структурные стекла, неупорядоченные гетерополимеры, гранулированные среды, транспортные потоки и т.д. (см. обзор [1]). Основная особенность таких систем состоит в том, что их фазовое пространство разделено на изолированные области, каждая из которых отвечает метастабильному термодинамическому состоянию, а их число  $N_0$  экспоненциально превышает полное число (квази)частиц  $N \rightarrow \infty$ :  $N_0 = \exp(sN)$ , где  $s$  — так называемая энтропия Эдвардса, приходящаяся на частицу (complexity) [2,3]. В отличие от больцмановской меры, определяющей беспорядок в данном статистическом ансамбле, энтропия Эдвардса задает беспорядок в распределении состояний неэргодической системы по минимумам внутренней энергии, каждый из которых соответствует статистическому ансамблю. В сложных системах роль частиц переходит к статистическим ансамблям, распределение по которым задается введенными Эдвардсом [3] эффективными значениями температуры  $T$  и энтропии  $s$ . Так, сложная система с  $T = 0$  отвечает гранулированной среде, которая равномерно распределена по всем минимумам (flat distribution).

Эдвардовские системы обладают экспоненциально большим числом минимумов  $N_0 \gg 1$  в отличие от эргодических систем, в которых  $N_0 = 1$ . В связи с этим представляет интерес рассмотрение промежуточного случая, когда число минимумов  $N_0$  не является экспоненциально большим, хотя и не сводится к единице.

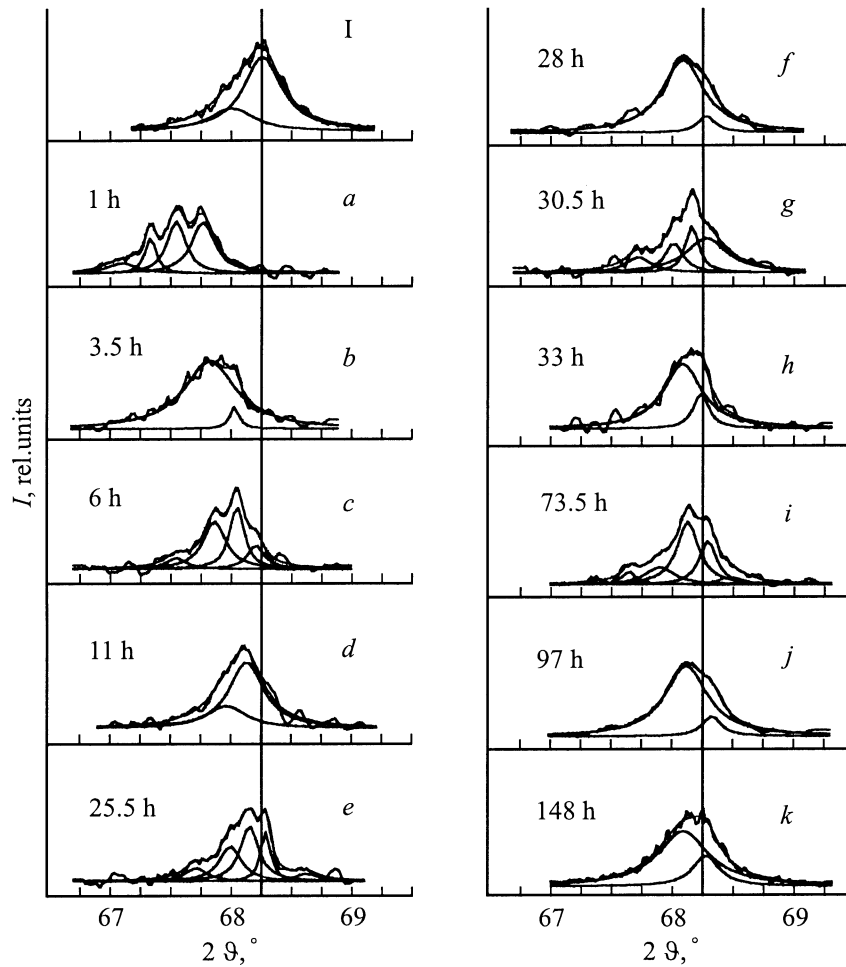
Далее показано, что это характерно для деформированных сплавов Pd–Ta, подвергнутых электролитическому насыщению водородом. Под действием сильной деформации твердое тело может настолько удалиться от равновесного состояния, что становятся существенными эффекты самоорганизации, проявляющиеся в образовании диссипативных структур [4,5]. При насыщении

металла водородом его атомы создают значительные внутренние напряжения, которые могут перевести систему в неравновесное состояние подобно внешней нагрузке. Исследование отожденных сплавов Pd–W–H [6] и деформированных Pd–Sm–H, Pd–Er–H, Pd–Mo–H и Pd–Ta–H [7–13] показало, что в них могут протекать немонотонные структурные превращения, которые не имеют регулярного характера. Использование синергетических моделей [6,10] позволило объяснить основные черты поведения таких систем. Однако эти модели не позволяют дать объяснение изложенным далее (см. также [12]) особенностям эволюции структуры сплава Pd–Ta–H. Решению такой задачи посвящена предлагаемая работа.

## 1. Экспериментальные данные

Методика исследований подробно описана в [9–12], и здесь мы ограничимся указанием на то, что первоначальное насыщение водородом деформированного образца Pd–Ta (7 at.% Ta) проводилось электролитически в течение 15 min при плотности тока 40 mA/cm<sup>2</sup>. Затем после релаксации в течение 176 h образец насыщался вторично в течение того же времени при 80 mA/cm<sup>2</sup>. Рентгеновские исследования дифракционных максимумов (220) и (311) осуществлялись на компьютеризированном дифрактометре с использованием  $\text{Cu } K_{\alpha 1}$ -компоненты рентгеновского дублета. Разложение дифракционных максимумов на составляющие выполнено с помощью программного пакета Origin в предположении о лоренцевой форме составляющих [14,15].

Проведенные исследования показывают, что после насыщения водородом деформированного сплава Pd–Ta происходит регулярное смещение дифракционных максимумов, свидетельствующее о расширении и последующем анизотропном сжатии кристаллической решетки.



Изменение во времени положения и профиля дифракционной линии (220) после второго насыщения. I — исходное состояние. Вертикальной линией отмечено положение, отвечающее исходному состоянию — 173 h релаксации после первого насыщения.

В процессе релаксации обнаруживаются стохастические изменения положений дифракционных максимумов, их ширины и симметрии, а также стохастическая трансформация их формы, состоящая в появлении и исчезновении нескольких пиков. На рисунке приведены дифракционные кривые и их разложения, полученные для максимума (220) в различные моменты времени после вторичного насыщения, на которых хорошо проявляются сложная структура дифракционных пиков и немонотонный характер их изменения с течением времени. Дифракционные кривые имеют структуру, представленную в таблице.

Поскольку однородной фазе отвечает колоколообразная форма дифракционного максимума, можно полагать, что такое изменение дифракционных картин является следствием взаимной трансформации нескольких фаз, которая связана с перераспределением атомов Pd, Ta и H между различными областями системы. Характерно, что указанные структурные изменения могут повторяться, но не сводятся к периодическим. С другой стороны, различные ширины составляющих и их немонотонные изменения со временем означают, что этот процесс сопровождается немонотонной эволюцией дефектной

структуры и созданных ей упругих полей. Наряду с существенным различием энергии связи водорода с идеальной и дефектной решетками палладия [16] наличие дальнедействующих полей обуславливает существенно неравновесный характер исследуемой системы [5]. Как

Временная зависимость количества пиков дифракционного максимума (220)

Время после насыщения, h	Число пиков $N$	Относительное число пиков $n$	Часть рисунка
1.0	4	0.8	<i>a</i>
3.5	2	0.4	<i>b</i>
6.0	4	0.8	<i>c</i>
11.0	2	0.4	<i>d</i>
25.5	5	1	<i>e</i>
28.0	1	0.2	<i>f</i>
30.5	4	0.8	<i>g</i>
33.0	2	0.4	<i>h</i>
73.5	4	0.8	<i>i</i>
97.0	2	0.4	<i>j</i>
148	2	0.4	<i>k</i>

известно из теории стеклообразного состояния [1], это выражается в появлении сложного энергетического рельефа в фазовом пространстве неравновесной системы. Характер такого рельефа определяется исходной дефектной структурой и распределением атомов сплава, которые задаются предварительной механической обработкой, а также режимами насыщения водородом и последующей релаксации. Различие временных зависимостей для областей когерентного рассеяния (220) и (311), по-разному ориентированных по отношению к поверхности образца, свидетельствуют о передаче энергии от одних степеней свободы к другим, что может привести к турбулентности диффузионных потоков [12].

## 2. Теоретическая схема

Описанные выше немонотонные структурные превращения могут быть объяснены, если предположить, что насыщение водородом деформированного сплава Pd–Ta приводит к появлению набора метастабильных состояний, отвечающих различным фазам и дефектным структурам. В этом случае обобщенная диффузия системы по минимумам внутренней энергии, соответствующим указанным состояниям, будет приводить к стохастическим структурным превращениям, наблюдающимся в эксперименте.

Для понимания сути явления принципиально важное значение имеет немонотонный характер эволюции, не сводящейся к периодическим изменениям. Эти изменения напоминают поведение странного аттрактора, которое, как известно, описывается синергетической схемой Лоренца [17]. Использование системы Лоренца позволило нам ранее [6] описать немонотонное поведение двухфазного сплава Pd–Er–H. При этом параметризация системы осуществлялась заданием объемной доли фазы, богатой Er, концентрации в ней атомов Er и концентрации в матрице ловушек атомов эрбия.

Указанная параметризация не может быть реализована в многофазном сплаве Pd–Ta–H, где ситуация является намного более сложной. На первый взгляд кажется, что от необходимости описывать непосредственно поведение многих фаз можно избавиться, используя параметры, усредненные по этим фазам, или выделяя наиболее типичную из них. Однако в этом случае будет полностью упущена из рассмотрения принципиально важная особенность эволюции многофазного сплава Pd–Ta–H: с течением времени в его объеме изменяются не только соотношение объемов и состав сосуществующих фаз, но и их количество. В связи с этим становится актуальной задача выбора параметров синергетической модели, претендующей на описание стохастического поведения системы Pd–Ta–H.

Согласно теореме Рюэля–Такенса [18], нетривиальное поведение такой системы наблюдается, если число параметризующих ее степеней свободы составляет не менее трех. При фазовых переходах поведение системы

задается гидродинамической модой, амплитуда которой представляет собой параметр порядка, определяемый состоянием термостата. Особенность самоорганизующейся (синергетической) системы состоит в том, что в ней принципиально важную роль играет не только влияние термостата на выделенную подсистему, но и ее обратное воздействие на термостат. Это воздействие может быть как непосредственным, так и опосредованным: первое определяется сопряженным полем, второе — управляющим параметром. Так, в синергетической модели упорядочения сплавов параметр порядка отвечает обычному параметру дальнего порядка, сопряженное поле — разности химических потенциалов компонент, а управляющий параметр — разности заселенностей узлов элементарной ячейки атомами разного сорта [19]. Обычный диссипативный режим фазового перехода реализуется, если времена релаксации параметра порядка и сопряженного поля намного превосходят соответствующее значение для управляющего параметра. В обратном случае увеличение стационарного значения управляющего параметра до значений, превышающих критическое, приводит не к упорядочению, а к переходу в режим странного аттрактора [20].

Для объяснения немонотонного изменения фазового состава сплава Pd–Ta–H будем исходить из предположения, что насыщение водородом приводит к образованию в пространстве состояний сложного рельефа внутренней энергии, который обладает множеством минимумов, разделенных барьерами (многодолинная структура). Это позволяет объяснить критическое замедление структурного превращения в системах типа Pd–H [21]. Такое замедление обуславливается иерархической картиной указанного рельефа: на большие минимумы накладываются более мелкие, на них еще мельче и т.д. Поэтому в ходе своей эволюции система вынуждена заполнять сначала наиболее мелкие минимумы, затем более и более крупные — вплоть до самого большого, определяющего ее поведение как целого.

В нашем случае достаточно ограничиться рассмотрением одного класса минимумов, несущественно отличающихся друг от друга. Будем нумеровать их индексом  $\alpha$ , пробегаящим значения  $1, 2, \dots, N_0$ . В результате эволюция системы задается изменением вероятности  $p_\alpha$  распределения по этим минимумам. Определение зависимости  $p_\alpha$  от времени  $t$  требует решения уравнения Фоккера–Планка, что представляет весьма сложную задачу [22]. Однако на предварительном этапе нам вполне достаточно исследовать интегральные характеристики, определяющие вид распределения  $p_\alpha$  и термодинамическое поведение системы как целого. Примем в качестве таких параметров а) число  $N$  минимумов внутренней энергии, в которых находится система в данный момент времени (очевидно, оно определяет полуширину разброса вероятностей  $p_\alpha$ ); б) энтропию разброса системы по

этим минимумам

$$S = - \sum_{\alpha} p_{\alpha} \ln p_{\alpha}; \quad (1)$$

с) удельную внутреннюю энергию  $e_{\alpha}$  в данном минимуме  $\alpha$ , которая задает полное значение

$$e = \sum_{\alpha} p_{\alpha} e_{\alpha}. \quad (2)$$

В качестве параметра порядка будем использовать отношение  $n = N/N_0$  числа  $N$  минимумов внутренней энергии, занятых системой, к полному их числу  $N_0$ . Тогда удельная энтропия Эдвардса  $s = S/N_0$ , задающая беспорядок в распределении по минимумам  $\alpha$ , сведется к сопряженному полю, а плотность внутренней энергии  $e$  будет играть роль управляющего параметра.

Для феноменологического описания эволюции системы следует связать скорости изменения  $dn/dt$ ,  $ds/dt$ ,  $de/dt$  основных параметров с их значениями  $n$ ,  $s$ ,  $e$ . При этом преимущество системы Лоренца состоит в том, что она отвечает простейшему выбору гамильтониана в соответствующем микроскопическом представлении [5]. Линейное уравнение Лоренца имеет вид

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{n}{\tau_n} + g_n s, \quad (3)$$

где первое слагаемое в правой части определяет дебаевскую релаксацию величины  $n(t)$  к значению  $n = 0$  с характерным временем  $\tau_n$ , второе слагаемое, содержащее положительный коэффициент  $g_n$ , описывает увеличение числа минимумов внутренней энергии, занятых системой, с ростом энтропии  $s$  в разбросе по этим минимумам.

В отличие от (3) уравнения, определяющие скорости  $ds/dt$ ,  $de/dt$ , содержат нелинейные слагаемые, которые представляют указанное выше влияние выделенной подсистемы на термостат, означающее обратную связь. Так, уравнение для изменения энтропии имеет вид

$$\frac{ds}{dt} = -\frac{s}{\tau_s} + g_s n e, \quad (4)$$

где первое слагаемое в правой части описывает дебаевскую релаксацию к значению  $s = 0$  со временем  $\tau_s$ . В согласии со вторым началом термодинамики нелинейное слагаемое, содержащее положительный коэффициент  $g_s$ , учитывает рост энтропии  $s$  за счет разброса системы по менее глубоким минимумам внутренней энергии.

Последнее из требуемых уравнений определяет скорость изменения внутренней энергии

$$\frac{de}{dt} = -\frac{e - e_0}{\tau_e} - g_e s n. \quad (5)$$

Здесь принято во внимание, что дебаевская релаксация с характерным временем  $\tau_e$  приводит не к нулевому

значению внутренней энергии  $e$ , а к конечной величине  $e_0$ , определяемой положением системы на фазовой диаграмме и предварительной обработкой сплава. Нелинейное слагаемое с положительным коэффициентом  $g_e$  представляет отрицательную обратную связь, означающую, что перераспределение по минимумам внутренней энергии должно приводить к уменьшению ее полного значения  $e$  за счет перехода системы в более глубокие минимумы. Укажем на принципиально важную роль нелинейных слагаемых, конкуренция которых определяет поведение самоорганизующейся системы: положительная обратная связь в уравнении (4) обуславливает рост энтропии  $s$  за счет связи между относительным числом минимумов  $n$  и внутренней энергией  $e$ , а отрицательная связь в равенстве (5) задает уменьшение внутренней энергии  $e$  за счет корреляции между числом минимумов  $n$  и энтропией  $s$ .

Система дифференциальных уравнений (3)–(5) в общем случае не имеет аналитического решения. Для ее исследования удобно использовать безразмерные величины  $n$ ,  $s$ ,  $e$ ,  $t$ , относя их к масштабам

$$n_m = (\tau_s g_s)^{1/2} (\tau_e g_e)^{1/2}, \quad s_m \frac{n_m}{\tau_n g_n}, \\ e_m = (\tau_n g_n)^{-1} (\tau_s g_s)^{-1}, \quad \tau_n. \quad (6)$$

В результате уравнения (3)–(5) принимают простой вид

$$\frac{dn}{dt} = -n + s, \quad (7)$$

$$\tau \frac{ds}{dt} = -s + n e, \quad (8)$$

$$\theta \frac{de}{dt} = (E - e) - s n, \quad (9)$$

где введены безразмерные параметры

$$\tau = \frac{\tau_s}{\tau_n}, \quad \theta = \frac{\tau_e}{\tau_n}, \quad E = \frac{e_0}{e_m}. \quad (10)$$

В адиабатическом режиме  $\tau, \theta \ll 1$  выполняется принцип иерархического соподчинения, согласно которому изменения сопряженного поля  $s(t)$  и управляющего параметра  $e(t)$  следуют за параметром порядка  $n(t)$  [18]. В этом случае левые части уравнений (8), (9) могут быть опущены, что приводит к зависимостям

$$s = \frac{E n}{1 + n^2}, \quad e = \frac{E}{1 + n^2}. \quad (11)$$

В согласии с законом термодинамики они означают, что с ростом числа фаз энтропия Эдвардса монотонно увеличивается, а внутренняя энергия уменьшается. С другой стороны, исключение переменной  $n$  из равенств (11) дает простую зависимость энтропии от внутренней энергии

$$s = \sqrt{e(E - e)}. \quad (12)$$

Используя определение температуры

$$T \equiv \frac{\partial e}{\partial s}, \quad (13)$$

приходим к выражению

$$T = - \left(1 - \frac{E}{2e}\right)^{-1} \sqrt{\frac{E}{e} - 1}. \quad (14)$$

Оно означает, что в интервале значений внутренней энергии  $E/2 < e < E$  температура Эдвардса  $T$  принимает отрицательные значения, и система находится в режиме самоорганизации. Действительно, в согласии с определением (13) при  $T < 0$  любое увеличение внутренней энергии  $\delta e > 0$  приводит к уменьшению энтропии  $\delta s < 0$ , т. е. к упорядочению.

Подстановка первого из равенств (11) в (7) сводит систему Лоренца к уравнению Ландау–Халатникова

$$\frac{\partial n}{\partial t} = - \frac{\partial W}{\partial n}, \quad (15)$$

где роль свободной энергии играет синергетический потенциал

$$W = \frac{1}{2} n^2 - \frac{E}{2} \ln(1 + n^2). \quad (16)$$

При малых значениях  $E$  внутренней энергии, запасенной системой в результате внешнего воздействия, зависимость  $W(n)$  монотонно возрастает с минимумом в точке  $n = 0$ , и многофазное состояние синергетически невыгодно. Однако с превышением критического значения  $E = 1$  синергетический потенциал  $W(n)$  приобретает минимум в точке

$$n_0 = \sqrt{E - 1}. \quad (17)$$

В результате оказывается выгодным диссипативный процесс релаксации системы в состояние, отвечающее значению  $n_0 \neq 0$  относительно числа фаз. При этом температура Эдвардса (14) приобретает стационарное значение

$$T_0 = - \frac{\sqrt{E - 1}}{1 - E/2}, \quad (18)$$

которое, будучи отрицательным при закритических величинах  $E < 1$ , монотонно уменьшается с ростом внутренней энергии, запасенной системой в результате внешнего воздействия.

Представленный адиабатический режим  $\tau, \theta \ll 1$  отвечает монотонному переходу диссипативной системы в неэргодическое стационарное состояние. Поскольку нас интересует немонотонное поведение, можно сделать вывод о том, что отношения характерных времен  $\tau, \theta$  не должны быть малыми. При этом аналитическое рассмотрение системы Лоренца становится невозможным, однако анализ [20] показывает, что в условиях  $\theta > \tau > 1$  реализуется режим странного аттрактора самоорганизующейся системы, присущий исследуемой экспериментальной ситуации. Таким образом, время изменения

внутренней энергии должно превышать соответствующие значения для энтропии и числа минимумов, занятых системой. Очевидно, это условие реализуется в приведенном эксперименте [12].

Кроме указанных ограничений на соотношение времен релаксации наличие странного аттрактора требует выполнения условия  $E > 1$  [20]. Это означает, что стохастическое изменение структуры в результате перераспределения состояний системы между минимумами, отвечающими различным фазам, реализуется только при условии, что значение внутренней энергии  $e_0$ , запасенной системой в результате внешнего воздействия, превышает критическое значение  $e_m$ , определенное предпоследним выражением (6). Из него видно, что к стохастическому поведению предрасположены системы, обладающие большими значениями констант линейной  $g_n$  и нелинейной  $g_s$  положительных связей, а также значительными временами релаксации  $\tau_n, \tau_s$ .

Проведенный анализ показывает, что стохастическое структурное превращение реализуется благодаря конкурирующему влиянию параметра порядка на сопряженное поле и управляющий параметр самоорганизующейся системы. В исследованном случае многофазного сплава Pd–Ta–H, где роль двух последних параметров играют удельные значения энтропии  $s$  и внутренней энергии  $e$ , такая конкуренция обеспечивается основным термодинамическим тождеством

$$f = e - Ts, \quad (19)$$

где  $T$  — эффективная температура Эдвардса. Это тождество следует из определения температуры Эдвардса (13) и сопряженного определения энтропии

$$s = - \frac{\partial f}{\partial T}. \quad (20)$$

Недавно одному из авторов удалось показать [23], что данные определения (а вместе с ними и тождество (19)) вытекают из простейшей полевой схемы, в рамках которой поведение самоорганизующейся системы параметризуется двухкомпонентными полями параметра порядка, сопряженного поля и управляющего параметра. При этом первые компоненты сводятся к использованным выше величинам — относительному числу заполненных минимумов  $n$ , энтропии  $s$  и внутренней энергии  $e$  неэргодической системы. Вторые компоненты представляют собой обобщенные потоки, сопряженные указанным величинам: поток плотности вероятности  $\mathbf{q}$  перераспределения между минимумами внутренней энергии; термодинамическую силу  $-\nabla f$ , сводящуюся к градиенту свободной энергии, взятому с обратным знаком; обратный градиент температуры  $-\nabla T$ . Изменение этих компонент оказывается существенным, если система попадает в нестационарное состояние (пример которого представляет немонотонное поведение многофазного сплава Pd–Ta–H). Можно надеяться, что предложенная

здесь синергетическая схема представляет вариант термодинамической теории сильно неравновесных систем, развитие которой далеко от завершения [24,25].

Согласно проведенному выше анализу, кинематическое условие немонотонного поведения системы состоит в том, что времена изменения внутренней энергии и градиента температуры превышают соответствующие значения для энтропии и градиента свободной энергии, а также для числа минимумов, занятых системой, и сопряженного потока вероятности. Указанное условие объясняет аномально большие значения временных интервалов, на которых проявляется стохастическое поведение. Динамическое условие требует, с одной стороны, чтобы возрастание энтропии значительно сказывалось на скорости роста числа минимумов, в которых пребывает система, а с другой — чтобы понижение внутренней энергии в результате перераспределения по этим минимумам приводило к существенному увеличению самой энтропии. Очевидно, данные условия обеспечиваются значительными величинами параметров  $g_n$  и  $g_s$ , которые реализуются при небольших высотах барьеров, разделяющих минимумы, и малой „жесткости“ рельефа внутренней энергии. И наконец, термодинамическое условие сводится к требованию сильной неравновесности системы, которое обеспечивается предварительной обработкой типа закалки, облучения, значительной деформации и т.д. В рассматриваемой системе Pd–Ta–H эта обработка сводится к предварительной деформации и насыщению водородом, которые приводят к упругим напряжениям, составляющим около 10% от характерного значения модуля упругости. Отсюда можно полагать, что будет велика и внутренняя энергия  $e_m$ , запасенная системой.

Укажем в заключение на два обстоятельства общего характера. Первое состоит в том, что критическое замедление структурного превращения, обнаруженное в системе Pd–H [21], можно ожидать и в сплаве Pd–Ta–H. Наши предварительные данные, полученные после многократного гидрирования, подтверждают высказанное предположение. Это означает, что при значительном увеличении количества насыщений рассмотренная выше многодолиная структура, представленная одинаковыми минимумами, преобразуется в многоуровневую иерархическую структуру энергетического рельефа, которая и приводит к замедлению эволюции системы, обнаруженному в [21].

Второе замечание касается данных о многофазном деформированном сплаве Pd–Mo–H, для которого также были обнаружены немонотонные структурные превращения, аналогичные рассмотренным выше [26]. Как и в случае Pd–Ta–H, здесь сразу после насыщения водородом происходит регулярное смещение дифракционных максимумов, свидетельствующее о расширении и последующем анизотропном сжатии кристаллической решетки. В дальнейшем происходят стохастические изменения числа составляющих дифракционных максимумов, их положений, ширины и интенсивности. Отсюда

можно заключить, что нерегулярное поведение сильно неравновесной многофазной системы присуще структурным превращениям сплавов, подвергшихся насыщению водородом.

## Список литературы

- [1] J.P. Bouchaud, L.F. Gugliandolo, J. Kurchan. In: Spin Glasses and Random Fields / Ed. A.P. Young. World Scientific, Singapore (1998).
- [2] S.F. Edwards, A. Metha. J. Phys. (Paris) **50**, 2489 (1989).
- [3] S.F. Edwards. In: Granular Matter: an Interdisciplinary Approach / Ed. A. Metha. Springer-Verlag, N. Y. (1994).
- [4] А.И. Олемской, И.А. Скляр. УФН **162**, 6, 29 (1992).
- [5] A.I. Olemskoi. Theory of Structure Transformations in Non-Equilibrium Condensed Matter. Nova Science Publ., N. Y. (1999).
- [6] А.А. Кацнельсон, А.И. Олемской, И.В. Сухорукова, Г.П. Ревкевич. УФН **165**, 3, 331 (1995); Вестн. МГУ. Сер. 3. Физика, астрономия **35**, 3, 94 (1994).
- [7] В.М. Авдюхина, А.А. Кацнельсон, Г.П. Ревкевич. Поверхность (РСНИ) **2**, 30 (1999).
- [8] В.М. Авдюхина, А.А. Кацнельсон, Г.П. Ревкевич. Вестн. МГУ. Сер. 3. Физика, астрономия **38**, 3, 44 (1997).
- [9] В.М. Авдюхина, А.А. Кацнельсон, Г.П. Ревкевич. Кристаллография **44**, 1, 49 (1999); Вестн. МГУ. Сер. 3. Физика, астрономия **40**, 5, 44 (1999).
- [10] В.М. Авдюхина, А.А. Кацнельсон, А.И. Олемской, Д.А. Олемской, Г.П. Ревкевич. ФММ **88**, 6, 63 (1999).
- [11] А.В. Княгиничев, Хан Ха Сок, В.М. Авдюхина, А.А. Кацнельсон, Г.П. Ревкевич. ФТТ **43**, 2, 200 (2001).
- [12] В.М. Авдюхина, А.А. Кацнельсон, Г.П. Ревкевич, Хан Ха Сок, А.В. Седлецкий, А.А. Анищенко, А.А. Сидорчук. Альтернативная энергетика и экология **1**, 11 (2000).
- [13] В.М. Авдюхина, А.А. Кацнельсон, Н.А. Прокофьев, Г.П. Ревкевич. Вестн. МГУ. Сер. 3. Физика, астрономия **39**, 2, 94 (1998).
- [14] Д.М. Васильев. Дифракционные методы исследования структур. Металлургия, М. (1957).
- [15] М.А. Кривоглаз. Дифракция рентгеновских лучей и нейтронов в неидеальных кристаллах. Наук. думка, Киев (1983).
- [16] S.M. Myers, M.I. Baskers, H.K. Birbaum. Rev. Mod. Phys. **64**, 2, 559 (1992).
- [17] E. Lorenz. J. Atmosph. Sci. **20**, 130 (1963).
- [18] Г. Хакен. Синергетика. Мир, М. (1980).
- [19] А.А. Кацнельсон, А.И. Олемской. Микроскопическая теория неоднородных структур. Изд-во МГУ, М. (1987).
- [20] А.И. Олемской, А.В. Хоменко. ЖЭТФ **110**, 2144 (1996).
- [21] А.А. Кацнельсон, М.А. Князева, А.И. Олемской. ФТТ **41**, 9, 1621 (1999); ФММ **89**, 6, 5 (2000).
- [22] H. Risken. The Fokker-Planck Equation. Springer, Berlin–Heidelberg (1989).
- [23] A.I. Olemskoi. Cond-mat/0106270.
- [24] J. Marro, R. Dickmann. Nonequilibrium Phase Transitions in Lattice Models. Cambridge University Press, Cambridge (1999).
- [25] D. Helbing. Cond-mat/0012229.
- [26] В.М. Авдюхина, А.А. Анищенко, А.А. Кацнельсон, Г.П. Ревкевич. Тез. докл. РСНЭ-2001. М. (2001). С. 133.