

ТЕОРИЯ
МЕТАЛЛОВ

УДК 536.424.1

ДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПРОСТРАНСТВЕННОГО
МАСШТАБИРОВАНИЯ НАЧАЛЬНОГО ВОЗБУЖДЕННОГО СОСТОЯНИЯ
ПРИ РЕКОНСТРУКТИВНЫХ МАРТЕНСИТНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЯХ

© 2021 г. М. П. Кащенко^{a, b, *}, Н. М. Кащенко^a, В. Г. Чашина^{a, b}

^aУральский федеральный университет, ул. Мира, 2, Екатеринбург, 620002 Россия

^bУральский государственный лесотехнический университет, ул. Сибирский тракт, 37, Екатеринбург, 620100 Россия

*e-mail: mpk46@mail.ru

Поступила в редакцию 21.09.2020 г.

После доработки 11.05.2021 г.

Принята к публикации 14.05.2021 г.

В динамической теории мартенситных превращений в качестве постулата предполагалась возможность быстрого пространственного масштабирования возбужденного состояния, сопровождающегося ростом поперечного размера области начального возбужденного состояния. В данной работе показано, что этому постулату соответствует процесс распространения цилиндрической волны, позволяющий транслировать информацию о типе пороговой деформации с наномасштабного на микронный уровень. Указанная модель позволяет дать качественное описание не только полностью двойникованного мидриба линзовидных кристаллов, но и частично двойникованной зоны, обрамляющей мидриб. Принципиальным является также вывод о мартенситном превращении нанозерен аустенита как целого в ходе распространения цилиндрической волны.

Ключевые слова: мартенситные превращения, динамическая теория, начальное возбужденное состояние, дислокационные центры зарождения, цилиндрическая волна, превращение нанозерен

DOI: 10.31857/S0015323021090059

ВВЕДЕНИЕ

Мартенситное превращение (МП) в сплавах железа [1] протекает с ярко выраженными признаками фазового перехода I рода и относится, как правило, к реконструктивному варианту [2], когда симметрии начальной и конечной фаз не связаны отношением соподчинения. Скорость роста кристаллов превышает скорость продольных упругих волн, что безальтернативно свидетельствует о существовании и решающей роли управляющего волнового процесса (УВП), обеспечивающего кооперативный характер превращения. Старт роста кристалла при температуре M_s (в ходе охлаждения) связан с возникновением начального возбужденного (колебательного) состояния (НВС) в упругом поле дислокационных центров зарождения (ДЦЗ). Причем УВП наследует информацию о поле деформации в области НВС и переносит пороговую деформацию, нарушая устойчивость аустенита. Процесс протекает при существенном отклонении от температуры T_0 равновесия исходной (аустенит, γ) и конечной (мартенсит, α) фаз. Эти положения отражают основы динамической теории МП [3–8], позволяющей проследить принципиальную связь между особенностями электронного строения γ -фазы,

упругими полями ДЦЗ с одной стороны, и наблюдаемыми макроскопическими морфологическими признаками мартенсита (металловедческой “визитной карточкой” МП) – с другой.

Особенно яркие особенности демонстрируют сплавы инварного ряда (например, Fe–(30–32)Ni), у которых температура магнитного упорядочения T_c оказывается близкой к M_s . Такие сплавы обладают высокой спонтанной магнитострикцией, ведущей к увеличению удельного объема δ_s , компенсирующего снижение объема при охлаждении. Кроме того, высокий уровень магнитной восприимчивости в области парапроцесса позволяет использовать сильное магнитное поле в качестве эффективного инструмента исследования особенностей МП [9–12]. Для этих сплавов характерны также сравнительно низкие температуры M_s . Уточним, что температура M_s зависит от размера зерна D (см., напр. [5–7, 13–15]), причем существует критическое значение D_c , при котором $M_s(D_c) = 0$ К. Поэтому для каждого сплава имеет-ся температура $M_s(\infty) \equiv M_{s\infty}$, зависящая от его химического состава. Для инварных сплавов не только температуры $M_s(D)$, но и $M_{s\infty}$ расположены ниже 0°C . Поскольку для сплавов Fe–(30–32)Ni величи-

на D_c порядка 1 мкм, достаточно точные измерения $M_{s\infty}$, возможны уже при размерах зерен $D \sim 100$ мкм. Заметим, однако, что добавление углерода, быстро снижает $M_{s\infty}$ и одновременно повышает D_c . Так, например, $M_{s\infty} \approx 230$ К и $D_c \approx 1$ мкм для сплава Fe–31Ni, тогда как $M_{s\infty} \approx 165$ К и $D_c \approx 10$ мкм для сплава Fe–31Ni–0.28C [5, 13]. Поэтому для сравнительно точного измерения $M_{s\infty}$ требуется размер зерна (свободного от дислокаций) ~ 1 мм.

Одним из важных результатов динамической теории МП является вывод аналитической формулы для критического размера $D_c(\Gamma'_c)$ зерна аустенита. Существенно, что сильное магнитное поле в условиях положительного магнитострикционного изменения объема снижает значение D_c до $D_{cH} < D_c$ и одновременно повышает $M_{s\infty}$ до $M_{s\infty H} > M_{s\infty}$. В частности, согласно [5], в случае поля с напряженностью $H = 36$ МА/м для сплава Fe–31Ni–0.28C можно ожидать значений $D_{cH} \approx 1.6$ мкм и $M_{s\infty H} \approx 245$ К. Таким образом, для интерпретации результатов действия сильного магнитного поля, адекватной физической реальности, необходимо учитывать его влияние на изменение D_c и $M_{s\infty}$.

Эксперименты [16], показавшие возможность охлаждения аустенита без МП и с последующим после нагрева стартом МП, демонстрируют отсутствие температуры абсолютной потери устойчивости аустенита. Этот факт ставит вопрос о величинах энергетического и деформационного порогов, разделяющих фазы при температуре M_s .

Напомним, в динамической теории значительное переохлаждение ниже точки равновесия фаз T_0 связывается именно с необходимостью преодоления межфазного барьера, за счет выделения при возникновении НВС энергии достаточной для такого преодоления, т.е. реализации в волновом режиме надбарьерного движения. УВП в общем случае переносит пороговую деформацию тензорного типа $\hat{\epsilon}$. При упрощенном описании можно использовать в качестве скалярного параметра порядка относительное изменение объема δ . Этот параметр, однако, играет существенную роль, поскольку именно δ задает изменение химического потенциала электронов, приводя к изменению вклада зонной энергии коллективизированных электронов, являющегося значимым фактором в энергетическом балансе. При описании сравнительно небольших пороговых деформаций (δ_{th}):

$$\delta = \delta_{th} \approx \text{Sp} \hat{\epsilon}, \quad (1)$$

где символ Sp означает суммирование диагональных компонент тензора деформации.

Опыт показывает, что в достаточно широком диапазоне изменения H (по крайней мере, до

40 МА/м) можно приближенно использовать линейную связь:

$$\delta_H \approx \lambda_H H, \quad (2)$$

где δ_H — вклад в δ за счет магнитострикции парапроцесса. Коэффициент пропорциональности λ_H спадает по мере удаления от температуры магнитного упорядочения, однако его максимальные значения достаточны для того, чтобы в сильном магнитном поле выполнялось: $\delta_H \geq 10^{-3}$. Оценка в модели со скалярным параметром порядка [3, 17] дает для межфазного деформационного порога при температуре M_s значение $\delta_{th} \approx 5 \times 10^{-4}$. Поэтому ясно, что вклад δ_H может существенно сказаться на стадии возникновения НВС в упругом поле ДЦЗ. Представляет интерес уточнение как значения δ_{th} , так и величины превышения пороговой деформации на стадии быстрого роста кристалла мартенсита из независимых экспериментальных данных.

Цель данной работы — оценить возможности возрастания поперечного размера области НВС при заданных уровнях пороговой деформации δ_{th} и максимальной объемной деформации δ_0 при образовании НВС.

СООТНОШЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ МАСШТАБОВ ПРИ ВОЗНИКНОВЕНИИ НВС

Несмотря на то, что вопрос о соотношении пространственных масштабов неоднократно обсуждался (см., напр., [4, 5, 18]), для удобства читателей кратко его осветим и, что еще важнее, обобщим.

Формирование УВП является следствием возникновения начального “всплеска” — НВС, порождающего пары налагающихся (из-за дифракционной расходимости [8]) волновых пучков. Направления волновых векторов пучков \mathbf{k}_{e1} и \mathbf{k}_{e2} близки к ориентациям собственных векторов ξ_1 и ξ_2 тензора деформации упругого поля ДЦЗ, соответствующих главным значениям растяжения ϵ_1 и сжатия ϵ_2 (деформация ϵ_3 вдоль третьего вектора ξ_3 равна нулю, либо мала по сравнению с $|\epsilon_{1,2}|$). Конфигурация области НВС близка к форме прямоугольного вытянутого вдоль оси ξ_3 параллелепипеда, построенного на векторах ξ_i .

При этом выполняется характерное соотношение пространственных масштабов:

$$L/d_m \sim 10^2, \quad (3)$$

где d_m — поперечный размер области НВС, а L — размер свободного от дислокаций объема зерна (при единственной дислокации в зерне L совпадает с размером зерна D). Соотношение (3) является результирующим двух соотношений. Во-первых, $d_m \sim 0.1r$, где r — расстояние от области

НВС до прямолинейного сегмента дислокационной линии. Это условие обеспечивает приближительную однородность упругого поля ДЦЗ в области НВС. Во-вторых, $r \sim 0.1L$, что обеспечивает доминирование упругого поля единственного ДЦЗ.

Индекс m в обозначении d_m отражает выбор системой максимально большого поперечного размера области НВС еще совместимого с пороговыми условиями деформации метастабильно устойчивого аустенита. Последнее требование позволяет обеспечить максимальное отношение объема к поверхности для области локализации НВС и, следовательно, способствует максимальному высвобождению энергии в переохлажденной системе, обеспечивая максимальную скорость релаксации. Важно отметить, что при удалении от температуры T_0 величина δ_{th} уменьшается, а разность значений удельных свободных энергий фаз нарастает. Упругое поле прямолинейного сегмента линии отдельного ДЦЗ на расстоянии r от сегмента приводит к деформации

$$\varepsilon \sim 0.1a/r, \tag{4}$$

где a – параметр решетки. Заметим, что наблюдаемым в сплаве 30Н31 габитусам кристаллов типа {3 10 15} в динамической теории МП в качестве ДЦЗ однозначно сопоставляются 30-градусные смешанные дислокации. Расчет упругого поля таких ДЦЗ показывает, что максимуму δ соответствует $\approx 0.05 a/r$. Следовательно, при известном δ_{th} область локализации НВС и величина d_m могут задаваться значениями:

$$r_{нвс} \approx 0.05a/\delta_{th}, \quad d_m \approx 0.1r_{нвс}. \tag{5}$$

Если максимальное значение деформации δ_0 в колебательном режиме (за счет выделившейся в объеме НВС энергии) незначительно превышает δ_{th} (то есть $\delta_0 \geq \delta_{th}$), то волновые пучки с длинами волн $\lambda_{1,2} \sim 2(d_m)_{1,2}$ формируют прообраз мартенситного кристалла, задавая ориентацию его габитуса. Поперечные размеры $d_{1,2}$ задают толщину кристалла

$$d = \sqrt{d_1^2 + d_2^2} \approx d_m \sqrt{2}. \tag{6}$$

Причем при гармоническом описании волн выполняются неравенства $d_{1,2} < \lambda_{1,2}/2$. Наибольший размер (длина) растущего кристалла достигается в направлении, коллинеарном векторной сумме скоростей волн, и лимитируется рассеянием волн на препятствиях типа границ зерна, либо ранее возникших мартенситных кристаллах. Ширина же кристалла задается размером области НВС в ξ_3 направлении и лимитируется размером порядка $\Lambda/2$, где Λ – длина прямолинейного сегмента дислокационной петли, выполняющего роль ДЦЗ.

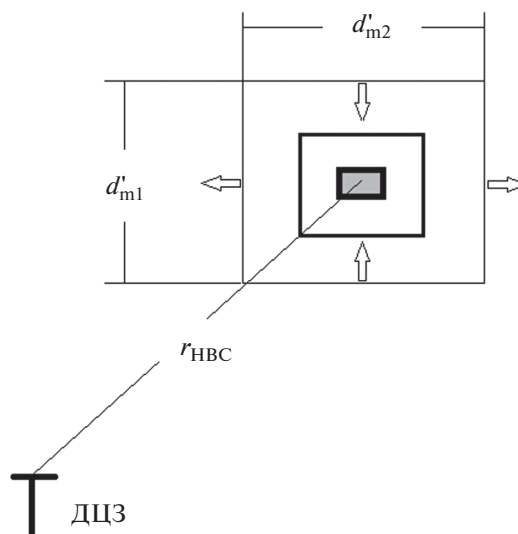


Рис. 1. Схема, демонстрирующая зависимость поперечного сечения области НВС от соотношения δ_0 и δ_{th} : серый наименьший прямоугольник соответствует случаю $\delta_0 \approx \delta_{th}$, два других варианта $\delta_0 > \delta_{th}$. Направления стрелок отражают различие знаков деформаций в ортогональных направлениях.

Однако при значительном переохлаждении относительно T_0 выделение в объеме области НВС энергии может приводить к неравенству $\delta_0 \gg \delta_{th}$. Тогда вместо возбуждения пар волновых пучков, порождающих УВП (или наряду с такими пучками), область НВС может увеличить поперечные размеры до $(d'_m)_{1,2}$ в ходе распространения цилиндрической волны (ЦВ), как это схематически отражено на рис. 1.

Отметим, что фазы колебаний в вертикальном и горизонтальном направлении противоположны, и, в результате, в этих направлениях деформации имеют разные знаки. Как отмечалось в [5], в силу закона сохранения энергии, возбужденная в момент времени t_0 расширяющаяся ЦВ с начальным радиусом кривизны $\rho(t_0) \equiv \rho_0$ волнового фронта и амплитудой колебаний $u_0 = u(t_0)$ в момент $t > t_0$ характеризуется $\rho(t)$ и $u(t)$ при выполнении равенства:

$$u_0^2 \rho_0 = u^2 \rho. \tag{7}$$

Ясно, что максимальная деформация на оси волны задается отношением амплитуды к радиусу. Поэтому из (7) для отношения деформаций получаем:

$$\varepsilon_0/\varepsilon = \delta_0/\delta_{th} = (\rho/\rho_0)^{3/2} = (d'_m/d_m)^{3/2}. \tag{8}$$

Тогда, например, при деформации $\delta_0 = 10\delta_{th}$ из (8) и (5) следует, что при неизменном $r_{нвс}$ раз-

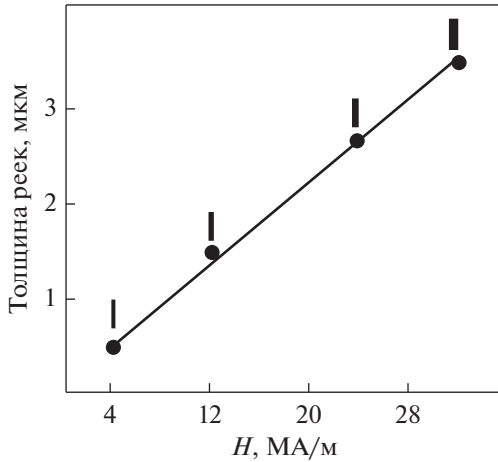


Рис. 2. Зависимость толщины кристаллов мартенсита сплава 30Н31 от напряженности магнитного поля (над кривой схематично изображена толщина кристаллов мартенсита).

мер d'_m превысит d_m в $(10)^{2/3} \approx 4.64$ раза. Таким образом, при $\delta_0 \gg \delta_{th}$ соотношение (3) модифицируется

$$L/d'_m \sim 10^2 / (\delta_0/\delta_{th})^{2/3} d_m. \quad (9)$$

Очевидно, что при выполнении (9) длины волн возбуждаемых волновых пучков и толщина d кристалла мартенсита возрастут в $(\delta_0/\delta_{th})^{2/3}$ раз. Напомним, представление о быстром образовании области НВС с поперечным размером $2r \sim d$ введено в [19], где для НВС использован термин “макророзродыш” (в [3] этот термин также присутствует как дань предшествующей терминологии).

При спонтанной (в ходе охлаждения) ГЦК–ОЦК-перестройке за счет деформации Бейна (см., напр., [1]) в качестве типичного изменения удельного объема можно принять $\delta_B = 0.024$. Тогда максимальное значение пороговой деформации задается значением $\delta_B/2$, причем это значение естественно отнести к температуре T_0 . Для отражения температурной зависимости пороговой деформации $\delta_{th}(T)$ при $T_0 \geq T \geq M_s$ воспользуемся простейшей аппроксимацией:

$$\delta_{th}(T) = \delta_{th}(M_s) + [(\delta_B/2) - \delta_{th}(M_s)](T - M_s)/(T_0 - M_s). \quad (10)$$

Из (10) очевидно, что $\delta_{th}(T) \rightarrow \delta_B/2$ при $T \rightarrow T_0$ и $\delta_{th}(T) \rightarrow \delta_{th}(M_s)$ при $T \rightarrow M_s$. Заметим, что из-за выделения энергии в объеме области НВС повышается температура и, согласно (10), значение $\delta_{th}(T) > \delta_{th}(M_s) \equiv \delta_{th}$. Наряду с деформацией δ_{th} , необходимой для возникновения НВС и запуска УВП, важную роль играет δ_0 – максимальное значение деформации в колебательном режиме в объеме области НВС. Уровень δ_0 задает началь-

ную интенсивность цилиндрической волны расширения и при выполнении условия:

$$\delta > \delta_{th}(T) \quad (11)$$

для δ_0 можно ожидать значений:

$$\delta_0 \geq \delta_B/2 = 1.2 \times 10^{-2}. \quad (12)$$

АНАЛИЗ ДАННЫХ ОБ УВЕЛИЧЕНИИ ТОЛЩИНЫ КРИСТАЛЛОВ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

На рис. 2 приведены данные эксперимента [9, 20].

Из рис. 2 видно, что при линейной зависимости $d(H)$ тангенс угла наклона

$$\begin{aligned} \Delta d/\Delta H &\approx (3/28) \times 10^{-6} \text{ м}^2/\text{МА} \approx \\ &\approx 1.07 \times 10^{-7} \text{ м}^2/\text{МА}. \end{aligned} \quad (13)$$

Кроме того, при $H = 4$ МА/М толщина $d \approx 0.5$ мкм, поэтому, используя (13), при $H = 0$ получаем $d_0 \approx 0.072$ мкм. Тогда $d_m \approx d_0/\sqrt{2} \approx 0.05$ мкм, и, согласно (5), $r_{НВС} \approx 0.5$ мкм. Значит, при $a \approx 3.6 \times 10^{-10}$ м получаем $\delta_{th} \approx 0.05a/r_{НВС} \approx 3.6 \times 10^{-5}$.

Эта оценка на порядок меньше упоминавшейся сугубо качественной оценки $\delta_{th} \approx 5 \times 10^{-4}$ в [3, 17]. Ясно, что введенное значение δ_{th} продиктовано требованием возникновения НВС1 в упругом поле отдельной дислокации, соответствующем спонтанному формированию тонкопластинчатого кристалла (при $H = 0$). Таким образом, далее в качестве ориентира полагаем, что величина δ_{th} близка к минимальному значению пороговой деформации для мартенсита охлаждения в сплаве 30Н31.

Согласно [9], реальные толщины тонкопластинчатых кристаллов мартенсита охлаждения составляют 0.2–0.3 мкм, т.е. в 3–4 раза превышают величину, получаемую линейной экстраполяцией к нулевому полю зависимости $d(H)$. Это свидетельствует в пользу механизма $d_m \rightarrow d'_m$ трансформации НВС за счет распространения ЦВ, в соответствии с (8) и (9).

Экспериментальные данные [9, 20] указывают, кроме того, на линейную зависимость критического магнитного поля от смещения (ΔM_s) температуры M_s , так что

$$\Delta H/\Delta M_s \approx 1.25 \text{ МА/мК}. \quad (14)$$

Полагаем, что сдвиг $\Delta M_s > 0$ определяется преобладанием положительного вклада объемной магнитострикции парапроцесса δ_H над отрицательным вкладом от уменьшения спонтанной намагниченности. Тогда использование методики, изложенной в [15], позволяет определить значение результирующей

шей константы $\lambda_H \approx 1.1 \times 10^{-5} (\text{МА/М})^{-1}$, соответствующее (14). Заметим, что при таком $\lambda_H (\text{МА/М})^{-1}$ величина $\delta_H = \lambda_H H$ при $H = 4 \text{ МА/М}$ превышает найденное пороговое значение δ_{th} . Следовательно, в течение длительности $\tau \sim (10^{-4} - 10^{-3})\text{с}$ импульса сильного поля быстро (за время порядка 10^{-7} с) образовавшийся кристалл тонкопластинчатого мартенсита имеет возможность для стимулированного магнитным полем бокового роста. Этот вариант роста связан с распространением волны триггерного типа [3, 17, 21], имеющей в отсутствие УВП скорость v_{tr} гораздо меньшую скорости звука. Применительно к нашему случаю очевидно, что за время $\tau = 10^{-3} \text{ с}$ с одностороннее боковое подрастание на $\Delta d = 1 \text{ мкм}$ связано с величиной $v_{tr} \approx \Delta d / \tau = 1 \text{ мм/с}$. Выбор для оценки v_{tr} значения $\Delta d = 1 \text{ мкм}$ согласуется с экспериментальными данными (см. рис. 2). Более подробное рассмотрение механизма бокового роста, связанного с модификацией триггерной волны в условиях действия сильного магнитного поля, выходит за рамки данной статьи. Заметим только, что боковой рост тонкопластинчатых кристаллов (с сохранением пластинчатой формы) в полях растягивающих напряжений наблюдался в [22].

Отметим в качестве альтернативы механизму бокового роста, что нарастание толщины кристаллов можно связать также с расширяющейся ЦВ и формированием области НВС2 с поперечным размером $d'_m > d_m$.

Из (5) и (8) следует связь между δ_{th} , d'_m , a и δ_0 :

$$\delta_0 = (\delta_{th})^{5/2} [d'_m / (5 \times 10^{-3} a)]^{3/2}. \quad (15)$$

Рассмотрим в качестве примера случай $H = 32 \text{ МА/М}$, $d = 3.5 \text{ мкм}$. Полагая $d'_m \approx d/\sqrt{2} \approx 2.5 \text{ мкм}$ для уже использовавшихся величин a и δ_{th} из (15) находим $\delta_0 \approx 1.27 \times 10^{-2}$, что соответствует ожидаемым значениям $\delta_0 \geq \delta_B/2$. Этот результат указывает на согласованность значений используемых параметров и, как минимум, на правильные порядки величин. Используя при $\delta_0 \approx 1.27 \times 10^{-2}$ и $\delta_{th} \approx 3.6 \times 10^{-5}$ отношение $\delta_0/\delta_{th} \approx 352.8$, из (8) для $d'_m \approx 2.5 \text{ мкм}$ получим $d_m \approx 0.05 \text{ мкм}$, т.е. ЦВ запускается из области локализации НВС1, отстоящей на $r_{НВС1} \approx 0.5 \text{ мкм}$ от линии дислокации. Напомним, что состояние НВС1 уже обсуждалось нами в связи с инициацией роста тонкопластинчатого кристалла. Очевидно, что благодаря возбуждению ЦВ между НВС1 и НВС2 имеется генетическая связь.

Ясно, что можно ввести и НВС0, полагая что ЦВ приходит из области локализации с поперечным размером d_{m0} , отстоящей на расстоянии $r_{НВС0}$ от линии дислокации. При использовании того

же отношения $\delta_0/\delta_{th} \approx 352.8$ из (8) при заменах $d'_m \rightarrow d_m$ и $d_m \rightarrow d_{m0}$, находим $d_{m0} \approx 1 \text{ нм}$ и $r_{НВС0} \approx 10 \text{ нм}$. Таким образом, в принципе, двухэтапный транзит информации об упругом поле дефекта может осуществляться благодаря ЦВ из компактных наномасштабных областей.

При фиксированном отношении δ_0/δ_{th} толщинам $d < 3.5 \text{ мкм}$, соответствуют меньшие значения H , d'_m , d_m и $r_{НВС}$. Либо при неизменном $r_{НВС}$ снижаются значения δ_0 , например, $d = 0.5 \text{ мкм}$ при $H = 4 \text{ МА/М}$ соответствует $\delta_{01} \approx 6.77 \times 10^{-4}$ и отношение $\delta_{01}/\delta_{th} \approx 18.8$.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Изменение поперечного размера области НВС за счет распространения ЦВ по-существу конкретизирует утверждение, использовавшееся ранее в качестве постулата [3, 18].

В геометрическом пределе, когда деформируется ячейка Бейна и возникает область НВС с минимально возможным размером $d_m = a$, за счет цилиндрического расширения НВС возможно превращение большей части нанозерна как целого (при $\delta_{th} \approx 3.6 \times 10^{-5}$, диаметр испытываемого МП зерна $D \approx d'_m \approx 60.5a \approx 22 \text{ нм}$).

Согласно (8) ясно, что ограничение величины δ_0 значением $\sim \delta_B/2$ позволило бы в результате одного цилиндрического расширения перейти от $d_m = a$ к поперечным размерам $d'_m = 1 \text{ мкм}$, достаточным для описания кристаллов микронной толщины, лишь при снижении значения δ_{th} до уровня 10^{-7} . Такая величина δ_{th} представляется заниженной. В то же время двухэтапный вариант цилиндрического расширения от $d_m = a$ до $d'_m = 1 \text{ мкм}$ при сохранении $\delta_{th} \approx 3.6 \times 10^{-5}$ выглядит достаточно реалистичным.

Сценарии возникновения областей НВС с двумя поперечными масштабами представляются перспективными при интерпретации формирования прилегающей к мидрибу частично двойникованной зоны, характерной для линзовидных кристаллов (периферия таких кристаллов обладает сложной дислокационной структурой). Действительно, допустим, что область НВС1 с размером $d_m \sim 0.1 \text{ мкм}$ дает одновременно старт формированию мидриба и возбуждению расширяющейся ЦВ, приводящей к появлению области НВС2 с размером $d'_m \sim 1 \text{ мкм}$. Рост мидриба происходит со сверхзвуковой скоростью при согласованном действии в составе УВП1 относительно длинноволновой пары волн ($\ell 1$ -волны), ответственных за формирование границы мидриба (габитуса кристалла), и относительно коротких s -волн, от-

ветственных за формирование основной компоненты двойниковой структуры (ДС1) мидриба. Поскольку образование НВС2 запаздывает по отношению к НВС1, то возбуждаемая пара $\ell 2$ -волн в составе УВП2 способствует превращению в пластинчатой области, центральная часть которой представляет собой мидриб. Напомним [23], что при образовании регулярной ДС активные s -ячейки возникают в центре пластинообразной области, которая уже занята мидрибом. Значит, в обрамляющей мидриб области формирование относительно регулярной ДС оказывается маловероятным. В результате в областях, прилегающих к мидрибу, возникает частично двойникованная структура, связанная со спонтанной активацией s -ячеек вблизи мидриба, где вклад в пороговую деформацию от $\ell 2$ -волн больше.

Заметим, что при старте ЦВ из НВС0, т.е. из наномасштабной области, выводы динамической теории, базирующиеся на расчетах упругих полей ДЦЗ в рамках континуальной теории упругости, сохраняют применимость, так как расстояние от дислокационного сегмента еще на порядок превышает размер ядра дислокации. Старт УВП из НВС0 и сверхзвуковой рост кристаллов мартенсита на s -волнах представляется затрудненным из-за высокой скорости затухания s -волн [24]. Но расширение ЦВ способно приводить к возникновению НВС1 и НВС2, порождающим устойчивые УВП.

Использование термина “рейка” применительно к мартенситному кристаллу в [9] указывает на относительную близость толщины d и ширины b кристалла (подразумевается, что $b > d$). Как уже отмечалось выше, ширина кристалла задается размером области НВС в ξ_3 -направлении и лимитируется размером $\approx \Lambda/2$. Это ограничение связано с требованием приближенной однородности упругого поля в области НВС, которое нарушается при приближении к искривленным участкам линии дислокации. Принимая $d = 3.5$ мкм и $b \sim (1.5-2) d$, можно полагать, что длина прямолинейного сегмента $\Lambda \approx 10-14$ мкм. Очевидно, что требование однородности упругого поля будет выполняться лишь при небольших (по сравнению с Λ) значениях $r_{\text{НВС}} \leq 0.1 \Lambda$. Таким образом, уже отдельный ДЦЗ диктует соотношения пространственных масштабов, существенные при возникновении НВС. Уместно отметить, что обсуждавшийся выше вариант НВС1 этим соотношениям удовлетворяет.

При выполнении оценок не учитывали процессы диссипации, как и возможного усиления при распространении ЦВ в активной среде. В частности, это может относиться к взаимной компенсации таких процессов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненные оценочные расчеты показали, что описание тонкопластинчатых кристаллов с толщиной ~ 0.1 мкм согласуется с представлением о возникновении НВС в упругом поле одиночного ДЦЗ, если пороговая деформация при температуре M_s составляет $\delta_{\text{th}} \approx 3.6 \times 10^{-5}$.

Показано, что в сильном импульсном магнитном поле возникает возможность бокового роста тонкопластинчатого кристалла со скоростью ~ 1 мм/с, на шесть–семь порядков меньшей скорости формирования исходного кристалла за счет действия УВП.

На основе проведенного анализа легко понять, что процесс масштабирования области НВС, связанный с распространением ЦВ, позволяет обеспечить условия старта роста мартенситного кристалла в поле отдельного ДЦЗ даже при сравнительно высоких плотностях дислокаций (до $\approx 10^{10}$ см $^{-2}$).

Явный учет процессов пространственного масштабирования области НВС расширяет возможности применения динамической теории МП как при описании превращения нанокристаллов, так и при трактовке образования линзовидных кристаллов.

Авторы выражают признательность Министерству науки и высшего образования России за поддержку при исполнении государственного задания № 075-00243-20-01 от 26.08.2020 в рамках темы FEUG-2020-0013 “Экологические аспекты рационального природопользования”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Курдюмов Г.В., Утевский Л.М., Этин Р.И. Превращения в железе и стали. М.: Наука, 1977. 240 с.
2. Изюмов Ю.А., Сыромятников В.Н. Фазовые переходы и симметрия кристаллов. М.: Наука, 1984. 248 с.
3. Кащенко М.П. Волновая модель роста мартенсита при γ - α превращении в сплавах на основе железа. Изд. 2-е. испр. и дополн. М.–Ижевск: НИЦ “Регулярная и хаотическая динамика”, ИИКИ, 2010. 280 с.
4. Кащенко М.П., Чащина В.Г. Динамическая модель сверхзвукового роста мартенситных кристаллов // УФН. 2011. Т. 181. № 4. С. 345–364.
5. Кащенко М.П., Чащина В.Г. Динамическая модель γ - α мартенситного превращения в сплавах железа и решение проблемы критического размера зерна. М.–Ижевск: НИЦ “Регулярная и хаотическая динамика”, ИИКИ, 2010. 133 с.
6. Кащенко М.П., Чащина В.Г. Проблема критического размера зерна при γ - α мартенситном превращении. Термодинамический анализ с учетом пространственных масштабов, характерных для стадии зарождения мартенсита // Физ. мезомех. 2010. Т. 13. № 1. С. 29–35.
7. Кащенко М.П., Чащина В.Г. Зависимость температуры начала γ - α мартенситного превращения от

- размера зерна // Физ. мезомех. 2010. Т. 13. № 1. С. 37–45.
8. *Кащенко М.П., Кащенко Н.М., Чащина В.Г.* Начальное возбужденное состояние и расходимость волновых пучков как факторы реализации волнового процесса, управляющего ростом двойников превращения // ФММ. 2019. Т. 120. № 5. С. 457–463.
 9. *Счастливец В.М., Калетина Ю.В., Фокина Е.А.* Мартенситное превращение в магнитном поле. Екатеринбург: УрО РАН, 2007. 322 с.
 10. *Белов К.П.* Ферромагнетики и антиферромагнетики вблизи точки Кюри // УФН. 1958. Т. 65. № 2. С. 207–256.
 11. *Золотаревский И.В., Лоскутова С.В., Снежной В.Л., Шейко Л.М.* О магнострикции парапроцесса аустенитных сплавов вблизи мартенситной точки // ФММ. 1979. Т. 47. № 6. С. 1312–1313.
 12. *Золотаревский И.В., Лоскутова С.В., Щетинина М.О.* Влияние магнитного состояния аустенита на мартенситное превращение в сплавах Fe–Ni // ФММ. 2018. Т. 119. № 8. С. 794–801.
 13. *Utetoto M., Owen W.S.* Effects of austenitizing temperature and austenite grain size on the formation of athermal martensite in an iron-nickel and an iron-nickel-carbon alloy // Metal. Trans. 1974. V. 5. P. 2041–2046.
 14. *Фокина Е.А., Смирнов Л.В., Олесов В.Н., Счастливец В.М., Калетина Ю.В., Калетин А.Ю.* Влияние размера зерна аустенита на особенности мартенситного превращения при охлаждении и магнитной обработке сплавов Fe–Ni–C // ФММ. 1996. Т. 81. № 1. С. 103–111.
 15. *Кащенко М.П., Кащенко Н.М., Чащина В.Г.* Динамическая теория влияния сильного магнитного поля на мартенситное превращение в сталях при размерах зерна аустенита вблизи критического значения // ФММ. 2021. Т. 122. № 1. С. 53–60.
 16. *Серебряков В.Г., Эстрин Э.И.* Переохлаждение “взрывного” мартенситного превращения в монокристаллах сплавов Fe–Ni // ДАН СССР. 1977. Т. 237. С. 322–324.
 17. *Кащенко М.П., Верещагин В.П.* Движение границы мартенситного кристалла в модели фононного мазера // ФММ. 1985. Т. 60. № 5. С. 855–863.
 18. *Кащенко М.П., Чащина В.Г.* Критические скорости охлаждения легированных сталей для зарождения пластинчатого α -мартенсита в динамической теории // ФММ. 2012. Т. 113. № 9. С. 941–950.
 19. *Кащенко М.П., Верещагин В.П.* Анализ динамических условий устойчивости решетки при реконструктивных мартенситных превращениях в модели фононного мазера // ФММ. 1984. Т. 58. № 3. С. 450–457.
 20. *Фокина Е.А., Счастливец В.М., Калетина Ю.В., Калетин А.Ю., Олесов В.Н.* Структура мартенсита образовавшегося под действием магнитного поля в сплаве 30H31 // ФММ. 1998. Т. 85. № 1. С. 90–96.
 21. *Яхно В.Г.* Автоволновые процессы в одномерных релаксационных процессах / Автоволновые процессы в системах с диффузией. Горький: Институт прикладной физики АН СССР, 1981. С. 46–76.
 22. *Shibata A., Murakami T., Morito S., Furuhashi T., Maki T.* The Origin of Midribin Lenticular Martensite // Materials Transactions. 2008. V. 49. № 6. P. 1242–1248.
 23. *Кащенко М.П., Чащина В.Г., Вихарев С.В.* Динамические модели формирования двойникованных кристаллов. II. Предпереходные состояния и соотношения объемов двойниковых компонент // ФММ. 2010. Т. 110. № 4. С. 323–335.
 24. *Кащенко М.П., Чащина В.Г.* Влияние затухания коротковолновых смещений на формирование двойников превращения в кристаллах α -мартенсита // ФММ. 2017. Т. 118. № 4. С. 327–331.