КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

Научная сессия Отделения физических наук Российской академии наук

(21 апреля 2008 г.)

PACS number: 01.10.Fv DOI: 10.3367/UFNr.0178.200809e.099
--

21 апреля 2008 г. в конференц-зале Физического института им. П.Н. Лебедева РАН состоялась Научная сессия Отделения физических наук Российской академии наук. На сессии были заслушаны доклады:

1. Овчинников В.В. (Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург). Радиационно-динамические эффекты. Возможности формирования уникальных структурных состояний и свойств конденсированных сред.

2. Гарнов С.В. (Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва). Фемтосекундная лазерная плазма многократно ионизированных газов.

3. Муртазаев А.К. (Институт физики Дагестанского научного центра РАН, Дагестанский государственный университет, Махачкала). Критические свойства фрустрированных спиновых систем на слоистой треугольной решетке.

4. Хазанов Е.А., Сергеев А.М. (Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород). Петаваттные лазеры на основе оптических параметрических усилителей: состояние и перспективы.

Краткое содержание докладов 1, 3 и 4 публикуется ниже.

PACS numbers: 61.80.Jh, 64.70.Kb, 81.40.Wx DOI: 10.3367/UFNr.0178.200809f.0991

Радиационно-динамические эффекты. Возможности формирования уникальных структурных состояний и свойств конденсированных сред

В.В. Овчинников

1. Введение

"Эффект малых доз", заключающийся в воздействии ионизирующих излучений на структуру и свойства материалов при незначительном числе смещений на атом [1, 2], а также "эффекты дальнодействия"¹ 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 дальнодействия часто многократно превышают размеры зерен в поликристаллах, границы которых являются стоками либо препятствиями для структурных дефектов.

Подавляющая часть предложенных механизмов дальнодействия не учитывает отклика подвергаемой воздействию среды, в то время как такой отклик может иметь решающее значение.

Настоящий доклад посвящен краткому анализу роли различных аспектов воздействия ионизирующих излучений на вещество в связи с вышеуказанными проблемами. Обосновывается особая роль *радиационно-динамического* (РД) 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 является качественно иной [5, 6] (рис. $16 - \Gamma$, 2а).

Нейтроны создают первичные выбитые из узлов решетки атомы, смещающие в свою очередь другие атомы и т.д., и таким образом порождают один или несколько плотных каскадов² атомных смещений (рис. 16). 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 в результате столкновений с соседними атомами свою кинетическую энергию до момента образования так называемого термического пика (thermal spike) (см. раздел 2.1).

Относительно малая доля взаимодействий, сопровождающихся возбуждением ядер и ядерными реак-

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

 $^{^2}$ То есть 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 (зоны прохождения плотных каскадов атомных смещений — обедненные зоны — [5], см. также рис. 2а, д-з); (в) тяжелые ионы и осколки деления (области плотных каскадов, области ионизации); (г) образование плотного каскада осколком деления в плутонии [7]. На схеме рис. в, выполненной без учета масштаба, выделены случаи облучения ионами высоких энергий (ВЭ), средних энергий (СЭ) и низких энергий (НЭ) (условная классификация дана в [8]).



Рис. 2. Строение и динамика областей радиационных повреждений. (а) Схема обедненной зоны, образующейся после прохождения каскада атомных смещений [12]. (б) Результаты моделирования термического пика методом молекулярной динамики [13]. (в) Схема формирования фрагментов плоских волн из исходной сферической волны под действием механизмов фокусирования (см., например, [14]). (г) Развитие плотного каскада: Си \rightarrow Си (моделирование на суперкомпьютере [15]). (д, ж) Полевые ионные изображения с атомным разрешением обедненных зон в чистой платине после облучения реакторными нейтронами с E > 0,1 МэВ (плотность потока $3,5 \times 10^{22}$ см⁻²) [16]; изображения на рис. д и ж разделены двумя атомными слоями (атомные слои последовательно удалялись электрическим полем). (е, з) Соответствующие схемы распределения вакансий (светлые кружки) и междоузельных атомов (темные кружки).

циями, не играет существенной роли для дальнейшего анализа.

столкновений с атомами вещества, но и вследствие неупругой передачи энергии электронной подсистеме на возбуждение и ионизацию атомов (неупругие потери).

Торможение осколков деления, а также ускоренных ионов и быстрых атомов отдачи в конденсированных средах происходит не только в результате упругих

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 приведены в работах [8, 9]. Роль других возможных механизмов торможения для всех рассматриваемых нами энергий заряженных частиц пренебрежимо мала.

2. Радиационно-динамические 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 наступления состояния "термического пика", при котором устанавливается максвелловское распределение сталкивающихся частиц по скоростям, происходит за время порядка 10⁻¹² с [10]. (Для сравнения, характерные времена химического и ядерного взрывов составляют соответственно 10⁻⁵ и 10⁻⁸ с.)

Усредненная форма каскадной области для моноэнергетического пучка тяжелых ионов, ориентированного по нормали к поверхности плоской мишени, в отсутствие эффектов каналирования представляет собой эллипсоид вращения [9, 11] (рис. 3а). При проведении оценок для не слишком легких ионов можно воспользоваться эффективным радиусом R_0 каскада, полагаемым в соответствии с ситуацией равным ΔR_{\perp} , ΔR_{\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, составляет ~ 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 каскаде³. Такая оценка достаточно хорошо согласуется с результатами расчета методом Монте-Карло [10, 11] и экспериментальными данными [18, с. 90; 19]. Для тяжелых ионов максимальная температура каскадной области может превышать 5000-6000 К. Примечательно, что эта температура возрастает с уменьшением энергии первичного атома отдачи (или ускоренного иона). Это определяется харак-



Рис. 3. Иллюстрации к природе радиационно-динамических структурно-фазовых превращений. (а) Образование 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 Fe₆₉Ni₃₁ при гидростатическом сжатии. (д) Графическое изображение решения уравнения d $\epsilon/d\xi = -2\beta\epsilon + \Delta F'/(kG)$ для плоской (сплошные кривые) и для сферической (штриховые кривые) волны, кривые 1, 2 и 4 — незатухающая саморегулирующаяся по амплитуде волна, 3 затухающая волна. (е, ж) Численные решения гидродинамических уравнений: (е) профиль волны в зависимости от времени, (ж) изменение атомной плотности в максимуме волны для различных значений $\Delta F'_i$ ($\Delta F'_0 < \Delta F'_1 < \Delta F'_2 < \Delta F'_3$), незатухающая волна фазового превращения при $\Delta F' > \Delta \tilde{F}'_{\rm c}$.

тером зависимости объема каскада от энергии, что подтверждается данными [19]. Следует также иметь в виду, что в области каскада реализуется лишь квазиравновесное состояние, которое становится все более неравновесным по мере уменьшения энергии выбитого первичного атома и размеров каскада.

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

Предельная величина давления в каскадной области, которая может быть оценена как $p = (E/V)(c_P/c_V - 1)$ [20, 21], 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. 26, 3а, б). Вследствие наличия механизмов фокуси-

³ 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 0,2*E* [8], уносится по электронной подсистеме из области плотного каскада [17] быстрее, чем успевает "перекачаться" в ионную энергию.

ровки энергии волн по выделенным направлениям кристалла [13–15], сферическая волна может трансформироваться во фрагменты плоских волн (рис. 26–г).

Наиболее вероятное значение энергии первичных атомов отдачи для реакторных нейтронов и тяжелых заряженных частиц находится в пределах от нескольких десятков до нескольких сотен килоэлектронвольт. При этом атомы отдачи создают на длине своего пробега (≤ 1 мкм) один или несколько плотных каскадов атомных столкновений. Таким образом, возникновение наноразмерных областей взрывного энерговыделения с испусканием наноударных волн представляет собой общее явление для различных видов корпускулярного облучения (исключая излучение легких частиц 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 испусканием уединенных ударных волн до сих пор фактически никак не учитывалось 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 во многих работах, в частности, [22–24]. По некоторым оценкам (см. [22, 25]) давление на фронте послекаскадных ударных волн в случае облучения тяжелыми ионами может превышать не только реальный предел текучести твердых тел (обусловленный напряжениями разблокирования дислокаций), но и теоретический предел. В последнем случае напряжения на фронте ударной волны достаточны для того, чтобы возникло течение бездефектного материала с перемешиванием атомов среды. При этом происходит образование новых дислокаций и других дефектов за фронтом волны. 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_{ii} 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 атомных порядков (которые в обычных условиях контролируются диффузионными процессами).

В работе [28] показано, что ударная волна способна преодолевать границу зерна, теряя при этом порядка 10–20 % 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, имеет обратное $\alpha \rightarrow \gamma$ -превращение в сплаве Fe₆₉ Ni₃₁ [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 дальнодействия" на расстояниях в несколько десятков, сотен или даже тысяч микрометров (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 Δf (рис. 3в), было исследовано в работах автора и его коллег [29, 30].

Для преодоления энергетического барьера Δf 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 испусканию ударных волн, играет в этом случае роль спускового механизма.

Преодоление потенциального барьера сопровождается выделением энергии большей, чем Δf , 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, то 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 ε — энергия в максимуме профиля волны (в расчете на атом (молекулу) среды), $\xi = x$, $\beta = \delta/v$ для плоской волны и $\xi = r$, $\beta = \delta/v + 1/r$ для сферической волны (x и r— координаты фронта, δ — коэффициент поглощения, v— скорость волны), k и G— соответственно коэффициент формы и ширина профиля волны (рис. 3б) на половине высоты (в случае гауссова профиля волны $k = \sqrt{\pi/4 \ln 2} \approx 1,06$ [29]). Для плоской волны решение имеет следующий вид⁴:

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

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

⁴ Для сферической волны решение имеет более сложный, но качественно аналогичный вид.

При $\varepsilon_0 < \Delta f$ (рис. 3д) наблюдается обычное затухание волны. При $\varepsilon_0 > \Delta f$ и одновременном выполнении условия $\varepsilon^* > \Delta f$ формируется авторегулирующаяся по амплитуде волна (восстанавливающая свою амплитуду в случае ее возмущений на неоднородностях среды). Анализ решений для других соотношений управляющих параметров ε_0 , Δf и ε^* также не составляет труда. Используя полученную выше оценку скорости затухания сферической послекаскадной волны в стабильной среде (соответствующий радиус пробега ~ 100 нм), а также учитывая, что ширина профиля уединенной волны на половине высоты согласно [22] составляет порядка 1 нм, легко оценить, что условие $\varepsilon^* > \Delta f$ выполняется ориентировочно уже при $\Delta F'_{cr} > 0,02\Delta f$.

Это означает, что даже очень 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: $E/N \ge \varepsilon_0$), заведомо превышала энергию, необходимую для совершения работы по преодолению энергетического барьера Δf , разделяющего стабильное и метастабильное состояния, и, кроме того, характерный размер (радиус) R_0 каскада существенно превышал характерную длину теплопроводности (для того чтобы тепло не успело "убежать" из области каскада до его термализации и испускания ударной волны):

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

где τ — время термализации каскада, \varkappa — коэффициент температуропроводности, ρ — атомная плотность вещества [см⁻³].

В работе [30] нами был применен более строгий гидродинамический подход к данной проблеме, основанный на уравнении состояния Альтшулера – Бушмана – Фортова (см. также вариант уравнения и обозначения в работе [23]):

$$\frac{\partial\rho}{\partial\tau} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial r} + \frac{2}{r}\rho u = 0, \qquad (3)$$

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} + u \,\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} = 0 \,, \tag{4}$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial \tau} - \frac{p}{\rho^2} \frac{\partial p}{\partial \tau} = 0, \qquad (5)$$

$$-\rho_{\alpha}c = \rho(u-c), \qquad (6)$$

$$\rho_{\alpha}c^{2} + p_{0} = \rho(u-c)^{2} + p + p_{0}, \qquad (7)$$

$$\frac{1}{2} + \frac{\gamma_{\alpha}}{2} + \frac{p_{0}}{2} + \frac{1}{2}(-\frac{\gamma_{\alpha}}{2} + \frac{\gamma_{\gamma}}{2} + p_{0} + p_{0})$$

$$\frac{1}{2}c^{2} + \frac{1}{\gamma_{\alpha} - 1}\frac{1}{\rho_{\alpha}} + \Delta F^{2} = \frac{1}{2}(u - c) + \frac{1}{\gamma_{\gamma} - 1}\frac{1}{\rho} + \frac{1}{\gamma_{\gamma} - 1}\frac{1}{\rho} + \frac{1}{2(\gamma_{\gamma} - 1)}\frac{p + p_{0} - p_{0}(\rho/\rho_{\gamma})^{\gamma_{\gamma}}}{\rho\Gamma_{\gamma}}, \quad \gamma_{s} = 2\Gamma_{s} + \frac{1}{3}.$$
 (8)

Задача была привязана к конкретному сплаву $Fe_{69}Ni_{31}$, в котором ранее нами наблюдалось [31-35] инициируемое ионным облучением (Ar⁺, 20 кэВ) обратное ОЦК (α) \rightarrow Γ ЦК (γ)-фазовое превращение (ОЦК — объемноцентрированная кубическая решетка, ГЦК — гранецентрированная кубическая), протекающее в течение нескольких секунд облучения при температуре более низкой, чем температура аналогичного термического превращения (см. раздел 4.1, рис. 5а).

Известно [36], что при наложении статического давления порядка 20 ГПа происходит необратимое ОЦК (α) \rightarrow ГЦК (γ)-превращение (рис. 3г).

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

$$\varepsilon = \varepsilon_{s} = \varepsilon_{\Gamma_{s}}^{B_{0}^{0}}(p,\rho),$$

$$\varepsilon = \begin{cases} \varepsilon_{\alpha} = \varepsilon_{\Gamma_{\alpha}}^{B_{0}^{\alpha}}(p,\rho), & \rho_{0} = \rho_{0}^{\alpha}, B_{0} = B_{0}^{\alpha}, \Gamma = \Gamma_{\alpha} \\ & & & \\ & & \\ \varepsilon_{\gamma} = \varepsilon_{\Gamma_{\gamma}}^{B_{0}^{\gamma}}(p,\rho), & \rho_{0} = \rho_{0}^{\gamma}, B_{0} = B_{0}^{\gamma}, \Gamma = \Gamma_{\gamma} \\ & & \\ & \\ &$$

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

$$\varepsilon_{\alpha} = \varepsilon_{\gamma} + \Delta F', \qquad (11)$$
$$p = p_s = p_{\Gamma}^{B_0^s}(\rho),$$

$$p = \begin{cases} p_{\alpha} = p_{\Gamma_{\alpha}}^{B_{0}^{\alpha}}(\rho) & \text{для } \alpha\text{-}\phi\text{азы}, \\ p_{\gamma} = p_{\Gamma_{\gamma}}^{B_{0}^{\gamma}}(\rho) & \text{для } \gamma\text{-}\phi\text{азы}, \end{cases}$$
(12)

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

где B_0 — модуль всестороннего сжатия при нулевой температуре, Γ — константа Грюнайзена, ρ — атомная плотность, индекс $s = \alpha, \gamma$. Для учета затухания волны вводилась псевдовязкость среды согласно уравнению Неймана – Рихтмайера [30].

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

3. О различных типах радиационно-динамических превращений

В некоторых сплавах вследствие крайне низкой скорости диффузии атомов при $T < T_c$, где 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 температурс $T < T_c$ сплав может находиться в двух различных структурных состояниях: стабильном и метастабильном, в зависимости от его предыстории.

На рисунке 4а-г представлены стабильные и метастабильные состояния металлических сплавов при комнатной температуре. В качестве примера приведены сплавы, в которых наряду с термическим отжигом автор и его коллеги наблюдали быстрый радиационный отжиг при пониженной температуре (рис. 4г).



Рис. 4. Примеры стабильных и метастабильных состояний при комнатной температуре. (а) Сплав $Fe_{69}Ni_{31}$, испытывающий ОЦК \leftrightarrow ГЦК-фазовые превращения ($\alpha \leftrightarrow \gamma$) при нагреве и охлаждении. (б) Пересыщенные твердые растворы Al – 4% Cu (с выделением при нагреве зон Гинье–Престона, θ' - и θ -фаз) [37] и Fe–8% Mn (с выделением γ -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 этих сплавах наряду с термическим отжигом автор и его коллеги наблюдали быстрый радиационный отжига при пониженных температурах). (д) "Эффект домино".

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 в результате опрокидывания только одной костяшки домино при сообщении ей одной единицы энергии является аналогией превращения радиационно-динамической природы.

4. Обработка материалов с использованием радиационно-индуцированных 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 производилось постепенное замещение (до 100%) плотности мощности ионного пучка световым излучением при сохранении неизменной стационарной температуры облучения и соответственно интенсивности термостимулированных процессов. Облучение обычно проводили при предельно низких температурах, существенно меньших порога "размораживания" диффузии (выше порога уже возможно протекание за короткие времена термостимулированных диффузионных фазовых превращений).

4.1. Модификация резистивных свойств сплавов

На рисунке 5а – в представлены результаты, относящиеся к воздействию пучков ускоренных ионов на резистивные свойства сплавов систем Fe-Ni [29], 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 РД-составляющей воздействия⁵ 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, в зависимости от сплава.

Для высокоомного сплава FePd₂Au 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 FePd₂Au и Pd₄₅Cu₅₅ (исследовались образцы толщиной 100 мкм) в ходе их поверхностного⁶ облучения ионами Ar⁺ и Cu⁺ (рис. 5б, в) и соответственно понижение температуры их упорядочения при нагреве ионным пучком обусловлено причинами, изложенными в разделе 2.2. Сказанное подтверждено подробными рентгеноструктурными исследованиями [27, 39, 40].

Изменение электросопротивления и ТКС сплава Fe₆₉Ni₃₁ (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 фокусирования энергии колебаний решетки [14], что приводит к трансформации исходно сферической послекаскадной волны во фрагменты плоских волн (рис. 26-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 Fe₆₉Ni₃₁ [29, 32–34], а также атомную [42] и магнитную [47–49] структуру и электротехнические свойства трансформаторных сталей, пермаллоя, аморфных и нанокристаллических магнитомягких материалов (файнментов).

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

⁵ В работах [21, 38] выделение вклада РД-воздействия осуществлялось посредством замещения части (до 100 %) плотности мощности ионного пучка световым излучением.

⁶ В твердых телах пробеги тяжелых ускоренных ионов с энергиями 10-100 кэВ не превышают 1 мкм.



Рис. 5. Примеры РД-эффектов дальнодействующего характера и их использование для радиационной обработки материалов. (а) Снижение температуры фазового перехода, изменение ρ и ТКС для сплава Fe₆₉Ni₃₁ (кривая 3) при облучении ионами аргона Ar⁺ (E = 20 кэВ, j = 80 мкА см⁻²) в сравнении с таковым при обычном нагреве (кривые 1, 2) [29]. (б) Электросопротивление *in situ* разупорядоченного закалкой сплава FePd₂Au при нагреве и охлаждении (кривая 1), а также при облучении (кривые 2-6) пучками ионов Ar⁺ (E = 20 кэВ, j = 80 - 100 мкА см⁻²), для задания различных температур облучения варьировалась плотность ионного тока и использовался нагреватель. (в) Значение температуры фазового перехода A1 \rightarrow B2 в разупорядоченном сплаве Pd₄₅Cu₅₅ при обычном нагреве со скоростью 2 К мин⁻¹ (T_2) и при облучении ионами Ar⁺ (T_1) ($\Delta T = T_2 - T_1 = 135$ °C) [39]. (г) Магнитная доменная структура и схема замыкания доменов в кристалле кремнистого железа Fe-3 % Si после облучения ионами Ar⁺ [40] (правая часть поверхности при облучении закрывалась маской, стрелки показывают направления намагниченности в доменах). (д) Результаты радиационного и печного отжига промышленного сплава AMr6 (см. таблицу) [43]. (е) Влияние различных режимов радиационного отжига на пластичность сплава AMr6.

В работах [32-34] показано существенное влияние облучения ионами N⁺ и Ar⁺ в непрерывном и импульсно-периодическом режиме (различное для разных режимов облучения) на сверхтонкую магнитную структуру мёссбауэровского спектра сплава Fe₆₉Ni₃₁, 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 °С. Аналогичное изменение сверхтонких магнитных полей на ядрах атомов в этом сплаве наблюдалось ранее лишь в условиях сверхвысоких давлений. Обычный нагрев до температуры 200 °С не изменяет вида спектра.

На основе учета повреждающего (образование дефектов в поверхностном слое толщиной несколько десятков нанометров) и радиационно-динамического воздействия ускоренных ионов в работе [47] были оптимизированы режимы облучения анизотропной трансформаторной стали 3424 (Fe-3 % 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

Вид обработки	Сплав								
	АМг6			1441			ВД1		
	$\sigma_{\rm B},$ МПа	$σ_{0,2},$ ΜΠα	$\delta, \%$	$\sigma_{\rm B},$ МПа	$\sigma_{0,2},$ МПа	δ, %	$\sigma_{\rm B},$ 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 (5–30 с) ионами Ar ⁺	335	174	26	218	130	19	200	81	23

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

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 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. 3г) перпендикулярных оси легкого намагничивания [001] и др.

Детальное исследование [47, 48] влияния режимов радиационной обработки на электротехнические свойства аморфных лент из сплава $Fe_{73,5}Cu_1Nb_3Si_{13,5}B_9$ пучками ускоренных ионов Ar⁺ после их стандартной финишной обработки (отжига при температуре 530 °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 ионнолучевой и термомагнитной обработки пермаллоя (Fe – 70 % Ni) и трансформаторной стали (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 таковой при чисто термомагнитной обработке для пермаллоя составляет 27 %. Дополнительное уменьшение потерь на перемагничивание за счет комбинированной обработки для трансформаторной стали составляет порядка 15 %.

4.3. Радиационный отжиг

промышленных алюминиевых сплавов

Институтом электрофизики УрО РАН совместно с Каменск-Уральским металлургическим заводом (ОАО КУМЗ) проводятся исследования, направленные на разработку технологий, позволяющих заменить трудоемкий и энергоемкий промышленный печной отжиг алюминиевого проката (с целью снятия нагартовки⁷) радиационным отжигом, а также способов 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, в том числе режимы облучения, представлены в таблице и на рис. 5д, е.

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 РД-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 — понижение температуры 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 электронноскопическими 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.

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⁻², соответствующее время облучения $\sim 1-10$ с), растворение (10^{15} см⁻²) и образование ($10^{16}-10^{17}$ см⁻²) новых фаз⁸, рекристаллизация и рост зерна ($5 \times 10^{16}-3 \times 10^{17}$ см⁻²) (см. рис. 6). Кроме того, с увеличением дозы облучения происходит постепенное снятие кристаллографической *текстуры прокатки*

⁷ 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.

⁸ При печном отжиге интерметаллидный состав алюминиевых сплавов не изменяется.



Рис. 6. Изменение структуры сплава ВД1 (Al-Cu-Mg) (a – 3) в ходе радиационного отжига. (a – г) *Микроструктура сплава* ВД1 в плоскости прокатки: (a) исходное состояние после холодной прокатки — ячеистая дислокационная структура; (b) после отжига в печи (250 °C, 2 ч) — равномерная субзеренная структура; (b) после облучения ионами Ar⁺ (E = 20 кув, j = 150 мкА см⁻², $D = 10^{15}$ см⁻², время облучения 1 с) — субзеренная структура; (г) после облучения ионами Ar⁺ ($D = 10^{17}$ см⁻²) — рекристаллизованное состояние. (д–3) *Микроструктура сплава* ВД1 в полеречном сечении (по толщине листа): (д) в исходном состоянии; (е–3) после облучения пучком ионов Ar⁺, $D = 10^{16}$ см⁻² (вблизи облученной поверхности, в центральной части и вблизи необлученной поверхности соответственно).



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 при температуре 370 °С в течение 2 ч), (в) после облучения ионами Ar⁺ ($D = 5.6 \times 10^{16}$ см⁻²).

(рис. 7). Этот процесс в целом аналогичен печному отжигу, но имеет и 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 σ_B , предела текучести $\sigma_{0,2}$ и относительного удлинения δ от параметров облучения (энергии *E*, плотности ионного тока *j* и дозы *D*) (рис. 5е).

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

5. Заключение

В заключение отметим, что радиационно-динамическое воздействие фактически является 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 повысить мощность энерговыделения до уровня, сравнимого с таковым при воздействии боевых зарядов либо метеоритов. Очевидно, что такие масштабы воздействия не приемлемы для рассматриваемых нами целей. Кроме того, надо более подробно анализировать другие аспекты подобия отмеченных воздействий.

На основе вышеуказанного можно сделать следующие выводы.

1. Различные виды корпускулярного излучения, за исключением излучения частиц с массой меньшей массы нуклона, образуют зоны взрывного энерговыделения в конденсированных средах с испусканием 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 дальнодействия при облучении.

 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.)



Рис. 8. Оборудование для радиационной обработки материалов ионными пучками. (а) Ионный имплантер для двухсторонней обработки движущихся полос сплавов встречными пучками ионов [52]. (б) Встречные пучки ионов (снимок через окно камеры). (в) Действующий макет ленточного источника ускоренных ионов, сечением 20 × 1200 мм², для обработки листового проката [53]. (г) Установка для радиационной обработки расплавов.

названы *радиационно-динамическими* эффектами (процессами) в отличие от хорошо изученных радиационностимулированных миграционных процессов.

4. Пластическое течение материала на фронте послекаскадных 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 [26]) в результате "радиационной тряски" решетки испускаемыми волнами.

5. Экспериментальные данные свидетельствуют о том, что РД-воздействие 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 др.

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 более низких затрат энергии, значительно меньшего времени обработки и протекает при значительно более низких (на 50-200 K) температурах.

Список литературы

- 1. Мамонтов А П, Чернов И П Эффект малых доз ионизирующего излучения (М.: Энергоатомиздат, 2001)
- Тетельбаум Д И, Курильчик Е В, Латышева Н Д Неорганические материалы 35 (4) 1 (1999) [Tetel'baum D I, Kuril'chik E V, Latysheva N D Inorganic Mater. 35 344 (1999)]
- 3. Гусева М И "Ионная имплантация в неполупроводниковые материалы", в сб. *Итоги науки и техники* (Сер. Пучки заряжен-

- Мартыненко Ю В "Эффекты дальнодействия при ионной имплантации", в сб. Итоги науки и техники (Сер. Пучки заряженных частиц и твердое тело) Т. 7 (М.: ВИНИТИ, 1993) с. 82
- 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 Sci. 26 227 (2000)
- Диденко А Н и др. Эффекты дальнодействия в ионно-имплантированных металлических материалах (Отв. ред. Ю Р Колобов) (Томск: Изд-во НТЛ, 2004)
- Ryssel H, Ruge I Ionenimplantation (Stuttgart: Teubner, 1978) [Translated into English: Ion Implantation (Chichester: Wiley, 1986)] [Риссел X, Руге И Ионная имплантация (М.: Наука, 1983)]
- Tompson M W Defects and Radiation Damage in Metals (London: Cambridge Univ. Press, 1969) [Томпсон М Дефекты и радиационные повреждения в металлах (М.: Мир, 1971)]
- 11. Biersack J P, Haggmark L G Nucl. Instrum. Methods 174 257 (1980)
- Poate J M, Foti G, Jacobson D C (Eds) Surface Modification and Alloying by Laser, Ion, and Electron Beams (New York: Plenum Press, 1983) [Поут Дж, Фоти Г, Джекобсон Д К (Ред.) Модифицирование и легирование поверхности лазерными, ионными и электронными пучками (М.: Машиностроение, 1987)]
- Chudinov V G, Cotterill R M J, Andreev V V Phys. Status Solidi A 122 111 (1990)
- Левин В М, Чернозатонский Л А, в кн. Физическая энциклопедия (Гл. ред. А М Прохоров) (М.: Советская энциклопедия, 1990) с. 507
- 15. Nordlung K et al. *Nature* **398** 49 (1999)
- Козлов А В и др. Вопросы атомной науки и техники 66 (1) 47 (2006)
- 17. Амирханов И В и др. ЭЧАЯ 37 1592 (2006) [Amirkhanov I V et al. *Phys. Part. Nucl.* 37 837 (2006)]
- Behrisch R et al. Sputtering by Particle Bombardment Vol. 3 Characteristics of Sputtering Particles, Technical Applications (Topics in Applied Physics, Vol. 64, Ed. R Behrisch) (Berlin: Springler-Verlag, 1991) [Бериш Р и др. Характеристики распыленных частиц, применения в технике (Распыление под действием бомбардировки частицами, Вып. III) (М.: Мир, 1998)]
- Овчинников В В и др., в сб. Труды XV Междунар. совещ. "Радиационная физика твердого тела" (Севастополь, 4–9 июля 2005 г.) (Под ред. Г Г Бондаренко) (М.: НИИ ПМТ МГИЭМ (ТУ), 2005) с. 199
- 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 et al. Appl. Phys. A 83 83 (2006)
- 22. Жуков В П, Болдин А А *Атомная энергия* **63** 375 (1987) [Zhukov V P, Boldin A A *At. Energy* **63** 884 (1984)]
- Zhukov V P, Ryabenko A V Radiation Effects Defects Solids 82 85 (1984)
- Жуков В П, Демидов А В Атомная энергия 59 (1) 29 (1985) [Zhukov V P, Demidov A V At. Energy 59 568 (1985)]
- 25. Thompson D A Radiation Effects Defects Solids 56 105 (1981)
- Блейхер Г А, Кривобоков В П, Пащенко О В Тепломассоперенос в твердом теле под воздействием мощных пучков заряженных частиц (Новосибирск: Наука, 1999)
- 27. Ovchinnikov V V, Chernoborodov V I, Ignatenko Yu G Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B 103 313 (1995)
- Псахье С Г и др. Письма в ЖТФ 25 (6) 7 (1999) [Psakh'e S G et al. Sov. Tech. Phys. Lett. 25 209 (1999)]
- 29. Ovchinnikov V V Proc. SPIE 2259 605 (1994)
- Овчинников В В, Эркабаев М А, в сб. Труды VII Межнац. совещ. "Радиационная физика твердого тела" (Севастополь, 30 июня – 5 июля 1997 г.) (Под ред. Г Г Бондаренко) (М.: НИИ ПМТ при МГИЭМ (ТУ), 1997) с. 22
- 31. Бородин С Н и др. Письма в ЖТФ 15 (17) 51 (1989)
- Крейндель Ю Е, Овчинников В В Физика и химия обработки материалов (3) 14 (1991)

- 33. Kreindel Yu E, Ovchinnikov V V Vacuum 42 (1-2) 81 (1991)
- 34. Ovchinnikov V V et al. Surf. Coating Technol. 64 1 (1994)
- 35. Овчинников В В Изв. РАН. Металлы (6) 104 (1996)
- Мельников Л А, Соколов Б К, Стрегулин А И ФММ 15 (3) 357 (1963)
- 37. Гущина Н и др., в сб. Труды XII Междунар. конф. "Радиационно-термические эффекты и процессы в неорганических материалах" (Под ред. А П Суржикова) (Томск: Изд-во Томск. политехн. ун-та, 2003) с. 192
- Овчинников В В и др., в сб. Труды XIII Междунар. совещ. "Радиационная физика твердого тела" (Под ред. Г Г Бондаренко) (М.: НИИ ПМТ МГИЭМ (ТУ), 2003) с. 587
- Чемеринская Л С и др., в сб. Труды XV Междунар. совещ. "Радиационная физика твердого тела" (Севастополь, 4–9 июля 2005) (Под ред. Г Г Бондаренко) (М.: НИИ ПМТ МГИЭМ (ТУ), 2005) с. 461
- Чемеринская Л С и др., в сб. Труды IV Междунар. научной конф. "Радиационно-термические эффекты и процессы в неорганических материалах" (Под ред. А П Суржикова) (Томск: Изд-во Томск. политехн. ун-та, 2004) с. 278
- Goloborodsky B Yu, Ovchinnikov V V, Semenkin V A Fusion Sci. Technol. 39 1217 (2001)
- 42. Бородин С Н и др. *Письма в ЖТФ* **15** 13 87 (1989)
- 43. Ovchinnikov V V et al. *Изв. вузов. Сер. Физ.* (8, Приложение) 350 (2006)
- Овчинников В В и др. Изв. вузов. Сер. Физ. (2) 73 (2007) [Ovchinnikov V V et al. Russ. Phys. J. 50 177 (2007)]
- 45. Овчинников В В и др. *ΦMM* **105** 404 (2008) [Ovchinnikov V V et al. *Phys. Met. Metallogr.* **105** 375 (2008)]
- Овчинников В В и др., в сб. Труды VII Междунар. конф. "Взаимодействие излучений с твердым телом", Минск, Беларусь, 26-28 сентября 2007 г., с. 143
- Соколов Б К и др. *ΦMM* 89 (4) 32 (2000) [Sokolov B K et al. *Phys. Met. Metallogr.* 89 348 (2000)]
- Драгошанский Ю Н, Губернаторов В В, Соколов Б К, Овчинников В В Докл. PAH 383 761 (2002) [Dragoshanskii Yu N, Gubernatorov V V, Sokolov B K, Ovchinnikov V V Dokl. Phys. 47 302 (2002)]
- Губернаторов В В и др. Докл. РАН 410 194 (2006) [Gubernatorov V V et al. Dokl. Phys. 51 493 (2006)]
- Губернаторов В В и др. "Способ термомагнитной обработки магнитомягких материалов", Патент РФ на изобретение № 2321644 от 03.08.2006
- 51. Школьников А Р и др. *Изв. Томск. политехн. ун-та* **308** (7) 58 (2005)
- 52. Gavrilov N V et al. J. Vac. Sci. Technol. A 14 1050 (1996)
- 53. Gavrilov N V, Emlin D R, Bureev O A *Изв. вузов. Сер. Физ.* (8, Приложение) 92 (2006)

PACS numbers: 05.10.Ln, **64.60.**-i, **75.40.**-s DOI: 10.3367/UFNr.0178.200809g.1001

Критические свойства фрустрированных спиновых систем на слоистой треугольной решетке

А.К. Муртазаев

1. Введение

Проблема исследования фазовых переходов (ФП) и критических явлений (КЯ) во фрустрированных спиновых системах является одной из фундаментальных проблем статистической физики. Несмотря на значительные успехи, достигнутые в этой области, вопрос о построении строгой и последовательной микроскопической теории фазовых переходов и критических явлений остается одним из центральных в современной физике конденси-