

Российская академия наук  
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт электрофизики  
Уральского отделения Российской академии наук  
(ИЭФ УрО РАН)

**УЧЕБНО-МЕТОДИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ ПО ДИСЦИПЛИНЕ  
«ФИЗИКА И АСТРОНОМИЯ (НАПРАВЛЕННОСТЬ: ФИЗИКА  
КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ)»**

**Б1.В.ОД.1**

Специальность 03.06.01 – «Физика и астрономия»

**РАДИАЦИОННО-ДИНАМИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ  
КОРПУСКУЛЯРНОМ ОБЛУЧЕНИИ.  
ФОРМИРОВАНИЕ УНИКАЛЬНЫХ СТРУКТУРНЫХ СОСТОЯНИЙ И  
СВОЙСТВ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕД**

Материалы разработал:

д.ф.-м.н.

Овчинников В.В.

## **РАДИАЦИОННО-ДИНАМИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ КОРПУСКУЛЯРНОМ ОБЛУЧЕНИИ. ФОРМИРОВАНИЕ УНИКАЛЬНЫХ СТРУКТУРНЫХ СОСТОЯНИЙ И СВОЙСТВ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕД**

Рассмотрена физика воздействия корпускулярного излучения (реакторных нейтронов, ускоренных ионов, осколков деления) на конденсированные среды, применительно к металлам и их сплавам, являющимся основой широкого класса конструкционных материалов. Особое внимание уделено *радиационно-динамическим (РД)* эффектам, связанным со взрывным энерговыделением в областях плотных каскадов атомных смещений, что сопровождается эмиссией и распространением в среде послекаскадных уединенных ударных волн. Эти процессы выходят за рамки явлений, рассматриваемых классической радиационной физикой твердого тела. Описан незатухающий режим распространения таких волн в метастабильных средах с высокой запасенной энергией, подобный механизмам горения и детонации (либо цепной реакции). Протекание на фронте послекаскадных ударных волн структурно-фазовых превращений приводит (при определенном сочетании параметров облучения и «отклика» среды) к формированию уникальных механических, электрических, магнитных и др. свойства облучаемых материалов. Это относится к модификации *объемных* свойств модельных и технических материалов при *поверхностном* облучении пучками ускоренных ионов средних энергий (10-100 кэВ), проникающих в конденсированные среды всего лишь на доли микрона. Такой факт объясняется наличием радиационно-динамической (ударно-волновой) составляющей воздействия.

Рассмотрен эффект холодного (при пониженных температурах) ускоренного радиационного отжига материалов.

В то же время отмечается, что при определенных условиях облучения может иметь место негативное воздействие на свойства некоторых веществ, что необходимо учитывать при разработке новых материалов для атомной техники, а также материалов для работы в открытом космосе.

## 1. Введение

Кардинальное изменение роли радиационной физики твердого тела в современной науке и технике происходит на наших глазах и, несомненно, продолжится в ближайшем будущем. А именно, в настоящее время широкое применение приобретают методы, использующие ионизирующие излучения для целенаправленной модификации свойств материалов. Ученые вплотную подошли к радиационным технологиям обработки и радиационным методам создания новых материалов.

Устойчивый стереотип о разрушительном воздействии ионизирующих излучений на биологические объекты, приборы и материалы во многом предопределил направления развития исследований в области радиационного материаловедения. Эти исследования в течение многих десятилетий были направлены, главным образом, на обеспечение радиационной защиты и создание *радиационностойких* материалов.

Тем не менее, примерно в середине прошлого века появились идеи, уже не связанные с повышением стойкости материалов по отношению к воздействию ионизирующих излучений, а предполагающие преднамеренное воздействие ионизирующих излучений на материалы с целью модификации их физических и физико-химических свойств.

Физика воздействия *тяжелых заряженных частиц* с  $m \geq m_p$  (ионов, осколков деления;  $m_p$  – масса протона), *нейтронов*,  $\beta$ -частиц,  $\gamma$ - и *рентгеновского излучения* на вещество существенно различна. Поэтому механизмы такого воздействия для каждого вида излучения должны рассматриваться отдельно. Тем не менее, *объединяющим* для всех повреждающих излучений (частиц и жестких гамма-квантов) является то, что они создают в веществе *первичные атомы отдачи*.

После образования первичного атома отдачи, физика воздействия всех видов излучения на вещество фактически сводится к одному и тому же. В зависимости от энергии каждый первичный атом отдачи образует либо единичную *френкелевскую пару* (выходя в междоузлие, и оставляя на своем прежнем месте вакансию), как это обычно бывает при облучении электронами ( $E > 0,5$  МэВ) и жесткими гамма-квантами, либо *каскад атомных смещений* или целую серию таких каскадов.

В отличие от электронов и гамма-квантов реакторные *нейтроны*, *ускоренные ионы* и *осколки деления*, наряду с ионизацией атомов вещества, способны порождать каскады атомных смещений (см. подробнее ниже).

В конце 80-х годов прошлого века российскими и зарубежными учеными было показано, что плотные каскады атомных смещений, будучи зонами *взрывного энерговыделения*, эмиттируют *послекаскадные ударные волны*. Ниже мы покажем, что такие волны оказывают интенсивное *радиационно-динамическое (РД)* воздействие на конденсированные среды и в некоторых случаях способны инициировать на своем фронте структурно-фазовые превращения, подобные явлениям горения и детонации.

Такого рода эффекты позволяют осуществить прорыв в радиационной обработке материалов. В частности, они позволяют существенно увеличить *глубину* воздействия потоков тяжелых заряженных частиц на конденсированные среды, *снизить температуру* и *ускорить протекание* ряда процессов. Учет РД составляющей воздействия позволяет объяснить ряд эффектов, не нашедших своего объяснения вплоть до настоящего времени.

Так, «эффект малых доз», заключающийся в воздействии ионизирующих излучений на структуру и свойства материалов при незначительном числе смещений на атом [1,2], а также «эффекты дальнего действия»<sup>1</sup> при облучении конденсированных сред пучками тяжелых заряженных частиц [3,4] не получили убедительного объяснения в рамках классических моделей радиационной физики твердого тела.

Очевиден также факт несостоятельности попыток *объяснения* этих явлений исключительно *на основе* анализа процессов *генерации* при облучении пар Френкеля, дислокаций и других типов *дефектов*, так как масштабы дальнего действия зачастую многократно превышают размеры зерен в поликристаллах, границы которых являются стоками либо препятствиями для структурных дефектов.

подавляющая часть предложенных механизмов дальнего действия не учитывает *отклика* подвергаемой воздействию *среды*, в то время как такой отклик может иметь решающее значение.

Настоящая работа посвящена краткому анализу роли различных аспектов воздействия ионизирующих излучений на вещество, в связи с вышеуказанными проблемами. Обосновывается, особая роль *радиационно-динамического* воздействия ионизирующих излучений на *метастабильные* среды.

Реальная картина распределения дефектов, образующихся при облучении материалов частицами с массой, превышающей массу электрона, такими, как реакторные нейтроны, осколки деления и ускоренные ионы (с энергиями от  $10^3$ - $10^4$  до  $10^7$ - $10^8$  эВ), не может быть представлена в виде однородно распределенных по объему вещества единичных пар Френкеля (рис. 1а), а качественно иная [5,6] (рис. 1б-г, 2а).

Нейтроны создают *первично выбитые* из узлов решетки атомы, смещающие в свою очередь другие и т.д., и, таким образом, порождают *один* или *несколько плотных* каскадов<sup>2</sup> атомных смещений (рис. 1б). Области таких каскадов содержат от нескольких сотен, до нескольких десятков тысяч атомов вещества. Многие из них (в количестве от нескольких десятков до нескольких тысяч атомов) выбиваются из своих положений в решетке. Все атомы, в том числе и не смещенные из узлов решетки, в ходе развития каскада многократно изменяют свою кинетическую энергию, в результате столкновений с соседними атомами, до момента образования «термического пика» (см. раздел 2.1).

<sup>1</sup> Эксперименты по ионной бомбардировке показали, что изменение структуры и свойств материалов имеет место на глубине, на несколько порядков величины превышающей проективные пробеги ионов.

<sup>2</sup> Т.е. неразветвленных каскадов, когда все атомы компактной области участвуют в столкновениях.

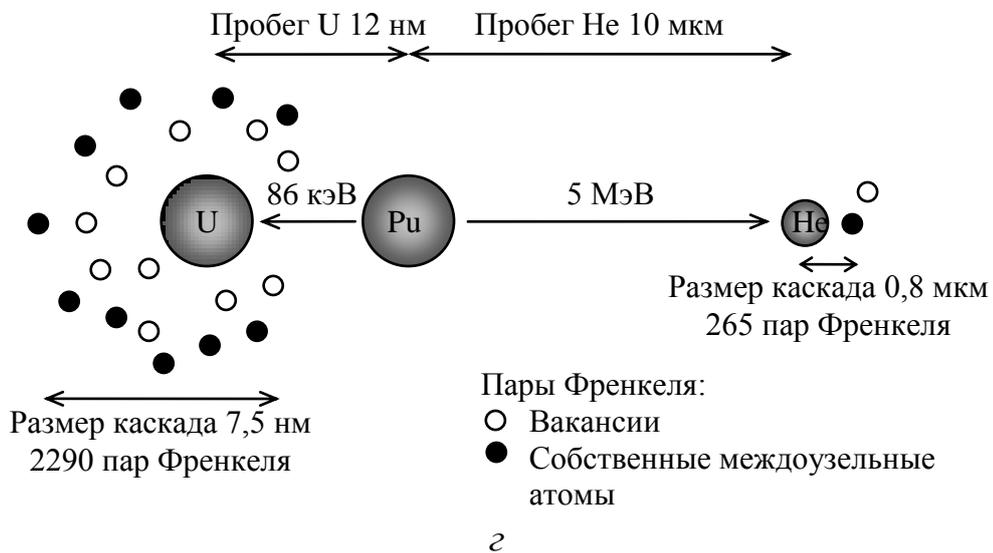
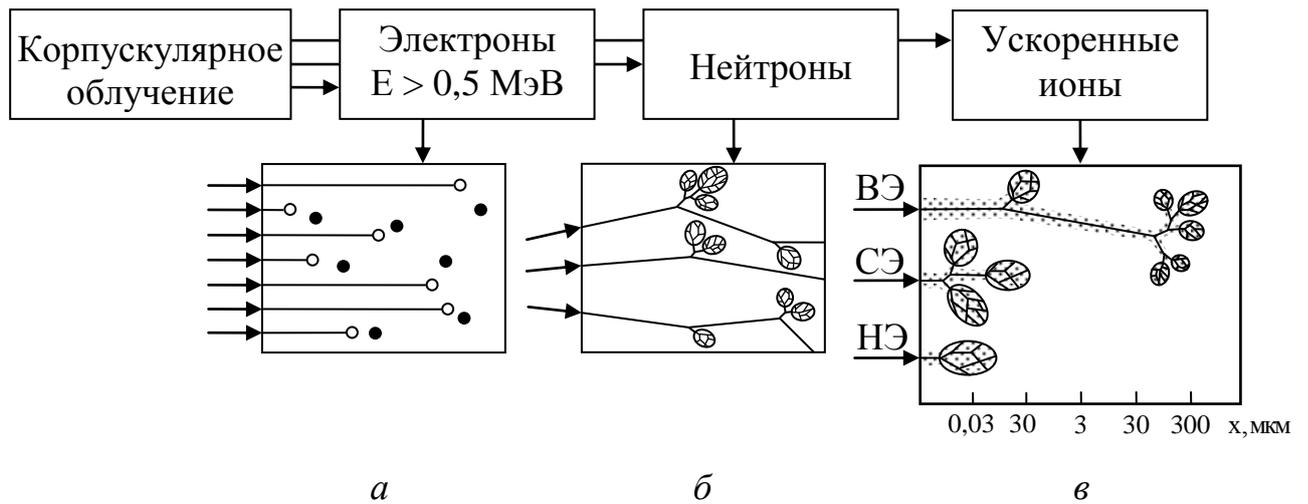
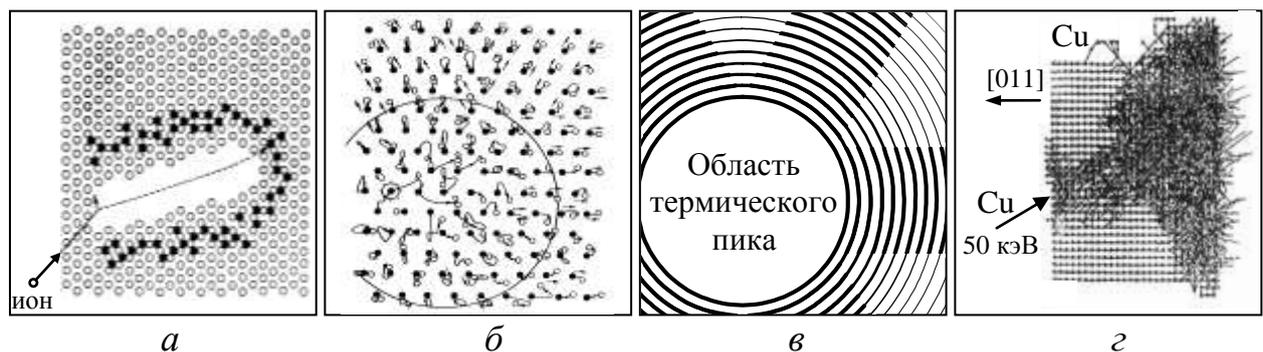


Рис. 1. Характер радиационных повреждений при корпускулярном облучении: (а) электроны (единичные пары Френкеля), (б) нейтроны (области прохождения плотных каскадов атомных смещений – «обедненные зоны», см. рис. 2 а, д – з), (в) тяжелые ионы и осколки деления (области ионизации, области плотных каскадов), (з) образование плотного каскада осколком деления в плутонии [7]. На схеме (в), выполненной без учета масштаба, выделены случаи облучения ионами высоких, средних и низких энергий: ВЭ, СЭ и НЭ (условная классификация дана в [8])



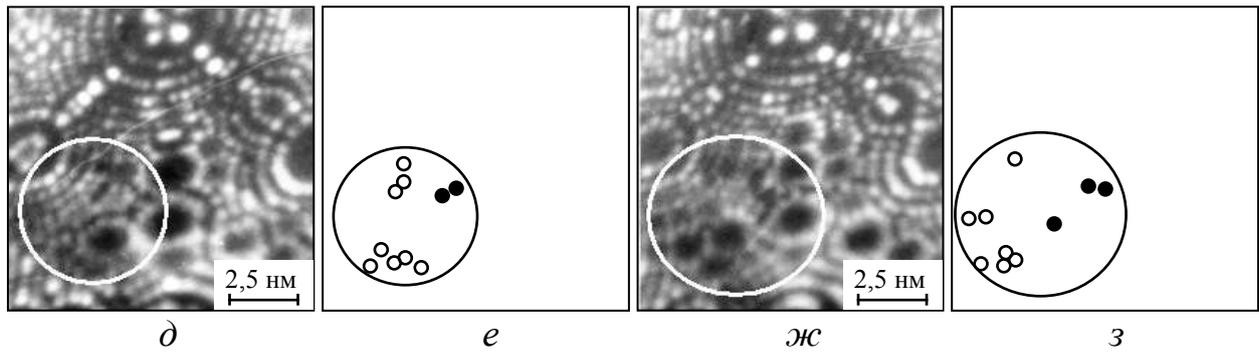


Рис. 2. Структура и динамика областей радиационных повреждений: (а) обедненная зона, образующаяся после прохождения каскада атомных смещений (схема) [12], (б) результаты моделирования термического пика (thermal spike) методом молекулярной динамики [13], (в) схема, иллюстрирующая формирование фрагментов плоских волн из исходной сферической волны, вследствие действия механизмов фокусировки (см., например, [14]), (г) развитие плотного каскада:  $\text{Cu} \rightarrow \text{Cu}$  (моделирование на суперкомпьютере [15]), (д, е) полевые ионные изображения с атомным разрешением обедненной зоны в чистой платине после облучения реакторными нейтронами  $E > 0,1$  МэВ (флюенс  $3,5 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-2}$ ) [16], (в, г) соответствующие схемы распределения вакансий (светлые кружки) и междоузельных атомов (темные). Изображения (д) и (е) отличаются на 2 атомных слоя (атомные слои последовательно удалялись электрическим полем)

Относительно малая доля взаимодействий, сопровождающаяся возбуждением ядер и ядерными реакциями, не играет существенной роли для дальнейшего анализа.

Торможение *осколков деления*, а также *ускоренных ионов* и *быстрых атомов отдачи* в конденсированных средах происходит не только в результате упругих столкновений с атомами вещества, но и за счет неупругой передачи энергии электронной подсистеме на возбуждение и ионизацию атомов (*неупругие* потери).

По мере торможения осколков деления и высокоэнергетических ионов доля неупругих потерь уменьшается, а сечение упругих взаимодействий возрастает, и они все чаще создают первичные атомы отдачи (как правило, с энергиями в диапазоне  $10^4$ - $10^6$  кэВ). Каждый из атомов отдачи образует один или несколько плотных каскадов атомных смещений, как и в случае облучения реакторными нейтронами (рис. 1в).

Для ионов низких и средних энергий (1-100 кэВ [8]) упругие и неупругие потери энергии сопоставимы по величине и сосредоточены, главным образом, в области плотных каскадов атомных смещений. Оценки доли упругих и неупругих потерь в *плотном каскаде* приведена в работах [8,9]. Роль других возможных механизмов торможения для всех рассматриваемых нами энергий заряженных частиц пренебрежимо мала либо полностью отсутствует.

## 2. Радиационно-динамические (РД) эффекты при корпускулярном облучении

### 2.1. Формирование послекаскадных ударных волн в ходе эволюции плотных каскадов атомных столкновений

Развитие каскада атомных столкновений до момента его термализации (т.е. до состояния «термического пика», когда устанавливается максвелловское распределение сталкивающихся частиц по скоростям) происходит за время порядка  $10^{-12}$  с [10]. Для сравнения, характерные времена химического и ядерного взрыва составляют, соответственно,  $10^{-5}$  и  $10^{-8}$  с.

Усредненная форма каскадной области для моноэнергетического пучка тяжелых ионов, ориентированного нормально к поверхности плоской мишени, в отсутствие эффектов каналирования представляет собой эллипсоид вращения [9,11] (см. рис. 3а). При проведении оценок для не слишком легких ионов можно пользоваться эффективным радиусом  $R_0$  каскада, полагаемым, в соответствии с ситуацией, равным  $\Delta R_{\perp}$ ,  $\Delta R_{\parallel}$  или  $(\Delta R_{\parallel} \Delta R_{\perp}^2)^{1/3}$ . Типичное значение радиуса  $R_0$  *плотного* каскада, порожденного ионом или атомом отдачи с энергией  $E > 10$  кэВ,  $\sim 5$  нм.

Благоприятным является то, что даже для металлов время, необходимое для отвода тепла из каскадной области таких размеров достаточно велико (не менее  $10^{-11}$  с [10]), что как минимум на порядок превышает время термализации каскада.

Максимальная температура каскадной области может быть оценена как отношение энергии  $E$  первичного атома отдачи (или ускоренного иона) к числу атомов вещества в термализованном каскаде<sup>3</sup>. Такая оценка достаточно хорошо согласуется с результатами расчета методом Монте-Карло [10,11] и экспериментальными данными [18: с. 90, 19]. Для тяжелых ионов эта температура может составлять от 5000-6000 К и выше. Примечательно, что она растет с уменьшением энергии первичного атома отдачи (или ускоренного иона), что определяется характером зависимости объема каскада от энергии и подтверждается данными [19]. Следует также иметь в виду, что в области каскада реализуется лишь квазиравновесное состояние, все более неравновесное по мере уменьшения энергии первично выбитого атома и размеров каскада.

---

<sup>3</sup> Это, строго говоря, справедливо только для диэлектриков. В полупроводниках и металлах с малым количеством структурных дефектов, характеризующихся большой длиной свободного пробега электронов, часть энергии, выделяемая в плотных каскадах в электронную подсистему (электронное торможение) порядка  $0.2E$  [8], уносится по электронной подсистеме из области плотного каскада [17] быстрее, чем успевает «перекачаться» в ионную.

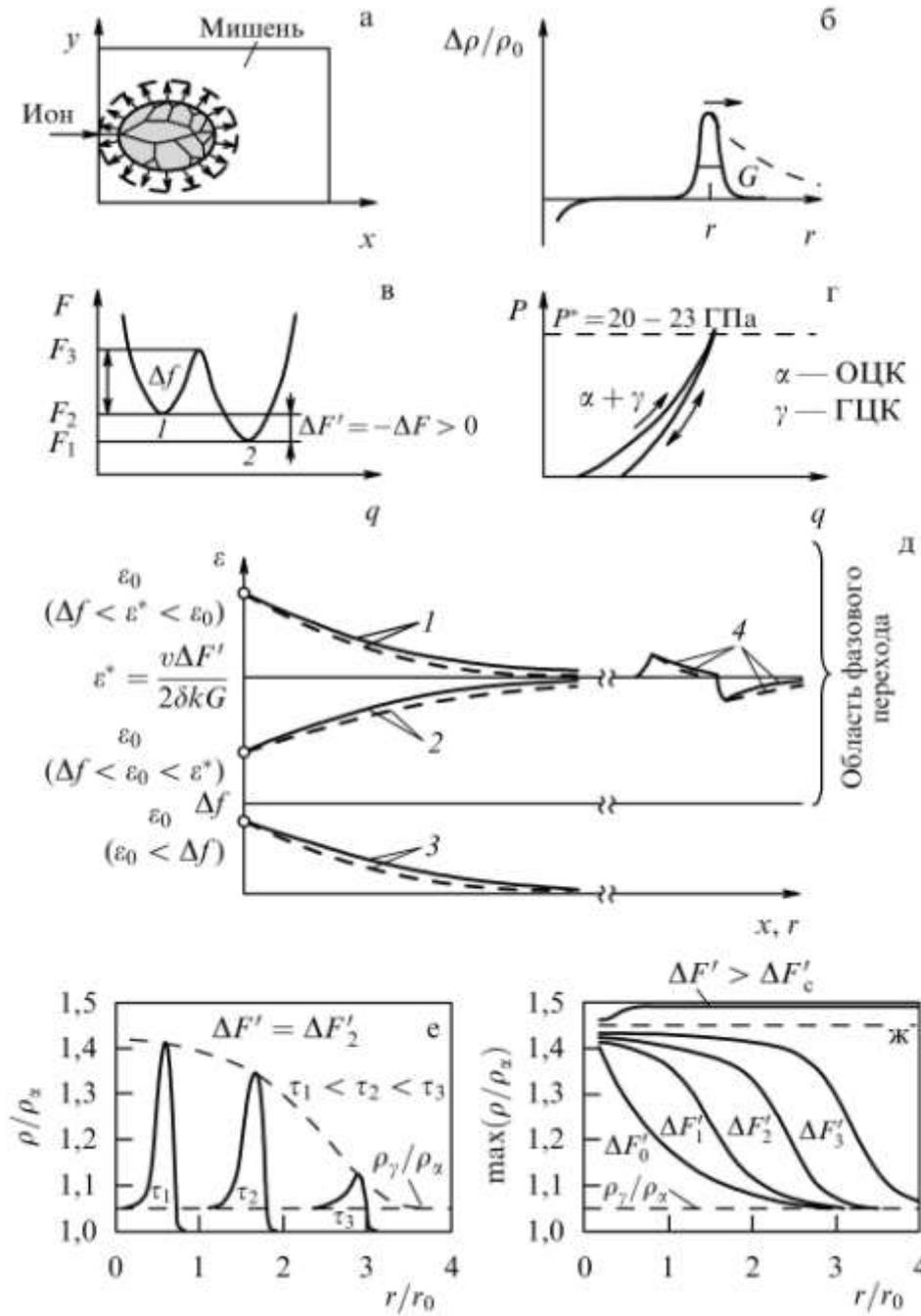


Рис. 3. Иллюстрация к природе радиационно-динамических структурно-фазовых превращений: (а) эмиссия наноударной волны на завершающей стадии эволюции плотного каскада атомных столкновений, (б) профиль послекаскадной ударной волны (относительное изменение плотности среды) [22], (в) схема изменения свободной энергии системы (1 - метастабильное, 2 – стабильное состояние), (г) необратимый фазовый переход в сплаве Fe<sub>69</sub>Ni<sub>31</sub> при гидростатическом сжатии, (д) графическое изображение решения уравнения  $d\varepsilon/d\xi = -2\beta\varepsilon + \Delta F'/(kG)$  для плоской (сплошная линия) и для сферической (штриховая линия) волны, (1, 2 и 4) незатухающая саморегулируемая по амплитуде волна, 3 – затухающая волна, (е) и (д) численные решения гидродинамических уравнений: (е) профиль волны в зависимости от времени, (ж) изменение атомной плотности в максимуме волны для различных значений  $\Delta F'$ , незатухающая волна фазового превращения при  $\Delta F' > \Delta F'_c$

Скорость выделения энергии в плотных каскадах почти такая же, как при ядерном взрыве (температура ядерной плазмы  $\sim 10^8$  К), хотя удельное энерговыделение более чем в  $10^4$  раз ниже.

Предельная величина давления в каскадной области может быть оценена как  $p = \frac{E}{V}(c_p / c_v - 1)$  [20, 21], и составляет, как минимум, несколько десятков килобар. Резкое расширение сильно разогретой каскадной области может породить почти сферическую (в случае не слишком легких ионов) ударную волну (рис. 2б, 3а,б). Вследствие наличия механизмов фокусировки, энергии волн по выделенным направлениям кристалла [13-15], сферическая волна может трансформироваться во фрагменты плоских волн, см. рис. 2 б-г.

Наиболее вероятная энергия первичных атомов отдачи для реакторных нейтронов и тяжелых заряженных частиц находится в пределах от нескольких десятков до нескольких сотен кэВ. При этом атомы отдачи создают на длине их пробега (в пределах  $\sim 1$  мкм) один или несколько плотных каскадов атомных столкновений. То есть возникновение *наноразмерных* областей взрывного энерговыделения с испусканием *нанударных волн* представляет собой общее явление для различных видов корпускулярного излучения (исключая легкие частицы с массой меньшей массы нуклона).

Это относится и к процессам самооблучения расщепляющихся материалов (рис. 1г) [7], сопровождающихся их старением.

Следует отметить, что взрывное энерговыделение с эмиттацией уединенных ударных волн до сих пор фактически никак не учитывается при исследовании поведения конденсированных сред, в том числе сред с высокой запасенной энергией в условиях облучения.

## 2.2. Распространение послекаскадных ударных волн в стабильных средах

Распространение послекаскадных ударных волн в термодинамически равновесных (*стабильных*) конденсированных средах исследовалось в работах [22-24] и др. По некоторым оценкам [22,25], давление на фронте послекаскадных ударных волн в случае облучения тяжелыми ионами может превышать не только реальный (обусловленный напряжениями разблокировки дислокаций), но и теоретический предел текучести твердых тел. В последнем случае напряжения на фронте ударной волны достаточны для течения бездефектного материала с перемешиванием атомов среды. При этом может происходить образование новых дислокаций и других дефектов за фронтом волны. Вслед за областью повышенного давления следует волна разгрузки [22].

Аномальный массоперенос [26] при прохождении большого числа уединенных ударных волн может являться альтернативой диффузионному массопереносу. Резко увеличивается число смещений на атом (см., например, [27]) в объеме материала, хотя температура при этом может быть недостаточной для протекания процессов диффузии и радиационно-усиленной

диффузии. Различие энергий парного взаимодействия  $w_{ij}$  для атомов разного сорта в условиях «радиационно-динамического» течения материала на фронте волны может приводить к *коррелированным перегруппировкам* атомов [21] и, в итоге, к *внутрифазовым перестройкам* и *фазовым превращениям* [21, 27] в конденсированных средах с образованием ближнего и дальнего атомного порядка (которые в обычных условиях контролируются диффузионными процессами).

В работе [28] показано, что ударная волна способна преодолевать границу зерна, теряя при этом порядка 10-20% своей энергии.

Послекаскадные ударные волны за счет высокого давления на их фронте могут инициировать и бездиффузионные процессы типа мартенситных превращений (черты бездиффузионного превращения, инициируемого ионным облучением, носит обратное  $\alpha \rightarrow \gamma$  превращение в сплаве  $\text{Fe}_{69}\text{Ni}_{31}$  [29], см. также раздел 4.1, рис. 5а).

Легко подсчитать, что пробег сферической послекаскадной волны в *стабильной среде* до уровня ее десятикратного затухания, ограничивается (для  $R_0 \sim 5-10$  нм), в лучшем случае, несколькими десятками нанометров, что не позволяет объяснить «эффекты дальнего действия» на расстояниях в десятки, сотни и даже тысячи микрон (см. раздел 4).

### **2.3. Теоретические модели самоподдерживающихся (самораспространяющихся) радиационно-индуцированных структурно-фазовых превращений в метастабильных средах**

Распространение послекаскадных волн в *метастабильных* средах, находящихся не в абсолютном (глобальном), а лишь в некотором промежуточном, менее глубоком (локальном), минимуме энергии, отделенном от глобального минимума энергетическим барьером  $\Delta f$  (рис. 3в), было исследовано в работах автора и его коллег [29, 30].

Для преодоления энергетического барьера  $\Delta f$  необходима либо флуктуация энергии (после чего процесс в метастабильной среде протекает самопроизвольно с выделением энергии), либо достаточная энергия должна быть передана некоторому критическому объему вещества извне, например, в результате образования термического пика при облучении. Облучение, приводящее в итоге к эмиттации ударных волн, играет в этом случае роль спускового механизма.

Преодоление потенциального барьера сопровождается выделением энергии большей, чем  $\Delta f$ , на величину  $\Delta F' = -\Delta F > 0$  (рис. 3в).

Следует ожидать, что, если скорость диссипации энергии волны при ее распространении в метастабильной среде (т.е. скорость затухания волны) не превышает скорости выделения энергии на фронте фазового превращения, такая волна может стать самораспространяющейся.

В работе [29] рассмотрено распространение солитонной волны жесткого профиля в метастабильной среде (рис. 3б). Вместо обычного уравнения

затухания:  $d\varepsilon/d\xi = -2\beta\varepsilon$  записано уравнение  $d\varepsilon/d\xi = -2\beta\varepsilon + \Delta F'/(kG)$ , учитывающее выделение энергии на фронте волны, осуществляющей структурно-фазовое превращение в метастабильной среде, где  $\varepsilon$  – энергия в максимуме профиля волны (в расчете на атом/молекулу среды),  $\xi = x$ ,  $\beta = \delta/v$  для плоской и  $\xi = r$ ,  $\beta = \delta/v + 1/r$  для сферической волны ( $x$  и  $r$  – координаты фронта,  $\delta$  – коэффициент поглощения,  $v$  – скорость волны),  $k$  и  $G$  – соответственно, коэффициент формы и ширина профиля волны (рис. 3б) на половине высоты (в случае гауссовского профиля волны  $k = \sqrt{\pi/4 \ln 2} \approx 1,06$  [29]). Для плоской волны решение имеет следующий вид<sup>4</sup>:

$$\varepsilon(x) = \begin{cases} \varepsilon_0 \exp[-2\delta(x - x_0)/v], & \varepsilon_0 < \Delta f, \\ \varepsilon^* - (\varepsilon^* - \varepsilon_0) \exp[-2\delta(x - x_0)/v], & \varepsilon_0 \geq \Delta f, \end{cases} \quad (1)$$

где  $\varepsilon^* = \Delta F'/(2\delta \cdot kG)$ .

При  $\varepsilon_0 < \Delta f$  (рис. 3д) наблюдается обычное затухание волны. При  $\varepsilon_0 > \Delta f$  и одновременном выполнении условия  $\varepsilon^* > \Delta f$  формируется авторегулируемая по амплитуде волна (восстанавливающая свою амплитуду в случае ее возмущений на неоднородностях среды). Анализ решений для других соотношений управляющих параметров  $\varepsilon_0$ ,  $\Delta f$  и  $\varepsilon^*$  также не составляет труда. Используя полученную выше оценку скорости затухания сферической послекаскадной волны в стабильной среде (соответствующий радиус пробега  $\sim 100$  нм), а также учитывая, что ширина профиля уединенной волны на половине высоты составляет, согласно [22], порядка 1 нм, легко оценить, что условие  $\varepsilon^* > \Delta f$  выполняется уже, ориентировочно, при  $\Delta F'_{cr} > 0.02 \Delta f$ .

Это означает, что даже весьма малая подпитка волны в ходе структурно-фазовых превращений делает ее незатухающей. Необходимо лишь, чтобы энергия ускоренной частицы, выделяемая в области каскада (в расчете на атом каскада:  $E/N \geq \varepsilon_0$ ), заведомо превышала энергию, необходимую для совершения работы по преодолению энергетического барьера  $\Delta f$ , разделяющего стабильное и метастабильное состояние, и, кроме того, характерный размер (радиус)  $R_0$  каскада существенно превышал характерную длину теплопроводности (чтобы тепло не успело “убежать” из области каскада до его термализации и испускания ударной волны):

$$\sqrt{\alpha\tau} \ll R_0 < \left( \frac{E}{\frac{4}{3}\pi\rho\Delta f} \right)^{1/3}, \quad (2)$$

где  $\tau$  – время термализации каскада,  $\alpha$  – коэффициент температуропроводности,  $\rho$  – атомная плотность вещества ( $\text{см}^{-3}$ ).

<sup>4</sup> Для сферической волны решение имеет более сложный, но качественно аналогичный вид

В работе [30] нами был применен более строгий гидродинамический подход к данной проблеме с использованием уравнения состояния Альтшулера-Бушмана-Фортова (см. также вариант уравнения и обозначения в работе [23]):

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial r} + \frac{2}{r} \rho u = 0, \quad (3) \quad \frac{\partial u}{\partial \tau} + u \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} = 0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial \tau} - \frac{p}{\rho^2} \frac{\partial p}{\partial \tau} = 0, \quad (5) \quad -\rho_\alpha c = \rho(u - c), \quad (6)$$

$$\rho_\alpha c^2 + p_0 = \rho(u - c)^2 + p + p_0, \quad (7)$$

$$\frac{1}{2} c^2 + \frac{\gamma_\alpha}{\gamma_\alpha - 1} \frac{p_0}{\rho_\alpha} + \Delta F' = \frac{1}{2} (u - c)^2 + \frac{\gamma_\gamma}{\gamma_\gamma - 1} \frac{p + p_0}{\rho} + \frac{\gamma_\gamma - 5/3}{2(\gamma_\gamma - 1)} \left[ \frac{p + p_0 - p_0 (\rho / \rho_\gamma)^{\gamma_\gamma}}{\rho \Gamma_\gamma} \right] \quad (\gamma_s = 2\Gamma_s + 1/3), \quad (8)$$

Задача была привязана к конкретному сплаву Fe<sub>69</sub>Ni<sub>31</sub>, в котором ранее нами наблюдалось [31-35] инициируемое ионным облучением (Ar<sup>+</sup>, 20 кэВ) обратное ОЦК (α) → ГЦК (γ) фазовое превращение, протекающее в течение нескольких секунд облучения, при температуре более низкой, чем аналогичное термическое превращение (см. рис. 5а).

Известно [36], что при наложении статического давления порядка 20 ГПа происходит ОЦК (α) → ГЦК (γ) превращение и оно необратимо (рис. 3г).

При записи системы гидродинамических уравнений учитывался скачок свойств при переходе из ОЦК (α) в ГЦК (γ) состояние:

$$\varepsilon = \varepsilon_s = \varepsilon_{\Gamma_s}^{B_0^s}(p, \rho)$$

$$\varepsilon = \begin{cases} \varepsilon_\alpha = \varepsilon_{\Gamma_\alpha}^{B_0^\alpha}(p, \rho) & (\rho_0 = \rho_0^\alpha, B_0 = B_0^\alpha, \Gamma = \Gamma_\alpha) \quad \text{для } \alpha\text{-фазы,} \\ \varepsilon_\gamma = \varepsilon_{\Gamma_\gamma}^{B_0^\gamma}(p, \rho) & (\rho_0 = \rho_0^\gamma, B_0 = B_0^\gamma, \Gamma = \Gamma_\gamma) \quad \text{для } \gamma\text{-фазы,} \end{cases} \quad (9)$$

$$\varepsilon = \frac{1}{\Gamma \rho} \left\{ p - \frac{B_0}{2\Gamma + 1/3} \left[ \frac{\Gamma - 2/3}{2\Gamma - 2/3} (\rho / \rho_0)^{2\Gamma + 1/3} - (\Gamma + 1) \right] \right\}, \quad (10)$$

$$\varepsilon_\alpha = \varepsilon_\gamma + \Delta F' \quad (11)$$

$$p = p_s = p_{\Gamma_s}^{B_0^s}(\rho)$$

$$P = \begin{cases} P_{\alpha} = P_{\Gamma_0^{\alpha}}^{B_0^{\alpha}}(\rho) & \text{для } \alpha\text{-фазы,} \\ P_{\gamma} = P_{\Gamma_0^{\gamma}}^{B_0^{\gamma}}(\rho) & \text{для } \gamma\text{-фазы,} \end{cases} \quad (12)$$

$$P = \frac{B_0}{2\Gamma+1/3} \left[ (\rho/\rho_0)^{2\Gamma+1/3} - 1 \right], \quad (13)$$

где  $B_0$  - модуль всестороннего сжатия при 0 К,  $\Gamma$  - константа Грюнайзена,  $\rho$  – атомная плотность (индекс  $s$  принимает значение  $\alpha$  либо  $\gamma$ ). Для учета затухания волны вводилась псевдовязкость среды в форме уравнения Неймана-Рихтмайера [30].

В результате численного решения уравнений установлено (рис. 3е,ж), что по мере увеличения энергии, выделяемой на фронте волны в ходе фазового превращения, на зависимости амплитуды волны от расстояния появляется плато, размер которого постепенно увеличивается, и при  $\Delta F' > \Delta F'_c$  возникает режим, когда волна превращения становится незатухающей. Это в целом подтверждает приведенные выше результаты моделирования распространения солитонной волны жесткого профиля в метастабильной среде.

### 3. О различных типах РД-превращений

В некоторых сплавах, в силу крайне низкой скорости диффузии атомов при  $T < T_c$  ( $T_c$  – условный порог «размораживания» процессов диффузии) может наблюдаться температурный гистерезис прямых и обратных (при нагреве и охлаждении с конечной скоростью) структурно-фазовых превращений. Возможна фиксация высокотемпературного состояния при пониженных температурах в результате быстрой закалки. При любой заданной температуре  $T < T_c$  сплав может находиться в двух различных структурных состояниях: стабильном и метастабильном, в зависимости от его предыстории.

На рис. 4 а-г представлены примеры стабильных и метастабильных состояний для металлических сплавов при *комнатной* температуре.

Структурированная определенным образом система из  $N$  костяшек домино (рис. 4д) может рассматриваться как модель метастабильной среды. Аналогией нагрева системы, с целью перевода ее в стабильное состояние, является одновременное опрокидывание  $N$  костяшек домино при сообщении им  $N$  единиц энергии, что соответствует сообщению энергии всему объему вещества. Запуск самораспространяющегося процесса путем опрокидывания одной единственной костяшки домино при сообщении ей одной единицы энергии является аналогией превращения радиационно-динамической природы.

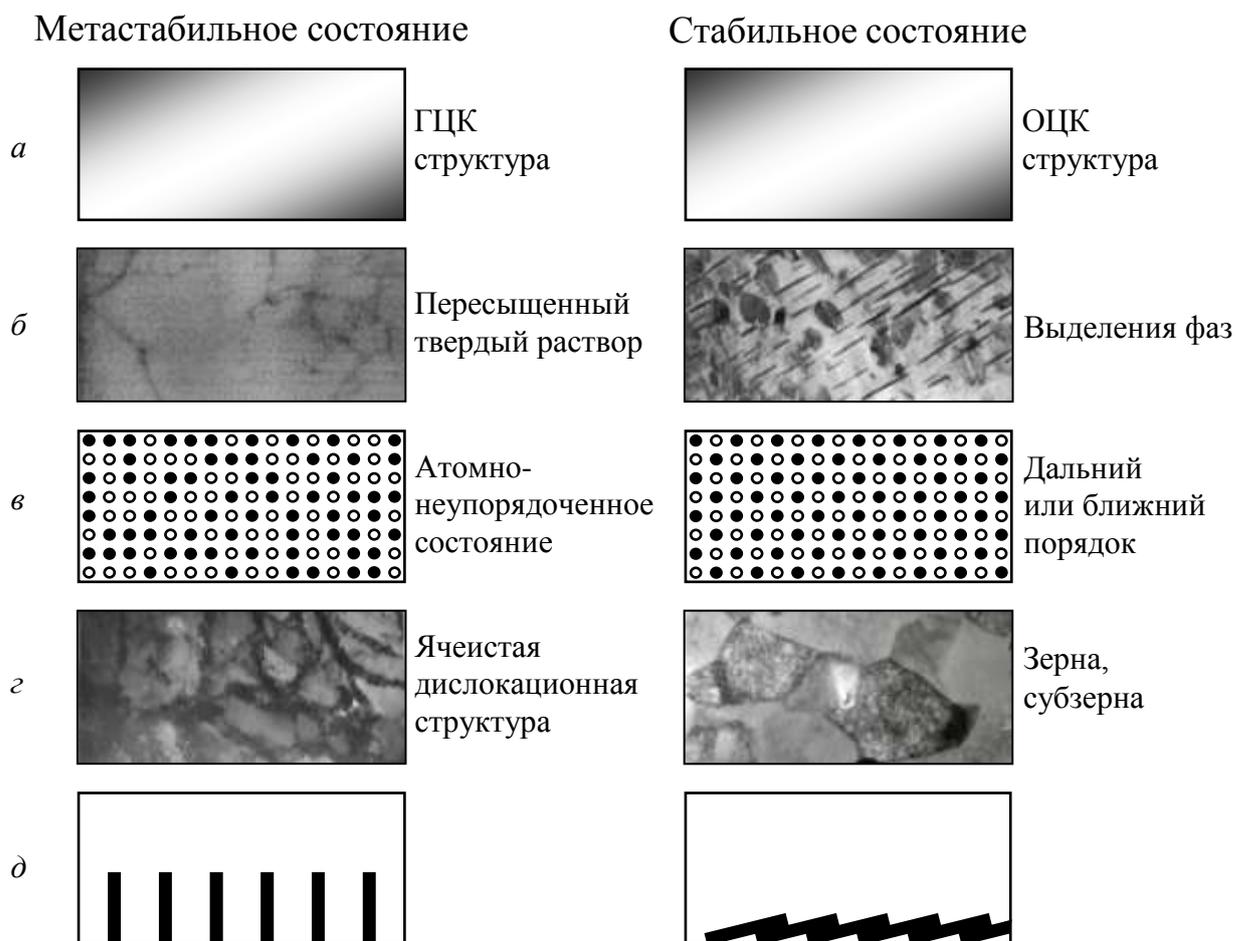


Рис. 4. Примеры стабильных и метастабильных состояний при комнатной температуре: (а) сплав  $Fe_{69}Ni_{31}$ , испытывающий ОЦК $\leftrightarrow$ ГЦК ( $\alpha\leftrightarrow\gamma$ ) фазовые превращения при нагреве и охлаждении, (б) пересыщенные твердые растворы Al – 4% Cu (с выделением при нагреве зон Гинье-Престона,  $\theta'$  и  $\theta$  -фаз) [37] и Fe – 8% Mn (с выделением  $\gamma$ -фазы) [38], (в) упорядочивающиеся сплавы с дальним (Fe-Al, Pd-Cu, Fe-Pd-Au) [27,29,32,33,39-41] и ближним (Fe-Cr, Fe-Si) [21, 42] атомным порядком, (г) нагартованные и отожженные промышленные алюминиевые сплавы [43-46] (в качестве примера приведены сплавы, в которых наряду с *термическим отжигом* автор и его коллеги наблюдали *быстрый радиационный отжиг* при пониженных температурах), (д) «эффект домино»

#### 4. Радиационная обработка материалов с использованием РД-эффектов

В качестве объектов воздействия пучков ускоренных ионов ( $N^+$ ,  $Ar^+$ ,  $Fe^+$ ,  $Cu^+$ ) во всех описанных ниже экспериментах нами были выбраны метастабильные среды с повышенной запасенной энергией.

Во всех случаях осуществлялся мониторинг температуры облучения. Результаты воздействия сравнивались с результатами чисто термического воздействия (в отсутствие облучения) при точном повторении режима нагрева ионным пучком. В некоторых случаях осуществлялось постепенное замещение плотности мощности ионного пучка (от 0 до 100 %) световым излучением при сохранении неизменной стационарной температуры облучения и,

соответственно, интенсивности термостимулированных процессов. Облучение обычно проводили при предельно низких температурах, существенно ниже порога «размораживания» диффузии (выше которого уже возможно протекание за короткие времена термостимулированных диффузионных фазовых превращений).

#### 4.1. Модификация резистивных свойств сплавов

На рис. 5а-в представлены результаты, относящиеся к воздействию пучков ускоренных ионов на *резистивные* свойства сплавов систем Fe-Ni [31-33], Fe-Pd-Au [27,29,41] и Pd-Cu [39,40], в сравнении с результатами применения обычной термической обработки.

Общим для сплавов всех трех систем является то, что в силу наличия радиационно-динамической составляющей воздействия<sup>5</sup> корпускулярного излучения на вещество, температурный *порог* перехода из *метастабильного* состояния в *стабильное* (см. пояснения к рис. 5а-в) существенно понижается по сравнению с соответствующим температурным *порогом* термостимулированного перехода. Снижение температуры перехода составляет от 50 до 165 К для разных сплавов.

Для высокоомного сплава FePd<sub>2</sub>Au при этом удается добиться практически нулевого значения температурного коэффициента электросопротивления (ТКС) (рис. 5б) за счет формирования особого типа дальнего атомного порядка в объеме материала в условиях облучения [27,41].

Резкое увеличение низкотемпературной подвижности атомов *в объеме* разупорядоченных сплавов FePd<sub>2</sub>Au и Pd<sub>45</sub>Cu<sub>55</sub> (исследовались образцы толщиной 100 мкм) в ходе их *поверхностного*<sup>6</sup> облучения ионами Ag<sup>+</sup> и Cu<sup>+</sup> (рис. 5б, в) и, соответственно, снижение температуры их упорядочения при нагреве ионным пучком обусловлено причинами, изложенными в разделе 2.2. Сказанное подтверждено подробными рентгеноструктурными исследованиями [27, 39, 40].

---

<sup>5</sup> В работах [21,38] выделение вклада радиационно-динамического воздействия осуществлялось путем замещения части плотности мощности ионного пучка (от 0 до 100%) световым излучением.

<sup>6</sup> Пробег тяжелых ускоренных ионов с энергиями 10-100 кэВ в твердых телах не превышает 1 мкм.

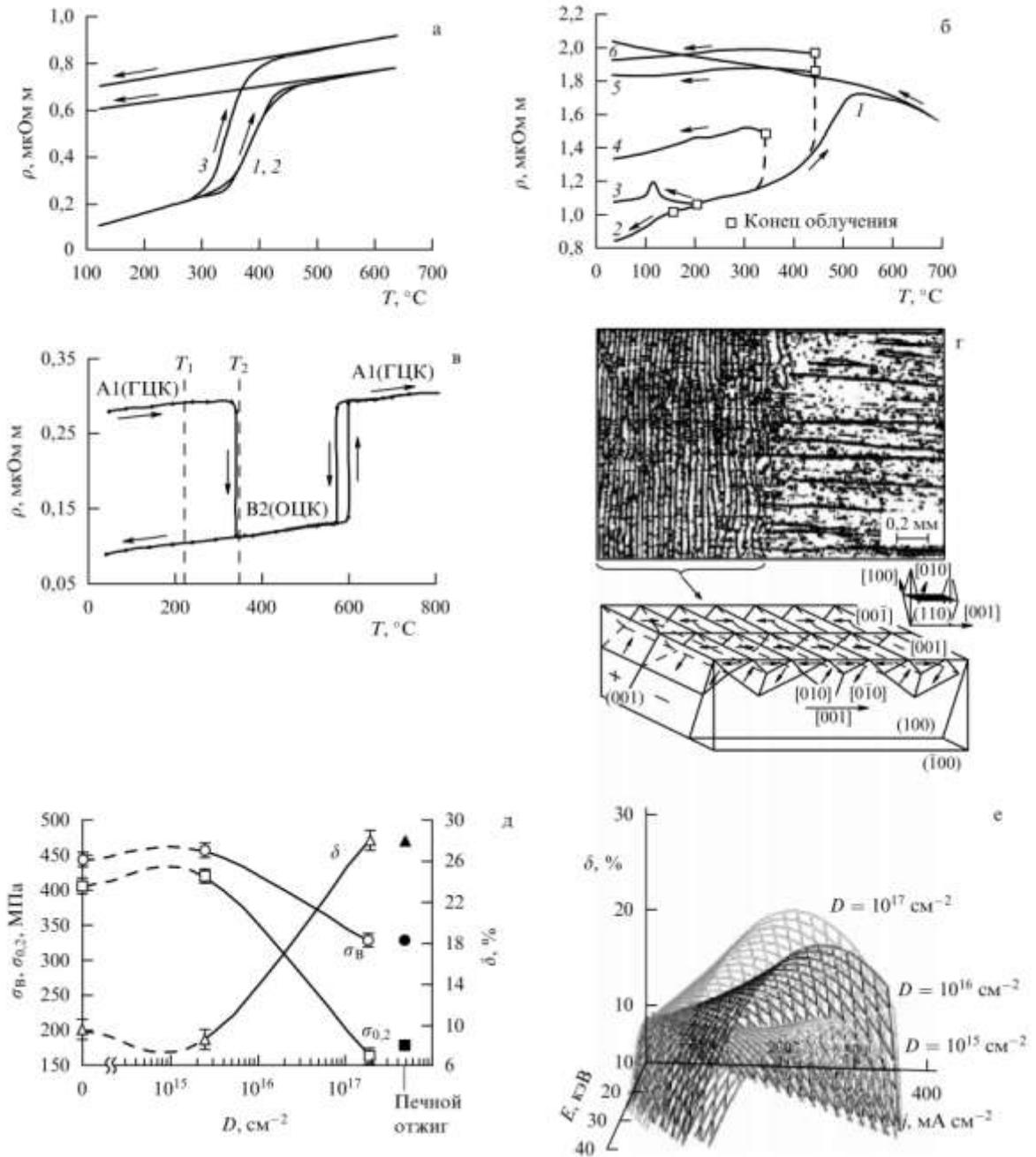


Рис. 5. Примеры радиационно-динамических эффектов дальнего действия и их использования для радиационной обработки материалов: (а) снижение температуры фазового перехода, изменение  $\rho$  и ТКС для сплава  $\text{Fe}_{69}\text{Ni}_{31}$  (кривая 3) при облучении ионами аргона  $\text{Ar}^+$  ( $E = 20$  кэВ,  $j = 80$  мкА/см<sup>2</sup>), в сравнении с обычным нагревом (кривые 1,2) [29], (б) электросопротивление *in situ* разупорядоченного закалкой сплава  $\text{FePd}_2\text{Au}$  при нагреве и охлаждении (кривая 1), а также при облучении (кривые 2-6) пучками ионов  $\text{Ar}^+$  ( $E = 20$  кэВ,  $j = 80$ -100 мкА/см<sup>2</sup>), для задания различных температур облучения варьировалась плотность ионного тока и использовался нагреватель, (в) температура фазового перехода  $\text{A1} \rightarrow \text{B2}$  в разупорядоченном сплаве  $\text{Pd}_{45}\text{Cu}_{55}$ , полученные при обычном нагреве со скоростью 2 К/мин ( $T_2$ ) и в ходе облучения ионами  $\text{Ar}^+$  ( $T_1$ ) ( $\Delta T = T_2 - T_1 = 135$  °С) [39], (г) магнитная доменная структура и схема замыкания доменов в кристалле кремнистого железа  $\text{Fe} - 3\% \text{Si}$  после облучения ионами  $\text{Ar}^+$  [40] (правая часть поверхности в ходе облучения была закрыта маской, стрелки показывают направления намагниченности в доменах), (д) результаты радиационного и печного отжига промышленного сплава АМг6 (см. табл. 1) [43], (е) влияние различных режимов радиационного отжига на пластичность сплава АМг6

Изменение электросопротивления и ТКС сплава  $\text{Fe}_{69}\text{Ni}_{31}$  (рис. 5а) также может быть обусловлено формированием в нем ближнего атомного порядка при аномально низких температурах.

Факт зависимости степени завершенности фазовых превращений от дозы облучения может быть обусловлен эффектами фокусировки энергии колебаний решетки [14], что приводит к трансформации исходно сферической послекаскадной волны во фрагменты плоских волн (рис. 2б-г). Другой причиной отмеченного факта может являться то, что прохождение каждой отдельной послекаскадной волны вызывает лишь частичное увеличение степени превращения [27, 29].

## 4.2. Изменение магнитных свойств сплавов

Обнаружено существенное влияние радиационной обработки на магнитные свойства сплава  $\text{Fe}_{69}\text{Ni}_{31}$  [29,32-34], а также *атомную* [42] и *магнитную* [47-50] структуру и электротехнические свойства трансформаторных сталей, пермаллоя, аморфных и нанокристаллических магнитомягких материалов (файнметов).

Влияние сопутствующего нагрева материалов при облучении мощными пучками ионов исключалась за счет использования импульсного (с низкой частотой), а также прерывистого облучения.

В работах [32-34] показано существенное влияние облучения ионами  $\text{N}^+$  и  $\text{Ar}^+$  в непрерывном и импульсно-периодическом режиме (разное для разных режимов облучения) на *сверхтонкую магнитную структуру* мессбауэровского спектра сплава  $\text{Fe}_{69}\text{Ni}_{31}$ , что связывается с ускорением процессов перераспределения атомов и образованием *ближнего атомного порядка* в объеме фольг толщиной 30 мкм при ионном облучении. Температура фольг не превышала 200°C. Аналогичное изменение сверхтонких магнитных полей на ядрах атомов в этом сплаве наблюдалось ранее лишь в условиях сверхвысоких давлений. Обычный нагрев до 200° С не изменяет вида спектра.

На основе учета *повреждающего* (образование дефектов в поверхностном слое толщиной несколько десятков нм) и *радиационно-динамического* воздействия ускоренных ионов, в работе [47] были оптимизированы режимы облучения анизотропной трансформаторной стали 3424 (состава: Fe-3 мас.%Si) с целью формирования в ней особой *атомной* [42], *дефектной* и *магнитной доменной* (существенно более мелкой по сравнению с исходной, рис. 5г) структуры. Такая радиационная обработка позволила обеспечить снижение потерь на перемагничивание в области рабочих частот 400-5000 Гц при индукции 1.5 Тл от 6 до 20%. Глубина изменения магнитной доменной структуры (до 5–10 мкм) на несколько порядков величины превышает проективные пробеги ускоренных ионов  $\text{Ar}^+$ .

Улучшение электротехнических свойств анизотропной стали является результатом сложного сочетания различных причин, таких как повышение степени совершенства атомной структуры сплава за счет более полного

упорядочения при радиационном отжиге [47], формирование специфической, многослойной магнитной доменной структуры, состоящей из узких доменов (рис. 3з) перпендикулярных оси легкого намагничивания [001], и некоторых других.

Детальное исследование [47,48] влияния режимов радиационной обработки на электротехнические свойства аморфных лент из сплава  $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$  пучками ускоренных ионов  $\text{Ag}^+$  после их стандартной финишной обработки (отжига при  $530^\circ\text{C}$ , в течение 0,5 ч, обеспечивающего нанокристаллическую структуру и наилучшие свойства лент) позволило за счет получения более совершенной структуры дополнительно снизить потери на перемагничивание на частотах от 50 до 10000 Гц в среднем на 10%.

Получен патент на способ комбинированной ионно-лучевой и термомагнитной обработки пермаллоя ( $\text{Fe-70\%Ni}$ ) и трансформаторной стали ( $\text{Fe-3\%Si}$ ) [50]. Радиационно-динамическое воздействие пучка ускоренных ионов (перед термомагнитной обработкой) приводит к глубокому рафинированию структуры этих материалов по примесям и дефектам [49] и, как следствие, к улучшению их электротехнических свойств. Снижение коэрцитивной силы в сравнении с чисто термомагнитной обработкой для пермаллоя составляет 27%. Дополнительное снижение потерь на перемагничивание за счет комбинированной обработки для трансформаторной стали – порядка 15%.

### **4.3. Радиационный отжиг промышленных алюминиевых сплавов**

Исследования, проводимые ИЭФ УрО РАН совместно с Каменск-Уральским металлургическим заводом (ОАО «КУМЗ»), касаются замены трудоемкой и энергоемкой операции промышленного *печного отжига* алюминиевого проката (с целью снятия нагартовки<sup>7</sup>) *радиационным отжигом*, а также улучшения интерметаллидного состава и служебных характеристик готовой продукции, в том числе повышения уровня ее механических свойств.

На основе детальных исследований дислокационной, зеренной и интерметаллидной структуры алюминиевого проката [43-46, 51] установлены оптимальные режимы и разработаны основы технологии быстрого (в течение нескольких секунд) радиационного отжига промышленных алюминиевых сплавов различного состава.

Практические результаты исследования и режимы облучения иллюстрируют табл. 1 и рис. 5д, е.

---

<sup>7</sup> Нагартовка – повышение внутренних напряжений и упрочнение материала в ходе холодной пластической деформации. При этом возникает склонность материала к растрескиванию, что делает его дальнейшую прокатку (без промежуточного печного отжига при повышенных температурах) невозможной.

Таблица 1.

Механические свойства листов промышленных алюминиевых сплавов АМг6, 1441 и ВД1 после термического и радиационного отжига

Вид обработки	Сплав								
	АМг6			1441			ВД1		
	$\sigma_B$ , МПа	$\sigma_{0,2}$ , МПа	$\delta$ , %	$\sigma_B$ , МПа	$\sigma_{0,2}$ , МПа	$\delta$ , %	$\sigma_B$ , МПа	$\sigma_{0,2}$ , МПа	$\delta$ , %
Холодная деформация	445	407	9	315	296	3	255	246	6
Промышленный отжиг (2 ч)	328	178	28	245	134	20	182	86	25
Радиационный отжиг ионами $Ag^+$ в течение 5 -30 с	335	174	26	218	130	19	200	81	23

Наиболее общая формулировка фундаментального результата исследований заключается в том, что радиационное воздействие (в данном случае ионная бомбардировка) представляет собой альтернативу печному отжигу. Как известно, на протяжении всей истории получения и обработки металлов и сплавов такой альтернативы не существовало. Явление *радиационного отжига* обусловлено радиационно-динамическим воздействием корпускулярного излучения, описанным в разделах 1-3.

Радиационный отжиг в алюминиевых [43-46, 51] и других [27,29, 31-33, 39-41] сплавах протекает при значительно более низких температурах (в случае алюминиевых сплавов – снижение до 200 К), за более короткое время и при существенно меньших затратах энергии по сравнению с термическим отжигом.

Среди неизвестных ранее фактов и закономерностей следует отметить *большую глубину* воздействия пучков ускоренных ионов (не менее 3 мм для алюминиевых сплавов) при одностороннем облучении, что подтверждается металлографическими и электронномикроскопическими исследованиями поперечного сечения листа (рис. 6).

В нагартованном состоянии исследованные алюминиевые сплавы систем Al-Mg [43,51], Al-Cu-Mg-Mn [45] и Al-Li-Cu-Mg-Zr [44] имеют развитую дислокационную ячеистую структуру. Границами ячеек являются плотные сплетения дислокаций.

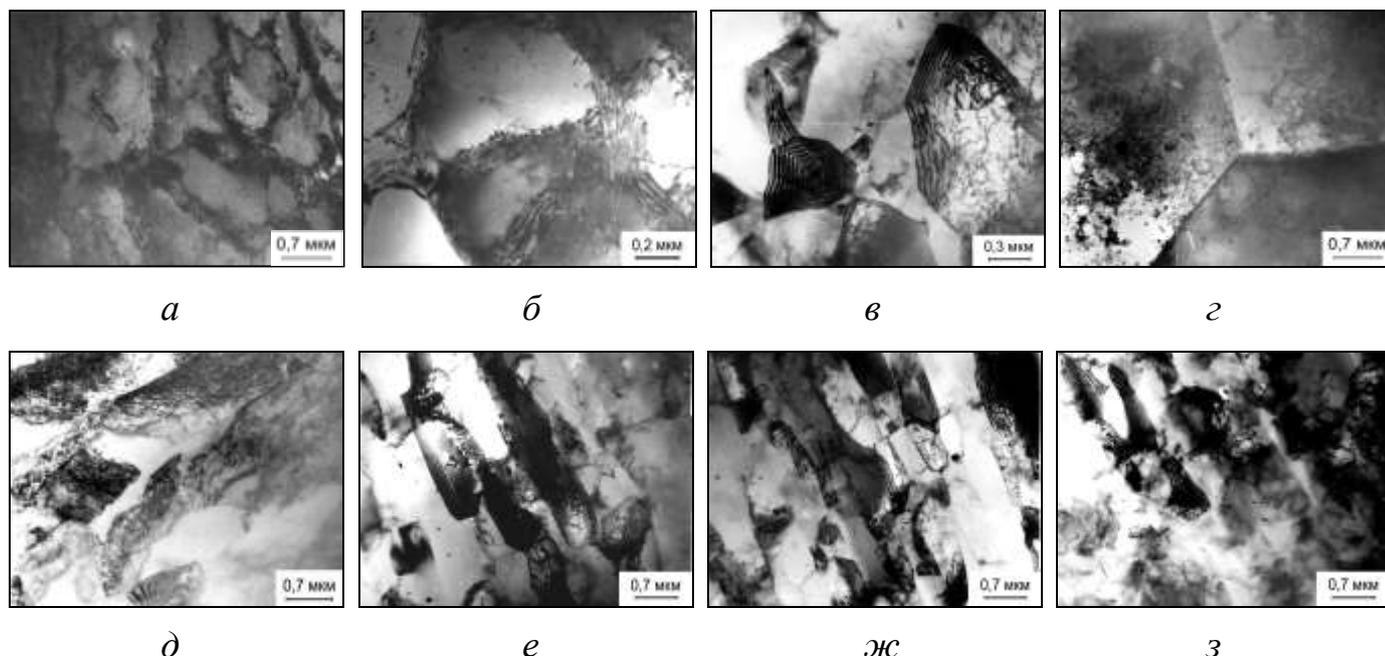


Рис. 6. Изменение структуры сплава ВД1 (Al-Cu-Mg) (а – з) в ходе радиационного отжига. (а – г) Микроструктура сплава ВД1 в плоскости прокатки: (а) исходное состояние после холодной прокатки – ячеистая дислокационная структура, (б) после отжига в печи (250 °С, 2 ч) – равномерная субзеренная структура, (в) после облучения ионами  $Ag^+$  ( $E = 20$  кэВ,  $j = 150$  мкА/см<sup>2</sup>,  $D = 10^{15}$  см<sup>-2</sup>, соответствующее время облучения 1 с) – субзеренная структура, (г) после облучения ионами  $Ag^+$  ( $D = 10^{17}$  см<sup>-2</sup>) – рекристаллизованное состояние. (д – з) Микроструктура сплава ВД1 в поперечном сечении (по толщине листа): (д) в исходном состоянии, (е), (ж) и (з) после облучения пучком ионов  $Ag^+$ ,  $D = 10^{16}$  см<sup>-2</sup> (вблизи облученной поверхности, в центральной части и вблизи необлученной поверхности, соответственно)

В ходе радиационного отжига во всем объеме сплавов (в виде листов толщиной 3 мм) наблюдались следующие процессы: *полигонизация с образованием субзерен* (при дозах  $10^{15}$ - $10^{16}$  см<sup>-2</sup>, соответствующее время облучения ~1-10 с), *растворение* ( $10^{15}$  см<sup>-2</sup>) и *образование* ( $10^{16}$ - $10^{17}$  см<sup>-2</sup>) новых фаз<sup>8</sup>, *рекристаллизация* и *рост зерна* ( $5 \cdot 10^{16}$ - $3 \cdot 10^{17}$  см<sup>-2</sup>) (рис. 6). Кроме того, с увеличением дозы облучения происходит постепенное снятие кристаллографической *текстуры прокатки* (рис. 7). Этот процесс в целом аналогичен печному отжигу, но имеет и свои особенности [46]. Быстрый процесс полигонизации с образованием субзерен связывается со взрывной перестройкой дислокационной структуры при облучении [44].

С использованием методов регрессионного анализа получены многомерные зависимости предела прочности  $\sigma_b$ , предела текучести  $\sigma_{0,2}$  и относительного удлинения  $\delta$  от параметров облучения (энергии  $E$ , плотности ионного тока  $j$  и дозы  $D$ ), рис. 5е.

<sup>8</sup> При печном отжиге интерметаллидный состав алюминиевых сплавов не изменяется.

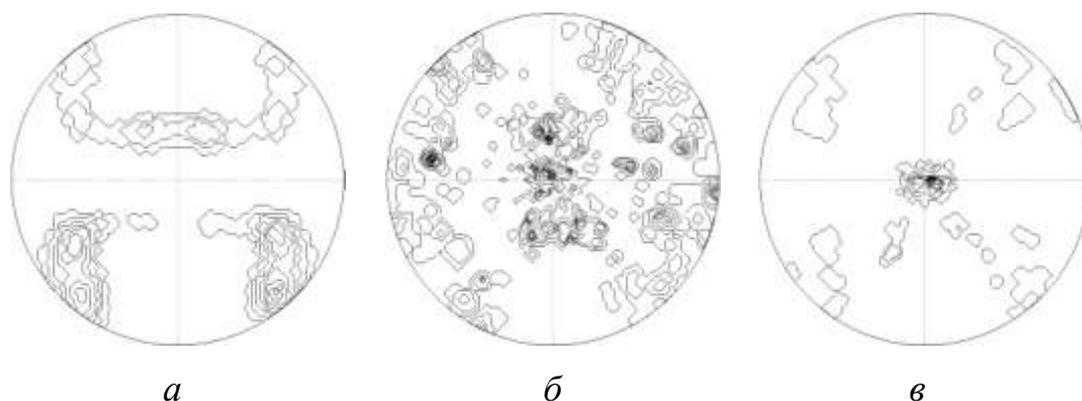


Рис. 7. Изменение кристаллографической текстуры сплава 1441 (AL-Li-Cu-Mg) в ходе радиационного отжига. *Полюсные фигуры* (200): (а) состояние после холодной прокатки, (б) после отжига в печи (370 °С, 2 ч), (в) после облучения ионами  $Ag^+$  ( $D = 5.6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ )

С целью реализации технологии радиационного отжига разработано специальное оборудование (рис. 8): действующий макет *ленточного источника* ионов сечением пучка  $20 \times 1200$  мм для радиационного отжига листового проката [53] (рис. 8в); установка для двухсторонней обработки движущихся листов алюминиевых сплавов *встречными пучками* ускоренных ионов (со специальным источником для промышленных применений [52]) (рис. 8 а, б); создана установка для исследования РД-эффектов в расплавах под воздействием пучков ускоренных ионов (рис. 8г)

## 5. Заключение

В заключение следует отметить, что радиационно-динамическое воздействие является фактически безальтернативным способом инициирования самораспространяющихся структурно-фазовых превращений в метастабильных средах с целью модификации их свойств. Действительно, если использовать химический взрыв с характерным временем  $\tau = 10^{-5}$  с, то в соответствии с неравенством (2) необходимо увеличить размеры зоны объемного энерговыделения ( $d_0 = 2R_0$ ) до нескольких сантиметров и мощность энерговыделения до уровня, сравнимого с воздействием боевых зарядов либо метеоритов. Очевидно, что такие масштабы воздействия не приемлемы для рассматриваемых нами целей. Кроме того, надо более подробно анализировать другие аспекты подобия рассматриваемых воздействий.



Рис. 8. Оборудование для радиационной обработки материалов ионными пучками: (а) ионный имплантер для двухсторонней обработки движущихся полос сплавов встречными пучками ионов [47], (б) встречные пучки ионов (снимок через окно камеры), (в) действующий макет ленточного источника ускоренных ионов, сечением  $20 \times 1200 \text{ мм}^2$ , для обработки листового проката [48], (г) установка для радиационной обработки расплавов

## Выводы

1. Различные виды корпускулярного излучения, за исключением частиц с массой, меньшей массы нуклона, образуют зоны *взрывного энерговыделения* в конденсированных средах с *эмиттацией* ударных волн. Плотность энергии в этих зонах может превышать 0.5 эВ на атом. При этом уносимая ударной волной энергия достаточна для инициирования перехода метастабильных сред в состояние с более низкой свободной энергией.

2. Даже при относительно небольшом положительном балансе фазового перехода ( $\Delta F^* \sim (0.01-0.1)\Delta f$ ), корпускулярное облучение может инициировать самоподдерживающиеся (самораспространяющиеся) фазовые превращения на фронте послекаскадных наноударных волн. Такие превращения объясняют природу «эффекта малых доз» и динамических «эффектов дальнего действия» при облучении.

3. Генерируемые облучением ударно-волновые процессы и фазовые превращения, описываемые уравнениями гидродинамики, а также

инициируемые распространением волн процессы структурных перестроек типа цепных реакций (связанных с разблокировкой дислокаций, аннигиляцией различных типов дефектов [44] и др.) названы *радиационно-динамическими* эффектами (процессами) в отличие от хорошо изученных *радиационно-стимулированных* миграционных процессов.

4. Пластическое *течение* материала на фронте послекасадных ударных волн может являться альтернативой диффузионному массопереносу в конденсированных средах. Подвижность атомов возрастает также за счет понижения энергии активации процесса *миграции* атомов (вплоть до безактивационного) в результате радиационной тряски решетки эмиттируемыми волнами.

5. Экспериментальные данные свидетельствуют о том, что радиационно-динамические эффекты наиболее эффективно инициирует процессы, которые не требуют *массопереноса на большие расстояния*, такие как массивные (мартенситные) превращения, превращения типа «атомный беспорядок» → «атомный порядок», старение пересыщенных твердых растворов с выделением мелких фаз, взрывные дислокационные перестройки и некоторые другие.

6. Радиационно-динамическое воздействие излучений на метастабильные среды позволяет предложить *операцию радиационного отжига* конденсированных сред (в качестве *альтернативы* печному отжигу). Эффективность такого отжига доказана примерами улучшения электрических, магнитных свойств материалов, а также повышения пластичности алюминиевых сплавов (снятие нагартовки). Состояния, достижимые при радиационном отжиге, могут существенно отличаться от состояний формирующихся при печном отжиге, что открывает новые *возможности управления* свойствами материалов. Радиационный отжиг требует существенно меньших затрат энергии, значительно меньшего времени обработки и протекает при существенно (на 50-200 К) более низких температурах.

Методическое пособие подготовлено в рамках реализации ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009 – 2013 годы (ГК № П650 от «19» мая 2010 г.).

### Список литературы

1. Мамонтов А.П., Чернов И.П. *Эффект малых доз ионизирующего излучения*. (М.: Энергоатомиздат, 2001)
2. Тетельбаум Д.И., Курильчик Е.В., Латышева Н.Д. Неорганические материалы **35** 4 1 (1999)
3. Гусева М.И. Итоги науки и техники. Серия: Пучки заряженных частиц и твердое тело. Физические основы лазерной и пучковой технологии. **5** 5 (М.: ВИНТИ, 1984)
4. Мартыненко Ю.В. Итоги науки и техники. Серия. Пучки заряженных частиц и твердое тело. **7** 82 (М.: ВИНТИ, 1993)

5. Кирсанов В.В., Суворов А.Л., Трушин Ю.В. *Процессы радиационного дефектообразования в металлах*. (М.: Энергоатомиздат, 1985)
6. Ибрагимов Ш.Ш., Кирсанов В.В., Пятилетов Ю.С. *Радиационные повреждения металлов и сплавов*. (М.: Энергоатомиздат, 1985)
7. Wolfer W. *Los Alamos Science* 26 227 (2000)
8. Диденко А.Н., Шаркеев Ю.П., Козлов Э.В., Рябчиков А.И. *Эффекты дальнего действия в ионно-имплантированных металлических материалах*. (Томск: Изд-во НТЛ, 2004)
9. Риссел Х., Руге И. *Ионная имплантация*. (М.: Наука, 1983)
10. Томпсон М. *Дефекты и радиационные повреждения в металлах*. (М.: Мир, 1971)
11. Biersack J.P. Hagmark L.G. *Nucl. Instr. and Meth.* 174 257 (1980)
12. Поут Дж., Фоти Г., Джекобсон Д.К. *Модифицирование и легирование поверхности лазерными, ионными и электронными пучками*. (М.: Машиностроение, 1987)
13. Chudinov V.G., Cottrel R.M.J., Andreev V.V. *Phys. Stat. Sol. (a)* **122** 111 (1990)
14. Левин В.М. Л.А. Чернозатонский Л.А. *Физическая энциклопедия* (под ред. Прохорова А.М.). (М.: Советская энциклопедия, 1990) с. 507
15. Nordlung K., Keinonen J., Ghaly M., Averbach R.S. Coherent displacement of atoms during ion irradiation. *Nature* **398** 4 49 (1999)
16. Козлов А.В., Ивченко В.А., Попова Е.В., Чернов В.М., Щербаков Е.Н., Овчинников В.В., Асипцов О.И. *Вопросы атомной науки и техники* **66** 1 47 (2006)
17. Дидык А.Ю., Регель В.А., Скуратов В.А., Михайлова Н.Ю. *Журнал технической физики* **59** 5 (1989)
18. Бериш Р., Виттмак К., Легрейд Н., Мак-Кланахан Э., Сандквист Б., Хауфе В., Хофер В. *Распыление под действием бомбардировки частицами. Характеристики распыления частиц, применения в технике* Вып. III (М.: Мир, 1998)
19. Овчинников В.В., Махинько Ф.Ф., Гущина Н.В., Соломонов В.И., Снигирева О.А. *Труды XV Международного совещания «Радиационная физика твердого тела»* (под ред. Бондаренко Г.Г.) (М.: НИИ ПМТ МГИЭМ, 2005) с. 199
20. Диденко А.Н., Лигачев А.Е., Куракин И.Б. *Воздействие пучков заряженных частиц на поверхность металлов и сплавов*. (М.: Энергоатомиздат, 1987)
21. Ovchinnikov V.V., Goloborodsky V.Yu., Gushchina N.V., Semionkin V.A., Wieser E. *Appl. Phys. A.* **83** 83 (2006)
22. Жуков В.П., Болдин А.А. *Атомная энергия* **63** 375 (1987)
23. Zhukov V., Ryabenko A. *Radiation Effects* **82** 85 (1984)
24. Жуков В.П., Демидов А.В. *Атомная энергия* **59** 1 29 (1985)
25. Thompson D.A. *Radiation Effects* **56** 105 (1981)
26. Блейхер Г.А., Кривобоков В.П., Пашенко О.В. *Тепломассоперенос в твердом теле под воздействием мощных пучков заряженных частиц*. (Новосибирск: Наука. Сибирская издательская фирма РАН, 1999)
27. Ovchinnikov, Chernoborodov V.I., Ignatenko Yu.G. *Nucl. Instrum. and Meth. in*

- Phys. Res. В **103** 313 (1995)
28. Псахье С.Г., Зольников К.П., Кадыров Р.И., Руденский Г.Е., Шаркеев Ю.П., Кузнецов В.М. Письма в ЖТФ **25** 6 (1999)
  29. Ovchinnikov V.V. Proceedings XVI International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum **2259** (Ed. Mesyats G.A.) (Moscow-St.Petersburg. SPIE, 1994) p. 605
  30. Овчинников В.В., Эркабаев М.А. Труды VII Межнационального совещания "Радиационная физика твердого тела" (под ред. Бондаренко Г.Г.) (М.: НИИ ПМТ при МГИЭМ, 1998) с. 22
  31. Бородин С.Н., Крейнделъ Е.Ю., Месяц Г.А., Овчинников В.В., Шабашов В.А. Письма в ЖТФ **15** 17 51 (1989)
  32. Крейнделъ Ю.Е., Овчинников В.В. Физика и химия обработки материалов **3** 14 (1991)
  33. Kreindel Yu. E., Ovchinnikov V.V. Vacuum **42** ½ 81 (1990)
  34. Ovchinnikov V.V., Kogan Yu.D., Gavrilov N.V., Shtoltz A.K. Surface and Coating Technology **64** 1 (1994)
  35. Овчинников В.В. Известия РАН. Металлы **6** 104 (1996)
  36. Мельников Л.А., Соколов Б.К., Стрегулин А.И. ФММ **15** 3 357 (1963)
  37. Гущина Н., Овчинников В.В., Голобородский Б., Мюклих А., Визер Э. Труды XII Международной конференции "Радиационно-термические эффекты и процессы в неорганических материалах" (под ред. Суржикова А.П.) (Томск: Изд. ТПУ, 2003) с. 192
  38. Овчинников В.В., Голобородский Б., Гущина Н.В., Чемеринская Л.С., Семенкин, В.А. Труды XIII Международного совещания «Радиационная физика твердого тела», (под ред. Бондаренко Г.Г.) (М.: НИИ ПМТ МГИЭМ, 2003) с. 587
  39. Чемеринская Л.С., Махинько Ф.Ф., Гущина Н.В., Овчинников В.В., Сачков И.Н., Eichhorn F., Wieser E. Труды XV Международного совещания «Радиационная физика твердого тела» (под ред. Бондаренко Г.Г.) (М.: НИИ ПМТ МГИЭМ, 2005) с. 461
  40. Чемеринская Л.С., Махинько Ф.Ф., Гущина Н.В., Овчинников В.В., Сачков И.Н., Eichhorn F., Wieser E. Труды IV Международной научной конференции «Радиационно-термические эффекты и процессы в неорганических материалах», Томск, 2004, с. 278
  41. Goloborodsky V.Yu., Ovchinnikov V.V., Semenkin V.A. Fusion Technology. **39** 1217 (2001)
  42. Бородин С.Н., Крейнделъ Ю.Е., Месяц Г.А., Овчинников В.В. Письма в ЖТФ **15** 13 87 (1989)
  43. Ovchinnikov V.V., Gushchina N.V., Chemerinskaya L.S., Belykh T.A., Shkolnikov A.R., Mozharovsky S.M., Filippov A.V., Kaigorodova L.I. Известия вузов. Физика **8** (Приложение) 350 (2006)
  44. Овчинников В.В., Гущина Н.В., Махинько Ф.Ф., Чемеринская Л.С., Школьников А.Р., Можаровский С.М., Филиппов А.В., Кайгородова Л.И. Известия вузов. Физика **73** (2007)

45. Овчинников В.В., Гущина Н.В., Махинько Ф.Ф., Чемеринская Л.С., Школьников А.Р., Можаровский С.М., Филиппов А.В., Кайгородова Л.И. ФММ **105** 4 404 (2008)
46. Овчинников В.В., Гущина Н.В., Белых Т.А., Титоров Д.Б., Титорова Д.В., Можаровский С.М., Филиппов А.В. Труды VII Международной конференции «Взаимодействие излучений с твердым телом», Минск, Беларусь, 26-28 сентября 2007 г., 143
47. Соколов Б.К., Губернаторов В.В., Драгошанский Ю.Н., Потапов А.П., Овчинников В.В., Гаврилов Н.В., Голобородский Б.Ю., Емлин Д.Р., Михалищева Е.П., Михайлов И.С., Ошурко Л.В. ФММ **89** 4 32 (2000)
48. Драгошанский Ю.Н., Губернаторов В.В., Соколов Б.К., Овчинников В.В. ДАН. Техническая физика. **383** 6 761 (2002)
49. Губернаторов В.В., Сычева Т.С., Драгошанский Ю.Н., Овчинников В.В., Ивченко В.А. ДАН **410** 2 194 (2006)
50. Губернаторов В.В., Драгошанский Ю.Н., Ивченко В.А., Овчинников В.В., Сычева Т.С. Способ терромагнитной обработки магнитомягких материалов. Патент на изобретение от 03.08.2006 г., № 2321644
51. Школьников А.Р., Овчинников В.В., Гущина Н.В., Махинько Ф.Ф., Чемеринская Л.С., Можаровский С.М., Козловских В.А., Кайгородова Л.И. Известия ТПУ **308** 7 58 (2005)
52. Gavrilov N. V., Mesyats G.A., Nikulin S.P., Radkovskii G.V., Eklind A., Perry A. J., Treglio J.R. J. Vac. Sci. Technol. **A14**, 1050 (1996)
53. Gavrilov N.V., Emlin D.R., Bureev O.A. Известия вузов. Физика 8 (Приложение) 92 (2006)