Упругие поля кристонов при формировании речной структуры бейнитного феррита

01, январь 2013

DOI: 10.7463/0113.0529309

Кащенко М. П., Джемилев К. Н., Чашина В. Г.

УДК 536.424.1

Россия, Екатеринбург, Уральский государственный лесотехнический университет

Россия, Екатеринбург, Уральский федеральный университет

им. первого президента России Б.Н. Ельцина

mpk46@mail.ru

kerim@asystems.ru

vera.chashina.77@mail.ru

Введение

Бейнит в сталях - продукт превращения переохлажденного аустенита при температурах, когда практически подавлена самодиффузия железа, но еще весьма значима диффузия углерода. В результате, наряду с кристаллами феррита, обладающего морфологическими признаками, типичными для мартенсита, возникают и цементитные прослойки. Это превращение часто называют промежуточным, так как интервал температур его реализации ограничен сверху температурой образования видманштеттова феррита (формирующегося, как принято считать, диффузионным путем), а снизу – температурой M_s начала мартенситного превращения (идущего бездиффузионным путем). Промежуточный тип превращения породил почву для существования до сих пор противопоставляемых друг другу гипотез о роли диффузии в этом превращении (см., например, [1, 2]). Сторонники одной гипотезы, опираясь на данные об относительно невысоких (по сравнению с мартенситной реакцией) скоростях формирования макропластин бейнитного феррита, настаивают на решающем влиянии диффузии, контролирующей непрерывный рост макропластины. Сторонники другой гипотезы полагают, что отдельные речные кристаллы бейнитного феррита в составе макропластины возникают быстро по мартенситному механизму, а диффузия углерода реализуется в паузах между ростом реек. Причем новое место для старта роста рейки связано с областью обедненной углеродом, обладающей повышенным значением M_s ,

сниженным межфазным барьером и высокой термодинамической движущей силой. Авторы данной статьи считают вполне естественной именно вторую точку зрения [3], по крайней мере, применительно к нижнему бейниту (с температурами не намного выше M_s). Пониженное значение скорости роста естественно трактуется как эффективное значение, задаваемое отношением ширины рейки к величине временной паузы между последовательными стартами реек. Новизна рассмотрения связана с применением к описанию формирования реек динамической теории реконструктивных мартенситных превращений [4, 5]. Согласно этой теории, рост рейки происходит в волновом режиме со сверхзвуковой скоростью. С такой картиной не совместима предполагаемая обычно модель квазиравновесного зародыша, как некой области кристалла (с отличающейся симметрией решетки), обособленной границей дислокационной природы. Напротив, вся известная совокупность особенностей подобных мартенситных превращений хорошо согласуется с концепцией начального возбужденного (колебательного) состояния. Возбужденное состояние возникает в упругих полях дефектов, как правило, дислокационной природы, в местах, где снижены межфазные энергетические барьеры для реализации деформации со слабоискаженной (в предельном случае, инвариантной) плоскости. Соответственно, возбужденное состояние имеет форму вытянутого прямоугольного параллелепипеда, построенного на ортогональных собственным векторам упругого поля линейного сегмента дислокационной петли. Существенно, что толщина d наблюдаемых реек (легко измеряемая прямым наблюдением) соответствует поперечному размеру возбужденного состояния. Следовательно, в отличие от предыдущих исследований, возникает простой способ оценки порядка времен τ_i инкубационных периодов между стартами реек, масштабы которых задаются отношениями d^2/D_i , где D_i – эффективный коэффициент диффузии среды в условиях подготовки к старту роста рейки. В частности, ясно, что до появления первой рейки D_i меньше, чем после ее появления, за счет влияния трубочной диффузии по ядрам свежееобразованных дислокаций при релаксации напряжений, сопровождающих рождение рейки.

Имеется и другой аспект новизны динамического подхода, обусловленный идентификацией дислокационных центров зарождения (ДЦЗ) на основе последовательного расчета и анализа их упругих полей, позволяющего выбрать направления волновых нормалей распространяющихся волновых пучков. Суперпозиция пучков, в свою очередь, позволяет легко найти габитусные плоскости, являющиеся еще одной измеряемой прямым путем характеристикой. Тогда сопоставление вычисленных и наблюдаемых габитусов дает дополнительные количественные аргументы в пользу

механизма реализации превращения, привлекая хорошо стандартизированный морфологический анализ классического металловедения. Именно на этом аспекте теоретического исследования делается акцент в настоящей работе. Уместно подчеркнуть, что в исследованиях [6] показан, как минимум, бимодальный характер габитусов субреек в составе макропластины реечного феррита. А именно, наряду с габитусами типа $\{hh\ell\}_\gamma$ при $h < \ell$, близких к габитусам пакетного (реечного) мартенсита (например, $\{557\}_\gamma$ - $\{558\}_\gamma$), наблюдаются и габитусы $\{hh\ell\}_\gamma$ при $h > \ell$ (например, близкие к $\{774\}_\gamma$). Поскольку формирование мартенситного кристалла сопровождается макросдвигом, представляет интерес анализ упругого поля не только отдельных сегментов дислокационных петель, но и системы дислокаций, моделирующих реально наблюдаемые макросдвиги.

Постановка задачи

Цель настоящей работы показать, что спектр ДЦЗ, соответствующих как отдельным сегментам дислокационных петель, так и системам дислокаций, моделирующим сдвиг, может приводить к реечному составу макропластины бейнита, включающему наблюдаемые габитусы вида $(hh\ell)_\gamma$ при $h < \ell$ и $h > \ell$.

В первом разделе кратко приводится информация, связанная с расчетом габитусных плоскостей кристаллов мартенсита в динамической теории, а также выбор конфигураций дислокаций, выполняющих предположительно роль ДЦЗ при формировании реечных кристаллов.

Во втором разделе проводится анализ упругого поля отдельной дислокационной петли. Показано, что рассчитанным значениям экстремумов собственных чисел тензора деформации и относительного изменения объема можно сопоставить ожидаемые габитусы реечных кристаллов бейнитного феррита, близкие к наблюдаемым.

В третьем разделе аналогичный анализ выполнен для поля кристона, представляющего собой набор параллельных призматических петель, моделирующий макросдвиг с направлением в плоскости габитуса. Показано соответствие с результатами расчета отдельной петли и наличие суперпозиционного (кумулятивного) эффекта.

В четвертом разделе проведено краткое обсуждение результатов.

В заключении отмечаются основные выводы и направления ближайших исследований.

Вычислительный эксперимент

Будем полагать, как и в [3], что реечные кристаллы формируются в сверхзвуковом режиме по мартенситному механизму [4, 5]. Это означает, что в упругих полях дефектов

существуют локальные области со сниженными межфазными барьерами для возникновения начальных возбужденных состояний (НВС) в форме вытянутых прямоугольных параллелепипедов. В данной работе мы ограничимся рассмотрением областей с наибольшими величинами экстремумов собственных чисел. Пары волновых пучков, распространяющихся из области возбужденного состояния, инициируют пороговую деформацию типа «растяжение-сжатие» в ортогональных направлениях $n_{1,2}$, задаваемых собственными векторами $\xi_{1,2}$ тензора деформации упругого поля дефекта в области НВС.

Легко показать [4, 5], что нормали N_w к плоскости габитуса, связанные с распространением управляющего волнового процесса, задаются соотношением:

$$(N_w)_{1,2} \parallel n_2 \pm n_1 \alpha, \quad n_{1,2} = \xi_{1,2}, \quad \alpha = v_2/v_1, \quad n_1 \perp n_2, \quad |n_i| = 1, \quad (1)$$

где v_1 и v_2 – модули скоростей распространения волн в n_1 и n_2 направлениях.

Соотношения (1) удобны для идентификации возможных ДЦЗ путем сравнения расчетных ориентировок N_w с наблюдаемыми. Действительно, при первичном отборе потенциальных ДЦЗ, естественно найти экстремумы собственных чисел $\varepsilon_{1,2}$ тензора упругих деформаций поля, выбрать соответствующие им ориентации $\xi_{1,2}$ и найти N_w . Можно ожидать, что при описании габитусов типа $\{hh\ell\}_\gamma$ решающую роль играют прямолинейные сегменты петель (или отдельные отрезки дислокационных линий, закрепленные на дефектах) вдоль плотноупакованных направлений $\Lambda_1 \parallel \langle 1\bar{1}0 \rangle_\gamma$, поэтому в качестве базового ДЦЗ для формирования первой рейки будут выбираться именно такие сегменты. Кроме того, формирование каждой рейки сопровождается макросдвигом, с основной компонентой, лежащей в плоскости габитуса. Это означает, что рейка создает в качестве ДЦЗ дефект, который в кристонной модели простого сдвига [7, 8], удобно моделировать совокупностью параллельных призматических петель, представленной на рисунке 1 для сдвига с величиной $\tan \psi$ по плоскости $(558)_\gamma$ в направлении $[88\bar{1}0]_\gamma$.

Рисунок 1. Пример дислокационной модели кристона - носителя простого сдвига

$$[88\bar{1}0]_{\gamma} (558)_{\gamma}$$

Ориентация Λ_2 второго сегмента любой из петель кристонного носителя сдвига выбирается ортогональной к Λ_1 . Здесь будут приведены результаты для случая $\Lambda_2 \parallel [558]_{\gamma}$, соответствующего рисунку 1. Цель настоящей работы показать, что ДЦЗ, соответствующие отдельной петле указанного вида или кристонной модели сдвига, могут приводить к речечному составу макропластины бейнита, включающему кристаллы с габитусами вида $(hh\ell)_{\gamma}$ при $h < \ell$ и $h > \ell$.

Упругое поле базисной петли кристонной модели сдвига $(558)_{\gamma} [88\bar{1}0]_{\gamma}$

Выберем в качестве базисной (самой широкой) петли кристонной модели сдвига $(558)_{\gamma} [88\bar{1}0]_{\gamma}$ дислокационную петлю с размерами (в единицах параметра решетки a) $L_1 = 10^4$ вдоль $\Lambda_1 \parallel [1\bar{1}0]_{\gamma}$ и $L_2 = 10^3$ вдоль $\Lambda_2 \parallel [558]_{\gamma}$ при векторе Бюргерса $b \parallel [88\bar{1}0]_{\gamma}$. Пространственная фиксация цилиндрической системы отсчета относительно прямоугольной дислокационной петли с ориентациями сторон, задаваемых единичными векторами τ_1 и τ_2 , приведена на рисунке 2.

Из рисунка 2 видно, что начало отсчета выбирается в центре сегмента Λ_1 , угол θ отсчитывается от плоскости петли. Положительным значениям θ соответствует поворот, при наблюдении с конца вектора τ_1 , происходящий против часовой стрелки. Удаленность (в единицах a) точки наблюдения R выбирается такой, чтобы, наращивая число петель, в соответствии с рисунком 1, можно было исследовать суперпозиционное упругое поле.

Рисунок 2. Цилиндрическая система координат, используемая при расчетах упругих полей дислокационных петель

На рисунке 3 представлено упругое поле петли с указанными выше параметрами для $R = 1500$ при выборе, согласно данным [9], в качестве модельного набора упругих модулей $C_L=0.2508$, $C'=0.0271$, $C_{44}=0.1034$ (в ГПа) для сплава Fe-31.5Ni при температуре $T = 673$ К. Цифры соответствуют значениям угловой переменной (в градусах) для экстремумов собственных чисел $\epsilon_{1,2}$ и относительного изменения объема δ .

Рисунок 3. Угловые зависимости собственных чисел $\epsilon_{1,2}$ тензора деформаций и относительного изменения объема δ упругого поля базисной петли для кристонной модели сдвига $(558)_\gamma[\overline{8810}]_\gamma$ при $R = 1500$. Упругие модули $C_L = 0.2508$, $C' = 0.0271$, $C_{44} = 0.1034$ (в ГПа)

Значения чисел ε_3 малы по сравнению с ε_1 , $|\varepsilon_2|$, и на графике соответствующая кривая $\varepsilon_3(\theta)$ не обозначается. Поскольку при анализе важны лишь угловые локализации экстремумов $\varepsilon_{1,2}$ (и соответствующие ориентации собственных векторов), абсолютные значения $\varepsilon_{1,2}$ не приводятся, а масштабный множитель характеризует коэффициент увеличения данных численного расчета до удобного для восприятия размера.

В табл. 1 приведены ориентации собственных векторов $\xi_{1,2}$ и рассчитанные нормали $(N_w)_2$ для основных экстремумов. Для удобства читателей в последней колонке $(N_w)_2$ дается и в приближении сравнительно небольших целочисленных индексов.

Заметим, что для компактности записи результатов в Табл. 1 приведены лишь габитусы $(N_w)_2$. Из (1) очевидно, что для $(N_w)_1$ при тех же ξ_1 и ξ_2 получаем векторы, отличающиеся от $(N_w)_2$ изменением знака индекса ℓ (либо, что эквивалентно, изменением знака пары равных индексов h).

Таблица 1 - Ориентации векторов $\xi_{1,2}$ и нормалей N_w габитусных плоскостей, сопоставляемых экстремумам зависимостей $\varepsilon_{1,2}(\theta)$

	Угол θ	ξ_1	ξ_2	$(N_w)_2$	$(N_w)_2$
1	-142°	-0,705831	0,0424647	0,484836	2
		-0,705831	0,0424647	0,484836	2
		-0,060054	-0,998195	-0,727921	-3
2	-134°	0,704998	-0,054572	0,496509	7
		0,704998	-0,054572	0,496509	7
		-0,0771778	-0,997018	0,712010	10
3	-106°	0,416945	-0,571101	-0,696833	-4
		0,416945	-0,571101	-0,696833	-4
		-0,807659	-0,589649	0,169842	1
4	119°	0,287501	-0,646021	-0,649548	-13
		0,287501	-0,646021	-0,649548	-13
		-0,913612	-0,406588	0,395190	8
5	133°	0,0732166	-0,703306	-0,511079	-11
		0,0732166	-0,703306	-0,511079	-11
		-0,994625	-0,103544	0,691084	15
6	142°	-0,0343972	0,706270	0,478442	9
		-0,0343972	0,706270	0,478442	9
		-0,998816	-0,0486451	0,736333	14

Итак, при выделении самых интенсивных экстремумов при $\theta=\pm 142^\circ$ и $\theta=133^\circ$, - 134° речь идет о попарно близких габитусах $(22\bar{3})_\gamma$, $(11\ 11\ \bar{15})_\gamma$ (разориентация на угол $\approx 2.7^\circ$) и $(77\ 10)_\gamma$, $(9914)_\gamma$ (разориентация на угол $\approx 2.4^\circ$) типа $(hh\ell)$ при $h < |\ell|$. Следует иметь в виду, что при близости габитусов в каждой паре ориентации главных осей сжатия и растяжения практически меняются местами. Например, габитусу $(7710)_\gamma$ сопоставляются растяжение вблизи $[110]_\gamma$ и сжатие вблизи $[001]_\gamma$, тогда как габитусу $(9914)_\gamma$ сопоставляются растяжение вблизи $[001]_\gamma$ и сжатие вблизи $[110]_\gamma$. Напомним, наибо́льшей трансформации бейновской ячейки (для недвойникованных кристаллов) $[10]$ способствуют сжатие вдоль $[001]_\gamma$ и растяжение вдоль $[110]_\gamma$. Это означает, что после возникновения НВС необходимые фазы деформаций во втором случае достигаются, спустя половину периода колебаний. Поэтому, при прочих равных условиях, возможна реализация обоих вариантов, если допустимо запаздывание на половину периода.

Далее, если потребовать, чтобы для возникновения НВС выполнялось условие $\delta \geq 0$ (так как мартенситное превращение идет с увеличением удельного объема), то габитусы $(22\bar{3})_\gamma$ и $(22\bar{3})_\gamma$ можно не учитывать.

При использовании запрета на запаздывание колебаний для получения благоприятных фаз деформаций, в случае $h < \ell$, отбирается единственный габитус $(7710)_\gamma$. Этот габитус составляет с исходным $(558)_\gamma$ угол $\approx 3.2^\circ$, поэтому можно считать, особенно с учетом экспериментальных погрешностей, что выполняется условие для воспроизведения условий запуска следующего речного кристалла того же типа.

Интересно, что максимумам параметра δ при $\theta=-106^\circ$ и $\theta=119^\circ$ отвечают $(hh\ell)_\gamma$ при $|h| > \ell$, причем габитус $(\bar{13}\ \bar{13}\ 8)_\gamma$ близок к $(\bar{7}\ \bar{7}\ 4)_\gamma$, составляя с ним угол $\approx 1.5^\circ$. Впрочем, этот максимум δ достигается за счет низкого вклада деформации сжатия, поэтому утверждать, что именно экстремум δ играет решающую роль в старте роста кристаллов с габитусами типа $(\bar{7}\ \bar{7}\ 4)_\gamma$ представляется преждевременным.

Уточнение отбора ДЦЗ связано с переходом от расчета упругих полей базисных петель к расчетам полей от упорядоченных совокупностей петель. При этом можно ожидать кумулятивного эффекта.

Упругое поле кристона, моделирующего процесс сдвига $(558)_\gamma [88\bar{10}]_\gamma$

На Рисунке 4 приведены данные расчета для модели кристонного носителя сдвига из 10 петель по системе $(558)_\gamma [88\bar{10}]_\gamma$ с величиной $\text{tg}\psi=0.15$, на расстоянии $R=1500$. Выбор начала отсчета тот же, что и раньше (см. рисунок 2). Наряду с кумулятивным эффектом (на рисунке 3 и рисунке 4 различные масштабы) следует отметить близость угловой локализации экстремумов, отмеченных ранее для базисной петли, как и ориентаций габитусных плоскостей, сопоставляемых экстремумам. Это наглядно демонстрирует перечисление углов (см. рисунок 4) интенсивных экстремумов, максимумов δ и сопоставляемых им габитусов (в приближении целых индексов). При учете условия $\delta \geq 0$ и требования благоприятной фазировки деформаций (без запаздывания по времени) условию $h < \ell$ удовлетворяет единственный габитус $(11\ 11\ 15)_\gamma$ для $\theta = -137^\circ$. Этот габитус составляет с исходным $(558)_\gamma$ угол $\approx 4.5^\circ$. Соответственно максимумам δ сопоставляются: $\theta = -118^\circ \rightarrow (110)_\gamma$, $\theta = 126^\circ \rightarrow (\bar{3}\ \bar{3}\ 2)_\gamma$.

Рисунок 4. Угловые зависимости собственных чисел $\varepsilon_{1,2}$ тензора деформаций и относительного изменения объема δ упругого поля кристона из 10 петель для сдвига $(558)_\gamma [88\bar{10}]_\gamma$ при $\text{tg}\psi=0.15$ и $R = 1500$. Упругие модули $C_L=0.2508$, $C'=0.0271$, $C_{44}=0.1034$ (в ТПа)

Обсуждение результатов

Приведенные примеры расчетов, как для отдельной петли, так и для кристонной комбинации, показали, что учет макросдвига, сопровождающего образование каждой рейки, создает ДЦЗ для возникновения кристаллов основной реечной компоненты бейнитной макропластины со спектром габитусов вида $(hh\ell)_\gamma$ при $h < \ell$. Здесь отмечались отношения индексов h/ℓ : 5/8, 7/10, 11/15. Ясно, однако, что этот набор легко расширить, а на стереопроекции такому набору соответствует достаточно компактная область, и при экспериментальной обработке подобную совокупность обычно характеризуют центральной точкой наблюдаемого распределения. Следовательно, вполне реалистичны условия эстафетного инициирования процесса самоорганизации ансамбля реек с габитусами из набора $(hh\ell)_\gamma$ при $h < \ell$, включающего указанные габитусы.

При использовании методики отбора потенциальных ДЦЗ по экстремумам упругого поля ДЦЗ случаю $h > \ell$ отвечает экстремум относительного изменения объема. Ожидаемые отношения индексов h/ℓ для кристонных моделей носителей сдвига в приведенных расчетных данных могут значительно изменяться: 13/8, 3/2, 1/0. Подчеркнем, однако, что, как показывает расчет, переход от кристонных ДЦЗ, способных инициировать сдвиг по плоскостям $(hh\ell)_\gamma$ при $h < \ell$, к ДЦЗ, способным инициировать сдвиг по плоскостям $(hh\ell)_\gamma$ при $h > \ell$, сохраняются условия для возникновения кристаллов основной реечной компоненты бейнитной макропластины.

Анализ, проведенный в [11], показал, что возникновение субреек с габитусами $(hh\ell)_\gamma$ при $h > \ell$ может идти, как минимум, еще двумя путями. Во-первых, имеются основания для трактовки габитусов $\{477\}_\gamma$ как аналогов $\{855\}_\gamma$, но в кристаллографическом базисе двойникового аустенита. Во-вторых, появление габитусов $\{477\}_\gamma$ можно связать с модификацией упругого поля ДЦЗ за счет упругого поля сжатия, создаваемого в аустените субрейками с габитусами $\{855\}_\gamma$. Эти трактовки легко согласовать и с величинами наблюдаемого макросдвига [11].

Проведенный здесь и в [3, 11] анализ дает аргументы в пользу бездиффузионного механизма формирования реек и субреек в составе макропластины нижнего бейнитного феррита. Отметим, однако, что для однозначных выводов без прямых наблюдений роста бейнитного феррита с высоким временным и пространственным разрешением аргументов пока недостаточно.

Заключение

Выполненный в работе анализ показывает, что образование реечной композиции макропластины бейнитного феррита обладает подобием с формированием пакетного мартенсита, по крайней мере, воспроизведения одной из его ориентировок. Однако уточнение причин появления дополнительных субреек с габитусами $(hhl)_\gamma$ при $h>\ell$ требует продолжения прецизионных исследований морфологии макропластин бейнитного феррита. Результаты в этом направлении вместе с данными измерений эффективных скоростей роста макропластин и временных интервалов между последовательными актами образования реек [3], важны для установления физических механизмов формирования бейнитного феррита и могут рассматриваться в качестве ближайших перспективных исследований.

Авторы выражают благодарность участникам VII Международной конференции «Фазовые превращения и прочность кристаллов» за обсуждение результатов.

Список литературы

1. Мирзаев Д.А., Счастливец В.М., Яковлева И.Л., Окишев К.Ю. Новая концепция бейнитного превращения как развитие идей В.Д. Садовского // Развитие идей академика В.Д. Садовского : сборник трудов. Екатеринбург, 2008. С. 99-122.
2. Bhadeshia H.K.D.N. Bainite in steels. 2nd ed. London. The Institute of Materials, 2001.
3. Кащенко М.П., Чашина В.Г. Формирование бейнитного феррита с позиций динамической теории роста мартенситных кристаллов // XX Петербургские чтения по проблемам прочности: сборник материалов. Ч. 2. Санкт-Петербург, 2012. С. 77-79.
4. Кащенко М.П., Чашина В.Г. Динамическая модель сверхзвукового роста мартенситных кристаллов // УФН. 2011. Т. 181, № 4. С. 345-364. DOI: [10.3367/UFNe.0181.201104a.0345](https://doi.org/10.3367/UFNe.0181.201104a.0345)
5. Кащенко М.П., Чашина В.Г. Формирование мартенситных кристаллов в предельном случае сверхзвуковой скорости роста // Письма о материалах. 2011. Т. 1, № 1. С. 7-15.
6. Sandvik B.P.J. The bainite reaction in Fe-Si-C Alloys: The primary stage // Metall. Trans. A. 1982. V. 13, no. 5. P. 777-787. DOI: [10.1007/BF02642391](https://doi.org/10.1007/BF02642391)
7. Kashchenko M.P., Semenovih A.G. and Chashchina V.G. Cryston model of α strain induced martensite // J. Phys. IV France. 2003. V. 112. P. 147-150.
8. Кащенко М.П., Чашина В.Г., Семеновых А.Г. Кристонная модель формирования полос сдвига в кубических кристаллах с кристаллографической ориентировкой границ общего типа // Физическая мезомеханика. 2003. Т. 6, № 1. С. 95-122.

9. Haush G., Warlimont H. Single crystalline elastic constants of ferromagnetic centered cubic Fe-Ni invar alloys // Acta Met. 1973. V. 21, № 4. P. 400- 414.
10. Чашина В.Г. Мартенситное превращение при наибоыстрейшей перестройке $\{110\}_\gamma$ плоскостей // Известия вузов. Физика. 2009. № 7. С. 95-98.
11. Кащенко М.П., Джемилев К.Н., Чашина В.Г. Возможные сценарии формирования бимодального состава субреек в макропластине бейнитного феррита в динамической теории // Фундаментальные проблемы современного материаловедения. 2012. Т. 9, № 4. С. 452-458.

Christon elastic fields in formation of bainitic ferrite lath structure

01, January 2013

DOI: 10.7463/0113.0529309

Kaschenko M.P., Djemilev K.N., Chaschina V.G.

Russia, Ekaterinburg, Ural State Forest Engineering University
 Russia, Ekaterinburg, Ural Federal University named after the first President of Russia
 B.N. Yeltsin

mpk46@mail.rukerim@asystems.ruvera.chashina.77@mail.ru

The authors analyze elastic fields of a separate prismatic loop and a set of loops (special cases of christon) modeling shear deformation media in shear bands with orientations of the borders close to $\{558\} \gamma$. It is shown that christons can act as dislocation nucleation centers for lath crystals forming the composition of bainite macroplate. The obtained results support the dynamic picture according to which individual laths of ferrite crystals are formed like martensite laths. However, between stages of forming ferrite rods there occurs carbon diffusion redistribution. As a result, there arise new areas of austenite which are beneficial for rapid growth of the next generation of lath crystals.

Publications with keywords: [bainitic transformation](#), [dynamic theory](#), [cryston](#), [lath crystals](#), [macroplate of bainitic ferrite](#)

Publications with words: [bainitic transformation](#), [dynamic theory](#), [cryston](#), [lath crystals](#), [macroplate of bainitic ferrite](#)

References

1. Mirzaev D.A., Schastlivtsev V.M., Iakovleva I.L., Okishev K.Iu. Novaia kontseptsia beinitnogo prevrashcheniia kak razvitie idei V.D. Sadovskogo [The new concept of the bainite transformation as the ideas of V.D. Sadowski]. *Razvitie idei akademika V.D. Sadovskogo : sbornik trudov* [The development of the ideas of academician V.D. Sadowski : proceedings]. Ekaterinburg, 2008. C. 99-122.
2. Bhadeshia H.K.D.H. *Bainite in steels*. 2nd ed. London. The Institute of Materials, 2001.
3. Kashchenko M.P., Chashchina V.G. Formirovanie beinitnogo ferrita s pozitsii dinamicheskoi teorii rosta martensitnykh kristallov [The formation of bainitic ferrite with the positions of the dynamic theory of growth of martensite crystals]. *20 Peterburgskie chteniia po problemam*

prochnosti: sbornik materialov. Ch. 2 [20th St. Petersburg readings on problems of strength: collection of materials. Pt. 2]. St. Petersburg, 2012, pp. 77-79.

4. Kashchenko M.P., Chashchina V.G. Dinamicheskaya model' sverkhzvukovogo rosta martensitnykh kristallov [Dynamic model of supersonic martensitic crystal growth]. *Uspekhi Fizicheskikh Nauk (UFN)* [Advances in Physical Sciences], 2011, vol. 181, no. 4, pp. 345-364. DOI: [10.3367/UFNe.0181.201104a.0345](https://doi.org/10.3367/UFNe.0181.201104a.0345)

5. Kashchenko M.P., Chashchina V.G. Formirovanie martensitnykh kristallov v predel'nom sluchae sverkhzvukovoi skorosti rosta [Formation of martensitic crystals in the limiting case of supersonic growth speed]. *Pis'ma o materialakh* [Letters on Materials], 2011, vol. 1, no. 1, pp. 7-15.

6. Sandvik B.P.J. The bainite reaction in Fe-Si-C Alloys: The primary stage. *Metall. Trans. A.*, 1982, vol. 13, no. 5, pp. 777-787. DOI: [10.1007/BF02642391](https://doi.org/10.1007/BF02642391)

7. Kashchenko M.P., Semenov A.G. and Chashchina V.G. Cryston model of α strain induced martensite. *J. Phys. IV France*, 2003, vol. 112, pp. 147-150.

8. Kashchenko M.P., Chashchina V.G., Semenov A.G. Kristonnaia model' formirovaniia polos sdviga v kubicheskikh kristallakh s kristallograficheskoi orientirovkoi granits obshchego tipa [Cryston model of shear band formation in cubic crystals with crystallographic orientation of random-type boundaries]. *Fizicheskaya mezomekhanika* [Physical Mesomechanics], 2003, vol. 6, no. 1, pp. 95-122.

9. Haush G., Warlimont H. Single crystalline elastic constants of ferromagnetic centered cubic Fe-Ni invar alloys. *Acta Met.*, 1973, vol. 21, no. 4, pp. 400- 414.

10. Chashchina V.G. Martensitnoe prevrashchenie pri naibystreishoi perestroike $\{110\}_\gamma$ ploskosti [Martensitic transformation at the steepest restructuring $\{110\}_\gamma$ planes]. *Izvestiia vuzov. Fizika* [Bulletin of the Universities. Physics], 2009, no. 7, pp. 95-98.

11. Kashchenko M.P., Dzhemilev K.N., Chashchina V.G. Vozmozhnye stsennarii formirovaniia bimodal'nogo sostava subreek v makroplastine beinitnogo ferrita v dinamicheskoi teorii [Possible scenarios for the formation of a bimodal sub rails in makroplastine of bainitic ferrite in a dynamical theory]. *Fundamental'nye problemy sovremennogo materialovedeniia* [The fundamental problems of modern materials science], 2012, vol. 9, no. 4, pp. 452-458.