

УДК 669.112.227.342

ВЛИЯНИЕ НЕОДНОРОДНОСТИ ФРОНТА УПРАВЛЯЮЩЕГО ВОЛНОВОГО ПРОЦЕССА НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ДВОЙНИКОВ ПРЕВРАЩЕНИЯ В КРИСТАЛЛАХ МАРТЕНСИТА С ГАБИТУСАМИ ТИПА (259)-(3 10 15)

М.П. Кашенко, В. Г. Чащина

Уральская государственная лесотехническая академия,
Россия, Екатеринбург, 620100, Сибирский тракт, 37
mpk@usfea.ru

Рассматривается обобщение модели волнового процесса, управляющего ростом двойникованных кристаллов мартенсита. Считается, что относительно длинноволновые смещения распространяются по кристаллу, обладающему неоднородным состоянием, которое описывается коротковолновыми стоячими волнами смещений. Рассчитаны распределения основной и ожидаемой двойниковой компонент и соотношения их толщин для волнового процесса, управляющего формированием кристаллов с габитусами (259)-(3 10 15). Основное внимание уделяется анализу эволюции двойниковой структуры в зависимости от параметра, характеризующего неоднородность управляющего волнового фронта.

Введение. Постановка задачи

Ранее [1] была предложена динамическая модель волнового управления ростом мартенситного кристалла при реконструктивных мартенситных превращениях (типа $\gamma-\alpha$ в сплавах железа), дополненная в [2] описанием процесса формирования двойников превращения. Напомним, что в качестве дополнительного постулата в [2] используется предположение о неоднородности предпереходного состояния аустенита. Неоднородность описывается суперпозицией относительно коротковолновых стоячих волн, поляризованных вдоль двух взаимно перпендикулярных осей четвертого порядка. Относительно длинноволновые смещения, формирующие габитусные плоскости мартенситного кристалла и задающие его толщину, распространяются тогда по аустениту, обладающему набором ячеек, потенциально активных для начала генерации коротковолновых смещений, бегущих вдоль взаимно ортогональных осей симметрии четвертого порядка и инициирующих (совместно с длинноволновыми смещениями) процесс бейновской деформации. Приведенный в [2] алгоритм отбора активных ячеек (на основе выполнения порогового условия для деформации) позволяет исследовать распределение основной и ожидаемой двойниковой компонент в зависимости от упругих модулей среды, направлений распространения $\vec{n}_{1,2}$ длинноволновых смещений и неоднородности фронта этих смещений. Неоднородность фронта в простейшем случае задается следующим образом: считается, что на определенном расстоянии d от центра фронта волны с нормалью \vec{n}_2 , несущей деформацию сжатия, величина этой деформации постоянна и достигает значения, достаточного для активизации ячеек

коротковолновых смещений. Для ячеек, отстоящих от центра фронта на расстояния, большие, чем d , пороговое условие не выполняется. Цель данной работы проиллюстрировать в рамках реалистичной модели влияние параметра d на характер распределения основной и двойниковой компонент в мартенситном кристалле и среднее значение соотношения β их толщин для α -мартенсита в сплавах железа, обладающего габитусами типа (259)-(3 10 15).

Напомним, для удобства читателей, что в используемой модели управляющего волнового процесса (УВП) [2] ориентация \bar{n}_2 направления распространения длинноволновой составляющей УВП задается углом α между \bar{n}_2 и [100] (направление \bar{n}_2 лежит в плоскости (001)). Всюду ниже обозначения направлений и плоскостей относятся к стандартному базису исходной γ -фазы. Считается, что неоднородное распределение коротковолновых s -смещений в предпереходной области температур описывается в плоскости (001) квадратными ячейками в форме «шахматной доски» с деформацией типа «сжатие - растяжение» в направлениях [100] и [010]. Размер ребер ячейки в плоскости (001) равен половине длины $\lambda_s/2$ коротковолновых смещений, а в направлении [001] половине длины волны $\lambda_\rho/2$ длинноволновых смещений, несущих деформацию растяжения. Параметр d задается в единицах $\lambda_s/2$. Распределения основной и ожидаемой двойниковой компонент удобно приводить, рассматривая пространственный период L вдоль направления \bar{n}_2 . Построив такое распределение, легко определить величину β , суммируя толщины соответствующих двойниковых структур на периоде L . Выберем в качестве упругих модулей значения (в единицах ТПа) $C_L=0.218$, $C'=0.027$, $C_{44}=0.112$, соответствующие сплаву Fe-31.5%Ni при температуре начала мартенситного превращения $M_s=239\text{K}$. Тогда, используя алгоритм [2], можно получать распределения компонент двойника и величину β , задавая значения $\text{tg}\alpha$, d и величины пороговой деформации $\epsilon_{\text{пс}}$. Величина $\epsilon_{\text{пс}}$ нормируется на свое максимальное значение, так что $\epsilon_{\text{пс}} \leq 1$.

Распределения основной и ожидаемой двойниковой компонент

В случае кристаллов с габитусами (259)-(3 10 15), как известно [1], ориентация нормали \bar{n}_2 характеризуется близким к $\pi/2$ углом с осью [001] и меньшим углом α с осью [100] по сравнению с углами между \bar{n}_2 и осями симметрии [010] и [110]. Уместно ограничиться диапазоном углов α из интервала ($0^\circ - 22^\circ$), варьируя параметры d и $\epsilon_{\text{пс}}$.

Расчеты показывают, что имеется интервал углов $\alpha \in (0^\circ - 7.125^\circ)$, характеризующийся абсолютным преобладанием основной компоненты. Для углов, значения которых выходят за пределы этого интервала, существует зависимость величины усредненного по периоду соотношения основной и двойниковой компонент β от уровня пороговой деформации $\epsilon_{\text{пс}}$, позволяющая определять интервалы деформаций, удовлетворяющих заданному соотношению толщин. Таким образом, зависимость β - ϵ дает дополнительную информацию для восстановления динамической картины роста мартенситного кристалла по его морфологическим признакам. А именно, в рамках подобной модели по экспериментальному распределению на периоде L толщин основной и двойниковой компонент, можно судить об уровне пороговых деформаций.

Приводимые ниже графические данные позволяют легко установить область значений параметров ϵ , для которой величина β принимает некоторые характерные значения, включающие и упоминаемые в литературе расчетные и экспериментальные значения.

Для иллюстрации на рис.1 приведен ряд зависимостей β - ϵ для случая $\operatorname{tg}\alpha = \frac{3}{10}$ ($\alpha \approx 16,7^\circ$), при различных значениях параметра d .

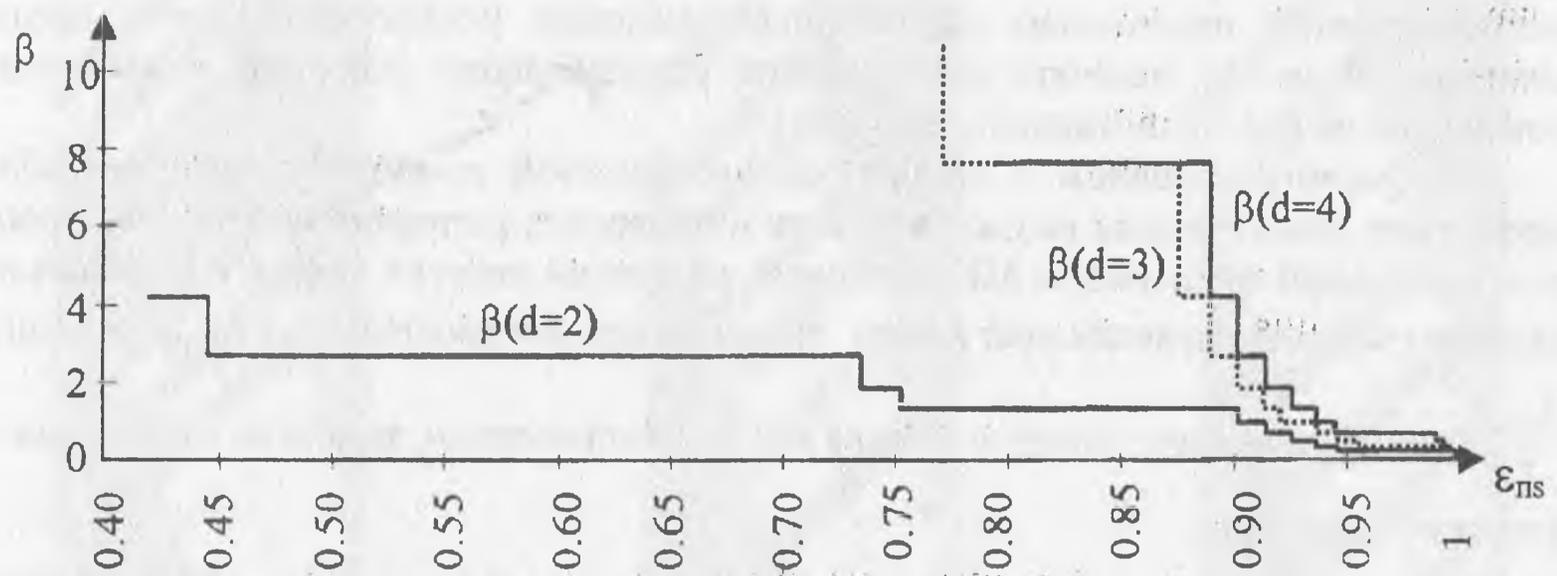


Рис. 1. Зависимость β - ϵ при $\operatorname{tg}\alpha = \frac{3}{10}$ ($\alpha \approx 16,7^\circ$) для различных значений параметра d .

Прежде всего, отметим, что графики имеют ступенчатую форму, причем ширина ступеньки задает интервал пороговой деформации $\epsilon_{пс}$, отвечающей фиксированному значению β .

Из графиков видно, что зависимость ϵ - β весьма чувствительна к изменению параметра d : увеличение значения d при фиксированных $\epsilon_{пс}$ и α приводит к существенному смещению границ интервалов пороговых деформаций, отвечающих определенным значениям β , в сторону больших значений ϵ . Как правило, при таком смещении сокращается и величина интервала $\epsilon_{пс}$, характеризуемого конкретным значением β .

В частности, графические данные, приведенные на рис. 1, позволяют легко восстановить уровни пороговых деформаций, отвечающих усредненному соотношению толщин, близкому к 2:1, часто упоминаемому в литературе. Соответствующие данные, для удобства, приведены в таблице.

Т а б л и ц а.

$\operatorname{tg}\alpha$	β	$\epsilon_{пс}$	d
$\frac{2}{7}$ ($\alpha \approx 21,8^\circ$)	1.7	0.830-0.871	2
	2.375	0.599-0.830	
	1.7	0.909-0.916	3
	2.375	0.881-0.909	
	1.7	0.945-0.951	4
	2.375	0.916-0.945	
$\frac{3}{10}$ ($\alpha \approx 16,7^\circ$)	1.888	0.733-0.751	2
	1.888	0.901-0.912	3
	1.888	0.913-0.925	4
$\frac{4}{10}$ ($\alpha \approx 21,8^\circ$)	2.111	0.762-0.779	2
	1.8	0.882-0.895	3
	1.8	0.894-0.907	4

Изменение направления распространения \vec{n}_2 , как показывают расчеты, сопровождается изменением характерных значений β . Интересно, что среднему значению β может отвечать нерегулярное распределение основной и двойниковой компонент на пространственном периоде L .

Для расчета основной и ожидаемой двойниковой компонент была разработана программа, позволяющая визуализировать и проводить развертку во времени процесса роста основной компоненты МК, базируясь на знании упругих модулей и направлений распространения управляющей волны. Значения $\text{tg}\alpha$, d и расстояние $\ell_{[1\bar{1}0]}$ (в единицах $\frac{\lambda_s}{2}$), ограничивающее размер двойника в $[1\bar{1}0]$ направлении, задаются в программе как внешние параметры.

Приводимые на рис. 2 данные иллюстрируют случай $\text{tg}\alpha = \frac{3}{10}$ ($\alpha \approx 16.7^\circ$) (светлым полосам на рисунках отвечает основная компонента, а темным – двойниковая). Аналогичные пространственные распределения обеих компонент для случаев $\text{tg}\alpha = \frac{2}{7}$ ($\alpha \approx 16^\circ$) и $\text{tg}\alpha = \frac{4}{10}$ ($\alpha \approx 21.8^\circ$) можно найти на рис.3 и рис. 4, соответственно.

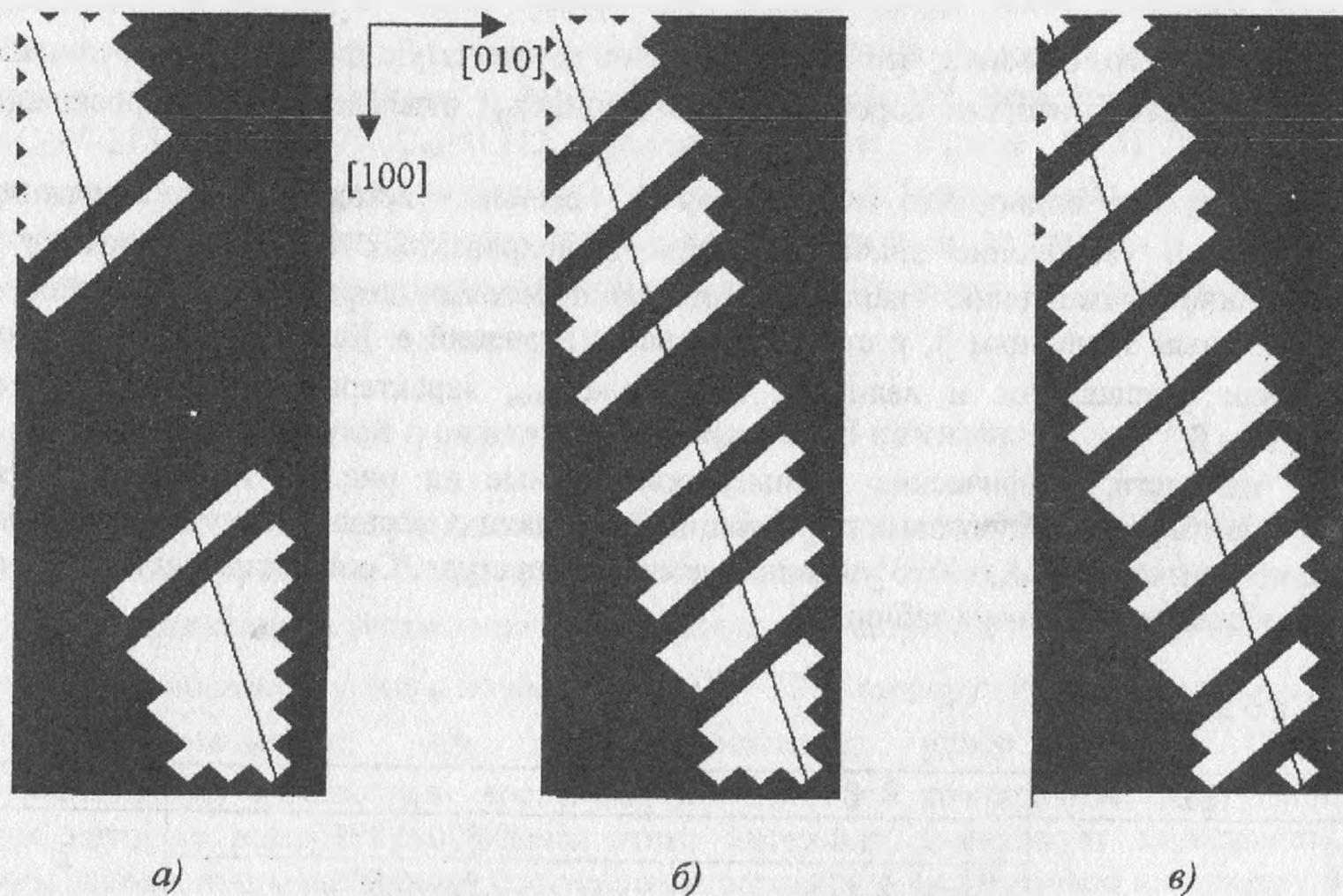


Рис. 2. Распределение основной и ожидаемой двойниковой компонент на пространственном периоде для $\text{tg}\alpha = \frac{3}{10}$ ($\alpha \approx 16.7^\circ$):

а) $\varepsilon_{ns} = 0.820$, $\beta = 1.36$, $d = 2$; б) $\varepsilon_{ns} = 0.910$, $\beta = 1.888$, $d = 3$; в) $\varepsilon_{ns} = 0.922$, $\beta = 1.888$, $d = 4$.

На приводимых рисунках $\ell_{[1\bar{1}0]}$ выбрано небольшим (в реальных кристаллах $\ell_{[1\bar{1}0]}$ соизмеримо с шириной кристалла).

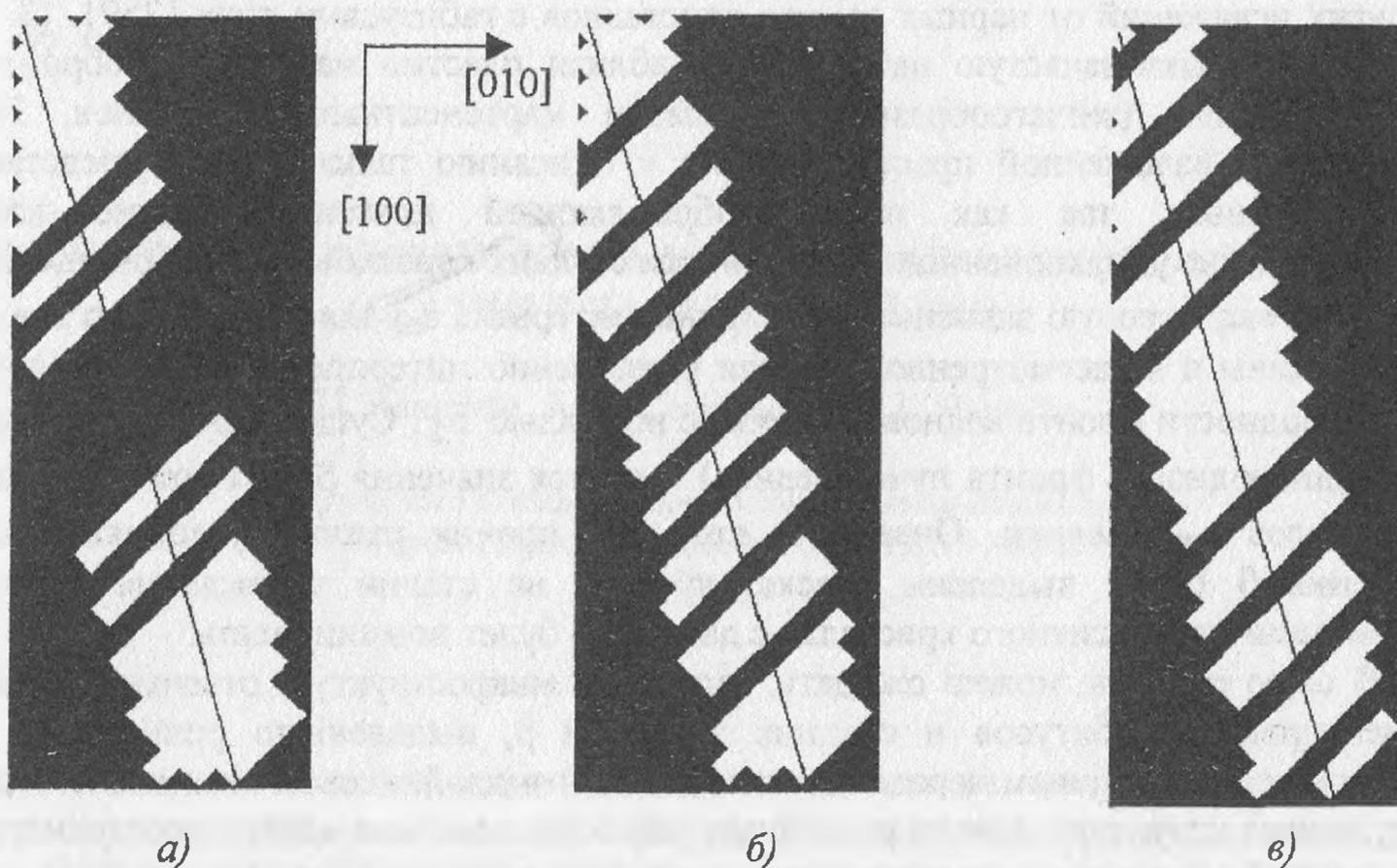


Рис. 3. Распределение основной и ожидаемой двойниковой компонент на пространственном периоде для $\operatorname{tg} \alpha = \frac{2}{7}$ ($\alpha \approx 16^\circ$):

а) $\epsilon_{ns} = 0.85$, $\beta = 1.7$, $d = 2$; б) $\epsilon_{ns} = 0.89$, $\beta = 2.375$, $d = 3$; в) $\epsilon_{ns} = 0.925$, $\beta = 2.375$, $d = 4$.

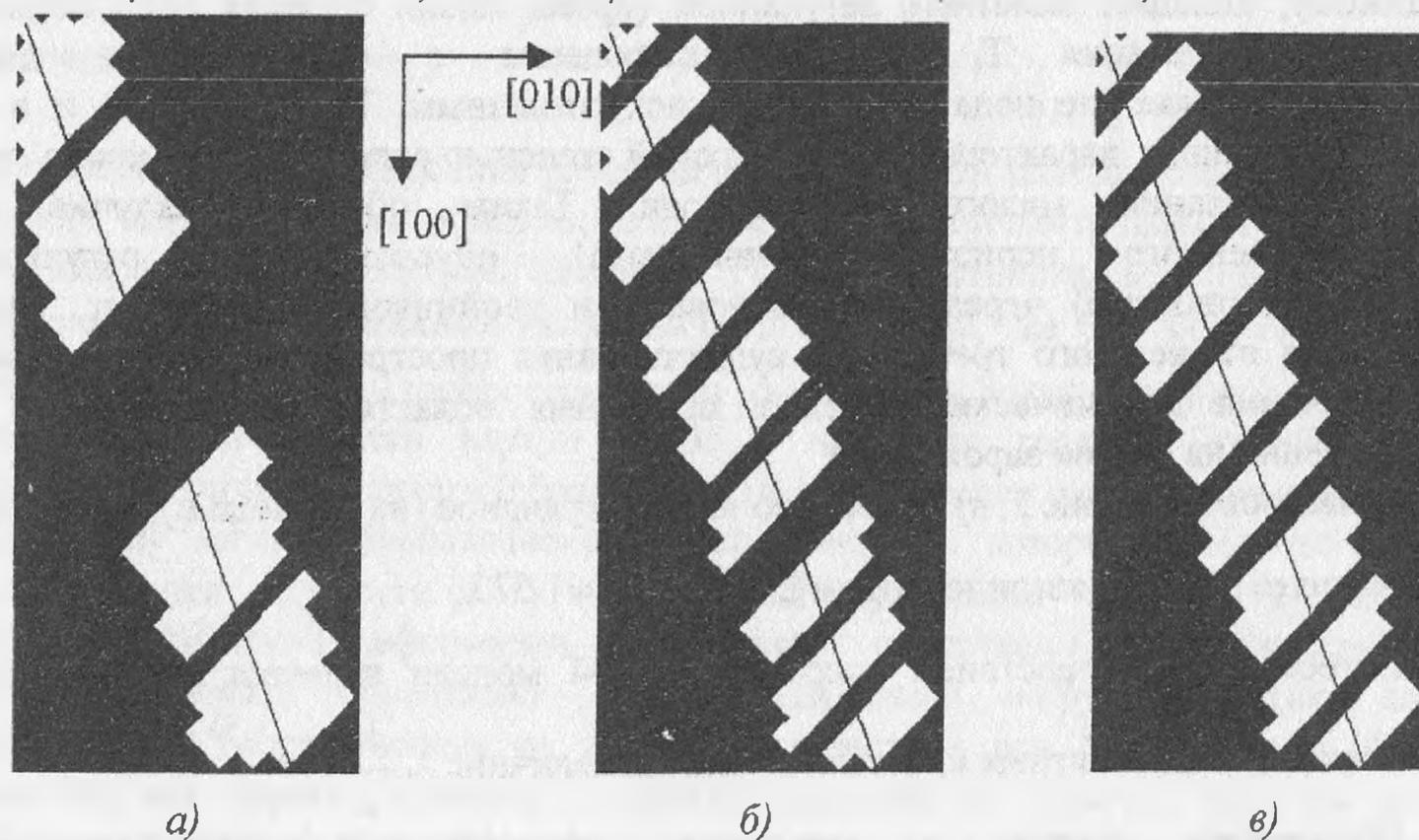


Рис. 4. Распределение основной и ожидаемой двойниковой компонент на пространственном периоде для $\operatorname{tg} \alpha = \frac{4}{10}$ ($\alpha \approx 21.8^\circ$):

а) $\epsilon_{ns} = 0.770$, $\beta = 2.11$, $d = 2$; б) $\epsilon_{ns} = 0.89$, $\beta = 1.8$, $d = 3$; в) $\epsilon_{ns} = 0.85$, $\beta = 2.5$, $d = 4$.

Обсуждение результатов

Полученные результаты демонстрируют возможность достаточно гибкого избирательного поведения динамической системы, теряющей устойчивость при согласованном воздействии длинноволновых и коротковолновых смещений. Например, значения параметра β могут оказаться близкими к 2 или 1 при слабом изменении ориентировки габитусной плоскости.

Отметим, в частности, что реализация значения $\beta = 1$ в случае низкотемпературного мартенсита может обеспечить минимизацию вклада энергии

упругих искажений от парных стыков кристаллов с габитусами типа $\{259\}$, $\{3\ 10\ 15\}$. Подобные стыки зачастую наблюдаются вблизи пластин мартенсита, обрамляющих фермообразные (зигзагообразные) ансамбли мартенситных кристаллов. Поэтому применение изложенной простой модели к описанию таких стыков представляется перспективным, так как вблизи обрамляющей пластины вполне возможно существование упорядоченной совокупности стоячих коротковолновых смещений.

Ярко выраженную зависимость ширины интервала $\varepsilon_{\text{ПС}}$ для конкретного значения β от величины d в рассмотренной модели естественно интерпретировать, как следствие неоднородности фронта волнового пучка с нормалью \vec{n}_2 . Существенно, что при малых d (неоднородность фронта пучка велика) имеются значения β , для которых величины интервалов $\varepsilon_{\text{ПС}}$ велики. Очевидно, что, при прочих равных условиях, подобные значения β будут выделены, поскольку уже на стадии зарождения вероятность реализации мартенситного кристалла с данным β будет доминировать.

В свою очередь, можно ожидать, что среди микроструктур, отвечающих близким ориентировкам габитусов и средних значений β , выделенную роль будут играть структуры с регулярным чередованием основной и двойниковой компонент. Ясно, что регулярные структуры такого рода будут характеризоваться малым пространственным периодом L , что позволяет реализовать описанную схему роста (по крайней мере, на начальной стадии) двойникового кристалла в локальных областях с упорядоченной структурой коротковолновых смещений. Поскольку система стоячих волн, возникающая вблизи неоднородности, в случае коротковолновых смещений, по-видимому, обладает заметным затуханием (время жизни бегущих волн порядка 10^2 периодов колебания T_s [1]), то допущение о существовании длинного пространственного периода L выглядит искусственным. Тем не менее, и в случае длинного периода, характеризуемого высокой степенью регулярности, можно говорить о существовании малого квазипериода. Таким образом, наличие малого пространственного периода (квазипериода), обусловленного регулярностью (квазирегулярностью) чередования основной и двойниковой компонент, позволяет отказаться от жесткого требования существования пространственного и временного упорядочения динамических ячеек в обширных областях аустенита, что весьма существенно на стадии зарождения.

В частности, на рис.2, в) приведено квазирегулярное (на периоде L) распределение, отвечающее $\beta \approx 1.9$ с квазипериодом $L = \frac{3\lambda_s}{2 \cdot \cos\alpha} \approx 1.57\lambda_s$.

Естественным следствием рассматриваемой модели является то, что толщины двойников в мартенситных кристаллах кратны величине $\lambda_s \frac{\sqrt{2}}{2}$.

Подчеркнем, наконец, что результаты, полученные в модели, учитывающей дополнительное влияние коротковолновых смещений на формирование мартенситного кристалла, хорошо согласуются как с выводами модели гетерогенного зарождения и волнового роста мартенсита [1], так и с известными экспериментальными данными о двойниковой структуре кристаллов.

Список литературы

1. Кащенко М. П. Волновая модель роста мартенсита при γ - α превращении в сплавах на основе железа. Екатеринбург.: УИФ «Наука», 1993. 224 с.
2. Кащенко М.П., Чащина В.Г. Динамический механизм двойникового мартенситного кристалла. В кн: Механизмы деформации и разрушения перспективных материалов. сб. трудов XXXV семинара «Актуальные проблемы прочности». Псков: ППИ СПбГТУ, 1999. С.14-19.