

ОРИЕНТАЦИОННЫЕ СООТНОШЕНИЯ ПРИ γ - α МАРТЕНСИТНОМ ПРЕВРАЩЕНИИ В ДИНАМИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ

Ориентационные соотношения (ОС) между кристаллическими решетками исходной и конечной фаз, являются одним из ярких макроскопических морфологических признаков при реализации мартенситного превращения (МП), протекающего кооперативным путем (см. например, [1]). В частности, в сплавах на основе железа при ГЦК-ОЦТ (γ - α) МП традиционно выделяют соотношения Курдюмова–Закса (К–З), Нишиямы (Н) и Гренингера-Трояно (Г–Т), которые, в свою очередь, однозначно связаны с такими морфологическими признаками как габитусная плоскость и макросдвиг. Следует отметить, что соотношения К–З, как и Н, базировались на чисто кристаллографической идеализированной сдвиговой схеме, включавшей сдвиг по плотноупакованной плоскости. Поэтому в указанных ОС имеет место строгая параллельность плотноупакованной плоскости $\{111\}_\gamma$ исходной фазы с плоскостью $\{110\}_\alpha$ α -фазы. Соотношения Г–Т установлены экспериментально и фиксируют отклонение от параллельности плоскостей приблизительно на 1° . Поскольку экспериментально отклонение от параллельности плоскостей обычно регистрируется с погрешностью около $0,5^\circ$, допускается, что указанное отклонение (как и отклонение соответственных направлений в плоскостях) обусловлено релаксационными процессами в напряженной системе сосуществующих фаз. Так как и направления, лежащие в плотноупакованной плоскости аустенита, входящие в ОС Г–Т, занимают промежуточное положение между $\langle 110 \rangle_\gamma$ и $\langle 112 \rangle_\gamma$, часто, как само собой разумеющееся, считается, что и само соотношение Г–Т является промежуточным, причем «промежуточность» приобретает оттенок некоторой «несамостоятельности». В идеале же должны наблюдаться соотношения К–З или Н, но вследствие релаксации возникают отклонения от идеальных ОС. Интересно, что в своей пионерской работе [2] Гренингер и Трояно показали, что разориентировка плоскостей у свежесформованного мартенсита значительно уменьшается после отжига, т. е. в процессе релаксации отклонение от параллельности плоскостей не нарастает, а снижается.

Необходимо подчеркнуть, что до сравнительно недавнего времени, обсуждение особенностей МП базировалось, в основном, на устоявшейся парадигме квазиравновесного формирования МП, игнорировавшей возможность динамического механизма формирования мартенситного кристалла в сверхзву-

ковом (по отношению к продольным волнам) режиме. Анализ, выполненный в рамках новой парадигмы [3, 4], акцентирующей внимание на расшифровке динамической структуры переходной области в ходе сверхзвукового роста кристалла мартенсита, продемонстрировал, в частности, что соотношения Г–Т носят самостоятельный характер и совершенно естественно возникают при образовании двойникового мартенсита, причем участвующие в управлении ростом волны непосредственно инициируют процесс деформации Бейна. Более того, переход от чисто кристаллогеометрического рассмотрения, к динамической теории позволяет указать физические условия реализации соотношений К-З и Н. А именно, вариант ОС К-З предполагает, во-первых, возможность возбуждения пары волн в составе управляющего волнового процесса (УВП), обеспечивающих запуск процесса быстрой деформации плотноупакованных плоскостей $\{111\}_\gamma$ аустенита; во-вторых, наличие процесса упорядоченной перетасовки испытавших деформацию плоскостей; в-третьих, вполне конкретное значение соотношения модулей скоростей распространения пары управляющих волн, зависящее от упругих свойств образца, что позволило именовать ОС как «материальные ОС» (МОС). Яркой морфологической особенностью реализации подобного механизма (его явным индикатором) является ортогональность плоскости, входящей в ОС, к плоскости габитуса. Впервые подобная особенность в рамках динамического подхода была осознана и рассмотрена на примере ОЦК–ГПУ МП в титане для мартенсита охлаждения, а затем и при γ – α МП для мартенсита деформации. Было отмечено, что близких к идеальным (по параллельности плоскостей, входящих в ОС) соотношений К-З для мартенсита охлаждения можно ожидать, только если на стадии зарождения симметрия аустенита будет нарушена упругими полями дислокаций с нетипичными для ГЦК ориентациями линий $\Lambda \parallel \langle 111 \rangle_\gamma$. Разумеется, подобное предположение вполне очевидно в случае изотропной среды, где любая краевая дислокация способна инициировать плоскую деформацию в плоскости ортогональной $\vec{\Lambda}$. Не вызывает сомнений и случай анизотропной среды, если $\vec{\Lambda}$ совпадает с нормалью к плоскости симметрии кристалла. Но линия $\vec{\Lambda} \parallel \langle 111 \rangle_\gamma$ – ось симметрии третьего порядка – таковой нормалью не является. Поэтому речь может идти лишь о существовании отдельных направлений, ортогональных к $\vec{\Lambda} \parallel \langle 111 \rangle_\gamma$, для которых тройка собственных векторов упругого поля тензора деформаций $\hat{\epsilon}$ дислокации с некоторым вектором Бюргерса \vec{b} соответствует деформации плоскости $\{111\}_\gamma$. Наибыстрейшая деформация плоскости достигается при деформациях сжатия и растяжения в ортогональных направлениях, лежащих в плоскости. Обозначим собственное направление растяжения символом $\vec{\xi}_1$, а сжатия – $\vec{\xi}_2$. Тогда очевидно, что при ориентации собственного вектора $\vec{\xi}_3$ вдоль $\vec{\Lambda}$ будет деформироваться исходная плоскость. Таким образом, при отыскании векторов $\vec{\xi}_3 \parallel \vec{\Lambda} \parallel \langle 111 \rangle_\gamma$ можно будет ут-

верждать, что реализация МОС близких к ОС К-3, в принципе, возможна и в реальных анизотропных кристаллах. Изложенная качественная постановка задачи представляет самостоятельную ценность и позволяет, после выполнения расчетов упругих полей конкретных дислокаций конкретизировать, к какому из традиционных типов ОС близки МОС.

Библиографический список

1. Курдюмов Г.В., Утевский Л.М., Энтин Р.И. Превращения в железе и стали. М., 1977.
2. Greninger A.B., Troiano A.R. The mechanism of martensite formation // Metals Transactions. 1949. Vol. 185, September. P. 590–598.
3. Кащенко М.П., Чащина В.Г. Динамическая модель сверхзвукового роста мартенситных кристаллов // УФН. 2011. Т. 181. № 4. С. 345–364.
4. Кащенко М.П. Волновая модель роста мартенсита при γ - α превращении в сплавах на основе железа / 2-е изд. испр. и доп. М.; Ижевск, 2010.

УДК 630.36

Асп. С.В. Ляхов, Д. Н. Некрасов
Рук. С.В. Будалин
УГЛТУ, Екатеринбург

ОЦЕНКА ЭНЕРГОЗАТРАТ АВТОПОЕЗДОВ ПРИ ВЫВОЗКЕ ЛЕСА В ЗАО «ФАНКОМ»

В современных экономических условиях ведения лесного хозяйства (инфляция, рост цен на энергоносители и др.) актуальность приобретают показатели эффективности, позволяющие уходить от денежной оценки и носящие универсальный характер. Одним из таких универсальных показателей, который в настоящее время ряд исследователей выдвигают на первый план [1, 2, 3], является энергоёмкость. Удельная энергоёмкость транспортного процесса \mathcal{E} вывозки лесного сырья может быть представлена в следующем виде:

$$\mathcal{E} = \frac{1}{3600} \sum_{i=1}^n \frac{a_i}{\eta_i \rho_i Q_i} ((Q_i + Q_i^F) l_1 + Q_i^F l_2). \quad (1)$$

Расстояние ездки с грузом l_1 определяется как:

$$l_1 = \frac{\sum_n \sum_j (Q_j^L (W_j + g^L_{срj}))}{\sum_n \sum_j Q_j}, \quad (2)$$

расстояние ездки без груза l_2 – следующим образом:

$$l_2 = \frac{\sum_n \sum_j (Q_j^L (W_j - g^L_{срj}))}{\sum_n \sum_j Q_j}, \quad (3)$$