

Напруження, дислокації та їх участь у $\gamma \rightarrow \varepsilon$ мартенситному перетворенні

П. Ю. Волосевич, доктор фізико-математичних наук

Інститут металофізики ім. Г. В. Курдюмова НАН України, Київ

Розглянуто залежність знаку і величини енергії пружної взаємодії атомів вздовж когерентної границі зміни параметрів кристалічної ґратки аустеніту при $\gamma \rightarrow \varepsilon$ мартенситному перетворенні у сплаві Fe – Mn.

Розвиток модельних уявлень стосовно фазових перетворень мартенситного типу в сталях та сплавах пов'язаний не тільки з теоретичними розрахунками, а і з отриманням експериментальних результатів, на підставах яких теорії набувають розвитку та підтверджуються ті чи інші їх положення, передбачення та висновки.

Вперше обговорення питань, пов'язаних з природою виникнення мартенситу, було проведено в 1926 році в анкеті Альберта Совера [1], де такі знані фахівці, як Бейн, Хонда, Ле-Шательє та інші висловили свою думку з цього приводу. Едгар Бейн вважається одним з засновників теорії мартенситного перетворення [2], яка розглядає процес переходу ГЦК кристалічної ґратки аустеніту в ОЦК мартенсит, як результат її стискання вздовж однієї з осей куба на величину меншу, ніж міжатомна відстань. В наступному це явище було названо деформацією Бейна.

Надалі в роботах Курдюмова, Фишера, Тарнбалла, Ке, Холомана, Коена було покладено засади розвитку термодинамічних теорій для випадків гомогенного та гетерогенного зародження центрів мартенситних фаз. Разом з тим, до сьогодні експериментаторам не вдалось, навіть при безпосередніх спостереженнях перетворень в електронних мікроскопах, підтвердити існування передуючих мартенситному перетворенню зародків, здатних до наступного розвитку. При цьому неодноразово увага зверталась на причетність напружень, ступеня деформації, та дислокацій [3 – 9] до активізації мартенситних перетворень практично усіх типів, що вказувало на безпосередню їх участь в процесах зародження.

Згадане сприяло поступовому зростанню переваг гомогенної теорії зародження тим більше, що залучення до участі в перетвореннях елементів дислокаційної моделі деформації у вигляді дислокацій дозволило уникнути труднощів, пов'язаних з надто великими значеннями енергії зародження, які сягали 9×10^{-9} ерг/зародок в умовах його гетерогенного варіанту [10, 11]. При цьому за оцінками [6] утворення кристалу α -мартенситу найбільш вірогідно на скупченнях з десяти дислокацій.

Перші спроби представити механізм мартенситного перетворення в кобальті за допомогою дислокацій були зроблені Христіаном в 1951 році [12]. При цьому необхідний для перебудови зсув площин $\{111\}$ отримано шляхом руху в них часткових дислокацій Хейденрайха-Шоклі типу $\frac{a}{6}\langle 112 \rangle$. Вони утворюються в ГЦК кристалах при розщепленні повної дислокації типу $\frac{a}{2}[10\bar{1}]$ за реакцією: $\frac{a}{2}[10\bar{1}] \rightarrow \frac{a}{6}[11\bar{2}] \rightarrow \frac{a}{6}[2\bar{1}\bar{1}]$. Саме ж розщеплення викликається термодинамічними

умовами перетворення і пов'язане із змінами умов міжатомної взаємодії у вихідній фазі, що супроводжуються зниженням енергії її дефекту пакування, в тому числі і в межах розташування зародкових флуктуацій, пов'язаних з неоднорідностями концентрації легуючих елементів, які надалі визначимо як концентраційні зародкові неоднорідності (КЗН). Уявлення про дислокації багаторазово використовували для опису змін кристалічної ґратки вихідних фаз при утворенні мартенситів різних морфологічних типів, які спостерігаються внаслідок ГЦК → ОЦК та ГЦК → ГЦУ перетворень. Останні утворюють цілий клас політипних (багатошарових) структур (типу ϵ -фаз), модельні уявлення про які неодноразово розглядали, досліджували та поліпшували, в тому числі і для сплавів на основі залізо-марганець [13 – 15]. При цьому, якщо експериментально встановлений факт причетності впорядкованих систем дефектів пакування до утворення нових фаз (типу ϵ) не викликає сумніву, то причини їх виникнення в необхідній кількості в місцях знаходження КЗН в передуючих перетвореннях інтервалах температур нез'ясовані, хоча в роботах [14, 16] при прямих спостереженнях в електронному мікроскопі було продемонстровано факти генерації впорядкованих систем дефектів та наступної їх участі і особливостей поведінки при прямих і зворотних переходах.

Виходячи з цього дана робота спрямована на з'ясування в моделі атомної будови речовини можливих причин виникнення на мікрорівні напружень, які спроможні викликати встановлені експериментально релаксаційні явища у вигляді генерації у вершинах концентраторів, різноманітний набір яких існує в матеріалах вихідних станів, дефектів та їх руху в бік КЗН.

Дослідження проведені на сплавах Fe – Mn із вмістом марганцю 18, 20 та 22 %, кількість вуглецю не перевищувала 0,02 %. Температури $\gamma \rightarrow \epsilon$ мартенситних перетворень встановлювались дилатометричним методом і відповідають + 20, – 40 та – 135 °C. Зразки для спостережень процесів з використанням трансмісійної електронної мікроскопії в умовах охолодження, яке супроводжується $\gamma \rightarrow \epsilon$ перетворенням, готували за методом Болмана в електроліті складу: 75 гр хромового ангидриду, 125 мл льодової оцтової кислоти, 10 мл дистильованої води.

В зв'язку з означеним, в моделі атомної перебудови ГЦК ґратки аустеніту в ГЦУ ϵ -мартенсит проведено розрахунки змін напруженого стану вздовж границі КЗН із стабільним аустенітним оточенням від її розмірів в інтервалі температур підготовки до перетворення. Передумовою моделі є незмінна кількість атомів у певному об'ємі аустеніту (в зерні 1) та необхідність змін міжатомних відстаней в межах КЗН (в її об'ємі 2) у відповідних напрямках, які супроводжуються експериментально встановленими змінами параметра (a_γ) ґратки вихідного аустеніту від 3,63 до 2,54 та 4,15 Å щодо параметра a та c ϵ -мартенситу [15, 17] (рис. 1). При цьому були використані експериментальні результати робіт по встановленню орієнтаційного співвідношення між обома фазами, яке має вигляд: $(0001)_\epsilon \parallel (111)_\gamma$; $[10\bar{1}]_\gamma \parallel [100]_\epsilon$; $(11\bar{2}0)_\epsilon \parallel (01\bar{1})_\gamma$ та побудована автором [15] атомна модель кристалічної ґратки ϵ -мартенситу, яка передбачає наявність необхідної кількості впорядкованих в певній послідовності (два шари ГЦК + 4 ДП) дефектів пакування. Проведені розрахунки свідчать про те, що за умов вихідного розміру КЗН в 100 параметрів a_γ , в разі реалізації $\gamma \rightarrow \epsilon$ перетворення він (в умовах збереження кількості вихідних атомів моделі) повинен зменшитись на 109 Å, що відповідає зменшенню параметра вихідного аустеніту на 1,09 Å. Відповідно до цього вздовж границі КЗН, позначеної у вихідному стані суцільною лінією (рис. 1 а), в площині аустеніту (111) внаслідок зменшення міжатомних відстаней всередині повинні виникати стискуючі її напруження (+ σ_3). В свою чергу вони, в умовах збереження когерентного зв'язку із стабільним до фазового

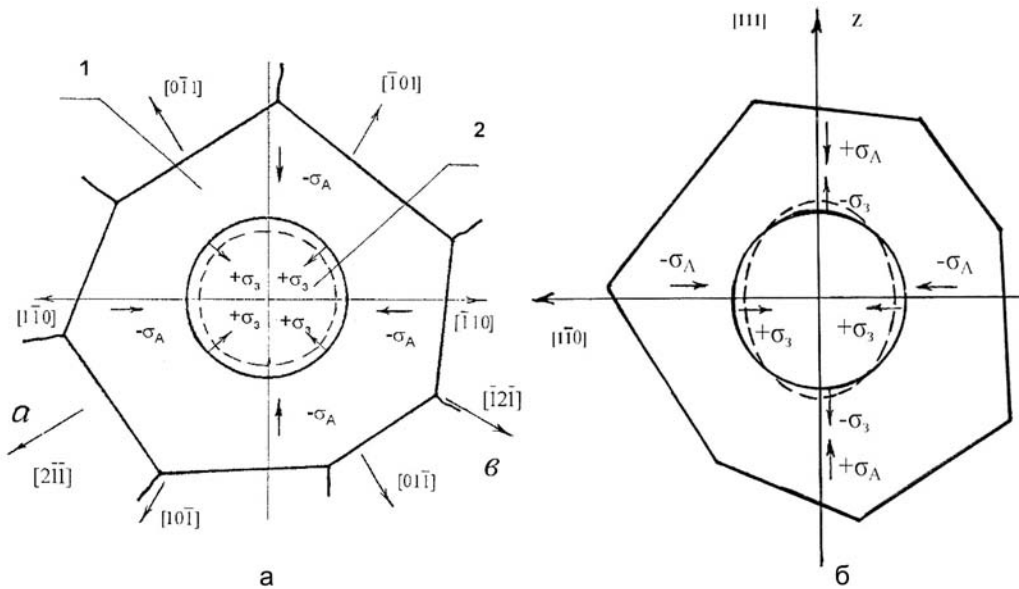


Рис. 1. Схеми змін форми КЗН (2), зорієнтованої згідно орієнтаційного співвідношення відносно кристаліграфічних осей ґратки зерна (1) вихідного аустеніту в площинах (111) перерізу (а) і (011) (б), та її напруженого стану з оточенням в температурному інтервалі $\gamma \rightarrow \varepsilon$ перетворення.

перетворення аустенітним оточенням, будуть викликати в ньому відповідну реакцію до розтягування ($-\sigma_A$). Подібним чином розглянуто ситуацію, яка виникає в межах КЗН в нормальному до площини типу (111) аустеніту напрямку (Z майбутньої комірки ε -фази, рис. 1 б), вздовж якого повинно спостерігатись збільшення параметра вихідного аустеніту на $0,47 \text{ \AA}$, що приведе до збільшення розміру КЗН на 47 \AA . Такі кінцеві невідповідності розмірів КЗН відносно її вихідного стану (позначено пунктирною і суцільною лініями відповідно, рис. 1 б) в умовах збереження когерентного зв'язку із стабільним до перетворення аустенітним оточенням, повинні супроводжуватись зростанням в її середині напружень розтягування ($-\sigma_3$), які, з одного боку, розтягують кристалічну ґратку КЗН в означеному напрямку, а з другого, стискають ($+\sigma_A$) її аустенітне оточення (рис. 1 б). Максимум напружень буде зосереджено вздовж умовної поверхні границі КЗН в напрямку Z, який в нашому випадку співпадає з напрямком $[111]_\gamma$. Отримані результати дозволили запропонувати функціональну залежність енергії пружної взаємодії атомів вздовж границі КЗН ($E_{\text{кзн}}$) у вигляді:

$$E_{\text{кзн}} = f \left(\sum_{k=1}^{n-1} \Delta a(k) \frac{dT}{dt} \right), \quad (1)$$

де Δa – зміна параметра вихідного аустеніту всередині об'єму КЗН в певному напрямку від швидкості зміни температури (dT/dt) в інтервалі від T_0 до M_s ; $n-1$ – число параметрів вздовж діаметра об'єму КЗН у відповідному напрямку, а n – число атомів, розташованих вздовж нього. Проведений аналіз свідчать про те, що в умовах розглянутої моделі в залежності від зменшення чи збільшення параметра кристалічної

гратки всередині КЗН завдяки її когерентному зв'язку із стабільним до $\gamma \rightarrow \epsilon$ перетворення аустенітним оточенням в ньому виникають відповідно розтягуючі ($-\sigma_A$) та стискуючі ($+\sigma_A$) напруження. При цьому максимальні їх рівні визначені відносно параметру вихідної фази за формулою (2)

$$\pm \sigma_{\langle hkl \rangle} = G \left(\sum_{k=1}^{n-1} \Delta a(k) \right) / 2a_\gamma, \quad (2)$$

де G – модуль зсуву, $\sum_{k=1}^{n-1} \Delta a(k)$ – сумарна невідповідність величини змін на діаметр об'єму КЗН, віднесена до певної температури, $2a_\gamma$ – мінімальна довжина дислокаційної лінії (одиниця її довжини) не повинні перевищувати -15 та $+6,5 G$, відповідно (рис. 1 а, б).

Напруження стосовно конкретного напрямку повинні визначатись з відповідним урахуванням змін в цьому напрямку величини Δa . При товщині фольги близько $300 a_\gamma$ вони можуть сягати значних величин. Практично цього не спостерігається, тому що для КЗН даного розміру, що готується до перетворення, зміна параметра кристалічної гратки на 10 % повинна забезпечувати змінний рівень напружень вздовж її границі із стабільним оточенням від $-1,5$ до $+0,65 G$ на одиницю довжини дислокаційної лінії. Такі напруження в аустеніті можуть викликати вже на стадії підготовки до перетворення запуск відомих механізмів релаксації: вакансійного та дислокаційного. Відповідно до цього в експериментах повинна фіксуватись робота концентраторів, пов'язана з генерацією в їхніх вершинах дислокаційних скупчень. Це знайшло експериментальне підтвердження при безпосередніх спостереженнях процесів, які передують утворенню нової фази в тонких фольгах досліджених сплавів (рис. 2, 3 а). Оцінка дальності напружень (ще до утворення нової фази), проведена відповідно рис. 2, 3 а, свідчить про те, що вона може перевищувати 6 мкм. При цьому ще до початку перетворення кількість дислокацій в такому скупченні сягає більше 30 одиниць при демонстрації можливості переходу частини з них, відповідно, до діючих напружень, в інші площини ковзання типу (111), в тому числі при збереженні його первинного напрямку типу [110] (рис. 2).

Крім цього, в різних напрямках одночасно спостерігаються хвилі смугастого контрасту (на рис. 2 вказані чорною стрілкою). Означене явище також пов'язано з пересуванням дислокацій в площинах ковзання, які знаходяться не в точних положеннях віддзеркалення (відбивання), або значення $g\bar{b}$ (g – вектор зворотної решітки, \bar{b} – вектор Бюргерса) для яких наближене до нуля, але не дорівнює йому [18]. Кількість дислокацій в скупченнях

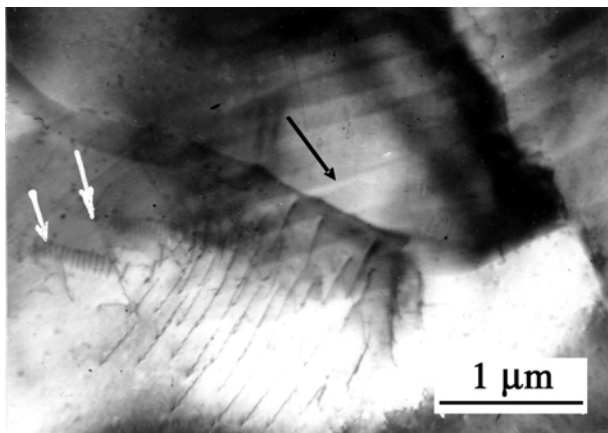
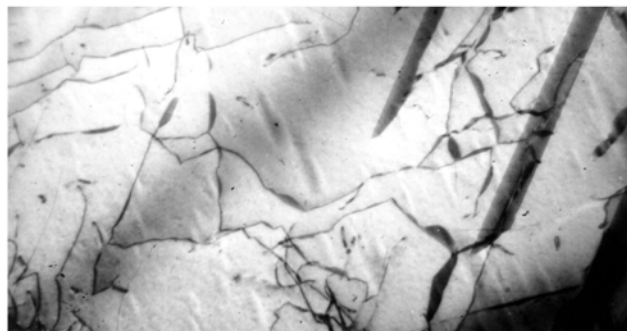
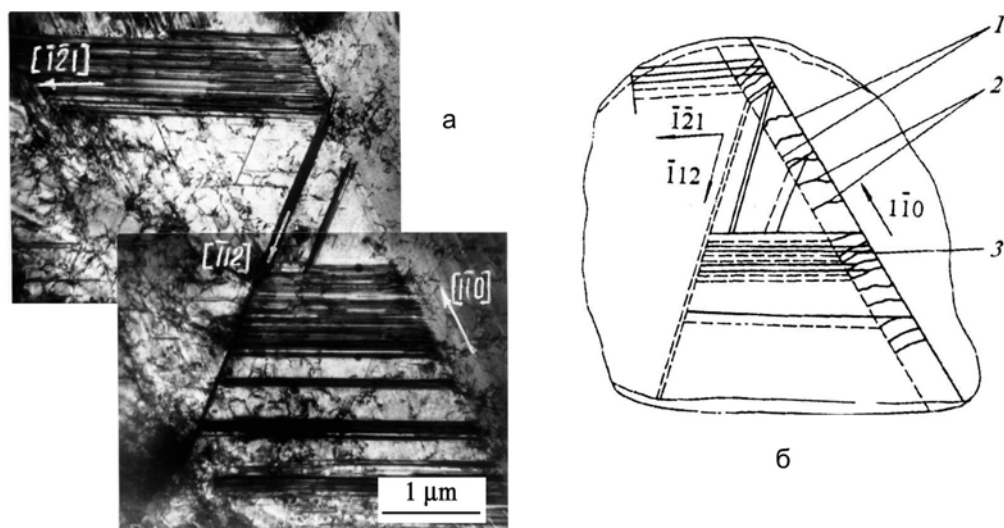


Рис. 2. Робота дислокаційних витоків типу Франка – Ріда (вказані світлими стрілками) в температурному інтервалі перед $\gamma \rightarrow \epsilon$ перетворенням в тонкій фользі сплаву Г18.



В

Рис. 3. Сплав Г18, а – утворення дислокаціями, які рухаються в напрямку $[1\bar{1}0]$, островків ϵ -фази; б – схема процесу: 1 – сліди ковзання повних дислокацій на обох поверхнях фольги, 2 – повні дислокації в скупченні, 3 – їх розщеплення на часткові. Сплав Г22, в – розщеплення поодиноких хаотично розташованих дислокацій вихідного аустеніту в умовах охолодження до 170°C при відсутності плоских дислокаційних скупчень.

змінюється циклічно та пропорційно до швидкості зростання величини напруження в вершині концентратора від температури.

Це пов'язано з умовами генерації, які досягаються тільки при перевищенні напруженнями в вершині концентратора межі плинності матеріалу на мікрорівні. В зв'язку з цим при безпосередніх спостереженнях за кількістю дислокацій в скупченні, та циклічністю характеру їх генерації можна визначити величину і особливості змін напружень в вершинах діючих концентраторів. Слід відзначити, що поле напружень, яке виникає уздовж границі КЗН в площинах типу $(111)_\gamma$, має бути симетричним. При цьому вибір найбільш готового щодо генерації дефектів концентратора в найближчому аустенітному оточенні КЗН здійснюється через швидкість зростання напружень у відповідних вершинах. Першим буде спрацьовувати найбільш небезпечний та розташований на мінімальній відстані від КЗН. Додамо також, що початок роботи такого концентратора буде автоматично забороняти запуск інших придатних до обслуговування даної КЗН в наближеному до неї аустенітному оточенні, що пов'язано із релаксацією певної частини загального рівня напружень завдяки надходженню генерованих дефектів до границі КЗН та відповідних змін особливостей її зв'язку з аустенітним оточенням від когерентного до напівкогерентного. При цьому реалізується найбільш доцільний варіант обрання площини та напрямку ковзання дислокацій, які

визначаються результуючою складовою системи полів напружень, що діють в об'ємі зерна. Розвиток релаксаційних процесів в вигляді генерації дислокацій свідчить також про те, що в подібних умовах напруження, які виникають всередині КЗН, не можуть перевищувати межі плинності її аустенітного оточення в температурному інтервалі підготовки до фазового перетворення.

Безпосередні спостереження за явищами, які відбуваються до моменту утворення ϵ -фази, свідчать про те, що з наближенням до нього спостерігається активізація роботи дислокаційних витоків на фоні збільшення їх кількості та переходу від циклічного характеру режиму генерації дефектів до лавиноподібного на момент перетворення при наступному згасанні з його завершенням. При цьому другою умовою реалізації $\gamma \rightarrow \epsilon$ переходу є поступове зниження в аустеніті величини енергії його дефекту пакування (ЕДП), яка має в сплавах Fe – Mn і Fe – Mn – C температурні і концентраційні залежності, продемонстровані в роботах [13, 19]. Загальний характер її змін у вихідному аустеніті визначається при спостереженнях через появу вздовж ліній дислокацій та в їх потрійних вузлах контрасту, який пов'язується із відповідними розщепленнями повних дефектів на часткові типу $a/6\langle 112 \rangle$. Відмітимо і ту обставину, що цей процес відбувається в аустеніті і вірогідно мало залежить від самого $\gamma \rightarrow \epsilon$ перетворення, але сприяє йому. Останнє підтверджується результатами прямих спостережень, які свідчать, що ϵ -фаза утворюється в умовах низьких значень ЕДП тільки у випадках наявності пласких дислокаційних скупчень (рис. 3 а) при достатній для цього кількості дислокацій в них. В той же час за відсутності таких і вона відсутня, а в аустеніті при подальшому зниженні температури спостерігається тільки підвищення ступеню розщеплення поодиноких хаотично розташованих дефектів (ХД) його вихідного стану (рис. 3 в).

Відзначимо також ту обставину, що впорядковане розщеплення дислокацій в пласких дислокаційних скупченнях в межах КЗН відбувається при наявності в її середині відповідних розтягуючих внутрішніх напружень (рис. 1 б), які таким чином (за рахунок розщеплення) релаксують при одночасному завершенні формування нової фази та її напівкогерентної границі з аустенітним оточенням. В графічному вигляді це представлено на рис. 4.

Структурні особливості в зоні 2 визначаються відповідно до температурних залежностей ЕДП. Так, в разі її змін за залежністю γ_2 в температурному інтервалі від T_0 до M_s повинні спостерігатись $\gamma + \gamma_{\text{кзн}} + \text{хдп} + \text{хд}$, в той час як в умовах реалізації залежності γ_1 будуть присутні $\gamma + \gamma_{\text{кзн}} + \text{хд}$. Останнє відповідає ситуації, наведеній на рис. 2. При цьому M_s в даному випадку буде зміщуватись в бік більш низьких температур (в напрямку γ_1), де значення ЕДП можуть сприяти появі необхідних для $\gamma \rightarrow \epsilon$ перетворення впорядкованих систем розщеплень повних дислокацій. Теоретична їх кількість, відповідно до механізмів [14, 15], повинна становити $1,28 \times 10^7 \text{ см}^{-1}$. В той же час максимальна щільність повних рівновіддалених в площині ковзання дислокацій біля їхніх витоків за наведеними на рис. 2 результатами не перевищує $2,2 \times 10^5 \text{ см}^{-1}$. Разом з тим в умовах розщеплення повної дислокації на часткові (системи повних на часткові) ситуація кардинально змінюється і відповідно [14] часткові дислокації, що залишаються в площині ковзання повних, не становлять (на відміну від повних дислокацій) значних перешкод не тільки при відповідному наближенні до них повних, а і при їх подальшому подоланні (перескакуванні через часткові) із збереженням руху напрямку. Ці результати дозволяють вважати, що в умовах розщеплення щільність розташування часткових дислокацій в площині ковзання повних може сягати необхідних значень. Дещо менша за теоретичну їх щільність (на рівні $3,6 \times 10^5 \text{ см}^{-1}$) при утворенні ϵ -фази в умовах тонких фольг спостерігалась в наведеній роботі. Причиною означеної різниці між щільностями розташування

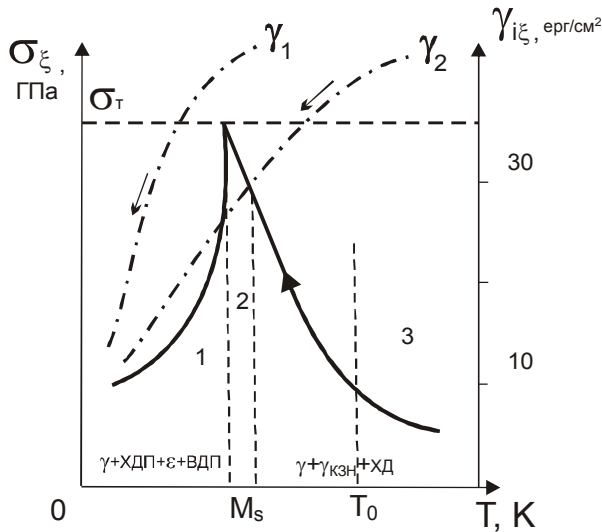


Рис. 4. Схематична залежність зміни напружень вздовж границі КЗН з аустенітним оточенням (суцільна лінія) та двох випадків зміни енергії його дефекту пакування (залежності γ_1 і γ_2) в температурному інтервалі підготовки та реалізації перетворення (зони 1 – 3 виділені для визначення фазового складу та відповідних процесів структурних змін).

дислокацій в умовах тонких фольг і теоретичним розрахунком може бути зміна умов релаксації напружень, які виникають в значно меншому об'ємі матеріалу між двома вільними поверхнями тонкої фольги в порівнянні з масивним зразком.

Таким чином, наведене свідчить про певну послідовність в зростанні напружень вздовж границі КЗН, яка визначається особливостями змін від температури характеру міжатомної взаємодії в її середині і супроводжується відповідною реакцією аустенітного оточення, що виявляється через генерацію дислокацій. Їх поява в вигляді плоских дислокаційних скупчень, в тому числі і на границі КЗН, порушує систему рівноваги напружень в її середині. Наступне її поновлення в умовах зниження величини ЕДП аустеніту відбувається за рахунок впорядкованого розщеплення систем повних дислокацій в напрямках типу $[112]$. При цьому часткові дислокації не лежать в площині ковзання повних. При наявності відповідної кількості повних дислокацій в умовах їх подальшого впорядкованого розщеплення виникають можливості створення ϵ -фази зі структурою $2H$, або, в принципі, якої завгодно іншої з класу політипних (багат шарових). Встановлене послідовно дозволяє вирішувати традиційні питання фазового перетворення пов'язані із появою напівкогерентного зв'язку вздовж границі КЗН з аустенітним оточенням та наступним виникненням в її середині певної кількості прошарків з ГЦУ граткою. Крім того визначені закономірності та явища добре збігаються з загальними принципами термодинамічної теорії мартенситних перетворень [20], згідно якої перехід однієї фази в іншу супроводжується стрибкоподібними змінами внутрішньої енергії, ентропії і об'єму фази, а також поглинанням або виділенням певної кількості тепла, та підтверджують теоретичні висновки [21] з приводу виявлення аномальних властивостей матеріалів (аж до генерації дефектів) в температурних інтервалах фазових переходів, в тому числі і першого роду. Зокрема в роботі також дано відповідь не тільки на питання, поставлене в [22] – «на якій стадії розвитку зародка відбувається порушення його когерентного зв'язку з аустенітом?», а і продемонстровано, що у випадку утворення ϵ -фази цей процес відбувається у два етапи і є загальним для всього класу політипних (багат шарових) структур.

В роботі вперше продемонстровано залежність знаку і величини енергії пружної взаємодії атомів вздовж когерентної границі КЗН зі стабільним до $\gamma \rightarrow \epsilon$ перетворення аустенітним оточенням від розміру, величини та швидкості змін параметра кристалічної ґратки в її середині в температурному інтервалі перетворення.

Величина напружень, які виникають на стадії підготовки до перетворення між КЗН та її аустенітним оточенням, не може перевищувати межу його плинності завдяки розвитку процесів релаксації, пов'язаних з генерацією дефектів.

Експериментально підтверджено, що перебудова ГЦК кристалічної ґратки аустеніту при перетворенні відбувається в два етапи: перший – підготовчий, пов'язаний з підвищенням величини полів напружень стискання всередині КЗН і викликає внаслідок розтягування втрату механічної стійкості її аустенітного оточення, що супроводжується генерацією та рухом нових дефектів, впорядковані системи яких прямують в напрямку КЗН і є необхідними для поліпшення умов формування нової фази; другий – завершальний, відбувається під впливом напружень розтягування всередині КЗН, які є причиною (в умовах зниження ЕДП) появи необхідних систем впорядкованих розщеплень потрібної кількості повних дислокацій в одному з напрямків типу [112], що супроводжується не тільки утворенням нової фази з ГЦУ ґраткою, а і завершує формування її напівкогерентної границі.

Отримані в запропонованій моделі розрахунки та її передбачення підтверджуються як існуючими, так і наведеними експериментальними даними, що до участі та поведінки дефектів при реалізації $\gamma \rightarrow \epsilon$ перетворення, а відповідний підхід може бути використаний для прогнозування рівня напружень, які виникають в умовах утворення різноманітних фаз.

Література

1. Sauveur A. // Trans. Metall. Soc. AIME. – 1926.– 73. – P. 859.
2. Bain E. G. The nature of Martensitic. // Trans. Metall Soc. AIME. – 1924. – 70, 25. – P. 25.
3. Курдюмов Г. В. Бездиффузионные мартенситные превращения в сплавах // Журнал технической физики. – 1948. – 18, № 8. – С. 999 – 1025.
4. Pati S. R., Cohen M. Nucleation of the isothermal martensite transformation. // Acta Met. – 1969. – 17. – P. 189 – 199.
5. Raghavan V., Cohen M. Growth path a martensitic particle. // Acta Met. – 1972. – 20. – P. 779 – 786.
6. Cook H. E., Suesawa M. On the nucleation of martensite. // Acta Met. – 1980. – 28, 4. – P. 423 – 430.
7. Волосевич П. Ю. Дислокации, энергия дефекта упаковки, их связь с проблемой зародышеобразования мартенситов α и ϵ -фаз. // Украинский физический журнал. – 1982. – 27, № 3. – С. 408 – 414.
8. Максимова О. П. Общие закономерности и специфические особенности влияния различного рода воздействий на превращение аустенита в мартенсит. // Проблемы металловедения и физики металлов. – 1962. – № 26. – С. 246 – 280.
9. Richman R. H., Bolling G. F. Stress, Deformation and Martensitic transformation. // Met. Trans. – 1970. – 4, № 7. – P. 2451 – 2461.
10. Кауфман Л., Коэн М. Термодинамика и кинетика мартенситных превращений. // Успехи физических наук. – 1961. – 4. – С. 192 – 289.
11. Петров Ю. Н. Дефекты и бездиффузионные превращения в стали. – Киев: Наук. думка, 1978. – 262 с.
12. Cristian J. W. A theory of transformation in pure cobalt. // Proc. Roy. Soc. – 1951. – A, 206. – P. 51 – 60.

13. Schumann Herman. Martensit bildung in stahlen. // Wiss. Ber. Akad. Wiss. DDR Zentral Inst. Festkorperphusic und Werkstofforsch. – 1988. – № 36 – P. 49 – 84.
14. Волосевич П. Ю. К вопросу о зарождении ϵ -фазы при $\gamma \rightarrow \epsilon$ мартенситном превращении. // Металлофизика. – 1979. – 75. – С. 43 – 48.
15. Николин Б. И. Многослойные структуры и политипизм в металлических сплавах. – Киев: Наук. думка, 1984. – 238 с.
16. Волосевич П.Ю., Мусиенко М.Н. Формирование структуры фазонаклепанного аустенита при $\epsilon \rightarrow \gamma$ превращении в условиях непосредственного наблюдения в колонне электронного микроскопа. // Металлофизика. – 1993. – 15, № 5. – С. 45 – 50.
17. Утевский Л.М. Дифракционная электронная микроскопия в металловедении. – М.: Металлургия, 1973. – 583 с.
18. Хирш П., Хови А., Николсон Р. Электронная микроскопия тонких кристаллов. – М.: Мир, 1968. – 574 с.
19. Волосевич П.Ю., Гриднев В.Н., Петров Ю.Н. Влияние углерода на энергию дефекта упаковки аустенита в марганцевых сталях. // ФММ. – 1975. – 40, № 3. – С. 554 – 559.
20. Кристиан Дж. Теория превращений в металлах и сплавах. – М.: Мир, –1978. – Т. 1. – 357 с.
21. Корженевский Л. А., Лужков А. А. Упругое взаимодействие дефектов вблизи точек фазовых переходов 1-рода. // ФТТ. – 1987. – 29, № 2. – С. 351 – 355.
22. Лободюк В.А. Размерный эффект при мартенситном превращении. // ФММ. – 2005. – 99, № 2. – С. 29 – 40.

Одержано 10.04.12

П. Ю. Волосевич

Напряжения, дислокации и их участие в $\gamma \rightarrow \epsilon$ мартенситном превращении

Резюме

Рассмотрена зависимость знака и величины энергии упругого взаимодействия атомов вдоль когерентной границы от изменения параметров кристаллической решетки аустенита при $\gamma \rightarrow \epsilon$ мартенситном превращении в сплаве Fe – Mn.

P. Yu. Volosevich

Strains, dislocations and their contribution to the $\gamma \rightarrow \epsilon$ martensitic transformation

Summary

The dependence of sign and value of atomic elastic interaction energy along coherent boundary on the lattice parameter change has been demonstrated for $\gamma \rightarrow \epsilon$ martensite transformation in Fe – Mn alloy for subcritical temperature interval.