

СТРУКТУРА,
ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ И ДИФФУЗИЯ

УДК 669.1'74:539.12.043

ОБРАЗОВАНИЕ АУСТЕНИТА В α -СПЛАВЕ Fe–Mn
ПОСЛЕ ХОЛОДНОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ
В УСЛОВИЯХ БЫСТРОГО НАГРЕВА ПУЧКОМ ИОНОВ Ag^+ ДО 299°C

© 2019 г. В. В. Овчинников^{a, b, *}, Е. В. Макаров^a, Н. В. Гущина^a

^aИнститут электрофизики, УрО РАН, ул. Амундсена, 106, Екатеринбург, 620016 Россия

^bФГАОУ ВПО “Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина”,
ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002 Россия

*e-mail: viae05@rambler.ru

Поступила в редакцию 09.07.2019 г.

После доработки 22.07.2019 г.

Принята к публикации 25.07.2019 г.

Облучение холоднодеформированного сплава Fe–6.29 ат. % Mn со структурой α -феррита флюенсом $1.2 \times 10^{15} \text{ см}^{-2}$ ускоренных ионов Ag^+ ($E = 15 \text{ кэВ}$) в течение 4 с вызвало в нем образование 6.2% аустенита. Сопутствующий разогрев ионным пучком фольги толщиной 25 мкм согласно данным мониторинга температуры составил $299 \pm 5^\circ\text{C}$. Содержание марганца в α - и γ -фазе облученного образца, рассчитанное на основе данных мессбауэровской спектроскопии, составило, соответственно, 5.5 и 17.0 ат. %. Обсуждаются причины активации низкотемпературной подвижности атомов в сплаве. Показано, что она не связана с образованием радиационных дефектов и радиационно-усиленной диффузией. Отмечается важная роль наномасштабных динамических эффектов, обуславливающих возможность вязкого течения материала на фронте посткаскадных ударных волн, распространяющихся в незатухающем режиме.

Ключевые слова: железомарганцевый сплав, ионное облучение, мессбауэровская спектроскопия, ОЦК–ГЦК-фазовое превращение

DOI: 10.1134/S001532301912012X

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время наблюдается интерес к структурным и фазовым превращением в железомарганцевых сплавах при различных интенсивных видах воздействия, таких как механосплавление [1], мегапластическая деформация [2, 3], воздействие пучков ускоренных ионов [4]. В работах [1–3] зарегистрированы впечатляющие процессы структурно-фазовых превращений с образованием сильнонеравновесных состояний. В работах [4–10] обнаружены обратные процессы мгновенной перестройки неравновесных (метастабильных) сред при ионной бомбардировке с переходом этих сред в состояния, максимально приближающиеся к равновесным. Эти эффекты связаны с распространением посткаскадных мощных упругих и ударных волн в средах с повышенной запасенной энергией теоретически на неограниченные расстояния.

Отмечается [4–14] факт ускорения процессов перераспределения атомов и образования новых фаз в протяженных приповерхностных слоях са-

мых различных модельных и технических сплавов в ходе их поверхностного облучения пучками ускоренных ионов. Глубина воздействия на несколько порядков величины превышает глубину проникновения ионов с энергиями от нескольких десятков до нескольких сотен кэВ в эти материалы¹ и достигает значений от нескольких десятков микрон до нескольких миллиметров. Это касается большого числа сплавов на основе железа [4–6, 9, 13], в частности, железомарганцевых сплавов [4], а также сплавов на основе алюминия [10–12, 14] и палладия [7, 8]. Рассматриваемые эффекты наблюдаются при аномально низких температурах, в отсутствие активации термической диффузии, достаточной для их протекания. Сами процессы при этом могут иметь существенные особенности, отличающие их от чисто термических процессов.

В работе [14] высказано предположение о том, что “радиационная тряска” посткаскадными мощ-

¹ Эти пробеги составляют всего лишь несколько десятков или сотен нанометров.

ными упругими и ударными волнами, в силу вызываемого ей увеличения подвижности атомов², может инициировать образование низкотемпературных фаз, предсказываемых теорией или являющихся “вещью в себе” (в том числе обладающих не наблюдавшейся ранее структурой). Эти фазы, имея более низкую свободную энергию по сравнению с известными фазами, обнаруживаемыми при этих температурах, не могут, однако, быть образованы в термоактивированных процессах в силу практически полного отсутствия термодиффузии. Если для образования атомно-упорядоченных фаз требуются индивидуальные перегруппировки атомов, то такие фазы не могут быть образованы и в кооперативных бездиффузионных процессах типа мартенситных. В таких случаях “радиационная тряска” мощными упругими и ударными посткаскадными уединенными волнами может играть роль температуры, увеличивая подвижность атомов за счет вязкого течения среды на их фронте, что делает возможными коррелированные перегруппировки атомов. При прохождении большого числа волн могут протекать как внутрифазовые процессы, так и процессы, вызывающие образование новых фаз.

С целью сравнения особенностей и скорости структурно-фазовых превращений в чисто термических процессах и процессах, инициируемых ионным облучением, нами уже были ранее проведены исследования, в которых за основу были взяты известные структурно-фазовые превращения, наблюдавшиеся в чисто термических процессах. Было установлено существенное снижение температуры (на 150–300 К) и многократное, в 10^3 и более раз, увеличение скорости процессов в условиях облучения тяжелыми ионами в метастабильных сплавах на основе Al, Fe, Pd (см. обзоры [10, 14]).

В настоящей работе в качестве объекта исследования был выбран сплав с 6.29 ат. % Mn, отвечающий, согласно равновесной фазовой диаграмме системы Fe–Mn [16], однофазной области α твердого раствора. Согласно [1–3], ввиду низкой скорости диффузионных процессов в богатых железом сплавах Fe–Mn превращения при нагреве и охлаждении при $T < 600^\circ\text{C}$ происходят только между фазами одного и того же состава.

Цель настоящей работы — изучение возможности использования посткаскадной “радиационной тряски” вместо температуры для достижения состояния сплава Fe–6.29 ат. % Mn, близкого к рав-

новесному при $T \sim 300^\circ\text{C}$. Предполагалось инициировать низкотемпературную подвижность атомов в результате облучения низким флюенсом ионов Ag^+ (в течение буквально нескольких секунд) при нагреве ионным пучком до $\sim 300^\circ\text{C}$ и сравнить последствия облучения с аналогичным режимом ($T(t)$) чисто теплового воздействия.

МАТЕРИАЛ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Сплав Fe–6.29 ат. % Mn был выплавлен в индукционной печи в атмосфере очищенного аргона. Гомогенизация слитка массой 30 г проведена в аргоне при температуре 1000°C в течение 24 ч. После гомогенизации слиток был прокован в пластину толщиной 3 мм. Из этой пластины были вырезаны заготовки 3×20 мм и прокатаны в ленты толщиной 500 мкм при температуре 600°C и далее прокатаны при комнатной температуре до толщины ~ 150 мкм. Из полученных лент вырезались образцы размером 10×10 мм, которые утонялись механически на абразивах, а также с использованием чугунных притиров и алмазных паст разной зернистости, до толщины порядка 50 мкм. Фольги для рентгеноструктурного и мессбауэровского исследования толщиной ~ 25 мкм получали химическим травлением в растворе 75 мл H_2O_2 , 30 мл H_3PO_4 и 2 г щавелевой кислоты, а также с помощью электролитического травления в смеси 400 мл ортофосфорной кислоты и 86 г хромового ангидрида.

Облучение ионами аргона в непрерывном режиме осуществлялась на ионном имплантере ИЛМ-1, оборудованном ионным источником ПУЛЬСАР-1М на основе тлеющего разряда низкого давления с холодным полым катодом [17]. Источник допускает работу как в непрерывном, так и в импульсно-периодическом режиме. Плотность мощности пучка ионов Ag^+ с энергией 15 кэВ при использованных в данной работе плотностях ионного тока пределах от 50 до 200 мкА/см² составляла 0.75–3 Вт/см². Для мониторинга температуры образцов использовалась тонкая (18 мкм) хромель-алюмелевая термопара, подключенная к системе автоматической регистрации цифровых сигналов “Adam 4000” фирмы Advantech.

Для сравнения влияния ионного облучения (сопровождающегося нагревом мишени) и обычного нагрева в том же режиме с целью выделения в итоге радиационной составляющей воздействия, нами использовался сопоставимый по плотности мощности теплового излучения бесконтактный нагреватель с фехралевыми спиралями.

В ходе предварительных экспериментов было подобрано значение плотности ионного тока, равное 50 мкА/см², обеспечивающее высокую степень однородности пучка, а также требуемую скорость нагрева и температуру мишеней. Значение

² Тепловые давления в термализованных областях прохождения плотных каскадов атомных смещений (thermal spikes), разогреваемых до 3000–6000 К [14, 15], могут достигать нескольких десятков ГПа, в силу чего напряжения на фронте эмитируемых этими каскадами посткаскадных волн могут превышать не только реальный, но и теоретический предел текучести материалов, вызывая жидкостное течение атомов среды.

флюенса было выбрано равным $1.2 \times 10^{15} \text{ см}^{-2}$ (соответствующее время облучения – 4 с).

Мёсбауэровские исследования проводили на автоматическом ЯГР спектрометре СМ-2201 в режиме постоянного ускорения. Источником квантов служил изотоп ^{57}Co в Rh. Рентгеновские исследования фазового состава образцов выполняли в ЦКП ИЭФ УрО РАН на рентгеновском дифрактометре D8 Discover в медном излучении ($\text{Cu } K_{\alpha 1, 2}$, $\lambda = 1.542 \text{ \AA}$) с графитовым монохроматором на дифрагированном луче. Обработка данных выполнена с использованием программы TOPAS 3.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Для определения коэффициента черноты подвергаемых ионному облучению и нагреву мишеней были проведены калибровочные эксперименты на пластинах из сплава Fe–6.29 ат.% Mn толщиной 25 и 100 мкм, с одинаковым качеством поверхности после электрополировки. Подгонка экспериментальных кривых нагрева теоретическими зависимостями $T = T(\kappa, P_s, t)$ [18] (P_s – плотность потока излучения) позволила получить значение коэффициента черноты: $\kappa = 0.3$. Дополнительный контроль температуры и скорости нагрева мишеней расчетным путем особенно важен в случае быстрого нагрева тонких пластин.

На рис. 1 показаны расчетные и экспериментальные кривые нагрева мишеней из сплава Fe–6.29 ат.% Mn толщиной 25 и 100 мкм пучком ионов аргона ($E = 15 \text{ кэВ}$, $j = 50 \text{ мкА/см}^2$; $P_s = 0.75 \text{ Вт/см}^2$), а также бесконтактным нагревателем, обеспечивающим точно такую же плотность мощности излучения, поглощаемую мишенью. Экспериментальные кривые содержат также участки медленного охлаждения в вакуумной камере имплантера. Охлаждение мишени, нагретой бесконтактным нагревателем, излучающим тепло после его отключения, является более инерционным.

Полученная в эксперименте максимальная температура разогрева образца ионным пучком в течение 4 с составляет, согласно показаниям системы мониторинга температуры, 299°C , а температура нагрева термоизлучателем 313°C (с погрешностью $\pm 5^\circ\text{C}$).

Расчетная температура нагрева фольги исследуемого сплава толщиной 25 мкм ионным пучком с указанными выше параметрами в течение 4 с (рис. 1а) составляет 302°C . Это в пределах погрешности согласуется с результатом эксперимента (299°C). Отметим, что средняя температура мишеней в ходе их нагрева от $T_{\text{комн}}$ до $\sim 300^\circ\text{C}$ составляет всего лишь порядка $170\text{--}180^\circ\text{C}$.

Температурные режимы воздействия, показанные на рис. 1б, 1в, отвечают диапазону предельно низкой диффузионной подвижности ато-

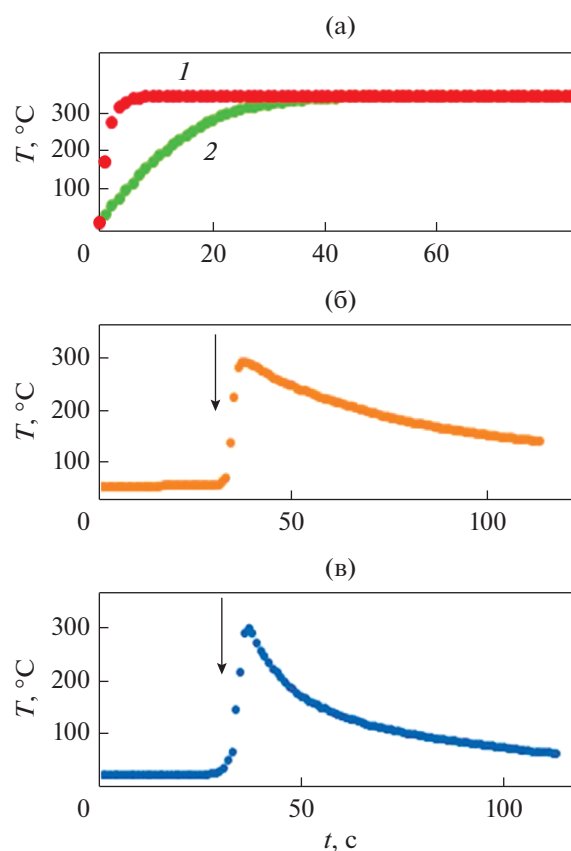


Рис. 1. Кривые нагрева мишеней из сплава Fe–6.29 ат.% Mn потоками излучения с плотностью мощности $P_s = 0.75 \text{ Вт/см}^2$: (а) расчетные кривые (1 и 2) для мишеней толщиной 25 и 100 мкм ($\kappa = 0.3$); (б, в) эксперимент для фольг толщиной 25 мкм при их нагреве в вакуумной камере имплантера тепловым излучением (б) и пучком ионов (в). Стрелки соответствуют времени включения нагревателя и ионного источника.

мов и, соответственно, низкой скорости термоактивируемых процессов.

Рентгеновская дифрактограмма (рис. 2а) и мессбауэровский спектр (рис. 3а) исходного ферромагнитного образца Fe–6.29 ат.% Mn свидетельствуют о его однофазности (100% α -феррита).

Рентгеноструктурный анализ не выявляет наличия каких-либо новых фаз в сплаве Fe–6.29 ат.% Mn как после нагрева бесконтактным нагревателем (до 313°C), так и ионным пучком (до 299°C) (рис. 2б). Результаты обработки дифрактограмм свидетельствуют лишь об увеличении областей когерентного рассеяния (т.е. размера кристаллитов) и уменьшении параметра кристаллической решетки α -фазы в случае воздействия ионным пучком.

Известно, что на рентгеновских дифрактограммах дифракционные максимумы фаз размером менее $8\text{--}10 \text{ нм}$ не выявляются. Это связано с тем, что узлы обратной решетки при таком малом

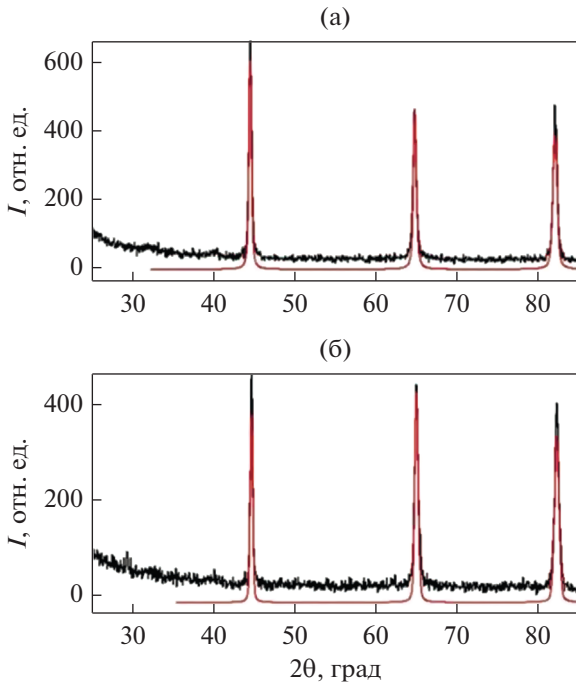


Рис. 2. Рентгеновские дифрактограммы сплава Fe–6.29 ат. % Mn в исходном состоянии (а) и в состоянии после облучения пучком ионов аргона: $E = 15$ кэВ, $j = 50$ мкА/см², $F = 1.2 \times 10^{15}$ см⁻² (б).

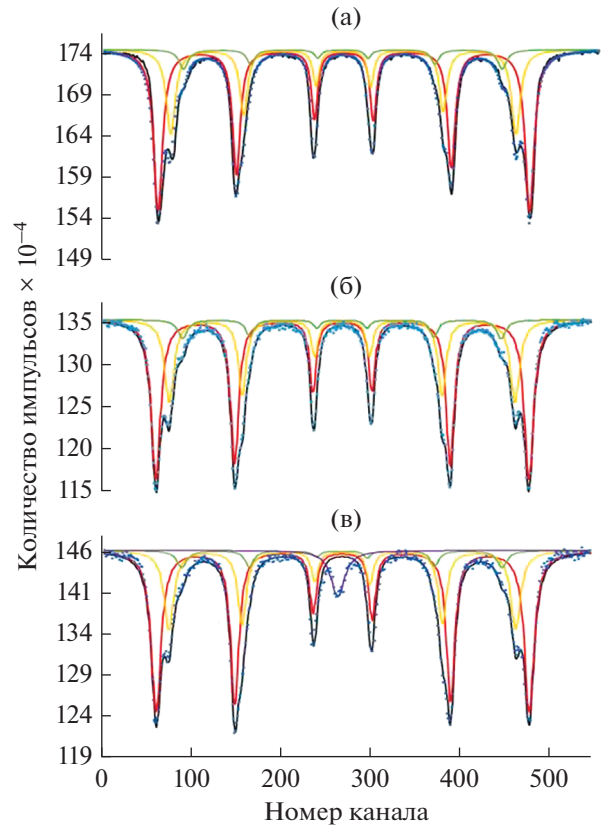


Рис. 3. Мессбауэровские спектры сплава Fe–6.29 ат. % Mn в исходном состоянии (а), после нагрева бесконтактным нагревателем ($T = 313^\circ\text{C}$) (б) и после облучения пучком ионов аргона: $E = 15$ кэВ, $j = 50$ мкА/см², $F = 1.2 \times 10^{15}$ см⁻² (нагрев до $T = 299^\circ\text{C}$) (в).

размере областей когерентного рассеяния не формируются.

Следует также отметить, что исследование процессов перераспределения атомов в сплавах с близкими электронными факторами рассеяния компонентов (что характерно для Fe и Mn, занимающих соседние позиции в периодической системе элементов Д.И. Менделеева) при помощи дифракционных методов затруднено. Кроме того, затруднено исследование атомной структуры твердых растворов с низким содержанием одного из компонентов.

В связи с этим для получения информации о возможных атомных перестройках и изменениях фазового состава, инициируемых ионным облучением при аномально низких температурах, ниже порога активной диффузии, был использован эффект Мессбауэра. Для анализа тонкой структуры мессбауэровских спектров (рис. 3) были использованы предложенные в [19, 20] и подробно описанные в [20] методы теоретического описания формы мессбауэровских спектров упорядочивающихся и многофазных сплавов, а также методы решения нелинейных параметрических задач, применяемые для определения параметров моделей (описывающих форму спектров, см. [20]).

Теоретическая форма мессбауэровских спектров, характерных для однофазного состояния исследуемого сплава, задавалась соотношением, учитывающим влияние только ближайших к атомам

⁵⁷Fe атомов второго компонента, в данном случае марганца (см. [19, 20]):

$$I(v_j) = I(\infty) \left\{ 1 - \sum_{i=1}^6 \sum_{l_1=0}^{z_1} a_i \times \frac{P(l_1, \alpha_1)}{1 + 4/\Gamma_i^2 [v_j - \delta_0 - l_1 \Delta \delta_1 - A_i (H_0 - l_1 \Delta H_1)]^2} \right\}, \quad (1)$$

где i – номер пика ($i = 1-6$); Γ_i – ширина пиков зеемановских секстетов линий, a_i – интенсивности пиков (считалось, что $\Gamma_i = \Gamma_{7-i}$ и $a_i = a_{7-i}$); δ_0 – изомерный сдвиг для атомов железа, в первой координационной сфере которых нет атомов марганца; $\Delta \delta_1$ – вклад в изомерный сдвиг от ближайшего к ядру (атому) ⁵⁷Fe атома марганца; H_0 – эффективное магнитное поле на ядрах атомов Fe, не имеющих атомов марганца в качестве ближайших соседей, ΔH_1 – вклад в эффективное магнитное поле на ядре атома Fe от атома Mn первой координационной сферы; A_i – вектор задающий расположение линий: $-1/2 \rightarrow -3/2, -1/2 \rightarrow -1/2, -1/2 \rightarrow +1/2, +1/2 \rightarrow -1/2, +1/2 \rightarrow +1/2, +1/2 \rightarrow +3/2$ (он опре-

деляется соотношением моментов основного μ_g и возбужденного μ_e состояний ядра ^{57}Fe); $z_1 = 8$ – координационное число первой координационной сферы в ОЦК решетке.

Учет влияния лишь ближайших к атомам железа атомов марганца оправдан ввиду наличия данных [21] об относительно слабом влиянии атомов из 2-й координационной сферы атома железа (в рассматриваемой области концентраций) на параметры мессбауэровских спектров. Вероятность $P(l_1, \alpha_1)$ присутствия l_1 атомов марганца в ближайшем окружении атома Fe, используемая в соотношении (1), задавалась следующим образом:

$$P(l_1, \alpha_1) = C_{z_1}^{l_1} [c(1 - \alpha_1)]^{l_1} [1 - c(1 - \alpha_1)]^{z_1 - l_1}, \quad (2)$$

где $c = 0.0629$ – концентрация марганца в сплаве, α_1 – параметр ближнего порядка Каули–Уоррена ($\alpha_1 = -\varepsilon_{ab}(\rho_1)/(c(1 - c))$), где $\varepsilon_{ab}(\rho_1)$ – параметр парной корреляции для ближайших атомов Fe и Mn).

В результате анализа мессбауэровских спектров установлено, что быстрый нагрев сплава Fe–6.29 ат. % Mn в исходном холоднодеформированном состоянии до 313°C (а также до 327 и 344°C) в течение нескольких секунд (в отсутствие ионного облучения) не вызывает образования в нем каких-либо новых фаз (рис. 3б).

Рассчитанная в результате обработки мессбауэровского спектра (рис. 3б) степень ближнего порядка для образца, нагретого тепловым излучением до 313°C, в пределах погрешности равна нулю: $\alpha_1 = 0.01 \pm 0.02$. Это означает, что такой кратковременный нагрев (в отсутствие воздействия ускоренных ионов) существенно не изменяет исходного структурного состояния твердого раствора.

Мессбауэровский спектр образца с 6.29 ат. % Mn, нагретого до 299°C ионным пучком, представленный на рис. 3в, обнаруживает в своем составе немагнитную компоненту (синглет). Изомерный сдвиг наблюдаемого синглета отрицателен по отношению к ферромагнитно-расщепленному спектру α -железа (и составляет ~ -0.08 мм/с относительно сдвига спектра чистого железа). Это соответствует изомерному сдвигу железомарганцевого аустенита (обычно от -0.10 до -0.07 мм/с). Этот результат свидетельствует о протекании в сплаве с 6.29 ат. % Mn $\alpha \rightarrow \gamma$ фазового превращения с участием процессов массопереноса.

Факт образования заметного количества γ -фазы в исследуемом сплаве с пониженным содержанием марганца и при столь низких температурах ($T < 300^\circ\text{C}$) в ходе нагрева образца ионным пучком является, с одной стороны, удивительным. С другой стороны, этот факт представляет собой подтверждение предположения [14] о том, что радиационная тряска посткаскадными мощными упругими и ударными волнами может играть роль температуры, инициируя низкотемпературную по-

движность атомов на фронте таких уединенных волн и образование как уже известных, так и не наблюдававшихся ранее фаз.

Роль ударного воздействия посткаскадных волн была продемонстрирована в работе [18], в которой обнаружены эффекты искривления и разрушения металлических нанопроволок диаметром 60 и 100 нм при ионном облучении.

Косвенным подтверждением ударно-волновой природы посткаскадных процессов являются сравнительные эксперименты по ионной бомбардировке и механическому ударному нагружению [22]. В том и другом случае обнаружены процессы образования субзерен, растворения и образования одних и тех же интерметаллидов в холоднодеформированных алюминиевых сплавах.

Если в модели ближнего атомного порядка, предполагающего расслоение сплава на зоны, обогащенные и обедненные марганцем, величина $c^* = c(1 - \alpha_1)$, играет роль некоей эффективной концентрации марганца в сплаве, то в двухфазном состоянии эта концентрация $c^* \equiv c_1$ представляет собой концентрацию Mn в α -фазе. При этом

легко вычислить доли атомов Fe n_{Fe}^1 и n_{Fe}^2 в α - и γ -фазах (пропорциональные площади субспектров этих фаз, рис. 3в): $n_{\text{Fe}}^1 = \frac{(c_2 - c)(1 - c_1)}{(c_2 - c_1)(1 - c)}$,

$n_{\text{Fe}}^2 = 1 - n_{\text{Fe}}^1$. С использованием двухфазной модели, учитывающей наличие синглета, а также то, что в уравнении (2) вместо $c^* = c(1 - \alpha_1)$ присутствует определяемый в ходе подгонки параметр c_1 , были получены значения c_1 , n_{Fe}^1 и n_{Fe}^2 и оценены концентрации Mn в α - и γ -фазах $c_1 = 5.5$ и $c_2 = 17.0$ ат. %.

Данные мессбауэровской спектроскопии о значительном уменьшении концентрации Mn в α -фазе (с 6.29 до 5.5 ат. %), вследствие выделения γ -фазы с повышенным содержанием марганца, согласуются с данными рентгеноструктурного анализа об уменьшении параметра кристаллической решетки α -фазы облученного ионами образца.

В литературе имеются примеры образования лишь неравновесной γ -фазы (в результате фазового перехода без изменения состава) в сплавах с содержанием марганца менее 7 ат. % Mn в результате интенсивных внешних воздействий (механосплавления и мегапластической деформации) [1–3]. В сплаве с 9 ат. % Mn неравновесная фаза может испытывать атермическое мартенситное $\gamma \rightarrow \alpha$ -превращение при комнатной температуре [1].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В [14] отмечается, что из выражения для свободной энергии $F = E - T \cdot S$ следует, что при 0 К стабильны лишь чистые компоненты и стехио-

метрические соединения. Вероятно, некоторые из них стабильны только при криогенных температурах и не наблюдаются в обычных условиях.

В работах [4–14] показано, что “радиационная тряска” посткаскадными волнами может приводить металлические сплавы в структурные состояния, которые не достигаются в чисто термических процессах (в силу крайне низкой подвижности атомов при низких температурах).

В настоящей работе установлено, что сплав Fe–6.29 ат. % Mn в течение нескольких секунд может быть переведен в двухфазное ($\alpha + \gamma$)-состояние в результате воздействия на него пучка ионов аргона при $T \leq 299^\circ\text{C}$. В то же время этого не происходит при обычном нагреве сплава до 313°C , в отсутствие облучения.

Работы, в которых в бинарных сплавах железа с содержанием < 7 ат. % марганца был бы обнаружен аустенит с повышенным содержанием марганца, свидетельствующим о наличии процесса массопереноса, авторам неизвестны.

Зарегистрированный процесс не может быть объяснен термической или радиационно-усиленной диффузией. При энергии ионов Ar^+ равной 15 кэВ глубина внедрения этих ионов в исследованный сплав и протяженность зоны образования радиационных дефектов не превышает 0.02–0.03 мкм. Диффузионная длина, в соответствии с данными [23], при выдержке вблизи 300°C в течение нескольких секунд с учетом внутренних стоков, как для вакансий, так и для междоузельных атомов, является в исследованном холоднотемпературном сплаве ничтожно малой. Это подтверждается экспериментальными данными [1–3]. Понятно также, что зарегистрированное превращение – это не результат бездиффузионного кооперативного превращения типа мартенситного.

В силу сказанного для объяснения инициируемых облучением низкотемпературных индивидуальных атомных перестроек авторы используют в этой и других своих работах модель распространения посткаскадных волн в незатухающем режиме теоретически на неограниченные расстояния, см. [10, 14]. Проявление рассматриваемых эффектов определяется как характером и интенсивностью радиационного воздействия, так и откликом среды.

Для изучения закономерностей $\alpha \rightarrow \gamma$ -превращения, зарегистрированного в настоящей работе, и других подобных процессов необходимо варьировать сорт ионов, их энергию, плотность ионного тока и дозу облучения (флюенс). Представляется, что целесообразно использовать комбинированное тепловое и радиационное воздействие с целью изменения энергии, флюенса (ион/см²), а также плотности ионного тока при неизменной температуре. При этом можно накапливать высо-

кие значения флюенсов как сумму большого числа коротких выдержек с помощью специальных диафрагм.

Авторы выражают благодарность д.ф.-м.н., проф. Печенкину В.А. за проведение оценок подвижности дефектов и обсуждение результатов.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 19-79-20173).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Пустов Л.Ю., Эстрин Э.И., Калошкин С.Д., Чердынцев В.В., Шелехов Е.В., Томилин И.А. Особенности фазовых превращений в богатых железом Fe–Mn сплавах, полученных методом механосплавления // ФММ. 2015. Т. 95. № 6. С. 71–79.
2. Shabashov V.A., Kozlov K.A., Sagaradze V.V., Nikolaev A.L., Semyonkin V.A., Voronin, V.I. Short-range order clustering in BCC Fe–Mn alloys induced by severe plastic deformation // Phil. Mag. 2018. V. 98. P. 560–576.
3. Shabashov V.A., Sagaradze V.V., Kozlov K.A., Ustyugov Yu.N. Atomic Order and Submicrostructure in Iron Alloys at Megaplastic Deformation // Metals. 2018. V. 8. P. 995.
4. Овчинников В.В., Гущина Н.В., Овчинников С.В. Мессбауэровское и резистометрическое исследование индуцированного ионной бомбардировкой $\alpha(\text{ОЦК}) \rightarrow \gamma(\text{ГЦК})$ фазового превращения и внутрифазовых процессов в сплаве Fe + 8.25 ат. % Mn // ФММ. 2015. Т. 116. № 12. С. 1294–1303.
5. Бородин С.Н., Крейнделъ Ю.Е., Месяц Г.А., Овчинников В.В. Эффект доупорядочения при бомбардировке ускоренными ионами // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. № 13. С. 87–90.
6. Kreindel Yu.E., Ovchinnikov V.V. Structural Transformations and Long-Range Effects in Alloys Caused by Gas Ion Bombardment // Vacuum. 1991. V. 42. № 1/2. P. 81–83.
7. Ovchinnikov V.V., Chernoborodov V.I., Ignatenko Yu.G. Change of electrical properties of alloys and excitation of low-temperature atom mobility by ion bombardment // Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. B. 103. 1995. P. 313–317.
8. Goloborodsky B.Yu., Ovchinnikov V.V., Semienkin V.A. Long range effects in FePd₂Au Alloy under Ion Bombardment // Fusion Technology. 2001. V. 39. № 5. P. 1217–1228.
9. Ovchinnikov V.V., Goloborodsky B.Yu., Gushchina N.V., Semionkin V.A., Wieser E. Enhanced Atomic Short-Range Ordering of Alloy Fe–15 at. % Cr Caused by Ion Irradiation at Elevated Temperature and Thermal Effects Only // Appl. Phys. A. 2006. V. 83. P. 83–88.
10. Овчинников В.В. Радиационно-динамические эффекты. Возможности формирования уникальных структурных состояний и свойств конденсированных сред // Успехи физических наук. 2008. Т. 178. № 9. С. 991–1001.
11. Овчинников В.В., Гущина Н.В., Махинько Ф.Ф., Чермеринская Л.С., Школьников А.Р., Можаровский С.М., Филиппов А.В., Кайгородова Л.И. Анализ измене-

- ний структурного состояния сплава ВД1 (Al–Cu–Mg–Mn) под воздействием ионного облучения (Ar^+ , $E = 40$ кэВ) методом просвечивающей электронной микроскопии // ФММ. 2008. Т. 105. № 4. С. 404–411.
12. *Gushchina N.V., Ovchinnikov V.V., Mücklich A.* Acceleration of volume decomposition of supersaturated Al + 4 wt % Cu solid solution under irradiation with Ar^+ ions // *Phys. Status Solidi B*. 2016. V. 253. № 4. P. 770–777.
 13. *Овчинников В.В., Махинько Ф.Ф., Гущина Н.В., Степанов А.В., Медведев А.И., Стародубцев Ю.Н., Катаев В.А., Цепелев В.С., Белозеров В.Я.* Воздействие ионного облучения на процесс нанокристаллизации и магнитные свойства магнитомягкого сплава $\text{Fe}_{72.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_2\text{Mo}_{1.5}\text{Si}_{14}\text{B}_9$ // ФММ. 2017. Т. 118. № 2. С. 158–166.
 14. *Ovchinnikov V.V.* Nanoscale dynamic and long-range effects under cascade-forming irradiation // *Surface and Coating Technology*. 2018. V. 355. P. 65–83.
 15. *Ovchinnikov V.V., Makhin'ko F.F., Solomonov V.I.* Thermal-spikes temperature measurement in pure metals under argon ion irradiation ($E = 5–15$ keV) // *J. Physics: Conference Series*. 2015. 652 012070.
 16. *Баннх О.А., Будберг П.Б., Алисова С.П.* Диаграммы состояния двойных и многокомпонентных систем на основе железа. М.: Металлургия, 1986. 440 с.
 17. *Gavrilov N.V., Mesyats G.A., Nikulin S.P., Radkovskii G.V., Eklind A., Perry A. J., Treglio J.R.* A New Broad Beam Gas Ion Source for Industrial Applications // *J. Vac. Sci. Technol.* 1996. V. A14. P. 1050–1055.
 18. *Бедин С.А., Овчинников В.В., Ремнев Г.Е., Махинько Ф.Ф., Павлов С.К., Гущина Н.В., Загорский Д.Л.* Оценка радиационной стабильности нанопроволок сплава $\text{Fe}_{0.56}\text{Ni}_{0.44}$ под воздействием мощных импульсных пучков ионов // ФММ. 2018. Т. 119. № 1. С. 45–53.
 19. *Овчинников В.В., Звигинцев Н.В., Литвинов В.С., Осминкин В.А.* Исследование старения Fe–Co–Cr сплавов методами калориметрии и ядерного гамма-резонанса // ФММ. 1976. Т. 42. Вып. 2. С. 310–313.
 20. *Ovchinnikov V.V.* Mössbauer Analysis of the Atomic and Magnetic Structure of Alloys. – Cambridge International Science Publishing. Cambridge. UK, 2006. 248 p.
 21. *Довгопол С.П., Литвинов В.С., Каракишев Овчинников В.В., С.Д.* Перераспределение электронов и стабильность ОЦК структуры в сплавах Fe–Mn // ФММ. 1979. Т. 47. № 1. С. 96–101.
 22. *Овчинников В.В., Гущина Н.В., Романов И.Ю., Кайгородова Л.И., Григорьев А.Н., Павленко А.В., Плехой В.В.* Структурные изменения в сплавах системы Al–Cu–Mg при ионной бомбардировке и ударно-волновом нагружении // *Известия высших учебных заведений. Физика*. 2016. Т. 59. № 10. С. 3–8.
 23. *Сивак А.Б., Романов В.А., Чернов В.М.* Диффузионные характеристики собственных точечных дефектов в ОЦК-железе // *Перспективные материалы*. 2009. № 6. С. 5–11.