

На правах рукописи

Кириллов Владимир Анатольевич

ЗАКОНОМЕРНОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ
ПРОЧНОСТНЫХ И ПЛАСТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ
ОЦК МОНОКРИСТАЛЛОВ Fe-Cr-Co-Mo

01.04.07 – физика конденсированного состояния

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Томск – 2010

Работа выполнена в открытом акционерном обществе «Научно-производственный центр «Полюс», г. Томск, и в обособленном структурном подразделении «Сибирский физико-технический институт имени академика В.Д. Кузнецова
Томского государственного университета»

Научный руководитель: доктор физико-математических наук, профессор
Чумляков Юрий Иванович

Научный консультант: доктор физико-математических наук, профессор
Коротаев Александр Дмитриевич

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук
Иванов Юрий Федорович,
доктор физико-математических наук, профессор
Старенченко Владимир Александрович

Ведущая организация: Институт физики прочности и материаловедения СО РАН,
г. Томск

Защита диссертации состоится 11 ноября 2010 г. в 14:30 на заседании диссертационного совета Д 212.267.07 в Томском государственном университете по адресу: 634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

С диссертацией можно ознакомиться в Научной библиотеке Томского государственного университета

Автореферат разослан 5 октября 2010 г.

Ученый секретарь диссертационного совета
доктор физико-математических наук, профессор

И. В. Ивонин

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность проблемы. В сплавах системы Fe-Cr-Co, являющихся при определенных технических требованиях термостойкости, прочности и технологичности наиболее эффективным материалом для постоянных магнитов, при спинодальном расслоении на две когерентные ОЦК-фазы повышается предел текучести, активизируется двойниковый механизм пластической деформации, снижается пластичность. Наблюдаемое охрупчивание связывают как с взаимодействием двойников с границами зерен и друг с другом, так и со снижением когезивной прочности границ зерен вследствие выделения на них пленки интерметаллидов (Jin S., Mahajan S., Brasen D. Mechanical Properties of Fe-Cr-Co ductile permanent magnet alloys // Met. Trans. 1980. 11A, No 1. P. 69–76). Для детального изучения природы пластической деформации и разрушения рассматриваемых сплавов необходимы экспериментальные исследования деформационного поведения монокристаллических образцов различной кристаллографической ориентации при различных температурах. При деформации монокристаллов исключается влияние границ зерен. Кристаллографией растягивающих и сжимающих усилий можно задавать механизм пластической деформации – скольжение или двойникование, управлять множественностью действующих систем сдвига, изменять напряжения в плоскости скола. Температура испытания определяет существенную для ОЦК-материалов термическую активацию скольжения, ответственную за температурную зависимость деформирующих напряжений и за релаксацию напряжений в пересечениях двойников и в вершине трещины. Ориентационная и температурная зависимость прочностных и пластических свойств монокристаллов магнитотвердых сплавов на основе системы Fe-Cr-Co и близких им высокохромистых ферритных сталей и сплавов, также подверженных спинодальному расслоению, ранее не изучена.

Целью работы является исследование закономерностей формирования прочностных и пластических свойств при спинодальном расслоении ОЦК-монокристаллов Fe-Cr-Co-Mo.

Научная новизна работы.

1. Впервые для ОЦК-материалов найдены высокотемпературная (до $T \sim 833$ К) ориентационная зависимость и связанная с ней асимметрия критических скалывающих напряжений скольжения; впервые в магнитотвердых сплавах на основе системы Fe-Cr-Co обнаружено и исследовано высокотемпературное двойникование.

2. Впервые для спинодальных монокристаллов на основе системы Fe-Cr установлена универсальная обратно пропорциональная действующим сдвиговым напряжениям зависимость максимального значения коэффициента деформационного упрочнения $dt/d\gamma$ при одиночном скольжении.

3. Впервые для спинодальных монокристаллов на основе системы Fe-Cr установлена и исследована специфическая при механическом двойниковании стадийность кривых течения, обнаружены раздвойниковывание под действием скольжения и при пересечении двойников и вторичное двойникование.

4. Впервые обнаружено, что при спинодальном расслоении сплавов на основе системы Fe-Cr расширяется температурный интервал хрупковязкого перехода, усиливается ориентационная зависимость верхнего порога хладноломкости, наблюдаются высокотемпературный (до $T \sim 673$ К) скол и эмиссия двойников хрупкой трещиной.

Научно-практическая ценность работы. Полученные экспериментальные результаты и установленные закономерности пластической деформации и разрушения спинодальных монокристаллов Fe-Cr-Co-Mo могут быть использованы для дальнейшего развития теории пластической деформации и разрушения ОЦК-материалов, а также при разработке высокохромистых ферритных сталей и магнитотвердых сплавов и технологии их применения.

Научные положения, выносимые на защиту.

1. При спинодальном расслоении монокристаллов Fe-Cr-Co-Mo ориентационная зависимость и асимметрия критических скалывающих напряжений скольжения, присущие низкотемпературной деформации ОЦК-материалов, распространяются на температуры атермического скольжения $T > 373$ К.

2. При спинодальном расслоении монокристаллов Fe-Cr-Co-Mo температурный интервал механического двойникования расширяется до $T < 833$ К. При высоких амплитудах расслоения область ориентаций кристаллов, при растяжении или сжатии которых пластическое течение начинается с двойникования, занимает большую часть стандартного стереографического треугольника.

3. Максимальное значение коэффициента деформационного упрочнения $dt/d\gamma$ при одиночном скольжении при $T < 833$ К в спинодальных монокристаллах Fe-Cr-Co-Mo обратно пропорционально действующим скалывающим напряжениям. Коэффициент пропорциональности слабо зависит от кристаллографической ориентации, структурного состояния и температуры.

Стадийность пластического течения и высокое деформационное упрочнение спинодальных монокристаллов Fe-Cr-Co-Mo двойниковых ориентаций определяется пересечением двойников двойниками и скольжением. Взаимодействие двойникования и скольжения приводит к раздвойниковыванию вплоть до полного исчезновения двойников.

4. При спинодальном расслоении монокристаллов Fe-Cr-Co-Mo растет нижняя температура хрупковязкого перехода, расширяется его температурный интервал и усиливается ориентационная зависимость верхней температуры.

В спинодальных монокристаллах Fe-Cr-Co-Mo разрушение сколом наблюдается при T до 673 К, то есть распространяется на область атермического скольжения. При разрушении сколом кристаллов ориентаций, близких кубической, происходит эмиссия двойников вершиной трещины.

Достоверность результатов и выводов диссертационной работы обеспечивается применением современных экспериментальных методов исследования и внутренней непротиворечивостью экспериментальных данных и теоретического анализа.

Лично автором выполнен основной объем экспериментальных исследований, проведены теоретические расчёты. Автор выражает **благодарность** доктору физико-математических наук, профессору Чумлякову Юрию Ивановичу и доктору физико-математических наук, профессору Коротаеву Александру Дмитриевичу за оказанную помощь в планировании, организации и обсуждении результатов работы. Автор благодарит кандидата физико-математических наук Апарову Людмилу Сергеевну и доктора физико-математических наук Кирееву Ирину Васильевну за помощь в электронно-микроскопическом исследовании.

Апробация работы. Материалы диссертации докладывались и обсуждались на VIII Всесоюзной конференции по постоянным магнитам (Новочеркасск, 1985 г.), объединенной сессии постоянных семинаров ГС МВ и ССО РСФСР по физике твердого тела и механике «Актуальные проблемы прочности» и «Пластическая деформация сплавов и порошковых материалов» (Барнаул, 1987 г.), V Всесоюзной конференции «Текстуры и рекристаллизация в металлах и сплавах» (Уфа, 1987 г.), VI Всесоюзной конференции «Физика разрушения» (Киев, 1989 г.), TMS Fall Meeting «Cleavage fracture. George R. Irwin symposium» (Индианаполис, 1997 г.), 50-м международном симпозиуме «Актуальные проблемы прочности» (Витебск, 2010 г.).

Публикации. По материалам диссертации опубликовано 12 работ, из них 4 статьи в рецензируемых научных журналах, 2 статьи в сборниках трудов конференций, 6 тезисов докладов. Список основных опубликованных работ приведен в конце автореферата.

Построение и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, пяти глав, выводов и списка цитируемой литературы из 151 наименования; общий объем диссертации 144 страницы, включая 50 рисунков и 11 таблиц.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **введении** дана краткая характеристика современного состояния проблемы, обоснована актуальность темы, сформулированы цели и задачи работы, представлены положения, выносимые на защиту.

В **первой главе** «Закономерности пластической деформации и разрушения ОЦК-материалов» рассмотрены существующие представления о расщепленных и частичных дислокациях в ОЦК-кристаллах и связанное с ними деформационное поведение материала при низких гомологических температурах – низкая подвижность винтовых дислокаций, сильная температурная зависимость предела текучести, механическое двойникование, поперечное скольжение, ориентационная зависимость критических скалывающих напряжений, их асимметрия относительно знака нагружения (растяжение–сжатие) и чувствительность к несдвиговым компонентам тензора напряжений, скольжение в плоскостях, не совпадающих с максимально напряженными (χ – ψ -эффект), переход хрупкость–пластичность. Приведен обзор экспериментальных исследований прочностных и пластических свойств сплавов на основе систем Fe–Cr, Fe–Cr–Co и влияния на них спинодального расслоения.

Во **второй главе** «Постановка задач исследования, материал исследования и методика эксперимента» исходя из анализа литературных данных сформулированы задачи настоящей работы, описана методика эксперимента. На основании ранее выполненных исследований для ОЦК-кристаллов с неплоской структурой ядра дислокации и высокопрочных сплавов с ГЦК-решеткой высказано предположение, что нарушение закона Боаса – Шмида, механическое двойникование, переход хрупкость–вязкость и др. не зависят от типа кристаллической решетки и могут достигаться, помимо снижения температуры, изменением структурного состояния сплавов. Предполагается также, что в высокопрочных ОЦК-кристаллах характерные особенности пластической деформации и разрушения, наблюдаемые при $T < 0,2T_{пл}$, возможны в области атермического скольжения.

В работе ставились задачи исследования зависимостей критических скалывающих напряжений, механизма пластической деформации, деформационного упрочнения, дислокационной структуры и механизма разрушения от ориентации, знака нагружения, амплитуды расслоения и температуры испытания монокристаллов Fe-28Cr-10Co-2Mo (ат. %).

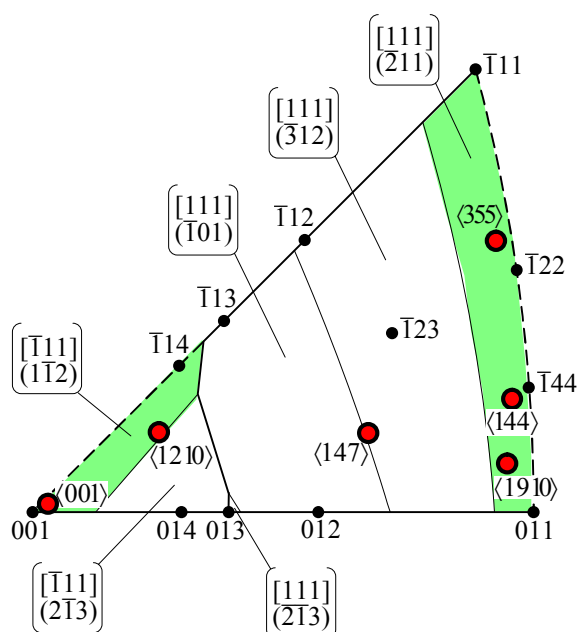


Рисунок 1 – Максимально напряженные системы сдвига в ОЦК кристаллах. Линии, не разграничивающие области систем сдвига, проведены штрихами.

● – исследованные ориентации

Сплавы получали флюсовой индукционной плавкой с последующим электрошлаковым рафинированием. Монокристаллы выращивали методом Бриджмена в алундовых тиглях в атмосфере аргона и гомогенизировали в течение 50 – 100 ч при $T = 1300$ °С. Кристаллографическую ориентацию образцов для механических испытаний (рисунок 1, таблица 1) выбирали так, чтобы реализовать разные механизмы пластической деформации (скольжение или двойникование), одиночность или множественность сдвига и изменять напряжения в плоскости скола. Образцы с рабочей частью размером $12 \times 2,5 \times 1,5$ мм для растяжения и $2,5 \times 2,5 \times 5$ мм для сжатия вырезали электроискровым способом, шлифовали и электролитически полировали в ортофосфорной кислоте с добавкой 10 % хромового ангидрида. Ориентацию заготовок и образцов определяли на рентгеновском дифрактометре ДРОН-2,0. Однофазное состояние получали двойной закалкой в воде при $T = 1300$ °С и $T = 680$ °С, а состояние с максимальной амплитудой расслоения

Кристалл	Двойникование и скольжение			Только скольжение				Особенности	
	Система сдвига	m	$m / m_{\text{tw max}}$	Система сдвига	m	$m / m_{\text{sl max}}$	$m / m_{\text{tw max}}$		
$\langle 001 \rangle$ растяжение	$[\bar{1}11](1\bar{1}2)$	0,482	—	$[\bar{1}11](2\bar{1}3)$	0,474	0,985	0,985	Неустойчивая множественность двойникования и скольжения	
	$[111](\bar{1}\bar{1}2)$	0,475	0,99	$[\bar{1}11](1\bar{2}3)$	0,471	0,98	0,98		
	$[\bar{1}\bar{1}1](112)$	0,466	0,97	$[111](2\bar{1}3)$					
	$[1\bar{1}1](\bar{1}12)$	0,452	0,95	$[111](\bar{1}23)$	0,463	0,96	0,96		
$\langle 001 \rangle$ сжатие	$[111](\bar{2}11)$	0,255	—	$[\bar{1}11](1\bar{1}2)$	0,482	—	1,89	Устойчивая множественность скольжения	
	$[\bar{1}\bar{1}1](\bar{1}21)$	0,250	0,98	$[111](\bar{1}\bar{1}2)$	0,475	0,99	1,86		
	$[\bar{1}11](211)$	0,248	0,97	$[\bar{1}11](2\bar{1}3)$	0,474	0,985	1,86		
	$[1\bar{1}1](121)$	0,236	0,93	$[\bar{1}11](1\bar{2}3)$	0,471	0,98	1,85		
	$[\bar{1}11](\bar{1}21)$	0,233	0,915	$[111](2\bar{1}3)$	0,471	0,98	1,85		
$\langle 1210 \rangle$ растяжение	$[\bar{1}11](1\bar{1}2)$	0,494	—	$[\bar{1}11](2\bar{1}3)$	0,493	1,00	1,00	Одиночное двойникование	
	$[111](\bar{1}\bar{1}2)$	0,460	0,93	$[111](2\bar{1}3)$	0,479	0,97	0,97		
	$[\bar{1}\bar{1}1](112)$	0,424	0,86	$[\bar{1}11](1\bar{2}3)$	0,477	0,97	0,97		
$\langle 1210 \rangle$ сжатие	$[111](\bar{2}11)$	0,354	—	$[\bar{1}11](1\bar{1}2)$	0,494	—	1,39	Одиночное двойникование	
	$[\bar{1}\bar{1}1](\bar{1}21)$	0,318	0,90	$[\bar{1}11](2\bar{1}3)$	0,493	1,00	1,39		
				$[111](2\bar{1}3)$	0,479	0,97	1,35		
$\langle 147 \rangle$ растяжение	$[111](\bar{1}\bar{1}2)$	0,382	—	$[111](\bar{3}12)$	0,494	—	1,29	Неустойчивая множественность двойникования, одно направление скольжения	
	$[\bar{1}11](1\bar{1}2)$	0,372	0,97	$[111](\bar{1}01)$	0,492	1,00	1,29		
				$[\bar{1}11](101)$	0,443	0,90	1,16		
$\langle 147 \rangle$ сжатие	$[111](\bar{2}11)$	0,470	—	$[111](\bar{3}12)$	0,494	—	1,05	Одиночное двойникование, одно направление скольжения	
	$[\bar{1}11](211)$	0,394	0,84	$[111](\bar{1}01)$	0,492	1,00	1,05		
				$[\bar{1}11](101)$	0,443	0,90	0,94		
$\langle 1910 \rangle$ растяжение	$[111](\bar{1}\bar{1}2)$	0,270	—	$[111](\bar{2}11)$	0,491	—	1,82	Одно направление скольжения, после $\varepsilon = 0,10$ – устойчивое множественное скольжение	
	$[\bar{1}11](1\bar{1}2)$	0,247	0,92	$[111](\bar{3}12)$	0,487	0,99	1,81		
	$[111](\bar{1}2\bar{1})$	0,221	0,82	$[111](\bar{3}21)$	0,476	0,97	1,77		
				$[\bar{1}11](211)$	0,440	0,90	1,63		
$\langle 1910 \rangle$ сжатие	$[111](\bar{2}11)$	0,491	—	$[111](\bar{3}12)$	0,487	0,99	0,99	Одиночное двойникование, одно направление скольжения	
	$[\bar{1}11](211)$	0,440	0,90	$[111](\bar{3}21)$	0,476	0,97	0,97		
				$[\bar{1}11](321)$	0,426	0,87	0,87		
$\langle 144 \rangle$ растяжение	$[111](\bar{1}\bar{1}2), [111](\bar{1}2\bar{1})$	0,250	—	$[111](\bar{2}11)$	0,500	—	2,00	Одно направление скольжения	
	$[\bar{1}11](1\bar{1}2), [\bar{1}11](12\bar{1})$	0,193	0,77	$[111](\bar{3}12), [111](\bar{3}21)$	0,491	0,98	1,96		
				$[\bar{1}11](211)$	0,386				

В третьей главе «Ориентационная и температурная зависимость критических скалывающих напряжений и механизмы пластического течения в спинодальных ОЦК-монокристаллах Fe-Cr-Co-Mo» представлены результаты исследования зависимостей $\tau_{кр}$ и механизма пластической деформации от ориентации, знака нагружения, амплитуды расслоения и температуры испытания монокристаллов Fe-28Cr-10Co-2Mo (ат. %).

Гомогенные кристаллы проявляют характерные для ОЦК-материалов прочностные и пластические свойства. В области термически активируемого скольжения $T < T_0 \approx 373$ К наблюдаются ориентационная и сильная температурная зависимость $\tau_{кр}(T)$ (таблица 2, рисунок 2), их асимметрия относительно знака нагружения, механическое двойникование. При $T > T_0$ скольжение имеет атермический характер ($\tau_{кр}$ слабо зависит от T , не зависит от ориентации и знака нагружения, подчиняясь закону Боаса – Шмида), разрушение происходит вязко.

Таблица 2 – Механические свойства монокристаллов Fe-28Cr-10Co-2Mo (ат. %)

Структурное состояние	Температура испытания, К	Ось растяжения	$\tau_{кр}$ скольжения, МПа	Предел прочности σ_B , МПа	Относительное удлинение δ , %	Удлинение двойникованием $\epsilon_{дв}$, %	Удлинение при потере устойчивости ϵ_B , %	Доля скола в изломе, %
Гомогенное	77	$\langle 001 \rangle$ и $\langle 1210 \rangle$	350 – 400 ¹	300 – 500	< 0,1	$\epsilon_{дв} = \delta$	—	98
		$\langle 147 \rangle$	—	550 – 650	< 0,2	$\epsilon_{дв} = \delta$	—	95
		$\langle 144 \rangle$ и $\langle 1910 \rangle$	500 – 550 ²	700 – 1000	< 0,2	—	—	95
	143	$\langle 001 \rangle$ и $\langle 1210 \rangle$	250 – 270	500 – 600	0,1 – 0,3	$\epsilon_{дв} = \delta$	—	100
		$\langle 144 \rangle$ и $\langle 1910 \rangle$	380 – 400	850 – 950	15 – 20	—	7 – 9	0
	293	$\langle 001 \rangle$	220 – 240	550 – 600	20 – 25	—	15 – 20	0
		$\langle 1210 \rangle$	220 – 240	550 – 600	25 – 35	—	20 – 30	0
		$\langle 147 \rangle$	230 – 250	550 – 600	25 – 30	—	18 – 20	0
		$\langle 144 \rangle$ и $\langle 1910 \rangle$	250 – 260	550 – 600	15 – 20	—	8 – 11	0
Амплитуда расслоения $0,7A_{max}$	77	$\langle 001 \rangle$ и $\langle 1210 \rangle$	500 – 550 ¹	300 – 500	< 0,1	$\epsilon_{дв} = \delta$	—	100
		$\langle 147 \rangle$	—	600 – 700	< 0,1	$\epsilon_{дв} = \delta$	—	100
		$\langle 144 \rangle$ и $\langle 1910 \rangle$	700 – 750 ²	700 – 1000	< 0,1	—	—	100
	293	$\langle 001 \rangle$ и $\langle 1210 \rangle$	360 – 380 ¹	600 – 700	0,5 – 3	$\epsilon_{дв} = \delta$	—	100
		$\langle 147 \rangle$	430 – 450	950 – 1000	12 – 15	2 – 2,5	9 – 12	95
		$\langle 144 \rangle$ и $\langle 1910 \rangle$	460 – 480	950 – 1000	10 – 12	—	3 – 4	~50
	473 – 673	$\langle 001 \rangle$	340 – 360	800 – 850	15 – 20	2,5 – 3	12 – 15	~75
		$\langle 1210 \rangle$	340 – 360	850 – 920	25 – 35	10 – 15	25 – 30	~75
		$\langle 147 \rangle$	410 – 430	900 – 950	11 – 13	2 – 4	8 – 10	~25
		$\langle 144 \rangle$ и $\langle 1910 \rangle$	420 – 440	850 – 920	7 – 10	—	2 – 3	0
	773	$\langle 001 \rangle$ и $\langle 1210 \rangle$	310 – 330	750 – 800	20 – 35	10 – 20	17 – 32	0
		$\langle 147 \rangle$	400 – 420	830 – 870	7 – 10	3 – 4	5 – 7	0
		$\langle 144 \rangle$ и $\langle 1910 \rangle$	400 – 420	820 – 860	7 – 10	—	3 – 4	0
Высокая амплитуда расслоения A_{max}	293	$\langle 001 \rangle$ и $\langle 1210 \rangle$	400 – 450 ¹	300 – 600	< 0,5	$\epsilon_{дв} = \delta$	—	100
		$\langle 147 \rangle$	—	500 – 700	< 0,5	$\epsilon_{дв} = \delta$	—	100
		$\langle 144 \rangle$ и $\langle 1910 \rangle$	550 – 600	1150 – 1250	0,5 – 5	—	2 – 2,5	98
	473 – 673	$\langle 001 \rangle$ и $\langle 1210 \rangle$	380 – 420 ¹	750 – 850	0,5 – 3	$\epsilon_{дв} = \delta$	—	98
		$\langle 147 \rangle$	—	700 – 1000	0,5 – 4	$\epsilon_{дв} = \delta$	—	98
		$\langle 144 \rangle$ и $\langle 1910 \rangle$	500 – 550	1050 – 1150	4 – 5	—	1,5 – 2	95
	773	$\langle 001 \rangle$ и $\langle 1210 \rangle$	320 – 350	750 – 800	20 – 35	10 – 20	17 – 32	0
		$\langle 147 \rangle$	400 – 450	830 – 920	7 – 10	3 – 4	5 – 7	0
		$\langle 144 \rangle$ и $\langle 1910 \rangle$	400 – 450	820 – 920	7 – 10	—	3 – 4	0

1 – сжатие кристаллов $\langle 1910 \rangle$. 2 – сжатие кристаллов $\langle 001 \rangle$.

При спинодальном расслоении происходит значительный рост $\tau_{кр}$ (таблица 2, рисунок 2). При этом граница $T_0 \approx 373$ К между термически активируемым и атермическим скольжением, определяемая по нижней температуре интервала слабой зависимости $\tau_{кр}(T)$, заметно не смещается. Наклон кривых зависимости $\tau_{кр}(T)$ в интервале атермического

скольжения также не изменяется. Пластическое течение при растяжении кристаллов $\langle 001 \rangle$ и $\langle 1210 \rangle$ и сжатии кристаллов $\langle 144 \rangle$, $\langle 1910 \rangle$ и $\langle 147 \rangle$ начинается с протяженной стадии двойникового не только при криогенных температурах, но и при значениях $T < 833$ К существования спинодальной структуры средней и высокой амплитуды расслоения (таблица 2). Критическое скалывающее напряжение двойникового τ_{tw} значительно ниже $\tau_{кр}$, определенного при растяжении кристаллов $\langle 144 \rangle$ и $\langle 1910 \rangle$ и сжатии кристаллов $\langle 001 \rangle$, деформирующихся при $T \geq 293$ К только скольжением (ориентационная зависимость первого типа). τ_{tw} не зависит от ориентации кристалла и знака нагружения, слабо зависит от амплитуды расслоения и температуры деформации и составляет 280 – 310 МПа. Стадия двойникового сопровождается срывами нагрузки (кривая течения имеет зубчатый вид, рисунок 3) и звуковыми эффектами (щелчки). Двойники наблюдаются методами металло- и рентгенографии и ПЭМ фольг, вырезанных из деформированных образцов. После некоторого упрочнения в процессе пластического течения на кривой появляются монотонные участки, соответствующие скольжению. При растяжении кристаллов $\langle 1210 \rangle$ двойникование одиночное, и направления сдвига при двойниковании и скольжении совпадают (таблица 1), что подтверждается рентгеноструктурными измерениями прецессии оси кристалла. Это значит, что двойники не должны препятствовать скольжению, и поэтому можно принимать за $\tau_{кр}$ скольжения скалывающие напряжения первого появления монотонного участка. Определенные таким способом $\tau_{кр}$ заметно ниже $\tau_{кр}$ кристаллов антидвойниковых ориентаций $\langle 144 \rangle$ и $\langle 1910 \rangle$, и это различие сохраняется во всем интервале $T < 833$ К (рисунок 2, таблица 2) существования спинодальной структуры (ориентационная зависимость второго типа). При растяжении кристаллов с ориентацией в центре стереографического треугольника $\langle 147 \rangle$ монотонные участки появляются при значительно больших значениях τ , чем при растяжении кристаллов $\langle 1210 \rangle$. Если бы в них, как и в кри-

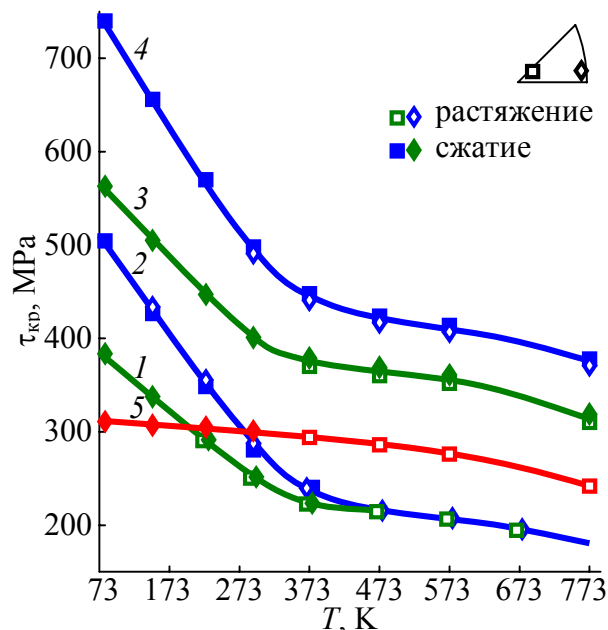


Рисунок 2 – Температурная зависимость критических скалывающих напряжений монокристаллов Fe-28Cr-10Co-2Mo (ат. %): 1, 2 – гомогенные; 3, 4 – амплитуда расслоения $0,7A_{max}$; 1, 3, 5 – растяжение $\langle 1210 \rangle$ и сжатие $\langle 1910 \rangle$; 2, 4 – растяжение $\langle 1910 \rangle$ и сжатие $\langle 001 \rangle$; 1 – 4 – $\tau_{кр}$ скольжения; 5 – $\tau_{кр}$ двойникового

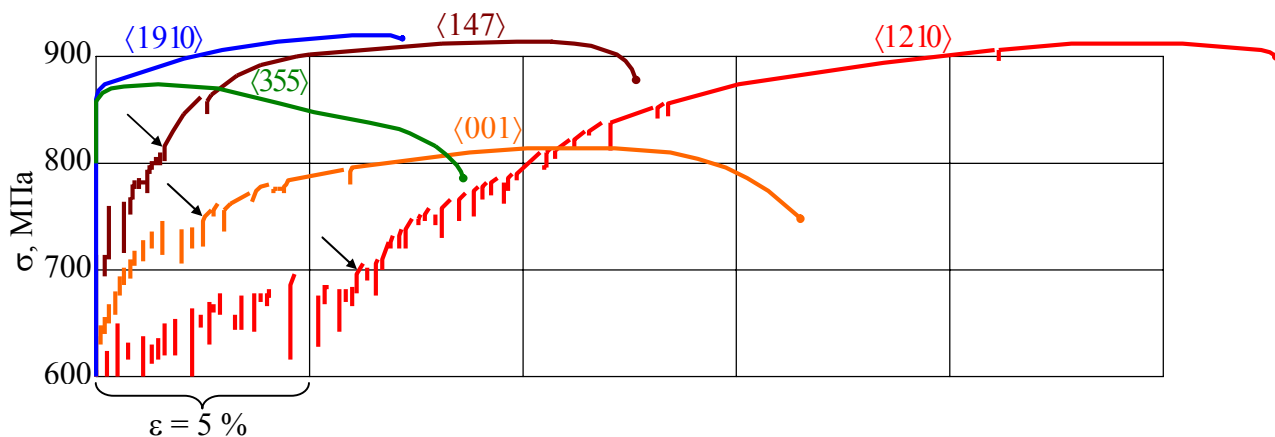


Рисунок 3 – Кривые течения при растяжении при $T = 473$ К монокристаллов Fe-10Co-28Cr-2Mo (ат. %) различной ориентации в состоянии спинодального расслоения с амплитудой $0,7A_{max}$. Стрелками показано начало скольжения в двойникующихся кристаллах

сталлах $\langle 1210 \rangle$, соотношение критических скалывающих напряжений скольжения и двойникования τ_{sl}/τ_{tw} не превышало 1,2 (таблица 2, рисунок 2), то пластическое течение начиналось бы со скольжения.

При смене знака нагружения спинодальных кристаллов может меняться механизм деформации. Так, деформирующиеся при растяжении двойникованием кристаллы $\langle 001 \rangle$ при сжатии деформируются только скольжением, причем $\tau_{кр}$ скольжения при сжатии значительно выше, чем при растяжении, и совпадает со значением, определенным при растяжении кристаллов $\langle 144 \rangle$ и $\langle 1910 \rangle$ (таблица 2, рисунок 2). И, наоборот, пластическое течение в деформирующихся при растяжении только скольжением кристаллах $\langle 144 \rangle$ и $\langle 1910 \rangle$ при сжатии начинается с двойникования, а $\tau_{кр}$ скольжения в них при сжатии значительно ниже, чем при растяжении, и совпадает со значением, определенным при растяжении кристаллов $\langle 1210 \rangle$ (таблица 2, рисунок 2). При амплитуде расслоения $0,7A_{max}$ и выше $\tau_{кр}$ скольжения в антидвойникующем направлении при $T = 473$ К превышает $\tau_{кр}$ двойникования более чем в 1,4 раза, и при сжатии кристаллов антидвойниковой ориентации $\langle 1210 \rangle$ образуются двойники системы $[111](\bar{2}11)$ с фактором Шмида 0,354. Теоретическое построение ориентационных границ между областями скольжения и двойникования показывает, что при $\tau_{sl}/\tau_{tw} = 1,4$ область двойникования занимает большую часть стереографического треугольника как при растяжении, так и при сжатии (рисунок 4).

Физическая природа интенсивного механического двойникования в исследуемых кристаллах – низкие значения энергии дефекта упаковки $\gamma_{ду}$ в ОЦК-сплавах на основе Fe-Cr и меньшее спинодальное упрочнение для частичных двойникующих дислокаций $b_1 = \frac{1}{6}\langle 111 \rangle a$ по сравнению с полными скользящими (Marcinkowski M.J., Fisher R.M., Szirmai A. Effect of 500° aging on the deformation behavior of an iron chromium alloy // Trans. AIME. 1964. 230. P. 676–689). Например, $\gamma_{ду}$ в сплаве Fe-45Cr оценивается на уровне $(0,07 \pm 0,02)$ Дж/м² (Деформационное упрочнение и разрушение поликристаллических металлов / В.И. Трефилов, В.Ф. Моисеев, Э.П. Печковский и др. Киев: Наук. думка, 1989. 256 с.). При зарождении двойника по механизму двойного поперечного скольжения (Nucleation and growth of deformation twins: a perspective based on the double-cross-slip mechanism of deformation twinning / K.P.D. Lagerlof, J. Castaing, P. Pirouzand, A.H. Heuer // Phil. Mag. 2002. 82, No 15. P. 2841 – 2854) вклад $\gamma_{ду}$ в τ_{tw} составляет $\gamma_{ду}/3b_1 = 200 \div 360$ МПа, что согласуется с экспериментальными данными.

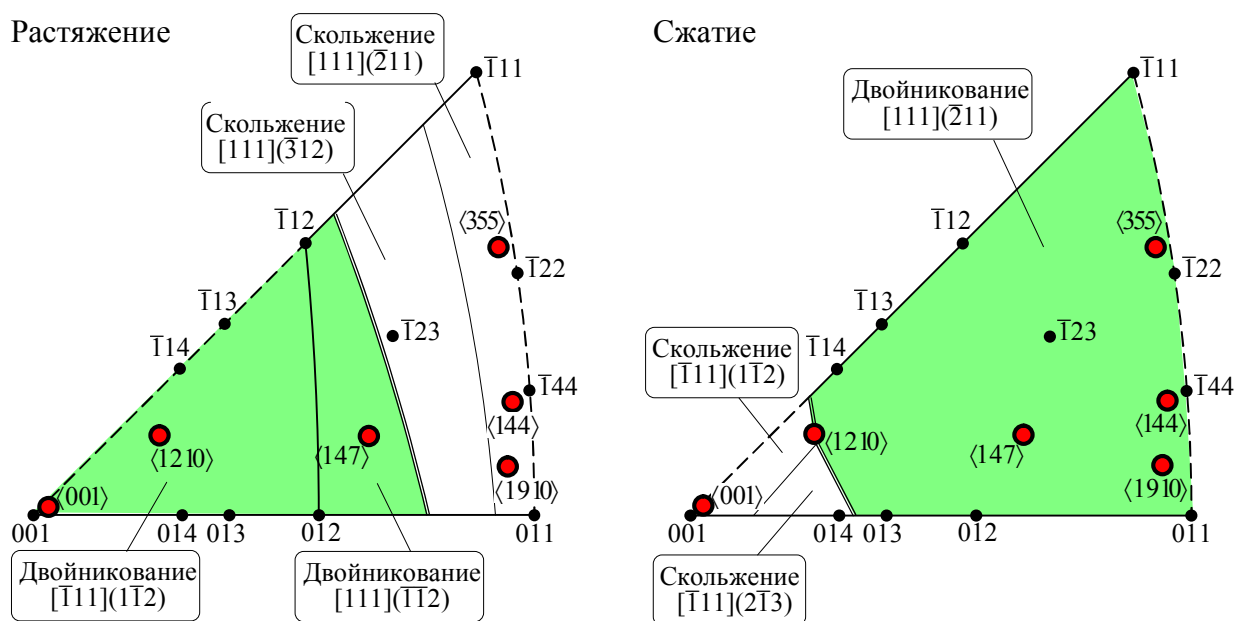


Рисунок 4 – Области ориентаций скольжения и двойникования при соотношении критических скалывающих напряжений скольжения и двойникования $\tau_{sl}/\tau_{tw} = 1,4$

Ориентационная зависимость $\tau_{кр}$ второго типа – зависимость $\tau_{кр}$ скольжения – свойственна ОЦК-металлам при термически активируемом скольжении, наблюдается совместно с сильной температурной зависимостью $\tau_{кр}(T)$ и связана с влиянием значения и ориентации действующих напряжений на расщепленность и скорость движения винтовой дислокации. В исследуемом же сплаве она проявляется и при температурах атермического скольжения, что объясняется следующей моделью. Если энергии дефекта упаковки в фазах α_1 и α_2 не равны, то различаются и значения расщепленности, а следовательно, значения энергии дислокации. Таким образом, существует составляющая спинодального упрочнения, обусловленная этим различием (Hirsch P. B., Kelly A. Stacking-fault strengthening // Phil. Mag. 1965. 12, N 119. P. 881 – 900). Расщепленность и, следовательно, спинодальное упрочнение зависят от уровня и ориентации действующих напряжений. Оценка энергии расщепленной винтовой дислокации, учитывающая энергию дефекта упаковки и упругое взаимодействие составляющих частичных дислокаций, показывает, что при антидвойникующих сдвиговых напряжениях разница этих энергий в фазах α_1 и α_2 выше по сравнению с двойникующими. Для скольжения в антидвойникующем направлении требуются более высокие напряжения, чем в двойникующем. Для преодоления крупных частиц термической активации недостаточно (велик активационный объем), поэтому эффект проявляется и при температурах атермического скольжения. При температурах термически активируемого скольжения вклад расщепленности дислокации в упрочнение складывается из составляющей, обусловленной низкой подвижностью винтовых дислокаций, и составляющей, определяемой различием расщепленности в фазах α_1 и α_2 , что усиливает ориентационную зависимость $\tau_{кр}$ по сравнению как с $\tau_{кр}$ при $T < T_0$ гомогенных кристаллов, так и $\tau_{кр}$ при $T > T_0$ двухфазных кристаллов (таблица 2, рисунок 2).

В четвертой главе «Деформационное упрочнение спинодальных ОЦК-монокристаллов Fe-Cr-Co-Mo» представлены результаты исследования зависимостей деформационного упрочнения и дислокационной структуры от ориентации, знака нагружения, амплитуды расслоения и температуры испытания монокристаллов Fe-28Cr-10Co-2Mo (ат. %).

Кривые течения при растяжении гомогенных кристаллов имеют параболический вид (рисунки 5, 6). Сопоставление значений относительной деформации и прецессии оси кристаллов $\langle 001 \rangle$, $\langle 1210 \rangle$, $\langle 144 \rangle$ и $\langle 1910 \rangle$ при разных значениях T показывает, что сдвиг при скольжении происходит преимущественно в одном направлении. Значение θ максимально на начальном участке и составляет $G/80 - G/100$ в кристаллах $\langle 001 \rangle$, $\langle 144 \rangle$ и $\langle 1910 \rangle$ при $T = 473$ К. С понижением температуры θ уменьшается до $G/110 - G/120$ в кристаллах $\langle 001 \rangle$ при $T = 293$ К и до $G/160 - G/180$ в кристаллах $\langle 1910 \rangle$ при $T = 143$ К. С ростом амплитуды расслоения происходит существенное снижение θ при скольжении в кристаллах всех исследованных ориентаций при разных значениях T (рисунки 5, 6) с сохранением одиночности направления сдвига. В кристаллах $\langle 144 \rangle$ и $\langle 1910 \rangle$ с максимальной амплитудой расслоения θ составляет $G/250 - G/300$ при $T = 473$ К. При значительном геометрическом разупрочнении (снижении деформи-

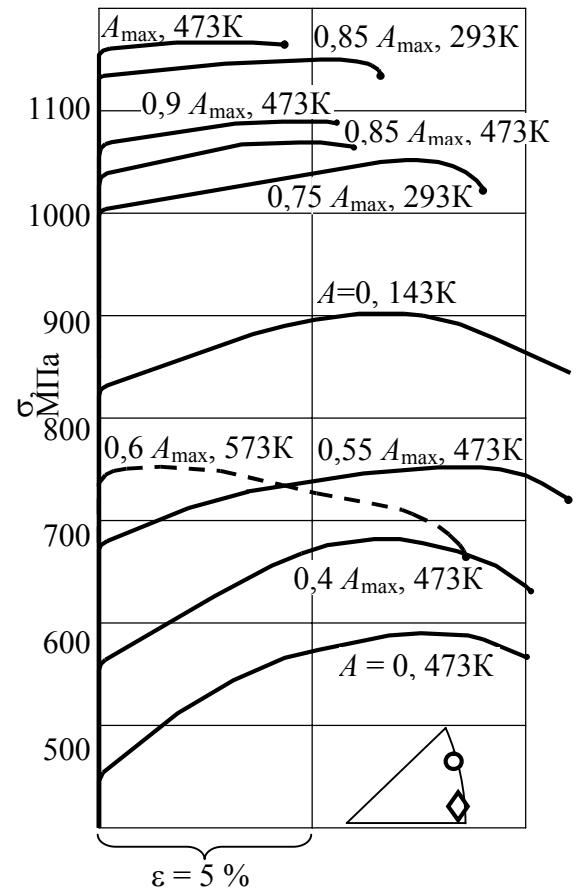


Рисунок 5 – Кривые течения при растяжении монокристаллов Fe-10Co-28Cr-2Mo (ат.%) ориентаций $\langle 1910 \rangle$ (сплошные линии) и $\langle 355 \rangle$ (штриховые)

рующего усилия вследствие сближения оси кристалла с направлением сдвига) происходит вырождение кривых течения $\sigma(\epsilon)$: в кристаллах $\langle 355 \rangle$ с амплитудой расслоения $0,6A_{\max}$ их наклон уменьшается до нулевого значения, и пластическое течение теряет устойчивость после $\epsilon = 1 \div 2 \%$ (рисунок 3).

Наблюдается общая закономерность: кристаллы различных ориентаций при разных температурах, но при равных действующих скалывающих напряжениях имеют одинаковые значения θ . В координатах $\tau_{\text{кр}} - G/\theta$ все экспериментальные значения укладываются на прямую линию (рисунок 7), т. е. выполняется универсальная зависимость $d\tau/d\gamma = B/\tau$.

В спинодальных кристаллах $\langle 1210 \rangle$ преобладает одна система двойникового (таблица 1), и θ на первой стадии не превышает $G/150$ (рисунок 3). В кристаллах $\langle 147 \rangle$ конкурируют две системы двойникового (таблица 1), и θ на первой стадии может достигать $G/40$ (рисунок 3). Соответственно протяженность первой стадии изменяется от $\epsilon = 1,5 \div 2 \%$ в кристаллах $\langle 147 \rangle$ до $\epsilon = 6 \div 7 \%$ в кристаллах $\langle 1210 \rangle$.

При наблюдаемом в процессе растяжения кристаллов $\langle 147 \rangle$ пересечении двойников (рисунок 8) систем $[\bar{1}11](1\bar{1}2)$ и $[111](\bar{1}\bar{1}2)$ возможны дислокационные реакции (Christian J.W., Mahajan S. Deformation twinning // Prog. in Mat. Sci. 1995. V. 39. P. 1 – 157):

$$\frac{1}{2}[\bar{1}11]_{(1\bar{1}2)} \rightarrow \frac{1}{6}[\bar{5}11]_{(1;\bar{3};10)} + \frac{1}{3}[111]_{(\bar{1}\bar{1}2)}, \quad (1)$$

$$\frac{1}{2}[\bar{1}11]_{(1\bar{1}2)} \rightarrow \frac{1}{6}[\bar{1}5\bar{1}]_{(71\bar{2})} + \frac{1}{6}[111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + \frac{1}{2}[\bar{1}\bar{1}1]_{(3\bar{1}2)}, \quad (2)$$

$$\frac{1}{2}[\bar{1}11]_{(1\bar{1}2)} \rightarrow \frac{1}{6}[\bar{1}\bar{1}5]_{(11;\bar{1};2)} + \frac{1}{6}[111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + \frac{1}{2}[\bar{1}\bar{1}1]_{(3\bar{1}2)} \quad (3)$$

(проиндексированы плоскости сдвига). В продуктах реакции (2) сдвиг $\frac{1}{6}[\bar{1}5\bar{1}]_{(71\bar{2})}$ в базисе двойника индицируется $\frac{1}{2}[\bar{1}\bar{1}1]_{(\bar{1}\bar{1}2)}$ и имеет двойникующую полярность, дислокация $\frac{1}{6}[111]_{(\bar{1}\bar{1}2)}$ наращивает атакуемый двойник на один атомный слой, а сдвиг $\frac{1}{2}[\bar{1}\bar{1}1]_{(3\bar{1}2)}$ направлен в атакуемый двойник T_1 и тоже требует разложения на дислокации с направлениями векторов Бюргерса $\langle 111 \rangle_{T_1}$ в его базисе. Выбор плоскости сдвига в двойнике диктуется геометрическим условием расположения в ней линии пересечения $[021] \parallel [201]_{T_1}$ двойников T_1 и T_2 . Из плоскостей двойникового $\{112\}$ на этой линии, кроме плоскости $(11\bar{2})_{T_1}$ самого двойника T_1 , находится только плоскость $(71\bar{2}) \parallel (\bar{1}\bar{1}2)_{T_1}$. В ней двойникующую полярность имеет сдвиг $[\bar{1}5\bar{1}] \parallel [1\bar{1}1]_{T_1}$. Плоскость $(71\bar{2})$, как и плоскость $(1\bar{1}2)$ атакующего двойника, составляет с плоскостью атакуемого двойника $(\bar{1}\bar{1}2)$ угол $48,2^\circ$ и является относительно нее зеркальным отражением плоскости $(1\bar{1}2)$. Каждая двойникующая дислокация $\frac{1}{6}[\bar{1}11]$ двойника T_2 порождает в двойнике T_1 одну двойникующую $\frac{1}{6}[1\bar{1}1]_{T_1}$. В базисе двойника T_1 эта реакция имеет вид

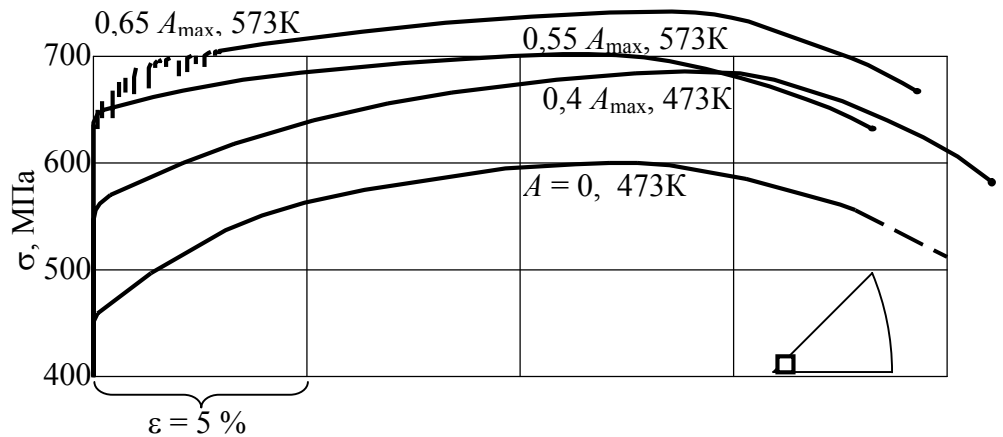


Рисунок 6 – Кривые течения при растяжении монокристаллов Fe-10Co-28Cr-2Mo (ат. %) ориентации $\langle 001 \rangle$

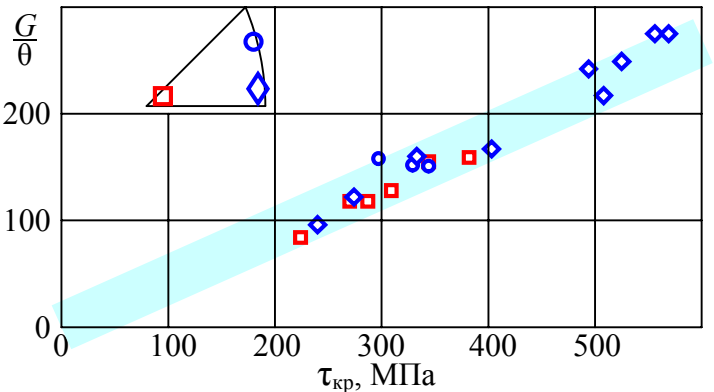


Рисунок 7 – Зависимость отношения G/θ от критических скалывающих напряжений в монокристаллах Fe-28Cr-10Co-2Mo (ат. %)

$$\frac{1}{18}[5\bar{1}\bar{1}]_{(172)} \rightarrow \frac{1}{6}[\bar{1}\bar{1}1]_{(T12)} + \frac{1}{9}[11\bar{2}]. \quad (4)$$

Нескомпенсированный сдвиг $\frac{1}{9}[11\bar{2}]$ можно составить из $\frac{1}{6}[\bar{1}\bar{1}1]$ и $\frac{1}{18}[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$ – такой способ наиболее выгоден энергетически. Таким образом, на границе двойника T_1 три двойникующих дислокации $\frac{1}{6}[\bar{1}\bar{1}1] \equiv \frac{1}{18}[5\bar{1}\bar{1}]_{T1}$ вступают в реакцию

$$3 \times \frac{1}{18}[5\bar{1}\bar{1}]_{(172)} \rightarrow 3 \times \frac{1}{6}[\bar{1}\bar{1}1]_{(T12)} + \frac{1}{6}[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]_{(112)} + \frac{1}{2}[\bar{1}1\bar{1}]_{(T32)} \quad (5)$$

(в плоскости сдвига лежат вектор Бюргерса и линия пересечения $[201]_{T1}$ двойников, ее нормаль можно найти как их векторное произведение).

Сдвиг $\frac{1}{6}[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]_{(112)}$ также имеет двойникующую полярность в двойнике T_1 и проходит по его границе, возвращая один атомный слой в матричную ориентацию. Дислокация $\frac{1}{2}[\bar{1}1\bar{1}]_{(T32)}$ пересекает двойник T_1 по плоскости, составляющей $77,4^\circ$ с плоскостью двойника T_1 и $29,2^\circ$ – с плоскостью двойника T_3 . Значит, скольжение $\frac{1}{2}[\bar{1}1\bar{1}]_{(T32)}$ и двойник T_3 достигают противоположной границы двойника T_1 в разных ее участках и не могут вступать в совместные реакции. При этом анализ ПЭМ-изображения показывает симметрию пересекающего двойника относительно оси пересечения $[021]$, то есть при выходе сдвига из двойника T_1 должны происходить реакции, симметричные тем, что имелись при входе. Толщина атакующего двойника уменьшается в области пересечения и восстанавливается до исходного значения на некотором удалении от него. Это возможно при объединении частичных двойникующих дислокаций в полные перед пересечением и диссоциации полных на двойникующие после него. Однако, поскольку их вектор Бюргерса не параллелен линии пересечения, должны происходить дополнительные реакции на входе и выходе. Обратим внимание на дефекты в двойниках $[\bar{1}\bar{1}1](1\bar{1}2)$ в виде геометрически правильных вырезов (рисунок 8). Они обычно образуются при огибании двойником препятствий в результате объединения частичных двойникующих дислокаций в полные, которые встречным поперечным скольжением обходят препятствие и аннигилируют. В объеме они имеют вид вытянутых в направлении двойникующего сдвига ложбин, а при выходе на по-

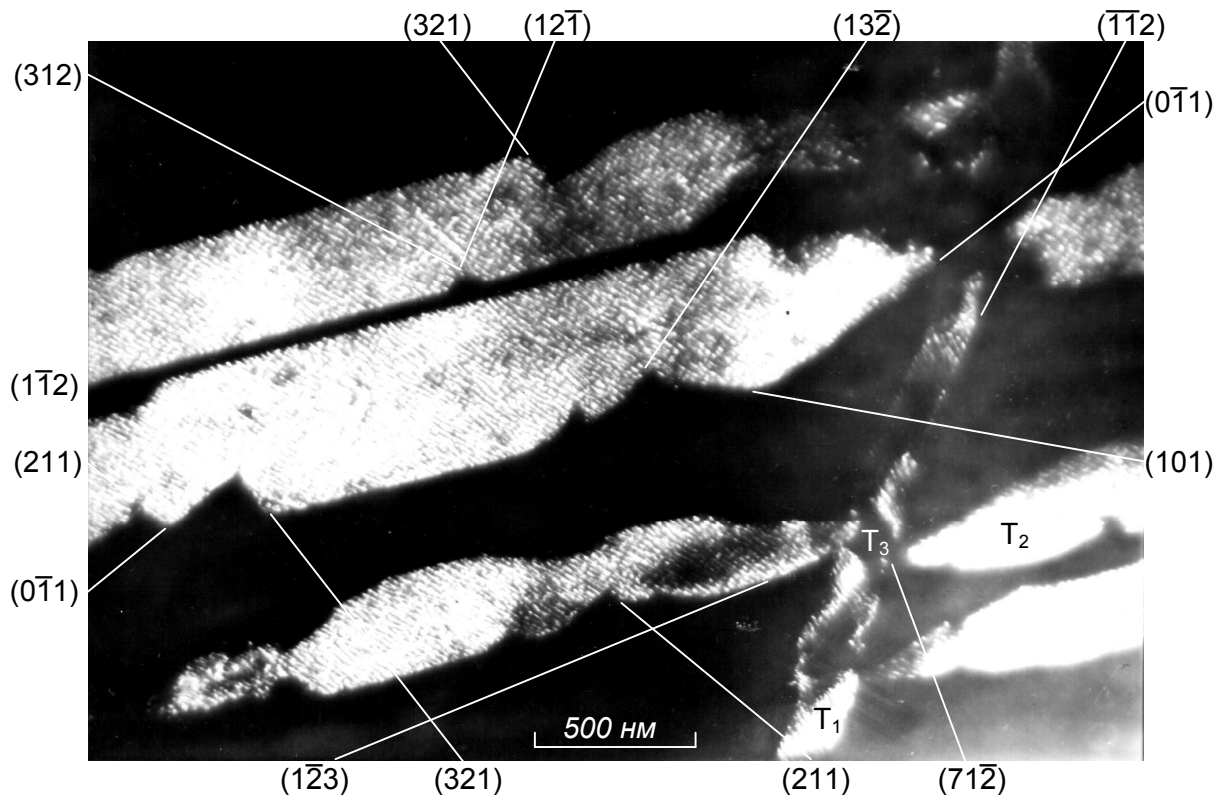


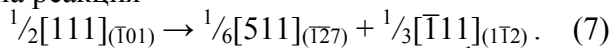
Рисунок 8 – Пересечения двойников систем $[\bar{1}\bar{1}1](1\bar{1}2)$ и $[111](\bar{1}\bar{1}2)$ в спиновальных монокристаллах Fe-28Cr-10Co-2Mo (ат. %) с амплитудой расслоения $0,7A_{\max}$ (ПЭМ, темное поле в близких рефlekсах $\{211\}$ двойников). Растяжение $\epsilon = 2\%$ в направлении $[\bar{1}47]$ при $T = 473$ К. Белыми линиями показаны следы кристаллографических плоскостей на плоскости фольги (021) , ее нормаль направлена от наблюдателя

верхность кристалла образуют так называемые индентации. В исследуемых кристаллах на первой стадии деформации такие дефекты наблюдаются преимущественно вблизи пересечений двойников. Границы этих дефектов параллельны следам плоскостей, осью зоны которых является винтовая дислокация $\frac{1}{2}[\bar{1}11]$: $(0\bar{1}1)$, (101) , (211) , $(12\bar{1})$, (312) , (321) , $(13\bar{2})$ и $(1\bar{2}3)$. Эти дефекты могут быть следами взаимодействия двойников, произошедшего вне плоскости фольги и спроецированного на нее вдоль линии $[\bar{1}11]$ винтовой дислокации. Поскольку скользящий поперечно сегмент дислокации содержит, как минимум, на концевых участках краевую компоненту, это скольжение возможно только по плоскостям с простыми индексами.

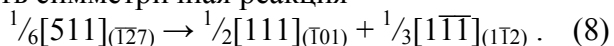
В результате деформационного упрочнения при двойниковании действующие напряжения достигают критического уровня и начинается скольжение (рисунок 3), при этом продолжается деформация двойникованием (вторая стадия). Если объемная доля двойников с отличающимся от скольжения направлением сдвига велика (более 0,01), то деформационное упрочнение на второй стадии значительно. В начале второй стадии θ может дополнительно расти до $G/70$ (рисунок 3), затем при взаимодействии двойников со скольжением происходит уменьшение их объемной доли в результате возвращения в матричную ориентацию, и в конце стадии θ снижается до $G/200$. Поперечным скольжением две полные винтовые дислокации могут выходить на границу раздела и скользить вдоль нее, сдвигая три атомных слоя двойника на $\frac{1}{3}[\bar{1}11]$ каждый и возвращая их в матричную ориентацию:



Такое скольжение должно происходить легче, чем скольжение внутри двойника в антидвойникоуемом направлении. Пройдя некоторое расстояние по границе, дислокация возвращается в матрицу. В результате многократного повторения этой реакции в двойнике формируется объем матричной ориентации такой же очерченной следами плоскостей $\{110\}$, $\{112\}$ и $\{123\}$ формы, как и при пересечениях двойников (рисунок 9). Если в ориентированных для одиночного сдвига кристаллах $\langle 1210 \rangle$ скольжение происходит в той же системе $[111](\bar{1}\bar{1}2)$, что и двойникование, то в кристаллах $\langle 147 \rangle$ скользящие дислокации системы $[111](\bar{1}01)$ пересекают двойники $[111](\bar{1}\bar{1}2)$ и $[\bar{1}11](1\bar{1}2)$, что обуславливает более высокий коэффициент деформационного упрочнения. Поскольку вектор двойникования $\frac{1}{6}[\bar{1}11]$ и вектор Бюргерса пересекающей дислокации параллельны, пересечение может происходить без каких-либо реакций, может даже не меняться плоскость скольжения: плоскость $(\bar{1}01)$ в базисе двойника индицируется $(10\bar{1})$. Возможны также переход в плоскость границы раздела и движение по ней с наращиванием или, наоборот, возвращением в матричную ориентацию атомных слоев. При пересечении двойника $[\bar{1}11](1\bar{1}2)$ предпочтительна реакция



В базисе двойника дислокация $\frac{1}{6}[511]_{(\bar{1}\bar{2}7)}$ индицируется $\frac{1}{2}[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]_{(\bar{1}2\bar{1})}$. При ее выходе на противоположную границу раздела должна происходить симметричная реакция



В результате сдвига $\frac{1}{6}[511]_{(\bar{1}\bar{2}7)}$ в двойнике на границах раздела образуются ступеньки высотой $1/\sqrt{6}$ (вычисляются как длина проекции вектора сдвига на нормаль плоскости), что равно межплоскостному расстоянию $\{112\}$. Оставшиеся на границах частичные дислокации противоположного знака под действующими напряжениями будут перемещаться вдоль границ в противоположных направлениях, раздвигая ступеньки и уменьшая толщину двойника.

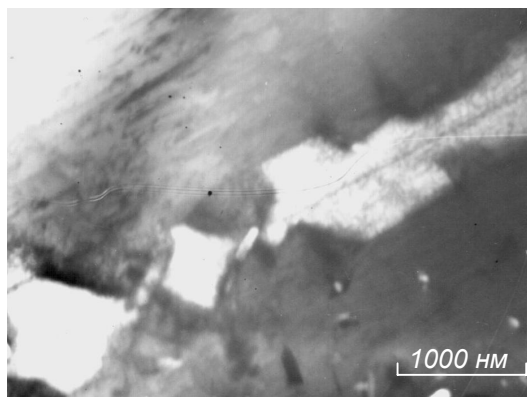


Рисунок 9 – Разрушение двойника скольжением. Растяжение при $T = 473$ К кристалла $\langle 1910 \rangle$ с амплитудой расслоения $0,7A_{\max}$.

В **пятой главе** «Разрушение спинодальных ОЦК-монокристаллов Fe-Cr-Co-Mo» представлены результаты исследования зависимостей механизма разрушения от ориентации, амплитуды расслоения, механизма деформации и температуры испытания монокристаллов Fe-28Cr-10Co-2Mo (ат. %).

Гомогенные кристаллы переходят из хрупкого состояния в вязкое при $T_x < 273$ К (таблица 2, рисунок 10), т.е. значительно ниже верхней границы термически активируемого скольжения $T_0 \approx 373$ К. Наблюдается значительная ориентационная зависимость T_x : при $T = 143$ К в ориентированных для двойникования кристаллах $\langle 001 \rangle$ и $\langle 1210 \rangle$ переход еще не начинался, а в $\langle 144 \rangle$ и $\langle 1910 \rangle$ – уже завершился, формируется шейка, деформация локализуется в узкой полосе и происходит срез с ямочным рельефом на поверхности разрушения. В кристаллах $\langle 001 \rangle$ и $\langle 1210 \rangle$, разрушенных при $T = 77$ и $T = 143$ К, наблюдаются двойники систем $[\bar{1}11](1\bar{1}2)$ и $[111](\bar{1}12)$. При $T = 293$ К все гомогенные кристаллы разрушаются вязко. Температура T_x двухфазных кристаллов также зависит от ориентации, причем если у кристаллов $\langle 144 \rangle$ и $\langle 1910 \rangle$ верхний порог хладноломкости $T_{хв}$, определяемый по исчезновению скола в изломе, лежит несколько выше 293 К, то есть весь интервал T_x находится ниже T_0 , то у $\langle 001 \rangle$ и $\langle 1210 \rangle$ нижний порог хладноломкости $T_{хн}$, когда δ начинает отличаться от нуля, примерно равен 293 К, а верхний – $T_{хв} > 673$ К, т.е. значительно превышает T_0 . При $T = 473 \div 673$ К разрушение кристаллов $\langle 001 \rangle$, $\langle 1210 \rangle$ и $\langle 147 \rangle$ с амплитудой расслоения $0,7A_{\max}$ начинается срезом по плоскостям (112) и (101) соответственно, далее происходит скол (доллом) по плоскости (001). По сравнению с гомогенными кристаллами шейка у этих кристаллов не такая узкая, а срез сильнее локализован. Кристаллы $\langle 144 \rangle$ и $\langle 1910 \rangle$ с амплитудой расслоения $0,7A_{\max}$ при $T \geq 473$ К разрушаются только срезом. Порог $T_{хн}$ кристаллов $\langle 001 \rangle$, $\langle 1210 \rangle$ и $\langle 147 \rangle$ с максимальной амплитудой расслоения примерно совпадает с T_0 , а у $\langle 144 \rangle$ и $\langle 1910 \rangle$ – находится несколько ниже 293 К. При этом $T_{хв}$ всех кристаллов превышает 673 К. При $T = 773$ К все кристаллы независимо от структурного состояния и кристаллографической ориентации разрушаются срезом.

Скол всегда происходит по плоскости $\{001\}$. Во всех структурных состояниях картины скола аналогичны и зависят от ориентации кристалла. Если в кристаллах $\langle 144 \rangle$ и $\langle 1910 \rangle$ скол имеет классический вид речного узора, то в кристаллах $\langle 001 \rangle$ и $\langle 1210 \rangle$ он содержит характерные элементы, связанные с двойникованием: X-образные фигуры, язычки, образующиеся при пересечении трещины с двойником, и елочный узор. Рентгеноструктурный анализ поверхности скола с елочным узором показал наличие двойников систем $[111](\bar{1}12)$ и $[\bar{1}11](1\bar{1}2)$. При этом образец разрушился до начала пластического течения и при деформации не содержал двойников. Это значит, что двойники в сколе эмитированы вершиной трещины, а наблюдаемый рельеф образовался в результате пересечения ею этих двойников.

Пластичность и разрушение кристаллов Fe-Cr-Co-Mo определяются следующими факторами: 1) влиянием температуры на подвижность дислокаций, $\tau_{кр}$ и его ориентационную зависимость, на возможность двойникования; 2) влиянием скорости деформации при $T < T_0$ на $\tau_{кр}$; 3) спинодальным расслоением, повышающим $\tau_{кр}$, распространяющим ориентационную зависимость $\tau_{кр}$ и двойникование на высокие температуры, влияющим через изменение химического состава фаз α_1 и α_2 на силу атомных связей и структуру ядра дислокации; 4) ориентацией кристалла, определяющей $\tau_{кр}$, разрушающие напряжения и возможность двойникования. Анализ действующих на трещину длиной

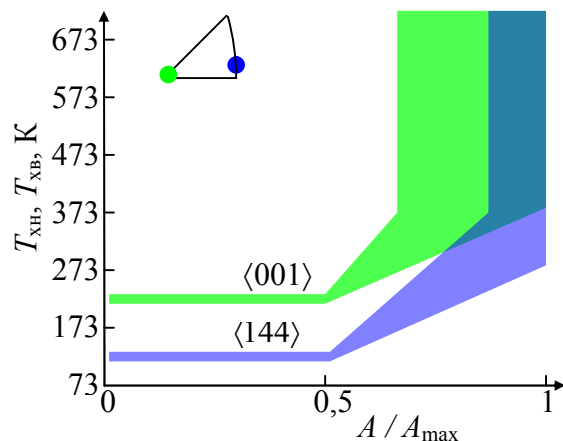


Рисунок 10 – Зависимость температур хрупковязкого перехода от амплитуды расслоения монокристаллов Fe-28Cr-10Co-2Mo (ат. %).

с сил, создаваемых напряжениями, нормальными плоскости скола (разрушение по типу I), сдвиговыми в плоскости скола, направленными перпендикулярно (тип II) и параллельно (тип III) линии вершины трещины, дает формулу для разрушающего напряжения при одноосном растяжении

$$\sigma_c^2 = 2\gamma / \pi c \cos^2 \theta \{ (1 - \nu^2) / E + [1 / 2G - (1 - \nu^2) / E] \sin^2 \theta \sin^2 \phi \} \approx 2 \gamma E / \pi c \cos^2 \theta, \quad (9)$$

где γ – удельная энергия поверхности разрушения; ν – коэффициент Пуассона; E – модуль Юнга; G – модуль сдвига; θ и ϕ – сферические координаты вектора растягивающей силы, при этом трещина распространяется в направлении x_1 и плоскости x_3 , линия ее вершины направлена вдоль оси x_2 .

Как видно, разрушающее напряжение зависит от направления растягивающего усилия и минимально, когда это усилие приложено перпендикулярно плоскости скола. При сильной зависимости предела текучести $\sigma_T(T)$ определяемый условием Иоффе – Орована $\sigma_T(T) = \sigma_c(T)$ нижний порог $T_{\text{хн}}$ в кристаллах $\langle 001 \rangle$ должен быть выше по сравнению с кристаллами других ориентаций. При $T_{\text{хн}} < T < T_{\text{хв}}$ трещина докритического размера начинает расти по механизму образования, роста и слияния пор. С ее увеличением и деформационным упрочнением материала кривые $\sigma(T, \varepsilon)$ и $\sigma_c(T, \varepsilon)$ сближаются до пересечения. С этого момента для раскрытия трещины достаточно энергии упругой деформации кристалла и трещина ускоряется под действием возрастающих сил, пропорциональных ее длине. В условиях низкой подвижности дислокаций вершина трещины не может быстро затупляться, и разрушение завершается сколом. У кристаллов $\langle 001 \rangle$ с малым σ_c пересечение кривых $\sigma(T, \varepsilon)$ и $\sigma_c(T, \varepsilon)$ произойдет при меньшем значении c , и доля скола в изломе будет наибольшей. По этой же причине у них будет наиболее высокий порог $T_{\text{хв}}$.

В исследуемых кристаллах фактору ориентации плоскости скола противоположен по действию фактор ориентационной зависимости $\tau_{\text{кр}}$. Для кристаллов $\langle 144 \rangle$ и $\langle 001 \rangle$ оценка по формуле (9) дает отношения $\sigma_{c\langle 144 \rangle} / \sigma_{c\langle 001 \rangle} = 0,70$ и $\sigma_{c\langle 147 \rangle} / \sigma_{c\langle 001 \rangle} = 0,86$. Отношения экспериментальных значений пределов текучести для деформации скольжением σ_T и двойникованием σ_d приведены в таблице 3. В гомогенных кристаллах при $T = 143$ К факторы сравнимы, поэтому только их действием нельзя объяснить, почему кристаллы $\langle 144 \rangle$ имеют высокое δ и разрушаются вязко, а кристаллы $\langle 001 \rangle$ – сколом после деформации 0,1 – 0,3 %. В кристаллах $\langle 001 \rangle$, $\langle 1210 \rangle$ и $\langle 147 \rangle$ с $A = 0,7A_{\text{max}}$ при $T \leq 293$ К в начале пластического течения, когда деформация идет только двойникованием, преобладает фактор ориентационной зависимости $\tau_{\text{кр}}$, а при $T = 473 \div 673$ в начале пластического течения факторы конкурируют. В кристаллах с $A = A_{\text{max}}$ при всех значениях T преобладает фактор ориентационной зависимости $\tau_{\text{кр}}$. После деформационного упрочнения двойникованием кристаллов с $A > 0,7A_{\text{max}}$ при всех значениях T , при которых возможна ненулевая пластичность, преобладает фактор ориентации плоскости скола. Сопоставление пределов прочности $\sigma_{\text{в}\langle 001 \rangle} / \sigma_{\text{в}\langle 144 \rangle} = 0,94$ кристаллов с $A = 0,7A_{\text{max}}$ при $T = 293$ К (таблица 2) показывает значительное преимущество этого фактора на стадии разрушения.

Третий фактор, влияющий на ориентационную зависимость пластических свойств исследуемых сплавов, – механическое двойникование. Его охрупчивающее действие широко известно. При $T < T_0$ в условиях высокой скорости распространения двойников и сильной скоростной зависимости $\tau_{\text{кр}}$ развиваются значительные локальные напряжения в вершине растущего двойника и в местах пересечения двойников, зарождаются микротрещины, которые могут в дальнейшем распространяться по плоскостям $\{112\}$ и $\{001\}$. Парные комбинации двенадцати систем двойникования, существующих в ОЦК-кристаллах, дают пять теоретически возможных типов пересечения: по линиям $\langle 111 \rangle$, $\langle 210 \rangle$, $\langle 110 \rangle$, $\langle 531 \rangle$ и $\langle 311 \rangle$. При каждом из них происходят определенные дислокационные реакции, которые энергетически невыгодны и идут только в условиях высокой концентрации напряжений (Christian J.W., Mahajan S. Deformation twinning // Prog. in Mat. Sci. 1995. V. 39. P. 1 – 157). Не все типы пересечений реализуются при одноосной деформации монокристаллов. При пересечении типа $\langle 110 \rangle$ возможна реакция $\frac{1}{2}[\bar{1}11]_{(12T)} \rightarrow \frac{1}{6}[\bar{1}11]_{(T21)} + \frac{1}{3}[\bar{2}12]$. Вектор

$\frac{1}{3}[\bar{2}12]$ в кристаллографическом базисе пересекаемого двойника имеет направление $[010]$. Значит, в теле пересекаемого двойника возможно скопление кубических дислокаций, являющихся зародышами хрупких трещин [10]. Такой тип пересечения возможен при растяжении кристаллов ориентаций, близких $\langle 001 \rangle$. Кристаллы $\langle 147 \rangle$, в которых двойники систем с равными факторами Шмида $[\bar{1}11](1\bar{1}2)$ и $[111](\bar{1}\bar{1}2)$ пересекаются по типу $\langle 210 \rangle$, при $A = 0,7A_{\max}$ и $T = 293$ К имеют высокое значение δ . Этому способствует отсутствие сидячих дислокаций в реакциях пересечения типа $\langle 210 \rangle$. На основании проведенного анализа можно сделать следующие выводы относительно природы ориентационной зависимости хрупко-вязкого перехода в монокристаллах Fe-Cr-Co-Mo: 1) значения $T_{\text{хн}}$ и $T_{\text{хв}}$ гомогенных кристаллов ориентаций, близких кубической, наиболее велики по причине высоких локальных напряжений при механическом двойниковании в условиях низкой подвижности дислокаций; 2) $T_{\text{хн}}$ кристаллов с $A = 0,7A_{\max}$ также контролируется двойникованием, но при $T > T_0$, когда подвижность дислокаций достаточно высока, локальные напряжения релаксируют, и определяющей становится ориентация плоскости скола. Кристаллы, у которых ось растяжения больше отклонена от нормалей плоскостей $\{001\}$, разрушаются с меньшей долей скола в изломе; 3) хрупкий характер разрушения кристаллов с $A = A_{\max}$ всех ориентаций при $T < 773$ К свидетельствует о невозможности релаксации локальных напряжений, поэтому кристаллы ориентаций $\langle 001 \rangle$ - $\langle 012 \rangle$ - $\langle 112 \rangle$, в которых наблюдается двойникование, имеют низкие или нулевые значения δ .

В двухфазных кристаллах проявляется одна закономерность, не укладывающаяся в рамки традиционных представлений о температурной зависимости вязкости разрушения ОЦК-материалов. Это разрушение сколом не только при $T < T_0$, но и при $T > T_0$, где $\tau_{\text{кр}}$ слабо зависит от T . Слабая зависимость $\tau_{\text{кр}}(T)$ означает и слабую зависимость деформирующих напряжений от скорости деформации, то есть весьма высокую подвижность дислокаций, поэтому неясно, почему трещина не может затупляться и распространяться вязко. Скольный механизм разрушения наблюдается и в кристаллах тех ориентаций, в которых механическое двойникование полностью отсутствует. Понимание физики явления здесь может дать теория эмиссии дислокаций вершиной трещины (Томсон Р.М. Разрушение // Физическое металловедение: В 3-х т. / Под ред. Р.У. Кана и П. Хаазена. Т. 3 / Пер. с англ. под ред. О.В. Абрамцева, Ч.В. Копецкого, А.В. Серебрякова. М.: Металлургия, 1984. С. 324 – 391). Для эффективного затупления трещины необходимы не только высокая подвижность дислокаций, но и их источники, которые далеко не всегда могут оказаться вблизи ее вершины. Однако атомистически острая трещина сама, создавая в своей вершине силы разрыва межатомных связей, может испускать дислокации. На испущенную на расстояние ρ единичную дислокацию с вектором Бюргерса b действует сила отталкивания со стороны полей напряжений вершины трещины $f_{\text{тр}}$, притягивающая сила изображения со стороны уже образовавшихся свободных поверхностей трещины $f_{\text{из}}$ и силы со стороны других дислокаций $f_{\text{д}}$. В случае антиплоской деформации при разрушении по типу III эти силы выражаются формулами

$$f_{\text{тр}} = \frac{Kb}{(2\pi\rho)^{1/2}}; f_{\text{из}} = -\frac{Gb^2}{4\pi\rho}; f_{\text{д}} = \sum_j \frac{Gb_j b}{2\pi(\rho - \rho_j)} \left(\frac{\rho_j}{\rho} \right)^{1/2}, \quad (10)$$

где K – коэффициент интенсивности напряжений.

Из формул (10) видно, что на расстояниях, меньших некоторого равновесного ρ_e , будет преобладать сила притяжения, а на больших – отталкивания. Если же ρ_e не превышает размера ядра дислокации a , то области притяжения не существует и трещина должна спонтанно испускать дислокации. Критическое значение $K_e = Gb / 2(2\pi a)^{1/2}$, при котором это произойдет, получается, при удаленности других дислокаций, приравниванием нулю равнодействующей силы: $f_{\text{тр}} + f_{\text{из}} = 0$. Тогда условие Гриффитса для хрупкого разрушения $K^2 > 4G\gamma$ можно выразить как

$$Gb / \gamma > 32\pi a / b. \quad (11)$$

Таким образом, соотношение упругих модулей и поверхностной энергии является параметром материала, определяющим возможность эмиссии дислокаций вершиной трещины. То, что в неравенство входит параметр a , говорит о роли структуры ядра дислокации в разрушении. Количественные оценки показывают, что ГЦК-металлы неустойчивы к эмиссии дислокаций, а ГПУ-металлы, алмаз и керамики – устойчивы. ОЦК-металлы занимают пограничное положение. При анализе разрушения спинодальных сплавов Fe-Cr-Co-Mo следует учитывать, что одна из фаз представляет собой твердый раствор 25 – 40 % железа и кобальта в хроме. Известно, что сплавы состава Cr-10÷40 Fe и Cr-10÷30 Co имеют аномально высокий порог хладноломкости (до 1050 К при 30 % Fe) и деформируются преимущественно двойникованием, у них пониженные упругие модули, повышенные значения T_0 и коэффициента электронной теплоемкости (Трефилов В.И., Мильман Ю.В., Фирстов С.А. Физические основы прочности тугоплавких металлов. Киев: Наук. думка, 1975. 315 с.). Эти особенности обусловлены сильными ковалентными связями в кристаллической решетке и взаимодействием между атомами во второй координационной сфере, что сближает данные сплавы с ковалентными кристаллами, устойчивыми к эмиссии дислокаций. Поскольку объемная доля 2-й фазы в исследуемом сплаве достигает 25 – 40 %, ее свойства должны отражаться на свойствах всего сплава. Из условия (11) также следует, что эмиссия частичных дислокаций должна происходить легче, чем полных, что подтверждается экспериментально обнаруженной в настоящем исследовании интенсивной эмиссией двойников при разрушении сколом.

Выводы

1. Температурный интервал механического двойникования в монокристаллах Fe-Cr-Co-Mo, расширяющийся при спинодальном расслоении, распространяется до $T < 833$ К. Пластическое течение кристаллов с достаточно высоким фактором Шмида двойникоустойчивого сдвига начинается с двойникования, сменяющегося после некоторого деформационного упрочнения скольжением. Степень деформации двойникованием, зависящая от амплитуды расслоения и ориентации кристалла, может достигать 10 – 15 %, что значительно выше ранее наблюдавшихся в железе и сплавах на его основе значений. Ориентационная область доминирования двойникования расширяется при росте амплитуды расслоения, заполняя большую часть стандартного стереографического треугольника как при растяжении, так и при сжатии. Наблюдается зависимость механизма деформации от знака нагружения (растяжение или сжатие): пластическое течение, происходящее скольжением, при смене знака нагружения начинается с двойникования.

2. В результате спинодального расслоения монокристаллов Fe-Cr-Co-Mo ориентационная зависимость критических скалывающих напряжений $\tau_{кр}$, присущая низкотемпературной деформации ОЦК-кристаллов при $T < T_0 \approx 373$ К, распространяется на температуры атермического скольжения вплоть до $T \approx 833$ К. Эта зависимость проявляется, во-первых, в том, что кристаллы антидвойниковых ориентаций деформируются скольжением, а двойниковых – двойникованием, для которого $\tau_{кр}$ существенно ниже, чем для скольжения. Во-вторых, напряжение $\tau_{кр}$ скольжения в кристаллах двойниковых ориентаций, определенное по первому появлению скольжения после двойникования, ниже $\tau_{кр}$ скольжения в кристаллах антидвойниковых ориентаций. Как проявление ориентационной зависимости $\tau_{кр}$ в монокристаллах Fe-Cr-Co-Mo наблюдается асимметрия $\tau_{кр}$ относительно знака нагружения.

3. С ростом амплитуды расслоения происходит значительное снижение деформационного упрочнения при скольжении в монокристаллах Fe-Cr-Co-Mo. Максимальное значение коэффициента деформационного упрочнения $\theta = d\tau/d\gamma$ при одиночном скольжении определяется преимущественно действующими скалывающими напряжениями независимо от ориентации, структурного состояния и температуры. В широком интервале $T < 833$ К при различных структурных состояниях и ориентациях выполняется универсальная зависимость максимального коэффициента деформационного упрочнения при

одиначном скольжении: $d\tau/d\gamma = B/\tau$. Коэффициент пропорциональности B не зависит от ориентации и структурного состояния кристалла и температуры. При высокопрочных состояниях и большом дополнительном действии геометрического разупрочнения (например, при растяжении в направлениях $\langle 144 \rangle$ - $\langle 111 \rangle$) происходит вырождение кривых течения $\sigma(\varepsilon)$: их наклон уменьшается до нулевого значения, и пластическое течение теряет устойчивость после $\varepsilon = 1 \div 2 \%$.

4. При пластическом течении двойникующихся монокристаллов Fe-Cr-Co-Mo проявляются стадия двойникования, стадия двойникования и скольжения, стадия скольжения. Коэффициент деформационного упрочнения θ имеет высокие значения при пересечении двойников двойникованием и скольжением с другим направлением сдвига. В последнем случае уменьшается объемная доля двойников в результате возвращения в матричную ориентацию с соответствующим снижением θ . При взаимном пересечении двойников также происходит возвращение их объемов в матричную ориентацию, наблюдается вторичное двойникование.

5. При спинодальном расслоении монокристаллов Fe-Cr-Co-Mo с ростом деформирующих напряжений и увеличением температурного интервала двойникования на 150 К по сравнению с твердым раствором повышается нижняя температура хрупковязкого перехода и до 400 К расширяется его температурный интервал. Низкая поверхностная энергия плоскости (001) и высокие локальные напряжения при двойниковании определяют большую долю скола в изломе и более высокие температуры хрупковязкого перехода в кристаллах с осью растяжения [001] по сравнению с кристаллами других ориентаций во всех структурных состояниях.

6. В спинодальных ОЦК-монокристаллах Fe-Cr-Co-Mo по причине устойчивости вершины трещины к эмиссии дислокаций разрушение сколом наблюдается не только при $T < T_0$, но и в области атермического скольжения, вплоть до 673 К.

7. При разрушении сколом монокристаллов Fe-Cr-Co-Mo ориентаций, близких кубической, происходит эмиссия двойников вершиной трещины, создающая характерные ступени на поверхности излома, текстура которых зависит от направления фронта трещины.

Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

1. Двойникование и скольжение в монокристаллах Fe-Cr-Co-Mo / В.А. Кириллов, Ю.И. Чумляков, А.Д. Коротаев, В.Х. Даммер // Физика металлов и металловедение. 1989. Т. 67, № 5. С. 1018 – 1025.
2. Взаимосвязь двойникования и хрупкого разрушения в монокристаллах Fe-Cr-Co-Mo / В.А. Кириллов, Ю.И. Чумляков, А.Д. Коротаев, Л.С. Апарова // Физика металлов и металловедение. 1989. Т. 68, № 6. С. 1178 – 1184.
3. Деформационное упрочнение при высокотемпературном двойниковании в монокристаллах Fe-Cr-Co-Mo / В.А. Кириллов, Л.С. Апарова, Ю.И. Почивалов, Ю.И. Чумляков, А.Д. Коротаев // Планарные дефекты в упорядоченных сплавах и интерметаллидах. Межвуз. сб. Барнаул, 1989. С. 14 – 19.
4. Ориентационная зависимость механизма деформаций и разрушения ОЦК-гетерофазных монокристаллов Fe-Cr-Co-Mo / В.А. Кириллов, Ю.И. Чумляков, Ю.И. Почивалов, Л.С. Апарова, А.Д. Коротаев // Металлофизика. 1991. Т. 13, № 4. С. 93 – 99.
5. Brittle fracture in high-strengthening single crystals of austenitic stainless steels / Yu. I. Chumlyakov, I.V. Kireeva, E.I. Litvinova, V.A. Kirillov, N.S. Surikova // George R. Irwin Symp. on Cleavage Fracture: Proc. of a symp. held at the 1997 TMS Fall Meeting (September 15–17, 1997, Indianapolis, Indiana) / Ed. by Kwais S. Chan. Warrendale: The Minerals, Metals & Materials Society, 1997. P. 347 – 362.
6. Ориентационная зависимость механизма разрушения спинодальных ОЦК-монокристаллов Fe-Co-Cr-Mo / В.А. Кириллов, Ю.И. Чумляков, А.Д. Коротаев, В.Х. Даммер // Изв. вузов. Физика. 2009, № 9/2. С. 41 – 47.