

PACS: 05.70.Ce

Ю.Д. Заворотнев¹, Л.С. Метлов^{1,2}, А.Ю. Захаров³, Е.Ю. Томашевская⁴

АНОМАЛЬНОЕ ПОВЕДЕНИЕ СТРУКТУРНОГО ПАРАМЕТРА ПОРЯДКА ПРИ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ КРУЧЕНИЕМ

¹Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина

²Донецкий национальный университет

³Новгородский государственный университет им. Ярослава Мудрого, РФ

⁴Донецкий педагогический институт

Статья поступила в редакцию 16 апреля 2019 года

С помощью феноменологической теории фазовых переходов Ландау рассмотрены высокосимметричные кристаллы при наложении пластической деформации кручением. Изучены эффекты, возникающие при учете предыстории.

Ключевые слова: параметр порядка, предыстория, пластическая деформация кручением

Введение

В настоящее время мегапластической деформации подвергаются не только поликристаллические металлы, но также сплавы с эффектом памяти формы [1], сплавы, претерпевающие фазовые переходы и расслоения [2], а также находящиеся в аморфном состоянии или аморфизирующиеся [3,4]. При этом в материале наряду с процессами генерации и аннигиляции дефектов [5] могут происходить изменения фазового и компонентного состава, магнитного и структурного упорядочения и разупорядочения. Классическая теория фазовых переходов основывается на тезисе существования идеально симметричных кристаллов, относительно которых влиянием структурных дефектов, обязательно присутствующих в реальных телах, либо пренебрегают, либо учитывают в нижайшем приближении [6].

В то же время при мегапластической деформации плотность структурных дефектов становится настолько высокой, что их воздействием невозможно пренебречь, поскольку они искажают симметрию фаз по обе стороны фазового перехода и меняют энергетику материала [7]. В частности, большой интерес вызывает взаимовлияние симметричных параметров порядка (ПП) и плотностей структурных дефектов при деформации кручением под давлением [8].

При объемной [10] и поверхностной обработках интерметаллического соединения Fe₃Al методом механического поверхностного трения [9] выявлен непростой немонотонный характер поведения параметров. В частности, об-

наружены падение величины структурного ПП практически до нулевых значений и последующее его возрастание с выходом на стационарное значение (см. рис. 2 в [10]). Исследованию возможного механизма такого проявления и посвящена настоящая статья.

Теория

Пусть в кристалле при некоторой температуре произошел структурный фазовый переход второго рода и возникло новое состояние (с центром или без центра инверсии), характеризуемое структурным векторным ПП \mathbf{q} . Этот вектор является линейной комбинацией смещений ионов элементарной ячейки и преобразуется по некоторому неприводимому представлению высокосимметричной группы кристалла.

Пусть к кристаллу приложен крутящий момент величиной \mathbf{M} (аксиальный вектор), направленной по оси OZ . Тогда ПП можно считать функцией от текущего числа оборотов N , т.е. $\mathbf{q} = \mathbf{q}(N)$. При малых долях N (0.01–0.02) система находится в упругой области деформаций, и зависимость между моментом \mathbf{M} и числом оборотов N можно аппроксимировать линейным законом Гука. При больших N материал начнет деформироваться пластически, доля упругой деформации снизится, а при выходе на стационарный режим упругая часть деформации станет постоянной и не будет зависеть от полного числа оборотов N .

Все эти закономерности можно аппроксимировать следующей функцией:

$$|\mathbf{M}| = \alpha_1 \text{th}(\alpha_2 N) \quad (1)$$

с двумя подгоночными параметрами α_1 и α_2 , которые определяются экспериментально. Зависимость (1), кроме того, следует из расчетов методами эволюционной неравновесной термодинамики [5].

Согласно (1) при больших N кристалл входит в режим стабилизации (стационарное состояние), и при дальнейшем повышении N вклад упругой части становится неизменным. В этом случае величина модуля крутящего момента \mathbf{M} не зависит от N и является постоянной.

Поставленную задачу будем решать в приближении постоянства модуля ПП с помощью феноменологической теории Ландау. В расчетах будем учитывать предысторию, т.е. предыдущие временные состояния образца. Отметим, что при постоянной скорости кручения угол поворота (число поворотов) прямо пропорционален времени, иными словами, фактически N играет роль времени.

Наложение крутящего момента приводит к возникновению в кристалле длиннопериодической спиральной сверхструктуры, т.е. появляется пространственная неоднородность, которую можно описать производными по координатам от компонент структурного ПП. Поскольку исследуемый кристалл высокосимметричный с центром инверсии [10], симметрия кристалла не допускает существования инвариантов Лифшица. Их появление в разложении плотности неравновесного термодинамического потенциала может

быть связано с включением внешних полей (магнитного, электрического, упругого) [11]. Следовательно, эти инварианты в неравновесном термодинамическом потенциале должны иметь множитель, который изменяет знак при инверсии.

Поскольку ось кручения направлена по оси OZ , выражение M_z^s при любой степени s не может быть таким множителем. Поэтому в высокосимметричных кристаллах, у которых компоненты вектора преобразуются по разным строкам одного неприводимого представления, инвариантами в потенциале Φ_{el} будут только квадраты первых и вторых производных от компонент ПП. В низкосимметричных кристаллах, у которых отдельные компоненты вектора преобразуются по одному и тому же одномерному неприводимому представлению, инвариантами в потенциале Φ_{el} будут произведения первых и вторых производных от разных компонент структурного ПП.

Для обобщения данных, полученных при дальнейшем рассмотрении, выпишем также потенциал Φ_{el} для кристаллов без центра инверсии с инвариантами Лифшица. При изучении спиральной структуры для упрощения задачи будем предполагать, что модуль структурного ПП не зависит от угла поворота в плоскости, перпендикулярной к оси кручения. Необходимо отметить, что подобные потенциалы для аналогичных задач приведены в [12,13]. С учетом вышесказанного можно записать три выражения для плотности неравновесного термодинамического потенциала в виде

$$\Phi_1 = \frac{b_1}{2} q^2(N) + \frac{b_2}{4} q^4(N) + \frac{b_3}{6} q^6(N) + \gamma_1 M^s \left(\left(\frac{\partial^2 q_x}{\partial z^2} \right)^2 + \left(\frac{\partial^2 q_y}{\partial z^2} \right)^2 \right) + \gamma_2 M^r \left(\left(\frac{\partial q_x}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial q_y}{\partial z} \right)^2 \right) + q^2(N) \frac{1}{\Delta N} \int_{N-\Delta N}^N A(x) q^2(x) dx + \Phi_{el}, \quad (2)$$

$$\Phi_2 = \frac{b'_1}{2} q^2(N) + \frac{b'_2}{4} q^4(N) + \frac{b'_3}{6} q^6(N) + \gamma'_1 M^s \left(\frac{\partial q_x}{\partial z} \frac{\partial q_y}{\partial z} \right) + \gamma'_2 M^r \left(\frac{\partial^2 q_x}{\partial z^2} \frac{\partial^2 q_y}{\partial z^2} \right) + q^2(N) \frac{1}{\Delta N} \int_{N-\Delta N}^N A(x) q^2(x) dx + \Phi_{el}, \quad (3)$$

$$\Phi_3 = \frac{b''_1}{2} q^2(N) + \frac{b''_2}{4} q^4(N) + \frac{b''_3}{6} q^6(N) + \gamma''_1 M^s \left(q_x \frac{\partial q_y}{\partial z} - q_y \frac{\partial q_x}{\partial z} \right) + \gamma''_2 M^r \left(\left(\frac{\partial q_x}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial q_y}{\partial z} \right)^2 \right) + q^2(N) \frac{1}{\Delta N} \int_{N-\Delta N}^N A(x) q^2(x) dx + \Phi_{el}, \quad (4)$$

где $\gamma_i (i=1,2)$, $\gamma'_i (i=1,2)$, $\gamma''_i (i=1,2)$, $b_i (i=1,2,3)$, $b'_i (i=1,2,3)$, $b''_i (i=1,2,3)$ – феноменологические постоянные; r – четная степень. Слагаемые с произ-

водными описывают возникающую в результате кручения спиральную структуру. Предпоследние слагаемые в (2)–(4) учитывают предысторию, множитель $A(x)$ задает закон распределения взаимодействия при предыстории. В частности, могут учитываться все или часть предыдущих состояний, а также скорость уменьшения величины взаимодействия, показывающая, насколько быстро уменьшается вес предыдущих состояний.

Возможные законы распределения, рассматриваемые в настоящей работе, представлены на рис. 1. Необходимо отметить, что для ступенчатой (кривая 1), эллиптической (кривая 2) и прямолинейной (прямая 3) функций величина предыстории меньше, чем максимальное значение числа оборотов. Это означает, что до некоторого значения N_1 учитываются все предыдущие состояния. Затем первоначальные состояния начинают последовательно выпадать из рассмотрения. Исключением из правила является экспоненциальное распределение (кривая 4), при котором учитываются все предыдущие состояния. Необходимо отметить недостаток прямолинейного распределения, в котором вес предыдущих состояний одинаков. Во всех остальных распределениях более близкие по «времени» состояния имеют большее влияние на текущее состояние.

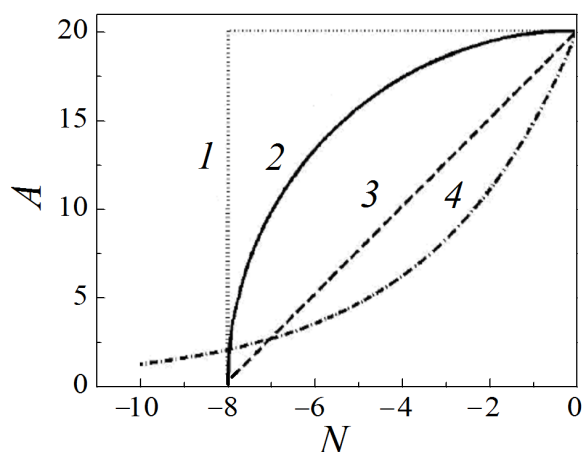


Рис. 1. Способы учета предыстории с помощью ступенчатой (кривая 1), эллиптической (кривая 2) и прямолинейной (прямая 3) функций; 4 – экспоненциальное распределение, учитывающее все предыдущие состояния. Величины A и N даны в относительных единицах

Потенциал Φ_{el} содержит два слагаемых. Первое – потенциал внутрикристаллического упругого взаимодействия, зависящий от инвариантов, составленных из компонент тензора упругости, которые являются макроскопическими параметрами порядка. Второе слагаемое описывает взаимодействие микро- и макроскопического ПП. Явный вид этих слагаемых для разных групп симметрии неоднократно приводился в литературе, в частности в [14,15]. Тензор деформации ε_{ij} симметричен. Согласно [16] для кубической группы симметрии инвариантами симметричного тензора являются следующие комбинации:

$$\begin{aligned}
 R_1 &= \varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz}, \\
 R_2 &= \varepsilon_{xx}\varepsilon_{yy} + \varepsilon_{xx}\varepsilon_{zz} + \varepsilon_{yy}\varepsilon_{zz}, \\
 R_3 &= \varepsilon_{xx}\varepsilon_{yy}\varepsilon_{zz}, \\
 R_4 &= \varepsilon_{xy}^2 + \varepsilon_{xz}^2 + \varepsilon_{yz}^2, \\
 R_5 &= \varepsilon_{xy}^2\varepsilon_{xz}^2 + \varepsilon_{xy}^2\varepsilon_{yz}^2 + \varepsilon_{xz}^2\varepsilon_{yz}^2, \\
 R_6 &= \varepsilon_{xy}^2\varepsilon_{xz}^2\varepsilon_{yz}^2, \\
 R_7 &= \varepsilon_{xx}\varepsilon_{xy}^2 + \varepsilon_{yy}\varepsilon_{xz}^2 + \varepsilon_{zz}\varepsilon_{yz}^2, \\
 R_8 &= \varepsilon_{yy}\varepsilon_{zz}\varepsilon_{xy}^2 + \varepsilon_{zz}\varepsilon_{xx}\varepsilon_{xz}^2 + \varepsilon_{xx}\varepsilon_{yy}\varepsilon_{yz}^2, \\
 R_9 &= \varepsilon_{xx}\varepsilon_{xz}^2\varepsilon_{yz}^2 + \varepsilon_{yy}\varepsilon_{yz}^2\varepsilon_{xy}^2 + \varepsilon_{zz}\varepsilon_{xy}^2\varepsilon_{xz}^2.
 \end{aligned} \tag{5}$$

В настоящей работе предполагаем, что в кристалле произошел фазовый переход из высокосимметричной фазы в низкосимметричную, такую, что в ней отличны от нуля только диагональные компоненты симметричного тензора деформации, а недиагональные равны нулю. Однако последние появляются при наложении пластической деформации кручением. Следовательно, каждый инвариант, содержащий хотя бы один недиагональный компонент тензора деформации, должен входить в потенциал с множителем M^2 . В итоге

$$\Phi_{el} = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^3 \beta_i R_i^2 + M^2 \frac{1}{2} \sum_{i=4}^9 \beta_i R_i^2 + q^2 \left(\sum_{i=1}^3 \gamma_i R_i + M^2 \sum_{i=4}^9 \gamma_i R_i \right). \tag{6}$$

Далее находим равновесные значения компонент тензора упругости как функций от $q(N)$:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial \Phi_{el}}{\partial R_i} = R_i \beta_i + q^2 \gamma_i = 0; (i = 1-3); &\Rightarrow R_i = -\frac{q^2 \gamma_i}{\beta_i}, \\
 \frac{\partial \Phi_{el}}{\partial R_i} = M^2 R_i \beta_i + q^2 \gamma_i = 0; (i = 4-9); &\Rightarrow R_i = -\frac{q^2 \gamma_i}{\beta_i M^2}.
 \end{aligned} \tag{7}$$

После подстановки (7) в (2) получаем неравновесный термодинамический потенциал без слагаемого Φ_{el} , аналогичный выражению (2) [14]. В результате появляются новые коэффициенты разложения, и новый коэффициент разложения при четвертой степени имеет вид $\frac{\beta_2^*}{4} (1 + BM^2)$, где

$$\frac{\beta_2^*}{4} = \frac{\beta_2}{4} - \sum_{i=1}^3 \frac{\gamma_i^2}{2\beta_i} - \sum_{i=4}^9 \frac{\gamma_i^2}{\beta_i}, \quad B = \frac{\sum_{i=4}^9 \frac{\gamma_i^2}{2\beta_i}}{\frac{\beta_2}{4} - \sum_{i=1}^3 \frac{\gamma_i^2}{2\beta_i} - \sum_{i=4}^9 \frac{\gamma_i^2}{\beta_i}}. \tag{8}$$

Будем искать решение соответствующих уравнений Эйлера:
 – для потенциалов (2), (4)

$$q_x = q(N) \cos(kz), \quad q_y = q(N) \sin(kz), \quad (9)$$

– для потенциала (3)

$$q_x = q(N) e^{ikz}, \quad q_y = q(N) e^{-ikz}, \quad (10)$$

где k – модуль вектора распространения. После подстановки (5) и (6) в (2)–(4) и дифференцирования полученных выражений по k во всех случаях имеем

$$k = -\left(M^{s-r} \gamma_1\right) / (2\gamma_2). \quad (11)$$

После подстановки (7) и его аналогов в соответствующие уравнения для модуля структурного ПП имеем одинаковые выражения. Следовательно, фактически полученные ниже результаты будут качественно одинаковыми для кристаллов как с центром, так и без центра инверсии. Согласно оценкам, приведенным в [17], $s-r \geq 4$. В настоящей работе принято $s=6$, $r=2$. Решения уравнения состояния находили с помощью пакета MatLab.

Обсуждение результатов

Предыстория не учитывается. В этом случае $A(x)=0$. В результате конкуренции слагаемого четвертой степени по q в (1), с одной стороны, и слагаемых с первой производной в (1) – с другой, получается решение уравнения состояния в виде, представленном графически на рис. 2. Резкое уменьшение значения ПП при малых величинах N с математической точки зрения связано с быстрым ростом коэффициента $(1+BM^2)b_2$. При этом свободный член уравнения состояния, обусловленный наличием инвариантов Лифшица, остается практически незначительным. Затем с ростом N скорость

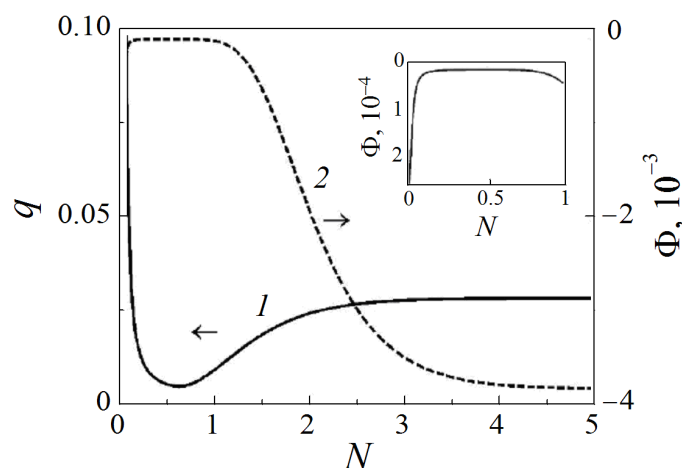


Рис. 2. Зависимости от количества оборотов при кручении без учета предыстории: 1 – структурного ПП, 2 – плотности потенциала. На вставке – начальный участок кривой 2

изменения коэффициента $(1 + BM^2)b_2$ в связи с увеличением вклада пластической составляющей начинает уменьшаться, а вклад конкурирующих слабых резко возрастает, что приводит к повышению модуля ПП и появлению минимума на кривой I . Однако при таких величинах N скорость роста упругой составляющей начинает резко падать, и система входит в режим стабилизации, при котором значения $M(N)$ и $q(N)$ постоянны.

С физической точки зрения каждое устойчивое состояние кристалла характеризуется некоторым минимумом энергии. При высоких температурах глобальный минимум имеет высокосимметричное состояние. С понижением температуры более низкую энергию имеет низкосимметричная фаза, в которую система переходит с помощью фазового перехода либо первого, либо второго рода. При наложении деформации кручением с малыми значениями момента ее упругая составляющая повышает энергию системы (кривая на вставке рис. 2). В результате минимумы высоко- и низкосимметричных фаз начинают сближаться, и в системе становится выгодным обратный переход в высокосимметричное состояние, что и приводит к уменьшению модуля ПП. При дальнейшем увеличении N согласно (1) вклад упругой составляющей ослабевает. В результате энергия кристалла начинает понижаться и модуль ПП растет. Это означает возврат системы в низкосимметричное состояние. После выхода в стабилизационный режим вклад упругой составляющей не изменяется, энергия системы фиксируется, что приводит к независимости значения модуля ПП от числа оборотов.

Учет предыстории. Зависимость конкретного состояния от предыстории может быть различна. Рассмотрим пять случаев.

1. Функция $A(x) = \text{const} \neq 0$, $\Delta N = N$. Это требование означает, что учитывается вся предыстория, причем влияние всех предыдущих состояний на данное одинаково. В результате график зависимости $q(N)$ имеет вид, аналогичный представленному на рис. 2. Однако в режиме стабилизации, в отличие от случая без учета предыстории, имеет место слабое уменьшение величины модуля ПП. С физической точки зрения при наложении деформации кручением и учете предыстории энергия низкосимметричной фазы в результате взаимодействия с предыдущими состояниями повышается еще больше. Если принимается во внимание вся предыстория с одинаковой силой связи, то после выхода в режим стабилизации энергия системы растет, что и приводит к уменьшению величины модуля ПП.

2. Функция $A(x) = \text{const} \neq 0$ при $\Delta N < N$. В этом случае с одинаковой силой учитывается влияние только ΔN предшествующих состояний (см. рис. 1, кривая I). В результате исключения из учета быстро уменьшающихся значений $q(N)$ после выхода в режим стабилизации зависимость модуля $q(N)$ становится колебательной с быстро затухающей амплитудой (рис. 3, кривая I). Чем меньше состояний учитывается в предыстории, тем более сглаженной становится кривая $q(N)$ в области стабилизации. Минимум в этой области обусловлен учетом в предыстории колоколообразного максимума кривой

$q(N)$. Разность числа оборотов, при которых достигаются минимум и максимум, не совпадает с числом учета предыстории. Это объясняется конкуренцией между спадающим участком кривой $q(N)$ без учета предыстории и вкладом от взаимодействия с состояниями на участке максимума. Затем после исключения из предыстории быстро меняющихся состояний суммарная энергия начинает уменьшаться, что приводит к относительно малому росту зависимости $q(N)$ и в конечном итоге – к постоянству его значения.

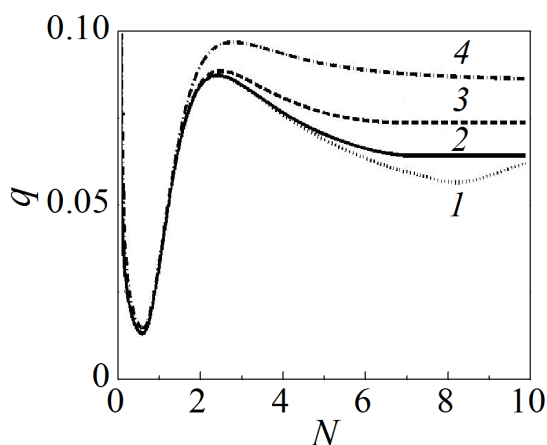


Рис. 3. Зависимости структурного ПП при различных законах учета предыстории. Решения 1–4 отвечают учету соответствующих функций на рис. 1

3. Функция $A(x)$ уменьшается по линейному закону, причем $\Delta N < N$ (см. рис. 1, кривая 3). При этом исключение начальных быстро меняющихся состояний слабо влияет на поведение ПП. Стабилизационный режим достигается быстрее, чем в предыдущем случае (рис. 3, кривая 3).

4. Функция $A(x) = \eta_1 \exp(-\eta_2 \Delta N)$, где η_1, η_2 – феноменологические постоянные. Такой вид взаимодействия свидетельствует о том, что на определенное состояние оказывают влияние все предшествующие, но их вес уменьшается по экспоненциальному закону. Чем больше значение ΔN , тем слабее вклад начальных состояний. В результате получаем представленную на рис. 3 (кривая 4) зависимость $q(N)$. В этом случае имеет место плавный переход к постоянному значению $q(N)$ в режиме стабилизации. При экспоненциальной зависимости предыстории поведение $q(N)$ похоже на аналогичную зависимость при линейно уменьшающейся силе связи распределения, однако имеет место более высокое значение модуля ПП в режиме стабилизации.

5. Функция $A(x)$ в виде четверти эллипса в первой полуплоскости (рис. 1, кривая 2). Для этого случая график зависимости $q(N)$ представлен на рис. 3 (кривая 2). В отличие от случая 4 имеет место более сильная зависимость конкретного состояния от предыстории, но при этом происходит резкое исключение начальных состояний. Такой результат имеет наиболее оптимальное соответствие с экспериментальным графиком работы [9].

При эллиптической зависимости предыстории от числа оборотов малый участок возрастания $q(N)$ также возникает, несмотря на резкое уменьшение веса начальных состояний. Если вклад в предысторию включает участок от нуля до значения, превышающего максимум горба, то при значениях N , со-

ответствующих началу исключения предыстории, появляется горизонтальный участок. Если вклад дают состояния от нуля до значения меньше максимума горба, то такой участок не появляется.

В заключение необходимо отметить, что при выборе $s = 8$ (и более) и $r = 2$ растет разность значений ПП в режиме стабилизации и его минимального значения, что плохо согласуется с экспериментальными данными [10]. Аналогичная картина наблюдается и при увеличении r . Если $s = 5$ и менее, то исчезает минимум и функция $q(N)$ становится монотонно убывающей.

Выводы

1. С помощью феноменологической теории Ландау удалось объяснить изменение величины ПП при наложении на кристалл интенсивной деформации кручением и появление минимума на данной зависимости.

2. Показано, что возникновение локального максимума перед выходом в стабилизационный режим обусловлено учетом предыстории.

1. *Н.И. Коуров, В.Г. Пушин, А.В. Королев, В.В. Марченков, Е.Б. Марченкова, В.А. Казанцев, Н.В. Weber*, ФТТ **53**, 89 (2011).
2. *I.K. Razumov, Yu.N. Gornostyrev, A.Ye. Yermakov*, Rev. Adv. Mater. Sci. **18**, 757 (2008).
3. *R.V. Sundeeva, A.M. Glezer, A.P. Menushenkov, A.V. Shalimova, O.V. Chernysheva, N.V. Umnova*, Mater. & Design **135**, 77 (2017).
4. *А.М. Глезер, Л.С. Метлов, Р.В. Сундеев, А.В. Шалимова*, Письма в ЖЭТФ **105**, 311 (2017).
5. *L.S. Metlov*, Phys. Rev. **E90**, 022124 (2014).
6. *T. Castán, E. Vivas, L. Mañosa, A. Planes, A. Saxena*, in: Magnetism and Structure in Functional Materials (Springer Series in Material Science 79), A. Planes, L. Mañosa, A. Saxena (Eds.), Springer-Verlag, Berlin-Heldelberg (2005), p. 27–48.
7. *Л.С. Метлов*, Вестник Луганского национального университета № 5(11), 88 (2018).
8. *Ю.Д. Заворотнев, А.Ю. Захаров, Л.С. Метлов*, ФТТ **59**, 226 (2017).
9. *J. Ren, D. Li, P. Xu*, J. Mater. Eng. Perform. **23**, 308 (2014).
10. *А.М. Глезер, I.A. Timshin, I.V. Shchetinin, M.V. Gorshenkov, R.V. Sundeev, A.G. Ezhova*, J. Alloys Compd. **744**, 791 (2018).
11. *В.Г. Барьяхтар, Д.А. Яблонский*, ФТТ **24**, 2522 (1982).
12. *Ю.А. Изюмов*, УФН **144**, 439 (1984).
13. *Ю.Д. Заворотнев, Е.Г. Пашинская, Е.Ю. Томашевская*, ФТВД **27**, № 3, 32 (2017).
14. *И.М. Витебский, В.И. Каменев, Д.А. Яблонский*, ФТТ **23**, 215 (1981).
15. *A.V. Vasil'iev, A.D. Bozhko, V.V. Khovailo, I.E. Dikshtein, V.G. Shavrov, V.D. Buchelnikov, M. Matsumoto, S. Suzuki, T. Takagi, J. Tani*, Phys. Rev. **B59**, 1113 (1999).
16. Э. Спенсер, Теория инвариантов, Мир, Москва (1974).
17. *Yu.D. Zavorotnev, E.H. Pashinskaya, V.N. Varyukhin, O.Yu. Popova*, JMMM **349**, 244 (2014).

Yu.D. Zavorotnev, L.S. Metlov, A.Yu. Zakharov, E.Yu. Tomashevskaya

ANOMALOUS BEHAVIOR OF THE STRUCTURAL ORDER PARAMETER UNDER PLASTIC DEFORMATION BY TWISTING

High-symmetry crystals subjected to plastic deformation by twisting are studied with using Landau phenomenological theory of phase transitions. The pre-history effects are analyzed.

Keywords: order parameter, pre-history, plastic deformation by twisting

Fig. 1. Methods of account for pre-history by a step (curve 1), elliptic (curve 2) and linear function (curve 3), respectively; 4 – exponential distribution including all the preceding states. Parameters A and N are in arbitrary units

Fig. 2. Revolution number dependences at twisting without pre-history accounted: 1 – structural order parameter (OP), 2 – potential density. In the inset: the initial part of curve 2

Fig. 3. Structural OP at different laws of pre-history account. Solutions 1–4 are associated with the same functions in Fig. 1