

06

Изменение структуры и субструктуры вольфрама при облучении потоками водородной плазмы с удельной энергией, близкой к тепловым нагрузкам на поверхности ИТЭР

© И.Е. Гаркуша,¹ С.В. Малыхин,² В.А. Махлай,¹ А.Т. Пугачёв,² С.В. Баздырева,² Н.Н. Аксёнов¹

¹ Институт физики плазмы ННЦ „Харьковский физико-технический институт“, 61108 Харьков, Украина

² Национальный технический университет „Харьковский политехнический институт“, 61002 Харьков, Украина
e-mail: garkusha@ipp.kharkov.ua

(Поступило в Редакцию 12 марта 2014 г.)

Представлены результаты исследований изменения структуры, субструктуры, напряженного состояния и процессов растрескивания в поверхностных слоях вольфрамовых мишеней в модельных экспериментах по облучению водородной плазмой на квазистационарном ускорителе КСПУ X-50, который адекватно воспроизводит плотность и длительность ELM в ИТЭР: плазменная тепловая нагрузка до $1 \text{ MJ} \cdot \text{m}^{-2}$, длительность импульса 0.25 ms , максимальное число облучающих импульсов до 150. С использованием методов рентгеновской дифрактометрии выполнен анализ развития остаточных макронапряжений от сжатия к растяжению, показана их связь с формированием трещин. Выявлено, что облучение вызывает увеличение периода решетки вольфрама в недеформируемом сечении a_0 от $\approx 0.31642 \pm 0.00001 \text{ nm}$ (исходное состояние) до $0.31645 \pm 0.00001 \text{ nm}$. Сделана оценка изменения размера областей когерентного рассеяния и микродеформаций. Установлена роль точечных дефектов и их комплексов в стимулированных облучением процессах. Предложена качественная модель, объясняющая происходящие изменения.

Введение

Все возрастающие потребности человечества в энергетических ресурсах привели к разработке проекта экологически чистого по сравнению с обычными реакторами деления термоядерного реактора на основе токамака. В реализуемом в настоящее время проекте ИТЭР (международный термоядерный экспериментальный реактор) повышенное внимание уделяется материалам, которые будут контактировать с плазмой. Поведение материалов при воздействии циклических плазменных нагрузок при развитии переходных явлений в ИТЭР, таких как срывы тока (disruption) и граничные локализованные моды (Edge Locales Modes — ELM), остается одной из самых важных проблем, которые определяют работу токамака. Эрозия компонентов, контактирующих с плазмой, ограничивает „время жизни“ дивертора и может приводить к загрязнению горячей плазмы тяжелыми примесями. Вместе с тем в диверторе может накапливаться значительное количество пыли, которая при взаимодействии с тритием станет радиоактивной, химически активной и создаст серьезные проблемы для обеспечения безопасности. Исходя из этого, определение точного количества и свойств разрушенных материалов — одна из ключевых проблем при создании реактора-токамака. Плазменные нагрузки на элементы дивертора в ИТЭР в фазе срыва тока будут достигать $10^{25} - 10^{28} \text{ m}^{-2}$, а плотность энергии в потоке — $10 - 100 \text{ MJ} \cdot \text{m}^{-2}$ при длительности $\tau \approx (1 - 10) \text{ ms}$. В режиме улучшенного удержания дивертор будет испытывать аномально высокие тепловые нагрузки при развитии ELM-пульсаций пристеночной

плазмы (около 10^3 за один рабочий импульс ИТЭР) с удельной энергией каждой пульсации $(0.2 - 2) \text{ MJ} \cdot \text{m}^{-2}$ и длительностью $\tau \approx (0.1 - 0.5) \mu\text{s}$ [1]. В современных токамаках экспериментальное моделирование таких условий весьма проблематично [2].

Высокий коэффициент распыления совместно с высокой температурой плавления делают вольфрам наиболее предпочтительным материалом для использования в диверторе ИТЭР. В то же время склонность вольфрама к растрескиванию из-за относительно высокой ($400 - 600^\circ\text{C}$) температуры вязко-хрупкого перехода требует проведения модельных экспериментов по определению его стойкости при тепловых нагрузках, характерных для ИТЭР.

В модельных экспериментах показано, что облучение плазмой вызывает развитие сетки макро- и микротрещин на поверхности вольфрама [3–6]. Предполагалось, что к растрескиванию приводит формирование значительных макронапряжений термической природы. Действительно, в [7] было показано, что в поверхностных слоях вольфрамовых мишеней, облученных несколькими импульсами водородной плазмы, развиваются остаточные напряжения растяжения величиной от 600 до 900 МПа. Как показали первые эксперименты, величина напряжений может зависеть от параметров потока плазмы, а с увеличением количества облучающих импульсов и повышением начальной температуры поверхности образца она снижается [7–9]. Однако до настоящего времени нет полного понимания процессов, которые протекают на субструктурном уровне и сопровождают эволюцию внутренних напряжений. Поэтому в настоящей работе

ставится задача изучения взаимосвязи между развитием напряженного состояния и изменения структуры и субструктуры вольфрамовых мишеней при облучении водородной плазмой с удельной энергией, близкой к тепловым нагрузкам, ожидаемым в диверторе ИТЭР.

1. Методика эксперимента

Объектами исследований в настоящей работе служили цилиндрические полированные с торца образцы чистого вольфрама. Отличительной особенностью данного сорта вольфрама является вытянутость зерен вдоль оси цилиндра, т.е. вдоль направления плазменного воздействия. Облучение водородной плазмой производили на мощном квазистационарном плазменном ускорителе КСПУ X-50, который адекватно воспроизводит плотность энергии (Q) и длительность (t) ELM в ИТЭР. Основные параметры плазменных потоков были следующими: энергия частиц до 400 eV, максимальное давление в плазме 0.32 МПа, длительность импульса 0.25 ms. Варьировали тепловую нагрузку на поверхность (0.15, 0.2, 0.3, 0.45, 0.75 MJ · m⁻²), температуру предварительного прогрева образцов (293, 473, 573, 673 и 873 К) и количество импульсов воздействия (максимально до 150 импульсов). Схема эксперимента облучения подробно описана в [4,7].

Параметры структуры и напряженное состояние исследовали с помощью рентгеновской дифрактометрии. Контролировали положение, ширину и форму профиля дифракционного максимума. Остаточные напряжения определяли способом многократных наклонных съемок — $a \cdot \sin^2 \psi$ -способом. Производили съемку отражений (321) или (400), располагающихся в медном излучении в прецизионной области углов дифракции. Для обработки картин дифракции использовали программный пакет New Profile 3.4 [10]. Повышение точности определения периода кристаллической решетки достигалось использованием методики, изложенной в [11]. Для анализа результатов важными являются следующие оценки. Слой проективного пробега протонов в W мишени не превышает 2–3 монослоев. Глубина теплового воздействия для одного плазменного импульса длительностью около 0.25 ms, согласно оценки, составляла до 100 μm . В условиях развитого плавления облучаемой поверхности (при $P \geq 0.6 \text{ MJ} \cdot \text{m}^{-2}$) глубина расплавленного слоя составляет до 10 μm . Слой материала, который анализируется с помощью XRD, составляет около 3–4 μm .

2. Результаты

2.1. Структура образцов в исходном состоянии

Анализ положения и интенсивности отражений на картинах рентгеновской дифракции показал, что в образцах присутствует исключительно одна фаза — W (Im3m), как и следовало ожидать исходя из чистоты

образцов. Распределение интенсивности по отражениям и данные рассчитанной для них полюсной плотности свидетельствуют о наличии текстуры, при которой параллельно поверхности (и перпендикулярно оси цилиндров) располагаются преимущественно кристаллографические плоскости типа $(hh0)$. Полуширина полярной текстурной шапки при этом составляет от 12 до 20°. Поскольку при вращении в плоскости образца интенсивность других текстурных максимумов практически не изменяется, делается заключение, что наблюдаемая текстура является текстурой аксиального типа.

2.1.1 Напряжения и период решетки в ненапряженном сечении

На рис. 1 представлены экспериментальные $a \cdot \sin^2 \psi$ -графики для ряда исследованных образцов. Как видно из рисунка, для всех образцов в исходном состоянии характерен отрицательный наклон графиков, что свидетельствует о присутствии в поверхностном слое (до 4 μm) остаточных макронапряжений сжатия. Знак напряжений соответствует теоретическим представлениям и предыстории механической обработки (шлифовка и полировка) образцов [12,13]. Величина напряжений, рассчитанная как $\sigma = (a_{\parallel} - a_{\perp}/a_0) \times \nu / (1 + \nu)$, где $E = 345 \text{ МПа}$ — модуль Юнга и $\nu = 0.3$ — коэффициент Пуассона [14], варьировала от образца к образцу и составляла от –30 до –200 МПа. Период решетки a_0 в ненапряженном состоянии определяли из графиков для недеформируемого сечения с $\sin^2 \psi_0 = 2\nu / (1 + \nu)$. Оно на рисунке отмечено штриховой линией. С учетом ошибки измерения $\Delta a = \pm 3 \cdot 10^{-5} \text{ nm}$ можно считать, что во всех образцах значение a_0 одинаково и составляет 0.31640 nm. Следует отметить, что это значение значительно меньше, чем приводимое для чистого вольфрама в литературе $a_{\text{tabl}} = 0.31652 \text{ nm}$ [15]. Поскольку наличия примесей замещения с меньшим размером атомов

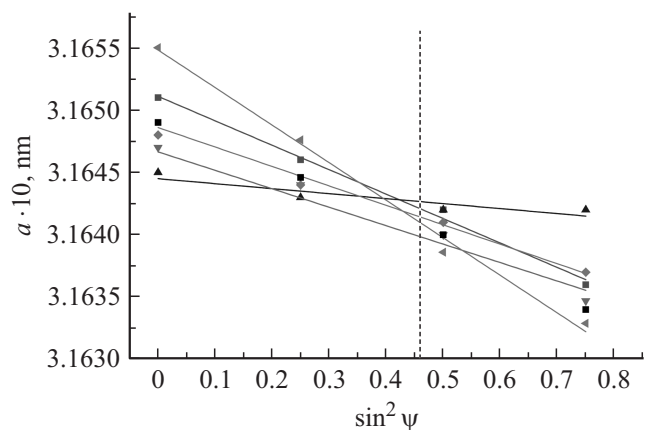


Рис. 1. Экспериментальные $a \cdot \sin^2 \psi$ -графики для ряда исследованных образцов. Штриховой линией показано положение недеформируемого (изотропного) сечения.

методом рентгеноспектрального анализа нами не зарегистрировано, то мы предполагаем объяснить этот факт присутствием в структуре неравновесных вакансий.

2.1.2 Ширина линий и их асимметрия

Известно, что ширина дифракционных линий и характер расщепления дифракционного профиля на $k_{\alpha 1}$ и $k_{\alpha 2}$, составляющие дублета несут в себе информацию о плотности дефектов кристаллического строения [15,16]. Для исследованных образцов хорошее расщепление k_{α} -дублета наблюдается, уже начиная с третьей дифракционной линии (211), расположенной на угле $2\vartheta \approx 72^\circ$. В прецизионной области углов расщепление дублета оказывается практически полным. Ширина на половине высоты для дифракционного максимума (400) составляла $B_{400} = (0.36-0.45) \pm 0.04^\circ$, а для отражения (321) — около 0.3° . Для сравнения в исследованных ранее образцах [7,8] ширина $B_{321} = 0.40-0.49^\circ$. Все эти данные свидетельствуют о достаточно высоком совершенстве структуры исследуемых в настоящей работе образцов. Согласно анализу, проведенного способом аппроксимации, размер областей когерентного рассеяния (ОКР) в образцах составляет около 60–80 nm, а микродеформации практически отсутствуют.

Еще одним интересным фактом, также связанным с субструктурой образцов, является обнаруженная асимметрия дифракционных максимумов. У профилей распределения интенсивности со стороны меньших углов регистрируется протяженный „хвост“. Количественно асимметрию можно характеризовать параметром асимметрии δB , который вводится как отношение разности левой и правой (по отношению к вершине) частей ширины на половине высоты к всей ширине $\delta B = (B_{\text{left}} - B_{\text{right}})/(B_{\text{left}} + B_{\text{right}})$. Качественно асимметрию можно связать с наличием дополнительного диффузного максимума слева от основного. Его можно выделить компьютерной обработкой. Он имеет ширину около $0.8-1.2^\circ$. В исходном состоянии параметр $\delta B > 0$. Согласно теории [16], этот максимум обусловлен рассеянием рентгеновских лучей на комплексах точечных дефектов вакансионного типа. Отметим, что природа такой асимметрии коррелирует с пониженным значением периода решетчатой.

2.2. Зависимость остаточных напряжений от величины тепловой нагрузки

После облучения 1–5 импульсами водородной плазмы исходные макронапряжения сжатия отжигаются, и в поверхностном слое образцов отмечается формирование напряжений растяжения, как это и наблюдалось ранее [7]. На $a\text{-}\sin^2\psi$ -графиках наклон зависимости становится положительным. Формирование таких макронапряжений может быть обусловлено неоднородным по глубине (градиентным) нагревом материала [17]. Максимальная величина напряжений при количестве

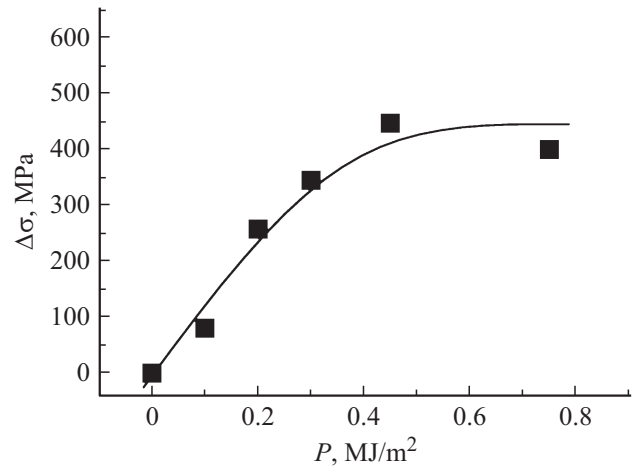


Рис. 2. Зависимость прироста остаточных макронапряжений от уровня тепловой нагрузки при 5 импульсах облучения и температуре 473 К.

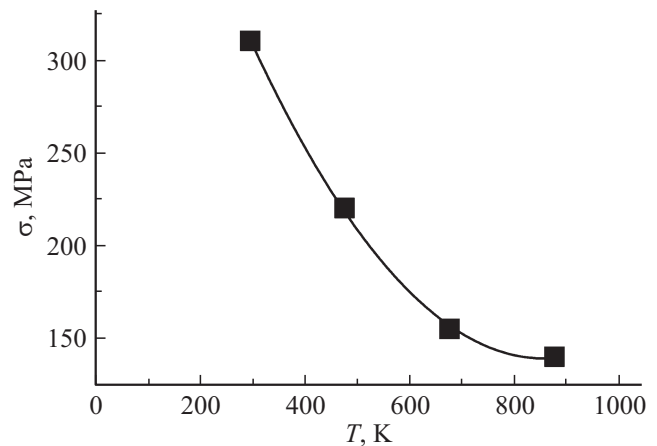


Рис. 3. Изменение величины остаточных макронапряжений с повышением начальной температуры образца.

облучающих импульсов до 10 составляет 350–400 МПа, что оказывается вдвое меньше, чем в [7,9]. Анализ показал, что прирост величины макронапряжений по сравнению с исходным состоянием $\Delta\sigma = \sigma_{\text{irrad}} - \sigma_{\text{init}}$ линейно увеличивается с ростом тепловой нагрузки P и выходит на насыщение при достижении порога плавления $P > 0.45 \text{ MJ} \cdot \text{m}^{-2}$ (рис. 2). Таким образом, можно сделать вывод, что уровень напряжений в большей мере зависит от величины энергетической нагрузки и в меньшей мере от величины исходных напряжений.

2.3. Зависимость остаточных напряжений и параметров структуры от начальной температуры образца

Исследования показали, что предварительный разогрев образцов приводит к монотонному снижению уровня остаточных макронапряжений. Так, при нагрузке $P = 0.2 \text{ MJ} \cdot \text{m}^{-2}$ и одном импульсе воздействия с по-

вышением температуры от комнатной до 873 К напряжения снижаются от 310 до 140 ± 20 МПа нелинейно (рис. 3). Ход зависимости близок к экспоненциальной. При этом период решетки в ненапряженном сечении, a_0 , и ширина дифракционного максимума (400) — B_{400} ведут себя немонотонно. До температуры 673 К период a_0 имеет тенденцию линейно и незначительно возрастет от 0.31640 ± 0.00002 до 0.31644 ± 0.00002 nm, а затем резко снижается до 0.31633 ± 0.00002 nm. Ширина симбатно вначале возрастает на $\sim 23\%$, а потом уменьшается на 10%.

2.4. Изменение напряжений и параметров структуры в зависимости от количества облучающих импульсов

При неизменной тепловой нагрузке увеличение числа импульсов облучения вызывает эволюцию напряженного состояния (рис. 4). Остаточные макронапряжения сначала резко возрастают до определенного уровня, а затем снижаются в случае поверхностного плавления или выходят на насыщение в случаях, когда приносимой энергии недостаточно для плавления. Стрелками на рисунке отмечено появление первых поверхностных трещин. Видно, что со снижением тепловой нагрузки уровень остаточных макронапряжений снижается, а момент формирования трещин смещается в сторону большего количества циклов. Отметим, что макронапряжения после формирования системы трещин прекращают рост и стабилизируются. Теория говорит, что остаточные макронапряжения формируются в результате того, что под действием временных сжимающих напряжений в нагретом локализованном поверхностном слое происходит пластическая деформация, а при охлаждении происходит формирование и раскрытие трещин. О протекании пластической деформации также свидетельствует изменение ширины дифракционных максимумов, представленное на рис. 5. Первоначальное (до ≈ 50 циклов) уменьшение ширины свидетельствует об

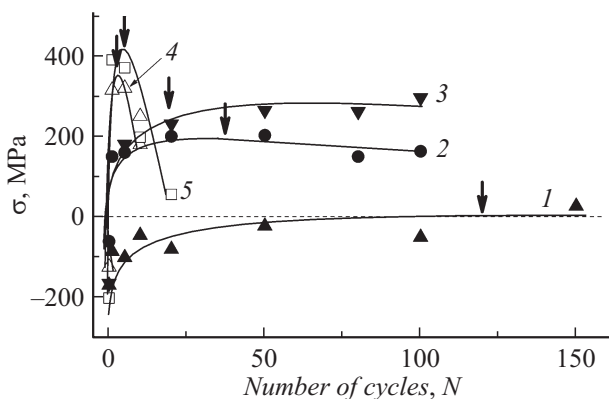


Рис. 4. Изменение величины остаточных макронапряжений с ростом количества импульсов при значении тепловой нагрузки 0.15 (1), 0.2 (2) 0.3 (3), 0.45 (4) и $0.75 \text{ MJ} \cdot \text{m}^{-2}$ (5).

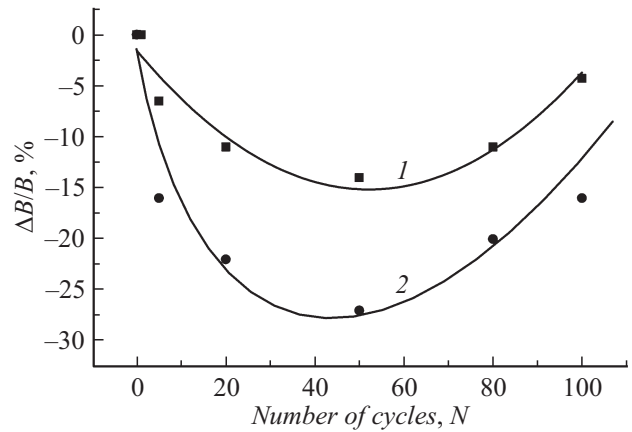


Рис. 5. Относительное изменение полуширины дифракционного максимума (400) с увеличением количества циклов облучения при тепловой нагрузке 0.2 (1) и $0.3 \text{ MJ} \cdot \text{m}^{-2}$ (2).

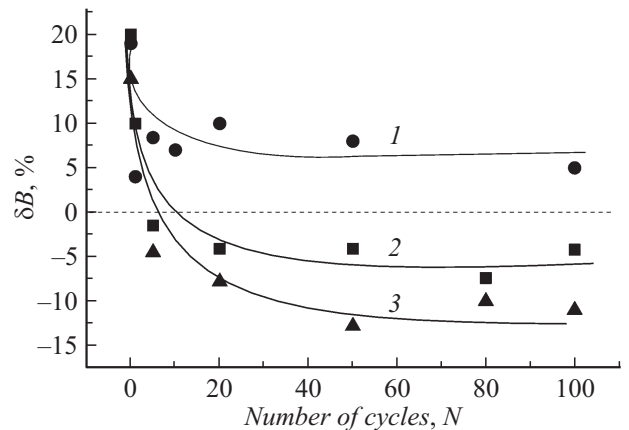


Рис. 6. Изменение параметра асимметрии дифракционного профиля (400) с ростом количества импульсов в случае облучения мишеней при $T = 473 \text{ K}$ и плотности энергии 0.15 (1), 0.2 (2) и $0.3 \text{ MJ} \cdot \text{m}^{-2}$ (3).

отжиге дефектов исходной структуры. Отметим, что этот отжиг тем интенсивнее, чем выше тепловая нагрузка. Уменьшение ширины соответствует увеличению размера ОКР до 100–120 nm. При дальнейшем увеличении количества циклов облучения ширина несколько подрастает, не доходя до исходного значения. Одновременно с этим происходит увеличение изотропной составляющей периода кристаллической решетки примерно до $a_0 = 0.31645 \pm 0.00002$ nm. Мы предполагаем, что увеличение периода решетки связано с отжигом исходных неравновесных вакансий. Данный факт согласуется с изменением характера асимметрии дифракционных максимумов после облучения.

Диффузный максимум, расположенный в исходном состоянии слева от основного, исчезает при малых циклах облучения, а при больших формируется новый справа от основного максимума. Параметр асимметрии изменяет знак. Изменение параметра асимметрии, δB , с

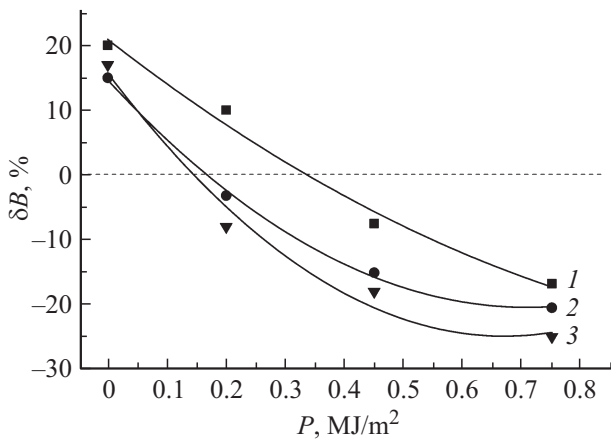


Рис. 7. Изменение параметра асимметрии с повышением тепловой нагрузки при облучении одним импульсом и температуры мишеней $T = 473$ (1), 673 (2) и 873 К (3).

увеличением числа циклов облучения представлено на рис. 6, а его зависимость от величины теплового потока и температуры образца — на рис. 7. Из рис. 6 видно, что параметр δB изменяется примерно до $N = 50$ циклов, а затем стабилизируется. Чем выше тепловая нагрузка, приносимая в импульсе, тем больше масштаб изменения асимметрии. Повышение начальной температуры образцов также способствует более интенсивному изменению параметра асимметрии. Можно утверждать, что в изменении параметров субструктуры важную роль играют диффузионные процессы. Напомним, что исчезновение диффузного максимума слева происходит одновременно с ростом периода решетки и уменьшением ширины. Появление диффузного максимума справа может означать, что вакансионные комплексы исходной структуры отжигаются, а вместо них формируются комплексы дефектов межузельного типа. Причиной этого может быть диффузионный вынос из нагретой до предплавления температуры поверхности в объем межузельных атомов.

3. Обсуждение результатов

Согласно расчетам [18,19], при нагрузке в $0.2\text{--}0.45 \text{ MJ} \cdot \text{m}^{-2}$ поверхностные слои вольфрамовых образцов нагреваются на $860\text{--}2150^\circ$. Мы предполагаем, что такая поверхность становится источником точечных дефектов. Поскольку, как известно, межузельные атомы имеют энергию активации миграции на порядок меньше, чем вакансии, то они более подвижны и насыщают объем первыми. Их диффузионный характер миграции вглубь облегчен присутствием растягивающих внутренних напряжений. Взаимодействуя со стоками, межузельные атомы приводят к отжигу неравновесных вакансий и вакансионных комплексов. Снижение тепловой нагрузки до $0.15 \text{ MJ} \cdot \text{m}^{-2}$, а также облучение при относительно низкой температуре существенно подавляют этот

процесс. При такой нагрузке исходные сжимающие напряжения сохраняются до количества циклов облучения $N \approx 100$, а параметр асимметрии остается положительным. Нагрева на $\sim 500^\circ$ при исходной температуре в 473 К оказывается явно недостаточно для образования и заметной диффузии точечных дефектов. Заметное поступление в объем вакансий наблюдается только при самой высокой исходной температуре образцов, когда наблюдается резкое снижение периода решетки. Оседая на дислокациях, точечные дефекты способствуют их перемещению и снижению концентрации, когда суммарное количество циклов облучения N не превышает 50. На этой же границе заканчивается формирование сетки микротрещин и прекращается рост остаточных напряжений растяжения. Стадия отжига исходных дефектов сменяется стадией накопления новых линейных дефектов. В целом наблюдаемые эффекты подобны радиационной ползучести. В поле действующих внутренних напряжений вакансии и межузельные атомы поглощаются разными стоками. Мы предполагаем, что формирование системы микротрещин при облучении вольфрамовых образцов водородной плазмой связано с движением дислокаций и облегчается действием растягивающих напряжений. К зарождению трещин при $0.15 \text{ MJ} \cdot \text{m}^{-2}$ и числе циклов $N > 100$ приводит, скорее всего, слияние исходных вакансионных комплексов.

Заключение

Проведены исследования изменения структуры вольфрама с вытянутыми вдоль направления облучения зернами. Этот сорт вольфрама рассматривается в качестве базового для использования в диверторе термоядерного токамака-реактора. Облучения проводили с плазменной тепловой нагрузкой до $1 \text{ MJ} \cdot \text{m}^{-2}$ при длительности облучающего импульса 0.25 ms , что близко тепловым нагрузкам, ожидаемым в диверторе при развитии ELM. На основании исследований сделаны следующие выводы.

1. При облучении вольфрама параметр решетки линейно растет от $a_0 = (0.31639 - 0.31642) \pm 0.00001 \text{ nm}$ в исходном состоянии до $0.31644\text{--}0.31646 \text{ nm}$. Заниженное по сравнению с табличными данными (0.31652 nm) значение периода решетки обусловлено повышенной чистотой материала и/или присутствием твердого раствора вакансий, которые попадают в объем при интенсивной пластической деформации на стадии изготовления образцов. Отжиг вакансий при облучении приводит к росту параметра решетки.

2. В исходном состоянии наблюдается асимметрия дифракционных линий, обусловленная диффузным максимумом, расположенным слева от основного максимума. При облучении потоками плазмы диффузный максимум исчезает, но формируется справа от основного максимума. Это указывает на отжиг вакансионных комплексов и образование комплексов межузельных атомов.

3. В исходном состоянии размер областей когерентного рассеяния составляет около 60–80 nm, а микродеформации практически отсутствуют. Уже начальные облучения приводят к увеличению ОКР до 100–120 nm. Совершенствование структуры продолжается примерно до 40–60 циклов облучения.

4. Плазменные нагрузки приводят к возникновению симметричных растягивающих макронапряжений в поверхностном слое. При увеличении дозы облучения (количества импульсов) напряжения растут до определенного уровня с последующим постепенным снижением в случае поверхностного плавления или выходом на насыщение, если приносимой энергии недостаточно для плавления.

5. Указанные эффекты изменения остаточных макронапряжений, параметров структуры и субструктуры зависят от исходной температуры и величины тепловой нагрузки водородной плазмой и в общих чертах они подобны эффекту радиационной ползучести при облучении.

- [12] *Noyan I.C., Cohen I.B.* Residual Stress. N Y: Springer-Verlag, 1987. 274 p.
- [13] *Палатник Л.С., Фукс М.Я., Косевич В.М.* Механизм образования и субструктура конденсированных пленок. М.: Наука, 1972. 319 с.
- [14] *Тихонов Л.В., Кононенко В.А., Прокопенко Г.И., Рафаловский В.А.* Структура и свойства металлов и сплавов. Механические свойства металлов и сплавов. Киев: Наукова думка, 1986. 568 с.
- [15] *Горелик С.С., Скаков Ю.А., Расторгуев Л.Н.* Рентгенографический и электронно-оптический анализ. М.: МИСИС, 1994. 328 с.
- [16] *Кривоглаз М.А.* Дифракция рентгеновских лучей и тепловых нейтронов реальными кристаллами. Киев: Наукова думка, 1983. 408 с.
- [17] *Гладких Л.И., Малыхин С.В., Пугачёв А.Т.* Теория и эксперимент. Харьков: НТУ „ХПИ“, 2006. 304 с.
- [18] *Hirai T., Pintsuk G.* // Fusion Engineering and Design. 2007. Vol. 82. P. 389–393.
- [19] *Makhlaj V.A., Garkusha I.E., Aksenova N.N., Ladygina M.S., Landman I., Linke J., Malykhin S.V., Pestchanyi S., Pugachev A.T., Sadowski M.J., Skladnik-Sadowska E.* // Physica Scripta. 2011. Vol. 145. P. 014061.

Список литературы

- [1] *Loarte A., Saibene G., Sartori R.* et al. // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2003. Vol. 45. P. 1549–1569.
- [2] *Loarte A., Saibene G., Sartori R.* et. al. // Physica Scripta. 2007. Vol. 128. P. 222–228.
- [3] *Garkusha I.E., Bandura A.N., Byrka O.V., Chebotarev V.V.* et al. // J. Nuclear Materials. 2005. Vol. 337–339. P. 707–711.
- [4] *Tereshin V.I., Chebotarev V.V., Garkusha I.E., Landman I.S., Makhlaj V.A.* // PLASMA 2007: International Conference on Research and Applications of Plasmas; 4th German-Polish Conference on Plasma Diagnostics for Fusion and Applications; 6th French-Polish Seminar on Thermal Plasma in Space and Laboratory. AIP Conference Proceedings. 2008. Vol. 993. P. 371–378.
- [5] *Garkusha I.E., Bandura A.N., Byrka O.V., Chebotarev V.V., Landman I.S., Makhlaj V.A., Pestchanyi S., Tereshin V.I.* // J. Nuclear Materials. 2009. Vol. 386–388. P. 127–131.
- [6] *Garkusha I.E., Landman I.S., Linke J., Makhlaj V.A., Medvedev A.V., Malykhin S.V., Pestchanyi S., Pintsuk G., Pugachev A.T., Tereshin V.I.* // J. Nuclear Materials. 2011. Vol. 415. P. 65–69.
- [7] *Makhlaj V.A., Garkusha I.E., Malykhin S.V., Pugachov A.T., Landman I., Linke J., Pestchanyi S., Chebotarev V.V., Tereshin V.I.* // Physica Scripta. 2009. Vol. 138. P. 014060.
- [8] *Makhlaj V.A., Garkusha I.E., Malykhin S.V., Pugachov A.T., Landman I., Linke J., Aksenov N.N., Kulik N.V., Medvedev A.V., Chebotarev V.V., Tereshin V.I.* // Problems of Atomic Science and Technology. Ser. Plasma Physics. 2010. N 6 (16). P. 57–59.
- [9] *Garkusha I.E., Aksenov N.N., Chuvilo A.A., Landman I.S., Makhlaj V.A., Malykhin S.V., Pugachev A.T., Sadowski M.J.* // Nukleonika. 2012. Vol. 57. P. 167–170.
- [10] *Решетняк М.В., Соболев О.В.* // Физическая инженерия поверхности. 2008. Т. 6. № 3–4. С. 180–188.
- [11] *Пинегин В.И., Козьма А.А., Фукс М.Я.* // Зав. лаборатория. 1985. Т. 51. № 7. С. 27–30.