

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ ИНСТИТУТ ФИЗИКИ МЕТАЛЛОВ
УРАЛЬСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

ХОМСКАЯ ИРИНА ВЯЧЕСЛАВОВНА

**ФАЗОВЫЕ И СТРУКТУРНЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ
В СПЛАВАХ НА ОСНОВЕ ЖЕЛЕЗА И МЕДИ ПРИ ИНТЕНСИВНЫХ
УДАРНО-ВОЛНОВЫХ И ДЕФОРМАЦИОННЫХ ВОЗДЕЙСТВИЯХ**

05.16.01 – «Металловедение и термическая обработка металлов и сплавов»

Диссертация на соискание ученой степени
доктора технических наук

Научный консультант,
доктор физико-математических наук,
профессор Зельдович В.И.

Екатеринбург - 2014

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	5
ГЛАВА 1 ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ ПРИ НАГРЕВЕ В СПЛАВАХ ЖЕЛЕЗА С ФЕРРИТНОЙ И МАРТЕНСИТНОЙ СТРУКТУРАМИ	22
1.1 Общие представления о механизме образования аустенита.....	22
1.2 Влияние скорости нагрева и исходной структуры на температурный интервал $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения в железо-никелевых сплавах.....	26
1.3 Механизм $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения в сплавах с ферритной структурой.....	30
1.3.1 Нормальный механизм образования аустенита.....	30
1.3.2 Образование видманштеттовой структуры аустенита при медленном нагреве.....	37
1.3.3 Образование аустенита при быстром нагреве.....	47
1.4 Сопоставление процесса образования аустенита в сплавах с ферритной и мартенситной структурами.....	50
1.5 Структура, формирующаяся в двухфазной ($\alpha + \gamma$) –области, и механические свойства никелевой криогенной стали.....	56
Выводы к главе 1	68
ГЛАВА 2 МАРТЕНСИТНЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ В ЖЕЛЕЗОНИКЕЛЕВЫХ СПЛАВАХ, ВЫЗВАННЫЕ ДЕЙСТВИЕМ ВЫСОКИХ СТАТИЧЕСКИХ И ДИНАМИЧЕСКИХ ДАВЛЕНИЙ	69
2.1 Влияние высоких давлений на фазовые и структурные превращения в железе и сплавах на его основе.....	69
2.2 Сдвиговый механизм $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения при нагреве под давлением в сплаве с ферритной структурой	78
2.3 Полиморфные $\alpha \rightarrow \epsilon$ и $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения при нагружении ударными волнами в сплавах со структурами феррит и феррит +цементит.....	85
2.4 Образование ГЦК-мартенсита в сплаве со структурой речного мартенсита при ударно-волновом нагружении	91
2.5 Влияние квазигидростатического давления на образование аустенита в сплаве с мартенситной структурой.....	98
Выводы к главе 2.....	103

ГЛАВА 3 ДЕФОРМАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ, СТРУКТУРНЫЕ И ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ В СТАЛЯХ И СПЛАВАХ ПРИ НАГРУЖЕНИИ МОЩНЫМИ УДАРНЫМИ ВОЛНАМИ.....	104
3.1 Особенности нагружения мощными сходящимися ударными волнами	104
3.2 Деформационное воздействие ударных волн. Равномерная деформация.....	107
3.3 Эффекты локализованной деформации и разрушения при нагружении плоскими сходящимися ударными волнами	111
3.3.1 Эффекты локализованного разрушения.....	116
3.3.2 Эффекты локализованной деформации	118
3.4. Явления локализованной деформации, разрушения и массопереноса при нагружении несферическими и квазисферическими ударными волнами.....	123
3.4.1 Эффекты локализованной деформации и разрушения.....	125
3.4.2 Явления массопереноса в ударных волнах.....	136
3.5 Типы локализованного течения при нагружении ударными волнами.....	141
3.6. Структурные и фазовые превращения в сходящихся ударных волнах.....	144
Выводы к главе 3.....	155
ГЛАВА 4 СТРУКТУРНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ В МЕДИ И СПЛАВАХ НА ОСНОВЕ ЖЕЛЕЗА, ВЫЗВАННЫЕ ДЕЙСТВИЕМ ПОТОКА МИКРОЧАСТИЦ, УСКОРЕННЫХ ВЗРЫВОМ.....	157
4.1 Особенности нагружения металлических материалов высокоскоростным потоком пор порошковых частиц.....	157
4.2 Деформационные эффекты и фазовые превращения, вызванные действием высокоскоростного потока микрочастиц.....	164
4.3 Микроструктурные изменения в сплавах железа и меди, вызванные внедрением порошковых микрочастиц, ускоренных взрывом.....	177
Выводы к главе 4.....	196
ГЛАВА 5 ФОРМИРОВАНИЕ СУБМИКРОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ И НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ МЕДИ И СПЛАВОВ МЕДИ ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНОЙ ДЕФОРМАЦИИ.....	197
5.1 Развитие деформационных методов получения наноматериалов.....	197
5.2 Изменение структуры и свойств меди при высокоскоростном деформировании методом динамического канально-углового прессования.....	199
5.2.1 Влияние параметров высокоскоростного прессования на деформационное поведение и структурные превращения в меди	203
5.2.2 Изменение механических свойств меди при динамическом канально-угловом прессовании.....	224

5.2.3	Оценка изменения величины сдвига и картина течения материала вдоль поперечного сечения образца при высокоскоростном прессовании	225
5.3	Эволюция структуры и физико-механических свойств при нагреве субмикрoкристаллической и нанокристаллической меди.....	231
5.4	Исследование структуры, свойств и термической стабильности хромоциркониевой бронзы, подвергнутой высокоскоростному динамическому канально-угловому прессованию.....	242
5.4.1	Изменение структуры бронзы при высокоскоростном прессовании.....	243
5.4.2	Эволюция структуры и свойств при нагреве субмикрoкристаллической хромоциркониевой бронзы.....	248
5.5	Сравнительное исследование физико-механических свойств меди и бронзы с субмикрoкристаллической и нанокристаллической структурой, полученной при высокоскоростном прессовании.....	257
	Выводы к главе 5.....	263
	ЗАКЛЮЧЕНИЕ	265
	СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	268
	ПРИЛОЖЕНИЕ 1	297
	ПРИЛОЖЕНИЕ 2	298

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность темы исследования и степень ее разработанности. Модернизация отечественной промышленности предполагает совершенствование технологий обработки металлов и сплавов с целью создания новых металлических материалов с заданным уровнем физических, механических и эксплуатационных свойств, обеспечении высокого уровня стабильности этих свойств. Научной основой для создания новых методов обработки материалов является изучение связи между структурным состоянием и свойствами металлов и сплавов, а так же экспериментальный и теоретический анализ механизмов фазовых и структурных превращений в металлах и сплавах, происходящих при различных внешних воздействиях, в том числе экстремальных ударно-волновых и деформационных.

В основе большинства процессов, направленных на получение металлов и сплавов с заданным комплексом свойств, лежит явление полиморфизма, заключающееся в перестройке кристаллической структуры при изменении температуры и давления. Исследование механизма $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения, наименее изученного в цикле $\alpha \rightarrow \gamma \rightarrow \alpha$ превращений, является актуальной задачей не только теории фазовых превращений, но и для практики термической обработки сталей и сплавов на основе железа, поскольку от особенностей развития этого процесса и от структуры формирующей γ -фазы в значительной степени зависят конечные свойства изделий. Процесс образования аустенита в сталях и сплавах с мартенситной структурой изучен весьма подробно. Это в значительной степени обусловлено изучением явления структурной наследственности. Фундаментальные структурные исследования по проблеме образования аустенита и структурной наследственности проведены В.Д. Садовским, К.А. Малышевым, В.И. Архаровым, Б.Г. Сазоновым, Б.К. Соколовым, В.М. Счастливым, В.В. Сагарадзе, В.И. Зельдовичем и другими. В изучение кинетики этого процесса внесли большой вклад работы В.Н. Гриднева, В.И. Трефилова, С.П. Ошкадерова с сотр. Необходимо отметить важные работы И.Н. Кидина, М.А. Штремеля, С.С. Дьяченко с сотр. Основы теоретических закономерностей образования аустенита в сталях и сплавах с кристаллографически упорядоченными структурами, мартенсита, бейнита и перлита (с упорядоченными выделениями избыточной фазы: феррита или цементита) изложены в работах В.М. Счастливецова и Д.А. Мирзаева с сотрудниками.

Закономерности образования аустенита при нагреве стали с исходной феррито-цементитной структурой были сформулированы уже к 30-40-м годам 20 века А. Хульстреном и С.С. Штейнбергом и другими исследователями и получили дальнейшее развитие в 50-60-х годах 20 века в работах А.А. Попова, тем не менее механизм $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения в сталях и сплавах с ферритно-цементитной структурой, изучен значительно в меньшей степени, чем в

сталей и сплавах с кристаллографически упорядоченными структурами. Принято считать, что при нагреве низколегированных сталей со структурой феррит + зернистый цементит образование аустенита происходит посредством неупорядоченного роста новых зерен, зарождающихся на межфазных границах. Однако еще А.А. Попов указал на возможность нескольких механизмов образования аустенита в легированных сталях с феррито-цементитной структурой. Дальнейшие исследования, по изучению образования аустенита при скоростном нагреве, выполненные И.Н. Кудиным, М.А. Штремелем с сотрудниками и В.Н. Гридневым, Ю.Я. Мешковым, В.И. Трефиловым, С.П. Ошкадеровым, позволили развить основные представления о механизмах $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения в легированных сталях и сплавах с феррито-цементитной структурой. Необходимо отметить важные работы В.В. Сагарадзе с соавт., показавшие, что в высоколегированных хромоникелевых сталях с ферритной структурой аустенит образуется кристаллографически упорядоченным механизмом. Однако систематического изучения влияния скорости нагрева на этот процесс не было. К началу проведения данного исследования (1982 г.) вопросы, связанные с влиянием скорости нагрева на процесс образования аустенита в сталях и сплавах железа с исходной структурой, полученной в результате отжига, которую имеют большинство промышленных сталей, были недостаточно изучены. Не было надежных экспериментальных данных о механизме $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения при различных скоростях нагрева в сплавах со структурами феррит и феррит + зернистый цементит. Структурные исследования, посвященные влиянию статических и динамических давлений на механизм образования аустенита в сплавах с такими структурами, немногочисленны.

Известно, что высокое давление зачастую является более эффективным фактором, стимулирующим фазовые превращения, чем температура: под давлением возможны такие фазовые переходы, которые не наблюдаются в обычных условиях. Действие давления оказывает влияние на кинетику и механизм фазовых превращений, что может привести к изменению морфологии, структуры и взаимных кристаллографических ориентировок исходной и образующихся фаз. Понимание процессов, происходящих под действием высокого давления, позволяет расширить наши представления о механизме полиморфных превращений. При исследовании фазовых превращений, вызванных действием высоких давлений, применяют как квазигидростатическое давление, так и динамическое нагружение. Имеются общие закономерности фазовых переходов в условиях гидростатического сжатия и в ударных волнах, но есть и существенные различия, связанные с напряженным состоянием и кинетикой процесса.

Высокое давление в ударной волне, как и высокое квазигидростатическое статическое давление, способствует протеканию фазовых превращений, происходящих с уменьшением удельного объема. В то же время, растягивающие напряжения в волнах разгрузки могут вызвать образование фаз с большим удельным объемом, чем исходная фаза. Фазовые

превращения в ударных волнах происходят из большого числа центров, в течение микросекундных интервалов времени, что создает условия для формирования чрезвычайно дисперсных структур. При нагружении мощными ударными волнами с давлениями 100 ГПа и выше существенное влияние на формирование структуры оказывает температура, развивающаяся при ударно-волновом воздействии. Остаточные температуры после разгрузки могут достигать сотен и даже тысяч градусов. При охлаждении нагруженных образцов происходят такие же фазовые и структурные превращения, как при обычной термической обработке, с той лишь разницей, что время действия температуры очень мало, а скорость охлаждения чрезвычайно велика.

Структура металлов и сплавов при нагружении ударными волнами изменяется при практически одновременном действии нескольких факторов: высокого давления, специфической высокоскоростной деформации, растягивающих напряжений при разгрузке и температуры. Высокоскоростная деформация, вызванная ударной волной, складывается из равномерной и локализованной. Локализованная деформация в виде полос адиабатического сдвига и участков сильного локализованного течения является нежелательным результатом воздействия, приводит к структурной неоднородности и может создавать очаги разрушения. Такие эффекты нежелательны в технологических процессах, поэтому следует знать условия их возникновения и принимать меры для их устранения. Равномерная деформация, вводит в нагружаемый материал различные дефекты кристаллического строения: дислокации, дефекты упаковки, двойники, вакансии, междоузельные атомы и др., что приводит к его упрочнению. Нагружение ударными волнами с давлениями до 40 ГПа является одним из наиболее эффективных высокоэнергетических методов упрочнения металлов и сплавов. Главное преимущество такого воздействия заключается в возможности получения значительного упрочнения при минимальном формоизменении.

В течение последних двадцати лет активно развиваются исследования, направленные на создание нанокристаллических материалов с высокими физико-механическими свойствами, являющихся перспективными конструкционными и функциональными материалами нового поколения. Можно отметить целые научные школы и активно работающие в этом направлении коллективы, как в России, так и за рубежом. Достаточно перечислить таких авторов, как В.М. Сегал, В.В. Рыбин с сотр., Левит В.И. с сотр. Р.З. Валиев с сотр., Р.Р. Мулюков с сотр., А.М. Глезер с сотр., С.В. Добаткин с сотр., В.Н. Чувильдеев с сотр., В.Н. Варюхин с сотр., Э.В. Козлов, Н. Конева, А.Виноградов, T.G. Langdon, M. Furukawa, M. Nemoto, Z Horita и других, то становится понятным масштаб проводимых исследований. Тем не менее, вопрос получения объемных наноструктурных материалов остается актуальным. Среди основных методов их получения можно выделить методы интенсивной пластической деформации (ИПД):

равноканальное угловое прессование - РКУП (В.М. Сегал, В.И. Копылов, Р.З. Валиев, Г.Г. Рааб), всесторонняя изотермическая ковка - ВИК (В.А. Валитов, Р.Р. Мулюков, Г.А.Салищев) аккумулярованная прокатка (Н. Saito), винтовая экструзия (Я.Е. Бейгельзимер, В.Н. Варюхин) и т.д. Исследования свойств объемных субмикро- и нанокристаллических материалов, полученных известными методами ИПД, показали, что они могут сочетать высокую прочность и хорошую пластичность, проявлять сверхпластичность при низких температурах, показывать высокую циклическую и радиационную стойкость. Однако одним из основных недостатков данных методов является малая производительность прессового оборудования и значительные энергозатраты, связанные с его эксплуатацией, поэтому актуальным остается поиск дополнительных источников внешнего воздействия на материалы.

Поэтому использование альтернативных методов воздействия, в том числе экстремальных, для создания новых технологий получения таких материалов является практически важной и актуальной задачей. Одним из новых перспективных методов получения объемных материалов с субмикро- и нанокристаллической структурами является метод динамического канально-углового прессования (ДКУП), разработанный в 2004-2005 гг. в РФЯЦ-ВНИИТФ (г. Снежинск) Шороховым Е.В., Жгилевым И.Н. и Валиевым Р.З., (Патент № 2283717 РФ, 2006 г. Новизна метода ДКУП, в основу которого положена схема известного квазистатического метода РКУП, состоит в использовании высокоэнергетических импульсных источников – продуктов взрыва или горения пороха, что позволяет осуществлять деформирование материалов со скоростями на пять-шесть порядков больше, чем при квазистатических методах ИПД. Метод ДКУП не требует дорогостоящего прессового оборудования и расхода электрической энергии, а также, по многим показателям (производительность, время деформирования ($\sim 5 \cdot 10^{-4}$ с), более высокая эффективность измельчения структуры) превосходит широко распространенный в России, США и Японии метод многократного квазистатического РКУП.

Первые исследования, выполненные в ИФМ УрО РАН В.И. Зельдовичем и И.В. Хомской с сотрудниками совместно с авторами метода в 2005-2006 гг., на образцах титана и меди, показали, что деформация простого сдвига, которая формирует структуру при РКУП, в случае ДКУП является высокоскоростной, кроме того, при ДКУП действует высокоскоростная ударно-волновая деформация сжатия, что создает добавочный источник деформационного наклепа. На основании анализа структуры нагруженных образцов титана (Зельдовичем В.И. с сотр.), меди (Хомской И.В. с сотр.) и сплавов на основе алюминия (Бродовой И.Г. с сотр.) в 2006-2007 гг., была установлена принципиальная возможность трансформации крупнокристаллической структуры металлов и сплавов в субмикрокристаллическую уже за один-два цикла деформирования методом ДКУП. Это предопределило необходимость дальнейшего детального

изучения процессов, протекающих в макро- и микрообъемах металлов и сплавов, при высокоинтенсивном импульсном воздействии, реализуемом в методе ДКУП, с целью создания научных основ новой высокопроизводительной технологии получения объемных субмикроструктурных и нанокристаллических материалов с использованием высокоэнергетических ударно-волновых и деформационных воздействий на базе метода ДКУП. Поэтому в соответствии с Приоритетными направлениями развития науки, технологии и техники, а также Перечнем критических технологий Российской Федерации данная задача является, новой, актуальной и практически значимой.

Исследования по теме диссертации проводились в соответствии с плановыми исследованиями ИФМ УрО РАН по теме: «Высокопрочные конструкционные и функциональные материалы с ультрадисперсными и нанокристаллическими структурами, фазовые и структурные превращения, физико-механические свойства, способы обработки сталей, интерметаллидов, композитов, сплавов цветных и благородных металлов» (шифр «*Структура*» № гос. рег. 01201064335) и при поддержке ряда Программ фундаментальных исследований Президиума РАН: "Теплофизика и механика интенсивных энергетических воздействий» (2003-2005 гг.); «Исследование вещества в экстремальных условиях» (2006-2008 гг.); «Теплофизика и механика экстремальных энергетических воздействий и физика сильно сжатого вещества" (проект № 09-П-2-1017) и «Вещество при высоких плотностях энергии» (проект № 12-П-2-1009); а также грантов Роснауки: (№№ НШ-778.2003. 3; НШ5965.2006.3 и НШ643.2008.3); проектов РФФИ: (№№ 93-02-2762; 00-15-97419; 00-02-81017-Бел2000; 03-03-33028; 08-03-00106; 11-03-00047); в рамках проектов Президиума РАН (№ 12-П-2-1030), Президиума УрО РАН (№09-М-12-2002) и ОФИ_УрО РАН «Применение нового способа интенсивной пластической деформации для наноструктурирования металлов и сплавов конструкционного назначения, используемых на предприятиях ядерного и аэрокосмического комплексов» (№ 11-2-11ЯЦ) при поддержке Госкорпорации по атомной энергии «Росатом», контракт № Н.2з.11.41.11.2047 (договоры № 1/12 и № 40/12).

Цель и задачи исследования.

Целью настоящей работы являлось исследование фазовых и структурных превращений в сплавах на основе железа и меди при экстремальных ударно-волновых и деформационных воздействиях, и изучение закономерностей формирования субмикроструктурной и нанокристаллической структуры и свойств меди и сплавов меди при комбинированном высокоинтенсивном воздействии, реализуемом в новом методе динамического канально-углового прессования.

Для достижения указанной цели были поставлены следующие задачи:

1. Исследовать влияние внешних воздействий (температуры, скорости нагрева, высокого квазигидростатического давления и ударно-волнового нагружения) на механизм полиморфных превращений в сплавах железа с ферритной (феррито-цементитной) и мартенситной структурами.
2. Выявить взаимосвязь между параметрами нагружения мощными сходящимися ударными волнами (сверхвысоким давлением, высокоскоростной деформацией, растягивающими напряжениями при разгрузке и температурой) и структурными изменениями в сплавах на основе железа и меди.
3. Изучить деформационные и структурные изменения в преградах из меди и сплавов железа, нагруженных потоком порошковых частиц, сформированным кумулятивной струей направленного взрыва, и исследовать особенности взаимодействия микрочастиц с материалами преград.
4. Выяснить закономерности структурообразования в меди и сплавах меди при высокоскоростном деформировании методом ДКУП с использованием техники ударно-волнового нагружения и определить режимы ДКУП для получения объемных субмикроструктурных и нанокристаллических металлов и сплавов с высокими физико-механическими свойствами.

Научная новизна.

Систематически исследовано влияние внешних воздействий (температуры, скорости нагрева, высокого статического и динамического давлений) на механизм $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения в железоникелевых сплавах с различными исходными структурами. В сплавах Fe-6%Ni-(0,01-0,2)%C со структурами феррит и феррит+зернистый цементит установлена смена механизма образования γ -фазы от неупорядоченного роста новых глобулярных зерен, реализующегося в широком диапазоне скоростей нагрева (от 8°C/мин до 5000°C/с), к ориентированному зарождению и росту видманштеттовых кристаллов при уменьшении скорости нагрева до 0,05°C/мин. Впервые обнаружено образование линзовидных кристаллов γ -фазы при нагреве под давлением 8 ГПа в сплаве Fe-6%Ni с ферритной структурой. Формирование мартенситоподобной структуры γ -фазы происходит сдвиговым механизмом за счет значительного (на 220°C) снижения температуры начала превращения и увеличения роли упругой энергии. Показано, что в сплаве Fe-28% Ni со структурой речного мартенсита при нагружении плоскими ударными волнами с давлением 30-39 ГПа происходит образование ГЦК мартенсита – структуры, состоящей из дисперсных кристаллов γ -фазы различной ориентировки,

формирующейся под действием двух факторов: высокого давления и наклепа, вносимого высокоскоростной деформацией.

На основании экспериментальных результатов, полученных при нагружении шаровых и цилиндрических образцов из сталей и сплавов мощными сходящимися ударными волнами с $P=40-300$ ГПа по различным схемам, и анализа литературных данных предложена классификация типов локализованного течения: сдвиговое, струйное (кумулятивное) и турбулентное (вихревое) по характеру массопереноса в области течения. Показано, что явления локализованной деформации: полосы адиабатического сдвига, области локализованного течения и эффекты массопереноса в ударных волнах обусловлены воздействием первичных и отраженных волн напряжения, и не связаны с особенностями структуры нагруженных образцов. Явления локализованного разрушения: образование трещин, пор и т.д. обусловлены геометрическими условиями нагружения, макро- и микроструктурой материалов и их свойствами.

Впервые произведено разделение структурных изменений, вызванных действием высокоскоростного (1 км/с) потока порошковых частиц SiC и Cr (60 мкм) на преграды из меди и сплавов железа, на две составляющие: воздействие ударной волны, создаваемой при соударении потока с преградой, и собственно взаимодействие микрочастиц с материалом преграды (проникание). Показано, что опережающее воздействие ударной волны создает в образцах необходимые условия для проникания небольшой доли (0,1-1%) разогнанных частиц. Установлено, что размер частиц уменьшается на два-три порядка (до 0,06-0,6 мкм) по сравнению с исходным, причем измельчение на один порядок происходит еще до их попадания в материал преграды за счет дробления при взрывной обработке. Обнаружено два типа каналов сверхглубокого проникания, соответствующих двум видам взаимодействия микрочастиц с материалом преграды: упругому и упруго-пластическому, то есть полному и частичному залечиванию каналов.

Впервые изучена эволюция структуры и свойств меди и бронзы при интенсивной пластической деформации новым методом – ДКУП, представляющим собой комбинированное воздействие высокоскоростной деформации сдвига, ударно-волновой деформации сжатия и температуры. Показано, что значительное, на три порядка (от 100-200 до 0,1-0,3 мкм), измельчение структуры меди и хромоциркониевой бронзы и повышение характеристик прочности в 1,4-2,8 раза при сохранении удовлетворительной пластичности может быть достигнуто уже при трех-четырех проходах ДКУП. Установлены механизмы формирования субмикроструктурных (СМК) и нанокристаллических (НК) структур в меди и сплавах на основе меди под действием высокоскоростной (10^4-10^5 с⁻¹) деформации методом ДКУП. Обнаружено, что структурообразование в меди (99,8% Cu) при ДКУП происходит за счет

закономерно повторяющихся высокоскоростных процессов фрагментации, динамической полигонизации и частичной динамической рекристаллизации. Структура Cu-0,09%Cr-0,08%Zr бронзы формируется в результате процессов фрагментации, динамической полигонизации и частичного деформационного старения с выделением наноразмерных частиц (~5 нм) вторых фаз.

Теоретическая и практическая значимость работы.

Полученные в работе экспериментальные результаты о смене механизма $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения в низкоуглеродистых железо-никелевых сплавах с ферритной и феррито-цементитной структурой при изменении скорости нагрева, а также результаты исследования $\alpha \rightarrow \gamma$ и $\alpha \rightarrow \epsilon$ превращений под действием высокого статического давления и нагружения ударными волнами развивают и дополняют существующие представления о механизмах полиморфных превращений в сплавах на основе железа и могут быть использованы в курсах лекций по теории фазовых превращений и теории термической обработки металлов и сплавов.

Результаты экспериментальных исследований закономерностей фазовых и структурных превращений в сплавах на основе железа и меди при интенсивных деформационных и ударно-волновых воздействиях внедрены в учебный процесс ФГБОУ ВПО «МГТУ им. Н.Э. Баумана» и используются при подготовке аспирантов и чтении лекций на факультете «Специальное машиностроение» по курсу «Взрывные устройства специального назначения» для студентов специальностей 170100 – «Боеприпасы и взрыватели» и 170107 – «Высокие технологии на основе взрыва и удара», а также на факультете «Машиностроительные технологии» для студентов кафедры «Материаловедение» по курсу «Механика разрушения материалов», специальность 150105 – «Материаловедение в машиностроении», что отражено в соответствующем акте (Приложение №1).

Результаты детального изучения деформационных и структурных изменений, происходящих в сталях и сплавах на основе железа, нагруженных потоком порошковых частиц, сформированным кумулятивной струей направленного взрыва, могут быть использованы для совершенствования технологии взрывного напыления с целью создания функционально эффективных поверхностей изделий специального назначения с повышенными физико-механическими свойствами, в том числе, и для работы в экстремальных условиях. Исследование механизмов взаимодействия высокоскоростного потока порошковых микрочастиц различной природы с материалами металлических преград может быть полезно для решения одной из важных задач космического материаловедения: защиты внешних поверхностей материалов и элементов космических аппаратов от проникновения высокоскоростных потоков микрометеорных частиц и космического «мусора».

Установлено, что высокоскоростное (10^4 - 10^5 с⁻¹) деформирование методом ДКУП

позволяет существенно измельчить структуру меди и хромоциркониевой бронзы до НК и СМК уровня (50-350 нм) и увеличить твердость (в 1,8 и 2,4 раза) и прочность (в 1,4 и 2,8 раза), соответственно, без значительной потери пластичности по сравнению с исходным крупнозернистым состоянием уже после трех-четырех проходов ДКУП, в отличие от квазистатического метода РКУП, при котором СМК структуру в подобных материалах получали после восьми-двенадцати проходов. Показано, что медь чистотой 99,8% с СМК+НК структурой, сформированной при высокоскоростном прессовании, термически устойчива до 150°C. Электротехническая бронза с СМК структурой, легированная микродобавками хрома (0,09%) и циркония (0,08%) термически стабильна при нагреве до 600-650°C.

Определен оптимальный режим ДКУП для получения объемных образцов меди и бронзы с СМК+НК и СМК структурами, обладающими высоким комплексом свойств и повышенной термической стабильностью. Показано, что при прессовании в матрице без закругления внутреннего угла каналов начальная скорость образцов не должна превышать 230-250 м/с, а количество циклов прессования составлять три-четыре. Результаты работы использованы в разработках ФГУП «РФЯЦ-ВНИИТФ им. акад. Е.И. Забабахина» (Снежинск) для получения объемных конструкционных и функциональных материалов специального назначения с высоким уровнем физико-механических свойств, а также для создания и внедрения в практику опытно-промышленной установки ДКУП, что подтверждено актом внедрения научно-исследовательских работ (Приложение №2).

Личный вклад автора.

Общая стратегия и постановка работ выполнена совместно с В.И. Зельдовичем. Личный вклад автора состоит в инициативе проведения исследования, постановке общей цели исследования, проблем и задач в работах, составляющих основу диссертации, анализе и интерпретации результатов, формулировании основных научных положений и выводов. Все результаты, изложенные в диссертации, получены автором или при активном участии автора. Большая часть экспериментальных работ выполнялась в соавторстве, личный вклад автора заключался в постановке задачи исследования, обосновании выбора материала, исходной структуры, режимов термических обработок и параметров различных экстремальных воздействий. Нагрев под квазигидростатическим давлением $P=8$ ГПа проводили в ИФМ УрО РАН К.М. Демчук и А.Н. Мартемьянов. Нагружение плоскими ударными волнами с $P=8-39$ ГПа выполняли в Институте гидродинамики СО РАН (Новосибирск) под руководством А.А. Дерibasа (А.Н. Киселев и Т.М. Соболенко) и в МГТУ им Н.Э. Баумана (Москва) Е. Ф. Грязнов. Уникальные эксперименты по нагружению мощными сходящимися ударными волнами с $P=40-300$ ГПа проводили в РФЯЦ–ВНИИТФ (Снежинск) под руководством академика Б.В. Литвинова (Н.П. Пурьгин и В.И. Бузанов). Обработку потоком порошковых частиц,

ускоренных взрывом выполняли в НИИ импульсных процессов НПК порошковой металлургии (Минск, Беларусь) С.М. Ушеренко и О.А. Дыбов. Динамическое канально-угловое прессование (ДКУП) проводили в РФЯЦ–ВНИИТФ под руководством Е.В. Шорохова (И.Н. Жгилев и П.А. Насонов). Автором и при непосредственном участии автора проведены все структурные исследования, локальные микроанализы и выполнены измерения физических и механических свойств нагруженных образцов. Автором выполнена обработка и анализ полученных данных на основе имеющихся теоретических представлений и экспериментальных наблюдений, обобщение результатов работы в статьях и научных отчетах по проектам и договорам, а также представление докладов на международных и всероссийских конференциях. В обсуждении результатов принимали участие соавторы публикаций Б.В. Литвинов, В.И. Зельдович, Н.Ю. Фролова, А.Э. Хейфец, Н.П. Пурьгин, Е.В. Шорохов.

Степень достоверности результатов.

Достоверность и обоснованность результатов работы обеспечены большим объемом выполненных экспериментов на аттестованных образцах с применением комплекса стандартных и современных методов исследования: металлографического и электронно-микроскопического анализа, с применением высокоразрешающей электронной микроскопии; энергодисперсионного микроанализа, локального рентгеноспектрального анализа, метода комбинационного рассеяния света; измерения физических и механических свойств на аттестованных приборах и установках, а также воспроизведением результатов при совместном использовании нескольких методов. Полученные результаты сопоставлены с известными экспериментальными данными других исследователей и не противоречат им.

Соответствие диссертации паспорту специальности, по которой она рекомендуется к защите. Содержание диссертации соответствует формуле специальности 05.16.01 – металлведение и термическая обработка металлов и сплавов и пунктам 2 и 9 Паспорта специальности: 2. Теоретические и экспериментальные исследования фазовых и структурных превращений в металлах и сплавах, происходящих при различных внешних воздействиях. 9. Разработка новых принципов создания сплавов, обладающих заданным комплексом свойств, в том числе для работы в экстремальных условиях.

Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения в котором приведены основные результаты и выводы.

Во введении обоснована актуальность темы исследования, сформулированы цель, задачи диссертационной работы и основные положения, выносимые на защиту, изложены научная новизна, теоретическая и практическая значимость, степень достоверности и апробация полученных результатов.

В первой главе «Фазовые превращения при нагреве в сплавах железа с ферритной и мартенситной структурами» приведены экспериментальные данные по влиянию скорости нагрева на изменение механизма $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения в сплавах Fe-6%Ni-(0,01-0,2)%C со структурами феррит и феррит+зернистый цементит. Исследованы морфологические и кристаллографические особенности образующейся γ -фазы и рассмотрены сопутствующие концентрационные изменения. Полученные результаты сопоставлены с данными о влиянии скорости нагрева на процесс образования γ -фазы в этих же сплавах с мартенситной структурой.

Показано, что влияние скорости нагрева на механизм образования γ -фазы в сплаве со структурой феррит+зернистый цементит принципиально не отличается от установленного ранее для сталей и сплавов с мартенситной структурой. Однако, мартенситная структура, вследствие особенностей своего строения (наличия многочисленных границ мартенситных кристаллов, остаточного аустенита, внутренних напряжений) облегчает реализацию упорядоченного механизма $\alpha \rightarrow \gamma$ -превращения по сравнению со структурой феррит+цементит. Установлено, что, изменяя механизм $\alpha \rightarrow \gamma$ -превращения за счет изменения скорости нагрева в сплавах с одной и той же исходной феррито-цементитной структурой (с одинаковым распределением частиц цементита) можно получить различные морфологические разновидности аустенита: при нагреве со скоростями от 8°C/мин до 5000°C/с – новые зерна «неправильной» формы, при $V_n=0,05^\circ\text{C}/\text{мин}$ – видманштеттову структуру. Этот вывод меняет существующее представление о том, что при межкритическом отжиге низкоуглеродистых сталей и сплавов на основе железа со структурой феррит+зернистый цементит распределение и морфология аустенита зависит от расположения частиц цементита относительно границ зерна. Исследование свойств стали 0Н6 с различными морфологическими типами двухфазных структур, полученных при межкритической закалке, показало, что уровень механических свойств при комнатной и криогенных температурах зависит от исходной структуры, скорости и температуры нагрева в двухфазную ($\alpha+\gamma$)-область.

Вторая глава «Мартенситные превращения в железоникелевых сплавах, вызванные действием высоких статических и динамических давлений», посвящена исследованию фазовых превращений в низкоуглеродистых железоникелевых сплавах с различными исходными структурами при нагреве под квазигидростатическим давлением и при нагружении плоскими ударными волнами.

Обнаружено образование линзовидных кристаллов γ -фазы при нагреве под давлением 8 ГПа в сплаве Fe-6%Ni с ферритной структурой. Структура аустенита аналогична структуре линзовидного мартенсита по морфологии кристаллов, их группировке и взаимодействию между собой и с границами зерен. Формирование мартенситоподобной структуры γ -фазы

происходит сдвиговым механизмом за счет значительного (на 220°C) снижения температуры начала превращения, увеличения роли упругой энергии в условиях всестороннего давления и затруднением конкурирующих механизмов роста. Показано, что нагружение сплавов Fe–6%Ni–(0,01–0,2)%C плоскими ударными волнами с давлением от 12 до 39 ГПа приводит к фазовым превращениям двух типов. В ферритной матрице образуются сдвиговые пластины ϵ -фазы, на границах феррит/цементит возникают кристаллы γ -фазы.

Определено, что в сплаве Fe–28% Ni со структурой речного мартенсита при нагружении плоскими ударными волнами с давлением 30–39 ГПа происходит образование ГЦК мартенсита – структуры, состоящей из дисперсных кристаллов γ -фазы различной ориентировки, формирующейся под действием двух факторов: высокого давления и наклепа, вносимого высокоскоростной деформацией. Высокое давление в сжимающем импульсе приводит к мгновенному образованию большого числа центров зарождения γ -фазы. Наклеп, вносимый высокоскоростной деформацией, изменяет напряженное состояние исходной мартенситной структуры, способствует возникновению центров γ -фазы с различной ориентацией и одновременно препятствует их росту, из-за потери когерентной связи между γ -кристаллами и мартенситом. Эти изменения обуславливают нарушение кристаллографической обратимости $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения, в результате образуется чрезвычайно большое количество дисперсных кристаллов γ -фазы с ориентациями, отличающимися от исходной (ГЦК-мартенсит). Установлено, что нагружение сплава Fe–28%Ni ударными волнами способствует большему (в 1,5–1,3 раза) упрочнению, чем квазистатическая деформация. Более высокий уровень упрочнения обусловлен возникновением в сплаве особого структурного состояния, ГЦК-мартенсита, характеризующегося высокой дисперсностью образующейся γ -фазы.

В третьей главе «Деформационные эффекты, структурные и фазовые превращения в сталях и сплавах при нагружении мощными ударными волнами» изложены результаты исследования влияния различных факторов, сопровождающих действие мощных сходящихся ударных волн: высокого давления, высокоскоростной деформации (равномерной и локализованной), растягивающих напряжений при разгрузке и повышения температуры, на структурные превращения в сталях и сплавах. Выявлена взаимосвязь между давлением и температурой при нагружении сходящимися ударными волнами с возрастающей амплитудой давления от 36 до 300 ГПа и микроструктурными изменениями, происходящими в сталях и сплавах вследствие деформационных явлений и фазовых превращений. Изучены эффекты взаимодействия сходящихся ударных волн при нагружении по различным схемам и связанные с ними явления локализации пластической деформации, разрушения и массопереноса

Установлена корреляция макро- и микроструктурных изменений в нагруженных образцах с

геометрическими условиями нагружения. Участки локализованного течения возникают при взаимодействии ударных волн и располагаются в соответствии с геометрией нагружения. Зарождение радиальных трещин в шаровых образцах происходит там, где величина растягивающих напряжений при разгрузке начинает превышать динамический предел прочности материала. Квазисферическое нагружение латунных шаров позволило изучить воздействие ударных волн с возрастающей амплитудой давления от 40 до 300 ГПа. Обнаружена сложная последовательность фазовых и структурных превращений вдоль радиуса образцов. Выявлена взаимосвязь между давлением и температурой при ударно-волновом нагружении и структурными изменениями в образцах. Установлено, что структура латуни изменяется вследствие явлений локализованной деформации и фазовых $\alpha \rightarrow \beta$ и $\beta \rightarrow \alpha$ превращений, плавления и кристаллизации.

Четвертая глава «Структурные изменения в меди и сплавах железа, вызванные действием потока порошковых частиц, ускоренных взрывом» посвящена исследованию деформационных эффектов и фазовых превращений, обусловленных действием ударных волн, возникающих при соударении высокоскоростного потока порошковых частиц с преградами (образцами) из сплавов железа и меди, и изучению строения каналов сверхглубокого проникания порошковых частиц и прилегающих к ним микрообъемов материала образцов.

Установлено, что структурные изменения в исследованных сплавах при нагружении высокоскоростным (1 км/с) потоком порошковых частиц SiC и Cr (60 мкм) инициированы действием двух факторов: ударными волнами, возбуждаемыми при соударении высокоскоростного потока порошковых частиц с образцом, и непосредственно движущимися микрочастицами, формирующими в материале образцов каналы проникания. Показано, что опережающее воздействие ударной волны создает в образцах необходимые условия для проникания небольшой доли (0,1-1%) разогнанных частиц. Установлено, что размер частиц уменьшается на два-три порядка (до 0,06-0,6 мкм) по сравнению с исходным, причем измельчение на один порядок происходит еще до их попадания в материал преграды за счет дробления при взрывной обработке. Обнаружено два типа каналов сверхглубокого проникания, соответствующих двум видам взаимодействия микрочастиц с материалом преграды: упругому или упруго-пластическому, приводящим к полному или частичному залечиванию каналов.

Пятая глава «Формирование субмикроструктурной и нанокристаллической структуры меди и сплавов меди при высокоскоростной деформации» посвящена исследованию закономерностей деформационного поведения и эволюции структуры меди и сплавов на основе меди при высокоскоростном деформировании методом динамического канально-углового прессования (ДКУП). Изучено влияние параметров ДКУП на деформационные и структурные изменения и определены оптимальные режимы прессования для получения

субмикроструктурных (СМК) и нанокристаллических (НК) структур в объемных образцах меди и сплавов меди. Исследован механизм структурообразования в меди и хромоциркониевой бронзе при ДКУП. Изучены физико-механические свойства и термическая стабильность СМК и НК - структур меди и хромоциркониевой бронзы, полученных высокоскоростной интенсивной пластической деформацией.

Показано, что на результирующую структуру меди и сплавов на основе меди при ДКУП оказывают влияние высокоскоростная деформация сдвига, ударно-волновая деформация сжатия и температура. Определено, что высокоскоростное (10^4 - 10^5 с⁻¹) деформирование методом ДКУП позволяет существенно измельчить структуру меди (99,8% Cu) и хромоциркониевой бронзы до НК и СМК уровня (50-350 нм), увеличить твердость (в 1,8 и 2,4 раза) и прочность (в 1,4 и 2,8 раза), соответственно, при сохранении удовлетворительного уровня пластичности по сравнению с исходным крупнозернистым состоянием уже после трех-четырех проходов ДКУП, в отличие от квазистатического метода РКУП, при котором СМК структуру в подобных материалах получали после восьми-двенадцати проходов.

Установлено, что формирование СМК+НС-меди (99,8%Cu) при ДКУП происходит в результате закономерно повторяющихся высокоскоростных процессов фрагментации, динамической полигонизации и динамической рекристаллизации. Структурообразование бронзы (Cu-0,09%Cr-0,08%Zr) при ДКУП – за счет фрагментации, динамической полигонизации и распада пересыщенного α -твердого раствора меди с выделением наноразмерных (~5 нм) частиц упрочняющих фаз. Показано, что медь чистотой 99,8% с СМК+НК структурой, сформированной при высокоскоростном прессовании, термически устойчива до 150°C. Электротехническая бронза, легированная микродобавками хрома (0,09%) и циркония (0,08%), с СМК структурой термически стабильна при нагреве до 600-650°C. Определен оптимальный режим ДКУП для получения объемных образцов меди и бронзы с СМК+НК и СМК структурами, обладающими высоким комплексом свойств и повышенной термической стабильностью. Показано, что при прессовании в матрице без закругления внутреннего угла каналов начальная скорость образцов не должна превышать 230-250 м/с, а количество циклов прессования составлять три-четыре.

При решении поставленных в работе задач получены **новые научные результаты, и положения, выносимые на защиту.**

1. Обнаружены новые структурные механизмы образования γ -фазы в железоникелевых сплавах под действием высокого статического и динамического давления. При нагреве под давлением 8 ГПа в сплаве Fe-6%Ni с ферритной структурой реализуется сдвиговый механизм $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения – образуются мартенситоподобные (линзовидные) кристаллы γ -фазы, за

счет повышения роли упругой энергии в условиях квазигидростатического давления, существенно понижающего температурный интервал $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения. При нагружении ударными волнами с давлением 39 ГПа в сплаве Fe–28% образуется структура ГЦК мартенсита, состоящая из дисперсных кристаллов γ -фазы различной ориентировки, возникающих под действием высокого давления в сжимающем импульсе и наклепа, вносимого высокоскоростной деформацией.

2. Установлена взаимосвязь между параметрами нагружения мощными сходящимися ударными волнами (сверхвысоким давлением – 40-300 ГПа, высокоскоростной деформацией $-10^6-10^7 \text{ c}^{-1}$, растягивающими напряжениями при разгрузке и температурой) и структурными изменениями в сплавах на основе железа и меди, основные из которых – фазовые превращения и эффекты локализованной деформации.

3. Предложена классификация типов локализованного течения при нагружении ударными волнами по характеру массопереноса в области течения: сдвиговое, струйное (кумулятивное) и турбулентное (вихревое). Установлено, что явления локализованной деформации обусловлены воздействием первичных и отраженных волн напряжения, и не связаны с особенностями структуры. Показано, что эффекты локализованного разрушения обусловлены геометрическими условиями ударно-волнового нагружения, свойствами материалов образцов, их макро- и микроструктурой.

4. Впервые произведено разделение структурных изменений, вызванных действием высокоскоростного (1 км/с) потока порошковых частиц SiC и Cr (60 мкм) на преграды из меди и сплавов железа, на две составляющие: воздействие ударной волны, создаваемой при соударении потока с преградой, и собственно взаимодействие микрочастиц с материалами преград. Обнаружено два типа каналов сверхглубокого проникания, соответствующих двум видам взаимодействия микрочастиц с материалом преграды: упругому и упруго-пластическому (полное и частичное залечивание каналов).

5. Установлены закономерности трансформации крупнокристаллической структуры меди и сплавов меди в субмикрокристаллическую и нанокристаллическую новым методом ДКУП, отличительной особенностью которого является комбинированное воздействие высокоскоростной деформации простого сдвига, ударно-волновой деформации сжатия и температуры. Показано, что структурообразование в меди при ДКУП происходит за счет закономерно повторяющихся процессов фрагментации и динамической рекристаллизации, в Cu–0,09%Cr–0,08Zr бронзе – в результате процессов фрагментации и деформационного старения с выделением наноразмерных частиц ($<5 \text{ нм}$) вторых фаз. Обнаружено, что значительное, на три порядка (от 100-200 до 0,1-0,3 мкм), измельчение структуры этих

материалов достигается за три-четыре прохода ДКУП, при этом прочность повышается в 1,4-2,8 раза, соответственно, при сохранении удовлетворительной пластичности.

Основные результаты диссертации достаточно полно отражены в 81 работе, опубликованной по теме диссертации, в том числе в 40 статьях в рецензируемых журналах, включенных в Перечень ВАК.

Апробация результатов. Результаты, изложенные в диссертации, доложены автором и обсуждены на следующих конференциях: IX, X, XI, XIV, XIV, XVII, XVIII, XIX, XX Уральских школах металловедов-термистов (Свердловск 1985, 1989 гг., Ижевск 1987 г., 1998 гг., Екатеринбург 2000, 2008 гг., Уфа 2002г., Киров 2004г., Тольятти 2006 г., Пермь 2010 г.); I, II республиканских семинарах «Динамическая прочность и трещиностойкость конструкционных материалов при однократном импульсном нагружении» (Киев 1985, 1988 гг.); I, VII, XI, X Международных конференциях Ударные волны в конденсированных средах (С.-Петербург 1994, 2006 гг., Новгород –С.-Петербург, 2010 г., Киев 2012 .г); IV, V, VI, VII, VIII, IX, X, XI Международных конференциях “Забабахинские научные чтения по физике высоких плотностей энергии ”(Снежинск 1995, 1998, 2001, 2003, 2005, 2007, 2010, 2012 гг.); VII, X, XII Международных семинарах «Дислокационная структура и механические свойства металлов и сплавов» (Екатеринбург 1996, 2005, 2012 гг.); Бернштейновских чтениях по термомеханической обработке материалов (Москва 2002, 2006, 2008 гг.); VII Международной школе-семинаре «Эволюция дефектных структур в конденсированных средах» (Усть-Каменогорск, Казахстан 2003г.); XVIII, XX Международных конференциях «Воздействие интенсивных потоков энергии на вещество» (Эльбрус, 2003, 2005 гг.); III и IV Международных конференциях «Фазовые превращения и прочность кристаллов» (Черноголовка, 2004, 2006 гг.); XVII, XVIII Петербургских чтениях по проблемам прочности (С.-Петербург, 2007, 2008 гг.); III Международной школе «Физическое материаловедение. Наноматериалы технического и медицинского назначения» (Тольятти-Самара-Ульяновск-Казань, 2007г.); I, II, III Открытой школе-конференции стран СНГ «Ультрамелкозернистые и наноструктурные материалы» (Уфа, 2008, 2010, 2012 гг.); III, IV Всероссийских конференциях по наноматериалам НАНО-2009 и НАНО-2011, (Екатеринбург, 2009 г., Москва, 2011 г.); I, II Московских чтениях по проблемам прочности материалов (Москва, 2009 г., Черноголовка, 2011 г); 54-й Международной конференции Актуальные проблемы прочности (Екатеринбург, 2013г.); V Международной конференции Деформация и разрушение материалов и наноматериалов» (Москва, 2013 г.); XIV Международной конференции Харитоновские тематические научные чтения "Экстремальные состояния вещества. Детонация. Ударные волны" (Саров, 2013 г.).

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения. Работа изложена на 299 страницах, включая 127 рисунков, 16 таблиц и 2 приложения (акты внедрения), Список цитируемой литературы содержит 340 наименований.

В заключение считаю своим долгом отметить, что в диссертационной работе развиты некоторые идеи моих учителей: академика В.Д. Садовского, доктора физ.-мат. наук, профессора В.И. Зельдовича и академика Б.В. Литвинова.

Выражаю благодарность моим соавторам по работам: Н.Ю. Фроловой, А.Э. Хейфецу, Н.П. Пурьгину, Е.В. Шорохову.

ГЛАВА 1 ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ ПРИ НАГРЕВЕ В СПЛАВАХ ЖЕЛЕЗА С ФЕРРИТНОЙ И МАРТЕНСИТНОЙ СТРУКТУРАМИ

1.1 Общие представления о механизме образования аустенита

Стали и сплавы с исходной мартенситной структурой. Исследование механизма $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения, наименее изученного в цикле $\alpha \rightarrow \gamma \rightarrow \alpha$ превращений, является актуальной задачей не только для теории фазовых превращений, но и для практики термической обработки сталей и сплавов на основе железа, так как от особенностей развития этого процесса и от структуры формирующегося аустенита в значительной степени зависят конечные свойства изделий.

Процесс образования аустенита в сталях и сплавах с исходными структурами мартенсита, бейнита и перлита (с упорядоченными выделениями избыточной фазы: феррита или цементита) исследован достаточно подробно [1-6]. Это в значительной степени обусловлено изучением явления структурной наследственности. В работах В. Д. Садовского с сотрудниками [1-5] установлено, что проявление структурной наследственности, то есть воспроизведение при повторном нагреве первоначального аустенитного зерна по форме, размерам и ориентации в закаленных легированных сталях, зависит от скорости нагрева. Структурная наследственность наблюдается при быстром (сотни градусов в секунду) и медленном (один-два градуса в минуту) нагреве [1, 4-14], при нагреве со средними скоростями в ходе $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения появляются новые зерна аустенита [1-4, 12-16]. То есть в широком диапазоне скоростей нагрева, которые обычно реализуются в практике термической обработки закаленных конструкционных сталей, процесс образования аустенита сопровождается изменением зеренной структуры аустенита [1-3]. Немонотонное влияние скорости нагрева на проявление структурной наследственности в среднелегированных сталях объясняли либо зарождением новых зерен аустенита на межфазных границах феррит/цементит, образовавшихся в результате распада мартенсита до начала $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения [1, 17, 18], либо изменением механизма $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения при изменении скорости нагрева [1, 12, 13, 18-21], либо смещением температуры рекристаллизации γ -фазы в межкритический интервал температур [4, 5, 15, 22, 23].

Известно, что характер структурной наследственности определяется степенью легирования сталей и сплавов [1-5]. Высоколегированные стали проявляют наибольшую склонность к структурной наследственности практически при любой скорости нагрева [22-26]. В низколегированных сталях восстановление исходного аустенитного зерна происходит лишь при сверхбыстром нагреве [27]. Считается, что основным механизмом образования аустенита в

таких сталях является механизм образования новых зерен аустенита [1, 17].

Установлено, что проявление структурной наследственности в сталях с исходной мартенситной структурой связано с особенностями мартенситной структуры и ее изменениями при нагреве к началу образования аустенита. Каждое исходное аустенитное зерно "пронизано" сетью границ мартенситных кристаллов, служащих местами преимущественного зарождения аустенита [9, 10, 12, 13]. Аустенит, образующийся на границах мартенситных кристаллов, имеет ориентацию, совпадающую с ориентацией первоначального аустенита [8-10, 13]. Ориентирующее влияние может оказывать и остаточный аустенит [4, 5, 22, 28]. На основании многочисленных экспериментальных данных в [22] делается вывод, что наследование структуры при быстром нагреве закономерно связано с наличием остаточного аустенита, сохранением его благодаря быстрому нагреву до начала образования нового аустенита в точке A_{c1} . Кроме того, в [22, 28, 29] отмечается роль внутренних напряжений в реализации возможных ориентировок аустенита.

При медленном нагреве закаленной стали на месте каждого исходного мартенситного псевдозерна получается единое зерно аустенита, структурно и кристаллографически наследующее первоначальное аустенитное зерно [1, 14, 18-20]. Принято считать, что реализации упорядоченного механизма образования аустенита при медленном нагреве способствует протекание $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения в условиях, близких к равновесным [1, 30]. Восстановленный аустенит, образовавшийся кристаллографически упорядоченным механизмом при быстром или медленном нагреве, структурно нестабилен и при повышении температуры или продолжительности нагрева претерпевает самопроизвольную рекристаллизацию, обусловленную фазовым наклепом [1, 3].

Однако при медленном нагреве восстановление исходной ориентации аустенита иногда не наблюдается. В [31] на сплаве Fe-31,5% Ni было показано, что при медленном нагреве $\alpha \rightarrow \gamma$ превращение протекает мартенситным механизмом с образованием внутри мартенситных кристаллов множества кристаллов γ -фазы различной ориентации, то есть приводит к размножению ориентировок, превращение завершается рекристаллизацией аустенита. Наблюдаемое явление было объяснено образованием на границах α -мартенсита в процессе медленного нагрева обедненного никелем "буферного слоя", исключаящего контакт образующейся γ -фазы с остаточным аустенитом и препятствующего тем самым ее зарождению на остаточном аустените, как на подложке.

При нагреве закаленной стали со средними скоростями в межкритическом интервале температур формируются мелкие зерна аустенита, структурно связанные с первоначальным аустенитным зерном [1, 3, 18]. Мелкие зерна аустенита в пределах объемов, соответствующих крупным зернам первичной структуры, имеют определенную общность ориентировок,

возникает "текстура перегрева" [1, 16]. При этих скоростях нагрева возможно образование аустенита "нормальным" диффузионным механизмом, когда одновременно с фазовым превращением происходит перекристаллизация. Структурная наследственность в этом случае может проявляться только в виде сохранения следов крупнозернистости в изломе стали [1]. Образование глобулярного аустенита, как показано в [13, 21] на примере сплавов Fe-Ni и Fe-Co-V, может иметь и характерные признаки массивного превращения [32]: концентрационные изменения отсутствуют, участки γ -фазы не имеют определенной формы и пересекают в процессе роста границы мартенситных кристаллов.

Стали и сплавы с исходной феррито-цементитной структурой. Основные закономерности образования аустенита при нагреве стали с исходной феррито-цементитной структурой были сформулированы уже к 30-40-м годам 20 века С.С. Штейнбергом [34] и другими исследователями и получили дальнейшее развитие в работах А.А. Попова [17]. Установлено, что диффузионное образование аустенита развивается путем возникновения зародышей на границах феррита с цементитом и последующего их роста, связанного с диффузией углерода через аустенит. В ряде случаев существенное значение могут иметь диффузионные процессы, происходящие в феррите [17]. Считается, что диффузия углерода в аустените и диффузия углерода в феррите будут развиваться с наибольшей скоростью в районах соприкосновения всех трех фаз, поэтому рост образовавшегося аустенита происходит наиболее быстро вдоль поверхности феррит-цементит и при наличии зернистого цементита, аустенит должен быстро обволакивать эти частицы [17, 33]. При отсутствии цементитных частиц в исходной структуре преимущественное образование зародышей аустенита должно наблюдаться на границах и стыках зёрен феррита, в участках, содержащих местное несовершенство кристаллической решетки.

А. А. Попов [17] обосновал возможность нескольких механизмов образования аустенита в легированных сталях с феррито-цементитной структурой. При малых скоростях нагрева будет реализоваться "особый" диффузионный механизм превращения, сопровождающийся диффузией углерода по сечению исходного феррита (с наличием кристаллографической связи исходной и вновь образующейся фаз). При несколько больших скоростях нагрева должно развиваться обычное диффузионное превращение, сопровождающееся диффузией углерода по сечению возникающих аустенитных участков. При достаточно высокой скорости нагрева, феррито-карбидная смесь может быть перенагрета в такую область температур, где станет возможным бездиффузионное $\alpha \rightarrow \gamma$ превращение без заметного участия имеющихся в стали карбидов с последующим их растворением в аустените [17].

Дальнейшие исследования подтвердили и развили основные представления о механизмах $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения. Большой вклад внесли работы по изучению образования аустенита при

скоростном нагреве [29, 34, 35]. Однако, несмотря на достаточное количество экспериментальных работ, посвященных образованию аустенита в сталях и сплавах с феррито-цементитной структурой, по этому вопросу до сих пор имеются разногласия. Одни исследователи наблюдали зарождение аустенита только на поверхности раздела феррит-цементит, другие - по границам блоков и зерен феррита. Существует представление, что аустенит зарождается на частицах цементита, расположенных только на границах ферритных зерен [36-38]. Образование аустенита может быть связано с диффузией углерода, как через аустенит, так и через феррит [38, 39]. Но при этом авторы [39] считают, что аустенит возникает только в виде оболочки вокруг цементитной частицы, и различные пути диффузии связывают с различным содержанием углерода в стали, то есть с количеством цементитных частиц в феррите. Влияние легирующих элементов на рост аустенитных центров объясняется их воздействием на локальное равновесие на границе [39]. В [38] на малоуглеродистых низколегированных сталях установлено, что решающую роль в распределении и морфологии образующегося аустенита играют размеры и распределение цементитных частиц в исходном феррите. Рост участков аустенита неправильной формы обусловлен диффузией углерода через аустенит. Рост сравнительно редко встречающихся "первичных" видмаштеттовых пластин связан с диффузией углерода через феррит (от частиц цементита к продвигающейся поверхности раздела феррита и аустенита). В [38] было установлено, что аустенит, зарождающийся на границах ферритных зерен, связан ориентационными соотношениями Курдюмова-Закса с одним или двумя ферритными зернами.

Авторы [40], изучая превращение феррита в аустенит в стали, легированной 26% Cr и 5% Ni, определили, что при 300-650°C образование аустенита проходит мартенситным механизмом. При температурах выше 650°C $\alpha \rightarrow \gamma$ превращение происходит путем зародышеобразования и роста, при этом происходит перераспределение Ni и Cr между фазами. В.В. Сагарадзе с сотр. [41] установили что в стали X28H9M2 с исходной структурой полиэдрического феррита как при медленном, так и при ускоренном нагреве образуются два структурных типа аустенита: пластинчатый (видмаштеттовый) аустенит и стержнеобразный аустенит с плоскими гранями. Они показали, что по морфологии, ориентационным соотношениям, плоскости габитуса и формоизменению пластинчатый аустенит является продуктом сдвигового превращения.

И.Н. Кидин, М.А. Штремель и В.И. Лизунов [34] наблюдали образование кристаллов аустенита игольчатой формы при электронагреве сплава Fe-5%Cr-0,02%C с ферритной структурой и показали, что игольчатые зародыши аустенита создаются мартенситным сдвигом. Иглы аустенита возникают преимущественно на границах зерен ("бездиффузионное зарождение на подложке"), то есть карбиды не принимают участия в их зарождении. Авторы

[34] считают, что всякое полиморфное превращение начинается, как правило, кристаллографическим сдвигом. Иные формы роста возникают, если этот основной механизм роста "парализован" вторичными, термически активируемыми процессами, изменяющими строение движущейся границы фаз.

Таким образом, в сталях и сплавах с ферритной (феррито-цементитной) структурой, также как в сталях и сплавах с мартенситной структурой, наблюдали различные механизмы образования аустенита. Однако систематические исследования $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения при различных скоростях нагрева в сплавах с исходными кристаллографически неупорядоченными структурами не проводили. Поэтому представляло интерес проверить, насколько общими являются закономерности изменения механизма образования аустенита в зависимости от скорости нагрева, установленные для сталей и сплавов с мартенситной структурой. И распространяются ли эти закономерности на стали и сплавы с исходной кристаллографически неупорядоченной структурой. Например, исследовать влияние скорости нагрева на процесс образования аустенита в сплавах с мартенситной структурой, предварительно подвергнутой рекристаллизации. В этом случае вмешательство рекристаллизации α -фазы в процесс формирования аустенитной структуры будет исключено. В данной главе рассмотрен процесс образования аустенита в низкоуглеродистых железоникелевых сплавах со структурами феррит и феррит+зернистый цементит и сопоставлен с процессом образования аустенита в этих же сплавах с мартенситной структурой. Изучение $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения в исследованных сплавах представляет и самостоятельный интерес в связи с использованием закалки из двухфазной ($\alpha + \gamma$)- области для получения ферритно-мартенситной структуры с высоким уровнем свойств в близких по составу никелевых криогенных [42-44] и низколегированных двухфазных [45] сталях.

1.2 Влияние скорости нагрева и исходной структуры на температурный интервал $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения в железо-никелевых сплавах

В данном параграфе приведены результаты, опубликованные в работах [46, 47].

Исследование проводили на низкоуглеродистые железоникелевых сплавах и никелевой криогенной стали, содержащих около 6 мас. % никеля, в которых за счет различной предварительной обработки были получены как мартенситная, так и ферритная (феррито-цементитная) структура. Химический состав сплавов приведен в таблице 1.1. Сплавы Н6, 10Н6 и 20Н6 были выплавлены в вакуумной индукционной печи с последующей разливкой в аргоне в слитки весом 3 кг. Сталь типа 0Н6 выплавляли в открытой высокочастотной индукционной печи и разливали в слитки весом 6 кг. Слитки проковывали в прутки сечением 14x14 мм. После

гомогенизирующей обработки часть заготовок деформировали при комнатной температуре на 20-25% и подвергали рекристаллизации в α -состоянии при 630°C в течение 6 час (сплав Н6) и 600°C в течение 2 час (10Н6, 20Н6 и сталь 0Н6). Режим рекристаллизации подбирали

Таблица 1.1 Химический состав исследованных сплавов.

Сплавы	Содержание элементов, мас.%					
	C	Ni	Si	Mn	Ti	Fe
Н6	0,01	5,8	0,20	0,10	0,02	остальное
10Н6	0,1	6,0	0,11	0,14	0,02	остальное
20Н6	0,2	5,9	0,18	0,14	0,02	остальное
сталь типа 0Н6	0,1	6,9	0,40	0,22	0,03	остальное

экспериментально, с учетом данных [48]. Завершение рекристаллизации и отсутствие начала $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения проверяли при помощи металлографического и электронно-микроскопического анализа. В результате в сплаве Н6 получали ферритную структуру; в сплавах 10Н6, 20Н6 и стали 0Н6 – структуру, состоящую из феррита и дисперсных частиц цементита (см. рисунок 1.1). Другую часть заготовок закаливали от 1250°C в ледяной соленой воде для получения мартенситной структуры. Образцы сплавов с двумя типами исходных структур нагревали со скоростями от 0,05°C/мин до 5000°C/с до температур $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения, после чего немедленно охлаждали в воде.

Для определения температурных интервалов превращения использовали дилатометрический метод. Измерения проводили на дифференциальном оптическом дилатометре Шевенара при скоростях нагрева 0,05; 0,4 и 8°C/мин. Контроль фазового состава осуществляли баллистическим методом в поле напряженностью 120 и 160 кА/м, ошибка измерений составляла $\pm 1\%$. Структурные исследования выполняли методами металлографии и электронной микроскопии Фольги для просмотра на электронных микроскопах Tesla BS-540 и JEM-100CX приготавливали из тех же образцов, на которых проводили металлографическое исследование. Перераспределение никеля между фазами в ходе $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения изучали с помощью локального рентгеноспектрального микроанализа на приборе Superprob-733 по K_{α} -линии никеля, ускоряющее напряжение 25 кВ (диаметр зонда ~ 1 мкм) и энергодисперсионного микрорентгеноспектрального анализа на микроскопе TEMSCAN-100CX, (диаметр пучка $\sim 0,2$ мкм). Ошибка измерений составляла $\pm 0,4\%$. Микротвердость измеряли на приборе ПМТ-3

при нагрузке 0,49 Н.

При повышении температуры нагрева сплав Н6 проходит фазовые области $\alpha \rightarrow \alpha + \gamma \rightarrow \gamma$, сплавы 10Н6, 20Н6 и сталь 0Н6 $\alpha + \text{ц} \rightarrow \alpha + \text{ц} + \gamma \rightarrow \alpha + \gamma \rightarrow \gamma$ [49]. Дилатометрические эффекты, обусловленные растворением или выделением цементита, несущественны по сравнению с эффектами $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения. Поэтому, для определения температурных интервалов образования аустенита в исследованных материалах использовали дилатометрический метод, результаты исследования приведены в таблице 1.2. Показано, что положение температур начала (A_n) и конца (A_k) $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения зависят от скорости нагрева (V_n), содержания углерода и исходной структуры сплава. При нагреве со $V_n = 0,4$ °С/мин в сплаве Н6 с ферритной структурой $\alpha \rightarrow \gamma$ превращение начинается при 660°С; при $V_n = 8$ °С/мин - при 700°С. Более низкая температура A_n при $V_n = 0,4$ °С/мин, чем при 8 °С/мин, указывает на то, что начало превращения при медленном нагреве определяется диффузионными процессами перераспределения компонентов сплава [13]. Анализ дилатометрической кривой, полученной при $V_n = 0,4$ °С/мин, показал, что $\alpha \rightarrow \gamma$ превращение, происходит в две ступени: при 660—770 и 810—850°С, которые разделены участком замедления превращения [46]. По-видимому, на первой ступени образуется аустенит, обогащенный никелем, на второй — в аустенит превращается оставшийся обедненный никелем феррит. Ранее подобный двухступенчатый процесс развития $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения был обнаружен в сплаве викаллой [50]. Развитие процесса перераспределения компонентов в сплаве Н6 при медленном нагреве подтверждается данными локального микроанализа, результаты которого описаны ниже (см. таблица 1.4, раздел 1.3.2). При нагреве сплава 10Н6 со структурой феррит + цементит со $V_n = 8$ и 0,4 °С/мин температура A_n составляет 660°С. При уменьшении V_n до 0,05°С/мин, A_n снижается до 630° С. Согласно диаграмме состояния Fe—Ni—С [49], γ -фаза в сплаве 10Н6 появляется при 580—590°С. Таким образом, даже при нагреве со $V_n = 0,05$ °С/мин из-за малых скоростей диффузии (никеля и железа), равновесные условия нагрева не достигаются. В сплаве 20Н6 со структурой феррит + цементит при нагреве со $V_n = 8$ °С/мин $\alpha \rightarrow \gamma$ превращение начинается на 20 и 60°С ниже, чем в сплавах 10Н6 и Н6 (таблица 1.2). Следовательно, увеличение содержания углерода снижает температуру начала $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения, что соответствует [49].

Положение температур конца A_k в сплаве 10Н6 со структурой феррит + цементит в зависимости от скорости нагрева (V_n) меняется немонотонно (таблица 1.2). При нагреве сплава 10Н6 со $V_n = 8$ °С/мин $A_k = 750$ °С; 0,4 °С/мин — 800 °С; 0,05 °С/мин — 760 °С, в то время как согласно диаграмме состояния Fe—Ni—С [49] температура перехода в однофазную γ -область

Таблица 1.2. Температуры начала (A_n) и конца (A_k) $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения в низкоуглеродистых сплавах Fe - 6 %Ni с двумя типами исходных структур.

Сплав (содержание основных элементов, мас.%)	V_n , °C/мин	Исходная структура			
		феррит; феррит + цементит		мартенсит	
		Температура, °C			
		A_n	A_k	A_n	A_k
Н6 (Fe-0,01C-5,8Ni)	0,4	660	850	650	780
	8,0	700	760	680	800
10Н6 (Fe-0,1C-6,0Ni)	0,05	630	760	—	—
	0,4	660	800	630	760
	8,0	660	750	640	750
20Н6 (Fe-0,2C-5,9Ni)	0,05	620	750	—	—
	0,4	—	—	600	760
	8,0	640	740	610	740
сталь типа 0Н6 (Fe-0,1C-6,9Ni)	0,05	630	760	—	—
	0,4	—	—	620	760
	100	650	750	630	750

составляет 740 °C. Повышение A_k от 750 до 800 °C при уменьшении V_n от 8 до 0,4°C/мин объясняется тем, что нагрев со скоростью 8 °C/мин не вызывает изменения содержания никеля в ходе превращения, а при $V_n=0,4$ °C/мин никель перераспределяется между γ - и α -фазами, как будет показано ниже. Но выравнивание состава на завершающей стадии $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения не успевает произойти, и конец превращения «затягивается» [19, 50]. Снижение V_n от 0,4 до 0,05 °C /мин приводит к понижению A_k от 800 до 760°C (таблица 1.2.), по-видимому, при завершении $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения успевает произойти выравнивание состава.

Сравнивая значения A_n и A_k , полученные в сплаве 10Н6 с двумя типами исходных структур (таблица 1.2), можно заметить, что при одинаковой V_n $\alpha \rightarrow \gamma$ превращение в сплаве с мартенситной структурой начинается при более низких температурах (на 20—30° C), чем в сплаве со структурой феррит + цементит. Подобные результаты получены на сплавах Н6 и 20Н6. Более низкая температура начала образования аустенита в сплаве с мартенситной структурой, по сравнению с ферритной структурой, обусловлена, согласно [52], вкладом в движущую силу превращения дополнительной энергии, связанной с полями упругих напряжений и высокой плотностью дислокаций в мартенситной структуре.

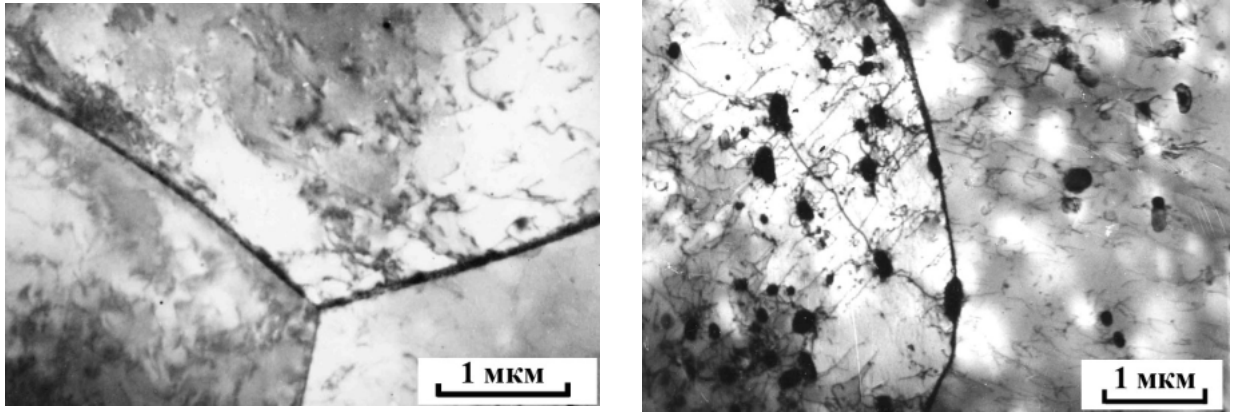
1.3 Механизм $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения в сплавах с ферритной структурой

Исследуемые низкоуглеродистые сплавы железа с 6 мас.% никеля (см. таблица 1.1) со структурами феррит и феррит + зернистый цементит нагревали со V_n от 0,05 °C/мин до 5000 °C/с в интервал $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения или выше, после чего немедленно охлаждали в воде. Изменение скорости нагрева на семь порядков позволило изменить степень перенагрева, то есть движущую силу превращения. В данном параграфе рассмотрен процесс образования аустенита в сплавах с ферритной (ферритно-цементитной) структурой и сопоставлен с процессом образования аустенита в этих же сплавах с мартенситной структурой. Результаты исследования опубликованы в [46, 47, 53, 54].

1.3.1 Нормальный механизм образования аустенита

Сплавы с исходной ферритной или феррито-цементитной структурой. Сплав Н6 после рекристаллизации в α -состоянии имел структуру феррита (рисунки 1.1 а, 1.2. а), сплавы 10Н6 и 20Н6 - структуру, состоящую из феррита и дисперсных частиц цементита (рисунки 1.1 б, 1.3 а). При нагреве со скоростями от 8 °C/мин до 300 °C/с в исследуемых сплавах с данными исходными структурами реализуется так называемый «нормальный» механизм образования аустенита [1,17,33]. Первые участки аустенита появляются на границах ферритных зерен. При дальнейшем нагреве зародыши аустенита, возникшие на границах феррит/феррит, растут в одно или оба зерна. В процессе роста формируются зерна неправильной формы, которые при охлаждении превращаются в мартенсит (рисунки 1.2 б и 1.3 б). При повышении температуры нагрева на границах и внутри ферритных зерен зарождаются новые зерна аустенита и растут возникшие ранее, приходя в соприкосновение, друг с другом (рисунки 1.2 в и 1.3 в). При нагреве до температуры конца $\alpha \rightarrow \gamma$ -превращения на месте исходного ферритного зерна образуется несколько аустенитных зерен (рисунок 1.2 г). Размер новых зерен меньше, чем размер исходных ферритных зерен, происходит перекристаллизация.

В сплавах 10Н6 и 20Н6 новые зерна аустенита зачастую возникают на межфазных границах феррит/цементит. На месте одного ферритного зерна образуется лишь несколько новых зерен аустенита, а число частиц цементита чрезвычайно велико (см. рисунок 1.3 а), следовательно, подавляющее количество цементитных частиц не принимает участия в процессе зарождения аустенитных зерен. Присутствие частиц цементита на границах зерен, по-видимому, также необязательно: зародыши критических размеров могут получать необходимое количество углерода от сегрегаций, имеющих на границах феррита [55]. В процессе роста

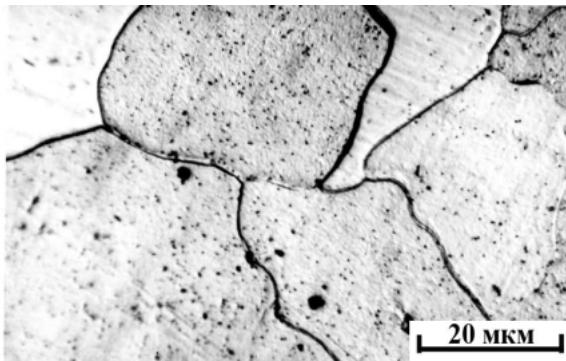


а

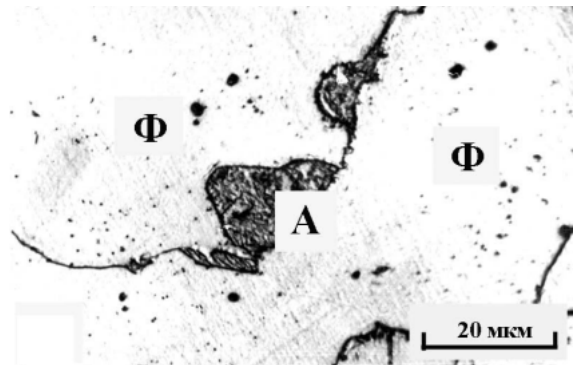
б

Рисунок 1.1. Микроструктура исследованных сплавов в исходном состоянии:

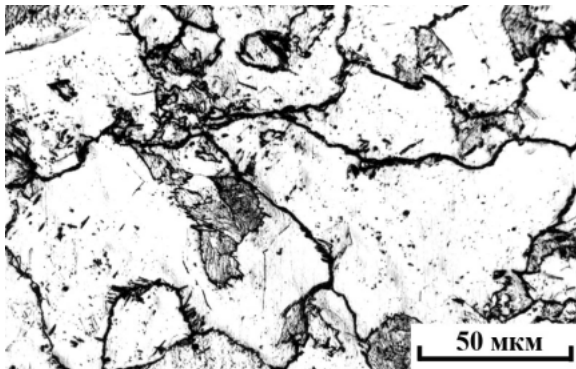
а – феррит (H6); б – феррит+зернистый цементит (10H6).



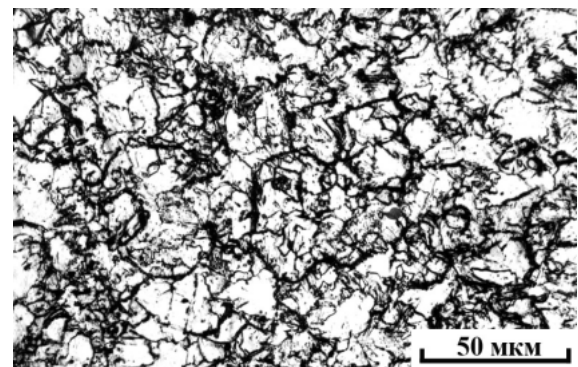
а



б



в

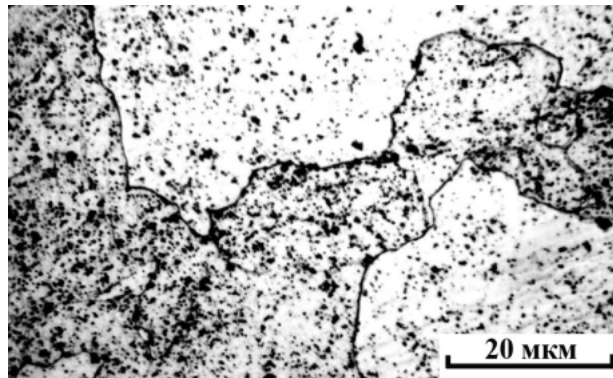


г

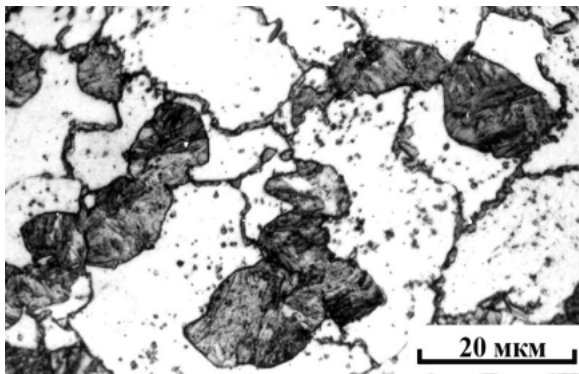
Рисунок 1.2. Микроструктура сплава H6 в исходном ферритном состоянии (а)

и после нагрева в интервал $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения: б – 725; в – 735; г – 755 °С;

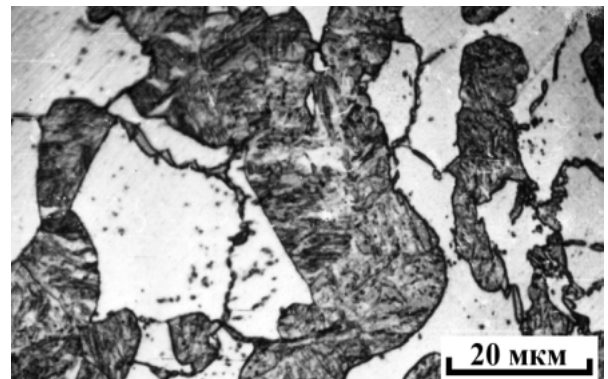
$V_H = 8 \text{ } ^\circ\text{C/мин.}$



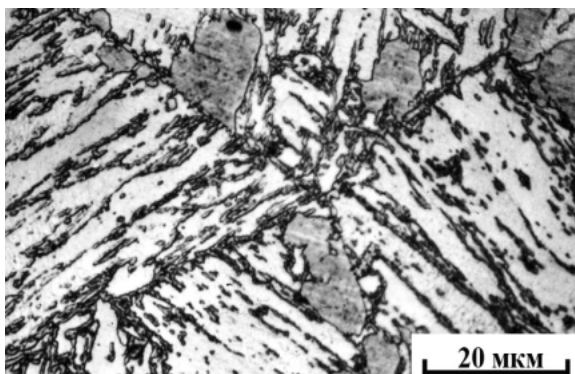
а



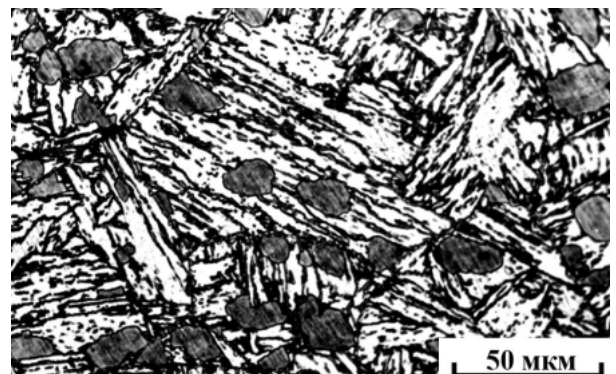
б



в



г



д

Рисунок 1.3. Микроструктура сплава 10Н6 в исходном состоянии феррит+цементит (а)
и после нагрева до б – 700; в – 720 °С;
после нагрева исходного мартенситного состояния до г – 670, д – 710 °С;
 $V_H = 8 \text{ } ^\circ\text{C}/\text{мин.}$

новых зерен аустенита происходит их обогащение углеродом, в том числе за счет растворяющихся частиц цементита. Были проведены измерения микротвердости новых зерен, образовавшихся в исследованных сплавах (со структурами феррит или феррит+цементит) при нагреве со $V_n = 100^\circ\text{C}/\text{мин}$ до температур, обеспечивающих одинаковую полноту превращения. Результаты измерения, сопоставленные с микротвердостью исходных структур, представлены в таблице 1.3. Видно, что микротвердость новых зерен, имеющих после охлаждения из $(\alpha+\gamma)$ -области мартенситную структуру (см. рисунки 1.2 б, в и 1.3 б, в), существенно превышает микротвердость малоуглеродистого мартенсита исследуемых сплавов, закаленных из однофазной γ -области. Эти данные свидетельствуют о том, что новые зерна, особенно в сплавах 10Н6 и 20Н6, значительно обогащены углеродом по сравнению с его содержанием в сплаве.

Таблица 1. 3. Микротвердость (Hv) структурных составляющих сплавов Fe—6% Ni с различным содержанием углерода

Сплав (содержание углерода в сплаве, мас.%)	Hv, МПа		
	Исходная структура		Новые зерна
	Феррит; феррит+цементит	Мартенсит	
Н6 (0,01)	1620	2150	2820
10Н6 (0,10)	1840	3530	6100
20Н6 (0,20)	2270	4570	7960

В отличие от углерода, образующего с железом твердые растворы внедрения и имеющего высокую диффузионную подвижность, никель ведет себя иначе. Локальный рентгеноспектральный анализ структурных составляющих сплава Н6, результаты которого приведены ниже (см. таблица 1.4, параграф 1.3.2), показал, что новые зерна аустенита растут без изменения содержания никеля.

Важным является вопрос об ориентационной связи новых зерен аустенита с ферритной матрицей. Для определения ориентационной связи снимали электронограммы с соседних ферритных зерен и с участков, возникших на ранних стадиях $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения на границе ферритных зерен, которые испытали цикл $\alpha \rightarrow \gamma \rightarrow \alpha$ превращений и имели мартенситную структуру с остаточным аустенитом. На рисунке 1.4 представлена область, возникшая на границе феррит/феррит в сплаве 10Н6 на ранних стадиях $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения и претерпевшая при охлаждении $\gamma \rightarrow \alpha$ превращение. Образовавшаяся область растет в зерно 2. Анализ

электронограмм, полученных от этой области, и от каждого из ферритных зерен позволил определить, что мартенсит (этой области) имеет ориентировку $[113]_{\alpha}$, остаточный аустенит - $[310]_{\gamma}$, ориентировка 1-го ферритного зерна $[111]_{\alpha 1}$ (рисунок 1.4 б, г); ориентировка 2-го ферритного зерна $-[553]_{\alpha 2}$ (рисунок 1.4 в, г). Анализ ориентировок остаточного аустенита и ферритных зерен с помощью стереографической проекции, представляющей один из вариантов ориентационных соотношений (ОС) Курдюмова-Закса (К-3) между ОЦК и ГЦК кристаллами, $(111)_{\gamma} \parallel (110)_{\alpha}$; $[0\bar{1}1]_{\alpha} \parallel [1\bar{1}1]_{\alpha}$ [56] показал, что величины углов между плоскостями в решетке остаточного аустенита и плоскостями в решетке α -фазы 2-го зерна $(00\bar{1})_{\gamma}$ и $(2\bar{1}5)_{\alpha 2}$; $(\bar{1}31)_{\gamma}$ и $(\bar{1}25)_{\alpha 2}$; $(00\bar{1})_{\gamma}$ и $(\bar{1}10)_{\alpha 2}$, измеренные по электронограмме (рисунок 1.4 б) совпадают с точностью $1-3^{\circ}$ с углами, определенными по совместной стереографической проекции [56]. Такие же измерения, выполненные для 1-го ферритного зерна, выявили несовпадение величин углов между плоскостями $(00\bar{1})_{\gamma}$ и $(0\bar{1}1)_{\alpha 1}$; $(\bar{1}31)_{\gamma}$ и $(10\bar{1})_{\alpha 1}$; $(00\bar{1})_{\gamma}$ и $(\bar{1}12)_{\alpha 1}$; на $5-10^{\circ}$ и более. То есть область, образовавшаяся на границе двух ферритных зерен и растущая в одно из зерен, связана с этим зерном ОС К-3.

На рисунке 1.5 а представлена электронограмма, полученная от другой области, также образовавшейся на границе двух ферритных зерен и этих зерен. На рисунке 1.5 б-г приведены электронограммы от первого и второго ферритного зерна и схема расшифровки. Проведенный анализ показал, что данная область связана ОС К-3 с двумя зернами. Кристаллографический анализ еще шести подобных областей показал, что аустенит, зародившийся на границах двух ферритных зерен, связан с одним из них, а иногда и с двумя, ОС К-3 или близкими к ним. При этом участок аустенита может расти в ферритное зерно, с которым он имеет ориентационную связь, или в соседнее зерно, или в оба зерна сразу. То есть, новые зерна аустенита могут иметь ориентационную связь с ферритным зерном, в которое они растут, но могут и не иметь, что согласуется с данными работы [38].

Наблюдение начальных стадий образования аустенита в исследованных сплавах показало, что обычно участки аустенита, возникшие на границах ферритных зерен, вытянуты вдоль этих границ или имеют неправильную форму. Морфология этих участков свидетельствует скорее о неориентированном зарождении и росте, чем об ориентированном. Однако встречаются участки, имеющие “правильную” форму и прямолинейные границы. На рисунке 1.6 а показан клиновидный участок аустенита, возникший на границе феррит/феррит в сплаве Н6 при нагреве со $V_{\text{н}} = 8^{\circ}\text{C}/\text{мин}$ на ранних стадиях $\gamma \rightarrow \alpha$ превращения и претерпевший при охлаждении $\alpha \rightarrow \gamma$ превращение. Анализ показал, что зародыш аустенита был ориентационно связан с зерном 1, но рос в зерно 2; а при охлаждении в ходе $\gamma \rightarrow \alpha$ превращения приобрел ориентацию ферритного зерна 1 (рисунок 1.6 б). Подобный эпитаксиальный рост феррита ранее наблюдали в малоуглеродистой низколегированной стали

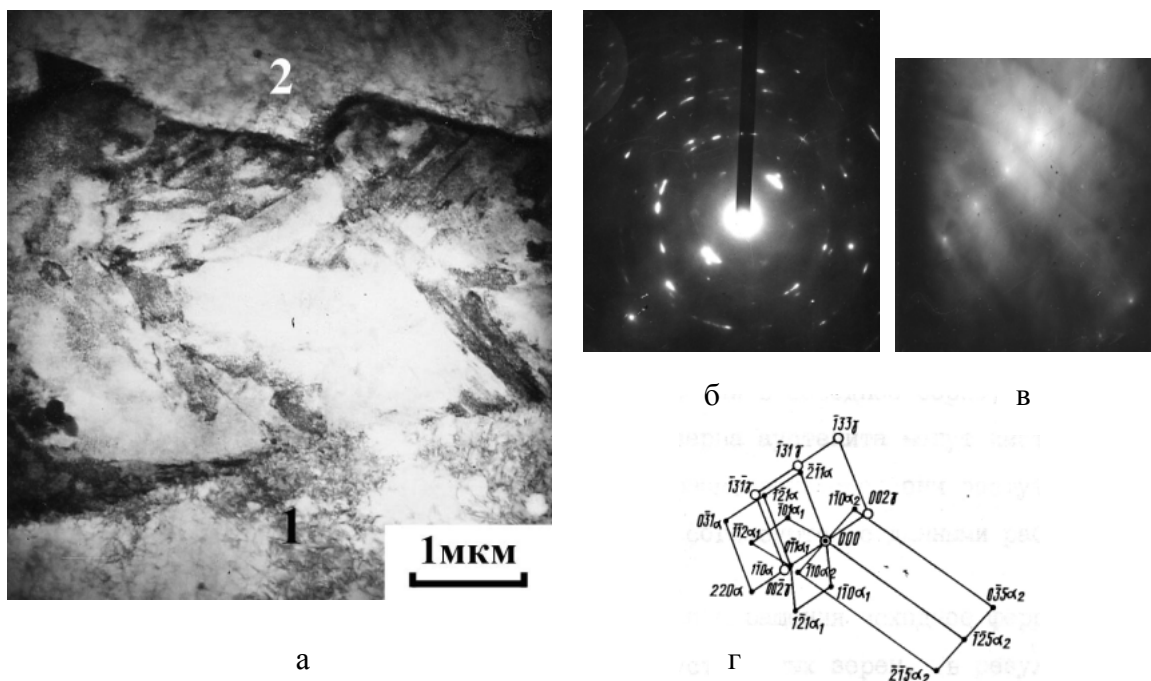


Рисунок 1.4. Участок, образовавшийся на границе феррит/феррит в сплаве IOH6 при нагреве до 670°C (а) и электронограммы: б - от участка и двух ферритных зерен; в - от 2-го зерна $[533]_{\alpha_2}$; г - схема расшифровки; $V_n = 8^{\circ}\text{C}/\text{мин}$.

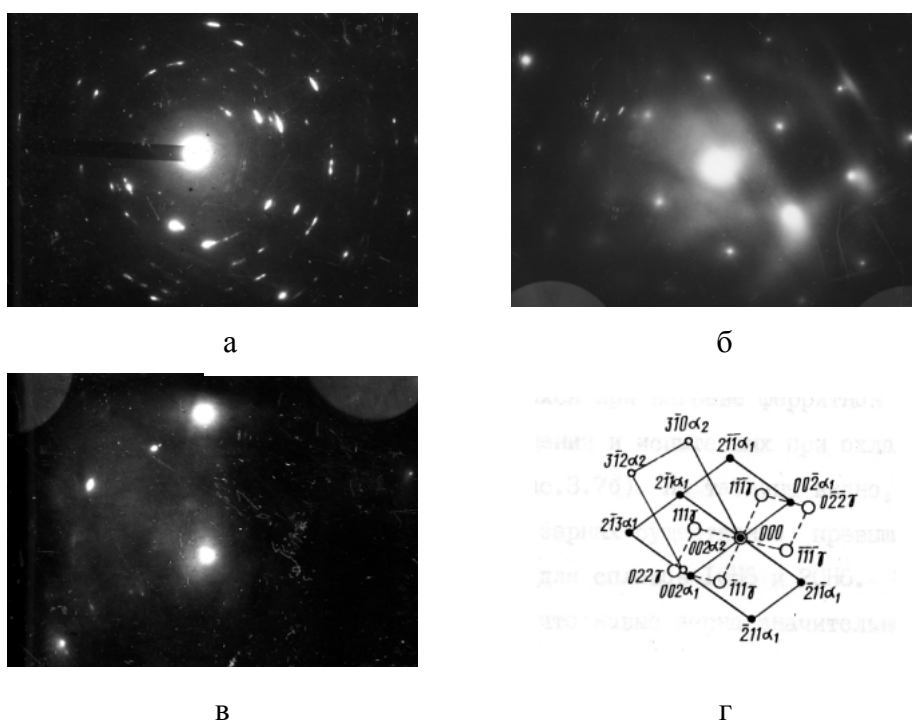
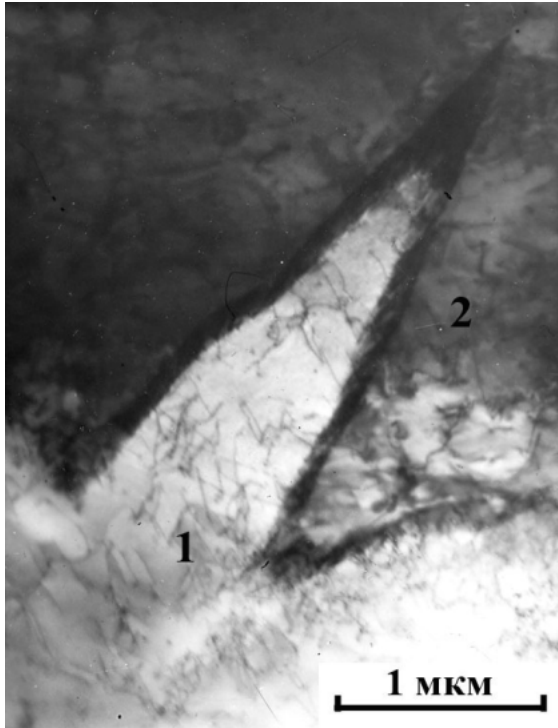


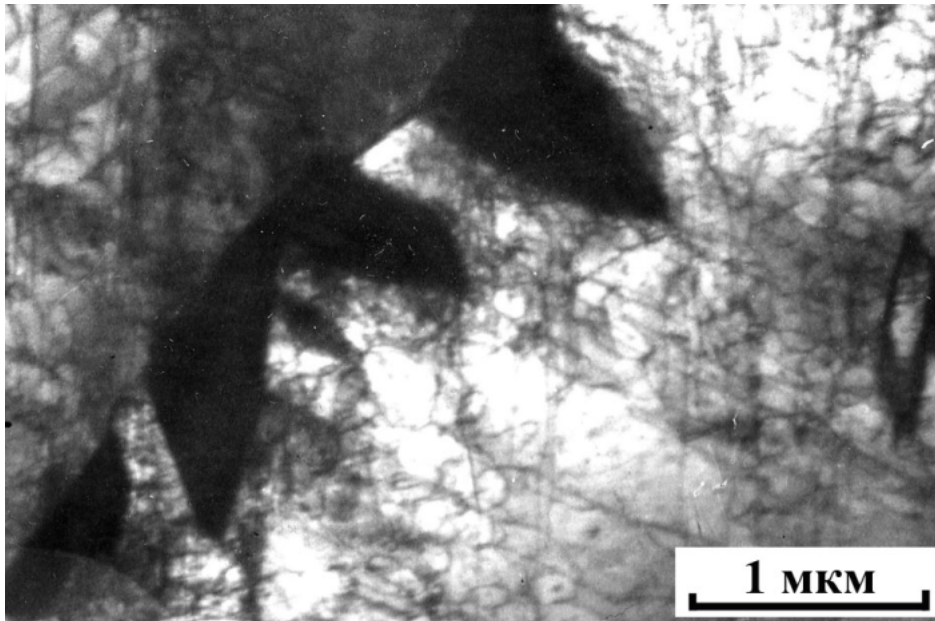
Рисунок 1.5. Электронограммы, полученные от участка, возникшего на границе феррит/феррит (содержащего остаточный аустенит- $[110]_{\gamma}$) в сплаве IOH6 при нагреве до 700°C и двух ферритных зерен: а - от участка и двух ферритных зерен; б - от первого зерна $[120]_{\alpha_1}$ в - от второго зерна $[130]_{\alpha_2}$ и г - схема расшифровки; $V_n = 8^{\circ}\text{C}/\text{мин}$.



а



б



в

Рисунок 1.6. Остроугольные участки, возникшие на границе феррит/феррит:
 при нагреве до: а, б - до 735 °С; сплав Н6; в - до 670 °С; сплав 10Н6 ;
 а, в – светлопольные изображения, б – темнопольное изображение в рефлексе (200)_α;

$$V_H = 8 \text{ } ^\circ\text{C}/\text{мин.}$$

при охлаждении из межкритического интервала температур [57]. На рисунке 1. 6 в видно, что несколько таких участков-клиньев, возникших на границе ферритных зерен в сплаве 10Н6, соседствуя друг с другом, образовали структуру типа “гребенки”. Аналогичную структуру наблюдали в сплаве Н9, но после $\gamma \rightarrow \alpha$ превращения [58].

Сплавы с исходной мартенситной структурой. Процесс образования аустенита в исследованных сплавах с мартенситной структурой, как отмечалось выше, был изучен для сравнения его с процессом образования аустенита в этих же сплавах с ферритной структурой. Структурные изменения при $\alpha \rightarrow \gamma$ превращении рассмотрим на примере сплава 10Н6. При нагреве сплава 10Н6 с исходной структурой реечного мартенсита со скоростями от 8°С/мин до 300 °С/с в интервал температур $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения аустенит образуется в виде новых зерен неправильной формы на границах зерен и тонких прерывистых прослоек, состоящих из дисперсных вытянутых кристаллов, на границах мартенситных реек (см. рисунок 1.3 г). Новые зерен аустенита неправильной формы возникают на границах первоначальных аустенитных зерен, существовавших в сплаве до закалки; иногда внутри них (см. рисунок 1.3 г, д), подобно новым зернам аустенита при нагреве сплава со структурой феррит+цементит (см. рисунок 1.3 б, в). Образование междуреечных прослоек аустенита характерно для медленного нагрева мартенситной структуры [9, 58] и будет рассмотрено ниже. При нагреве сплава до температур конца $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения исходное аустенитное зерно разбивается на несколько новых аустенитных зерен, в результате происходит измельчение зерна.

Таким образом, в сплаве 10Н6 с мартенситной структурой при нагреве со скоростями от 8°С/мин до 300 °С/с образуется аустенит двух морфологий: в виде новых зерен, образование которых характерно для ускоренного нагрева, и в виде междуреечных прослоек, характерных для медленного нагрева. Образование аустенита в сплавах со структурами феррит или феррит+зернистый цементит в этом же диапазоне скоростей нагрева происходит путем роста новых зерен неправильной формы так называемым «нормальным» механизмом [1]. То есть сравнивая процесс образования аустенита при данных скоростях нагрева в исследованных сплавах с двумя типами исходных структур, можно сделать вывод о том, что мартенситная структура облегчает, по сравнению с ферритной, реализацию упорядоченного механизма образования аустенита, характерного для медленного нагрева.

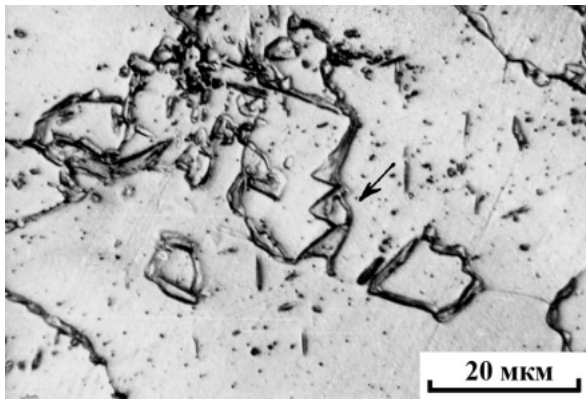
1.3.2 Образование видманштеттовой структуры аустенита при медленном нагреве

Сплавы с исходной ферритной или ферритно-цементитной структурой. Иная картина образования аустенита наблюдается при существенном уменьшении V_n от 8 до 0,4 °С/мин

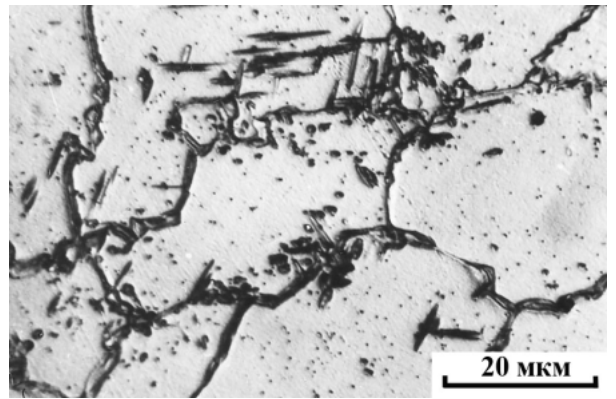
(сплав Н6), и 0,05 °С/мин (10Н6 и 20Н6). Первые участки аустенита возникают на границах ферритных зерен (обозначены стрелкой на рисунке 1.7 а), как при других скоростях нагрева (см. рисунки 1.2 б; 1.3 б), но в остальном процесс структурообразования существенным образом отличается. При повышении температуры нагрева участки аустенита на границах зерен не растут, аустенит зарождается внутри ферритных зерен из большого числа центров (см. рисунки 1.7 б и 1.8 а). В сплаве Н6 зародыши аустенита возникают на некотором удалении друг от друга (рисунок 1.7 б), в сплавах 10Н6 и 20Н6 – около частиц цементита (рисунок 1.8 а). Число зарождающихся кристаллов аустенита чрезвычайно велико и соизмеримо с числом цементитных частиц, хотя не возле каждой частицы возникает отдельный зародыш аустенита (рисунок 1.8 а, б). Рост зародышей приводит к образованию кристаллов аустенита, имеющих форму стержней с правильной огранкой. Поперечные сечения кристаллов представляют собой параллелограммы или многогранники (рисунки 1.7 в и 1.8 б). В каждом ферритном зерне образуются видманштеттовы кристаллы одного-трех направлений (рисунки 1.7 б, в; 1.8 б, в).

При повышении температуры нагрева стержни аустенита растут, формируя видманштеттову структуру (рисунки 1.7 в, г и 1.8 б, в). В сплавах 10Н6 и 20Н6 при дальнейшем повышении температуры одинаково направленные кристаллы смыкаются друг с другом, образуя одну или несколько аустенитных областей неправильной формы, заполняющих исходное ферритное зерно (рисунок 1.8 в). Кристаллы иных направлений прекращают рост, соприкасаясь с кристаллами основных направлений, но сохраняются до температур конца $\alpha \rightarrow \gamma$ превращений. При нагреве в однофазной γ -области аустенит претерпевает рекристаллизацию, в результате получается структура с более мелким зерном, чем исходное (рисунок 1.8 г).

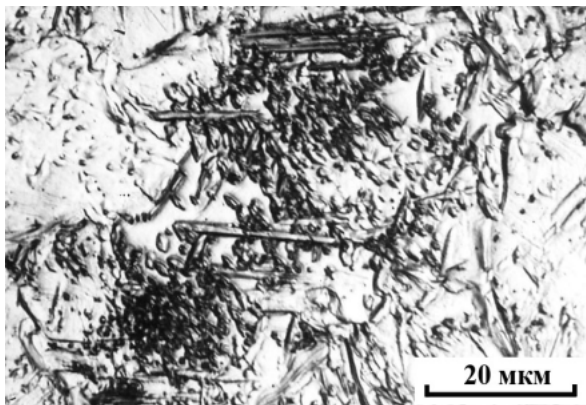
Остановимся на особенностях образования аустенита при медленном нагреве в сплаве Н6 с ферритной структурой. Выше (см. параграф 1.2), при анализе данных дилатометрического исследования (таблица 1.2), отмечено, что в сплаве Н6 при нагреве со $V_n = 0,4^\circ\text{C}/\text{мин}$ $\alpha \rightarrow \gamma$ превращение происходит в две ступени: при 660-770 и 810- 850°С, и высказано предположение, что на первой ступени образуется аустенит, обогащенный никелем, на второй - в аустенит превращается оставшийся обедненный никелем феррит. Металлографическое исследование показало, что на первой ступени образуются видманштеттовы кристаллы аустенита (см. рисунки 1.7 а-в), на второй - возникают зерна аустенита неправильной формы (указаны стрелкой на рисунке 1.7 г), которые поглощают оставшийся обедненный никелем феррит. Заметим, что видманштеттовы образования достаточно устойчивы: при температуре конца $\alpha \rightarrow \gamma$ -превращения (850°С) в структуре сохраняются видманштеттовы кристаллы, сформировавшиеся при 730-770°С. Для подтверждения перераспределения компонентов сплава Н6 в ходе $\alpha \rightarrow \gamma$ -превращения был проведен локальный рентгеноспектральный анализ, результаты которого представлены в таблице 1.4. Видно, что содержание никеля в участках,



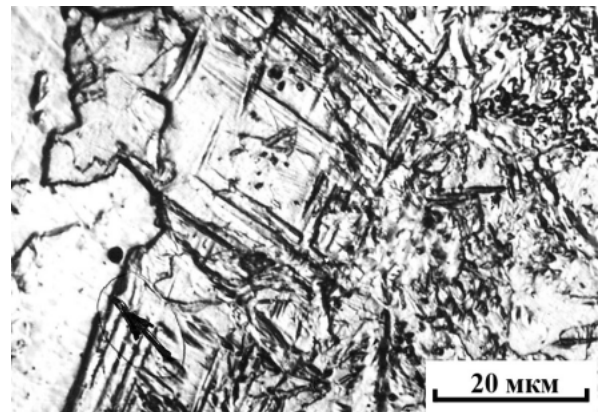
а



б



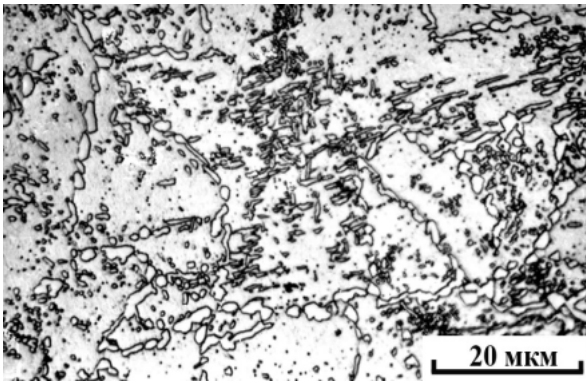
в



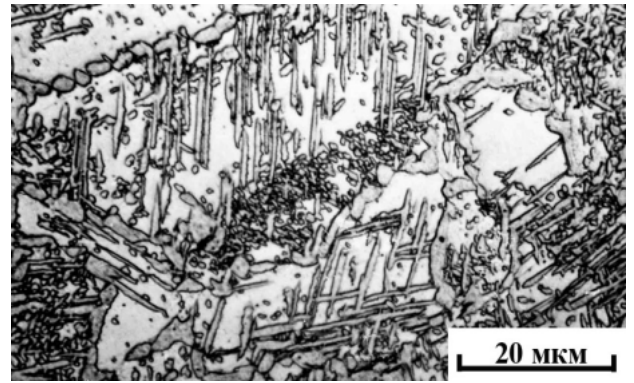
г

Рисунок 1.7. Образование аустенита в сплаве Nb с исходной ферритной структурой при нагреве до: 710°C (а); 735 (б); 750 (в); 820°C(г);

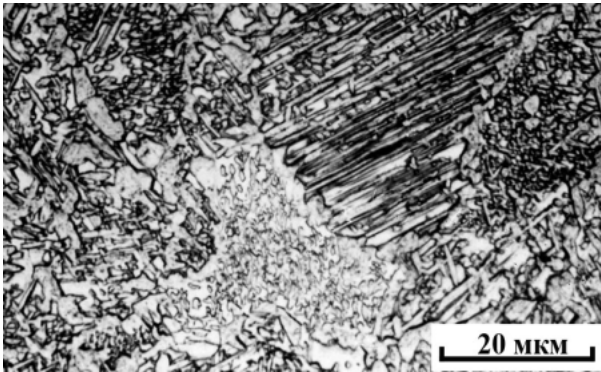
$$V_n = 0,4 \text{ } ^\circ\text{C}/\text{мин.}$$



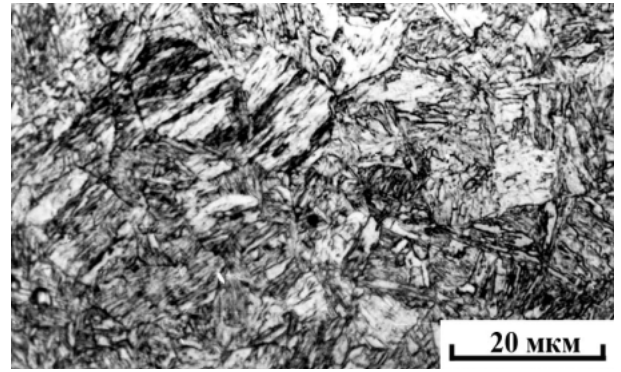
а



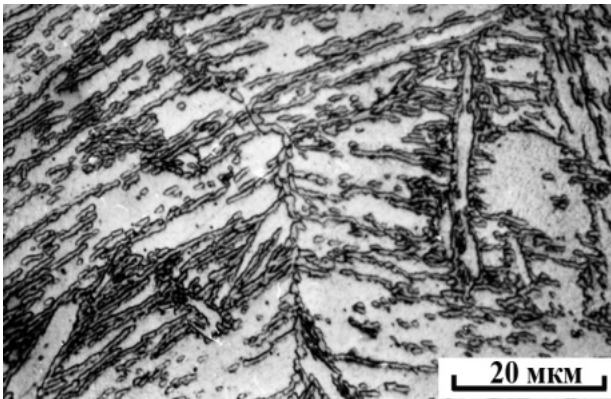
б



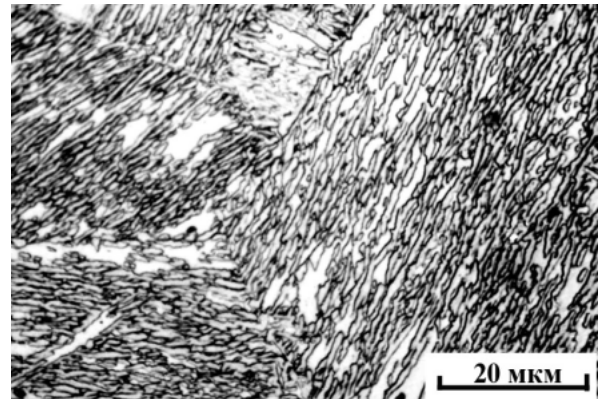
в



г



д



е

Рисунок 1.8. Образование аустенита в сплаве 10Н6 с двумя типами исходных структур:
 феррит+цементит при нагреве до: 660 (а), 700 (б), 730 (в), 800°С (г);

$$V_{\text{н}} = 0,05 \text{ } ^\circ\text{C}/\text{мин};$$

и мартенсит при нагреве до: 670 (д), 700°С (е);

$$V_{\text{н}} = 0,4 \text{ } ^\circ\text{C}/\text{мин}.$$

возникших при нагреве со $V_n = 0,4$ °C/мин на границах зерен, и в видманшеттовых кристаллах аустенита при нагреве сплава Н6 не менее, чем в 1,3 раза превышает его содержание в окружающем феррите. Содержание никеля в новых зернах аустенита, образовавшихся при нагреве со V_n 8 и 100 °C/мин, (в пределах ошибки измерения $\pm 0,4$ мас.%) не отличается от его содержания в окружающем феррите. То есть образование видманшеттовых кристаллов аустенита сопровождается изменением состава фаз, тогда как рост новых зерен аустенита происходит без изменения содержания никеля (таблица 1.4), но с концентрационными изменениями по углероду, как обсуждалось выше (таблица 1.3).

Таблица 1.4. Концентрация никеля в структурных составляющих сплава Н6 (Fe-0,01% С -5,8% Ni) на начальных стадиях $\alpha \rightarrow \gamma$ -превращения

Скорость нагрева, °C/мин	Температура нагрева, °C	Тип участков аустенита	Концентрация никеля, мас.%	
			Аустенит	Феррит
0,4	735	видманшеттов кристалл	7,3	5,2
		участки на границах зерен	7,7	5,6
100	725	новые зерна	6,2	5,9

Необходимо отметить, что в сплавах 10Н6 и 20Н6 при медленном нагреве зародыши аустенита возникают не в виде оболочки вокруг частиц цементита [17,33], а на отдельном участке поверхности раздела феррит/цементит (рисунок 1.9). Следовательно, атомы углерода от растворяющихся частиц цементита могут диффундировать к фронту роста аустенитного кристалла через феррит. Чтобы оценить время, необходимое для диффузионного перераспределения атомов углерода и никеля в α -фазе, воспользуемся известным соотношением: $L \sim \sqrt{D t}$, где L - расстояние, t - время диффузии, D - коэффициент объемной диффузии. Принимаем $L = 1$ мкм; D никеля в α -фазе при 700°C (D_{Ni}) $\sim 10^{-13}$ см²/с [59], углерода - $D_C \sim 10^{-8}$ см²/с [60]. Оценка показала, что при $V_n = 0,05$ °C/мин успевают происходить диффузионный подвод к растущему аустенитному кристаллу не только атомов углерода, но и никеля; при $V_n = 8$ °C/мин - (при образовании новых зерен аустенита) только углерода. С помощью энергодисперсионного рентгеноспектрального микроанализа (размер анализируемых областей 0,20-0,25 мкм) установлено, что содержание никеля в видманшеттовых кристаллах аустенита, образовавшихся в сплаве 10Н6 при нагреве до 650°C со $V_n = 0,05$ °C/мин, не менее чем в 2 раза превышает его содержание в окружающем феррите. Для сравнения, в сплаве Н6

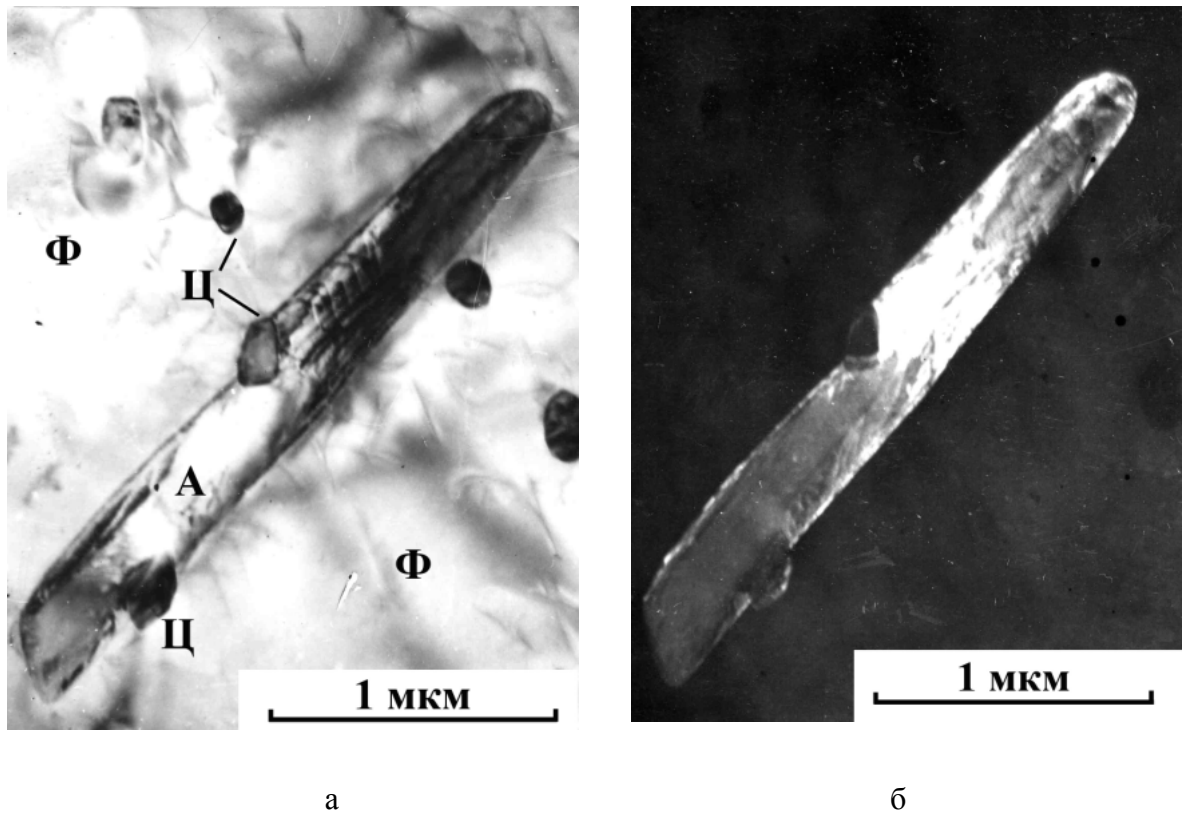


Рисунок 1.9. Видманшеттов кристалл аустенита с частицами цементита в сплаве 20Н6 после нагрева до 650°С;; А – аустенит; Ф-феррит; Ц- цементит;

а – светлопольное; б- темнопольное изображение в рефлексе (200)_γ.

$V_H = 0,05 \text{ } ^\circ\text{C}/\text{мин.}$

содержание никеля в кристаллах аустенита в 1,3 раза превышает его содержание в окружающем феррите (таблица 1.4). Таким образом, рост видманштеттовых кристаллов аустенита связан с диффузионным подводом атомов никеля, образующего твердый раствор замещения.

Видманштеттовы кристаллы и зернограничные участки аустенита обогащаются никелем за счет прилегающих к ним объемов феррита. Вследствие образования обедненного никелем так называемого “буферного” слоя [31] рост видманштеттовых кристаллов и зернограничных участков прекращается. Новые видманштеттовы кристаллы, как отмечено выше, возникают на некотором удалении от ранее образовавшихся (рисунок 1.7 б, рисунок 1.8 б). Кристаллы аустенита, образующиеся на начальных стадиях $\alpha \rightarrow \gamma$ -превращения в сплавах 10Н6 и 20Н6, при охлаждении не превращаются в α -фазу (рисунок 1.9 б), в отличие от кристаллов аустенита, возникших в сплаве Н6. Высокая устойчивость видманштеттовых кристаллов аустенита, образующихся в сплавах 10Н6 и 20Н6, по отношению к мартенситному превращению обусловлена их большим обогащением углеродом и никелем, а также меньшими поперечными размерами [61], по сравнению с кристаллами аустенита, образующимися в сплаве Н6.

При повышении температуры нагрева видманштеттовы кристаллы растут, степень обогащения их легирующими элементами уменьшается, и при охлаждении они испытывают мартенситное превращение. После превращения в структуре сохраняется остаточный аустенит. Сравнение результатов, полученных на сплавах Н6, 10Н6 и 20Н6 с различным содержанием углерода, показывает, что обогащение углеродом играет важную роль в устойчивости аустенита. По данным проведенных магнитных измерений: после медленного нагрева в середину интервала $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения и последующего охлаждения в сплавах 10Н6 и 20Н6 сохраняется 10—12% остаточного аустенита; в сплаве Н6 - не более 2%.

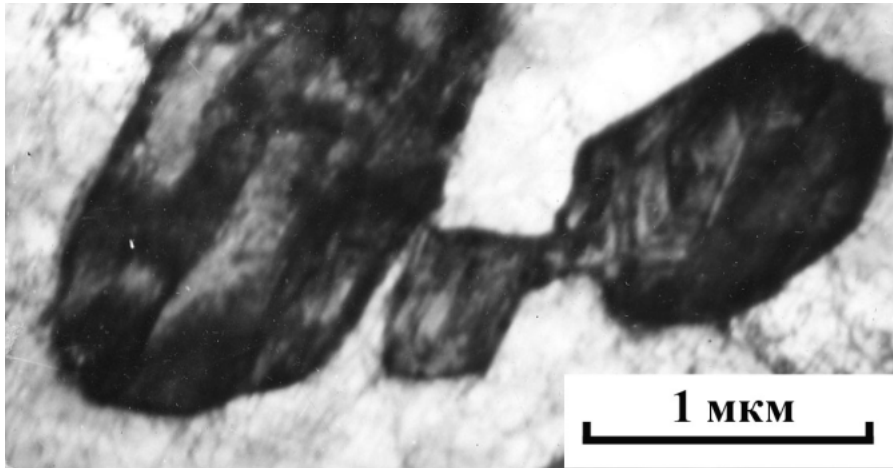
Кристаллографический анализ показал, что видманштеттовы кристаллы аустенита связаны с окружающим ферритом ориентационными соотношениями (ОС) Курдюмова–Закса (К-3) или близкими к ним. В пределах исходного ферритного зерна образуется совокупность дисперсных разнонаправленных кристаллов аустенита, каждый из которых связан ОС К-3 с исходным ферритом, то есть $\alpha \rightarrow \gamma$ превращение происходит кристаллографически упорядочено с размножением ориентировок. Ранее образование подобных дисперсных кристаллов аустенита было обнаружено в сплаве Н32 со структурой линзовидного мартенсита [31].

Стержни разной направленности, образовавшиеся в пределах одного исходного ферритного зерна, имеют различную ориентировку, стержни одинаковой направленности ориентированы одинаково. В ходе превращения (при повышении температуры нагрева до 730-740°C) одинаково направленные стержни смыкаются друг с другом, образуя одну или несколько аустенитных областей неправильной формы, занимающих целиком исходное ферритное зерно (см. рисунок 1.8 в). При металлографическом анализе было замечено, что

кристаллы других направлений прекращают рост, соприкасаясь с кристаллами «основных» направлений, составляющих аустенитные области, но сохраняются внутри этих областей до температур конца $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения (см. рисунок 1.8 в). При электронно-микроскопическом исследовании наблюдали слияние отдельно расположенных кристаллов (рисунок 1.10 а) и групп кристаллов аустенита (рисунок 1.10 б). Темнопольный анализ структуры, представленной на рисунке 1.10 б показал, что ориентация аустенита во всей области одинакова и совпадает с ориентацией в отдельных стержнях (рис. 1.10 в). Кристаллы, составляющие область, связаны с исходным ферритным зерном ОС К-3 или близкими к ним. Граница области, полученной в результате слияния группы стержней, имеет характерное «зубчатое» строение (рисунок 1.10 б). При слиянии отдельных стержней наблюдалось образование “перемычек” (рисунок 1.10 а). Остаточный аустенит располагается не только по границам мартенситных кристаллов (см. рисунки 1.10 б, в, рисунок 1.11), что характерно для пакетного мартенсита, но и в виде каймы вдоль межфазных границ аустенит/феррит, существовавших при нагреве. На рисунке 1.11 б видно, что участок исходного феррита прямоугольной формы окаймлен полоской остаточного аустенита. Локализация остаточного аустенита на межфазных границах связана с их обогащением углеродом [15] и, возможно, никелем (концентрационный пик по Хиллерту [62]). Согласно концепции [62], равновесие на межфазной границе достигается за счет локального повышения содержания легирующих элементов.

Таким образом, при медленном нагреве в исследованных сплавах со структурами феррит и феррит + зернистый цементит $\alpha \rightarrow \gamma$ превращение происходит путем ориентированного зарождения и роста видманштеттовых кристаллов аустенита. При температурах конца $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения на месте исходного зерна образуется кристаллографически упорядоченный комплекс кристаллов аустенита (своеобразный псевдомонокристалл), размеры которого соответствуют размерам исходного ферритного зерна. При повышении температуры выше конца $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения аустенит претерпевает рекристаллизацию.

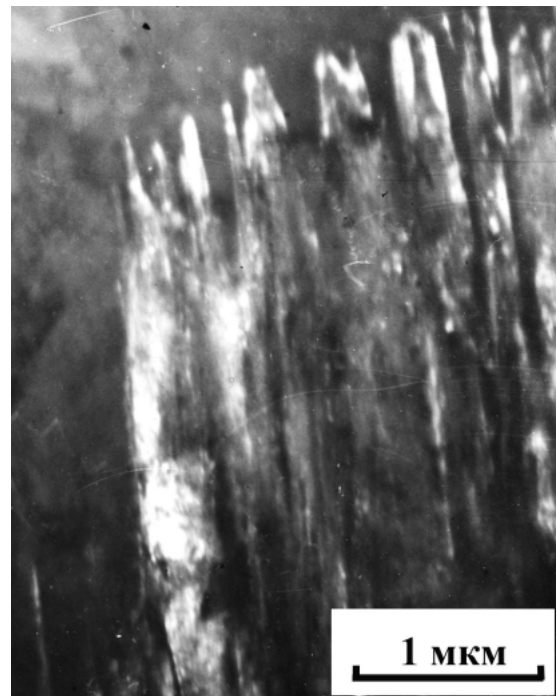
Сплавы с исходной мартенситной структурой. При медленном нагреве ($V_n=0,4^\circ\text{C}/\text{мин}$) сплавов 10Н6 и 20Н6 с мартенситной структурой в интервал температур $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения аустенит зарождается из большого числа центров в виде дисперсных кристаллов на границах исходных аустенитных зерен и по границам мартенситных реек, при этом реализуется большое число центров зарождения (рисунок 1.8 д). Аустенитные участки представляют собой дисперсные вытянутые зерна (рисунок 1.8 д). При повышении температуры нагрева дисперсные кристаллы растут, объединяясь в тонкие прерывистые междуречные прослойки. Зарождение и рост участков междуречного аустенита происходит кристаллографическим упорядоченным механизмом с выполнением ориентационных соотношений Курдюмова-Закса. При охлаждении из межкритического интервала образовавшиеся аустенитные участки испытывают



а



б

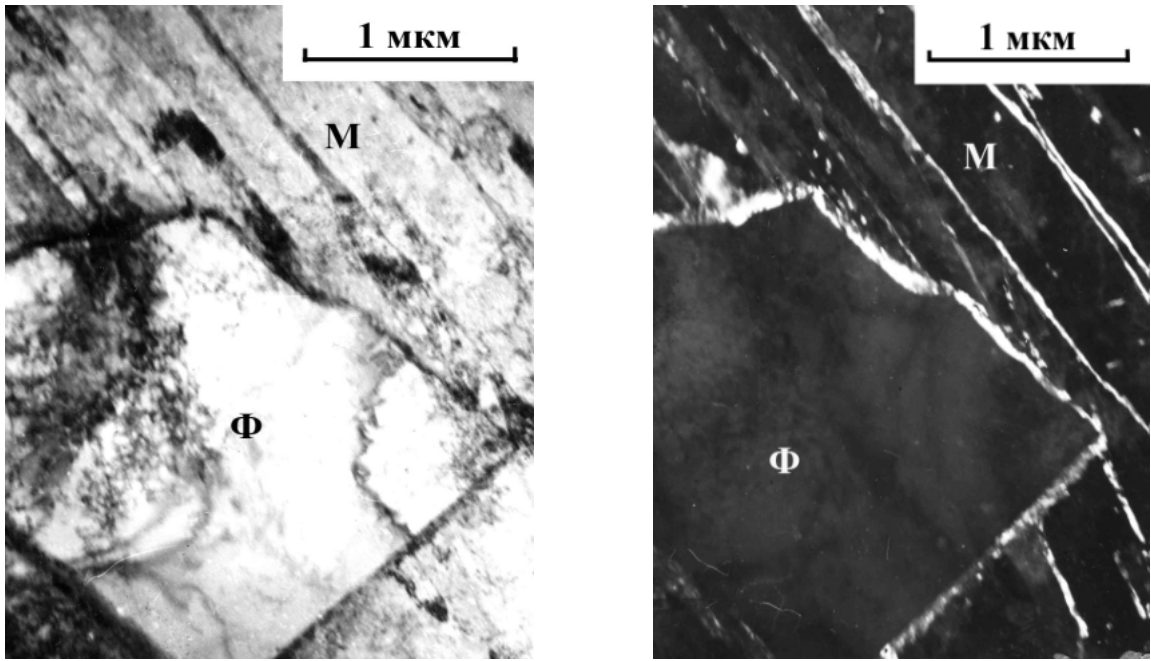


в

Рисунок 1.10. Слияние отдельных видманшеттовых кристаллов и групп стержней аустенита в сплаве 10Н6 после нагрева до 730°C; а, б – светлопольные изображения;

в – темнопольное изображение в рефлексе $(200)_\gamma$;

$V_H = 0,05^\circ\text{C}/\text{мин.}$

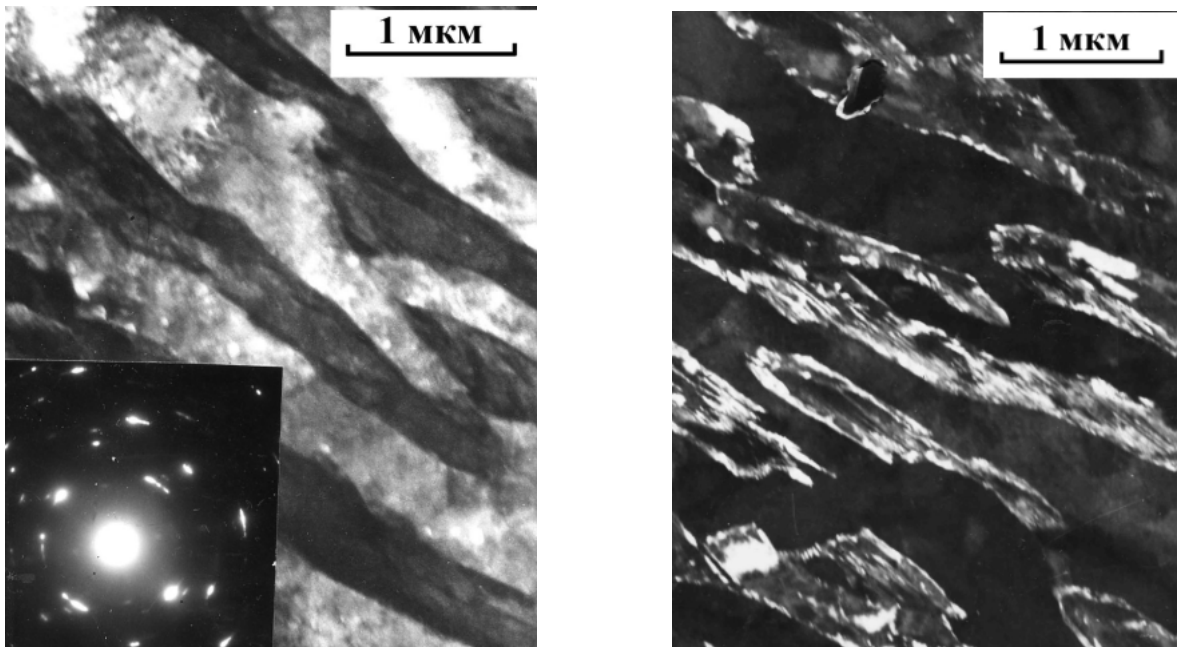


а

б

Рисунок 1.11. Локализация остаточного аустенита в сплаве 10Н6 с исходной структурой феррит+цементит после нагрева до 730°C; а – светлопольное; б- темнопольное изображение в рефлексе (200)_γ; Ф-феррит; М – мартенсит

$V_n = 0,05 \text{ } ^\circ\text{C}/\text{мин.}$



а

б

Рисунок 1.12. Локализация остаточного аустенита в сплаве 10Н6 с исходной мартенситной структурой после нагрева до 680°C: а – светлопольное; б- темнопольное изображение в рефлексе (200)_γ; $V_n = 0,4 \text{ } ^\circ\text{C}/\text{мин.}$

мартенситное превращение. Остаточный аустенит (до 10% по данным магнитных измерений) сохраняется в виде каймы вдоль границ исходных аустенитных зерен и в виде тонких прослоек по границам мартенситных кристаллов-реек, образовавшихся при охлаждении (рис. 1.12 а). Темнопольный снимок в рефлексе аустенита показывает, что аустенит, образовавшийся на границе мартенситных кристаллов, имеет одну ориентировку (рис. 1.12 б), совпадающую с исходной, как это было установлено ранее в [9, 12]. При нагреве в процессе роста участки междуречного аустенита смыкаются (рисунок 1.8 е), и формирование аустенитной структуры завершается воспроизведением первоначального аустенитного зерна по форме, размерам и ориентации [1]. При дальнейшем повышении температуры нагрева в однофазной γ - области аустенит претерпевает рекристаллизацию.

Таким образом, сравнивая процесс образования аустенита в исследованных сплавах с двумя типами исходных структур, можно сделать вывод, что мартенситная структура вследствие особенностей своего строения — наличия разветвленной сети границ мартенситных кристаллов, остаточного аустенита, внутренних напряжений и высокой плотности дислокаций — облегчает реализацию кристаллографически упорядоченного механизма $\alpha \rightarrow \gamma$ -превращения. Скорость нагрева ($V_n=0,4^\circ\text{C}/\text{мин}$), достаточная для ориентированного зарождения и роста аустенита в сплавах 10Н6 и 20Н6 с мартенситной структурой, на порядок больше, чем в этих же сплавах со структурой феррит + цементит ($V_n = 0,05^\circ\text{C}/\text{мин}$).

1.3.3 Образование аустенита при быстром нагреве

Мартенситный механизм $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения в высоколегированных сплавах с низкими температурами превращения не вызывает сомнений [63]. Сдвиговый механизм зарождения аустенита в хромистом железе описан в [34]. Однако вследствие высокой диффузионной подвижности углерода реализация мартенситного механизма в стали требует чрезвычайно большой скорости нагрева. Нагрев со скоростями 2500 и 5000 $^\circ\text{C}/\text{с}$ осуществляли методом градиентного электронагрева [1]. Образцы клиновидной формы зажимали с обоих концов в контакты мощного понижающего трансформатора и подвергали нагреву пропусканием тока, после чего охлаждали в воде.

Сплавы с исходной ферритной или ферритно-цементитной структурой. Проведенное исследование показало, что при электронагреве ($V_n = 2500\text{-}5000^\circ\text{C}/\text{с}$) сплава Н6 с ферритной структурой аустенит образуется в виде новых зерен неправильной формы. При температурах конца $\alpha \rightarrow \gamma$ -превращения формируется мелкозернистая структура. При дальнейшем повышении температуры наблюдается рост зерна. При лазерном нагреве сплава Н6 с ферритной структурой, позволяющем увеличить скорость нагрева до десятков и сотен тысяч градусов в секунду, вся область термического влияния имеет мелкозернистую структуру. Таким образом, в

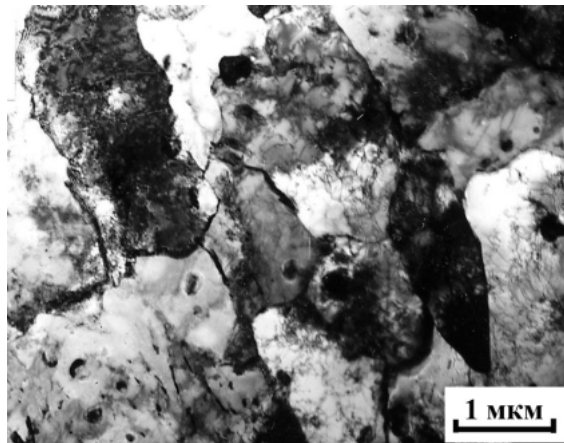
сплаве Н6 с ферритной структурой даже при очень быстром нагреве $\alpha \rightarrow \gamma$ - превращение сопровождается перекристаллизацией, также как при лазерном нагреве высокоотпущенной стали [5, 64].

В сплаве 10Н6 со структурой феррит+зернистый цементит при нагреве со скоростью $\sim 5000^\circ \text{C}/\text{с}$ аустенит образуется также путем роста новых зерен, как в сплаве Н6. Но при электронно-микроскопическом исследовании ранних стадий превращения обнаружили возникновение дисперсных пластинчатых кристаллов аустенита (длиной 0,5-1 мкм; шириной 0,1-0,3 мкм) возле частиц цементита внутри исходных ферритных зерен (рисунок 1.13). Видно, что зародившийся кристалл аустенита не обволакивает цементитную частицу, а растет в одну сторону от межфазной границы феррит/цементит. Подобную картину наблюдали при медленном нагреве ($V_n = 0,05^\circ \text{C}/\text{мин}$) исследуемого сплава (см. рисунок 1.9). Как отмечалось выше, образование кристаллов аустенита в виде игл на ранних стадиях $\alpha \rightarrow \gamma$ - превращения при электронагреве отожженного сплава 02Х5 наблюдали в [34] и показали, что игольчатые кристаллы аустенита возникают путем гомогенного сдвига. Авторы [34] исключают возможность зарождения игольчатых кристаллов (из-за их относительно большой длины ~ 25 мкм) на карбидах, даже если рассматривать карбиды в качестве инертной подложки. Расчет, проведенный в [34] для $V_n = 5000^\circ \text{C}/\text{с}$ показывает, что в том случае, если время пребывания в $(\alpha + \gamma)$ области не превышает 0,05 с плоский фронт аустенита может пройти за это время путь в 1 мкм. Это достаточно для роста кристаллов аустенита, длина которых не превышает 1 мкм (см. рисунок 1.13). То есть на ранних стадиях $\alpha \rightarrow \gamma$ -превращения частицы цементита могут служить не только инертной подложкой для зарождения кристаллов аустенита. По-видимому, даже при таких высоких скоростях нагрева нельзя исключить возможность диффузионного подвода атомов углерода от частицы к фронту роста аустенитного кристалла через феррит. Пластинчатая форма кристалла при столь быстром нагреве ($V_n = 5000^\circ \text{C}/\text{с}$) свидетельствует о сдвиговом механизме его образования.

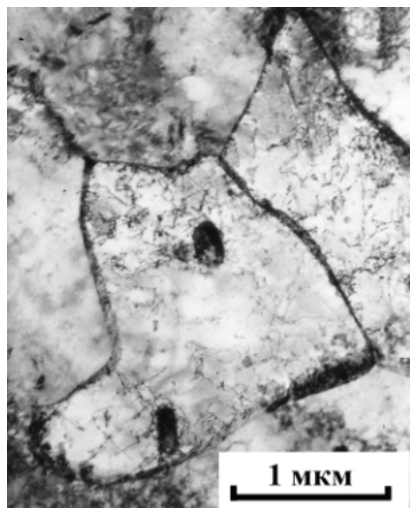
При повышении температуры нагрева пластинчатые зародыши растут, образуя новые зерна аустенита, то есть ориентированное зарождение сменяется неориентированным ростом. Формирование аустенитной структуры завершается перекристаллизацией. Новые зерна имеют неправильную форму и извилистые границы (рисунок 1.14), свидетельствующие об их интенсивной миграции. Внутри зерен видны нерастворившиеся частицы цементита (рисунок 1.14 б, в). Размер зерен составляет 1-3 мкм, что в 20-60 раз меньше размера исходного ферритного зерна. Таким образом, повышение V_n от $8^\circ \text{C}/\text{мин}$ до $5000^\circ \text{C}/\text{с}$ не привело к смене механизма $\alpha \rightarrow \gamma$ -превращения. Необходимо отметить, что число зародышей аустенита при увеличении V_n до $5000^\circ \text{C}/\text{с}$ значительно возрастает, то есть размер образующихся аустенитных зерен при столь существенном повышении скорости нагрева уменьшился в 10-15 раз, по



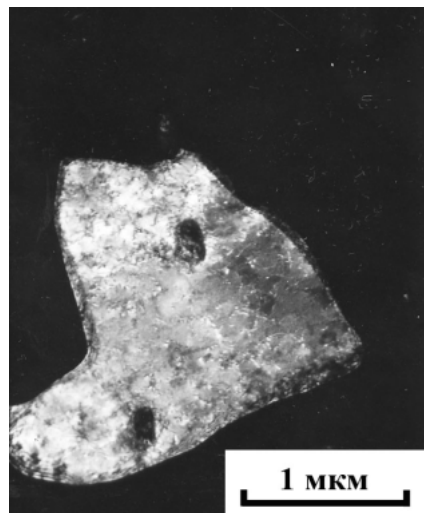
Рисунок 1.13. Зарождение пластинчатого кристалла аустенита на межфазной границе феррит/цементит при быстром нагреве до температур начала $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения в сплаве 10Н6 с исходной структурой феррит+цементит; $V_n = 5000 \text{ }^\circ\text{C/s}$.



а



б



в

Рисунок 1.14. Микроструктура сплава 10Н6 с исходной структурой феррит+цементит после быстрого нагрева до температур конца $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения: а, б- светлопольные; в – темнопольное изображение в рефлексе 200_{α} , ось зоны $[110]_{\alpha}$; $V_n = 5000 \text{ }^\circ\text{C/s}$.

сравнению со скоростью $8^{\circ}\text{C}/\text{мин}$. Это наблюдение соответствует общим положениям теории фазовых превращений [33], согласно которым число центров зародышеобразования возрастает с увеличением перенагрева ΔT относительно температуры равновесия фаз T_0 .

Сплавы с исходной мартенситной структурой. Нагрев клиновидных образцов сплава 10Н6 с исходной мартенситной структурой с $V_n = 2500-5000^{\circ}\text{C}/\text{с}$ до температур $\alpha \rightarrow \gamma$ -превращения и выше приводит к образованию аустенитных зерен, воспроизводящих первоначальные по форме и размерам, как это наблюдали при электронагреве среднелегированных сталей [1]. Однако наблюдение «зернограничного эффекта» (цепочки мелких зерен по границам исходного зерна) свидетельствует о том, что восстановление зерна, даже в случае такого быстрого нагрева не является полным. В области более высоких температур крупное восстановленное зерно заменяется мелким, происходит рекристаллизация.

1.4 Сопоставление процесса образования аустенита в сплавах с ферритной и мартенситной структурами

Результаты проведенного исследования указывают на определяющее влияние скорости нагрева и исходной структуры на процесс образования аустенита в низкоуглеродистых сплавах Fe-6%Ni. На рисунке 1. 15. представлена схема формирования аустенита в сплавах с исходными структурами феррит+зернистый цементит при нагреве с различными скоростями. На ранних стадиях $\alpha \rightarrow \gamma$ -превращения при всех скоростях нагрева наблюдали образование протяженных участков аустенита вдоль границ ферритных зерен (рисунок 1.15 а), что согласуется с общими представлениями теории фазовых превращений [17,33], но в остальном процесс структурообразования резко отличается.

При нагреве со скоростями от $8^{\circ}\text{C}/\text{мин}$ до $5000^{\circ}\text{C}/\text{с}$ зернограничные участки растут в одно или оба соседних ферритных зерна, образуя зерна неправильной формы (рисунок 1. 15 а). При повышении температуры нагрева возникают новые зерна аустенита на границах и внутри ферритных зерен, и растут возникшие ранее, приходя в соприкосновение друг с другом, формируя аустенитную структуру. Подавляющее количество цементитных частиц не принимает участия в процессе зарождения - на месте исходного ферритного зерна образуется лишь несколько новых зерен аустенита. Зерна аустенита растут без изменения содержания никеля, но с концентрационными изменениями по углероду. Кристаллографический анализ показал, что аустенитные зерна могут иметь ориентационную связь с ферритным зерном, в которое они растут, но могут и не иметь. То есть, ориентационная связь новых зерен аустенита с ферритом при нормальном превращении не является необходимым условием их роста. К такому же выводу пришли авторы работы [38]. До конца не выясненным остается вопрос,

может ли зародыш аустенита возникать без ориентационной связи с исходным ферритом. Согласно гипотезе Б.А. Леонтьева [30], при скоростях нагрева, обеспечивающих достаточный перенагрев, возможно неориентированное зарождение новых участков аустенита с большеугловыми границами, имеющими высокую поверхностную энергию. С. С. Дьяченко считает, что «независимо от условий нагрева и исходной структуры, $\alpha \rightarrow \gamma$ превращение осуществляется путем образования закономерно ориентированных зародышей γ -фазы» [65]. И.Н. Кидин, М.А. Штремель и В.И. Лизунов на примере отожденного хромистого железа показали, что ориентированное зарождение может смениться неориентированным ростом [34,66]. Такая же последовательность структурных изменений при $\alpha \rightarrow \gamma$ превращении наблюдается при электронагреве в исследованных сплавах 10Н6 и 20Н6. Таким образом, основной механизм образования аустенита в сплавах со структурой феррит+зернистый цементит при нагреве со скоростями от 8°С/мин до 5000°С/с – рост новых зерен неправильной формы так называемым «нормальным механизмом».

При существенном уменьшении V_H до 0,4°С/мин (Н6) и 0,05°С/мин (10Н6, 20Н6) наблюдается изменение структурной картины образования аустенита. Участки аустенита на границах зерен, возникшие на ранних стадиях $\alpha \rightarrow \gamma$ -превращения, не растут. Аустенит образуется внутри исходных ферритных зерен в виде кристаллов, имеющих форму стержней с правильной огранкой (рисунки 1. 15 б и 16 а). В исходной структуре феррит + зернистый цементит зародыш аустенита возникает не в виде оболочки вокруг частиц цементита, как это было определено в [17, 33], а лишь на отдельном участке поверхности раздела феррит/цементит (рисунок 1.9 а). Следовательно, атомы углерода от растворяющихся частиц цементита могут диффундировать к фронту роста аустенитного кристалла через феррит. Кроме того, происходит диффузионный подвод к растущему видманштеттовому кристаллу аустенита не только углерода, но и никеля из прилегающего к аустениту объема феррита. Вследствие образования обедненного никелем «буферного» слоя [31], рост кристаллов прекращается и новые кристаллы образуются на некотором удалении от ранее образовавшихся. В результате формируется дисперсная видманштеттова структура (см. рисунки 15 б и 16 а). То есть в ходе $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения происходит перераспределение компонентов сплава и, следовательно, превращение может быть классифицировано как распад исходной α -фазы на γ - и α - фазы разного состава. Образующиеся видманштеттовы кристаллы аустенита связаны с исходным ферритом ориентационными соотношениями Курдюмова—Закса или близкими к ним.

Таким образом, в исследованных сплавах со структурами феррит и феррит + зернистый цементит обнаружили закономерное изменение механизма образования аустенита при существенном уменьшении (на три порядка) скорости нагрева: неупорядоченный рост новых зерен аустенита сменяется ориентированным зарождением и ростом видманштеттовых

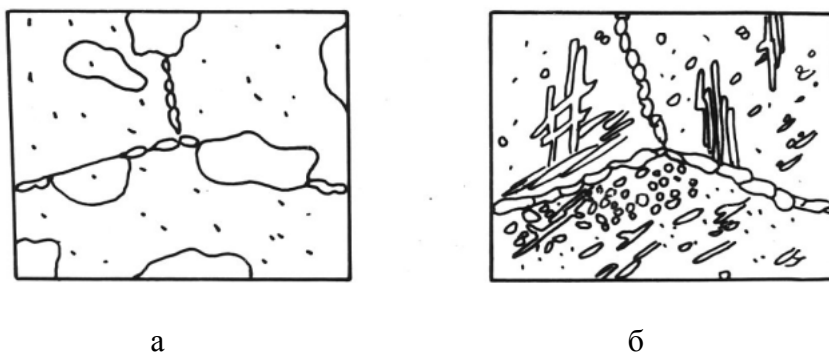


Рисунок 1.15. Схема структурных изменений при $\alpha \rightarrow \gamma$ превращении в сплавах со структурой феррит + зернистый цементит:
 а - $V_H = 8 \text{ }^\circ\text{C/мин} - 5000 \text{ }^\circ\text{C/с}$; б - $V_H = 0,05 \text{ }^\circ\text{C/мин}$.

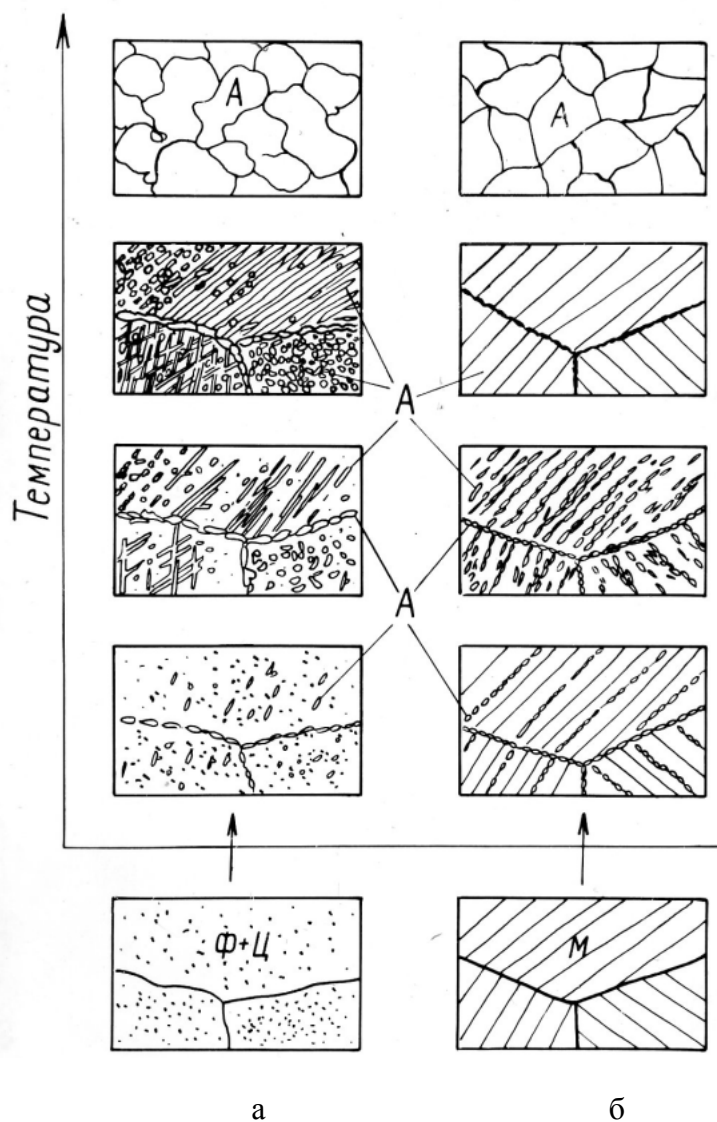


Рисунок 1.16. Схема развития $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения при медленном нагреве сплава 10Н6 с двумя типами исходных структур: а - феррит+зернистый цементит ($V_H = 0,05 \text{ }^\circ\text{C/мин}$); б - мартенсит ($V_H = 0,4 \text{ }^\circ\text{C/мин}$).

кристаллов аустенита. Изменение морфологии аустенита при уменьшении скорости нагрева можно объяснить, используя гипотезу Леонтьева Б.А., согласно которой при медленном нагреве (что соответствует малой степени перегрева) движущая сила $\alpha \rightarrow \gamma$ -превращения невелика. Возникновение новых зерен γ -фазы с высокоугловыми границами становится энергетически невозможным, и $\alpha \rightarrow \gamma$ -превращение идет путем ориентированного зарождения и роста участков, имеющих низкую поверхностную энергию [30].

При дальнейшем повышении температуры нагрева в каждом ферритном зерне наблюдается преимущественный рост видманштеттовых кристаллов аустенита одного или нескольких направлений. Кристаллы, имеющие одинаковую ориентацию, смыкаются друг с другом, образуя одну или несколько аустенитных областей, занимающих целиком исходное ферритное зерно (рисунок 1.8 в, рисунок 1.16 а). Кристаллы иных направлений прекращают свой рост, но сохраняются в промежутках между кристаллами основного направления, составляющего данную аустенитную область, вплоть до завершающих стадий $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения. При температурах конца $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения на месте исходного зерна образуется кристаллографически упорядоченный комплекс кристаллов аустенита, размеры которого соответствуют размерам исходного ферритного зерна. При повышении температуры нагрева аустенит, возникший в процессе упорядоченного диффузионного $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения претерпевает рекристаллизацию, в результате формируется структура с более мелким, чем исходное, зерном (см. рисунок 1.16 а). Рекристаллизация аустенита обусловлена повышением плотности дислокаций в процессе $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения, за счет появления дислокаций из поверхности раздела α/γ , и из-за пластической деформации вблизи фронта превращения вследствие разности объемов фаз (т.е. от фазового наклепа) [65, 66]. Центрами рекристаллизации являются кристаллы, имеющие ориентацию, отличающуюся от основной и сохранившиеся внутри аустенитной области до температур конца $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения (см. рисунок 1.8 в; рисунок 1.16 а). То есть процесс структурообразования в исследуемых сплавах при медленном нагреве осуществляется в два этапа: сначала происходит кристаллографически упорядоченное диффузионное $\alpha \rightarrow \gamma$ превращение, затем – рекристаллизация аустенита.

При медленном нагреве ($V_n=0,4^\circ\text{C}/\text{мин}$) в сплаве Н6 с ферритной структурой, также как и в сплавах 10Н6 и 20Н6 со структурой феррит + цементит формируется видманштеттовая структура аустенита. $\alpha \rightarrow \gamma$ превращение происходит по механизму распада пересыщенного по никелю феррита на смесь γ и α -фаз разного состава. На завершающей стадии превращения состав сплава не успевает выровняться: на месте оставшегося («перегретого») обедненного никелем феррита появляются участки аустенита неправильной формы (рисунок 1.7 г). Однако видманштеттова структура достаточно устойчива и сохраняется до температур конца $\alpha \rightarrow \gamma$

превращения. Сравнение результатов, полученных в сплавах Fe-6%Ni с различным содержанием углерода, показывает, что скорость нагрева, необходимая для образования видманштеттовой структуры аустенита уменьшается на порядок (от 0,4 до 0,05°C/мин) с увеличением содержания углерода от 0,01 до 0,1% С. Это наблюдение согласуется с результатами работы [67], авторы которой установили, что с увеличением содержания углерода в среднелегированных закаленных сталях от 0,08 до 0,9%С критическая скорость «диффузионного восстановления» снижается от 8 до 1°C/мин.

Сопоставим процесс образования аустенита в сплавах со структурой феррит+цементит с процессом образования аустенита в этих же сплавах с мартенситной структурой. При медленном нагреве (0,4°C/мин) образование аустенита в сплавах с мартенситной структурой осуществляется упорядоченным диффузионным механизмом. Аустенит возникает на границах исходных аустенитных зерен и по границам мартенситных реек из большого числа центров в виде дисперсных вытянутых зерен (рисунок 1.16 б) При повышении температуры нагрева количество дисперсных кристаллов увеличивается, они объединяются в прерывистые междулочные прослойки. Образование и рост прослоек аустенита происходит кристаллографическим упорядоченным механизмом с выполнением ОС К-3. В результате при температурах конца $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения на месте каждого исходного зерна образуется единое зерно аустенита, воспроизводящее первоначальное по форме и ориентации (рисунок 1.16 б). При дальнейшем повышении температуры нагрева образовавшаяся аустенитная структура претерпевает рекристаллизацию. Центрами рекристаллизации служат отдельные субзерна, составляющие восстановленное зерно, которые при повышении температуры (по мере подрастания и изменения ориентации) способны к быстрому росту.

Таким образом, при медленном нагреве исследованных сплавов с мартенситной структурой, так же как в случае конструкционных сталей [1], фазовая перекристаллизация происходит в две стадии: собственно фазовое $\alpha \rightarrow \gamma$ превращение и рекристаллизация высокотемпературной фазы. При медленном нагреве исследованных сплавов со структурой феррит+цементит аустенит образуется так же, как и в случае исходной мартенситной структуры, кристаллографически упорядоченным диффузионным механизмом. Однако для этого необходимо было понизить скорость нагрева на порядок с 0,4 °C/мин до 0,05 °C/мин. При таком медленном нагреве формируется видманштеттова структура аустенита (рисунок 1.16 а). Образование и рост видманштеттовых кристаллов аустенита происходит с выполнением О С Курдюмова-Закса и сопровождается перераспределением компонентов сплава.

При нагреве сплавов с мартенситной структурой со скоростями от 8 до 100°C/мин наблюдали параллельное протекание двух типов превращений: упорядоченного и неупорядоченного. Аустенит образуется на границах исходных аустенитных зерен и

мартенситных реек в виде новых зерен и пластинчатых участков. Нагрев сплавов с ферритной структурой в этом же диапазоне скоростей приводит к образованию аустенита в виде новых зерен неправильной формы.

При быстром нагреве исследуемых сплавов с мартенситной структурой (2500 - 5000°C/c) на месте каждого исходного аустенитного зерна (мартенситного псевдозерна) образуется единое зерно аустенита, воспроизводящее первоначальное по величине и ориентировке. Необходимо отметить, что восстановление зерна даже при столь быстром нагреве не является полным: по границам исходных зерен образуются цепочки мелких зерен аустенита. Нагрев исследуемых сплавов с ферритной структурой приводит к неупорядоченному процессу формирования аустенита в виде новых зерен неправильной формы.

Таким образом, сопоставление полученных результатов для сплавов с двумя различными структурами: мартенсит и феррит+цементит позволяет сделать вывод о том, что влияние скорости нагрева на механизм образования аустенита в этих сплавах принципиально не отличается, но мартенситная структура, вследствие особенностей своего строения (наличия остаточного аустенита, многочисленных границ мартенситных кристаллов, дислокационной структуры и внутренние напряжения), облегчает реализацию ориентированного механизма образования аустенита.

Остановимся на обсуждении результатов, полученных другими авторами. В работах [38, 45] было установлено, что при межкритическом отжиге низкоуглеродистых сталей со структурой феррит+цементит аустенит зарождается преимущественно у частиц цементита, расположенных на границах ферритных зерен. По мнению авторов [38] цементитные частицы внутри зерен феррита не влияют на зарождение аустенита и при нагреве постепенно растворяются в ферритной матрице, а распределение и морфология образующегося аустенита зависит от величины и расположения частиц цементита относительно границ зерна. Результаты настоящего исследования показали, что на морфологию аустенита влияет не только распределение частиц цементита. Изменяя механизм $\alpha \rightarrow \gamma$ -превращения за счет изменения скорости нагрева, в сплавах с одной и той же исходной феррито-цементитной структурой (с одинаковым распределением частиц цементита) можно получить различные морфологические разновидности аустенита: при нагреве со скоростями от 8°C/мин до 5000°C/c — новые зерна «неправильной» формы, при медленном нагреве (0,05°C/мин) — видманштеттову структуру из стержнеобразных кристаллов.

1. 5 Структура, формирующаяся в двухфазной ($\alpha+\gamma$) –области, и механические свойства никелевой криогенной стали

Положительное влияние закалки и/или нормализации из двухфазной ($\alpha+\gamma$) –области на механические свойства низколегированных и конструкционных сталей установлено более 40 лет назад [45, 68, 69]. В работе В.Д. Садовского [68] обнаружен эффект подавления склонности к охрупчиванию среднеуглеродистых конструкционных сталей со структурой, полученной после закалки из межкритического интервала температур. Возможность упрочнения низколегированных двухфазных сталей посредством создания благоприятной структуры игольчатого феррита показана в [69]. Результаты большого числа исследований структуры и свойств низколегированных двухфазных ферритно-мартенситных сталей, применяемых для холодной объемной штамповки приведены в [45]. В последние годы вновь вернулись к проблеме разработки низколегированных ферритно-мартенситных сталей, показывающих отличные механические свойства: высокую прочность (1000-1200 МПа), повышенное общее удлинение при растяжении и хорошую штампуемость [70, 71]. Двухфазные ферритно-мартенситные стали – достаточно условное название. В действительности структура таких сталей более разнообразна и может включать в себя также бейнит, остаточный аустенит и феррит двух типов: исходный (старый), существовавший ранее, и новый, образующийся при охлаждении. Мартенсит может быть двух морфологических разновидностей: высокоуглеродистый пластинчатый и низкоуглеродистый пакетный.

Закалка из ферритно-аустенитной области, для получения фазовой смеси из фаз с различными механическими свойствами, нашла применение и для улучшения служебных свойств криогенных ферритных сталей [42, 43]. Принято считать, что наилучшими эксплуатационными свойствами для работы при криогенных температурах обладают стали, легированные 9% никеля [43, 72-76]. Поскольку никель достаточно дорогостоящий элемент, были предприняты попытки получить эквивалентные служебные свойства для сталей с меньшим содержанием никеля [42-44, 72-76]. Наряду с известными способами упрочнения: за счет образования твердого раствора, деформационного наклепа и мелкого зерна [1, 43, 72, 73], в этих сталях использовали возможность выделения второй фазы [42, 44, 75, 76]. В зависимости от режимов термической обработки в никелевых сталях можно не только получать двухфазные структуры, но и изменять объемные доли фаз в широких пределах. Однако, исследования, посвященные влиянию различных типов двухфазных структур на свойства криогенных сталей, легированных 4-7% никеля, немногочисленны [42, 44].

Выше в параграфах 1.2 и 1.3 описан процесс образования аустенита в сплавах железа с

6 мас. % никеля (см. таблица 1.1), близких по составу к никелевой криогенной стали 0Н6А [43,72]. Показано, что в сплавах с двумя типами исходных структур феррит+цементит и мартенсит, изменяя механизм $\alpha \rightarrow \gamma$ -превращения за счет изменения скорости нагрева, можно получить четыре морфологические разновидности аустенита, отличающиеся формой и размером кристаллов: видманштеттовый, пластинчатый, глобулярный и смешанный пластинчато-глобулярный. При закалке из двухфазной ($\alpha + \gamma$)-области аустенит превращается в мартенсит, то есть, продукты частичного $\gamma \rightarrow \alpha$ превращения размещаются в пределах участков бывшей γ -фазы. (см. рисунки 1.3 и 1.8). Обнаруженные закономерности представляют интерес не только с точки зрения выяснения общей картины образования аустенита, но и в аспекте влияния полученных ферритно-мартенситных структур на механические свойства никелевых сталей, применяемых для изготовления резервуаров для хранения и транспортировки сжиженных газов [43,73,74].

В данном параграфе изложены результаты исследования влияния различных морфологических типов структур, формирующихся в двухфазной ($\alpha + \gamma$)-области, на механические свойства криогенной никелевой стали типа 0Н6. Результаты исследования опубликованы в работе [77].

Структура, формирующаяся в двухфазной ($\alpha + \gamma$)-области. Образцы стали 0Н6 (мас.%): 0,1 С, 6,9 Ni, 0,4 Si, 0,22 Mn, 0,03Ti, 0,008 P, ост. Fe с двумя исходными структурами феррит+зернистый цементит и пакетный (реечный) мартенсит нагревали в двухфазную область ($\alpha + \gamma$) со скоростями 0,05; 0,4 и 100°С /мин, выдерживали 15-30 мин и немедленно охлаждали в воде. Все типы структур, полученных в стали 0Н6, представлены в таблице 1.5.

Таблица 1.5. Типы структур, полученные в стали 0Н6, после нагрева с различными скоростями (V_n) в межкритический интервал температур

Исходная структура	V_n , °С/мин	Структура, полученная после закалки из двухфазной ($\alpha + \gamma$)-области
феррит+ зернистый цементит	0,05	дисперсная видманштеттовая ферритно-мартенситная структура
	100	глобулярная ферритно-мартенситная структура
мартенсит	0,4	дисперсная пластинчатая дуплексная структура
	100	смешанная пластинчато-глобулярная дуплексная структура

Необходимо отметить, что количество мартенсита в ферритно-мартенситной структуре двухфазных сталей для получения оптимальных эксплуатационных свойств по разным источникам составляет 20-30 [45] или 50-60% [42]. Поэтому температуры нагрева в двухфазную ($\alpha+\gamma$)-область были подобраны таким образом, чтобы в результате частичных $\alpha\rightarrow\gamma$ и $\gamma\rightarrow\alpha$ превращений получить в стали 0Н6 двухфазные структуры, содержащие ~ 30 и ~50% “нового” мартенсита. По данным магнитных измерений видманштеттовая ферритно-мартенситная структура содержит 10-12 % остаточного аустенита; глобулярная ферритно-мартенситная и дулексные структуры – 2-5 %. Испытания на растяжение образцов с различными типами структур проводили на универсальной испытательной машине на стандартных цилиндрических образцах при температурах +20; -100 и -196°C и скорости нагружения 12 МПа·с⁻¹. Ошибка измерения временного сопротивления разрыву (σ_B) и предела текучести ($\sigma_{0,2}$) составляла $\pm 10-20$ МПа; относительного удлинения (δ) и относительного сужения (ψ) – $\pm 2\%$. Испытания на ударную вязкость проводили на стандартных призматических образцах при температурах от +20 до -196°C. Ошибка измерения составляла $\pm 0,1$ МДж/м².

Изменение характеристик прочности и пластичности. На рисунке 1.17 представлены результаты испытаний на растяжение стали со структурой феррит+зернистый цементит, и стали с различными типами двухфазными ферритно-мартенситных структур (таблица 1.5). Видно, что сталь 0Н6 с видманштеттовой (кривые 2,3; рисунок 1.17) и глобулярной (кривые 4,5; рисунок 1.17) ферритно-мартенситной структурами имеет, в сравнении со сталью 0Н6 со структурой феррит+зернистый цементит (кривые 1, рисунок 1.17), более высокие характеристики прочности (σ_B , $\sigma_{0,2}$) при сохранении удовлетворительных значений относительного удлинения (δ) при всех температурах испытания. Прочностные свойства стали с ферритно-мартенситной структурой в 1,4-2,2 раза выше, а пластические свойства в 0,5-0,8 раза ниже, чем стали с исходной структурой феррит+цементит (сравните кривые 2-5 и 1 на рисунке 1.17). Подобное изменение прочностных и пластических свойств характерно и для двухфазных низколегированных конструкционных сталей [45,71].

Сравнивая значения механических свойств стали 0Н6 с различными типами структур при низких температурах (рисунок 1.17 и рисунок 1.18), можно отметить, что пропорции между прочностными и пластическими свойствами стали с исходной структурой феррит+цементит и двухфазной ферритно-мартенситной структурой, приведенные выше, сохраняются. При понижении температуры испытания от 20 до -100°C величина временного сопротивления (σ_B) и предела текучести ($\sigma_{0,2}$) стали со структурой феррит+цементит, возрастает от 500 до 700 МПа и от 300 до 400 МПа, соответственно, при сохранении высокой пластичности ($\delta=32\%$, $\psi=75\%$);

и ударной вязкости ($KCU^{20}=2,6$ и $KCU^{-100}=2,0$ МДж/м²). Сталь с дисперсной видманштеттовой структурой, содержащей ~30% мартенсита, при температурах испытания от 20 до -100°C имеет более высокие прочностные ($\sigma_B=950-1100$ и $\sigma_{0,2}=500-600$ МПа) и пластические ($\delta=25\%$, $\psi=55\%$;) свойства (см. рисунок 1.17, кривые 2 и рисунок 1.18 б), чем сталь с глобулярной структурой ($\sigma_B=800-900$ и $\sigma_{0,2}=400-500$ МПа; $\delta=20-22$, $\psi=40\%$;) , содержащей такое же количество мартенсита (рисунок 1.17, кривые 4, рисунок 1.18 б).

Влияние количества мартенсита. Рассмотрим изменение механических свойств стали 0Н6 в зависимости от количества мартенсита в структуре (рисунок 1.18). Видно, что характеристики прочности и пластичности двухфазных ферритно-мартенситных сталей имеют в основном промежуточные значения между свойствами феррита и мартенсита (рисунок 1.18). С увеличением количества мартенсита в стали с ферритно-мартенситной структурой значения σ_B и $\sigma_{0,2}$ возрастают (рисунок 1.18 а), а относительное удлинение, относительное сужение и ударная вязкость уменьшаются (рисунки 1.18 б, в). Увеличение количества мартенсита от 20-30% до 50-60% в сталях с двухфазными ферритно-мартенситными структурами не изменяет величину относительного удлинения стали с видманштеттовой структурой (сплошная линия δ , рисунок 1.18 б), но приводит к заметному снижению δ в стали с глобулярной структурой (пунктирная линия δ , рисунок 1.18 б). Уменьшение величины δ стали при увеличении количества глобулярных участков от 20-30 до 50-60% обусловлено не только увеличением размеров самих участков (рисунки 1.3 б, в), но и трансформацией участков с более твердой мартенситной фазой в сплошную сетку [42]. Видно, что зависимость относительного сужения (ψ) стали от количества мартенсита в структуре имеет немонотонный характер (рисунок 1.18 б). Уменьшение величины ψ стали с двухфазной ферритно-мартенситной структурой, по сравнению с исходным состоянием феррит+цементит, связано с “пластической несовместимостью” феррита и мартенсита [45].

Увеличение количества мартенсита в структуре от 20-30 до 50-60% практически не изменяет величину относительного сужения ($\psi = 57-58\%$) стали с видманштеттовой структурой (сплошная линия ψ , рисунок 1.18 б), но приводит к увеличению ψ (от 41 до 51%) стали с глобулярной структурой (пунктирная линия ψ , рисунок 1.18 б). Такое увеличение ψ связано с меньшей прочностью мартенсита в глобулярных участках, образовавшихся при закалке от 670°C, по сравнению с участками, образовавшимися при закалке от 660°C. Это наблюдение подтверждается измерениями микротвердости. Микротвердость (Hv) новых зерен, образовавшихся при нагреве стали 0Н6 до 660 и 670°C, и имеющих после закалки мартенситную структуру, составляет 5300 и 4400 МПа, соответственно, что существенно превышает не только микротвердость структуры феррит+цементит (1840 МПа), но и

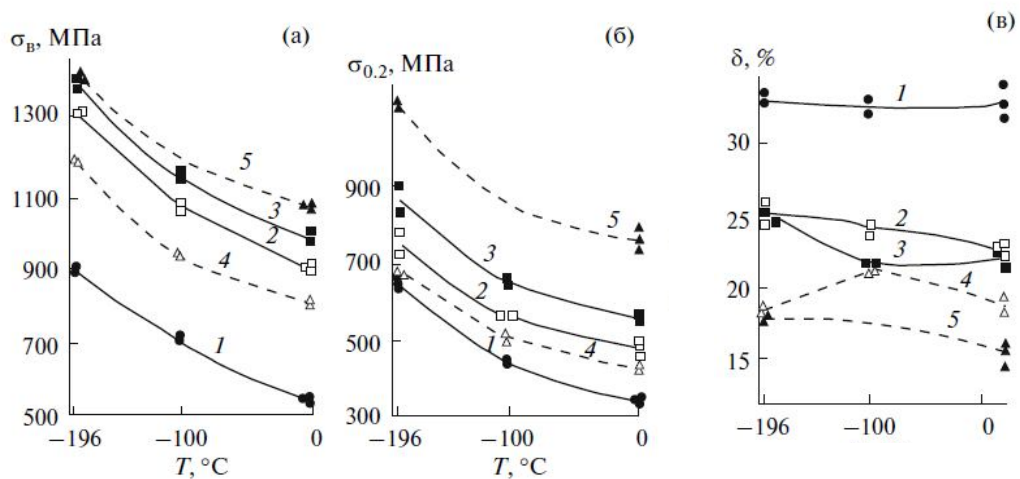


Рисунок 1.17. Зависимость механических свойств от температуры испытания стали 0Н6 в исходном состоянии феррит+ цементит (1) и после нагрева в двухфазную ($\alpha+\gamma$)- область до: 650 (2), 665°C (3); $V_H=0,05$ °C /мин; и 660 (4), 670°C (5); $V_H=100$ °C /мин; 2,3 - видманштеттова ферритно-мартенситная структура, 4,5 –глобулярная ферритно-мартенситная структура

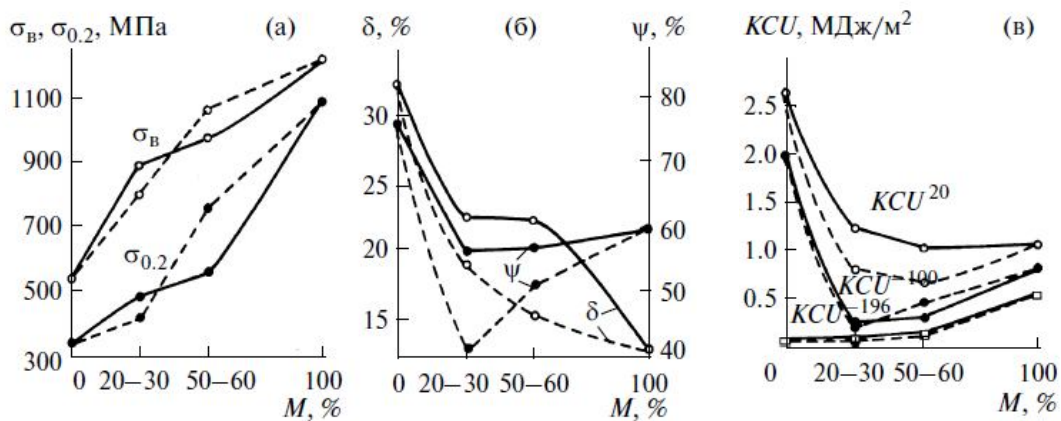


Рисунок 1.18. Зависимость механических свойств стали 0Н6 от количества мартенсита (M%) в структуре: сплошные линии – видманштеттова ферритно-мартенситная структура; пунктирные линии – глобулярная ферритно-мартенситная структура

микротвердость мартенситной структуры, полученной закалкой от 950°C (3400 МПа). Увеличение микротвердости зерен, образовавшихся при нагреве до 660°C, связано с их значительным обогащением углеродом за счет растворяющихся дисперсных частиц цементита, как отмечалось выше (см. параграф 1.3). При повышении температуры до 670°C микротвердость зерен уменьшается, поскольку величина и количество новых зерен растет, а степень обогащения их углеродом снижается. Таким образом, при увеличении температуры от 660 до 670°C количество мартенсита в глобулярной ферритно-мартенситной структуре увеличивается ~ в два раза, а его прочность снижается (на 900 МПа), что и приводит к повышению величины относительного сужения (пунктирная линия ψ , рисунок 1.18 б).

Изменение ударной вязкости. Ударная вязкость стали с исходной структурой феррит+зернистый цементит составляет: $KCU^{20}=2,6$ МДж/м²; $KCU^{-100}=2,0$ МДж/м². Присутствие 20-30% мартенсита в ферритно-мартенситной структуре существенно снижает величину ударной вязкости стали при всех температурах испытания (рисунок 1.18 в). Фрактографический анализ поверхности разрушения показал, что сталь со структурой феррит+цементит при температуре испытания 20°C имеет вязкий излом (рисунок 1.19 а). Нагрев стали до 660°C ($V_n=100^\circ\text{C}/\text{мин}$) и последующая закалка, приводящие к получению глобулярной ферритно-мартенситной структуры с ~30% мартенсита, изменяют характер разрушения образцов: излом становится смешанным (рисунок 1.19 б). Увеличение количества мартенсита до ~50% не изменяет характер разрушения, но сопровождается уменьшением доли вязкой составляющей в изломе и увеличением размера фасеток хрупкого разрушения. Иная картина наблюдается при температуре испытания -100°C: увеличение количества мартенсита от ~30 до ~50% увеличивает ударную вязкость стали с глобулярной структурой в 2 раза (пунктирная линия KCU^{-100} на рисунке 1.18 в). Повышение уровня ударной вязкости стали сопровождается измельчением фасеток хрупкого разрушения и увеличением доли вязкой составляющей в изломе (рисунки 1.19 в, г). Кроме того, как показал анализ серийных кривых, порог хладноломкости стали с глобулярной структурой, содержащей ~50% мартенсита, составляет -120°C, что на 40°C ниже порога хладноломкости стали, содержащей ~ 30% мартенсита.

Таким образом, увеличение количества мартенсита от ~30 до ~50% в стали с глобулярной структурой, в отличие от стали с видманштеттовой структурой, приводит к получению желательного сочетания высокой прочности ($\sigma_b=1300$ МПа; $\sigma_{0,2}=900$ МПа) и хорошей пластичности ($\delta=18\%$, $\psi=52\%$;) при криогенных температурах испытания. С увеличением количества мартенсита в стали с глобулярной структурой, увеличивается доля вязкой составляющей в изломе, повышается ударная вязкость и снижается (до -120°C) порог

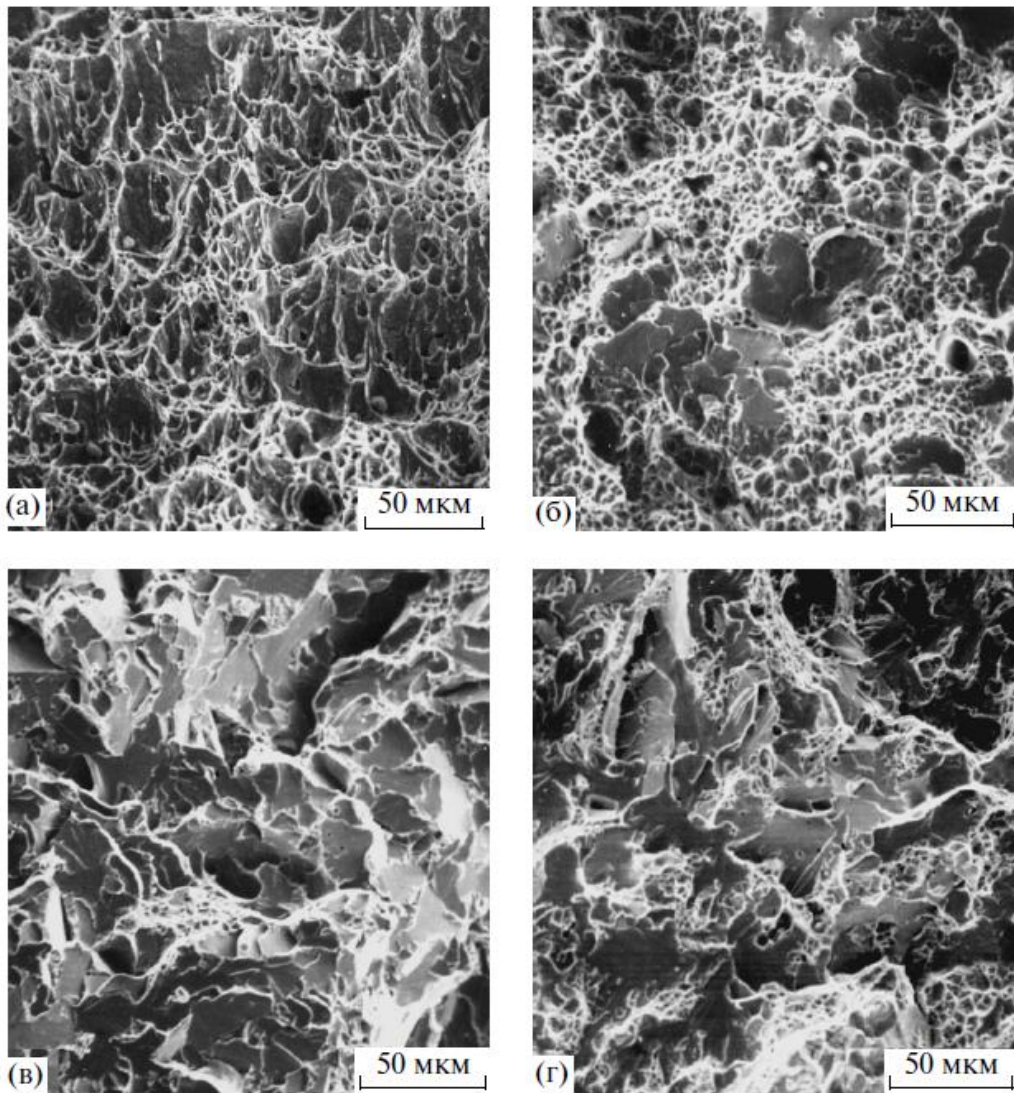


Рисунок 1.19. Вид изломов стали 0Н6: а – исходное состояние феррит + цементит; б, в – нагрев до 660°C, г – до 670°C, $V_H = 100$ °C /мин. Охлаждение в воде. а, б – температура испытания +20°C; в, г – (-100°C).

хладноломкости. То есть поведение отдельных фаз в гетерогенных сталях отличается от их поведения в однофазном состоянии, как было показано [42,45].

Влияние “нового” мартенсита. Рассмотрим изменение механических свойств стали в зависимости от количества “нового”, претерпевшего цикл $\alpha \rightarrow \gamma \rightarrow \alpha$ превращений, мартенсита в структуре (рисунок 1.20). С увеличением количества участков “нового” мартенсита в структуре стали от 20-30 до 50-60% значения σ_B и $\sigma_{0,2}$ возрастают (рисунок 1.20 а), а величины δ и ψ (рисунок 1.20 б) и ударная вязкость (рисунок 1.20 в) снижаются. Сравнивая механические свойства стали с различными типами дуплексных структур можно отметить, что сталь с пластинчатой дуплексной структурой, содержащей ~30% “нового” мартенсита, имеет более высокие характеристики пластичности и ударную вязкость ($\delta=24\%$, $\psi=65\%$; $KCU^{20}=1,6$; $KCU^{100}=1,2$; $KCU^{-196}=0,6$ МДж/м²), чем сталь с пластинчато-глобулярной дуплексной структурой и таким же количеством “нового” мартенсита ($\delta=14\%$, $\psi=55\%$; $KCU^{20}=1,0$; $KCU^{100}=1,0$; $KCU^{-196}=0,6$ МДж/м²). При этом сохраняется достаточно высокий уровень прочности ($\sigma_B=800-1100$ МПа, $\sigma_{0,2}=500-800$ МПа).

То есть прочностные свойства стали с дуплексной структурой, содержащей ~30% пластинчатых участков “нового” мартенсита, составляют 0,6-0,8 от соответствующих значений для стали с исходной мартенситной структурой, но при существенно более высокой (в 1,2-2 раза) пластичности и ударной вязкости. То есть в сравнении с полной закалкой, закалка из межкритического интервала температур приводит к повышению пластичности и ударной вязкости исследуемой стали при некотором снижении уровня прочности.

Влияние крупного исходного зерна. Рассмотрим влияние закалки из двухфазной ($\alpha+\gamma$)-области на изменение ударной вязкости стали 0Н6 с крупным (70-100 мкм) исходным зерном, полученным при закалке от 1250°C. Величина ударной вязкости стали с крупным зерном при температуре испытания +20°C составляет 0,4 МДж/м², что в 2,5 раза ниже, чем уровень ударной вязкости стали 0Н6 с более мелким (30-50 мкм) зерном, полученным при закалке от 950°C (1,0 МДж/м², см. рисунок 1.20 в). Фрактографический анализ поверхности разрушения показал, что в стали с крупным исходным зерном разрушение проходит по границам зерен: излом межзеренный смешанный хрупко-вязкий (рисунок 1.21 а). Необходимо отметить, что в стали 0Н6 мелким зерном излом внутризеренный вязкий. После нагрева со $V_H=100^\circ\text{C}/\text{мин}$ до 665°C и закалки значение ударной вязкости стали с крупным зерном возрастает в 2,5 раза и составляет 1,0 МДж/м². Характер разрушения изменяется: излом становится внутризеренным вязким (рисунок 1.21 б). При температуре испытания -100°C уровень ударной вязкости стали снижается до 0,8 МДж/м². Излом становится смешанным хрупко-вязким, но по-прежнему остается внутризеренным (рисунок 1.21 в). Величины ударной вязкости (при -100°C) стали 0Н6

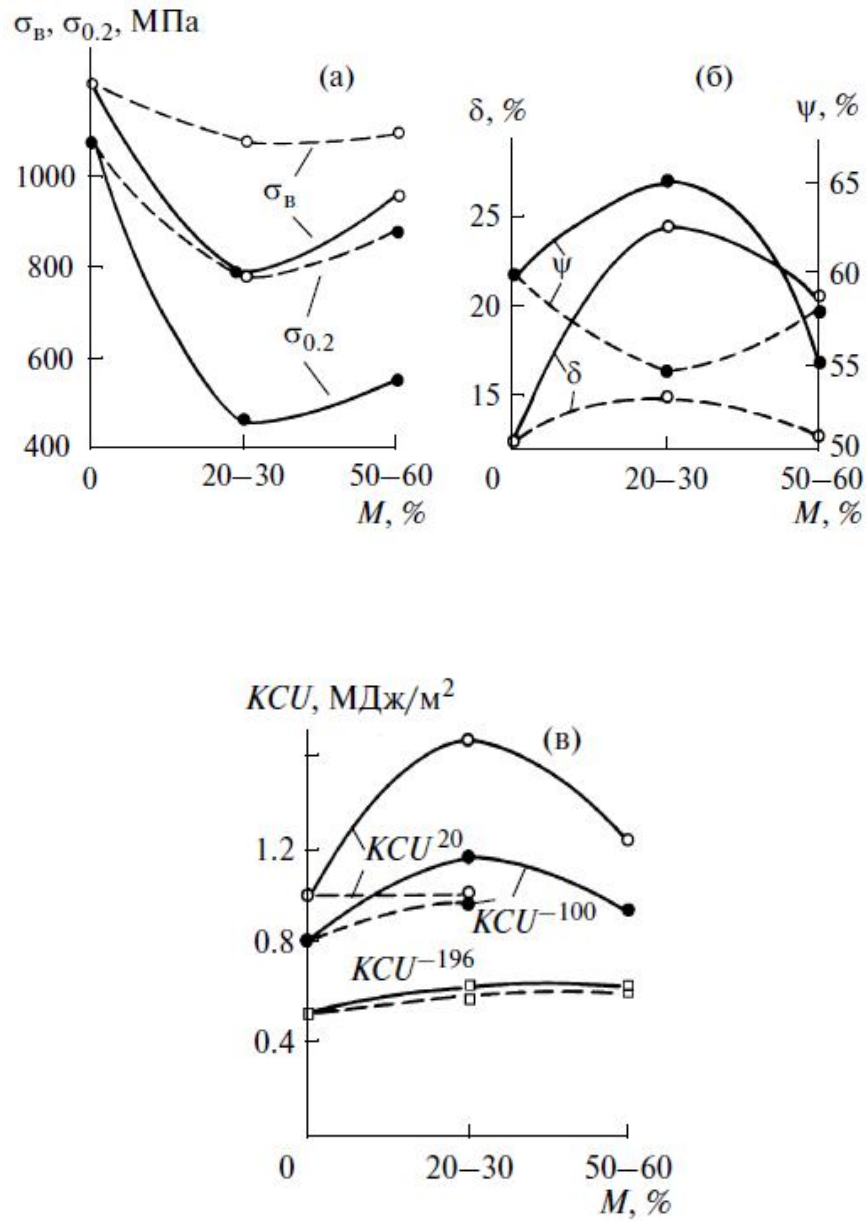


Рисунок 1.20. Зависимость механических свойств стали 0Н6 от количества “нового”, претерпевшего цикл $\alpha \rightarrow \gamma \rightarrow \alpha$ превращений, мартенсита (M , %):
 сплошные линии – дисперсная пластинчатая дуплексная структура,
 штриховые линии – смешанная пластинчато-глобулярная дуплексная структура.

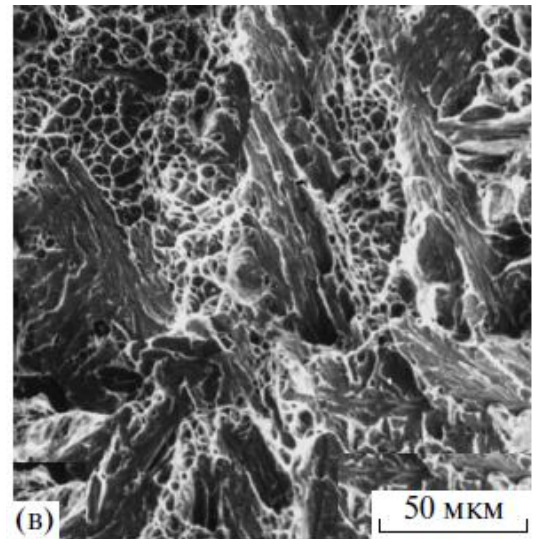
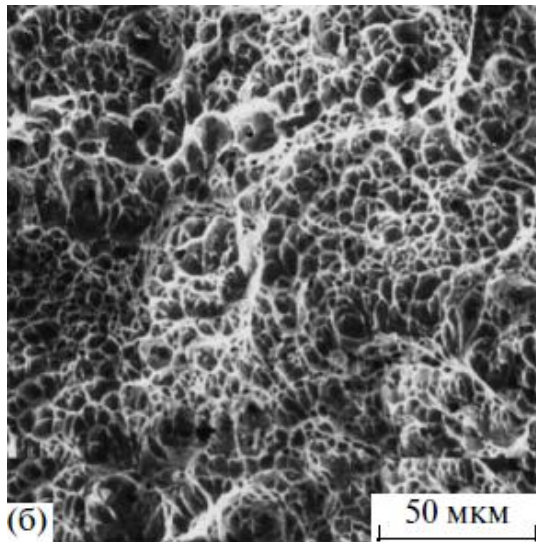
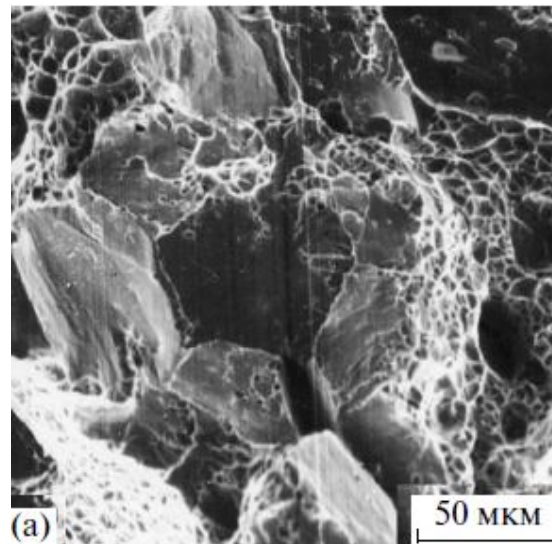


Рисунок 1.21. Вид изломов стали 0N6: а – исходное мартенситное состояние (закалка от 1250°C); б, в – нагрев до 665°C, $V_H = 100$ °C /мин; а, б – температура испытания +20°C; в – (-100°C).

с крупным и мелким зерном после закалки из двухфазной ($\alpha+\gamma$)-области имеют близкие значения. То есть закалка из межкритического интервала температур может существенно (в 2,5 раза) повысить уровень ударной вязкости исходной крупнозернистой стали; при этом изменяется характер разрушения образцов: межзеренное разрушение сменяется внутризеренным.

Влияние исходной структуры. Сравним ударную вязкость стали 0Н6 с двумя типами исходных структур. На рисунке 1.22 приведены зависимости ударной вязкости от температуры испытания исследуемой стали со структурами: феррит+цементит (кривые 1 и 2) и мартенсит (кривые 3 и 4) после закалки из двухфазной ($\alpha+\gamma$)-области. Нагрев в двухфазную ($\alpha+\gamma$)-область проводили с различными скоростями: $V_n=0,4$ и $0,05$ °С /мин (сплошные кривые 1 и 3 на рисунке 1.22) и $V_n=100$ °С /мин (штриховые кривые 2 и 4). Видно, что ударная вязкость стали 0Н6 с исходной мартенситной структурой (кривые 3,4) после закалки из двухфазной ($\alpha+\gamma$)-области при всех температурах испытания выше, чем ударная вязкость стали 0Н6 с исходной структурой феррит+цементит (кривые 1, 2).

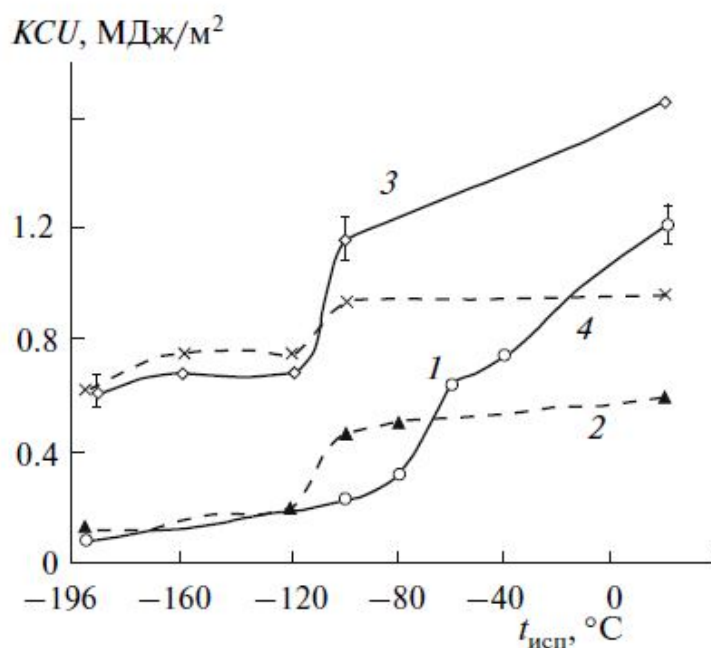


Рисунок 1.22. Зависимость ударной вязкости от температуры испытания стали 0Н6 с двумя типами исходных структур: 1, 2 - феррит + цементит; 3,4 - мартенсит; сплошные линии – медленный нагрев ($V_n=0,05$ и $0,4$ °С /мин); штриховые линии – быстрый нагрев ($V_n=100$ °С /мин) в двухфазную ($\alpha + \gamma$) область.

Таким образом, уровень механических свойств двухфазной никелевой криогенной стали 0Н6, зависит от типа исходной структуры, скорости и температуры нагрева в межкритический интервал температур. Сталь с дисперсной видманштеттовой ферритно-мартенситной структурой, содержащей ~30% мартенсита при температурах испытания от 20 до -196°C , обладает более благоприятным сочетанием прочности ($\sigma_{\text{г}}=900-1300$ МПа; $\sigma_{0,2}=500-800$ МПа) и пластичности ($\delta=23-25\%$, $\psi=65\%$), чем сталь с глобулярной структурой, содержащей такое же количество мартенсита ($\sigma_{\text{в}}=850-1200$ и $\sigma_{0,2}=400-650$ МПа; $\delta=18-22\%$, $\psi=40\%$).

Увеличение количества мартенсита от 30 до 50% в стали 0Н6 с глобулярной ферритно-мартенситной структурой, в отличие от стали с видманштеттовой структурой, приводит к получению желательного сочетания высоких прочностных свойств ($\sigma_{\text{в}}=1200-1400$ МПа; $\sigma_{0,2}=850-1100$ МПа) и хорошей пластичности ($\delta=18\%$, $\psi=52\%$;) при криогенных температурах. С увеличением количества мартенсита в структуре стали повышается ударная вязкость (в 1,5-2 раза), снижается порог хладноломкости (до -120°C) и увеличивается доля вязкой составляющей в изломе. То есть поведение мартенситной фазы в двухфазной ферритно-мартенситной стали отличается от присущего ей поведения в однофазном состоянии.

Сталь 0Н6 с пластинчатой дуплексной структурой имеет существенно более высокие характеристики ударной вязкости (до 4 раз) и пластичности (до 1,5 раз) при криогенных температурах, чем сталь с видманштеттовой ферритно-мартенситной структурой. Сталь с дисперсной пластинчатой дуплексной структурой, содержащей ~30% “нового” мартенсита, имеет благоприятное сочетание прочности ($\sigma_{\text{г}}=1000-1200$ МПа; $\sigma_{0,2}=500-700$ МПа), пластичности ($\delta=25\%$, $\psi=65\%$) и ударной вязкости ($KCU^{20}=1,6$; $KCU^{-100}=1,2$; $KCU^{-196}=0,6$ МДж/м²).

Закалка из межкритического интервала температур в сравнении с полной закалкой, приводит к повышению пластичности и ударной вязкости исследуемой стали 0Н6 при сохранении удовлетворительного уровня прочности. При помощи закалки из двухфазной ($\alpha+\gamma$)-области можно значительно (в 2,5 раза) повысить уровень ударной вязкости крупнозернистой стали 0Н6 с исходной мартенситной структурой и изменить характер разрушения с межзеренного на внутризеренный.

ВЫВОДЫ К ГЛАВЕ 1

1. Образование аустенита в низкоуглеродистых сплавах Fe-6 мас.%Ni со структурами феррит и феррит+зернистый цементит в широком диапазоне скоростей нагрева от 8 °С/мин до 5000 °С/с происходит путем неупорядоченного роста новых зерен неправильной формы, так называемым «нормальным» механизмом. Новые зерна аустенита растут без изменения содержания никеля, но с концентрационными изменениями по углероду. Зерна аустенита могут иметь ориентационную связь с ферритным зерном, в которое они растут, но могут и не иметь, то есть ориентационная связь новых зерен аустенита с ферритом при нормальном превращении не является необходимым условием их роста.
2. При уменьшении скорости нагрева до 0,4 °С/мин и 0,05 °С/мин в сплавах Fe-6 мас.%Ni со структурами феррит и феррит+зернистый цементит наблюдается изменение структурной картины образования аустенита. $\alpha \rightarrow \gamma$ превращение происходит путем ориентированного зарождения и роста видманштеттовых кристаллов аустенита и сопровождается перераспределением компонентов сплава.
3. Показано, что влияние скорости нагрева на механизм образования аустенита в сплавах с со структурой феррит+зернистый цементит принципиально не отличается от установленного ранее для сталей с мартенситной структурой. Однако мартенситная структура вследствие особенностей своего строения, облегчает реализацию ориентированного механизма $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения по сравнению с структурой феррит+цементит.
4. Установлено, что уровень механических свойств криогенной стали 0Н6 зависит от типа исходной структуры, скорости и температуры нагрева в двухфазную ($\alpha + \gamma$)-область. Показано, что сталь с видманштеттовой ферритно-мартенситной структурой, обладает более благоприятным сочетанием прочностных ($\sigma_b = 900-1300$ МПа; $\sigma_{0,2} = 500-800$ МПа) и пластических ($\delta = 24\%$, $\psi = 60\%$;) свойств при криогенных температурах, чем сталь с глобулярной ферритно-мартенситной структурой ($\sigma_b = 800-1100$ и $\sigma_{0,2} = 400-600$ МПа; $\delta = 20\%$, $\psi = 40\%$;) . Сталь с пластинчатой дуплексной структурой, содержащей ~30% «нового» мартенсита, имеет существенно более высокий уровень ударной вязкости (до 4 раз) и пластичности (до 1,5 раз), при сохранении удовлетворительной прочности ($\sigma_b = 800-1100$ МПа, $\sigma_{0,2} = 500-800$ МПа), чем сталь с видманштеттовой ферритно-мартенситной структурой с таким же количеством мартенсита.

ГЛАВА 2. МАРТЕНСИТНЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ В ЖЕЛЕЗОНИКЕЛЕВЫХ СПЛАВАХ, ВЫЗВАННЫЕ ДЕЙСТВИЕМ ВЫСОКИХ СТАТИЧЕСКИХ И ДИНАМИЧЕСКИХ ДАВЛЕНИЙ

2.1 Влияние высоких давлений на фазовые и структурные превращения в железе и сплавах на его основе.

Высокое давление зачастую является более эффективным фактором, стимулирующим полиморфные превращения, чем температура: под давлением возможны такие фазовые переходы, которые не наблюдаются в обычных условиях [78-84]. Действие давления оказывает влияние на кинетику и механизм фазовых превращений, что может привести к изменению морфологии, структуры и взаимных кристаллографических ориентировок исходной и образующихся фаз [80-83]. Понимание процессов, происходящих под действием высокого давления, позволяет расширить наши представления о механизме полиморфных превращений.

При исследовании фазовых превращений, вызванных действием высоких давлений, применяют как квазистатическое, так и динамическое нагружение. Имеются общие закономерности фазовых переходов в условиях гидростатического сжатия и в ударных волнах, но есть и существенные различия, связанные с напряженным состоянием и кинетикой процесса. Для того, чтобы составить достаточно полное представление о влиянии ударных волн на фазовые и структурные превращения, необходимо рассмотреть основные особенности ударно-волнового воздействия.

Ударные волны с амплитудой давления до 40-50 ГПа обычно генерируются либо контактными зарядами взрывчатых веществ (ВВ), либо при соударении с исследуемым образцом (мишенью) ударника, который ускоряется с помощью пороховых пушек или специальных зарядов ВВ [81-85]. Нагружение металлов и сплавов ударной волной вызывает распространение со сверхзвуковой скоростью (для данного материала) сжимающего импульса, имеющего амплитуду давления в 10-500 раз большую статистического предела текучести. Время воздействия импульса составляет 10^{-5} - 10^{-7} сек. В ударном импульсе различают его восходящую часть (фронт волны), когда давление в материале возрастает за время 10^{-7} - 10^{-12} сек до максимального; так называемую «полку», когда давление некоторый промежуток времени остается постоянным, и волну разряжения, в которой давление спадает до полной разгрузки материала, но со скоростью значительно меньшей, чем скорость возрастания давления [78, 88, 81, 85]. Наиболее простой вид ударно-волнового нагружения может быть осуществлен за счет плоских ударных волн, в которых поток вещества через фронт волны движется по нормали к

поверхности фронта. Нарушение этого условия превращает плоскую волну в косую. Взрывные технологии и устройства для нагружения при помощи косых и плоских ударных волн подробно описаны в [81, 85].

Сжимаемость твердых тел в ударной волне обычно представляется в виде ударной адиабаты – кривой Гюгонио. Кривая Гюгонио является геометрическим местом всех P-V состояний, возникающих при прохождении ударной волны через материал, находящийся в исходном P_0 - V_0 состоянии. Адиабаты Гюгонио получены для многих металлов и сплавов с различными типами кристаллической решетки [78, 79, 84, 86-92]. В общем случае эти кривые непрерывны. Заметим, что ударные адиабаты располагаются несколько выше P-V зависимостей, полученных при гидростатическом сжатии [89, 90].

Фазовые переходы в ударных волнах бывают трех типов.

1. Фазовый переход, сопровождающийся уменьшением удельного объема. При этом на кривой Гюгонио появляется «излом», впервые экспериментально зафиксированный при ударном сжатии железа [86]. В дальнейшем фазовые переходы такого типа обнаружены в других металлах и сплавах [78, 79, 84-92].

2. Фазовый переход, сопровождающийся увеличением объема. Такие переходы также возможны в ударных волнах, поскольку одновременно со сжатием происходит выделение тепла, вызывающее увеличение объема [90]. Кроме того, растягивающие напряжения в волнах разгрузки могут также вызвать образование фаз с большим удельным объемом, чем исходная [93]. При фазовых переходах такого типа никаких аномалий на кривых Гюгонио, подобных первому типу, не наблюдается.

3. Фазовый переход, не сопровождающийся изменением объема. Такой переход не может быть непосредственно обнаружен в ударно-волновых экспериментах, поскольку он никак не влияет на количество и структуру ударных волн.

На рисунке 2.1. приведена ударная адиабата железа [86, 87], обладающего, как установлено, фазовым переходом при $P=13$ ГПа [78, 79, 84-89]. Фазовые превращения с уменьшением удельного объема, вызывающие «изломы» на ударной адиабате и порождающие многоволновые конфигурации фронта ударной волны, обнаружены у ряда сплавов на основе железа. В работе [87]. были впервые изучены кривые Гюгонио для сплавов Fe-C, Fe-Ni и Fe-Cr-Ni и показано, что добавление никеля понижает, а хрома повышает давление перехода в железе. Величина давления фазового перехода в экспериментах с ударными волнами в большинстве случаев совпадает с давлением фазового перехода при гидростатическом сжатии, но иногда значения, полученные при динамических экспериментах несколько выше. Причину такого повышения одни исследователи связывают с образованием дефектов, понижающих плотность

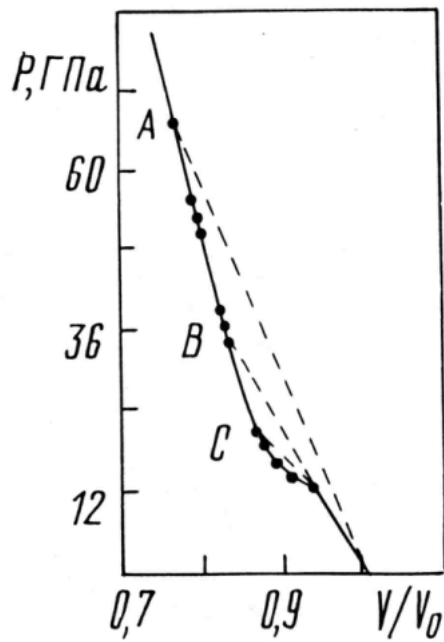


Рисунок 2.1. Ударная адиабата железа [86, 87].

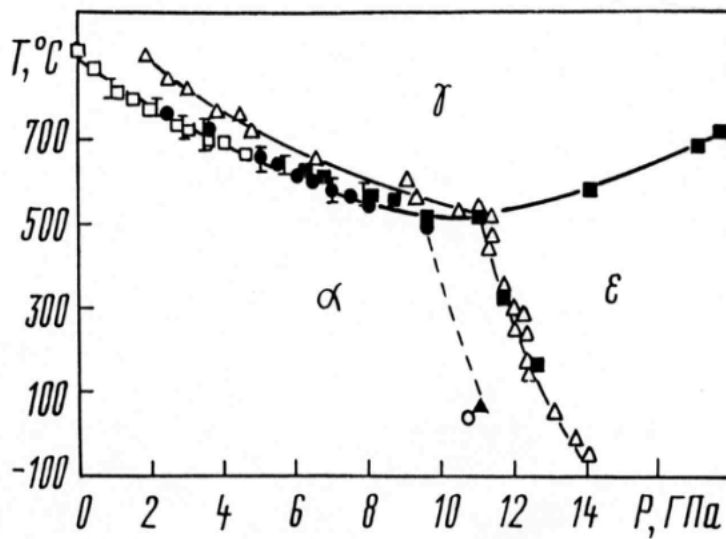


Рисунок 2.2. . T-P диаграмма железа, построенная на основании данных:

- Кауфман Л. [94]; ▲— Barker L.M., Hollenbach R.E. [98];
- Giles P.M. et. al. [99]; I— Claussen W.F. [101]; □— Кеннеди Д., Ньютон Р. [102];
- △— Джонсон П. и др.[103]; ■— Vandy F.P. [104].

материала при нагружении ударными волнами [95]. Другие авторы такое расхождение относят за счет кинетики [96] или влияния прочностных характеристик исследуемого материала на величину давления фазового перехода [97].

Одной из важных особенностей фазовых превращений в ударных волнах следует считать наличие сдвиговой компоненты напряжения. Другой особенностью превращений в ударных волнах является чрезвычайно высокая скорость процесса. Для того, чтобы понять возможность фазового перехода в ударных волнах в течение времени на несколько порядков меньшего, чем время гидростатического сжатия, необходимо рассмотреть основные факторы, определяющие кинетику процесса. Достаточно подробный анализ кинетики фазовых превращений под давлением проведенный Э.И. Эстриным в [96], показал, что влияние давления на кинетику фазовых превращений в первом приближении сводится к его влиянию на положение линий фазовых равновесий и диффузионную подвижность атомов (вакансий). Ряд экспериментов [80, 98, 99] свидетельствует о том, что давления, при которых происходит фазовый переход при квазигидростатическом сжатии и динамическом нагружении, близки или совпадают. Считается, что способ нагружения не влияет на величину термодинамического стимула превращения, но влияет на величину энергии активации диффузии [83]. Квазигидростатическое давление способствует замедлению диффузионных процессов. Скорость диффузии уменьшается с ростом давления, главным образом, вследствие уменьшения равновесной концентрации вакансий [80]. При нагружении ударными волнами скорость диффузии, напротив, возрастает на несколько порядков [82, 83, 100]. Однако до сих пор нет единого мнения о природе аномально высокой скорости диффузии при ударно-волновом нагружении.

Важным приложением кинетики фазовых превращений является рассмотрение на этой основе гистерезиса прямого и обратного переходов и, как следствие, сохранение или несохранение нестабильной фазы высокого давления. Анализ данных, полученных при исследовании металлов, сплавов и других соединений, показывает, что во всех случаях между превращениями при повышении и снижении давления имеется значительный гистерезис [96, 97]. Необходимо отметить, что величина гистерезиса имеет резкую температурную зависимость: при понижении температуры скорость протекания превращения уменьшается, и гистерезис увеличивается.

Наиболее подробно изучены фазовые превращения при нагреве и охлаждении под действием статических и динамических давлений в железе и сплавах на его основе. На рисунке 2.2 приведена Т-Р диаграмма железа, построенная с учетом результатов большого числа статических [94, 98, 99, 101, 102] и динамических [98, 99, 103, 104] исследований, проведенных разными авторами. За основу была взята теоретическая кривая для $\alpha \rightarrow \gamma$ перехода [94],

построенная на основании термодинамического анализа фазовых равновесий в железе при изменении давления и температуры. Видно, что в диапазоне давлений до 8 ГПа наблюдается хорошее согласие между расчетной [94] и полученной при статических экспериментах [101, 102] Т-Р зависимостью для $\alpha \rightarrow \gamma$ (высокотемпературного) превращения в железе.

Фазовый переход в железе при комнатной температуре при давлении 13 ГПа впервые обнаружили в ударно-волновых экспериментах [86]. Металлографическое исследование образцов железа, подвергнутых ударному нагружению выше критического давления фазового перехода, впервые проведенное Смитом [105], показало, что в железе возникает пластинчатая структура, похожая на структуру, формирующуюся при механическом деформировании. Джонсон с сотр. [103], используя металлографический метод для определения критического давления перехода в зависимости от температуры превращения, показали, что при температуре ниже 500°C и давлении выше 13 ГПа формируется «сильно двойникованная» структура идентичная той, которую получил Смит [105]. При температуре выше 502°C в железе образуется микроструктура, состоящая из мелких зерен (возникших в результате цикла $\alpha \rightarrow \gamma \rightarrow \alpha$ - превращений), и значительно отличающаяся от микроструктуры, полученной при низкотемпературном переходе. На основании этих наблюдений и наличия излома на Р-Т диаграмме (см. рисунок 2.2) авторы [103] предположили существование критической точки - «точки излома» ($T = 502^\circ\text{C}$; $P = 11,5$ ГПа), которая разделяет области существования железа трех модификаций: α ; γ и фазы высокого давления. Однако достоверных данных о кристаллографической структуре фазы высокого давления не было получено. Впервые природу фазы высокого давления в железе установили рентгеновским методом в опытах со статическим давлением, и показали, что она имеет гексагональную плотноупакованную решетку [106]. В дальнейшем это было подтверждено в статических и динамических экспериментах [98, 104, 107]. В [108] было определено, что ϵ -фаза имеет ГПУ решетку ($a = 2,523$; $c/a = 1,603$). Таким образом, при температурах выше «точки излома» на Т-Р диаграмме железа имеет место $\alpha \rightarrow \gamma$ переход, при температурах ниже «точки излома» – $\alpha \rightarrow \epsilon$ переход.

Последующие исследования уточнили и расширили имеющиеся представления о механизмах структурных превращений в железе и сплавах на его основе под действием высоких статических и динамических давлений [81-83, 89-99, 109-115]. В работах [88, 90] установлено, что нагружение железа с давлением ниже критического (13 ГПа) приводит к возникновению в исходной α -фазе деформационных двойников (плоскость двойникования $\{112\}$) и полос Неймана. При давлениях выше 13 ГПа помимо двойниковых структур, образуются «сдвиговые пластины» с высокой плотностью дислокаций [81-83, 90, 109-112]. Следы скольжения в железе после нагружения с давлением (P) > 13 ГПа расположены, по

меньшей мере, по шести различным направлениям внутри одного зерна, то есть не могли образоваться только при участии плоскостей $\{100\}$ или $\{111\}$ [90]. Кристаллографический анализ показал, что пластинчатые кристаллы или длинные «нитеобразные составляющие в сильно сжатой структуре» [109, 111] лежат в плоскостях $\{112\}$. То есть при нагружении ударными волнами с давлением выше критического в железе происходит $\alpha \rightarrow \epsilon$ превращение и образуются структуры, отличающиеся от двойников - сдвиговые пластины ϵ - фазы. После разгрузки ϵ -пластины претерпевают обратное $\epsilon \rightarrow \alpha$ превращение. Ориентировка возникающих α -пластин отличается от ориентировки исходных α -зерен [109-111]. Таким образом, обратное превращение идет не по тем путям, по которым происходило прямое $\alpha \rightarrow \epsilon$ превращение [111]. К этому же выводу пришли авторы недавней работы [112].

Впервые кристаллографический анализ цикла $\alpha \rightarrow \epsilon \rightarrow \alpha$ превращений в железе, вызванных действием ударных волн, выполнили в [109]. И показали, что $\alpha \rightarrow \epsilon$ переход происходит мартенситным механизмом путем деформации с инвариантной плоскостью $\{112\}_\alpha$ и небольшого неоднородного сдвига по $\{101\}_\alpha$. К настоящему времени известно несколько механизмов $\alpha \rightarrow \epsilon$ (ОЦК \rightarrow ГПУ) перехода в железе, установленных на основании корреляции данных, полученных из анализа профиля ударной волны и рентгеновских измерений при высоком статическом давлении, подробно описанных и проанализированных в [113]. Эти механизмы основаны либо на смещении атомов в плоскостях (110) в совершенные гексагоны за счет одноосного сжатия ОЦК решетки вдоль направления $[001]$ на 18,4% , либо на сдвиге плоскостей (112) в направлении $[111]$ в результате которого происходит сжатие на 13,4% и поворот решетки в плоскости (110) на 5° , затем во всех случаях добавочная «перетасовка плоскостей» (110) устанавливает плотноупакованную структуру. Недавно, при помощи техники наносекундной рентгеновской дифракции *in situ* при динамическом нагружении, был уточнен механизм $\alpha \rightarrow \epsilon$ перехода в железе [114]. Прямые наблюдения при ударном сжатии показали, что происходит смещение атомов в плоскостях (110) путем простого одноосного сжатия ОЦК решетки вдоль направления $[001]$, что приводит к получению псевдогексагональной структуры, а затем «перетасовка» чередующихся атомных плоскостей (110) формирует ГПУ структуру. Полученные результаты находятся в хорошем согласии с ранее выполненными расчетами и данными моделирования методами неравновесной молекулярной динамики [115].

Как уже упоминалось выше, легирование железа никелем снижает давление $\alpha \rightarrow \epsilon$ перехода [87, 116-119]. На рисунке 2.3. приведена зависимость давления фазового перехода от содержания никеля в Fe-Ni сплавах [87, 116]. В сплавах с содержащих 5 и 10 % никеля, давление перехода по данным [118], составляет 12,2 и 11,8 ГПа, соответственно, что согласуется с результатами, полученными в [87, 119].

Экспериментально полученная зависимость давления фазового $\alpha \rightarrow \epsilon$ перехода от содержания никеля, приведенная на рисунке 2.3, соответствует изотермическому сечению Т-Р-С диаграммы системы Fe-Ni. Полный вид такой диаграммы может быть получен расчетным или экспериментальным путем. В работе [122] приведена ориентировочная Т-Р-С диаграмма метастабильных (бездиффузионных) равновесий в системе Fe-Ni, построенная по Т-Р диаграмме железа, Т-С и Т-Р диаграммам соответствующих систем (рисунок 2.4). Диаграмма такого типа, описывающая фазовые превращения под давлением для всех сплавов системы Fe-Ni, позволяет предсказывать возможный тип фазового превращения, который может быть вызван действием квазигидростатического давления или ударно-волнового нагружения.

Из анализа данной диаграммы следует, что увеличение содержания никеля существенно расширяет область стабильности γ -фазы и несколько снижает (в сплавах с низким содержанием никеля) давление $\alpha \rightarrow \epsilon$ перехода. Экспериментальные исследования [109, 110, 117-120], выполненные с применением статических и динамических давлений, показали, что в сплавах с содержанием никеля около 30 вес. % возникает γ -фаза, сохраняющаяся после разгрузки. Основным результатом действия квазигидростатического давления 20 ГПа и выше на Fe-Ni сплавы с 9 -32 %Ni заключается в существенном снижении температур начала $\alpha \rightarrow \gamma$ и $\gamma \rightarrow \alpha$ превращений [94, 120].

Сведения о влиянии нагружения ударными волнами на величину давления и температурный интервал $\alpha \rightarrow \gamma$ и $\gamma \rightarrow \alpha$ превращений в Fe-Ni сплавах зачастую неоднозначны. В [119] при исследовании рентгеновским и металлографическим методами образцов сплава Fe-30%Ni было установлено, что увеличение количества γ -фазы на 7% происходит уже при давлении 1,8 ГПа, а с возрастанием амплитуды давления в ударной волне до 7 и 10 ГПа количество γ - фазы увеличивается до 44 и 50%. Заметим, что в исходном состоянии сплав содержал 26% остаточного аустенита. Авторы [121] показали, что в сплавах Fe-30%Ni и Fe-32%Ni, содержащих в исходном состоянии 20 и 60 % остаточного аустенита, соответственно, нагружение ударными волнами с давлением 30 ГПа вызывает практически полное $\alpha \rightarrow \gamma$ превращение. Структурные изменения и процесс образования γ -фазы в сплавах железа с 30-32% никеля под действием высоких статических и динамических давлений исследовали неоднократно, и показали, что приложение давления 20 ГПа и более при комнатной температуре приводит к превращению $\alpha \rightarrow \gamma$ не через ϵ -фазу [109, 110, 117, 120, 121, 123]. После нагружения сплавов ударными волнами с давлениями 10-30 ГПа в линзовидных кристаллах мартенсита обнаружили образование дисперсной игольчатой γ -фазы – (ГЦК-мартенсита) [117, 121]. В.Д. Садовский с сотр. исследовали микроструктуру γ -фазы, возникшую в сплаве с 31,8 % никеля под квазигидростатическим давлением до 20 ГПа, и показали, что приложение статического

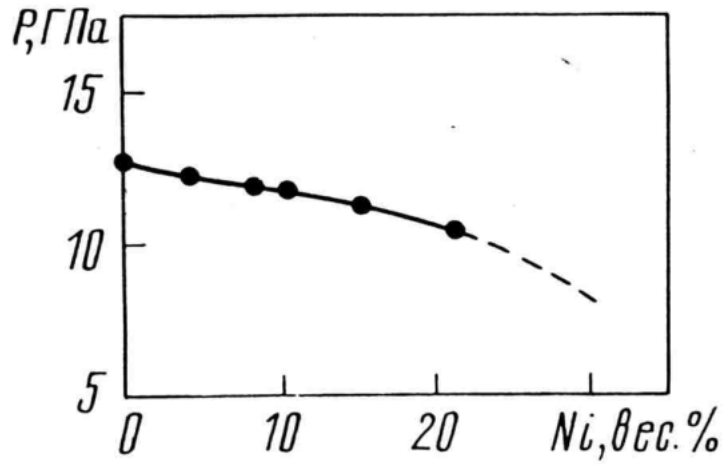


Рисунок 2. 3. Влияние содержание никеля на изменение давления фазового $\alpha \rightarrow \epsilon$ перехода в железе [87, 116].

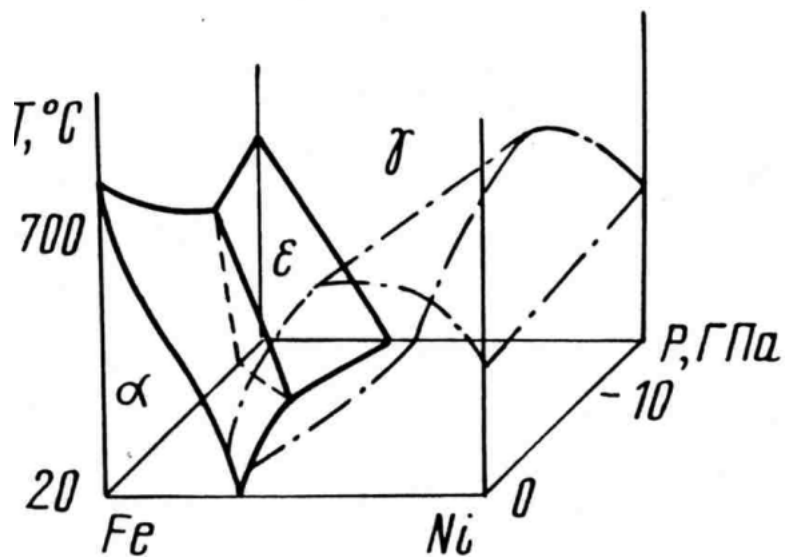


Рисунок 2. 4. Ориентировочная T-P-C диаграмма системы Fe-Ni [122].

давления приводит к образованию тонких пластин аустенита, с ориентацией, отличающейся от ориентации остаточного аустенита, рассекающих исходные линзовидные кристаллы мартенсита на отдельные фрагменты [120]. Авторы работы [123] исследовали влияние длительности импульса на структурные изменения в сплаве Fe-31,2%Ni, нагруженном плоскими ударными волнами с давлениями 10 и 20 ГПа. Нагрузению подвергали образцы толщиной 0,1 и 15 мм. Было показано, что время возникновения кристаллов γ - и α -фазы не превышает 0,1 мкс, то есть при длительности импульса 1-3 мкс могут проходить циклы $\gamma \rightarrow \alpha \rightarrow \gamma$ или $\alpha \rightarrow \gamma \rightarrow \alpha$ превращений [123].

Структурные исследования полиморфных превращений под давлением и при нагружении ударными волнами в железо-никелевых сплавах с меньшим содержанием никеля немногочисленны, и их результаты зачастую противоречивы. Авторы [117] считают, что при нагружении ударными волнами с давлением 14,2-16,4 ГПа в сплавах Fe-2%Ni, Fe-4%Ni и Fe-14%Ni имеет место цикл $\alpha \rightarrow \gamma \rightarrow \alpha$ превращений, как и в сплавах Fe-30%Ni и Fe-32%Ni. Однако в [118] при помощи рентгеновских измерений под давлением до 30 ГПа было надежно установлено, что сплавы Fe-5%Ni и Fe-10%Ni испытывают обратимое $\alpha \rightarrow \epsilon$ превращение, сопровождающееся изменением объема – $0,36 \pm 0,2 \text{ см}^3/\text{моль}$. Фазой высокого давления в этих сплавах, как и в железе, является ϵ -фаза (ГПУ). Давление $\alpha \rightarrow \epsilon$ перехода для этих сплавов составляет 12,2 и 11,8 ГПа, что согласуется с данными [87, 119].

Таким образом, к началу проведения данного исследования (1982 г.) были подробно изучены $\alpha \rightarrow \gamma$ и $\gamma \rightarrow \alpha$ превращения, вызванные действием высоких статических и динамических давлений, в сплавах железа с 30-32% никеля со структурой линзовидного мартенсита. Значительно в меньшей степени эти превращения исследованы в сплавах со структурой реечного мартенсита, которую имеют большинство промышленных сплавов. Данные о полиморфных $\alpha \rightarrow \epsilon$ и $\alpha \rightarrow \gamma$ превращениях под давлением и при нагружении ударными волнами в сплавах железа с 4-10% никеля немногочисленны, а имеющиеся экспериментальные результаты, неоднозначны. Практически отсутствовали сведения, о механизме образования аустенита при нагреве под давлением в железоникелевых сплавах с ферритной структурой.

В настоящей главе изложены результаты исследования структурных механизмов полиморфных превращений при нагреве под давлением 8 ГПа и при нагружении ударными волнами с давлениями от 8 до 39 ГПа в железоникелевых сплавах с различными исходными структурами. Результаты исследований опубликованы в [124-128].

Исследованные сплавы содержали (мас. %): 0,01 C; 5,8 Ni; 0,2 Si; 0,1 Mn (H6); 0,2 C; 5,9 Ni; 0,18 Si; 0,14 Mn (20H6); 0,01 C; 28,1 Ni; 0,2 Si; 0,26 Mn; 0,03 Ti (H28). Структуры феррит и феррит+зернистый цементит в сплавах H6 и 20H6 получали за счет рекристаллизации в α -

состоянии по режимам, описанным в главе 1. Структуру пакетного (реечного) мартенсита в сплаве H28 получали закалкой от 1050°С на воздухе и последующим охлаждением до -196°С ($M_n = 23^\circ\text{C}$). Рассмотрим процесс образования γ -фазы сначала в условиях действия статических, а затем динамических давлений.

2.2 Сдвиговый механизм $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения при нагреве под давлением в сплаве с ферритной структурой

Выше в главе 1 было показано, что в низкоуглеродистых сплавах Fe с 6 мас. % Ni со структурами феррит и феррит + зернистый цементит при существенном уменьшении скорости нагрева (до 0,05°С/мин) неупорядоченный рост новых зерен аустенита сменяется ориентированным зарождением и ростом видманштеттовых кристаллов аустенита. Мартенситный механизм $\alpha \rightarrow \gamma$ -превращения в исследованных сплавах с ферритной структурой (в отличие от сплавов с мартенситной структурой) не удалось реализовать даже при сверхбыстром нагреве. При электронагреве со скоростями 2500 – 5000°С/с и лазерном нагреве аустенит образуется в виде новых зерен неправильной формы, так называемым «нормальным» или диффузионным неупорядоченным механизмом [54]. Как отмечалось в параграфе 2.1, в сплавах на основе железа всестороннее давление снижает температурный интервал ОЦК→ГЦК ($\alpha \rightarrow \gamma$) превращения, в соответствии с принципом Ле Шателье-Брауна. Понижение температуры может привести к изменению механизма $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения. Для осуществления такой возможности применили нагрев под давлением. Исследование проводили на сплаве H6 с исходной ферритной структурой (см. рисунки 1.2 а и 1.3 а), на котором изучали влияние скорости нагрева на механизм $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения (см. глава 1, параграфы 1.2 и 1.3). Образцы в виде дисков диаметром 4,8 мм и толщиной 0,3-0,4 мм нагревали со скоростью 100°С /мин до температур 400–550°С под давлением, выдерживали 3 мин и немедленно охлаждали, затем давление снижали до атмосферного. Квазигидростатическое давление 8 ГПа получали в аппарате типа «Наковальня с лункой — тороид» по методике, описанной в [125]. Контейнер высокого давления изготавливали из катлинита. В качестве среды, передающей давление, использовали хлористый натрий. После обработки давлением не наблюдали изменения формы и размеров образцов. Опыты проведены в отделе высоких давлений ИФМ УрО РАН К.М. Демчуком и А.Н. Мартемьяновым.

Величина давления (8 ГПа) выбрана с таким расчетом, чтобы исключить возможность $\alpha \rightarrow \varepsilon$ превращения. При этом исходили из положения тройной точки на Т—Р диаграмме железа ($T = 502^\circ\text{C}$; $P = 11,5 \text{ ГПа}$; [103] см. рисунок 2.2), с учетом того обстоятельства, что легирование никелем снижает давление фазового перехода в железе [87,116] (см. рисунки 2.3 и 2,4). На

рисунке 2. 5 представлена схема Т—Р диаграммы сплава Н6, построенная на основании литературных данных и результатов настоящего исследования. Линия 1 на схеме показывает изменение давления и температуры в опытах по нагреву под давлением 8 ГПа. Структуру исследовали методами металлографии и электронной микроскопии. Контроль фазового состава осуществляли баллистическим методом в намагничивающем поле напряженностью 120 кА/м, погрешность измерений составляла $\pm 1,5\%$.

Образование аустенита в сплаве Н6 с ферритной структурой при нагреве без давления со скоростями 8—100 град/мин начинается при 700°С и происходит путем роста новых зерен неправильной формы, как отмечалось выше в главе 1 (см. параграф 1.3). Приложение квазигидростатического давления 8 ГПа понижает температуру начала $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения до 480°С. Это снижение изображено на рисунке 2.5 положением границы существования α - и γ -фаз. Участки, претерпевшие превращение, четко выявляются на фоне непревращенной части ферритных зерен (см. рисунок 2.6). Морфология аустенита, образующегося при нагреве под давлением, отличается от морфологии аустенита, образующегося без давления (сравните рисунок 2.6 с рисунком 1.2 б, см. глава 1, параграф 1.3). При нагреве под давлением аустенит возникает в виде кристаллов линзовидной формы (рисунок 2.6). Кристаллы располагаются либо параллельно друг другу, либо группируются в фермообразные ансамбли. Линзовидные кристаллы, образовавшиеся в начале $\alpha \rightarrow \gamma$ – превращения, проходят через все исходное ферритное зерно (рисунок 2.6 а). При встрече с границей зерна они прекращают свой рост, при этом могут инициировать зарождение нового кристалла в соседнем зерне. Иногда рост линзовидных кристаллов приводит к их взаимной деформации «вторжением» или пересечением.

Таким образом, структура аустенита, формирующаяся в феррите при нагреве под давлением, аналогична структуре линзовидного мартенсита по морфологии кристаллов, их группировке и взаимодействию между собой и с границами зерен [129]. Следует отметить, что образование игольчатых кристаллов аустенита ранее наблюдали при электронагреве отожженного хромистого железа [34]; пластинчатые кристаллы аустенита обнаружили в высокохромистой стали [41]. Формированию мартенситоподобной структуры аустенита способствует замедление диффузионных процессов под действием статического давления, что обусловлено значительным снижением температуры начала $\alpha \rightarrow \gamma$ – превращения (например, в исследуемом сплаве на 220°С) и уменьшением равновесной концентрации вакансий [80]. Мартенситный механизм образования аустенита при нагреве под давлением можно объяснить повышением роли упругой энергии в условиях всестороннего давления и затруднением конкурирующих механизмов роста.

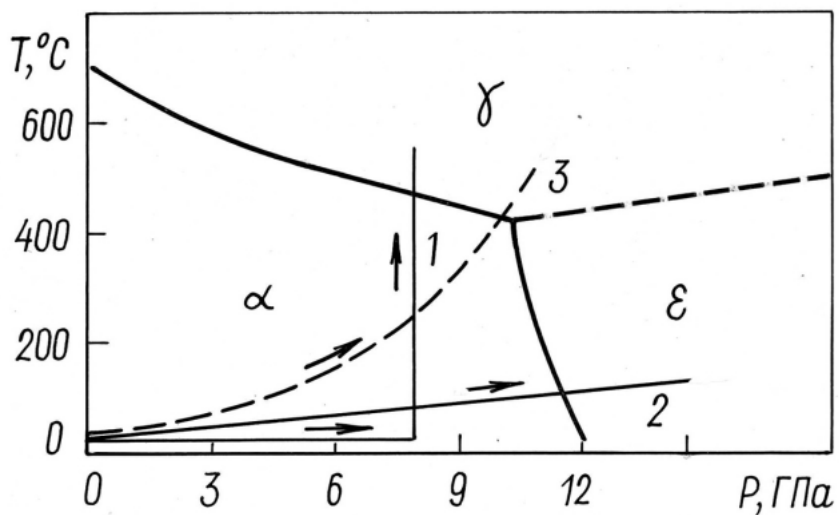


Рисунок 2. 5 Т –Р диаграмма (схема) сплава Nb:

1–линия изменения давления и температуры в опытах при нагреве под давлением;

2 – , 3– при нагружении ударными волнами.

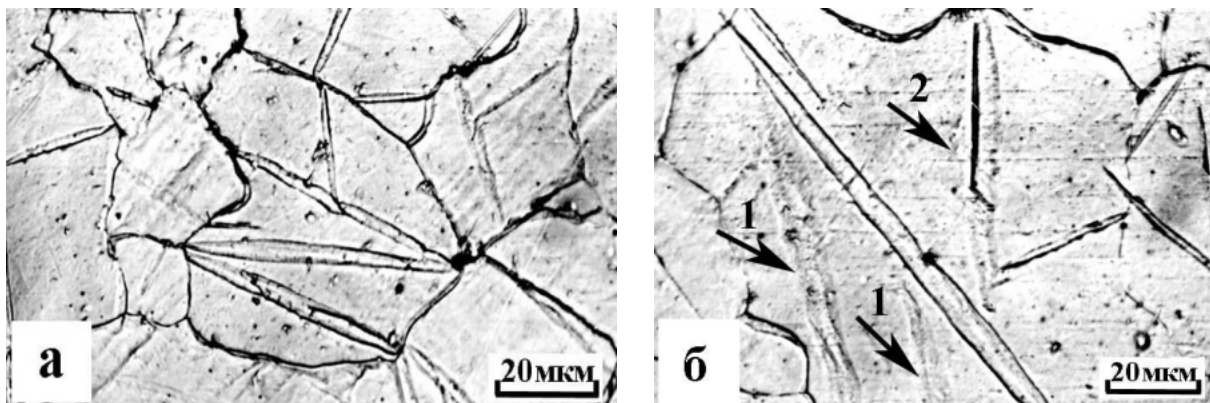


Рисунок 2.6. Линзовидные кристаллы аустенита (после охлаждения α -фаза), образовавшиеся при нагреве сплава Nb до 480°C под давлением 8 ГПа

(а) -фермообразная группа кристаллов; (б)-отдельные кристаллы.

Линзовидные кристаллы аустенита при охлаждении под давлением полностью превращаются в α -фазу, остаточный аустенит отсутствует. Структурные исследования выявили три типа линзовидных кристаллов. На рисунке 2.6 б, кроме кристаллов с хорошо травящимися границами, видны кристаллы с нечеткими границами (показаны стрелками 1). По-видимому, эти кристаллы после цикла $\alpha \rightarrow \gamma \rightarrow \alpha$ превращений имеют ориентацию, близкую к ориентации исходного феррита. Иногда внутри кристалла с нечеткими границами можно наблюдать тонкую пластинку (показана стрелкой 2 на рисунке 2.6 б), такая пластинка хорошо видна на фоне периферийной части кристалла.

Металлографические наблюдения подтверждаются анализом внутренней структуры кристаллов. Электронно-микроскопическое исследование показало, что существуют три механизма превращения линзовидных кристаллов аустенита в α -фазу при охлаждении под давлением. Первый механизм соответствует образованию эпитаксиальных кристаллов α -фазы (кристаллы с нечеткими границами, показанные стрелками 1 на рисунке 2.6 б). Анализ электронограмм и темнопольных снимков показал, что ориентация таких кристаллов совпадает с ориентацией ферритной матрицы (рисунок 2.7 а). Окружающая ферритная матрица, по-видимому, оказывает ориентирующее влияние на превращение линзовидного кристалла в α -фазу. На электронно-микроскопических снимках такие кристаллы отличаются от окружающего непревращенного феррита сложной дислокационной структурой с высокой плотностью дислокаций (рисунок 2.7 а). Повышенная плотность дислокаций в кристаллах является характерным признаком фазового наклепа γ - и α -фаз, образующихся при последовательных сдвиговых $\alpha \rightarrow \gamma$ и $\gamma \rightarrow \alpha$ превращениях.

Второй механизм соответствует образованию кристаллов с внутренней пластинкой и дислокационной периферийной частью (кристалл показан стрелкой 2 на рисунке 2.6 б). На рисунке 2.7 б представлена часть такого линзовидного кристалла. Дифракционный и темнопольный анализ показал, что периферийная часть таких кристаллов (П) имеет ориентацию, совпадающую с ориентацией окружающего феррита, внутренняя пластина (В) имеет иную ориентацию, иногда двойниковую по отношению к ориентации периферийной части кристалла (рисунок 2.7 б). Дислокационная структура периферийной части кристалла (П) представляет собой периодически расположенные дислокации, возникшие, по-видимому, в результате смещения границы раздела фаз в сторону внутренней мартенситной пластины. Подобную сложную дислокационную структуру вокруг кристаллов мартенсита наблюдали в [130, 131]. По мнению авторов [130], природа такой «бахромы» может быть связана с дислокациями, возникающими в аустените для компенсации упругих напряжений у поверхности образующегося мартенситного кристалла и сохраняющимися или появляющимися в процессе частичного обратного превращения. В [131] появление «дислокационной оторочки»

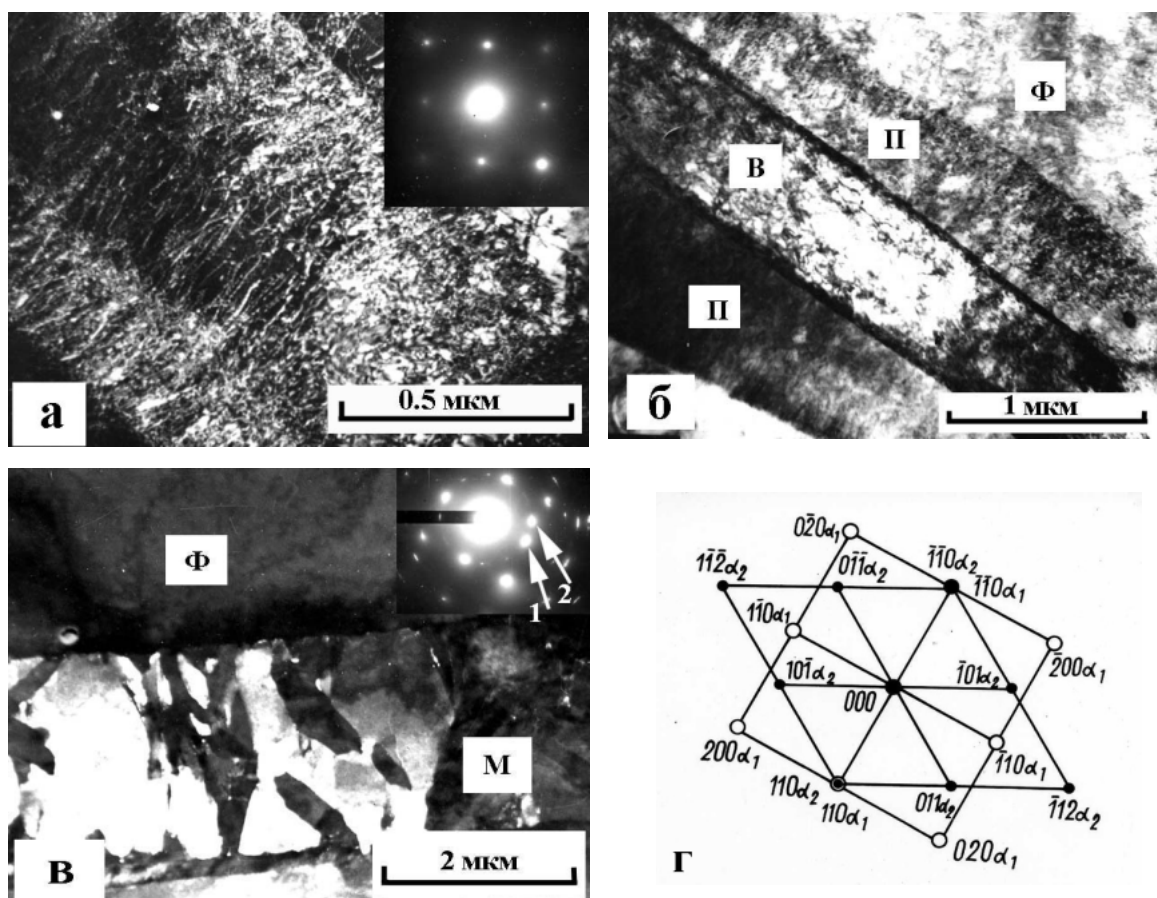


Рисунок 2.7. Структура линзовидных кристаллов после $\gamma \rightarrow \alpha$ превращения:
 (а)- эпитаксиальный кристалл, т.п. в рефлексе 110_α ;
 (б)- внутренняя пластина (В) и дислокационная периферийная часть (П);
 (в)- рейки мартенсита (М), т.п. в рефлексе 110_α ; Ф- исходный феррит;
 г-схема расшифровки.

вокруг тонких мартенситных пластин, образовавшихся под действием магнитного поля, связывали с началом их бокового роста. Возможно, что образование внутренней пластины (В) в линзовидном кристалле при охлаждении под давлением в исследованном сплаве связано с образованием α -фазы через промежуточную ε -фазу. Периферийная часть кристалла (П) с ориентацией, совпадающей с окружающим ферритом, по-видимому, формируется за счет обратного отхода межфазной границы (рисунок 2.7 б). Следует отметить, что возможность протекания цикла $\gamma \rightarrow \varepsilon \rightarrow \alpha$ превращений при закалке под давлением в железе и сплаве Н8 обсуждалась в [132].

Третий механизм связан с образованием мартенситной структуры внутри линзовидных кристаллов. На темнопольном снимке (рисунок 2.7 в) представлен кристалл, состоящий из мартенситных пластин (М), расположенных под углом к его оси. Анализ электронограммы и темнопольных снимков показал, что мартенситные пластины в пределах линзовидного кристалла имеют не менее трех ориентаций, отличающихся от ориентации окружающего феррита.

Поскольку линзовидные кристаллы аустенита, возникшие при нагреве под давлением, при охлаждении полностью превращаются в α -фазу, прямые кристаллографические измерения ориентационной связи α - и γ -фаз провести нельзя. Для проверки ориентационной связи исходной и конечной фаз был выполнен аналитический расчет преобразования направлений при последовательных фазовых $\alpha \rightarrow \gamma$ и $\gamma \rightarrow \alpha$ превращениях. При расчете использовали матрицы преобразования направлений при $\alpha \rightarrow \gamma$ и $\gamma \rightarrow \alpha$ превращениях для ориентационных соотношений Курдюмова — Закса [133] и матрицы симметрических преобразований куба ($C_i C_j$), где $i, j = 1, 2, \dots, 24$. Матрица преобразования направлений при $\gamma \rightarrow \alpha$ превращении имеет вид:

$$T_{(\gamma \rightarrow \alpha)} = \begin{pmatrix} 0.983 & 0.167 & 0.075 \\ -0.167 & 0.650 & 0.742 \\ 0.075 & -0.742 & 0.667 \end{pmatrix}$$

Перестройка решетки при $\alpha \rightarrow \gamma$ превращении описывается обратной матрицей $T_{(\alpha \rightarrow \gamma)}$, полученной транспонированием матрицы $T_{(\gamma \rightarrow \alpha)}$. Закон преобразования координат при последовательных $\alpha \rightarrow \gamma \rightarrow \alpha$ превращениях имеет вид:

$$[hkl]_{\alpha_2} = C_j \cdot T_{(\gamma \rightarrow \alpha)} \cdot C_i \cdot T_{(\alpha \rightarrow \gamma)} \cdot [hkl]_{\alpha_1},$$

где $[hkl]_{\alpha_1}$ — кристаллографическое направление в ОЦК решетке исходной фазы (феррита); $[hkl]_{\alpha_2}$ — кристаллографическое направление в ОЦК решетке конечной фазы (мартенсита), параллельное направлению в решетке исходной фазы. В качестве примера

расчета рассмотрим анализ электронограммы (рисунок 2.7 в) и схемы расшифровки (рисунок 2.7 г), полученной от линзовидного кристалла (ось зоны $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]_{\alpha}$) после $\alpha \rightarrow \gamma \rightarrow \alpha$ превращений и окружающей его непревращенной ферритной матрицы (ось зоны $[001]_{\alpha}$). На электронограмме указаны рефлексы (110) феррита (стрелка 1, рисунок 2.7 в) и мартенсита (стрелка 2, рисунок 2.7 в), в которых были получены темнопольные изображения кристалла. На рисунке 2.7 в приведено темнопольное изображение в рефлексе (110) мартенсита. Для расчета взяли два взаимно перпендикулярных направления решетки исходной фазы — феррита $[110]_{\alpha}$ и $[001]_{\alpha}$ и, пользуясь законом преобразования координат, показали, что при переборе различных случаев преобразования существует вариант перестройки этих направлений в два взаимно перпендикулярных направления решетки конечной фазы – мартенсита, близких к $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]_{\alpha}$ и $[110]_{\alpha}$ (см. таблица 2.1).

Таблица 2.1. Расчетные данные по перестройке кристаллографических направлений в решетках исходной и конечной фаз при цикле $\alpha \rightarrow \gamma \rightarrow \alpha$ превращений

$[hkl]_{\alpha_1}$	$C_i \cdot T_{(\alpha \rightarrow \gamma)}$	$C_j \cdot T_{(\gamma \rightarrow \alpha)}$	$[hkl]_{\alpha_2}$
$\begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix}$	$\begin{pmatrix} 0.983 & -0.167 & 0.075 \\ 0.167 & 0.650 & -0.742 \\ 0.075 & 0.742 & 0.667 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 0.075 & 0.983 & 0.167 \\ 0.742 & -0.167 & 0.650 \\ 0.667 & 0.075 & -0.742 \end{pmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1,0007 \\ 1,0000 \\ -0,0008 \end{bmatrix}$
$\begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix}$			$\begin{bmatrix} -0,6124 \\ 0,6130 \\ -0,5005 \end{bmatrix}$

Таким образом, образование аустенита в сплаве Н6 с ферритной структурой при нагреве под давлением происходит путем ориентированного роста линзовидных кристаллов, формирующих мартенситоподобную структуру. Кристаллы аустенита при охлаждении под давлением превращаются в α -фазу, имеющую ориентацию, совпадающую с исходной, или двойниковую по отношению к ней, или набор ориентаций, отличающихся от ориентации исходного феррита.

2.3 Полиморфные $\alpha \rightarrow \varepsilon$ - и $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения при нагружении ударными волнами в сплавах со структурами феррит и феррит +-цементит

Как отмечалось выше, увеличение давления может привести к $\alpha \rightarrow \varepsilon$ превращению (см. рисунок 2.5). В связи с этим представляло интерес изучить структурные изменения в сплавах Н6 (Fe-5,8Ni-0,01%С) и 20Н6 (Fe-5,9Ni-0,2%С) со структурами феррит и феррит + зернистый цементит при нагружении ударными волнами с давлением от 10 до 39 ГПа. Для нагружения ударными волнами были изготовлены пластины размерами 48x27x2 мм, предварительно подвергнутые деформации на 20–25% и рекристаллизации в α -состоянии по режимам, описанным в главе 1 (см. параграф 2.2), для получения исходных структур: феррит и феррит + зернистый цементит (см. рисунки 1.3 а и 1.4 а). Косые ударные волны с давлением от 10 до 20 ГПа создавали при помощи контактных зарядов взрывчатых веществ (ВВ); плоские ударные волны с давлением 20 и 39 ГПа - при соударении метаемой пластины (ударника) с пластиной исследованного сплава [127]. Для исключения влияния разгрузки пластины исследуемых сплавов располагали в массивной матрице и заливали свинцом, то есть нагружаемые образцы не испытывали заметного формоизменения, остаточная деформация не превышала 2—5% [127]. Длительность импульса сжатия не превышала 1 мкс. Значения давлений (10-39 ГПа) и температур на фронте ударной волны (64-260°C) и после разгрузки (31-130°C) рассчитывали методами, предложенными в [81]. Ударно-волновые эксперименты проводили в Институте гидродинамики и СКБ гидроимпульсной техники СО РАН Т.М. Соболенко и Т.С. Тесленко и в МГТУ им. Н.Э. Баумана Е.Ф. Грязновым.

Нагружение сплава Н6 плоскими ударными волнами с давлением ≥ 12 ГПа приводит к образованию протяженных пластинчатых кристаллов в отдельных ферритных зернах, то есть вызывает структурные изменения, отличающиеся от тех, которые наблюдали при нагреве исследованного сплава под давлением 8 ГПа (сравните рисунки 2.8 а и 2.6). При повышении амплитуды давления в ударной волне до 15 – 20 ГПа количество пластинчатых кристаллов возрастает, причем в пределах одного зерна они вытянуты вдоль четырех-шести направлений (рисунок 2.8 б). В [90] было показано, что следы скольжения в железе после нагружения с давлением (P) >13 ГПа так же расположены, по меньшей мере, по шести различным направлениям внутри одного зерна, то есть не могли образоваться только при участии плоскостей {100} или {111}. При увеличении давления до 39 ГПа пластинчатые кристаллы заполняют весь объем исходного ферритного зерна (рисунок 2.8 в). Поскольку нагружение плоскими ударными волнами не сопровождалось существенным нагревом исследуемых образцов, как отмечалось выше, температура на фронте ударной волны не превышает 64-260°C, в разгруженном состоянии - 31-130°C, фазой высокого давления, согласно Т–Р –диаграмме

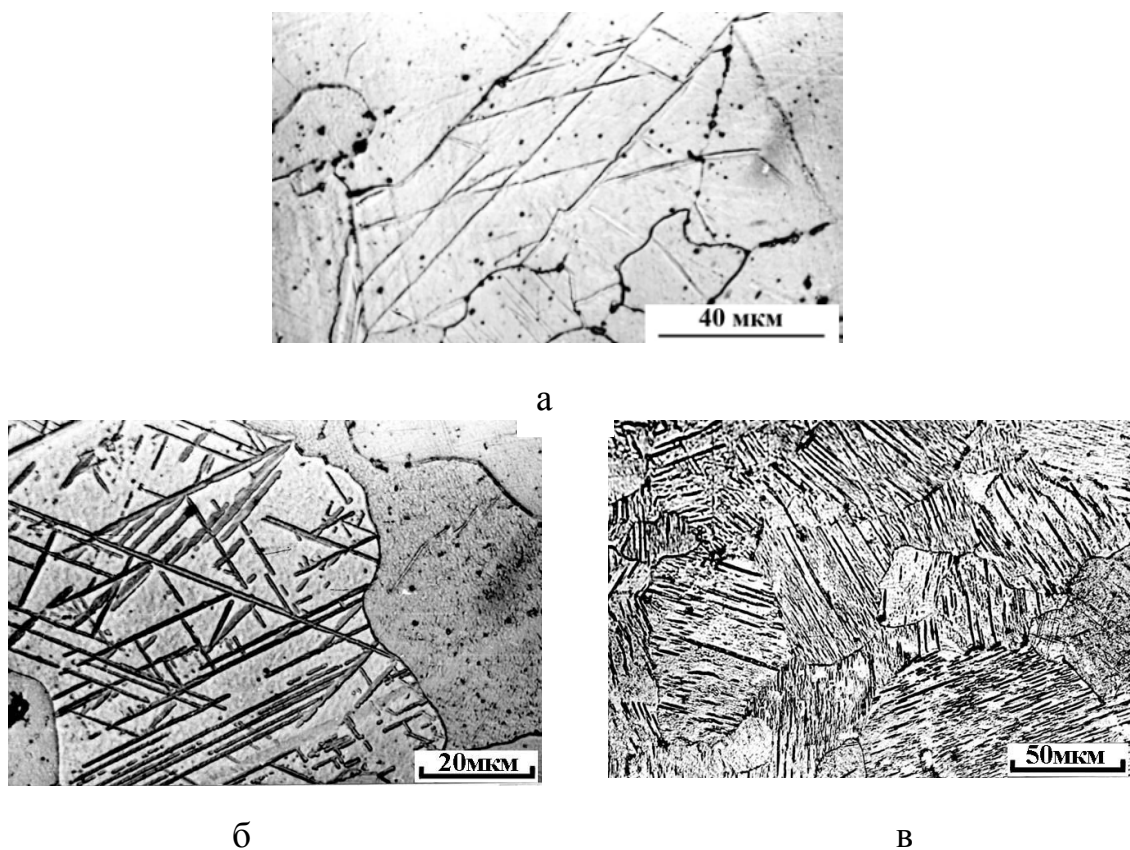


Рисунок 2. 8. Влияние амплитуды давления (P) на полноту $\alpha \rightarrow \epsilon$ превращения в сплаве Nb6 при нагружении ударными волнами с давлением 12 ГПа (а); 15 ГПа (б) и 39 ГПа (в)

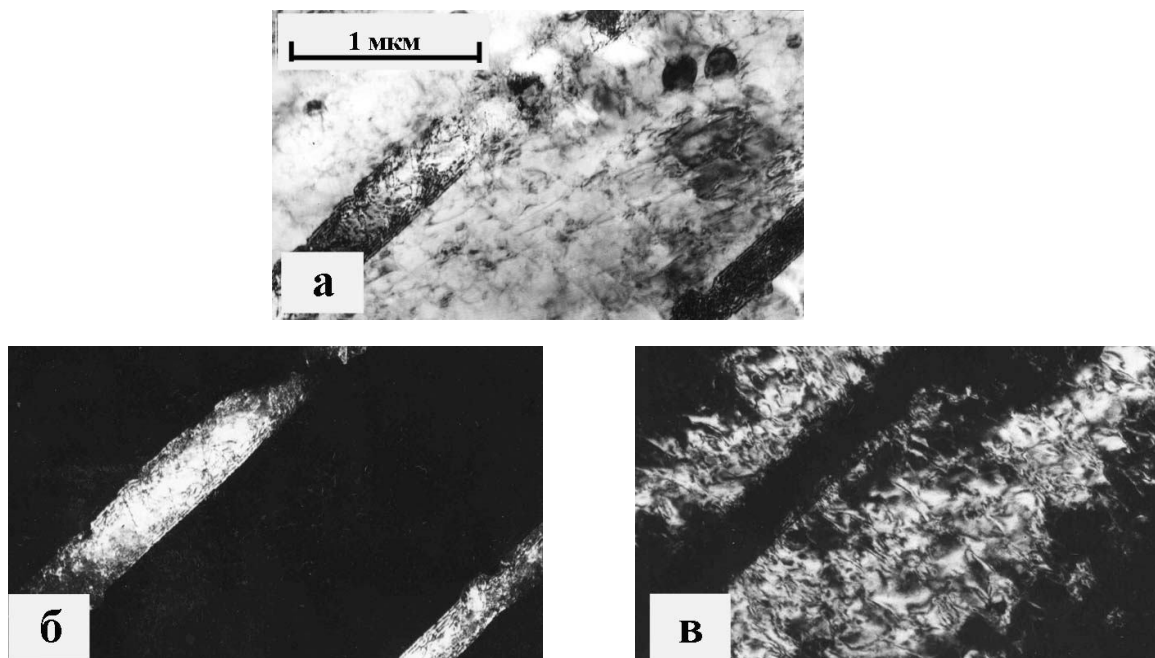


Рисунок 2.9. Пластинчатые кристаллы ϵ -фазы, образовавшиеся в сплаве 20Nb6 при нагружении с $P=12$ ГПа. После снятия давления ϵ -фаза превращается в α -фазу с ориентацией отличающейся от исходной: (а) – светлополюсное и (б, в) – темнопольные изображения в рефлексах 110α ; ось зоны $[117]\alpha$ (б) и 132α ; ось зоны $[325]\alpha$

железа (рисунок 2.2) и данным по влиянию легирования никеля на изменение давления фазового перехода железа (рисунки 2.3 и 2.4) является ϵ -фаза. Линией 2 на схеме T–P диаграммы сплава Nb (см. рисунок 2.5) показано изменение давления и температуры, приводящее к $\alpha \rightarrow \epsilon$ -превращению.

Пластинчатые кристаллы располагаются либо параллельными рядами, либо пересекаются. Зачастую в местах пересечения наблюдается смещение кристалла, свидетельствующее о мартенситном механизме $\alpha \rightarrow \epsilon$ превращения. В отдельных ферритных зернах после нагружения с давлением 12 ГПа возникают, пластинчатые кристаллы ϵ -фазы, имеющие одну – две ориентировки. После прохождения ударной волны пластинчатые кристаллы ϵ -фазы не сохраняются, превращаясь в α -фазу, с ориентацией отличающейся от исходной, что исключает прямое определение ориентационных соотношений и затрудняет электронно-микроскопический анализ. На рисунке 2.9 представлены пластинчатые кристаллы, образовавшиеся в сплаве 20Nb после нагружения с давлением 12 ГПа. Необходимо отметить, что исходная структура сплава 20Nb представляет собой зерна феррита с большим количеством дисперсных частиц цементита, как было описано выше в главе 1 (см. параграф 1.3, рисунок 1.2 б). Видно, что частицы цементита не являются препятствиями для роста пластинчатых кристаллов ϵ -фазы (рисунок 2.9 а). Дифракционный и темнопольный анализ показал, что образовавшиеся пластинчатые кристаллы, претерпевшие цикл $\alpha \rightarrow \epsilon \rightarrow \alpha$ превращений, имеют ориентацию, отличающуюся от ориентации исходного феррита, не двойниковую по отношению к ней (рисунки 2.9 б и 2.9 в).

При повышении амплитуды давления в ударной волне до 15-39 ГПа полнота $\alpha \rightarrow \epsilon$ -превращения увеличивается и формируется структура, состоящая из пластинчатых кристаллов, различных направлений со сложной внутренней структурой (см. рисунки 2.8 б и 2.8 в). Необходимо отметить, что при нагружении ударными волнами в сплаве Nb наблюдали формирование протяженных кристаллов с внутренней пластиной, подобных тем, которые возникали в этом сплаве при нагреве под давлением (см. рисунок 2.7 б). Это наблюдение подтверждает предположение о том, что в образовании кристаллов γ -фазы с внутренней пластиной и дислокационной периферийной частью может участвовать промежуточная ϵ -фаза.

На рисунке 2.10 а представлена структура, сформировавшаяся в сплаве после нагружения с давлением 39 ГПа, состоящая из широких пластин (0,5-2,5 мкм), имеющих сложную внутреннюю структуру, представляющую собой дисперсные (толщиной 0,1-0,2 мкм) пластинчатые α -кристаллы двух типов. Кристаллы первого типа - это протяженные α -кристаллы, образующие группировки в виде «молний». Дифракционный и темнопольный анализ показал, что такие кристаллы имеют ориентацию, отличающуюся от ориентации

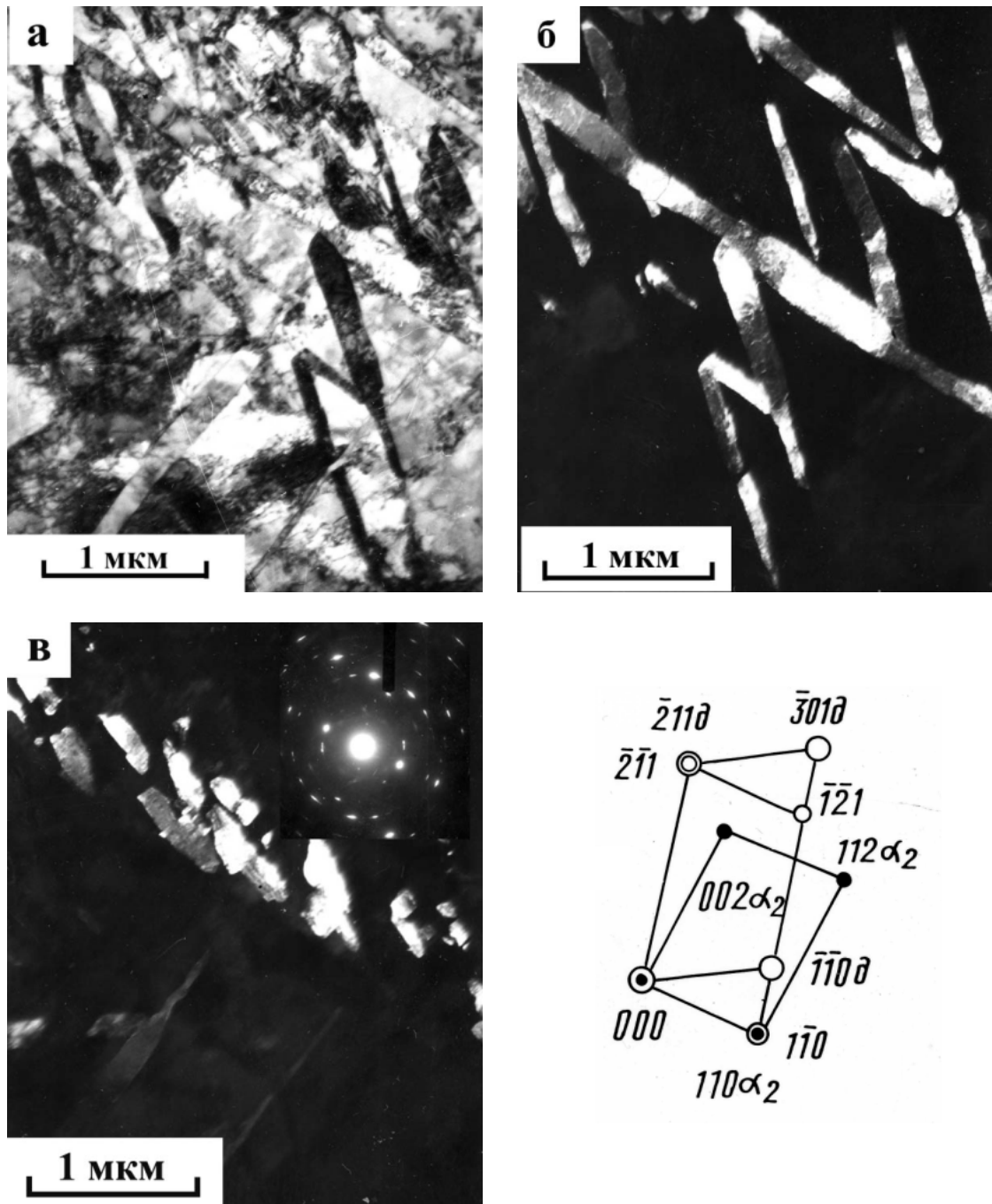


Рисунок 2.10. Структура сплава Nb после нагружения с $P=39$ ГПа: (а) - светлопольное и (б, в) - темнопольные изображения в рефлексах: $002\alpha_2$; ось зоны $[110]\alpha_2$ (б); и $110\alpha_d$; ось зоны $[113]\alpha_d$ (в),

исходной ферритной матрицы, не двойниковую по отношению к ней (рисунки 2.10 б и 2.10 г). Кристаллы второго типа - короткие α -кристаллы (рисунок 2.10 в), заполняющие промежутки между более протяженными α - кристаллами (рисунок 2.10 б). Короткие кристаллы имеют двойниковую ориентацию по отношению к ориентации исходной ферритной матрицы; ось зоны двойников и матрицы - $[113]_{\alpha}$, плоскость двойникования - $\{112\}_{\alpha}$ (рисунок 2.10 в, рисунок 2.10 г). Авторы [109] провели кристаллографический анализ подобной структуры, полученной в сплаве Fe-0,1% C после ударно-волнового нагружения с давлением выше 13 ГПа. Они установили, что такая взаимная ориентация пластин является результатом цикла $\alpha \rightarrow \varepsilon \rightarrow \alpha$ -превращений, и показали, что $\alpha \rightarrow \varepsilon$ -превращение протекает по мартенситному механизму путем деформации с инвариантной плоскостью $\{112\}_{\alpha}$ (т.е. $\{1010\}_{\varepsilon}$) и небольшого неоднородного сдвига по $\{0001\}_{\varepsilon}$ (т.е. $\{101\}_{\alpha}$). $\varepsilon \rightarrow \alpha$ переход является обратным к $\alpha \rightarrow \varepsilon$ переходу. То есть габитусные плоскости α -пластин, образующихся в результате цикла $\alpha \rightarrow \varepsilon \rightarrow \alpha$ -превращений, близки к $\{112\}_{\alpha}$ [109]. В недавней работе [114] при помощи прямых рентгеновских дифракционных измерений в условиях удара показано, что при $\alpha \rightarrow \varepsilon$ переходе в железе происходит смещение атомов в плоскостях (110) путем одноосного сжатия ОЦК решетки вдоль направления $[001]_{\alpha}$, что приводит к получению псевдогексагональной структуры, а затем «перетасовка» чередующихся атомных плоскостей (110) формирует ГПУ структуру. После разгрузки ε - пластины претерпевают обратное $\varepsilon \rightarrow \alpha$ превращение. Ориентировка возникающих α -пластин отличается от ориентировки исходных α - зерен. То есть обратное $\varepsilon \rightarrow \alpha$ превращение идет не по тем путям, по которым происходило прямое $\alpha \rightarrow \varepsilon$ превращение, что согласуется с данными работ [109, 111, 112].

В сплаве 20Н6, кроме пластинчатых кристаллов ε - фазы, наблюдали образование дисперсных кристаллов иной формы и размеров. Эти кристаллы возникают возле частиц цементита. Один из случаев такого зарождения представлен на рисунке 2.11 а. Дифракционный и темнопольный анализ показал, что участок вытянутой формы размером 0,15-0,25 мкм представляет собой кристалл γ -фазы (А) после прохождения ударной волны, превратившийся в α -фазу, имеющую ориентацию, отличающуюся от ориентации исходного феррита – Ф (рисунок 2.11 б). Видно, что кристалл γ -фазы (А) не обволакивает цементитную частицу (Ц), а растет в одну сторону от межфазной границы феррит/цементит (рисунок 2.11 в). Образование подобных единичных кристаллов в сплаве 20Н6 наблюдали при нагреве в обычных условиях со скоростью 0,05 град/мин до температур $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения, как было показано выше в главе 1, параграф 1.3 (см. рисунок 1.10) и на ранних стадиях $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения при электронагреве со скоростью ~ 5000 град/мин (см. рисунок 1.14). По-видимому, при взрывном воздействии возле частицы цементита имеет место локальное повышение температуры,

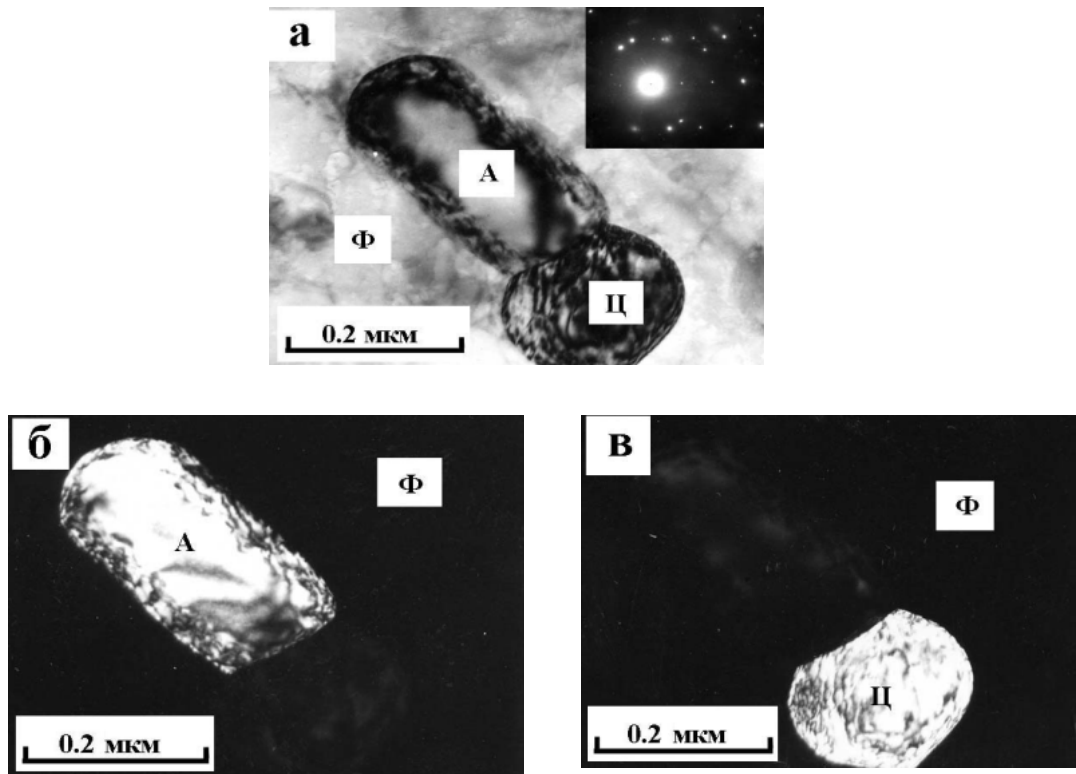


Рисунок 2.11. Дисперсный кристалл аустенита -А (после охлаждения α -фазы), образовавшийся в сплаве 20Н6 после нагружения с давлением 12 ГПа: (а)-светлопольное, и (б, в)-темнопольные изображения в рефлексах 110_{α} (б) и $201_{\text{ц}}$ (в).

вызванное неоднородностью распределения деформаций [134], достаточное для зарождения кристалла γ -фазы. Изменение давления и температуры в сплаве 20Н6 возле цементитной частицы, приводящее к $\alpha \rightarrow \gamma$ -превращению, показано штриховой линией 3 на рисунке 2. 5.

Таким образом, ударно-волновое нагружение исследованных сплавов приводит к фазовым превращениям двух типов: в ферритной матрице образуются сдвиговые пластины ϵ -фазы, на границах феррит/цементит возникают кристаллы γ -фазы. После снятия давления участки ϵ - и γ -фаз превращаются в α -фазу с ориентацией, отличающейся от исходной.

2.4 Образование ГЦК-мартенсита в сплаве со структурой речного мартенсита при ударно-волновом нагружении

Как обсуждалось выше, в отличие от сплавов Н6 и 20Н6, в которых ϵ - и γ -фазы не фиксируются в разгруженном состоянии, в железоникелевых сплавах с содержанием никеля около 30 % возникает γ -фаза, сохраняющаяся после снятия давления и прохождения ударной волны [109, 117-119]. Следовательно, идентификация возникающего структурного состояния в таких сплавах может быть выполнена однозначно.

Исследование проводили на сплаве Н28 со структурой пакетного (речного) мартенсита. Для нагружения ударными волнами изготавливали пластины размерами $\sim 50 \times 50 \times 2$ мм, которые подвергали закалке от 1050°C (на воздухе между двумя массивными металлическими плитами), последующему охлаждению до -196°C ($M_n = 23^\circ\text{C}$) и шлифовке [124]. Плоские ударные волны с давлением от 7,6 до 39 ГПа создавали при соударении метаемой пластины (ударника) с пластиной исследованного сплава [81]. Образцы в виде пластин располагали в матрице из стали и заливали свинцом для исключения влияния разгрузки. Метаемую пластину разгоняли скользящей детонационной волной при детонации пластического взрывчатого вещества. В момент нагружения измеряли скорость полета ударника с помощью контактных датчиков. Временные интервалы определяли с точностью $\pm 2\%$, скорость полета ударника — с точностью $\pm 3\%$. По известным P — V диаграммам для материала ударника (медь) и материала, охватывающего образцы (свинец), находили давление на фронте ударной волны. Полученные результаты приведены в таблице 2.2. Длительность импульса сжатия равнялась ~ 1 мкс. Значения температур на фронте ударной волны (T_n) и в полностью разгруженном состоянии (T_s), рассчитывали по тепловым компонентам внутренней энергии. Тепловые компоненты при различных давлениях в ударной волне определяли как разность между энергией Гюгонио и энергией холодного сжатия [79]. Ударная адиабата сплава Н28 была рассчитана методом, описанным в [135]. Значения рассчитанных температур приведены в таблице 2.2. Необходимо отметить, что при нагружении ударными волнами образцы не испытывали заметного

формоизменения, остаточная деформация не превышала 2—5% [124]. Это позволяет оценить воздействие ударных волн в наиболее чистом виде [136]. Ударно-волновые эксперименты и расчеты были проведены в Институте гидродинамики СО РАН А.Н. Киселевым.

Таблица 2.2 Температуры на фронте ударной волны (T_H) и после разгрузки (T_S)

Давление в ударной волне, ГПа	Температура, °С	
	T_H	T_S
7,6 ±0,3	50	29
14,2 ±0,4	82	37
20,2 ±0,6	114	44
29,5 ±1,0	194	92
39,0 ±2,0	260	131

Фазовый состав сплава в исходном состоянии и после нагружения определен магнитным и рентгеновским методами. Намагниченность образцов измерена баллистическим методом в полях 160 и 240 кА/м, относительная погрешность измерения составляла ±1,5%. Рентгеновский дифракционный анализ проведен на аппарате ДРОН-0,5 в излучении железного анода. Точность определения фазового состава составляла 3-5%. Микротвердость измерена на приборе ПМТ-3 при нагрузке на индентор 0,49Н.

По данным магнитных измерений в исходном состоянии сплав содержал 10% γ -фазы. Нагружение ударной волной с давлением 7,6 ГПа не вызывает образование γ -фазы. Увеличение амплитуды давления до 14,2 ГПа приводит (по данным магнитных измерений) к образованию 58% γ -фазы, повышение давления до 20,2 и 29,5 ГПа не увеличивает количество γ -фазы (рисунок 2.12, таблица 2.3). Дальнейшее повышение давления до 39 ГПа увеличивает полноту превращения: количество γ -фазы возрастает до 79%. Следовательно, образование γ -фазы в исследованном сплаве происходит в две ступени, но не завершается даже при давлении 39 ГПа. Двухстадийный характер зависимости количества образующейся γ -фазы от давления в ударной волне (рисунок 2.12) позволяет предположить, что $\alpha \rightarrow \gamma$ превращение при взрывном нагружении происходит двумя механизмами.

Необходимо отметить, что по данным рентгеновских измерений, после нагружения ударными волнами с давлениями 14,2 и 20,2 ГПа в сплаве содержится 28 и 14% γ -фазы

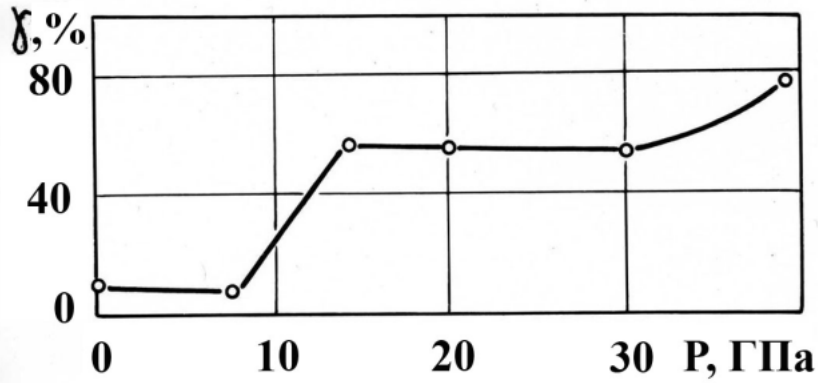


Рисунок 2.12. Зависимость количества γ -фазы, образующейся в сплаве H28, от давления в ударной волне (магнитные измерения).

Таблица. 2.3 Зависимость количества образующейся γ -фазы и твердости сплава H28 от давления в ударной волне

P , ГПа	Количество γ -фазы, %		HV , МПа
	Магнитные измерения	Рентгеновские измерения	
0	10	12	2550
7,6	7	10	2900
14,2	58	28	2600
20,2	55	14	2650
29,5	52	51	2850
39,0	79	78	3100

соответственно (см. таблицу 2.3). Несовпадение результатов определения фазового состава магнитным и рентгеновским методами может быть связано с прохождением частичного $\gamma \rightarrow \alpha$ -превращения в тонком поверхностном слое. Данные измерений, полученные магнитным и рентгеновским методами, после нагружения с давлениями 29,5 и 39 ГПа, практически близки (см. таблицу 2.3). Отсюда следует, что устойчивость γ -фазы, образующейся при давлениях $\geq 29,5$ ГПа, по отношению к мартенситному превращению в поверхностном слое выше, чем при давлениях $\leq 20,2$ ГПа. Это объяснение было подтверждено данными электронно-микроскопического исследования.

В исходном состоянии сплав имел структуру реечного мартенсита - толщина реек составляла 1-1,5 мкм (рисунок 2.13а). Исследование показало, что после нагружения с давлением $P=14,2$ и 20,2 ГПа структура сплава преимущественно мартенситная, состоящая из участков двух типов: реек мартенсита, подобных исходным (см. рисунок 2.13 а); и реек мартенсита толщиной 0,5-1 мкм, что не соответствует фазовому составу сплава по данным магнитных измерений (см. рисунок 2.12, таблица 2.3).

При увеличении амплитуды давления в ударной волне до 29,5 ГПа структура сплава представляет собой смесь γ - и α -фаз, что соответствует фазовому составу сплава по данным и магнитных и рентгеновских измерений (см. таблицу 2.3). Встречаются два типа структур: 1 - дисперсные реечные кристаллы α - и γ -фазы толщиной 0,1-0,2 мкм (см. рисунок 2.13 б); 2 - стержнеобразные кристаллы γ -фазы толщиной 0,05-0,1 мкм (см. рисунки 2.13в и 2.13 г), равномерно распределенные в исходных рейках мартенсита. На электронограммах присутствуют рефлексы обеих фаз примерно одинаковой интенсивности, часто невозможно выделить отдельные ориентировки из-за большого числа рефлексов и их азимутального размытия (см. рисунки 2.13 б и 2.13 г). Стержнеобразные кристаллы γ -фазы в зависимости от сечения образца плоскостью фольги имеют вид равноосных образований или тонких пластинок (см. рисунки 2.13 в и 2.13 г). Видно, что кристаллы γ -фазы с одинаковой направленностью имеют одинаковую (или близкую) ориентацию в пределах одного исходного мартенситного кристалла. Кристаллографический анализ показал, что реечная $\gamma+\alpha$ структура и стержнеобразные кристаллы- γ -фазы образуются с выполнением ориентационных соотношений Курдюмова-Закса или близких к ним. Необходимо отметить, что высокая дисперсность γ -фазы не только обуславливает ее устойчивость по отношению к мартенситному превращению в поверхностном слое, но и обеспечивает более высокий уровень упрочнения. Твердость после нагружения с давлением 29,5 ГПа возрастает по сравнению с твердостью после нагружения с давлением 20,2 ГПа, хотя количество образующейся γ -фазы по данным магнитных измерений практически одинаково (см. рисунок 2.12, таблица 2.3).

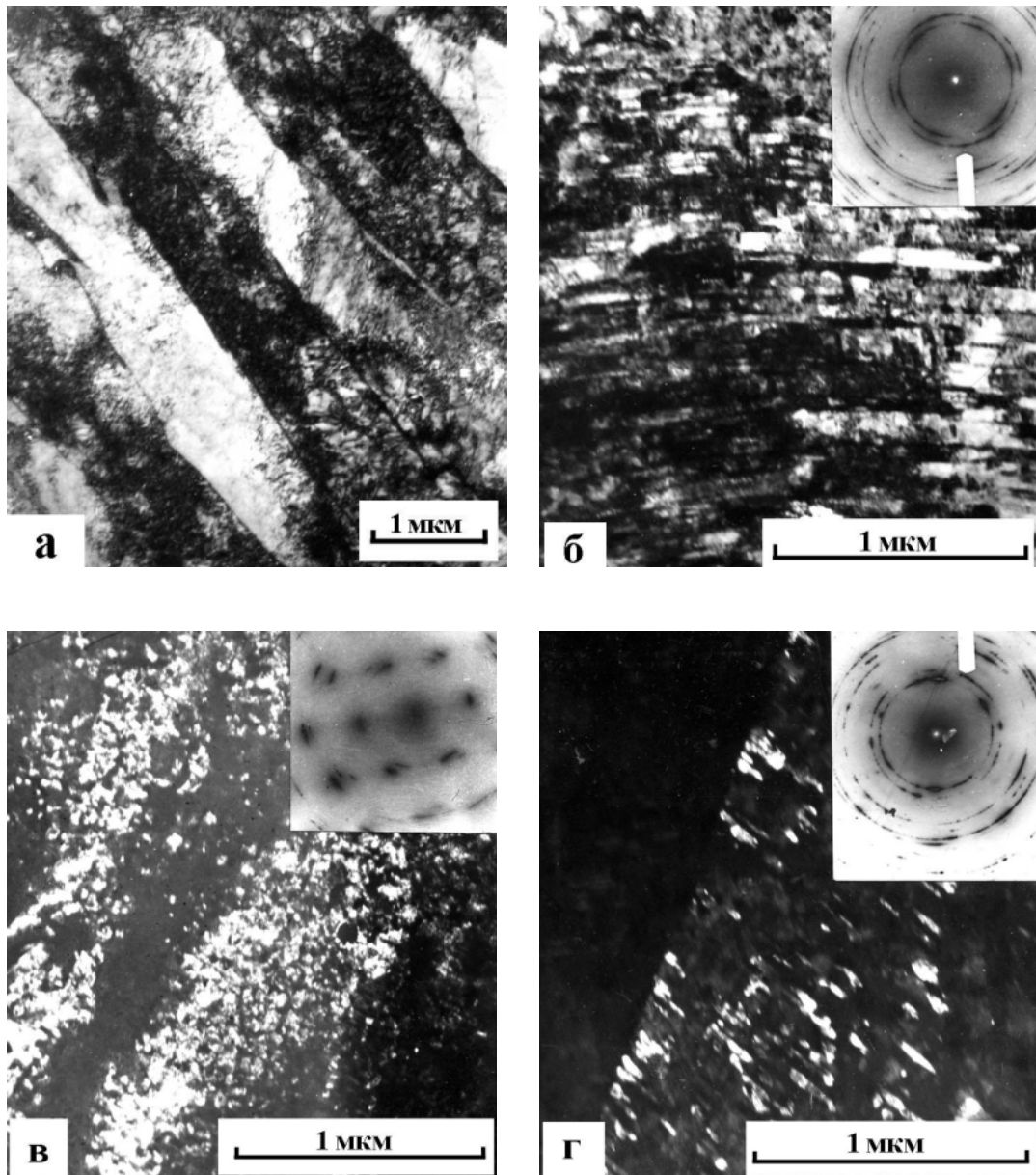


Рисунок 2.13. Структура сплава Н28 в исходном состоянии (а) и после нагружения ударными волнами с давлением 29,5 ГПа (б-г);

(б)- речная $\alpha+\gamma$ - структура; (в, г) - стержнеобразные кристаллы γ -фазы;

(а, б) - светлопольные, (в, г) - темнопольные изображения в рефлексах 200_{γ} .

После нагружения с давлением 39 ГПа структура сплава более однородна, чем после нагружения с давлением 29,5 ГПа, и состоит преимущественно из речных разнонаправленных дисперсных кристаллов γ -фазы размерами 0,05-0,1 мкм (рисунок 2.14 а). Подобная дисперсная игольчатая структура получила название ГЦК-мартенсит [117, 118]. Кристаллы ГЦК-мартенсита имеют различные ориентировки, дифракционные кольца на электронограммах состоят из большого числа рефлексов (рисунок 2.14 а). Анализ показал, что кристаллы γ -фазы образуются с выполнением ориентационных соотношений Курдюмова-Закса или близких к ним. Необходимо отметить, что, после нагружения с давлением 39 ГПа в структуре сплава были найдены отдельные участки с дисперсными рейками γ -фазы, в которых видно большое количество двойников (рисунок 2.14 б). На электронограмме присутствуют сильные рефлексы γ -фазы двух ориентировок, находящиеся в двойниковом положении. Плоскость двойникования $\{111\}$, ось зоны $\langle 110 \rangle$ (рисунок 2.14 б). Подобная структура была проанализирована в [109] и объяснена внутренним двойникованием γ -фазы в процессе $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения, вызванного ударно-волновым нагружением.

Высокая дисперсность γ -фазы не только обуславливает ее устойчивость по отношению к мартенситному превращению в поверхностном слое (по сравнению с γ -фазой, образующейся при давлениях 14,2 и 20,2 ГПа) как отмечалось выше, но и обеспечивает более высокий уровень упрочнения. Рассмотрим изменение твердости после нагружения ударными волнами (см. таблицу 2.3 и рисунок 2.15). В исходном состоянии твердость сплава составляла 2550 МПа, после нагружения с давлением 7,6 ГПа твердость возрастает на 350 МПа за счет наклепа мартенсита. После нагружения с давлениями 14,2 и 20,2 ГПа твердость снижается до 2600 и 2650 МПа (рисунок 2.15), что обусловлено увеличением количества γ -фазы (см. таблицу 2.3, рисунок 2.12). После увеличения давления до 29,5 ГПа твердость повышается на 200 МПа по сравнению с твердостью после нагружения с давлением 20,2 ГПа. Необходимо отметить, что количество γ -фазы в этих случаях почти одинаково (52 и 55 % , см. рисунок 2.12), но степень дисперсности γ -фазы (как показало структурное исследование) разная. После нагружения с давлением 39,0 ГПа сплав имеет твердость еще более высокую (на 250 МПа), чем после нагружения при давлении 29,5 ГПа, хотя количество γ -фазы возрастает до 79% (см. таблицу 2.3 и рисунок 2.12). Сравним упрочнение, полученное за счет нагружения ударной волной и обусловленное особенностями формирования структуры при данном способе воздействия, с упрочнением, которое было достигнуто в исследованном сплаве после пластической деформации прокаткой. Деформированный на 98% аустенит имеет твердость 2100 МПа, деформация мартенсита на 98% и $\alpha \rightarrow \gamma$ -превращение на ту же степень, что при ударном нагружении, дает значение твердости 2500 МПа [137]. Следовательно, нагружение сплава H28

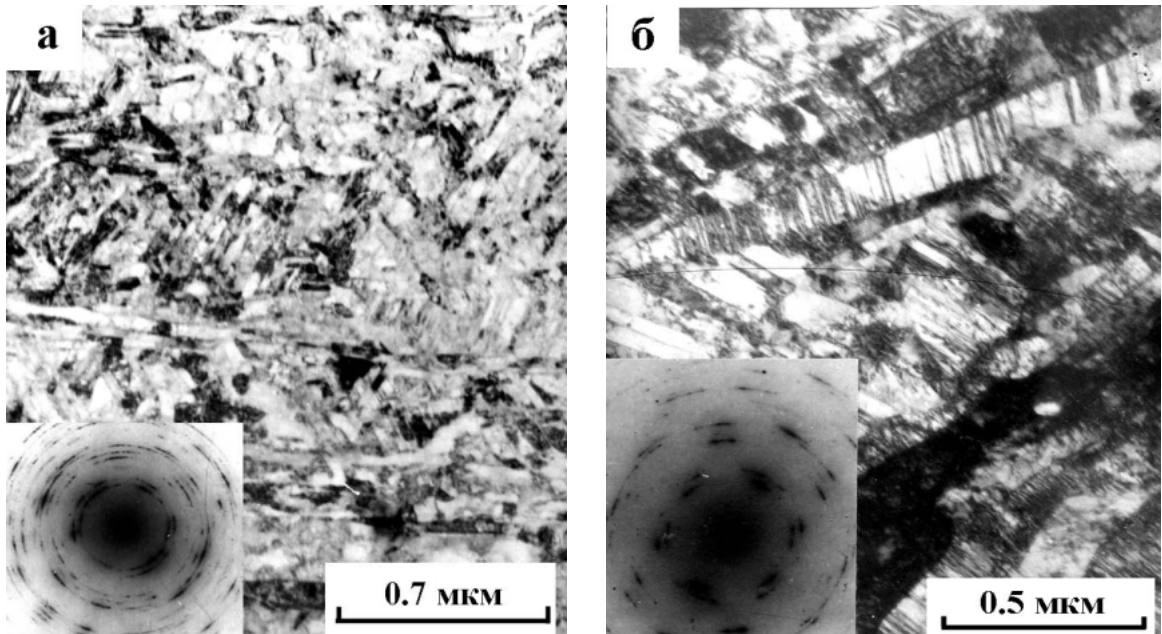


Рисунок 2.14. Структура сплава H28 после нагружения с давлением 39 ГПа:
 а - ГЦК мартенсит; б - речная структура γ -фазы с двойниками превращения.

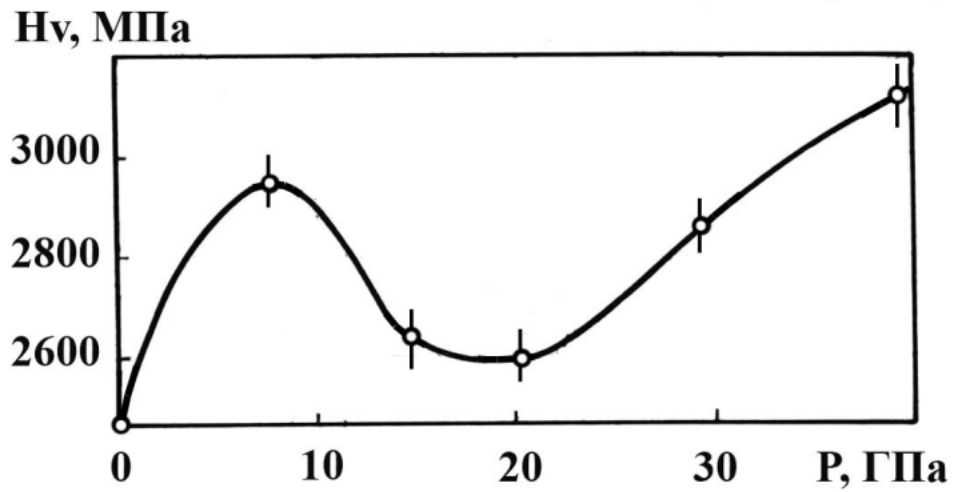


Рисунок 2.15. Зависимость твердости сплава H28 от давления в ударной волне.

ударной волной с давлением 39,0 ГПа способствует большему упрочнению, чем пластическая деформация прокаткой (твердость увеличивается на 600–1000 МПа).

Таким образом, субмикроструктурная и нанокристаллическая структура ГЦК–мартенсита с высокой твердостью формируется под действием двух факторов: высокого давления и высокоскоростной деформации. Необходимо отметить, что протеканию $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения способствует так же повышение температуры до 194–260°C, действующее в течение времени, не превышающего 10^{-6} с. Высокое давление в сжимающем импульсе приводит к мгновенному возникновению большого числа центров зарождения кристаллов γ -фазы внутри исходных мартенситных реек. Наклеп, вносимый высокоскоростной деформацией, изменяет напряженное состояние исходной мартенситной структуры и приводит к потере когерентной связи остаточного аустенита и мартенсита, поэтому остаточный аустенит не оказывает ориентирующего влияния на образование и рост новых кристаллов γ -фазы. Эти изменения обуславливают нарушение кристаллографической обратимости $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения, в результате образуется чрезвычайно большое количество дисперсных кристаллов γ -фазы (ГЦК–мартенсита) с ориентациями, отличающимися от исходной.

2.5 Влияние квазигидростатического давления на образование аустенита в сплаве с мартенситной структурой

В предыдущем параграфе показано, что ударно-волновое нагружение привело к возникновению особого структурного состояния в сплаве H28, характеризующегося высокой дисперсностью фаз. Поскольку структура при $\alpha \rightarrow \gamma$ превращении, вызванном ударно-волновой обработкой, формируется под действием трех факторов: высокого давления в сжимающем импульсе, пластической деформации, сопровождающей этот импульс, и температуры, представляло интерес разделить влияние этих факторов. С этой целью было проведено исследование влияния квазигидростатического давления на $\alpha \rightarrow \gamma$ превращение в сплаве H28 в том же самом исходном состоянии, что и при нагружении ударными волнами. Сплав подвергали действию всестороннего давления 8 ГПа как в недеформированном состоянии, так и после сильной пластической деформации. Образцы в виде дисков диаметром 5,5 мм и толщиной 0,3–0,4 мм нагревали до различных температур, охлаждали, а затем давление снижали до атмосферного. Квазигидростатическое давление 8 ГПа получали в аппарате типа «Наковальня с лункой — тороид» по методике, описанной в [125]. Опыты были проведены в отделе высоких давлений ИФМ УрО РАН К.М. Демчуком и А.Н. Мартемьяновым.

В исходном мартенситном (недеформированном) состоянии сплав содержал 10% γ -фазы

(см. таблица 2.3); после пластической деформации (98,6%) γ -фаза отсутствовала. Приложение давления 8 ГПа при комнатной температуре не вызывало образование аустенита. На рисунке 2.16. показано влияние давления на $\alpha \rightarrow \gamma$ превращение при нагреве недеформированного и деформированного сплава. Образцы нагревали со скоростью ~ 100 °С/мин до 100 – 600°С под давлением 8 ГПа, выдерживали 3 – 15 мин и охлаждали, затем давление снижали до атмосферного. Превращение при нагреве без давления в исследованном сплаве начинается при 400°С. В недеформированном сплаве оно проходит в более узком интервале температур, чем в деформированном, и заканчивается на 50°С ниже (рисунок 2.16, кривые 3, 4). Давление 8 ГПа понижает температуру начала $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения в сплаве H28: в недеформированном состоянии на 300°С, в деформированном — на 200°С. При нагреве под давлением процесс зарождения аустенита в деформированном сплаве затруднен по сравнению с недеформированным сплавом (ср. кривые 1 и 2 на рисунке 2.16). Этот результат может быть объяснен двумя факторами. Предварительная деформация мартенсита повышает температуру начала образования аустенита, если он возникает сдвиговым механизмом [138, 139], вследствие наклепа исходной структуры, подобно тому, как пластическая деформация аустенита с большой степенью сжатия понижает мартенситную точку [140]. Кроме того, пластическая деформация сплава, вызывая превращение остаточного аустенита в мартенсит, исключает рост аустенита от границ – остаточный аустенит/мартенсит.

На рисунке 2.17 показана структура кристаллов аустенита, образующихся в недеформированном сплаве при нагреве в середину интервала $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения без давления (рисунок 2.17 а) и под давлением (рисунок 2.17 б). При нагреве без давления аустенит образуется в виде протяженных участков, растущих преимущественно вдоль границ исходных мартенситных кристаллов-реек (рисунок 2.17 а), что характерно для подобных сплавов (см., например, [138]). Кристаллографическая ориентация этих участков одинакова и совпадает с ориентацией первоначального аустенитного зерна. При нагреве под давлением аустенит образуется также преимущественно вдоль границ исходных кристаллов мартенсита, но форма участков не протяженная, а скорее равноосная (рисунок 2.17 б). Ориентация аустенита, образующегося под давлением, может отличаться от ориентации первоначального аустенита [120]. По-видимому, приложение давления приводит к нарушению когерентной связи на границах кристаллов аустенит/мартенсит, и это препятствует продольному росту аустенитных участков. Нарушение когерентности связано с тем, что при давлении 8 ГПа напряжения сдвига превышают предел текучести [141]. Изменение субмикроструктуры аустенита может привести к увеличению его микротвердости. Как показали измерения, микротвердость аустенита, образовавшегося в исследованном сплаве H28 при нагреве под давлением, на 140 МПа выше, чем аустенита, полученного при нагреве без давления, что согласуется с [120].

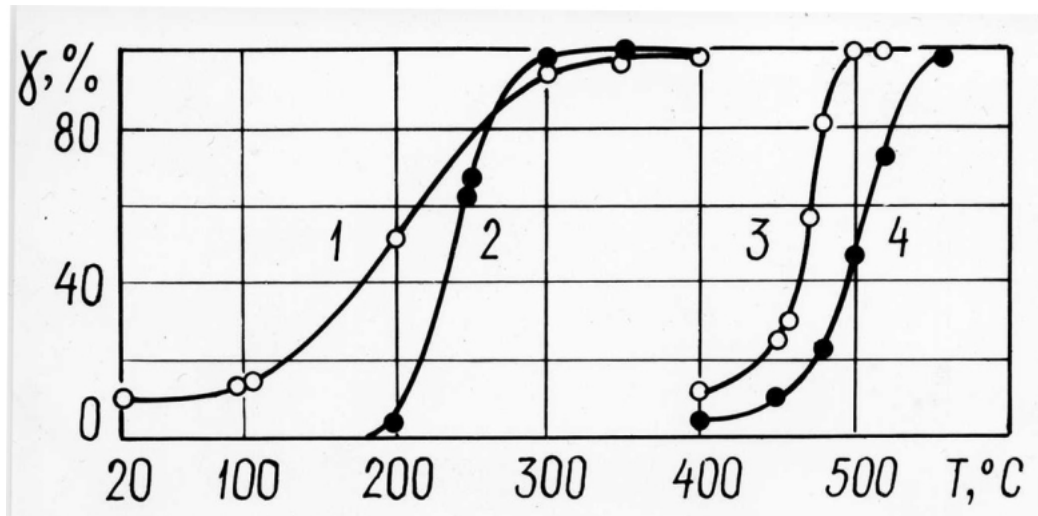


Рисунок 2.16. Зависимость количества образующейся γ -фазы в сплаве Н28 от температуры нагрева под давлением 8 ГПа (1,2) и без давления (3,4) в недеформированном (1,3) и деформированном на 98,6% (2,4) состояниях.

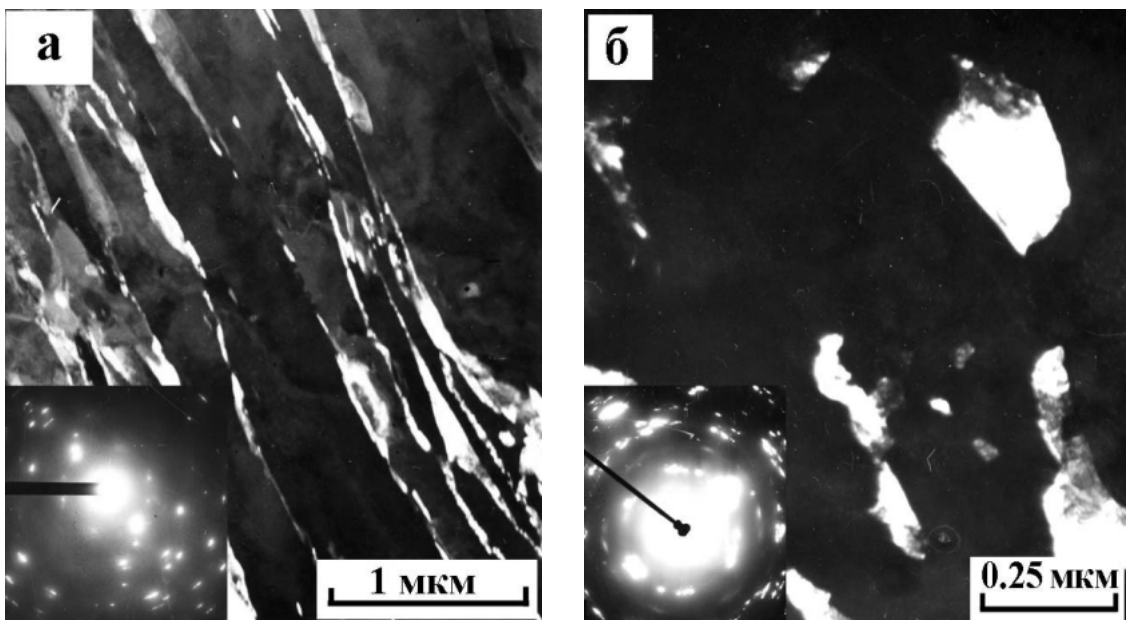


Рисунок. 2. 17. Структура γ -фазы, образовавшейся в недеформированном сплаве Н28: (а) - при нагреве до 470°С без давления; (б) - при нагреве до 200°С под давлением 8 ГПа; темнопольные изображения в рефлексах 200_{γ} .

На рисунках 2.18 и 2.19 показана структура аустенита, возникшего в деформированном на 98,6% сплаве H28 при нагреве в середине интервала $\alpha \rightarrow \gamma$ -превращения без давления (рисунок 2.18) и под давлением (рисунок 2.19). При нагреве под давлением 8 ГПа аустенит образуется в виде равноосных кристаллов субмикронных размеров, форма и размеры которых приблизительно такие же, как при нагреве без давления (сравните рисунки 2.18 б и 2.19 а). Образование подобных аустенитных кристаллов наблюдали и при нагреве деформированного сплава близкого состава [137, 142]. Однако некоторые аустенитные участки, образовавшиеся в при нагреве под давлением 8 ГПа, имеют прямолинейные границы и двойниковую структуру (рисунок 2.19 б). Эти изменения морфологии γ -фазы можно объяснить тем обстоятельством, что вследствие понижения температуры $\alpha \rightarrow \gamma$ -превращения (на 200°C) уменьшается доля термически активируемых процессов [137], участвующих в превращении. Микротвердость аустенита, образовавшегося при нагреве под давлением в деформированном сплаве H28 на 150 МПа выше микротвердости аустенита, полученного при нагреве без давления.

Обсуждая механизм $\alpha \rightarrow \gamma$ -превращения в деформированных Fe-Ni сплавах с содержанием Ni около 28 мас.%, следует отметить, что наблюдение дилатометрических аномалий и повышение температуры начала $\alpha \rightarrow \gamma$ -превращения при нагреве деформированных сплавов по сравнению с недеформированными [138, 139] свидетельствует о мартенситном механизме превращения, однако наблюдение равноосных кристаллов γ -фазы в ходе $\alpha \rightarrow \gamma$ -превращения и после его завершения [138, 139] позволяет усомниться в мартенситном механизме. В работе [143] показано, что давление может повышать температуру $\alpha \rightarrow \gamma$ -превращения (несмотря на то, что γ -фаза имеет меньший удельный объем, чем исходная α -фаза) в том случае, если превращение происходит диффузионно-контролируемым механизмом. Если $\alpha \rightarrow \gamma$ -превращение происходит по мартенситному, сдвиговому механизму, то приложение давления понижает температурный интервал превращения [140, 143]. То есть характер изменения температур превращения под давлением может указывать на механизм образования аустенита. В исследованном сплаве H28 температура превращения в деформированном состоянии под давлением 8 ГПа понижается на 200°C, по сравнению с нагревом без давления. Следовательно, результаты настоящего исследования подтверждают представления о мартенситном характере $\alpha \rightarrow \gamma$ -превращения под давлением в деформированном сплаве, приводящем тем не менее, к получению равноосной структуры γ -фазы.

Сравним морфологию аустенита, полученного в исследованном сплаве под действием квазигидростатического давления (рисунки 2.17 и 2.19) и при нагружении ударными волнами (рисунки 2.13 в, г и 2.14). После нагрева под давлением отсутствуют чрезвычайно дисперсные

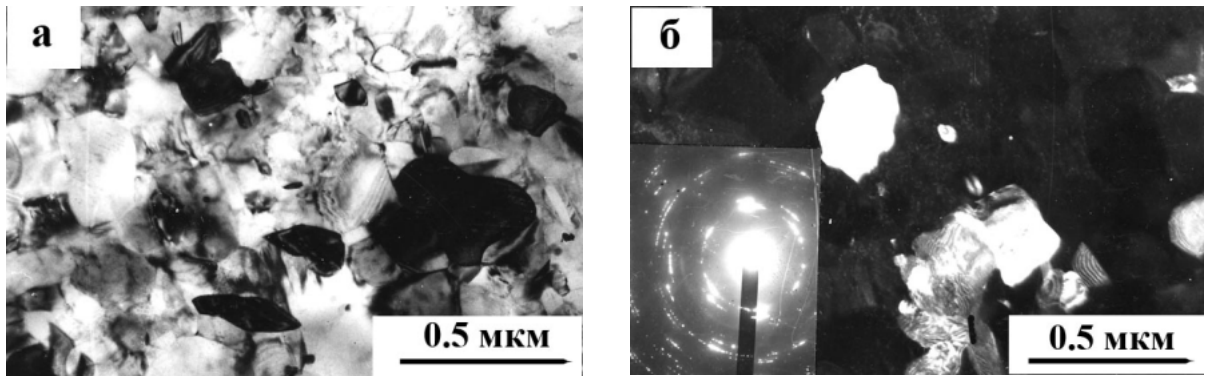


Рисунок 2.18. Структура γ -фазы, образовавшейся в деформированном на 98,6% сплаве N28 при нагреве до 500°C без давления; а – светлпольное, б - темнопольное изображение в рефлексе 200 $_{\gamma}$.

\

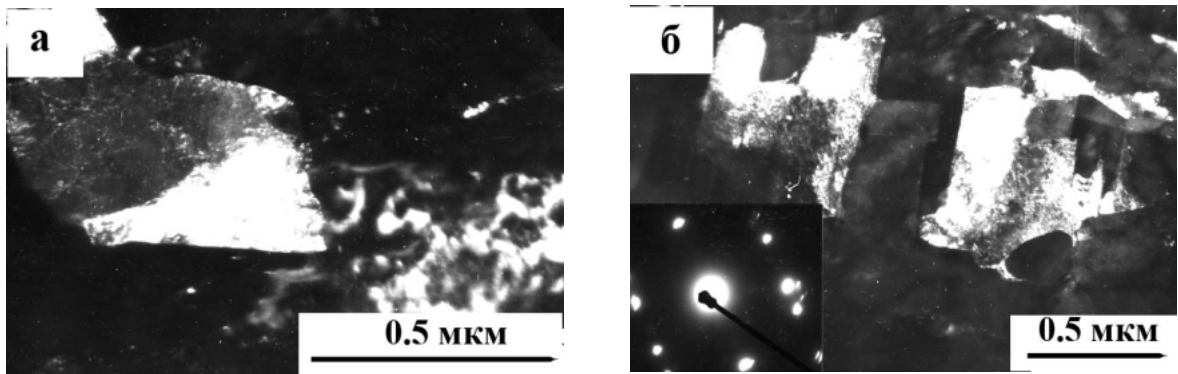


Рисунок 2.19. Структура γ -фазы, образовавшейся в деформированном на 98,6% сплаве N28 при нагреве до 250°C под давлением 8 ГПа; а,б - темнопольные изображения: а – в рефлексе 200 $_{\gamma}$; б – в рефлексе 111 $_{\gamma}$.

пластинчатые кристаллы аустенита различной ориентации, обнаруженные при нагружении ударными волнами. Это указывает на то, что зарождение кристаллов такой морфологии обусловлено не только давлением в сжимающем импульсе и повышением температуры, но и действием высокоскоростной деформации, сопровождающей этот импульс.

Выводы к главе 2

1. Образование аустенита в сплаве Н6 с ферритной структурой при нагреве под давлением 8 ГПа происходит путем ориентированного роста линзовидных кристаллов. Структура аустенита аналогична структуре линзовидного мартенсита по морфологии кристаллов, их группировке и взаимодействию между собой и с границами зерен. Линзовидные кристаллы аустенита при охлаждении под давлением превращаются в α -фазу по трем механизмам. Первый механизм представляет собой образование эпитаксиальных кристаллов α -фазы, имеющих ориентацию, совпадающую с исходной. Второй – кристаллов с внутренней пластиной, имеющей ориентацию двойниковую по отношению к исходной, и дислокационной «бахромой». Третий механизм связан с образованием мартенситной структуры внутри линзовидных кристаллов.
2. Нагружение плоскими ударными волнами с давлением 12-39 ГПа сплавов 10Н6 и 20Н6 с исходной структурой феррит + зернистый цементит приводит к структурным изменениям двух типов. В ферритной матрице образуются протяженные пластинчатые кристаллы ϵ -фазы, возле цементитных частиц возникают дисперсные кристаллы γ -фазы.
3. В сплаве Н28, деформированном на 98,6 %, приложение давления 8 ГПа понижает температуру начала $\alpha \rightarrow \gamma$ -превращения на 200°С, в недеформированном – на 300°С. Морфология аустенита, образующегося сплаве при нагреве под давлением, близка к равноосной.
4. Структурообразование в сплаве Н28 при $\alpha \rightarrow \gamma$ -превращении, вызванном нагружением ударными волнами с давлением 30-39 ГПа, определяется в основном действием двух факторов: высокого давления и наклепа, вносимого высокоскоростной деформацией. Высокое давление в сжимающем импульсе приводит к мгновенному (в течение 10^{-6} с) возникновению большого числа центров зарождения кристаллов γ -фазы внутри исходных мартенситных реек. Высокоскоростная деформация, сопровождающая этот импульс, способствует возникновению кристаллов γ -фазы с различной ориентацией и одновременно препятствует их росту из-за потери когерентной связи между возникающими кристаллами γ -фазы и исходным мартенситом. В результате в сплаве формируется субмикроструктурная и нанокристаллическая структура аустенита (ГЦК-мартенсита) с высокой твердостью.

ГЛАВА 3 ДЕФОРМАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ, СТРУКТУРНЫЕ И ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ В СТАЛЯХ И СПЛАВАХ ПРИ НАГРУЖЕНИИ МОЩНЫМИ УДАРНЫМИ ВОЛНАМИ

3.1 Особенности нагружения мощными сходящимися ударными волнами

Нагружение ударными волнами - один из наиболее эффективных высокоэнергетических методов упрочнения металлов и сплавов [79, 81-85, 144-145]. Главное преимущество такого воздействия заключается в возможности получения значительного упрочнения при минимальном формоизменении. Для создания мощных ударных волн с большой амплитудой давления используют явления кумуляции в экспериментах со сходящимися сферическими и квазисферическими волнами [145]. Взаимодействие ударных волн, распространяющихся навстречу или под определенными углами друг к другу, приводит к значительному возрастанию давления, достигающего 100-300 ГПа [79, 84, 145-148]. Структура металлов и сплавов при мощном взрывном нагружении изменяется при практически одновременном действии нескольких факторов: высокого давления, высокоскоростной деформации, растягивающих напряжений при разгрузке и повышения температуры [81-85, 146-154].

Высокоскоростная деформация, вызванная ударной волной, складывается из равномерной и локализованной. Локализованная деформация в виде полос адиабатического сдвига и участков сильного локализованного течения является нежелательным результатом воздействия, приводит к структурной неоднородности и может создавать очаги разрушения [82, 85, 146-162]. Равномерная деформация вводит в нагружаемый материал различные дефекты кристаллического строения: вакансии, междоузельные атомы, дислокации, дефекты упаковки, двойники, что приводит к его упрочнению [81-85, 146-154]. Заметим, что равномерная ударно-волновая деформация тоже может быть неоднородной в микрообъемах [154].

Высокое давление в ударной волне, как и высокое квазигидростатическое давление, способствует протеканию фазовых превращений, происходящих с уменьшением удельного объема [81-91, 94-99, 109-119, 124, 127]. В то же время растягивающие напряжения в волнах разгрузки могут вызвать образование фаз с большим удельным объемом, чем исходная [82, 84, 85, 93]. Фазовые превращения в ударных волнах происходят из большого числа центров, в течение микросекундных интервалов времени, как отмечалось в главе 2, что создает условия для формирования чрезвычайно дисперсных структур [83, 147, 109-111, 115-117, 37, 38].

При давлениях 100 ГПа и выше существенное влияние на формирование структуры оказывает температура, развивающаяся при ударно-волновом воздействии. Остаточные

температуры после разгрузки могут достигать сотен и даже тысяч градусов [148-153]. При охлаждении нагруженных образцов происходят такие же фазовые и структурные превращения, как при обычной термической обработке, с той лишь разницей, что время действия температуры очень мало, а скорость охлаждения чрезвычайно велика.

Нагружение массивных цилиндрических и шаровых образцов из сталей и сплавов сходящимися ударными волнами позволяет получить в одном эксперименте набор участков материала, подвергнутых действию динамических давлений различной амплитуды, вплоть до 300 ГПа. Микроструктурные исследования сохраненных после нагружения образцов в различных сечениях дают важную информацию об изменении структуры материала в результате ударно-волнового воздействия. Эти изменения связаны с деформацией образцов (равномерной и локализованной), фазовыми превращениями в твердом состоянии, плавлением (вследствие больших температур, до нескольких тысяч градусов, сопровождающих ударные волны с давлением до 200-300 ГПа) и последующей кристаллизацией при разгрузке и охлаждении образца. Поэтому задачей настоящего исследования являлось установление взаимосвязи между различными факторами, сопровождающими действие мощных ударных волн и структурными изменениями в сталях и сплавах.

Структурные изменения, вызванные действием ударных волн, рассматриваются на трех уровнях: макроскопическом, мезоскопическом и микроскопическом. Изучение макроструктуры дает важную информацию о геометрии распространения и взаимодействия сходящихся ударных волн, и конечных стадиях локализованного разрушения. Мезоуровень позволяет наблюдать явления локализованной деформации (различные типы течения, полосы адиабатического сдвига и др.) в объемах, охватывающих большие группы зерен и распространяющиеся на расстояния до нескольких миллиметров. На микроуровне исследуются процессы формирования деформационных дислокационных и двойниковых структур, и фазовые превращения, вызванные действием ударных волн.

В настоящей главе изложены результаты исследования структурных и фазовых превращений, происходящих в сталях и сплавах при нагружении мощными сходящимися ударными волнами с возрастающей амплитудой давления от 30 до 300 ГПа. Материалом для исследования служили углеродистые стали и сплавы на основе меди, алюминия, титана и железа (таблица 3.1). Выбор широкого спектра сплавов и сталей обусловлен основной задачей исследования - изучить действие мощных сходящихся ударных волн на деформационное поведение и структурные изменения в ряде материалов, используемых в качестве конструкционных и функциональных на предприятиях госкорпорации «РОСАТОМ». Необходимо отметить, что влияние различных факторов, сопровождающих ударно-волновое воздействие, наиболее отчетливо выявляется при нагружении материалов, испытывающих фазовые превращения в твердом состоянии.

Исследуемые сплавы и стали относятся именно к таким материалам. Перед нагружением образцы подвергали предварительной термической или термомеханической обработке, с целью получения различных исходных структур: двухфазных или пластинчатых, благодаря которым, как будет показано ниже, можно наиболее отчетливо выявить деформационные и температурные эффекты, связанные с ударно-волновым воздействием. Углеродистые стали для получения ферритно-перлитной структуры отжигали при 850-950°С с последующим охлаждением с печью. В сплаве Н32 аустенитную структуру получали нагревом до 1200°С и охлаждением на воздухе; структуру линзовидного мартенсита – за счет дополнительного охлаждения при -196 °С. Характеристика исходных структур исследуемых сталей и сплавов приведена в таблица 3.1

Таблица 3.1 Материал, структура и исходные размеры нагруженных образцов

№ п/п	Материал образцов	Содержание основных элементов, мас. %	Исходная структура	Форма и размеры образцов
1-4	Сталь Ст 3	0,14-0,22 С	двухфазная (феррито-перлитная)	диск d=60, h=30 мм; сплошные шары d=60 и 80 мм
5	Сталь 45	0,40-0,45 С	двухфазная (феррито-перлитная)	сплошной шар d=60 мм
6, 7	Латунь Л63	Cu-37 Zn	двухфазная $-(\alpha+\beta)$	сплошные шары d=40 и 60 мм;
8, 9	Дюралюминий Д16	Al-4,4Cu-1,5Mg-0,6Mn	двухфазная (α фаза+ частицы интерметаллида)	диск d=60, h=30 мм; сплошной шар d=60 мм
10	ВТ3-1	Ti-5,5 Al-2,0 Mo-1,3 Cr	пластинчатая двухфазная $-(\alpha+\beta)$	диск d=60, h=30 мм
11	Бронза	Cu-12,5 Al	пластинчатая (β' - мартенсит)	цилиндр d=20, h=30 мм
12	Латунь Л63; Сталь Ст 3	Cu-37 Zn 0,14-0,22 С	двухфазная $(\alpha+\beta)$; двухфазная (феррито-перлитная)	составной шар d=60мм
13	Н 28 Сталь Ст 3	Fe-28,1 Ni-0,01C; 0,14-0,22 С	пластинчатая (реечный мартенсит); двухфазная (феррито-перлитная)	составной шар d=60мм
14, 15	Н 32 Сталь Ст 3	Fe-31,8Ni-0,05C; 0,14-0,22 С	однофазная (аустенитная); или двухфазная (линзовидный мартенсит+аустенит); (феррито-перлитная)	составные шары d=60мм

Цилиндрический образец из бронзы Cu-12,5% Al, представлял собой псевдомонокристалл, выращенный по методу Бриджмена, то есть монокристалл высокотемпературной β -фазы, превратившейся при охлаждении в β_1' -мартенсит. Только у оснований цилиндра образовались несколько небольших зерен β -фазы другой ориентации, также превратившиеся в β_1' -мартенсит.

Импульсное нагружение массивных цилиндрических и шаровых образцов мощными сходящимися ударными волнами с использованием различных устройств и схем нагружения, проводили в Российском федеральном ядерном центре–Всероссийском научно-исследовательском институте технической физики (РФЯЦ-ВНИИТФ) им. академика Е. И. Забабахина (г. Снежинск) Н.П. Пурыгин, М.А. Лебедев, В.И. Бузанов и Н.Д. Матушкин по руководством академика Б.В. Литвинова. Было выполнено три серии взрывных экспериментов. В первой серии сплошные цилиндрические образцы из бронзы, стали, титанового сплава и дюралюминия, диаметром 20 и 60 мм и высотой 30 мм (таблица 3.1), подвергали воздействию плоских зарядов взрывчатого вещества (ВВ), во второй – сплошные шаровые образцы из сталей, латуни и дюралюминия подвергали воздействию взрыва сферического заряда ВВ, инициируемого в нескольких точках, равномерно расположенных на поверхности заряда, в третьей серии - составные шаровые образцы из стали, латуни и железоникелевых сплавов нагружали квазисферическими ударными волнами. Исходные размеры и форма образцов приведены в таблице 3.1.

3.2 Деформационное воздействие ударных волн. Равномерная деформация

Высокоскоростная деформация, которую можно условно считать равномерной, создает в образцах высокую плотность дефектов кристаллического строения. Микроструктурные изменения, связанные с деформационным воздействием плоских и косых ударных волн с давлениями до 40-50 ГПа на материалы с различными кристаллическими структурами, изучены достаточно подробно [81-83, 88, 90, 117]. При давлениях до 10-15 ГПа в ГЦК-материалах нередко формируется ячеистая дислокационная структура. При повышении амплитуды давления в ударной волне до 30-45 ГПа в ГЦК металлах и сплавах образуется большое количество двойников и пакетов микродвойников. Известно, что основными конкурирующими процессами при деформации являются скольжение и двойникование. Понижение температуры или увеличение скорости деформации способствует развитию двойникования и подавлению скольжения. При нагружении ударными волнами двойникование является преобладающим механизмом деформации. ГЦК-металлы, не деформирующиеся двойникованием при комнатной температуре, могут под воздействием взрывного нагружения деформироваться по этому механизму [82, 83, 149, 163, 164]. Установлено, что на двойникование при ударно-волновом

воздействии влияют параметры нагружения (величина давления, длительность импульса) и характеристики исходной структуры материала (кристаллографическая ориентировка, энергия дефектов упаковки, субструктура и размер зерна) [82, 83].

Рассмотрим особенности двойникового в сплавах на основе меди и железа с двухфазными или пластинчатыми исходными структурами, подвергнутых нагружению мощными сходящимися ударными волнами различной геометрии. Результаты исследования опубликованы в работах [165-169].

На рисунке 3.1 представлена микроструктура β_1' -мартенсита в бронзе Cu-12,5% Al до нагружения. Видно, что пластинчатые кристаллы β_1' -мартенсита, имеют внутреннюю структуру, состоящую из тонких двойников одного направления, причем это направление, так же как и кристаллографическая ориентировка пластин мартенсита, повторяется через одну. После нагружения плоскими сходящимися ударными волнами с давлением 50 ГПа наблюдали образование двойников деформации (толщиной 0,03-0,07 мкм) одной и двух систем (рисунки 3.2 а, б). Нередко встречается однотипное двойникование нескольких исходных мартенситных кристаллов (рисунок 3.2 в, г). На темнопольных снимках хорошо видно, что образовавшиеся двойники неоднородны (рисунки 3.2 б, г). Внутри двойников присутствует тонкая субструктура, возникновение которой обусловлено действием высоких локальных напряжений. Латунь Cu-37% Zn до нагружения сходящимися квазисферическими ударными волнами имела двухфазную структуру, состоящую из ГЦК α -матрицы, и участков ОЦК β -фазы, занимающих не более 10% от общего объема. В результате деформационного воздействия ударных волн с давлением 50-70 ГПа и более, в латуни образуются двойники (толщиной 0,07-0,5 мкм) одной или двух систем. Двойники одного направления представлены на рисунке 3.3 а, б, двойники двух направлений – на рисунке 3.3 в. В меди при нагружении ударными волнами [82, 83, 149, 163, 164] и обработках с применением техники ударно-волнового нагружения, как будет показано ниже в главах 4 и 5, также образуются системы микродвойников. Необходимо отметить, что обычно, при квазистатических режимах деформации (растяжении, сжатии и прокатке) медь деформируется скольжением [170].

В сплаве Fe-31,8 %Ni-0,05 %C с исходной аустенитной структурой после нагружения квазисферическими ударными волнами с давлением от 30 до 50 ГПа, наблюдали образование протяженных двойников одной, двух или трех систем в различных зернах аустенита (рисунок 3.4 а). На рисунке 3.4 б, в представлены электронно-микроскопические снимки двойников. Видно, что двойники зачастую состоят из нескольких чрезвычайно тонких двойников толщиной 0,05-0,1 мкм, толщина пачек двойников - на порядок больше. То есть обнаруженные при металлографическом анализе двойники (рисунок 3.4 а) в действительности представляют собой пачки, состоящие из отдельных чрезвычайно тонких двойниковых пластин. Подобные

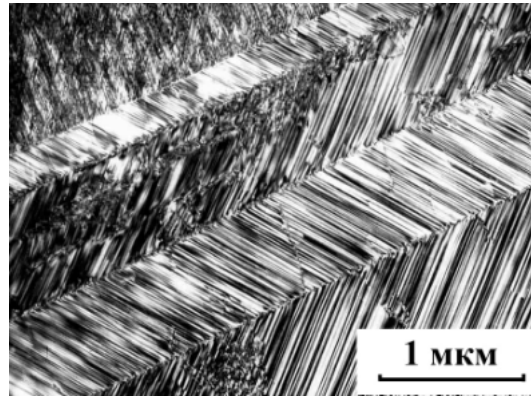
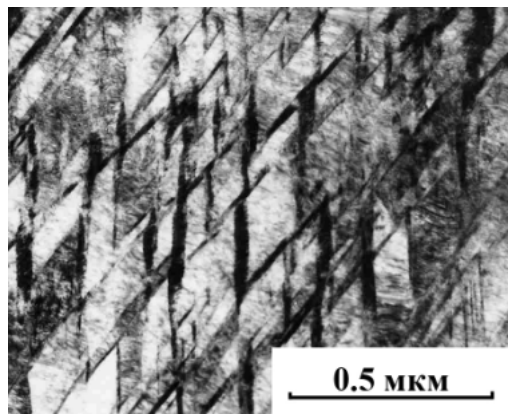
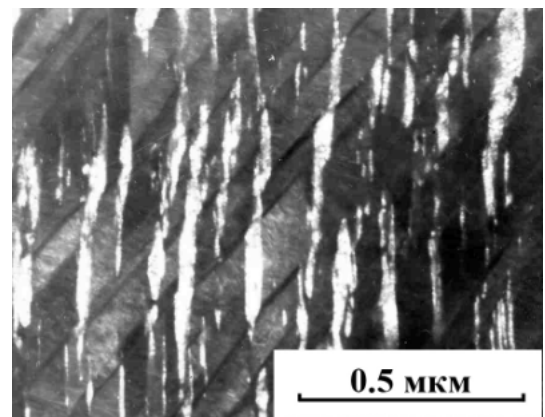


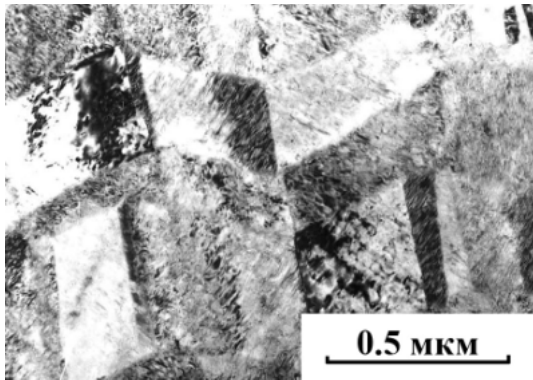
Рисунок 3.1. Структура β_1' -мартенсита в Cu-12,5 % Al
бронзе до нагружения



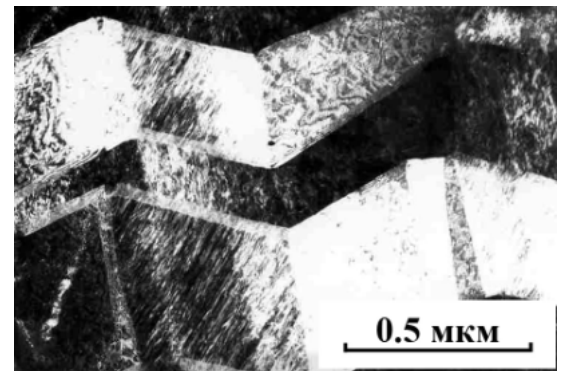
а



б



в

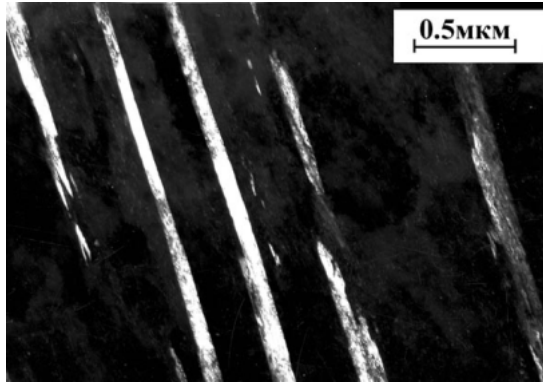


г

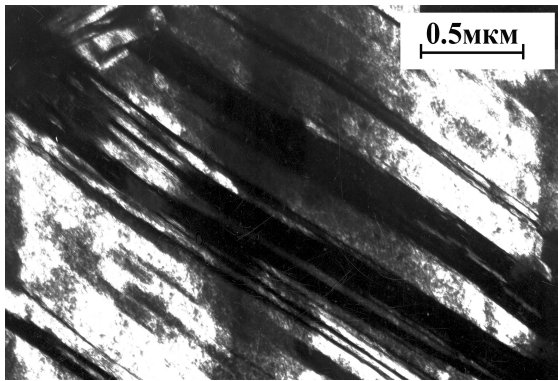
Рисунок 3.2. Двойникование в бронзе Cu-12,5 % Al под действием плоских
сходящихся ударных волн с давлением от 50 до 100 ГПа:

а, б – микродвойники двух систем; в, г – однотипное двойникование
нескольких исходных мартенситных кристаллов;

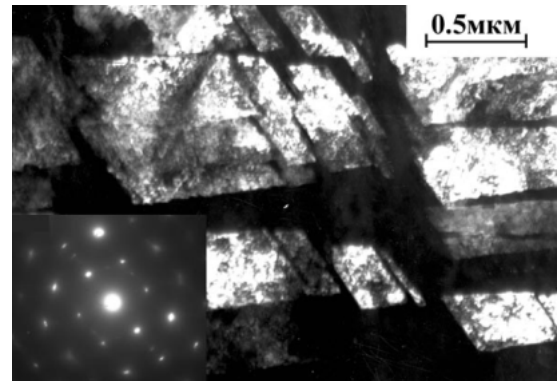
а, в – светлопольные; б, г – темнопольные изображения.



а



б



в

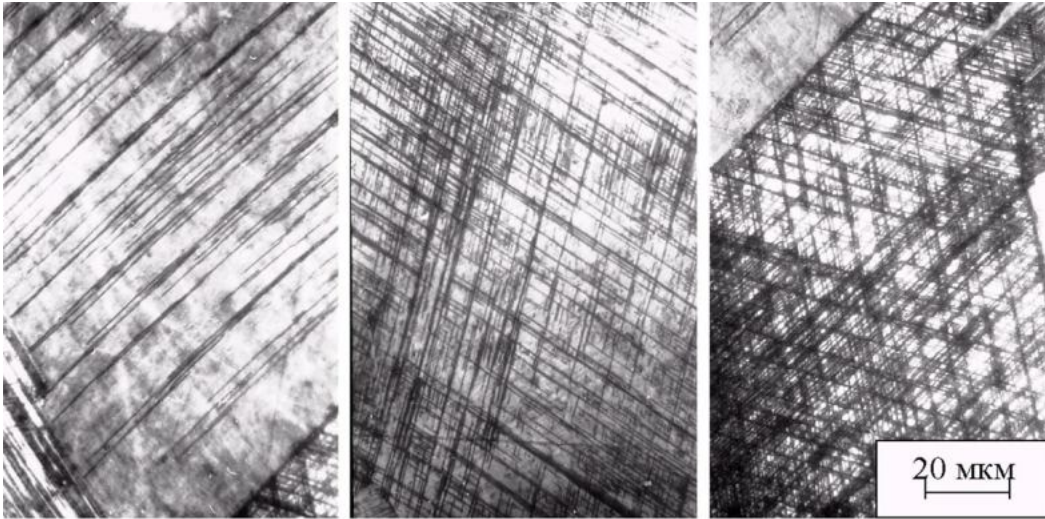
Рисунок 3. 3. Двойники в латуни Cu-37 % Zn после нагружения квазисферическими сходящимися волнами с давлением 50-70 ГПа:
 а, б - микродвойники одной системы, в -микродвойники двух систем;
 темнопольные изображения а – в рефлексе 220_{α} , ось зоны $[110]_{\text{ГЦК}}$
 б, в – в рефлексах 111_{α} , ось зоны $[110]_{\text{ГЦК}}$

группировки двойников наблюдали при ударно-волновом нагружении никеля, меди, аустенитных сталей [82, 83, 164, 171]. По-видимому, двойникование при высокоскоростной деформации происходит из очень большого числа центров, и отдельные микродвойники объединяются в пакеты. Заметим, что в окружающей матрице и в двойниках фиксируется повышенная плотность дислокаций (рисунок 3.2, рисунок 3.3, рисунки 3.4 б, в). Такой эффект наблюдали и при нагружении плоскими ударными волнами с давлениями 35-45 ГПа молибдена, никеля и аустенитных сталей [82, 171]. При электронно-микроскопическом исследовании двойники зачастую дают неоднородный контраст, и это особенно заметно на темнопольных снимках (рисунки 3.2 б, г; рисунок 3.3). Это связано с тем, что двойникование при ударно-волновом нагружении осуществляется кооперативным перемещением дислокаций по параллельным плоскостям, при этом скольжение отдельных дислокаций может быть остановлено, что приводит к нарушению укладки атомов [82]. Наблюдение микродвойников, состоящих из слабо разориентированных участков, возможно, обусловлено тем обстоятельством, что в процессе ударно-волнового воздействия отдельные небольшие участки двойников испытывают развороты друг относительно друга.

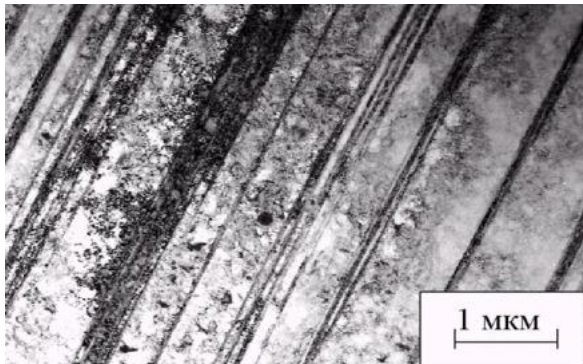
Таким образом, в исследованных сплавах с различными исходными структурами при нагружении ударными волнами с давлениями от 30 до 100 ГПа основным механизмом деформации является двойникование. Высокая скорость нагружения вызывает действие нескольких систем двойникования одновременно. Образующиеся микродвойники зачастую состоят из нескольких двойников, толщиной 0,05-0,1 мкм. Двойники, образовавшиеся при высокоскоростной деформации, неоднородны. Внутри двойников присутствует тонкая субструктура, возникновение которой обусловлено действием высоких локальных напряжений.

3.3 Эффекты локализованной деформации и разрушения при нагружении плоскими сходящимися ударными волнами

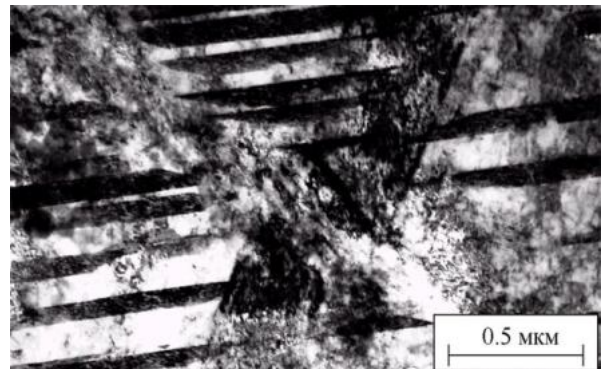
Нагружение мощными ударными волнами приводит к разнообразным эффектам локализованной деформации и локализованного разрушения. К локализованной деформации, как отмечалось выше, относится образование полос адиабатического сдвига (ПАС), областей локализованного течения, каналов сильной локализованной деформации [155-162]. Участки локализованной деформации зачастую являются местами возникновения очагов разрушения: пор, трещин отрыва и сдвига и т.д. Эффекты локализации деформации и локализованного разрушения обусловлены либо возникновением значительных сдвиговых напряжений, существенно превышающих критические напряжения сдвига, либо взаимодействием ударных



а



б



в

Рисунок 3.4. Двойникование в сплаве Fe-31,8 %Ni-0,05 %C с аустенитной структурой при нагружении квазисферическими сходящимися ударными волнами с давлением 30-50 ГПа; а – двойники одной, двух и трех систем; б, в – электронно-микроскопические снимки отдельных двойников и «пачек» двойников.

волн и волн разрежения, создающих гигантские напряжения отрыва [84, 85, 146-151].

Эффекты локализованной деформации изучены в меньшей степени, чем явления, связанные с действием равномерной деформации. Наибольшее количество работ посвящено вопросам исследования процесса деформации в полосах адиабатического сдвига (ПАС), а также изучению структурных изменений при адиабатическом сдвиге в сталях и некоторых сплавах при импульсном (взрывном) нагружении [155-161]. Степень сдвиговой деформации в ПАС оценивают сотнями процентов, скорость деформации – 10^6 – 10^8 с⁻¹ [156, 157]. Особенности формирования ПАС при нагружении ударными волнами обусловлены тем обстоятельством, что значительная деформация в ПАС происходит за короткий промежуток времени, без теплообмена с соседними участками металла, и это может привести к существенному повышению температуры внутри ПАС вплоть до плавления. Увеличение температуры в результате адиабатической деформации, например, в стали достаточно, чтобы вызвать аустенитизацию в ПАС [155-157]. Нагревавшиеся до высокой температуры участки полос затем охлаждаются с очень большой скоростью за счет теплоотвода, и, таким образом, в полосах сдвига происходит резкая закалка металла с образованием структур с более высокой твердостью, чем окружающая матрица. Поэтому ПАС могут являться очагами разрушения. В [157] исследовали микроструктуру ПАС в стали и установили, что ПАС имеет твердость в 1,5 раза выше твердости основного металла и состоит из трех различных зон: белой (слаботравящейся) зоны превращения в середине полосы, зоны термического влияния и сильнотравящейся зоны высокой локальной сдвиговой деформации. Выявить тонкую структуру в белой зоне превращения авторам [157] не удалось. В дальнейшем методами рентгеноструктурного и электронно-микроскопического анализа было установлено, что так называемая белая зона ПАС состоит из чрезвычайно дисперсных зерен, имеющих мартенситную структуру [85]. В α -титане в ПАС также обнаружили структуру, состоящую из мелких глобулярных зерен размерами 0,05-0,3 мкм [160, 161]. Образование ультрамелкозернистой структуры в ПАС наблюдали в цирконии [162] и в сплавах на основе алюминия [159]. В ПАС, возникших в цирконии и алюминиевых сплавах, обнаружили локальные зоны, претерпевшие плавление и последующую кристаллизацию [159, 162, 172].

Исследования, посвященные влиянию ударных волн на деформационное поведение материалов, в основном связаны с изучением процесса деформации и разрушения в полосах адиабатического сдвига при импульсном (взрывном) нагружении стальных пластин и цилиндрических оболочек [8, 22]. Условия формирования полос адиабатического сдвига и их структура при нагружении мощными сферическими волнами шаровых образцов и оболочек из циркония, армко-железа и алюминиевых сплавов установлены в [162, 172, 173]. Другие явления

локализованной деформации и разрушения, такие как образование областей (каналов) локализованного течения, возникновение трещин и центральной полости изучены в меньшей степени [146, 149, 150, 174]. Практически отсутствуют работы, посвященные исследованию влияния параметров и геометрических условий нагружения на деформационное поведение различных материалов и классификации типов локализованного течения при мощном взрывном воздействии.

В настоящем параграфе изложены результаты исследования влияния геометрии ударно-волнового воздействия на макро- и микроструктуру цилиндрических образцов из различных материалов, подвергнутых нагружению плоскими сходящимися ударными волнами с давлениями до 100 -130 ГПа. Результаты исследования опубликованы в работах [165, 175, 176].

Сплошные цилиндрические образцы в виде дисков из углеродистой стали Ст3 и сплавов на основе титана (ВТ3-1) и алюминия (Д16) диаметром 60 мм и высотой 30 мм (таблица 3.1) были подвергнуты осесимметричному нагружению [177]. Схема опыта представлена на рисунке 3.5. Заряды ВВ (2), таких же размеров, как диски, расположенные на основаниях образцов, инициировались синхронно в точках, расположенных на оси диска. Образец и заряды помещали в массивный стальной корпус (3), который обеспечивал сохранение образцов от разрушения растягивающими напряжениями при разгрузке. Давление по оси образцов при выходе детонационной волны на основания дисков по расчету составляло от 42 до 56 ГПа в зависимости от материала диска (таблица 3.2). В центре образцов при столкновении ударных волн давление возрастало до 100-130 ГПа, соответственно.

Образец из бронзы Cu-12,5%Al в виде цилиндра диаметром 20 мм и высотой 30 мм (таблица 3.1) также был подвергнут нагружению плоскими сходящимися ударными волнами. Схема эксперимента подобна представленной на рисунке 3.5, но инициирование проводили по всей поверхности зарядов ВВ. При нагружении давление на основаниях цилиндра по расчету составляло 50 ГПа, в центре образца возрастало до ~110 ГПа.

В результате нагружения все образцы деформировались, но сохранили форму, близкую к цилиндрической. Размеры дисков после нагружения представлены в таблице 3.2. Анализ результатов измерений показал, что относительное изменение диаметра дисков из стали (Ст3) и титанового сплава (ВТ3-1) после нагружения составило 15 и 12%, диска из дюралюминия (Д16) -33% (таблица 3.2). Основания дисков после нагружения приобрели «воронкообразную» форму (рисунок 3.6). Полученные результаты свидетельствуют о том, что сжатие по оси дисков из Ст3 и ВТ3-1 составило 37 и 30%, из Д16 - 89%. Сжатие на периферии дисков из Ст3 и ВТ3-1 равно ~20%, из Д16 - 35%. То есть диски из стали и титанового сплава деформировались в меньшей степени, чем диск из дюралюминия. В центре образца в условиях сложной схемы ударно- волновых процессов, которая будет обсуждена ниже в параграфе 3.3.1, дюралюминий

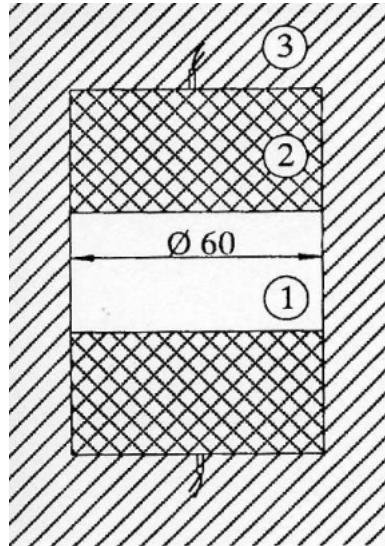


Рисунок 3.5. Схема нагружения дисков сходящимися ударными волнами:
 1 - образец, 2 - взрывчатое вещество,
 3 - массивный стальной корпус

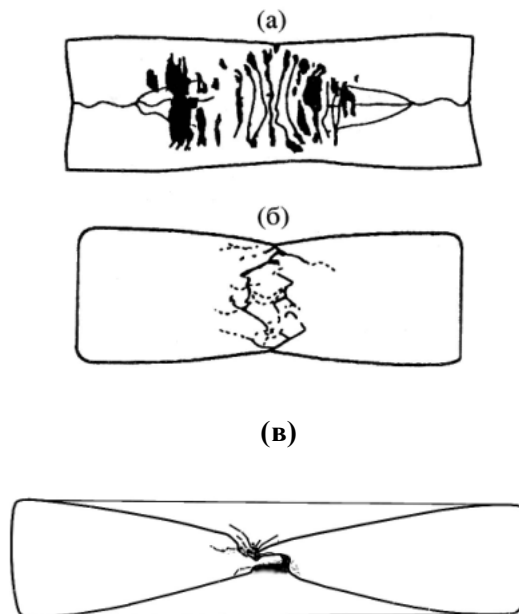


Рисунок 3.6. Вид плоскостей разреза дисков после нагружения (схемы): а – сталь; б – титановый сплав; в – дюралюминий; сплошными линиями показаны трещины, пунктирными – ПАС; темные области – поры.

Таблица 3.2. Изменение размеров дисков после нагружения и величина давления на поверхности и в центре

Материал диска	h, мм	h ₂ , мм	h ₁ , мм	d, мм	d ₁ , мм	P, ГПа	P ₁ , ГПа
Ст-3	23,6	24,3	21,1	70,3	68,0	56	130
BT3-1	23,9	23,6	18,9	67,6	67,2	48	110
Д16	19,5	14,6	3,4	79,6	80,1	42	100

Обозначения: h-толщина диска на периферии; h₁-в центре; h₂- на расстоянии 20 мм от оси; d -диаметр диска у основания; d₁- в плоскости столкновения ударных волн; P-давление на оси диска при выходе детонационной волны на основания диска; P₁- в центре при столкновении ударных волн.

показал более высокую пластичность по сравнению со сталью и титановым сплавом. В титановом сплаве в большей степени, чем в стали, проявляется локализация деформации: в центре диска деформация больше, в то время как общая деформация (по диаметру) меньше. На основаниях всех дисков в центральных областях наблюдались трещины, преимущественно радиального направления.

Цилиндр из бронзы деформировался существенно в меньшей степени, чем диски. Форма основания цилиндра после взрывного воздействия практически не изменилась, относительное изменение диаметра составило ~10%. На основаниях цилиндра из бронзы не возникли трещины радиального направления, как это наблюдали в дисках. Обнаруженные отличия связаны с различием в способе инициирования заряда ВВ: по всей поверхности заряда у цилиндра из бронзы и в точках, расположенных на оси у дисков из стали, титанового сплава и дюралюминия.

3.3.1 Эффекты локализованного разрушения

Для проведения металлографических и электронно-микроскопических исследований все образцы были разрезаны по плоскости, проходящей через ось цилиндра. Рассмотрим макроструктурные изменения, произошедшие в массивных дисках из стали, титанового сплава и дюралюминия при нагружении плоскими сходящимися ударными волнами по осесимметричной схеме (рисунок 3.5). Необходимо отметить, что на образцы при данной схеме нагружения действуют первичные сходящиеся ударные волны, вторичные ударные волны, распространяющиеся от плоскости столкновения первичных, и вторичные волны, отраженные от цилиндрической (боковой) поверхности. Сравнительный анализ показал, что наиболее наглядно взаимосвязь эффектов локализованного разрушения с геометрическими условиями

нагружения прослеживается в дисках из стали и титанового сплава. На рисунке 3.6 представлен вид плоскостей разреза после нагружения. В центральных частях плоскостей разреза видны трещины различного направления. В стальном диске трещины расположены приблизительно параллельно оси или основаниям диска (рисунок 3.6 а). Образование трещин, проходящих параллельно основаниям диска, обусловлено столкновением первичных волн. Возникновение продольных трещин, повторяющих форму деформированных цилиндрических (боковых) поверхностей диска, связано с распространением волн напряжения, отраженных от боковых поверхностей. Необходимо отметить, что формирование продольных трещин облегчается, поскольку их направление совпадает с направлением прокатки (волоконности) в исходном образце. В целом расположение и форма большей части трещин в стальном диске свидетельствуют о том, что они возникли под действием растягивающих напряжений и напоминают явления откола [158, 178]. Необходимо отметить, что растягивающие напряжения в волнах разгрузки приводят к двум основным эффектам: откольным явлениям и образованию фаз с меньшей плотностью, чем исходная, как отмечалось выше. Например, в сталях γ -фаза (ГЦК) может превращаться в менее плотную α -фазу (ОЦК) [93].

В центральной части образца титанового сплава видна система трещин, расположенных под углами $40-60^\circ$ к оси цилиндра (рисунок 3.6 б). Трещины радиального направления, возникшие в центре оснований диска, распространяются в объем образца под углом $\sim 60^\circ$ к оси. Такие трещины образовались, по-видимому, в результате воздействия первичных ударных волн и вторичных, отраженных от центра. В объеме образца видны трещины, распространяющиеся под углом $40-45^\circ$ к оси образца (рисунки 3.6 б). Эти трещины возникли в результате воздействия вторичных волн сжатия. То есть в титановом диске образуются вторичные, отраженные от цилиндрической поверхности, ударные волны сжатия, а не разрежения, как в стальном диске, поскольку материал образца – титановый сплав имеет меньшую плотность, чем материал массивного корпуса – сталь (см. схему нагружения, рисунок 3.5). Общее количество очагов разрушения в диске из титанового сплава меньше, чем в стальном (см. рисунок 3.6), что связано с более высоким, чем у стали, запасом пластичности титанового сплава в условиях динамического нагружения. Расположение и форма трещин в диске из титанового сплава указывает на то, что релаксация напряжений, возникающих под действием сходящихся ударных волн, происходит за счет деформации сдвига. Необходимо отметить, что образование трещин в титановом сплаве обусловлено особенностями его кристаллической структуры. В исходном состоянии микроструктура сплава ВТЗ-1 представляет собой результат превращения высокотемпературной β -фазы: границы первоначальных β -зерен окаймлены прослойками α -фазы, внутризеренная структура состоит из колоний в виде пачек чередующихся параллельных пластин α - и β -фаз. α -фаза имеет гексагональную решетку с небольшим (по сравнению с ОЦК

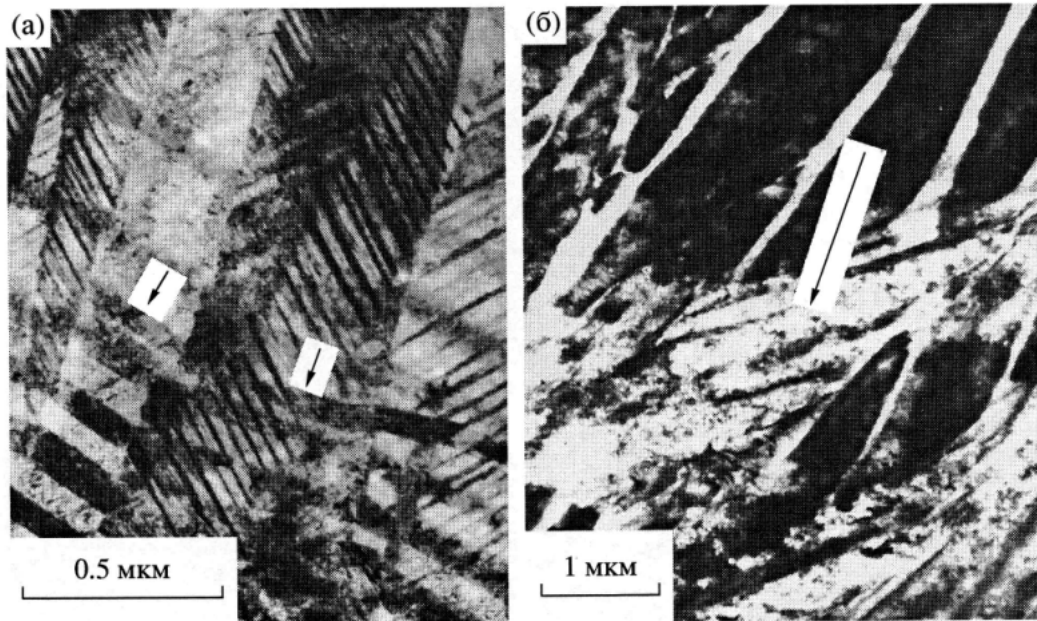
решеткой α -фазы в стали) числом систем скольжения [179]. Это может также обуславливать пониженное сопротивление напряжениям сдвига.

Таким образом, в диске титанового сплава релаксация напряжений, возникающих в результате воздействия первичных ударных волн и вторичных волн сжатия, происходит за счет деформации сдвига. В стальном диске трещины образуются под действием растягивающих напряжений.

3.3.2 Эффекты локализованной деформации

Зарождению трещин в образцах, нагруженных ударными волнами, предшествует образование отдельных участков сильного локализованного течения. В исследованных материалах, как отмечалось выше, благодаря исходной двухфазной и пластинчатой структуре (см. таблица 3.1) следы локализованной деформации хорошо выявляются при металлографическом и электронно-микроскопическом анализе по удлинению фазовых и структурных составляющих и по характерному изгибу пластин. Степень локальной пластической деформации, которую можно оценить по удлинению структурных составляющих в направлении течения, достигает 60-80%. При анализе микроструктуры массивных дисков из стали, титанового сплава, дюралюминия и цилиндра из бронзы, подвергнутых нагружению плоскими сходящимися ударными волнами, участки локализованной деформации обнаружили в основном в центральных частях образцов. На рисунке 3.7 приведены примеры эффектов локализации деформации в бронзе и титановом сплаве. Видно, что в некоторых участках исходная структура бронзы испытывает существенные искажения (локальную деформацию): мартенситные кристаллы изгибаются (искривляются) вплоть до пересечения друг с другом (см. стрелки на рисунке 3.7 а). В титановом сплаве следы локализованного течения (указаны стрелкой на рисунке 3.7 б) хорошо видны на фоне исходной структуры, состоящей из чередующихся пластин α - и β - фаз.

В титановом сплаве и бронзе были обнаружены полосы адиабатического сдвига (ПАС) и каналы сильной локализованной деформации в виде полос, являющихся продолжением ПАС. Видно, что вблизи ПАС пластинчатая структура испытывает существенные искажения в виде изгиба пластин α - и β -фаз в колониях (рисунок 3.8 а). Полосы адиабатического сдвига выявляются при металлографическом исследовании титанового сплава и бронзы в виде протяженных, чаще прямолинейных, иногда извилистых нетравящихся полос шириной 10-15 мкм (рисунок 3.8). ПАС возникают в местах наибольших касательных напряжений. Не наблюдали преимущественного распространения ПАС вдоль границ зерен или кристаллов в титановом сплаве и в поликристаллическом образце бронзы. В образце из бронзы наблюдали ПАС, свободно распространяющиеся через мартенситные кристаллы (рисунок 3.8 б).

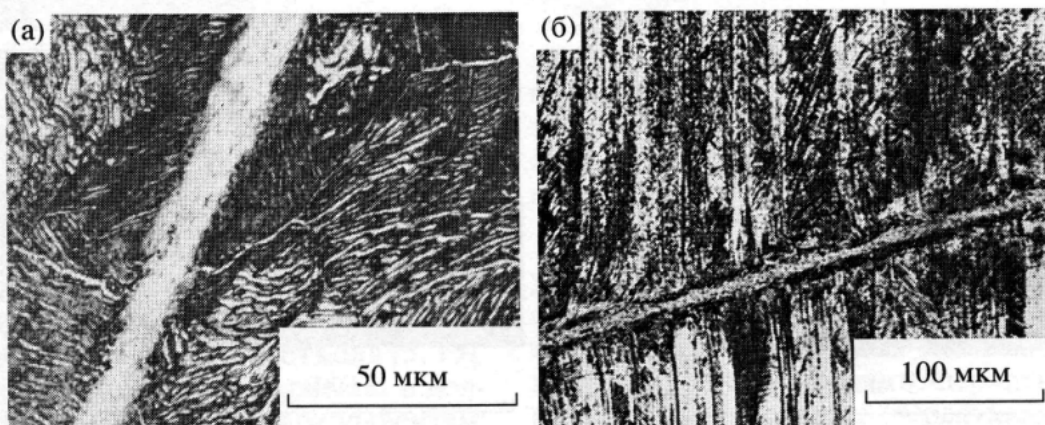


а

б

Рисунок 3.7. Локализация деформации при ударно-волновом нагружении:

а – бронза Cu-12,5 %Al, б - титановый сплав ВТ3-1



а

б

Рисунок 3.8. Прямолинейные полосы адиабатического сдвига (ПАС): а- титановый сплав ВТ3-1
б - бронза Cu-12,5 %Al

Локализованное течение в этом случае обусловлено деформацией сдвига одной части кристаллов мартенсита относительно другой. Эти наблюдения свидетельствуют о том, что происхождение ПАС не связано с особенностями микроструктуры, но обусловлено геометрией ударно- волнового нагружения.

Были проведены измерения микротвердости нескольких ПАС, возникших в диске из титанового сплава, и окружающих их областей ($\alpha+\beta$) матрицы. Анализ результатов измерения показал, что микротвердость в ПАС в 1,2-1,5 раза выше, чем в окружающих их областях ($\alpha+\beta$) матрицы, и в 1,5-2 раза выше, чем достигается в этом сплаве за счет термической обработки [179]. Повышенная твердость в ПАС обусловлена мелкозернистой структурой, которая сформировалась за счет динамической рекристаллизации, поскольку локализованная деформация в ПАС сопровождается значительным повышением температуры [160, 161]. Как уже отмечалось выше, ПАС могут служить очагами разрушения из-за образования в них структуры с более высокой твердостью, чем твердость окружающей матрицы [156-158].

Исследование структуры титанового сплава показало, что ПАС являются местами зарождения трещин сдвигового происхождения; трещины растут в ПАС и являются их продолжением (рисунок 3.9). Но образование трещин в образцах может быть связано не только с ПАС: например, в бронзе трещины были обнаружены вдоль границ зерен в поликристаллическом образце и в направлении границ мартенситных кристаллов в монокристалле (вне связи с ПАС). В последнем случае траектория трещин представляла собой ломаную линию. Наблюдали и более сложные виды локализованного течения. На рисунке 3.10 представлен один из случаев локализованного течения в бронзе. Направление течения непрямолинейное; наряду со сдвиговой компонентой присутствуют элементы турбулентного, вихревого течения (ротации). В титановом сплаве также наблюдали сложные виды течения: ПАС ветвились, сталкивались друг с другом, образуя необычные конфигурации. На рисунке 3.11 показан случай столкновения двух ПАС, которое привело к появлению утолщений.

Таким образом, зарождение и рост трещин в образцах исследованных сплавов определяется условиями ударно-волнового нагружения: воздействием первичных и отраженных волн напряжения, свойствами материала образцов, их макро- и микроструктурой. При анализе структурных изменений в дисках из стали и титанового сплава, нагруженных сходящимися ударными волнами по осесимметричной схеме, установлена существенная разница в деформационном поведении стали и титанового сплава. В стальном диске релаксация напряжений, происходит за счет образования трещин под действием растягивающих напряжений, и преобладают откольные явления. В диске из титанового сплава образуются ПАС, по которым начинается разрушение. Происхождение ПАС не связано с особенностями микроструктуры, но обусловлено геометрией ударно-волнового нагружения.

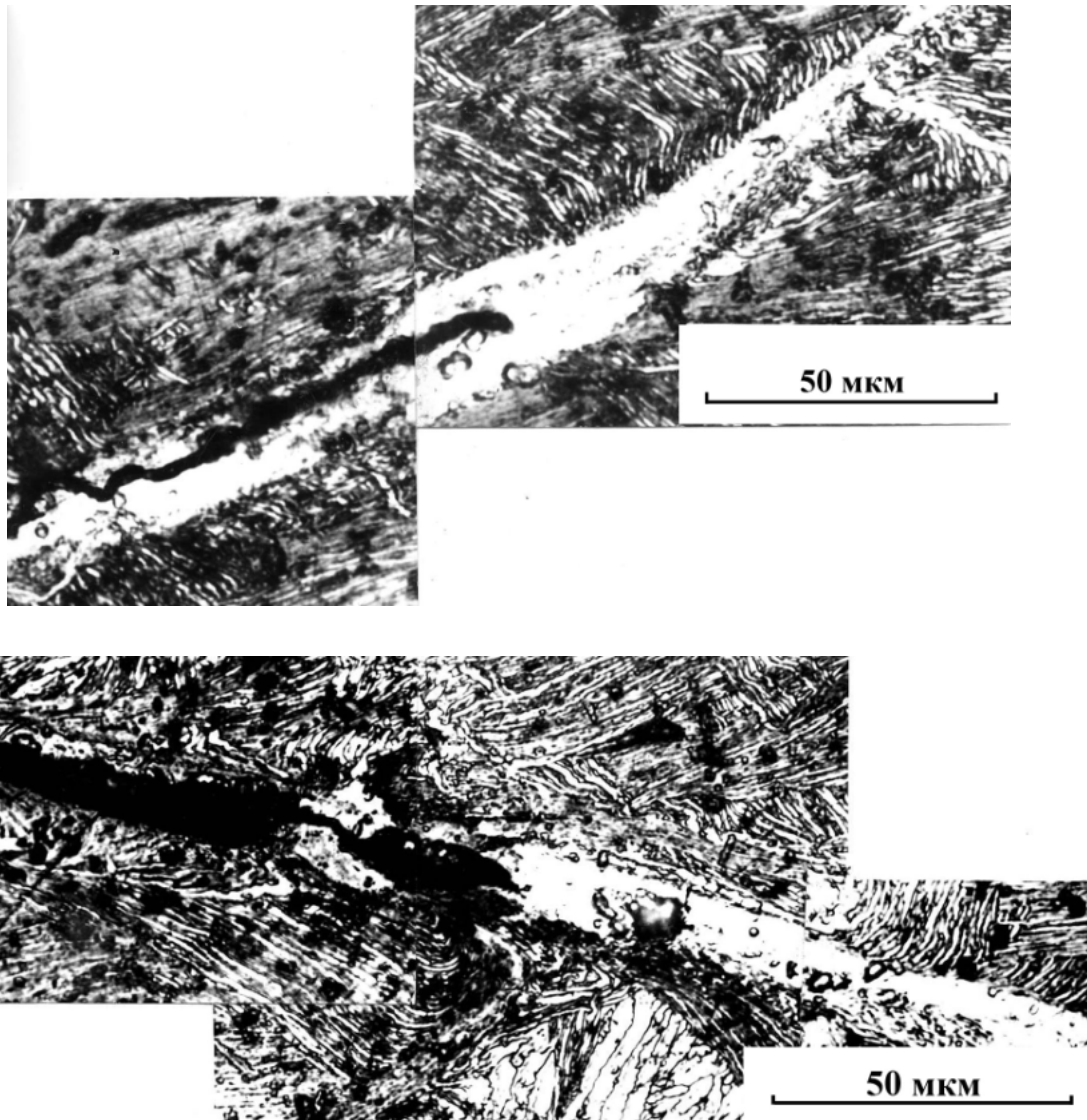


Рисунок 3.9. Трещины и полосы адиабатического сдвига в титановом сплаве ВТ3-1

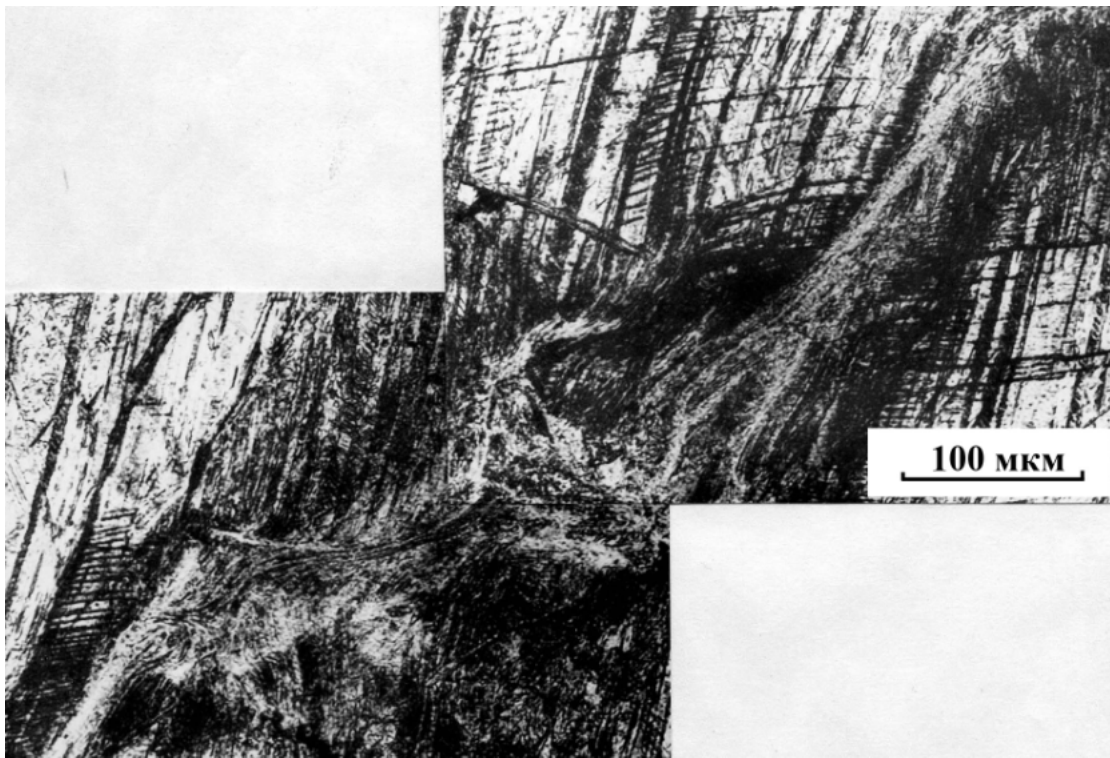


Рисунок 3.10. Вихревое (турбулентное) течение в бронзе Cu-12,5 %Al

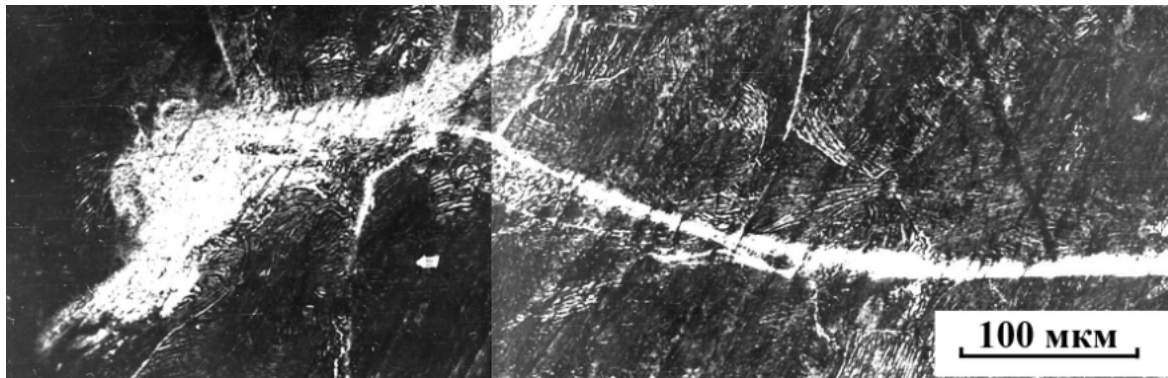


Рисунок 3.11. Столкновение полос адиабатического сдвига в титановом сплаве ВТ3-1

3.4. Явления локализованной деформации, разрушения и массопереноса при нагружении несферическими и квазисферическими ударными волнами

При нагружении мощными сферическими и квазисферическими ударными волнами в шаровых образцах, как упоминалось выше, создаются сверхвысокие давления за счет эффекта кумуляции энергии [145]. Основная часть энергии ударной волны оказывается сосредоточенной в центре, то есть процесс протекает так, как если бы в центре образца в момент фокусировки произошел взрыв. Разгрузка сопровождается всесторонним растяжением материала, в результате образцы испытывают значительную деформацию всестороннего растяжения, которую затруднительно получить экспериментально другими способами. Для предохранения образцов от разрушения разгрузку искусственно замедляют [148]. Схемы нагружения с использованием относительно небольшого числа точек инициирования заряда позволяют изучать особенности несферической кумуляции энергии, наблюдать взаимодействие ударных волн и связанные с ним явления локализации пластической деформации, разрушения и массопереноса по остаточным изменениям микроструктуры [148, 150, 151, 180, 181]. Эксперименты по нагружению шаровых образцов из сталей и сплавов мощными сходящимися ударными волнами в известной степени уникальны, поскольку позволяют получить в одном образце набор участков материала, подвергнутых действию динамических давлений различной амплитуды от 30 до 300 ГПа [145, 146, 148-154, 181]. Структурные изменения в образцах, сохраняя результаты воздействия, дают возможность оценить весь диапазон давлений, деформаций и температур, действовавших на образец в процессе нагружения.

В данном параграфе представлены экспериментальные результаты исследования макро- и микроструктуры шаровых образцов из сталей и сплавов, подвергнутых нагружению ударными волнами по различным схемам. Структурные изменения, связанные с высокоскоростной деформацией образцов, изложены в параграфах 3.4 и 3.5. Фазовые и структурные превращения в сплавах при изменении амплитуды давления в ударной волне от 100 до 300 ГПа и повышения температуры описаны в параграфе 3.6.

Результаты исследований опубликованы в работах [166-168, 176, 182-187].

Сплошные шаровые образцы диаметром 60 мм из стали 45, стали Ст 3, дюралюминия Д16, латуни Л 63 и составные шаровые образцы из стали Ст 3 и Л63, и стали Ст 3 и железоникелевого сплава Н32 подвергали воздействию сферического заряда взрывчатого вещества (ВВ) толщиной 10 мм. Шар из латуни Л63 диаметром 40 мм был нагружен сферическим зарядом ВВ толщиной 20 мм. Химический состав и исходная структура исследуемых материалов приведены в таблице 3.1. Взрыв инициировали в одной/двух, четырех и двенадцати точках, равномерно расположенных на поверхности заряда, с несинхронностью,

не превышающей 10^{-7} с [148]. После фокусировки ударных волн в центре шара от центра наружу распространяется расходящаяся ударная волна. Разгрузка осуществляется изоэнтропически в волне разрежения, распространяющейся с поверхности образца. Для сохранения образцов от разрушения растягивающими напряжениями, возникающими в процессе разгрузки, образец и заряд помещали в массивный стальной корпус [148]. Скорость разгрузки в таких условиях лимитируется скоростью разрушения и разлета корпуса, следовательно, уровень растягивающих напряжений в образце существенно снижается. Шаровой образец диаметром 80 мм из стали Ст 3 был нагружен с использованием кубического заряда ВВ, инициированного из шести точек (таблица 3.3), в условиях ускоренной разгрузки, то есть без использования массивного корпуса [180]. Давление на поверхности шаров после ударно-волнового нагружения (УВН) по расчету составляло 36-70 ГПа, в центре возрастало до 100-300 ГПа. Заметим, что эти величины достигаются через ~ 5 мкс от момента инициирования взрыва. Данные по деформации и давлению на поверхности шаровых образцов после УВН приведены в таблице 3.3,

Таблица 3.3 Величины деформации и давления на поверхности нагруженных шаровых образцов

Материал шара	диаметр (d) шара до УВН, мм	Число точек инициирования.	Форма шара после УВН	l, мм	Δl , мм	P, ГПа
Ст 3	60	1	квазиэллипсоид	28,2	1,8	46
Ст 3	60	2	квазиэллипсоид	28,2	1,8	46
Сталь 45	60	4	квазитетраэдр	28,0	2,0	46
Ст 3	60	12	квазидодекаэдр	28,2	1,8	50
Д16	60	4	квазитетраэдр	25,5	4,5	36
Л63	60	12	квазидодекаэдр	28,0	2,0	50
Л63	40	12	квазидодекаэдр	17,8	2,2	70
Ст 3	80	6	квазикуб	37,5	2,5	45
Ст 3 и Л63	60	12	квазидодекаэдр	28,2	1,8	40

Обозначения: l – расстояние от центра шара до поверхности под точкой инициирования; Δl – величина относительного смещения поверхности под точкой инициирования; P – давление в ударной волне на поверхности шара под точкой инициирования.

После нагружения на поверхности шаровых образцов наблюдали линии столкновения детонационных волн, образующие достаточно правильные геометрические фигуры. Для одной/двух, четырех, шести и двенадцати точек инициирования это были, соответственно, окружности, треугольники, четырехугольники и пятиугольники. В результате воздействия

шары слегка деформировались и представляли собой, соответственно, квазиэллипсоид, квазитетраэдр, квазикуб и квазидодекаэдр (см. таблица 3.3). Для исследования макро- и микроструктурных изменений после взрывного воздействия шары разрезали пополам. Плоскость разреза проходила через центр шара, и несколько проекций точек инициирования и/или линий столкновения детонационных волн. На плоскостях разреза шаров наблюдали эффекты локализованной деформации (образование каналов сильной локализованной деформации, различные виды локализованного течения) и явления локализованного разрушения (возникновение радиальных трещин и центральной полости).

3.4.1 Эффекты локализованной деформации и разрушения

На диаметральной плоскости разреза шара из стали Ст 3 после нагружения из одной точки инициирования не было обнаружено следов разрушения, в отличие от стальных шаров, нагруженных из двух и четырех точек. На рисунке 3.12 приведены виды поверхностей и диаметральных плоскостей разреза стальных шаров из стали Ст 3 и стали 45, нагруженных из двух (квазиэллипсоид) и четырех (квазитетраэдр) точек: где K_1 , K_2 и K_3 -проекции точек инициирования; АВ, АС и АД – линии столкновения детонационных волн. В центре шаров наблюдали протяженные радиальные трещины, распространяющиеся в направлении линии столкновения ударных волн, идущих от соседних точек инициирования (рисунок 3.12 б, рисунок 3.12 г). Заметим, что возникновение большого количества параллельных трещин второго порядка в шаре из стали 45 (квазитетраэдр) облегчается тем, что их направление совпадает с направлением прокатки (волоконности) исходного образца (рисунок 3.12 г).

Структурные изменения в анализируемых шарах обусловлены, главным образом, локализацией деформации в областях взаимодействия ударных волн и локальным повышением давления в отдельных участках шара, как это будет показано ниже в параграфе 3.5. На рисунке 3.13 представлена часть протяженной радиальной трещины, распространяющейся вдоль линии, соединяющей центр шара из стали 45 и одну из проекций точек инициирования (см. K_1 на рисунке 3.12 г). При большом увеличении вблизи трещины хорошо видны участки локализованного течения (рисунок 3.14), ориентированные так же как трещина в радиальном направлении в соответствии с геометрией нагружения. Возникновение областей локализованной деформации зачастую предшествует возникновению трещин в образцах, как это отмечалось выше в параграфе 3.3. То есть протяженные трещины в стальных шарах, нагруженных из двух и четырех точек инициирования, возникли в местах столкновения ударных волн в соответствии с геометрией опытов.

После нагружения шара из стали Ст 3 из двенадцати точек инициирования (квазидодекаэдр), давление на поверхности по расчету составляло 50 ГПа (таблица 3.3),

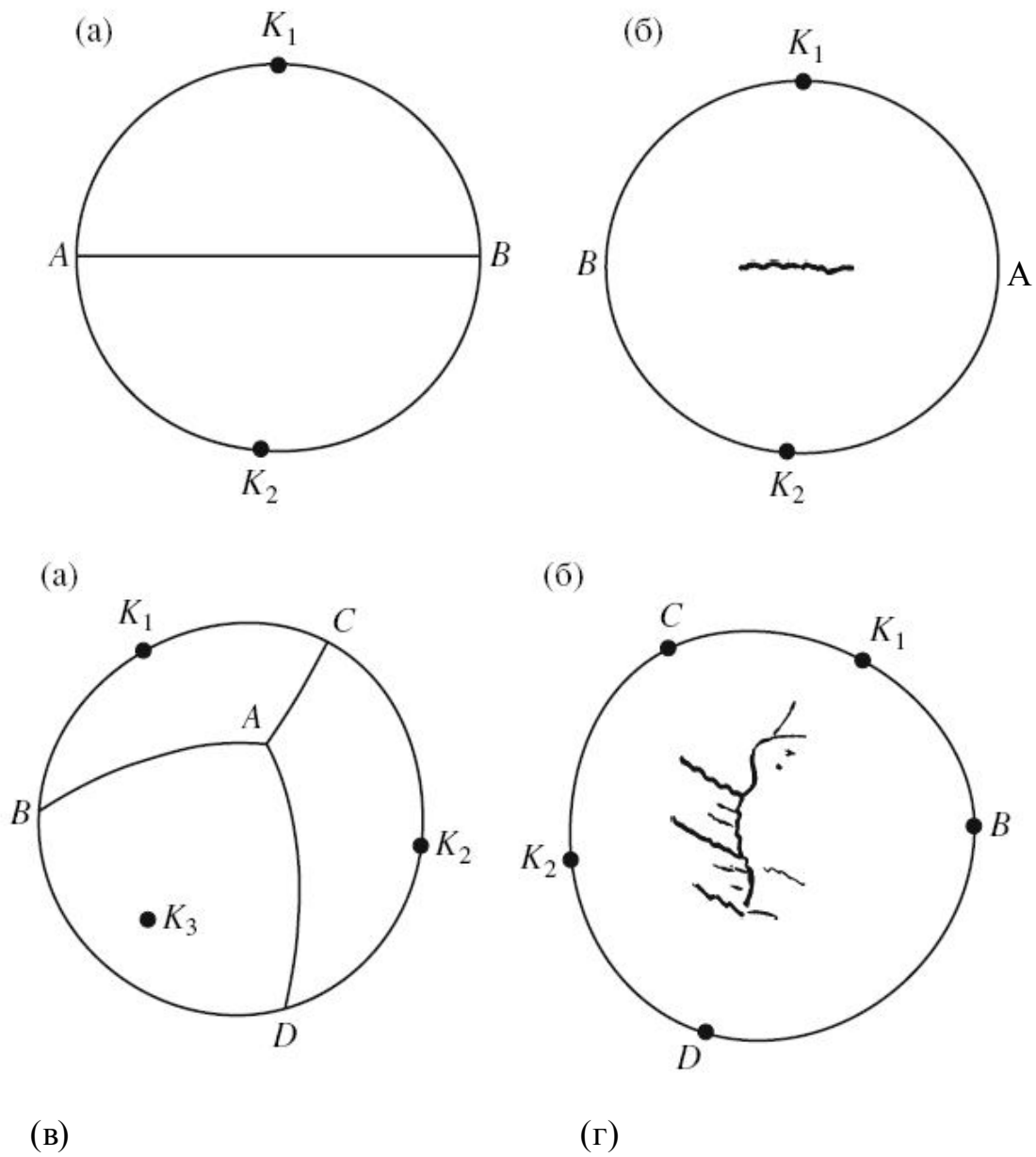


Рисунок 3.12. Схемы вида поверхностей (а, в) и диаметральных плоскостей разреза (б, г) стальных шаров, нагруженных из: а, б - двух точек инициирования (квазиэллипсоид); в, г - четырех точек инициирования (квазитетраэдр); K_1 , K_2 и K_3 -проекции точек инициирования; АВ, АС и АД – линии столкновения детонационных волн.

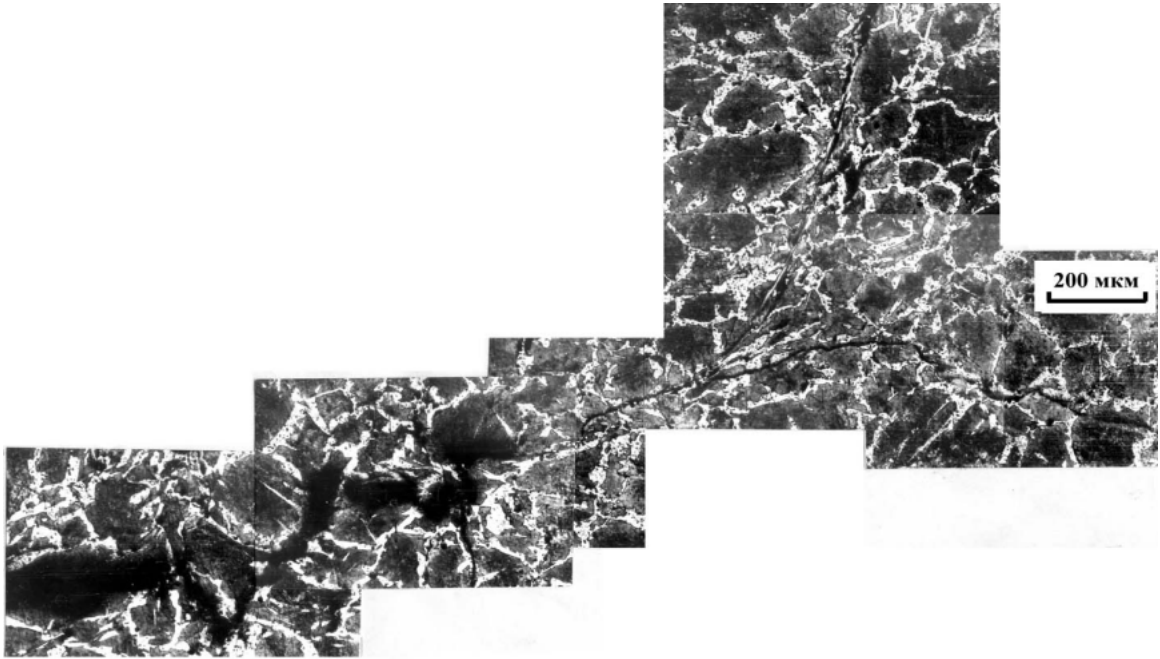


Рисунок 3.13. Часть протяженной трещины, распространяющейся вдоль линии, соединяющей центр шара из стали 45 (квазитетраэдр) и проекцию точки инициирования K_1 ,

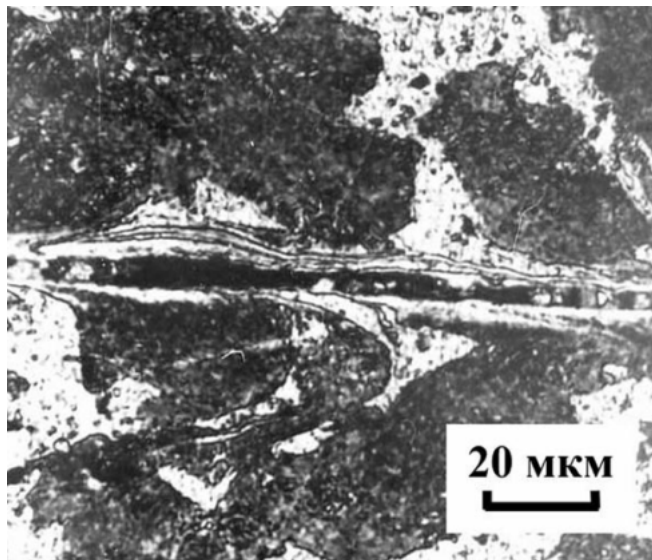


Рисунок 3.14. Следы локализованного течения в областях, примыкающих к трещине в центральной части шара из стали 45 (квазитетраэдр)

в центре достигало 100 ГПа. Необходимо отметить, что на диаметральной плоскости разреза образца не было обнаружено следов локализованного разрушения, как в стальных образцах, нагруженных из двух и четырех точек. При исследовании макроструктуры диаметрального сечения образца в областях взаимодействия ударных волн, идущих от соседних точек инициирования, были выявлены фигуры различной травимости [151, 181]. При микроструктурном анализе в этих фигурах обнаружили следы $\alpha \rightarrow \epsilon \rightarrow \alpha$ превращений различной степени полноты, аналогичные структуры были подробно описаны выше на примере нагружения сплавов Fe-6Ni-(0,01-0,2)C с ферритной структурой ударными волнами с давлением 10-40 ГПа (см. глава 2, рисунок 2.8). Давление в анализируемых областях, оцененные по результатам расчетов изэнтроп разгрузки, сопоставленных со следами превращений, не превышало 50 ГПа. Кроме того, в областях взаимодействия ударных волн наблюдали отдельные участки сильного локализованного течения, такие же, как в стальных шарах, нагруженных из двух и четырех точек.

Таким образом, в стальных шарах диаметром 60 мм, нагруженных из двух, четырех и двенадцати точек инициирования, не было выявлено микроструктурных изменений, свидетельствующих о радиальном повышении давления (≥ 100 ГПа) и значительном увеличении температуры а, следовательно, о кумуляции энергии, как это наблюдали в стальном шаре диаметром 40 мм, подвергнутом воздействию более мощного заряда сферического ВВ, инициируемого в двенадцати точках [150, 151].

В шаре из дюралюминия диаметром 60 мм после нагружения из четырех точек (квазитетраэдр) наблюдали иную картину структурных изменений. На рисунках 3.15 а, б представлены вид и схема поверхности шара из сплава Д 16 после нагружения, где K_1 , K_2 и K_3 – проекции точек инициирования; АВ, АС и АД – линии столкновения детонационных волн. Вид и схема диаметрального сечения приведены рисунке 3.15 в, плоскость разреза проходила параллельно основанию квазитетраэдра. Видно, что в центре шара образовалась полость размером 4-6 мм со скругленными краями. Вокруг полости имеется светлотравящаяся область неправильной формы, хорошо различимая на рисунке 3.15 в. Как показало металлографическое исследование, эта область имеет дендритную структуру (рисунок 3.15 г). Наблюдение дендритов однозначно указывает на то, что в области, примыкающей к полости, вследствие схождения ударных волн, и, следовательно, повышения давления и температуры проходил процесс плавления и последующей кристаллизации. По данным [89] давление, при котором происходит плавление алюминия, составляет 90 ГПа. При таком давлении в ударной волне остаточная температура превышает температуру плавления алюминия (660 °С), и дюралюминия (610 °С). Необходимо отметить, что в исходном состоянии микроструктура сплава Д16 состоит из зерен α -фазы, представляющей твердый раствор на основе алюминия, и частиц

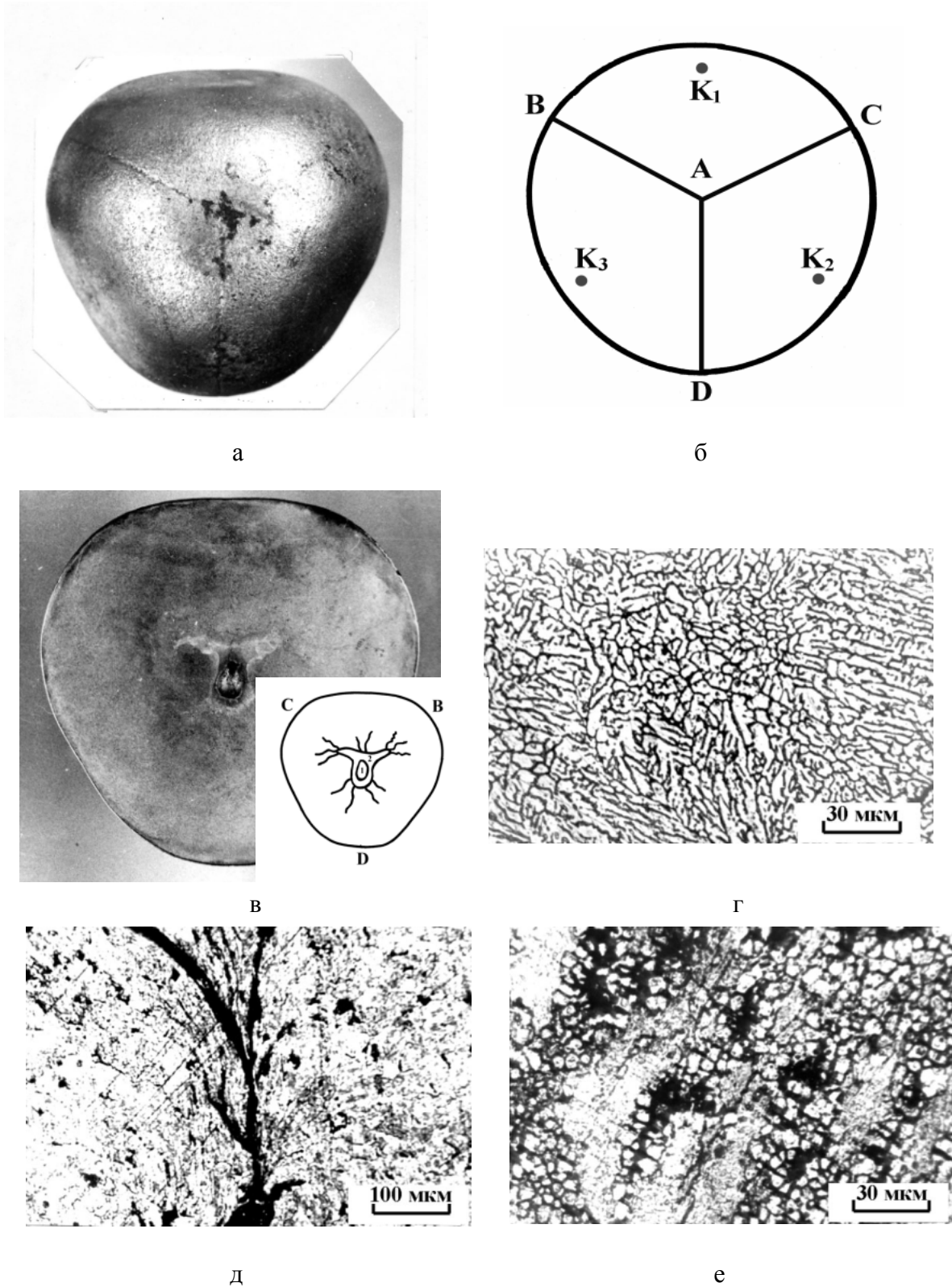


Рисунок 3.15. Вид и схема поверхности (а, б) и диаметральной плоскости разреза (в), и микроструктура (г-е) шара из сплава Д16 после нагружения из четырех точек инициирования (квазитетраэдр): г- - дендритная структура; д - одна из радиальных трещин и следы локализованного течения; е – частичная рекристаллизация α -фазы.

интерметаллидов. В сферическом слое, находящемся на расстоянии ~6-15 мм от центра образца, обнаружены волосовидные трещины, преимущественно радиального направления (см. схему на рисунке 3.15 в). Трещины ориентированы, в основном, в направлении к точкам пересечения диаметральной плоскости разреза с линиями взаимодействия детонационных волн на поверхности шара (см. линии АВ, АС и АД на рисунке 3.15 б). Расположение трещин свидетельствует о том, что их возникновение связано с эффектами взаимодействия ударных волн. На снимке макроструктуры диаметрального сечения шара (рисунок 3.15 в) трещины практически неразличимы, однако они хорошо видны при микроструктурном исследовании. На рисунке 3.15 д представлена одна из радиальных трещин и участки локализованного течения вблизи нее, отчетливо выявляющиеся по вытягиванию крупных (темнотравящихся) частиц интерметаллидов на фоне светлотравящейся матрицы (α -фазы). Кроме того, в отдельных участках этого сферического слоя, а также в отдельных участках следующего за ним периферийного (наружного) сферического слоя наблюдали области, в которых прошла частичная рекристаллизация α -фазы (рисунок 3.15 е). Движущей силой рекристаллизации является внутренняя энергия наклепа, созданного высокоскоростной деформацией при ударно-волновом нагружении.

Таким образом, форма центральной полости и окружающей ее области наследует геометрию опыта (квазитетраэдр), что указывает на сохранение трехмерного (несимметричного) движения на протяжении всего воздействия. В то же время наличие следов плавления и кристаллизации вокруг центральной полости свидетельствует о существенном повышении давления ≥ 90 ГПа [89] и остаточной температуры $\geq 660^\circ\text{C}$, а, следовательно, о кумуляции энергии. В стальных шарах, нагруженных из четырех (см. рисунок 3. 12 г) и даже двенадцати [181] точек инициирования, не наблюдали образование полости со следами плавления и концентрических зон с измененной микроструктурой. То есть, несмотря на более высокое значение давления на поверхности стальных образцов по сравнению с дюралюминиевым (таблица 3.3), не обнаружили микроструктурных доказательств радиального повышения давления. Это означает, что при одинаковых схемах нагружения возможность протекания кумуляции зависит от материала образца.

Латунные шаровые образцы диаметром 40 и 60 мм, нагруженные из двенадцати точек инициирования, были слегка деформированы и, также как и стальной шар диаметром 60 мм, как отмечалось ранее, представляли собой фигуры, напоминающие додекаэдры (таблица 3.3). На рисунке 3.16 а представлен вид поверхности латунного квазидодекаэдра со сглаженными вершинами и выпуклыми гранями. Центры граней квазидодекаэдра совпадают с проекциями точек инициирования (K_1 , K_2 , на рисунке 3.16 б). Хорошо видны линии столкновения детонационных волн, образующие правильные пятиугольники. Линии первого порядка

являются ребрами квазидодекаэдра, линии второго порядка соединяют центры граней с вершинами квазидодекаэдра. Глубокая борозда на поверхности шара образовалась в месте контакта полусферических частей заряда взрывчатого вещества.

На рисунках 3.16 б, в представлен вид и схема диаметральной плоскости разреза латунного квазидодекаэдра диаметром 60 мм. В центре видна полость (размером 5-7 мм) неправильной формы с неровными “рваными” краями, возникшая за счет объединения нескольких небольших полостей, между которыми сохранились “перемычки” толщиной 0,5-1,5 мм, и протяженные радиальные трещины. Полость образовалась под действием всесторонних растягивающих напряжений в центре шара. Протяженные трещины, распространяющиеся в радиальных направлениях, соединяющих центр шара с проекциями точек инициирования (обозначены K_1 , K_2 на рисунках 3.16 б, в), либо в направлении к точкам пересечения диаметральной плоскости разреза с линиями взаимодействия детонационных волн на поверхности шара (обозначены А, В, С на рисунках 3.16 б, в), возникли при разгрузке от внешней поверхности. Видно, что большинство протяженных трещин зарождается в сферическом слое, расположенном на расстоянии 14-15 мм от центра шара. Расположение трещин (см. рисунки 3.16 б, в) связано с локализацией деформации в образце, то есть, обусловлено геометрией опыта. Распространяясь к центру шара, трещины соединяются с внутренней полостью.

Трещины зарождаются там, где величина всесторонних растягивающих напряжений начинает превышать динамический предел прочности материала. В латуни это происходит на расстоянии приблизительно 0,5 радиуса шара. Появление радиальных трещин на данном расстоянии от центра означает, что высокоскоростная (с характерным временем порядка 10^{-5} - 10^{-6} с) деформация всестороннего растяжения достаточна для разрушения латуни. Величина развиваемых при этом растягивающих напряжений, оцененная по экстраполяции кривой холодного сжатия меди [188, 189] в область отрицательных давлений, составляет приблизительно 1,3 ГПа, то есть, близка к откольной прочности латуни (1,75 ГПа), измеренной при скорости деформации $5 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$ [91], и в пять, раз превосходит статический предел прочности латуни при одноосном растяжении, который составляет $\sim 0,25$ ГПа [190].

Микроструктурные изменения, связанные с локальным повышением давления, температуры и локализацией деформации, выявлены в основном в центральной части шара диаметром 60 мм: в слое толщиной 0,5-1,5 мм вокруг центральной полости, в областях “перемычек” и в тонких слоях, примыкающих к трещинам. Вблизи трещин часто наблюдаются области сильного локализованного течения, так называемые продольные каналы деформации, хорошо выявляющиеся при микроструктурном исследовании, как отмечалось выше, благодаря исходной двухфазной структуре ($\alpha+\beta$) латуни.

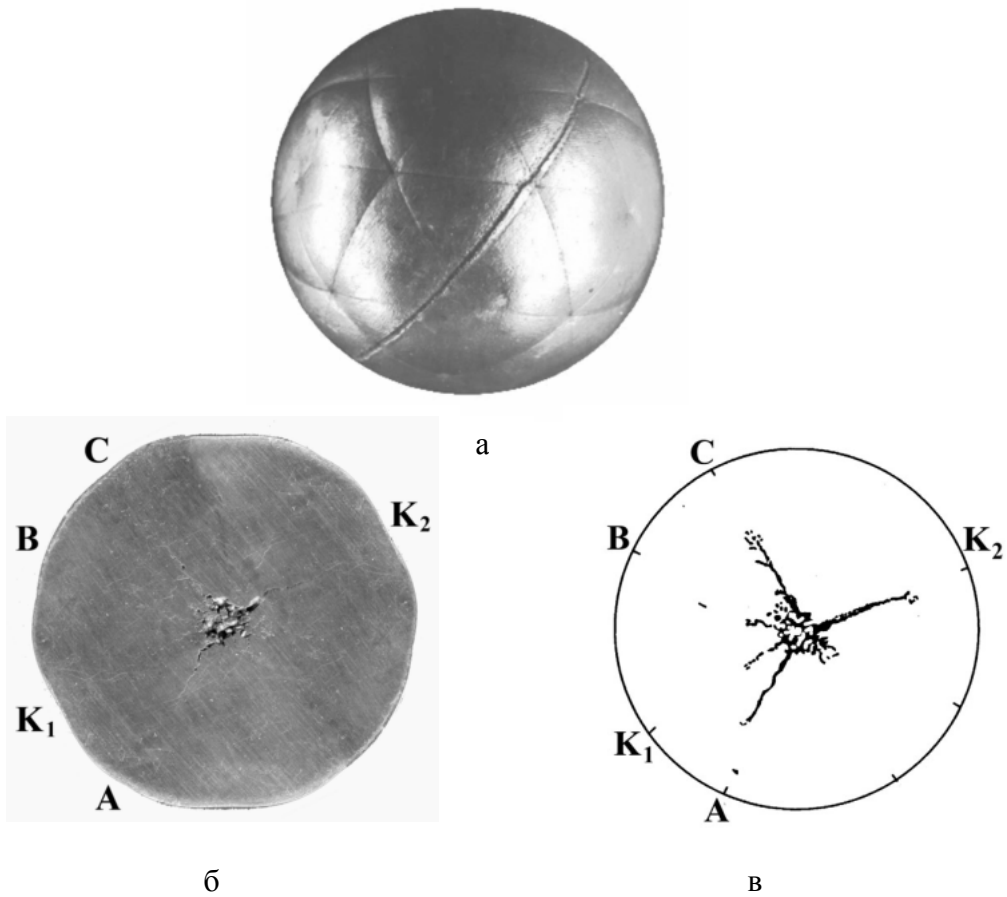


Рисунок 3.16. Вид поверхности (а), диаметральной плоскости разреза (б) и схема разреза (в) латунного шара диаметром 60 мм после нагружения из двенадцати точек инициирования (квазидодекаэдр).

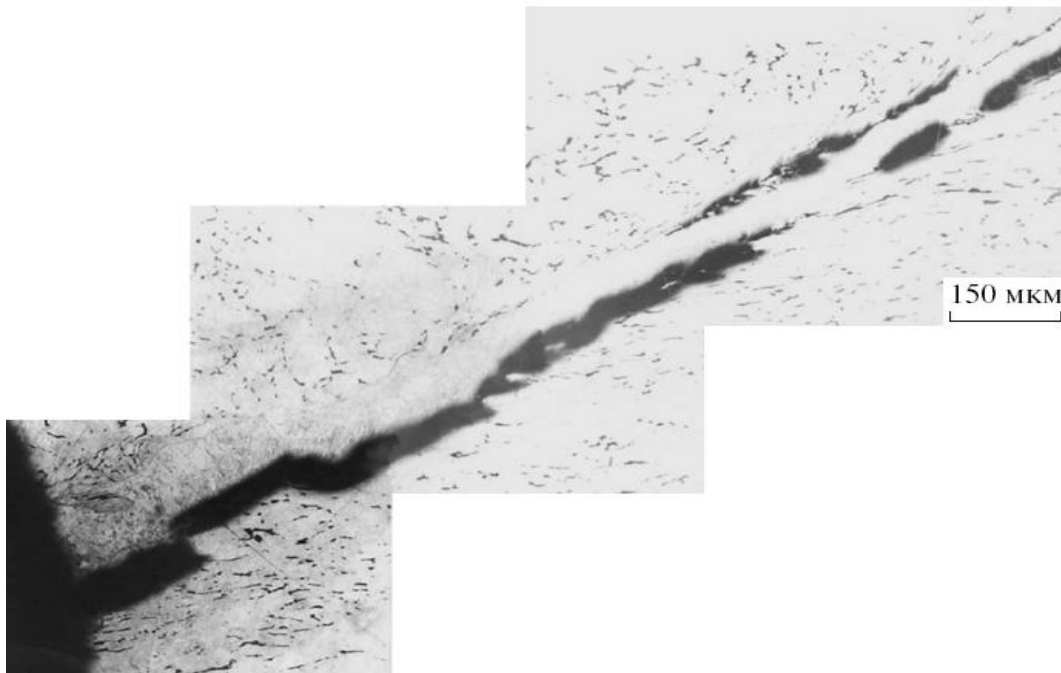


Рисунок 3.17. Часть протяженной радиальной трещины, распространяющейся вдоль линии, соединяющей центр латунного шара с проекцией точки инициирования K_2 , и участки локализованного течения.

На рисунке 3.17 представлена часть протяженной двойной радиальной трещины, распространяющейся вдоль линии, соединяющей центр шара и проекцию одной из точек инициирования - K_2 (см. рисунок 3.16 в). Видно, что участки локализованного течения вблизи трещины ориентированы также в радиальном направлении в соответствии с геометрией нагружения. Давление на поверхности латунного шара диаметром 60 мм по расчету составляло 50 ГПа (таблица 3.3). Из результатов оценки распределения давления вдоль радиуса шара и анализа микроструктурных изменений в шаре, которые будут описаны ниже в параграфе 3.6, вытекает, что значения давления и температуры в центральной части шара не превышают 180 ГПа и 850 °С. То есть существенного повышения давления и температуры вблизи центра фокусировки ударных волн, необходимого для прохождения процессов плавления и последующей кристаллизации в латуни, не происходило, однако концентрация растягивающих напряжений достаточна для образования центральной полости.

Центральная полость в шаровых образцах, нагруженных сферическими ударными волнами, образуется на стадии разгрузки. Важную роль при формировании полости играет скорость разгрузки. В [146] было показано, что после схождения сферических ударных волн в центре медного шара из центра шара распространяется расходящаяся ударная волна и начинается процесс формирования полости. Далее волна разгрузки от внешней границы образца существенно ускоряет этот процесс. В работе [174] на примере стального шара диаметром 40 мм с нарушенной симметрией нагружения (одна из 12 точек инициирования была заблокирована) было показано, что формирование центральной полости в условиях квазисферического нагружения происходит также в два этапа. На первом этапе вещество из полости увлекается наружу ударной волной, отраженной от центра фокусировки. На втором этапе полость увеличивается в несколько раз за счет концентрации растягивающих напряжений, обусловленных разгрузкой с поверхности образца [174]. По-видимому, на первом этапе геометрия полости и форма фронта отраженной ударной волны совпадают, т.е. концентрация растягивающих напряжений в центре шара происходит в соответствии со схемой опыта.

Рассмотрим механизм образования центральной полости в латунном шаре диаметром 60 мм с двенадцатью точками инициирования (рисунки 3.16 б, в). Отсутствие следов плавления и кристаллизации в слоях материала, примыкающих к краям полости, как отмечалось выше и будет описано ниже в параграфе 3.6, указывает на то, что полость в исследуемом образце образуется в твердофазном состоянии. Геометрия полости и форма фронта отраженной ударной волны должны совпадать. Начальные условия ударно-волнового воздействия "не забываются" на стадии формирования центральной полости, и в центре шара возникла полость, частично наследующая додекаэдрическую симметрию опыта. На втором этапе

устремляющаяся внутрь образца волна разрежения создала в материале растягивающие напряжения, которые привели к возникновению радиальных трещин. Расположение трещин, как обсуждалось выше, связано с локализацией деформации в образце, то есть обусловлено геометрией опыта. Распространяясь к центру шара, трещины сливаются с полостью, размер которой после разгрузки с поверхности увеличивается.

Еще более явно выражена корреляция между макро- и микроструктурными изменениями и геометрией опыта в стальном шаре диаметром 80 мм, нагруженном из шести точек инициирования (квазикуб). В этом эксперименте защитный корпус не использовался, поскольку опыт проводился с применением менее мощного заряда ВВ [180]. Это позволило увеличить роль растягивающих напряжений в формировании окончательной картины локализованной деформации и локализованного разрушения в шаре и наглядно проявить эффекты, связанные с разгрузкой. Видно, что в шаре образовалась полость размером 20-30 мм, имеющая форму октаэдра и протяженные радиальные трещины, ориентированные в соответствии с геометрией нагружения (рисунок 3.18). Полость в данном эксперименте представляет особый интерес, так как ее форма полностью соответствует геометрии опыта. Структурные изменения в образце связаны в основном с локализацией деформации и локальным повышением давления в областях взаимодействия ударных волн. Вблизи трещин наблюдали участки сильного локализованного течения (рисунок 3.18 в), подобные тем, которые обнаружили в стальных шарах диаметром 60 мм (см. рисунок 3.14). Возникновение областей локализованной деформации нередко предшествует образованию очагов разрушения, как отмечалось выше. На рисунке 3.18 г представлен один из примеров зарождения трещины в зоне локализованной деформации в феррите, а на рисунке 3.18 д - начальные стадии дробления перлитного участка в зоне локализованного течения. В центральных участках образца в отдельных ферритных зернах обнаружена структура, состоящая из дисперсных пластинчатых кристаллов, вытянутых вдоль четырех-шести направлений в пределах одного ферритного зерна (рисунок 3.18 е). Пластинчатые кристаллы образовались в результате цикла $\alpha \rightarrow \varepsilon \rightarrow \alpha$ превращений вследствие локального повышения давления выше давления фазового $\alpha \rightarrow \varepsilon$ перехода ≥ 13 ГПа [107-115].

Таким образом, концентрация растягивающих напряжений в центре стального шара диаметром 80 мм, нагруженном из шести точек (квазикуб), как и в латунном шаре диаметром 60 мм, нагруженном из двенадцати точек (квазидодекаэдр), происходит в соответствии со схемой опыта. Начальные условия ударно-волнового воздействия, так же как и в шаре из дюралюминия, “не забываются” на стадии формирования центральной полости. За счет концентрации растягивающих напряжений в точке фокусировки ударных волн в центре латунного шара (квазидодекаэдр) образуется несферическая, частично наследующая додекаэдрическую симметрию опыта, полость; в центре стального шара (квазикуб) образуется

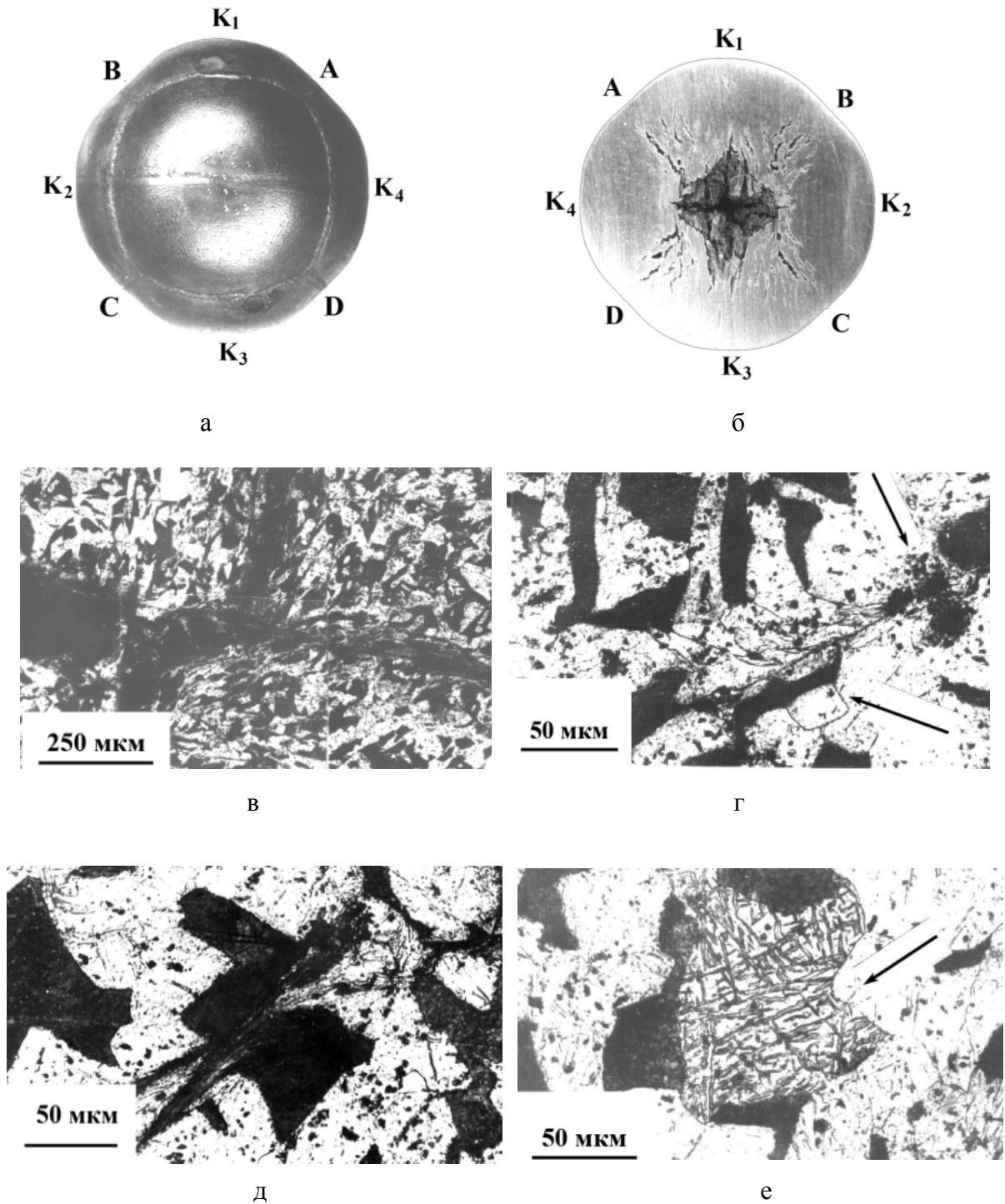


Рисунок 3.18. Вид поверхности (а) и диаметральной плоскости разреза (б) и микроструктура центральной части (в-е) стального шара диаметром 80 мм после нагружения из шести точек инициирования (квазикуб): в - следы локализованного течения в областях, примыкающих к трещине; г- зарождение трещины и следы рекристаллизации в зоне локализованной деформации в феррите; д – дробление перлитного участка в зоне локализованного течения; е- следы $\alpha \rightarrow \varepsilon \rightarrow \alpha$ превращений в феррите.

октаэдрическая полость, полностью соответствующая геометрии нагружения. Образование радиальных трещин в латунном шаре, нагруженном из двенадцати точек инициирования, происходит в местах, где величина всесторонних растягивающих напряжений при разгрузке в пять раз превышает статический предел прочности латуни при растяжении.

Отсутствие следов плавления и кристаллизации в слоях материала, примыкающих к краям центральных полостей, указывает на то, что полости в латунном и стальном шарах диаметром 60 мм образуются в твердофазном состоянии. То есть значительного повышения давления и температуры в этих образцах вблизи центра фокусировки ударных волн не происходит.

3.4.2 Явления массопереноса в ударных волнах

Для изучения массопереноса был изготовлен шаровой образец диаметром 60 мм, состоящий из четырех сферических слоев и цилиндра. На рисунке 3.19 а приведена схема диаметрального сечения образца до нагружения. Первый (наружный) слой толщиной 11 мм - из углеродистой стали Ст3 (С); второй (9,75 мм) - из латуни Л63 (Л);- третий (0,25 мм) – тонкая оболочка из нержавеющей стали типа Х18Н8 (НС); четвертый (5 мм.) из стали Ст3 (С); в центре располагался цилиндр из латуни Л63 (Л), диаметром 8 мм. Способ сборки (резьбовое соединение или плотная стыковка) обеспечивал надежный контакт всех частей образца. Химический состав и исходные структура стали Ст 3 и латуни Л63 приведены в таблице 3.1. Давление на поверхности шарового образца по расчету составляло 40 ГПа, в центре не превышало 100 ГПа. После нагружения из двенадцати точек инициирования (квазидодекаэдр) составной образец разрезали пополам для проведения структурных исследований и микроанализа. Локальный рентгеноспектральный анализ проводили на приборе Superprobe-733 в K_{α} -излучении железа, меди, цинка и никеля; ускоряющее напряжение 25 кВ; диаметр зонда ~ 1 мкм.

Схемы диаметральной плоскости разреза составного образца до и после нагружения, и центральной части нагруженного образца представлены на рисунке 3.19. На схемы диаметральной плоскости разреза (рисунок 3.19 б) и центральной части плоскости разреза (рисунок 3.19 в) нанесены основные эффекты массопереноса, наблюдаемые в образце: стрелками обозначены направления течения и проникновения материала; цифрами 1-5 - области, структуру которых изучали (рисунок 3.19 а, в). На рисунке 3. 20 а показана микроструктура левой части 1-ой области (см. рисунок 3.19 в). Видно, что в узкий канал стыка половин четвертого сферического слоя из углеродистой стали Ст 3 (С) с ферритно-перлитной структурой внедрился светлотравящийся участок латуни (Л) из центрального цилиндра. Глубина проникновения составляет ~0,6 мм. Массоперенос происходил в направлении от

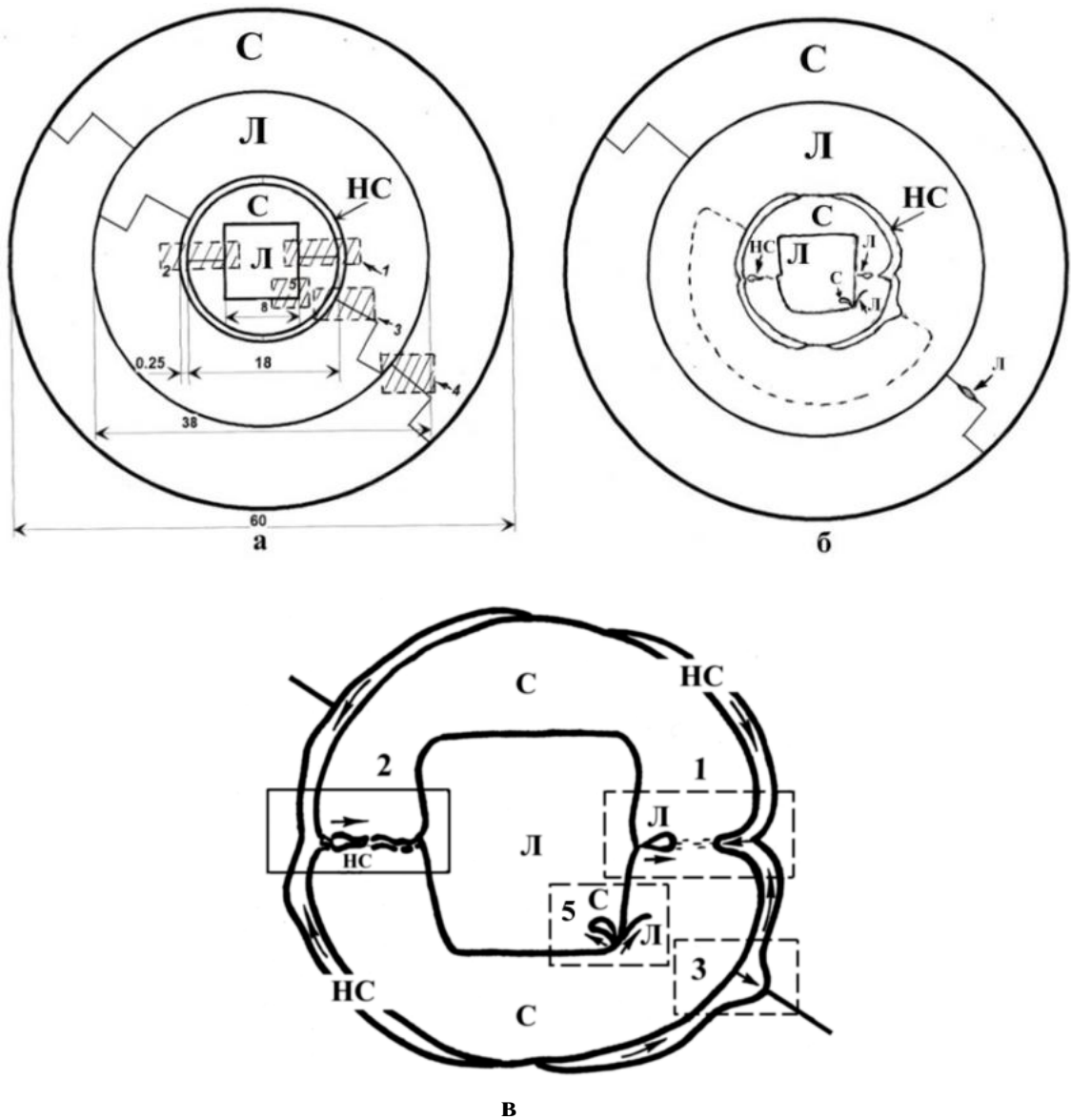


Рисунок 3.19 Схемы диаметальной плоскости разреза составного шарового образца до (а) и после (б) нагружения ударными волнами и центральной части шара после нагружения (в): Цифрами 1-5 обозначены анализируемые области; С – углеродистая сталь, Л – латунь, НС – нержавеющая сталь.

центра к поверхности образца. В правой части 1-й области в этом же канале (см. область 1, рисунках 3.19 а, в). наблюдали «встречный поток» - проникновение «языка» нержавеющей стали (НС) из тонкой оболочки – третьего сферического слоя (рисунок 3.21 а). Подобное проникновение, но уже большого участка НС (рисунок 3.22) обнаружили в области 2 (см. рисунки 3.19 а, в). Массоперенос НС происходил от поверхности к центру образца. Глубина проникновения составила от 1,2 до 3,2 мм (рисунок 3.22 а). То есть внутри узких каналов стыка половин сферического слоя из углеродистой стали (С) наблюдали кумулятивное (струйное) течение с переносом вещества: латуни (Л) из центрального цилиндра или нержавеющей стали (НС) из тонкой оболочки. Проникновение Л и НС в направлении от центра к поверхности образца обнаружили и в узких каналах стыка половин третьего и четвертого сферического слоев из латуни и стали, соответственно, (см. области 3 и 4 на рисунках 3.19 а, в).

Наблюдения проникновения латуни и нержавеющей стали в узкие каналы стыка половин сферического слоя из стали Ст3 (С) подтверждены данными локального рентгеноспектрального анализа. На рисунке 3.20 б приведено изображение проникшего изображения участков нержавеющей стали (НС) в K_{α} - излучении никеля. На рисунке 3.20 в представлено распределение цинка и меди вдоль линий сканирования, проходящей через проникший из центрального цилиндра участок латуни (Л) и тонкий канал между половинами четвертого сферического слоя углеродистой стали – С (см. область 1. рисунке 3.19 в) На рисунке 3.21 в показано распределение никеля и хрома вдоль линии сканирования, проходящей через участок НС проникший из тонкой оболочки из нержавеющей стали в область упомянутого выше канала из углеродистой стали - С. (см. область 1 на рисунке 3.19 в).

Необходимо отметить, что после нагружения на месте рассматриваемого канала и примыкающих к его границам участков углеродистой стали (С) образовались широкие области сильного локализованного течения с элементами турбулентного (вихревого) течения, ориентированные вдоль радиуса шарового образца в соответствии с геометрией нагружения (см. рисунок 3.20 а, рисунок 3.21 а и рисунок 3.22 а). Подобные, но менее широкие области локализованного течения наблюдали и в латуни (Л) на месте тонкого канала между половинами третьего сферического слоя Л и примыкающих к его границам участков латуни (см. область 3 на рисунках 3.19 а, в).

Наибольший интерес представляют наблюдения, связанные с массопереносом в сплошном материале. В центральной части составного образца (см. область 5 на рисунках 3.19 а, в) обнаружили проникновение латуни (Л) из центрального цилиндра и углеродистой стали (С) из четвертого сферического слоя друг в друга. На снимке нетравленного шлифа, представленном на рисунке 3.23 а, хорошо видны участок углеродистой стали (С) размером $\sim 0,1$ мм в виде капли, внедрившийся в латунный цилиндр (Л), и тонкий латунный “ус” длиной $\sim 0,3$ мм, проникший в

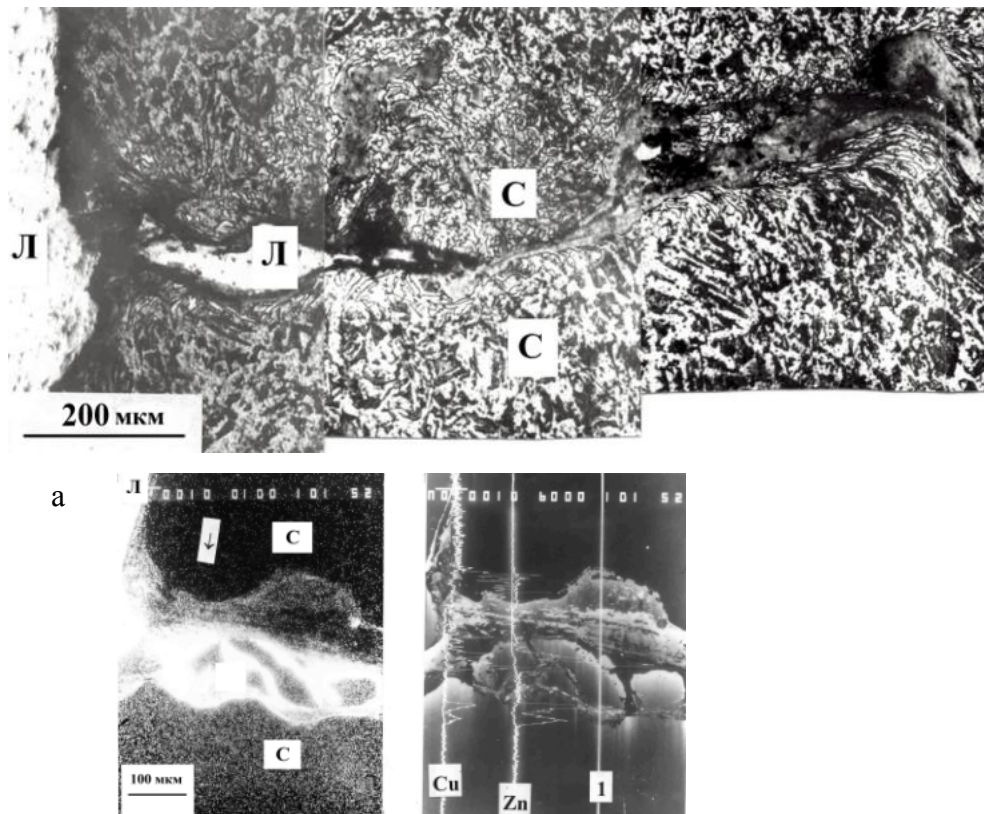


Рисунок 3.20. Проникновение латуни (Л) в тонкий канал углеродистой стали (С) и участки локализованного течения в стали (а); изображение участка латуни в K_{α} -излучении меди (б); распределение меди и цинка вдоль линии сканирования -1 (в). Область 1.

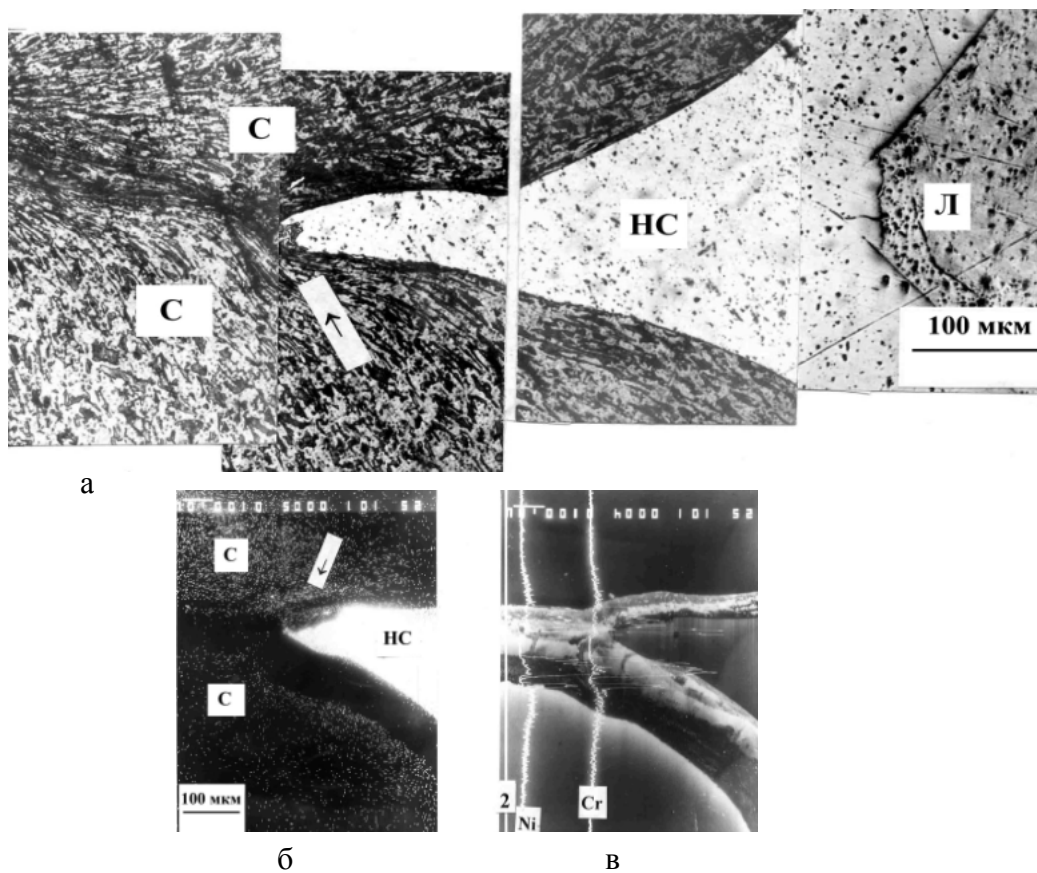
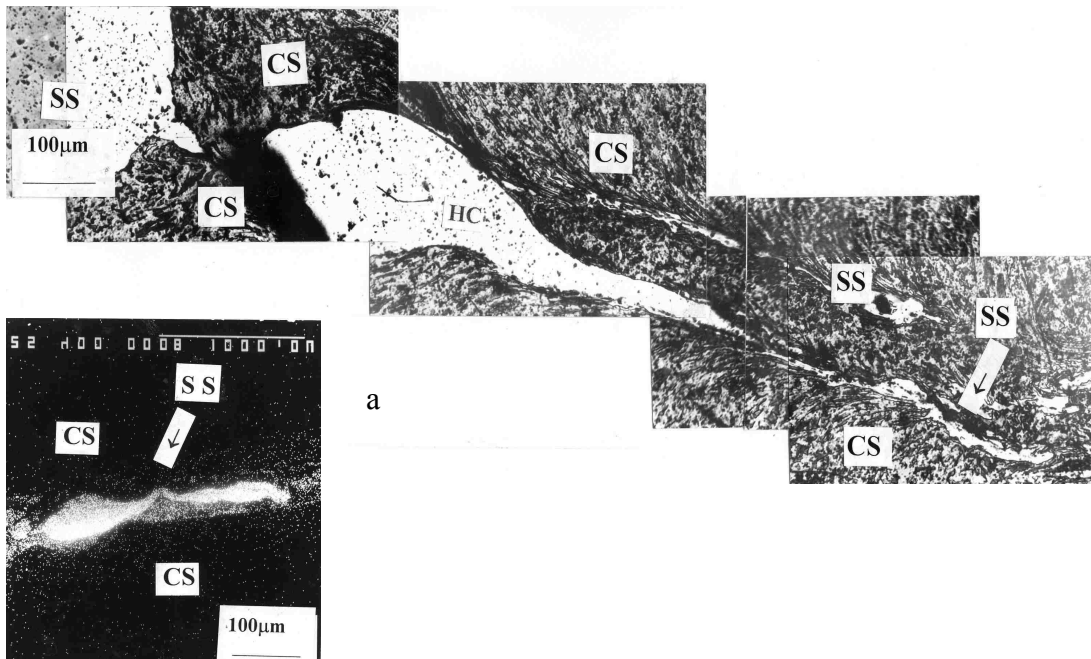
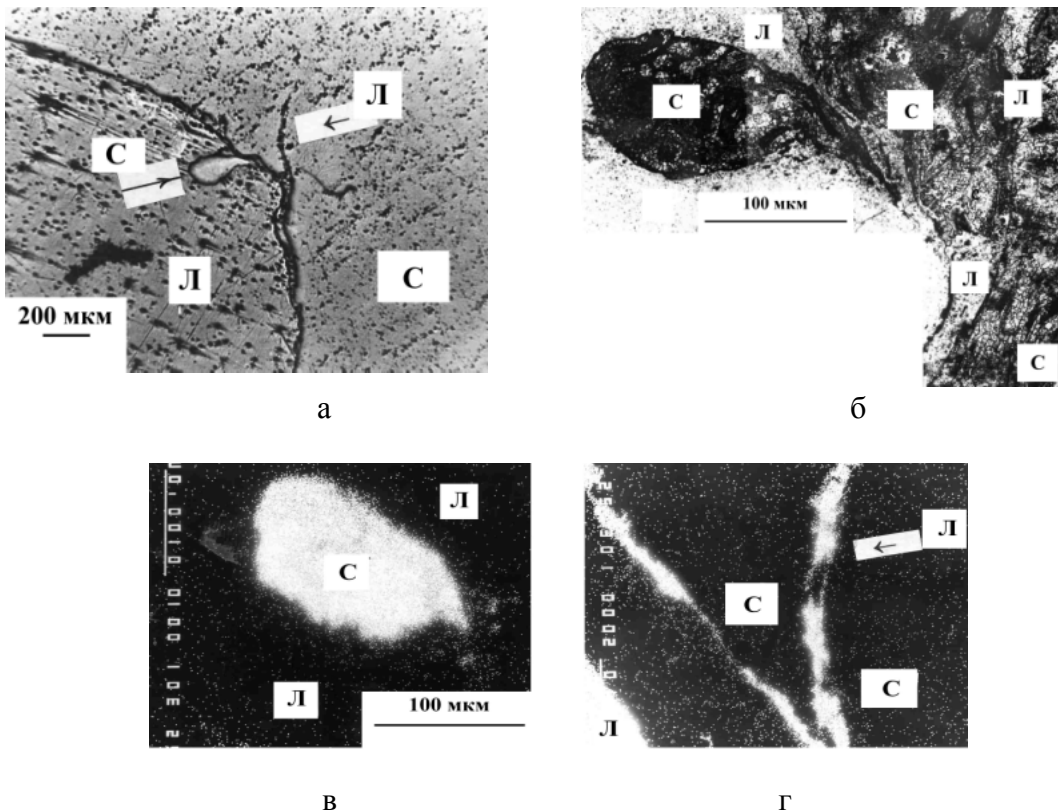


Рисунок 3.21. Проникновение нержавеющей стали (НС) в канал углеродистой стали (С) и участки локализованного течения в стали (а); изображение участка НС в K_{α} -излучении никеля (б); распределение никеля и хрома вдоль линии сканирования -2 (в). Область 1.



б

Рисунок 3.22. Внедрение большого участка нержавеющей стали (НС) в канал углеродистой стали (С) и зона сильного локализованного течения в стали (а); изображение участка НС в K_{α} -излучении никеля (б). Область 2.



в

г

Рисунок 3.23. Проникновение «капли» стали (С) и «уса» латуни (Л) друг в друга: а—макро- и б - микроструктура области 5; в - изображение «капли»стали (С) в K_{α} -излучении железа; г- изображение «уса»латуни (Л) в K_{α} -излучении меди

слой из стали (обозначены стрелками). Наблюдение проникновения латуни (Л) и стали (С) друг в друга были подтверждены данными металлографического исследования (рисунок 3.23 б) и локального рентгеноспектрального анализа (рисунки 3.23 в, г). На рисунке 3.23 в представлено изображение проникшего участка стали (С) в виде «капли» в латунь (Л) в Fe-излучении, а на рисунке 3.23 г изображение проникшего участка латуни (Л) в виде «уса» в углеродистую сталь (С) в Si-излучении. Необходимо подчеркнуть, что в этом случае массоперенос происходил в сплошном материале как от поверхности образца к центру, так и в обратном направлении. Направления проникновения показаны стрелками (см. область 5 на рисунке 3.19 в). Эффективный коэффициент массопереноса D в сплошной материал составляет $\sim 10^2 \text{ см}^2/\text{с}$, а в места контакта характеризуется еще большим значением $D \sim 10^4 \text{ см}^2/\text{с}$. Столь большой коэффициент массопереноса нельзя объяснить атомными механизмами диффузии в твердых телах. Гигантская величина D , а также наблюдение участков одного материала в другом свидетельствуют о том, что происходит механическое перемешивание, обусловленное неоднородным турбулентным (вихревым) течением материалов. Обнаруженные эффекты гигантского массопереноса имеют гидродинамическое происхождение. Если пренебречь силами вязкого трения и сжатием металлов в ударной волне (считая плотность постоянной), то можно оценить глубину проникновения по уравнению Бернулли. Элементарные оценки для давления 100 ГПа, действующего в течение 0,5 мкс, дают глубину 2,5 мм. Эта величина находится в хорошем согласии с микроструктурными наблюдениями.

Таким образом, при нагружении составного шарового образца квазисферическими ударными волнами в узких каналах между половинами сферических слоев и областях, примыкающих к каналам, выявлены области сильной локализованной деформации с элементами турбулентного течения. Массоперенос в узких каналах связан с проникновением материала за счет кумулятивного (струйного) течения. Наблюдения эффектов массопереноса в сплошном материале свидетельствуют о том, что происходит механическое перемешивание, обусловленное неоднородным турбулентным (вихревым) течением материалов. Глубина проникновения в узкие каналы достигала 3,2 мм, в сплошной материал - 0,3 мм. Обнаруженные явления гигантского массопереноса имеют гидродинамическое происхождение.

3.5 Типы локализованного течения при нагружении ударными волнами.

На основании результатов структурных исследований, представленных в параграфах 3.3 и 3.4, а также анализа литературных данных [150, 155-162, 172-174] типы локализованного течения можно разделить на три группы. На рисунке 3.24 приведены схемы типов локализованного течения и соответствующие профили скоростей частиц вещества.

Течение, обусловленное деформацией сдвига одной части образца относительно другой, можно назвать сдвиговым (рисунок 3.24 а). Профиль скоростей частиц вещества схематически показан рядом с типом течения. Локализация деформации происходит за счет значительных сдвиговых напряжений, превышающих динамический предел текучести. Локализованное течение сдвигового типа обнаружили при ударном нагружении стальных пластин металлическим пробойником или метаемым снарядом, а также при взрывном нагружении цилиндрических оболочек из стальных монокристаллов [156-158]. Степень локальной пластической деформации в полосах адиабатических сдвига (ПАС) оценивали в $\sim 500\%$, а скорость деформации $\sim 9.4 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ [156]. Сдвиговый тип течения наблюдали при нагружении плоскими сходящимися ударными волнами диска из титанового сплава и цилиндра из бронзы (см. рисунки 3.8; 3.9).

Если течение связано с переносом частиц вещества внутри некоторой полосы или трубки, его можно назвать струйным или кумулятивным (рисунок 3.24 б). Соответствующий профиль скорости частиц вещества схематически показан на рисунке 3.23 б. Такой тип локализованного течения возникает, например, при столкновении ударных волн под определенным углом, при этом области локализованного течения располагаются в соответствии с геометрией нагружения [150, 182]. Кумулятивный тип течения наблюдали при исследовании структуры стальных [150, 151, 174] и латунных (см. рисунки 3.16; 3.17) шаров, нагруженных из двенадцати точек инициирования. Закономерное расположение участков сильного локализованного течения (продольных каналов деформации) в радиальных направлениях, ориентированных к проекциям точек инициирования и линиям столкновения ударных волн, свидетельствует о том, что эти участки возникали в результате взаимодействия сходящихся ударных волн, идущих от соседних точек инициирования. Струйный тип течения наблюдали при изучении эффектов массопереноса в ударных волнах (см. рисунки 3.20 - 3.22). Отдельные случаи проявления струйного течения, возникшего при взаимодействии плоских сходящихся ударных волн, обнаружили в диске из титанового сплава, нагруженном по осесимметричной схеме [165, 172].

Третий тип течения можно назвать турбулентным или вихревым. Вектор скорости частиц вещества при таком типе течения непрерывно изменяется, поэтому он не указан на схеме (рисунок 3.24 в). Турбулентный тип течения описан выше в параграфе 3.3. При нагружении цилиндра из бронзы плоскими сходящимися ударными волнами отмечалось, что направление течения непрямолинейное (рисунок 3.11 а): присутствуют сдвиговая компонента течения и элементы вихревого течения (ротации). Локализованное течение с элементами турбулентного течения наблюдали при исследовании структуры стальных и латунных шаров, нагруженных квазисферическими ударными волнами [150, 182]. Неоднородное вихревое течение (механическое перемешивание) материалов наблюдали в составном шаровом образце при

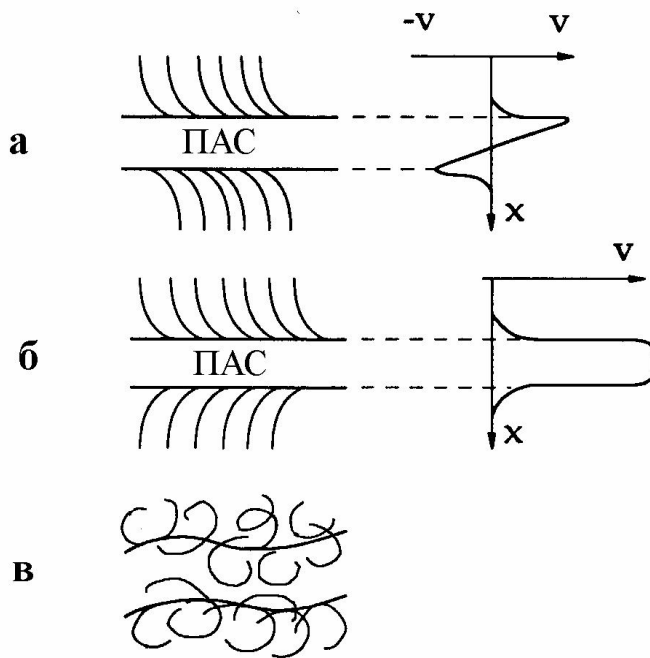


Рисунок 3.24. Типы локализованного течения при нагружении ударными волнами и профили скорости частиц вещества: а – сдвиговое; б – струйное (кумулятивное); в – вихревое (турбулентное)

изучении эффектов массопереноса в ударных волнах (см. рисунки 3.20 - 3.23). Сложные виды локализованного течения наблюдали в шаровых образцах из циркония и алюминиевых сплавов [162, 172], нагруженных сферическими сходящимися ударными волнами, и в титановом диске, нагруженном плоскими сходящимися волнами (рисунок 3.11 б): полосы адиабатического сдвига ветвились или сталкивались друг с другом образуя сложные конфигурации.

Таким образом, анализ структурных преобразований в образцах из сталей и сплавов, нагруженных различными способами, позволил предложить схему течений при локализованной деформации, включающей три типа течения: сдвиговое, если течение обусловлено деформацией сдвига одной области образца относительно другой; струйное (кумулятивное), обусловленное переносом частиц вещества внутри некоторой полосы или трубки; и турбулентное (вихревое), если вектор скорости частиц вещества непрерывно изменяется. Приведенная классификация позволяет разграничить разные случаи локализации деформации при взрывном нагружении. Реализация того или иного типа течения обусловлена геометрией нагружения и характеристиками материала образцов.

3.6 Структурные и фазовые превращения в сходящихся ударных волнах

Воздействие ударных волн и вызванные ими структурные изменения в меди и α -латуни исследовали неоднократно [81-84, 146, 147, 163, 191, 192]. Диапазон применяемых давлений обычно составлял 10 – 60 ГПа [81, 83, 191], в отдельных работах 100 – 150 ГПа [89, 147, 191]. Для создания давлений использовали плоские (метание пластины-ударника) и косые ударные волны. Структурные изменения в меди и α -латуни при таких давлениях заключаются в основном в деформационном воздействии ударных волн: появлении линий скольжения, ячеистых дислокационных структур, двойников [144, 81-83, 146, 147, 149, 163, 192]. При давлении ударной волны более 100 ГПа важную роль начинает играть повышение температуры. Деформационные структуры в меди и α -латуни претерпевают существенные изменения вплоть до прохождения рекристаллизации [83]. Действие мощных сферически сходящихся ударных волн на шаровые образцы из меди описано в работах [146, 149].

Представляло интерес исследовать структурные изменения в $(\alpha+\beta)$ -латуни, испытывающей фазовые превращения в твердом состоянии, при воздействии ударных волн с давлением более 100 ГПа. Исследуемая латунь Л63 (таблица 3.1) имеет химический состав близки фазовой границы $\alpha/(\alpha+\beta)$ [51], то есть при изменении температуры в ней могут проходить $\alpha \rightarrow \beta$ превращения. Выше в параграфах 3.2 и 3.4 были описаны деформационные эффекты в исследуемой латуни при нагружении ударными волнами с давлением 40-100 ГПа. В результате действия таких давлений в латуни формируются сложные дислокационные структуры, деформационные микродвойники, участки сильной локализованной деформации и локализованного разрушения (рисунок 3.3, рисунки 3.16 б, в и рисунок 3.17). Высокие импульсные давления вплоть до 300 ГПа, используемые в настоящем исследовании, были получены в шаровых образцах латуни за счет эффекта кумуляции энергии [145].

Шаровые образцы латуни диаметром 40 и 60 мм подвергали квазисферическому импульсному нагружению. Как отмечалось выше, ударные волны создавали за счет взрыва сферического заряда взрывчатого вещества (ВВ) толщиной 20 и 10 мм соответственно. Взрыв инициировали с поверхности в двенадцати точках, равномерно расположенных по сфере (см. таблица 3.3), с несинхронностью, не превышающей $\sim 10^{-7}$ с [148]. Давление на поверхности латунных шаров диаметром 40 и 60 мм по расчету составляло 70 и 40 ГПа (таблица 3.3). Расчет распределения давлений в образцах, учитывающий разновременность прихода детонационных волн на поверхность и взаимодействие ударных волн в объеме шаров, представляет собой весьма сложную задачу. Поэтому оценки давлений в шарах были выполнены в приближении сферической симметрии (одномерное движение) [182]. Результаты оценок давлений представлены на рисунке 3.25. С учетом волновых процессов, связанных с малым, по

сравнению со сферическим нагружением, числом точек инициирования (двенадцать), возрастание давления в шаре диаметром 60 мм (см. кривая 2 на рисунке 3.25) начинается не на поверхности, а на некоторой глубине внутри шара (по оценкам $r=15$ мм или 0,5 радиуса шара) [168, 182]. Далее давление в шаре диаметром 60 мм, также как и в шаре диаметром 40 мм, возрастало по закону $1/r^n$, где r — расстояние от центра шара, n принято равным 0,9 [145]. На рисунке 3.25 видно, что давление в шаре диаметром 40 мм (кривая 1) существенно больше, чем в шаре диаметром 60 мм (кривая 2), что связано с применением в шаре меньшего диаметра сферического заряда ВВ большей толщины. На расстоянии от центра 4 мм давление в шаре диаметром 40 мм достигает 300 ГПа, в то время как в шаре диаметром 60 мм не превышает 180 ГПа. Заметим, что эти величины давления достигаются приблизительно через 5 мкс от момента инициирования взрыва. Одновременно с ростом давления в шарах возрастала и температура.

После нагружения исследуемые латунные шары, как отмечалось выше в параграфах 3.1 и 3.4, представляли собой квазидодекаэдры (см. таблица 3.3). Виды поверхностей шаров подобны (см. рисунок 3.16 а). Виды же диаметральных плоскостей разреза этих шаров различны (сравните рисунок 3.16 б и рисунок 3.26). В центральной части латунного шара диаметром 40 мм так же, как и в шаре диаметром 60 мм, возникла полость сложной формы, образовавшаяся за счет объединения или слияния нескольких полостей. Но размер полости, вид ее поверхности и микроструктура слоев материала, примыкающих к полости, в исследуемых шарах существенным образом отличаются. В шаре диаметром 60 мм, как было описано в параграфе 3.4, полость размерами 5-7 мм с неровными рваными краями возникла за счет концентрации растягивающих напряжений в точке фокусировки ударных волн в центре шара (см. рисунки 3.16 б, в). В шаре диаметром 40 мм образовалась полость размерами 8–12 мм с гладкими краями (рисунок 3.26). Приблизительно 1/3 часть полости занимает участок продолговатой формы со скругленными краями (обозначен цифрой 1 на рисунке 3.26). Этот участок имеет, как будет показано ниже, дендритную структуру, т.е. представляет собой участок «стекшего расплава», по расположению которого можно судить о положении шара в процессе нагружения. Вокруг центральной полости в сферическом слое, расположенном на расстоянии 5–10 мм от центра образца, видны небольшие (размером 0,5–3 мм) поры округлой формы. В следующем слое на расстоянии 10–15 мм от центра образовались волосовидные трещины преимущественно радиального направления, ориентированные в основном к вершинам и центрам граней квазидодекаэдра (некоторые трещины указаны цифрами 2 на рисунке 3.26). Расположение трещин свидетельствует о том, что их возникновение связано с эффектами взаимодействия сходящихся ударных волн. Эта взаимосвязь, как описано выше, наиболее отчетливо проявилась в латунном шаре диаметром 60 мм (см. рисунок 3.16). В шаре диаметром 40 мм трещины не соединяются с внутренней полостью, как в шаре диаметром 60 мм (сравните рисунок 3.26 и

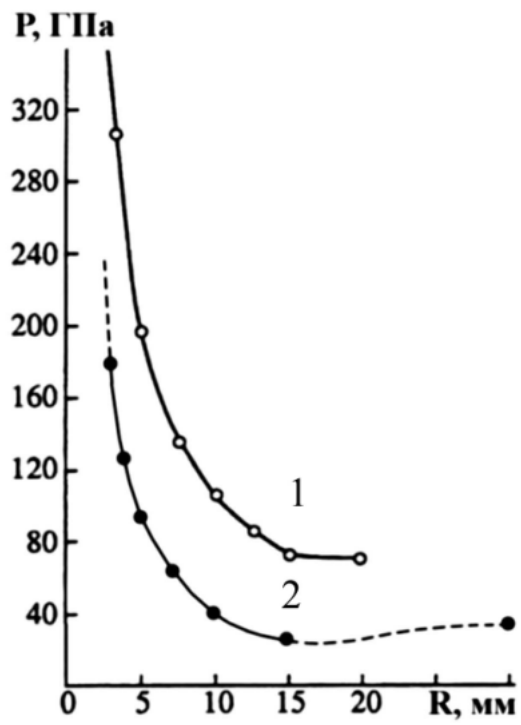


Рисунок 3.25. Зависимость давления (P) в латунных шарах от расстояния от центра (R): 1 – шар диаметром 40 мм; 2 – 60 мм

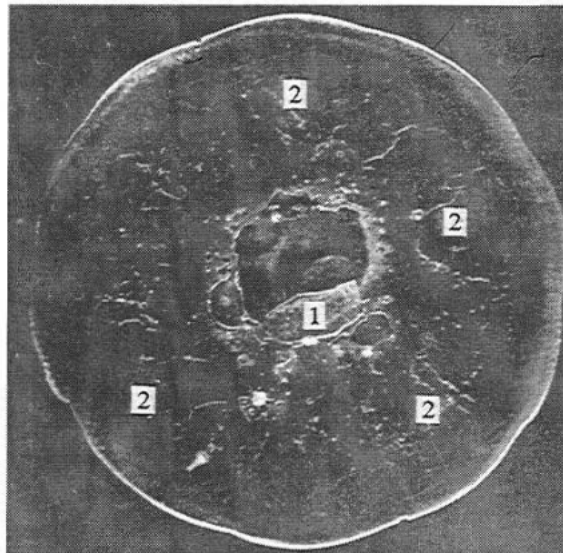


Рисунок 3.26. Вид плоскости разреза шара диаметром 40 мм
1 – область «стекшего» расплава; 2 – радиальные трещины

рисунки 3.16 б, в). Из анализа структурных изменений, которые будут описаны ниже, вытекает, что подобное «торможение» трещин может быть объяснено более высокой температурой, развивающейся в шаре меньшего диаметра.

Металлографическое исследование структуры латунного шара диаметром 40 мм показало наличие по крайней мере четырех «кольцевых зон» (или сферических слоев), имеющих различную структуру (рисунок 3.27). В первой (наружной) зоне образца толщиной приблизительно 5 мм сохраняется исходная структура латуни, представляющая собой α -фазу с участками β -фазы, длина которых составляет 20-40 мкм, толщина ≥ 10 мкм (рисунок 3.27 а). Количество β -фазы в исходной структуре составляет 10-15%. Давление в этой зоне по расчету - 70-75 ГПа (см. кривая 1, рисунок 3. 25). На рисунке 3.28 представлены результаты измерений микротвердости по радиусу образца. В четвертой IV (наружной) зоне микротвердость вначале не отличается от исходной, которая составляет 750 МПа. Затем микротвердость несколько увеличивается до 800 МПа (зона IV, рисунок 3.28).

В третьей зоне толщиной приблизительно 5 мм наблюдаются участки сильной локализованной деформации, которые отчетливо выявляются по вытянутым вдоль направления деформации участкам β -фазы. Степень пластической деформации в этой зоне, которую можно оценить по удлинению структурных составляющих в направлении течения [193], составляет 60–80%. В этой же зоне возникают волосовидные радиальные трещины (обозначены цифрой 2, рисунок 3.26). Микротвердость возрастает от 800 до 920 МПа (зона III, рисунок 3.28). Давление по расчету составляет 85–110 ГПа (см. кривая 1, рисунок 3. 25).

На рисунке 3.27 б представлена микроструктура следующей, второй II зоны шириной около 3 мм. В этом сферическом слое, как и в предыдущем, имеются участки сильной локализованной деформации. Однако в пределах вытянутых участков β -фазы образуется дисперсная ($\alpha+\beta$)-структура. Следовательно, в этой зоне наряду с сильной пластической деформацией происходит частичное $\beta \rightarrow \alpha$ превращение. Давление в третьей зоне по расчету достигает ~ 150 ГПа (кривая 1, рисунок 3.25). Таким образом, импульсное давление такой величины и развивающаяся при этом температура (как будет показано ниже) достаточны для того, чтобы вызвать фазовое $\beta \rightarrow \alpha$ превращение. Превращение происходит из большого числа центров, в результате формируется дисперсная структура. Микротвердость в третьей «кольцевой» зоне возрастает до ~ 1040 МПа (зона II, рисунок 3.28).

Вокруг центральной полости располагается первая I «кольцевая» зона (сферический слой) толщиной 2—3 мм. Структуры, формирующиеся в этой зоне, приведены на рисунке 3.27 в, г. Большую часть первого сферического слоя занимают участки с дисперсной двухфазной ($\alpha+\beta$)-структурой, возникшие в результате цикла $\alpha \rightarrow \beta \rightarrow \alpha$ превращений. Толщина светлых

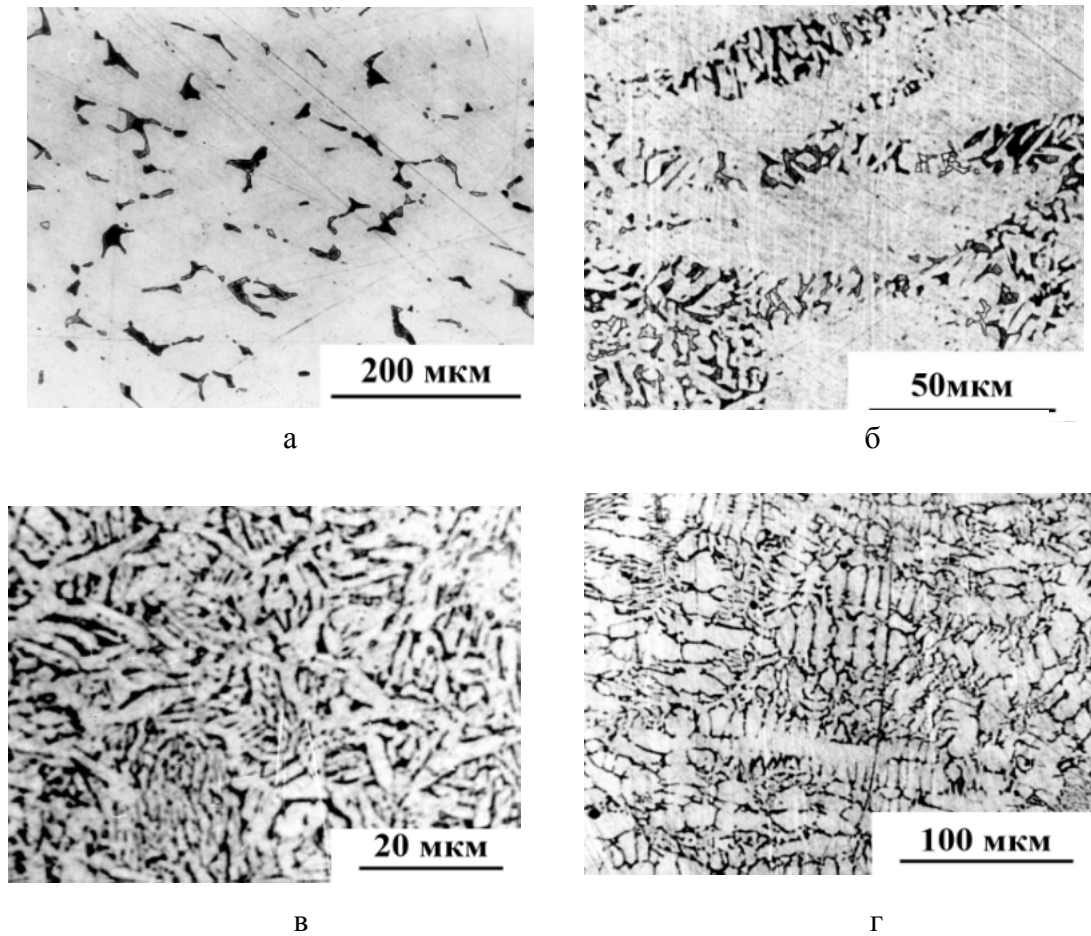


Рис. 3.27. Микроструктура шара из латуни Cu-37 % Zn диаметром 40 мм в различных зонах: а – наружная зона; б – участки локализованного течения со следами $\beta \rightarrow \alpha$ превращения; в - дисперсная ($\alpha + \beta$)-структура; г - дендритная структура.

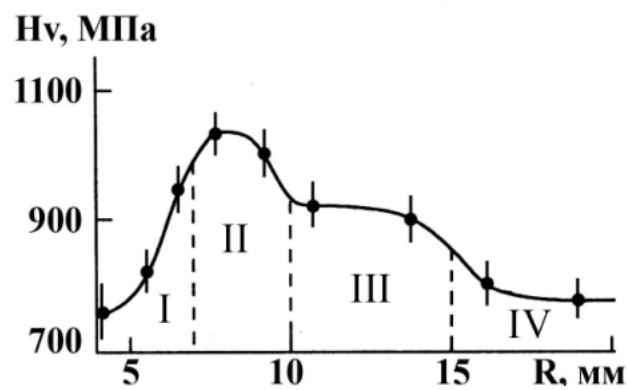


Рисунок 3.28. Изменение микротвердости вдоль радиуса латунного шара диаметром 40 мм

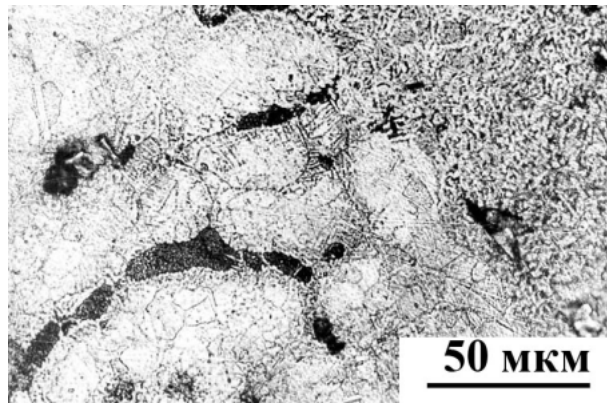
участков α -фазы составляет 1-4 мкм, толщина темнотравящихся участков β -фазы не превышает 1 мкм. Как показали результаты дополнительных опытов, описанные ниже, $\alpha \rightarrow \beta$ превращение в исследуемой латуни происходит при повышении температуры. Повышение температуры в четвертой зоне обусловлено высокими значениями давления (170-250 МПа) в ударной волне (кривая 1, рисунок 3.25). Последующее $\beta \rightarrow \alpha$ -превращение происходит в процессе охлаждения. В узком слое (толщиной приблизительно 0,5 мм) вокруг центральной полости наблюдаются участки с дендритной структурой (рисунок 3.27 г). Область «стекшего расплава» (см. участок, обозначенный цифрой 1 на рисунке 3.26) также имеет дендритную структуру. Наблюдение дендритов однозначно указывает на то, что при ударно-волновом нагружении с давлением выше 180 ГПа в латуни происходили процессы плавления и последующей кристаллизации. То есть центральная полость в шаре диаметром 40 мм возникла, когда металл находился в жидком состоянии. Заметим, что следы плавления в этой зоне наблюдали не только вблизи центральной полости вследствие схождения ударных волн, но и в тонких слоях, прилегающих к небольшим порам, из-за локализации деформации [194]. Микротвердость в первой зоне уменьшается от 1000 до 750 МПа к центру образца (зона I, рисунок 3.28), что соответствует структурным изменениям в этой зоне. Таким образом, в латунном шаре диаметром 40 мм, нагруженном из двенадцати точек инициирования, наблюдали образование зоны плавления и кристаллизации вокруг центральной полости и отчетливых «кольцевых зон с различными структурами». Подобные микроструктурные изменения, свидетельствующие о радиальном повышении давления и значительном увеличении температуры a , следовательно, о кумуляции энергии, наблюдали и в стальном шаре диаметром 40 мм [150, 151, 181].

При металлографическом исследовании латунного шара диаметром 60 мм структурные изменения, выявлены в основном в центральной части: в узкой (1-1,5 мкм) зоне вокруг полости, образовавшейся за счет объединения нескольких небольших полостей; в областях «перемычек», состоящих из участков толщиной 0,5-1,5 мм; а также в тонких слоях, прилегающих к протяженным радиальным трещинам (см. рисунки 3.16 б, в; 3.17). В участках «перемычек» наблюдали дисперсную ($\alpha + \beta$)-структуру, подобную наблюдаемой в четвертой зоне шара диаметром 40 мм (рисунок 3.27 в). В отдельных участках перемычек обнаружили рекристаллизацию α -фазы и начальные стадии $\beta \rightarrow \alpha$ -превращения (рисунок 3.29 а). На рисунке 3.29 б видно, что при частичном $\beta \rightarrow \alpha$ превращении возникают дисперсные кристаллы размером 0,7-1 мкм. Наблюдение рекристаллизации α -фазы свидетельствует о локальном повышении температуры в этих областях до 650°C, а следы $\beta \rightarrow \alpha$ превращения указывают на то, что температура в отдельных участках достигала 800°C. В узкой зоне вокруг центральной полости, толщиной 0,5 - 1 мм также наблюдали дисперсную ($\alpha + \beta$)-структуру (рисунок 3.29 в).

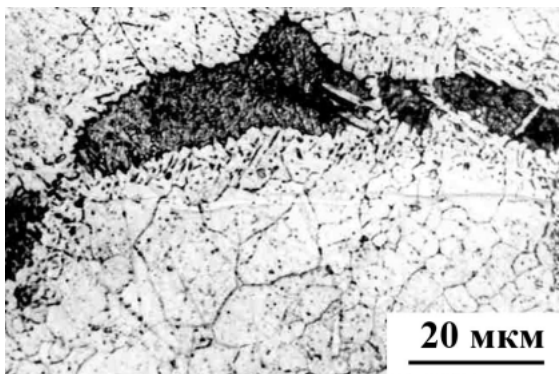
В остальных областях шара диаметром 60 мм не было обнаружено структурных изменений, связанных с повышением температуры при ударно-волновом воздействии. В «кольцевой зоне» (сферическом слое), расположенной на расстоянии ~ 15 мм от центра, и ближе к центру наблюдали возникновение протяженных радиальных трещин и каналов сильной локализованной деформации (см. рисунки 3.16 б, в и рисунок 3.17). То есть при металлографическом исследовании в латунном шаре диаметром 60 мм не были обнаружены следы плавления и кристаллизации вокруг центральной полости и «кольцевые зоны» с различной структурой, как в латунном шаре диаметром 40 мм.

При электронно-микроскопическом исследовании практически во всем объеме латунного шара диаметром 60 мм, как описано в параграфе 3.2, были выявлены деформационные микродвойники одной и двух систем (см. рисунок 3.3), то есть наблюдали структурные изменения, связанные с действием высокоскоростной деформации, которую можно условно считать равномерной. В отдельных участках сферического слоя, расположенного на расстоянии 7-10 мм от центра шара, обнаружили необычную структуру, представляющую собой смесь дисперсных пластинчатых кристаллов β - и α - фаз (рисунок 3.30 а). По-видимому, в отдельных областях шара из-за локализации деформации, и вследствие этого локального повышения температуры, происходили $\alpha \rightarrow \beta$ и $\beta \rightarrow \alpha$ превращения. Толщина образующихся кристаллов составляет 0,05-0,07 мкм. Подобную по морфологии структуру, но состоящую из кристаллов γ - и α - фаз, наблюдали в сплаве Fe-28,1%Ni, нагруженном плоскими ударными волнами с давлением 39 ГПа (см. глава 2, рисунок 2.15 а). Процесс структурообразования при ударно-волновом воздействии был подробно изложен в главе 2. Показано, что чрезвычайно дисперсная структура в сплавах формируется под действием двух факторов: сжимающего импульса с высоким давлением и наклепа, вносимого высокоскоростной деформацией. Образование кристаллов новой фазы происходит мгновенно из большого числа центров, а кратковременность процесса нагружения (не более нескольких десятков мкс) не позволяет кристаллам вырасти до больших размеров [83, 87, 109, 124, 127].

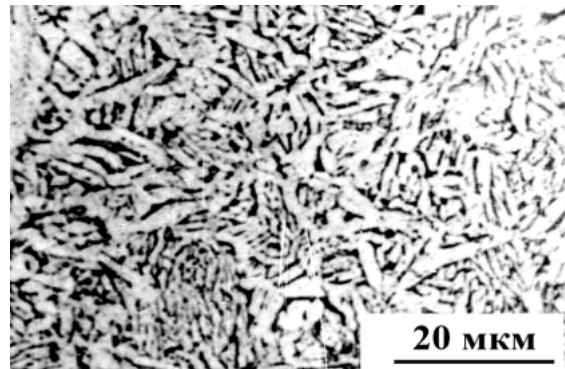
В цилиндре из бронзы Cu-12,5 Al (см. таблица 3.1), нагруженном плоскими сходящимися ударными волнами, давление в центральных области составляло ~ 110 ГПа, температура, развивающаяся при таком давлении, недостаточна для прохождения фазовых превращений в твердом состоянии. Структурные изменения в исследуемой бронзе связаны с деформационным воздействием ударных волн: образованием микродвойников во всем объеме цилиндрического образца, участков сильного локализованного течения и полос адиабатического сдвига в отдельных участках (см. рисунки 3.2; 3.7 а; 3.8 а; 3.10). Однако при исследовании тонкой структуры центральной области цилиндра были обнаружены отдельные участки с дисперсной $\alpha + \gamma$ структурой (рисунок 3.30 б). По-видимому, из-за локализации деформации (и вследствие



а

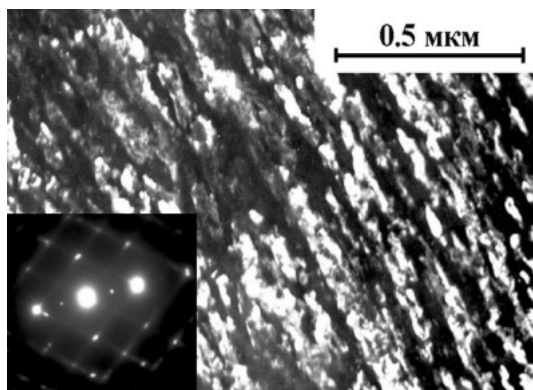


б

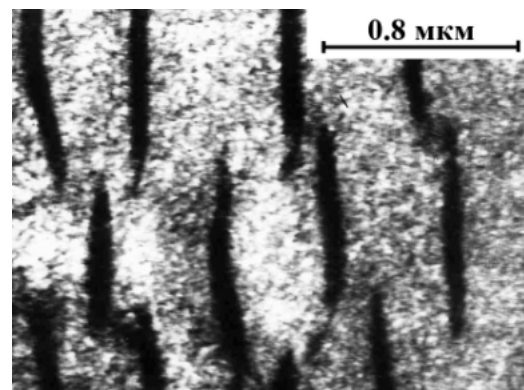


в

Рис. 3. 29. Микроструктура шара из латуни Cu-37 % Zn диаметром 60 мм после нагружения в участках вокруг центральной полости и областях «перемычек»: а – граница между двумя областями с различной структурой; б- рекристаллизация α -фазы и начальные стадии распада β -фазы; в - дисперсная ($\alpha+\beta$)-структура



а



б

Рисунок 3.30. Микроструктура латуни Cu-37 % Zn и бронзы Cu-12,5%Al после нагружения мощными ударными волнами: а- пластинчатые α - и β - кристаллы в латуни; темнопольное изображение в рефлексе 112_{β} , ось зоны $[110]_{\alpha}$; б- дисперсная ($\alpha+\gamma$)-структура в бронзе, светлопольное изображение.

этого локального повышения температуры) в исследуемой бронзе Cu-12,5 Al происходили фазовые превращения $\beta_1' \rightarrow \beta$ и $\beta_1' \rightarrow \alpha + \gamma$ с образованием чрезвычайно дисперсных структур, не формирующихся в обычных условиях.

Как неоднократно отмечалось, при увеличении давления до 100 ГПа и выше существенную роль в формировании структуры материалов при взрывном нагружении играет повышение температуры. Для того чтобы выяснить роль температуры, было выполнено дополнительное металлографическое исследование. Образцы латуни Л63 с исходной $(\alpha + \beta)$ -структурой (рисунок 3.27 а) нагревали до различных температур в двухфазную $(\alpha + \beta)$ -область и охлаждали в воде. На рисунке 3.31 показано изменение структуры при повышении температуры нагрева от 750 до 880° С. Видно, что увеличение температуры может привести к увеличению количества β -фазы, которая при охлаждении претерпевает $\beta \rightarrow \alpha$ превращение. Структура, сформировавшаяся при нагружении в шаровых образцах диаметром 40 и 60 мм в результате последовательных $\alpha \rightarrow \beta$ и $\beta \rightarrow \alpha$ -превращений (рисунок 3. 27 в), напоминает структуру, полученную при нагреве латуни в двухфазную область до температуры 880°С (см. рисунок 3.31 в), но отличается большей дисперсностью. Дисперсная структура, возникшая в шаре диаметром 40 мм в результате частичного $\beta \rightarrow \alpha$ превращения (см. рисунок 3.27 б), не была получена только за счет термической обработки и, по-видимому, является результатом совместного действия температуры и давления. Таким образом, структурные изменения в латунном шаре диаметром 40 мм в значительной степени связаны с повышением температуры в условиях ударно-волнового нагружения.

Для обсуждения структурных изменений, наблюдаемых в шаровых образцах, необходимо оценить температуры, развивающиеся при ударно-волновом нагружении в исследуемой латуни Л63. Для этого воспользуемся результатами расчета температур для меди при нагружении плоскими ударными волнами, приведенными в [89] и представленными на рисунке 3.32. Кривая 1 показывает, как возрастает температура меди на фронте ударной волны в зависимости от величины давления. Кривые 2, описывающие изэнтропический процесс разгрузки в меди были проведены на основании расчета температур на фронте ударной волны и в полностью разгруженном состоянии [89]. Линия 3, иллюстрирующая изменение температуры плавления меди при повышении давления до 30 ГПа, получена экстраполяцией зависимости, приведенной в [195]. Видно, что при давлениях 140-150 ГПа можно ожидать начало процесса плавления в меди после полной разгрузки. Если распространить эти результаты на исследуемую латунь Л63 (Cu-37%Zn), температура плавления которой приблизительно на 170°С ниже, чем у меди, то начало процесса плавления в латуни можно было бы ожидать после разгрузки от давлений 130-140 ГПа. При меньших давлениях остаточная температура недостаточно велика для расплавления, но может привести к $\alpha \rightarrow \beta$ превращению (см. рисунок 3.31). Кривая 4 на рисунке

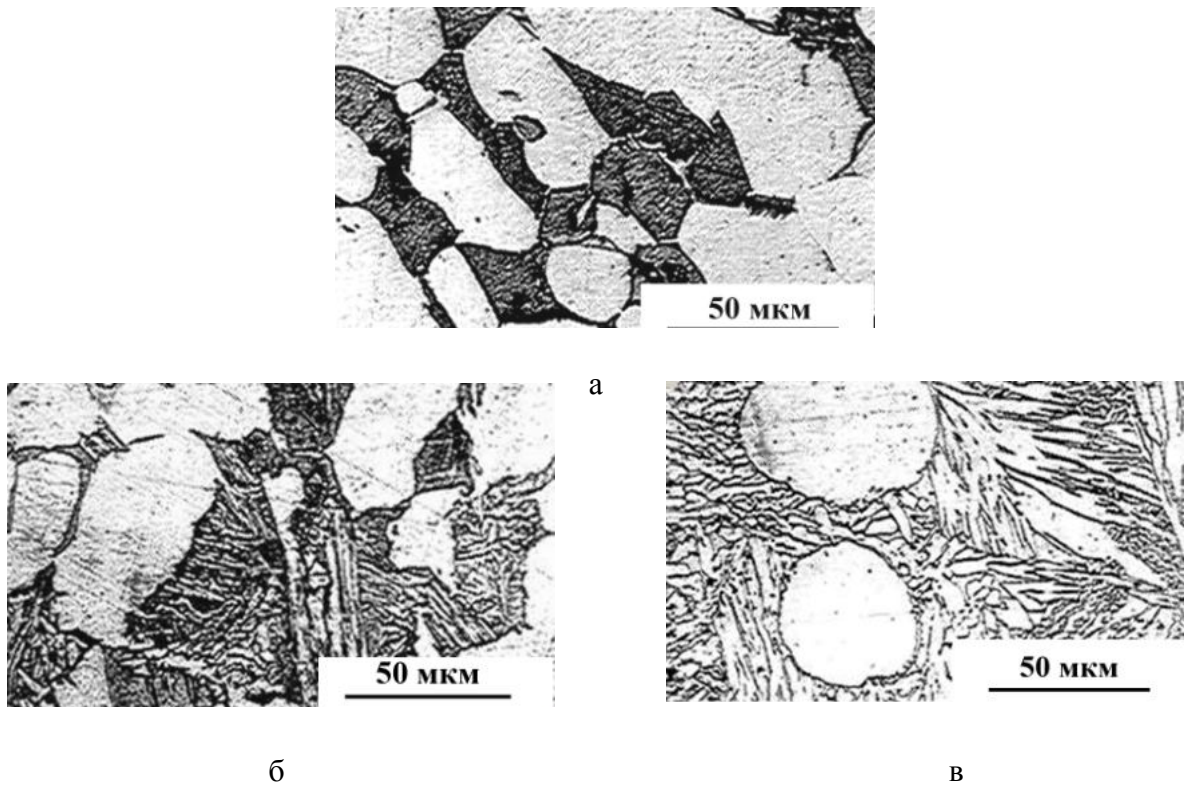


Рисунок 3.31. Микроструктура латуни Л63 (Cu-37%Zn) после нагрева в $(\alpha+\beta)$ -область до температур: а - 750; б – 850; в - 880°C

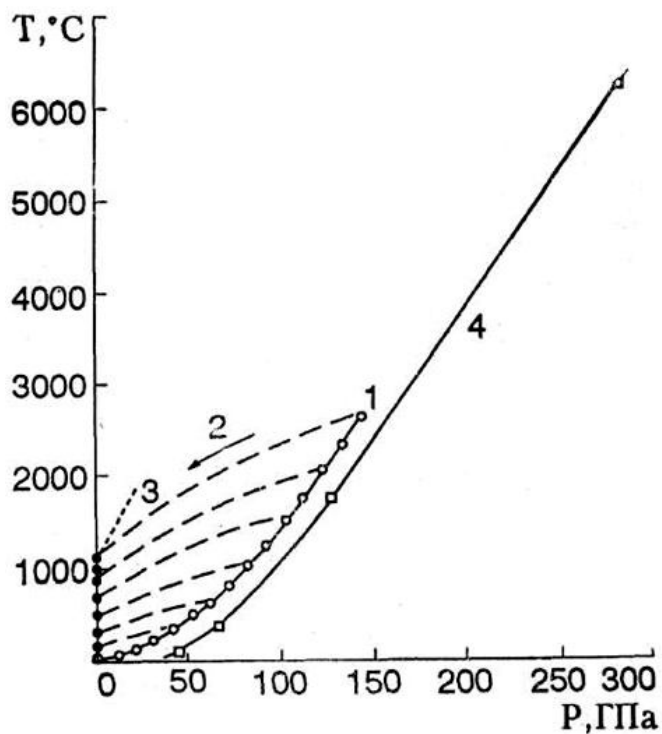


Рисунок 3.32. Результаты расчета температур, развивающихся при ударно-волновом нагружении меди [89] и латуни: 1– температуры на фронте ударной волны и 2 – схематическое изображение процесса разгрузки в меди; 3–зависимость температуры плавления меди от давления [195]; 4 – температуры на фронте ударной волны в исследуемой латуни Л63.

3.32 показывает температуры на фронте ударной волны в зависимости от давления в исследованной латуни Л63. Расчет температур был выполнен во РФЯЦ-ВНИИТФ Н.П. Пурьгиным [182] на основании работы [196]. Видно, что ход кривых 1 и 4 подобен, но при одинаковых давлениях температуры в латуни ниже, чем в меди.

Результаты структурного исследования в совокупности с оценкой распределения давлений при квазисферическом импульсном нагружении шаровых образцов латуни (рисунок 3.25) показывают, что величина давления, при котором наблюдается плавление, составляет ≥ 180 ГПа, что на 40-50 ГПа выше расчетных значений. $\alpha \rightarrow \beta$ превращение происходит при давлениях ≥ 150 ГПа, что также несколько выше 130 ГПа. Количественное расхождение результатов может быть связано с двумя обстоятельствами. Во-первых, для прохождения процессов плавления и $\alpha \rightarrow \beta$ превращения в условиях кратковременного воздействия давления и температуры (2–5 мкс) требуется перенагрев и, следовательно, более высокое давление. Во-вторых, как показывает рисунок 3.32, для достижения одинаковых температур давление в латуни должно быть больше, чем в меди (сравните ход кривых 4 и 1 на рисунке 3.32).

Таким образом, структурные изменения в латунном (Cu-37%Zn) шаре диаметром 60 мм при нагружении с обусловлены преимущественно взаимодействием ударных волн: образуется структура, состоящая из дисперсных пластинчатых α - и β - кристаллов; возникают каналы локализованной деформации и закономерно расположенные трещины; центральная полость формируется в твердофазном состоянии. Фазовые превращения в шаре диаметром 40 мм (с применением более мощного заряда в значительной степени обусловлены температурными изменениями. Повышение температуры приводит к $\alpha \rightarrow \beta$ превращению и плавлению, центральная полость возникает в жидком состоянии. При последующем охлаждении происходят $\beta \rightarrow \alpha$ превращение и кристаллизация.

ВЫВОДЫ К ГЛАВЕ 3

1. Исследовано действие мощных плоских, несферических и квазисферических сходящихся ударных волн с давлением до 300 ГПа на деформационные изменения и фазовые превращения в сталях и сплавах на основе железа, меди, титана и алюминия. В исследованных сплавах с различными исходными структурами при нагружении ударными волнами с давлениями от 36 до 100 ГПа основным механизмом деформации является двойникование. Высокая скорость нагружения вызывает действие нескольких систем двойникования одновременно. Образующиеся двойники зачастую состоят из нескольких чрезвычайно тонких двойников. Двойники, образовавшиеся при высокоскоростной деформации, неоднородны. Внутри двойников присутствует тонкая субструктура, возникновение которой обусловлено действием высоких локальных напряжений.
2. Зарождение и рост трещин в цилиндрических образцах, нагруженных сходящимися ударными волнами по осесимметричной схеме, определяется условиями ударно-волнового нагружения: воздействием первичных и отраженных волн напряжения, свойствами материала образцов, их макро- и микроструктурой. При анализе структурных изменений в дисках стали и титанового сплава, нагруженных сходящимися ударными волнами по осесимметричной схеме, установлена существенная разница в деформационном поведении стали и титанового сплава. В стальном диске релаксация напряжений происходит за счет образования трещин под действием растягивающих напряжений и преобладают откольные явления. В диске из титанового сплава образуются полосы адиабатического сдвига, по которым начинается разрушение. Происхождение полос адиабатического сдвига не связано с особенностями микроструктуры, но обусловлено геометрией ударно-волнового нагружения.
3. При нагружении шаровых образцов сходящимися ударными волнами с использованием четырех, шести и двенадцати точек инициирования также имеет место корреляция макро- и микроструктурных изменений и разрушения с особенностями геометрии воздействия. Установлено, что возможность протекания процесса кумуляции энергии при одинаковых схемах нагружения зависит от материала образцов. В случае, когда существенного радиального повышения давления и температуры не происходит, центральная полость образуется в твердофазном состоянии. Зарождение радиальных трещин в шарах происходит там, где величина всесторонних растягивающих напряжений при разгрузке начинает превышать динамический предел прочности материала. В латуни это расстояние соответствует 0,5 радиуса, при этом величина растягивающих напряжений составляет

приблизительно 1,3 ГПа, то есть близка к откольной прочности (1,75ГПа) и в пять раз превышает статический предел прочности.

4. При нагружении составного шарового образца обнаружили два типа локализованного течения. В каналах и в областях, примыкающих к границам контактирующих половин сферических слоев, выявлены области сильного локализованного турбулентного (вихревого) течения. Проникновение материала в каналы связано с переносом материала за счет кумулятивного (струйного) локализованного течения. Наблюдение участков одного материала в другом свидетельствует о том, что происходит механическое перемешивание, обусловленное неоднородным турбулентным (вихревым) течением материалов. Глубина проникновения в узкие каналы достигала 3,2 мм, в сплошной материал - 0,3 мм. Обнаруженные эффекты массопереноса имеют гидродинамическое происхождение.
5. Квазисферическое импульсное нагружение (двенадцать точек инициирования) шаровых образцов латуни позволило изучить воздействие ударных волн при непрерывном изменении амплитуды давления от 40 до 300 ГПа по радиусу образца. Изучена последовательность структурных и фазовых превращений в шаровых образцах ($\alpha+\beta$)-латуни диаметром 40 и 60 мм под действием мощных сходящихся ударных волн. Выяснена роль давления и температуры, развивающихся при ударно-волновом нагружении, в формировании микроструктуры латунных образцов. Структура образуется вследствие деформационных явлений и фазовых превращений: локализованного течения, $\alpha \rightarrow \beta$ превращения, плавления и кристаллизации. Повышение температуры приводит к $\alpha \rightarrow \beta$ превращению и плавлению, при этом плавление происходит на стадии разгрузки. При последующем охлаждении происходят $\beta \rightarrow \alpha$ превращение и кристаллизация. В шаре диаметром 40 мм структурные превращения обусловлены в основном температурными изменениями; однако ударно-волновое нагружение создает существенно более дисперсные структуры, чем термическая обработка. В шаре диаметром 60 мм структурные изменения обусловлены преимущественно взаимодействием ударных волн, что приводит к возникновению продольных каналов деформации, закономерно расположенных трещин. Отличие структурных изменений в шарах разного диаметра объясняется большей величиной давлений и температур в меньшем шаре.

ГЛАВА 4 СТРУКТУРНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ В СПЛАВАХ ЖЕЛЕЗА И МЕДИ, ВЫЗВАННЫЕ ДЕЙСТВИЕМ ПОТОКА МИКРОЧАСТИЦ, УСКОРЕННЫХ ВЗРЫВОМ

4.1 Особенности нагружения металлических материалов высокоскоростным потоком порошковых частиц

Детали и механизмы машин и агрегатов в процессе их эксплуатации подвергаются различным воздействиям: статическому и динамическому нагружению, трению, нагреву, агрессивному воздействию окружающей среды и т.п. Для защиты изделий ответственного назначения из сталей и сплавов применяют различные технологии создания функционально эффективных поверхностей изделий, в том числе взрывные: поверхностное упрочнение взрывом и нанесение порошковых покрытий с использованием детонационно-газового и взрывного напыления [81, 83, 85, 198-201]. При детонационно-газовой технологии нагрев и метание порошковых частиц на поверхность изделия осуществляется при помощи детонации взрывчатой газовой смеси. Этот способ напыления позволяет получать качественные покрытия на внешних поверхностях деталей, обладающие максимальной износостойкостью и адгезией и минимальной пористостью и газопроницаемостью.

Для нанесения покрытий на внутренние поверхности изделий ответственного назначения, установки, используемые для детонационно-газового напыления, зачастую непригодны. Более широкими возможностями в этом смысле обладает метод взрывного напыления [85, 201]. При взрывном напылении для ускорения и разогрева частиц напыляемого порошка, используют энергию взрыва зарядов конденсированных взрывчатых веществ (ВВ). Разогрев частиц осуществляется как при ударно-волновом сжатии слоя частиц на начальной стадии ускорения, так и при конвективном теплообмене с высокотемпературными продуктами детонации [85]. В одной из схем взрывного напыления были использованы заряды ВВ с кумулятивными выемками, в которые помещался напыляемый порошок. При взрыве такого заряда ВВ образуется достаточно плотный и высокоскоростной (1-2 км/с) поток порошковых частиц, сформированный кумулятивной струей направленного взрыва. Эта схема взрывного напыления примечательна тем, что при металлографическом исследовании нагруженных образцов из сталей и сплавов были обнаружены своеобразные канальные формообразования, глубина которых превышала 10^3 - 10^4 начального диаметра частицы. Это на один-два порядка больше, чем при обычном проникании твердых ударников в металлические мишени. Каналы были истолкованы как траектории движения частиц, а само явление, обнаруженное К.И. Козорезовым, В.М. Максименко и С.М. Ушеренко [202], получило название сверхглубокого

проникания и изучалось в ряде экспериментальных работ, краткий обзор которых приведен в [203]. Было установлено, что для реализации эффекта сверхглубокого проникания необходимо выполнение следующих условий: размер частиц должен составлять 10-100 мкм, скорость частиц – 0,5-2,5 км/с, время воздействия – 100-200 мкс, плотность потока частиц не менее 1 г/см³ [204-206]. Внедряясь в материал металлической преграды, частицы различной природы (металлы, окислы, карбиды, нитриды и др.) формируют в нем систему прерывистых частично залеченных каналов, плотность которых обычно составляет $\sim 1,5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-2}$, а диаметр 0,1-1,0 мкм. Каналы имеют сложное строение. Внутри каналов присутствуют своеобразные волокна, состоящие из материала частиц и материала преграды, деформированного и модифицированного по химическому составу [204-206]. Авторы [206] считают, что материал, подвергнутый воздействию высокоскоростного потока порошковых частиц, может представлять собой своеобразный композитный материал, у которого роль упрочняющих волокон играют каналы с примыкающими к ним зонами упрочненного материала.

С момента опубликования информации об обнаружении эффекта сверхглубокого проникания предложено несколько различных гипотез и моделей этого явления [207-215]. Модели Г.Г. Черного и С.С. Григоряна [207, 208] основаны на положении о высокоскоростном хрупком растрескивании материала преграды под действием проникающих частиц. Движущаяся в мишени частица раскалывает материал матрицы. Взаимодействие частицы с окружающим веществом происходит лишь в узкой области контакта со стенками создаваемой частицей трещины, вследствие чего энергетические затраты на пробивание материала преграды оказываются малы. В основу модели С.Н. Буравовой с соавторами [209] и теории О.Б. Наймарка [210] также положена идея о высокоскоростном растрескивании. В.А. Симоненко [211] считает, что захват микрочастицы фронтом ударной волны, распространяющейся в преграде, в некоторой степени, эквивалентен движению спортсмена на серфинге, подхваченном гребнем морской волны. Модель Л.В. Альтшулера, С.К. Андилевко, Г.С. Романова и С.М. Ушеренко [203, 212] связывает сверхглубокое проникание с действием кумулятивной струи, формирующейся в захлопывающемся канале позади проникающей частицы-ударника. Струя подталкивает частицу, сообщая ей дополнительную энергию, необходимую для дальнейшего продвижения вглубь материала. Механизм образования "транспортных вихрей" во фронте ударной волны, генерируемой высокоскоростным потоком микрочастиц, П.В. Макарова [213] также основывается на представлении о кумулятивных микроструях или микровихрях, движущихся вместе с фронтом ударной волны и переносящих материал частиц. А.Э. Хейфецом [215] на основании многочисленных экспериментальных наблюдений, часть из которых представлена ниже в параграфах 4.2 и 4.3, предложена модель, объясняющая сверхглубокое проникание образованием в преграде под действием ударной волны специфических дефектов -

коротко живущих, подвижных, протяженных несплошностей – "транспортных капсул", по которым происходит проникание микрочастиц.

К началу проведения данного исследования (1999-2000 гг.), несмотря на большое количество моделей, теорий и гипотез, сам факт существования эффекта сверхглубокого проникания зачастую подвергался сомнению, из-за отсутствия систематических и достоверных данных, полученных различными экспериментальными методами исследования. Первоначально авторы явления предлагали использовать его в качестве способа динамического микролегирования, который может изменять микроструктуру, а, следовательно, и физико-механические свойства не только на поверхности, но и в объеме металлических изделий [206]. Однако обсуждать возможность разработки новой технологии получения композиционных материалов на основе способа взрывного микролегирования преждевременно по нескольким причинам. Во-первых, до сих пор нет единых представлений о физической природе данного явления и его механизм до конца не изучен. Во-вторых, как следует из дальнейшего изложения экспериментальных наблюдений, действие высокоскоростного потока порошковых микрочастиц на металлические преграды характеризуется значительной неоднородностью на макро- и микроуровне. Тем не менее, детальное изучение процессов, происходящих в материалах металлических преград при воздействии потока микрочастиц различной природы, ускоренных взрывом, может найти другие не менее важные применения. Например, для совершенствования технологии взрывного напыления с целью создания функционально эффективных поверхностей изделий специального назначения с повышенными физико-механическими свойствами, в том числе для работы в экстремальных условиях [85, 201]. Или для решения одной из важных задач космического материаловедения: защиты внешних поверхностей материалов и элементов космических аппаратов от проникновения высокоскоростных потоков микрометеорных частиц и космического «мусора» [216].

Для улучшения понимания природы эффекта сверхглубокого проникания и установления его механизма, с целью дальнейшего использования наблюдаемого явления в технике, необходимо выяснение более полной картины структурных изменений, вызываемых высокоскоростным потоком микрочастиц в материале преграды. В настоящей главе изложены результаты исследования деформационных эффектов и фазовых превращений, обусловленных действием ударных волн, возникающих при соударении высокоскоростного потока порошковых частиц с преградой (образцом), и структурных изменений, связанных с прониканием микрочастиц в образец. Поток частиц, разогнанных взрывом, ударяется о преграду (образец) и возбуждает в ней ударные волны. Структурные изменения в образце происходят за счет ударно-волнового нагружения и внедрения сравнительно небольшой доли (не более 1%) разогнанных частиц. Именно ударно-волновое сжатие преграды, по-видимому,

определяет возможность сверхглубокого проникания микрочастиц, поскольку этот эффект первоначально наблюдали только при воздействии достаточно плотных потоков частиц, создающих в преградах ударные волны амплитудой до 10 ГПа. То есть необходимо было разделить эффекты, связанные с действием ударной волны, и структурные изменения, обусловленные собственно прониканием частиц. Поэтому представлялось логичным исследовать микроструктурные изменения, вызванные ударно-волновым нагружением, и определить некоторые параметры воздействия. Важно отметить, что действие ударных волн распространяется на весь объем образца, а сверхглубокое проникание частиц изменяет структуру только в каналах, по которым движутся частицы, и в прилегающих зонах. Поэтому структурные изменения, вызванные действием ударных волн, позволяют выполнить количественные оценки термодинамических параметров ударно-волнового нагружения, как это было описано выше в главах 2 и 3. Так, микроструктурное наблюдение фазы высокого давления в нагруженном материале (при известном значении критического давления фазового перехода) позволяет определить величину давления в ударной волне. Кроме того, на основании оценки остаточной температуры, которую можно определить из исследования структурных изменений и по ударной адиабате, можно восстановить давление и температуру Гюгонио в ударной волне [151] при данном способе воздействия. Микроструктурные изменения в материалах преград, вызванные действием ударных волн, будут изложены в параграфе 4.2. Результаты изучения строения каналов проникания и прилегающих к ним участков, а также анализ проникших микрочастиц приведены в параграфе 4.3.

Результаты исследования опубликованы в работах [217-222].

Материалами металлических преград были железоникелевые и железо-никель-углеродистые сплавы (см. таблица 4.1), сталь 30 (0,3 мас.% С) и медь чистотой 99,97 мас.%. Железо-никелевые сплавы имели различную кристаллическую структуру (ОЦК или ГЦК) и исходную микроструктуру (феррит, речный мартенсит, аустенит, смесь линзовидного мартенсита и аустенита). Обозначения сплавов, сведения о химическом составе и микроструктуре приведены в табл. 4.1. Необходимо отметить, что сплав 45Н24 помимо 0,45 % С и 24,05 мас.%Ni (см. таблицу 4.1), содержит 0,76 мас.% Mn. Способ выплавки сплавов и режимы их термической обработки для получения различных исходных структур описаны выше в главах 1 и 3. Образцы стали 30 имели ферритно-перлитную структуру, полученную в результате отжига при 850°C и медленного охлаждения. Выбор материалов и исходных структур обусловлен основной задачей исследования: выявить по изменению микроструктуры следы деформационных явлений и фазовых превращений, вызванных ударно-волновым нагружением, и определить структурные изменения, связанные собственно с прониканием частиц. Поэтому целесообразно было использовать в качестве материалов преград

железоникелевые сплавы, структурные и фазовые превращения в которых при ударно-волновом воздействии были подробно изучены ранее и изложены в главах 2 и 3. Выбор меди в качестве объекта исследования связан не только с наличием в литературе обширных сведений о ее деформационном поведении в ударных волнах [82, 83, 146, 147, 149, 163], но и обусловлен возможностью достоверной идентификации проникших микрочастиц различными методами анализа, как будет показано ниже в параграфе 4.3.

Таблица 4.1. Химический состав и микроструктура железо-никелевых сплавов

№№ образцов	Сплавы	Содержание основных элементов, мас. %		Исходная микроструктура
		С	Ni	
1,2	H6	0,01	5,8	феррит; речный мартенсит
2,3	10H6	0,1	6,0	феррит+зернистый цементит; речный мартенсит
3,4	20H6	0,2	5,9	феррит+зернистый цементит; речный мартенсит
4,5	H32	0,05	31,8	аустенит; линзовидный мартенсит+аустенит
6	45H24	0,45	24,05	линзовидный мартенсит +аустенит

Нагружение образцов было выполнено в НИИ импульсных процессов Белорусского государственного научно-производственного концерна порошковой металлургии (Минск, Беларусь) С.М. Ушеренко и О.А. Дыбовым. Разгон порошковых частиц осуществлялся с помощью взрывного ускорителя, схема устройства которого приведена на рисунке 4.1 [206]. Заряд взрывчатого вещества (ВВ) 1 подрывали при помощи детонатора 2. Порошок 3 помещался в фокусирующей линзе 4, изготовленной из алюминия. Форма линзы была подобрана эмпирическим путем и состояла из участков трех сфер. Тонкая алюминиевая пластинка (основание) 5 удерживала порошок в линзе до подрыва ВВ. Расстояние от пластинки 5 до преграды (образцов) 7 регулировали за счет высоты опоры 6. В одном взрывном эксперименте подвергали нагружению до 12 образцов. Образцы длиной 50 мм и поперечными сечениями в виде квадратов 10×10 и 12×12 мм помещали в стальную обойму с внутренним диаметром 50 мм, длинной стороной вдоль оси обоймы. Поток порошковых частиц распространялся параллельно длинной стороне образцов. Для нагружения использовали частицы порошка SiC, Cr или смесь частиц (SiC+Ni). Средний размер частиц составлял 60 мкм, скорость потока частиц ~ 1 км/с, длительность воздействия -100-200 мкс.

Структуру нагруженных образцов исследовали методами металлографии, дифракционной

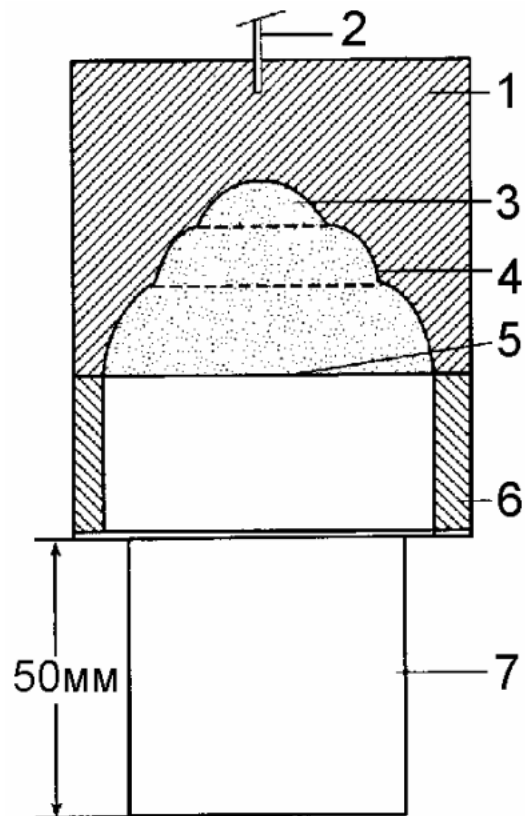


Рисунок 4.1. Схема устройства для нагружения потоком порошковых частиц [12].

1 – заряд взрывчатого вещества (ВВ); 2 – детонатор; 3 – порошок;
4 – фокусирующая линза; 5 – основание; 6 – опора; 7 – обойма с образцами.

электронной микроскопии, локального рентгеноспектрального анализа и комбинационного рассеяния света на образцах, вырезанных вдоль и поперек направления потока движущихся частиц [29-31в]. Фольги просматривали на микроскопе JEM 200СХ при напряжении 160 кВ. Локальный химический анализ выполнен на приборах Camebax и Superprobe-733 в K_{α} - излучении кремния, ускоряющее напряжение 25 кв, диаметр зонда ~ 1 мкм. Спектры комбинационного (Рамановского) рассеяния света (КРС) SiC были получены с.н.с., к.ф.-м.н. Ю. С. Поносовым (ИФМ УрО РАН) на спектрометре ДФС-24. Для возбуждения спектров использовалось излучение аргонового лазера с длиной волны 514 нм, сфокусированное в пятно диаметром 2-5 мкм. Анализ проникших частиц выполняли на механически полированных шлифах, вырезанных вдоль и поперек направления потока движущихся частиц, и для сравнения на этих же шлифах, подвергнутых повторному механическому полированию на сукне с водой без полирующих паст. Микротвердость измеряли на приборе ПМТ-3. Анализ исходного порошка SiC был выполнен несколькими методами: рентгеноструктурным на аппарате ДРОН-1 в медном излучении; нейтронографическим на дифрактометре, установленном на горизонтальном канале реактора ИВВ-2М; и методом комбинационного рассеяния света (КРС) на спектрометре ДФС-24 [31]. Рентгеноструктурное исследование, выполненное с.н.с., к.ф.-м.н. В.М. Гундыревым (ИФМ УрО РАН), показало, что положение рентгеновских линий на дифрактограмме наилучшим образом согласуется с кристаллической структурой SiC II (политип 6H) [223]. Самые сильные отражения с соответствующими межплоскостными расстояниями приведены в таблице 4.2.

Таблица. 4.2. Межплоскостные расстояния SiC (политип 6H), соответствующие сильным отражениям

N	Индексы	Интенсивность линии	Межплоскостные расстояния; d, нм
1	(101)	сильная	0,2629
2	(102)	очень сильная	0,2521
3	(103)	средняя	0,2354
4	(108), (110)	сильная	0,1543
5	(1010), (116), (202)	средняя	0,1313

Значения межплоскостных расстояний SiC (политип 6H) в широком диапазоне от 0,7536 до 0,0924 нм были определены при помощи нейтронографического анализа, проведенного с.н.с.,

к.ф.-м.н. В.И. Ворониным (ИФМ УрО РАН). Полученные результаты были использованы для расшифровки электронограмм при электронно-микроскопическом исследовании.

4.2 Деформационные эффекты и фазовые превращения, вызванные действием высокоскоростного потока микрочастиц

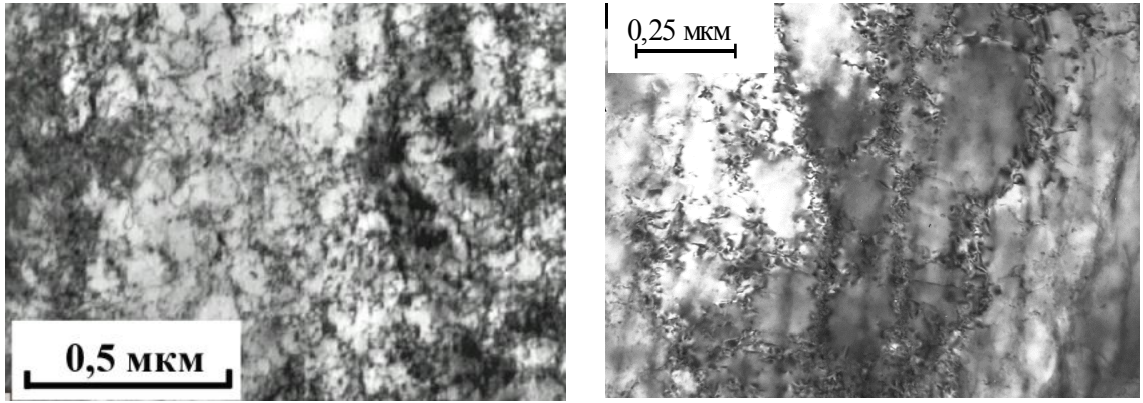
С торцевой поверхности, на которую падал поток частиц, разогнанных взрывом, все исследуемые образцы испытали пластическую деформацию осадкой (деформацию сжатия). Зона деформации распространялась на глубину до 3-5 мм в зависимости от твердости образцов. Степень деформации, определенная по изменению формы зерен (кристаллитов), достигала 40-60%. В этой зоне структурные изменения происходили под действием ударной волны и пластической деформации сжатия. В основной части всех образцов, которая сохранила свою первоначальную форму и размеры, структура сплавов изменялась под действием ударных волн. Как неоднократно отмечалось выше в главах 2 и 3, ударно-волновое воздействие на материалы складывается из практически одновременного влияния высокого давления, специфической высокоскоростной деформации (равномерной и локализованной) и повышения температуры. Как будет показано ниже, эффекты, связанные с повышением температуры, в исследованных образцах не наблюдались.

Деформационные эффекты. Под действием высокого давления и сопутствующей ударной волне высокоскоростной деформации, которую можно считать равномерной, в металлах и сплавах происходит образование точечных и линейных дефектов кристаллического строения, а также двойников и дефектов упаковки [82, 83]. Необходимо отметить, как уже обсуждалось выше в главе 3, что равномерная деформация может быть неоднородной в микрообъемах. На формирование дислокационной структуры влияют параметры ударно-волнового воздействия, важнейшим из которых является давление, и характеристики нагружаемого материала [82]. В экспериментах с плоскими ударными волнами было установлено, что плотность дислокаций изменяется пропорционально квадратному корню из давления ($\rho \sim P^{1/2}$) [82]. Эта зависимость справедлива только до давлений порядка 100 ГПа, выше которого, из-за существенного повышения температуры, в материале протекают релаксационные процессы.

После нагружения высокоскоростным потоком частиц в структуре исследованных образцов наблюдали высокую плотность дислокаций, ячеистую дислокационную структуру и двойники деформации. На рисунке 4.2 а показана дислокационная структура, возникшая в образце сплава Н32 с исходной аустенитной структурой при нагружении потоком микрочастиц SiC. Образовавшаяся структура представляет собой лес дислокаций, однако обнаруживается

тенденция к формированию ячеистой дислокационной структуры с размером ячеек около 0,1 мкм. На рисунке 4.2 б представлен пример ячеистой дислокационной структуры, сформированной в образце меди после нагружения потоком, содержащим смесь частиц (SiC+Ni). На данном снимке, полученном на поперечной фольге на расстоянии ~15 мм от поверхности нагружения, размер ячеек составляет от 0,15 до 0,3 мкм. Кроме того, в образце наблюдали участки с размером ячеек 0,3-0,5 мкм. В целом размер ячеек в различных участках медного образца и на разных расстояниях от поверхности нагружения не превышал 0,7 мкм, то есть ячеистая дислокационная структура формировалась, в основном, под действием высокоскоростной деформации [82, 83, 163]. В работах [82, 163] было показано, что по характеристикам ячеистой дислокационной структуры, формирующейся в меди при нагружении ударными волнами, можно судить о величине действовавшего давления. Пользуясь зависимостью размера ячеек в меди от величины давления при нагружении ударными волнами [163], можно определить, например, что в участке образца, приведенном на рисунке 4.2 б, ячеистая дислокационная структура (с размером ячеек 0,15-0,3 мкм) сформировалась под действием давления 15-20 ГПа. Ячейки с размером 0,3-0,5 мкм, обнаруженные в других участках образца, образовались под действием ударной волны с давлением 8-15 ГПа, а ячейки 0,7 мкм – 5 ГПа. Во всех анализируемых участках медного образца, нагруженного потоком частиц, образуются сложные дислокационные структуры, распознать принадлежность которых к отдельным плоскостям скольжения не представляется возможным. Стенки дислокационных ячеек имеют размытый, нечеткий вид (см. рисунок 4.2 б). Они менее развиты, чем после обычной деформации из-за недостатка времени для приведения дислокаций в более стабильные конфигурации. Ранее подобную ячеистую структуру наблюдали в ГЦК металлах и сплавах с высокой энергией дефектов упаковки, нагруженных плоскими ударными волнами в [82, 83], и показали, что с ростом давления в ударной волне увеличивается плотность дислокаций и уменьшается размер дислокационных ячеек.

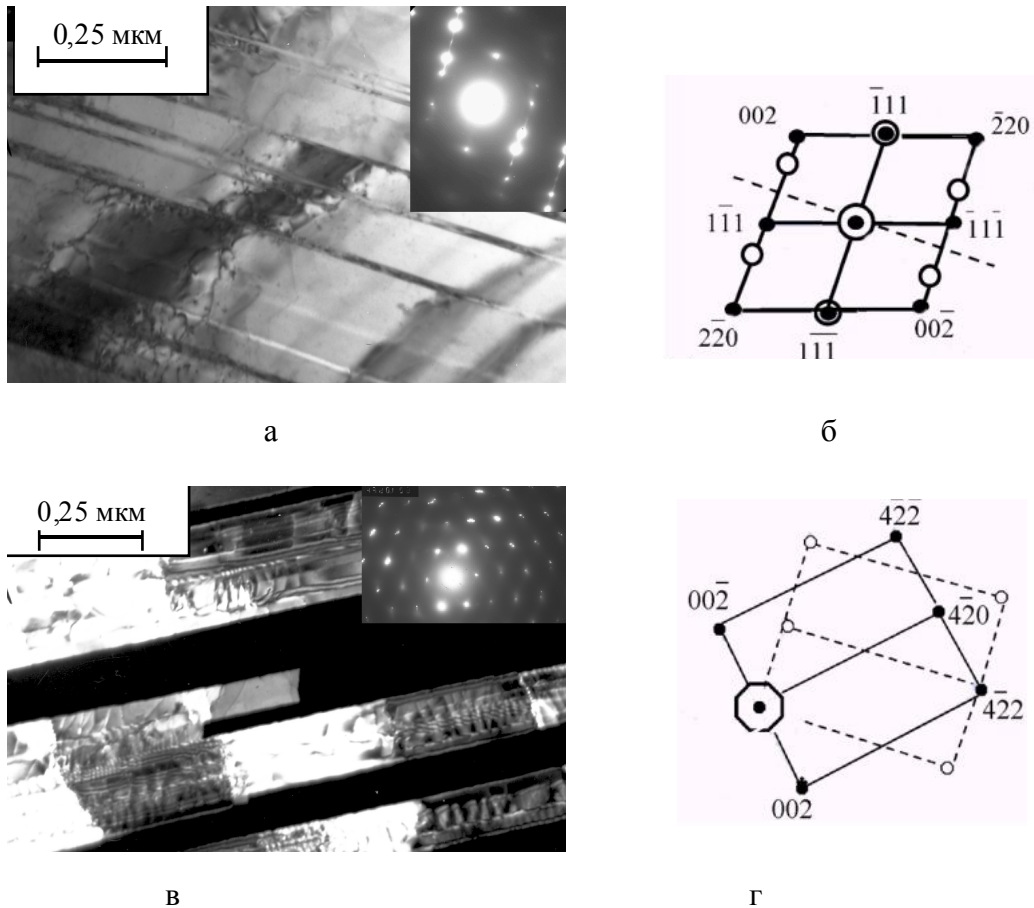
Высокие сжимающие объемные напряжения, способствуют образованию в структуре металлов и сплавов не только сложных дислокационных структур, но деформационных двойников и дефектов упаковки. Как неоднократно отмечалось выше, равномерная высокоскоростная деформация, сопутствующая ударной волне, осуществляется скольжением и двойникованием. Под действием ударных волн металлы, не деформирующиеся двойникованием в обычных условиях, могут деформироваться по этому механизму. Легкость двойникования определяется несколькими факторами: высокой скоростью деформации,



а

б

Рисунок 4.2. Дислокационная структура после нагружения потоком частиц, разогнанных взрывом: а- сплав Н32 с аустенитной структурой; б- медь, чистотой 99,97 мас%.



а

б

в

г

Рисунок 4.3. Двойники, образовавшиеся в меди при нагружении потоком частиц: а - отдельные двойники; в - пакеты двойников; б, г- схемы расшифровки электронограмм; ● - рефлексы матрицы, ○ - рефлексы двойников; а-светлопольное изображение, в - темнопольное изображение в рефлексе $002_{гк}$

давлением, кристаллографической ориентацией, энергией дефектов упаковки, длительностью импульса, субструктурой и размером зерна [82]. Например, в ГЦК металлах, таких как медь и никель было обнаружено [82], и в дальнейшем подтверждено [163], существование «критического» давления: 20 и 35 ГПа, соответственно, выше которого в данных металлах реализуется механизм двойникования.

На рисунке 4.3 представлены двойники, образовавшиеся в меди после нагружения высокоскоростным потоком частиц (SiC+Ni). Деформационные двойники толщиной 0,01-0,02 мкм (рисунок 4.3 а) и двойники толщиной от 0,08 до 0,13 мкм (рисунок 4.3 в) были найдены в фольгах, вырезанных в продольном направлении на расстояниях 26-27 и 13-15 мм от поверхности нагружения, соответственно. Видно, что внутри двойников наблюдается тонкая субструктура, возникновение которой обусловлено действием высоких локальных напряжений. Дифракционный и темнопольный анализ показал, что двойники в нагруженной меди образуются по различным плоскостям $\{111\}_{\text{ГЦК}}$: двойники и матрица на рисунке 4.3 а имеют ось зоны $\langle 110 \rangle_{\text{ГЦК}}$ (рисунок 4.3 б); на рисунке 4.3 в – ось зоны $\langle 120 \rangle_{\text{ГЦК}}$ (рисунок 4.3 г). Необходимо отметить, что наблюдаемые двойники неоднородны, и это особенно хорошо видно на темнопольном снимке (рисунок 4.3 в). Как отмечалось выше в главе 3, неоднородность строения двойников связана с действием высокоскоростной деформации, сопровождающей ударно-волновое нагружение.

На рисунке 4.4 представлена структура двойников деформации, обнаруженных в меди после нагружения. Снимки сделаны на продольной фольге на расстоянии 8-9 мм от поверхности нагружения. На рисунке 4.4 а приведено темнопольное изображение трех искривленных двойников, полученное в двух рефлексах $111_{\text{ГЦК}}$ (указаны стрелкой на электронограмме). Внутренняя структура двойников состоит из микродвойников (рисунок 4.4 а), образующихся по различным плоскостям $\{111\}_{\text{ГЦК}}$. Непрямолинейный вид двойников и их фрагментированная внутренняя структура обусловлена, по-видимому, действием высоких локальных напряжений. На рисунках 4.4 б - г представлен случай взаимодействия двойника и субструктуры, сформировавшейся в медной матрице. Анализируемый участок выделен на рисунке 4.4 б светлой пунктирной линией. Видно, что в местах взаимодействия двойника и субзерна границы субзерна искривляются. Двойник не отклоняется от своего первоначального направления, но при прохождении через субзерно часть его меняет свою ориентировку на ориентировку матрицы (рисунки 4.4 б-г). Этот случай напоминает многочисленные наблюдения смещения одного из двух пересекающихся кристаллов при мартенситных превращениях в сплавах на основе железа под действием ударно-волнового нагружения [82, 110, 127], и описанных выше в главе 2 (см. рисунок 2. 6). В работах [82, 163] было показано, что двойники и субзерна формируются в меди при нагружении ударными волнами с давлениями 17-40 ГПа,

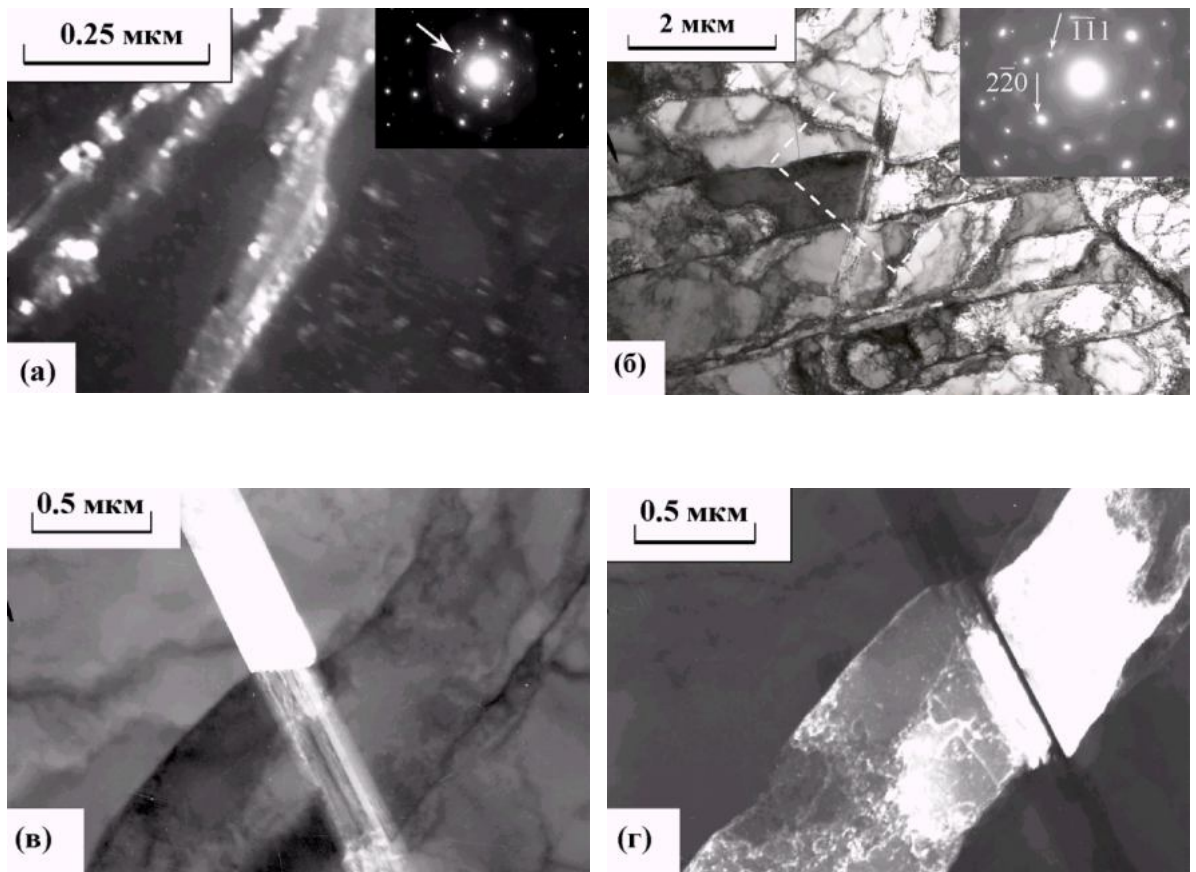


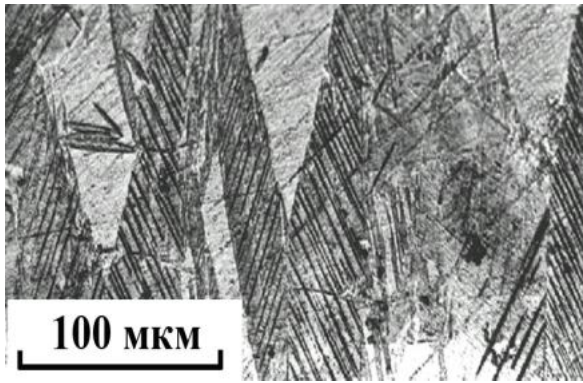
Рисунок 4.4. Двойникование в меди при нагружении потоком частиц:
 а - внутреннее строение двойников деформации; б - взаимодействие двойника с субзернами: б – светлопольное изображение;
 в, г - темнопольные изображения в рефлексах $111_{\text{ГЦК}}$ (в) и $220_{\text{ГЦК}}$ (г).

следовательно, в рассматриваемых выше областях (рисунок 4. 4) локальное давление превышало 17 ГПа. Таким образом, исследование структуры меди после обработки высокоскоростным потоком частиц показало, что характеристики дислокационной ячеистой структуры (средний размер ячеек, вид стенок ячеек), высокая плотность дислокаций и строение двойников деформации свидетельствуют о том, что такие структуры деформации сформированы под действием ударных волн.

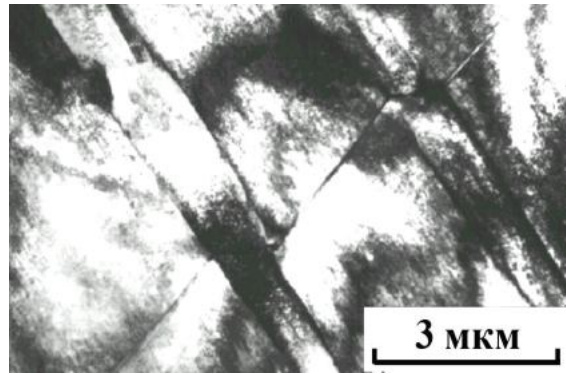
В сплаве H32 с исходной аустенитной структурой, после нагружения потоком микрочастиц SiC, также обнаружили возникновение микродвойников деформации, имеющих четкие прямолинейные границы. Толщина двойников составляет около 0,2 мкм длина - несколько десятков микрометров. Образование чрезвычайно дисперсных двойников в аустените ранее наблюдали при нагружении сплава H32 квазисферическими сходящимися ударными волнами с давлением 20 ГПа (см. рисунок 3.4., глава 3).

В сплаве H32 со структурой, представляющей собой смесь линзовидного мартенсита и аустенита, после нагружения потоком микрочастиц SiC, разогнанных взрывом, наблюдали образование дисперсных двойников в мартенсите (рисунок 4.5). Видно, что в линзовидных кристаллах мартенсита, имеющих одинаковую ориентацию, возникли тонкие двойники одного направления (рисунок 4.5 а). Двойники расположены равномерно, толщина двойников составляет 0,3-0,5 мкм, расстояние между двойниками – 1,5 - 3,5 мкм (рисунки 4.5 а и 4.5 б). Соотношение толщин двойник-матрица близко к 1:2. На электронограмме (рисунок 4.5 в) видны рефлексы мартенсита двух ориентировок, находящихся в двойниковом положении. Иногда двойниковую структуру пересекает тонкий двойник другой ориентации (рисунок 4.5 б), возникший, по-видимому, под действием вторичной (отраженной) ударной волны. В местах пересечения тонкий двойник изменяет направление и одновременно вносит искажения в первичные двойники. На рисунке 4.5 г представлена чрезвычайно дисперсная структура, состоящая из параллельных двойников, толщиной 0,05 - 0,30 мкм. На рисунках 4. 5 д и 4.5 е приведен темнопольный снимок этой структуры в рефлексе двойника и электронограмма. На электронограмме видны тяжи, направление которых перпендикулярно следам двойников. Появление тяжей обусловлено чрезвычайно малой толщиной двойников. Образование столь тонких двойников наблюдали в этом же сплаве H32 с аустенитной структурой, нагруженном квазисферическими ударными волнами с давлением 20 ГПа и более (см. рисунок 3.4., глава 3), и в метастабильных аустенитных сталях, нагруженных плоскими ударными волнами [224], но в сплавах с ОЦК-структурой не отмечали.

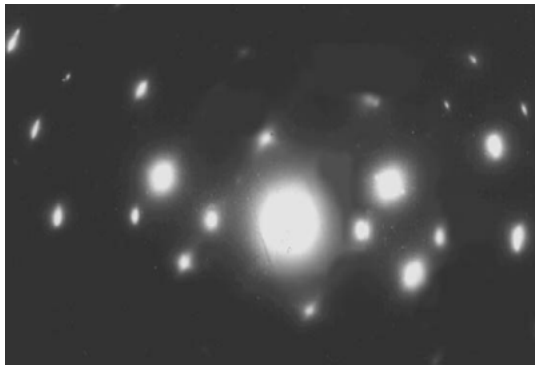
На рисунке 4.6 представлена микроструктура поверхностной зоны образца сплава H6 с исходной ферритной структурой после нагружения высокоскоростным потоком частиц SiC. Видны две системы пересекающихся полос. Полосы одной системы, которая выражена более



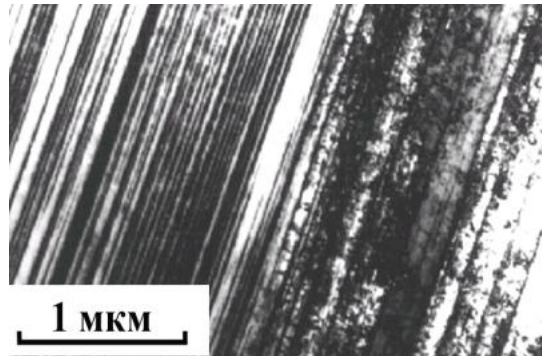
а



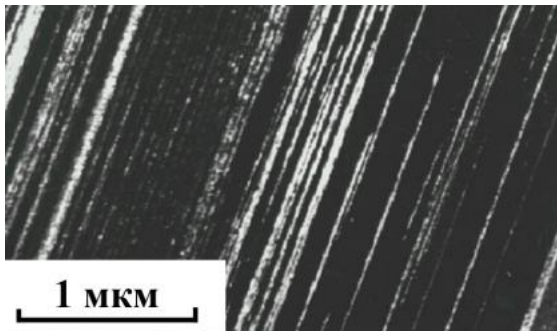
б



в



г



д



е

Рисунок 4.5. Двойникование в сплаве N32 с исходной структурой, состоящей из линзовидного мартенсита и аустенита при нагружении потоком частиц SiC:

а - образование тонких двойников в линзовидных кристаллах мартенсита;

б - взаимодействие тонкого «вторичного» двойника с «первичными» двойниками;

г, д – пакеты чрезвычайно дисперсных двойников; в, е- электронограммы;

б, г – светлопольные изображения; д - темнопольное изображение в рефлексе двойника.

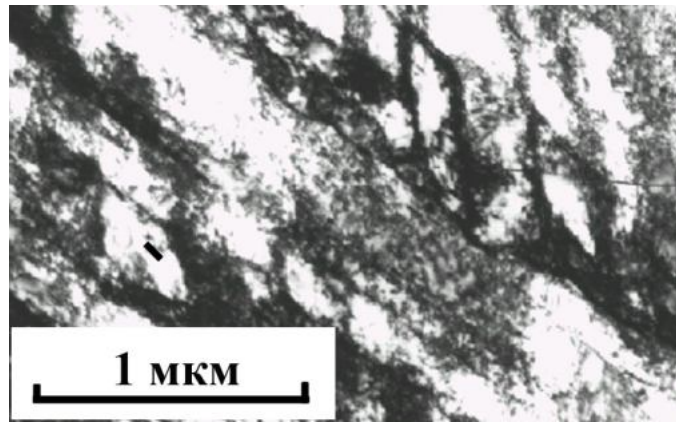
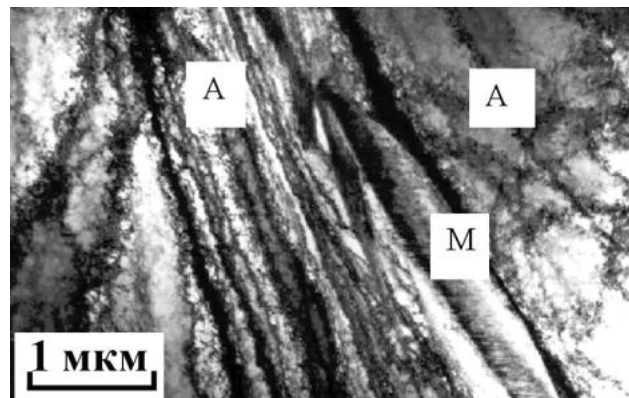
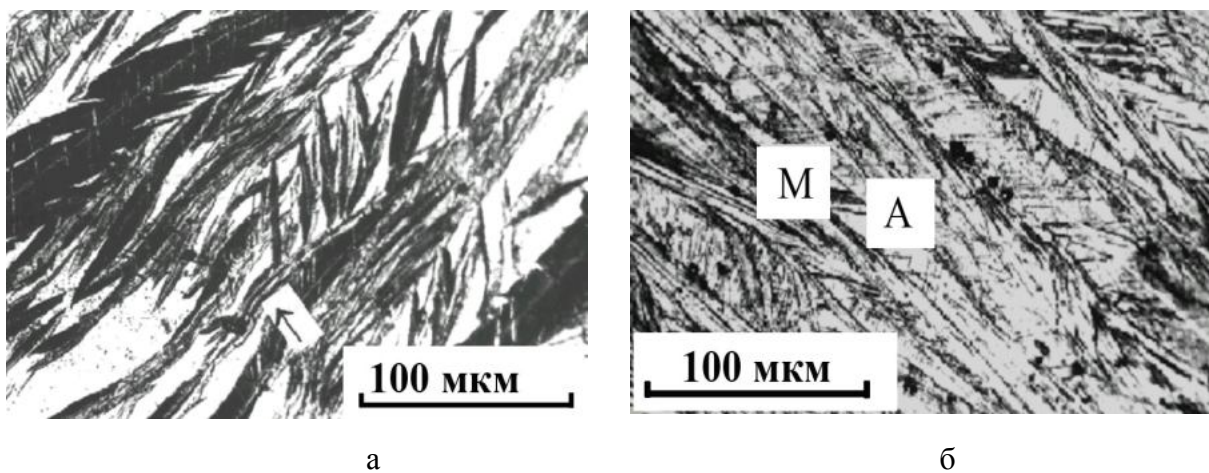


Рисунок 4.6. Двойникование феррита в сплаве Н6, нагруженном потоком частиц SiC.



в

Рисунок 4.7. Следы локализованной деформации в сплаве Н32 с исходной структурой, состоящей из линзовидного мартенсита и аустенита, после нагружения высокоскоростным потоком частиц SiC: а – полоса сдвига; б, в – области локализованного течения

четко, представляют собой двойники, расположенные регулярно. Толщина двойников составляет приблизительно 0,3 мкм. Полосы второй системы являются, по-видимому, следами скольжения. Видно, что матрица и двойники имеют высокую плотность дислокаций, расположенных, в основном, нерегулярно. Следы локализованной деформации выявляются преимущественно в приповерхностной зоне нагруженных образцов. На рисунке 4.7 приведены примеры локализации деформации в сплаве НЗ2 с исходной структурой, состоящей из смеси линзовидного мартенсита и аустенита. Искривленные линзовидные кристаллы мартенсита (указаны стрелкой) свидетельствуют о том, что по ним прошла полоса течения (рисунок 4.7 а). Течение носит сдвиговый характер, степень деформации в полосе сравнительно невелика. На рисунке 4.7 б представлена структура широкой (более 360 мкм) полосы локализованного течения. Степень деформации в полосе трудно определить, но она достаточно велика, об этом свидетельствует тот факт, что структурные составляющие (мартенситные кристаллы и участки остаточного аустенита) вытянуты вдоль одного направления - направления течения. И мартенсит, и аустенит имеют высокую плотность двойников нескольких систем. На рисунке 4.7 в представлена часть канала локализованного течения. Канал имеет ширину приблизительно 4,5 мкм. При анализе было установлено, что контуры экстинкции, очерчивающие канал, достаточно устойчивы, и лишь слабо перемещаются при наклонах гониометра. Это свидетельствует о высоких локальных внутренних напряжениях в канале. В аустените отмечается высокая плотность дислокаций. Два кристалла мартенсита, вовлеченные в течение, расположились вдоль направления течения, при этом в них прошло двойникование с образованием большого количества равномерно расположенных двойников. Расстояние между двойниками не превышает 0,2 мкм. По-видимому, при повороте кристаллов по направлению течения двойникование было необходимо, чтобы согласовать деформацию мартенсита и окружающего аустенита.

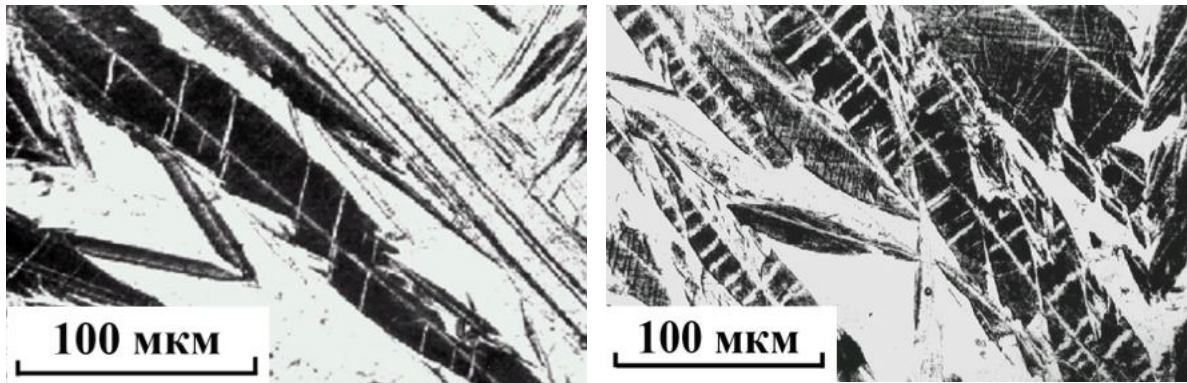
Таким образом, образование в нагруженных образцах отдельных участков с высокой плотностью дислокаций, ячеистой дислокационной структурой, двойниками деформации и областями сильного локализованного течения обусловлено возникновением локальных напряжений ударного сжатия, наведенных воздействием высокоскоростного потока частиц, создающего давления от 8 до 40 ГПа. То есть наблюдаемые в исследованных сплавах деформационные эффекты напоминают структурные изменения, происходящие в этих сплавах при нагружении мощными квазисферическими ударными волнами, описанные выше в главе 3, и эффекты локализации деформации, установленные при взрывном нагружении стальных шаров [150].

Фазовые превращения. Действие высокого давления, как неоднократно отмечалось выше (см. главы 2 и 3), способствует возникновению в сталях и сплавах на основе железа фаз с

меньшим удельным объемом. В [120] было показано, что в сплаве Н32 приложение всестороннего давления 8 ГПа вызывает образование пластин аустенита в линзовидных кристаллах мартенсита. Возникновение аустенита в линзовидных кристаллах мартенсита наблюдали при нагружении сплава Н32 мощными сферическими [197] и квазисферическими ударными волнами (см. рисунок 3. 28 , глава 3). Рассмотрим структурные превращения в этом сплаве после обработки потоком микрочастиц SiC, разогнанных взрывом. На рисунках 4.8 а, 4.8 б представлена микроструктура сплава Н32, нагруженного высокоскоростным потоком частиц. Снимки получены на шлифе, вырезанном вдоль направления распространения потока на расстоянии 15 мм от поверхности нагружения. Видно, что в линзовидных кристаллах мартенсита образовались отдельные тонкие (толщиной 1-2 мкм) пластинки аустенита, пересекающие кристалл и расположенные под углом к мидрибу, подобные обнаруженным в [120]. Следовательно, в данном участке образца давление, создаваемое ударной волной, составляет не менее 8 ГПа. На рисунке 4. 8 в представлен другой пример образования аустенита при нагружении сплава 45Н24. На темнопольном снимке, полученном в рефлексе мартенсита, видно, что в мартенситный кристалл, в котором заметны следы двойников, врезаются участки аустенита, растущие от остаточного аустенита.

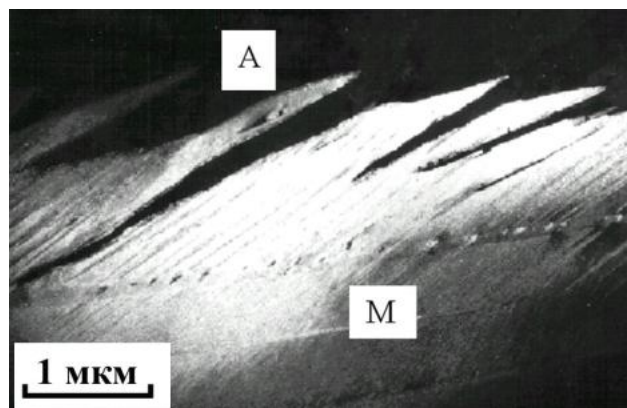
Выше, в главе 2, было показано, что при нагружении ударными волнами сплавов Н6, 10Н6 и 20Н6 со структурами феррит и феррит + цементит, фазой высокого давления является ϵ -фаза и установлено, что критическое давление $\alpha \rightarrow \epsilon$ перехода составляет 12 ГПа . После разгрузки ϵ -фаза не сохраняется, но следы $\alpha \rightarrow \epsilon \rightarrow \alpha$ превращений видны по остаточным изменениям микроструктуры (см. рисунки 2.6-2.10, глава 2). На рисунке 4.9 а представлена микроструктура сплава Н6 с исходной ферритной структурой после нагружения высокоскоростным потоком частиц SiC. Снимок получен на продольном шлифе, на расстоянии 10 мм от поверхности нагружения. Видно, что в отдельных исходных зернах феррита возникли тонкие протяженные пластинчатые кристаллы пяти-шести направлений, зачастую состоящие из цепочек коротких пластинок. Подобная структура в этом сплаве была обнаружена при нагружении плоскими ударными волнами с давлением 12-20 ГПа (см. рисунок 2.8), и подробно описана и обсуждена выше, в главе 2. Таким образом, давление ударной волны в данном участке образца, расположенном на расстоянии 10 мм от поверхности нагружения, превышает 12 ГПа. Образование пластинчатой структуры характерно для $\alpha \rightarrow \epsilon \rightarrow \alpha$ превращений, происходящих в железе и низколегированных сплавах железа под действием высоких статических и динамических давлений 11,8-13 ГПа [87, 109].

На рисунке 4.9 б, в представлена пластинчатая структура, образовавшаяся в приповерхностном участке образца сплава Н6 в результате цикла $\alpha \rightarrow \epsilon \rightarrow \alpha$ превращений.



а

б



в

Рисунок 4.8. Превращение $\alpha \rightarrow \gamma$ в линзовидных кристаллах мартенсита при нагружении высокоскоростным потоком частиц SiC: а, б – сплав H32; в - сплав 45H24

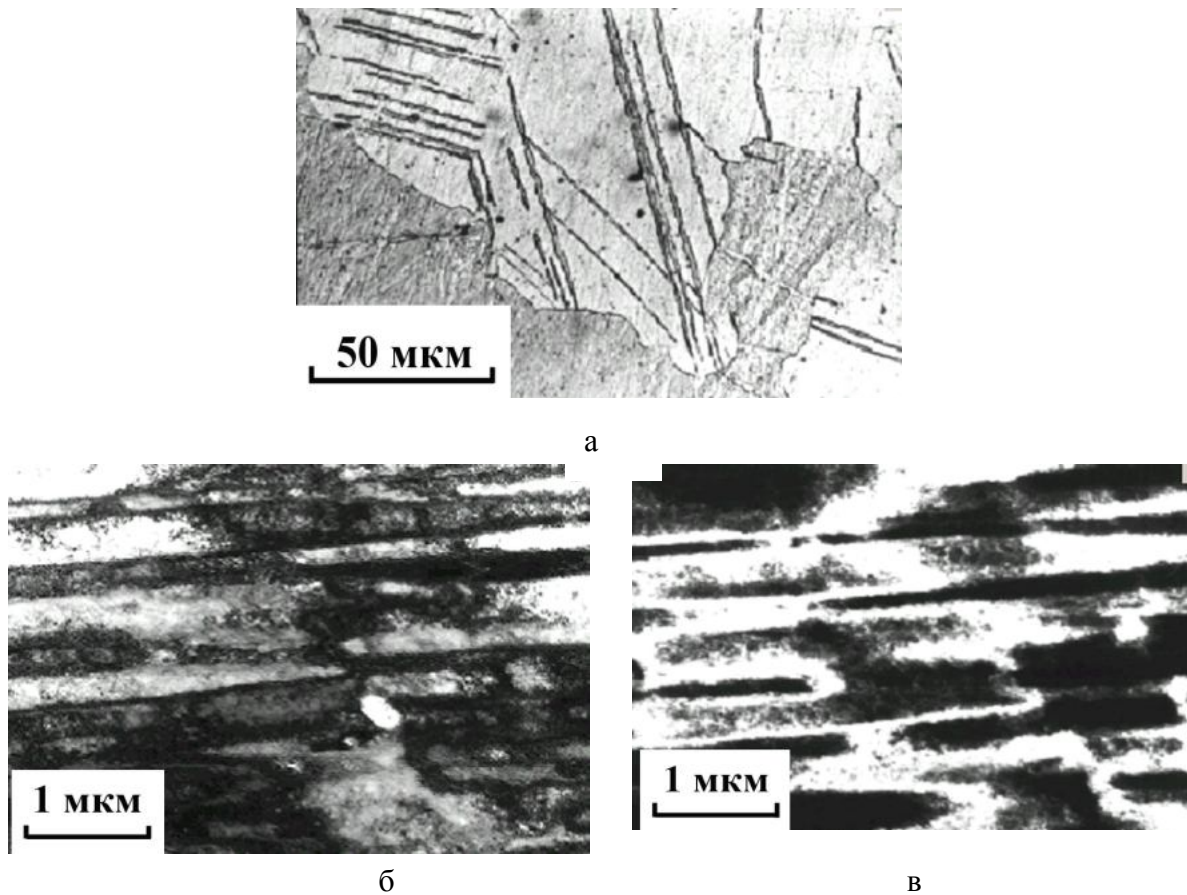


Рисунок 4.9. Следы $\alpha \rightarrow \epsilon \rightarrow \alpha$ превращений в феррите. Сплав Н6. Нагружение высокоскоростным потоком частиц SiC: а- металлографический снимок пластинчатых кристаллов; б- светлопольное и в – темнопольное изображение кристаллов в рефлексе 110оцк, ось зоны $\langle 111 \rangle$ оцк

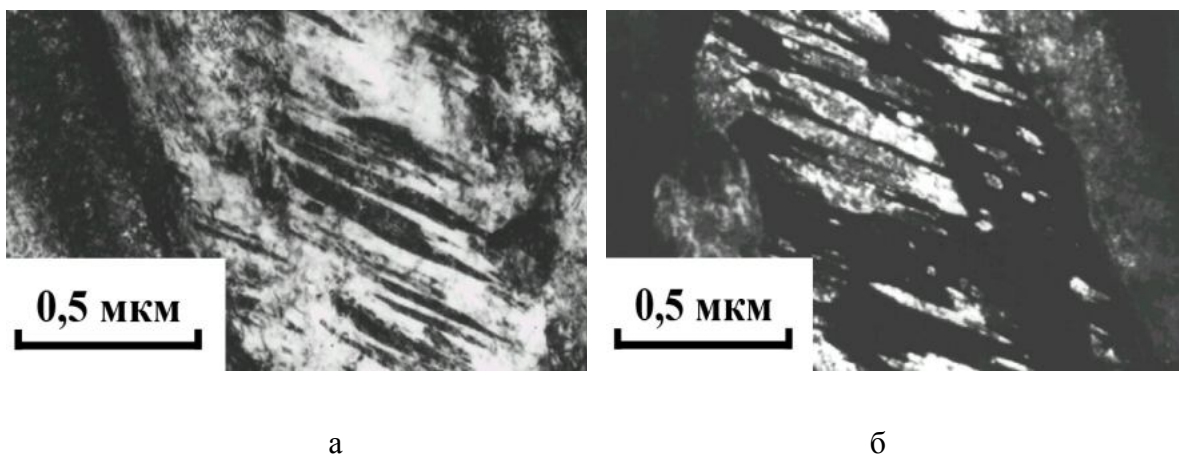


Рисунок 4.10. Дисперсные кристаллы, образовавшиеся в речном кристалле мартенсита в результате $\alpha \rightarrow \epsilon \rightarrow \alpha$ превращений. Сплав 20Н6. Нагружение высокоскоростным потоком частиц SiC: а- светлопольное и б – темнопольное изображение в рефлексе 200оцк, ось зоны $\langle 110 \rangle$ оцк.

Толщина пластин, испытавших цикл $\alpha \rightarrow \varepsilon \rightarrow \alpha$ превращений, составляет от 0,1-0,2 до 1-2 мкм. Исследование показало, что достаточно большой объем структуры испытал превращение, поскольку пластическая деформация сжатия, действующая в поверхностном слое вместе с ударной волной, увеличивает полноту $\alpha \rightarrow \varepsilon$ превращения.

На рисунке 4.10 представлена микроструктура, возникшая в приповерхностном слое сплава 20Н6 со структурой речного мартенсита после нагружения высокоскоростным потоком частиц SiC. Видно, что в мартенситном кристалле (рейке) образовались дисперсные пластинки толщиной 0,01-0,07 мкм, расположенные под углом к рейке. На микродифракционной картине наблюдалось появление нескольких новых ориентировок мартенсита. Аналогичные структуры, возникшие после $\alpha \rightarrow \varepsilon \rightarrow \alpha$ превращений, наблюдали в сплаве Fe-0,1%С, подвергнутом ударно-волновому нагружению с давлением 20 ГПа [109]. Вероятно, и в сплаве 20Н6 диспергирование структуры и размножение ориентировок произошли вследствие реализации различных кристаллографически эквивалентных ориентаций при цикле $\alpha \rightarrow \varepsilon \rightarrow \alpha$ превращений. Подобные дисперсные структуры, но возникшие в результате $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения в сплаве Н28, нагруженном плоскими ударными волнами с давлением 29,5 ГПа, были описаны выше в главе 2 (см. рисунок 2.13 г). Полученные результаты согласуются с данными исследований Л.Г. Коршунова с сотр. [225, 226], в которых установлено, что воздействие высокоскоростного потока частиц SiC на железо-марганцевые сплавы вызывает протекание мартенситных превращений: $\gamma \rightarrow \varepsilon$ (в сплавах Г21, Г30) и $\varepsilon \rightarrow \alpha$ (Г10, Г21). Превращения носят локальный характер, например, количество α -фазы, образующееся в сплаве Г21, составляет 5-6 % [225].

Таким образом, высокоскоростной поток порошковых частиц возбуждает в образцах ударные волны, сопровождающиеся специфической высокоскоростной деформацией. Высокоскоростная деформация складывается из равномерной (во всем объеме образцов) и локализованной. Действие ударных волн характеризуется значительной неоднородностью на макро- и микроуровне. Неоднородность возникает вследствие пластической деформации сжатия в приповерхностном слое и из-за сложного характера распространения ударных волн и сопутствующей им высокоскоростной деформации в образцах. Под действием давления в ударной волне возникают фазы высокого давления. Образование аустенита в сплаве Н32 и наблюдение структурных изменений, вызванных $\alpha \rightarrow \varepsilon \rightarrow \alpha$ превращениями в сплавах Н6 и 20Н6, указывает на то, что давление в образцах составляет 8-12 ГПа. Образование отдельных участков с ячеистой дислокационной структурой, микродвойниками деформации и областями локализованного течения обусловлены возникновением в образцах локальных напряжений ударного сжатия, наведенных воздействием высокоскоростного потока частиц, создающего давления до 15-20 ГПа.

4.3 Микроструктурные изменения в сплавах железа и меди, вызванные внедрением порошковых микрочастиц, ускоренных взрывом

В данном параграфе изложены наблюдения структурных изменений, обусловленных взаимодействием порошковых частиц, ускоренных взрывом, с материалом преграды (образца), то есть наблюдения проникших микрочастиц, путей их проникания (каналов) и прилегающих к ним участков. Поскольку как уже отмечалось выше, в процессе сверхглубокого проникания участвует лишь небольшая доля разогнанных микрочастиц (около 1%), то описываемые ниже изменения структуры носят исключительно локальный характер. Структуру каналов и приканальных участков исследовали С.М. Ушеренко, С.И.Губенко, В.Ф. Ноздрин [204-206] и показали, что вслед за проникающей частицей каналы залечиваются полностью или частично, то есть образуются своеобразные волокна. Волокна могут состоять из материала преграды с измененной структурой, остатков частиц, продуктов их взаимодействия и пустот (пор). Авторы [204-206] считают, что "среднестатистический" канал представляет собой совокупность нескольких цилиндрических слоев или трубок, "вставленных" одна в другую. Центральная часть канала – это "волоконная армирующая структура" с остатком частицы в конце канала [206]. К ней примыкает слой, имеющий "сильно разупорядоченную (аморфную) структуру" [204]. Далее следует слой "сильно искаженной фрагментированной структуры" (зона интенсивной пластической деформации), затем слой ячеистой дислокационной структуры (зона пластической деформации) и, наконец, снаружи исходная дислокационная структура [204-206]. Общий диаметр такого "среднестатистического" канального образования составляет приблизительно четыре диаметра центральной волоконной части, то есть 1-4 мкм.

Необходимо отметить, что в работах С.М. Ушеренко, С.И.Губенко, В.Ф. Ноздрин [204, 205] не представлено достаточно убедительных доказательств аморфизации материала преграды при прохождении частиц. Не исключено также, что деформационные двойники и участки ячеистой и фрагментированной структур, приведенные авторами в [204, 205], возникли вследствие локализованной деформации, связанной с действием ударных волн, возникающих при соударении потока частиц с преградами (образцами), как обсуждалось выше в параграфе 4.2, и не имеют отношения к взаимодействию проникших частиц с преградой (образцом).

Цель настоящего исследования заключалась в выяснении роли высокоскоростной деформации, сопровождающей ударно-волновое воздействие, в формировании областей локализованной деформации вблизи внедренных частиц и получении дополнительной информации о проникших частицах и строении каналов (путей) проникания частиц. Как уже отмечалось выше, исследование проводилось в основном на сплавах железа, в которых деформационные изменения и структурные превращения при ударно-волновом нагружении

ранее были подробно изучены и изложены выше в главах 2 и 3.

На торцевой поверхности (поверхности нагружения) образцов в отдельных местах обнаружили пленки алюминия (рисунок 4.11), толщиной около 10-20 мкм, содержащие микрочастицы (обозначены стрелками на рисунке. 4,11). Алюминий попал на поверхность образца из материала фокусирующей линзы и из пластинки, удерживающей порошок (см. рисунок 4.1). Результаты локального рентгеноспектрального анализа показали, что пленки алюминия содержат частицы SiC размером 3-10 мкм (размер исходных частиц 60 мкм). Следовательно, порошковые частицы дробятся при взрывной обработке еще до попадания внутрь материала преграды, и высокоскоростная струя содержит частицы, размер которых на порядок меньше исходных.

Как отмечалось выше в параграфах 4.1 и 4.2, высокоскоростной поток дисперсных частиц возбуждает в образцах ударные волны. Действие ударных волн, возникающих при соударении высокоскоростного потока порошковых микрочастиц с преградой (образцом), характеризуется значительной неоднородностью на макро- и микроуровне. Давление в нагруженных образцах составляет 8 - 12 ГПа. Локальное давление в отдельных участках образцов может достигать еще больших величин, следовательно, в этих участках можно ожидать существенное повышение температуры.

Дисперсные частицы, внедренные в образец, взаимодействуют с материалом образца. Анализ микроструктурных изменений на продольных сечениях всех исследованных образцов, подвергнутых воздействию потока порошковых частиц, показал, что перемещение частиц по образцу сопровождается локализацией деформации и локальным повышением давления и температуры. После прохождения частиц происходит снижение давления в области позади частиц и релаксация напряжений, за счет полного или частичного залечивания (схлопывания) каналов. Остановившиеся частицы или поры, оставшиеся от частиц, выкрошившихся в результате приготовления шлифов, в частично залеченных каналах, часто окружены областями локализованной деформации. На рисунке 4.12 а представлен след частично залеченного канала в сплаве H6 с исходной ферритной структурой, нагруженном потоком частиц SiC. Снимок сделан на продольном шлифе на расстоянии приблизительно 7 мм от поверхности нагружения. По ширине канала располагаются 2-3 отдельных цепочки пор, окруженных областями локализованной деформации. Это наблюдение, а также вид микроструктуры в центральной части снимка (рисунок 4.12 а) указывают на сложный, непрямолинейный характер движения проникшей частицы. На рисунке 4.12 б показан след частично залеченного канала в сплаве H32 со структурой линзовидного мартенсита, нагруженном высокоскоростным потоком частиц SiC. Снимок сделан на расстоянии 9-10 мм от поверхности нагружения. Видно, что небольшая часть мартенситного кристалла вблизи продолговатой поры вовлечена в деформацию по

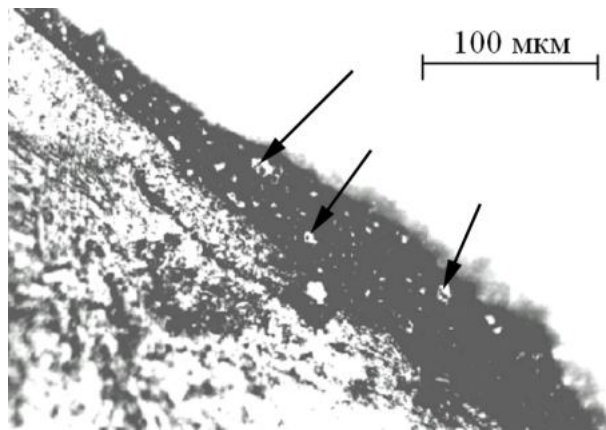
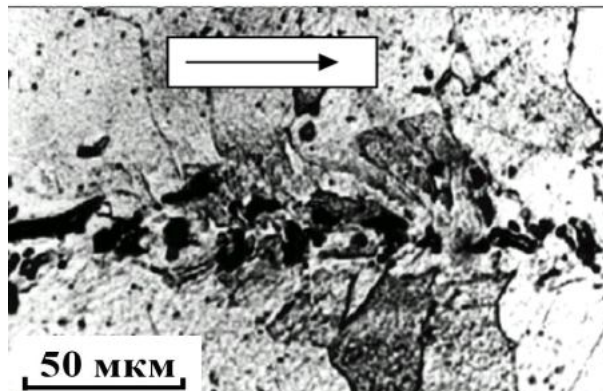
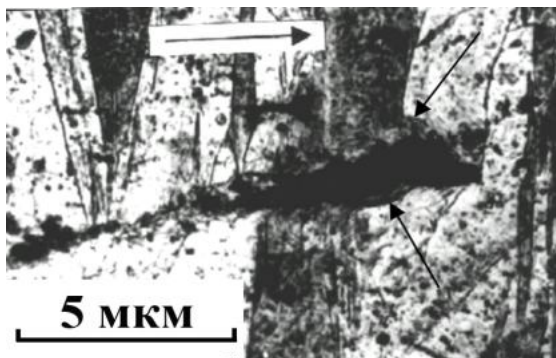


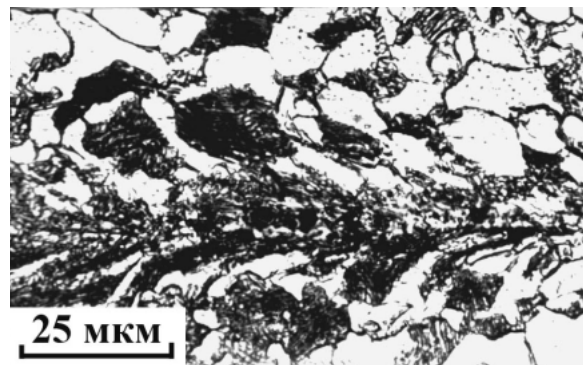
Рисунок 4.11. Частицы SiC в пленке алюминия на поверхности нагруженного образца



а



б



в

Рисунок 4.12. Следы частично залеченных каналов в образцах, нагруженных потоком частиц SiC и Cr, разогнанных взрывом: а- сплав Н6; б – сплав Н32; в - сталь 30. Снимки сделаны на продольных шлифах на расстоянии 7-10 мм (а, б) и 24-26 мм (в) от поверхности нагружения.

направлению потока частиц (указано стрелкой на рисунке 4.12 б). Локализованная деформация значительна, толщина деформированной зоны составляет 1,5 - 2 мкм.

На рисунке 4.12 в приведена структура залеченной части одного из продольных каналов (длиной до 3 мм), обнаруженных в образце стали 30 с исходной феррито-перлитной структурой, обработанном частицами Cr. Снимок получен на расстоянии 24-26 мм от поверхности нагружения. Видно, что узкая зона с перлитной структурой вовлечена в течение вдоль оси канала по направлению проникания частиц. По мере удаления от оси канала деформация уменьшается. Сходная картина наблюдается в тех местах, где канал проходил по ферритной структуре. Вдоль оси канала сохраняются поры, размером ~3 мкм, то есть залечивание (захлопывание) этой части канала происходит не полностью.

На рисунке 4.13 а показано строение конечного участка этого же канала и прилегающих к нему деформированных участков матрицы. Толщина зоны влияния составляет 40-50 мкм. Частица Cr залегает в поре в конце канала. На рисунке 4.13 б изображение сфокусировано на материале преграды, и видно, что участок перед каналом испытал деформацию сжатия за счет внедрения частицы. Деформированный участок очерчен штриховой линией. Если сфокусировать изображение на внутренней части поры, или сделать снимок во вторичных электронах (рисунок 4.13 в), то частица в поре в конце канала будет отчетливо видна. При помощи локального рентгеноспектрального анализа было установлено, что пора с частицей имеет высокую концентрацию Cr, кроме того, во всем канале содержание хрома повышено (рисунок 4.13 г). Заметим, что на снимке (рисунок 4.13 в) видны три частицы, находящиеся вне анализируемого канала, одна из них указана стрелкой на рисунке 4.13 в. Вблизи частиц не обнаружены области со значительной деформацией. Количественный химический анализ этих частиц показал, что они содержат в среднем 70% Cr и 29% Fe.

На рисунке 4.14 приведены снимки проникших частиц SiC, полученные на шлифах меди, вырезанных вдоль распространения потока частиц на расстоянии от 5 до 10 мм от поверхности нагружения. На рисунке 4.14 а, б вокруг проникших частиц хорошо видны более светлые области на фоне окружающей неизменной матрицы. Направление потока частиц указано стрелкой. Светлая область вокруг двух частиц на рисунке 4.14 б представляет собой частично залеченный канал проникания. После прохождения частиц, по-видимому, имеет место релаксация напряжений за счет частичного захлопывания канала. На рисунках 4.14 в и 4.14 г при большем увеличении показаны две различные проникшие частицы SiC, и прилегающие к ним участки медной матрицы. Видно, что область около проникшей частицы имеет структуру, измененную по сравнению с окружающей матрицей (рисунок 4.14 в). Эти изменения могут быть обусловлены тем, что данный локальный объем претерпел значительную пластическую деформацию на месте или вблизи частично залеченного канала проникания. В микрообластях,

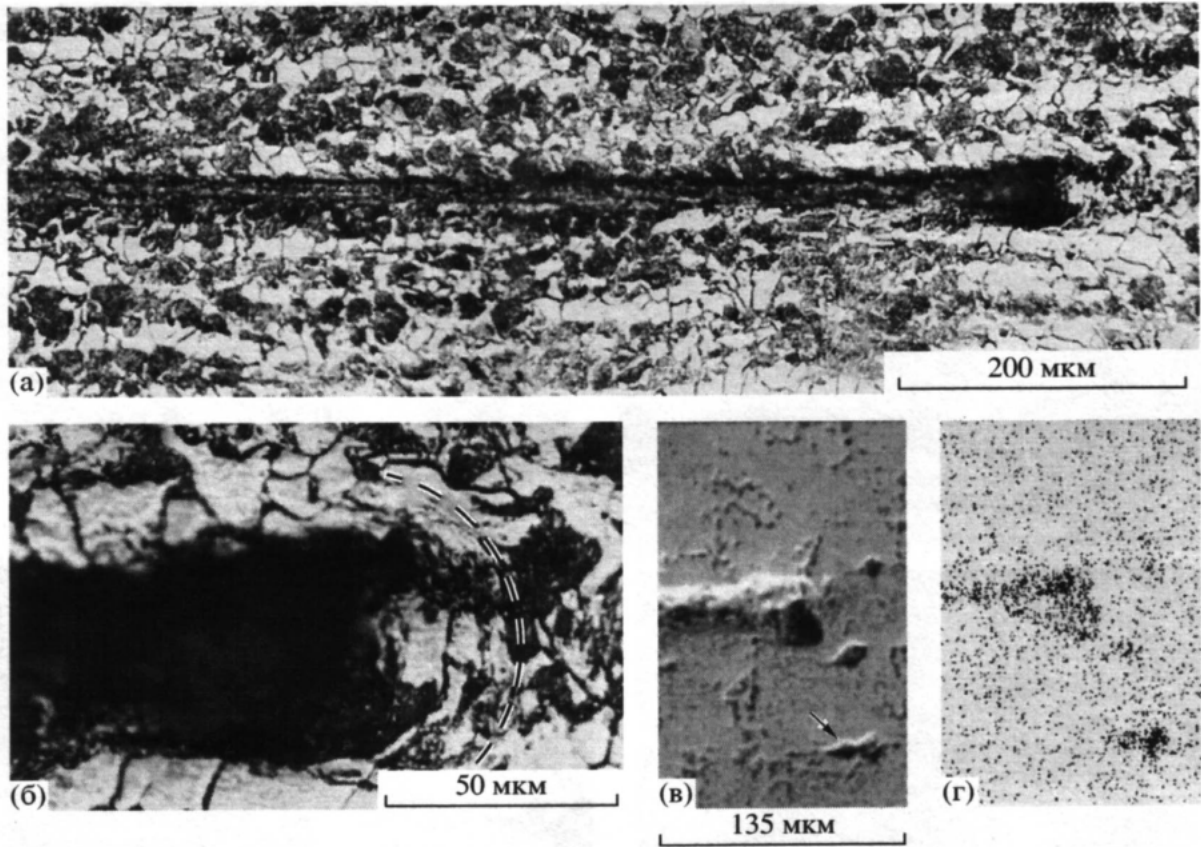


Рисунок 4.13. Микроструктура конечной части протяженного канала с частицей Si в стали 30: а- общий вид ; б – пора с частицей в конце канала; в – изображение поры с частицей во вторичных электронах; г - в лучах Si . Продольный шлиф.

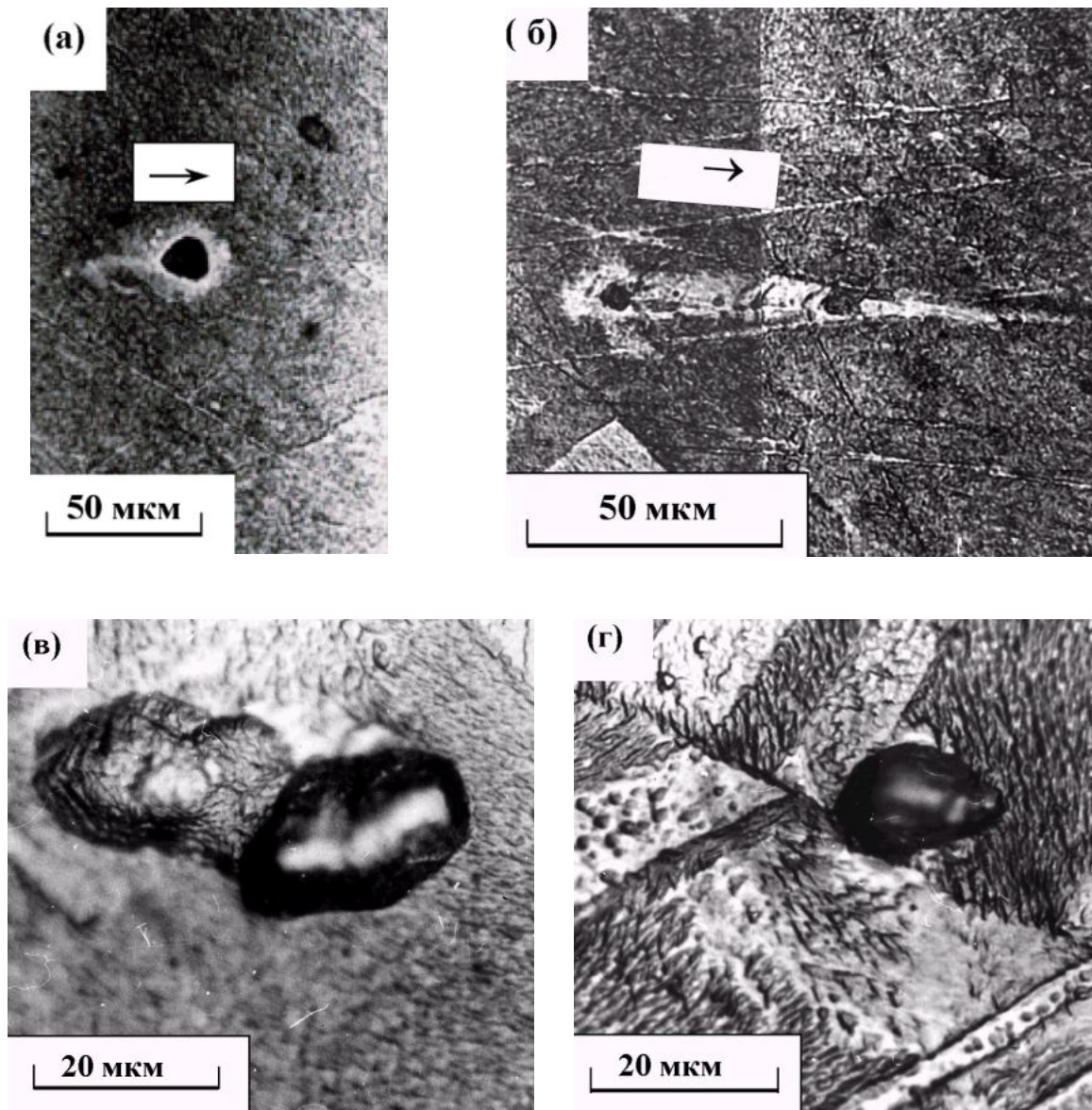


Рисунок 4.14. Частицы SiC в образце меди чистотой 99,97%, нагруженном потоком микрочастиц SiC: а,б – частицы в залеченном (а) и частично залеченном (б) канале проникания. в - частица и область со следами деформации; г- частица, окруженная областью без существенной деформации. Продольные фольги.

прилегающих к частице SiC, показанной на рисунке 4.14 г, окружающая матрица не претерпела существенных изменений, следовательно, в этом случае мы имеем дело с полностью залеченным каналом проникания.

Таким образом, анализ микроструктуры нагруженных образцов показал, что встречаются каналы с частицами или остатками частиц, окруженные областями сильной локализованной деформации, однако зачастую обнаруживаются отдельные внедренные частицы, не окруженные областями со сколько-нибудь значительной локализованной деформацией. По-видимому, следует различать два типа каналов проникания: каналы с большой степенью деформации и каналы с незначительной деформацией.

Рассмотрим результаты электронно-микроскопического исследования проникших частиц SiC и прилегающих к ним участков нагруженных материалов. Для расшифровки электронограмм были использованы значения межплоскостных расстояний SiC, полученные в результате исследования исходного порошка SiC, представленные выше в параграфе 4.1. Анализ, выполненный рентгеноструктурным и нейтронографическим методами, показал, что положение рентгеновских линий на дифрактограмме наилучшим образом согласуется с кристаллической структурой SiC II (политип 6H) [223]. На рисунке 4.15 приведена панорама участка сильного локализованного течения со сложной структурой, обнаруженного в нагруженной меди. Снимок получен на фольге, вырезанной вдоль направления потока движущихся частиц SiC на расстоянии 8-9 мм от поверхности нагружения. В левой части снимка расположена область, состоящая из вытянутых пластин или двойников, иногда искривленных из-за локализации деформации. В центральной части снимка видно, что эта область переходит в участок сильного локализованного течения. Течение носит преимущественно сдвиговый характер. Степень деформации достаточно велика, видно, что большинство участков структуры, претерпевших изменения в результате нагружения, вытянуты в горизонтальном направлении, то есть вдоль направления течения (рисунок 4.15). На рисунке 4.16 а при большем увеличении представлена область, состоящая из вытянутых пластин, внутри некоторых сильно искаженных пластин видны частицы. Дифракционный и темнопольный анализ пластинчатой структуры показал, что часть пластин представляют собой двойники с осью зоны $\langle 552 \rangle_{\text{ГЦК}}$, ось зоны медной матрицы $\langle 112 \rangle_{\text{ГЦК}}$ (рисунок 4.16 а, б, в). Толщина двойников составляет 0,050-0,12 мкм. На электронограмме (рисунок 4.16 а, б), помимо рефлексов медной матрицы и двойника, наблюдали отдельные рефлексы SiC и размытое кольцо $(012)_{\text{SiC}}$. На темнопольном снимке (рисунок 4.16 г), полученном в двух рефлексах 015_{SiC} и 014_{SiC} (обозначены на рисунке 4.16 б стрелкой), видны две частицы SiC, размеры которых составляют 0,03 мкм, и более мелкие частицы размерами 0,005-0,01 мкм. Эти чрезвычайно дисперсные частицы, по-видимому, образовались в результате разрушения крупной частицы



Рисунок 4.15. Область локализованного течения и канал проникания в образце меди, нагруженном высокоскоростным потоком частиц SiC.

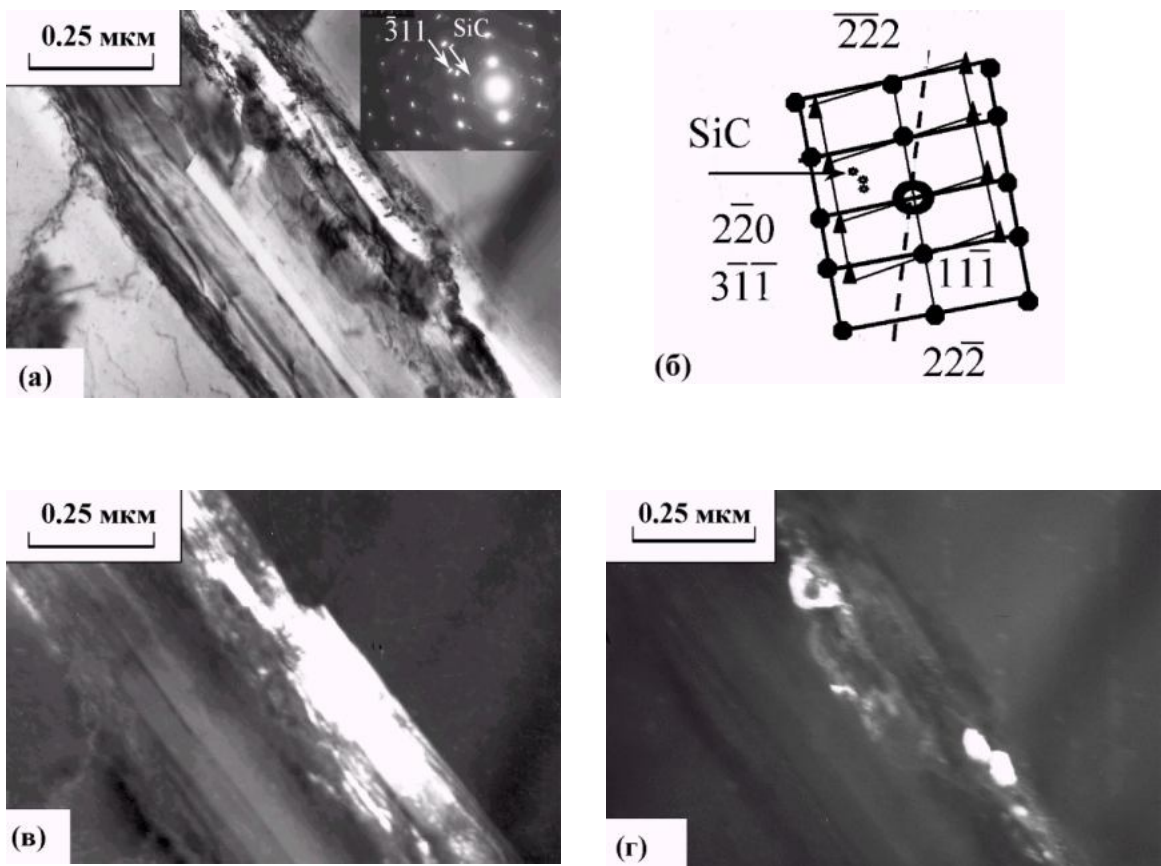


Рисунок 4.16. Участок канала сверхглубокого проникания в меди, нагруженной высокоскоростным потоком частиц SiC: а- светлопольное изображение; б - расшифровка электронограммы с указанием рефлексов SiC; в,г - темнопольные изображения двойника в рефлексе $131_{\text{глк}}$, ось зоны матрицы $\langle 112 \rangle_{\text{глк}}$ (в); и частиц SiC в рефлексах 015_{sic} и 014_{sic} . (г).

SiC при ее взаимодействии со стенками канала сверхглубокого проникания. Таким образом, часть области, приведенной на рисунке 4.16 а, состоит из деформационных двойников, тогда как другая ее часть представляет собой канал проникания, внутри которого видны остатки частицы в виде субмикро- и нанокристаллических осколков.

На рисунке 4.17 также представлены два различных канала, которые можно отнести к первому типу. Каналы обнаружили в сплаве Nb с исходной ферритной структурой, нагруженном частицами SiC. Снимки получены на фольге, вырезанной в продольном направлении, на расстоянии 5-6 мм от поверхности нагружения. На рисунке 4.17 показан частично залеченный канал шириной 0,25-0,45 мкм. В прилегающих к каналу участках наблюдали высокую плотность дислокаций, обусловленную действием ударных волн. В конце канала видна частица SiC размером 0,6-0,8 мкм (обозначена светлой стрелкой на рисунке 4.17 а). Края частицы сглажены вследствие трения о стенки канала в процессе проникания. Заметим, что на стенках канала видны остатки частицы в виде осколков (указаны двумя темными стрелками на рисунках 4.17 а). На рисунке 4.17 б участок канала с осколками показан в увеличенном масштабе. Скол произошел по плоскости, параллельной направлению канала. На электронограмме (рисунок 4.17 в) присутствуют рефлексы феррита не менее четырех ориентировок, отличающихся от исходной (см. схему расшифровки на рисунке 4.17 в), помимо этого видны отдельные рефлексы SiC. На рисунке 4.17 г показан практически полностью залеченный канал. Направление распространения потока частиц показано стрелкой. Видно, что структура канала отличается от окружающей ферритной матрицы. Залеченный канал имеет ширину приблизительно 0,5 мкм и состоит из нескольких зон. Центральная зона канала представляет собой цепочку субмикроскопических частиц SiC. Вокруг центральной зоны расположена зона локализованной деформации. Анализ электронограммы, полученной с участка канала и окружающей ферритной матрицы (рисунок 4.17 д), показал наличие ориентировки исходного феррита, рефлексов SiC, принадлежащих к нескольким ориентировкам, и размытого кольца, состоящего из рефлексов SiC (рисунки 4.17 д и 4.17 е). То есть вводимый материал (частицы SiC) остается на стенках канала проникания в виде чрезвычайно дисперсных «осколков» и сохраняется в центральной зоне канала после его залечивания (схлопывания). Деформация исходной ферритной структуры в других зонах канала связана с действием ударных волн и с процессами, сопровождающими продвижение частиц по образцу. Авторы [43] в стали 110Г13 также наблюдали дробление частиц при сверхглубоком проникании вплоть до образования «ореола ультрадисперсных включений SiC в аустените» вокруг частично залеченных каналов.

На рисунке 4.18 а, б представлен частично залеченный канал проникания в меди, нагруженной высокоскоростным потоком частиц SiC. Снимок получен на фольге, вырезанной

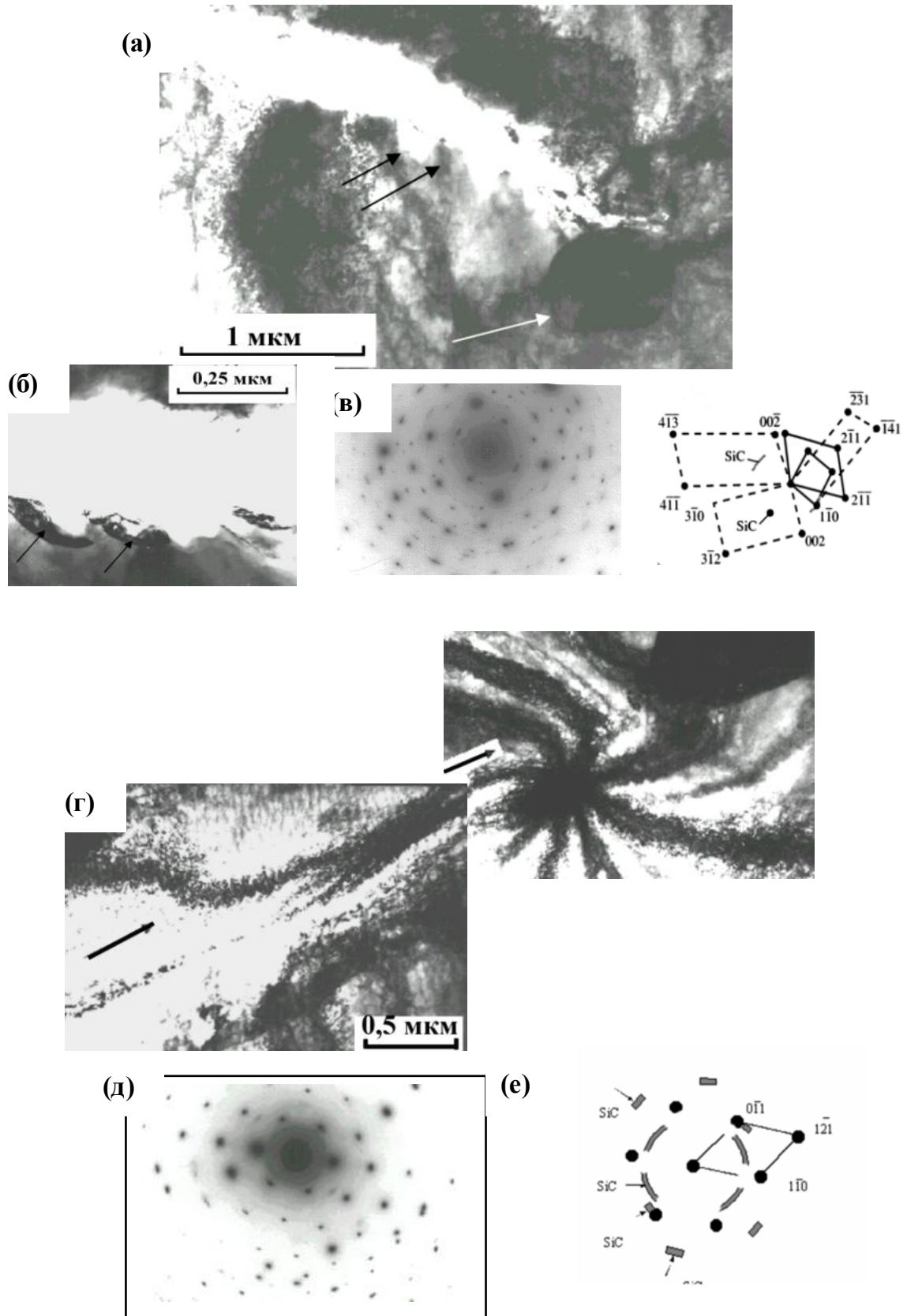


Рисунок 4.17. Частицы и каналы проникания в образце сплава Nb с ферритной структурой, нагруженном потоком частиц SiC: а, б - частица в конце канала и «осколки частицы» в стенке канала; в- электронограмма и схема расшифровки; г - структура залеченного канала; д - электронограмма, е - схема расшифровки. Продольные фольги

в поперечном направлении, на расстоянии 7-8 мм от поверхности нагружения. Частица SiC размером 0,25 мкм окружена микрообластью, содержащей повышенную плотность дислокаций по сравнению с более удаленными от частицы участками медной матрицы (рисунок 4.18 а). На темнопольном снимке, полученном в рефлексе $311_{\text{гнк}}$, видно, что область, окружающая частицу, имеет ориентировку, отличающуюся от ориентировки исходной медной матрицы (рисунок 4.18 б). По-видимому, это результат упруго-пластического взаимодействия медной преграды с частицей. Разориентировка прилегающего к частице SiC микроучастка и повышенная плотность дислокаций в нем свидетельствует о пластической деформации, локализованной в отдельных микрообъемах медной матрицы, примыкающих к каналу проникания микрочастицы.

Рассмотрим случаи наблюдения проникших микрочастиц, относящиеся ко второму типу каналов проникания без существенной деформации. На рисунке 4.18 в показана частица SiC размером 0,15-0,25 мкм, обнаруженная в меди, нагруженной потоком частиц SiC. Снимок получен на фольге, вырезанной в продольном направлении, на расстоянии 8-9 мм от поверхности нагружения. На рисунке 4.18 г представлено темнопольное изображение частицы в рефлексе 016_{sic} . Дифракционный и темнопольный анализ показал, что проникшая частица SiC окружена практически неизменной медной матрицей, что свидетельствует об упругом (квазиупругом) взаимодействии медной преграды с частицей. На рисунке 4.19 показана частица SiC в полностью залеченном канале в сплаве Nb с исходной ферритной структурой. Снимок получен на фольге, вырезанной в продольном направлении, на расстоянии 5-6 мм от поверхности нагружения. Рядом с частицей нет следов канала проникания, виден лишь изгиб экстинкционного контура, свидетельствующий о небольшой разориентации участка ферритной матрицы, прилегающего к частице. Вблизи экстинкционного контура в ферритной структуре выявляется высокая плотность дислокаций, однако ячеистая структура не образуется.

На рисунке 4.20 представлены частицы, обнаруженные в образце из стали 30 с ферритно-перлитной структурой, нагруженном высокоскоростным потоком частиц Cr. Снимки сделаны на поперечных фольгах, вырезанных на расстоянии 5-7 мм (рисунки 4.20 а и 4.20 б) и 20-22 мм (рисунок 4.20 в) от поверхности нагружения. На рисунке 4.20 а, б показана довольно крупная частица Cr, размерами 5-7,5 мкм, однако возле нее не видно следов интенсивной пластической деформации, описанных авторами [10,11]. Частица находится в перлите. Слева от частицы заметен изгиб окружающих ее цементитных пластин, свидетельствующий о некоторой локальной деформации. Справа от частицы имеется участок, в котором при большем увеличении обнаружена сфероидизация пластин цементита в перлитной структуре. На темнопольном изображении этого участка, в рефлексе цементита видны равноосные частицы цементита и изогнутые пластины (рисунок 4.20 б). Заметим, что случаи сфероидизации

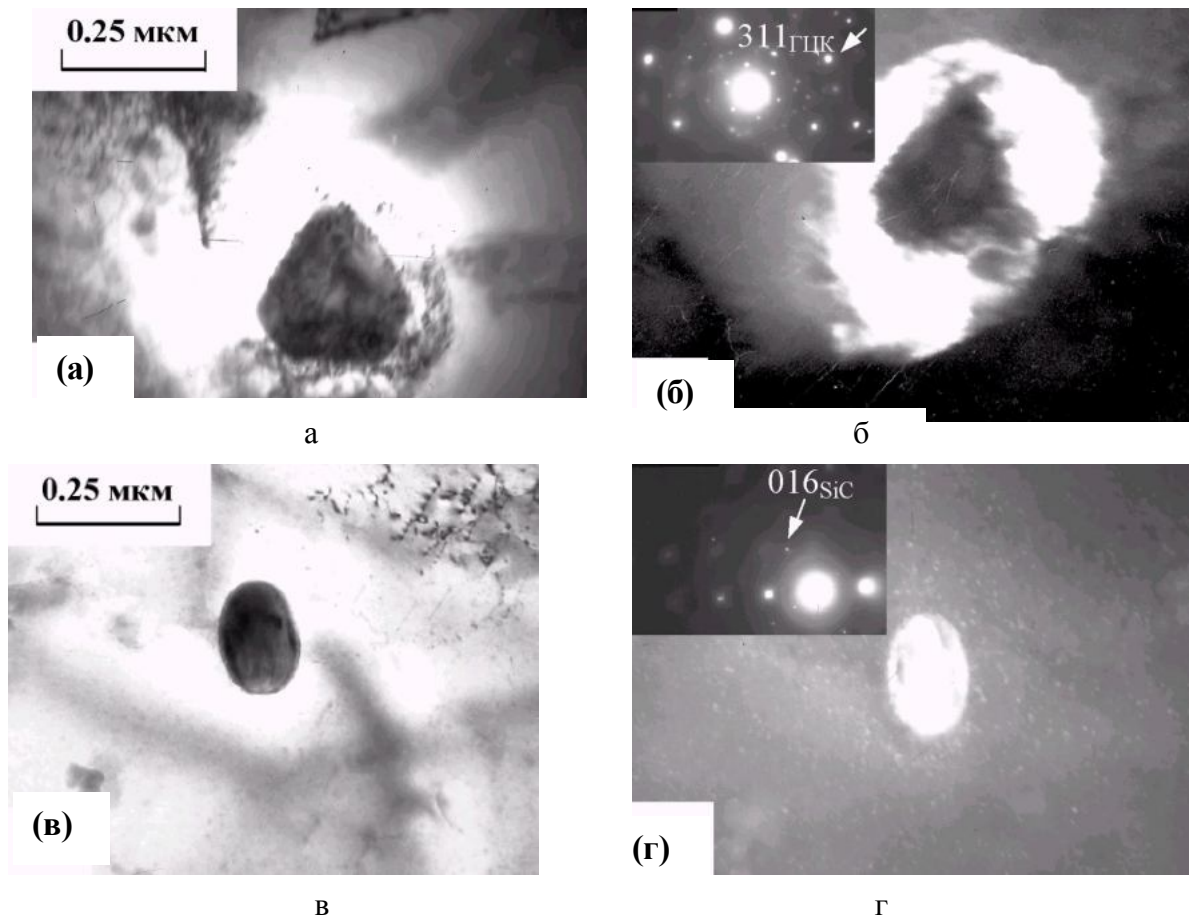


Рисунок 4.18. Частицы SiC в образце меди чистотой 99,97%, нагруженном потоком микрочастиц SiC: а, б – частица в частично залеченном; в, г – частица в полностью залеченном канале; а, в – светлопольные; б, г – темнопольные изображения в рефлексах $311_{\text{гic}}$ и 016_{sic} соответственно. Поперечные фольги.

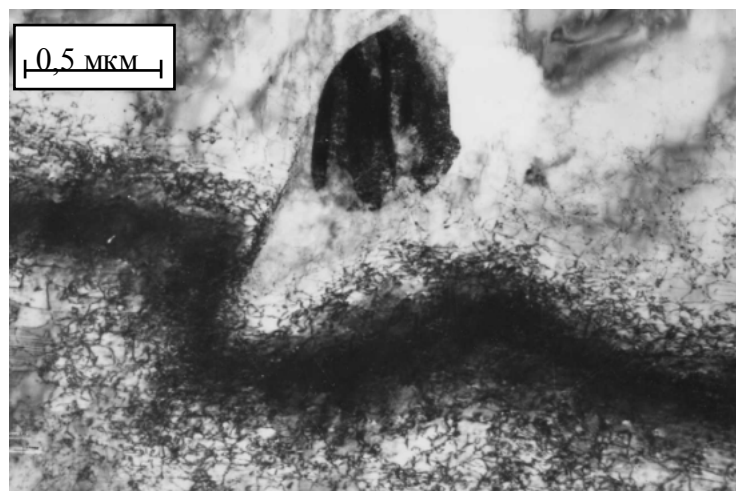


Рисунок 4.19. Частица SiC вне канала проникания в образце сплава Nb с ферритной структурой. Продольная фольга.

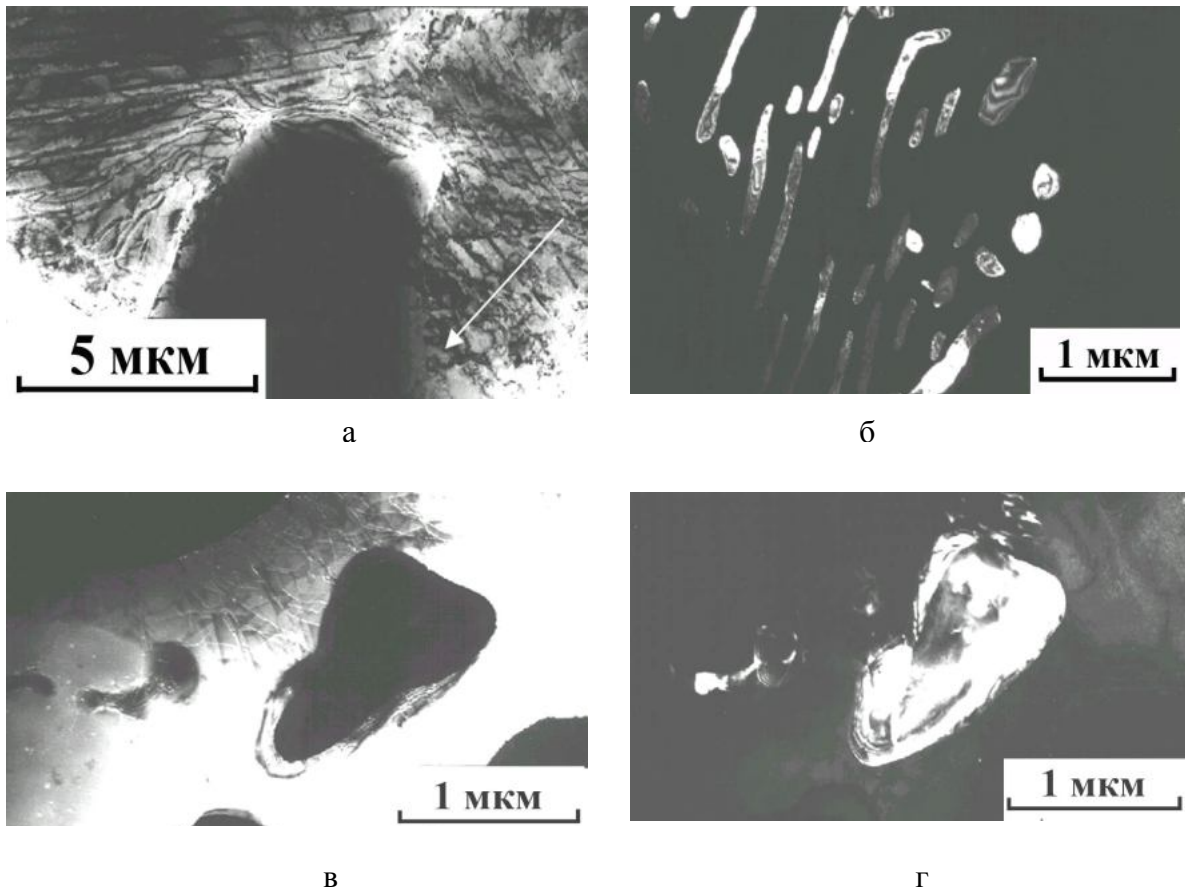


Рисунок 4.20. Частицы Cr вне канала проникания, в стали 30 с феррито-перлитной структурой, нагруженной высокоскоростным потоком частиц:

а - крупная частица Cr в перлитной структуре; б – сфероидизация пластин цементита в перлитной структуре около частицы Cr; продольная фольга

в , г – частица Cr в ферритной структуре; поперечная фольга;

а- светлопольное изображение; б, в, г - темнопольные изображения б - в рефлексе цементита; в - в рефлексе феррите; г - в рефлексе Cr.

цементита возле частиц Cr в анализируемом образце были замечены неоднократно. Эти наблюдения указывают на высокие локальные остаточные температуры, достигающие 700-720°C (около A_{c3}), развивающиеся в процессе проникания частиц. Если остаточные температуры связать с амплитудой давления в ударной волне, как показано в [150] и обсуждалось выше в главе 3, то локальное давление в этой области может достигать 100 ГПа. Заметим, что локальному повышению температуры может также способствовать трение частицы о материал преграды. На рисунке 4.20 в, г представлены темнопольные снимки другой частицы Cr размером 0,6-1,5 мкм, полученные в рефлексе феррита и Cr, соответственно. Вокруг частицы Cr, находящейся в свободном феррите, не обнаружено следов значительной пластической деформации. Подобные случаи проникания частиц без существенной деформации преград наблюдали и в железо-марганцевых сплавах, нагруженных частицами SiC [225, 226]. Таким образом, результаты микроструктурного исследования проникших частиц и прилегающих к ним участков нагруженных материалов показали, что характер взаимодействия большей части проанализированных частиц с материалом преград является упругим и не приводит к заметной пластической деформации преград. При упруго-пластическом взаимодействии проникших частиц с преградами микрообъемы, примыкающие к каналам проникания частиц, претерпевают значительную пластическую деформацию, а также обогащаются материалом частиц.

Проникшие частицы SiC были изучены методами спектрального микроанализа. На рисунках 4.23 и 4.24 представлены результаты локального рентгеноспектрального анализа отдельной частицы SiC, а также группы, состоящей из крупной и более мелких частиц SiC (осколков), проникших в образец меди на расстояние 9-10 мм. На рисунках 4.21 а и 4.22 а представлен вид частиц, изображения были получены в обратно отраженных электронах. Съемка в K_{α} излучении кремния (рисунки 4.21 б и 4.22 б) и анализ распределения кремния вдоль линии сканирования, проходящей через частицы и окружающую их медную матрицу (рисунки 4.21 в и 4.22 в), показали присутствие кремния в частицах. На рисунке 4.21 в, рисунке 4.22 в приведены концентрационные профили распределения Si вдоль линии сканирования. Видно, что количество кремния в частицах и прилегающих к ним микрообъемах (толщиной ~0,5-1 мкм) повышено по сравнению с окружающей матрицей.

Для идентификации частиц SiC в металлической матрице был использован метод комбинационного (Рамановского) рассеяния света (КРС). Спектры КРС анализируемого вещества содержат характерные линии, что дает возможность провести качественный (а иногда и количественный) анализ исследуемого материала. Так, в случае SiC спектроскопия КРС позволяет различать до пяти существующих политипов [229]. Анализ выполняли на исходном порошке SiC и на образцах меди после нагружения потоком порошковых микрочастиц SiC.

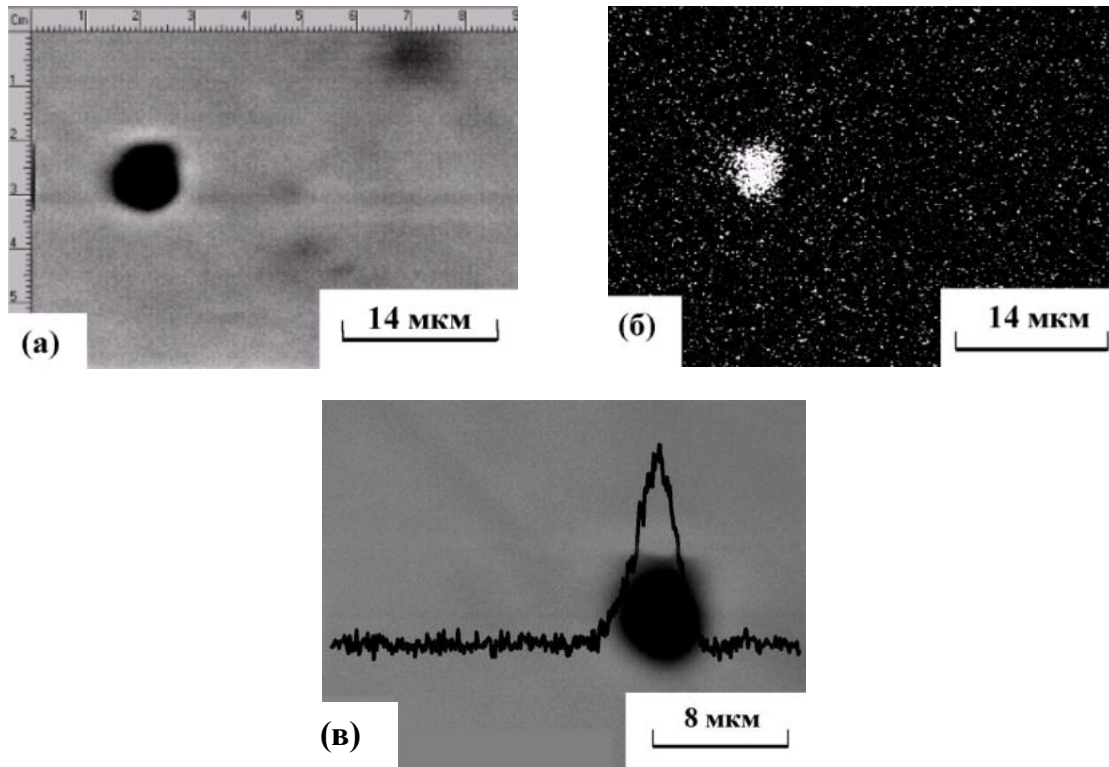


Рисунок 4.21. Отдельная частица SiC в нагруженной меди:

а – изображение в обратно отраженных электронах; б – изображение в лучах Si;
в – распределение Si вдоль линии сканирования.

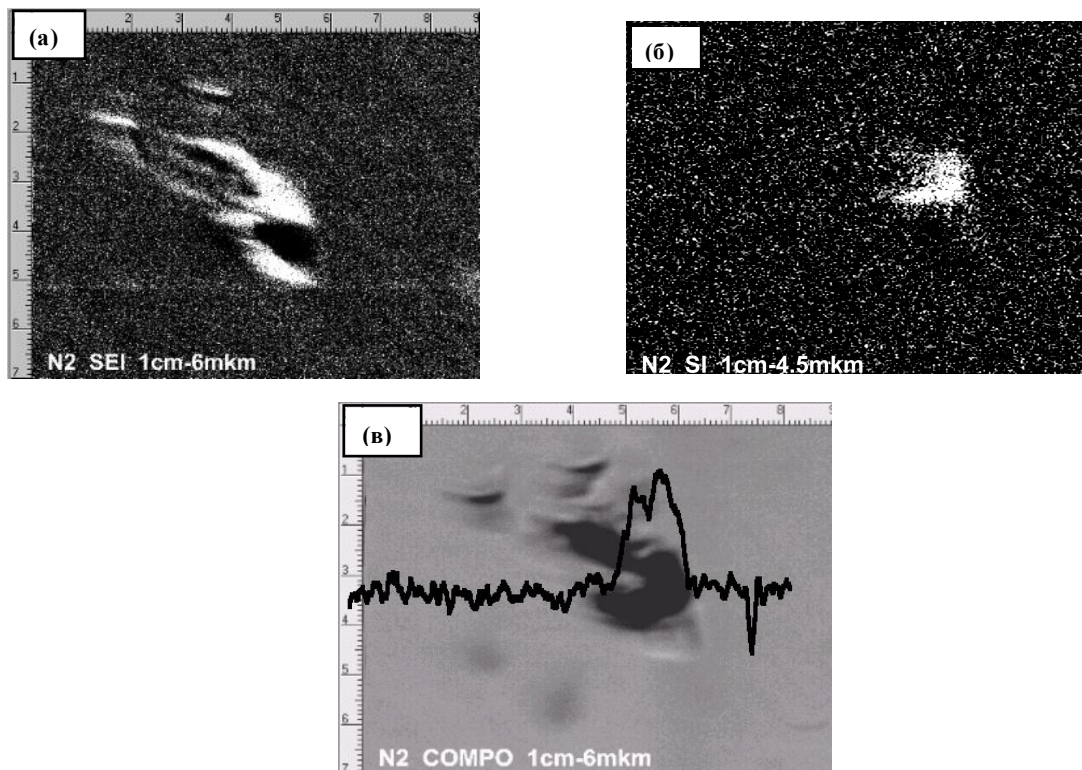


Рисунок 4.22. Группа частиц SiC с осколками в нагруженной меди:

а – изображение в обратно отраженных электронах; б – изображение в лучах Si;
в – распределение Si вдоль линии сканирования.

Образцы были вырезаны вдоль и поперек направления потока. Продольные шлифы были приготовлены на образцах, вырезанных на расстояниях от 2 до 18 мм и от 8 до 18 мм, поперечный шлиф – на расстоянии 8 мм от зоны воздействия. Были исследованы от одного до трех шлифов, приготовленных на каждом образце путем последовательного снятия (шлифовкой и полировкой или электрохимическим травлением) слоев толщиной 3-10 мкм. Необходимо отметить, что для исключения возможности случайного попадания материала абразива на поверхность анализируемых шлифов, их полировку выполняли на новом сукне с водой без полирующих паст. Для большого числа проанализированных частиц в высокочастотной области спектра наблюдались четыре узких линии на частотах 767, 789, 798 и 966 см^{-1} (рисунок 4.23 а). Такие спектры являются характерными для 6Н-политипа SiC [229], что дает возможность однозначно подтвердить его присутствие в образцах. Это согласуется с представленными ранее данными рентгеноструктурного и нейтронографического исследований порошка SiC, использованного для нагружения.

В некоторых спектрах, полученных от проникших частиц, наблюдаются уширенные линии вблизи указанных частот. На рисунке 4.23 б приведены два спектра КРС, один из которых соответствует неизменной структуре SiC II, политип 6Н (кривая 1), другой – измененной (кривая 2). Уширение линий на кривой 2 может свидетельствовать о нарушении дальнего порядка и возникновении дефектов в структуре 6Н-SiC при нагружении высокоскоростным потоком частиц. Другой возможной причиной может быть существенное уменьшение размеров частиц SiC. Например, образование нанокристаллических осколков за счет дробления частиц SiC в процессе их движения по каналам проникания, как наблюдали в меди (см. рисунок 4.16 г), железоникелевых (см. рисунке 4.17 г) и железомарганцевых [225, 226] сплавах. Необходимо отметить, что в спектрах КРС, полученных от двух проникших частиц, наблюдали появление дополнительных линий, не свойственных структуре SiC II (политип 6Н), что может указывать на возможность превращения в частицах SiC, связанного с локальным повышением давления. В [230] установлено, что фазовый переход в SiC в ударных волнах происходит при давлении около 24 ГПа, в [231] было указано на возможность локального фазового перехода в карбиде кремния с образованием более плотноупакованной, пластичной фазы при амплитуде давления порядка 30 ГПа.

Обсуждение результатов

Поток порошковых частиц, разогнанных взрывом, при соударении с преградой возбуждает в ней ударные волны. Опережающее воздействие ударных волн создает в материале преграды необходимые условия для проникания небольшой доли (до 1%) разогнанных частиц. В [12] было указано, что проникшие частицы существенно меньше исходных частиц. Проведенные исследования показали, что размеры проникших микрочастиц на два порядка

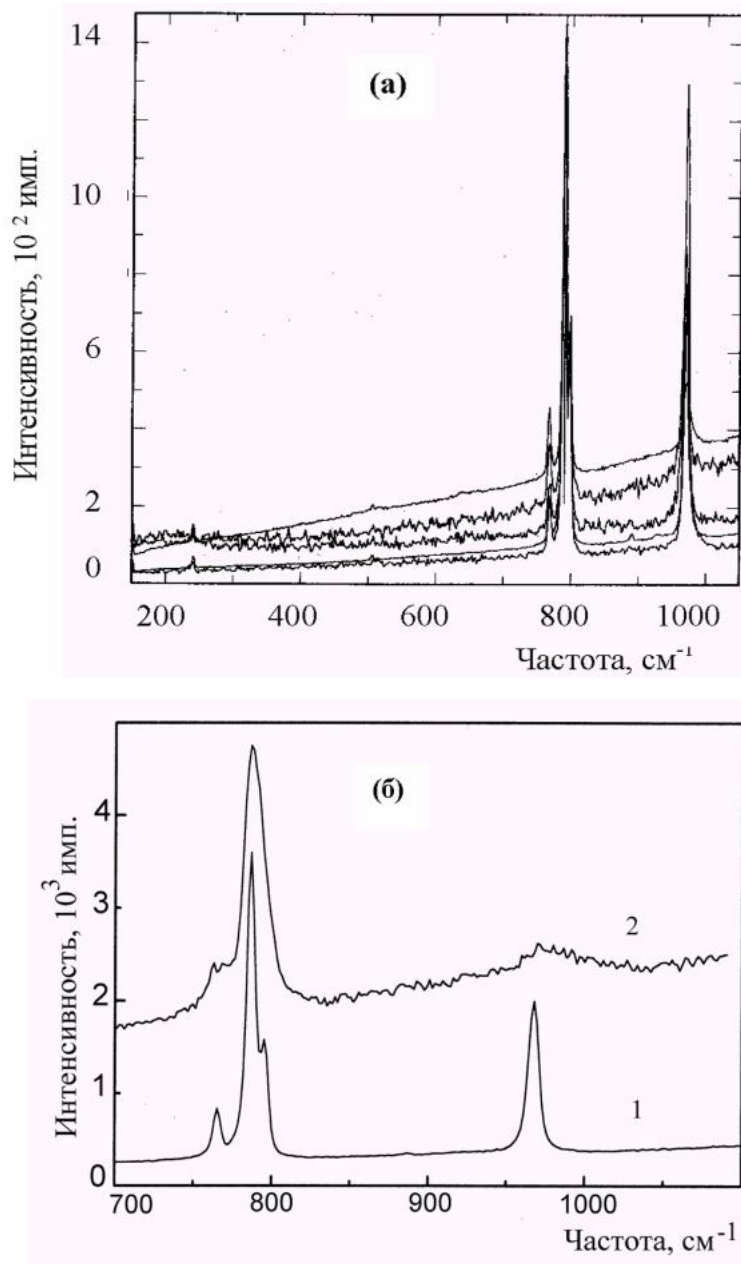


Рисунок 4.23. Спектры комбинационного (Рамановского) рассеяния света, полученные от нескольких частиц SiC в медной матрице:

а – спектры от исходного порошка SiC и четырех частиц, проникших в образец на расстояние до 10 мм; продольный шлиф;

б - обобщенные результаты: 1 - наиболее представительный спектр,

2 - спектр с уширенными линиями.

меньше исходных частиц порошка (60 мкм), при этом было установлено, что еще до попадания частиц в материал преграды они измельчаются на порядок за счет дробления при взрывной обработке. Результаты структурных исследований, выполненных на различных материалах, показали, что микроструктура материалов, подвергнутых действию высокоскоростного потока частиц, изменяется под влиянием нескольких факторов. Ударные волны, возбужденные при соударении потока с преградой, вызывают фазовые превращения и деформацию, которая состоит из равномерной и локализованной. Другой фактор, изменяющий микроструктуру, - это эффекты, связанные с прониканием частиц.

Представленные выше экспериментальные результаты и данные, полученные Л.Г. Коршуновым с соавторами [225-228], свидетельствуют о значительной неоднородности воздействия высокоскоростного потока порошковых частиц, разогнанных взрывом, на макро- и микроуровне. Неоднородность возникает вследствие пластической деформации сжатия в приповерхностном слое и из-за сложного характера распространения ударных волн и сопутствующей им высокоскоростной деформации в образцах.

Обнаружено два типа каналов проникания: каналы с большой степенью деформации и каналы с незначительной деформацией материала преграды. Во втором случае выявляется только незначительная деформация около проникших частиц. В отношении первого случая проникания установлено, что каналы залечиваются (захлопываются), хотя и не полностью, и это согласуется с данными [204-206]. Наблюдение двух типов каналов проникания представляет несомненный интерес. На основании анализа представленных выше структурных исследований и результатов работ [225-228] можно предположить, что это различие обусловлено разными механизмами взаимодействия проникающих частиц с материалом преграды: упруго-пластическим (формирование частично залеченных каналов) и упругим (полное залечивание канала). После прохождения частиц имеет место релаксация напряжений, за счет частичного или полного схлопывания каналов, затем происходит снижение давления в области позади частиц. На упругий характер проникания по второму типу указывает отсутствие значительной деформации преграды и полное схлопывание (залечивание) канала. Важно отметить, что доля упругой составляющей во взаимодействии материала образцов с частицами обычно весьма велика. Об этом свидетельствует и обнаруженный в [225] кристаллографический характер развития микротрещин в стали 110Г13 при образовании частично залеченных каналов проникания частиц SiC.

Характер взаимодействия большей части проанализированных частиц с материалом образцов является преимущественно упругим и не приводит к заметной пластической деформации материала вокруг частиц. При упруго-пластическом взаимодействии проникших частиц с материалом образца микрообъемы материала, примыкающие к каналам

сверхглубокого проникания, претерпевают значительную пластическую деформацию, а также обогащаются материалом частиц. В прилегающих к каналам участках преграды не было обнаружено дисперсных структур и следов аморфизации, соответствующих предельным степеням деформации материала преград, что противоречит результатам исследований [204-206]. По-видимому, наблюдения ячеистой и фрагментированной структуры, описанные в этих исследованиях, связаны с участками локализованной деформации, обусловленной действием ударных волн.

Локальный рентгеноспектральный анализ образца меди, обработанного потоком порошковых частиц SiC, показал, что микрочастицы проникшие в медный образец и окружающие их микрообласти (~0,5 мкм) имеют высокую концентрацию кремния. Метод комбинационного рассеяния света однозначно подтвердил эффект сверхглубокого проникания частиц SiC в медную преграду на глубину до 10 мм.

ВЫВОДЫ К ГЛАВЕ 4

1. Действие высокоскоростного потока микрочастиц на металлические преграды возбуждает в них ударные волны. Опережающее воздействие ударных волн создает необходимые условия для сверхглубокого проникания микрочастиц в материал преград на глубину до несколько десятков миллиметров. Проникшие частицы измельчаются на два порядка по сравнению с исходными, причем измельчение на один порядок происходит еще до попадания частиц в материал преграды.
2. Структурные изменения в материалах преград происходят под действием ударных волн во всем объеме образцов и непосредственно в каналах проникания и вблизи них. Действие ударных волн характеризуется значительной неоднородностью на макро- и микроуровне. Ударно-волновое воздействие сопровождается высокоскоростной деформацией и образованием фаз высокого давления.
3. Обнаружено два типа каналов проникания, соответствующих двум видам взаимодействия материала преграды с частицами: упруго-пластическому (формирование частично залеченных каналов) упругому (полное залечивание каналов). Установлено, что проникание частиц по каналам первого типа связано с особенностями высокоскоростной деформации, вызванной ударными волнами. На упругий характер проникания по второму типу указывает отсутствие значительной деформации преграды и полное схлопывание (залечивание) канала.
4. Характер взаимодействия большей части проанализированных частиц с материалом образцов является преимущественно упругим и не приводит к заметной пластической деформации материала вокруг частиц. При упруго-пластическом взаимодействии проникших частиц с материалом образца микрообъемы материала, примыкающие к каналам сверхглубокого проникания частиц, претерпевают значительную пластическую деформацию, а также обогащаются материалом частиц.
5. На примере образца из меди, обработанного высокоскоростным потоком порошковых частиц SiC, методом локального рентгеноспектрального анализа показано, что частицы, проникшие на глубину 10-18 мкм, имеют высокую концентрацию Si. Были получены Рамановские спектры SiC, что однозначно указывает на проникание частиц SiC в образец меди. По характеру спектра установлено, что проникшие частицы SiC сохраняют 6H структуру, которую имел исходный порошок.

ГЛАВА 5 ФОРМИРОВАНИЕ СУБМИКРОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ И НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ МЕДИ И СПЛАВОВ МЕДИ ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНОЙ ДЕФОРМАЦИИ

5.1 Развитие деформационных методов получения наноматериалов

Создание наноматериалов – одно из приоритетных направлений современного материаловедения. Изучение возможности использования сверхвысоких или, как их принято называть в отечественной литературе, интенсивных пластических деформаций (ИПД) для получения объемных нанокристаллических металлов и сплавов с высокими физико-механическими свойствами вызывает неослабевающий интерес у современных исследователей [232-243]. В настоящее время находят применение несколько способов получения объемных субмикро- и нанокристаллических материалов методами ИПД: равноканальное угловое прессование – РКУП [233-237], многократная всесторонняя изотермическая ковка – ВИК [238, 239], аккумулярированная прокатка [240], винтовая экструзия [241] и т.д. Наибольшее распространение и развитие получил метод РКУП, разработанный В.М. Сегалом с сотрудниками более 30 лет назад [242], и заключающийся в многократном продавливании заготовки в специальной оснастке через два канала с одинаковыми поперечными сечениями, пересекающимися обычно под углом 90° . Возможность создания объемных субмикрокристаллических и нанокристаллических металлов и сплавов методом РКУП впервые была показана в работах Р.З. Валиева с сотрудниками [243, 244]. Исследования свойств объемных субмикро- и нанокристаллических материалов, полученных РКУП и другими методами ИПД показали, что они могут сочетать высокую прочность и хорошую пластичность, проявлять сверхпластичность при низких температурах, иметь высокие циклическую и радиационную стойкость [235-239, 244-254]. Необычно высокие физико-механические свойства таких материалов объясняют формированием в процессе больших пластических деформаций неравновесных дефектных структур, содержащих малоугловые и большеугловые границы зерен в различном процентном соотношении, а также дефектные структуры внутри зерен-субзерен разной степени совершенства [247-258].

Закономерности эволюции микроструктуры металлов и деформационного упрочнения при переходе к большим пластическим деформациям впервые были исследованы в работах В.И. Трефилова и С.А. Фирстова с сотр. [259], и систематически изучены в работах В.В. Рыбина [255]. Установлено, что независимо от исходной структуры, типа кристаллической решетки материала и способа его деформирования при больших степенях деформации образуется фрагментированная структура, содержащая большеугловые границы. В.В. Рыбиным с сотр.

[255] на основе представлений о доминирующей роли дисклинационной моды, при степенях деформации, близких к 100%, и анализа многочисленных экспериментальных данных, полученных для случаев одноосного растяжения и прокатки при относительно малом вкладе сжимающих напряжений, предложен механизм фрагментации, эффективный до формирования структуры предельного (критического) размера - 0,2 мкм. И показано, что фрагментированная структура критического размера не способна сопротивляться усиливающемуся воздействию внешних и внутренних напряжений и должна вести к разрушению [255].

Для создания сверхбольших степеней деформации, и получения субмикроструктур без разрушения образцов, были применены сдвиг под квазигидростатическим давлением - СГД [260-263] и равноканальное угловое прессование – РКУП [233-237]. Систематизация дефектных структур, возникающих по мере увеличения степени деформации при ИПД методами КГД и РКУП, в различных материалах выполнена в [256, 264-268]. Показано, что при подходе к области действия очень больших пластических деформаций в зависимости от природы материала происходит переход от одних структурных состояний к другим (образование ячеистых, полосовых, фрагментированных и др. структур) и стадийное развитие структуры [266-268]. При этом меняются внутренние напряжения и условия для проявления необычного механического поведения кристаллов [256, 264, 265]. Многие исследователи [235, 239, 246, 248, 269-277] связывают высокие механические и физические свойства материалов с субмикро- и нанокристаллическими структурами, полученных квазистатическими методами ИПД, с формированием особых неравновесных границ зерен, ответственных за аномальные явления проскальзывания, диффузии и взаимодействия с решеточными дефектами. Выяснению закономерностей и механизмов влияния наноструктурированных состояний, созданных методами КГД, РКУП, ВИК и др., на физические и механические свойства материалов посвящено большое число работ [247-253, 256-258, 269-271, 278]. Необходимо отметить, что во всех вышеперечисленных квазистатических методах ИПД используется дорогостоящее и, зачастую, малопроизводительное прессовое оборудование. Поэтому поиск альтернативных источников внешнего воздействия на материалы остается актуальным.

Высокоэнергетические или экстремальные воздействия открывают возможность получения объемных субмикро- и нанокристаллических материалов в течение микросекундных интервалов времени за счет импульсных источников энергии. Используемый в настоящем исследовании новый, перспективный метод ИПД - динамическое канально-угловое прессование (ДКУП), является одним из таких способов воздействия. Метод ДКУП, разработанный в 2004-2006 гг. в Российском федеральном ядерном центре – ВНИИТФ (г. Снежинск) под руководством Е.В. Шорохова [280, 281], представляет собой высокоскоростной (10^4 - 10^5 с⁻¹)

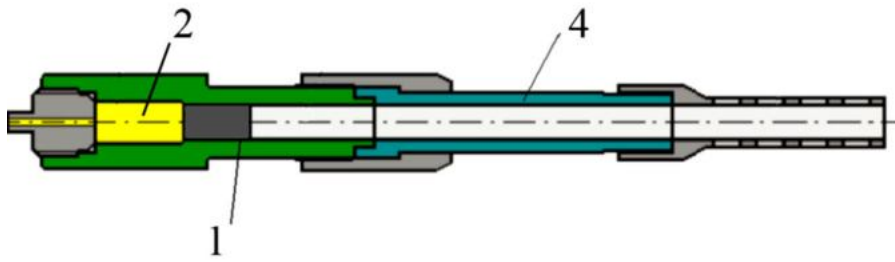
вариант РКУП. Деформация при ДКУП осуществляется с помощью техники ударно-волнового нагружения, то есть для продавливания образцов по каналам вместо энергоемкого прессового оборудования используется энергия импульсных источников энергии - пороховых газов, продуктов взрыва и т.п. Преимущество этого метода заключается в кратковременности (~500 мкс) одного цикла прессования. Первые исследования, выполненные нами совместно с авторами метода на образцах титана и меди [282-284], показали, что деформация простого сдвига, которая формирует структуру при РКУП, в случае ДКУП является высокоскоростной, кроме того, при ДКУП действует высокоскоростная ударно-волновая деформация сжатия, что создает добавочный источник деформационного наклепа. На основании анализа структуры нагруженных образцов, была установлена принципиальная возможность трансформации крупнокристаллической структуры меди, титана и сплавов на основе алюминия в субмикроструктурную уже за один-два цикла деформирования методом ДКУП [282-285]. Это предопределило необходимость дальнейшего детального изучения процессов, протекающих в макро- и микрообъемах металлов и сплавов, при высокоинтенсивном импульсном воздействии, реализуемом в методе ДКУП.

В данной главе изложены экспериментальные результаты исследования изменения структуры и свойств меди и сплавов на ее основе, подвергнутых высокоскоростному деформированию новым методом ДКУП. Изучено влияние параметров прессования на деформационные и структурные изменения в объемных образцах и определены оптимальные режимы ДКУП. Исследовано комбинированное воздействие высокоскоростной деформации сдвига, высокоскоростной ударно-волновой деформации сжатия и температуры на формирование субмикроструктурной и нанокристаллической структуры в меди и ее сплавах. Изучены закономерности структурных превращений, протекающих в материалах при высокоинтенсивном импульсном воздействии, реализуемом при ДКУП. Исследована термическая стабильность полученных неравновесных субмикроструктурных и нанокристаллических структур.

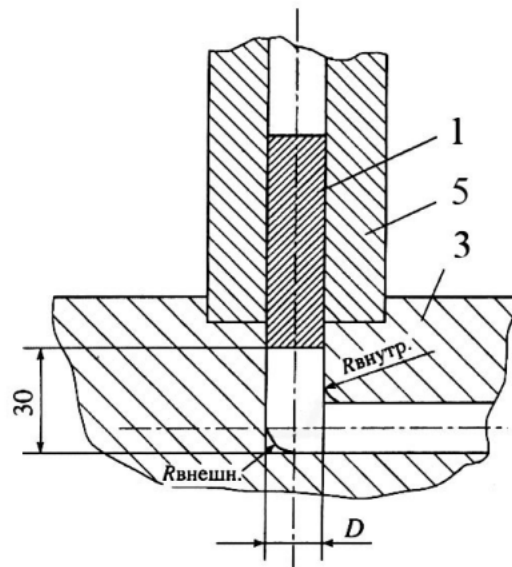
5.2 Изменение структуры и свойств меди при высокоскоростном деформировании методом динамического канально-углового прессования

В настоящем параграфе рассмотрено влияние параметров ДКУП: скорости разгона образцов, числа циклов деформирования и геометрии матрицы на деформационное поведение и структурные изменения в объемных образцах меди и сплавов на ее основе. Результаты опубликованы в [282, 2814 286-290].

Материалами для исследования служили техническая медь (99,8 мас.% Cu), латунь Л63 (мас. %): Cu-основа; Zn-36,6 прочие-0,4 и хромоциркониевая бронза (мас. %): Cu-основа; Cr-0,09; Zr-0,08. Образцы диаметром 14 и 16 мм и длиной 65 и 160 мм подвергали интенсивной пластической деформации при помощи метода ДКУП [280]. Нагружение образцов и определение параметров ДКУП проводили во РФЯЦ-ВНИИТФ И.Н. Жгилев, П.А. Насонов и А.А. Ушаков под руководством Е.В. Шорохова; численное моделирование процесса ДКУП выполняли И.В. Минаев и А.В. Абрамов. На рисунке 5.1 представлена схема ДКУП. С помощью специальной пушки (рисунок 5.1 а) образцы разгоняли до скоростей (V) 215-500 м/с и направляли в матрицу, содержащую, как правило, два (иногда три) канала разного диаметра, пересекающиеся под углом 90° (рисунок 5.1 б). Источником энергии для разгона образцов служили пороховые газы [280, 281]. Прессование образцов выполняли с использованием двух схем: инерционной и поршневой. Разогнанные образцы проходили 30 мм по первому (входному) каналу практически без сопротивления, затем они продавливались через второй и третий каналы под действием инерции за счет запасенной при разгоне кинетической энергии или усилия, воздействующего на свободный торец поршня. Давление пороховых газов и скорость разгона образцов регулировали путем изменения навески и марки пороха. Эти параметры определяли на основе внутрибаллистических расчетов [291]. Пороховой заряд подбирался таким образом, чтобы давление на торец образца значительно превышало динамический предел текучести материала [280]. Погрешность определения скоростей разгона образцов с учетом износа и деформации ствола пушки не превышала 10%. Для прессования использовали три разъемные матрицы, изготовленные из высокопрочной стали. Радиус закругления внешнего угла каналов ($R_{\text{внеш}}$) всех матриц составлял $0,5 D$ диаметра входного (первого) канала матрицы (рисунок 5.1 б). Первая матрица содержала три канала (диаметр первого канала был 14 мм, второго - 10 мм, третий канал имел поперечное сечение размером 8 x 8 мм). Вторая и третья матрицы содержали два канала диаметром 16 и 14 мм, и отличались друг от друга только радиусом закругления внутреннего угла каналов - $R_{\text{внутр}}$ (см. рисунок 5.1 б). Во второй матрице $R_{\text{внутр}} = 7\text{мм}$, в третьей - $R_{\text{внутр}} = 0$. В дальнейшем $R_{\text{внутр}}$ будем обозначать как R . Исходные размеры образцов, характеристики матриц (D -диаметр входного канала; R - радиус закругления внутреннего угла каналов) и параметры прессования (V - начальная скорость разгона образца; P - давление в образце в области угла поворота) для каждого эксперимента приведены в таблице 5.1. В первой (модельной) матрице подвергали прессованию только 1-й образец (таблица 5.1). Все остальные образцы прессовали во второй и третьей серийных матрицах. Число циклов прессования (проходов) варьировали от 1 до 4. Для того, чтобы задействовать все четыре плоскости сдвига, образец поворачивали вокруг его оси: после первого прохода на угол 180° , после второго – на 90° , после третьего – на 180° . Если диаметр



а



б

Рисунок 5.1. Схема установки для динамического канально-углового прессования (ДКУП)

а - устройство для разгона образцов, б – схема матрицы;

1 - образец; 2 – пороховой заряд; 3 – матрица; 4 – ствол; 5 – направляющая втулка

образца был меньше диаметра входного канала (см. D, таблица 5.1), то образец при упоре в дно входного канала осаживался до этого диаметра. Скорость деформации материала оценивалась равной 10^4 - 10^5 с⁻¹, давление в образцах в области угла поворота составляло 1,5 -8 ГПа (см. таблица 5.1). Величины давлений были рассчитаны для случая соударения пластин меди и стали при скоростях 215 -500 м/с, поэтому приведенные в таблице 5, 1 значения можно считать предельными.

Таблица 5.1 Исходные размеры образцов, характеристики матриц и параметры ДКУП

№ образцов п/п	Материал образцов	Исходные размеры образцов		Количество каналов в матрице	Количество проходов	D, мм	R, мм	V, м/с	P, ГПа
		d, мм	l, мм						
1	Cu	14	65	3	1	14	7	215	2,0
2	Cu	16	65	2	1	16	7	215	1,5
3	Cu	16	65	2	2	16	7	215	1,5
4	Cu	16	65	2	4	16	7	230	2,0
5	Cu	14	160	2	1	14	7	400	8,0
6	Cu	14	160	2	1	16	7	500	8,0
7	Cu	16	65	2	1	16	0	230	2,0
8	Cu	16	65	2	1	16	0	250	2,0
9,10	Cu	16	65	2	4	16	0	230	2,0
11	Cu-Zn	16	65	2	1	16	0	230	1,5
12	Cu-Cr-Zr	16	65	2	1	16	0	215	1,5
13	Cu-Cr-Zr	16	65	2	3	16	0	250	2,0

Обозначения: D-диаметр входного канала; R- радиус закругления внутреннего угла каналов матрицы; V - начальная скорость разгона образца; P - давление в образце в области угла поворота;

После нагружения образцы разрезали вдоль, а иногда поперек направления вытяжки для изучения микроструктуры и изготовления образцов для измерения свойств. Электронно-микроскопическое исследование выполняли на микроскопах JEM200СХ и JEM-2100СХ. Микротвердость измеряли на приборе ПМТ-3 при нагрузке 0,49 Н с погрешностью, не превышающей 10 %. Испытания на растяжение проводили на машине Zwick/Roell на плоских образцах толщиной 2 мм и длиной 65 мм, с использованием клиновых захватов. Погрешность измерений σ_B и $\sigma_{0,2}$ составляла ± 10 МПа; δ — $\pm 1\%$.

5.2.1 Влияние параметров высокоскоростного прессования на деформационное поведение и структурные превращения в меди

Высокоскоростное прессование в матрице, содержащей три канала. В исходном состоянии (после отжига при температуре 450°С) все образцы меди имели полиэдрическую структуру со средним размером зерна 100 мкм. Зерна содержали большое количество двойников отжига. Структурные изменения, происходящие в меди в процессе высокоскоростного деформирования методом ДКУП, изучали на 1-м образце (см. таблица 5.1), подвергнутом прессованию в один проход в модельной матрице, содержащей три канала. Схема структурных изменений в образце при последовательном прохождении каналов разного диаметра, что соответствует увеличению степени деформации, представлена на рисунке 5.2. После прессования образец состоял из трех частей, каждая из которых располагалась в одном из каналов матрицы. Стрелками указаны направления течения. Рассмотрим структурные изменения, произошедшие в меди при прессовании. В первом канале (обозначен цифрой 1 на рисунке 5.2), диаметр которого совпадает с диаметром исходной заготовки, заметного изменения микроструктуры образца не происходит: размер и форма зерен на заднем торце образца близки к исходным. Анализ тонкой структуры этой части образца показал образование сложных дислокационных структур и появление контуров экстинкции, которые указывают на упругие деформации [282], то есть, в первом канале на образец действует только ударно-волновая деформация. В участке образца, расположенном в области перехода первого (1) канала во второй (2) были обнаружены сплюснутые зерна (рисунок 5.2), образовавшиеся в результате деформации сжатия за счет осадки образца при упоре в дно первого канала.

Во втором канале форма зерен изменяется, они удлиняются вдоль направления течения (см. рисунок 5.2). При электронно-микроскопическом исследовании наблюдали начальные стадии формирования ячеистой дислокационной структуры деформационного происхождения (рисунок 5.3 а) и образование систем двойников толщиной 0,02-0,1 мкм (рисунок 5.3 б). Стенки дислокационных ячеек имеют размытый, нечеткий вид (рисунок 5.3 а), поскольку сформировались, в основном, под действием высокоскоростной деформации. Внутри микродвойников присутствует тонкая субструктура (рисунок 5.3 б), возникновение которой обусловлено действием высоких локальных напряжений. Образование систем микродвойников в меди при ДКУП свидетельствует о действии высокоскоростной деформации [82, 83, 163], поскольку при квазистатических режимах деформации (растяжении, сжатии, прокатке) медь деформируется скольжением [170]. Образование подобных дисперсных структур (ячеистой и двойниковой) в меди под действием высокоскоростной деформации, сопровождающей ударно-волновое нагружение, было подробно обсуждено и описано выше в главе 4 (см. рисунки 4.2 б и

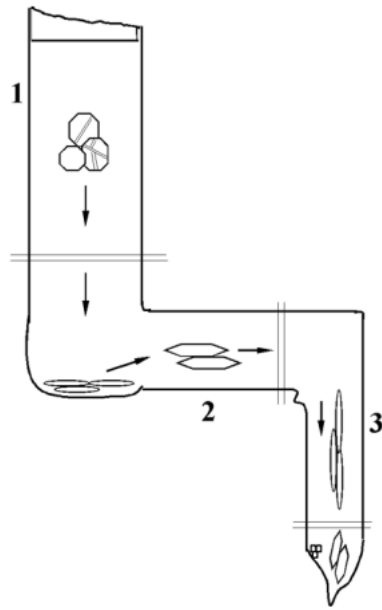


Рисунок 5.2. Вид продольного сечения 1-го образца меди после ДКУП в один проход в матрице, содержащей три канала (схема).

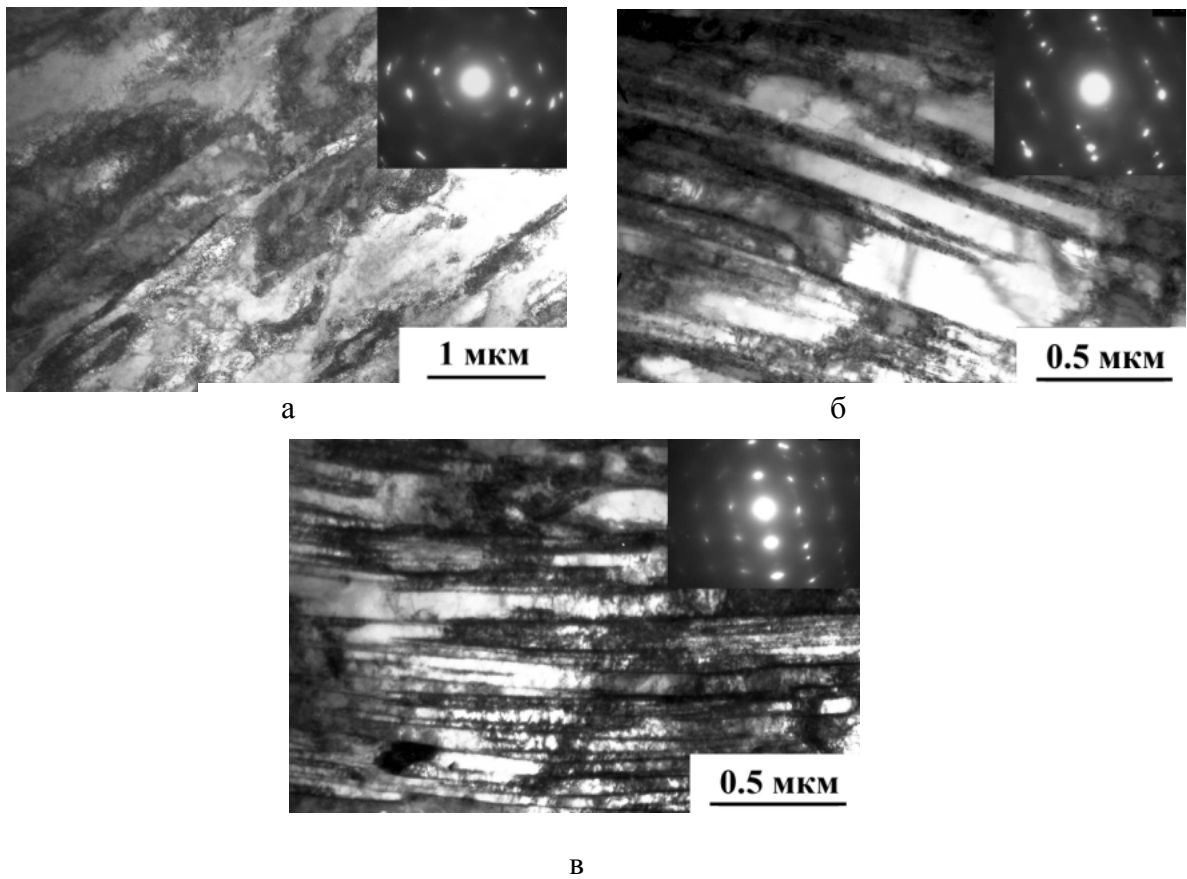


Рисунок 5.3. Микроструктура 1-го образца меди после ДКУП в матрице, содержащей три канала: а - начало формирования ячеистой структуры; б - микродвойники; в - удлиненные субзерна внутри волокон меди.

4.3, параграф 4.2). При переходе из второго (2) канала в третий (3) и в большей части третьего канала формируется тонкая волокнистая структура (рисунок 5.2). Толщина волокон составляет ~5-20 мкм. Внутри волокон обнаружены дисперсные удлиненные субзерна, имеющие поперечный размер 0,05-0,1 мкм (рисунок 5.3 в). Степень деформации в этих участках образца, оцененная по вытянутости субзерен, составляет 60-80%.

Необходимо отметить, что в области перехода из второго канала в третий (см. рисунок 5.2) наблюдали участки сильного локализованного течения, возникшие вследствие изменения направления течения. Здесь же в области перехода обнаружили полосу адиабатического сдвига (ПАС) шириной ~200 мкм [281]. На рисунке 5.4 а представлена ПАС, и, окружающие ее, участки сильного локализованного течения. При большем увеличении видно (см. рисунки 5.4 б и 5.4 в), что ПАС состоит из дисперсных (0,5-1,0 мкм) зерен. Температура в ПАС могла повыситься до температуры, достаточной для прохождения процесса рекристаллизации в наклепанной меди ($\geq 170^\circ\text{C}$ [289]), по-видимому, из-за возникновения в этом участке образца области высокой локальной сдвиговой деформации. Ранее в главе 3 (параграф 3.3) были подробно рассмотрены условия формирования ПАС в различных сплавах и сталях при ударно-волновом нагружении. Значительная (до ~500% по данным [157]) деформация в ПАС происходит за короткий промежуток времени, без теплообмена с соседними участками металла, и это может приводить к существенному повышению температуры внутри ПАС. Возникновение ПАС в сплавах на основе меди при ударно-волновом нагружении описано неоднократно [82, 165]. Особенности образования ПАС в бронзе и латуни при нагружении мощными сходящимися ударными волнами были изложены в главе 3, (см. параграфы 3.3 и 3.4). Сведения же о наблюдении ПАС в меди в литературе практически отсутствуют. Теплопроводность меди достаточно высока (385 Вт/м·К [292]), то есть локальный адиабатический нагрев без теплообмена с окружающими участками матрицы затруднен. Известно, что пластическая деформация может понизить теплопроводность меди в 2-3 раза [292], следовательно, можно предположить, что в анализируемом участке из-за сильной локализации деформации, теплопроводность меди могла существенно понизиться, что и привело к формированию ПАС. Значительная локализация деформации, и, следовательно, локальное повышение температуры в данном образце в области перехода из второго канала в третий вызваны, во-первых, действием больших локальных сдвиговых напряжений, развивающихся при высокоскоростной деформации, во-вторых, уменьшением диаметра исходной заготовки и изменением направления течения в этом участке образца. Кроме того, единичные случаи возникновения ПАС и зарождения трещин в ПАС обнаружили и в двух других образцах меди (см. образцы №№5 и 6; таблица 5.1), которые до попадания в матрицу, как будет описано ниже, разгоняли до скоростей 400-500 м/с и дополнительно вращали с

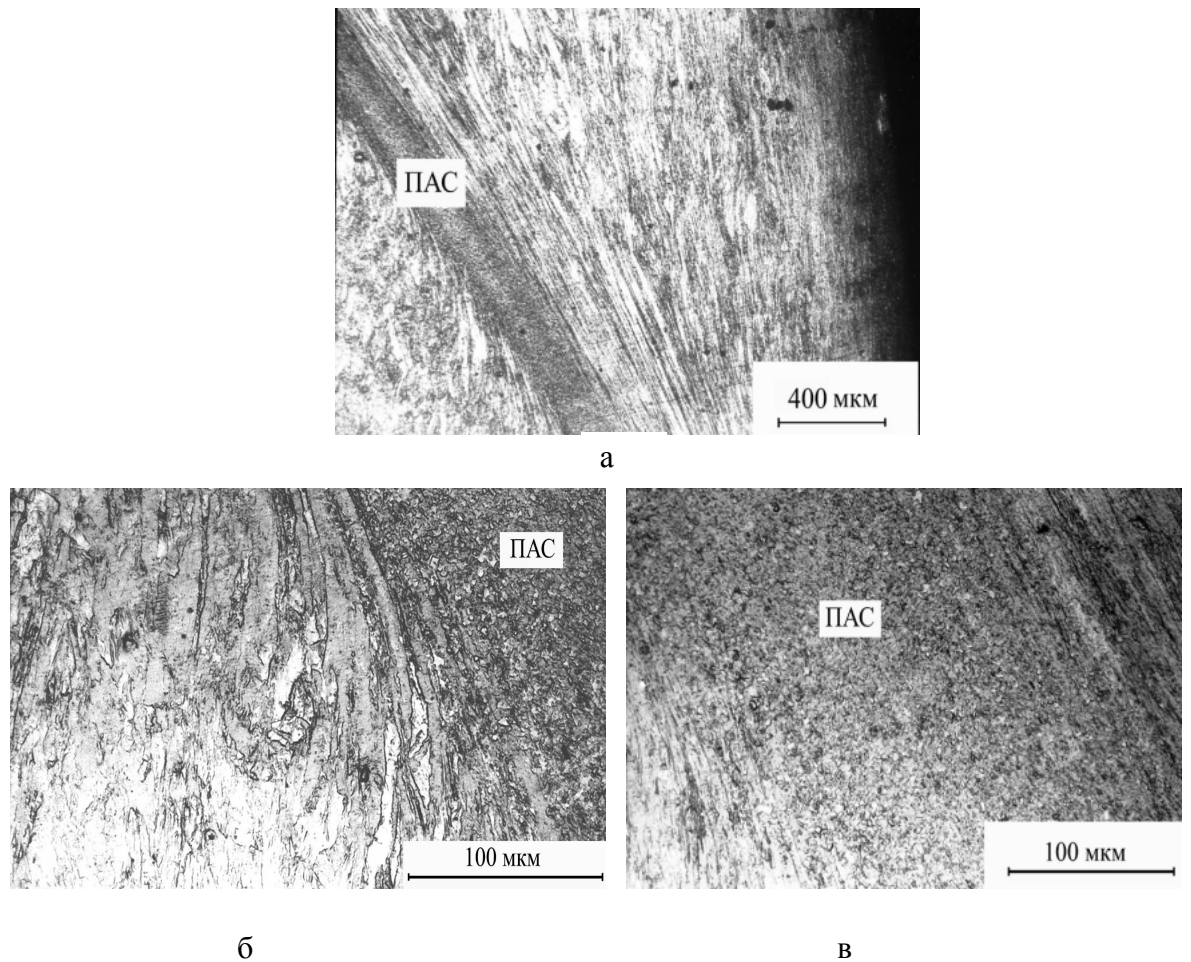


Рисунок 5.4. Область сильного локализованного течения и полоса адиабатического сдвига (ПАС) в меди в 1-м образце в области перехода второго канала в третий (а). Структура области локализованного течения (б) и ПАС (в) при большем увеличении.

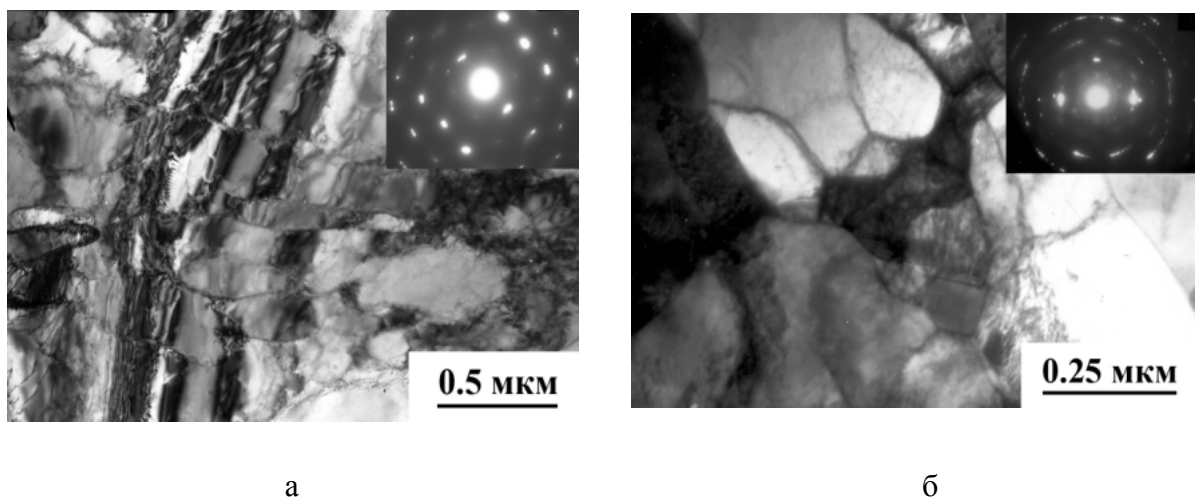


Рисунок 5.5. Микроструктура 1-го образца меди после ДКУП в матрице, содержащей три канала: а - субзеренная структура динамической полигонизации; б - рекристаллизованные зерна

частотой 5×10^3 рад/с [286]. Необходимо отметить, что ПАС, как уже отмечалось выше в главе 3 на примере титанового сплава (см. рисунок 3.9, параграф 3.3), могут служить местами зарождения трещин, вследствие того, что в них образуются структуры с более высокой твердостью, чем окружающая матрица [165]. Образование ПАС и очагов локализованного разрушения в ПАС наблюдали при ДКУП титана [283]. Таким образом, возникновение ПАС при ДКУП, с точки зрения получения сплошных объемных образцов с дисперсной структурой, безусловно, результат отрицательный и требует корректировки режимов и параметров ДКУП. Но само наблюдение ПАС в меди – новый результат и заслуживает быть отмеченным.

Влияние повышения температуры в процессе ДКУП рассмотрим на примере формирования структуры на переднем торце образца меди, расположенном в третьем (3) канале (см. рисунок 5.2). При электронно-микроскопическом исследовании в этой части образца наблюдали структуры полигонизации (рисунок 5.5 а). Субзерна (полигоны) имеют вытянутую форму и поперечные размеры 0,2-0,5 мкм. Повышенная плотность дислокаций в субзернах указывает на динамический характер полигонизации, т.е. при формировании границ субзерен в условиях увеличения температуры одновременно происходит их дальнейшая деформация. По мере увеличения интенсивности воздействия и, следовательно, значительного повышения температуры в отдельных участках в самом начале образца (см. канал 3 на рисунке 5.2), возникли участки, содержащие новые рекристаллизованные зерна 0,1-0,3 мкм (рисунок 5.5 б). Вследствие кратковременности воздействия новые зерна не могли вырасти до больших размеров. Температура рекристаллизации меди в зависимости от степени ее чистоты составляет 120-170°C [292]. Такое локальное повышение температуры при ДКУП, как уже упоминалось выше, вполне возможно. То есть структура меди в третьем канале представляет собой набор состояний, отличающихся друг от друга степенью протекания релаксационных процессов в деформированной структуре.

Таким образом, на примере 1-го образца (см. таблица 5.1), подвергнутого прессованию в модельной матрице, содержащей три канала, было определено, что микроструктура меди при ДКУП изменяется под действием высокоскоростной деформации (равномерной и локализованной) и повышения температуры. При прохождении каналов разного диаметра, что соответствует увеличению степени деформации, в образце происходили последовательные процессы образования ячеистых дислокационных структур с размером ячеек 0,2-0,5 мкм, систем микродвойников (0,02-0,1 мкм), тонкой волокнистой структуры, субзеренной структуры динамической полигонизации и новых рекристаллизованных зерен размерами 0,1-0,5 мкм. Подобный переход от одних структурных состояний к другим при подходе к области действия сверхвысоких пластических деформаций при квазистатическом деформировании меди методами КГД и РКУП ранее был описан в [256, 265].

Микроструктурное исследование показало, что использование матрицы, содержащей три канала, для многократного прессования с целью получения однородной и дисперсной структуры в объемных образцах меди нецелесообразно, поскольку для прохождения зон пересечения каналов потребовалось бы существенно (>300 м/с) увеличить скорость разгона заготовок. Кроме того, возникновение очагов сильной локализованной деформации и ПАС при первом проходе может привести к разрушению образца при последующих циклах прессования.

Высокоскоростное прессование в матрицах, содержащих два канала. Все остальные образцы (см. №№ 2-10, таблица 5.1) подвергали ДКУП во второй и третьей матрицах, содержащих два канала и отличающихся друг от друга, как упоминалось выше, только радиусом закругления внутреннего угла пересечения каналов (R). Во второй матрице $R=7$ мм, в третьей – 0, то есть в третьей матрице закругления не было. Поэтому представляло интерес исследовать эволюцию структуры меди, провести оценку напряженно-деформированного состояния, и определить величину сдвига вдоль поперечного сечения образцов при использовании матриц с двумя каналами. Рассмотрим структурные изменения в образцах меди, подвергнутых прессованию в матрицах с $R = 7$ мм и $R = 0$, при изменении начальной скорости разгона образцов и количества циклов ДКУП, и сравним их с результатами измерения микротвердости.

ДКУП в матрице с $R = 7$ мм. После прессования в один и два прохода размеры образцов изменились по сравнению с исходными (см. таблица 5.1): диаметр уменьшился от 16 до приблизительно 14 мм, длина увеличилась от 65 до 70-80 мм. На рисунке 5.6 а представлена схема структурных изменений в образце после однократного прессования (см. образец № 2, таблица 5.1). Стрелками указаны направления течения. Микроструктура заднего торца образца состоит из зерен меди удлиненной формы (рисунок 5.6 б), микротвердость которых составляет 1100-1200 МПа. В центральной части образца, длиной 45 мкм, образовалась волокнистая структура с поперечным размером волокон 5-20 мкм (рисунок 5.6 в). Микротвердость волокнистой структуры - 1400-1450 МПа, что в 1,8 раза выше микротвердости меди в исходном состоянии (780 МПа). Степень деформации, оцененная по удлинению волокон (зерен), достигает ~60 %. Угол между направлением вытянутости волокон (зерен) и продольной осью образца составил 25-30°, что согласуется с данными, полученными при РКУП [235] и схемой деформации при ДКУП [283]. На переднем торце образца обнаружили рекристаллизованные зерна размером 0,8-3 мкм (микротвердость 1250-1300 МПа).

На рисунке 5.7 а представлена схема структурных изменений в образце, подвергнутом ДКУП в два прохода (см. №3, таблица 5.1). Видно, что после прессования образец состоит из двух частей: ~1/5 часть образца располагается в первом (1), остальной образец - во втором (2)

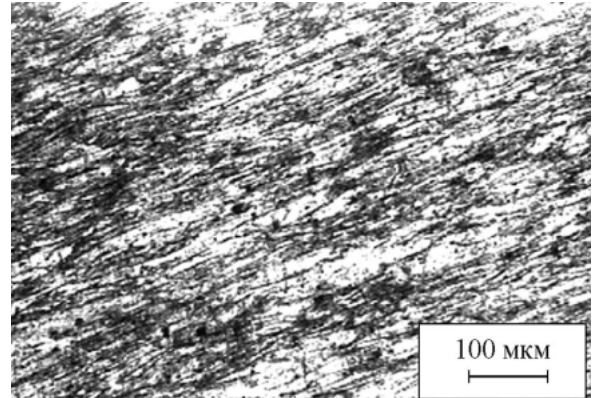
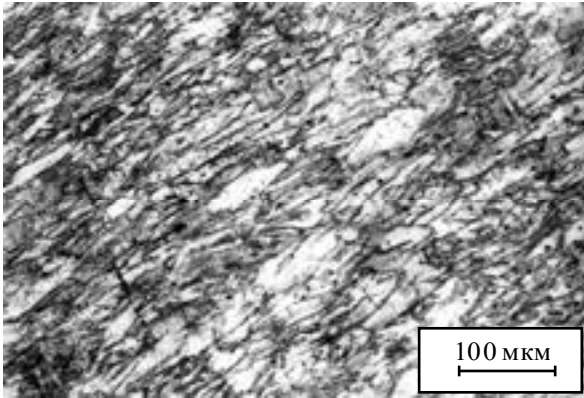
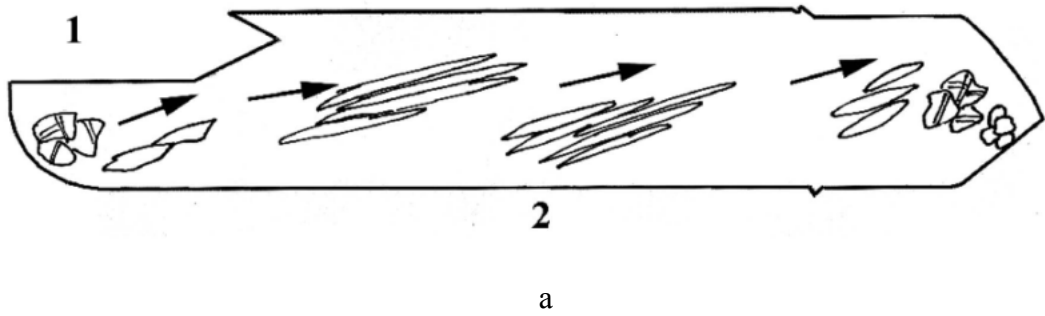


Рисунок 5.6. Вид поперечного сечения и микроструктура 2-го образца после ДКУП в один проход в матрице с $R = 7$ мм:

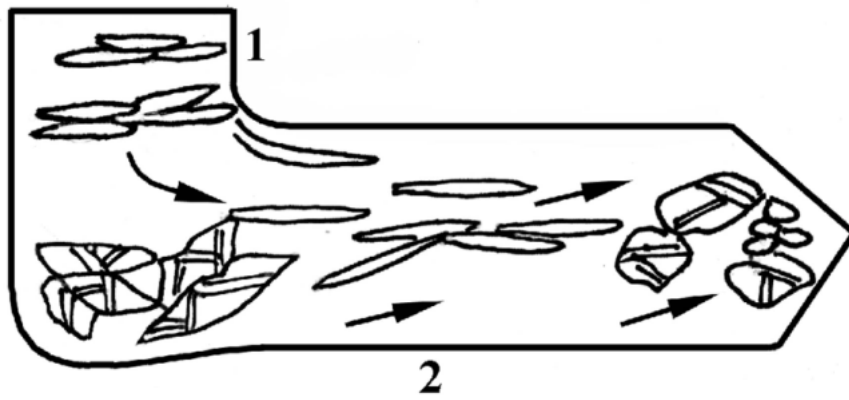
а- схема структурных изменений в образце;

б - деформированные зерна меди в конце (на заднем торце) образца;

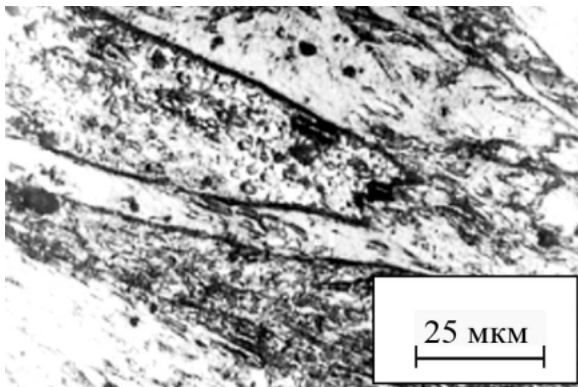
в- волокнистая структура меди в центральной части образца.

канале. В первом канале, образовались зерна, форма и направление вытянутости которых изменены за счет осадки в результате повторного прохождения образца диаметром 14 мм через канал диаметром 16 мм (рисунок 5.7.б). Микротвердость таких зерен - 1400-1500 МПа. При переходе из первого во второй канал наблюдали области сильного локализованного течения, иногда с элементами турбулентного течения, возникшими вследствие изменения направления течения, при переходе из одного канала в другой (рисунок 5.7 б). В центральной части образца (длиной 45 мм) выявлена достаточно однородная дисперсная волокнистая структура с толщиной волокон 0,5-5,0 мкм. Необходимо отметить, что волокнистая структура основной части образца, образовавшаяся при первом проходе, при втором проходе претерпевает существенные изменения: толщина волокон уменьшается в четыре раза, при этом исходные зерна настолько вытягиваются, что их границы при металлографическом анализе не выявляются (сравните рисунки 5.6 в и 5.7 в). Степень деформации в этой части образца, по оценкам составила 80%. Результаты измерений показали, что микротвердость волокнистой структуры по длине основной части образца изменяется немонотонно: в самом центре образца (на участке длиной ~ 10 мм) ее значение составляет 1880 МПа, в остальных участках - 1550-1650 МПа [287-289]. В участке с повышенной твердостью внутри тонких волокон обнаружили структуру, состоящую из зерен-субзерен (фрагментов) размерами от 0,05 до 0,2 мкм (рисунок 5.7 г). В остальных участках центральной части наблюдали преимущественно субзерна и фрагменты вытянутой формы с поперечными размерами от 0,2 до 0,6 мкм (рисунок 5.7 д). Такое различие, по-видимому, обусловлено локализацией деформации, и локальным повышением температуры при высокоскоростном прессовании. На переднем торце образца обнаружены новые рекристаллизованные зерна, размером 0,2-0,5 мкм (микротвердость 1450 МПа). Подобные зерна наблюдали в 1-м образце после ДКУП в матрице, содержащей три канала (рисунок 5.5 б). Таким образом, немонотонное изменение микротвердости по длине образцов, подвергнутых ДКУП в один и два прохода, с использованием матрицы с R=7мм, связано с формированием неоднородной структуры в образцах.

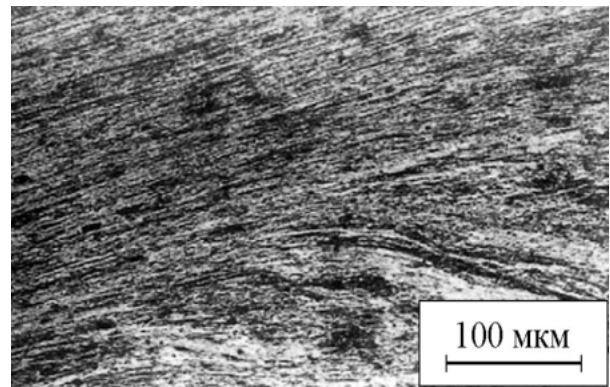
Увеличение числа проходов ДКУП до четырех приводит к образованию в образцах более однородной структуры, по сравнению с прессованием в один и два прохода [284, 286-288]. На рисунке 5.8 а представлена макроструктура части образца после прессования в четыре прохода (см. образец №4, таблица 5.1). Хорошо видны светлые периодически расположенные полосы локализованной деформации. Можно различить две системы полос: прямолинейные и непрямолинейные (изогнутые). Прямолинейные полосы локализованного сдвига располагаются под углом 30° – 35° к продольной оси образца, что согласуется с геометрией простого сдвига при ДКУП [283]. Подобные прямолинейные полосы сдвига наблюдали в титановом образце после однократного ДКУП при 500°C [293]. При металлографическом анализе в средней части



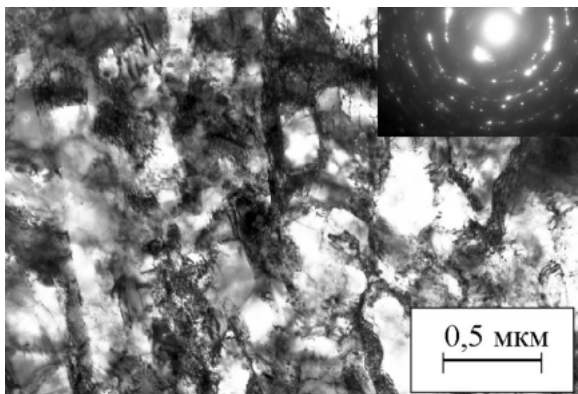
а



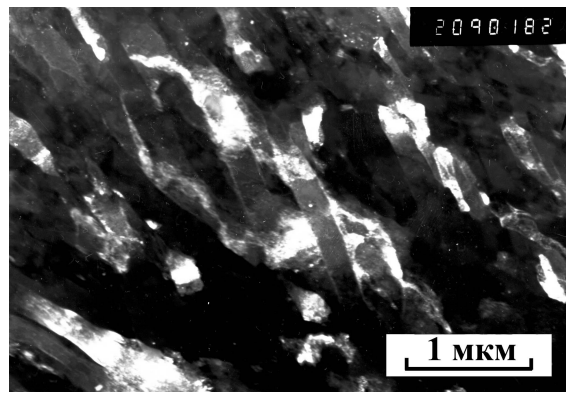
б



в



г



д

Рисунок 5.7. Вид поперечного сечения и микроструктура 3-го образца после ДКУП в два прохода в матрице с $R = 7$ мм:

а- схема структурных изменений в образце

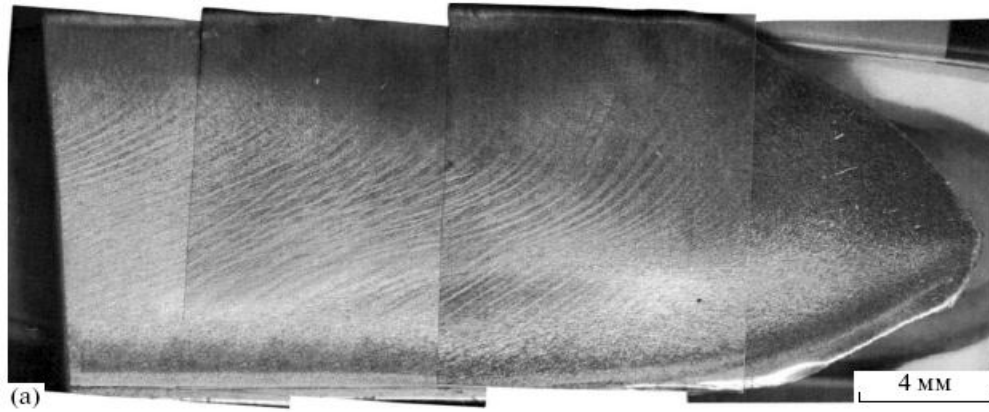
б – зерна меди, деформированные за счет осадки образца в первом канале;

в - тонкая волокнистая структура в центральной части образца;

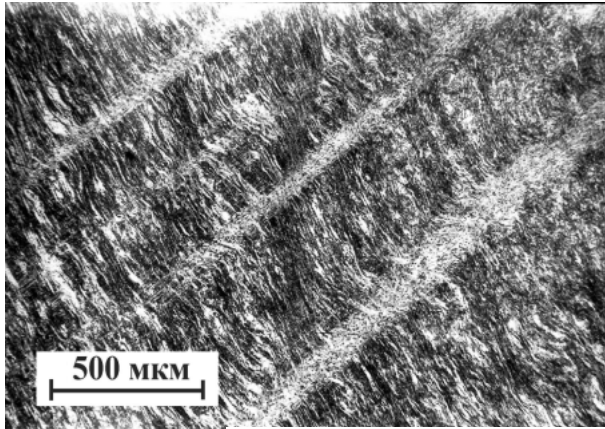
г, д - дисперсные зерна-субзерна внутри волокон меди во втором канале

образца длиной 55-60 мм была выявлена волокнистая структура, разделенная светлотравящимися полосами локализованного сдвига шириной 50-150 мкм, которые состоят из множества тонких (1-5 мкм) параллельных полос (рисунки 5.8 б и 5.8 в). Поперечные размеры волокон составляют 0,5-5 мкм. При большем увеличении внутри отдельных волокон обнаружена такая же тонкая (1-5 мкм) полосчатость, как и в полосах локализованного сдвига (рисунок 5.8 в). Схема «волокнисто-полосовой» структуры приведена на рисунке 5.8 г. Цифрой 1 - обозначена волокнистая структура; цифрой 2 – широкие полосы локализованного сдвига; цифрой 3 – тонкая полосчатость внутри полос локализованного течения (2) и волокон (1). Следует отметить, что полосы локализованного сдвига (2) образовались при четвертом проходе. Об этом свидетельствует их прямолинейная (неискаженная) форма и направление распространения. Полосы располагаются под углом 30-35° к продольной оси образца, что соответствует геометрии нагружения при ДКУП [283]. Тонкая полосчатость (3) в полосах сдвига и в волокнистой структуре сформировалась, по-видимому, также при последнем четвертом проходе, поскольку направление распространения тонких полос совпадает с направлением полос локализованного сдвига (рисунок 5.8 в-г). Волокнистая структура (1) образовалась при третьем проходе, а после четвертого прохода с предварительным поворотом образца на 180° и осадки в первом канале волокна, сохраняя размеры, искривляются, приобретая волнообразную форму, и преимущественное направление их вытянутости уже не соответствует геометрии нагружения [283]. Полосы локализованного сдвига (2) разделяют волокнистую структуру (1) на крупные фрагменты, а тонкие полосы (3) делят крупные фрагменты на более дисперсные (рисунок 5.8 г). Внутри таких дисперсных фрагментов размерами ~0,5-5 мкм обнаружили зерна-субзерна размерами 0,1-0,4 мкм (рисунок 5.9). Границы субзерен еще достаточно широкие, внутренние области заполнены дислокациями (рисунок 5.9 а). Однако встречаются зерна, с тонкими прямолинейными границами, внутренняя область которых практически полностью свободна от дислокаций (рисунок 5.9 б). Микротвердость зеренно-субзеренной структуры составляет 1500-1600 МПа. На заднем торце образца, прошедшем четыре прохода (на участке длиной 15 мм), образовались зерна вытянутой формы размером ~1 мкм, микротвердость зерен составляет 1450 МПа), на переднем торце – новые рекристаллизованные зерна размером 0,2–0,5 мкм (микротвердость - 1650 МПа).

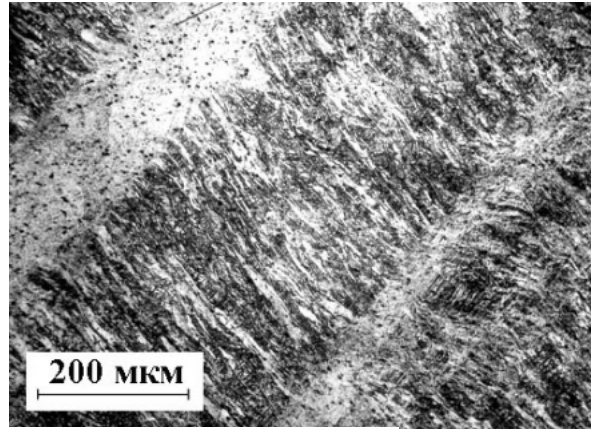
Сравним структуры, полученные в образцах, подвергнутых прессованию в два и четыре прохода (см. образцы № 3 и 4, таблица 5.1). В средней части образца после четырех проходов ДКУП не обнаружили области с повышенной твердостью (1880 МПа), содержащей зерна-субзерна размером 0,05-0,2 мкм, как в образце, прошедшем два прохода (см. рисунок 5.7 г). В основной части образца после четырех проходов формируется зеренно-субзеренная структура, со средним размером 0,16 мкм (микротвердость ~1550 МПа). Это может быть связано с тем



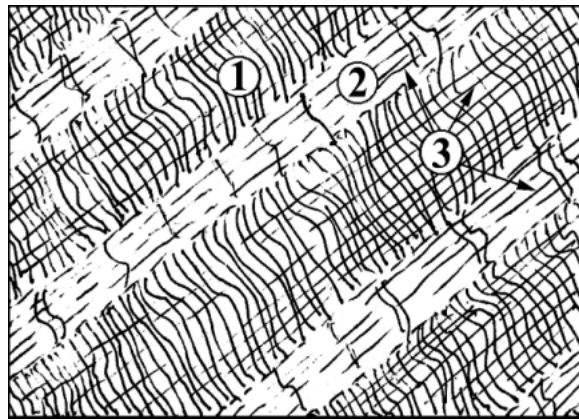
а



б



в



г

Рисунок 5.8. Структура части 4-го образца после ДКУП в четыре прохода в матрице с $R = 7$ мм: а – макроструктура; б, в – волокнистая структура и полосы локализованного сдвига; г – схема структуры: 1 – волокна; 2 – широкие полосы локализованного сдвига; 3 – тонкая полосчатость

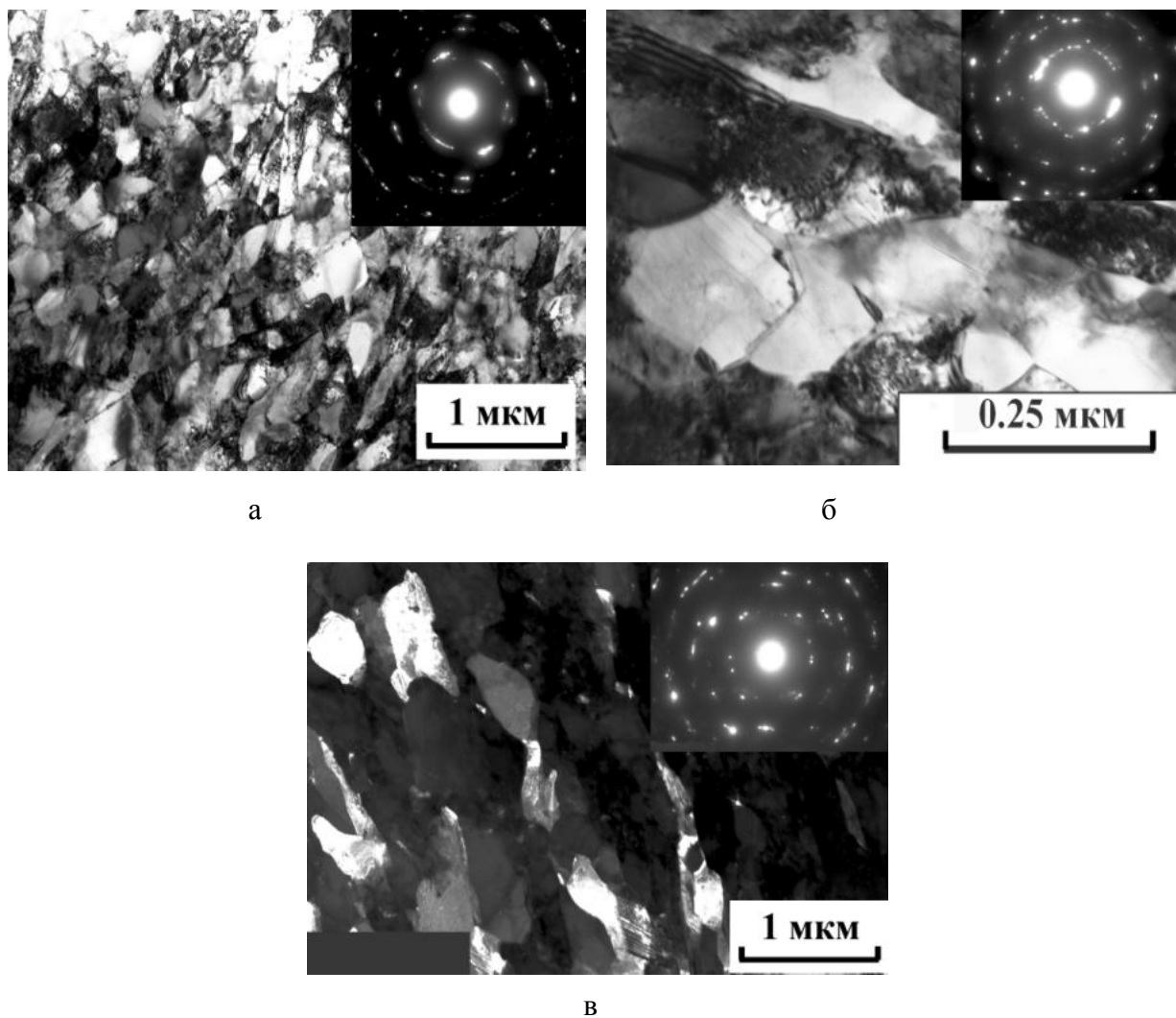


Рисунок 5. 9. Дисперсные зерна-субзерна внутри волокон меди, образовавшиеся после четырех проходов ДКУП в матрице с $R = 7$ мм:

а, б – светлопольные изображения; в – темнопольное изображение.

обстоятельством, что при увеличении числа проходов ДКУП в меди происходят последовательно повторяющиеся высокоскоростные процессы фрагментации, динамической полигонизации и частичной динамической рекристаллизации. В результате в средней части образца после четырехкратного прессования формируется более однородная, но менее дисперсная структура, чем после двукратного прессования. Однако получить одинаковую дисперсную структуру по всей длине образца при ДКУП в матрице с $R=7$ мм не удалось [287, 288]. Необходимо отметить, что для изучения влияния начальной скорости образца (см. V, таблица 5.1) на степень дисперсности формирующейся структуры и определения оптимальных параметров ДКУП были проведены два специальных опыта. 5-й и 6-й образцы разгоняли до скоростей 400 и 500 м/с (см. таблица 5.1) и подвергали однократному ДКУП в матрице с $R=7$ мм. Кроме того, 5-й образец дополнительно вращали с частотой 5×10^3 рад/с [286]. Исследование показало, что в этих образцах образуется такая же волокнистая структура, как и во 2-м образце, разогнанном со скоростью 215 м/с и подвергнутом однократному ДКУП (рисунок 5.6 в). Отметим, что при детальном металлографическом исследовании структуры 5-го образца после ДКУП в участках образца, которые при движении соприкасались с матрицей, были обнаружены области сильной локализованной деформации и локального повышения температуры в виде полосы адиабатического сдвига (ПАС) и небольшие трещины [286]. Трещины возникли на границе двух областей с различными структурами: волокнистой и дисперсными рекристаллизованными зернами. По-видимому, при взаимодействии с матрицей, из-за достаточно высокой скорости разгона в образце возникли области локальной сдвиговой деформации. Структура ПАС и условия возникновения ПАС в меди при ДКУП подробно обсуждались выше, на примере 1-го образца (см. рисунок 5.4). Таким образом, увеличение приблизительно в 2 раза скорости разгона образцов и их добавочное вращение до попадания в матрицу не оказывает существенного влияния на степень дисперсности зеренно-субзеренной структуры, формирующейся в процессе прессования, но может привести к возникновению участков сильной локализованной деформации, образованию ПАС и очагов разрушения, что нежелательно.

Для определения влияния параметров высокоскоростного прессования на деформационное поведение меди в процессе ДКУП была проведена оценка напряженно-деформированного состояния нагружаемых образцов. Численное моделирование процесса высокоскоростного прессования выполняли для образца диаметром 16 мм и длиной 60-65 мм при его движении по двум пересекающимся каналам с закруглением внутреннего угла по радиусу (R)=7 мм. То есть постановка численного эксперимента соответствовала первоначально выбранной схеме ДКУП в матрице с $R=7$ мм. Учитывали, что прохождение образца по каналам происходит за счет запасенной образцом кинетической энергии

(инерционная схема нагружения). Начальную скорость образца варьировали от 100 до 250 м/с. Расчеты проводили методом конечных элементов. Использовали упругопластическую модель Джонсона–Кука и уравнение состояния меди в форме Ми–Грюнайзена [294]. Определено, что нижний порог скорости, при которой медный образец полностью проходит зону пересечения каналов составляет 230 м/с [294]. Этот вывод согласуется с ранее полученными и описанными выше экспериментальными данными [282, 284, 286]. На рисунке 5.10 приведены результаты расчетов сдвиговых напряжений в образце при начальной скорости 250 м/с [290]. Распределение сдвиговых напряжений в образце на момент времени, соответствующий прохождению половины длины образца в матрице с $R = 7$ мм, показано на рисунке 5.10 а. Согласно этим данным, наибольшие напряжения развиваются в области пересечения каналов. То есть, изменив геометрию каналов матрицы (например, уменьшив радиус внутреннего угла закругления каналов с 7 мм до 0), можно существенно повлиять на картину гидродинамического течения материала при ДКУП [288-290], как будет показано ниже. Сдвиговые напряжения и скорость оценивали в трех точках А, В, С, выбранных в среднем сечении образца (см. рисунок 5.10 б), точка А – ближайшая к внутреннему углу закругления каналов матрицы. На рисунке 5.10 б приведены зависимости сдвиговых напряжений от времени в исследуемых точках образца. Видно, что в верхней части образца (см. кривая А, рисунок 5.10 б) имеют место всплески напряжений с последующей крупномасштабной (на расстояниях порядка 5-10 мм) релаксацией. В экспериментах эта релаксация проявилась в формировании в структуре меди и бронзы, системы периодически расположенных полос локализованного сдвига (см. параграфы 5.2 и 5.4). При ДКУП более хрупких материалов – титана и латуни такая релаксация происходит не только за счет образования полос сдвига, но и периодически расположенных областей разрушения (наклонных трещин, см. параграф 5.3) [283, 290].

ДКУП в матрице с $R=0$. Как показали результаты структурного исследования, описанные выше (см. рисунки 5.2, 5.4, и 5.7а,в), и данные моделирования (рисунок 5.10), наибольшие напряжения при высокоскоростном прессовании развиваются в области пересечения каналов. Поэтому представляло интерес использовать для ДКУП матрицу, выполненную без закругления с внутренней стороны ($R=0$) и сравнить полученные результаты с данными прессования в матрице с $R=7$ мм, описанными выше.

После однократного прессования в матрице с $R=0$ образцы (см. №7 и №8, таблица 5.1) приобрели размеры: диаметр - 14 мм, длина 75-80 мм. Металлографическое исследование показало, что в основной части образцов на длине ~70 мм сформировалась волокнистая структура: толщина волокон составляет 3-5 мкм, микротвердость - 1450-1500 МПа [285]. Угол между направлением вытянутости волокон и продольной осью образца составляет ~30°, что соответствует схеме деформации при ДКУП [280]. Внутри волокон обнаружены в основном

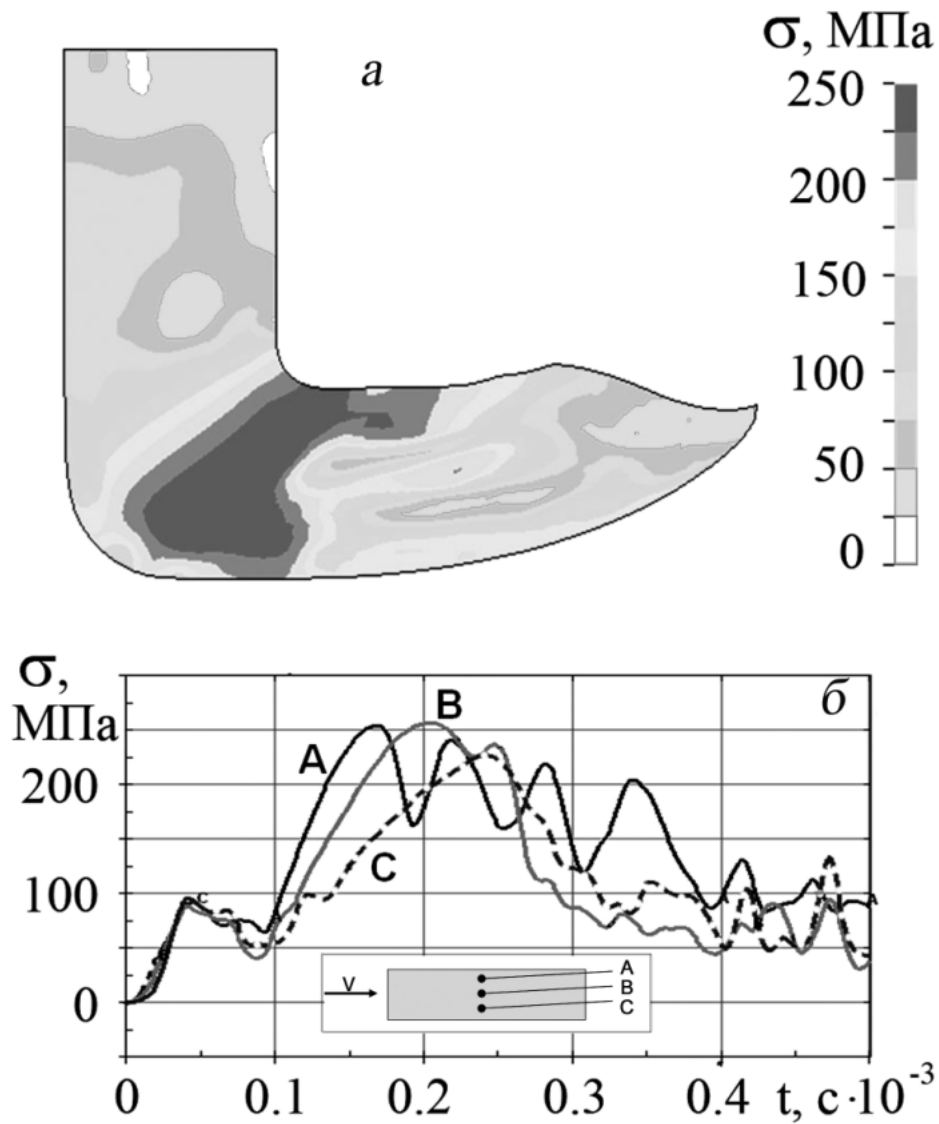


Рисунок 5.10. Результаты моделирования процесса ДКУП на примере образца меди, подвергнутого однократному прессованию в матрице $R=7$ мм:

а - распределение сдвиговых напряжений на момент времени, соответствующий прохождению половины длины образца;

б - зависимость сдвиговых напряжений от времени движения в исследуемых точках образца (А, В, С).

вытянутые субзерна с поперечным размером 0,2-0,3 мкм и небольшое количество равноосных зерен-субзерен размером 0,1-0,2 мкм.

После четырехкратного прессования длина образцов (см. №9, №10, таблица 5.1) увеличилась до 80-85 мм, а поперечные размеры несколько уменьшились, по сравнению с образцами, прошедшими однократное прессование [288-290]. На рисунке 5.11 а представлен внешний вид образца, прошедшего четырехкратное прессование в матрице с $R=0$. Видно, что образец имеет вид «квазицилиндра», с несколько отличающимися (по длине) размерами. Изменение формы образца связано, по-видимому, с неоднородным гидродинамическим течением материала при многократном высокоскоростном прессовании. Металлографическое исследование показало, что при увеличении числа проходов от одного до четырех толщина волокон в образце уменьшается от 3-5 до 0,5-1 мкм. Практически по всей длине образцов, подвергнутых ДКУП в четыре прохода (рисунок 5.11 а), формируется тонкая волокнистая структура с необычной «волнообразной» формой волокон (рисунок 5.11 б). Схема структуры приведена на рисунке 5.11 в. Видно, что преимущественное направление распространения волокон в образце приблизительно одинаково и соответствует направлению сдвиговой деформации при предыдущем (третьем) проходе, как и в случае ДКУП в матрице с $R=7$ мм (см. рисунок 5.8 б). Как указывалось ранее, после третьего прохода образцы поворачивали на 180° . При четвертом проходе волокнистая структура преобразуется в волнообразную структуру. Гребни волн (показаны стрелками на рисунке 5.11 б) формируют систему неявных полос сдвига, направленных под углом $30-35^\circ$ к продольной оси образца, что соответствует схеме сдвиговой деформации при ДКУП [283]. Направления локализованных сдвигов показаны стрелками на схеме (рисунок 5.11 в). Внутри тонких волокон обнаружена неравновесная «смешанная» структура, состоящая из субзерен и зерен размерами 50-350 нм, имеющих различные ориентировки (рисунок 5.11 г). Сложный дислокационный контраст в субзеренах и изгибные контуры экстинкции в зернах свидетельствует о высоком уровне внутренних напряжений, а присутствие зерен с небольшой плотностью дислокаций (рисунок 5.11 г) указывает на частичное протекание релаксационных процессов в ходе ДКУП, в том числе динамической полигонизации и динамической рекристаллизации. Необходимо отметить, что на границах зерен отсутствует полосчатый контраст, характерный для зерен, сформировавшихся в результате рекристаллизационного отжига. Как уже отмечалось выше, для металлов и сплавов с субмикроструктурными структурами, полученными различными методами ИПД, свойственно наличие зерен разных размеров с различной дислокационной структурой и разными типами границ [235-238, 243-246, 252-254, 256-258]. Кроме того, в ходе деформации методами РКУП и КГД в меди чистотой 99,7 мас. % было обнаружено образование микрочастиц вторичных фаз, которые располагаются на дислокациях и границах зерен и могут

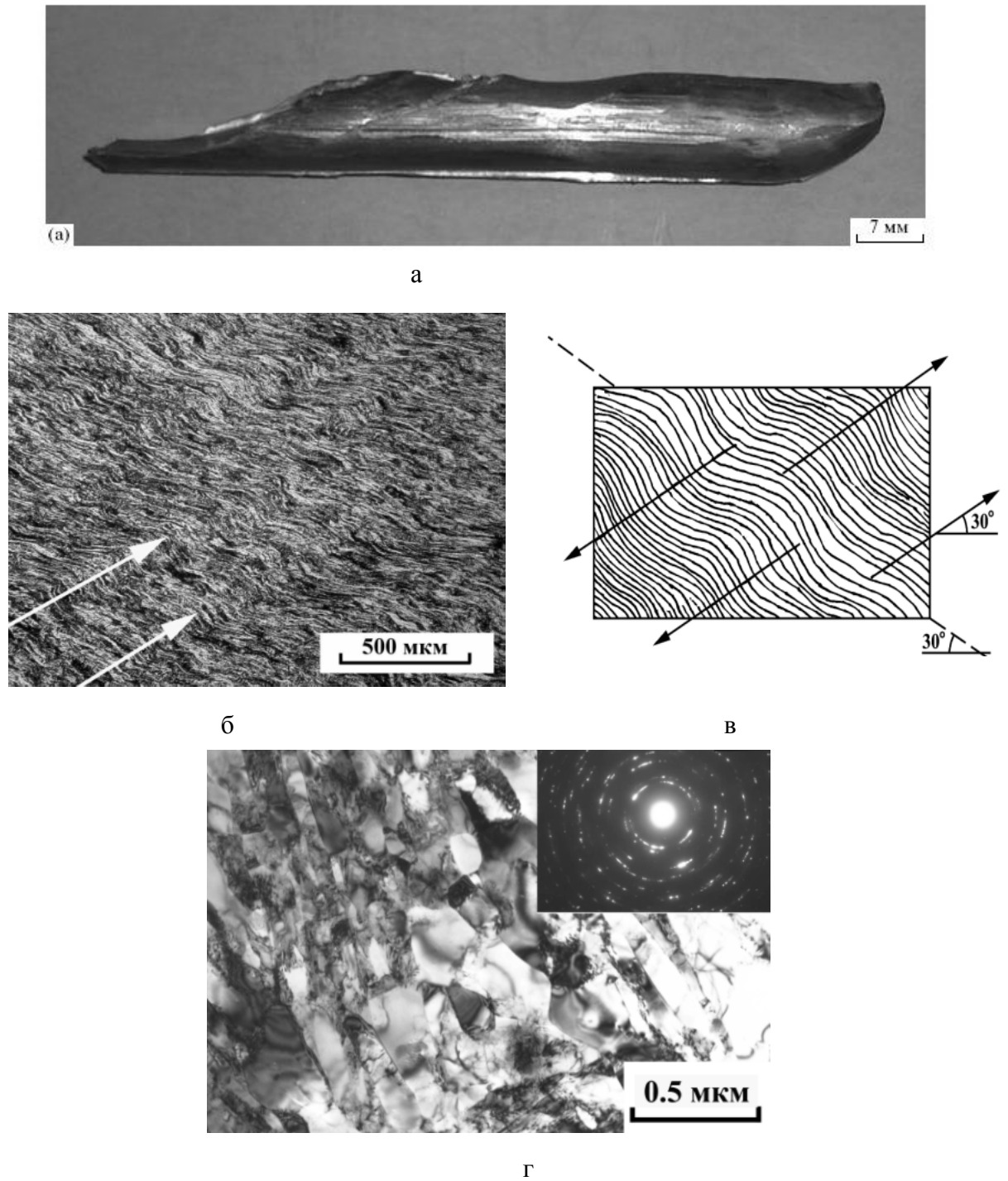


Рисунок 5. 11. Структура образца меди после четырех проходов ДКУП в матрице с $R = 0$:
 а – внешний вид образца;
 б - волокнистая структура, белыми стрелками показаны гребни волн;
 в – схема структуры, черными стрелками показаны направления локализованных сдвигов;
 г – зерна-субзерна внутри волокон меди.

способствовать повышению температурного порога рекристаллизации технической меди, с субмикроструктурой [256].

Границы и структура зерен-субзерен, сформировавшихся в анализируемой меди чистотой 99,8% после ДКУП в четыре прохода с использованием матрицы с $R=0$ (см. рисунок 5. 11 г), были исследованы методом высокоразрешающей электронной микроскопии (ВРЭМ). [290]. На рисунке 5.12 а приведены изображение участка типичной межзеренной границы и Фурье-изображение, полученное с правого зерна. Видно, что граница имеет ступенчатый характер. По данным дифракционного анализа ориентировка правого зерна $[110]_{ГЦК}$, ориентировка левого зерна $[112]_{ГЦК}$. В правом зерне удалось разрешить отдельные атомные плоскости $\{111\}_{ГЦК}$, межплоскостное расстояние составляет 0,210 нм (рисунок 5.12 а). Граница и прилегающие к ней области, в которых наблюдается искажение кристаллической решетки, содержат 4-6 атомных слоев. Подобные границы ранее обнаружены в металлах и сплавах, полученных методами КГД и РКУП [235, 270]. Необходимо отметить, что границы, сформировавшиеся в исследованной меди чистотой 99,8% при ДКУП, более упорядочены, чем границы, образовавшиеся в меди чистотой 99,99% при КГД и РКУП [235, 248, 270, 276, 295, 296]. Это объясняется тем, что в анализируемой меди уже в процессе ДКУП частично протекают релаксационные процессы [284, 288-290]. Внутри зерен-субзерен и вблизи границ обнаружены участки размером 5-7 нм с бездефектными границами (показаны стрелками на рисунке 5.12 б), кристаллическая решетка которых из-за чрезвычайно малых размеров практически не имеет искажений. Образование таких наночастиц при ДКУП, по-видимому, можно объяснить двумя причинами: формированием наночастиц вторичных фаз в процессе ИПД, согласно [256], и начальными стадиями образования «зародышей» динамической рекристаллизации в меди при ДКУП [288]. Образование наночастиц вторичных фаз может вызывать дополнительное упрочнение неравновесной смешанной субмикро- и нанокристаллической структуры меди и способствовать повышению ее термической стабильности, как это будет описано ниже в параграфе 5.3.

Рассмотрим эволюцию структуры меди при четырехкратном ДКУП. Волокнистая структура, полученная при первом проходе, после второго-четвертого прохода становится более дисперсной. Вследствие того, что после каждого прохода образец поворачивали вокруг оси на 180 или 90°, направление сдвиговой деформации изменялось. Это приводит к дополнительной фрагментации структуры. По мере увеличения степени деформации в этот процесс включаются ротационные моды высокоскоростной деформации, вызывающие развороты одних фрагментов волокон по отношению к другим, как и в случае очень больших квазистатических деформаций [233-237, 245-258]. При этом возникают новые большеугловые границы. Кроме того, при увеличении степени деформации и, следовательно, повышении

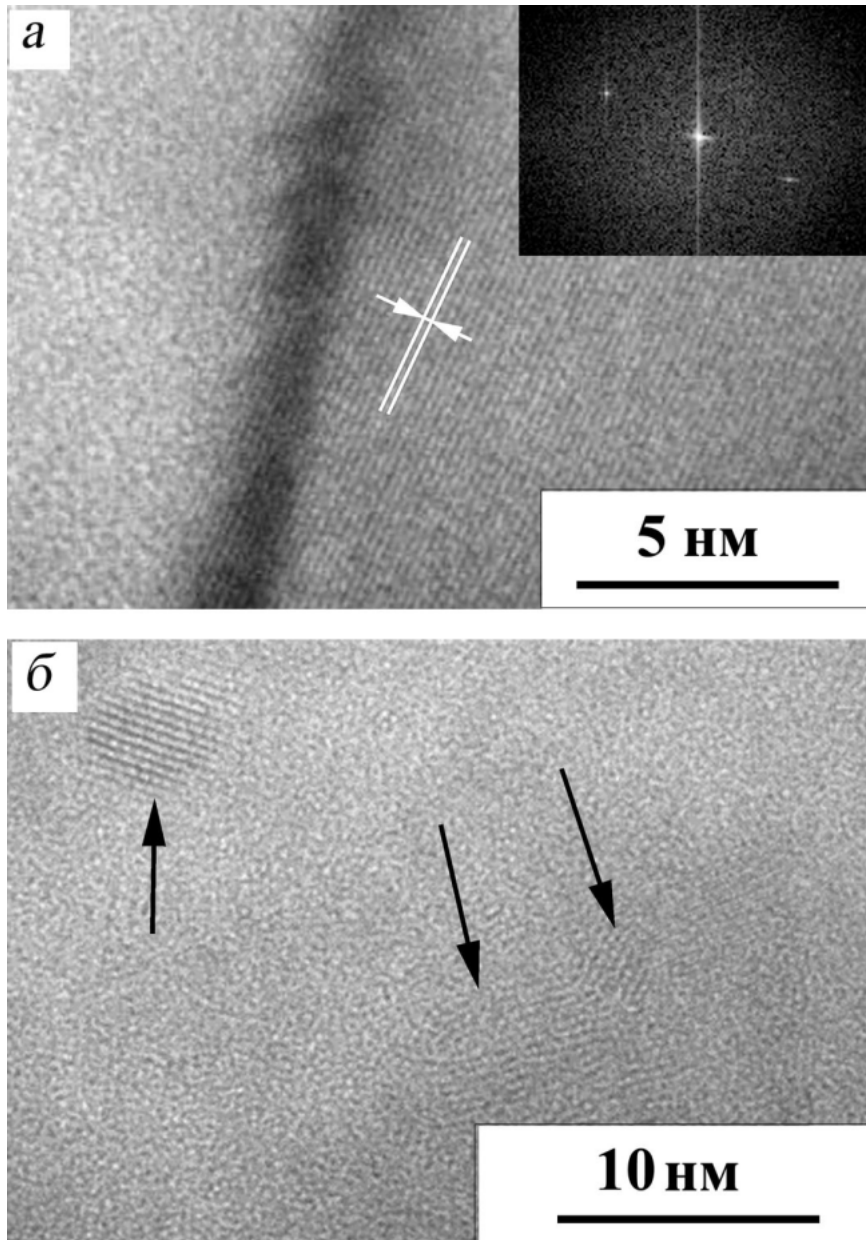


Рисунок 5.12. Микроструктура субмикро- и нанокристаллической меди, полученной при высокоскоростном деформировании методом ДКУП: а - участок межзеренной границы и Фурье-изображение, полученное с правого зерна; б - внутризеренные наночастицы без искажения кристаллической решетки (показаны стрелками).

Высокоразрешающая электронная микроскопия.

температуры в меди могут происходить процессы динамической полигонизации и динамической рекристаллизации. Впервые циклические процессы эволюции структуры при очень больших деформациях были обнаружены В.А. Лихачевым с соавторами [297]. Ими показано, что при деформации кручением массивного стержня из меди чистотой 99,3% происходит двухэтапный процесс: фрагментация + «микрорекристаллизация» и вторичная фрагментация. Исходная структура разбивается на все более мелкие и сильно разориентированные участки: например, средний размер фрагментов после первого цикла 0,2 мкм, после второго 0,1 мкм [297]. А.М. Глезер также недавно указал на возможность достижения наноструктурного состояния в металлах в результате циклической эволюции структуры при мегапластических (интенсивных) деформациях [257, 278].

Таким образом, последовательно повторяющиеся при четырехкратном деформировании методом ДКУП высокоскоростные процессы фрагментации, динамической полигонизации и динамической рекристаллизации приводят к формированию неравновесной смешанной субмикро- и нанокристаллической структуры меди.

Для оценки степени однородности субмикро- и нанокристаллической структуры, полученной в образцах меди при прессовании по различным режимам, по светлопольным и темнопольным изображениям были построены гистограммы распределения зерен-субзерен по размерам (рисунок 5.13). Видно, что в образце после ДКУП в два прохода в матрице с $R = 7$ мм формируется структура, состоящая из зерен-субзерен размером от 50 до 700 нм. Средний размер зерен-субзерен равен 260 нм (рисунок 5.13 а). Увеличение количества проходов до четырех приводит к формированию структуры, состоящей из зерен-субзерен размером от 50 до 450 нм (рисунок 5.13 б). Количество зерен размером от 50 до 100 нм, составляет ~30%, количество зерен-субзерен размером от 110 до 450 нм – 60%, средний размер зерен-субзерен – 160 нм. После четырехкратного ДКУП в матрице с $R=0$ в меди формируется структура, содержащая зерна-субзерна размером от 50 до 350 нм (рисунок 5.13 в). При этом количество зерен-субзерен размером 50–100 и 110–350 нм составляет 35 и 65%, соответственно, а средний размер зерен-субзерен достигает 145 нм (рисунок 5.14 в). То есть после прессования в матрице с $R=0$ в меди формируется структура, содержащая большее количество зерен-субзерен размером менее 100 нм и меньшее количество зерен-субзерен размером более 250 нм, чем при прессовании в матрице с $R = 7$ мм.

Таким образом, неравновесная смешанная субмикрокристаллическая и нанокристаллическая структура, сформировавшаяся в меди при четырехкратном ДКУП, неоднородна не только по типу границ, но и по размеру кристаллитов.

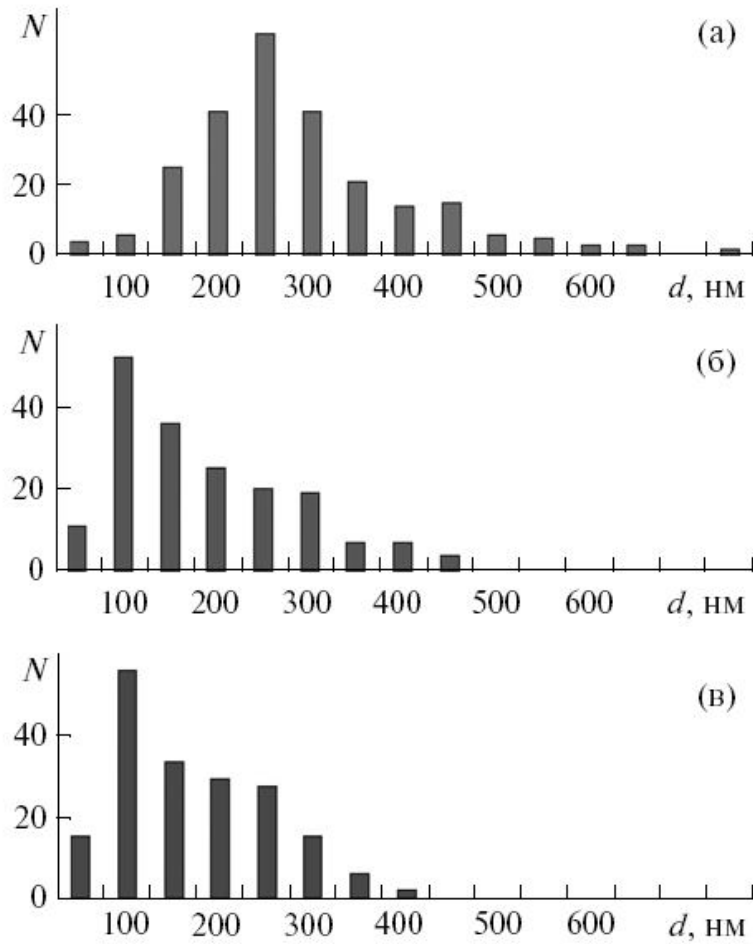


Рисунок 5.13. Гистограммы распределения зерен-субзерен по размерам в меди после ДКУП:

а - ДКУП в два прохода в матрице с $R=7\text{мм}$

б - ДКУП в четыре прохода в матрице с $R=7\text{мм}$

в - ДКУП в четыре прохода в матрице с $R=0$.

5.2.2 Изменение механических свойств меди при динамическом канально-угловом прессовании

На рисунке 5.14 представлено изменение микротвердости вдоль продольного сечения образцов меди, подвергнутых четырехкратному ДКУП в матрицах с разными радиусами закругления внутреннего угла каналов $R = 7$ мм (линия 2) и $R = 0$ (линия 3). Видно, что значения микротвердости меди с субмикро- и нанокристаллической структурой в два и более раза превышают микротвердость исходной крупнозернистой меди (линия 1). Значение микротвердости образца, прошедшего прессование в матрице с $R = 7$ мм (рисунок 5.14, линия 2), несколько увеличивается в направлении от заднего торца к центру образца (от 1450 до 1500 МПа) и затем возрастает от центра к переднему торцу (до 1700 МПа). То есть увеличение количества ходов от одного-двух до четырех при ДКУП в матрице с $R = 7$ мм приводит к смене немоного характера распределения микротвердости по длине образцов (как это описано выше для прессования в один и два прохода) монотонным возрастанием значения микротвердости вдоль продольного сечения образца. Значение микротвердости образца, прошедшего четырехкратное прессование с использованием матрицы без закругления внутреннего угла каналов ($R = 0$) практически не изменяется по всей длине образца и составляет 1530–1560 МПа (рисунок 5.14, линия 3).

Таким образом, сравнивая результаты структурного исследования, оценки степени однородности формирующейся структуры и данных изменения микротвердости образцов, прошедших прессование по различным режимам, можно сделать вывод о том, что, наиболее однородная по длине образца неравновесная смешанная субмикро- и нанокристаллическая структура меди (с приблизительно одинаковым значением твердости) формируется при ДКУП в четыре прохода с использованием матрицы без закругления внутреннего угла каналов ($R = 0$). Однако и в этом случае можно отметить различие размеров кристаллитов (50–350 нм) и типов границ.

Поскольку практически одинаковая по длине образца неравновесная субмикрокристаллическая или смешанная субмикро- и нанокристаллическая структура в меди сформировалась при одно и четырехкратном ДКУП с использованием матрицы $R = 0$, представляло интерес оценить механические свойства меди с такой структурой. Как отмечалось выше, микротвердость меди после одного и четырех проходов ДКУП в матрице с $R = 0$ возрастает в 1,6 и 1,8 раза, соответственно, по сравнению с исходным крупнозернистым состоянием. На рисунке 5.15 представлены результаты испытаний на растяжение образцов меди в исходном состоянии (кривая 1) и после одного (кривая 2) и четырех (кривая 3) проходов. Видно, что прочностные свойства меди после ДКУП заметно возрастают по сравнению с исходным крупнозернистым состоянием. Временное сопротивление разрушению (σ_B)

увеличивается от 312 МПа в исходном состоянии до 396 и 440 МПа после прессования в один и четыре прохода, соответственно, то есть возрастает в 1,3-1,4 раза. Предел текучести ($\sigma_{0,2}$) увеличивается от 304 МПа в исходном состоянии до 362 и 414 МПа после ДКУП в один и четыре прохода, соответственно, то есть возрастает в 1,2 и 1,4 раза. При этом сохраняется удовлетворительный уровень пластичности. Относительное удлинение (δ) уменьшается от 37% в исходном состоянии до 22 и 19% после прессования в один и четыре прохода, соответственно. Таким образом, уже после одного цикла высокоскоростного деформирования методом ДКУП в матрице с $R = 0$ можно получить образец с высокой прочностью при сохранении удовлетворительной пластичности. Подобный результат для меди чистотой 99,8% невозможно получить при деформации прокаткой [61].

5.2.3 Оценка изменения величины сдвига и картина течения материала вдоль поперечного сечения образца при высокоскоростном прессовании

Для обсуждения полученных результатов и количественной оценки различий в величине деформации при ДКУП с использованием двух матриц с разными радиусами закругления внутреннего угла пересечения каналов ($R = 0$ и $R = 7$ мм) можно привлечь данные исследования структуры образца из латуни, подвергнутого однократному ДКУП в матрице с $R = 0$, (см образец №11, таблица 5.1). На рисунке 5.16 а представлен вид образца латуни Л63 (Cu-36,6 мас.% Zn) после ДКУП. Видно, что уже после однократного прессования образец разрушился на пять фрагментов. Разрушение латунного образца произошло вследствие образования трещин в полосах сдвига, расположенных под углом 30-35° к продольной оси образца. Зарождение трещин в полосах сдвига ранее наблюдали при ДКУП титана [283]. Возникновение полос локализованного сдвига при ДКУП титана, сплавов алюминия и меди [287, 288, 298, 299], а в некоторых случаях и периодически расположенных очагов разрушения, как это наблюдали в образцах титана [283] и латуни [290], может быть обусловлено крупномасштабной релаксацией напряжений при высокоскоростном деформировании методом ДКУП, как отмечалось выше (см. рисунок 5. 10 б). В исходном состоянии (после прокатки) структура исследуемой латуни (Cu-36,6 мас.% Zn) состояла из зерен α -фазы размером 10-20 мкм и цепочек неметаллических включений (рисунок 5.16 б, в), расположенных вдоль длиной оси образца, которые могут служить, как будет показано ниже, естественными реперными линиями при анализе картины течения материала при ДКУП.

Исследование микроструктуры 1-го фрагмента образца (обозначен цифрой 1 на рисунке 5.16 а), состоящего из двух различных частей показало, что структура первой части 1-го

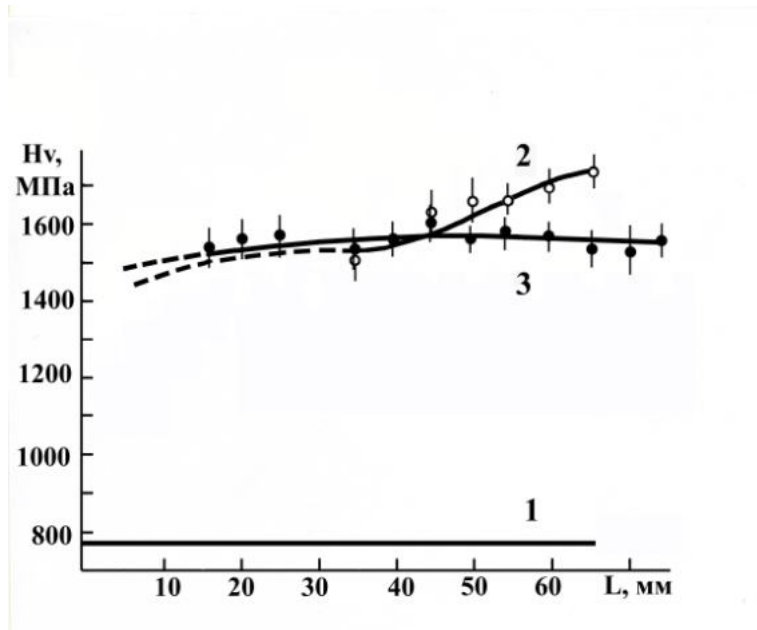


Рисунок 5.14. Распределение микротвердости по длине образцов:
 1 – исходное состояние; 2 – четыре прохода ДКУП в матрице с $R = 7$ мм;
 3 – четыре прохода ДКУП в матрице $R = 0$.

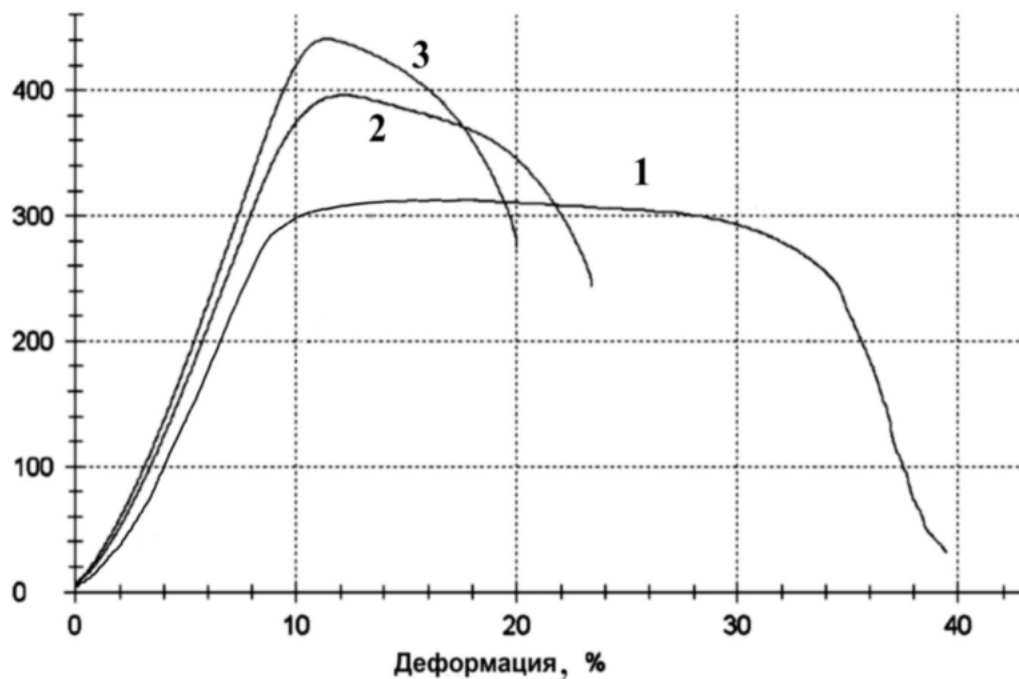


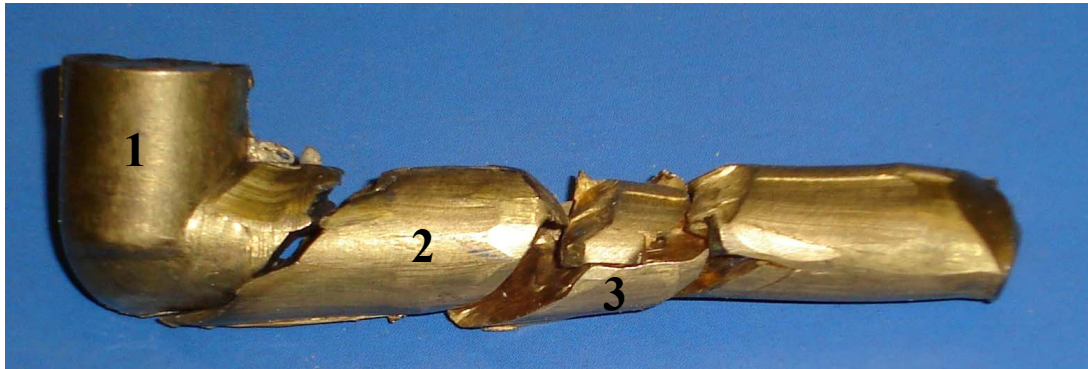
Рисунок 5.15. Диаграммы растяжения образцов меди:

- 1 – исходное состояние;
- 2 – ДКУП, один проход в матрице с $R = 0$
- 3 – ДКУП, четыре прохода в матрице с $R = 0$.

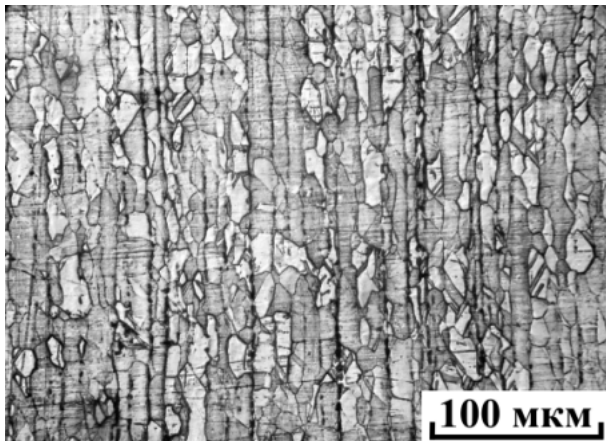
фрагмента, расположенной после прессования в первом канале, практически не изменилась, по сравнению с исходной структурой (рисунок 5.16 б, в). Микроструктура второй части 1-го фрагмента в области угла поворота претерпела существенные изменения (см. рисунок 5.17 а), которые будут описаны ниже. Во 2-м и 3-м фрагментах образца, полностью прошедших угол пересечения каналов (обозначены цифрами 2 и 3 на рисунке 5.16 а), сформировалась чрезвычайно тонкая волокнистая структура с поперечным размером волокон 0,05-0,1 мкм (рисунки 5.16 г и 5.16 д). То есть, в принципе при изменении условий ДКУП, например, при использовании нагрева, как это было показано на примере титана [293, 299], можно получить сплошной образец латуни в наноструктурированном состоянии уже после однократного прессования.

Рассмотрим картину течения материала при высокоскоростном деформировании методом ДКУП на примере латунного образца, в котором, как описано выше, в исходном состоянии до прессования присутствовали естественные реперные линии в виде продольных цепочек неметаллических включений (см. рисунок 5.16 б, в). При анализе будем исходить из того, что гидродинамическое течение материалов при динамическом прессовании происходит по одному сценарию. Когда возникающие при высокоскоростном деформировании методом ДКУП напряжения существенно превышают модуль сдвига, роль материала становится незначительной и динамика процесса полностью определяется геометрией нагружения и энергией воздействия. Материал «течет» через каналы как вязкая жидкость. Микроструктура исследованных материалов (медь, титан, сплавы на основе алюминия и меди), которая формируется как реакция на внешнее воздействие и возникшие напряжения, различается [281-285, 286-290, 293, 298, 299], но картина течения в принципе одинакова для всех материалов.

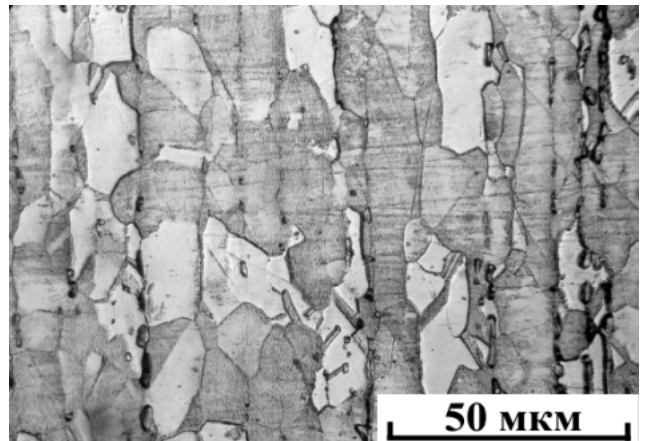
На рисунке 5.17 а представлена микроструктура 1-го фрагмента латунного образца в области угла поворота. Конец (задний торец) образца не прошел из первого канала во второй (см. рисунок 5.16 а), поэтому в этой части 1-го фрагмента, как уже упоминалось выше, сохранилась практически исходная микроструктура со следами высокоскоростной деформации, обусловленной действием ударных волн, сопровождающих процесс ДКУП. Цепочки неметаллических включений в этой части фрагмента после ДКУП сохранили свою первоначальную продольную направленность (см. рисунок 5.17 а). Вторая часть 1-го фрагмента, прошедшая через угол поворота, помимо высокоскоростной ударно-волновой деформации сжатия, претерпела высокоскоростную деформацию сдвига. В результате продольные цепочки неметаллических включений в этой части 1-го фрагмента изогнулись в соответствии с направлением течения (рисунок 5.17 а). Плавный изгиб линий в области пересечения каналов означает, что в образце в результате изгибной деформации происходит



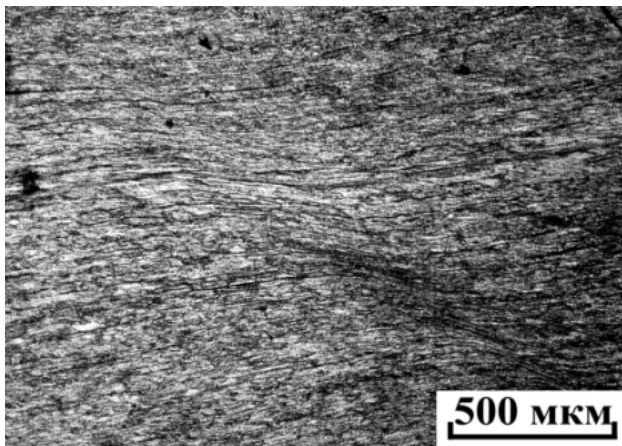
а



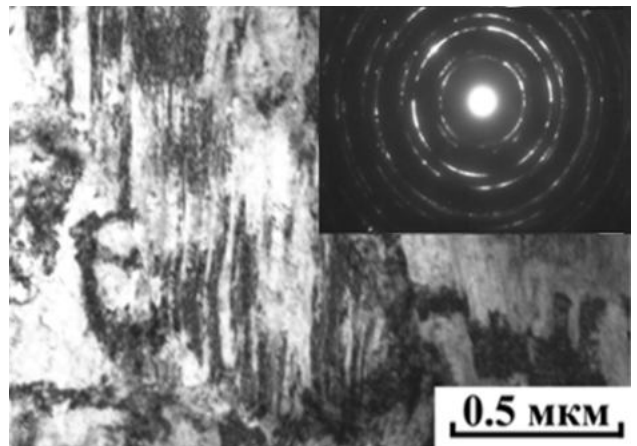
б



в



г



д

Рисунок 5.16. Структура образца латуни Л 63 до и после однократного ДКУП в матрице с $R = 0$: а – внешний вид образца после прессования; б, в – исходная структура; г, д – тонкая волокнистая структура, образовавшаяся при ДКУП;

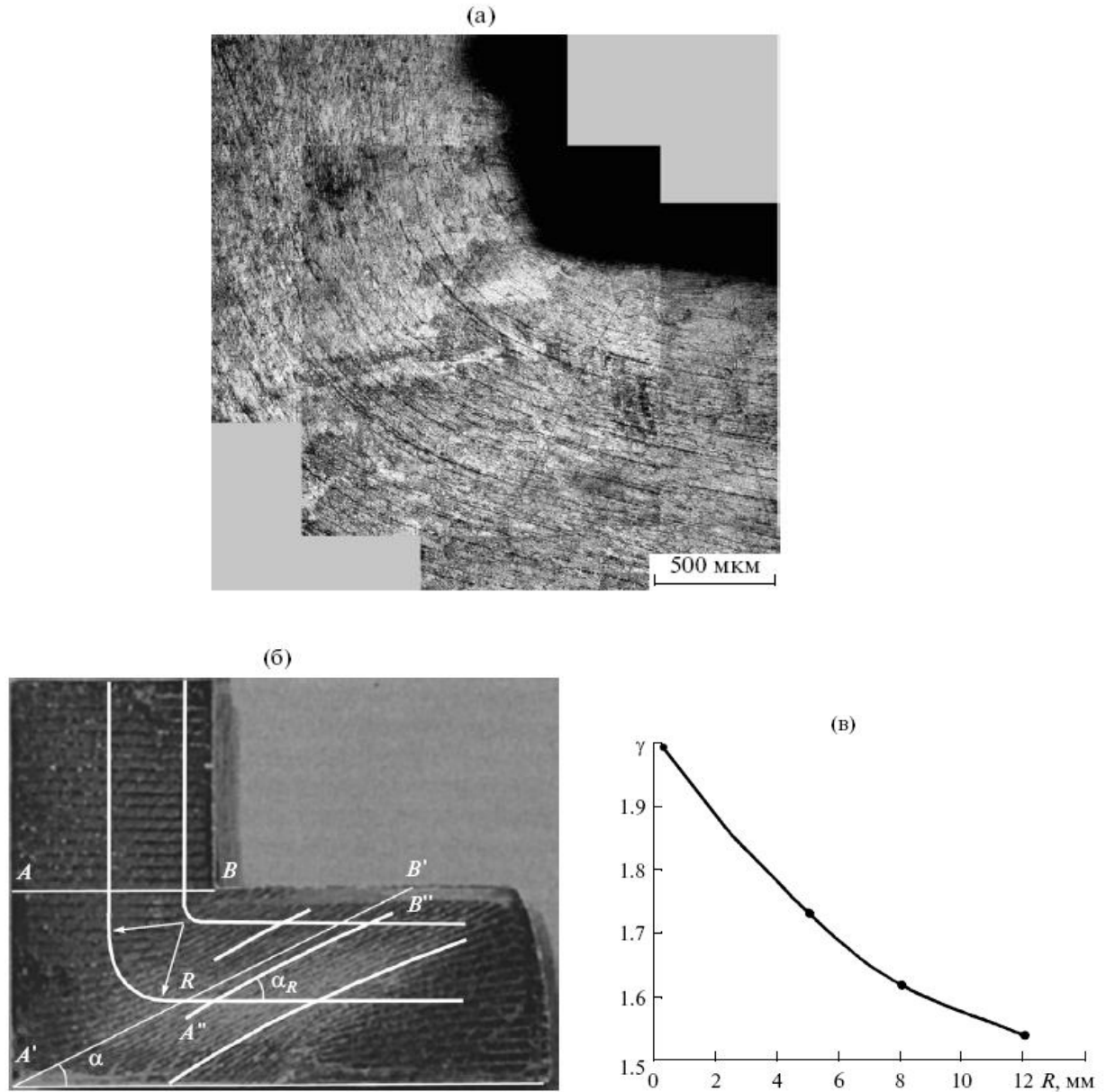


Рисунок 5.17. Микроструктура части латунного образца с естественными реперными линиями после ДКУП (а). Макроструктура образца из алюминиевого сплава после РКУП с нанесенными продольными и поперечными рисками из работы [300]. Светлыми линиями нанесена схема деформации образца в идеальном ($AB \rightarrow A'B'$) и неидеальном ($AB \rightarrow A''B''$) случаях (б). Зависимость величины относительного сдвига γ материала при ДКУП от радиуса кривизны R реперных линий (в).

частичная «релаксация» накопленных сдвиговых напряжений. Этот эффект возрастает в направлении увеличения радиуса кривизны R , причем между сдвиговой и изгибной деформацией существует взаимно однозначное соответствие, зависящее только от геометрии нагружения и не зависящее от материала образца [283, 300].

Для оценки величины сдвига при ДКУП наряду с данными настоящего исследования были использованы экспериментальные результаты, полученные Н.М. Русиным [300] при РКУП образца из алюминиевого сплава, предварительно размеченного системой продольных и поперечных рисок (см. серая сетка на рисунке 5.17 б). Светлыми линиями на рисунке 5.17 б нанесена схема деформации образца при ДКУП [283]. Продольные риски (рисунок 5.17 б), так же, как и наблюдаемые в латунном образце продольные цепочки неметаллических включений (рисунок 5.17 а), проходят вдоль образца, изгибаясь в области пересечения каналов с некоторым переменным по сечению образца радиусом кривизны R (см. рисунок 5.17 б). Поперечные риски после прохождения угла поворота становятся наклонными (на месте трех наклонных серых рисок – нанесены три белые наклонные линии различной длины, рисунок 5.17 б). В соответствии со схемой сдвиговой деформации при ДКУП [283] в идеальном случае углового прессования (если бы имела место только сдвиговая составляющая деформации, без изгиба), продольные риски “ломались” бы под прямым углом (радиус кривизны R был бы равен нулю), а поперечные риски AB вытягивались бы в направлении $A'B'$, расположенном под углом $\alpha \approx 26,5^\circ$ к оси образца. В момент, когда точка A образца переместилась в положение A' , точка B заняла бы положение B' , линия AB трансформировалась бы в линию $A'B'$, и величина сдвига γ , с учетом того, что $AA' = BB'$ и $AA' = AB$ (первое равенство обусловлено сохранением объема вещества, второе – условием равноканальности при РКУП [300].), составила бы $\gamma = \text{ctg } \alpha = 2$. В реальном эксперименте, в силу того, что помимо деформации сдвига образец деформируется путем изгиба (это становится особенно заметно в опытах, где каналы матрицы не строго пересекаются под прямым углом, а закругляются с некоторым отличным от нуля радиусом), продольные линии (см. рисунки 5.17 а и 5.17 б) закругляются, а поперечные риски становятся непрямолинейными (рисунок 5.17 б). При этом, как и в идеальном случае, величина сдвига γ равна котангенсу угла наклона линий группы $A'B'$, с той лишь разницей, что этот угол изменяется вдоль поперечного сечения образца. Это изменение обусловлено наличием в деформации образца составляющей изгиба. Этой же причиной объясняется искривление продольных рисок (рисунок 5.17 б). Поэтому между углом наклона α рисок группы $A'B'$ и радиусом кривизны R продольных рисок (или цепочек неметаллических включений) имеется однозначное соответствие, то есть $\alpha = \alpha(R)$, $\gamma = \text{ctg } \alpha(R) = \gamma(R)$. Зависимости $\alpha(R)$ и $\gamma(R)$ в рассматриваемом латунном образце после ДКУП и в образце из алюминиевого сплава после РКУП, приведенном в работе Русина [300], должны быть одинаковыми в силу геометрической

эквивалентности применяемых схем нагружения при ДКУП и РКУП. Поэтому, опираясь на данные, приведенные в [300], была построена зависимость угла α от радиуса кривизны R продольных реперных линий (в опытах Русина – рисунок, в рассматриваемом опыте – цепочек неметаллических включений). Величина сдвига γ , соответствующая этому углу ($\gamma = \text{ctg } \alpha$), приведена на рисунке 5.17 в. Видно, что деформация сдвига существенно изменяется вдоль поперечного сечения образца. В верхней части образца, где $R \approx 0$, относительный сдвиг $\gamma \approx 2$, т.е. сдвиговая деформация приближается к идеальной для ДКУП [283]. В нижней части образца, где $R \sim 10\text{--}12$ мм, значение величины сдвига составляет немногим более 1,5. Полученная зависимость $\gamma = f(R)$ (см. рисунок 5.17 в) хорошо объясняет преимущество ДКУП с использованием матрицы без закругления внутреннего угла каналов ($R=0$), описанное выше. Очевидно, что если каналы матрицы закругляются по некоторому радиусу, то радиус кривизны течения будет заведомо больше. И тогда из приведенной на рисунке 5.17 в зависимости следует, что при ДКУП в матрице с радиусом закругления внутреннего угла каналов ($R = 7\text{мм}$) в принципе невозможно получить деформацию сдвига больше $\gamma = 1,65$, а в случае $R = 0$ в верхней части образца относительный сдвиг составляет 1,8–2,0.

Таким образом, проведенная оценка изменения величины сдвига вдоль поперечного сечения образца при ДКУП, позволила объяснить преимущество прессования в матрице без закругления внутреннего угла каналов ($R = 0$). Показано, что более высокая степень сдвиговой деформации при ДКУП с использованием матрицы с $R = 0$ приводит к существенному увеличению прочности образцов по сравнению с исходным состоянием даже при однократном прессовании (рисунок 5.15, кривая 2).

5.3 Эволюция структуры и физико-механических свойств при нагреве субмикроструктурной и нанокристаллической меди

Известно, что неравновесные субмикроструктурные и нанокристаллические структуры деформационного происхождения не являются термически стабильными. При нагреве в таких структурах развиваются релаксационные процессы, приводящие к постепенному переходу в крупнозернистое состояние и потере высоких физико-механических свойств [235, 244–249, 254, 263, 295, 296, 301–307]. Исследованию процессов рекристаллизации в материалах с субмикроструктурными структурами, полученными за счет очень больших квазистатических деформаций при сдвиге под высоким квазигидростатическим давлением (СГД) и равноканальном угловом прессовании (РКУП), посвящено большое количество работ [235, 254, 263, 295, 296, 301–307]. Считается, что потеря термической стабильности субмикроструктурной структуры деформационного происхождения при

низкотемпературных отжигах может сопровождаться не только ростом самих зерен, но и возвратом дефектной структуры их границ [235, 248, 295, 296]. При этом считается, что наименьшей термической стабильностью обладают чистые металлы [235, 239, 248, 263, 272, 273, 295, 303-305], в которых отсутствует торможение примесями и частицами второй фазы. Необходимо отметить, что в 1986 г С.С. Гореликом было высказано предположение о том, что ультрамелкозернистая структура сотового типа в чистом железе может обладать высокой термической стабильностью, что в дальнейшем было подтверждено экспериментально М.В. Дегтяревым с соавторами на образцах железа чистотой 99,97 мас.% [302]. Кроме того, в работах этих авторов [295, 296, 301, 302] показано, что на термическую стабильность существенным образом влияет тип субмикроструктурной структуры. В однородной по типу границ субмикроструктурной структуре, полученной в конструкционных сталях и чистом железе при КГД, скорость роста зерна до температуры $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения значительно меньше, чем в «смешанной» или «зеренно-субзеренной» субмикроструктурной структуре, формирующейся в армко-железе [302].

Медь зачастую используют как модельный материал, позволяющий изучать процессы рекристаллизации и динамической рекристаллизации при сравнительно низких температурах. Однако, имеющиеся в литературе сведения о термической стабильности меди с субмикроструктурной структурой, полученной квазистатическими методами ИПД, неоднозначны [244-246, 248, 263, 272, 295, 303-307]. В работах [263, 295, 296, 304, 305] показано, что динамическая рекристаллизация, развивающаяся в меди чистотой 99,98 % при КГД при комнатной температуре приводит к формированию зеренно-субзеренной субмикроструктурной структуры, обладающей чрезвычайно низкой термической стабильностью. То есть рост зерна в деформированной меди происходит уже при вылеживании при комнатной температуре. Авторы [303] установили, что субмикроструктурная структура со средним размером зерен ~ 180 нм и высокой твердостью (~ 1800 МПа), сформированная в меди чистотой 99,99% методом КГД ($P = 2-9$ ГПа) до $\epsilon = 7$ (в образцах диаметром 5-10 мм, толщиной 0,2-0,3 мм), устойчива к последующему нагреву вплоть до 175°C . В работах [306, 307] на образцах меди чистотой 99,99% методом КГД до $\epsilon = 5,9$, при комнатной и криогенной температурах была получена субмикроструктурная структура со средним размером кристаллитов ~ 250 нм и твердостью ~ 1330 МПа. Показано, что при отжигах этой структуры рост зерен и резкое снижение твердости происходит при нагреве до 150°C . В технической меди чистотой 99,9% авторам [306] удалось при температуре -196°C получить практически однородную нанокристаллическую структуру с размером кристаллитов ~ 70 нм и высокой твердостью ~ 2270 МПа, и исследовать ее тонкую структуру. К сожалению однородная наноструктура, полученная в меди методом КГД, оказалось нестабильна: при вылеживании при

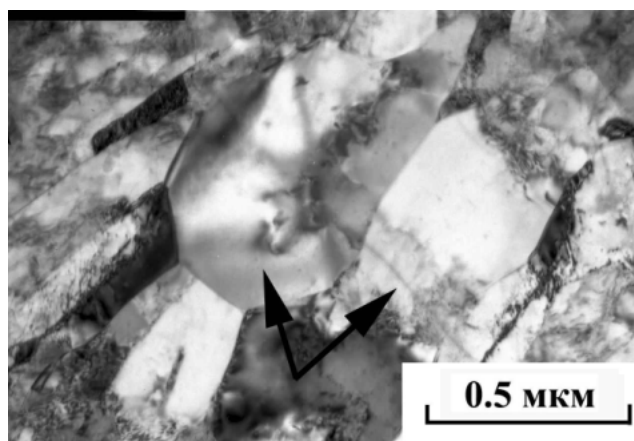
комнатной температуре в ней происходили процессы постдинамической рекристаллизации, приводящие к росту зерен и снижению твердости [296, 304, 305]. В работах [243, 246, 248] было показано, что объемные образцы меди чистотой 99,98% с субмикроструктурной структурой (размер зерен-субзерен ≥ 200 нм), созданной при многократном (до 16 проходов) РКУП до $\epsilon=3,5$ достаточно устойчивы к повышению температуры. Существенные изменения в данных образцах происходили при нагреве до температур 150-200°C.

Таким образом, имеющиеся в литературе сведения о термической стабильности субмикроструктурной меди неоднозначны, а иногда и противоречивы. Это может быть связано с неодинаковой степенью развития динамической рекристаллизации в процессе деформации разными методами ИПД и, вследствие этого, с различной кинетикой последующих релаксационных процессов. На основании анализа многочисленных экспериментальных данных [235, 243-245, 248, 263, 272, 295, 303-307], часть из которых приведена выше, можно сделать вывод о том, что основными факторами, влияющими на термическую устойчивость меди с субмикро- и нанокристаллической структурами, полученными квазистатическими методами ИПД, являются чистота металла, однородность структуры по типу границ и внутренних объемов зерен, а также степень дисперсности полученных структур. По-видимому, важную роль играет также способ деформирования образцов. Поэтому представляло интерес исследовать термическую устойчивость неравновесной смешанной субмикро- и нанокристаллической структуры меди, полученной новым высокоскоростным методом ИПД – динамическим канально-угловым прессованием (ДКУП).

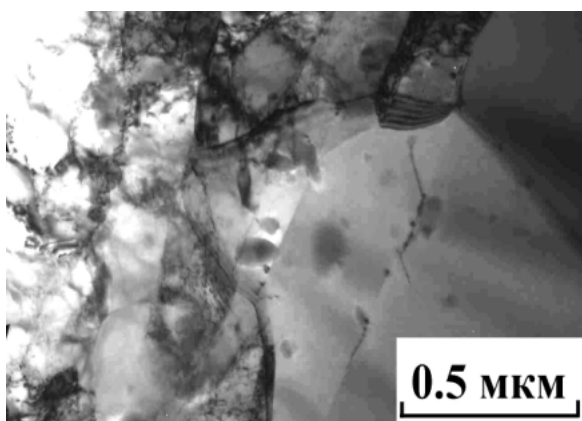
Подробный анализ структуры меди чистотой 99,8%, сформированной при ДКУП в четыре прохода с использованием матрицы с $R=0$, приведен выше (см. рисунок 5.11, параграф 5.2), поэтому остановимся на ее основных особенностях. В меди при ДКУП сформировалась одинаковая по всей длине образца, но неупорядоченная и неоднородная и по размеру кристаллитов и по типу границ структура. Она состоит из зерен-субзерен размерами от 50 до 350 нм (см. рисунок 5.11 в), причем количество зерен-субзерен размером 50–100 нм и 110–350 нм составляет 35 и 65% соответственно, а средний размер - 145 нм (рисунок 5.13 в). Наличие в структуре зерен и субзерен с небольшой плотностью дислокаций указывает на частичное протекание в меди релаксационных процессов в ходе ДКУП, в том числе динамической полигонизации и динамической рекристаллизации. Заметим, что на границах зерен отсутствует типичный полосчатый контраст, характерный для зерен, сформировавшихся в результате рекристаллизационного отжига. Необходимо отметить, что неравновесная, смешанная субмикро- и нанокристаллическая структура меди, полученная при ДКУП, оказалась устойчива к длительному (более трех лет) последеформационному вылеживанию при комнатной температуре [288, 310, 311].

Изменение микроструктуры. Рассмотрим изменения, происходящие в структуре деформированной меди при нагреве до температур от 100 до 420°C, в течение 60 мин [310, 311]. После нагрева до 100°C не обнаружено заметного изменения структуры образца. При увеличении температуры нагрева до 150°C в структуре встречаются отдельные зерна с полосчатым контрастом на границах. Уменьшение доли зерен-субзерен с внутренним сложным дислокационным контрастом и изгибными контурами экстинкции указывает на некоторое снижение уровня внутренних напряжений (рисунок 5.18 а). В структуре наблюдали единичные “зародыши” рекристаллизации размером 0,15–0,20 мкм и небольшое количество “подросших” рекристаллизованных зерен размером 0,4–0,6 мкм (указаны стрелками на рисунок 5.18 а), возникших на границах исходных сильно вытянутых деформированных субзерен. То есть при температуре 150°C наблюдали начальные стадии рекристаллизации. Зародышами рекристаллизации, по-видимому, являются зерна с низкой плотностью дислокаций и высокоугловыми неравновесными границами (см. рисунок 5.11 в, параграф 5.2), сформировавшиеся при совершенствовании зерен-субзерен в процессе деформации (за счет ротационных мод пластической деформации) и динамической рекристаллизации.

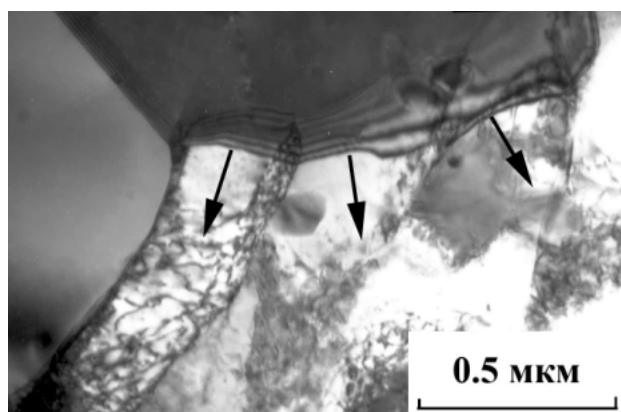
При повышении температуры отжига до 220°C в структуре образца произошли существенные изменения. При электронно-микроскопическом исследовании наблюдали смешанную структуру, состоящую из областей, содержащих зерна-субзерна размером 0,2–0,3 мкм, и новые рекристаллизованные зерна размером 1–5 мкм (рисунок 5.18 б). На границах новых рекристаллизованных зерен присутствует типичный полосчатый контраст, характерный для зерен, полученных в результате отжига. На рисунке 5.18 в представлен пример миграции большеугловой границы при росте рекристаллизованного зерна, направление движения границы указано стрелками. Видно, что растущее зерно “поглощает” вытянутые субзерна, сформировавшиеся при деформации. На рисунке 5.18 г представлен случай миграции участка большеугловой границы в виде сферы, за которой образуется область, практически свободная от дислокаций. Направление перемещения обозначено стрелками. К такой миграции (“выпучиванию”) части границы приводит, согласно модели Бейли и Хирша, приведенной в монографии [170], локальная разница в плотности дислокаций по обе стороны от границы. Схема миграции участка границы зерна из [170] показана в правом верхнем углу рисунка 5.18 г. В соответствие с моделью Бейли и Хирша, миграция данного участка границы, закрепленного в двух точках (см. схему на рисунке 5.18 г), контролируется скоростью, с которой атомы перемещаются через границу. Скорость увеличения линейных размеров растущего при рекристаллизации зерна по расчету, приведенному в [170], минимальна, когда зерно оказывается полусферическим. Эти наблюдения указывают на то, что в рассматриваемой меди с субмикро- и нанокристаллической структурой рекристаллизация проходит за счет



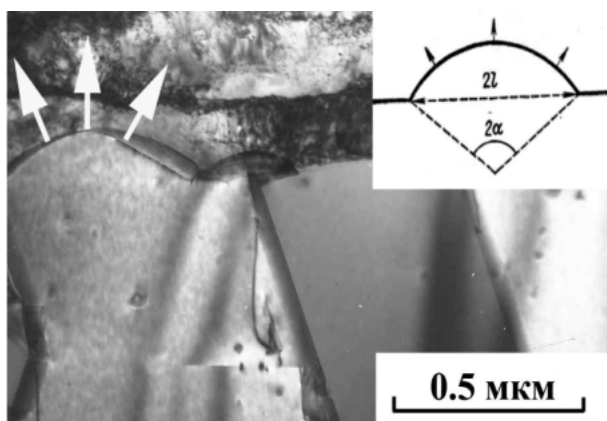
а



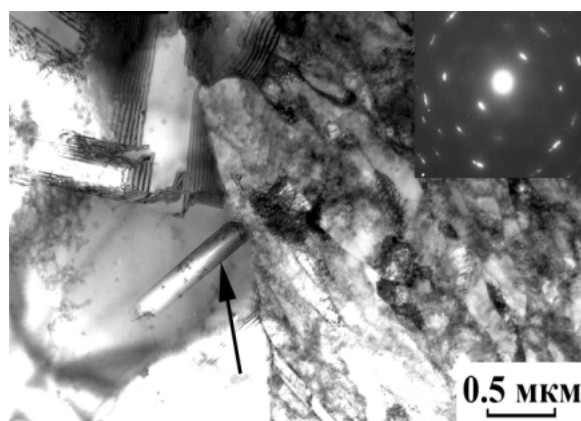
б



в



г



д

Рисунок 5.18. Структура меди после ДКУП и отжига при 150°C (а) и 220°C (б-д):

а – начальные стадии роста зародышей рекристаллизации;

б- смешанная зеренно-субзеренная структура и новые рекристаллизованные зерна;

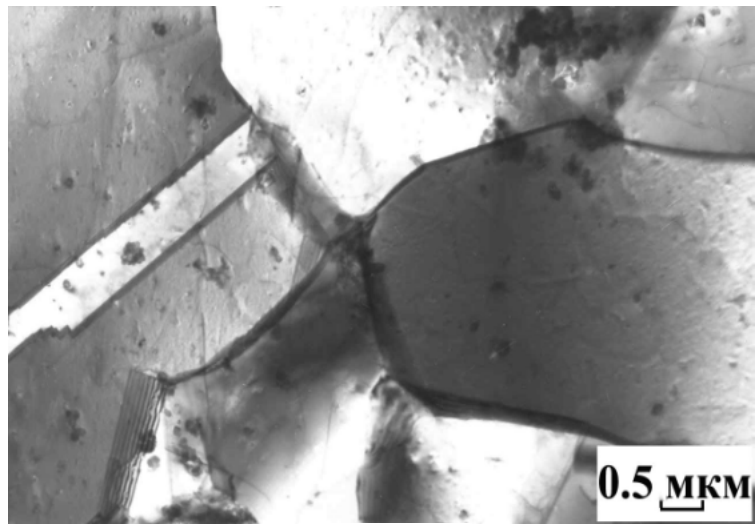
в- миграция большеугловой границы; г-«выпучивание» части границы и схема движения участка границы зерна при рекристаллизации (Бейли и Хирш);

д - зарождение двойника отжига на границе рекристаллизованного зерна.

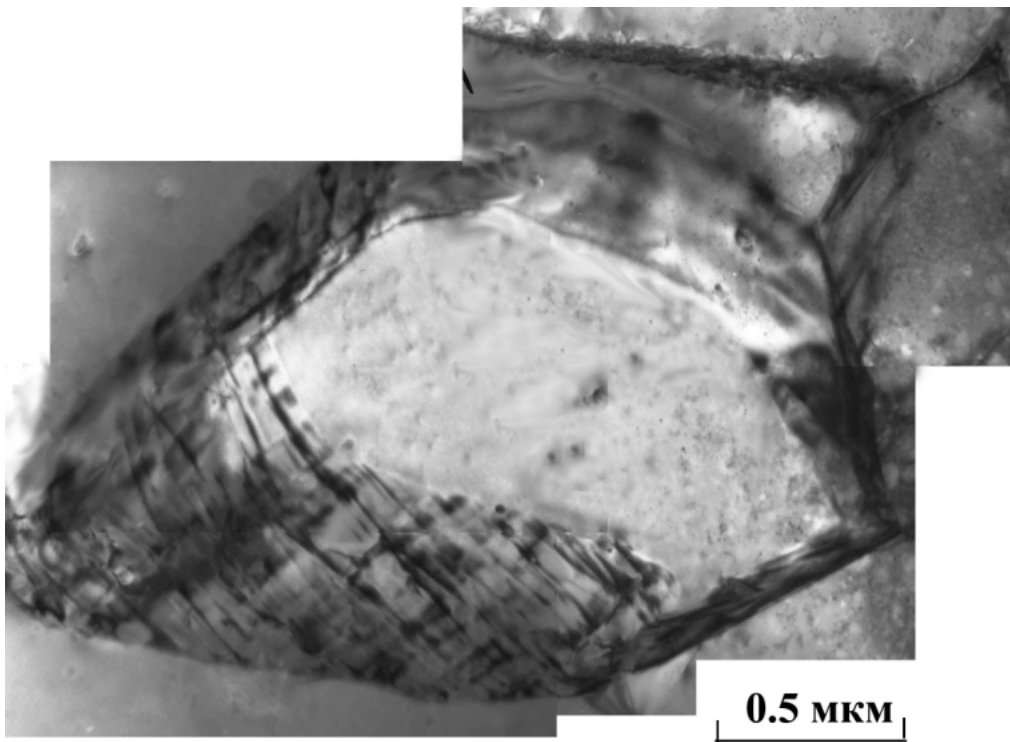
перемещения уже имеющихся границ зерен или их участков. На рисунке 5.18 д представлен случай зарождения двойника отжига (указан стрелкой) на границе нового рекристаллизованного зерна. Повышение температуры нагрева до 300°C приводит к формированию в образце меди полностью рекристаллизованной структуры (рисунок 5.19 а). Размер зерен составляет 10–20 мкм. Зерна практически свободны от дислокаций. Внутри отдельных зерен видны двойники отжига. Границы зерен имеют характерный полосчатый контраст. Дальнейший нагрев до 420°C не приводит к существенному росту зерен. Иногда в структуре наблюдали дисперсные рекристаллизованные зерна, сохранившиеся между более крупными зернами и не выросшие до больших размеров даже при нагреве до 420°C . На рисунке 5.19 б приведен снимок такого зерна, участок границы которого лежит в плоскости фольги. Поперечный размер этого зерна около 1 мкм. Хорошо видно, что в результате взаимодействия большеугловой границы и решеточных дислокаций в процессе последеформационного отжига меди на границе образовалась сетка, состоящая, по-видимому, из собственных и внесенных зернограницных дислокаций [312].

Таким образом, процесс рекристаллизации при отжиге меди со смешанной субмикро- и нанокристаллической структурой, полученной за счет высокоскоростной деформации методом ДКУП, происходит путем перестройки неравновесных зеренно-субзеренных границ в равновесные границы зерен и роста новых зерен из имеющихся центров.

Изменение микротвердости. Сопоставим описанные выше структурные изменения с результатами измерения микротвердости при нагреве образцов до температур $100\text{--}420^{\circ}\text{C}$ в течение 60 мин. На рисунке 5.20 а представлена зависимость микротвердости образцов меди с субмикро- и нанокристаллической структурой, полученной при ДКУП, от температуры отжига. Видно, что отжиг при 100°C незначительно снижает значение микротвердости образцов в среднем на 150 МПа, что может быть связано с процессами возврата [313]. После отжига при 220°C микротвердость образца существенно (на 30%) уменьшается, по сравнению с микротвердостью образцов меди с субмикро- и нанокристаллической структурой, полученной при ДКУП. Такое резкое снижение величины микротвердости свидетельствует о развитии процесса рекристаллизации, что подтверждается приведенными выше структурными наблюдениями (см. рисунки. 5.18 и 5.19 а). Известно, что в деформированных при очень больших степенях деформации образцах твердость начинает резко снижаться практически одновременно с началом рекристаллизации, а удельная роль разупрочнения, вызванного процессами возврата, при этом достаточно мала [313]. Повышение температуры отжига до 300°C приводит к дальнейшему снижению микротвердости и к приближению ее значения к постоянной величине, характерной для полностью отоженной крупнозернистой меди. Снижение микротвердости в образцах, нагретых до температур выше 220°C , связано с

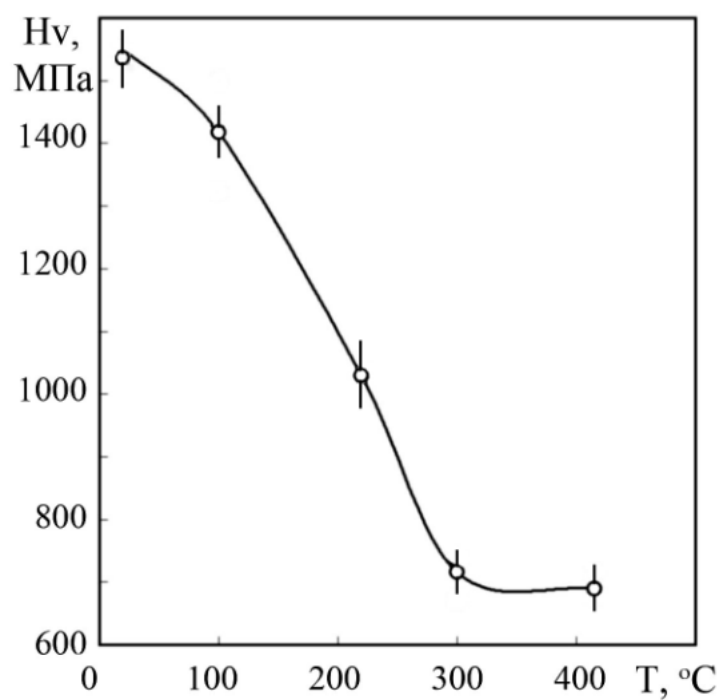


а

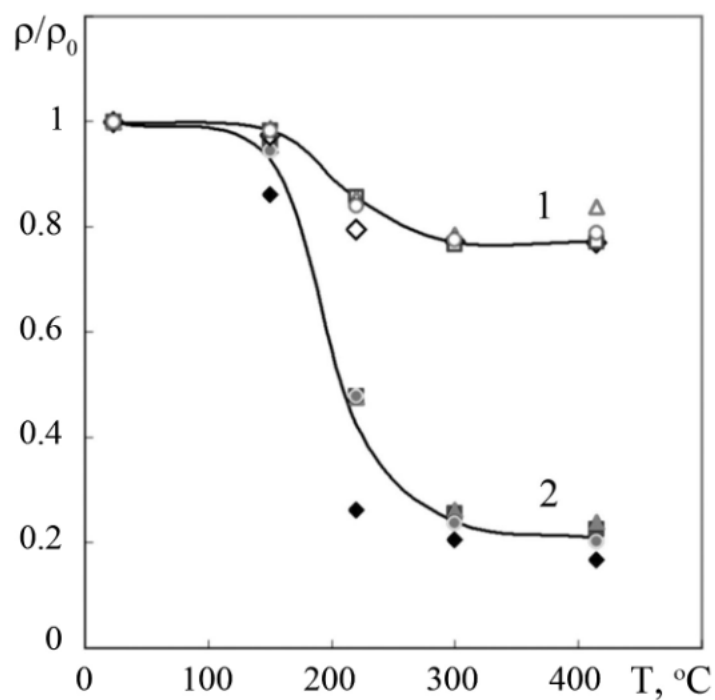


б

Рисунок 5.19. Структура меди после ДКУП и отжига при 300°C (а) и 420 °С (б);
а – рекристаллизованная структура;
б - взаимодействие большеугловой границы и решеточных дислокаций.



а



б

Рисунок 5.20. Зависимость микротвердости (а) и удельного электросопротивления (б) меди с субмикро- и нанокристаллической структурой, полученной методом ДКУП, от температуры последующего отжига. Измерения электросопротивления выполнены при температурах: 1 – 77 К (жидкий азот); 2 – 4,2 К (жидкий гелий)

развитием процесса рекристаллизации.

Дилатометрическое исследование меди с субмикро- и нанокристаллической структурой, полученной при ДКУП, было проведено в ИФМ УрО РАН с.н.с., к.ф.-м.н. В.А. Казанцевым. Измерения выполнялись на образцах длиной 5 мм и сечением 4x4 мм на дилатометре Ulvac Sincu-giku в интервале температур от 20 до 300°C при нагреве со скоростями 0,6 и 2°C/мин. В результате проведенного исследования не было установлено наличие существенных (>0,01%) эффектов, связанных с рекристаллизацией. Полученные температурные зависимости удлинения образцов имеют вид прямых линий [311]. По-видимому, это объясняется тем, что в процессе деформации меди методом ДКУП происходит динамическая полигонизация и частичная динамическая рекристаллизация, как показали структурные исследования, приведенные в параграфе 5.2. Следовательно, процесс рекристаллизации при последеформационном нагреве, по сути, является продолжением ранее начавшегося процесса и поэтому не имеет четко выраженной локализации на дилатометрической кривой.

Изменение электросопротивления. Рассмотрим изменение удельного электросопротивления меди чистотой 99,8% в различных состояниях: после ДКУП, и после ДКУП+отжиг, и сопоставим полученные данные с приведенными выше структурными наблюдениями и результатами измерения микротвердости [311]. Измерения электросопротивления были проведены в ИФМ УрО РАН с.н.с., к. ф.-м. н. В.П. Дякиной. Измерения выполнялись при комнатной температуре, температурах жидкого азота (77 К) и жидкого гелия (4,2 К) потенциометрическим (компенсационным) методом. Погрешность измерений составляла $\Delta\rho/\rho < 1\%$. Для исключения влияния размеров образцов использовали относительное электросопротивление ρ/ρ_0 , где ρ и ρ_0 – удельное сопротивление образца при криогенных и комнатной температурах, соответственно. Для измерения электросопротивления использовали два типа образцов длиной 15 мм и сечением 0,8x1,0 и 0,3x1,5 мм, вырезанные вдоль направления вытяжки. На рисунке 5.20 б приведены результаты измерений удельного электросопротивления образцов меди с субмикро- и нанокристаллической структурой, полученной при ДКУП, и этих же образцов после последовательных отжигов при температурах от 150 до 420°C. Всего было проведено 4 серии экспериментов на разных типах образцов. Для каждой серии на рисунке 5.20 б нанесены точки различной формы.

Видно, что зависимость изменения удельного электросопротивления образцов меди с субмикро- и нанокристаллической структурой, полученной методом ДКУП, от температуры последующего отжига (рисунок 5.20 б) и зависимость микротвердости (рисунок 5.20 а) от температуры отжига подобны. Изменения микротвердости (рисунок 5.20 а), как показали результаты структурного исследования, приведенные выше, связаны с развитием процессов

рекристаллизации, происходящей при отжиге в образцах меди с субмикро- и нанокристаллической структурой, полученной методом ДКУП.

Проанализируем факторы, влияющие на электросопротивление. Известно, что электросопротивление обусловлено взаимодействием электронов проводимости с фононами и различного рода дефектами кристаллической решетки: точечными (вакансии, примесные атомы и др.), линейными (дислокации), плоскими (границы зерен, блоков, двойников и др.) и объемными (включения) [314, 315]. При низких температурах, близких к температуре абсолютного нуля (4,2 К), рассеяние электронов проводимости обусловлено в основном “примесным” и “деформационным” рассеянием [292, 314, 315]. После полного отжига вклад от “деформационного” рассеяния в электросопротивление при криогенных температурах становится близким к нулю, и поэтому значение остаточного (после отжига при 420°C) электросопротивления при 4,2 К практически всецело определяется наличием в материале примесей. Большое (по сравнению с чистой медью [292, 315]) относительное остаточное электросопротивление ($\sim 0,2$, см. рисунок 5.20 б) при 4,2 К указывает на наличие значительного (0,2 %) количества примесей. Однако, из рисунка 5.20 б видно, что суммарный вклад от “примесного” рассеяния все же существенно меньше (в 4 раза), чем вклад от “деформационного” рассеяния после ДКУП. Следовательно, наибольший вклад в уменьшение значения ρ/ρ_0 (от 1 до 0,2) после отжига вносят процессы, происходящие при рекристаллизации деформированной структуры.

Из сравнения результатов измерения удельного электросопротивления, выполненных при различных температурах, видно, что ρ/ρ_0 меди со смешанной субмикро- и нанокристаллической структурой, полученной при ДКУП, превышает ρ/ρ_0 этого же образца меди в полностью отожденном состоянии: в 1,25 раз при 77 К и в 5 раз при 4,2 К (см. кривые 1 и 2 на рисунке 5.20 б). То есть величина ρ/ρ_0 одного и того же образца исследованной меди чистотой 99,8% в полностью отожденном крупнозернистом состоянии, измеренная при температуре 77 К, в 4 раза выше, чем при температуре 4,2 К. Заметим, что в [245, 248] было показано, что ρ/ρ_0 субмикрокристаллической меди чистотой 99,99%, полученной методом КГД, измеренное при 77 К, превышает ρ/ρ_0 меди в крупнозернистом состоянии в 2 раза.

Рассмотрим результаты измерения электросопротивления при температуре жидкого гелия (4,2 К). Известно, что $\rho_{4,2К}$ зависит от концентрации вакансий, плотности дислокаций и среднего размера зерна. Кроме того, существенное влияние на увеличение электросопротивления металлов и сплавов оказывают искажения, вызываемые напряженным состоянием [314]. Пластическая деформация при комнатной температуре повышает электросопротивление меди, однако это повышение незначительно (4–5% в зависимости от чистоты металла и степени деформации [292]). При понижении температуры до 4,2 К влияние

наклепа на $\rho_{4,2\text{К}}$ меди увеличивается [292]. При гелиевых температурах вклад от рассеяния электронов проводимости на дислокациях пропорционален их плотности: $\rho_{\text{дисл}} = AN_{\text{дисл}}$, где коэффициент A для металлов $\leq 2 \cdot 10^{-19}$ Ом см³ [314]. Для субмикро- и нанокристаллической меди, полученной методами ИПД, плотность решеточных дислокаций в зерне составляет $\sim 10^{10}$ см⁻² [246, 248]. Таким образом, вклад от рассеяния на решеточных дислокациях при такой плотности равен: $\rho_{\text{дисл}} = 2 \cdot 10^{-9}$ Ом см. Эта величина на порядок меньше значения измеренного нами электросопротивления ($\rho_{4,2\text{К}} \sim 7 \cdot 10^{-8}$ Ом см) меди с субмикро- и нанокристаллической структурой, полученной при ДКУП. Следовательно, вклад от рассеяния электронов на дислокациях в нашем случае невелик. Вклад от рассеяния электронов проводимости на вакансиях еще меньше, чем от решеточных дислокаций [314].

Известно, что существенным фактором, влияющим на электросопротивление, является уменьшение или увеличение размера зерна при деформации или отжиге. При этом проявляется так называемый размерный фактор, заключающийся в том, что когда длина свободного пробега электронов проводимости – l становится сравнима или превышает размер зерна d ($l \geq d$), любые процессы рассеяния электронов проводимости внутри зерна могут приводить к их столкновению с границей зерна, то есть к дополнительному рассеянию. Для металлов при комнатной температуре $l \sim 10\text{--}100$ нм [315]. Следовательно, ожидать увеличения электросопротивления меди при комнатной температуре за счет размерного фактора можно лишь при величине зерна ≤ 100 нм. При существенном понижении температуры до 4,2 К l возрастает до ~ 300 нм [315], то есть длина пробега электронов проводимости становится сравнимой с размером зерен в анализируемой меди с субмикро- и нанокристаллической структурой, полученной при ДКУП, и состоящей из зерен-субзерен размерами от 50 до 350 нм. Таким образом, в величине ρ/ρ_0 при температуре 4,2 К для исследуемой меди, вклад от рассеяния электронов на границах зерен является основным. С увеличением температуры отжига по мере развития процессов рекристаллизации величина ρ/ρ_0 уменьшается (рисунок 5.20 а, кривая 2). Это связано с тем, что одновременно с процессами релаксации напряжений уменьшается количество зерен с размерами < 300 нм, что подтверждается структурными исследованиями.

Таким образом, температурный интервал, в котором происходят процессы возврата и рекристаллизации субмикро- и нанокристаллической структуры меди, полученной методом ДКУП, полностью совпадает с температурной областью возврата электросопротивления. То есть изменение микротвердости и электросопротивления при температуре 4,2К деформированной меди после отжигов характеризует степень протекания релаксационных процессов.

Таким образом, исследование эволюции неравновесной смешанной субмикро- и нанокристаллической структуры меди, полученной методом ДКУП, при нагреве показало, что она термически стабильна до 150°C. Значительное уменьшение микротвердости и удельного электросопротивления (измеренного при 4,2К) при нагреве до 220°C и выше связаны с развитием рекристаллизации, происходящей путем перестройки неравновесных зеренно-субзеренных границ в равновесные и роста новых рекристаллизованных зерен из имеющихся центров. Установлено существенное (в 5 раз) увеличение ρ/ρ_0 (СМК+НК)-меди (измеренного при температуре 4,2К), по сравнению с ρ/ρ_0 меди в отожженном крупнозернистом состоянии. Этот эффект в меньшей степени связан с повышением концентрации точечных и линейных дефектов (вакансий, дислокаций и др.) и в большей степени обусловлен существенным на три порядка, уменьшением размера зерна меди при высокоскоростной деформации методом ДКУП. То есть определяющий вклад вносит рассеяние электронов на границах зерен-субзерен меди (размером менее 300 нм), сравнимых со средней длиной свободного пробега электронов проводимости при температуре 4,2К.

5.4 Исследование структуры, свойств и термической стабильности хромоциркониевой бронзы, подвергнутой высокоскоростному динамическому канально-угловому прессованию

Низколегированные хромистые, хромоциркониевые и циркониевые бронзы, содержащие от 0,1 до 3-5 мас. % легирующих элементов, являются дисперсионно-твердеющими сплавами на основе меди [292, 316-319]. Старение этих сплавов существенно повышает механические свойства по сравнению с нелегированной медью. В то же время электропроводность изменяется мало: небольшое содержание легирующих элементов незначительно повышает электрическое сопротивление меди [292, 319]. Температура рекристаллизации деформированных электротехнических бронз выше температуры рекристаллизации деформированной меди на сотни градусов. Удачное сочетание высоких механических свойств, термической стабильности, электропроводности и теплопроводности обуславливает широкое применение этих бронз в промышленности [292, 319]. Интенсивная пластическая деформация низколегированных хромистых [254, 320] и хромоциркониевых [321] бронз методом многократного статического РКУП и отжиг способствуют дальнейшему повышению их механических свойств. Представляло интерес исследовать изменение структуры и свойств бронзы, легированной микродобавками хрома и циркония, при высокоскоростном деформировании методом ДКУП и изучить термическую стабильность полученной субмикрокристаллической структуры [322].

Материалом для исследования была выбрана хромоциркониевая бронза, содержащая

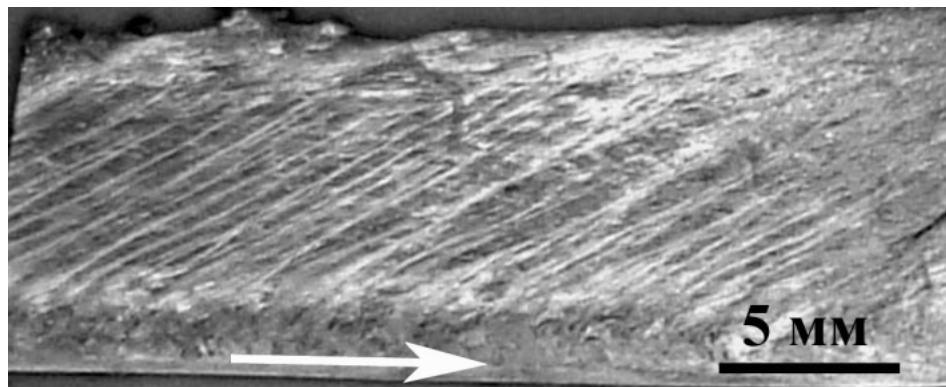
(мас. %): Cu-основа; Cr-0,09; Zr-0,08. Слиток был выплавлен в вакууме из чистых компонентов (Cu чистотой 99,94%, Cr - 99,99% и Zr - 99,9%), прокован в прутки диаметром 18 мм и длиной 150 мм. Прутки закаливали от 990°C в ледяную соленую воду для того, чтобы перевести легирующие элементы в твердый раствор. Затем изготавливали образцы диаметром 16 мм, длиной 65 мм, которые подвергали высокоскоростному деформированию методом ДКУП в один и три прохода (см. образцы №№ 12 и 13, таблица 5.1). Так же, как в случае медных образцов, перед вторым проходом образец поворачивали вокруг продольной оси на 180 градусов, перед третьим – на 90 градусов, чтобы задействовать четыре плоскости сдвига, используя минимальное количество проходов. Вид образцов бронзы после прессования представлен на рисунке 5.21. После ДКУП образцы разрезали вдоль, иногда поперек, направления вытяжки для изучения макро- и микроструктуры, полученной при деформации. Последующие отжиги проводили при температурах 300-700°C в течение 60 мин.

5.4.1 Изменение структуры бронзы при высокоскоростном прессовании

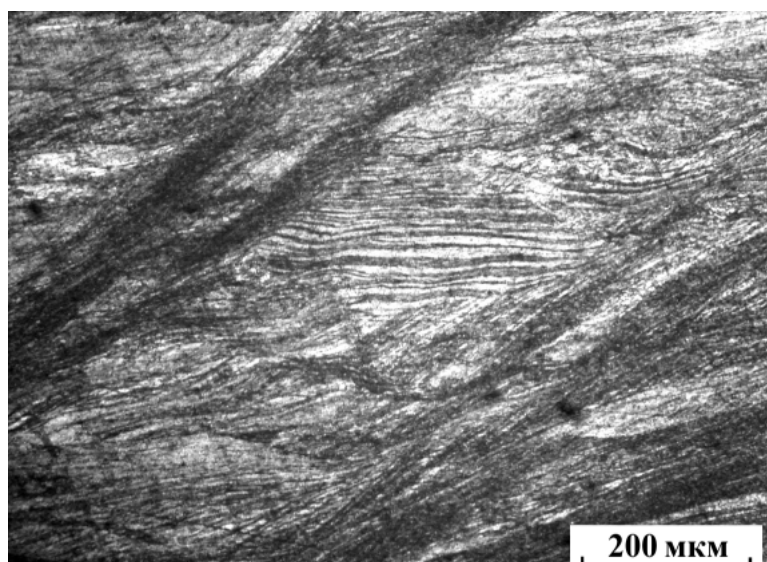
После высокоскоростного деформирования методом ДКУП в образцах бронзы формируются структуры, подобные тем, которые наблюдали в меди (см. рисунки 5.8 и 5.9, параграф 5.2) и титане [293] и после аналогичных обработок, однако имеются некоторые различия. На рисунке 5.22 а представлена макроструктура поперечного сечения образца бронзы, подвергнутого ДКУП в три прохода. Видна система полос локализованного сдвига, расположенных под углом около 30° градусов к продольной оси образца, что согласуется со схемой деформации при ДКУП [280]. Исследование микроструктуры показало, что ширина полос локализованного сдвига составляет 50-100 мкм, расстояние между полосами 300-500 мкм (рисунок 5.22 б). Структура наклонных полос локализованной сдвиговой деформации состоит из трудно различимых зерен микронного и субмикронного размера (рисунок 5.22 б). Подобную структуру, но менее дисперсную, наблюдали в полосах сдвига в титановом образце после ДКУП при 500°C [293, 299] и в меди после четырехкратного прессования (см. рисунок 5.8, параграф 5.2). Локализация сдвиговой деформации в титане приводила к локальному повышению температуры, которое усугублялось низкой теплопроводностью титана, и к рекристаллизации. В бронзе, подвергнутой ДКУП при комнатной температуре, локализация деформации не сопровождается рекристаллизацией, но приводит к диспергированию и получению субмикроструктурной структуры, также как и в меди после аналогичной обработки. Между полосами видны тонкие искривленные волокна, расположенные приблизительно вдоль продольной оси образца или под некоторым углом к ней (рисунок 5.22 б). Происхождение волокон (полос "второго порядка") связано с локализацией сдвиговой



Рисунок 5. 21. Внешний вид образцов бронзы после ДКУП в один и три прохода



а

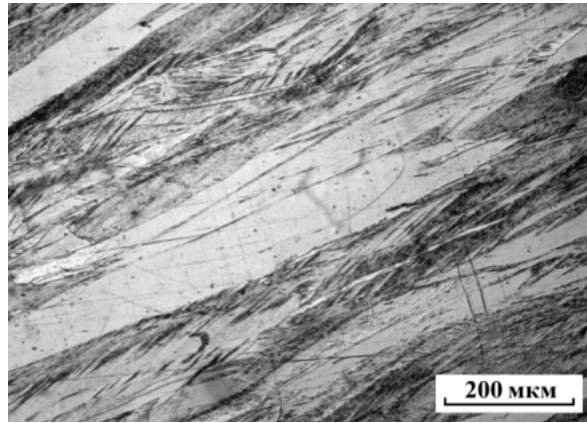


б

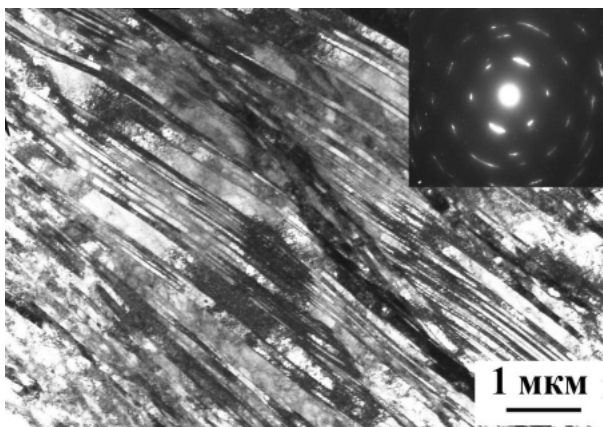
Рисунок 5.22. Структура образца $\text{Cu-0,09\%Cr-0,08\%Zr}$ бронзы, подвергнутого ДКУП в три прохода: а – наклонные полосы сдвига в макроструктуре; б – волокнистая структура и полосы локализованного сдвига

деформации в продольном направлении или под некоторым углом к нему. Часть волокон образовалась, по-видимому, при предыдущем втором проходе, на это указывает “неправильное” направление распространения волокон и их волнообразная форма (рисунок 5.22 б). Подобную волокнисто-полосовую структуру наблюдали в меди, подвергнутой ДКУП в четыре прохода (рисунок 5.8 б). После ДКУП бронзы в один проход в наклонных полосах сдвига выявляются многочисленные чрезвычайно дисперсные двойники деформации и границы деформированных зерен (рисунок 5.23 а). На рисунках 5.23 б, в представлены двойники в бронзе после однократного ДКУП. Сравнение электронно-микроскопических снимков (рисунок 5.23 б, в) с металлографическим (рисунок 5.23 а) показывает, что двойники на металлографическом снимке представляют собой пачки двойников, толщиной 0,1-0,2 мкм. Высокоскоростное деформирование меди методом ДКУП (см. параграф 5.2) не приводило к такому развитию двойникования. Сравнивая микроструктуры бронзы и меди, подвергнутые ДКУП по одинаковым режимам, можно сделать вывод, что легирование меди микродобавками хрома и циркония, вызывая интенсивное двойникование, изменяет механизм деформации, что связано с различием в величине ЭДУ меди и бронзы [82, 323].

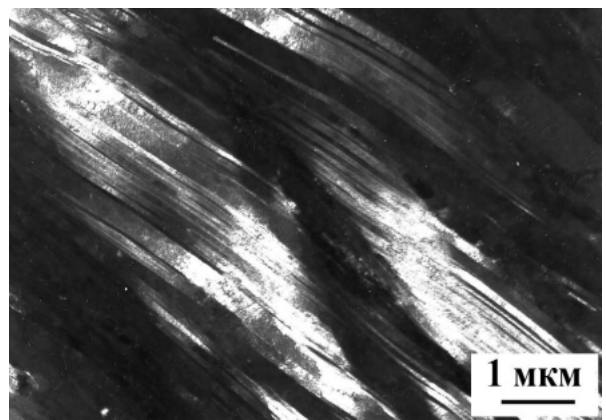
Как отмечалось выше (см. параграф 5.2), крупнокристаллическая структура меди после ДКУП в четыре прохода преобразуется в неравновесную смешанную структуру, состоящую из зерен-субзерен размерами от 0,05 до 0,45 мкм (параграф 5.2, рисунок 5.13 б, в). Микротвердость такой структуры составляет 1560-1600 МПа. В исследованной Cu-0,09%Cr-0,08%Zr бронзе после ДКУП также наблюдается диспергирование структуры, ответственное за упрочнение. В исходном состоянии (после закалки от 990°C) микроструктура бронзы представляла собой равноосные зерна размером 200-400 мкм, микротвердость такой бронзы - 680 МПа. После однократного ДКУП в бронзе формируется структура, состоящая из субзерен, имеющих преимущественно удлиненную форму (рисунок 5.24 а), микротвердость - 1350-1450 МПа (рисунок 5.25, кривая 1). После прессования в три прохода субзерна приобретают более равноосную форму, их размер составляет 0,2-0,4 мкм (рисунки 5.24 б-г), а микротвердость увеличивается до 1600-1680 МПа (рисунок 5.25, кривая 2), что в 2,4-2,5 раза выше микротвердости исходной бронзы. В структуре бронзы после прессования в три прохода зачастую встречаются субзерна с повышенной плотностью дислокаций (рисунки 5.24 в, г), что указывает на прохождение динамической полигонизации. Необходимо отметить, что при электронно-микроскопическом исследовании структуры бронзы, подвергнутой ДКУП, в три прохода наблюдали чрезвычайно дисперсные частицы (≤ 5 нм) на границах субзерен и на дислокациях (см. рисунок 5.24 в, г). По-видимому, уже в процессе высокоскоростного деформирования методом ДКУП в бронзе начинается частичный распад пересыщенного α -твердого раствора с выделением наноразмерных частиц вторых фаз.



а



б



в

Рисунок 5.23. Структура образца бронзы, подвергнутого ДКУП в один проход:

а – полосы локализованного сдвига;

б, в – микродвойники деформации в полосах сдвига;

б - светлопольное; в – темнопольное изображение в рефлексе 002_{α} .

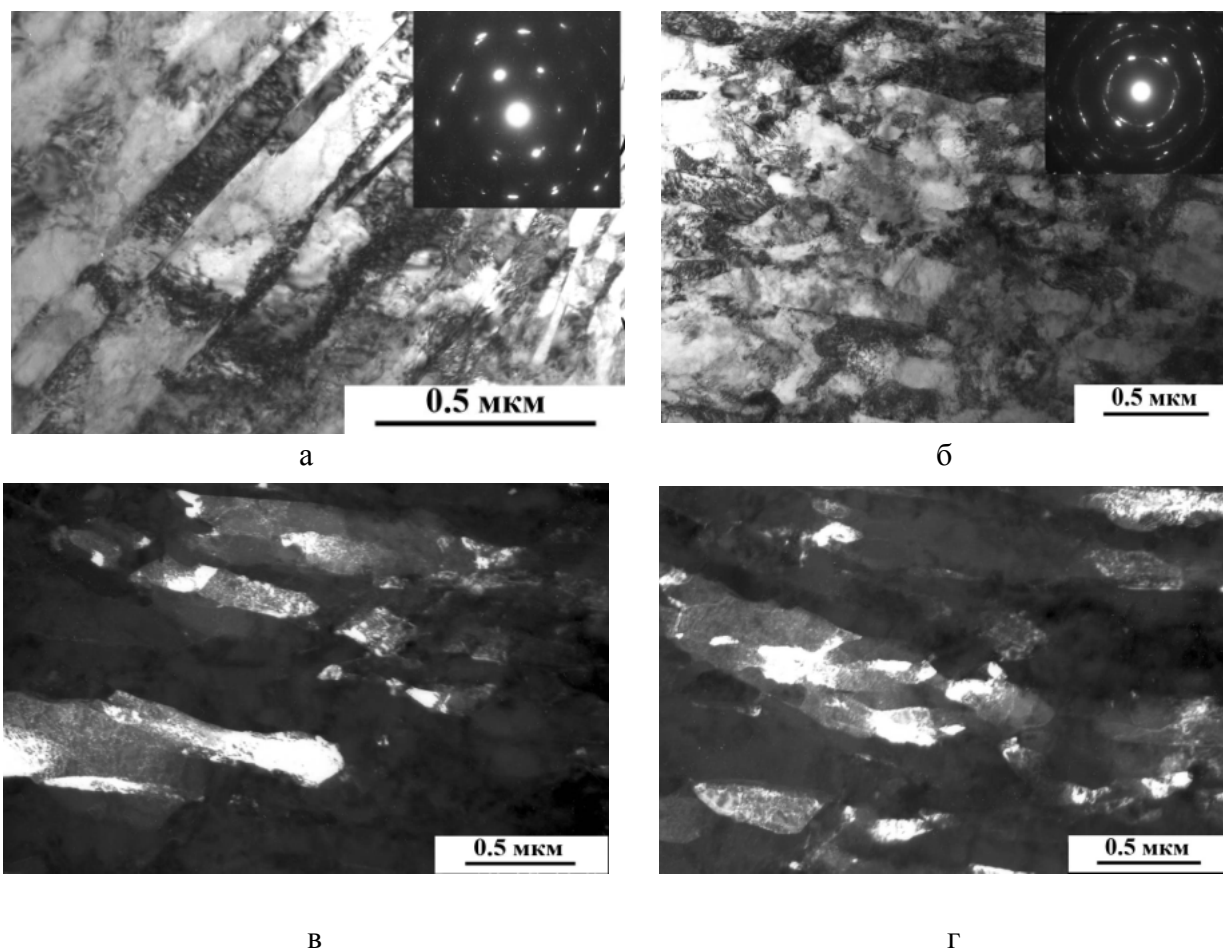


Рисунок 5.24. Субмикрокристаллическая структура, образовавшаяся в Cu-0,09%Cr-0,08%Zr бронзе при ДКУП в один (а) и три (б-г) прохода; а, б – светлопольные, в, г - темнопольные изображения в рефлексе 111_{α} (в) и рефлексе 002_{α} (г).

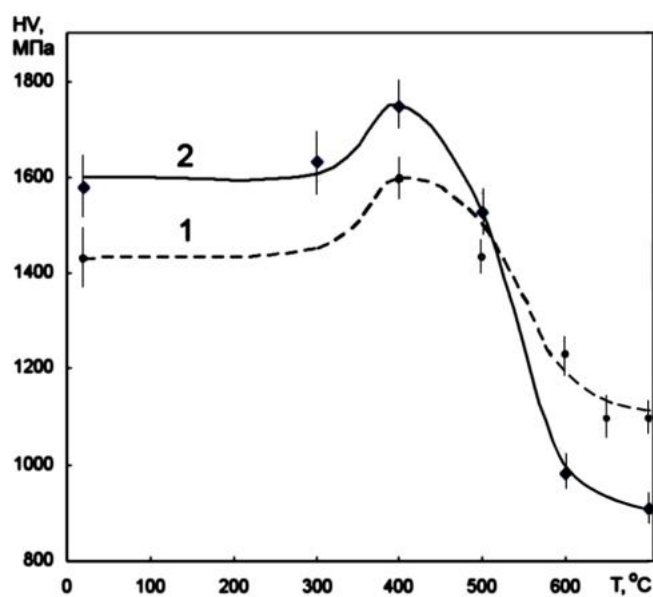


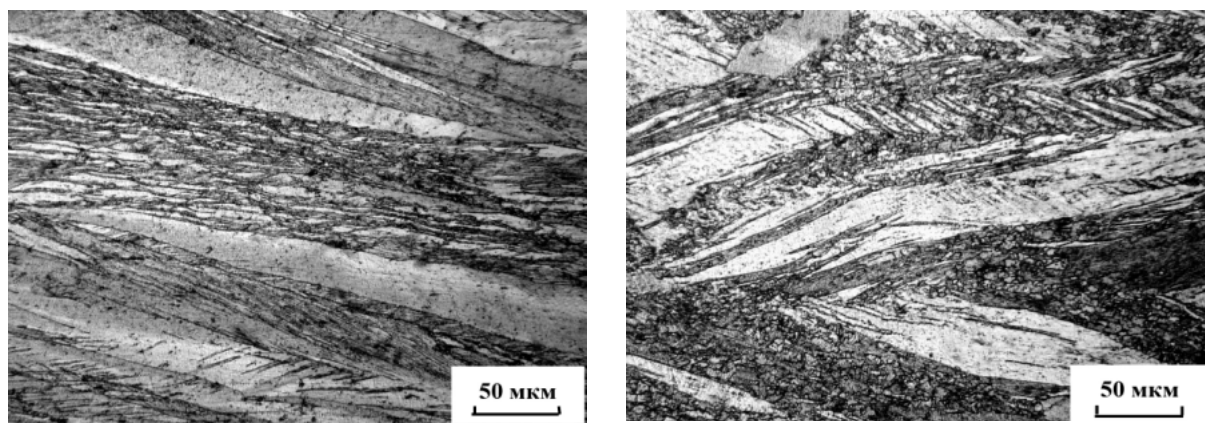
Рисунок 5.25. Зависимости микротвердости субмикрокристаллической Cu-0,09% Cr-0,08% Zr бронзы от температуры отжига (старения), выдержка 60 мин: 1- ДКУП, один проход; 2- ДКУП, три прохода

Таким образом, в В исследованной Cu-0,09%Cr-0,08%Zr бронзе после ДКУП в три прохода формируется структура, состоящая из субзерен, размером 0,2-0,4 мкм, наноструктурированных частицами упрочняющих фаз. Существенное диспергирование структуры бронзы при ДКУП происходит также за счет образования двойников наноразмерной толщины. Заметим, что образование подобных чрезвычайно дисперсных двойниковых структур мы наблюдали в сплавах на основе меди и железа под действием высокоскоростной деформации, сопутствующей ударной волне, как описано выше в главе 3 и 4 (рисунки 3.2 - 3.4 и рисунок 4.5).

5.4.2 Эволюция структуры и свойств при нагреве субмикроструктурной хромоциркониевой бронзы

На рисунке 5.25 представлены зависимости микротвердости бронзы от температуры отжига (старения) образцов, подвергнутых высокоскоростному деформированию методом ДКУП в один (кривая 1) и три прохода (кривая 2). Необходимо отметить, что на всех образцах отмечается рассеяние значений микротвердости, обусловленное неоднородностью микроструктуры. Тем не менее, отчетливо выявляются эффекты упрочнения от ДКУП и старения. В исходном закаленном состоянии микротвердость исследованной бронзы составляла 670 МПа. Высокоскоростная деформация методом ДКУП повышает микротвердость на 750-930 МПа, дополнительное старение – еще на 150 МПа. Видно, что упрочнение за счет деформации гораздо больше, чем за счет последующего старения. Что, по-видимому, связано с частичным деформационным старением уже в процессе ДКУП, с выделением наноразмерных частиц упрочняющих фаз, начинающимся как отмечалось выше. При последующем отжиге (старении) при 400°C процесс распада α -твердого раствора получает наибольшее развитие, поскольку наблюдается максимальные значения микротвердости. Общее упрочнение за счет ДКУП в три прохода и последующего старения при 400°C в течении 60 мин достигает 1810 МПа. Дальнейшее увеличение температуры отжига (старения) приводит к снижению значений микротвердости, причем в бронзе, подвергнутой прессованию в три это снижение происходит более резко, по сравнению с бронзой, подвергнутой прессованию в один проход (см. кривые 1 и 2 на рисунке 5.25). Значительное уменьшение микротвердости объясняется (как показало исследование структуры) рекристаллизацией деформированной матрицы, а также процессом перестаривания (укрупнением частиц фаз выделения). Ниже будет показано, что эти два процесса взаимосвязаны.

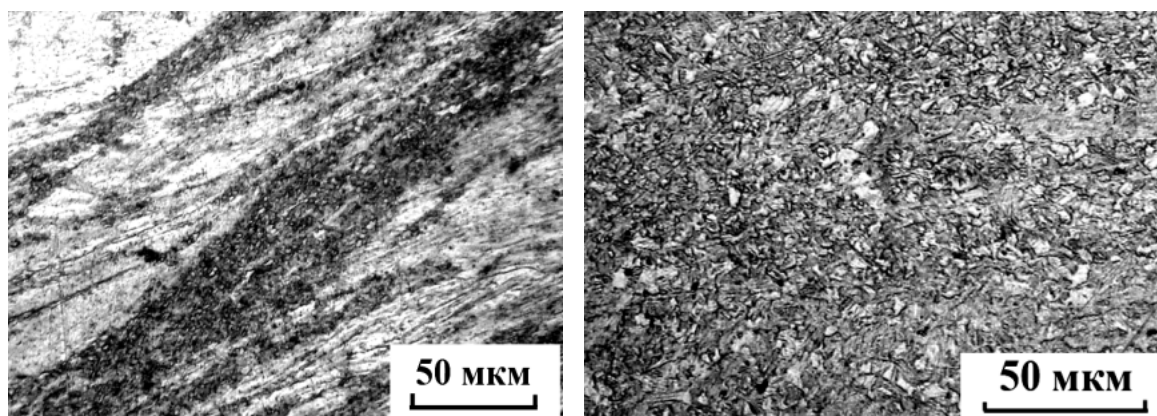
На рисунках 5.26 и 5.27 представлена микроструктура бронзы после ДКУП в один и три прохода и нагрева до 500 и 600°C, то есть в интервале температур рекристаллизации. Видно,



а

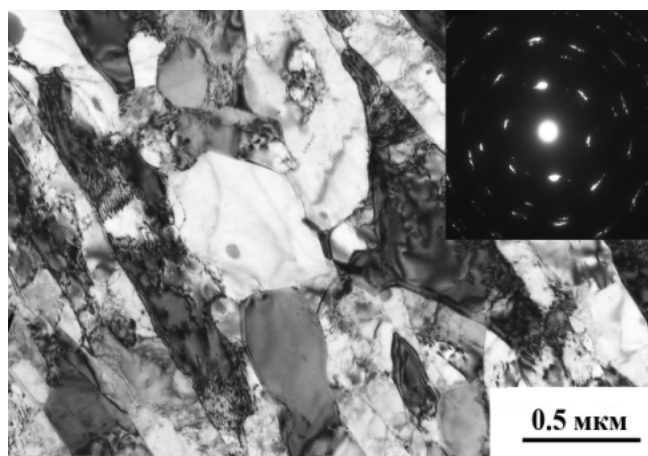
б

Рисунок 5.26. Микроструктура Cu-0,09%Cr-0,08%Zr бронзы после ДКУП в один проход и отжига при температурах 500 (а) и 600°С (б).



а

б



в

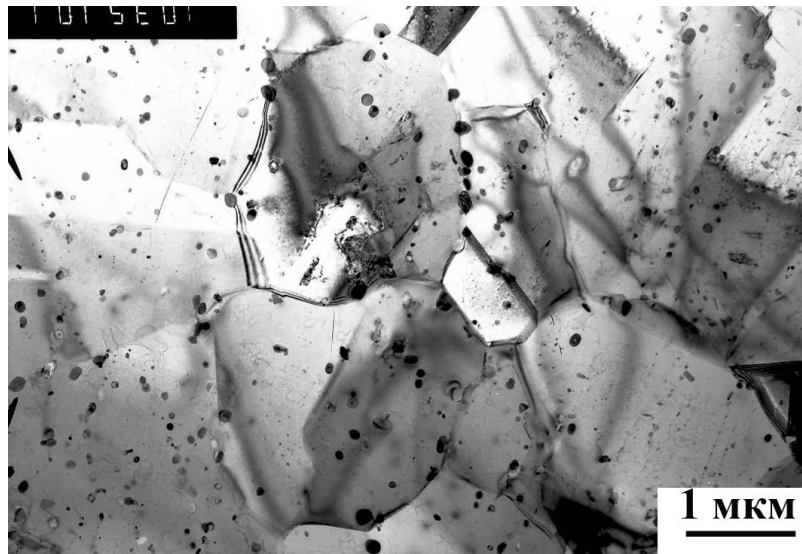
Рисунок 5.27. Микроструктура Cu-0,09%Cr-0,08%Zr бронзы после ДКУП в три прохода и отжига при температурах: 500 (а, в) и 600°С (б).

что рекристаллизация в бронзе после ДКУП в три прохода проходит более интенсивно, чем после ДКУП в один проход, что соответствует ходу кривых изменения микротвердости (см. рисунок 5.25).

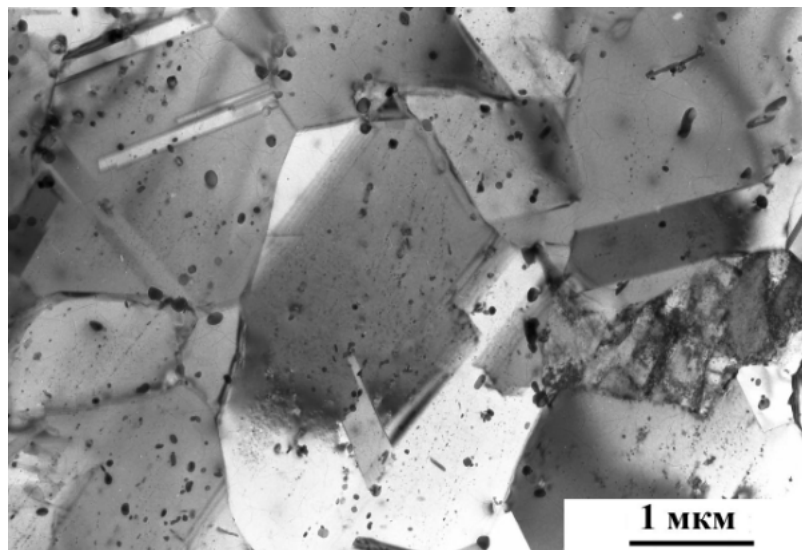
После отжига (старения) при 500°C в бронзе, подвергнутой ДКУП в один проход, в полосах локализованного сдвига наблюдали отдельные рекристаллизованные зерна (рисунок 5.26 а). При повышении температуры отжига до 600°C в полосах сдвига наблюдается образование больших групп рекристаллизованных зерен (рисунок 5.26 б). После отжига при 700°C бронзы, подвергнутой ДКУП в один проход, рекристаллизация далека от завершения, и сохраняется большой объем нерекристаллизованной структуры.

В бронзе, подвергнутой ДКУП в три прохода, после отжига (старения) при 500 и 600°C в полосах сдвига образуется большое количество дисперсных рекристаллизованных зерен (рисунок 5.27 а, б). При электронно-микроскопическом исследовании было обнаружено, что после нагрева до 600°C , в структуре сохраняются области с нерекристаллизованной структурой. В этом же интервале температур наблюдается основное падение микротвердости (кривая 2, рисунок 5.25). Необходимо отметить, что рекристаллизованные зерна образуются в первую очередь в полосах локализованной сдвиговой деформации (рисунок 5. 26 а и 5.27.а), общий объем которых существенно больше после прессования в три прохода. Зерна, возникающие при первичной рекристаллизации, по данным металлографического анализа, имеют размер от $0,2$ до 2 мкм. (рисунок 5.27). В нерекристаллизованной части структуры сохраняются вытянутые субзерна, возникшие в результате полигонизации при ДКУП, их поперечный размер при последующем нагреве практически не изменяется и составляет $0,2-0,3$ мкм (рисунки 3.24 в, г и рисунок 5.27 в). При повышении температуры отжига (старения) до 650 и даже 700°C зерна растут, но их размер не превышает $2-6$ мкм (рисунок 2.28).

Рассмотрим процесс распада пересыщенного α -твердого раствора на основе меди в исследованной $\text{Cu}-0,09\%\text{Cr}-0,08\%\text{Zr}$ бронзе, подвергнутой высокоскоростному деформированию методом ДКУП. При электронно-микроскопическом исследовании бронзы после ДКУП в один и три прохода и после ДКУП и последующего старения при температуре 400°C , наблюдали чрезвычайно дисперсные частицы на дислокациях. При повышении температуры отжига (старения) обнаружили частицы несколько большего размера – $5-10$ нм. На рисунке 5.29 а показано гетерогенное выделение наночастиц на дислокациях в бронзе после ДКУП в один проход и старения при 500°C . Рефлексы от частиц на электронограммах, отсутствуют вследствие высокой дисперсности частиц. Наблюдение выделения дисперсных частиц упрочняющих фаз при нагреве исследуемой бронзы до 400 и 500°C согласуется с результатами работ [321, 324, 325], в которых температурные интервалы распада пересыщенного α -твердого раствора на основе меди в $\text{Cu}-\text{Cr}-\text{Zr}$ бронзах, подвергнутых



а



б

Рисунок 5.28. Структура Cu-0,09%Cr-0,08%Zr бронзы после ДКУП в три прохода и отжига при 650(а) и 700°С, 60 мин (б).

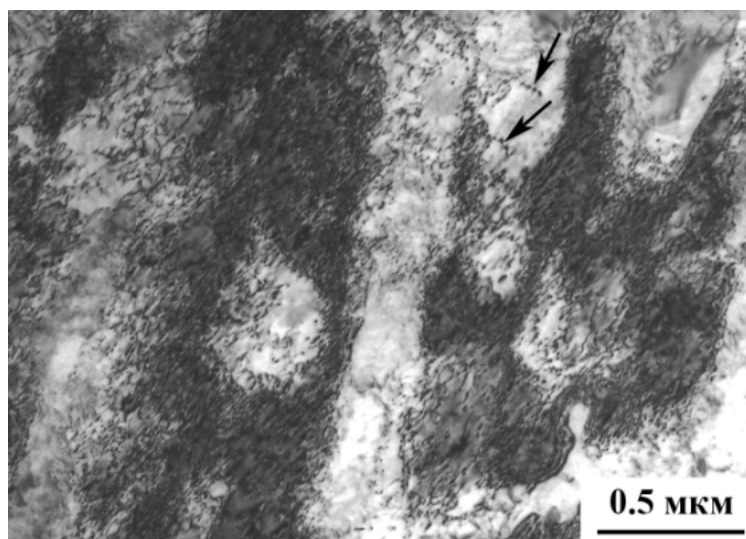
квазистатическому деформированию методом РКУП и прокаткой, определяли методами калориметрии и электронной микроскопии. В сплаве Cu-0,44%Cr-0,2%Zr, подвергнутом РКУП [321], и сплаве Cu-0,50%Cr-0,54%Zr после деформации прокаткой при 77К на 83 % [325], пики на кривых дифференциальной сканирующей калориметрии наблюдали при температурах 350 и 440 и 500°C [321] и на кривых поглощения тепла при 370 и 425°C [325]. По данным [321] сначала при температурах 350 и 440°C выделяются частицы Cr, затем при 500°C происходит выделение частиц фазы Cu₃Zr (или Cu₅Zr по данным [292, 326, 327]). Пластическая деформация при 77К существенно изменяет режим распада: сначала при температуре 370°C выделялась фаза Cu₃Zr (или Cu₅Zr [292, 326, 327]), при 425°C - частицы Cr [325]. Заметим, что в цитируемых работах содержание хрома и циркония в сплавах было в несколько раз больше, чем в исследованной бронзе (Cu-0,09%Cr-0,08%Zr).

Чтобы определить, какие фазы могут выделяться в процессе старения, при распаде пересыщенного α-твердого раствора на основе меди в исследованной бронзе, подвергнутой ДКУП, воспользуемся сведениями о растворимости хрома и циркония в меди, имеющимися в литературе. В тройной системе Cu-Cr-Zr в области медного угла тройных промежуточных фаз не образуется [326]. В равновесии с α-твердым раствором на основе меди находятся фазы двойных систем, прилегающих к медному углу, а именно Cr из двойной системы Cu-Cr и богатая медью медно-циркониевая фаза из системы Cu-Zr. Состав этой фазы соответствует формуле Cu₃Zr [51]; по данным более поздних источников [292, 326, 327] - Cu₅Zr. Следовательно, о растворимости хрома и циркония в трехкомпонентном твердом растворе на основе меди можно косвенно судить на основании двойных диаграмм Cu-Cr и Cu-Zr [51, 326, 327]. По данным [51] растворимость хрома в меди в двойной системе Cu-Cr при температурах 500 и 800°C составляет 0,05 и 0,15%, соответственно. Растворимость циркония в меди в двойной системе Cu-Zr при 600 и 825°C составляет 0,28 и 0,7%, соответственно [51]. В [326, 327] приводятся другие значения растворимости циркония в меди. Так, растворимость при 600°C составляет от 0,01 до 0,045%, при 850°C – от 0,07 до 0,14%. Исходя из этих данных, в исследованной бронзе при температурах старения 400-800°C можно ожидать выделение и частиц хрома, и частиц циркониевой фазы (Cu₃Zr или Cu₅Zr). При температурах отжига выше 800°C и цирконий, и хром остаются в твердом растворе. Последнее заключение согласуется с изотермическими разрезами тройной диаграммы при 700 и 950°C [292, 326, 327], согласно которым исследуемая Cu-0,09%Cr-0,08%Zr бронза попадает в однофазную область.

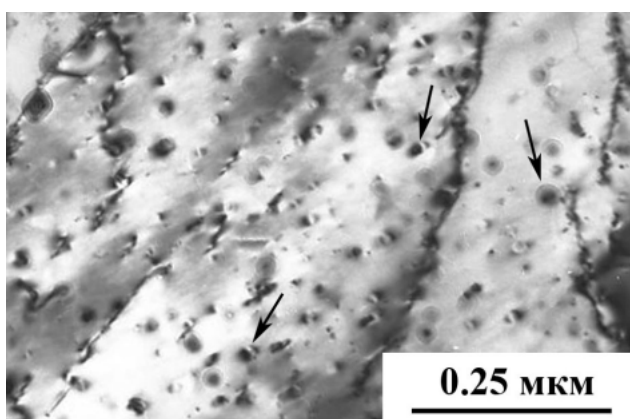
Из эволюции структуры деформированной бронзы при повышении температуры старения (рисунки 5.26 и 5.27) и анализа хода кривых изменения микротвердости (рисунок 5.25) видно, что процесс распада пересыщенного α-твердого раствора на основе меди опережает рекристаллизацию, что согласуется с [328- 330]. Так как рекристаллизация бронзы после ДКУП

в один проход начинается при 500°C и полностью не завершается при 650°C , то в этом интервале температур рекристаллизованная структура матрицы сосуществует с нерекристаллизованной. Структурное состояние выделившихся частиц Cu при этих температурах зависит не столько от температуры старения, сколько от того, в какой части микроструктуры выделяются частицы: в нерекристаллизованной или рекристаллизованной. В нерекристаллизованной структуре частицы имеют размер порядка 3-7 нм. Поэтому структурное состояние частиц, выделившихся в нерекристаллизованной части микроструктуры не только после высокоскоростного деформирования методом ДКУП, но и после ДКУП и последующего старения при температурах 400 и даже 500°C , установить не удалось. На рисунке 5. 29 а стрелками показаны цепочки, состоящие из нескольких дисперсных частиц, выделившихся на дислокациях, в деформированной части структуры бронзы, подвергнутой ДКУП в один проход и отжигу при 500°C . При повышении температуры отжига до 650°C в нерекристаллизованной части структуры протекают релаксационные процессы возврата, плотность дислокаций в субзернах уменьшается, и частицы Cu выросшие до 10 нм и более уже отчетливо выявляются на фоне субзерен. Вокруг частиц виден деформационный контраст типа «кофейное зерно» [321]. или «кольцо» (указаны стрелками на рисунке 5.29 б). На электронограммах рядом с сильными рефлексами от ГЦК-матрицы, на этих же кольцах, присутствуют точечные рефлексы от частиц Cu (указаны стрелками на рисунке 5. 29 в, 5. 29 д). На темнопольном снимке, снятом в рефлексе, общем для матрицы и частиц, «светятся» и участок матрицы, соответствующий контуру экстинкции, и большое количество частиц (рисунок 5.29 г). Таким образом, наблюдаемые частицы Cu имеют ГЦК-структуру, «навязанную» окружающей матрицей. Электронограммы показывают, что плоскости (111) решеток частиц Cu и матрицы параллельны, но развернуты на угол от 3 до 10 градусов (рисунок 5.29 г, д). Деформационный контраст вокруг частиц Cu (рисунок 5.29 б) указывает на поля упругих напряжений, которые частицы создают в матрице, и на когерентную связь решеток частиц Cu и ГЦК-матрицы [321]. Тип контраста [321] свидетельствует о том, что на этой стадии частицы Cu имеют форму линзы. В тех случаях, когда частицы Cu лежат в плоскости фольги, контраст имеет вид кольца. В большинстве случаев частицы наклонены к плоскости фольги, и контраст приобретает вид «кофейного зерна» (рисунок 5.29 б). Заметим, что частицы выделяются как на субграницах, так и гомогенно, в объеме субзерен.

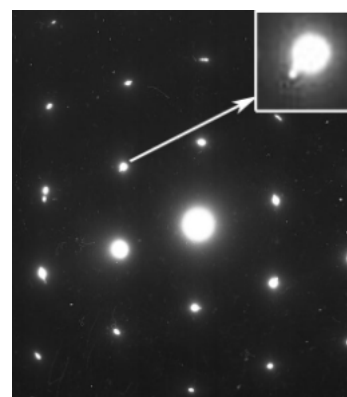
В рекристаллизованной части структуры размер выделившихся частиц увеличивается и изменяется в широких пределах, от 50 до 150 нм (рисунок 5.30 а, б). Форма частиц приближается к сферической, но встречаются также частицы, имеющие вытянутую форму (рисунок 5.30 в, г). Деформационный контраст вокруг частиц, как правило, отсутствует. В этом



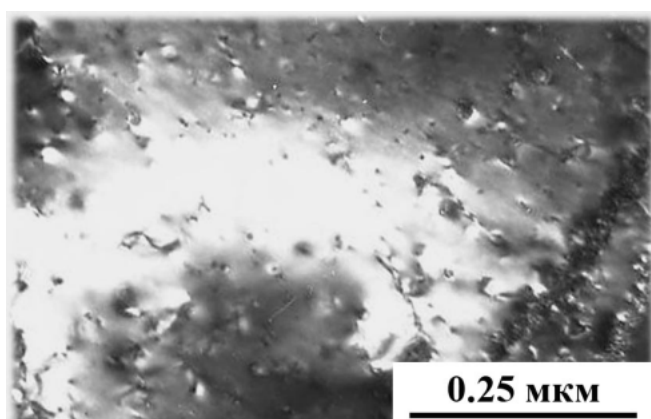
а



б



в



г



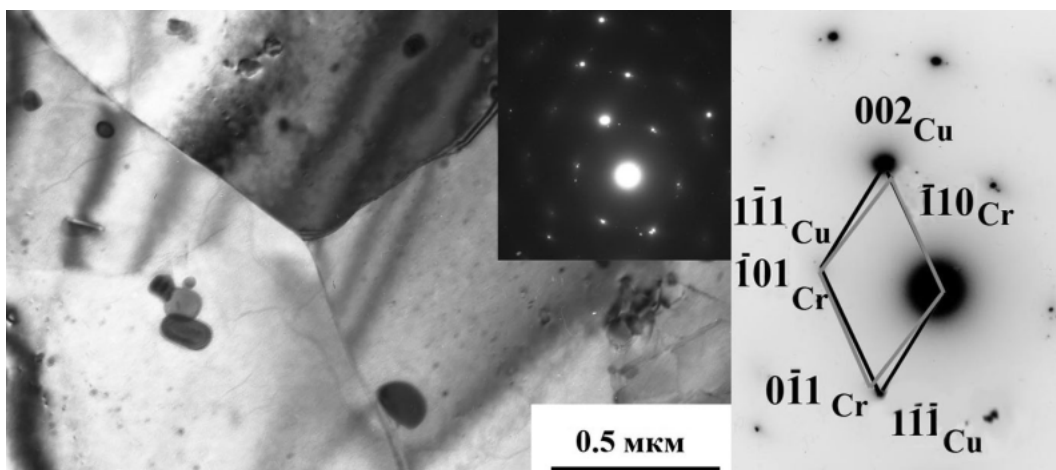
д

Рисунок 5.29. Структура Cu-0,09%Cr-0,08%Zr бронзы после ДКУП в один проход и старения при 500 (а) и 650 °С (б-д): а - выделение частиц на дислокациях (указаны стрелками); б - частицы с контрастом «кофейное зерно» и «кольцо» (указаны стрелками); г – темнопольное изображение в рефлексах матрицы и частиц Cr; в, д – электронограммы (рефлексы от частиц Cr указаны светлыми стрелками).

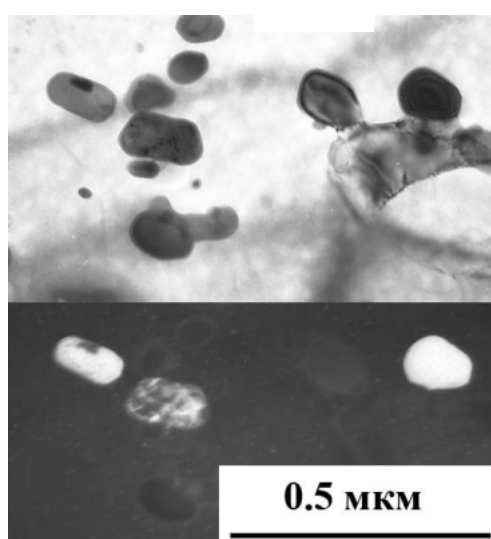
состоянии частицы Cr имеют ОЦК-структуру, свойственную хрому. Анализ электронограмм (рисунок 5.29 а) показал, что ОЦК-решетка частиц Cr и ГЦК-решетка медной матрицы связаны ориентационными соотношениями Курдюмова-Закса или близкими к ним. Однако вследствие появления различных точечных рефлексов от частиц можно предположить, что ориентационная связь выполняется не всегда. Ориентационные соотношения Курдюмова-Закса между частицами Cr и медной матрицей были ранее обнаружены после старения сплавов Cu-0,4%Cr и Cu-0,33%Cr-0,07%Zr при температурах 500 и 700°C [316]. Такую ориентационную связь можно было ожидать, так как параметры решеток хрома и меди близки к таковым для мартенсита и аустенита в стали. Заметим, что в рекристаллизованных зернах, кроме достаточно крупных частиц Cr, наблюдаются отдельные чрезвычайно дисперсные частицы иной морфологии и размеров (рисунок 5.30 а-в), или цепочки таких частиц (рисунки 5.28, 5.30 г). На основании данных калориметрического анализа, выполненного в [325] на сплаве Cu-0,50%Cr-0,54%Zr и описанного выше, можно предположить, что это частицы циркониевой фазы Cu_3Zr (или Cu_5Zr по данным [292, 326, 327]), выделяющиеся при более высокой температуре, чем частицы Cr.

При термодинамическом анализе распада пересыщенного твердого раствора обычно считают, что в случае когерентной связи решеток выделяющихся частиц и матрицы поверхностная энергия пренебрежимо мала по сравнению с энергией полей упругих напряжений [332]. При отсутствии когерентности, наоборот, упругая энергия пренебрежимо мала, и преобладает роль поверхностной энергии. Когерентность и форма выделяющихся частиц определяются минимумом упругой и поверхностной энергии [333, 334]. При когерентном сопряжении минимальную упругую энергию имеют частицы в виде тонких пластин [332]. Когда когерентность отсутствует, поверхностная энергия минимальна при равноосной (сферической) форме частиц. В исследуемой бронзе при малом размере частиц Cr энергетически выгодна пластинчатая форма частиц и когерентная связь решеток частиц и медной матрицы. Этим обеспечивается минимальная упругая и поверхностная энергия. На этой стадии старения частицы Cr имеют форму двояковыпуклой линзы и ГЦК-структуру. При увеличении размера частиц упругая энергия возрастает быстрее, чем поверхностная. Поэтому, начиная с некоторого критического размера, частицы Cr теряют когерентность, их форма стремится к сферической, и они приобретают ОЦК-структуру, свойственную хрому. Таким образом, общие положения теории фазовых превращений объясняют полученные экспериментальные данные о процессе выделения частиц Cr.

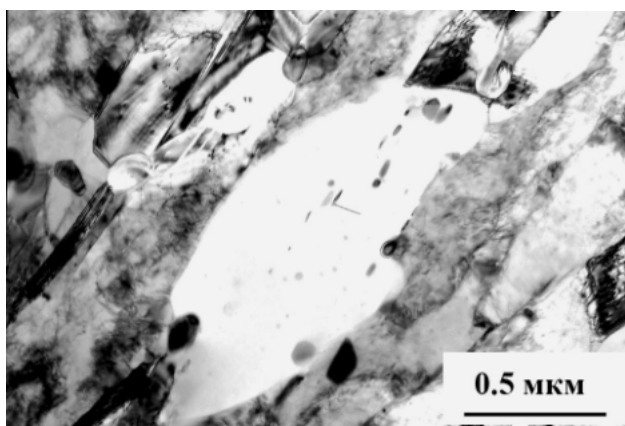
Необходимо отметить, что рекристаллизация матрицы, способствующая росту частиц, сама по себе может нарушить когерентную связь частиц и матрицы. Движение большеугловых границ при рекристаллизации ускоряет процесс укрупнения частиц вследствие ускоренной диффузии хрома вдоль мигрирующих границ. Большеугловые границы задерживаются на



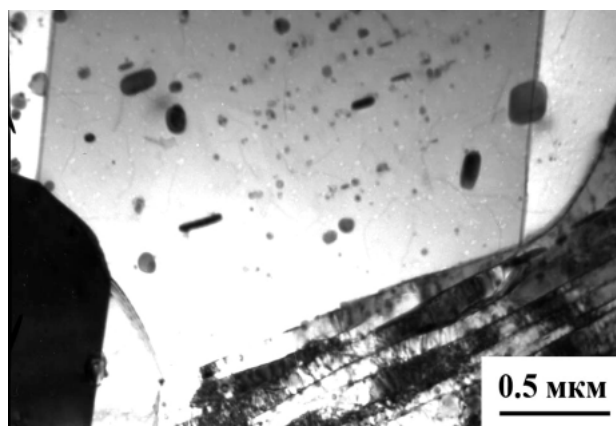
а



б



в



г

Рисунок 5.30. Структура бронзы после ДКУП в три (а, б) и один (в, г) проход и отжига при 600°C (а-в) и 650°C (г): а - частицы Cr в рекристаллизованных зернах и электронограмма со схемой расшифровки; б- светлопольное и темнопольное изображения частиц Cr; г – частицы на мигрирующей границе; в – отдельные частицы и ряды дисперсных частиц

частицах достаточно большого размера (приблизительно 100 нм), так что выросшие частицы препятствуют росту рекристаллизованных зерен (рисунок 5.29 в). Этот эффект известен и описан в литературе [313, 314]. Можно видеть, как цепочки частиц в рекристаллизованных зернах выстраиваются в ряды, направление которых наследует направление субграниц деформированной структуры (рисунок 5.29 г).

Таким образом, в хромоциркониевой бронзе, подвергнутой высокоскоростной деформации методом ДКУП, процессы распада пересыщенного α -твердого раствора на основе меди и рекристаллизации тесно взаимосвязаны. На ранних стадиях распада пересыщенного медного твердого раствора наноразмерные частицы хрома и/или циркониевой фазы, выделяясь на дислокациях, задерживают начало рекристаллизации. Повышение температуры старения приводит к коагуляции частиц, и дислокации освобождаются от закрепления декорирующими частицами. Повышение подвижности дислокаций облегчает их перегруппировку и способствует образованию центров рекристаллизации. Мигрирующие при рекристаллизации большеугловые границы, в свою очередь, ускоряют коагуляцию частиц вследствие граничной диффузии. При этом частицы, выросшие до определенных размеров, тормозят миграцию границ и тем самым задерживают рекристаллизацию. То есть повышение температуры старения приводит к облегчению зарождения центров рекристаллизации и одновременно к задержке роста новых зерен. Такое влияние процесса распада пересыщенного α -твердого раствора на рекристаллизацию способствует получению мелкозернистой структуры хромоциркониевой бронзы, состоящей из зерен субмикронного и микронного размера, содержащих наночастицы вторых фаз. Как отмечалось выше, рекристаллизация бронзы, полученной методом ДКУП в три прохода, проходит более интенсивно и завершается при более низкой температуре, чем после ДКУП в один проход (см. кривые 2 и 1 на рисунке 5.25). Этот факт объясняется разной степенью наклепа при ДКУП в один и в три прохода, и потому разным соотношением скоростей протекания процессов рекристаллизации и распада пересыщенного α -твердого раствора на основе меди.

5.5 Сравнительное исследование физико-механических свойств меди и бронзы с субмикрорекристаллической и нанокристаллической структурой, полученной при высокоскоростном прессовании

На рисунке 5.31 представлены результаты исследования термической устойчивости смешанной субмикро- и нанокристаллической структуры меди и субмикрорекристаллической структуры бронзы, полученных при высокоскоростном деформировании методом ДКУП.

Видно, что зависимости микротвердости меди и бронзы, подвергнутых ДКУП, от температуры последующего отжига качественно различные. Увеличение температуры отжига приводит к снижению микротвердости меди, деформированной ДКУП (кривая 1, рисунок 5.31), что обусловлено развитием релаксационных процессов возврата (при 100-150°C), рекристаллизации (150-220°C) и переходу в крупнозернистое состояние (при 300-400°C), как было показано выше в параграфе 5.3 (см. рисунки 5.18 и 5.19).

Иная картина наблюдается при нагреве бронзы, деформированной ДКУП (кривая 2, рисунок 5.31). Нагрев до 300°C практически не влияет на величину микротвердости. Отжиг (старение) при 400°C дополнительно повышает микротвердость субмикрокристаллической бронзы от 1600 до 1780 МПа. Увеличение микротвердости бронзы при нагреве до 400°C, как показали структурные исследования, обусловлено выделением частиц хрома и/или циркониевой фазы размером менее 10 нм в процессе распада пересыщенного α -твердого раствора на основе меди. Наночастицы хрома и/или циркониевой фазы, выделяясь на дислокациях, на ранних стадиях распада задерживают начало рекристаллизации. То есть рекристаллизация наноструктурированной бронзы начинается при 500°C и заканчивается при 600°C, с чем связано основное падение микротвердости (кривая 2, рисунок 5.31). При нагреве до 500-650°C частицы хрома укрупняются и задерживают миграцию большеугловых границ, тем самым препятствуя развитию рекристаллизации (рисунок 5.30 в). Необходимо отметить, что даже нагрев до 650-700°C не приводит к существенному росту зерна - размер зерен не превышает 5-6 мкм (рисунок 5.28) и разупрочнению бронзы, как это наблюдалось при нагреве меди до 400°C (см. рисунок 5.19 а).

Таким образом, интервал рекристаллизации меди с неравновесной смешанной субмикро- и нанокристаллической структурой и бронзы с субмикрокристаллической структурой, полученной при высокоскоростном деформировании методом ДКУП, составляет 150-220°C и 500-600°C, соответственно. То есть легирование меди микродобавками хрома (0,09%) и циркония (0,08%) повышает ее термическую стабильность на 350°C. Поскольку низколегированные хромоциркониевые бронзы используются для электродов машин контактной сварки, то есть в процессе эксплуатации подвергаются многократным нагревам и циклическим нагрузкам, в том числе и поверхностным [292], представляло интерес провести измерения твердости и удельной контактной твердости исследуемой бронзы с субмикрокристаллической структурой, полученной методом ДКУП (см рисунок 5.24 б). И оценить ее способность выдерживать механические нагрузки без остаточного формоизменения, а также сравнить полученные результаты с аналогичными характеристиками меди со смешанной субмикро- и нанокристаллической структурой, полученной при ДКУП (см. рисунок

5.9, 5.11 г). Результаты исследования опубликованы в [335]. Микротвердость по методу восстановленного отпечатка определяли на приборе Leica VMHT AUTO при нагрузке 0,245 Н,

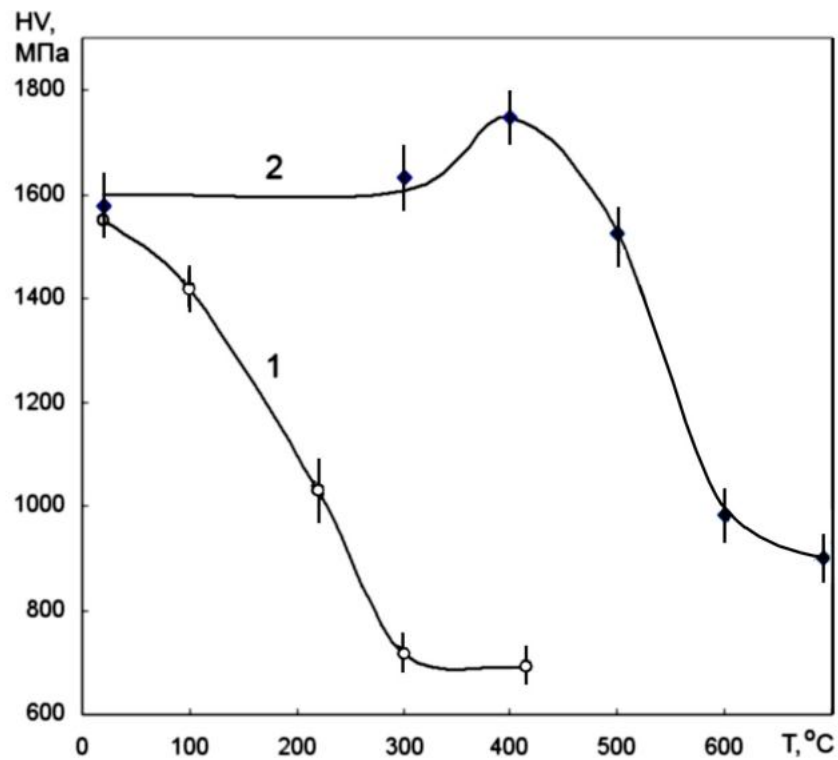


Рисунок 5.31. Зависимости микротвердости меди и бронзы, деформированных методом ДКУП, от температуры отжига (старения), выдержка 60 мин:

1- медь, ДКУП, 4 прохода;

2 - Cu-0,09%Cr-0,08%Zr бронза, ДКУП, 3 прохода.

скорости нагружения 40 мкм/с и выдержке под нагрузкой 15 с. Кинетическое микроиндентирование с записью диаграммы нагружения проводили на измерительной системе Fischerscope HM2000 XYm согласно стандарту ISO 14577 при следующих параметрах нагружения максимальная нагрузка на индентор Виккерса 0,245 Н, время нагружения 5 сек, выдержка при нагрузке 20 сек и время разгрузки 5 сек. Погрешность характеристик микротвердости и микроиндентирования по 10-12 измерениям определяли с доверительной вероятностью $p=0,95$. Измерения выполнены в Институте машиноведения УрО РАН с.н.с. И.Ю. Малыгиной под руководством д.т.н. А.В. Макарова.

Измерения микротвердости по методу восстановленного отпечатка показали, что после ДКУП в один и три прохода микротвердость исследуемой бронзы (Cu-0,09%Cr-0,08%Zr) возрастает от 680 до 1400 и 1610 МПа, то есть в 2,1 и 2,4 раза по сравнению с исходным крупнокристаллическим состоянием. Для сравнения микротвердость меди, чистотой 99,8% после ДКУП в четыре прохода увеличивается в 1,4-1,8 раза. Данные кинетического микроиндентирования образцов меди и бронзы в исходном крупнокристаллическом состоянии и после ДКУП приведены в таблице 5.2. Видно, что высокоскоростное деформирование методом ДКУП приводит к снижению значений максимальной (h_{max}) и остаточной (h_p) глубины вдавливания индентора, а также к росту твердости по Мартенсу -НМ (которая учитывает наряду с пластической также и упругую деформацию), и твердости вдавливания при максимальной нагрузке (H_{IT}). Если у меди характеристики НМ и H_{IT} после четырех проходов ДКУП увеличились в 1,4 раза, то у бронзы рассматриваемые прочностные характеристики возросли в 2,4 и 2,7 раза после одного и трех проходов ДКУП, соответственно. Более существенное упрочнение бронзы при ДКУП, по сравнению с медью, связано с частичным распадом пересыщенного α - твердого раствора с выделением наночастиц упрочняющих фаз в бронзе уже в процессе ДКУП, как это обсуждалось выше в параграфе 5.4.2.

Необходимо отметить, что высокоскоростное деформирование методом ДКУП оказывает различное влияние на контактный модуль упругости (E^*) исследуемых меди и бронзы, что связано с их различным исходным состоянием и содержанием легирующих элементов (см. таблица 5.2). Контактный модуль упругости рассчитывали по формуле $E^*=E/(1-\nu^2)$, где E – модуль Юнга, ν – коэффициент Пуассона. Видно, что после ДКУП величина E^* отожженной меди чистотой 99,8% незначительно (на 7%) снизилась, что, по-видимому, связано с некоторым уменьшением модуля Юнга и коэффициента Пуассона меди из-за увеличения количества дефектов в кристаллической решётке при деформировании. Величина E^* бронзы, деформированной методом ДКУП, возросла на 21-27%, что может быть обусловлено влиянием

находящихся в твердом растворе легирующих элементов (хрома и циркония) и выделением наночастиц упрочняющих фаз в при частичном деформационном старении в процессе ДКУП на

Таблица 5.2 Результаты кинетического микроиндентирования меди и бронзы в исходном состоянии и после высокоскоростного деформирования по различным режимам

Химический состав (мас %) и режимы обработки материалов	h_{\max} , мкм	h_p , мкм	НМ, ГПа	H_{IT} , ГПа	E^* , ГПа	$W_e, 10^{-3}$, мкДж	$W_t, 10^{-3}$, мкДж
Cu (99,8), отжиг 450°C	2,9	2,7	1,1	1,3	146	16,3	231
Cu (99,8), ДКУП, 4 прохода	2,5	2,2	1,6	1,8	136	20,9	194
Cu-0,09Zr-0,08Cr, закалка 990°C	3,7	3,5	0,7	0,8	124	14,4	318
Cu-0,09Zr-0,08Cr, ДКУП, 1 проход	2,4	2,2	1,7	1,9	158	18,5	195
Cu-0,09Zr-0,08Cr, ДКУП, 3 прохода	2,3	2,0	1,9	2,1	151	20,7	183

Обозначения: h_{\max} – максимальная глубина вдавливания индентора; h_p – остаточная глубина вдавливания индентора после снятия нагрузки; H_{IT} – твердость вдавливания; E^* – контактный модуль упругости; W_e – работа обратной упругой деформации вдавливания; W_t – общая механическая работа вдавливания

напряженное состояние материала при деформировании.

Анализ данных кинетического микроиндентирования показал, что в результате деформирования методом ДКУП возрастает работа обратной упругой деформации вдавливания (W_e), величина которой зависит от отношения твердости к контактному модулю упругости материала: чем выше это отношение, тем большая работа затрачивается на упругую деформацию и тем большая энергия упругой деформации высвобождается при снятии измерительной нагрузки [336]. Наблюдаемое увеличение значения W_e меди после четырех проходов ДКУП на 28% по сравнению с исходным крупнокристаллическим состоянием обусловлено одновременным повышением твердости (НМ) и небольшим уменьшением контактного модуля упругости (E^*). Увеличение значения W_e субмикроструктурной бронзы на 44% связано с существенно преобладающим ростом твердости по сравнению с повышением контактного модуля упругости. Общая механическая работа вдавливания W_t , которая состоит из работы пластической деформации и работы упругого восстановления, для деформированных меди и бронзы снижается в сравнении с исходным крупнокристаллическим состоянием (см. таблица 5.2), поскольку упрочненный при ДКУП материал меньше деформируется при микроиндентировании.

В таблице 5.3 представлены рассчитанные на основе характеристик микроиндентирования параметры упругого восстановления $R_e = ((h_{max} - h_p) / h_{max}) \times 100\%$, удельной контактной твердости H_{IT}/E^* и сопротивления пластической деформации H_{IT}^3/E^{*2} , по которым оценивают стойкость поверхностных слоев различных материалов и покрытий к деформированию при контактном воздействии, а также износостойкость [337-340]. Видно, что в результате ДКУП упругое восстановление (R_e) и удельная контактная твердость (H_{IT}/E^*) увеличиваются в 1,5 раза у меди после четырех проходов ДКУП и в 1,8 и 2,3 раза у бронзы после одного и трех проходов ДКУП по сравнению с исходным состоянием (см. таблица 5.3). Эти параметры характеризуют долю упругой деформации при индентировании и, соответственно, способность материала выдерживать механические нагрузки без остаточного формоизменения [337, 339]. Необходимо отметить, что особенно существенно (в 3,5 раза у меди после четырех проходов ДКУП и в 8,3 и 13,7 раз у бронзы после одного и трех проходов ДКУП) возрастает отношение H_{IT}^3/E^{*2} , которое принято считать прямой качественной характеристикой сопротивления пластической деформации [338].

Таблица 5.3 Параметры упругого восстановления (R_e), удельной контактной твердости (H_{IT}/E^*) и сопротивления пластической деформации (H_{IT}^3/E^{*2}) меди и бронзы

Химический состав (мас %) и режимы обработки материалов	$R_e, \%$	$(H_{IT}/E^*) \cdot 10^2$	$H_{IT}^3/E^{*2}, \text{МПа}$
Cu (99,8), отжиг 450°C	6,8	0,86	0,09
Cu (99,8), ДКУП, 4 прохода	10,4	1,33	0,32
Cu-0,09Zr-0,08Cr, закалка 990°C	5,3	0,61	0,03
Cu-0,09Zr-0,08Cr, ДКУП, 1 проход	9,8	1,17	0,25
Cu-0,09Zr-0,08Cr, ДКУП, 3 прохода	12,0	1,39	0,41

В работе [340] с использованием микроиндентирования показано, что повышенное сопротивление сильнодеформированных материалов с наноструктурированной поверхностью пластическому деформированию при контактном нагружении обеспечивает высокое сопротивление таких материалов различным видам изнашивания. То есть можно ожидать положительное влияние обработки ДКУП не только на прочностные характеристики меди и бронзы (см. таблица 5.2 и таблица 5.3), но и на их износостойкость, что важно для практического применения исследуемых материалов.

Таким образом, по данным микроиндентирования медь со смешанной субмикро- и нанокристаллической структурой и еще в большей степени бронза с субмикрокристаллической

структурой характеризуются повышенным сопротивлением контактному механическому воздействию по сравнению с исходным крупнокристаллическим состоянием

ВЫВОДЫ К ГЛАВЕ 5

1. Изучена эволюция структуры меди и сплавов на основе меди при высокоскоростной интенсивной пластической деформации методом динамического канально-углового прессования (ДКУП), и исследованы свойства материалов с неравновесными субмикроструктурами (СМК) и нанокристаллическими (НК) структурами. Установлено, что существенное на три порядка измельчение структуры меди и сплавов меди при ДКУП может быть достигнуто уже при одно-четырёх кратном продавливании образца, в отличие от квазистатического метода РКУП, при котором СМК структуру в этих материалах получали при восьми- двенадцатикратном продавливании заготовки.

2. Показано, что ДКУП в четыре прохода с использованием матрицы без закругления внутреннего угла каналов ($R=0$) приводит к формированию по всей длине образца меди одинаковой неравновесной (СМК+НК) структуры состоящей из зерен-субзерен размерами от 50 до 400 нм, причем количество зерен-субзерен размерами 50-100 нм составляет до 35%. Медь с неравновесной (СМК+НК) структурой имеет высокие механические свойства: $H_v=1560$ МПа, $\sigma_b = 440$ МПа, $\sigma_{0,2} = 414$ МПа и $\delta = 19\%$. Твердость (СМК+НК) меди повышается в 1,8-2 раза, прочность возрастает в 1,4 раза при сохранении удовлетворительного уровня пластичности, по сравнению с исходным крупнозернистым состоянием.

3. Проведена оценка изменения величины сдвига вдоль поперечного сечения образца при ДКУП, объясняющая преимущество прессования в матрице без закругления внутреннего угла каналов ($R = 0$) по сравнению с матрицей с $R = 7$. Определено, что при ДКУП с использованием матрицы с $R = 0$ величина сдвига составляет 1,8–2,0 и в случае использования матрицы с $R = 7$ - не превышает 1,65 мм. Полученная оценка может быть применена для образцов из других материалов, нагруженных с использованием аналогичных матриц.

4. Установлено, что удельное электросопротивление меди с неравновесной (СМК+НК) структурой, полученной при ДКУП, измеренное при температуре жидкого гелия (4,2 К), существенно (в 5 раз) превышает удельное электросопротивление меди в полностью отожженном крупнозернистом состоянии. Этот эффект обусловлен повышенной концентрацией точечных и линейных дефектов, а также чрезвычайно высокой степенью дисперсности структуры меди, сформировавшихся при ДКУП. Определено, что вклад от рассеяния электронов на границах зерен-субзерен размерами < 300 нм является основным.

5. Определены механизмы формирования СМК и НК структур в меди и бронзе при высокоскоростном (10^4 - 10^5 с⁻¹) деформировании методом ДКУП. Обнаружено, что структурообразование в меди определяют закономерно повторяющиеся высокоскоростные процессы фрагментации, динамической полигонизации и частичной динамической рекристаллизации. В Cu-Cr-Zr бронзе — процессы фрагментации, динамической полигонизации и частичного распада пересыщенного твердого раствора меди с выделением наноразмерных частиц (< 5 нм) вторах фаз.

6. Определено, что неравновесная смешанная (СМК+НК) структура меди чистотой 99,8%, сформированная при высокоскоростном прессовании, устойчива к длительному (более 3х лет) последеформационному вылеживанию и нагреву до 150°C. Электротехническая бронза с СМК структурой, легированная микродобавками хрома (0,09%) и циркония (0,08%) термически стабильна при нагреве до 600-650°C.

7. Методами микродюротрии и кинетического микроиндентирования показано, что в меди с СМК+НК структурой твердость по Виккерсу, по Мартенсу и твердость вдавливания увеличивается приблизительно в 1,4 раза по сравнению с исходным крупнокристаллическим состоянием. Еще более значительный рост указанных характеристик прочности (в 2,4; 2,5 и 2,8 раза) при одновременном повышении на 21-27% контактного модуля упругости достигается в СМК бронзе (Cu-0,09Cr-0,08Zr), наноструктурированной (НС) частицами упрочняющих фаз. Установлена повышенная способность СМК+НК меди и НС бронзы выдерживать контактные механические нагрузки без пластического деформирования по сравнению с недеформированным крупнокристаллическим состоянием.

8. Установленные в работе закономерности формирования субмикроструктурной и нанокристаллической структуры в меди и бронзе при комбинированном высокоинтенсивном воздействии, реализуемом в новом методе ДКУП, использованы при разработке оптимального режима высокоскоростного деформирования, с целью получения меди и сплавов меди с высоким уровнем физико-механических свойств и повышенной термической стабильностью. Результаты работы использованы в разработках ФГУП «РФЯЦ-ВНИИТФ им. акад. Е.И. Забабахина» (г. Снежинск) для получения объемных конструкционных и функциональных материалов специального назначения, а также для создания и внедрения в практику опытно-промышленной установки ДКУП, что подтверждено актом внедрения научно-исследовательских работ (Приложение № 2).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выявлена детальная картина изменения фазовых и структурных состояний в сплавах на основе железа и меди при экстремальных ударно-волновых и деформационных воздействиях, и установлены закономерностей формирования субмикроструктурной и нанокристаллической структуры и свойств меди и сплавов на основе меди при комбинированном воздействии высокоскоростной деформации сдвига, ударно-волновой деформации сжатия и температуры, реализуемом в новом методе динамического канально-углового прессования.

Получены следующие наиболее важные результаты:

1. Установлено влияние внешних воздействий (температуры, скорости нагрева, высокого квазигидростатического давления) на механизм $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения в низкоуглеродистых сплавах на основе Fe-6%Ni с ферритной (феррито-цементитной) структурой. Определено, что нормальный механизм образования γ -фазы, при котором происходит неупорядоченный рост новых глобулярных зерен, реализующийся в широком диапазоне скоростей нагрева (от 8°C/мин до 5000°C/с), может быть изменен на диффузионный ориентированный процесс образования видманштеттовых кристаллов γ -фазы при существенном (на три порядка) уменьшении скорости нагрева до 0,05° C/мин. Впервые обнаружено образование линзовидных кристаллов γ -фазы при нагреве под квазигидростатическим давлением 8 ГПа, когда за счет значительного (на 220°C) снижения температуры начала $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения и увеличения роли упругой энергии, реализуется сдвиговый механизм $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения.

2. Обнаружены два типа субмикроструктурных и нанокристаллических структур, образующихся в сплаве Fe-28% Ni при нагружении ударными волнами с давлением 30-39 ГПа: дисперсная реечная ($\gamma + \alpha$)-структура с пластинчатыми кристаллами γ -фазы с одинаковой ориентацией и чрезвычайно дисперсная структура ГЦК-мартенсита, состоящая из кристаллов γ -фазы с различной ориентацией. Установлен механизм образования ГЦК-мартенсита в ударных волнах: высокое давление в сжимающем импульсе приводит к мгновенному (в течение 10^{-6} с) возникновению большого числа центров зарождения γ -фазы; наклеп, вносимый высокоскоростной деформацией, способствует образованию γ -кристаллов с различной ориентацией и одновременно препятствует их росту, из-за потери когерентной связи между γ -кристаллами и исходным мартенситом. В результате в сплаве формируется чрезвычайно дисперсная структура аустенита с высокой (3100 МПа) твердостью.

3. Экспериментально установлена взаимосвязь между параметрами нагружения мощными сходящимися ударными волнами (сверхвысоким давлением – 40-300 ГПа, высокоскоростной деформацией – 10^6 - 10^7 с⁻¹, растягивающими напряжениями при разгрузке и температурой) и структурными изменениями в сплавах на основе железа и меди, основные из которых – фазовые превращения и эффекты локализованной деформации.

4. На основании экспериментальных исследований явлений локализованной деформации при различных схемах ударно-волнового нагружения предложена классификация типов локализованного течения по характеру массопереноса в области течения: сдвиговое, струйное (кумулятивное) и турбулентное (вихревое). Установлено, что явления локализованной деформации: полосы адиабатического сдвига, каналы локализованного течения и эффекты массопереноса обусловлены геометрией ударно-волнового нагружения (воздействием первичных и отраженных волн напряжения), и не связаны с особенностями структуры нагружаемых образцов. Показано, что явления локализованного разрушения обусловлены геометрическими условиями ударно-волнового нагружения, свойствами материалов образцов, их макро- и микроструктурой.

5. Впервые произведено разделение на два фактора действия потока порошковых частиц, сформированного кумулятивной струей направленного взрыва, на образцы сплавов на основе железа и меди (преграды). Первый фактор – это действие ударной волны, возбуждаемой соударением потока с преградой, второй – собственно проникание микрочастиц в преграды на глубину до нескольких десятков миллиметров. Показано, что под действием высоких локальных напряжений ударного сжатия в меди и сплавах железа образуются участки с высокой плотностью дислокаций, ячеистой дислокационной структурой, двойниками деформации и областями локализованного течения; в сплавах Fe-6%Ni и Fe-32%Ni происходят $\alpha \rightarrow \epsilon \rightarrow \alpha$ и $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения. Перемещение микрочастиц по образцу сопровождается локализацией деформации и локальным повышением давления. Обнаружено два типа каналов сверхглубокого проникания, соответствующих двум видам взаимодействия микрочастиц с материалом образцов: упругому и упруго-пластическому, соответствующих полному или частичному залечиванию каналов.

6. Установлены закономерности трансформации крупнокристаллической структуры меди и Cu-Cr-Zr бронзы в субмикроструктурную и нанокристаллическую под действием динамического канально-углового прессования (ДКУП), отличительной особенностью которого является комбинированное воздействие высокоскоростной деформации простого сдвига, ударно-волновой деформации сжатия и температуры.

Показано, что структурообразование в меди при высокоскоростном (10^4 - 10^5 с⁻¹) деформировании происходит за счет закономерно повторяющихся процессов фрагментации, динамической полигонизации и динамической рекристаллизации, в бронзе происходят процессы фрагментации, динамической полигонизации и деформационного старения с выделением наноразмерных (~5 нм) частиц вторых фаз. Обнаружено, что измельчение структуры этих материалов на три порядка (от 100-200 до 0,1-0,2 мкм), и повышение характеристик прочности в 1,4 и 2,8 раза при сохранении удовлетворительной пластичности может быть достигнуто уже при трех-четырех проходах ДКУП. . Результаты работы использованы в разработках ФГУП «РФЯЦ-ВНИИТФ им. акад. Е.И. Забабахина» (г. Снежинск) для получения объемных конструкционных и функциональных материалов специального назначения, а также для создания и внедрения в практику опытно-промышленной установки ДКУП, что подтверждено актом внедрения научно-исследовательских работ (Приложение № 2).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Садовский, В. Д. Структурная наследственность в стали / В.Д.Садовский. – М.: Металлургия, 1973. – 205 с.
2. Сазонов, Б. Г. Влияние скорости нагрева на перекристаллизацию стали / Б.Г. Сазонов // Доклады академии наук СССР. – 1953. – Т. 93. – № 5. – С. 817–820.
3. Малышев, К. А. Рекристаллизация аустенита, обусловленная внутренним наклепом/ К. А. Малышев, В.Д.Садовский, Б.Г. Сазонов // Доклады академии наук СССР. –1951. –Т. 26, № 2. –С. 239–242.
4. Садовский, В.Д. Происхождение структурной наследственности в стали / В.Д.Садовский // Физика металлов и металловедение. – 1984. – Т. 57, №. 2. – С. 215–223.
5. Лазерный нагрев и структура стали: атлас микроструктур / В.Д.Садовский, В.М. Счастливцев, Т.И. Табатчикова, И.Л. Яковлева. – Свердловск: УрО АН СССР, 1989. –100 с
6. Перлит в углеродистых сталях./ В.М. Счастливцев, Д.А. Мирзаев, И.Л. Яковлева, К.Ю. Окишев, Т.И. Табатчикова Ю.В. Хлебникова. – Екатеринбург: УрО РАН, 2006. –311 с.
7. Некоторые структурные особенности закаленных монокристаллов конструкционной стали, выращенных из расплава / В.М. Счастливцев, Д.П., Родионов, В.Д.Садовский, Л.В. Смирнов // Физика металлов и металловедение. – 1970. – Т.30, №. 6. – С. 1238–1244.
8. Счастливцев, В.М. Рентгенографическое исследование перекристаллизации закаленной стали при быстром нагреве / В.М. Счастливцев, В.Д.Садовский, В.П. Дрозд // Физика металлов и металловедение. – 1972. – Т. 33, №. 1. –С. 151-157.
9. Счастливцев, В.М. Электронно-микроскопическое исследование образования аустенита при нагреве конструкционной стали/ В.М. Счастливцев, Н.В. Копцева // Физика металлов и металловедение. – 1976. – Т.42, №.4. – С.837–847.
10. Счастливцев, В.М. Рентгеноструктурное и электронно-микроскопическое исследование структурной наследственности в стали: дис. ... д-ра. тех. наук: 05.16.01 / Счастливцев Вадим Михайлович. – Свердловск, 1976. – 339 с.
11. Сорокин, И.П. Распределение ориентировок аустенита после двойного мартенситного превращения $\gamma \rightarrow \alpha \rightarrow \gamma$ / И.П. Сорокин, В.В. Сагарадзе // Физика металлов и металловедение. –1978. –Т.45, №4. –С.748–762.
12. Морфология образования гамма-фазы в сплаве викаллой I. /В.И. Зельдович, В.М. Счастливцев, Е. С. Самойлова, В.Д. Садовский // Физика металлов и металловедение.– 1975. – Т.40, № 1. – С.143–152.

13. Зельдович, В. И. Структурные и концентрационные изменения при $\alpha \rightarrow \gamma$ превращении в сплаве Fe-23,1 % Ni/ В.И. Зельдович, О.С. Ринкевич, В.Д. Садовский // Физика металлов и металловедение. – 1979. – Т.47, № 6. – С. 1201—1212.
14. Исследование особенностей структурной перекристаллизации стали при медленном нагреве / А.В. Ожиганов, Д.П. Родионов, В.Д.Садовский, В.М. Счастливцев // Физика металлов и металловедение. – 1971. – Т.32, № 6. – С.1326-1328.
15. Дьяченко, С.С. Образование аустенита в углеродистых сплавах / С.С. Дьяченко. – М.: Металлургия, 1981. – 128 с.
16. Влияние скорости нагрева на процесс образования аустенита в предварительно закаленной и отпущенной стали/ А.В. Ожиганов, В.М. Счастливцев, А.М. Полякова, В.Д.Садовский // Физика металлов и металловедение. – 1974. – Т. 37, №. 6. – С. 1290–1301.
17. Попов, А.А. Фазовые превращения в металлических сплавах/ А.А. Попов. – М.: Металлургиздат, 1963. – 311с.
18. Соколов, Б.К. Структурные особенности процесса образования аустенита при нагреве закаленной стали. дис. ...канд. техн. наук: 05.16.01 / Соколов Борис Константинович – Свердловск, 1961. – 155 с.
19. Садовский, В.Д. К вопросу о структурном механизме фазовых превращений при нагреве стали / В.Д.Садовский, Г.Н. Богачева, Б.К. Соколов // Физика металлов и металловедение. – 1962. – Т.14, № 3. – С.414 – 421.
20. Структурная перекристаллизация сталей при быстром и медленном нагревах / Г. Н. Богачева, В. П. Дрозд, А. В. Ожиганов, В.М. Счастливцев, В.М. Умова // Физика металлов и металловедение. – 1972. – Т. 34, № 6. – С. 1198–1205.
21. Зельдович, В.И. Механизм образования гамма фазы и проблема наследственности в сплавах железа: дисс. ... д-ра. физ.-мат. наук: 01.04.07 / Зельдович Виталий Ильич: – Свердловск, 1982. – 396 с.
22. Садовский, В.Д. Остаточный аустенит в закаленной стали/ В.Д.Садовский, Е.А. Фокина. – М.: Наука, 1986. – 112 с.
23. Образование аустенита при сверхбыстром лазерном нагреве сталей со структурой пакетного мартенсита / В.Д.Садовский, В.М. Счастливцев, Т.И. Табатчикова, И.Л. Яковлева.// Физика металлов и металловедение. – 1987. – Т. 63, № 3. – С. 555-562.
24. Фокина, Е.А. Рафинировка структуры мартенситостареющей стали 03X11Н10М2Т и 03X11Н10М2ТЛ6 / Е.А. Фокина, В.Д.Садовский, Л.В. Смирнов // Металловедение и термическая обработка металлов. – 1974. – №. 10. – С. 32-35.

25. Долотова, Т.С. Влияние легирующих элементов на структурную перекристаллизацию мартенситостареющих нержавеющей сталей / Т.С. Долотова, В.И. Кучерявый Н.В. Ульянова // *Металловедение и термическая обработка металлов.* – 1975. – № 9. – С. 21-23.
26. Перекристаллизация и ударная вязкость высокопрочной мартенситостареющей стали 08X15H5Д2Т / И.В. Хомская, В.И. Зельдович, Е.С. Махнев, Н.Ю. Кокшарова // *Металловедение и термическая обработка металлов.* – 1984. – № 1. – С. 54-57.
27. Гриднев, В.Н. Образование аустенита в перегретых закаленных конструкционных сталях / В.Н. Гриднев, С.П. Ошкадеров, Р.В. Телевич // *Металлофизика.* – 1979. – № 1. – С. 92–100.
28. Grewen, J. Einfluss von Umwandlung und Rekristallisation auf die Textur von Drahten aus einer Eisen-Nickel-Legierung mit 30%Ni / J. Grewen, G. Wasserman // *Arch. Eisenhüttenw.* – 1961. – Vol.32. –S. 863-866.
29. Фазовые и структурные превращения и метастабильные состояния в металлах / В.Н. Гриднев, В.И. Трефилов, С.А. Фирстов, В.Г. Гаврилюк, С.П. Ошкадеров. – Киев: Наукова думка, 1988. – 264 с
30. Леонтьев, Б. А. Структурные особенности образования аустенита при нагреве стали / Б.А. Леонтьев. // *Пластическая и термическая обработка металлов: сборник статей.* – М.: *Металлургия*, 1964. – № 12. – С. 165–174.
31. Влияние скорости нагрева на обратное мартенситное превращение в сплаве железа с 31,5% никеля / В.В. Сагарадзе, К.А. Малышев, В.М. Счастливец, Ю.А. Васева, Л.М. Пролеева // *Физика металлов и металловедение.* –1975. – Т. 39, № 6. – С. 1239 – 1250.
32. Massalski T. V. Distinguishing features of massive transformations / T. V. Massalski // *Met. Trans.* –1984. – Vol.15A, № 3. – P. 421 – 425.
33. Штейнберг С.С. Термическая обработка стали / С.С. Штейнберг. – М.: *Металлургиздат*, 1945. – 157 с.
34. Кидин, И. Н. Сдвиговый механизм полиморфного превращения при нагреве отожженного хромистого железа / И.Н. Кидин, М.А. Штремель, В.И. Лизунов // *Физика металлов и металловедение.* – 1966. – Т. 21, № 4. – С. 585 – 594.
35. Физические основы электротермического упрочнения стали // В.Н. Гриднев, Ю.Я. Мешков, С.П. Ошкадеров, В.И. Трефилов. – Киев: *Наукова думка*, 1973.– 335 с.
36. Speich, G.R. Formation of austenite from ferrite and ferrite-carbide aggregates / G.R. Speich, A. Szirmae // *Trans. AIME* – 1969. – Vol. 32, № 5. – P. 1063-1073.
37. Speich, G.R. Formation of austenite during intercritical annealing of dual-phase steels / G.R. Speich, V.A., Damarest, R.L. Miller // *Met. Trans.* – 1981. – Vol. 12A, № 8. – P. 1419-1428.

38. Lenel, V.R. Morphology and crystallography of austenite formed during intercritical annealing / V.R. Lenel, R. W. K. Honeycombe // *Met. Sci.* – 1984. – Vol.18, №11. –P. 503–510.
39. Hillert, M. Effect of alloying elements of the formation of austenite and dissolution of cementite / M. Hillert, K. Nelsson, L.-E. Torndahl // *J. Iron. Steel. Inst.* – 1971. – Vol. 209, № 1. – P. 49-66.
40. Southwick, P. D. Decomposition of ferrite to austenite in 26% Cr–5% Ni stainless steel / P. D. Southwick, R. W. K. Honeycombe // *Met. Sci.* –1980. – Vol. 14, № 7. –P. 253–261.
41. Кристаллографические особенности превращения феррит → аустенит и фазовый наклеп аустенита высокохромистых сталей / В.В. Сагарадзе, И.Г. Кабанова, Н.Л. Печеркина, К.А. Малышев // *Физика металлов и металловедение.* – 1985. – Т.60, № 3.– С. 530–541.
42. Штратман, П. Механические свойства двухфазных дуплексных и дисперсных структур никелевых сталей / П. Штратман, Э. Хорнбоген // *Черные металлы.* – 1979. – №12. – С. 35-40.
43. Ульянин, Е.А. Стали и сплавы для криогенной техники. Справочник / Е.А. Ульянин, Н.А. Сорокина. – М.: Металлургия, 1984. –205 с.
44. Effect of Heat Treatment in the Ferrite–Austenite Region on Notch Toughness of 6% Nickel Steel for / Yano S., Sakurai H., Mimura H., Wakita N., Ozawa T., Aoki K // *Trans. ISIY.* –1973. – Vol.13, № 2. – P. 133–140.
45. Голованенко, С.А. Двухфазные низколегированные стали / Голованенко С.А., Фонштейн Н.М. – М.: Металлургия, 1984. –206 с.
46. Зельдович, В. И. Особенности образования аустенита при непрерывном нагреве в железоникелевом сплаве с ферритной структурой / В.И. Зельдович, И.В. Хомская // *Физика металлов и металловедение.* – 1986. – Т.62, № 3. – С. 547–555.
47. Зельдович, В. И. Влияние скорости нагрева и исходной структуры на процесс образования аустенита в низкоуглеродистых сплавах Fe-6% Ni / В.И. Зельдович, И.В. Хомская // *Физика металлов и металловедение.* – 1988. – Т. 65, № 2. – С. 365–374.
48. Hornbogen, E. Recrystallisation von Eisen mit 6% Ni / E. Hornbogen, E. Minuth, E. Blank // *Arch. Eisenhüttenwes.* 1970. – Vol.41, № 9. – S. 883 – 888.
49. Romig, A. D. Determination of the Fe-rich portion of the Fe–Ni–C phase diagram / A. D. Romig, J. I. Goldstein // *Met. Trans.* – 1978. – Vol. 9A, № 11. – P. 1599–1609.
50. Зельдович, В. И. Фазовые превращения в сплаве викаллой I / В.И. Зельдович, Е. С. Самойлова, А. В. Дорошенко // *Физика металлов и металловедение.* – 1973. – Т.35, № 1. – С. 125 – 133.
51. Хансен, М. Структуры двойных сплавов, т. 2 / М. Хансен, К. Андерко. – М.: Металлургиздат, 1962. – Т.2. – 1488 с.

52. Chang, H. A comparison of enthalpy change ΔH between $\alpha' \rightarrow \gamma$ and $\alpha \rightarrow \gamma$ transformation in Fe—Ni alloys / H. Chang, S. Sastri, B. A. Alexander // *Acta Met.* – 1980. – Vol. 28, № 7. – P. 925—932.
53. Зельдович, В.И. Образование видманштеттовой структуры аустенита / В.И. Зельдович, И.В. Хомская, В.Д.Садовский // *Доклады академии наук СССР.* – 1988. – Т.299, №1. – С. 119-122.
54. Зельдович, В.И. Образование аустенита в низкоуглеродистых железоникелевых сплавах/ В.И. Зельдович, И.В. Хомская, О.С. Ринкевич // *Физика металлов и металловедение.* – 1992. – № 3. – С. 5-28.
55. Смирнов, О. М. Диффузия и перераспределение углерода в железе и его сплавах в процессе деформации / О.М. Смирнов, В.М. Лазарев // *Физика металлов и металловедение.* – 1983. – Т.56, № 1. – С. 115 – 119.
56. Эндрюс, К. Электронограммы и их интерпретация / К. Эндрюс, Д. Дайсон, С. Киун. – М.: Мир, 1971. – 256 с.
57. Образование эпитаксиального феррита в малоуглеродистой низколегированной стали после охлаждения из межкритического интервала температур / Б. М. Бронфин, М. И. Гольдштейн, А. А. Емельянов, А.З. Шифман // *Физика металлов и металловедение.* – 1985. – Т. 59, №. 1. – С. 144– 151.
58. Кардонский, В. М. Обратное $\alpha \rightarrow \gamma$ превращение в железоникелевых сплавах / В. М. Кардонский // *Физика металлов и металловедение.* – 1974. – Т. 38, № 2. – С. 366 – 375.
59. Hirano, K. Diffusion of nickel into iron / K. Hirano, M. Cohen, B.L. Averbach // *Acta met.* – 1961. –Vol. 9, № 5 – P. 440-445.
60. Зайт, В. Диффузия в металлах / В.М.Зайт. – М.: Иностранная литература, 1958. – 381 с
61. Кардонский, В.М. Стабилизация аустенита при обратном $\alpha \rightarrow \gamma$ превращении / В. М. Кардонский // *ФММ.* – 1975. –Т. 40, № 5. – С. 1008–1012.
62. Hillert, M. Thermodynamics of the massive transformation / M. Hillert // *Met. Trans.* –1984. – 15A, № 3. – P. 411—419.
63. Фазовый наклеп аустенитных сплавов на железоникелевой основе / К.А. Малышев, В.В. Сагарадзе, И.П. Сорокин, Н.Д. Земцова, В.А. Теплов, А.И. Уваров – М.: Наука, 1982. – 260 с.
64. Фазовые и структурные превращения при лазерном нагреве стали. П. Влияние отпуска закаленной стали на процесс перекристаллизации при лазерном нагреве / В.Д.Садовский, Т.И. Табатчикова, В.М. Умова, А.Л. Осинцева// *Физика металлов и металловедение.* – 1984. – Т. 58, №. 4. – С. 812–817.

65. Дьяченко, С. С. Об ориентированном $\alpha \rightarrow \gamma$ превращении в отожденных сталях и механизме его протекания / С. С. Дьяченко, И.В. Дощечкина, А.И. Петриченко // Структурные и фазовые превращения при нагреве стали и сплавов: сборник статей. – Пермь: Из-во ППИ, 1968. – № 1. – С. 142 – 146.
66. Кидин, И. Н. Структурные превращения безуглеродистого аустенита с 8 % хрома / И.Н. Кидин, М.А. Штремель, В.И. Лизунов // Физика металлов и металловедение. – 1965. – Т.19, № 2. – С.241-250.
67. Садовский, В.Д. О некоторых закономерностях формирования структуры аустенита при нагреве закаленных сталей / В.Д.Садовский, Б.К. Соколов // Проблемы металловедения и термической обработки: сборник статей. – М. – Свердловск: Машгиз, 1960. – №. 2. – С. 6–19.
68. Полякова, А.М. Межкритическая закалка конструкционных сталей / А.М. Полякова, В.Д.Садовский // Металловедение и термическая обработка металлов. – 1970. –№1. – С. 5-8.
69. Пикеринг, Ф.Б. Физическое металловедение и разработка сталей / Ф.Б. Пикеринг. – М.: Металлургия, 1982. –182 с.
70. Титов, В.В. Стальной прокат для автомобильной промышленности за рубежом / В.В. Титов // Национальная металлургия. – 2004. – №10. – С. 84-89.
71. Факторы, определяющие уровень предела текучести и возврат площадки текучести в низко-легированных ферритно-мартенситных сталях / Н. Фонштейн, М. Капустин, Н. Потторе, И. Гупта, О. Якубовский // Физика металлов и металловедение. – 2007. – Т.104, № 3. – С. 328-336.
72. Гуляев, А.П. Влияние никеля на механические свойства и порог хладноломкости низкоуглеродистой стали / А.П.Гуляев, А.М. Фаткина // Металловедение и термическая обработка металлов. – 1966. – №10. – С. 34 -39.
73. Банных, О.А. Стали для работы при низких температурах / О.А. Банных, Ю.К. Ковнеристый. – М.: Металлургия, 1969. – 190 с.
74. Механизированная сварка хладостойких сталей с 6 и 9 % никеля/ К.А Ющенко., Т.М. Старущенко, В.А. Пестов // Криогенные материалы и сварка: сборник докладов междунац. конф. – Киев: Наукова думка, 1986. – С. 196-199.
75. Образование и устойчивость ревертированного аустенита в малоуглеродистых никель – молибденовых сталях /В.М. Счастливец, И.Л. Бармина, И.Л. Яковлева, Ю. Л. Легостаев, В.А. Малышевский // Физика металлов и металловедение. – 1983. – Т.55, № 2. – С. 317-322.
76. Счастливец, В.М. Устойчивость ревертированного аустенита в криогенных сталях при

- циклическом охлаждении и пластической деформации / В.М. Счастливец, И.Л. Бармина, И.Л. Яковлева // Криогенные материалы и сварка: сборник докладов межд. конф. – Киев: Наукова думка, 1986. С. 48-50.
77. Хомская, И.В. Структура, формирующаяся в двухфазной ($\alpha+\gamma$)_области, и механические свойства криогенного сплава 10Н7 / И. В. Хомская // Физика металлов и металловедение.– 2010. – Т.110, №2. – С. 197 – 208.
 78. Альтшулер, Л. В. Применение ударных волн в физике высоких давлений / Л.В. Альтшулер // Успехи физических наук. – 1965. – Т.85, № 2. – С. 197-258.
 79. Зельдович, Я.Б. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений / Я.Б. Зельдович, Ю.П. Райзер. – 3-е изд., исправл. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008. – 656 с.
 80. Хиллиард, Д. Влияние всестороннего давления на скорости превращения / Д. Хиллиард, Д. Кан // Физика высоких давлений: пер. с англ. – М.: ИЛ, 1963. – С. 232 – 251.
 81. Дерибас, А.А. Физика упрочнения и сварки взрывом / А.А. Дерибас. – Новосибирск: Наука, 1980. – 221 с.
 82. Ударные волны и явления высокоскоростной деформации металлов /под общ. ред. М.А. Мейерса и Л.Е. Мура. – М.: Металлургия, 1984. – 512с.
 83. Эпштейн Г.Н. Строение металлов, деформированных взрывом / Г.Н. Эпштейн. –2-е изд., перераб. и доп. – М.: Металлургия, 1988. – 280 с.
 84. Каннель, Г.И. Ударные волны в физике конденсированного состояния / Г.И Каннель, В.Е. Фортов, С В. Разоренов // Успехи физических наук. – 2007. – Т.177, № 8. – С. 809–830.
 85. Селиванов, В.В. Взрывные технологии: учебник для втузов / В.В. Селиванов, И.Ф. Кобылкин, С.А. Новиков; под общ. ред. В.В. Селиванова. – М.: Из-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2008, – 648 с.
 86. Bancroft, D. Polimorphism of iron at high pressure / D. Bancroft, E.L. Peterson., S. Minshell // J. Appl. Phis. – 1956. – Vol. 27, № 3 – P. 291-298.
 87. Fowler, C.M. A metallurgical method for simplifying the determination of Huguenot curves for iron alloys in the two-wave region / C.M. Fowler, F.S. Minshall, T.G. Zukas // Response of metals to high velocity deformation. – New York–London: Interscience, 1960. – P. 275-308.
 88. Zukas, T.G. The behavior of iron and steel under impulsive loading / T.G. Zukas, C.M. Fowler // Response of metals to high velocity deformation.– New York–London: Interscience, 1960. – P. 343—369.
 89. Мак-Куин, Р. Уравнение состояния девятнадцати металлических элементов по ударноволновым измерениям до 2 Мбар / Р. Мак-Куин, С. Марш // Динамические

- исследования твердых тел при высоких давлениях: пер. с англ. – М.: Мир, 1965. – С. 93–143.
90. Дитер, Г.Е. Эффект упрочнения, вызванный ударными волнами / Г.И. Дитер // Механизмы упрочнения твердых тел: сборник статей: пер. с англ. – М.: Metallurgia, 1965. – С.245–308.
 91. Ударно-волновые явления в конденсированных средах / Г.И. Каннель, С.В. Разоренов, А.В. Уткин, В.Е. Фортов. – М.: «Янус-К», 1996. – 408 с.
 92. Experimental data on shock compressibility and adiabatic expansion of condensed substances / R. F. Trunin, L.F. Gudarenko M. V., Zhernokletov, G. V. Simakov // Extreme State of Substance. Detonation. Shock Waves: proceeding of Intern. Conf. “VI Khariton’s Topical Scientific Readings”. – Sarov: RFNC-VNIIEP, 2001. – P. 81 – 84.
 93. Влияние скорости деформации на образование мартенсита в нержавеющей стали 304 (18/8) / К.П. Штаудхаммер, С.Е. Франц, С.С. Хекер, Л.Е. Мурр // Ударные волны и явления высокоскоростной деформации металлов: сборник статей / под общ. ред. М.А. Мейерса и Л.Е. Мура. – М.: Metallurgia, 1984. – С.282-294.
 94. Кауфман, Л. Фазовые равновесия и превращения в металлах под давлением / Л. Кауфман // Твердые тела под высоким давлением: пер с англ. – М.: Мир, 1966. – С.340 – 398.
 95. Бацанов, С.С. Некоторые особенности фазовых превращений при ударном сжатии / С.С. Бацанов // Химическая физика. – 1983. – № 5. – С. 669–674.
 96. Эстрин, Э.И. Фазовые превращения при высоком давлении / Э.И. Эстрин // Металловедение и термическая обработка – М.: ВИННИТИ, 1971. – С. 5–53.
 97. Альтшулер, Л.В. Фазовые превращения в ударных волнах / Л.В. Альтшулер // Прикладная механика и техническая физика. – 1978. – № 4. – С. 93 – 103.
 98. Barker, L.M. Shock wave study of the $\alpha \rightarrow \epsilon \rightarrow \alpha$ phase transformation in iron / L.M. Barker, R.E. Hollenbach // J. Appl. Phys. – 1974. – Vol. 45, № 11. – P. 4872—4887.
 99. Giles, P.M. High-pressure $\alpha \rightarrow \epsilon \rightarrow \alpha$ martensitic transformation in iron / P.M. Giles, M.N. Longebach, A.R. Marder // J. Appl. Phys. – 1971. – Vol. 42, № 11. – P. 4290 – 4295.
 100. Шиняев, А.Я. Диффузионные процессы в металлах / А.Я. Шиняев. – М.: Наука, 1975. – 226 с.
 101. Claussen, W.F. Detection of the $\alpha \rightarrow \gamma$ iron phase transformation by defferential thermal conductivity anallysis / W.F. Claussen // Rev. Sci. Instrum. – 1960. – Vol. 31, № 8. – P. 878 – 881.
 102. Кеннеди, Д. Плавление и фазовые превращения в твердом состоянии некоторых чистых металлов при высоких температурах и давлениях / Д. Кеннеди, Р. Ньютон // Твердые тела по высоким давлением: пер. с англ. – М.: Мир, 1966. – С.187 – 204.

103. Джонсон, П. Температурная зависимость фазового перехода в железе при сжатии его ударной волной / П. Джонсон, Б. Стейн, Р. Девис // Динамические исследования твердых тел при высоких давлениях. – М.: Мир, 1965. – С. 220 – 235.
104. Bandy, F.P. Pressure-temperature phase diagram of to 200 kilo bars and 900°C/ F.P. Bandy // J. Appl. Phys. – 1965. – Vol. 36, № 3. – P. 616—621.
105. Smith C.S. Metallographic studies of metals after explosively shock / C.S. Smith // Trans. Met. Soc. AIME. – 1958. – Vol. 214, № 5. – P.574 – 589.
106. Jamieson, J.S. X-ray diffraction studies in the 100 kilobars pressure range/ J.S Jamieson, A.W. Lowson // J. Appl. Phys. – 1962. – Vol. 33, № 3. – P. 776—780.
107. Takahashi, T. High pressure polymorphism of iron / T. Takahashi, W.A. Bassett // Science. – 1964. – Vol. 145. – P. 483 – 485.
108. Мао, Н.-К. Effects of the pressure on crystal structural and lattice parameters of iron up to 300 kbar / Н.-К. Мао, W.A. Bassett, Т. Takahashi // J.Appl.Phys. – 1967. – Vol. 38, № 1. – P. 272 – 276
109. Bowden, H.G., Kelly P.M. The crystallography of the pressure induced phase transformations in iron alloys / H.G. Bowden, P.M. Kelly // Acta Met. – 1967. – Vol. 15, № 9. – P. 1489 – 1500.
110. Лободюк, В.А. Воздействие ударных волн на мартенситные превращения в металлах и сплавах / В.А. Лободюк // Металлофизика: сборник статей. – Киев: Наукова Думка, 1979. – № 76. – С. 3 – 20.
111. Лободюк, В.А. Воздействие ударных волн на изменение структуры армко-железа / В.А Лободюк, Г.И., Саввакин, Н.П Федас //Металлофизика: сборник статей. – Киев: Наукова Думка, 1974. – № 53. – С. 46—50.
112. Wang, S.J. Microstructural fingerprints of phase transitions in shock-loaded iron / S.J.Wang, V.L. Sui, Y.T. Chen //Sci. Rep. – 2013. – Vol. 3. – P. 1086. DOI:10.1038/srep01086.
113. Wang, F. M. Iron bcc-hcp transformation: Local structure from x-ray-absorption fine structure / F. M. Wang R. Ingalls // Physical Review B. – 1998. – Vol. 57. – P. 5647-5654.
114. Direct observation of the $\alpha \rightarrow \epsilon$ transition in shock-compressed iron via nanosecond x-ray diffraction / D.H. Kalantar, J.F. Belak, G.W. Collins, J.D. Colvin, H.M. Davies, J.H. Eggert, N.C. Germann, B.L. Holian, K. Kadau, P. S. Lomdahl, M.A. Meyers, K. Rosolankova, J.S.Wark // Physical Review Letters – 2005. – Vol. 95. – P. 075502-1-075502-4.
115. Microscopic view of structural phase transformation induced by shock waves / K. Kadau, T.C. Germann, P.S. Lomdahl, B.L. Holian // Science. – 2002. – Vol. 296. – P.1681-1684.
116. Dynamic polymorphism of some binary iron alloys / Т. R. Loree, С.М. Fowler, T.G. Zukas, F.S. Minshall // J. Appl. Phys. – 1966. – Vol.37, № 4. – P. 1918—1927.

117. Leslie, W.C. Deformation and transformation structures in shock-loaded iron-base-alloys / W. C. Leslie, D.W. Stevens, M. Cohen // High strength materials / ed. by V. F. Zackay. – New York: Willey, 1967. – P. 382—432.
118. Takahashi, T. Isothermal compression of the alloys of iron up to 300 kbar. at room temperature: Iron– Nickel – alloys / T. Takahashi, W.A. Bassett, H.-K. Mao // J. Geophys. Res. – 1968. – Vol.73, № 14. – P. 4717—4725.
119. Rohde, R. W. Temperature dependence of the shock-induced reversal of martensite to austenite in an iron-nickel-carbon alloy. / R. W. Rohde // Acta. Met. – 1970. – Vol. 18, № 8. – P. 903—913.
120. Мартенситное ОЦК-ГЦК превращение, вызванное давлением в сплаве железо-никель / В.Д. Садовский, В.А. Теплов, Д.И. Тупица, К.М. Демчук, Р.И. Кузнецов, А.Н. Мартемьянов, Л.Н. Ромашов // Физика металлов и металловедение.— 1983. – Т.56, №4. – С.775-784.
121. Донукис, Т. Л. Исследование структуры и свойств железо-никелевых сплавов после ударного нагружения / Т.Л. Донукис, В.А. Лободюк, Г.А. Саввакин // Физика металлов и металловедение. – 1971. – Т.31, №. 1. – С. 183 – 189.
122. Зильберштейн, В.А. Метастабильные равновесия в системе железо-никель при высоких давлениях / В.А. Зильберштейн, Э.И. Эстрин // Физика металлов и металловедение.— Физика металлов и металловедение.— 1971. – Т.32, №. 5. – С. 1098—1001.
123. Коломыцев, В.И. Влияние длительности ударного импульса на мартенситное превращение в сплаве железо-никель / В.И. Коломыцев, В.А. Лободюк, Г.А. Саввакин //Металлофизика. – 1981. – Т.3, №6. – С.69-75.
124. Особенности $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения в сплаве Fe-28,1%Ni при нагружении ударными волнами / В.И. Зельдович, И.В. Хомская, А.А. Дерibas, А.Н. Киселев // Физика металлов и металловедение. – 1985. – Т. 60, № 1. – С. 101-108.
125. Зельдович, В.И. Влияние всестороннего давления на образование аустенита в сплаве Fe-28% Ni / В.И. Зельдович, В.А. Теплов, И.В. Хомская, К.М. Демчук, А.Н. Мартемьянов // Физика металлов и металловедение. – 1987. – Т.64, №1. – С.113-118.
126. Зельдович, В.И. Образование линзовидных кристаллов аустенита при нагреве под давлением / В.И. Зельдович, И.В. Хомская, К.М. Демчук, А.Н. Мартемьянов // Доклады академии наук СССР. – 1989. – Т.305, №. 5. – С. 1116—1120.
127. Мартенситные превращения, вызванные действием высоких статических и динамических давлений / В.И. Зельдович, И.В. Хомская, Е.Ф. Грязнов, К.М. Демчук, А.Н. Мартемьянов, Т.М. Соболенко, Т.С. Тесленко // Физика металлов и металловедение. – 1990. – № 1. – С. 151 – 158.

128. Хомская, И.В. Образование аустенита под действием высоких статических и динамических давлений в сплавах железа с ферритной и мартенситной структурами /И.В. Хомская // *Металловедение и термическая обработка металлов.* – 2008. – № 9. – С. 47-55.
129. Георгиева, И.Я. О взаимосвязи между кинетикой и структурой при мартенситных превращениях / И.Я. Георгиева, О.П. Максимова // *Физика металлов и металловедение.* – 1971. – Т.32, №.2. – С. 364 – 376.
130. Панкова, М.И. Структура и кристаллогеометрия низкотемпературного мартенсита деформации в сталях с высоким содержанием никеля / М.И. Панкова, Л.М. Утевский // *Структурные механизмы фазовых превращений металлов и сплавов.* – М: Наука, 1976. – С. 28 – 33.
131. Счастливец, В.М. Электрономикроскопическое исследование роста мартенситной пластины / В.М. Счастливец, И.Л. Яковлева, Л.Н. Ромашев // *Физика металлов и металловедение.* – 1983. – Т.56, №. 2. – С. 271 – 279.
132. Структура α -фазы железа и сплавов железо-никель после полиморфного превращения под давлением / А.Н. Моисеев, Е.В. Поляков, М.П. Усиков, Э.И. Эстрин // *Физика металлов и металловедение.* – 1979. – Т.48, № 5. – С. 991—997.
133. Kochendorfer, F. Mathematische Beschreibung des Oricutinmgzu-sammerhangs zwischen Martensit und Austenit in Eisen – Nickel – Einkristallen / F Kochendorfer., G. Otto // *Arch.Eisenhiittenw.* 1959. – Vol. 30, № 4. – S. 227—232.
134. Образование метастабильных карбидов в чугунах при ударно-волновом сжатии / Ю.Н. Таран, В.В. Соболев, С.И Губенко, В.Я. Слабодской // *Доклады академии наук СССР.* – 1987. – Т. 296, № 5. – С. 1164 – 1167.
135. Дремин, А.Н. Метод определения ударных адиабат дисперсных веществ / А.Н. Дремин, И.А. Карпунин // *Прикладная механика и техническая физика.* – 1960. – № 3. – С. 184—188.
136. Высокоскоростные соударения. Упрочнение металлов и сплавов при помощи ударных волн / под общ. ред. Т.М. Соболенко – Новосибирск: Наука, 1985. – 341 с.
137. Наследование упрочнения, сообщенного пластической деформацией, при полиморфных превращениях в железоникелевом сплаве. I. Структурный механизм образования γ -фазы / В.И. Зельдович, И.Г. Комарова, А.А. Попов, В.Д. Садовский // *Физика металлов и металловедение.* – 1977. – Т. 44, №. 2. – С. 294– 300.
138. Соколов, Б.К. О влиянии пластической деформации на фазовые превращения / Б.К. Соколов, И.П. Сорокин, А.И. Стрегулин // *Физика металлов и металловедение.* – 1964. – Т.17, №. 2. – С. 315 – 317.

139. Зельдович, В.И. О дилатометрических аномалиях в текстурированных сплавах при $\alpha \rightarrow \gamma$ превращении / В.И. Зельдович, В.Д. Садовский, И.П. Сорокин // Физика металлов и металловедение. – 1966. – Т. 22, № 6. – С. 890 – 895.
140. Курдюмов, Г.В. Влияние предварительной пластической деформации на мартенситное превращение в сплавах Fe-Cr-Ni / Г.В. Курдюмов, О.П. Максимова, А.И. Никанорова // Проблемы металловедения и физики металлов: сборник статей; – № 5. – М.: Металлургиздат, 1958. – С. 41– 55.
141. Pope, L.E. The pressure dependence of the austenite start temperature in iron-nickel base alloys / L.E. Pope, L.E. Edwards // Acta. Met. – 1973. – Vol. 21, № 3. – P. 281 – 288.
142. Ono, K. The effects of prior deformation and transformation on the microstructure of the iron-nickel alloys / K. Ono, T.J. Koopenaar // Met. Trans. – 1974. – Vol. 5. – № 3. – P. 739 – 746.
143. Аномальный характер влияния давления на фазовое ОЦК-ГЦК превращение при нагреве / В.А. Теплов, В.В. Сагарадзе, Д.И. Тупица, В.А. Шабпшов, Г.А. Перегушина, К.М. Демчук, А.Н. Мартемьянов // Физика металлов и металловедение. – 1985. – Т.59, № 3. – С. 502 – 508.
144. Альтшулер, Л. В. Деформация стали по действием ударных волн взрыва /Л.В. Альтшулер, Д.М. Тарасов, М.П. Сперанская // Физика металлов и металловедение. 1962. Т.13. № 5. С. 738-743.
145. Забабахин, Е.И. Явления неограниченной кумуляции / Е.И. Забабахин, И.Е. Забабахин. – М.: Наука, 1988.– 172 с.
146. Исследование пластических и прочностных свойств меди в условиях всестороннего растяжения / С.М. Бахрах, Н.П. Ковалев, Б.А. Надыкто, С.А. Новиков, А.К. Чернышев // Доклады академии наук СССР. – 1974. – Т.215, № 5. – С. 1090-1093.
147. Hooker, S.V. Shock deformation of copper at 1 Megabar / S.V. Hooker, J.V. Foltz, F.I Grace // Met. Trans. – 1971. – Vol. 2, – № 8. – P. 2290-2294.
148. Бузанов, В.И. Деформация металлических шаров при квазисферическом импульсном нагружении / В.И. Бузанов, Н.П. Пурьгин // Химическая физика процессов горения и взрыва. Детонация: матер. X симпозиума по горению и взрыву. –Черноголовка: Изд-во ИПХФ РАН, 1992. – С. 131-132.
149. Kozlov, E.A. Obtaining and investigation of submicrocrystal structure materials in experiments on loading of metal spheres by spherical converging shock waves / E.A. Kozlov, B.V. Litvinov, I.G. Kabin //Conference on High Pressure, Science and Technology. – Colorado Spring, 1993. – P. 542-551.

150. Microstructural effects in steel under the action of the quasiperispherically converging shock wave / B.V. Litvinov, V.I. Zel'dovich, O.S. Rinkevich, N.P. Purygin, V.I. Buzanov // *J. de Physique IV*. –1994. –Collogue C 8. – Vol.4, №9. –P. 399-402.
151. Квазисферическое взрывное нагружение стали с давлением до 200 ГПа / В.И. Зельдович, Б.В. Литвинов, Н.П. Пурьгин, О.С. Ринкевич, В.И. Бузанов, А.Э. Хейфец, И.В. Хомская // Доклады академии наук. – 1995. – Т.343, №5. – С.621-624.
152. Фазовые превращения и изменение структуры циркония при воздействии сферических ударных волн / Е.А. Козлов, Б.В. Литвинов, Е.А. Абакшин, А.В. Добромыслов, Н.И. Талуц Н.В. Казанцева // *Физика металлов и металловедение*. – 1995. – Т.79, № 5. – С. 113-126.
153. Структура, фазовый состав и свойства перспективных Al сплавов с Ti и Zr после их высокоскоростного деформирования в твердом и жидком состояниях / Е.А. Козлов, И.Г. Бродова, Д.В. Башлыков, Т.И. Яблонских, Е.А. Абакшин // *Физика металлов и металловедение*. – 1999. – Т.87, № 3. – С. 34-45.
154. Микроскопические особенности ударно-волновой деформации в двухфазной пластинчатой структуре стали / В.И. Зельдович, А.Э. Хейфец, Н.Ю. Фролова, Б.В. Литвинов // Доклады академии наук. – 2006. – Т.410, №4. – С.470-473.
155. Bedford, A. J. The phenomenon of adiabatic shear deformation / A. J. Bedford, A.L. Thompson K.R.L. Wengrove // *J. Aust. Inst. Metals*. – 1974. – Vol.19, №1. – P. 61-73.
156. Мосс, Дж. Л. Влияние ударных волн на величину, скорость и температуру деформации в адиабатических полосах сдвига / Дж. Л. Мосс // *Ударные волны и явления высокоскоростной деформации металлов: сборник статей / под общ. ред. М.А. Мейерса и Л.Е. Мура*. – М.: Металлургия, 1984. – С.30-40.
157. Роджерс, Х.К. Структурные изменения в сталях при адиабатическом сдвиге / Х.К. Роджерс, К.В. Шастри // *Ударные волны и явления высокоскоростной деформации металлов: сборник статей / под общ. ред. М.А. Мейерса и Л.Е. Мура*. – М.: Металлургия, 1984. – С. 301-309.
158. Исследование особенностей деформации и разрушения стальных монокристаллов при импульсном нагружении / Д.П. Родионов, Е.Ф. Грязнов, В.А. Макридин, Л.В.Смирнов // *Физика металлов и металловедение*. – 1988. – Т. 66, № 6. – С.1192-1198.
159. Lee, C.G. Observation of adiabatic shear bands formed by ballistic impact in aluminum-lithium alloys / C.G. Lee, Y.J. Lee // *Scr. Met. et Mater.* – 1995. – Vol.32. – P. 821-826.
160. Adiabatic shear band on the titanium side in the Ti - mild steel explosive cladding interface Y. Yang Z. Xinming L. Zhenghua, L. Qingyun // *Acta Mater.* – 1996. – V.44, № 2. – P.561-565.
161. Meyers, M.A. Observation of a adiabatic shear band in titanium by high-voltage transmission electron microscopy / M.A. Meyers, H.-R. Pak // *Acta Met.* – 1986. – V. 34. – P.2493-2499.

162. Особенности формирования и структура полос адиабатического сдвига в цирконии в сферических ударных волнах напряжения / Е.А. Козлов, В.М. Елькин, Б.В. Литвинов, А.В. Добромислов, Н.И. Талуц Н.В. Казанцева // Доклады академии наук. – 1998. – Т.360, № 3. – С.240-343.
163. Laser-induced shock compression of monocrystalline copper: characterization and analysis / M.A. Meyers, F. Gregori, B.K. Kad, M.S. Schneider, D.H. Kalantar, B.A. Remington, G. Ravichandran, T. Boehly, J.S. Wark // Acta Mater. – 2004. – Vol.51, № 5. – P.1211-1228.
164. Влияние высокоскоростного нагружения на микроструктуру и динамические свойства меди / Бушмелев П.С., Ведерникова И.И., Игнатова О.Н., Кошатова Е.В., Лебедев А.И., Подурец А.М., Раевский В.А., Скоков В.А., Зойхер М.А. // Ударные волны в конденсированных средах: материалы VIII межд. конф. – С.Петербург: Из-во центра высоких давлений. 2006. – С. 3-7.
165. Эффекты локализации деформации в сплавах на основе меди, титана и железа при нагружении сходящимися ударными волнами / И.В. Хомская, В.И. Зельдович, Б.В. Литвинов, Н.П. Пурьгин // Физика металлов и металловедение. – 2004. – Т.98, №4. – С. 88-95.
166. Структурные изменения и кумуляция энергии в Fe-Ni сплаве при квазисферическом взрывном нагружении / В.И. Зельдович, И.В. Хомская, Н.Ю. Фролова, А.Э. Хейфец, В.М. Гундырев, Б.В. Литвинов, Н.П. Пурьгин // Физика металлов и металловедение. – 2006. – Т. 101, №2. – С. 184-192.
167. Хомская, И.В. Структурные превращения и деформационные эффекты в меди и сплавах на ее основе при динамическом нагружении / И.В. Хомская, В.И. Зельдович, Н.Ю. Фролова // Металловедение и термическая обработка металлов. – 2007. – № 3. – С.28-34.
168. Исследование структурных превращений и эффектов локализации деформации при неоднородном взрывном нагружении металлических шаров / И.В. Хомская, В.И. Зельдович, А.Э. Хейфец, Б.В. Литвинов, Н.П. Пурьгин // Физика металлов и металловедение. – 2008. – Т.106, №3. – С. 312-321.
169. Электронно-микроскопическое исследование деформационных эффектов и фазовых превращений в сплавах меди при нагружении ударными волнами / И.В. Хомская, В.И. Зельдович, Н.Ю. Фролова, А.Э. Хейфец // Известия РАН. сер. Физическая. – 2010. – Т. 74. – №11. – С. 1609-1613.
170. Бернштейн М.Л. Структура деформированных металлов / Бернштейн М.Л.. – М.: Металлургия, 1977. – 431с.

171. Структура и механические свойства аустенитной хромомарганцевой стали после нагружения ударными волнами / И.Н. Гаврильев, А.А. Дерibas, В.И. Зельдович, О.С. Ринкевич // Физика металлов и металловедение. – 1988. – Т.65, №4. – С. 801-808.
172. Структура, фазовый состав и свойства Al-Ni сплава после воздействия на него сферическими ударно-изэнтропическими волнами / Е.А Козлов, И.Г. Бродова, Д.В. Башлыков, Т.И. Яблонских, Е.А. Абакшин, Л.В. Елохина // Физика металлов и металловедение. – 2000. – Т. 89, №1. – С. 84-90.
173. Структура и откольные разрушения оболочек из армко-железа при различных режимах взрывного нагружения / Е.А Козлов, И.Г. Бродова, С.А. Бричков, Д.М. Горбачев, Т.И. Яблонских // Деформация и разрушение металлов. – 2008, №11. – С. 11-18.
174. Ударно-волновые процессы и кумуляция в стальном шаре при квазисферическом взрывном нагружении с возмущением А.Э. Хейфец, В.И. Зельдович, Н.П. Пурьгин, Б.В. Литвинов, Н.Ю. Фролова, В.И. Бузанов // Доклады академии наук. – 2003 – Т.389, № 5. – С. 611-615.
175. Воздействие мощной импульсной нагрузки на массивные металлические диски / В.И. Зельдович, Н.П. Пурьгин, Б.В. Литвинов, И.В. Хомская, Г.А. Собянина, Н.Д. Матушкин, В.В. Медведенко // Химическая физика. – 1995. – Т.14, № 2–3. – С.112-116.
176. Влияние импульсного нагружения на деформационное поведение и фазовые превращения в сплавах на основе меди, титана и железа / И.В. Хомская, В.И. Зельдович, Б.В. Литвинов, Н.П. Пурьгин // Известия РАН. Сер. Физ. – 2005. – Т. 69, №9. – С. 1357-1363.
177. Козлов, Е.А. Взрывные устройства для динамического компактирования и синтеза материалов / Е.А. Козлов, М.А. Лебедев, Б.В. Литвинов// Физика горения и взрыва. – 1993. – Т. 29, № 2. – С. 118-122.
178. Райнхардт, Дж.С. Поведение металлов при импульсивных нагрузках / Дж.С. Райнхардт, Дж. Пирсон; пер с англ. – М.: Иностранная литература, 1958. – 296 с.
179. Цвиккер, У. Титан и его сплавы / Цвиккер У. – М.: Металлургия, 1979. – 512 с.
180. Литвинов, Б.В. Симметрия инициирования сходящегося взрыва и картина разрушения стального образца / Б.В. Литвинов, М.А. Лебедев, Д.М. Лебедев // Забахинские научные чтения: матер. V Межд. конф. – Снежинск: Изд-во РФЯЦ-ВНИИТФ, 1998. – С. 196-198.
181. Analysis of propagation and interaction of shock waves in steel balls based on microstructure changes / A.E. Kheifets, V.I. Zel'dovich, B.V. Litvinov, N.P. Purygin, N.Yu. Frolova, I.V. Khomskaia, O.S. Rinkevich, V.I. Buzanov // Physics of Metals and Metallography. 2000. – Vol.90, Suppl. 1. – P. 108-132.

182. Фазовые и структурные превращения в латуни при квазисферическом импульсном нагружении/ В.И. Зельдович, И.В. Хомская, Б.В. Литвинов, Н.П. Пурьгин, В.И. Бузанов // Физика металлов и металловедение. – 1994. – Т.78, № 3. – С.77-86.
183. Structural Change and Energy Cumulation in Iron-Nickel upon Guasi-Spherical Explosive Loading/ V.I. Zel'dovich, I.V. Khomskaya, N.Yu. Frolova, A.E. Kheifets, B.V. Litvinov, N.P. Purygin //AIP Conference Proceedings. New York: Melville, 2006. – Vol. 849. – P. 62-67.
184. Зельдович, В.И. Исследование дисперсных структур в металлах и сплавах, подвергнутых действию мощных ударных волн/ В.И. Зельдович, И.В. Хомская, Н.Ю. Фролова // Металловедение и термическая обработка металлов. – 2008. – №12. – С.16-20.
185. Исследование эффектов массопереноса при квазисферическом нагружении составного шарового образца / И.В. Хомская, В.И. Зельдович, Б.В. Литвинов, Н.П. Пурьгин // Химическая физика. – 2008. – Т.27, №3. – С.98-103.
186. Хомская, И.В. Образование микро-, субмикро-и нанокристаллических структур в металлах и сплавах при нагружении ударными волнами / И.В. Хомская // Перспективные материалы. – 2011. – № 12. – С. 551-558.
187. Эффекты локализации деформации и массопереноса в ударных волнах / И.В. Хомская, В.И. Зельдович, А.Э. Хейфец, Б.В. Литвинов // Известия РАН. Сер. Физ. – 2012. – Т. 76, №11. – С. 1364-1369.
188. Al'tshuler, L. V. Shock adiabats for metals. New data, statistical analysis and general regularities / L. V. Al'tshuler, A. A. Bakanova, I. P. Dudoladov //J. Appl. Mech. Techn. Phys. – 1981. – Vol. 22. – P.145-148.
189. Experimental data on shock compressibility and adiabatic expansion of condensed substances / R. F., Trunin, L.F. Gudarenko, M. V. Zhernokletov, G. V. Simakov //Extreme State of Substance. Detonation. Shock Waves: proceeding of Intern. Conf. VI Khariton's Topical Scientific Readings. – Sarov: RFNC-VNIIEP, – 2001. – P. 81-85.
190. Латуни. Превращения в твердом состоянии и технологические свойства / А.А. Пресняков, В.В. Червякова, У.К. Дуйсемалиев, А.В. Новиков. – М.: Металлургия, 1969. – 119 с.
191. Metals Physics at Ultrahigh Pressure: Aluminium, Copper and Lead as Prototypes / W. J. Nellis, J. A. Moriarty, A.C. Mitchell, M. Ross, R. G. Dandrea, N.W. Ashcroft, N. C. Holmes, G. R. Gathers //Phys. Rev. Letters. – 1988. – Vol.60, №14. – P. 1414—1417.
192. Grace, F. I. Shock-induced deformation faults in 70/30 copper-zinc alloy / F. I. Grace, M. C. Inman, L. E. Murr //Brit. J. Appl. Phys. – 1968. – Ser 2. – Vol.1, №11. – P. 1437—1443.
193. Вассерман, Г. Текстуры металлических материалов / Г. Вассерман, И. Гревен. – М.: Металлургия, 1969. – 654 с

194. Якушев, В. В. Неравновесные явления при ударном сжатии конденсированных сред и проблема сопоставления данных динамических и статических экспериментов / В.В. Якушев // Высокие давления в науке и технике: тезисы докл. XI международ. конф. МАРИВД. – Киев, 1987. – С. 108.
195. Тонков, Е. Ю. Фазовые превращения соединений при высоком давлении / Е.Ю. Тонков. – М.: Металлургия, 1988. – Т. 1. – 464 с.
196. Динамическое сжатие пористых металлов и уравнение состояния с переменной теплоемкостью при высоких температурах / С.Б. Кормер, А.И. Фунтиков, В.Д. Урлин, А.Н. Колесникова // ЖЭТФ. – 1962. – Т.42, № 3. – С. 686—702.
197. Фазовые и структурные превращения сплава H32 в волнах напряжений / В.А.Теплов, В.М. Счастливцев, Е.А. Козлов, И.Л. Яковлева, Т.И. Табатчикова, Л.Е. Карькина // ФММ. – 2001. – Т.92, №4. – С.97-106.
198. Пашков, П.О. Действие взрыва на закаленные стали / О.П. Пашков, П.О., З.М. Гелунова. – Волгоград: Ниж.-Волж. кн. изд-во, 1969. – 165 с.
199. Зверев, А.И. Детонационное напыление покрытий / А.И. Зверев, С.Ю. Шаривкер, Е.А. Астахов. – Л.: Судостроение, 1979. – 186 с.
200. Кудинов, В.В. Нанесение покрытий напылением. Теория. Технология и оборудование / В.В. Кудинов, Г.В. Бодров. – М.: Металлургия, 1992. – 237 с.
201. Взрывное напыление покрытий из порошковых материалов / Е. Ф. Грязнов, А.Ю. Васильев, Е.В. Карманов, В.Н. Охитин // Оборонная техника. – 1993. – № 9. – С. 32-35.
202. Косорезов, К.И. Исследование эффекта взаимодействия дискретных микрочастиц с твердым телом / К.И. Косорезов, В.М. Максименко, С.М. Ушеренко // Избранные вопросы современной механики: сб. статей / под общ. ред. Г.Г. Черного. – М.: Изд-во МГУ, – 1984. – Ч. 1. – С. 115-119.
203. Обработка металлической преграды потоком порошковых частиц. Сверхглубокое проникание / Л.В. Альтшулер, С.К. Андиленко, Г.С. Романов, С.М. Ушеренко // Инженерно-физический журнал. – 1991. – Т. 61, № 1. – С. 41-45.
204. Ушеренко, С.М. Изменения структуры железа и стали при сверхглубоком внедрении высокоскоростных частиц / С.М. Ушеренко, С.И. Губенко, В.Ф. Ноздрин // Известия АН СССР. Металлы. – 1991. – № 1. – С. 124-128.
205. Ушеренко, С.М. Изменение структуры металлической мишени при высокоскоростном внедрении дисперсных частиц / С.М. Ушеренко, С.И. Губенко, В.Ф. Ноздрин // Металловедение и термическая обработка металлов. – 1991. – № 6. – С. 34-36.

206. Ушеренко, С.М. Сверхглубокое проникание частиц в преграды и создание композиционных материалов / С.М. Ушеренко. – Минск: Изд-во НИИ импульсных процессов, 1998. – 209 с.
207. Черный, Г.Г. Механизм аномально низкого сопротивления при движении тел в твердых средах / Г.Г.Черный // Доклады академии наук СССР. – 1987. – Т. 292, №6. – С.1324–1328.
208. Григорян, С.С. О природе «сверхглубокого» проникания твердых микрочастиц в твердые материалы / С.С. Григорян // Доклады академии наук СССР. – 1987. – Т.292, №6. – С.1319–1323.
209. Ададуров, Г.А. Об «аномальных» явлениях, сопровождающих импульсное нагружение поверхности / Г.А. Ададуров, А.Ф. Беликова, С.Н. Буравова // Физика горения и взрыва – 1992. – №4. – С. 44–48.
210. Наймарк, О.Б. Экспериментальное и теоретическое исследование динамической стохастичности и склейлинга при распространении трещин / О.Б. Наймарк, М.М. Давыдова, О.А. Плехов, С.В. Уваров // Физическая мезомеханика – 1999. – Т. 2, № 3. – С. 47-58.
211. Симоненко, В.А. О проникновении отдельных частиц в прочные преграды при столкновении ними порошкообразных потоков / В.А. Симоненко, Н.А. Скоркин, В.В. Башуров // Физика горения и взрыва. – 1991. – №4. – С. 46-51.
212. О модели сверхглубокого проникания / Л.В. Альтшулер, С.К. Андилевко, Г.С. Романов, С.М. Ушеренко // Письма в ЖТФ. – 1989. – Т. 15, № 5. – С. 55-57.
213. Макаров, П.В. Модель сверх глубокого проникания частиц в материалы / П.В. Макаров // Химическая физика процессов горения и взрыва: материалы XI симпозиума по горению и взрыву. – Черногловка: Изд-во ИПХФ РАН, 1996. – Т.1, Ч. II. – С.331 – 333.
214. Киселев, С.П. О механизме сверхглубокого проникания частиц в металлическую преграду / С.П. Киселев, В.П. Киселев // Прикладная механика и техническая физика – 2000. – Т.41, № 2. – С. 37-46.
215. The shock-wave model of the effect of superdeep penetration of powder particles into metallic materials / A.E. Kheifets, V.I. Zel'dovich, N. Yu Frolova, I. V. Khomskaya // J. Materials Science- Poland. – 2004. – Vol. 22, № 2. – P. 117-121.
216. Акишин А.И. Космическое материаловедение / А.И. Акишин. – М.: Изд-во НИИЯФ МГУ, 2007. – 209 с.
217. Структурные изменения в железоникелевых сплавах, вызванные действием высокоскоростного потока порошковых частиц. 1. Эффекты ударноволнового

- нагрузки / В.И. Зельдович, Н.Ю. Фролова, И.В. Хомская, А.Э. Хейфец, С.М. Ушеренко, О.М. Дыбов // *Физика металлов и металловедение*. – 2001. – Т. 91, № 6. – С. 72-79.
218. Структурные изменения в железоникелевых сплавах, вызванные действием высокоскоростного потока порошковых частиц. 2. Эффекты сверхглубокого проникания / В.И. Зельдович, И.В. Хомская, Н.Ю. Фролова, А.Э. Хейфец, С.М. Ушеренко, О.М. Дыбов // *Физика металлов и металловедение*. – 2002. – Т. 93, № 5. – С. – 86 – 94.
219. Эффекты высокоскоростной деформации и сверхглубокого проникания ускоренных взрывом частиц порошка в сплавы железа / В.И. Зельдович, Л.Г. Коршунов, И.В. Хомская, Н.Ю. Фролова, А.Э. Хейфец, Н.Л. Черненко // *Металлы*. – 2003. – № 3. – С. 62–69.
220. Эффекты высокоскоростной деформации и сверхглубокого проникания, вызванные действием ускоренного взрывом потока порошковых частиц, в медную преграду / И.В. Хомская, В.И. Зельдович, Н.Ю. Фролова, Ю.С. Поносов, А.Э. Хейфец, Л.В. Елохина // *Физика металлов и металловедение*. – 2005. – Т. 100, № 1. – С. 85–95.
221. Воздействие высокоскоростного потока порошковых частиц на преграды из сплавов на основе железа и меди / В.И. Зельдович, И.В. Хомская, Л.Г. Коршунов, Н.Ю. Фролова, А.Э. Хейфец, С.М. Ушеренко // *Деформация и разрушение материалов*. – 2005. – №2. – С. 26 – 32.
222. Структурные превращения и эффекты локализации деформации в меди под действием высокоскоростного потока порошковых частиц / И.В. Хомская, В.И. Зельдович, Н.Ю. Фролова, Ю.С. Поносов, А.Э. Хейфец, Ю.С. Поносов, С.М. Ушеренко // *Известия РАН сер. Физическая*. – 2006. – Т. 70, №7. – С. 1054-1056.
223. Верма А. Полиморфизм и политипизм в кристаллах / А. Верма, П. Кришна. – М.: Мир, 1969. – 274 с.
224. Прерывистый распад в аустенитной азотсодержащей стали, предварительно подвергнутой нагрузению ударными волнами. 1. Исследование структуры / В.И. Зельдович, А.И. Уваров, Н.Ю. Фролова, О.С. Ринкевич, Н.А. Терещенко, Н.П. Пурьгин // *Физика металлов и металловедение*. – 1998. – Т. 86, № 6. – С. 70-83.
225. Микроструктура железомарганцевых сплавов Г10, Г21 и Г30, подвергнутых воздействию высокоскоростного потока частиц SiC / Л.Г. Коршунов, С.М. Ушеренко, О.М. Дыбов, Н.Л. Черненко // *Физика металлов и металловедение*. – 2001. – Т. 91, № 6. – С. 80-85.
226. Структура и износостойкость стали Гадфильда, подвергнутой воздействию ускоренных взрывом частиц SiC / Л.Г. Коршунов, С.М. Ушеренко, О.М. Дыбов, Н.Л. Черненко // *Физика металлов и металловедение*. ФММ. 2002. – Т. 94, № 1. – С. 90-98.

227. Влияние воздействия ускоренного взрывом потока частиц (SiC+ Ni) на микроструктуру и абразивную износостойкость стали Р6М5 / Л.Г. Коршунов, С.М.Ушеренко, О.М. Дыбов, Н.Л.Черненко // Физика металлов и металловедение. – 2004. – Т. 98, № 2. – С. 74-83.
228. Влияние воздействия ускоренного взрывом потока частиц SiC на микроструктуру и трибологические свойства износостойкой хромомарганцевой метастабильной аустенитной стали/ Л.Г. Коршунов, С.М.Ушеренко, О.М. Дыбов, Н.Л.Черненко // Физика металлов и металловедение. – 2005. – Т. 100, № 3. – С.95-103.
229. Phonon Dispersion Curves by Raman scattering in SiC, polytypes 3C, 4H, 6H, 15R and 21R / D.W. Feldman, J.H. Parker, W.J Choyke, L. Patrick // Phys. Rev. – 1968. – Vol. 173. – P.787-793.
230. Gust, W.N. Anomalies in the Shock Compression of Be_4B , SiC and TiB_2 / W.N. Gust, A.C. Holt, E.B. Royce //Bull. American Physical Society. – 1972. – Vol. 17, № 11. – P. 1078.
231. К вопросу о фазовом переходе под давлением в карбиде кремния / В.И.Трефилов, В.А. Борисенко, Г.Г. Гнесин, И.В. Гриднева, Ю.В. Мильман, С.И. Чугунова // Доклады академии наук СССР. – 1978. – Т. 239, № 3. – С. 579-581.
232. Glezer, A.M. Structural mechanism of plastic deformation of nanomaterials with amorphous intergranular layers / A.M. Glezer, V.A. Posdnyakov // Nanostructured Materials. - 1995. - Vol. 6, № 5-8. - P. 767-769.
233. Процессы структурообразования металлов / В.М. Сегал, В.И. Резников, В.И. Копылов, Д.А. Павлик, В.Ф. Малышев. – Минск: Наука и техника, 1994. – 231 с.
234. Сегал, В.М. Развитие обработки материалов интенсивной сдвиговой деформацией / В.М. Сегал // Металлы. – 2004. – №1. – С. 5-14.
235. Валиев, Р.З. Наноструктурные материалы, полученные интенсивной пластической деформацией. / Р.З. Валиев, И.В. Александров. – М.: Логос, 2000. – 272 с.
236. Using equal-channel angular pressing for refining grain size / T.G. Langdon, M. Furukawa, M. Nemoto, Z. Horita // Journal of The Minerals Metals and Materials Society. –2000. – Vol. 52, №4. – P. 30-33.
237. Raab, G.J. Continuous processing of ultrafine grained Al by ECAP-Conform / G.J. Raab, R.Z. Valiev, T.C. Lowe et al.// Materials Science and Engineering A. – 2004. – Vol. 382. – P. 30-34.
238. Валиахметов, Р.О. Механические свойства титанового сплава ВТ8 с субмикроструктурной структурой / Р.О. Валиахметов Р.М. Галеев, Г.А. Салищев // Физика металлов и металловедение. – 1990. – Т. 72, №10. – С. 204 – 206.
239. Мулюков, Р.Р. Деформационные методы наноструктурирования материалов: предпосылки, история, настоящее и перспективы Р.Р. Мулюков, А.А. Назаров, Р.М. Имаев // Известия ВУЗов. Физика. - 2008. - №5. - С. 47 – 59.

240. Ultra-fine grained bulk aluminum produced by accumulative roll-bonding (ARB) process / Y. Saito, N. Nsujt, H. Utsunomiya. et al. // Scripta Materialia. - 1998. - Vol. 39. - P. 1221-1227.
241. Белошенко, В.А. Теория и практика гидроэкструзии / В.А. Белошенко, В.Н. Варюхин, В.З. Спусканюк. - Киев: Наукова Думка, 2007. - 245 с.
242. Пластическая обработка металлов простым сдвигом / В.М. Сегал, В.И. Резников, Ф.Е. Дробышевский, В.И. Копылов // Известия АН СССР. Металлы. - 1981. - №1. - С. 115 - 123.
243. Формирование субмикрзернистой структуры в меди и никеле с использованием интенсивного сдвигового деформирования / Н.А. Ахмадеев, Р.З. Валиев, В.И. Копылов, Р.Р. Мулюков // Металлы. - 1992. - №5. - С. 96 – 101.
244. Валиев, Р.З. Структура и свойства металлических материалов с субмикркристаллической структурой / Р.З. Валиев, А.В. Корзников, Р.Р. Мулюков // Физика металлов и металловедение. - 1992. – Т. 73, №4. - С. 70-86.
245. Влияние субмикрзернистого состояния на электросопротивление меди / Р.К. Исламгалиев, Н.А. Ахмадеев, Р.Р. Мулюков, Р.З. Валиев // Металлофизика. - 1991. - Т.13, № 3. - С. 20-26.
246. Валиев, Р.З. Объемные наноструктурные металлические материалы: получение, структура и свойства / Р.З. Валиев, И.В. Александров. - М.: ИКЦ «Академкнига», 2007. - 398 с.
247. Андриевский, Р.А. Прочность наноструктур / Р.А. Андриевский, А.М. Глезер // Успехи физических наук. – 2009. – Т. 197, №4. – С. 337-358.
248. Носкова, Н. И. Субмикркристаллические и нанокристаллические металлы и сплавы / Н.И. Носкова, Р.Р. Мулюков. – Екатеринбург: УрО РАН, 2003. – 279 с.
249. Добаткин, С.В. Перспективы получения и использования наноструктурных сталей / С.В. Добаткин, Н.П. Лякишев // Тезисы докладов Второй всероссийской конференции по наноматериалам. – Новосибирск: Изд-во ИХТТМ СО РАН, 2007. – С.35-36.
250. Factors influencing the flow and hardness of materials with ultrafine grain sizes / M. Furukawa, Z. Horita, M. Nemoto, T.G. Langdon // Philosophical Magazine A. – 1998. – Vol. 78, №1. - P. 203-215.
251. Vinogradov, A. Multiscale phenomena in of fatigue of ultra-fine grain materials – an overview / A. Vinogradov, S. Hashimoto // Mater. Trans. JIM. – 2001. – V.42. – P.74-84.
252. Furukawa, M. Achieving superplasticity at high strain rates using channel angular pressing / M. Furukawa, Z. Horita, M. Nemoto, T.G. Langdon // Mater. Sci. Technol.- 2000. - V. 16. - P. 1330-1333.

253. Глезер, А.М. О природе сверхвысокой (мегапластической) деформации / А.М. Глезер // Известия РАН, Серия Физическая. - 2007. - Т. 71, №12. - С. 1764-1772.
254. Чувильдеев, В.Н. стабильность структуры нано- и микрокристаллических материалов, полученных методами интенсивного пластического деформирования / В.Н. Чувильдеев – Н. Новгород: ННГУ, 2006. – 243 с.
255. Рыбин, В.В. Большие пластические деформации и разрушение металлов / В.В. Рыбин. – М.: Металлургия, 1986. – 224 С.
256. Козлов, Э.В. Дальнедействующие поля внутренних напряжений в ультрамелкозернистых материалах / Э.В. Козлов, Н.А. Конева // Структурно-фазовые состояния и свойства металлических систем под ред. А.И. Потекаева. – Томск: НТЛ, 2004 – С. 83-110.
257. Глезер, А.М. Новый подход к описанию структурно-фазовых превращений при очень больших пластических деформациях / А.М. Глезер // Изв. вузов. Физика. - 2008. - № 5. - С. 36-46.
258. Счастливец, В.М. О причинах образования крупнозернистого ободка в прессованных прутках алюминиевого сплава / В.М. Счастливец, В.Д. Садовский // Физика металлов и металловедение. – 1969.– Т. 28, № 5. – С. 945-948.
259. Трефилов, В.И. Физические основы прочности тугоплавких материалов. / В.И. Трефилов, Ю.В. Мильман, С.А. Фирстов. – Киев: Наукова Думка, 1975. - 316.с.
260. Saunders, I. Deformations of metals to high strains using combination of torsion and compression / I. Saunders // Metal Sci.– 1984. – V. 18. – P. 571-575.
261. Кузнецов, Р.И. Пластическая деформация твердых тел под давлением: препринт 4/85 / Р.И. Кузнецов, В.И. Быков, В.П. Чернышев, В.П. Пилюгин, Н.А. Ефремов, А.В. Пашеев. – Свердловск: ИФМ УНЦ АН СССР, 1985. – 32 с.
262. Эволюция структуры ГЦК монокристаллов при больших пластических деформациях / Н.А. Смирнова, В.И. Левит, В.П. Пилюгин, Р.И. Кузнецов, Л.С. Давыдова, В.А. Сазонова // Физика металлов и металловедение. – 1986. – Т. 61, №6. – С. 1171-1177.
263. Особенности низкотемпературной рекристаллизации никеля и меди / Н.А. Смирнова, В.И. Левит, В.П. Пилюгин, Р.И. Кузнецов, М.В. Дегтярев // Физика металлов и металловедение. – 1986. – Т. 62, №3. - С. 566-570.
264. Конева, Н.А. Физическая природа стадийности пластической деформации / Н.А. Конева, Э.В. Козлов // Структурные уровни пластической деформации и разрушения; под редакцией В.Е. Панина. - Новосибирск: Наука, 1990. - С. 123-186.
265. Козлов, Э.В. Эволюция дислокационной структуры, упрочнение и разрушение сплавов / Э.В. Козлов, Л.И. Тришкина; под редакцией Н.А. Коневой. - Томск: ТГУ, 1992. - С. 3-12.

266. Деформационное упрочнение и структура конструкционной стали при сдвиге под давлением / М.В. Дегтярев, Т.И. Чашухина, Л.М. Воронова, Л.С. Давыдова, В.П. Пилюгин // Физика металлов и металловедение. – 2000. – Т. 90, №6. - С. 83-90.
267. Образование и эволюция субмикроструктурной структуры в чистом железе при сдвиге под давлением М.В. Дегтярев, Л.М. Воронова, Т.И. Чашухина, В.Б. Выходец, Л.С. Давыдова, Т.Е. Куренных, А.М. Пацелов, В.П. Пилюгин // Физика металлов и металловедение. – 2003. – Т. 96, №6. - С. 100-108.
268. Дегтярев, М.В. Стадийность эволюции структуры железа и конструкционных сталей при сдвиге под давлением / М.В. Дегтярев // Физика металлов и металловедение. – 2005. – Т. 99, №6. - С.47-60.
269. Nazarov, A.A. On the structure, stress field and energy of nonequilibrium grain boundaries / A.A. Nazarov, A.E. Romanov, R.Z. Valiev // Acta Metallurgica et Materialia. - 1993. - Vol.41, №. 4. - P. 1033-1040.
270. Валиев, Р.З. Электронная микроскопия высокого разрешения нанокристаллических материалов / Р.З. Валиев, Р.Ш. Мусалимов // Физика металлов и металловедение. - 1994. - Т. 78, №6. - С. 114-121.
271. Чувильдиев, В.Н. Микромеханизм деформационно-стимулированной зернограничной самодиффузии. I. Влияние избыточного свободного объема на свободную энергию и диффузионные параметры границ зерен / В.Н. Чувильдиев // Физика металлов и металловедение. - 1996. - Т. 81, №5. - С. 5-13.
272. The crystallite-size dependence of structural parameters in pure ultrafine-grained copper / K. Zhang, K. Lu, I.V. Alexandrov et al. // Journal of Physics D: Applied Physics. - 1997. - Vol. 30, №21. - P. 3008-3015.
273. Mayers, M.A. The effect of grain size on the high-strain, high-strain-rate behavior of copper / M.A. Mayers, U.R. Andrade, A.H. Chokshi // Metallurgical and Materials Transactions. -1995. - Vol. A26, №1. - P.2881-2893.
274. Исламгалиев, Р.К. Электронно-микроскопическое исследование упругих деформаций вблизи границ зерен в ультрамелкозернистой меди / Р.К. Исламгалиев, Р.З. Валиев // Физика металлов и металловедение. - 1999. - Т. 87, №3. - С. 46-52.
275. Электронно-микроскопические исследования границ зерен в ультрамелкозернистом никеле, полученном интенсивной пластической деформацией / А.Н. Тюменцев, Ю.П. Пинжин, А.Д. Коротаев и др. // Физика металлов и металловедение. - 1998. - Т. 86, №6. - С.110-120.

276. Horita, Z. Observations of grain boundary structure in submicrometer-grained Cu and Ni using high-resolution microscopy / Z. Horita, M. Nemoto, D.J. Smith // *Journal of Materials Research*. - 1998. - Vol. 13, №2. - P. 446-450.
277. Колобов, Ю.Р. Зернограничная диффузия и свойства наноструктурных материалов / Ю.Р. Колобов, Р.З. Валиев, Г.П. Грабовецкая и др. - Новосибирск: Наука, - 2001. - 232 с
278. Глезер, А.М. Наноматериалы, созданные путем экстремальных воздействий / А.М. Глезер, В.Е. Громов. - Новокузнецк: Интер-Кузбасс, - 2010. - 171 с.
279. Popov, V.V. Thermal stability of nanocrystalline structure in niobium processed by high pressure torsion at cryogenic temperatures / V.V. Popov, E.N. Popova, A.V. Stolbovsky // *Materials Science and Engineering A*. - 2011. - Vol. 528. - P. 1491-1496.
280. Патент 2283717 Российская Федерация, МПК⁵¹ В 21 J 5/04, В 21 С 23/18, С 21 D 7/02. Способ динамической обработки материалов / Шорохов Е. В., Жгилев И. Н., Валиев Р. З.; заявитель и патентообладатель Шорохов Е.В., Жгилев И.Н., Валиев Р.З. - № 2004131484/02; заявл. 28.10.04; опубл. 27.04.06, Бюл. № 26. - 64 с.: ил.
281. Dynamic deformation of titanium for producing ultrafine-grained structure E.V. Shorokhov, I. N. Zhgilev, D.V. Gunderov, A.A. Gurov // *Proceeding of Intern. conference "Shock waves in condensed matter"*. - St-Petersburg: High Pressure Centre, - 2006. - P. 281-283.
282. Электронно-микроскопическое исследование деформационного поведения и структуры меди после динамического канально-углового прессования / И.В. Хомская, В.И. Зельдович, Н.Ю., Фролова, Е.В. Шорохов, И.Н. Жгилев, А.Э. Хейфец // *Химическая физика*. - 2007. - Т. 26, № 12. - С. 64-68.
283. Высокоскоростная деформация титана при динамическом канально-угловом прессовании / В.И. Зельдович, Е.В. Шорохов Н.Ю., Фролова, И.Н. Жгилев, А.Э. Хейфец И.В. Хомская, В.М. Гундырев // *Физика металлов и металловедение*. - 2008. - Т. 105, №4. - С. 431-437.
284. Особенности формирования структуры в меди при динамическом канально-угловом прессовании / И.В. Хомская, В.И. Зельдович, Е.В. Шорохов Н.Ю., Фролова, И.Н. Жгилев, А.Э. Хейфец // *Физика металлов и металловедение*. - 2008. - Т. 105, №6. - С. 621- 629.
285. Эволюция структурообразования в процессе динамического прессования сплава АМц / И.Г. Бродова, Е.В. Шорохов, И.Г. Ширинкина, И.Н. Жгилев, Т.И. Яблонских, В.В. Астафьев, О.В. Антонова // *Физика металлов и металловедение*. - 2008. - Т. 105, №6. - С. 630- 637.
286. Структура меди после динамического канально-углового прессования / И.В. Хомская, В.И. Зельдович, Е.В. Шорохов Н.Ю., Фролова, И.Н. Жгилев // *Металловедение и термическая обработка металлов*. - 2008. - №5. - С. 38- 43.

287. Ультрамелкозернистые и нанокристаллические структуры в меди, полученные методом динамического канально-углового прессования / И.В. Хомская, В.И. Зельдович, Е.В. Шорохов, Н.Ю. Фролова, И.Н. Жгилев, А.Э. Хейфец // Перспективные материалы. – 2009. – №7. – С. 352– 357.
288. Исследование структуры и свойств субмикроструктурной и нанокристаллической меди, полученной высокоскоростным прессованием / И.В. Хомская, Е.В. Шорохов, В.И. Зельдович, А.Э. Хейфец, Н.Ю. Фролова, П.А. Насонов, А.А. Ушаков, И.Н. Жгилев // Физика металлов и металловедение. – 2011. – Т.111, №6. – С. 639– 650.
289. Получение субмикроструктурных и нанокристаллических структур в меди при высокоскоростном деформировании / И.В. Хомская, Е.В. Шорохов, В.И. Зельдович, А.Э. Хейфец, Н.Ю. Фролова, П.А. Насонов // Перспективные материалы. – 2011. – №12. – С. 559-564.
290. Применение динамического канально-углового прессования для получения наноструктурированной меди и латуни / И.В. Хомская, Е.В. Шорохов, В.И. Зельдович, А.Э. Хейфец, Н.Ю. Фролова, И.В. Минаев, А.В. Абрамов, Е.В. Шорохов, И.Н. Жгилев // Деформация и разрушение материалов. - 2012. - № 1. - С. 17-24.
291. Физика взрыва в 2 т / под ред. Л.П. Орленко. – М: Физматлит, 2004. Т.2. – 656 с.
292. Осинцев, О.Е., Медь и медные сплавы. Отечественные и зарубежные марки: справочник/ О.Е. Осинцев, В.Н. Федоров. - М.: Машиностроение, 2004. - 336 с.
293. Структура титана после динамического канально-углового прессования при повышенной температуре / В.И. Зельдович, Е.В. Шорохов, Н.Ю. Фролова, И.Н. Жгилев, А.Э. Хейфец, И.В. Хомская, П.А. Насонов, А.А. Ушаков // Физика металлов и металловедение. - 2009. - Т.108, №4. - С. 365-470.
294. Минаев, И.В. Моделирование процесса интенсивной пластической деформации при высокоскоростном нагружении металлов / И.В. Минаев, А.В. Абрамов, Е.В. Шорохов, И.Н. Жгилев // Деформация и разрушение материалов. - 2009. - № 3. - С. - 17-20.
295. О связи структуры меди с температурно-скоростными параметрами деформации сдвигом под давлением / М.В. Дегтярев, Т.И. Чашухина, М.Ю. Романова, Л.М. Воронова // Доклады академии наук. - 2004. - Т.397, № 2. - С. 193-197.
296. Чашухина, Т.И. Влияние давления на эволюцию меди при большой пластической деформации / Т.И. Чашухина, М.В. Дегтярев, Л.М. Воронова // Физика металлов и металловедение. - 2010. - Т.109, №2 - С. 216-224.
297. Быков, В.М. Фрагментирование и динамическая рекристаллизация в меди при больших пластических деформациях / В.М. Быков, В.А. Лихачев, Ю.А. Никонов, Л.Л. Сербина, Л.И. Шибалова // Физика металлов и металловедение. - 1978. - Т.45, №1. - С. 163-169.

298. Formation of a submicrocrystalline structure upon dynamic deformation of aluminum alloys / I.G. Brodova, I.G. Shirinkina, O.V. Antonova, E.V. Shorokhov // Materials Science and Engineering A. - 2009. – Vol. 503. - P. 103-105
299. Высокоскоростная деформация титана при динамическом канально-угловом прессовании / В.И. Зельдович, Е.В. Шорохов Н.Ю., Фролова, С.В. Добаткин, И.Н. Жгилев, А.Э. Хейфец И.В. Хомская // Физика металлов и металловедение. - 2011. - Т.105, №4. - С. 431-437.
300. Русин, Н.М. Исследование особенностей пластического течения алюминиевых сплавов при равноканальной угловой экструзии/ Н.М. Русин // Физическая мезомеханика. - 2003. - Т.6, № 5. - С.109-114.
301. О термической стабильности микрокристаллической структуры в однофазных металлических материалах / М.В. Дегтярев, Л.М. Воронова, В.В. Губернаторов, Т.И. Чашухина // Доклады академии наук. - 2002. - Т.386, № 2. - С. 180-183.
302. Дегтярев, М.В. Рост зерна при отжиге армко-железа с ультрадисперсной структурой различного типа созданной деформацией сдвигом под давлением / М.В. Дегтярев, Л.М. Воронова, Т.И. Чашухина // Физика металлов и металловедение. - 2005. - Т. – 99, №3. - С. 58-68.
303. Амирханов, Н.М. Релаксационные процессы и рост зерен при изотермическом отжиге ультрамелкозернистой меди, полученной интенсивной пластической деформацией / Н.М. Амирханов, Р.К. Исламгалиев, Р.З. Валиев // Физика металлов и металловедение. - 1998. - Т. – 86, №3. - С.99-105.
304. Эволюция и стабильность структуры меди, деформированной при 80 К /Л.М. Воронова, Т.И. Чашухина, М.В. Дегтярев, В.П. Пилюгин // Деформация и разрушение материалов.- 2011, № 3. - С. 9-11.
305. Динамическая рекристаллизация меди с различной исходной структурой при сдвиге под давлением / Д.К. Покрышкина, М.В. Дегтярев, В.И. Копылов, Л.М. Воронова, Т.И. Чашухина // Деформация и разрушение материалов.- 2011. - № 4. – С. 19-25.
306. Наноструктурирование меди методом кручения под высоким давлением В.В Попов, А.В. Столбовский, Е.Н. Попова, В.П. Пилюгин // материалы Третьей всероссийской конференции по наноматериалам НАНО 2009. – Екатеринбург: Уральское изд-во, 2009. – С.370-373.
307. Structure and thermal stability of Cu after severe plastic deformation/ V.V. Popov, A.V. Stolbovsky, E.N. Popova, V.P. Pilyugin //Defect and Diffusion Forum. – 2010. – Vol. 297–301. – P. 1312-1321.

308. Шаньгина, Д.В. Структура и свойства сплавов Cu-Cr после сдвига под давлением и последующего нагрева / Д.В. Шаньгина, Н.Р. Бочвар, С.В. Добаткин // *Металлы*. – 2010. – №6. – С. 66–72.
309. Поведение при нагреве ультрамелкозернистого сплава Cu-Zr / Д.В. Шаньгина, Ю.М. Максименкова, Н.Р. Бочвар, С.В. Добаткин // *Металлы*. – 2011. – №6. – С. 53–58.
310. Структура и свойства субмикроструктурной и нанокристаллической меди, полученной методом канально-углового прессования / И.В. Хомская, Е.В. Шорохов, В.И. Зельдович, А.Э. Хейфец, Н.Ю. Фролова // *Металлы*. – 2012. – №6. – С. 56–62.
311. Эволюция структуры при нагреве субмикроструктурной и нанокристаллической меди, полученной высокоскоростным деформированием / И.В. Хомская, В.И. Зельдович, А.Э. Хейфец, Н.Ю. Фролова, В.П. Дякина, В.А. Казанцев // *Физика металлов и металловедение*. – 2011. – Т.111, №4. – С. 383–390.
312. Кайбышев, О.А. Границы зерен и свойства металлов / О.А. Кайбышев, Р.З. Валиев. – М.: *Металлургия*, 1987. – 216 с.
313. Горелик, С.С. Рекристаллизация металлов и сплавов / С.С. Горелик, Добаткин С.В., Капуткина Л.М. 3-е изд., перераб. и доп. – М.: *МИСИС*, 2005. – 432 с.
314. *Физическое металловедение* / под ред. Р.У. Канна, П. Хаазена. – М.: *Металлургия*, 1987. – Т.3. – 662 с.
315. Зиновьев, В.К. Кинетические свойства металлов при высоких температурах: справочник. / В.К. Зиновьев – М.: *Металлургия*, 1984. – 198 с.
316. Новиков, А.И. Влияние малых добавок циркония на структуру стареющего сплава медь-хром / А.И. Новиков, В.М. Розенберг // *Физика металлов и металловедение*. – 1974. – Т.37. – №1. – С.201-203.
317. Новиков, А.И. Влияние холодной деформации на структурные изменения при старении хромовой и хромоциркониевой бронзы / А.И. Новиков, А.К. Николаев, В.М. Розенберг // *Известия вузов. Цветная металлургия*. – 1978. – №6. – С.108-110.
318. Розенберг, В.М., Диаграммы изотермического распада в сплавах на основе меди: справочник / В.М. Розенберг, В.Т. Дзудев. – М.: *Металлургия*, 1989. – 325 с.
319. Колачев, Б.А. Металловедение и термическая обработка цветных металлов и сплавов: учебник для вузов / Б.А. Колачев, В.И. Елагин, В.А. Ливанов. – М.: *МИСИС*, 2001. – 416 с.
320. Vinogradov, A. Effect of strain path on structure and mechanical behavior of ultrafine grain Cu–Cr alloy produced by equal-channel angular pressing / A. Vinogradov, T. Ishida, K. Kitagawa, V.I. Kopylov // *Acta Materialia*. – 2005. – Vol.53. – P.2118-2192.

321. Structure and properties of ultra-fine grain Cu-Cr-Zr alloy produced by equal channel angular pressing / A. Vinogradov, V. Patlan, Y. Suzuki, K. Kitagawa, V.I. Kopylov // *Acta Materialia*. – 2002. – Vol. 50. – P. 1639-1651.
322. Структура хромоциркониевой бронзы, подвергнутой динамическому канально-угловому прессованию и старению / В.И. Зельдович, И.В. Хомская, Н.Ю. Фролова, А.Э. Хейфец, Е.В. Шорохов, П.А. Носонов // *Физика металлов и металловедение*. – 2013. – Т. 114, №5. – С. 449–456.
323. Вишняков, Я.Д. Дефекты упаковки в кристаллической структуре / Я.Д. Вишняков. – М. Металлургия, 1970. – 216 с.
324. Suzuki, H. Strength of Cu-Cr-Zr Alloy Relating to the Aged Structures / H. Suzuki, M. Kanno, I. Kawakatsu // *Journal of the Japan Institute of Metals*. – 1969. – Vol. 33. – №5. – P. 628–633
325. Suzuki, H. Precipitation Processes of Cu-Cr-Zr Alloys / H. Suzuki, M. Kanno // *Journal of the Japan Institute of Metals*. – 1972. – Vol. 36, №4. – P. 363–368.
326. Двойные и многокомпонентные системы на основе меди: справочник / М.Е. Дриц, Н.Р. Бочвар, Л.С. Гузей, Е.В. Лысова, Е.М. Падежнова, Л.Л. Рохлин, Н.И. Туркина. – М. Наука, 1979. – 248 с.
327. Диаграммы состояния двойных металлических систем: справочник в 3-х томах. / под общей ред. Н.П. Лякишева. – М.: Машиностроение, 1997. – Т. 2. – 1024 с.
328. Хоникомб, Р. Пластическая деформация металлов / Р. Хоникомб; пер с англ. под ред. Б.Я. Любимова. – М.: Мир, 1972. – 408 с.
329. Суховаров, В.Ф. Прерывистое выделение фаз в сплавах / В.Ф. Суховаров; под ред. А.Д. Коротаева. – Новосибирск: Наука сибирское отделение, 1983. – 167 с.
330. Левит, В.И. высокотемпературная термомеханическая обработка аустенитных сталей и сплавов / В.И. Левит, М.А. Смирнов. – Челябинск: ЧГТУ, 1995. – 276 с.
331. Физическое металловедение / под ред. Р.У. Кана и П. Хаазена. – М.: Металлургия, 1987. – Т. 1. – 602 с.
332. Хачатурян, А.Г. Теория фазовых превращений и структура твердых растворов / А.Г. Хачатурян. – М. Наука, 1974. – 384 с.
333. Уманский, Я.С. Физика металлов / Я.С. Уманский, Ю.А. Скаков. – М. Атомиздат, 1978. – 352 с.
334. Новиков, И.И. Теория термической обработки металлов учебник для вузов / И.И. Новиков. – М.: Металлургия, 1986. – 480 с.
335. Исследование структуры, физико-механических свойств и термической стабильности наноструктурированных меди и бронзы, полученных методом ДКУП / И.В. Хомская,

- В.И.Зельдович, А.В.Макаров, А.Э.Хейфец, Н.Ю. Фролова, Е.В. Шорохов //Письма о материалах. – 2013. – Т.3, №2. – С.150–154.
- 336.Oliver, W.C. An improved technique for determining hardness and elastic modulus using load and displacement sensing indentation experiments/ W.C. Oliver, G.M. Pharr // Journal of Materials Research. – 1992. – Vol. 7, № 6. – P. 1564–1583.
- 337.Cheng, Y.T. Relationships between hardness, elastic modulus and the work of indentation / Y.T. Cheng, C.M. Cheng // Applied Physics Letters. – 1998 – Vol. 73, № 5. – P. 614–618.
- 338.Mayrhofer, P.H. Structure-property relationships in single- and dual-phase nanocrystalline hard coatings / P.H. Mayrhofer, C. Mitterer, J. Musil // Surface and Coatings Technology. – 2003. – Vol. 174–175. – P. 725–731.
- 339.Фирстов, С.А. Установление предельных значений твердости, упругой деформации и соответствующего напряжения материалов методом автоматического индентирования / С.А. Фирстов, В.Ф. Горбань, Э.П. Печковский // Материаловедение. – 2008. – № 8. – С. 15–21.
- 340.Повышение износостойкости закаленной конструкционной стали наноструктурирующей фрикционной обработкой \ А.В. Макаров, Н.А. Поздеева, Р.А. Саврай, А.С. Юровских, И.Ю.Мальгина // Трение и износ. – 2012. – Т. 33, № 6. – С. 444–455.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

Министерство образования и науки
Российской Федерации



Федеральное государственное бюджетное
образовательное учреждение
высшего профессионального образования

**«Московский государственный
технический университет
имени Н.Э. Баумана»
(МГТУ им. Н.Э. Баумана)**

105005, г. Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5, стр. 1
Тел. (499) 263-63-91 Факс (499) 267-48-44
E-mail: bauman@bmstu.ru

13.12.2013 № 01.04-01/464

на № _____ от _____

АКТ ВНЕДРЕНИЯ

Результаты диссертационной работы Хомской И.В., в том числе закономерности фазовых и структурных превращений в сплавах на основе железа и меди при интенсивных ударно-волновых и деформационных воздействиях, используются в Московском государственном техническом университете им. Н.Э.Баумана при подготовке аспирантов и чтении лекций на факультете «Специальное машиностроение» для студентов кафедры «Высокоточные летательные аппараты (СМ-4) по курсам: «Прикладная механика сплошных сред» (на 3-м курсе) по специальности 170100 «Боеприпасы и взрыватели» и «Взрывные устройства специального назначения» (на 5-м курсе) по специализации 170107 «Высокие технологии на основе взрыва и удара», а также на факультете «Машиностроительные технологии» для студентов кафедры «Материаловедение» (МТ-8) по курсу «Механика разрушения материалов (на 3-м курсе) по специальности 150105 «Материаловедение в машиностроении».

Первый проректор –
проректор по учебной работе


Б.В. Падалкин

00000001

ПРИЛОЖЕНИЕ 2



ПРЕДПРИЯТИЕ ГОСКОРПОРАЦИИ "РОСАТОМ"

Федеральное государственное унитарное предприятие
"РОССИЙСКИЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ ЯДЕРНЫЙ ЦЕНТР -
Всероссийский научно исследовательский институт
технической физики имени академика Е.И. Забабахина"
(ФГУП "РФЯЦ-ВНИИТФ им.академ.Е.И.Забабахина")

31.10.2013 № 194-040-12/8879

г. Снежинск

УТВЕРЖДАЮ
Главный технолог
ФГУП «РФЯЦ-ВНИИТФ
им. академ. Е.И. Забабахина»
В.В. Куранов

«31» 10 . 2013 г

АКТ ВНЕДРЕНИЯ

Мы, нижеподписавшиеся начальник НИО-4 А.Ю. Гармашев и руководитель тематического направления Е.В. Шорохов составили настоящий акт о нижеследующем.

В ИФМ УрО РАН (руководитель с.н.с., канд. физ.-мат. наук И.В. Хомская) совместно с ФГУП «РФЯЦ-ВНИИТФ им. академ. Е.И. Забабахина» проведены научно-исследовательские работы по договорам: № 1/12 от 01.01.2012 г. «Металлографические и электронно-микроскопические исследования ультрамелкозернистых алюминиевых, медных и титановых сплавов» и № 40/12 от 07.11.2012 г. «Исследование свойств получаемых объемных наноструктурных материалов». Данные работы проводились в рамках выполняемого ФГУП «РФЯЦ-ВНИИТФ им. академ. Е.И. Забабахина» Госконтракта № Н.З.11.41.11.2047 от 14.02.2011 г. с Государственной корпорацией по атомной энергии «Росатом», по которому ИФМ УрО РАН являлся соисполнителем.

Выполнены комплексные исследования структуры, свойств и термической стабильности объемных ультрамелкозернистых и наноструктурных сплавов на основе меди, алюминия и титана на основе разработанного и запатентованного в РФЯЦ-ВНИИТФ метода высокоскоростного динамического канально-углового прессования (ДКУП). Они позволили установить закономерности деформационного поведения, структурных превращений и получения оптимального сочетания прочностных и пластических свойств материалов при ДКУП.


На основании проведенных исследований определено, что при ДКУП структурообразование в меди и сплавах на основе меди происходит в результате высокоскоростных многократно повторяющихся процессов фрагментации, динамической полигонизации и динамической рекристаллизации. Показано, что высокоскоростное деформирование методом ДКУП приводит к увеличению прочности меди в 1,4-1,8 раза, хромоциркониевой бронзы в 2,4-2,8 раза и без существенной потери

пластичности по сравнению с исходным крупнозернистым состоянием. Установлено, что микродобавки (до 0,1 %) хрома и циркония увеличивают термическую стабильность наноструктурированной меди до 500-550°C.

Результаты исследования структуры и свойств деформированных образцов из различных материалов, в том числе малопластичных, внесли существенный вклад в создание технологии получения объемных наноструктурных материалов мирового уровня.

Результаты проведенных работ использованы в разработках ФГУП «РФЯЦ-ВНИИТФ им. академ. Е.И. Забабахина» для получения объемных конструкционных и функциональных наноматериалов специального назначения с высоким уровнем физико-механических свойств, а также для создания и внедрения в практику опытно-промышленной установки ДКУП.

Начальник НИО-4


30.10.13

А. Ю. Гармашев

Руководитель тематического направления



Е. В. Шорохов