

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.0991

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). *Петтаваттные 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 дальнего действия"¹ при облучении конденсированных сред пучками тяжелых заряженных частиц [3, 4] не получили убедительного объяснения в

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

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 часто 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.

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. 1б–г, 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. 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 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-

² То есть неразветвленных каскадов, когда все атомы компактной области участвуют в столкновениях.

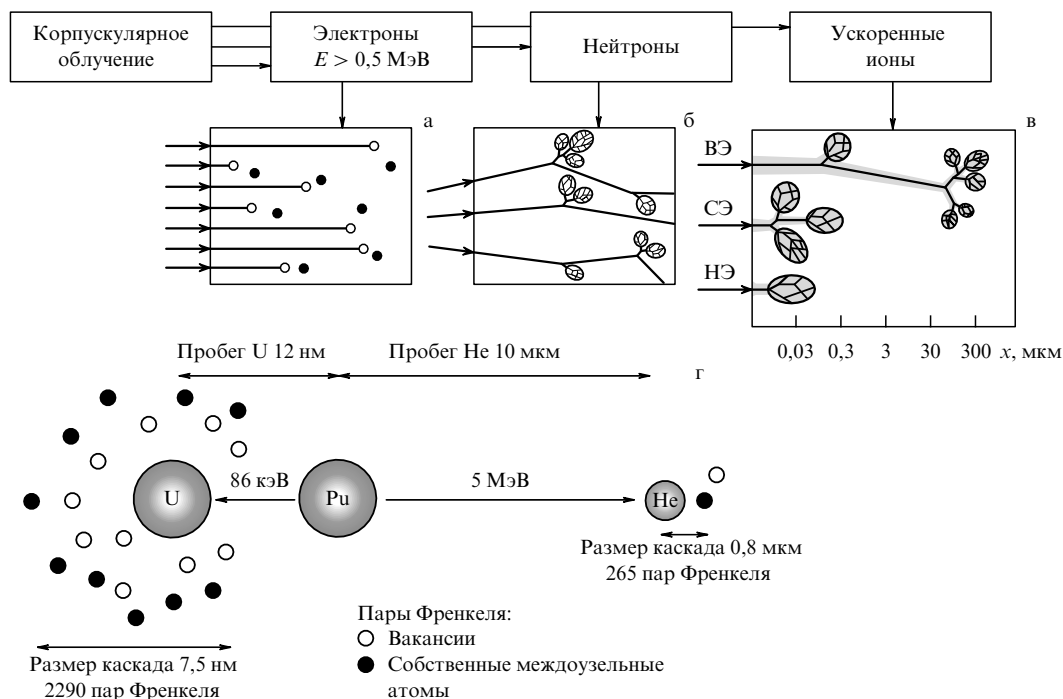


Рис. 1. Характер радиационных повреждений при корпускулярном облучении: (а) электроны (единичные пары Френкеля); (б) нейтроны (зоны прохождения плотных каскадов атомных смещений — обедненные зоны — [5], см. также рис. 2а, д–з); (в) тяжелые ионы и осколки деления (области плотных каскадов, области ионизации); (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]).

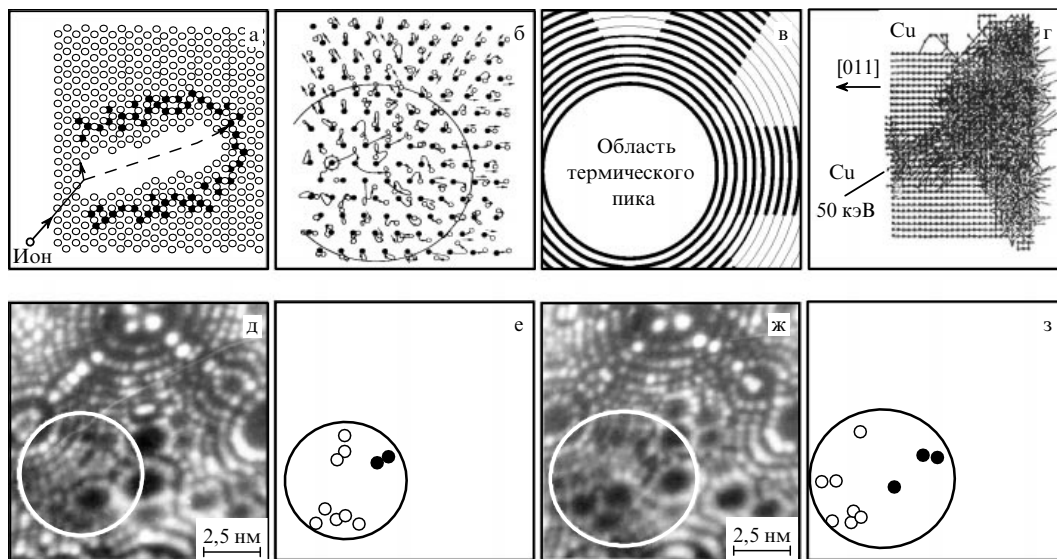


Рис. 2. Строение и динамика областей радиационных повреждений. (а) Схема обедненной зоны, образующейся после прохождения каскада атомных смещений [12]. (б) Результаты моделирования термического пика методом молекулярной динамики [13]. (в) Схема формирования фрагментов плоских волн из исходной сферической волны под действием механизмов фокусирования (см., например, [14]). (г) Развитие плотного каскада: $\text{Cu} \rightarrow \text{Cu}$ (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 $3,5 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$) [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.

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 вследствие 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 $10^4 - 10^6$ эВ). 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-

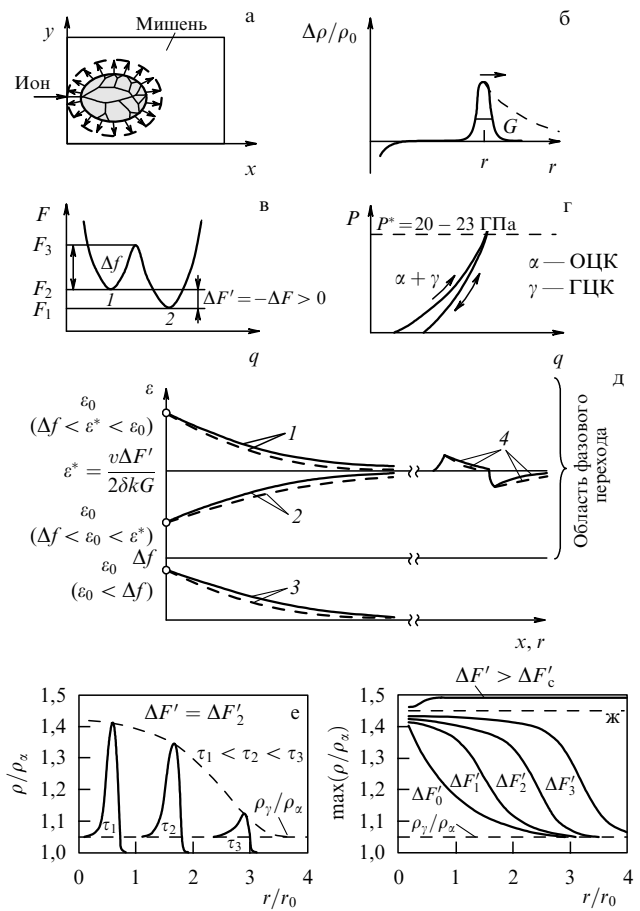


Рис. 3. Иллюстрации к природе радиационно-динамических структурно-фазовых превращений. (а) Образование наноударной волны на завершающей стадии эволюции плотного каскада атомных столкновений. (б) Профиль послекаскадной ударной волны (относительное изменение плотности среды) [22]. (в) Схема изменения свободной энергии системы (1 — метастабильное, 2 — стабильное состояние). (г) Необратимый фазовый переход в сплаве $Fe_{69}Ni_{31}$ при гидростатическом сжатии. (д) Графическое изображение решения уравнения $d\varepsilon/d\xi = -2\beta\varepsilon + \Delta F'/(kG)$ для плоской (сплошные кривые) и для сферической (штриховые кривые) волны, кривые 1, 2 и 4 — затухающая саморегулирующаяся по амплитуде волна, 3 — незатухающая волна фазового превращения при $\Delta F' > \Delta F'_c$. (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 $\Delta F' > \Delta F'_c$.

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 $\sim 10^8$ К), 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. 2б, 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 $0,2E$ [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. 2б–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 ($\lesssim 1$ 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_{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 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 дальнего действия" 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:

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

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: $E/N \geq \varepsilon_0$), 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):

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

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]):

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

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

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

$$-\rho_\alpha c = \rho(u - c), \quad (6)$$

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

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

Задача была привязана к конкретному сплаву Fe₆₉Ni₃₁, в котором ранее нами наблюдалось [31–35] инициируемое ионным облучением (Ag⁺, 20 кэВ) обратное ОЦК (α) → ГЦК (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) → ГЦК (γ)-превращение (рис. 3г).

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

$$\varepsilon = \varepsilon_s = \varepsilon_{\Gamma_s}^{B_s^0}(p, \rho),$$

$$\varepsilon = \begin{cases} \varepsilon_\alpha = \varepsilon_{\Gamma_\alpha}^{B_\alpha^0}(p, \rho), & \rho_0 = \rho_0^\alpha, B_0 = B_0^\alpha, \Gamma = \Gamma_\alpha \\ & \text{для } \alpha\text{-фазы,} \\ \varepsilon_\gamma = \varepsilon_{\Gamma_\gamma}^{B_\gamma^0}(p, \rho), & \rho_0 = \rho_0^\gamma, B_0 = B_0^\gamma, \Gamma = \Gamma_\gamma \\ & \text{для } \gamma\text{-фазы,} \end{cases} \quad (9)$$

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

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

$$p = p_s = p_{\Gamma_s}^{B_s^0}(\rho),$$

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

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

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 температуре $T < T_c$ 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).

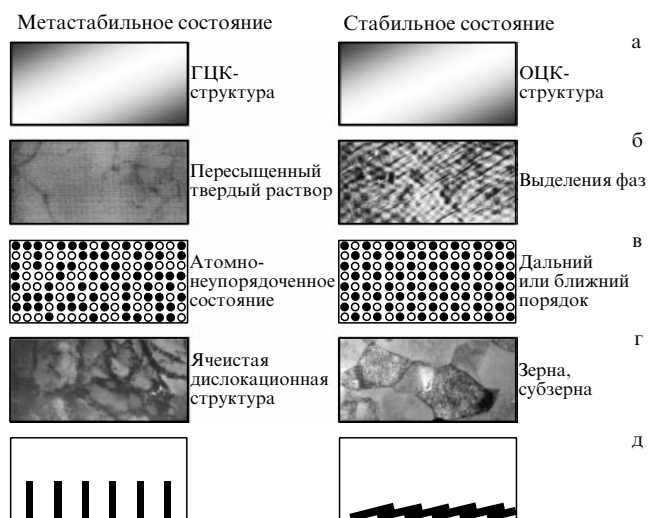


Рис. 4. Примеры стабильных и метастабильных состояний при комнатной температуре. (а) Сплав $\text{Fe}_{69}\text{Ni}_{31}$, испытывающий ОЦК \leftrightarrow ГЦК-фазовые превращения ($\alpha \leftrightarrow \gamma$) при нагреве и охлаждении. (б) Пересыщенные твердые растворы Al–4% Cu (с выделением при 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 отжиг* 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 термо-

стимулированных 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 FePd_2Au 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_2Au и $\text{Pd}_{45}\text{Cu}_{55}$ (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 $\text{Fe}_{69}\text{Ni}_{31}$ (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 фокусирования 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 [47–49] 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.

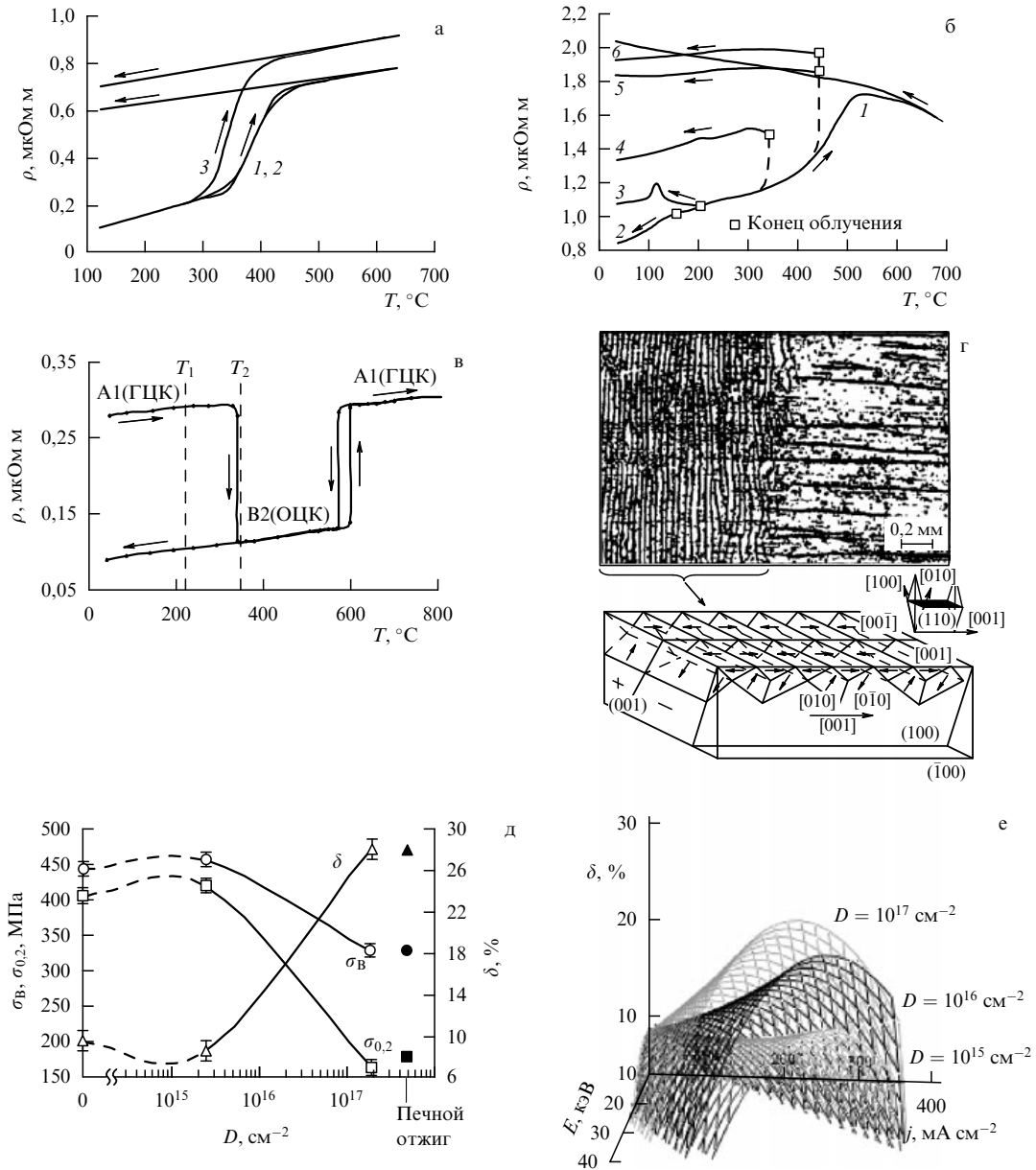


Рис. 5. Примеры РД-эффектов дальнего действия и их использование для радиационной обработки материалов. (а) Снижение температуры фазового перехода, изменение ρ и ТКС для сплава $Fe_{69}Ni_{31}$ (кривая 3) при облучении ионами аргона Ag^+ ($E = 20$ кэВ, $j = 80$ мкА см $^{-2}$) в сравнении с таковым при обычном нагреве (кривые 1, 2) [29]. (б) Электросопротивление *in situ* разупорядоченного закалкой сплава $FePd_2Au$ при нагреве и охлаждении (кривая 1), а также при облучении (кривые 2–6) пучками ионов Ag^+ ($E = 20$ 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 $Pd_{45}Cu_{55}$ при обычном нагреве со скоростью 2 К мин $^{-1}$ (T_2) и при облучении ионами Ag^+ (T_1) ($\Delta T = T_2 - T_1 = 135^\circ C$) [39]. (г) Магнитная доменная структура и схема замыкания доменов в кристалле кремнистого железа $Fe-3\% Si$ после облучения ионами Ag^+ [40] (правая часть поверхности при облучении закрывалась маской, стрелки показывают направления намагниченности в доменах). (д) Результаты радиационного и печного отжига промышленного сплава $AMg6$ (см. таблицу) [43]. (е) Влияние различных режимов радиационного отжига на пластичность сплава $AMg6$.

В работах [32–34] показано существенное влияние облучения ионами N^+ и Ag^+ в непрерывном и импульсно-периодическом режиме (различное для разных режимов облучения) на сверхтонкую магнитную структуру мессбауэровского спектра сплава $Fe_{69}Ni_{31}$, 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 $200^\circ C$. Аналогичное изменение сверхтонких магнитных полей на ядрах атомов в этом сплаве наблюдалось ранее лишь в условиях

сверхвысоких давлений. Обычный нагрев до температуры $200^\circ C$ 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

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

Вид обработки	Сплав								
	АМг6			1441			ВД1		
	σ_B , МПа	$\sigma_{0,2}$, МПа	δ , %	σ_B , МПа	$\sigma_{0,2}$, МПа	δ , %	σ_B , МПа	$\sigma_{0,2}$, МПа	δ , %
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 Ag^+	335	174	26	218	130	19	200	81	23

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 Ag^+ .

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 Ag^+ после их стандартной финишной обработки (отжига при температуре 530 °С 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 ($Fe-70\%Ni$) 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)

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.

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 ~ 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*

⁸ При печном отжиге интерметаллидный состав алюминиевых сплавов не изменяется.

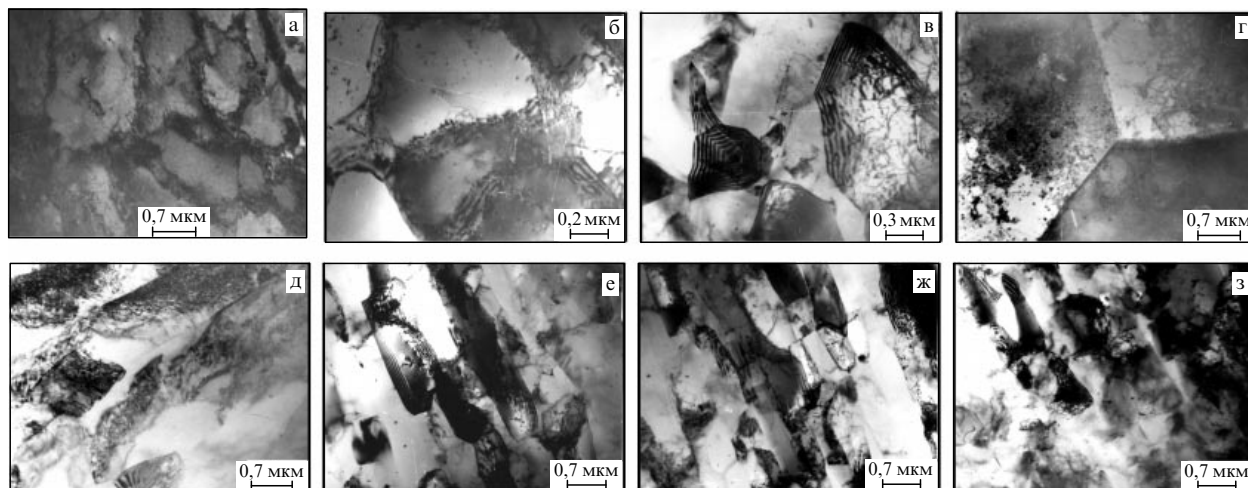


Рис. 6. Изменение структуры сплава ВД1 (Al–Cu–Mg) (а–з) в ходе радиационного отжига. (а–г) *Микроструктура сплава ВД1 в плоскости прокатки*: (а) исходное состояние после холодной прокатки — ячеистая дислокационная структура; (б) после отжига в печи (250 °С, 2 ч) — равномерная субзеренная структура; (в)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

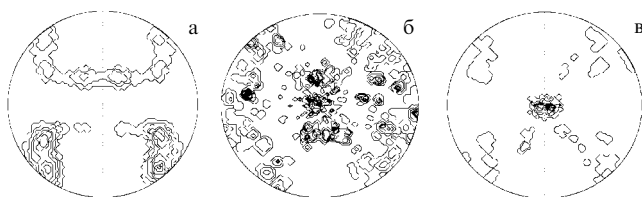


Рис. 7. Изменение кристаллографической текстуры сплава 1441 (Al–Li–Cu–Mg) в ходе радиационного отжига. *Полосные фигуры* (200): (а) состояние после холодной прокатки, (б) после отжига в печи при температуре 370 °С в течение 2 ч, (в) после облучения ионами Ag^+ ($D = 5,6 \times 10^{16}$ см^{-2}).

(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 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.)



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 $20 \times 1200 \text{ мм}^2$, для обработки листового проката [53]. (г) Установка для радиационной обработки расплавов.

названы *радиационно-динамическими* эффектами (процессами) в отличие от хорошо изученных радиационно-стимулированных 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 К) температурах.

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) [Tetel'baum D I, Kuril'chik E V, Latysheva N D *Inorganic Mater.* 35 344 (1999)]
3. Гусева М И "Ионная имплантация в неполюпроводниковые материалы", в сб. *Итоги науки и техники* (Сер. Пучки заряжен-

- ных частиц и твердое тело. Физические основы лазерной и пучковой технологии) Т. 5 (М.: ВИНТИ, 1984) с. 5
4. Мартыненко Ю В "Эффекты дальнего действия при ионной имплантации", в сб. *Итоги науки и техники* (Сер. Пучки заряженных частиц и твердое тело) Т. 7 (М.: ВИНТИ, 1993) с. 82
 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. Wolfger W *Los Alamos Sci.* **26** 227 (2000)
 8. Диденко А Н и др. *Эффекты дальнего действия в ионно-имплантированных металллических материалах* (Отв. ред. Ю Р Колобов) (Томск: Изд-во НТЛ, 2004)
 9. Rysse H, Ruge I *Ionenimplantation* (Stuttgart: Teubner, 1978) [Translated into English: *Ion Implantation* (Chichester: Wiley, 1986)] [Риссел Х, Руге И *Ионная имплантация* (М.: Наука, 1983)]
 10. 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)
 12. 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)]
 13. Chudinov V G, Cotterill R M J, Andreev V V *Phys. Status Solidi A* **122** 111 (1990)
 14. 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)
 16. 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)]
 18. 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: Springer-Verlag, 1991) [Берриш Р и др. *Характеристики распыленных частиц, применения в технике* (Распыление под действием бомбардировки частицами, Вып. III) (М.: Мир, 1998)]
 19. Овчинников В В и др., в сб. *Труды XV Международ. совещ. "Радиационная физика твердого тела"* (Севастополь, 4–9 июля 2005 г.) (Под ред. Г Г Бондаренко) (М.: НИИ ПМТ МГИЭМ (ТУ), 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 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)]
 23. Zhukov V P, Ryabenko A V *Radiation Effects Defects Solids* **82** 85 (1984)
 24. 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)
 26. Блейхер Г А, Кривообоков В П, Пашенко 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)
 28. 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)
 30. 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)
 32. Крейнфельд 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)
 36. 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
 38. 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
 39. 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
 40. 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
 41. Goloborodsky V Yu, Ovchinnikov V V, Semenkina 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)
 44. 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. *ФММ* **105** 404 (2008) [Ovchinnikov V V et al. *Phys. Met. Metallogr.* **105** 375 (2008)]
 46. 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
 47. Соколов Б К и др. *ФММ* **89** (4) 32 (2000) [Sokolov B K et al. *Phys. Met. Metallogr.* **89** 348 (2000)]
 48. Драгошанский Ю Н, Губернаторов В В, Соколов Б К, Овчинников В В *Докл. РАН* **383** 761 (2002) [Dragoshanskii Yu N, Gubernatorov V V, Sokolov B K, Ovchinnikov V V *Dokl. Phys.* **47** 302 (2002)]
 49. Губернаторов В В и др. *Докл. РАН* **410** 194 (2006) [Gubernatorov V V et al. *Dokl. Phys.* **51** 493 (2006)]
 50. Губернаторов В В и др. "Способ термомангнитной 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. Gavrilo N V et al. *J. Vac. Sci. Technol. A* **14** 1050 (1996)
 53. Gavrilo 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 конденса-

рованного состояния [1]. Современная теория ФП и КЯ в основном базируется на идеях, заложенных в гипотезе скейлинга, универсальности и в теории ренормализационной группы [1–4]. Анализ результатов, полученных при исследовании фрустрированных систем (ФС), а также спиновых систем с замороженным немагнитным беспорядком, показывает, что многие из этих результатов далеко выходят за рамки современной теории ФП и КЯ [3, 5, 6].

Большинство традиционных теоретических и экспериментальных методов исследования фрустрированных систем сталкиваются с серьезными трудностями при попытке вычислить критические параметры, определить особенности, характер и механизмы критического поведения [7, 8]. Поэтому сегодня ФП и КЯ в ФС интенсивно изучаются методами Монте-Карло (МК) [7–13]. Исследование непосредственно самой окрестности критической точки методами МК стало возможным только в последние годы. Подобные успехи достигнуты не только за счет увеличения вычислительных мощностей современных компьютеров, но и в результате привлечения дополнительных идей и методов. В частности, для исследования ФС разработаны специальные, так называемые репличные, алгоритмы метода МК [14].

Сейчас продолжают интенсивные исследования магнитных, тепловых и критических свойств фрустрированных спиновых систем [12, 13, 15–20]. Это связано с тем, что ФС обладают необычными магнитными свойствами, имеют богатое разнообразие фаз и ФП, обусловленное сильным вырождением и высокой чувствительностью таких систем к различного рода возмущающим взаимодействиям [21, 22]. Кроме того, остается открытым вопрос о принадлежности фрустрированных спиновых систем к новому классу универсальности критического поведения и его зависимости от различных факторов, таких как тип и величина межслойного обменного взаимодействия, учет взаимодействия вторых ближайших соседей, анизотропии, внешнего магнитного поля и др.

В данном докладе рассматриваются результаты нашего исследования методом МК критических свойств трехмерной (3D) антиферромагнитной модели Гейзенберга на треугольной решетке.

Интерес к этой модели обусловлен тем, что антиферромагнетики на треугольной решетке являются примером фрустрированных систем. Изучение этой модели может позволить получить ответ на вопрос о принадлежности фрустрированных систем к новому киральному классу универсальности, который до сих пор является дискуссионным [6–13]. Кроме того, многие важные физические свойства ФС сильно зависят от геометрии решетки (от степени фрустрации). Указанные особенности могут привести к сужению классов универсальности критического поведения, и этот вопрос до сих пор еще недостаточно полно изучен.

Особый интерес представляет вопрос о зависимости критических свойств фрустрированных систем от величины межслойного обменного взаимодействия. Критические индексы, которые являются высокочувствительными параметрами, могут служить индикаторами пространственного кроссовера от трехмерного критического поведения к двумерному (и обратно). Из полученных на сегодня данных нельзя однозначно определить закономерности изменения критического поведения ФС

в зависимости от параметра межслойного обменного взаимодействия, и этот вопрос до сих пор остается открытым [8, 9, 12, 13].

Кроме того, в литературе не встречаются описания исследований зависимости критических свойств фрустрированных систем от типа и величины межслойного обменного взаимодействия.

В данном докладе нами предпринята попытка по возможности с максимальной точностью, с соблюдением единой методики и использованием надежной и проверенной схемы на основе специального алгоритма метода Монте-Карло (репличный алгоритм) определить значения критических параметров 3D-фрустрированных антиферромагнитных моделей Гейзенберга на треугольной решетке.

2. Модель и метод исследования

Гамильтониан антиферромагнитной 3D-модели Гейзенберга на треугольной решетке может быть представлен в следующем виде [9]:

$$H = -J \sum_{\langle ij \rangle} \mathbf{S}_i \mathbf{S}_j - J' \sum_{\langle ij \rangle} S_i^x S_j^x, \quad (1)$$

где \mathbf{S}_i — трехкомпонентный единичный вектор $\mathbf{S}_i = (S_i^x, S_i^y, S_i^z)$, J и J' — константы обменного взаимодействия. Суммирование производится по ближайшим соседям. Решетка состоит из двумерных треугольных слоев, сложенных по ортогональной оси. Первый член в формуле (1) учитывает внутрислойное обменное взаимодействие J , а второй — межслойное взаимодействие J' .

Для выяснения влияния типа и величины межслойного обменного взаимодействия на характер критического поведения рассматривались три модели — D_1 , D_2 и D_3 :

модель D_1 — $J < 0$, $J' > 0$, $|J| = |J'|$;

модель D_2 — $J < 0$, $J' < 0$, $|J| = |J'|$;

модель D_3 — $J < 0$, $J' > 0$, $|J| \neq |J'|$.

Фрустрированные спиновые системы являются довольно сложными объектами для исследования даже методами МК. Как известно, вблизи критической точки метод МК сталкивается с проблемой "критического замедления", а в ФС эта проблема становится еще более актуальной [7]. Кроме того, для ФС характерна проблема многочисленных долин локальных минимумов энергии. Обычные методы МК плохо справляются с решением этих проблем. Поэтому в последнее время разработано много новых вариантов метода МК, специально ориентированных на исследования ФС. Из них наиболее мощными и эффективными в исследовании КЯ в ФС оказались репличные алгоритмы метода МК [14].

В данном исследовании нами использовался высокоэффективный репличный обменный алгоритм метода Монте-Карло [14] следующего типа.

1. Одновременно моделируются две реплики X и X' с разными температурами T и T' .

2. После выполнения 100 МК-шагов на спин эти реплики обмениваются данными в соответствии со схемой Метрополиса с вероятностью

$$w(X \rightarrow X') = \begin{cases} 1, & \Delta \leq 0, \\ \exp(-\Delta), & \Delta > 0, \end{cases}$$

где $\Delta = (T - T')(U - U')$, U и U' — внутренняя энергия первой и второй реплики соответственно.

В репличном обменном алгоритме для каждой реплики реализуется случайное блуждание по "температурному интервалу", которое, в свою очередь, стимулирует случайное блуждание в поле потенциальной энергии. Это облегчает решение проблемы "застревания" системы в многочисленных состояниях с локальной минимальной энергией.

Расчеты проводились для систем с периодическими граничными условиями (ПГУ) и с линейными размерами $L \times L \times L = N$, $L = 9-30$ для модели D_1 и D_3 и $L = 12-42$ для модели D_2 . Для модели D_3 соотношение межслойного и внутрислойного обменов изменялось в интервале $R = |J'/J| = 0,01-1,0$. Для вывода системы в состояние термодинамического равновесия отсекался участок длиной $\tau_0 = 4,0 \times 10^5$ МК-шагов на спин, что в несколько раз больше длины неравновесного участка. Усреднение термодинамических величин проводилось вдоль марковской цепи длиной $\tau = 25\tau_0$. Для повышения точности производилось усреднение по данным, полученным из десяти различных начальных конфигураций.

3. Результаты моделирования

Для наблюдения за температурным ходом поведения теплоемкости и восприимчивости нами использовались выражения [11, 23–25]:

$$C = NK^2(\langle U^2 \rangle - \langle U \rangle^2), \quad (2)$$

$$\chi = \begin{cases} NK(\langle m^2 \rangle - \langle m \rangle^2), & T < T_N, \\ NK\langle m^2 \rangle, & T \geq T_N, \end{cases} \quad (3)$$

$$\chi_k = \begin{cases} NK(\langle m_k^2 \rangle - \langle m_k \rangle^2), & T < T_k, \\ NK\langle m_k^2 \rangle, & T \geq T_k, \end{cases} \quad (4)$$

где $K = |J|/k_B T$, N — число частиц, m — магнитный параметр порядка, m_k — киральный параметр порядка, χ_k — киральная восприимчивость.

Параметр порядка системы m вычислялся по формуле [9]

$$m = \frac{3}{N} \sqrt{\frac{\langle M_A^2 + M_B^2 + M_C^2 \rangle}{3}}, \quad (5)$$

где M_A , M_B и M_C — намагниченности подрешеток А, В и С соответственно.

Намагниченность подрешетки определялась следующим образом [9]:

$$\langle |M_r| \rangle = \left\langle \sqrt{S_x^2 + S_y^2 + S_z^2} \right\rangle, \quad r = A, B, C. \quad (6)$$

Для вычисления кирального параметра порядка системы m_k использовались следующие выражения [10, 11]:

$$m_{kp} = \frac{2}{3\sqrt{3}} \sum_{\langle ij \rangle}^p [S_i \times S_j]_z, \quad (7)$$

$$m_k = \frac{1}{N} \sum_p m_{kp}, \quad (8)$$

где p нумерует треугольные плакетты.

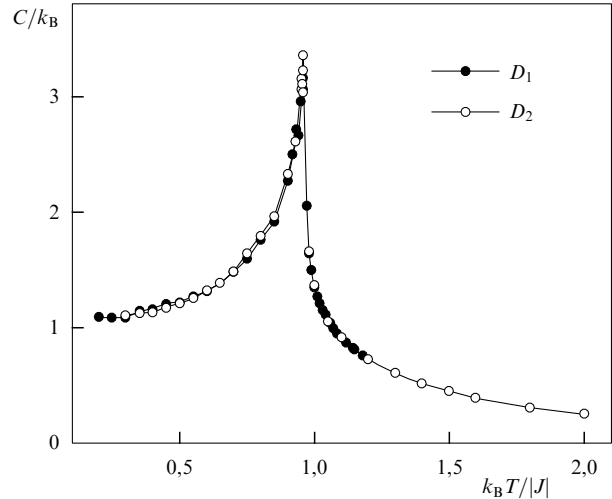


Рис. 1. Зависимость теплоемкости C/k_B от температуры $k_B T/|J|$ для моделей D_1 и D_2 .

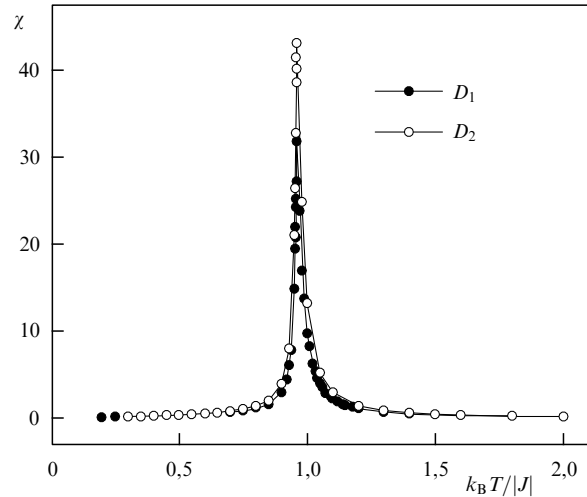


Рис. 2. Зависимость восприимчивости χ от температуры $k_B T/|J|$ для моделей D_1 и D_2 .

На рисунках 1 и 2 представлены температурные зависимости теплоемкости C и восприимчивости χ для моделей D_1 и D_2 . Здесь и далее погрешность данных не превышает размеров символов на рисунках. Отметим хорошо выраженные максимумы в критической области для обеих моделей, причем эти максимумы в пределах погрешности приходятся на одно и то же значение температуры.

Для более точного определения критической температуры T_N нами использовался метод кумулянтов Биндера U_L четвертого порядка, который имеет вид [26]

$$U_L = 1 - \frac{\langle m^4 \rangle_L}{3\langle m^2 \rangle_L^2}. \quad (9)$$

Согласно теории конечноразмерного скейлинга (КРС) точка пересечения всех кривых температурной зависимости $U_L(T)$ является критической точкой [25].

На рисунке 3 представлена характерная зависимость U_L от температуры для модели D_2 . Вставка на рисунке демонстрирует точность определения критической температуры. Из графика видно, что критическая температура

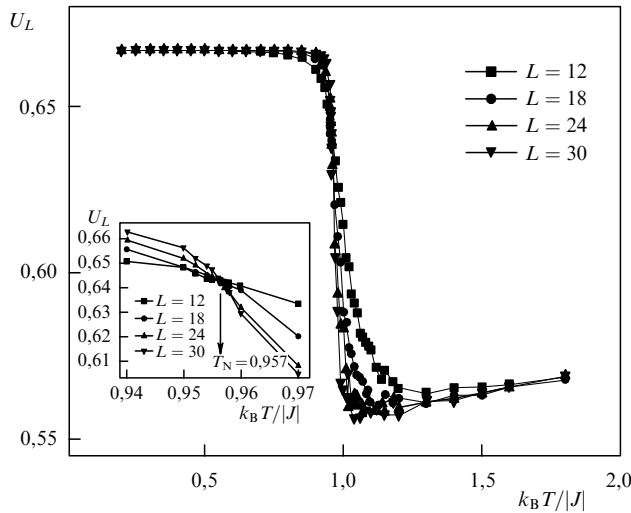


Рис. 3. Зависимость кумулянта Биндера U_L от температуры $k_B T / |J|$ для модели D_2 .

тура для $R = 1$ равна $T_N = 0,957(1)$ (здесь и далее температура дана в единицах $|J|/k_B$). При определении киральной критической температуры T_k нами применялся метод пересечения кумулянтов (cumulant crossing), который считается более точным и надежным [11–13, 26, 27]. Аналогичные расчеты были выполнены и для моделей D_1 и D_3 .

Для расчета статических киральных и магнитных критических индексов теплоемкости α , восприимчивостей γ , γ_k , намагниченностей β , β_k и радиусов корреляции ν , ν_k использовались соотношения теории конечноразмерного скейлинга [24, 26–29].

Из соотношений КРС следует, что в системе с размерами $L \times L \times L$ при $T = T_N$ и достаточно больших L выполняются следующие соотношения [11, 24, 28–31]:

$$m \propto L^{-\beta/\nu}, \quad (10)$$

$$m_k \propto L^{-\beta_k/\nu_k}, \quad (11)$$

$$\chi \propto L^{\gamma/\nu}, \quad (12)$$

$$\chi_k \propto L^{\gamma_k/\nu_k}, \quad (13)$$

$$V_n = L^{1/\nu} g_{V_n}, \quad (14)$$

$$V_{kn} = L^{1/\nu_k} g_{V_{kn}}, \quad (15)$$

где g_{V_n} — некоторая постоянная, а в качестве V_n и V_{kn} могут выступать

$$V_i = \frac{\langle m^i E \rangle}{\langle m^i \rangle} - \langle E \rangle, \quad i = 1, 2, 3, 4, \quad (16)$$

$$V_{ki} = \frac{\langle m_k^i E \rangle}{\langle m_k^i \rangle} - \langle E \rangle, \quad i = 1, 2, 3, 4. \quad (17)$$

Эти соотношения нами использовались для определения β , β_k , γ , γ_k , ν и ν_k . При аппроксимации температурной зависимости теплоемкости от L использовалось выражение [9–11, 32]

$$C_{\max}(L) = A_1 - A_2 L^{\alpha/\nu}, \quad (18)$$

где A_1 и A_2 — некоторые коэффициенты.

На рисунке 4 в двойном логарифмическом масштабе представлены характерные зависимости параметров V_i

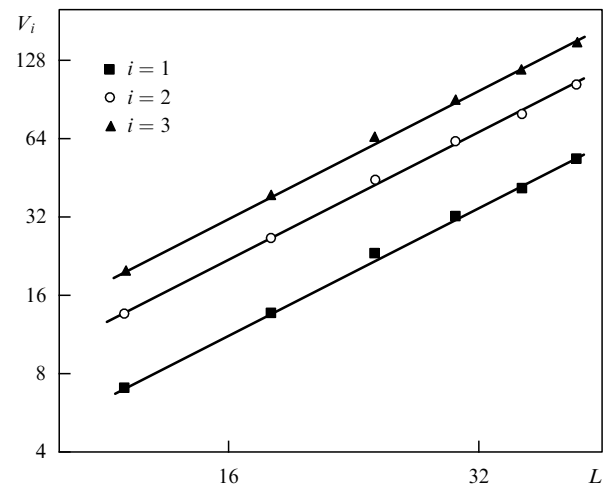


Рис. 4. Зависимость параметра V_i от линейных размеров системы L при $T = T_N$ для модели D_2 .

при $i = 1, 2, 3$ от линейных размеров решетки L для модели D_2 . Как видно из рисунка, все точки на графиках в пределах погрешности хорошо ложатся на прямую. Зависимости на рисунке, полученные методом наименьших квадратов, параллельны друг другу. Угол наклона прямой определяет значение $1/\nu$. Вычисленное таким образом значение ν использовалось для определения критических индексов теплоемкости α , восприимчивости γ и параметра порядка β . По этой схеме были определены и киральные критические индексы. Аналогичные расчеты выполнены также для моделей D_1 и D_3 .

Все значения индексов, полученные таким образом, представлены в табл. 1. Здесь же для сравнения приведены данные из работ [6, 7, 9–11].

Особо следует отметить процедуру, примененную нами для определения индекса Фишера η . Учитывая отношение между восприимчивостью χ и радиусом корреляции ξ [33]

$$\chi \propto \xi^{\gamma/\nu}, \quad (19)$$

а также соотношение $\eta = 2 - \gamma/\nu$, связывающее индекс η и ν , мы получим

$$\ln \frac{\chi}{\xi^2} = c - \eta \ln \xi, \quad (20)$$

где c — некоторая константа. Для систем с конечными размерами $\xi = L$ при $T = T_N$. Отсюда имеем

$$\ln \frac{\chi}{L^2} = c - \eta \ln L. \quad (21)$$

На основе выражения (21) было определено значение индекса Фишера η . По этой же схеме были рассчитаны значения магнитных и киральных критических индексов Фишера для моделей D_1 и D_2 , которые также представлены в табл. 1.

Для моделей D_1 и D_2 значения магнитной и киральной критической температуры в пределах погрешности совпадают между собой и с полученными в работах [9–11]. Сравнение значений критических параметров для модели D_1 с результатами исследований аналогичной модели из работ [9, 11] показывает, что наши данные

Таблица 1. Значения критических параметров для 3D-антиферромагнитной модели Гейзенберга на слоистой треугольной решетке

Критический параметр	Данные, полученные нами		Метод МК			Эксперимент (см. ссылки в [6])	Чистая модель (см. ссылки в [7])
	D ₁	D ₂	[9]	[10]	[11]		
T_N	0,956(1)	0,957(1)	0,954(2)	0,955(2)	0,9577(2)	—	1,443
T_k	0,956(2)	0,957(2)	—	0,958(2)	0,9577(2)	—	—
ν	0,59(1)	0,64(1)	0,53(3)	0,59(2)	0,586(8)	0,57(3)	0,706(9)
α	0,26(2)	0,05(2)	0,4(1)	0,24(8)	—	0,40(5)	-0,117(2)
β	0,26(1)	0,30(1)	0,25(2)	0,30(2)	0,285(11)	0,25(1)	0,364(7)
γ	1,23(2)	1,36(2)	1,1(1)	1,17(7)	1,185(3)	1,10(5)	1,390(23)
ν_k	0,59(2)	0,64(2)	—	0,60(2)	0,60(2)	—	—
β_k	0,43(2)	0,52(2)	—	0,55(2)	0,50(2)	0,44(2)	—
γ_k	0,87(3)	0,93(3)	—	0,72(2)	0,82(2)	0,84(7)	—
η	-0,09(3)	-0,06(3)	—	—	—	—	0,031(7)
η_k	0,50(4)	0,63(4)	—	—	—	—	—

Таблица 2. Значения магнитных критических параметров для модели D₃

R	T_N	ν	α	β	γ	$\alpha + 2\beta + \gamma = 2$
1	0,956(1)	0,59(2)	0,26(3)	0,26(2)	1,23(4)	2,02
0,8	0,872	0,60	0,24	0,26	1,26	2,02
0,7	0,829	0,61	0,22	0,28	1,29	2,07
0,6	0,783	0,59	0,22	0,29	1,22	2,02
0,4	0,677	0,60	0,24	0,27	1,27	2,05
0,3	0,619	0,60	0,26	0,29	1,23	2,07
0,1	0,468	0,59	0,24	0,28	1,17	1,97
0,075	0,442	0,55	0,26	0,24	1,23	1,97
0,05	0,413	0,55	0,15	0,22	1,11	1,70
0,01	0,353	0,48	0,09	0,27	0,82	1,45

Таблица 3. Значения киральных критических параметров для модели D₃

R	T_k	ν_k	α	β_k	γ_k	$\alpha + 2\beta_k + \gamma_k = 2$
1	0,956(2)	0,59(2)	0,26(3)	0,43(2)	0,87(5)	1,99
0,8	0,872	0,60	0,24	0,42	0,96	2,04
0,7	0,829	0,61	0,22	0,48	0,96	2,14
0,6	0,783	0,59	0,22	0,46	0,85	1,99
0,4	0,677	0,60	0,24	0,43	0,90	2
0,3	0,619	0,60	0,26	0,48	0,81	2,03
0,1	0,468	0,59	0,24	0,47	0,82	2
0,075	0,442	0,55	0,26	0,42	0,87	1,97
0,05	0,413	0,55	0,15	0,31	0,60	1,37
0,01	0,353	0,48	0,09	0,40	0,52	1,41

близки к данным более поздней работы [11]. Часть критических индексов для модели D₂ в пределах погрешности совпадают с результатами для такой же модели из [10]. Из таблицы 1 видно, что данные, полученные нами для модели D₁, ближе к экспериментальным результатам (см. ссылки в [6]) для антиферромагнетика CsMnBr₃ с треугольной решеткой, чем данные для модели D₂. Отметим, что значения индексов Фишера η и η_k для моделей D₁ и D₂ рассчитаны впервые.

Как видно из табл. 1, результаты нашего исследования хорошо согласуются как с данными лабораторного эксперимента, так и с большинством результатов численных экспериментов других авторов, но отличаются от результатов для нефрустрированной модели Гейзенберга (см. ссылки в [7]). Это позволяет нам говорить о том, что 3D-фрустрированная антиферромагнитная модель Гейзенберга на слоистой треугольной решетке (модель D₁) образует новый класс универсальности критического поведения.

Кроме того, большинство критических индексов модели D₁ сильно отличаются от индексов модели D₂. Это свидетельствует о том, что тип межслойного обменного взаимодействия играет важную роль при образовании классов универсальности таких систем. Очевидно, что модели D₁ и D₂ относятся к разным классам универсальности и каждая из них имеет свой набор критических индексов.

Значительный интерес представляет вопрос о зависимости критических индексов от R . Кроме того, значения

J и J' в большинстве реальных материалов не совпадают [15–17, 20]. Для изучения этого вопроса проведены исследования при различных значениях R . С использованием теории конечноразмерного скейлинга и вышеописанной процедуры были рассчитаны все основные статические киральные и магнитные критические индексы для случаев $J < 0$ и $J' > 0$ в интервале $R = 0,01–1,0$. Значения индексов, полученные таким образом, представлены в табл. 2 и 3.

Как видно из табл. 2 и 3, для всех значений $R \geq 0,075$ в пределах погрешности значения индексов совпадают и с достаточно высокой точностью выполняются скейлинговые соотношения между критическими индексами. При $R \leq 0,05$ значения критических индексов существенно изменяются и скейлинговые соотношения между ними уже не выполняются. По-видимому, значение $R = 0,075$ можно считать границей, после которой в системе происходит кроссовер от 3D-критического поведения к 2D-критическому поведению.

4. Заключение

Исследования критических свойств 3D-фрустрированной антиферромагнитной модели Гейзенберга на слоистой треугольной решетке, результаты которых представлены в докладе, выполнены с использованием высокоэффективного репличного алгоритма метода Монте-Карло. Рассчитаны все основные статические магнитные и киральные критические индексы. Расчет критических

индексов теплоемкости α , восприимчивостей γ , γ_k , параметров порядка β , β_k , индексов Фишера η , η_k и радиусов корреляции ν , ν_k выполнен на основе соотношений теории конечномерного скейлинга с соблюдением единой методики в рамках одного исследования. Значения индексов Фишера η и η_k для этой модели рассчитаны впервые. Полученные результаты свидетельствуют о принадлежности 3D-фрустрированной модели Гейзенберга на треугольной слоистой решетке к новому классу универсальности. Результаты данного исследования позволяют говорить о том, что класс универсальности критического поведения антиферромагнитной модели Гейзенберга на треугольной решетке зависит от типа и величины межслойного обменного взаимодействия.

Работа поддержана РФФИ (грант 07-02-00194 и грант "Юг России" 06-02-96602), Программой ведущих научных школ (грант НШ-5547.2006.2) и Фондом содействия отечественной науке.

Список литературы

1. Паташинский А З, Покровский В Л *Флуктуационная теория фазовых переходов* 2-е изд. (М.: Наука, 1982) [Translated into English: Patashinskii A Z, Pokrovskii V L *Fluctuation Theory of Phase Transitions* (Oxford: Pergamon Press, 1979)]
2. Ma Sh *Modern Theory of Critical Phenomena* (Reading, Mass.: W.A. Benjamin, 1976) [Ma Ш *Современная теория критических явлений* (М.: Мир, 1980)]
3. Доценко Вик С *УФН* **165** 481 (1995) [Dotsenko Vik S *Phys. Usp.* **38** 457 (1995)]
4. Коршунов С Е *УФН* **176** 233 (2006) [Korshunov S E *Phys. Usp.* **49** 225 (2006)]
5. Муртазаев А К *УФН* **176** 1119 (2006) [Murtazaev A K *Phys. Usp.* **49** 1092 (2006)]
6. Малеев С В *УФН* **172** 617 (2002) [Maleev S V *Phys. Usp.* **45** 569 (2002)]
7. Камиллов И К, Муртазаев А К, Алиев Х К *УФН* **169** 773 (1999) [Kamilov I K, Murtazaev A K, Aliev Kh K *Phys. Usp.* **42** 689 (1999)]
8. Loison D et al. *Письма в ЖЭТФ* **72** 487 (2000) [*JETP Lett.* **72** 337 (2000)]
9. Kawamura H *J. Phys. Soc. Jpn.* **56** 474 (1987)
10. Kawamura H *J. Phys. Soc. Jpn.* **61** 1299 (1992)
11. Mailhot A, Plumer M L, Caille A *Phys. Rev. B* **50** 6854 (1994)
12. Муртазаев А К, Рамазанов М К, Бадиев М К *ЖЭТФ* **132** 1152 (2007) [Murtazaev A K, Ramazanov M K, Badiev M K *JETP* **105** 1011 (2007)]
13. Murtazaev A K, Ramazanov M K *Phys. Rev. B* **76** 174421 (2007)
14. Mitsutake A, Sugita Y, Okamoto Y *Biopolymers* **60** 96 (2001)
15. Svistov L E et al. *Phys. Rev. B* **67** 094434 (2003)
16. Свистов Л Е и др. *Письма в ЖЭТФ* **80** 231 (2004) [Svistov L E et al. *JETP Lett.* **80** 204 (2004)]
17. Свистов Л Е и др. *Письма в ЖЭТФ* **81** 133 (2005) [Svistov L E et al. *JETP Lett.* **81** 102 (2005)]
18. Pelissetto A, Rossi P, Vicari E *Phys. Rev. B* **65** 020403 (2001)
19. Peles A, Southern B W *Phys. Rev. B* **67** 184407 (2003)
20. Smirnov A I et al. *Phys. Rev. B* **75** 134412 (2007)
21. Гехт Р С *ЖЭТФ* **102** 1968 (1992) [Gekht R S *JETP* **75** 1058 (1992)]
22. Гехт Р С *УФН* **159** 2 (1989) [Gekht R S *Sov. Phys. Usp.* **32** 871 (1989)]
23. Binder K, Wang J-Sh *J. Stat. Phys.* **55** 87 (1989)
24. Peczak P, Ferrenberg A M, Landau D P *Phys. Rev. B* **43** 6087 (1991)
25. Binder K, Heermann D W *Monte Carlo Simulation in Statistical Physics* (Berlin: Springer-Verlag, 1988) [Биндер К, Хеерман Д В *Моделирование методом Монте-Карло в статистической физике* (М.: Наука, 1995)]
26. Binder K *Z. Phys. B* **43** 119 (1981)
27. Ferrenberg A M, Landau D P *Phys. Rev. B* **44** 5081 (1991)
28. Ferdinand A E, Fisher M E *Phys. Rev.* **185** 832 (1969)
29. Fisher M E, Barber M N *Phys. Rev. Lett.* **28** 1516 (1972)
30. Landau D P *Physica A* **205** 41 (1994)
31. Loison D *Phys. Lett. A* **257** 83 (1999)

32. Муртазаев А К, Камиллов И К, Магомедов М А *ЖЭТФ* **120** 1535 (2001) [Murtazaev A K, Kamilov I K, Magomedov M A *JETP* **93** 1330 (2001)]
33. Holm Ch, Janke W *Phys. Rev. B* **48** 936 (1993)

PACS numbers: **42.55.-f**, **42.60.By**, **42.65.-k**
DOI: 10.3367/UFNr.0178.200809h.1006

Петаваттные лазеры на основе оптических параметрических усилителей: состояние и перспективы

Е.А. Хазанов, А.М. Сергеев

1. Введение

В докладе приведен обзор современного состояния фемтосекундных лазеров с рекордно высокой на сегодня мощностью — порядка 1 ПВт. На основе анализа преимуществ и недостатков параметрического усиления по сравнению с лазерным усилением в неодимовом стекле и кристалле сапфира показано, что использование параметрических усилителей является весьма перспективным путем для преодоления петаваттного барьера. Обсуждаются также и другие концепции мультипетаваттных лазеров, в том числе основанных на уникальных свойствах лазерной керамики.

С момента создания первого лазера одной из важнейших целей квантовой электроники было и остается увеличение пиковой мощности лазерного излучения. Само понятие "высокая пиковая мощность" постоянно меняется, и сегодня речь идет о мощности не менее 1 ПВт (10^{15} Вт). Ключевой вехой, позволившей достичь такой мощности, стало изобретение [1] в 1985 г. основополагающего принципа — усиления чирпированных (растянутых во времени, частотно-модулированных) импульсов — СРА (chirped pulse amplification). Идея (рис. 1) заключается в том, что перед усилением фемтосекундный импульс растягивается до длительности порядка 1 нс, что уменьшает его мощность и позволяет усилить его до большой энергии без самофокусировки и пробоя, а затем сжимается до исходной длительности с помощью дифракционных решеток, имеющих высокий порог пробоя, так как свет только отражается от них и не проходит

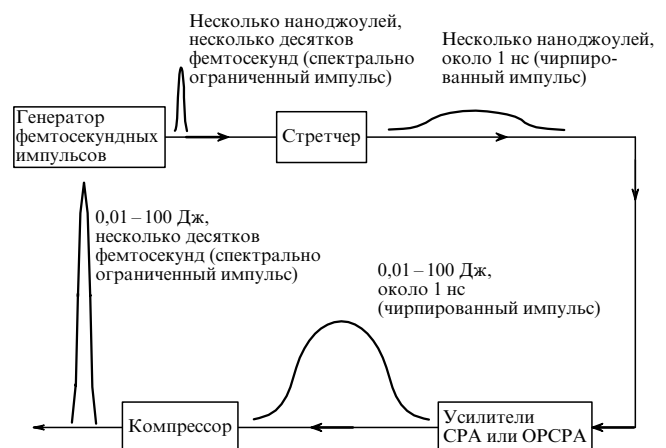


Рис. 1. Общая схема мощных фемтосекундных лазеров.

Таблица. Сравнение концепций петаваттных лазеров. Символы "+", "-" и "0" указывают соответственно на характеристики выше средних, ниже средних и средние

Усиливающая среда	Nd:стекло		Ti:сапфир		DKDP		Cr:YAG-керамика	
Источник энергии	Nd:стекло		Nd:стекло		Nd:стекло		Nd:стекло	
Накачка	нет	(+)	2ω Nd*	(-)	2ω Nd	(-)	1ω Nd**	(0)
Длительность накачки, нс	нет	(+)	> 10	(0)	1	(-)	> 10	(0)
Апертура усилителя, см	40	(0)	8	(-)	40	(0)	> 50	(+)
Минимальная длительность, фс	250	(-)	25	(+)	25	(+)	25	(+)
К.п.д. (1ω Nd \rightarrow фс)***, %	80	(+)	15	(0)	10	(-)	25	(0)
Количество петаватт из 1 кДж 1ω Nd	3,2 (3)****		6 (1,5)****		4		10	
Достигнутая мощность, ПВт	1,36 [2]		0,85 [4]		0,56 [23]		—	
<p>* Вторая гармоника неодимового лазера. ** Первая гармоника неодимового лазера. *** Из импульса первой гармоники неодимового лазера — в фемтосекундный импульс. **** Стойкость дифракционных решеток и кристаллов сапфира ограничивает максимальную мощность на уровне 3 ПВт и 1,5 ПВт соответственно.</p>								

внутри материальной среды. Принцип СРА используется во всех без исключения лазерах с мощностью 1 ТВт и более.

Петаваттная мощность впервые была получена в 1996 г. на основе СРА в неодимовом стекле [2]: длительность импульса 440 фс, энергия 600 Дж. Открытие [3] кристалла сапфира (корунд с титаном) позволило получить значительно более короткие импульсы и привело к созданию петаваттного лазера [4] с гораздо меньшей энергией импульса — 28 Дж при длительности 33 фс. В [5] было предложено использовать вместо обычного лазерного усиления параметрическое усиление (ОРСРА — optical parametrical chirped pulse amplification). Первый ОРСРА-лазер петаваттного уровня был создан [6] в 2006 г. на основе нелинейного кристалла DKDP (Deuterated Potassium Dihydrogen Phosphate).

Таким образом, все существующие и проектируемые петаваттные лазеры можно разделить на три типа по усиливающей среде: 1) неодимовое стекло [2, 7–14], 2) сапфир (корунд с титаном) [4, 13, 15–17] и 3) параметрические усилители на кристаллах KDP (Potassium Dihydrogen Phosphate) и DKDP [6, 18–25] (см. таблицу). Во всех трех типах энергия (в виде инверсии населенности) запасается в ионах неодима в стекле. В первом случае эта энергия непосредственно преобразуется в энергию чирпированного импульса, который затем сжимается. Во втором и третьем случаях запасенная энергия преобразуется в энергию узкополосного наносекундного импульса, который после преобразования во вторую гармонику служит накачкой усилителей чирпированных импульсов. Эта накачка либо обеспечивает инверсию населенностей в кристалле сапфира, либо параметрически распадается на два чирпированных импульса в нелинейном кристалле.

Пиковая мощность определяется длительностью сжатого импульса и его энергией. Максимальная энергия достигается в лазерах на неодимовом стекле, поскольку запасенная в виде инверсии населенности энергия непосредственно преобразуется в чирпированный импульс. Однако узкая полоса усиления лазерных стекол с неодимом ограничивает длительность сжатого импульса на уровне несколько сотен фемтосекунд. В результате оптическая стойкость дифракционных реше-

ток ограничивает продвижение в мультитераваттный диапазон.

В отличие от лазеров на неодимовом стекле лазеры на сапфире обеспечивают широкополосное усиление, позволяющее сжать импульс вплоть до 10–20 фс. В то же время при существующей технологии выращивания апертура кристаллов сапфира составляет не более 10 см. Столь малая апертура при попытке превысить петаваттный уровень будет приводить к ограничению энергии чирпированного импульса из-за оптического пробоя и самофокусировки.

2. Преимущества и недостатки параметрического усиления

От вышеуказанных недостатков неодимового стекла и сапфира свободны параметрические усилители, поскольку апертура выращиваемых сейчас нелинейных кристаллов KDP и DKDP составляет 40 см, что сравнимо с размерами элементов из неодимового стекла, а полоса усиления сравнима с полосой сапфира. Более того, сам принцип ОРСРА имеет ряд неоспоримых преимуществ по сравнению с СРА.

Во-первых, при ОРСРА достигается очень высокий коэффициент усиления за один проход — до 10^4 , по сравнению с 10 при СРА. Во-вторых, при ОРСРА усиление направленное, что исключает усиленную спонтанную люминесценцию и самовозбуждение усилителей в поперечном к распространению накачки направлении, снимая существенное для СРА-лазеров ограничение. В-третьих, низкий уровень усиленной спонтанной люминесценции в продольном направлении обеспечивает высокий временной контраст сжатого импульса. В-четвертых, при ОРСРА разница энергий кванта накачки и сигнала, в отличие от таковой при СРА, не выделяется в кристалле в виде тепла, так как выносится холостой волной. Даже при работе в частотном режиме это обеспечивает малые тепловые нагрузки и, как следствие, дифракционное качество пучка. И наконец, искажение спектра чирпированного импульса из-за насыщения усиления при ОРСРА меньше, чем при СРА, поскольку отсутствует эффект уменьшения инверсии населенностей к концу импульса. Таким образом, использование пара-

метрических усилителей — весьма перспективный путь преодоления петаваттного барьера.

В то же время следует отметить и недостатки ОРСРА. Прежде всего, это необходимость использования короткого (длительностью около 1 нс) импульса накачки, поскольку в отличие от лазерного усилителя параметрический усилитель не может накапливать энергию за счет инверсии населенностей. По этой же причине ОРСРА требует высокой (100 пс) точности синхронизации импульса накачки и chirпированного импульса. Кроме того, при ОРСРА практически невозможно использовать несколько лазеров для накачки одного усилителя, что легко реализуется при СРА.

Как видно из вышеизложенного, все преимущества ОРСРА связаны непосредственно с усилителем, а недостатки — с лазером накачки, требования к которому выше, чем при СРА.

3. Выбор нелинейного кристалла для ОРСРА

Наиболее перспективной накачкой для создания мощных параметрических усилителей является излучение второй гармоники лазеров на неодимовом стекле с длиной волны $\lambda_p = 527$ нм. Для этой длины волны наиболее широкую полосу усиления имеют кристаллы LBO (борат лития), ВВО (метаборат бария), KDP и DKDP [26, 27]. Первые два кристалла обладают большой нелинейностью, но современная технология выращивания позволяет получать такие кристаллы с поперечными размерами лишь порядка нескольких сантиметров. Следовательно, кристаллы LBO и ВВО могут использоваться только в первых каскадах ОРСРА. Кристаллы KDP и DKDP, хотя и обладают меньшей нелинейностью, могут быть выращены до размеров, обеспечивающих апертуру в 40 см и более, что позволяет использовать их в оконечных каскадах петаваттных ОРСРА-лазеров.

Ключевое значение для широкополосного параметрического усиления имеют дисперсионные зависимости показателя преломления, определяющие расстройку волновых векторов Δk , которая может быть представлена в виде разложения в ряд Тейлора по отстройке Ω от центральной частоты трехволнового синхронизма:

$$\Delta k(\Omega) \equiv \Delta k(0) - \left(\frac{dk_s}{d\omega} + \frac{dk_{iz}}{d\omega} \right) \Omega - \frac{1}{2} \left(\frac{d^2k_s}{d\omega^2} + \frac{d^2k_{iz}}{d\omega^2} \right) \Omega^2 - O(\Omega^3),$$

где k_s — волновой вектор сигнальной волны, распространяющейся вдоль оси z , k_{iz} — проекция волнового вектора холостой волны на ось z . В зависимости от количества нулевых слагаемых в этом ряду говорят о фазовом синхронизме (нулю равно только первое слагаемое), групповом синхронизме (нулевые первые два слагаемых) и сверхширокополосном синхронизме (нулевые первые три слагаемых). Для реализации последнего случая необходимо выполнение трех условий. При заданной длине волны накачки λ_p имеются три свободных параметра: два угла (между оптической осью кристалла и волновыми векторами накачки и сигнала) и длина волны сигнала λ_s . Анализ, проведенный в [27], показал, что для кристаллов, в которых $\lambda^* > 2\lambda_p$, существует такой набор указанных трех параметров, при котором

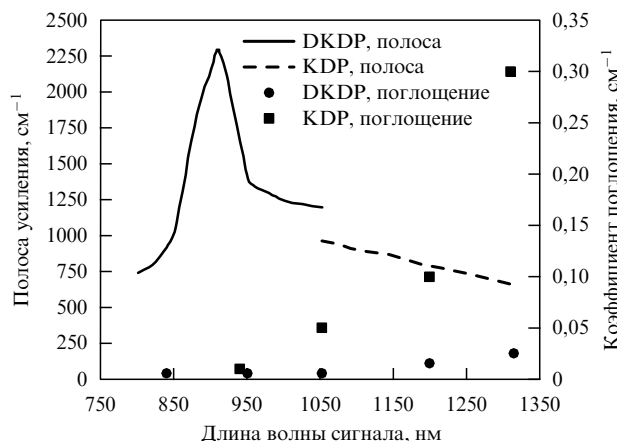


Рис. 2. Коэффициент поглощения обыкновенной волны и ширина полосы (по полувысоте) усиления при интенсивности накачки 1 ГВт см^{-2} на длине волны $\lambda_p = 527$ нм и длине кристалла 70 мкм [27].

выполняются три условия сверхширокополосного синхронизма, а для кристаллов, в которых $\lambda^* < 2\lambda_p$, эти три условия никогда не выполняются и сверхширокополосный синхронизм не существует. Здесь λ^* — длина волны, при которой вторая производная волнового числа обыкновенной волны по частоте обращается в нуль, $d^2k/d\omega^2 = 0$.

При $\lambda^* < 2\lambda_p$ максимальная ширина полосы усиления достигается при вырожденном взаимодействии ($\lambda_s = 2\lambda_p$). К этому типу кристаллов относится кристалл KDP, который в работах [18, 19, 26, 28–31] рассматривался как единственный кандидат для мощных ОРСРА-лазеров. Однако, как видно из рис. 2, максимальная полоса усиления в KDP не превышает 1000 см^{-1} и достигается при $\lambda_s = 2\lambda_p = 1054$ нм — в диапазоне, в котором не существует лазеров с длительностью импульса 30 фс и меньшей.

В [32] предложено вместо KDP использовать кристалл DKDP. В [27, 32, 33] определены достоверные дисперсионные зависимости DKDP и рассмотрен вопрос о влиянии на них степени дейтерирования. В этих же работах показано, что для DKDP $\lambda^* < 2\lambda_p$ и при $\lambda_s = 910$ нм выполняются условия сверхширокополосного синхронизма, а полоса усиления более чем вдвое превосходит полосу усиления в KDP (см. рис. 2), позволяя усиливать импульсы длительностью ~ 15 фс. Важно отметить, что как на сигнальной (910 нм), так и на холостой (1250 нм) длинах волн имеются источники фемтосекундных импульсов с такой длительностью — лазеры на сапфире и на форстерите с хромом [34, 35]. Кроме того, кристалл DKDP имеет существенно меньшее поглощение (см. рис. 2).

Таким образом, наиболее перспективной архитектурой петаваттных ОРСРА-лазеров является усиление chirпированного импульса с центральной длиной волны 910 нм в кристалле DKDP. В разделе 4 описан созданный согласно этой архитектуре ОРСРА-лазер мощностью 0,56 ПВт [23].

4. 0,56-петаваттный ОРСРА-лазер на кристалле DKDP

Общая схема лазера, созданного в Институте прикладной физики (ИПФ) РАН, приведена на рис. 3. Как

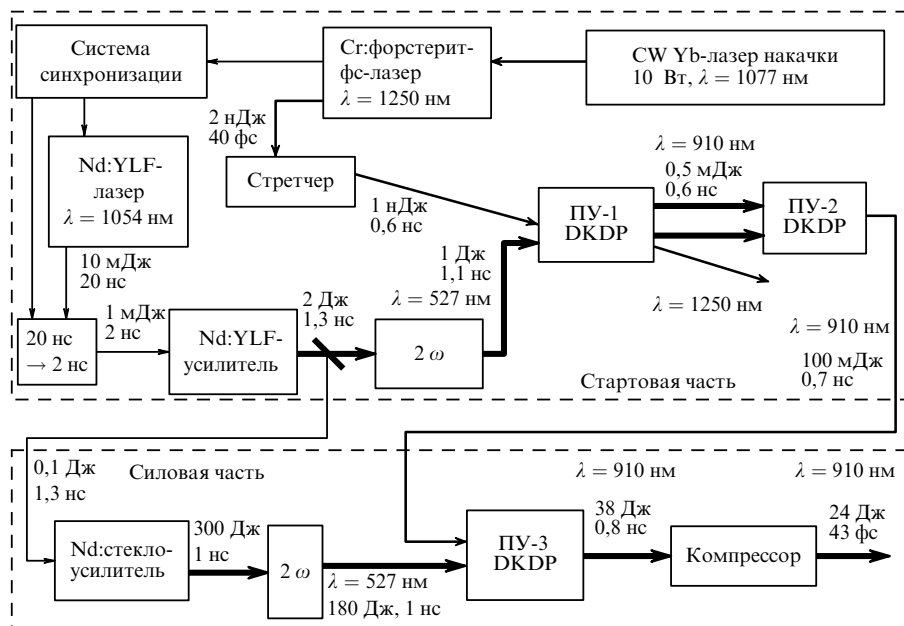


Рис. 3. Схема ОРСПА-лазера с мощностью 0,56 ПВт [23]. (ПУ — параметрический усилитель.)

указывалось в разделе 3, на вход параметрического усилителя на основе кристалла DKDP могут подаваться как сигнальная волна (лазер на сапфире, $\lambda_s = 910$ нм), так и холостая (лазер на форстерите с хромом, $\lambda_s = 1250$ нм). В работе [23] использовался последний вариант — задающим генератором являлся лазер на форстерите с хромом, излучающий импульсы длительностью 40 фс с энергией 3 нДж. Перед усилением эти импульсы растягивались в стретчере.

При растяжении импульса на одной длине волны (холостой), а сжатии — на другой (сигнальной) длине волны требуется нестандартная дисперсионная характеристика стретчера. Расчеты показали, что такую характеристику имеет компрессор, в который установлены две призмы с одинаковыми углами при вершинах [36, 37]. Такой нестандартный стретчер на основе голографической дифракционной решетки (1200 штрихов на 1 мм) растягивал 40-фемтосекундный импульс до длительности 0,6 нс и имел полосу пропускания 1000 см^{-1} .

Накачкой первых двух параметрических усилителей служил одномодовый одночастотный Nd:YLF-лазер с энергией импульса второй гармоники ($\lambda_p = 527$ нм) до 1 Дж [38], синхронизованный с лазером на форстерите с хромом с точностью 50 пс [39]. Третий параметрический усилитель накачивался импульсом второй гармоники лазера на неодимовом стекле с энергией 180 Дж и длительностью импульса 1 нс. Таких высоких значений параметров удалось добиться благодаря реализации ряда ключевых особенностей лазера накачки: высокоэффективные усилители [40]; специальная конструкция пространственных фильтров [41]; система ввода [42] излучения в усилитель, позволившая довести коэффициент заполнения апертуры выходного каскада усиления до 0,8; использование циркулярной поляризации в двух выходных усилителях для подавления мелкомасштабной самофокусировки [43]; удвоитель с первым типом синхронизма, что позволило получить к.п.д. удвоения 70 % при термонаведенной деполяризации более 2 % [44].

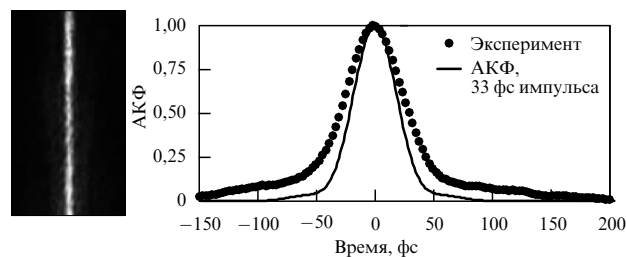


Рис. 4. Автокорреляционная функция выходного импульса (фотография и точки) и фурье-ограниченного импульса длительностью 33 фс (сплошная кривая) [23].

Первый параметрический усилитель — двухпроходный. На первом проходе он осуществлял преобразование импульсов на длине волны 1250 нм в импульсы на длине волны 910 нм, а на втором проходе усиливал излучение на длине волны 910 нм. Второй усилитель — однопроходный, его к.п.д. составлял $\sim 15\%$, что соответствует результатам численного моделирования. Ширина спектра усиленного импульса была примерно на 30 % меньше ширины спектра инжектируемого сигнала. При сжатии этого импульса были получены импульсы длительностью ~ 80 фс при мощности 0,44 ТВт [20].

Третий параметрический усилитель (длина кристалла DKDP 80 мм, апертура 120 мм) находился в насыщении, благодаря чему спектр chirпированного импульса расширялся, его энергия достигала 38 Дж, а к.п.д. усилителя составлял более 20 %. В компрессоре использовались две дифракционные решетки (1200 штрихов на 1 мм) с размерами 24×35 см. Максимальная энергия сжатых импульсов 24 Дж. Автокорреляционной функции (рис. 4) соответствует импульс длительностью по полувысоте 43 фс, т.е. пиковая мощность составляла 0,56 ПВт. Последняя величина в 35 раз превышает уровень, ранее достигнутый [19] в ОРСПА-лазерах (рис. 5).

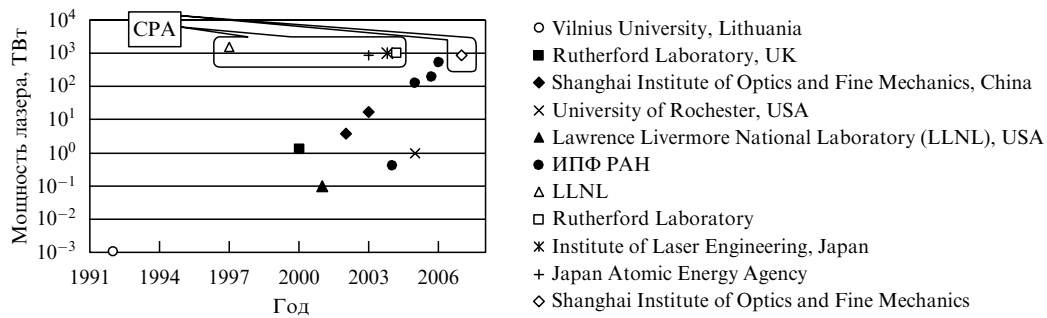


Рис. 5. ОРСПА-лазеры и петаваттные СПА-лазеры.

Благодаря ОРСПА и компактному лазеру накачки на неодимовом стекле петаваттный лазер со всей инфраструктурой умещается в лаборатории площадью менее 80 м².

5. Перспективы продвижения в мультипетаваттный диапазон

Как указывалось в разделе 4, одним из преимуществ ОРСПА-лазеров на кристаллах DKDP является легкость масштабирования, которое сегодня ограничено лишь энергией импульса накачки. Сейчас выполняются четыре крупных проекта, имеющих целью достижение мультипетаваттной мощности ОРСПА-лазеров.

Прежде всего отметим российский проект [45], выполняемый в Российском федеральном ядерном центре (г. Саров) с участием ИПФ РАН. Этот проект является прямым продолжением работы [23]. В дополнение к лазеру, аналогичному использованному в [23], создан еще один параметрический усилитель на кристалле DKDP диаметром 200 мм. Для накачки использовался один из каналов установки "Луч" [46] (энергия импульса второй гармоники 1 кДж, длительность импульса 2 нс). В качестве задающего генератора для канала установки "Луч" был специально разработан лазер, обеспечивающий синхронизацию накачки как с фемтосекундным лазером, так и с лазером накачки предыдущих каскадов параметрического усиления [47]. Максимальная энергия chirпированного импульса после окончательного каскада усиления составила около 100 Дж [45]. Эффективность четырехрешеточного компрессора 68%. Завершить работы по компрессии планируется в 2008–2009 гг., достигнув мощности около 2 ПВт.

На 2011 г. запланировано завершение строительства 10-петаваттного ОРСПА-лазера в Резерфордской лаборатории (Великобритания) [24]. В качестве накачки двух последних усилителей используются два канала лазера "Вулкан" на неодимовом стекле с энергией импульса 600 Дж в каждом. Так же, как и в [23, 45], используется сверхширокополосный синхронизм в кристалле DKDP на длине волны chirпированного импульса около 910 нм. Особенностью этого проекта является очень длинный (3 нс) chirпированный импульс.

Недавно стартовали два крупнейших панъевропейских лазерных проекта: HiPER (High Power laser Energy Research) [48] и ELI (Extreme Light Infrastructure) [49]. Проект HiPER направлен на исследование лазерного управляемого термоядерного синтеза при относительно скромной энергии излучения, сжимающего лазерную

мишень: менее 0,4 МДж во второй гармонике против 1,8 МДж в третьей гармонике на установке NIF (National Ignition Facility) [50]. Такая "экономия" энергии достигается за счет использования наряду с наносекундными импульсами более коротких (порядка 1 пс) импульсов с мощностью от 150 до 2000 ПВт для поджигания термоядерной мишени. Целью проекта ELI является создание сверхмощного (50–1000 ПВт) фемтосекундного лазера для проведения уникальных научных исследований. В этих панъевропейских проектах, так же как и в [45], архитектура фемтосекундного лазера [23] (параметрическое усиление chirпированных лазерных импульсов с центральной длиной волны 910 нм в кристалле DKDP) признается оптимальной для дальнейшего масштабирования.

Схема с ОРСПА является не единственной из обсуждаемых схем, предназначенных для создания в будущем мультипетаваттных и экзаваттных лазеров. Возможно появление кристаллов сапфира с апертурой 30–40 см, использование нескольких марок неодимовых стекол для увеличения полосы усиления. Особенно интересной представляется концепция, связанная с лазерной керамикой — новым оптическим материалом, совмещающим преимущества стекла и монокристалла. Лазерная керамика уже внесла существенные коррективы в лазеры с высокой средней мощностью [51]. Имеется огромное количество публикаций и по фемтосекундным керамическим лазерам малой мощности. В мощных лазерах керамика на практике пока не применялась, однако в будущем лазеры на основе керамики вполне могут составить конкуренцию как лазерам на неодимовом стекле и сапфире, так и ОРСПА-лазерам.

В частности, в [52] предложена концепция создания сверхмощных фемтосекундных лазеров на основе керамики Sr:YAG, сочетающая в себе как традиционные принципы (источник энергии — наносекундные импульсы лазера на неодимовом стекле, CPA), так и новые возможности, открывающиеся благодаря использованию лазерной керамики. Как видно из таблицы, керамика из Sr:YAG одновременно обладает тремя ключевыми свойствами: широкая полоса усиления, позволяющая усиливать импульсы до 20 фс; большая апертура, дающая возможность усиливать chirпированные импульсы до мультикилоджоульного уровня; высокая эффективность преобразования узкополосного излучения лазеров на неодимовом стекле. Эти свойства открывают возможность создания уникального лазера с пиковой мощностью 100 ПВт при энергии накачки 10 кДж. Заметим, что хотя элементы из Sr:YAG-керамики пока

не использовались как активные элементы, они широко применяются [53, 54] в качестве пассивных модуляторов добротности.

Кроме большой апертуры, чрезвычайно важным преимуществом керамики является возможность создания активных сред, которые практически не могут быть выращены в виде монокристалла. Примером могут служить допированные неодимом и иттербием оксиды редкоземельных элементов: Nd:Y₂O₃ [55], Nd:Lu₂O₃ [56], (Nd,Yb):Sc₂O₃ [57], Yb:Y₂O₃ [58] и т.д. В работе [59] на кристаллах Yb:Lu₂O₃ и Yb:Sc₂O₃ получена генерация с длительностью 65 и 70 фс соответственно. Это позволяет предложить еще один вариант построения мультитераваттного лазера: СРА в широкоапертурной керамике (Nd,Yb):Lu₂O₃ или (Nd,Yb):Sc₂O₃ с ламповой накачкой, по аналогии с лазерами на неодимовом стекле, длительность импульсов которых значительно больше. Возбуждение от ионов неодима передается ионам иттербия, которые обеспечивают широкую полосу (прямая накачка иттербия возможна только диодными лазерами, что затрудняет возможность масштабирования). Еще более широкая полоса может быть получена с помощью одновременного использования нескольких оксидных кристаллов (Sc₂O₃, Y₂O₃, Lu₂O₃ и т.д.) аналогично использованию нескольких марок неодимовых стекол [12, 50] или нескольких гранатов с ионом хрома [52]. Таким образом, в ближайшем будущем возможно появление новых петаваттных и мультитераваттных проектов, основанных на СРА в лазерной керамике.

6. Заключение

Создаваемые во всем мире петаваттные лазеры уже в ближайшее время станут инструментом для освоения новой области знаний — физики экстремальных световых полей [49]. В будущем петаваттные лазеры могут быть использованы в качестве ускорителей заряженных частиц для фундаментальных исследований, военнотехнических и медицинских приложений. Из последних следует отметить создание фабрики изотопов для позитронно-эмиссионной томографии, а также компактного и дешевого источника ионов для адронной терапии.

Эти и другие потенциальные приложения, а также значительный прогресс в области петаваттных лазеров вызывают интерес коммерческих фирм к освоению петаваттного диапазона, что еще больше ускоряет развитие лазерных технологий. Все это позволяет надеяться, что через 5–10 лет петаваттные лазеры (в том числе ОРСРА-лазеры) перестанут быть экзотикой и станут доступными для многих лабораторий во всем мире.

Список литературы

1. Strickland D, Mourou G *Opt. Commun.* **56** 219 (1985)
2. Pennington D M et al. *Proc. SPIE* **3047** 490 (1997)
3. Moulton P F *J. Opt. Soc. Am. B* **3** 125 (1986)
4. Aoyama M et al. *Opt. Lett.* **28** 1594 (2003)
5. Пискарскас А, Стабинис А, Янкаускас А *УФН* **150** 127 (1986) [Piskarskas A, Stabinis A, Yankauskas A *Sov. Phys. Usp.* **29** 869 (1986)]
6. Lozhkarev V et al., Preprint No. 720 (Nizhniy Novgorod: Inst. of Appl. Phys. of the Russ. Acad. of Sci., 2006)
7. Barty C P J et al., in *Proc. Conf. on Lasers and Electro-Optics (CLEO): San Francisco, Calif., May 17–21, 2004* (Washington, DC: Opt. Soc. of Am., 2004) p. JTuG4
8. Waxer L J et al. *Opt. Photon. News* **16** (7) 30 (2005)
9. Kitagawa Y et al. *IEEE J. Quantum Electron.* **40** 281 (2004)
10. Danson C N et al. *Nucl. Fusion* **44** S239 (2004)
11. Blanchot N et al. *Proc. SPIE* **5975** 59750C (2005)
12. Gaul E et al., in *Proc. Advanced Solid-State Photonics, Nara, Japan, January 27–30, 2008*, p. MC3
13. Zhu Q et al. *Proc. SPIE* **6823** 682306 (2007)
14. Perry M D et al. *Opt. Lett.* **24** 160 (1999)
15. Collier J L et al., in *Proc. Conf. on Lasers and Electro-Optics (CLEO): Baltimore, MD, May 22–27, 2005* (Washington, DC: Opt. Soc. of Am., 2005) p. JFB1
16. Liang X et al. *Opt. Express* **15** 15335 (2007)
17. Yanovsky V et al. *Opt. Express* **16** 2109 (2008)
18. Ross I N et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **19** 2945 (2002)
19. Yang X et al. *Opt. Lett.* **27** 1135 (2002)
20. Андреев Н Ф и др. *Письма в ЖЭТФ* **79** 178 (2004) [Andreev N F et al. *JETP Lett.* **79** 144 (2004)]
21. Ложкарев В В и др. *Письма в ЖЭТФ* **82** 196 (2005) [Lozhkarev V V et al. *JETP Lett.* **82** 178 (2005)]
22. Lozhkarev V V et al. *Opt. Express* **14** 446 (2006)
23. Lozhkarev V V et al. *Laser Phys. Lett.* **4** 421 (2007)
24. Chekhlov O et al. *Proc. SPIE* **6735** 67350J (2007)
25. Karsch S et al., in *Proc. Advanced Solid-State Photonics, Nara, Japan, January 27–30, 2008*, p. WF1
26. Butkus R et al. *Appl. Phys. B* **79** 693 (2004)
27. Lozhkarev V V et al. *Laser Phys.* **15** 1319 (2005)
28. Ross I N et al. *Opt. Commun.* **144** 125 (1997)
29. Matousek P, Rus B, Ross I N *IEEE J. Quantum Electron.* **36** 158 (2000)
30. Ross I N et al. *Appl. Opt.* **39** 2422 (2000)
31. Chekhlov O V et al. *Opt. Lett.* **31** 3665 (2006)
32. Freidman G I et al. *Proc. SPIE* **4630** 135 (2002)
33. Freidman G et al. *Proc. SPIE* **4972** 90 (2003)
34. Yanovsky V et al. *Opt. Lett.* **18** 1541 (1993)
35. Ivanov A A, Alfimov M V, Zheltikov A M *Laser Phys.* **10** 796 (2000)
36. Yakovlev I V et al. *Proc. SPIE* **6614** 661403 (2007)
37. Фрейдман Г И, Яковлев И В *Квантовая электроника* **37** 147 (2007) [Freidman G I, Yakovlev I V *Quantum Electron.* **37** 147 (2007)]
38. Потемкин А К и др. *Квантовая электроника* **35** 302 (2005) [Potemkin A K et al. *Quantum Electron.* **35** 302 (2005)]
39. Катин Е В, Ложкарев В В, Палашов О В, Хазанов Е А *Квантовая электроника* **33** 836 (2003) [Katin E V, Lozhkarev V V, Palashov O V, Khazanov E A *Quantum Electron.* **33** 836 (2003)]
40. Poteomkin A K et al. *IEEE J. Quantum Electron.* (to be published)
41. Potemkin A K et al. *Appl. Opt.* **46** 4423 (2007)
42. Мартыянов М А, Потемкин А К, Шайкин А А, Хазанов Е А *Квантовая электроника* **38** 354 (2008) [Martyanov M A, Poteomkin A K, Shaykin A A, Khazanov E A *Quantum Electron.* **38** 357 (2008)]
43. Власов С Н, Таланов В И *Самофокусировка волн* (Н. Новгород: Институт прикладной физики РАН, 1997)
44. Khazanov E A et al., in *Proc. Conf. on Lasers and Electro-Optics (CLEO): San Jose, CA, 2008* (Washington, DC: Opt. Soc. of Am., 2008) p. CThX6
45. Белов И А и др., в сб. *Труды Междунар. конф. X Харитоновские тематические научные чтения*, 11–14 марта 2008 г., Саров (Саров: РФЯЦ — ВНИИЭФ, 2008) с. 145
46. Гаранин С Г и др. *Квантовая электроника* **35** 299 (2005) [Garanin S G et al. *Quantum Electron.* **35** 299 (2005)]
47. Palashov O V, Katin E V, Luchinin G A, Khazanov E A *Appl. Opt.* **47** 3124 (2008)
48. HiPER, <http://www.hiper-laser.org/>
49. ELI: the Extreme Light Infrastructure european project, <http://www.extreme-light-infrastructure.eu/>
50. Miller G H, Moses E I, Wuest C R *Nucl. Fusion* **44** S228 (2004)
51. Yamamoto R M et al., in *Proc. Advanced Solid-State Photonics, Nara, Japan, January 27–30, 2008*, p. WC5
52. Khazanov E A, Sergeev A M *Laser Phys.* **17** 1398 (2007)
53. Takaichi K et al. *Jpn. J. Appl. Phys.* **41** L96 (2002)
54. Feng Y et al. *Appl. Opt.* **43** 2944 (2004)
55. Lupei A et al. *J. Luminescence* **102–103** 72 (2003)
56. Lu J et al. *Appl. Phys. Lett.* **81** 4324 (2002)
57. Lupei V, Lupei A, Ikesue A, in *Proc. Conf. on Lasers and Electro-Optics (CLEO): San Francisco, Calif., May 17–21, 2004* (Washington, DC: Opt. Soc. of Am., 2004) p. CThT55
58. Shirakawa A et al. *Opt. Express* **11** 2911 (2003)
59. Tokurakawa M et al. in *Proc. Advanced Solid-State Photonics, Nara, Japan, January 27–30, 2008*, p. WB16