

XVIII КОНФЕРЕНЦИЯ

**ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ
ПЛАЗМЫ С ПОВЕРХНОСТЬЮ**

Москва, НИЯУ МИФИ, 5-6 февраля 2015 г.

Сборник научных трудов

**Москва
2015**

Министерство образования и науки РФ
Национальный исследовательский ядерный университет
«МИФИ»

**МАТЕРИАЛЫ
XVII КОНФЕРЕНЦИИ**

**ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ
ПЛАЗМЫ С ПОВЕРХНОСТЬЮ**

Москва, НИЯУ МИФИ, 5-6 февраля 2015 г.

Москва
2015

ББК 22.333
УДК 533.9 (06)
В 40

Материалы XVIII конференции «Взаимодействие плазмы с поверхностью». Москва, 5-6 февраля 2015 г.
М.: НИЯУ МИФИ, 2015 г., 110 с.

Сборник содержит материалы, представленные в виде устных докладов на проводимой в НИЯУ МИФИ традиционной 18-ой конференции по взаимодействию плазмы с поверхностью. Тематика представленных в данном сборнике докладов посвящена результатам исследования и моделирования взаимодействия плазмы с поверхностью в установках управляемого термоядерного синтеза, а также физическим проблемам, сопровождающим такое взаимодействие. Сборник сформирован по мере поступления докладов, которые опубликованы в авторской редакции при минимальной редакционной правке.

Редакционная коллегия:

В.А. Курнаев,
Ю.М. Гаспарян,
А.А. Степаненко

ISBN 978-5-7262-2079-6

18 конференция
«ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ С ПОВЕРХНОСТЬЮ»

Заседание №1

Четверг, 5 февраля

начало в 10.00

Аудитория Актовый зал

Председатель – профессор Писарев А.А.

10.00 – 10.15	Е.Д. МАРЕНКОВ ¹ , С.И. КРАШЕНИННИКОВ ^{1,2} <i>¹Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»</i> <i>²Калифорнийский университет в Сан-Диего, США</i> Испарение пылинок с большим атомным номером в пристеночной плазме токамака
10.15 – 10.30	С.А. КРАТ ¹ , Ю.М. ГАСПАРЯН ¹ , А.А. ПИСАРЕВ ¹ , М. MAYER ² , G. DE SAINT-AUBIN ² , I. ВУКОВ ³ , P. COAD ⁴ , J. LIKONEN ⁵ , W. VAN RENTERGHEM ⁶ , С. RUSEТ ⁷ , А. WIDDOWSON ⁴ , участники JET-EFDA <i>¹Национальный Исследовательский Ядерный Университет «МИФИ»</i> <i>²Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching, Germany</i> <i>³Fusion Plasma Physics, Royal Institute of Technology (KTH), Stockholm, Sweden</i> <i>⁴Culham Science Centre, Abingdon, United Kingdom</i> <i>⁵VTT, Association EURATOM-Tekes, Finland</i> <i>⁶Studiecentrum Voor Kernenergie, Centre D'etude De L'energie Nucleaire, Mol, Belgium</i> <i>⁷National Institute for Laser, Plasma and Radiation Physics, Bucharest, Romania</i> Эрозия и осаждение в диверторе JET в период экспериментальной кампании 2011-2012
10.30 – 10.45	А.А. АЙРАПЕТОВ, Л.Б. БЕГРАМБЕКОВ, А.Н. ВОЙТЮК, В.П. ТЕРЕНТЬЕВ <i>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»</i> Удаление перенапыленных бор-углеродных слоев
10.45 – 11.00	А.Н. ЩЕРБАК ¹ , С.В. МИРНОВ ¹ , В.Б. ЛАЗАРЕВ ¹ , Н.Т. ДЖИГАЙЛО ¹ , А.М. БЕЛОВ ¹ , А.В. ВЕРТКОВ ² , М.Ю. ЖАРКОВ ² , С.И. КРАВЧУК ¹ , И.Е. ЛЮБЛИНСКИЙ ² <i>¹ФГУП ГНЦ РФ Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований, Москва, Троицк</i> <i>²ОАО «Красная Звезда», Москва</i> Экспериментальные исследования переноса лития в тени продольного и вертикального литиевых лимитеров на токамаке T-11M

11.00 – 11.15	<p>А.А. ПШЕНОВ^{1,2}, А.А. ЕКСАЕВА¹, Е.Д. МАРЕНКОВ¹, С.И. КРАШЕНИННИКОВ^{1,3}</p> <p>¹Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»</p> <p>²НИЦ «Курчатовский институт», Москва</p> <p>³Калифорнийский университет Сан-Диего, США</p> <p>Моделирование экранирования поверхностей обращенных к плазме материалов под воздействием экстремальных потоков энергии</p>
11.15 – 11.30	<p>Д.Н. СИНЕЛЬНИКОВ, В.А. КУРНАЕВ, Н.В. МАМЕДОВ</p> <p>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»</p> <p>Модификация наноструктурированной поверхности вольфрама при облучении ионным пучком</p>
11.30 – 11.50	Перерыв на кофе
11.50 – 12.05	<p>Н.П. БОБЫРЬ¹, В.Х. АЛИМОВ², Б.И. ХРИПУНОВ¹, А.В. СПИЦЫН¹, А.В. ГОЛУБЕВА¹, М. МАЙЕР³</p> <p>¹НИЦ «Курчатовский институт», Москва</p> <p>²Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»</p> <p>³Институт физики плазмы им. Макса Планка, Гархинг, Германия</p> <p>Влияние гелиевой примеси на обмен изотопов водорода в вольфраме при последовательном облучении дейтериевой и протий-гелиевой плазмой</p>
12.05 – 12.20	<p>А.Е. ЕВСИН, Л.Б. БЕГРАМБЕКОВ, А.С. КАПЛЕВСКИЙ</p> <p>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»</p> <p>Влияние облучения атомами дейтерия на транспорт изото- пов водорода сквозь поверхностный оксидный слой цир- кония</p>
12.20 – 12.35	<p>М.С. ЗИБРОВ, Ю.М. ГАСПАРЯН, С.А. РЯБЦЕВ, А.С. ШУБИНА, А.А. ПИСАРЕВ</p> <p>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»</p> <p>Термодесорбция дейтерия из точечных дефектов в вольфраме</p>
12.35- 12.50	<p>А.С. ПОПКОВ, С.А. КРАТ, Ю.М. ГАСПАРЯН, А.А. ПИСАРЕВ</p> <p>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»</p> <p>Изучения взаимодействия литий-дейтериевых пленок с атмосферными газами</p>
12.50 – 13.05	<p>Д.А. ТРУФАНОВ¹, Е.Д. МАРЕНКОВ¹, С.И. КРАШЕНИННИКОВ^{1,2}</p> <p>¹Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»</p> <p>²Калифорнийский университет в Сан-Диего, США</p>

	Роль диффузии адатомов вольфрама в росте вольфрамового пуха
13.05 – 13.25	Перерыв на кофе
13.25- 13.40	В.С. ЕФИМОВ ¹ , Ю.М. ГАСПАРЯН ¹ , А.А. ПИСАРЕВ ¹ , И.Б. КУПРИЯНОВ ² ¹ Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» ² ОАО «Высокотехнологический научно-исследовательский институт неорганических материалов им. академика А.А. Бочвара», Москва Исследование накопления дейтерия в бериллии при облучении мощными импульсными потоками плазмы
13.40- 13.55	Ю.В. БОРИСЮК, А.А. ПИСАРЕВ, Г.В. ХОДАЧЕНКО, Н.М. ОРЕШНИКОВА, А.В. ТУМАРКИН, М.М. БЕРДНИКОВА Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» Азотирование титанового сплава ВТ-23 в аномальном тлеющем разряде
13.55- 14.10	И.Е. БОРОДКИНА, И.В. ЦВЕТКОВ Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» Расчет динамики заряженных частиц в пристеночном слое и распыления обращенных к плазме поверхностей

Заседание №2

Пятница, 6 февраля **начало в 10.00**

Аудитория Актовый зал

Председатель – профессор КУРНАЕВ В.А.

10.10- 10. 40	С.И. КРАШЕНИННИКОВ ^{1,2} , Р.Д. СМИРНОВ ² ¹ Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» ² Университет Калифорнии Сан Диего, США He cluster dynamics in tungsten in the presence of cluster induced formation of He traps
10.40- 11.10	В.А. КУРНАЕВ Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» Обзор данных по взаимодействию плазмы с материалами для термоядерных исследований и технологий в Российской Федерации

11.10-11.30	С.В. МИРНОВ ФГУП «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», Троицк, Москва Эволюция концепции стационарного токамака
11.30.-11.50	А.В. ВЕРТКОВ ¹ , И.Е. ЛЮБЛИНСКИЙ ^{1,3} , М.Ю. ЖАРКОВ ¹ , С.В. МИРНОВ ^{2,3} , В.Б. ЛАЗАРЕВ ² , А.Н. ЩЕРБАК ² ¹ ОАО «Красная Звезда», Москва ² ФГУП «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», Троицк, Москва ³ Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» Разработка лимитеров на основе литиевых КПС для реализации концепции замкнутого литиевого цикла в токамаке
11.50-12.10	Перерыв на кофе
12.10-12.30	Ю.В. МАРТЫНЕНКО Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» Эрозия металла при воздействии плазменных потоков, характерных для переходных режимов ИТЭР
12.30 -12.50	В.Ю. ЦЫБЕНКО ¹ , И.М. ПОЗНЯК ² , В.М. САФРОНОВ ³ ¹ Московский физико-технический институт, Долгопрудный ² ФГУП ГНЦ РФ Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований, Троицк, Москва ³ Проектный центр ИТЭР, Москва Исследование движения расплавленного металлического слоя в условиях, характерных для переходных плазменных процессов в ИТЭР
12.50-13.10	Л.Б. БЕГРАМБЕКОВ, С.В. ВЕРГАЗОВ, О.А. ДВОЙЧЕНКОВА, А.Е. ЕВСИН, А.С. КАПЛЕВСКИЙ, Я.А. САДОВСКИЙ Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» Транспорт водорода через оксидированную поверхность металлов при облучении атомами и ионном облучении
13.10-13.30	О.В. ОГОРОДНИКОВА ¹ , В. ГАНН ² , М.С. ЗИБРОВ ¹ , Ю.М. ГАСПАРЯН ¹ , В.С. ЕФИМОВ ¹ ¹ Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» ² Национальный научный центр «Харьковский институт физики и технологии», Харьков, Украина Сравнение накопления дейтерия в W, предварительно поврежденном электронами, ионами вольфрама и нейтронами
13.30-14.30	Перерыв на обед

14.30-14.50	<p>В.Л. БУХОВЕЦ¹, А.Е. ГОРОДЕЦКИЙ¹, Р.Х. ЗАПАВУТДИНОВ¹, А.П. ЗАХАРОВ¹, Е.Е. МУХИН², А.Г. РАЗДОБАРИН²</p> <p>¹Институт физической химии и электрохимии им. А.Н. Фрумкина РАН, Москва</p> <p>² Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург</p> <p>Влияние малых примесей молекулярных газов на распыление вольфрама в низкотемпературной дейтериевой плазме</p>
14.50-15.10	<p>Н.Н. ДЕГТЯРЕНКО, А.А. ПИСАРЕВ</p> <p>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»</p> <p>Моделирование взаимодействия водорода с вольфрамом</p>
15.10-15.30	<p>Б.И. ХРИПУНОВ¹, В.С. КОЙДАН¹, А.И. РЯЗАНОВ¹, В.М. ГУРЕЕВ, В.В. ЗАТЕКИН², С.Н. КОРНИЕНКО¹, В.С. КУЛИКАУСКАС², С.Т. ЛАТУШКИН¹, А.М. МУКСУНОВ, Е.В. СЕМЕНОВ, Л.С. ДАНЕЛЯН¹, В.Н. УНЕЖЕВ</p> <p>¹Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва</p> <p>²Научно-исследовательский институт ядерной физики, МГУ им. Ломоносова, Москва</p> <p>Исследование вольфрама как материала, обращенного к плазме ТЯР</p>
15.30-15.50	<p>К.М. ГУТОРОВ, И.В. ВИЗГАЛОВ, Ф.С. ПОДОЛЯКО, И.А. СОРОКИН</p> <p>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»</p> <p>Осаждение пленок и их удаление в щелях и затененных от плазмы областях в присутствии ВЧ-полей</p>
15.50-16.20	<p>Дискуссия</p>
17.00	<p>Welcome together (103, корп. 33, кафедра физики плазмы, надо одеваться)</p>

В.А. КУРНАЕВ

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

ОБЗОР ДАННЫХ ПО ВЗАИМОДЕЙСТВИЮ ПЛАЗМЫ С МАТЕРИАЛАМИ ДЛЯ ТЕРМОЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ И ТЕХНОЛОГИЙ В РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

Тематика исследований в нашей стране по взаимодействию плазмы с поверхностью применительно к проблемам управляемого термоядерного синтеза достаточно широка, и если разделить эти исследования на те, которые проводятся непосредственно в термоядерных установках, и те, которые можно отнести к экспериментальному, компьютерному и теоретическому моделированию, то последние явно преобладают. Это объясняется узостью и экспериментальной базы, крупнейшей установкой которой является токамак Т-10 без дивертора с круглым сечением плазмы, давно уступающий по параметрам и возможностям проведения подобных исследований множеству зарубежных установок, а единственным токамаком с дивертором является скромный по размерам сферический токамак Глобус-М. На этом токамаке недавно начаты целенаправленные исследования по взаимодействию плазмы с материалами. Интенсивная и многообещающая программа исследований возможностей применения лития как обращенного к плазме материала (ОПМ) выполняется на токамаке Т-11 в ТРИНИТИ.

В области же экспериментальных исследований взаимодействия импульсных потоков плазмы с поверхностью, моделирующих переходные процессы в токамаках, ЭЛМы и срывы, мы пока держим передовые позиции за счет активных экспериментов на ускорителях КСПУ и МК-200 в ТРИНИТИ, долгое время не имевших аналогов за рубежом. Более того, база этих исследований в последние годы расширилась за счет создания во ВНИИНМ установки КСПУ-Ве для работы с бериллием и начала исследований по взаимодействию с мишенями мощных потоков электронов на установке ГОЛ-3 в Новосибирске.

Линейные стационарные симуляторы с продольным магнитным полем, число которых в мире непрерывно растет, а параметры плазмы приближаются к ожидаемому в диверторе ИТЭР (Pilot-PSI, Magnum) за счет использования дуговых источников плазмы и сильного магнитного поля, у нас представлены установками с плазменно-пучковым разрядом, инициированным электронным пучком. Это ЛЕНТА в Курчатовском институте (НИЦ КИ) и ПР-2 в МИФИ. Если на установке Pilot PSI можно получать

плазму с концентрацией до 10^{15} см^{-3} , то на наших установках максимальная плотность плазмы примерно на два порядка ниже.

Недостаток современных крупных линейных симуляторов компенсируется усиленным вниманием к физике происходящих при взаимодействии плазмы с поверхностью процессов, которая изучается на множестве лабораторных установок. Причем число таких установок и тематика исследований непрерывно расширяются. Здесь уместно упомянуть МИФИ, где за последние несколько лет создан ряд новых установок и стендов. К ним относятся и сверхвысоковакуумный термодесорбционный стенд, многофункциональная установка МИКМА с возможностью облучения образцов как плазмой, так и атомами твердых мишеней, магнетронная установка МР-2 с возможностью термодесорбционных исследований захвата изотопов водорода в облученные материалы и покрытия непосредственно в установке. Особый интерес представляет запущенный в прошлом году стенд для осаждения покрытий и испытания материалов (установка CODMATТ) в условиях, близких к условиям ИТЭР. В стенде возможны режимы воздействия ионов и плазмы на материалы при плотностях мощности до 20 МВт/м^2 и частотой повторения до 1 кГц .

В НИЦ КИ заработала установка, в которой возможно сочетание одновременного облучения потоком ионов кэвной энергии и интенсивным электронным пучком (2.5 кэВ , $0.15\text{-}1.5 \text{ А/см}^2$).

Расширяется также круг методик, используемых для анализа взаимодействия плазмы с поверхностью не только за счет использования современных аналитических установок, таких как ионный резак, электронные микроскопы с элементным анализом, различные дифрактометры, синхротрон, но и за счет создания принципиально новых методов, таких как, например, спектроскопия ионного рассеяния при анализе толщины и состава пленок на поверхности при плазменном воздействии (МИФИ).

Среди новых экспериментальных результатов, существенно дополняющих базу данных по взаимодействию плазмы с материалами ТЯР и расширяющих физические представления о физике взаимодействия плазмы с поверхностью, следует упомянуть полученные в НИЦ КИ результаты по драматическому увеличению скорости распыления материала под действием ионов при дополнительном облучении его интенсивным потоком электронов. В принципе, ситуация, которая должна быть характерна для ТЯР, когда на обращенную к плазме поверхность одновременно с ионами могут приходиться много электронов из хвоста максвелловского распределения.

Кроме того, впервые показано (МИФИ), что при наличии на поверхности ОПМ тонких оксидных слоев (что может быть характерно для Ве и W) в трубке плазмы, связанной с такой поверхностью, могут возникать осцилляции, сопровождаемые ростом пристеночной разницы потенциалов (и как следствие облучением поверхности ускоренными в пристеночном слое ионами плазмы). Построенная модель такого взаимодействия объяснила особенности наблюдаемой вольт-амперной характеристики перехода плазма-поверхность, включая ступенчатое изменение тока и наличие участка с отрицательным сопротивлением.

Исследования поведения ОПМ при нагрузках, соответствующих срывам и мощным ЭЛМа на КСПУ-Ве и КСПУ-Т (ТРИНИТИ, ВНИИНМ) в частности показали, что эрозия Ве значительно увеличивается с ростом температуры от 250 до 500 °С, что может потребовать более эффективно, чем сейчас предусмотрено в ИТЭР, охлаждения. Наблюдалась неожиданная отличная динамика эволюции поверхности разных нержавеющей сталей для патрубков ИТЭР под действием излучения из зоны взаимодействия плазменного потока с мишенью.

Большой объем работ (МИФИ, ТРИНИТИ) был выполнен по накоплению дейтерия в ОПМ. Оказалось, что захват дейтерия при высоких скоростях осаждения W на КСПУ-Т близок к ранее предложенному скейлингу. Интенсивно изучалось влияние радиационных дефектов на накопление дейтерия в W. Если в НИЦ КИ для создания дефектов использовали циклотрон (ионы H, He, Li, C с энергией 1-60 МэВ), то в совместных исследованиях ИРР (Гархинг) и МИФИ использовались ионы W с энергией 20 МэВ. В частности, было показано (Ю.М.Гаспарян и др.), что даже при высокой температуре стенки (500 °С) дейтерий удерживается дефектами.

При исследовании углеводородных пленок на материалах (МИФИ) показано, что присутствующие в плазме ВЧ колебания способствуют их осаждению в затененных от плазмы областях, и, наоборот, при очистке этих осадений с помощью кислорода значительно ускоряют процесс.

Отдельного обсуждения заслуживают работы по защите W возобновляемыми покрытиями из карбида бора (Л.Б.Беграббеков и др. МИФИ). Демонстрация возможности такого решения позволила бы «снять» проблему разрушения W при термоциклировании за счет ЭЛМов.

Теоретические исследования процессов взаимодействия плазмы и ее компонент с поверхностью в нашей стране по сравнению с другими странами имеют больший удельный вес. Выделяются работы, проводимые Ю.В. Мартыненко (НИЦ КИ), который за последнее время опубликовал модель формирования пуха на облучаемой ионами гелия горячей поверх-

ности вольфрама, модель образования пыли из осаждаемых на поверхности стенок токамака пленок, модель формирования трещин при циклических тепловых испытаниях вольфрама. Интересно предсказание, что самые опасные параллельные поверхности трещины могут возникать только в тонких слоях и потому не опасны для ИТЭР. А.Б. Кукушкин и др. теоретически исследовали большие углеродные молекулы и формирование из них углеводородных депозитов в токамаке Т-10 с точки зрения их диагностики.

Новая модель, описывающая пластическую деформацию в материалах с хрупко-вязким переходом при нагретом приповерхностном слое, условия образования и эволюцию трещин при импульсных тепловых нагрузках, развита в работах А.С.Аракчеева и др. (ИЯФ СО РАН).

Теоретически захват и накопление изотопов водорода в обращенных к плазме материалах (ОПМ) изучался в совместных работах Е.Д. Маренкова (МИФИ) и проф. С.Г. Крашенинникова (США). В частности, предложена модель с непрерывным по энергиям спектром ловушек в подвергнутых воздействию плазмы ОПМ, которая объяснила экспериментально наблюдаемые термодесорбционные спектры (ТДС) и временную зависимость газовыделения в токамаке JET. Ими же предсказана неустойчивость поверхностно-плазменного обмена, вызванная температурной зависимостью газовыделения из ОПМ и повышенными радиационными потерями из плазмы при росте концентрации за счет усиления газовыделения стенки.

Наряду с аналитическим исследованием особенностей взаимодействия плазмы с поверхностью совершенствуются компьютерные коды. Ранее разработанный в МИФИ Монте-Карло код SCATTER, алгоритмически близкий к хорошо известному коду TRIM, усовершенствован Д. Когутом для описания эволюции под действием облучения ионами и нейтралами перезарядки из плазмы 3D объектов на поверхности ОПМ, таких как трещины, капли и ямки. Количественно определены параметры перепыления, эрозии и изменения компонентного состава диагностических зеркал, находящихся внутри подверженных облучению нейтралами перезарядки патрубков из нержавеющей стали, а также найдена эволюция захвата трития при распылении и переосаждении на поверхности первой стенки атомов Ве с учетом ее шероховатости. Интересно отметить, что при определенном содержании бериллия в пристеночной плазме ИТЭР накопление трития в стенке с дозой начинает уменьшаться.

В докладе представлены также другие интересные результаты.

ЭВОЛЮЦИЯ КОНЦЕПЦИИ СТАЦИОНАРНОГО ТОКАМАКА

Главным требованием, предъявляемым к коммерческим термоядерным нейтронным источникам (ТИН) на базе токамака, является квазистационарность режима их работы, предполагающая их полезное функционирование на протяжении не менее 80% от полного времени эксплуатации. Это означает, что на протяжении их рабочего цикла помимо ввода горючего и дополнительного нагрева плазмы должен осуществляться постоянный вывод из камеры токамака: энергетического потока падающего на стенку, продуктов ее эрозии, «лишнего топлива» (Т, D), не вступившего в реакцию, и «золы» - He. Одновременно должна быть гарантирована безопасность окружающей среды на случай возможных аварий, учитывая агрессивность горячего лития при контакте с кислородом, вызванным, например, разгерметизацией вакуумной оболочки ТИН и поступлением внутрь нее воды. Последнее требование означает, в частности, что коммерческий ТИН должен быть надежно окружен вакуумноплотной оболочкой, заполненной каким-либо инертным газом, например аргоном. Концепция стационарного токамака предполагает одновременное решение трех задач: создание стационарного магнитного поля, решение проблемы поддержания плазменного тока и осуществление непрерывной циркуляции DТ-горючего. Сообщение содержит краткий обзор современного состояния проблемы создания стационарного токамака-реактора с учетом последних результатов, представленных на последней 25ой Конференции по энергии синтеза (Санкт-Петербург, октябрь 2014г). Основное внимание уделено решению задачи организации непрерывной циркуляции DТ-горючего. Наиболее реалистичным представляется использование в качестве рабочего тела циркуляционного контура лития, обеспечивающего захват и транспортировку «лишнего» горючего с последующим их разделением и возвращением каждого в свою систему инжекции.

Рисунок 1 демонстрирует одну из предлагаемых принципиальных схем такого ТИН, где замыкание контура циркуляции «лишнего D, T горючего» обеспечивается жидким литием в качестве рабочего тела. Пока температура поверхности жидкого лития, покрывающего приемные части дивертора, не превысит 200- 350 °С, он должен активно захватывать ионы «лишнего D, T-горючего», поступающие в дивертор из плазменного шну-

ра. После транспортировки обогащенного таким образом лития в зону рекуперации и его последующего нагрева до температуры 450-550 °С должен включиться, как следует из лабораторных экспериментов, обратный процесс - активная десорбция из лития основной части захваченного «горючего» в виде D_2 , DT , T_2 – известный метод получения чистого водорода из насыщенного геттера. С целью замыкания контура циркуляции горючего выделявшаяся смесь D_2 , DT , T_2 -газов может быть возвращена в систему инъекции, а литий, обедненный водородными изотопами, тем или иным насосом (например, электромагнитным) перенаправлен обратно в литиевый эмиттер, находящийся при температуре $T = 600-700$ °С, необходимой для обеспечения требуемого уровня литиевой эмиссии в SOL дивертора ТИН. Следуя этой схеме (рисунок 1), можно ожидать, что по аналогии с существующими токамаками (например, опыт FTU) необходимое значение температуры эмиттера и его литиевой эмиссии установятся автоматически, будучи охвачены естественной обратной связью. Регулятором при этом служит поток энергии, поступающий на эмиттер из плазмы SOL. Этот поток энергии – источник нагрева эмиттера и ее бомбардировки горячей плазмой – обеспечивая основной энергетический резервуар литиевой эмиссии, в свою очередь зависит от ее интенсивности, а именно: по мере наполнения SOL активно излучающими ионами лития его плазма обязана охлаждаться, снижая при этом первичный поток энергии, поступающий на лимитер – эмиттер, и вслед за этим литиевую эмиссию вплоть до достижения некоторого равновесного состояния. В итоге, наряду с замкнутым контуром циркуляции горючего, должен установиться замкнутый стационарно функционирующий контур циркуляции лития. (Гелий при этом может быть удален прямой откачкой из диверторного объема). В качестве внутрикамерных компонентов первой стенки, контактирующих с плазмой (ККП), наиболее адекватными указанной схеме представляются капиллярные пористые системы (КПС) – пористые вольфрамовые матрицы, пропитанные литием (В.А. Евтихин и др. 1996 г.). По аналогии с фитилем свечи пористые вольфрамовые матрицы обязаны транспортировать обедненный литий, поступивший в эмиттер, на границу теплового контакта плазма-эмиттер, где литий, частично испаряясь, частично распыляясь под воздействием плазменной бомбардировки, поступает в плазму, ионизируется под действием электронного удара, нагревается и переносится (пунктирные стрелки) вдоль магнитного поля в дивертор токамака, где должен захватываться литиевыми коллекторами. В процессе ступенчатой ионизации электронами ионы лития под действием электронного удара активно излучают (некорональное излучение) энер-

гию на стенку камеры, снижая тем самым электронную температуру периферии шнура и, как показывает опыт российских (Т-11М, Т-10) и зарубежных (FTU, TJ-II, DIII, EAST, NSTX, TFTR) плазменных установок магнитного синтеза, радикально подавляя тем самым эрозию первой стенки токамака, что проявляется в резком снижении уровня тяжелых примесей в горячей зоне шнура, падении излучательных потерь энергии из центра и в одновременном росте энергетического времени жизни плазмы.

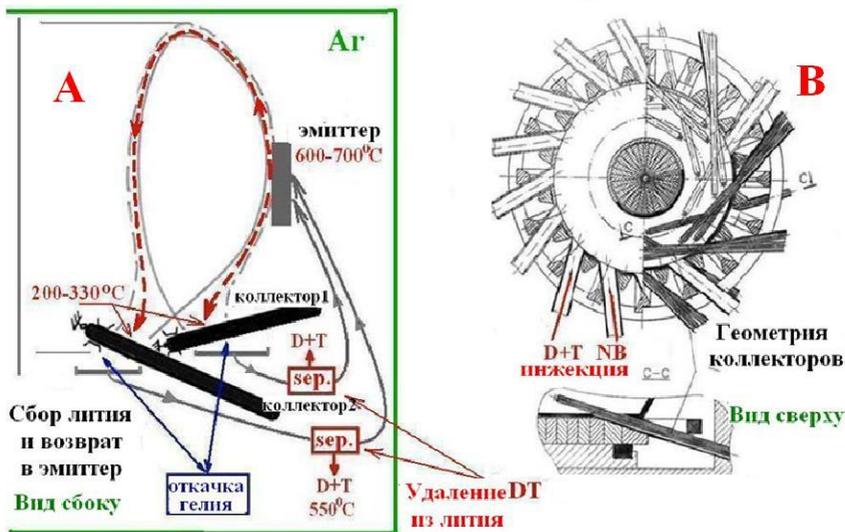


Рис. 1. Схема предполагаемого стационарного токамака с литиевыми КПС в качестве эмиттера и коллекторов лития, обеспечивающих существование замкнутого контура циркуляции лития. А – поперечное сечение токамака, В – вид сверху на продольные коллекторы лития

Основная техническая проблема, возникающая при создании такого стационарного контура, – выделение из лития растворенных в нем изотопов водорода – D и T. На рисунке 2 (1, 2 справа) представлена динамика выделения водорода из нагреваемого (3-Т(t), слева) лития, предварительно экспонированного в квазистационарной водородной плазме тлеющего разряда Т-11М (1 час $\sim 10^{-4}$ Па H_2) при двух различных режимах экспонирования: 1-230-240°C и 2-430-450°C.

Учитывая, что скорость откачки водорода в обоих случаях оставалась примерно постоянной, следует заключить, что водород, захваченный литием в «низкотемпературной» (200-350 °С) области, десорбируется уже при нагреве до 450 °С, а водород, захваченный литием в более высокотемпературной области, мог бы быть в значительной мере удален при прогреве уже до 500-550 °С. Таким образом, осуществление стационарной циркуляции DT-топлива – ключевого элемента создания стационарного токамака – в случае использования для этого лития не требует каких-либо чрезмерных усилий и развития новой техники.

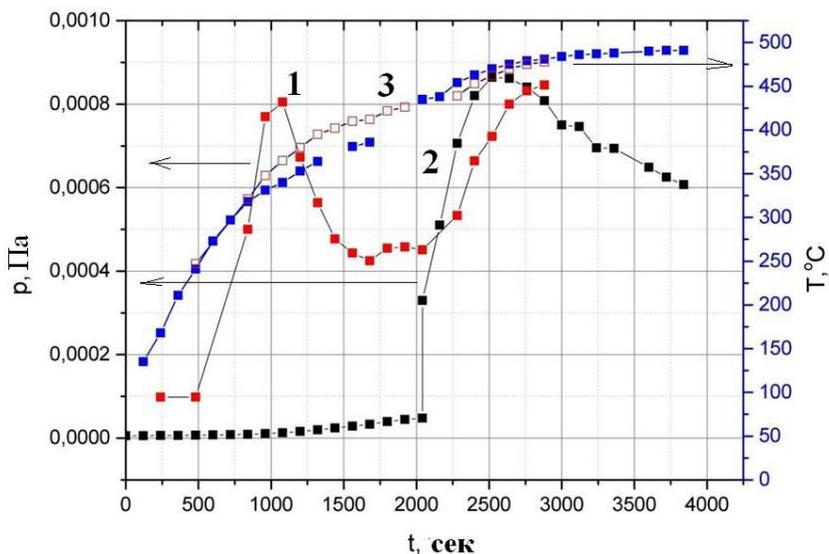


Рис. 2. Динамика выделения водорода из нагреваемого лития, предварительно экспонированного в квазистационарной водородной плазме тлеющего разряда T-11M при двух различных режимах экспонирования: 1 – 230-240 °С и 2 – 430-450 °С

S.I. KRASHENINNIKOV^{1,2}, R.D. SMIRNOV²

¹*Nuclear Research National University MPhI, Moscow, 115409, Russia*

²*University California San Diego, La Jolla, CA 92093, USA*

He CLUSTER DYNAMICS IN TUNGSTEN IN THE PRESENCE OF CLUSTER INDUCED FORMATION OF He TRAPS

Experiments with the irradiation of Tungsten by He ions with the energies below the sputtering threshold reveal both strong modification of surface morphology (e.g. fuzz growth, at the temperature of the sample T above ~1000 K) and formation of a layer of He nano-bubbles in the near-surface region (at T below 1000 K) [1-3]. In Ref. 4 the dynamics of the formation of the layer of He nano-bubbles in the near-surface region was considered both analytically and numerically. Two different mechanisms of bubble formation were analyzed: i) bubble nucleation caused by the self-trapping of He atoms accompanied by the formation of immobile He clusters and following trap mutation and bubble growth, and ii) absorption of He atoms by existing immobile traps (e.g. associated with impurities) and following trap mutation and bubble growth. It was shown that both mechanisms of bubble nucleation result in the formation of a plug of large, immobile helium clusters. These clusters serve as a plug, which is the dominant reaction sink for He atoms that prevents further penetration of the helium and decreases its concentration. With time, the front boundary of the plug effectively moves toward the surface leading to the formation of the layer of nano-bubbles. This physical picture is, in a ballpark, consistent with available experimental data (e.g. see Ref. 3). However, for the case of the nucleation of bubbles via He self-trapping, theoretical estimates of the thickness of the layer of nano-bubbles for experimental relevant He flux, appears to be somewhat larger than that seen in experiments. For the case of bubble nucleation through existing traps, the width of the layer should depend of the concentration of existing traps, while experimental data seem to suggest that the purity of the sample (which, probably, alter the concentration of existing traps) does not change much the thickness of the nano-bubble layer. As we see, it seems that some important ingredient, affecting the width of the layer of nano-bubbles, is missed on our model, which, otherwise, gives quite consistent physical picture of the formation of nano-bubble layer.

The results of our recent simulations of the nano-bubble evolution [5] show that the growth of nano-bubble is accompanied by rather significant distortion of the lattice in the vicinity of the bubble, the formation of the dislocations, and even vacancies, which can serve as the He traps and lead to the nucleation of new nano-bubbles. As a result, we can have an avalanche effect, which can strongly facilitate the nucleation and growth of nano-bubbles, reduce the pene-

tration of He atoms into the bulk of the sample and, therefore, decrease the width of the layer of nano-bubble near the surface.

To examine possible outcome of the bubble growth induced generation of He traps and further growth of new nano-bubbles we consider the following physical model based on half space ($0 \leq x < \infty$) 1D reaction diffusion equations for He atoms and clusters (nano-bubbles) similar to that considered in Ref. 4, but adding the cluster growth induced generation of new He traps. We will use the following equations for the densities, $C(x, t)$ and $T_k(x, t)$, of He atoms and immobile traps (He clusters) containing $k-1$ He atoms:

$$\partial_t C = D \partial_x^2 C - C \sum_k T_k K_k, \quad (1)$$

$$\partial_t T_k = C (T_{k-1} K_{k-1} - T_k K_k) \quad \text{for } k > 1, \quad (2)$$

$$\partial_t T_1 = -C T_1 K_1 + \gamma C \sum_k T_k K_k \quad \text{for } k = 1, \quad (3)$$

where D is the diffusion coefficient of He atoms, K_k is the rate constants for the absorption of He atoms by the traps (we assume that $K_k = k^{1/3} K_1$ which implies that the rate constant is proportional to the effective radius of the cluster). The last term on the right hand side of Eq. (3) describes the formation of new empty traps associated with the growth of He clusters and $\gamma \ll 1$ is the dimensionless constant which describes how many new traps is generated per each He atom absorbed by all clusters. We notice that following Ref. 4 we: i) neglect the effective ‘‘dissociation’’ of the clusters, which is a good approximation for sample temperature below 1000 K, which was justified by comprehensive numerical simulation of cluster dynamics [6], and ii) neglect in Eq. (1) the volumetric source term of He atoms, which is related with the helium flux to the sample and localized very close to the surface at $x_s \sim 10^{-7}$ cm. Instead we will use the boundary condition for Eq. (1), $C(x=0, t) = C_s = \text{const.}$, where C_s is proportional to He flux to the surface, Γ_{He} . We will assume that the density of empty traps at the beginning of sample irradiation is $T_1(x, t=0) = T_0$.

For large k and smooth variation of $T_k(x, t)$ as a function of k , Eq. (2) can be transformed in partial differential equation

$$\partial_\tau \mathfrak{G}(\tau, \kappa) + \partial_\kappa \mathfrak{G}(\tau, \kappa) = 0, \quad (4)$$

where

$$\tau = \int_0^t C(x, t') K_1 dt' \quad \text{and} \quad \kappa = (3/2) k^{2/3}, \quad (5)$$

play the roles of a local (in space) dimensionless time and coordinate in effective continuum k -space. The general solution of Eq. (4) is $\mathfrak{G}(\tau, \kappa) = F(\tau - \kappa)$, where $F(\tau)$ is, generally speaking, an arbitrary function. However, in our case $F(\tau)$ is determined by temporal evolution of clusters related to both initially

existing traps and traps generated due to the growth of clusters (described by Eq. (3)). Therefore, it is convenient to separate the function $F(\tau)$ on two parts:

$$F(\tau - \kappa) = T_0 \delta(\tau - \kappa) + \mathfrak{G}_{\text{ind}}(\tau - \kappa), \quad (6)$$

where $\delta(\tau)$ is the delta-function and the first term on the right hand side of Eq. (6) describes the evolution of clusters related to initial traps while the second one describes clusters induced by the traps generated by the cluster growth. Substituting the expression (6) into Eq. (3), after some algebra for $\tau > 1$ we find the following equation for $\mathfrak{G}_{\text{ind}}(\tau)$

$$\mathfrak{G}_{\text{ind}}(\tau) = (2/3)^{1/2} \gamma \left\{ T_0 \tau^{1/2} + \int_0^\tau \mathfrak{G}_{\text{ind}}(\tau - \kappa) \kappa^{1/2} d\kappa \right\}. \quad (7)$$

Deriving Eq. (6) we took into account that $\mathfrak{G}_{\text{ind}}(\tau)$ increases with τ slower than $\exp(\tau)$, which is justified (and we will see it below) by small value of γ .

At relatively small τ (but still larger than one), the term proportional to T_0 dominates on the right hand side of Eq. (7), so that $\mathfrak{G}_{\text{ind}}(\tau) \approx (2/3)^{1/2} \gamma T_0 \tau^{1/2}$. Substituting this expression into Eq. (7) we find an estimate for effective time $\tau = \tau_{\text{ind}}$ when the second term on the right hand side of Eq. (7) takes over and $\mathfrak{G}_{\text{ind}}(\tau_{\text{ind}})$:

$$\tau_{\text{ind}} \approx \left\{ (\pi/8)(2/3)^{1/2} \gamma \right\}^{-2/3} \gg 1, \quad \mathfrak{G}_{\text{ind}}(\tau_{\text{ind}}) \approx (2/3\pi)^{1/3} T_0 \gamma^{2/3}. \quad (8)$$

For $\tau > \tau_{\text{ind}} \gg 1$ induced traps dominate in Eq. (7). Then neglecting the term $T_0 \tau^{1/2}$ we find $\mathfrak{G}_{\text{ind}}(\tau) \sim \exp(\alpha\tau)$ with $\alpha = (\pi/6)^{1/3} \gamma^{2/3} \ll 1$ (which proves our evaluation that $\mathfrak{G}_{\text{ind}}(\tau)$ increases slower than $\exp(\tau)$). By matching the value of $\mathfrak{G}_{\text{ind}}(\tau)$ at $\tau = \tau_{\text{ind}}$ we find $\mathfrak{G}_{\text{ind}}(\tau_{\text{ind}})$

$$\mathfrak{G}_{\text{ind}}(\tau > \tau_{\text{ind}}) = (2/3\pi)^{1/3} T_0 \gamma^{2/3} \exp \left\{ (\pi/6)^{1/3} \gamma^{2/3} \tau - (16/\pi)^{1/3} \right\}. \quad (9)$$

Once we know $\mathfrak{G}_{\text{ind}}(\tau)$ we can use it in Eq. (1) and find the spatiotemporal evolution of both He atoms and clusters. Assuming that induced traps dominate in the evolution of clusters and considering, following Ref. 4, a quasi-stationary approximation of reaction-diffusion equation (1) we find

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} C(x, t) = 2^{2/3} \frac{T_0}{D} \exp \left\{ - \left(\frac{16}{\pi} \right)^{1/3} \right\} \frac{\partial}{\partial t} \exp \left\{ \alpha K_1 \int_0^t C(x, t') dt' \right\}. \quad (10)$$

Introducing $\hat{C} = C/C_s$, $\zeta = \alpha K_1 C_s t$, $\xi = x/x_D$, and $g(\xi, \zeta) = \int_0^\zeta \hat{C}(\xi, \zeta') d\zeta'$, where

$$x_D^{-2} = 2^{2/3} \frac{\alpha K_1 T_0}{D} \exp \left\{ - (16/\pi)^{1/3} \right\}, \quad (11)$$

We can re-write Eq. (10) in the form

$$\partial_{\zeta} \left(\partial_{\xi}^2 g - \exp(g) \right) = 0. \quad (12)$$

Taking into account that $\hat{C}(\xi = 0, \zeta) = 1$ and $\hat{C}(\xi \rightarrow \infty, \zeta) \rightarrow 0$ from Eq. (12) we find $g(\xi, \zeta) = -2 \ln \left\{ \xi / \sqrt{2} + \exp(-\zeta/2) \right\}$, which gives

$$\hat{C}(\xi, \zeta) = \left\{ \xi \exp(\zeta/2) / \sqrt{2} + 1 \right\}^{-1}. \quad (13)$$

However, we should recall that the reaction-diffusion model assumes a dilute approximation, which implies that the concentration of He accumulated in the sample, N_{He} , should be smaller than that of tungsten, N_{W} . Since the highest concentration of He atoms is near the surface, $C = C_s$, the dilute approximation becomes broken there first. Using the expression (9) we find

$$\left(\frac{N_{\text{He}}(t)}{N_{\text{W}}} \right)_{\text{surface}} = \frac{\pi^{1/6} e^{-(16/\pi)^{1/3}}}{2} \left(\frac{4}{\pi} \right)^{5/6} \frac{T_0}{\gamma N_{\text{W}}} \exp(\alpha K_1 C_s t). \quad (14)$$

It gives the saturation time of near surface region of the sample with He clusters, $N_{\text{He}}(t_{\text{sat}}) \sim N_{\text{W}}$, which virtually does not depend on initial concentration of He traps $T_0 \ll N_{\text{W}}$:

$$t_{\text{sat}} \approx (\alpha K_1 C_s)^{-1} \ln(N_{\text{W}} / T_0). \quad (15)$$

Using spatiotemporal dependence (13) for $C(x, t)$ one can estimate the thickness of a layer, Δ_{sat} , quasi-saturated with He clusters at t_{sat} :

$$\Delta_{\text{sat}} \approx \left\{ \left(\frac{3}{2} \right)^{1/3} \frac{\pi^{-1/6} D}{K_1 N_{\text{W}}} \gamma^{-5/3} \right\}^{1/2}. \quad (16)$$

In conclusion, we developed theoretical model describing spatiotemporal dynamics of He clusters in Tungsten, which takes into account He trap generation related to the growth of He clusters. Our model predicts a very weak logarithmical dependence of all observable properties of cluster dynamics on the initial concentration of He traps. In agreement with experimental observations, Δ_{sat} following from our model: i) does not depend on the magnitude of He flux to the surface $\Gamma_{\text{He}} \propto C_s$, and ii) for a reasonable $\gamma \sim 10^{-3}$ gives $\Delta_{\text{sat}} \approx 30$ nm.

References:

- [1]. Takamura S., et al. // Plasma Fusion Res. 2006. V. 1. P. 051.
- [2]. Baldwin M. J., Doerner R. P. // Nucl. Fusion. 2008. V. 48. P. 035001.
- [3]. Miyamoto M., et al. // J. Nucl. Mater. 2011. V. 415. P. S657.
- [4]. Krasheninnikov S. I., et al. // Nucl. Fusion. 2014. V. 54. P. 073019.
- [5]. Smirnov R. D., et al. // J. Nucl. Mater. doi:10.1016/j.jnucmat.2014.10.033.
- [6]. Faney T., et al. // Nucl. Fusion. 2015. V. 55. P. 130014.

Е.Д. МАРЕНКОВ¹, С.И. КРАШЕНИННИКОВ^{1,2}

¹Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

²Калифорнийский университет в Сан-Диего, США

ИСПАРЕНИЕ ПЫЛИНОК С БОЛЬШИМ АТОМНЫМ НОМЕРОМ В ПРИСТЕНОЧНОЙ ПЛАЗМЕ ТОКАМАКА

В последнее время вопросы образования и транспорта пыли в токамаках привлекают значительный интерес. Это связано с тем, что пылинки, образующиеся в результате взаимодействия плазмы с материалами первой стенки, могут проникать глубоко внутрь плазменного шнура. Их испарение приводит к появлению в основной плазме тяжелых примесей в количестве, способном существенно повлиять на протекание разряда или вообще подавить его. Кроме того, пыль накапливает значительное количество радиоактивного трития, представляя угрозу безопасной эксплуатации термоядерного реактора. Обладая также большой эффективной поверхностью, пыль может служить катализатором различных химических реакций. Это делает установку с большим количеством накопленной пыли взрывоопасной в случае, например, протечки воды.

Для описания транспорта пыли в термоядерной плазме разработано несколько кодов, таких как DUSTT, DTOKS, MIGRAIN. Однако модели, используемые в этих кодах, не учитывают взаимодействия плазмы с испаренным материалом пылинки. Это приближение справедливо для пылинок небольших размеров, меньше примерно 10 мкм. Для более крупных пылинок образование облака пара, а затем вторичной плазмы, получающейся в результате его ионизации, оказывает существенное влияние на дальнейшее взаимодействие плазмы с пылинкой. Для описания этих эффектов обычно используется хорошо разработанная теория экранирования пеллет, представляющих собой замороженные частички водорода или дейтерия [1]. Предполагается, что уменьшение потока тепла, приносимого из основной плазмы веществу пеллеты, связано с торможением электронов во вторичной плазме и в паре, которое описывается уравнением потерь энергии пучка частиц в газе. Это приближение хорошо работает для пеллет, состоящих из материала с маленьким атомным номером Z , но легко может оказаться неправильным для материалов с большим Z , например, вольфрама, из которого состоит существенная доля пыли. Можно показать, что средняя длина свободного пробега для электрона основной плазмы в облаке пара и вторичной плазмы, образующихся при испарении вольфрамовой пылинки, много меньше характерного размера облака. Это

означает, что потери электронов будут определяться теплопроводностью, а представление о проникающем сквозь пар электронном пучке оказывается не верным. Поэтому не применима и принятая для пеллет модель экранирования.

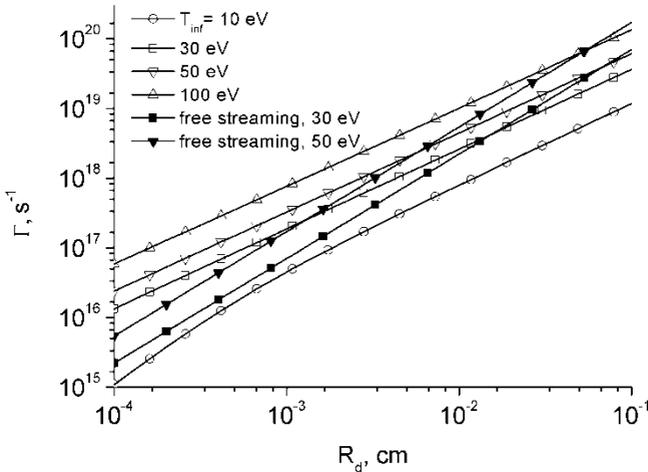


Рис. 1. Зависимость скорости испарения пылинки от ее радиуса

В настоящей работе предлагаются уравнения, описывающие экранирование пыли с учетом электронной теплопроводности. В рамках предложенной модели показано, что учет теплопроводности может приводить к существенному, порядка 10 раз, изменению скорости испарения пылинки, по сравнению с приближением электронного пучка. Вместе с тем, условия применимости модели накладывают ограничения на параметры задачи: размер пылинки, температуру и давление основной плазмы. Приводится анализ этих условий, из которого следует, что теплопроводность нужно учитывать для достаточно крупных пылинок, размером в несколько мкм, в пристеночной плазме токамака. Неправильная оценка скорости испарения, получающаяся при использовании модели экранирования, разработанной для пеллет, приводит к неверному определению глубины проникновения пыли в плазменный шнур, что играет существенную роль в понимании воздействия пыли на плазму разряда в токамаке.

Пример расчета скорости испарения пылинки в рамках предложенной модели показан на рис. 1, где приведены зависимости скорости испарения

от радиуса пылинки R_d для различных температур плазмы T_{inf} (светлые маркеры). Для сравнения приведены результаты расчета по классической модели торможения пучка электронов, полученные с использованием уравнений, приведенных в [1] (темные маркеры). Видно, что как величина скорости испарения, так и характер ее зависимости от радиуса различны для обеих моделей. Хотя по порядку величины значения скорости испарения похожи, на практике имеющаяся разница в несколько раз будет иметь существенное значение.

Таким образом, для пылинок с большим атомным номером, необходимо использование уточненных уравнений экранирования, полученных в настоящей работе.

Работа поддержана мегагрантом Правительства РФ, госконтракт 14.Y26.31.0008.

Список литературы:

- [1]. Rozhansky V. A., Senichenkov I. Yu. // Plasma Phys. Rep. 2005. V. 31. P. 993.
- [2]. Krasheninnikov S. I., Smirnov R. D., Rudakov D. L. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2011. V. 53. P. 083001.

С.А. КРАТ¹, Ю.М. ГАСПАРЯН¹, А.А. ПИСАРЕВ¹, М. МАЙЕР²,
G. DE SAINT-AUBIN², I. ВYKOV³, P. COAD⁴, J. LIKONEN⁵,
W. VAN RENTERGHEM⁶, C. RUSE⁷, A. WIDDOWSON⁴,
УЧАСТНИКИ JET-EFDA

¹*Национальный Исследовательский Ядерный Университет «МИФИ»*

²*Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching, Germany*

³*Fusion Plasma Physics, Royal Institute of Technology (KTH), Stockholm, Sweden*

⁴*Culham Science Centre, Abingdon, United Kingdom*

⁵*VTT, Association EURATOM-Teke, Finland*

⁶*Studiecentrum Voor Kernenergie, Centre D'etude De L'energie Nucleaire, Mol, Belgium*

⁷*National Institute for Laser, Plasma and Radiation Physics, Bucharest, Romania*

ЭРОЗИЯ И ОСАЖДЕНИЕ МАТЕРИАЛОВ В ДИВЕРТОРЕ JET В КАМПАНИИ 2011-2012 ГОДОВ

Эрозия материалов обращённых к плазме элементов термоядерных установок – важный вопрос, определяющий их долговечность. Миграция и переосаждение распыленных материалов может приводить к накоплению изотопов водорода в установках, включая радиоактивный тритий. В 2010 году первая стенка токамака JET (Британия) была заменена с углеродной на ИТЭР-подобную бериллий-вольфрамовую. Это делает актуальным сравнение результатов, полученных в предыдущих кампаниях с новыми данными. На данный момент уже существуют первые публикации по данной тематике [1-4]. В этой работе представлены результаты анализа эрозии и осаждения в диверторе JET после кампании 2011-2012 годов.

Было проанализировано 7 тайлов дивертора. 3 тайла внутреннего дивертора (тайлы 1, 3, 4), 3 тайла внешнего дивертора (тайлы 6, 7, 8) и тайл 0, прилегающий к тайлу 1 (см рис. 1). Тайлы были выполнены из CFC, покрытого толстым (~ 20 мкм) слоем вольфрама. С целью изучения эрозии, на тайлы были нанесены вольфрамовые маркеры (толщиной ~ 3 мкм), отделённые от основного покрытия молибденовым межслоем. С целью изучения переосаждения вольфрама, тайл 3 не был покрыт вольфрамовым маркером, а только молибденовым межслоем.

Исследование проводилось при помощи анализа ионным пучком методами обратного резерфордского рассеяния (ОРР) и ядерных реакций (ЯР), а также при помощи сканирующей электронной микроскопии. Спектры ОРР и ЯР анализировались при помощи программы SIMNRA. Для анализа методом ОРР использовался пучок протонов с энергией 3 МэВ. В

области большой толщины переосаждённых слоёв использовались энергии 3.8 и 4.5 МэВ. Детектор располагался под углом 165°. Для количественного анализа бериллия, углерода, кислорода использовались экспериментально измеренные сечения рассеяния.

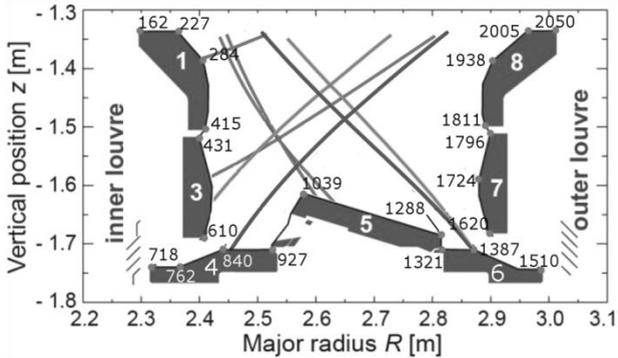


Рис. 1. Схема дивертора токамака JET. Отмечены основные точки на поверхности тайлов в величинах s-координат, принятых в JET для дивертора. Серые линии – сепаратрисы магнитного поля в различных конфигурациях использованных в кампании 2011-2012. Тайл 0 расположен слева от тайла 1 за границей изображённой области

Для анализа методом ядерных реакций использовался пучок ионов ${}^3\text{He}^+$ с энергиями 1 и 2.4 МэВ. Для области толстых плёнок дополнительно использовались энергии 1.7, 3, 4, 4.5 МэВ для распределения элементов по глубине. Детектор располагался под углом 135° в лабораторной системе отсчёта. Для анализа использовались экспериментально измеренные сечения реакций: $\text{D}({}^3\text{He}, \text{p}){}^4\text{He}$ для определения количества дейтерия, ${}^{12}\text{C}({}^3\text{He}, \text{p}_1){}^{14}\text{N}$ для углерода, ${}^9\text{Be}({}^3\text{He}, \text{p}_0){}^{11}\text{B}$ для бериллия. Сечения реакции ${}^9\text{Be}({}^3\text{He}, \text{p}_0){}^{11}\text{B}$ были интерполированы для детектора, расположенного под углом 135° по данным для 90°, 120° и 150°.

Из-за загрязнения поверхностей бериллием, анализировались отдельные образцы, вырезанные из тайлов, работа с которыми проводилась в специализированной установке без непосредственного контакта с персоналом.

Было обнаружено, что единственной областью интенсивного осаждения является верхняя часть внутреннего дивертора (тайлы 0 и 1, s-координаты от $s \approx 73$ мм до $s \approx 300$ мм), где наблюдались плёнки порядка 20 мкм толщиной. Плёнки преимущественно состояли из бериллия. Также

в плёнках наблюдались кислород, дейтерий, углерод, вольфрам. Плёнки имели сложную слоистую структуру и отслаивались от поверхности тайлов.

Во всех остальных областях дивертора наблюдались только небольшие (менее 1 мкм толщины) количества бериллия, углерода и изотопов водорода на поверхностях тайлов. Распределения осаждения были схожи для тайлов 4 и 6 с максимумами в центральных наклонных областях тайлов 4; при этом больше осаждения было обнаружено во внешнем диверторе (тайл 6). Для тайла 7 обнаружено монотонное убывание количества осаждённого материала от нижнего края тайла к верхнему. Для тайла 8 распределение осаждённого материала было практически равномерным, а само количество малым. Основная часть переосажденного в диверторе материала (94% Be, 66% D, 71% C от общего количества в диверторе) была обнаружена на тайлах 0 и 1.

В нижней части первого тайла (s-координаты от $s \approx 350$ мм до нижней границы тайла) была обнаружена зона слабой эрозии вольфрама. Также сильная эрозия (в некоторых точках более 50% толщины молибденового слоя) наблюдалась в верхней части тайла 3 (вплоть до $s \approx 530$ мм). Зона сильной эрозии совпадала с областью переосаждения вольфрама. В остальных областях эрозии не наблюдалось в пределах погрешности метода (порядка 150 нм). Возможно, эрозия имела место, но сопровождалась быстрым местным переосаждением всего распылённого вольфрама.

Общее количество бериллия, экстраполированное на весь дивертор – 52 грамма. Углерода – 12 грамм. Дейтерия – 0.9 грамм. Нормируя на полное время горения плазмы в режиме дивертора в экспериментальной кампании 2011-2012, можно получить следующие скорости осаждения: Be – $7.8 \cdot 10^{19}$ атомов/с ($12 \cdot 10^{-4}$ г/с), C – $1.4 \cdot 10^{19}$ атомов/с ($2.7 \cdot 10^{-4}$ г/с), D – $0.60 \cdot 10^{19}$ атомов/с ($0.20 \cdot 10^{-4}$ г/с).

Список литературы:

- [1]. Widdowson A., Alves E., Ayres C. F., et al. Material migration patterns and overview of first surface analysis of the JET ITER-Like Wall // PFMC-2013 conference, 2013.
- [2]. Coad J. P., et al. // Physica Scripta. 2014. V. T159. P. 014012.
- [3]. Heinola K., et al. // Physica Scripta. 2014. V. T159. P. 014013.
- [4]. Krat S., Gasparyan Y., Pisarev A., et al. // J. Nucl. Mater. 2015. V. 456. P. 106-110.

А.А. АЙРАПЕТОВ, Л.Б. БЕГРАМБЕКОВ, А.Н. ВОЙТЮК,
В.П. ТЕРЕНТЬЕВ

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

УДАЛЕНИЕ ПЕРЕНАПЫЛЕННЫХ БОР-УГЛЕРОДНЫХ СЛОЕВ

1. Введение

Вольфрам выбран в качестве материала тайлов дивертора ИТЭР. Исследования показывают, что облучение плазмой с высокой плотностью мощности приводит к эрозии поверхности вольфрама, растрескиванию, образованию блистеров, эмиссии макроскопических частиц и др. [1-3]. Эти явления приведут к ускоренному разрушению вольфрамовых тайлов дивертора ИТЭРа, образованию вольфрамовых переосажденных слоев и вольфрамовой пыли, накапливающей тритий и приводящей к недопустимой концентрации примеси вольфрама в плазме.

Эти проблемы могут быть исключены при использовании возобновляемых защитных покрытий вольфрамовых тайлов. В качестве такого покрытия было предложено покрытие из кристаллического карбида бора с изотопом ^{10}B [4-5], возобновление которого возможно *in situ* в регулярном разряде ИТЭР. Необходимым условием использования возобновляемых покрытий является возможность газификации и удаления из термоядерных установок продуктов их эрозии, что предотвратит их накопление в установках, формирование пыли, аккумуляцию в них трития и т.п.

В работе представлены результаты первого этапа экспериментов по разработке методов газификации бор-углеродных слоёв, осаждаемых при распылении покрытия карбида бора в плазме. Исследовались возможности газификации таких слоёв в процессе их взаимодействия с кислородно-озоновой смесью и при взаимодействии с газоразрядной плазмой на рабочем газе, состоящем из кислорода, этанола и, в ряде случаев, гелия.

2. Газификация бор-углеродных слоёв в кислородно-озоновой смеси

В экспериментах использовались бор-углеродные слои толщиной 200-300 нм, сформированные путем осаждения продуктов распыления графитовой мишени с покрытием из карбида бора на подложку из нержавеющей стали. Состав пленок после напыления и после экспериментов по их удалению определялся методом энергодисперсионной спектроскопии (EDS). Толщина удаленного слоя также оценивалась с помощью EDS анализа. Так как пролет электронов, используемых для анализа, значительно

больше толщины бор-углеродного слоя, то процентное содержание элементов подложки в исследуемом объеме (подложка и пленка) определяется толщиной пленки. Таким образом, исходя из изменения сигнала железа (являющегося основным элементом подложки) и первоначальной толщины пленки (измеренной после напыления с помощью взвешивания), определялась толщина удаленного слоя.

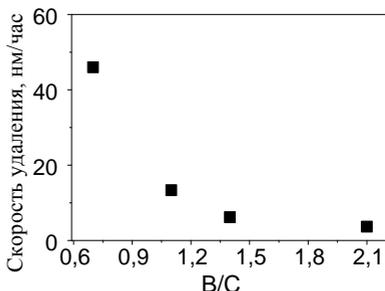


Рис. 1. Зависимость скорости удаления пленки от соотношения В/С

Для получения озона использовался специально разработанный озонатор на барьерном разряде, который позволяет получить концентрацию озона 10% в кислородно-озоновой смеси при давлении 1 атм. Кислородно-озоновая смесь подавалась в рабочую камеру, содержащую исследуемые образцы. Нагрев образцов обеспечивался нагревателем, расположенным с внешней стороны камеры.

Для сравнения воздействия кислородно-озоновой смеси на бор-углеродные слои и углеродные материалы проводились эксперименты с В/С слоями и углеграфитовым композитом. Скорость газификации углеграфитового композита была равной 15 мкм/час при температуре 250 °С, концентрации озона в смеси 10 % и давлении смеси 1 атм. Скорость газификации В/С слоёв в тех же условиях приведена на рисунке 1. Видно, что скорость газификации В/С слоя уменьшалась с ростом концентрации в нём бора. EDS анализ показал, что в процессе эксперимента происходило удаление как углерода, так и бора. При этом содержание углерода в слое падало, и происходило его насыщение кислородом. Так, при выдержке в кислородно-озоновой смеси В/С слоя с соотношением В/С=3.5 после 6 часов эксперимента концентрация углерода уменьшилась до В/С=10.

3. Газификация бор-углеродных слоёв при облучении плазмой

Известно, что оксид бора при взаимодействии с этанолом образует летучий эфир борной кислоты. Известно также, что атомы углерода образуют молекулы окиси углерода и удаляются с поверхности при облучении углеродосодержащих материалов ионами и атомами кислорода. Базируясь на двух этих фактах, была разработана методика газификации

бор-углеродных слоёв облучением ионами плазмы, содержащей пары спирта и кислород. В разряд добавлялся гелий для улучшения устойчивости разряда. Для проведения экспериментов использовалась установка, позволяющая облучать образцы ионами газоразрядной плазмы с накальным катодом. Было проведено несколько серий экспериментов, использовались пленки с соотношением В/С= $3.7 \pm 0,3$. Зависимость скорости удаления пленок от температуры представлена на рис. 2. Зависимость от давления спирта – на рис. 3. На обоих зависимостях, по-видимому, можно выделить максимум скорости газификации слоя.

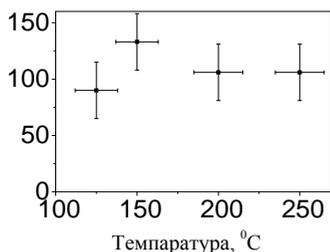


Рис. 2. Зависимость скорости удаления пленки (нм/час) от температуры (давление кислорода – 0.8×10^{-3} Торр, гелия – 6×10^{-3} Торр, спирта – 1×10^{-3} Торр, ионный ток 0.8 мА/см^2 , энергия ионов 200 эВ).

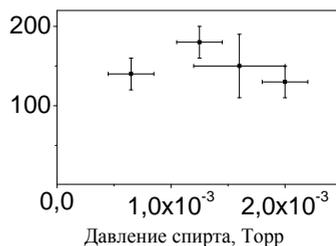


Рис. 3. Зависимость скорости удаления пленки (нм/час) от давления спирта (давление кислорода – 0.4×10^{-3} Торр, гелия – 2×10^{-3} Торр, температура 150 °C, ионный ток 0.8 мА/см^2 , энергия ионов 200 эВ).

При разряде на смеси спирта и кислорода (давление кислорода 0.5×10^{-3} Торр, спирта – 1×10^{-3} Торр, температура 150 °C), была измерена разность скорости удаления при разном ионном токе (0.5 и 0.8 мА/см^2 , при энергии ионов 200 эВ) и при разной энергии (150 и 200 эВ, при токе 0.5 мА/см^2). Скорость газификации слоя оказалась практически одинаковой при разном ионном токе, а при уменьшении энергии с 200 до 150 эВ газификация слоя происходила почти в два раза медленнее.

Максимальная скорость удаления составляла $230 \pm 40 \text{ нм/час}$ и была получена при разряде без гелия при давлении кислорода 0.5×10^{-3} Торр, спирта 1×10^{-3} Торр, температуре 150 °C, ионном токе 0.8 мА/см^2 и энергии ионов 200 эВ/ион.

Заключение

В работе представлены результаты первого этапа экспериментов по разработке методов удаления бор-углеродных слоёв.

Первый метод заключается в выдержке пленок в кислородно-озоновой смеси при повышенной температуре. Такой метод хорошо себя показывает при газификации углеродных материалов и слоёв и бор-углеродных слоёв с низким содержанием бора. Преимуществом данного метода является возможность удаления пленок из щелей и теневых областей, проникновение плазмы в которые затруднительно. Существенными недостатками метода являются необходимость обеспечения в вакуумной камере высокого давления кислородно-озоновой смеси (~ 1 атм), низкие скорости газификации бор-углеродных слоёв с высоким содержанием бора, а также сложность удаления слоёв на большом расстоянии от источника озона в связи с разрушением молекул озона при контакте со стенками вакуумной камеры.

Второй метод обеспечивает газификацию бор-углеродных слоёв облучением их ионами плазмы, содержащей пары спирта и кислород. Его преимуществами являются возможность газификации бор-углеродных слоёв с высоким содержанием бора (в том числе и с соотношением В:С=4:1), сравнительно высокие скорости газификации таких слоёв, наконец, метод реализуется при низком давлении плазмы и поэтому лучше соответствует условиям термоядерных установок. Его недостатком является то, что он, как плазменный метод, по-видимому, без дальнейшей доработки не сможет обеспечить приемлемые скорости газификации слоёв в щелях и теневых областях.

На следующих этапах работы авторы предполагают продолжить исследования с целью увеличения скорости газификации бор-углеродных слоёв, уменьшения давления рабочей смеси и обеспечения возможности использования метода для удаления слоёв из щелей и областей, не облучаемых ионами плазмы.

Список литературы:

- [1]. Buzi L., et al. // J. Nucl. Mater. 2014. V. 455. No. 1-3. P.316.
- [2]. Krashennnikov S. I., Smirnov R. D., Rudakov D. L. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2011. V. 53. No. 8. P.083001.
- [3]. Maier H., Greuner H., et al. // J. Nucl. Mater. 2013. V. 438. P. S921.
- [4]. Buzhinskij O. I., et al. // J. Nucl. Mater. 2003. V. 313—316. P. 214.
- [5]. Azizov E., Barsuk V., Begrambekov L., et al., // J. Nucl. Mater. 2015. in press.

А.Н. ЩЕРБАК¹, С.В. МИРНОВ¹, В.Б. ЛАЗАРЕВ¹, Н.Т. ДЖИГАЙЛО¹,
А.М. БЕЛОВ¹, А.В. ВЕРТКОВ², М.Ю. ЖАРКОВ², С.И. КРАВЧУК¹,
И.Е. ЛЮБЛИНСКИЙ²

¹ФГУП ГНЦ РФ Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований, Москва, Троицк

²ОАО «Красная Звезда», Москва

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПЕРЕНОСА ЛИТИЯ В ТЕНИ ПРОДОЛЬНОГО И ВЕРТИКАЛЬНОГО ЛИТИЕВЫХ ЛИМИТЕРОВ НА ТОКАМАКЕ Т-11М

На токамаке Т-11М была протестирована новая функциональная модель прототипа замкнутого контура циркуляции лития для защиты стенки камеры токамака при одновременной работе вертикального литиевого лимитера в качестве эмиттера лития и нового продольного литиевого лимитера в качестве его коллектора. Такая технологическая схема может быть предложена для стационарного термоядерного источника нейтронов (ТИН) на основе токамака. На рис. 1 приведена схема токамака Т-11М с расположением используемых лимитеров.

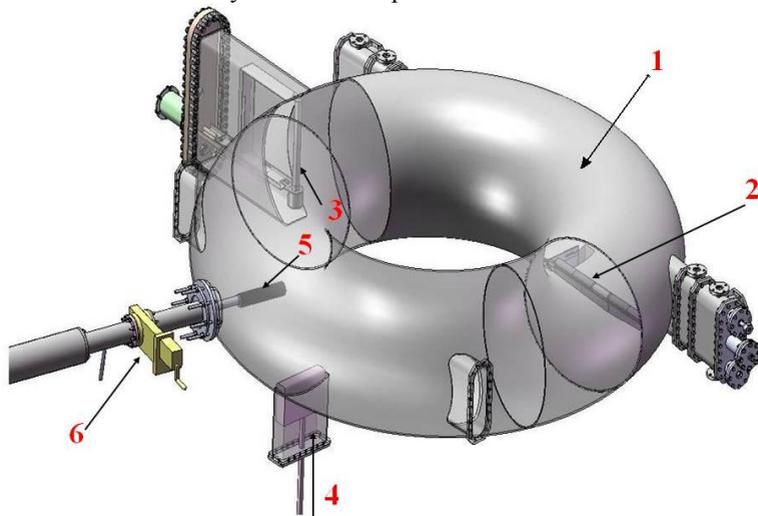


Рис. 1. Схема Т-11М: 1 – разрядная камера, 2 – продольный лимитер, 3 – вертикальный лимитер, 4 – графитовый лимитер, 5 – криогенная мишень, 6 – вакуумный шибер

Путем изменения положения вертикального литиевого лимитера, а также смещения центра плазменного шнура по вертикали исследовалась взаимная работа двух литиевых лимитеров, в результате чего либо вертикальный литиевый лимитер, либо продольный литиевый лимитер поочередно могли выступать в роли эмиттера лития, в то время как второй работал бы как коллектор. На рис. 2 показан продольный литиевый лимитер в камере T-11M.



Рис. 2. Положение продольного литиевого лимитера в камере T-11M

С помощью графитового лимитера, выступающего в роли рекомбинационной мишени, были проведены измерения распределения литиевых потоков в тени лимитеров и определены характерные длины спада лития в их тени, которые показали, что характерная глубина проникновения лития в SOL составляет 1,5 см в случае совместной работы двух лимитеров. А в случае использования продольного литиевого лимитера в качестве эмиттера, а вертикального лимитера как коллектора, характерная глубина проникновения лития в SOL увеличивается до 2,9 см (рис. 3).

В работе показано, что использование продольного литиевого лимитера в дополнение к вертикальному литиевому лимитеру позволяет уменьшить характерную длину спада лития в их тени, что делает возможным

предположить, что дальнейшее увеличение числа продольных лимитеров позволило бы снизить длину спада лития в SOL лимитеров до 1 см или ниже (предельное значение, достигнутое ранее в случае полного кругового лимитера на T-11M – 0.75см).

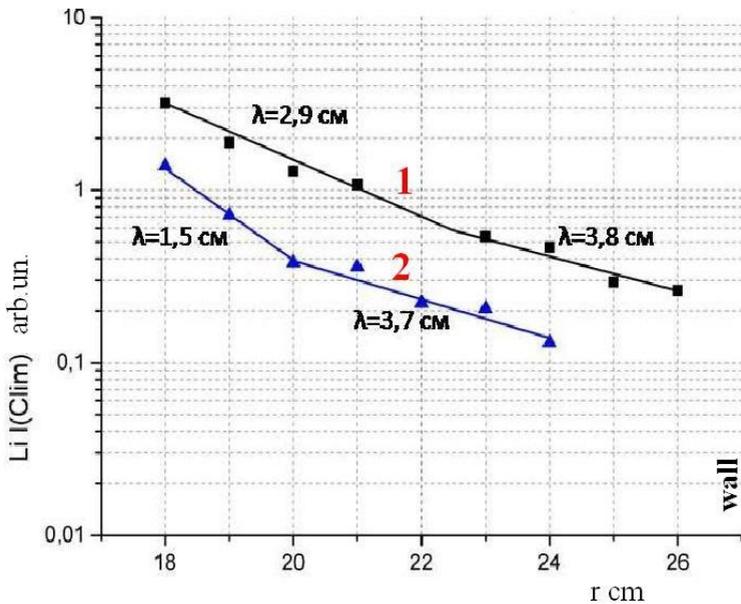


Рис. 3. Распределение лития в тени лимитеров T-11M: 1 – работает продольный лимитер, 2 – одновременная работа двух литиевых лимитеров, продольного и вертикального исполнения

Список литературы:

- [1]. Mirnov S. V., et al. // 25th IAEA Fusion Energy Conference, Saint-Petersburg, Russia, 2014, EX/P1-47.

А.А. ПШЕНОВ^{1,2}, А.А. ЕКСАЕВА¹, Е.Д. МАРЕНКОВ¹,
С.И. КРАШЕНИННИКОВ^{1,3}

¹Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

²НИЦ «Курчатовский институт», Москва

³Калифорнийский университет Сан-Диего, США

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭКРАНИРОВАНИЯ ПОВЕРХНОСТЕЙ ОБРАЩЕННЫХ К ПЛАЗМЕ МАТЕРИАЛОВ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ ПОТОКОВ ЭНЕРГИИ

Эрозия материала дивертора и первой стенки – одна из ключевых проблем для ИТЕР. Особенно остро проблема встает во время переходных процессов, таких как ЭЛМы и срывы тока. Ожидается, что тепловые нагрузки на стенку ИТЕР в режимах с ЭЛМами первого типа будут достигать $Q \approx 0.2 - 5$ МДж/м² при характерных временах $\tau \approx 0.1 - 1$ мс, а во время срывов тока $Q \approx 10 - 100$ МДж/м² при $\tau \approx 1 - 10$ мс [1]. Подобные тепловые потоки значительно превосходят пиковые потоки, наблюдаемые на современных токамаках. Для испытания материалов в условиях взаимодействия с плазменными потоками подобной мощности используются линейные плазменные ускорители, такие как КСПУ и МК-200. В экспериментах на линейных ускорителях при воздействии на твердотельную мишень потоков плазмы мощностью $W \approx 1 - 20$ ГВт/м² наблюдаются различные эффекты – модификация и растрескивание поверхности [2],

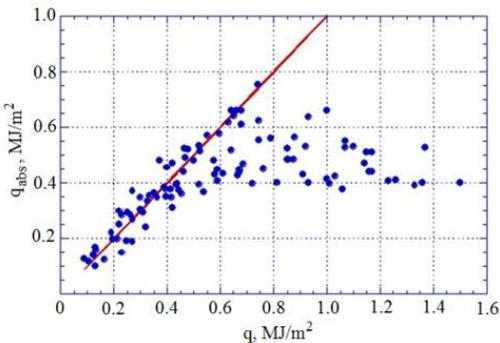


Рис. 1. Зависимость энергии, поглощенной вольфрамовой мишенью, от энергии облучающего плазменного потока.

плавление тонкого приповерхностного слоя с последующим перемещением расплава под действием давления плазмы и силы Лоренца [3]. Облучение поверхности образца по достижении плавления поверхностного слоя приводит, кроме того, к разбрызгиванию расплавленного материала [4], что является дополнительным источником эрозии поверхности, а так же несет потенциальную

угрозу проникновения капель в область удержания. Наконец, при облучении твердотельной мишени потоком плазмы, мощность которого превосходит некое пороговое значение, материал мишени начинает активно испаряться, формируя вблизи мишени слой холодной, плотной вторичной плазмы. Образовавшийся слой эффективно поглощает и переизлучает энергию налетающего плазменного потока, что приводит к уменьшению потока тепла, доходящего до мишени. В частности, эксперимент, проведенный на установке МК-200 [5], в ходе которого вольфрамовая мишень облучалась потоком плазмы мощностью $W \approx 1 - 20 \text{ ГВт/м}^2$ на протяжении $\tau_{pulse} = 50 \text{ мкс}$, демонстрирует линейную зависимость поглощенной мишенью энергии от энергии падающего на нее потока плазмы, вплоть до пороговой энергии $Q \approx 0.4 - 0.6 \text{ МДж/м}^2$, по достижении которой происходит формирование вторичной плазмы, практически полностью экранирующей вольфрамовую мишень от дальнейшего теплового воздействия (Рис. 1). Таким образом, корректный учет экранирования является важной задачей при расчете эрозии материала диверторных пластин и первой стенки во время переходных процессов в токамаке.

В работе предложена простая модель, качественно воспроизводящая процесс экранирования мишени слоем вторичной плазмы. Предполагая, что поток испаренных атомов зависит только от температуры поверхности образца и характеристик материала, можем представить последний в форме $j = j_0 \exp(-E_{ev} / T_s)$. Здесь E_{ev} - энергия, которую необходимо затратить на испарение одного атома материала мишени, T_s - температура поверхности мишени, j_0 по порядку величины возьмем $\approx n_s v$ - произведение поверхностной плотности атомов на частоту колебаний кристаллической решетки. Предположим так же, что все испаренные атомы остаются на протяжении импульса вблизи поверхности мишени и каждый из них излучает с постоянной мощностью E_{rad} , причем все излучение свободно уходит из области взаимодействия плазмы с мишенью. В результате получим следующую систему уравнений для определения температуры мишени и потока мощности приходящего на ее поверхность:

$$C_p(T) \rho(T) \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\kappa(T) \frac{\partial T}{\partial x} \right), \quad (1)$$

$$\kappa(T) \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=0} = -q_0 + E_{rad} j_o \int_0^{\tau} \exp\left(-\frac{E_{ev}}{T_s}\right) dt', \quad (2)$$

Здесь C_p , ρ , κ - теплоемкость, плотность и теплопроводность материала мишени. T - температура мишени, x - координата вглубь мишени, $x = 0$ соответствует облучаемой поверхности, $x = l$ - противоположной стороне мишени.

При аналитическом решении величины C_p , ρ и κ считались для простоты постоянными, следовательно, постоянным считался и коэффициент температуропроводности $\chi = \kappa C_p \rho$. Уравнение (2) представляет собой граничное условие на границе образец-плазма. Первый член в правой части отвечает потоку энергии, приносимому на поверхность образца потоком плазмы, второй – ослаблению этого потока за счет ионов испаренного материала мишени.

В описываемом эксперименте, так же как и при переходных процессах в токамаке глубина проникновения тепла за время импульса $l_* \approx \sqrt{\chi \tau_{pulse}} \approx 1$ мм много меньше длины мишени, поэтому граничное условие при $x = l = 1$ см не имеет значения и образец можно считать бесконечным. В этом случае температура поверхности образца определяется хорошо известной формулой:

$$T_s(t) = \frac{1}{\sqrt{\pi \rho C_p \kappa}} \int_0^t \frac{q_w(t') dt'}{\sqrt{t-t'}}. \quad (3)$$

Тогда предполагая, что $G(\tau) = E_{ev}/T_s \gg 1$, а так же что вплоть до некоего момента времени τ_* испарение не играет существенной роли и ослаблением потока мощности на мишень можно пренебречь, основной же вклад во второй член уравнения (2) вносит короткий промежуток времени, вблизи τ_* , получим следующую асимптотику для энергии, поглощенной мишенью:

$$E_* \approx \sqrt{\pi \rho C_p \kappa \tau_{pulse}} E_{ev} \quad (4)$$

Подставляя характерные величины для эксперимента с вольфрамовой мишенью на МК-200: $E_{ev} = 8$ эВ, $\kappa = 100$ Вт/(м·К), $\chi = 3 \cdot 10^{-5}$ м²/с,

$\tau_{pulse} = 50$ мкс, получим $E_* \approx 0.5$ МДж/м². Полученная величина хорошо согласуется с экспериментальным результатом.

Проведен численный расчет с переменными $C_p(T)$ и $\kappa(T)$

. Мощность излучения ионов вольфрама взята

$E_{rad} \approx 2 \cdot 10^{-25} n_e$ на основании работ [5,6]. На рисунке 2 приведены зависимости компонент энергобаланса – полной энергии, принесенной в область взаимодействия потоком плазмы, энергии, поглощенной мишенью, и энергии, переизлученной ионами испаренного вольфрама. Видно, что в соответствии с экспериментом по достижении энергией, поглощенной мишенью, величины $Q \approx 0.4$ МДж/м² сформировавшееся вследствие испарения материала мишени облако вторичной плазмы практически полностью экранирует мишень от теплового потока вплоть до окончания импульса.

Предложенная простая модель не только качественно описывает экранирование поверхности вторичной плазмой, но также дает численные оценки, близкие к экспериментальным результатам.

Список литературы:

- [1]. ITER Physics Basis // Nuclear Fusion. 1999. V. 39. P. 2137.
- [2]. Budaev V. P., Martynenko Yu. V. et al. // Plasma Phys. Rep. 2013. V. 39. No. 11. P. 910—924.
- [3]. Sergienko G., Bazylev B., Hirai T. et al. // Physica Scripta. 2007. V. 128. P. 81–86.
- [4]. Климов Н. С., Подковыров В. Л., Житлухин А. М. и др. // ВАНТ. 2009. В. 2. С. 52-61.
- [5]. Позняк И. М., Архипов Н. И., Карелов С. В. и др. // ВАНТ. 2014. Т. 37. В. 1. С. 70-79.
- [6]. Putterich T., et al. // Nuclear Fusion. 2010. V. 50. P. 025012.

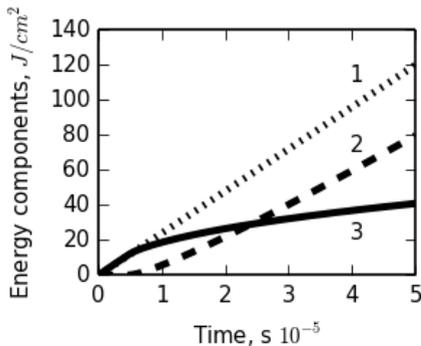


Рис. 2. Зависимости энергии плазменного потока (1), энергии, переизлученной вторичной плазмой, (2) и энергии, поглощенной мишенью, (3) от времени

МОДИФИКАЦИЯ НАНОСТРУКТУРИРОВАННОЙ ПОВЕРХНОСТИ ВОЛЬФРАМА ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ИОННЫМ ПУЧКОМ

При облучении разогретой до $T \sim 1500$ К поверхности вольфрама потоками гелия $\sim 10^{25} \text{ м}^{-2}$ возможно значительное изменение её рельефа за счет образования в приповерхностном слое тонких волокнистых структур, похожих на пух [1]. Такая модификация поверхности приводит к значительному изменению ее свойств, что отражается на процессах взаимодействия плазмы с поверхностью. В ряде работ показано, что с покрытой "пухом" поверхности более высокая вероятность зажигания униполярной дуги [2], которая является источником загрязнения плазмы микрочастицами. Также при достаточной напряженности электрического поля с таких вольфрамовых катодов наблюдаются более высокая плотность тока полевой эмиссии по сравнению с чистой поверхностью. В некоторых работах [3] показано, что предпробойные токи могут являться начальной стадией зажигания униполярной дуги. Интенсивность предпробойных токов сильно зависит от рельефа поверхности, на острых элементах которого электрическое поле может значительно усиливаться. Поскольку по мере роста "пуха" и его распыления поверхность претерпевает ряд модификаций рельефа, то представляет интерес исследование предпробойных токов по мере ее изменения.

Измерение вольт-амперных характеристик предпробойных токов обычно осуществляется с помощью вакуумного диода с плоскопараллельным расположением электродов, где в качестве катода используется исследуемая поверхность. Для создания напряженности электрического поля между электродами, достаточного для значительного тока эмиссии, необходимо использовать малые вакуумные промежутки до 1 мм. Измерение предпробойных токов для различных "пуховых" поверхностей необходимо проводить для фиксированного вакуумного промежутка? в связи с чем модификация поверхности должна проводиться без изъятия электродов из вакуумного диода. Для этого предполагается использовать предварительно изготовленный на линейном симуляторе образец вольфрамового "пуха", а модификацию его поверхности проводить за счет распыления пучком Xe^+ при энергии 5 кэВ под скользящим углом на установке "Большой масс-монохроматор МИФИ". Выбор Хе связан с макси-

мальным коэффициентом распыления среди доступных рабочих газов ионного источника, тогда как энергия ограничена максимальным импульсом однозарядного иона, которую способен пропустить магнитный масс-спектрометр. Также на этой установке предполагается *in-situ* контролировать рельеф вольфрамовой поверхности по энергетическим спектрам отраженных от нее ионов водорода.

Для оценки необходимой дозы для заметной модификации рельефа вольфрамовой поверхности покрытой "пухом" были проведены эксперименты, в которых после различных доз облучения поверхность исследовалась с помощью сканирующего электронного микроскопа Vega Tescan. На рис. 1 приведены фотография поверхности вольфрамового "пуха" до облучения. Микроцарапина на поверхности (рис. 1а) позволяет примерно оценить высоту "пуха" (~1 мкм). На рис. 1б приведена фотография "пуха" полученная при максимальном увеличении, которая позволяет оценить толщину "нити" ~ 50 нм. Как видно из фотографий, ворсинки "пуха" зачастую находятся довольно близко друг к другу, что может приводить к меньшему коэффициенту усиления внешнего электрического поля на каждой из них, чем если бы они стояли на значительном расстоянии друг от друга.

На рис. 2 приведены фотографии поверхности после облучения ионами Xe^+ с дозами до 10^{18} см^{-2} . Часть поверхности образца была закрыта маской для обеспечения однородности ионного пучка в незакрытой зоне.

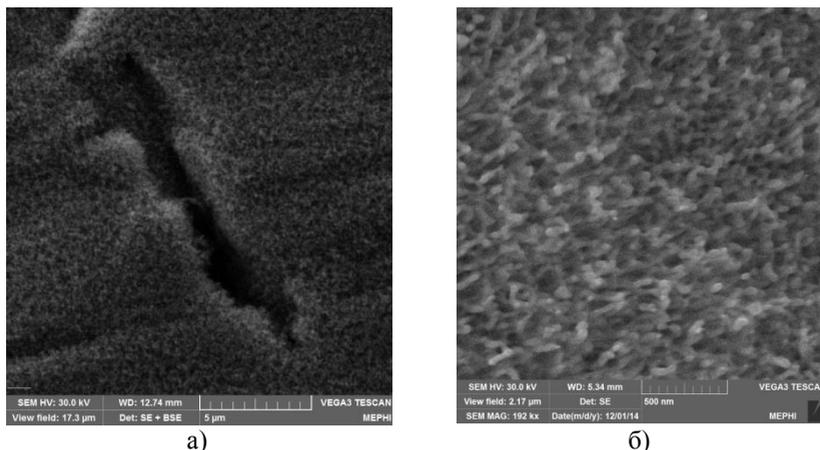


Рис.1 Микрофотографии вольфрамового "пуха"

На рис. 2 а и б приведена микрофотография поверхности после облучения дозой $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$. Из нее видно, что кончики пуха под действием

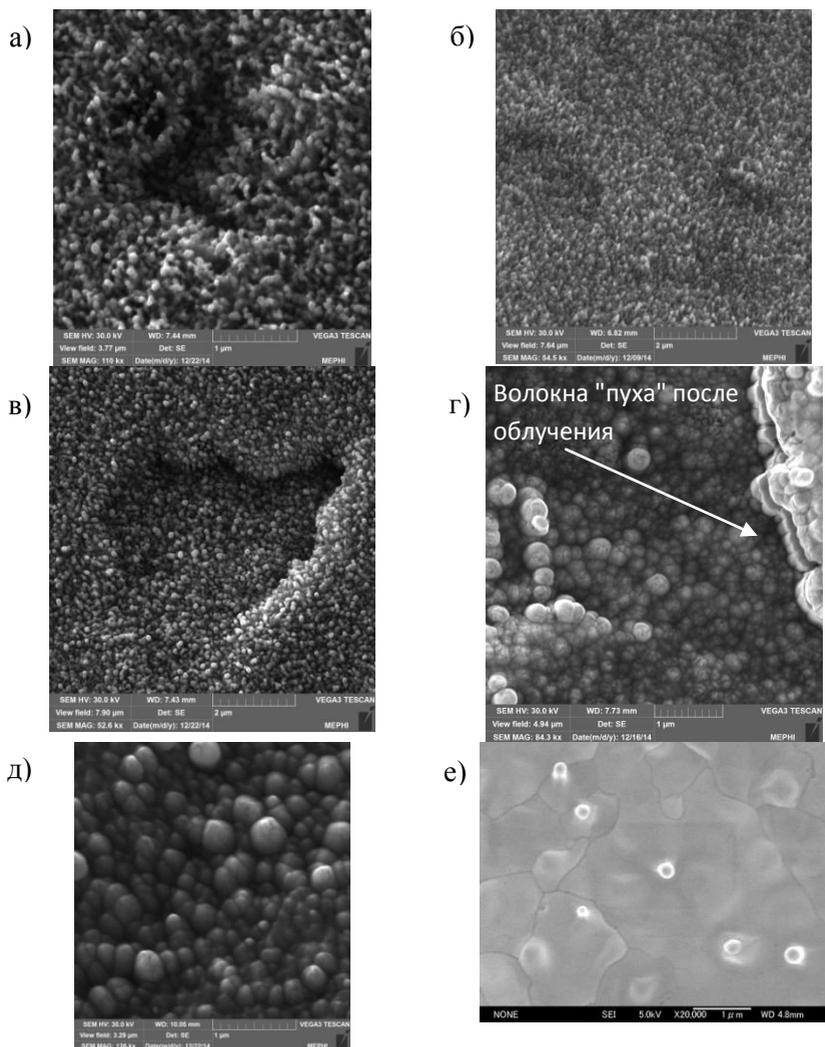


Рис. 2 Микрофотографии поверхности после облучения Хе (а-д) и полученная после очистки Ag в работе [3]

ионного пучка начинают плавиться и утолщаться, принимая шарообразную форму. С увеличением дозы до $1.5 \times 10^{17} \text{ см}^{-2}$ шарообразные окончания ворсинок увеличиваются в диаметре до 100 нм (рис. 2в), при этом заполняется расстояние между ворсинками пуха и рельеф поверхности складывается из наночастиц. Увеличивая дозу облучения до $5 \times 10^{17} \text{ см}^{-2}$ средний диаметр шаров возрастает до 200 нм (рис. 2г), более мелкие шары объединяются в крупные. В этом случае поверхность после распыления приобретает матовый металлический цвет, тогда как до распыления поверхность была черной. Также на рис. 2г заметен слом, из которого можно заметить, что шары являются окончанием волокон примерно такого же диаметра расположенных перпендикулярно к поверхности и вплотную друг к другу. При достижении дозы 10^{18} см^{-2} диаметр шаров достигает 400 нм. Образование шарообразных структур (рис. 2д) схожих размеров при распылении вольфрамового "пуха" также происходило в работе [4], где проводился эксперимент по очистке поверхности от наноструктур облучением ионами аргона.

Изменение рельефа поверхности "пуха" на покрытую шарами может существенно снизить предпробойные токи. Более того в работе [5] предложен метод повышения электрической прочности за счет применения электродов из спрессованных микрошариков.

Таким образом, в работе исследована модификация рельефа вольфрамового наноструктурированного "пуха" в зависимости от дозы облучения ионами Хе. После облучения сравнительно небольшими дозами ($5 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$) увеличивается расстояние между острыми элементами рельефа, и острия располагаются перпендикулярно поверхности (рис. 2б), что может привести к росту предпробойных токов. При достижении дозы $5 \times 10^{17} \text{ см}^{-2}$ поверхность становится состоящей из шарообразных структур, что должно приводить к значительному снижению эмиссии.

Авторы выражают благодарность профессору Рассу Дорнеру за предоставление образца наноструктурированного пуха.

Список литературы:

1. Takamura S., Ohno N., Nishijima D., Kajita S. // Plasma Fusion Res., 2006. V. 1. P. 51.
2. Kajita S., et al. // Fusion Eng. and Design. 2013. V. 88. P. 2842– 2847.
3. Takamura S., Miyamoto T. // Plasma and Fusion Research. 2011. V. 6.
4. Татаринова Н. В. // ЖТФ. 2012. Т. 82. В. 11. С. 70-75.

Н.П. БОБЫРЬ¹, В.Х. АЛИМОВ², Б.И. ХРИПУНОВ¹, А.В. СПИЦЫН¹,
А.В. ГОЛУБЕВА¹, М. МАЙЕР³

¹НИЦ «Курчатовский институт», Москва

²Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

³Институт физики плазмы им. Макса Планка, Гархинг, Германия

ВЛИЯНИЕ ГЕЛИЕВОЙ ПРИМЕСИ НА ОБМЕН ИЗОТОПОВ ВОДОРОДА В ВОЛЬФРАМЕ ПРИ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОМ ОБЛУЧЕНИИ ДЕЙТЕРИЕВОЙ И ПРОТИЙ-ГЕЛИЕВОЙ ПЛАЗМОЙ

Уменьшение накопления трития в материалах термоядерных реакторов является на сегодняшний день одним из основных требований к материалам, контактирующим с термоядерной плазмой [1, 2]. Благодаря таким качествам, как высокая температура плавления и высокая пороговая энергия физического распыления, вольфрам (W) является наиболее перспективным материалом для использования в качестве контактирующих с плазмой элементов дивертора. В процессе горения термоядерной плазмы вольфрам будет облучаться интенсивными потоками дейтерия и трития, а также ионами гелия энергией 3,5 МэВ и нейтронами энергией 14,1 МэВ, возникающими в результате D—T-термоядерной реакции. Имеющиеся данные [3, 4] указывают на то, что накопление изотопов водорода в вольфрамовых материалах, облученных водородной плазмой с высоким значением потока ионов, может достигать значения около 10^{22} ат./м² при температуре облучения около 500 К, что значительно отличается от накопления водорода после облучения ионами водорода при невысоких значениях потока ионов. В случае эксплуатации термоядерного реактора накопление трития до значения $\sim 10^{22}$ ат./м² близко к предельному допустимому безопасному значению 700 г во всей вакуумной камере ИТЭР, и вследствие этого необходим поиск путей удаления трития из вольфрамовых компонентов, контактирующих с плазмой, при технологических остановках работы реактора. Одним из возможных путей удаления трития может быть изотопный обмен, т.е. замещение радиоактивного трития безопасным дейтерием или протием.

В работе исследован обмен изотопов водорода в рекристаллизованном вольфраме в процессе последовательного облучения низкоэнергетической дейтериевой (D) и смешанной протий-гелиевой (H + 10% He)-плазмой при температуре образцов 403 и 533 К.

Концентрация дейтерия в образцах измерялась до глубины 8 мкм методом ядерных реакций с использованием реакции $D(^3\text{He}, p)^4\text{He}$ при энер-

гии анализирующих ионов ${}^3\text{He}^+$ от 0,69 до 4,5 МэВ (Институт физики плазмы им. Макса Планка).

Количество дейтерия, накопленного в приповерхностном слое толщиной 8 мкм в рекристаллизованном вольфраме после облучения только дейтериевой плазмой, после последовательного облучения дейтериевой и протиевой плазмой и после последовательного облучения дейтериевой и смешанной протий-гелиевой плазмой в зависимости от температуры облучения, показано на рис. 1. Доля дейтерия, выделяющегося из вольфрама, предварительно облученного дейтериевой плазмой, при последующем облучении протиевой плазмой составляет $\sim 60\%$ при температуре облучения $T_{\text{обл}} = 403$ К и $\sim 75\%$ при $T_{\text{обл}} = 533$ К. Введение гелия в протиевую плазму уменьшает долю выделившегося дейтерия до около 53% при $T_{\text{обл}} = 403$ К и до примерно 15% при $T_{\text{обл}} = 533$ К. Таким образом, введение ионов гелия в протиевую плазму незначительно уменьшает вероятность изотопного обмена при $T_{\text{обл}} = 403$ К, однако при $T_{\text{обл}} = 533$ К вероятность изотопного замещения существенно уменьшается.

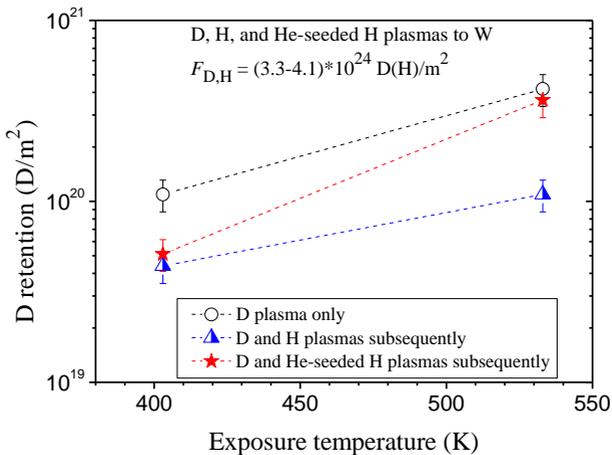


Рис. 1. Количество дейтерия в рекристаллизованном вольфраме после облучения только дейтериевой плазмой, после последовательного облучения дейтериевой и протиевой плазмой и после последовательного облучения дейтериевой и смешанной протий-гелиевой плазмой до одинаковой дозы облучения ионами изотопов $\Phi = 3.3-4.1 \cdot 10^{24} \text{ D(H)/m}^2$ в зависимости от температуры облучения

Обнаружено, что значительная часть дейтерия, захваченного первоначально в вольфраме после облучения дейтериевой плазмой, выделяется при последующем облучении протиевой плазмой. Однако в случае облучения образцов смешанной H—He-плазмой количество выделяющегося дейтерия уменьшается по сравнению с облучением чистой протиевой плазмой. Таким образом, введение ионов гелия в протиевую плазму уменьшает количество выделяющегося дейтерия.

Список литературы:

- [1]. Federici G., Skinner C. H., Brooks J. N., et al. // Nucl. Fusion. 2001. V. 41. P. 1967.
- [2]. Tobita K., Nishio S., Enoeda M., et al. // Fusion Eng. Des. 2006. V. 81. P. 1151.
- [3]. Skinner C. H., Haasz A. A., Alimov V. Kh., et al. // Fusion Sci. Technol. 2008. V. 54. P. 891.
- [4]. Alimov V. Kh., Shu W. M., Roth J., et al. // J. Nucl. Mater. 2011. V. 417. P. 572.

ВЛИЯНИЕ ОБЛУЧЕНИЯ АТОМАМИ ДЕЙТЕРИЯ НА ТРАНСПОРТ ИЗОТОПОВ ВОДОРОДА СКВОЗЬ ПОВЕРХНОСТНЫЙ ОКСИДНЫЙ СЛОЙ ЦИРКОНИЯ

1. Введение

Циркониевые сплавы являются материалом важнейших компонентов активной зоны водо-водяных реакторов. В процессе работы реактора в результате взаимодействия молекул воды и продуктов ее радиолиза с циркониевыми компонентами происходит захват водорода в цирконий. Накопление водорода в цирконии ограничивает ресурс реактора и глубину выгорания топлива. В связи с этим активно изучаются процессы взаимодействия атомов водорода и водородсодержащих молекул с окисленной поверхностью циркония. Известно, что облучение атомными частицами влияет на интенсивность и механизм протекания поверхностных реакций за счет энергии взаимодействия этих частиц с поверхностью. Однако, механизмы, регулирующие водородный обмен между цирконием и внешней средой, и особенно те из них, которые включают в себя облучение атомными частицами, по-прежнему мало изучены. В настоящей работе методом термодесорбционной спектроскопии (ТДС) исследовались закономерности транспорта изотопов водорода сквозь поверхностный оксидный слой циркония при облучении атомами дейтерия с тепловыми энергиями.

2. Методика проведения экспериментов

В качестве исследуемых образцов использовались сегменты трубки из циркониевого сплава Э110 (Zr-1%Nb) размером $\sim 7 \times 7 \times 1$ мм, предварительно промытые в ультразвуковой спиртовой ванне. Все эксперименты в работе проводились на установке «МИКМА», представляющей собой автоматизированную установку, предназначенную для облучения образцов атомами, ионами и электронами, а также для проведения ТДС-анализа.

Эксперименты по выдержке образцов в газовой среде проводились в ТДС-камере установки «МИКМА». Давление кислорода в различных экспериментах составляло $(1.2 \div 3.6) \times 10^{-2}$ Па, ряд экспериментов проводился в смеси кислорода и дейтерия, давление дейтерия составляло 1.2×10^{-1} Па.

Облучение образцов атомами дейтерия с тепловыми энергиями проводилось в камере атомарного облучения установки «МИКМА». Облучение проводилось при следующих параметрах. Рабочий газ – смесь газов $D_2 + (0 \div 30)\% O_2$, давление дейтерия 1.2×10^{-1} Па, расчетная плотность пото-

ка атомов дейтерия $\sim 1 \times 10^{15} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, расчетная доза облучения $\sim 1.1 \times 10^{19} \text{ см}^{-2}$.

Длительность всех упомянутых экспериментов составляла 3 ч, температура образца поддерживалась на уровне 600 К.

ТДС-анализ исследуемых образцов проводился в ТДС-камере установки «МИКМА» при следующих параметрах. Давление остаточного газа было не хуже 7×10^{-6} Па, скорость линейного нагрева образца составляла 5 К/с. При анализе измерялись сигналы молекул: H_2 , HD, H_2O , HDO, D_2O . Десорбция других молекул, содержащих водород или дейтерий, была незначительной.

3. Результаты экспериментов и их обсуждение

На основе анализа проведенных ранее ТДС-исследований изотопов водорода, растворенного в цирконии и оксиде циркония, была дана следующая интерпретация формы ТДС-спектров изотопов водорода. Основным максимум спектра, расположенный при температуре 1300 К, отвечает десорбции изотопов водорода, удерживаемых в глубине циркония, максимумы при температурах 1050 К и 1170 К – десорбции изотопов водорода из дефектов, расположенных в толще поверхностного оксидного слоя, а пики при температурах 450-500 К – десорбции изотопов водорода из соединений, возникающих на окисленной поверхности циркония (рис. 1).

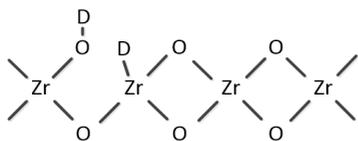


Рис. 1. Соединения на поверхности оксида циркония с участием дейтерия

Поскольку связь Zr-H(D) слабее, чем связь O-H(D), то можно предположить, что максимум ТДС-спектра при температуре $T=450-500$ К отвечает десорбции изотопов водорода из поверхностных состояний типа Zr-H(D), в то время как атомы изотопов водорода из поверхностных гидроксильных групп десорбируются при больших температурах.

Анализ ТДС-спектров водорода после выдержки циркония в газообразном кислороде при температуре $T=600$ К показал, что в процессе выдержки происходит переход атомов водорода из глубины циркония в дефекты поверхностного оксидного слоя, причем с ростом давления кислорода данный переход интенсифицируется.

Поведение водорода при выдержке циркония в дейтериево-кислородной газовой смеси при температуре $T=600$ К слабо меняется по сравнению с выдержкой в кислороде. Десорбция захваченных атомов дейтерия составляет 2×10^{16} см^{-2} и не зависит от давления кислорода в процессе выдержки (рис. 2).

Известно, что захват изотопов водорода из газовой фазы в цирконий с окисленной поверхностью начинается с диссоциативной адсорбции гетеролитического типа с последующим образованием химических связей (рис. 3). Поскольку при температуре $T=600$ К время жизни атома дейтерия в поверхностном состоянии Zr-D много меньше, чем в O-D, то поверхность обогащается оборванными связями Zr-.

Оценки показали, что участие оборванной связи Zr- в процессе поверхностной диссоциации D_2 с последующим захватом атомов дейтерия не приводит к повышению энергетического выхода этого процесса.

Десорбция дейтерия, захваченного при облучении образца атомами с тепловыми энергиями в атмосфере D_2 , увеличивается по сравнению с аналогичной величиной, полученной после выдержки образца в газе при тех же параметрах, и составляет 5×10^{16} см^{-2} . Данное обстоятельство, по-видимому, вызвано ростом числа OD-групп и оборванных связей Zr- на поверхности из-за увеличения энергетического выхода при их создании под воздействием атомарного облучения, что обусловлено отсутствием энергетических затрат на диссоциацию D_2 .

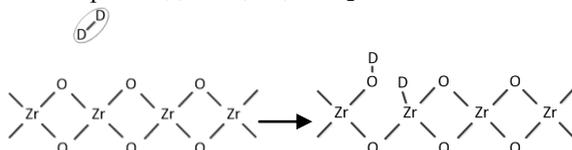


Рис. 3. Схема диссоциации молекулы D_2 на поверхности оксида циркония с образованием химических связей

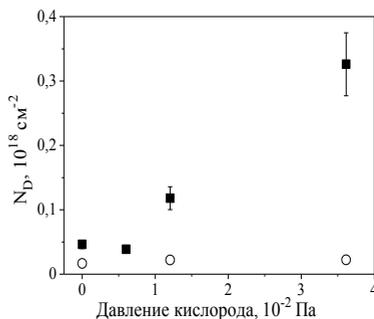


Рис. 2. Десорбция дейтерия из образца после облучения атомами дейтерия (■) и после выдержки в газе (○) в зависимости от парциального давления кислорода

На рис. 2 видно, что захват дейтерия при атомарном облучении резко увеличивается с ростом парциального давления кислорода в смеси рабочих газов. Этот эффект может объясняться изменениями в термодинамике описанных выше поверхностных процессов, вызванными участием в этих процессах молекул кислорода. Взаимодействие молекул кислорода с поверхностью, обогащенной оборванными связями Zr-, приводит к ее экзотермическому окислению и к росту числа оборванных связей O-. Рост захвата дейтерия при этом может быть обусловлен двумя факторами. С одной стороны, увеличение числа оборванных связей O- приводит к росту поверхностных OD-групп с участием атомов дейтерия облучающего потока. С другой стороны, согласно оценкам, процесс поверхностной диссоциации молекул D₂ с захватом D-атомов, происходящий при участии оборванной связи O-, энергетически выгоднее аналогичного процесса, происходящего при участии оборванной связи Zr-.

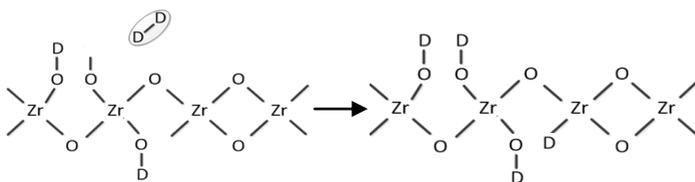


Рис. 4. Схема диссоциации молекулы D₂ на поверхности оксида циркония с образованием химических связей при участии оборванной связи O-, образованной в результате атомарного облучения в дейтериево-кислородной газовой смеси

После облучения образцов атомами дейтерия в дейтериево-кислородной смеси при температуре T=600 К в ТДС-спектрах HD и D₂ появляется низкотемпературный (450-500 К) максимум, что однозначно указывает на то, что атомы дейтерия занимают поверхностные состояния Zr-D уже после окончания эксперимента. Было установлено, что 75% изотопов водорода занимают состояния Zr-D из газовой фазы, по-видимому, в результате процесса, схематично указанного на рис. 4. Оставшаяся часть изотопов водорода, находящихся в описанных состояниях, вероятно, занимает их из нижележащих слоев. Превышение числа атомов дейтерия над числом атомов водорода в поверхностных состояниях Zr-D(H) вызвано подавляющим преобладанием атомов дейтерия, как в газовой фазе, так и в приповерхностной области.

М.С. ЗИБРОВ, Ю.М. ГАСПАРЯН, С.А. РЯБЦЕВ, А.С. ШУБИНА,
А.А. ПИСАРЕВ

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

ТЕРМОДЕСОРБЦИЯ ДЕЙТЕРИЯ ИЗ ТОЧЕЧНЫХ ДЕФЕКТОВ В ВОЛЬФРАМЕ

Вольфрам будет использован в ИТЭР в качестве обращенного к плазме материала в диверторной области, и его также планируют использовать в термоядерных реакторах следующего поколения. Несмотря на то, что имеется большое количество данных по накоплению изотопов водорода в вольфраме при различных условиях его облучения, некоторые фундаментальные параметры взаимодействия водорода с дефектами в вольфраме до сих пор точно не известны. В частности, в литературе имеется разброс данных по значениям энергии выхода водорода из вакансий в вольфраме (от 1.34 до 1.55 эВ) [1-3]. Данные значения энергии выхода были получены путем подгонки расчетных спектров термодесорбции (ТДС) дейтерия из вольфрама под экспериментальные. Известно, что положение пика термодесорбции определяется не только энергией связи водорода с дефектом, но и глубиной залегания ловушек, их концентрацией и степенью их заполнения, коэффициентом диффузии дейтерия, а также скоростью рекомбинации атомов дейтерия на поверхности.

Недавно нами было показано, что в случае высокой скорости рекомбинации дейтерия на поверхности металла, возможно определить энергию выхода дейтерия из дефектов E_{dt} по зависимости смещения положения максимума десорбции T_m от скорости линейного нагрева β [4]:

$$\ln \left(\frac{\beta}{T_m^2} \right) = \ln \frac{kA}{E_{dt}} - \frac{E_{dt}}{k} \frac{1}{T_m}. \quad (1)$$

где A – константа, k – постоянная Больцмана.

В рамках данной работы были проведены эксперименты по термодесорбции дейтерия из вакансий в вольфраме с разными скоростями нагрева, а также моделирование полученных ТДС спектров.

Эксперименты проводились на установке «МЕДИОН». В качестве образца использовалась поликристаллическая вольфрамовая фольга толщиной 25 мкм, отожженная в вакууме при температуре 1800 К в течение 30 мин с целью минимизации содержания в ней естественных дефектов. Для того, чтобы создать в образце точечные дефекты (пары Френкеля),

образец облучался масс-сепарированным пучком ионов D^+ с энергией 10 кэВ до дозы $3 \times 10^{15} \text{ D/cm}^2$. Предполагается, что в случае малых повреждающих доз в образце будут создаваться в основном точечные дефекты; по мере увеличения концентрации создаваемых дефектов (с ростом облучающей дозы) будет происходить их кластеризация. Затем проводился линейный нагрев образца до 550 К с последующей выдержкой в течение 5 мин при этой температуре для удаления захваченного дейтерия из образца. Следует отметить, при данной температуре еще не происходит объединение вакансий в кластеры [1]. Далее, для того чтобы наполнить созданные дефекты дейтерием, образец облучался масс-сепарированным пучком ионов D_3^+ с энергией 2 кэВ (0.67 кэВ/D – ниже порога образования пар Френкеля в вольфраме) до дозы $1 \times 10^{15} \text{ D/cm}^2$. Затем проводился ТДС анализ образца с различными скоростями нагрева: от 0.15 К/с до 4 К/с. При этом облучение и ТДС проводились в одной камере, без выноса образца на атмосферу при давлении в камере порядка 10^{-9} мбар; таким образом можно считать, что поверхность образца являлась чистой в процессе эксперимента.

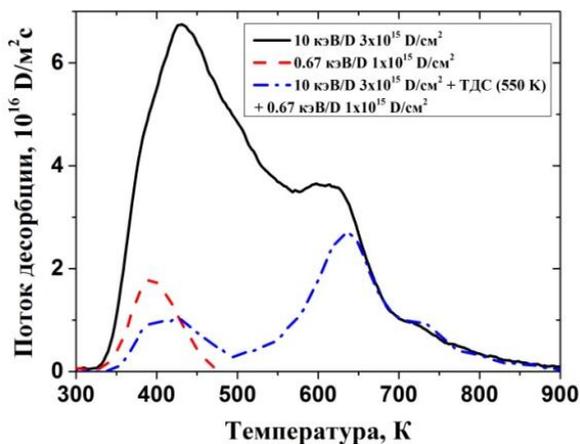


Рис. 1. Спектры термодесорбции дейтерия из вольфрама, облученного в различных условиях

Из представленных на рис. 1 спектров видно, что в случае облучения отожженного вольфрамового образца ионами с энергией 0.67 эВ/D, которая ниже порога образования пар Френкеля в вольфраме, на ТДС спектре (пунктирная линия) присутствует лишь один пик при температуре около 400 К, отвечающий выходу дейтерия из центров захвата на поверхности

или естественных дефектов в объеме образца (дислокаций и границ зерен). В случае облучения отожженного образца 10 кэВ/D ионами на ТДС спектре (сплошная линия) превалирует первый пик, однако видно также плечо при температуре около 650 К, отвечающее выходу дейтерия из созданных в процессе облучения точечных дефектов, а также плечо при 720 К, которое может отвечать выходу дейтерия из вакансионных кластеров. В случае использования экспериментальной процедуры, описанной выше, удастся добиться того, что на получаемом ТДС спектре (штрихпунктирная линия) пик, отвечающий выходу дейтерия из вакансий, хорошо разрешен на спектре, и такого вида спектры удобно использовать в экспериментах с различными скоростями нагрева.

Для каждой скорости нагрева β определялось положение второго пика десорбции T_m , соответствующего выходу дейтерия из точечных дефектов, и строился график зависимости β/T_m^2 от $1/T_m$ в полулогарифмическом масштабе. Полученная зависимость аппроксимировалась прямой линией, по наклону которой определялась энергия активации выхода дейтерия из вакансий в вольфраме (рис. 2). Полученная по наклону этого графика энергия выхода дейтерия из вакансий в вольфраме была равна $E_{dt} = 1.55 \pm 0.04$ эВ.

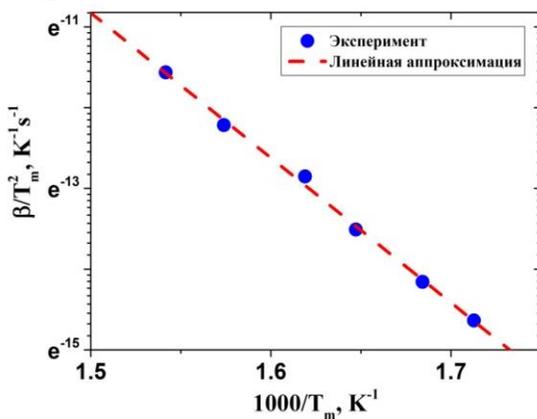


Рис. 2. Зависимость β/T_m^2 от $1/T_m$ для второго пика десорбции дейтерия из вольфрама

Затем было проведено моделирование полученных спектров термодесорбции дейтерия в коде TMAP7. В качестве энергии выхода дейтерия из точечных дефектов задавалась экспериментально определенная энергия

выхода, равная 1.55 эВ. В расчетах использовалось экспериментальное значение коэффициента диффузии, полученное Фрауэнфельдером, а также коэффициент рекомбинации для чистой поверхности на основе модели Пика и Сонненберга. В качестве профиля распределения вакансий по глубине был использован профиль повреждений, созданный 10 кэВ ионами дейтерия, рассчитанный в коде SDTrimSP 5.0 на основе модели парных соударений. В коде моделировалась стадия облучения образцов низкоэнергетичными ионами, промежуток между облучением и ТДС, и сама процедура ТДС.

При использовании описанных выше параметров модели не удалось добиться совпадения позиций расчетного и экспериментального вторых пиков на ТДС спектре: при всех скоростях нагрева расчетный пик находился левее экспериментального.

Одним из возможных подходов является уменьшение частоты попыток выхода атома дейтерия из вакансии ν_{dt} (традиционно ее принято считать равной 10^{13} c^{-1}). В результате, удалось добиться удовлетворительного совпадения расчетных спектров с экспериментальными при использовании единого набора модельных параметров для всех скоростей нагрева при $\nu_{dt} = 3.2 \times 10^{11} \text{ c}^{-1}$.

Однако это не является единственно возможным способом. Подогнать позицию расчетного пика можно также путем одновременного изменения E_{tr} и E_{dt} , при этом сумма $E_b + E_D$ должна равняться экспериментально определенной энергии 1.55 эВ. Добиться согласия расчетов с экспериментом удалось при значении $E_{tr} = 0.495$ эВ. В данном случае задаваемая энергия выхода из ловушки была равной 1.655 эВ. При этом мы предполагали $\nu_{dt} = 10^{13} \text{ c}^{-1}$.

Вероятно, возможны и другие подходы. В любом случае, эксперименты показывают, что все используемые параметры при моделировании ТДС спектров требуют ревизии.

Список литературы:

- [1]. Eleveld H., van Veen A. // J. Nucl. Mater. 1992. V. 191–194. Part A. P. 433-438.
- [2]. Ogorodnikova O. V., Roth J., Mayer M. // J. Appl. Phys. 2008. V. 103. P. 034902.
- [3]. Poon M., Haasz A. A., Davis J. W. // J. Nucl. Mater. 2008. V. 374. P. 390-402.
- [4]. Зибров М. С., Шубина А. С., Гаспарян Ю. М., Писарев А. А. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2015. (в печати).

ИЗУЧЕНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЛИТИЙ-ДЕЙТЕРИЕВЫХ ПЛЕНОК С АТМОСФЕРНЫМИ ГАЗАМИ

При разработке термоядерных установок одним из ключевых является вопрос выбора материалов конструкционных элементов, обращенных к плазме. Литий рассматривается в качестве одного из возможных материалов, контактирующих с плазмой токамака.

В нашей предыдущей работе исследовалось накопление дейтерия в литиевых пленках, осажденных в ходе магнетронного разряда в дейтерии с литиевым катодом [1]. Было показано, что в таких пленках может удерживаться десятки атомных процентов дейтерия. ТДС-спектр литиево-дейтериевых пленок содержал два ярко выраженных пика выделения D_2 (4^{aa} масса) и HD (3^a масса) с максимумами при 710 К и 850 К. Также было отмечено, что при контакте с атмосферой в течение трех дней большая часть дейтерия (или даже весь) покидал образец без дополнительного нагрева.

Данная работа была посвящена более детальному изучению соосаждения дейтерия и лития, а также изучению взаимодействия полученных пленок с отдельными атмосферными газами (азот, пары воды) с целью выявления механизмов низкотемпературной десорбции дейтерия.

Эксперименты проводились на установке МР-2, состоящей из двух камер. В камере осаждения зажигался магнетронный разряд и проводилось осаждение литиевой пленки на образец. Во второй камере проводилась термодесорбция полученной пленки. Перенос образца между камерами осуществляется с помощью ввода движения без контакта с атмосферой. При этом держатель образца, который перемещается в камеру ТДС вместе с образцом, в ходе осаждения защищен системой экранов для исключения фонового газовыделения.

В первом качественном эксперименте образец с осажденной пленкой, выдерживался при повышенном давлении (порядка 10^{-3} мБар) паров воды в камере осаждения. Напуск паров воды производился при помощи термохимического источника, основанного на гидроксиде кальция, аналогично используемому в [2]. Источник основан на разложении $Ca(OH)_2$ на CaO и H_2O . В источнике используется химически чистый гидрат окиси кальция ($Ca(OH)_2$), насыщенный при $25^\circ C$ из стандарт-титра для рН-метрии типа 6 (рН=12.45).

Состав газа измерялся в ходе экспериментов с помощью квадрупольного масс-спектрометра как в камере ТДС анализа, так и в камере осаждения. Активный выход дейтерия при напуске паров воды наблюдался уже в камере напыления при напуске паров воды (рис.1). Интенсивное газовыделение обусловлено тем, что взаимодействие в такой конфигурации происходит не только с пленкой на образце, но и с пленками лития на стенках камеры. Выход дейтерия происходил, как в виде молекул водорода (HD , D_2), так и в составе молекул тяжелой воды (HDO , D_2O).

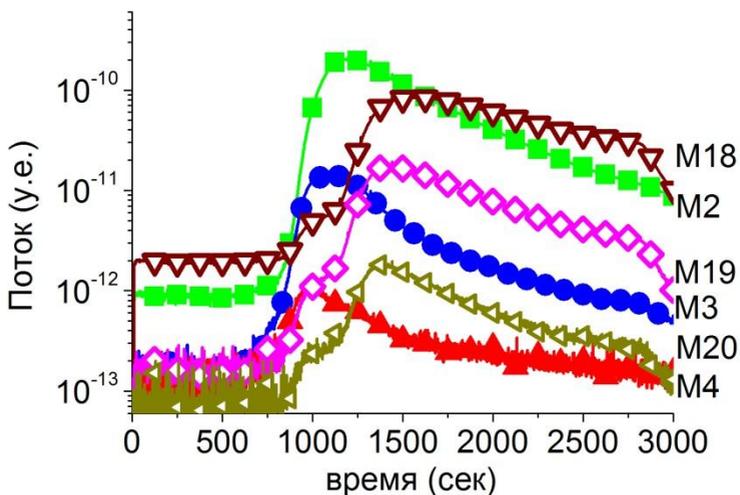


Рис. 1. Взаимодействие литий-дейтериевых пленок с парами воды

Можно видеть, что особенно на начальной стадии происходит активная откачка воды и интенсивное газовыделение водорода и дейтерия, что говорит об активной реакции на поверхности. По истечении 30 минут газовыделение дейтерия практически прекратилось, что говорит об очень интенсивном газовыделении.

После выдержки в парах воды образец был перемещен в камеру ТДС. На рис. 2 приведен сравнительный график ТДС-спектров $4^{\text{ой}}$ массы в экспериментах сразу после осаждения с выносом на атмосферу на 3 дня и с выдержкой в парах воды в течение 30 минут. Можно видеть, что даже кратковременное взаимодействие с парами воды удаляет практически весь дейтерий, уходят все характерные пики, однако часть дейтерия, по всей видимости, остается.

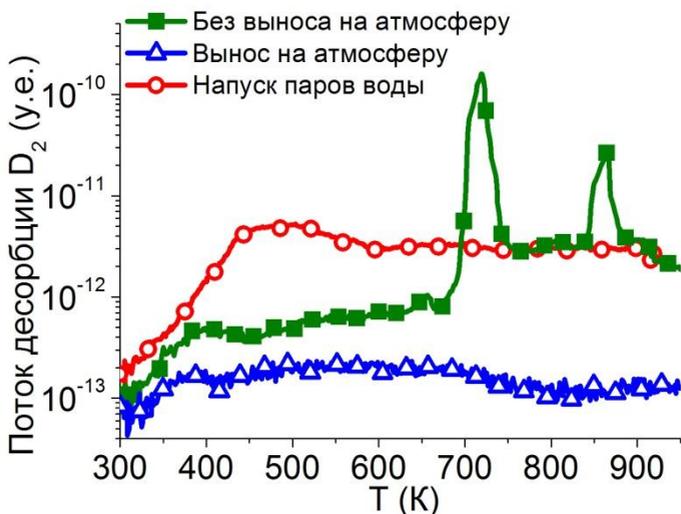


Рис. 2. Сравнительный график ТДС-спектров 4^{oi} массы для экспериментов с выдержкой образцов в парах воды (30 мин), на атмосфере (3 дня) и без выдержки

Аналогичный эксперимент с азотом также показал небольшой рост газовыделения дейтерия, при этом значительная часть выходила в составе тяжелой воды, что могло быть связано с остаточным давлением паров воды.

С целью улучшения вакуумных условий и повторяемости экспериментов была проведена модификация установки для осуществления выдержки литиевых пленок в атмосферных газах непосредственно в камере ТДС. Также был переделан катодный узел в камере напыления. В первых экспериментах и в серии описанной выше кусочки лития закреплялись на поверхности молибденового катода. В новой конфигурации на катод представлял собой капиллярно пористую систему, что позволило проводить многократное напыление. Кроме того, уже после первого осаждения стенки камеры покрывались литием, что приводило к заметному улучшению остаточного вакуума в камере.

Спектры для литиевых пленок, осажденных в новой серии экспериментов в целом были похожи на предыдущие. Основное газовыделение происходило при температуре порядка 700–750 K. Однако второй пик (при 850 K), который в предыдущей серии был заметен во многих экспериментах, не наблюдался ни в одном эксперименте, что может быть связано с

более высокой чистотой литиевых пленок или другими факторами (рис. 3).

Для полученных пленок также был проведен эксперимент с выдержкой в азоте, но при давлении 10^{-5} мбар. При этом температура подложки ступенчато увеличивалась, т.к. при комнатной температуры заметного выхода не происходило. С увеличением температуры поток дейтерия постепенно увеличивался, соответствующие данные добавлены точками на спектр термодесорбции дейтерия без выдержки в газах. Из сравнения можно сделать вывод, что основную роль в выходе дейтерия из пленки играла температура, а не взаимодействие с азотом.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (Проект № 14-02-31033).

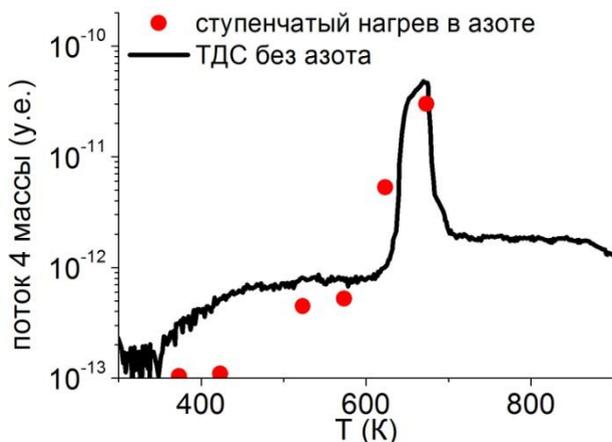


Рис. 3. Сравнение ТДС спектра дейтерия из литиевой пленки и потоков дейтерия из пленки в ходе ступенчатого нагрева в среде азота

Список литературы:

- [1]. Krat S. A., Gasparyan Yu. M., Popkov A. S., Pisarev A. A. // Vacuum. 2014. V. 105. PP. 111-114.
- [2]. Kurnaev V., et al. // Fusion Engineering and Design. 2013. V. 88. P.1414.

Д.А. ТРУФАНОВ¹, Е.Д. МАРЕНКОВ¹, С.И. КРАШЕНИННИКОВ^{1,2}

¹Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

²University of California at San Diego, USA

РОЛЬ ДИФфуЗИИ АДАТОМОВ ВОЛЬФРАМА В РОСТЕ ВОЛЬФРАМОВОГО ПУХА

Вольфрам является одним из кандидатов для использования в качестве материала первой стенки термоядерных реакторов, в частности, из него будут выполнены диверторные пластины токамака ITER. Эксперименты показывают, что под воздействием плазменного облучения на вольфрамовых поверхностях могут расти волоконные нано-структуры (называемые «пухом»). Необходимыми условиями роста пуха являются облучение поверхности ионами гелия с энергиями выше 20-30 эВ и температура поверхности 1000-2000 К. Формирование пуха наблюдалось также на молибдене, родии и недавно на титане, никеле и железе. Изменение морфологии обращенных к плазме поверхностей в связи с ростом пуха может привести к их повышенной эрозии. Поэтому понимание процесса роста пуха представляет существенный практический интерес.

Вместе с тем, механизм образования пуха пока остается не ясным. На текущий момент существует несколько точек зрения. В данной работе рассматривалась модель роста вольфрамового пуха за счет адатомов вольфрама, создаваемых при облучении поверхности гелием. Волокно пуха представлялось в виде конуса. Предполагалось, что энергия связи адатома с поверхностью увеличивается по мере его продвижения к вершине пуха. Эта зависимость приводит к появлению дополнительного потока конвекции в сторону вершины.

Для проверки того, что адатомы сильнее связаны на вершине волокна было проведено моделирование методом молекулярной динамики. Была получена зависимость энергий потенциальных ям на поверхности конуса из вольфрама, в которых может находиться адатом. Эта зависимость была аппроксимирована выражением

$$E = E_0 \left(1 + \frac{a}{\rho + \rho_0} \right), \quad (1)$$

где ρ – радиус кривизны поверхности, а a и ρ_0 – константы. Таким образом, мы видели, что энергия связи атома с поверхностью действительно увеличивается по мере приближения к вершине.

Выражение для потока адатомов с учетом диффузии и конвекции имеет вид:

$$j = -D \frac{\partial C}{\partial x} + C \langle \mathcal{G} \rangle_F, \quad (2)$$

где C – поверхностная концентрация адатомов, D – коэффициент диффузии, $\langle \mathcal{G} \rangle_F$ – средняя скорость за счет силы F , связанной с увеличением связи адатомов с поверхностью к вершине волокна. Выразив среднюю скорость через силу и подвижность, а подвижность через коэффициент диффузии и температуру, и представив силу в виде градиента глубины потенциальных ям, получим:

$$j = -D \frac{\partial C}{\partial x} + C \frac{D}{T} \beta, \quad (3)$$

где $\beta = -\nabla E$.

Поверхностную концентрацию адатомов можно выразить через коэффициент диффузии и скорость образования адатомов q :

$$C = \left(\frac{q}{D} \right)^{1/2}. \quad (4)$$

Представив волокно пуха в виде конуса с радиусом основания R и высотой l , получим выражение для изменения длины волокна за счет потока адатомов:

$$\frac{dl}{dt} = j \cdot \frac{2\pi R}{\frac{1}{3}\pi R^2 n}, \quad (5)$$

где n – плотность атомов вольфрама.

В результате получается следующее выражение для изменения длины конуса:

$$l = \left[\frac{1}{(R + \rho_0)^2} (qD)^{1/2} \frac{E_0}{T} \frac{at}{n} \right]^{1/2}. \quad (6)$$

Отметим, что длина конуса зависит от времени как $l \propto t^{1/2}$, что совпадает с экспериментальными данными.

Представим зависимость через эффективный коэффициент диффузии D_{eff} :

$$l = \sqrt{2D_{eff}t}. \quad (7)$$

Были проведены оценки значений D_{eff} , соответствующие экспериментальным данным [1]. В этой работе рост пуха наблюдался для двух температур 1120 и 1320 К и были получены оценки $D_{1120\text{ К}} = 6.6 \pm 0.4 \times 10^{-12} \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$ и $D_{1320\text{ К}} = 2.0 \pm 0.5 \times 10^{-11} \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$. Оценки по формуле (7) дают $D_{1120\text{ К}} = 6.7 \times 10^{-12} \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$ и $D_{1320\text{ К}} = 1.4 \times 10^{-11} \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$, что согласуется с данным из эксперимента.

Таким образом, в работе рассматривалась модель роста вольфрамового пуха за счет конвекции адатомов вольфрама по поверхности волокон. Конвекция возникает за счет того, что энергия связи адатомов с поверхностью увеличивается к вершине. В результате вершина волокна пуха выступает в роли стока адатомов, образующихся при облучении гелиевой плазмой. Получено выражение для зависимости длины волокон от времени. Проведены оценки эффективного коэффициента диффузии для этой зависимости, которые согласуются с данными из эксперимента.

Список литературы:

[1]. Baldwin M., Doerner R. // Nucl. Fusion. 2008. V. 48. P. 035001.

В.С. ЕФИМОВ¹, Ю.М. ГАСПАРЯН¹, А.А. ПИСАРЕВ¹,
И.Б. КУПРИЯНОВ²

¹Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
²ОАО «Высокотехнологический научно-исследовательский институт
неорганических материалов им. академика А.А. Бочвара», Москва

ИССЛЕДОВАНИЕ НАКОПЛЕНИЯ ДЕЙТЕРИЯ В БЕРИЛЛИИ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ МОЩНЫМИ ИМПУЛЬСНЫМИ ПОТОКАМИ ПЛАЗМЫ

Первая стенка строящегося токамака ИТЭР будет защищена бериллиевыми тайлами. Одним из критических вопросов для успешной работы ИТЭР является его устойчивость к мощным импульсным нагрузкам (ELM'ы и срывы). В ходе таких событий на поверхности обращенных к плазме элементов может происходить плавление и испарение материала, движение вещества по поверхности, образование трещин и другие модификации поверхностного слоя [1]. Несмотря на огромную температуру поверхности в ходе таких процессов, в [2] было показано, что внедренные в ходе нагрузки частицы дейтерия частично удерживаются в поверхностном слое. С точки зрения безопасности работы реактора важным является вопрос накопления изотопов водорода в стенке реактора в ходе таких процессов, а также в продуктах эрозии, так как по оценкам [3] эрозия материала в ходе таких процессов может стать одним из основных источников пыли. Суммарное количество расплавленного и испаренного материала в ходе одного срыва по оценкам [3] в ИТЭР может достигать нескольких килограмм Ве.

Моделирование таких импульсных нагрузок проводится на установке КСПУ-Ве [1]. В данной работе проводилось исследование термодесорбции дейтерия из продуктов эрозии, образующихся под действием плотных плазменных потоков, для различных марок бериллия (ТПП-56ПС и S-65С).

Бериллиевые мишени, исследованные в данной работе облучались на установке КСПУ-Ве импульсами с энергией $0.5 \div 1.0$ МДж/м², длительность импульсов составляла 0.5 мс. Количество импульсов варьировалось для каждого материала от 10 до 100, варьировалась также базовая температура мишени перед импульсом (250, 500 °С). При таких условиях происходит плавление поверхностного слоя бериллия, интенсивная эрозия и движение значительной массы вещества по поверхности. Движение материала происходит в сторону от центра струи плазмы, но, тем не менее, из-

за того, что угол падения составляет 60 градусов, растекание материала имеет определенную направленность. Помимо затвердевшего после расплавления объема материала, на поверхности имелось множество затвердевших капель бериллия. Капли соответствуют расплавленному материалу из области плазменной струи, выброшенному в ходе взаимодействия на периферию. Эти капли были собраны для дальнейшего изучения с помощью электронной микроскопии и термодесорбционной спектроскопии (ТДС).

С каждой мишени для термодесорбционных измерений отбиралось несколько образцов (капель) размером от 5 до 50 мм³. Перед проведением ТДС образцы взвешивались, после ТДС образцы взвешивались повторно для определения потери массы.

Термодесорбционная спектроскопия для образцов проводилась на сверхвысоковакуумной установке ТДС-Ве [2]. Установка имеет остаточное давление в камере измерений < 10⁻⁸ мбар. Образцы в камеру вводятся через шлюз с независимой откачкой, что позволяет иметь низкий фоновый сигнал. Температура образцов измерялась вольфрам-рениевой термопарой. Нагрев образцов проводился со скоростью 0.5 К/с до температуры 1450 К. Поток газовой выделения измерялся квадрупольным масс-спектрометром. Калибровка сигнала проводилась после каждого эксперимента.

На рис. 1 приведены ТДС спектры для двух марок бериллия ТГП-56 и S-65С, облученных 40 выстрелами при базовой температуре 500 °С.

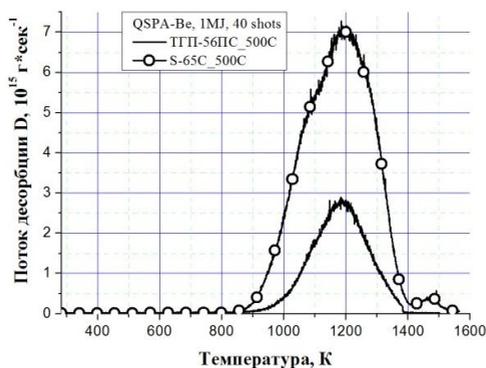


Рис. 1. Спектры термодесорбции D₂ из образцов бериллия ТГП-56 и S-65С после воздействия 40 импульсов дейтериевой плазмы с энергией 1 МДж/м² и длительностью импульса 0.5 мс

Можно видеть, что газовыделение дейтерия происходит при температурах 800 – 1400 К. Максимум газовыделения для всех образцов находится вблизи температуры 1200 К. На спектрах для образцов марки S-65C более выражена «низкотемпературная» часть спектра 800÷1100 К, в этом диапазоне обычно наблюдается дополнительный пик или плечо на спектрах термодесорбции. Газовыделение из образцов марки ТПП-56ПС в большей степени сконцентрировано вблизи максимума газовыделения, и «низкотемпературная» часть спектра 800÷1100 К значительно меньше выражена. Поэтому можно предположить наличие дополнительных ловушек или заметно большую концентрацию ловушек определенного типа в образцах марки S-65C.

При переходе к базовой температуре облучения 250 °С структура спектра слабо меняется. Основное газовыделение по-прежнему происходит при температурах 800 – 1400 К. На некоторых спектрах появляются более низкотемпературные пики с максимумом при 700 К, но их амплитуда всегда много меньше основных пиков.

Анализ интегральных зависимостей осложняется большим разбросом в экспериментальных данных. Даже для одинаковых по размеру образцов, облученных в одной серии выстрелов, разброс может быть довольно велик. Это объясняется особенностями получения образцов. Каждый образец представляет собой уникальную историю передвижения по поверхности и изменения температуры в ходе облучения. Поэтому большой разброс экспериментальных данных в целом можно было ожидать. Интересно также, что разные образцы в ходе ТДС-эксперимента теряли различное количество массы. Часть образцов практически не теряла массы, отдельные образцы теряли до 20 % начальной массы. Тем не менее, была проведена оценка концентрации захваченного количества дейтерия, а также сделаны ряд качественных наблюдений.

На рисунке 2 представлены данные о накоплении дейтерия, нормированные на массу образцов, для экспериментов с базовой температурой облучения 500 °С. Несмотря на значительный разброс данных, можно видеть, что накопление дейтерия в образцах марки S-65C всегда больше, чем в образцах марки ТПП-56ПС. В среднем накопление дейтерия в образцах марки S-65C в три раза больше. Концентрация дейтерия в продуктах эрозии бериллия, рассчитанная из плотности бериллия 1.85 г/см³, составила для различных образцов D/Be = 10⁻⁵ ÷ 10⁻⁴.

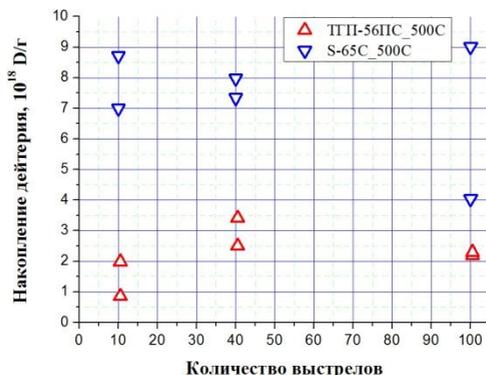


Рис. 2. Зависимость накопления дейтерия (с учетом HD и нормировки на массу образца) в продуктах эрозии бериллия от количества выстрелов

Уменьшение базовой температуры до 250 °С в экспериментах с бериллием марки ТП-56ПС приводит к увеличению накопления дейтерия в среднем в два раза.

Зависимость от количества выстрелов менее очевидна. На основании имеющихся данных можно только сказать, что зависимость от количества выстрелов довольно слабая. Вероятно даже некоторое уменьшение при максимальном количестве импульсов. Этого можно ожидать, если предположить, что сформированные на поверхности капли нагреваются до температуры плавления в ходе каждого выстрела. Можно также предположить, что более заметная зависимость накопления дейтерия от числа импульсов будет наблюдаться не для продуктов эрозии, а при анализе накопления дейтерия в объеме материала. Такие эксперименты будут проводиться в дальнейшем.

Список литературы:

- [1]. Klimov N. S., Podkovyrov V. L., Zhitlukhin A. M., et al. // Fusion Science and Technology. 2014. V. 66. No.1. P. 118.
- [2]. Kupriyanov I., Porezanov N., Nikolaev G., et al. // Fusion Science and Technology. 2014. V. 66. No. 1. P. 171.
- [3]. Lehnen M., Aleynikova K., Aleynikov P. B., et al. // J. Nucl. Mater. 2014. (in press). doi: 10.1016/j.jnucmat.2014.10.075.

Ю.В. БОРИСЮК, Н.М. ОРЕШНИКОВА, Г.В. ХОДАЧЕНКО,
А.В. ТУМАРКИН, М.М. БЕРДНИКОВА, А.А. ПИСАРЕВ
Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

АЗОТИРОВАНИЕ ТИТАНОВОГО СПЛАВА ВТ-23 В АНОМАЛЬНОМ ТЛЕЮЩЕМ РАЗРЯДЕ

Титан и его сплавы широко используются в промышленности и медицине благодаря таким своим свойствам, как малый удельный вес, высокая коррозионная стойкость и биологическая совместимость. Однако невысокая твердость, а соответственно, и низкая износостойкость этих материалов являются одной из причин, ограничивающих их более широкое применение. В большинстве случаев достаточно повысить твердость не всей детали, а лишь ее поверхности.

Одним из эффективных способов упрочнения поверхности металлов является ионно-плазменное азотирование [1]. Основная задача плазмы в плазменном азотировании – это диссоциация азот-содержащих молекул и образование ионов азота. Ионы и диссоциированные атомы обладают энергией, достаточной для безактивационного перехода через поверхность изделия. Ионы получают энергию, ускоряясь в темном пространстве вблизи катода (которым является изделие). Диссоциированные атомы получают энергию связи атомов в молекуле. Этой энергии атомам и ионам хватает для беспрепятственного проникновения из плазмы под поверхность металла, поэтому один из наиболее важных параметров азотирования – скорость входа атомов азота в металл не зависит от температуры изделия и легко контролируется путем изменения параметров плазмы (плотности и температуры). Это принципиально отличает плазменный метод азотирования от газового азотирования, где скорость ввода азота в металл определяется скоростью диссоциации на поверхности, то есть температурой изделия, и азотирования в соляных ваннах, где скорость ввода азота зависит еще и от скорости химических реакций в расплаве. Эта особенность позволяет легко и надежно варьировать один из наиболее важных параметров азотирования - поток атомов азота, входящих в металл. Также это позволяет менять температуру изделия более независимо, нежели при традиционных методах азотирования, ориентируясь не на скорость поступления атомов азота в металл, а на такие процессы, как диффузия в объеме и формирование нитридов.

При использовании плазмы в качестве инструмента для производства атомов и ионов азота становится возможным также в широких пределах

изменять состав рабочей среды. Можно работать и с чистым азотом, и с азотом в смеси с различными газами, в том числе с водородом, углекислым газом, метаном, кислородом, аргоном и др.

Целью этой работы является азотирование титанового сплава ВТ-23. Химический состав сплава ВТ-23 приведен в таблице 1.

Таблица 1. Химический состав сплава ВТ-23

Хим. элементы	Ti	V	Al	Mo	Cr	Fe
Состав, % (весовые)	84-89.3	4-5	4-6.3	1.5-2.5	0.8-1.4	0.4-0.8

Титановый деформируемый сплав ВТ-23 отличается высокой прочностью и коррозионной стойкостью. Он относится к сильнолегированным сплавам титана, где основными элементами являются алюминий, молибден, ванадий, железо и хром. Из других примесей следует отметить цирконий, кремний, кислород, углерод, азот и водород. Материал ограниченно сваривается, поддается термической обработке в виде отжига, закалки и старения. Титан ВТ23 используется для изготовления деталей, работающих при средних и высоких температурах. Он широко востребован в различных отраслях современного машиностроения. Для изучения модификации поверхности металлических сплавов в аномальном тлеющем разряде на кафедре физики плазмы НИЯУ МИФИ создана экспериментальная установка «АТР», схема которой представлена на рис 1.

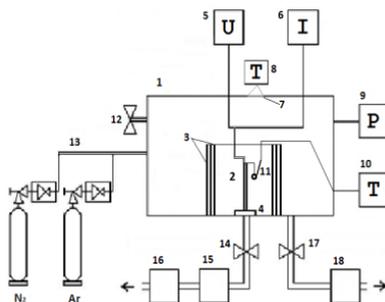


Рис. 1. Схема исследовательской установки для изучения процесса плазменного азотирования

Общая схема узлов и систем установки представлена на рисунке 1. Основными составляющими исследовательской установки для изучения процесса плазменного азотирования являются: 1 - вакуумная камера; 2 - катод с закрепленным образцом; 3 - экраны; 4 - керамический изолятор; 5

- блок питания; 6 - система контроля разрядного тока и напряжения; 7 - окно; 8 - тепловизор; 9 - датчик измерения давления; 10 - милливольтметр; 11 – термопара (тип К); 12, 14, 17 – вакуумные клапаны; 13 - система газонапуска; 15 - турбомолекулярный насос; 16, 18 - форвакуумные насосы.

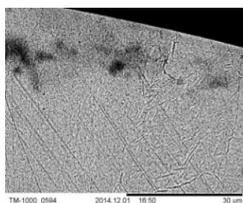
Предварительно очищенный в ультразвуковой ванне в ацетоне образец в форме цилиндрической трубки длиной около 5 мм, с внешним диаметром 16 мм, внутренним диаметром 8 мм, подвешивался на крючок из титановой проволоки, прикрепленный к центральному стержню, который находится под потенциалом катода. Перед азотированием производилась очистка образца в среде аргона при давлении 0.5-0.8 мбар и напряжении разряда 250-500 В в течение 15-30 мин. Далее образец обрабатывался в азотно-аргоновой смеси. Режимы обработки представлены в таблице 2.

Таблица 2. Режимы обработки образцов

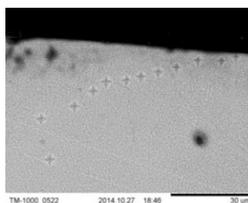
№ эксперимента	Состав газовой смеси	Давление p, мбар	Напряжение U, В	Темп. образца T, °C	Длительность азотирования t
1	0.7Ar, 0.3N	3-3.5	480-550	500	4 часа
2	0.6Ar, 0.4N	3.5	500-560	600	2.5 часа
3	0.1Ar, 0.9N	4	550-590	700	3.5 часа
4	0.5Ar, 0.5N	3.8-4.2	600-640	800	3 часа
5	0.4Ar, 0.6N	4-4.5	600-640	900	3 часа

Для того чтобы иметь возможность более детально изучить структуру модифицированной поверхности с помощью РЭМ, исследуемые шлифы образцов подвергались химическому травлению раствором, состоящим из 33% HF, 33% HNO₃ и 33% глицерина при комнатной температуре в течение 1-2 секунд. После чего образец промывался в проточной воде, затем очищался в ультразвуковой ванне и сушился с помощью тепловой пушки.

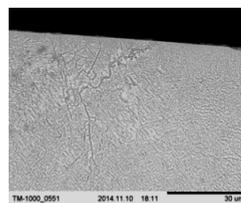
На рисунке 2 представлены РЭМ изображения поверхностей шлифов образцов, азотированных в пяти экспериментах, и необработанного полированного образца.



а)



б)



в)

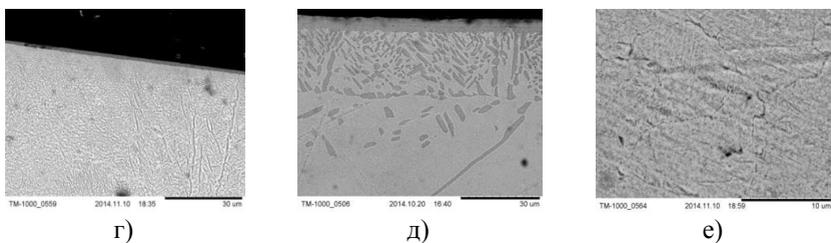


Рис. 2. Образцы ВТ-23, обработанные при температурах: а) 500 °С; б) 600 °С; в) 700 °С; г) 800 °С; д) 900 °С; е) необработанный образец

Были проведены измерения твердости образцов, измеренные по Викерсу по нормали к поверхности с помощью Microhardness tester FM-800. На рисунке 4 представлен график зависимости твердости поверхности образцов от температуры обработки.

На рисунке 3 представлен график зависимости твердости поверхности образцов от температуры обработки.

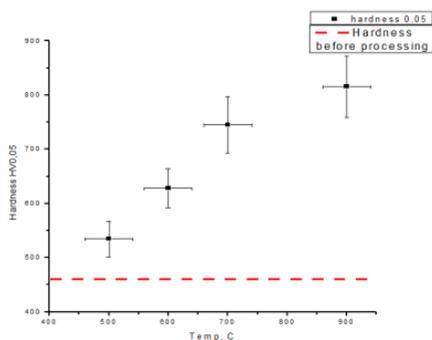


Рис. 3. График зависимости твердости поверхности образцов от температуры их обработки

Из графика видно, что даже при обработке при 500 °С твердость материала выше, чем в неаотированном образце (красная пунктирная линия). Также видно, что в данном диапазоне температур, твердость поверхности растет с ростом температуры. Соответственно максимальная твердость наблюдалась у образца, обработанного при 900 °С, и она составляет примерно 820 HV, что примерно в 1.7 раза больше твердости исходного образца.

На рисунке 4 представлены графики зависимости твердости от глубины (расстояния от поверхности) для 600 и 900 °С. Для остальных образцов температурные зависимости получились аналогичными.

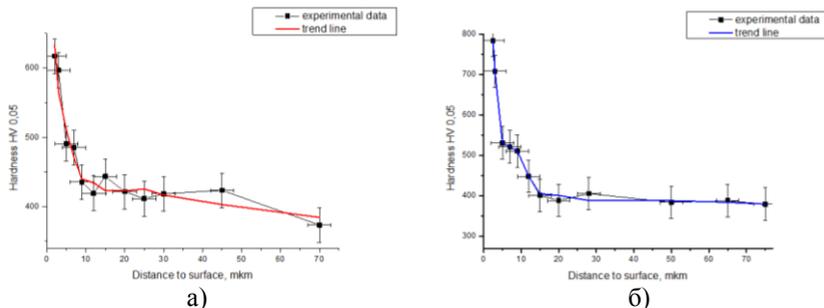


Рис. 4. Графики зависимости твердости от расстояния до поверхности для а) 600 °С и б) 900 °С

Таким образом, с помощью установки АТР (аномальный тлеющий разряд) был проведен ряд экспериментов по модификации поверхности титанового сплава ВТ-23. В результате экспериментов обнаружено, что при обработке данного титанового сплава при высокой температуре порядка 900 °С наблюдается образование зоны дисперсно-распределенных нитридов толщиной $\sim 30 \div 50$ мкм и зоны плотных нитридов ~ 5 мкм. В результате исследований было обнаружено, что твердость на поверхности растет с ростом температуры, а также что твердость поверхности после обработки при $T=900$ °С примерно в 1.7 раз выше твердости исходного закаленного образца. Также установлено, что твердость обработанных образцов резко уменьшается с глубиной от поверхности и твердость сердцевины образца меньше, чем у необработанного примерно в 1.2 раза.

Список литературы:

- [1]. Берлин Е. В., Коваль Н. Н., Сейдман Л.А. Плазменная химико-термическая обработка поверхности стальных деталей. М.: ТЕХНОСФЕРА, 2012.

РАСЧЕТ ДИНАМИКИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ПРИСТЕНОЧНОМ СЛОЕ И РАСПЫЛЕНИЯ ОБРАЩЕННЫХ К ПЛАЗМЕ ПОВЕРХНОСТЕЙ

В рамках реализации международного проекта ИТЕР в настоящее время большое внимание уделяется изучению процессов в пристеночной области плазмы, существенно влияющих как на время удержания плазмы, так и на параметры удерживаемой плазмы. Для моделирования динамики заряженных частиц, а также процессов захвата и отражения изотопов водорода, процессов распыления обращенных к плазме поверхностей (ОПЭ) необходимо корректное описание пристеночной области, в том числе распределения потенциала электрического поля.

В установках типа токамак магнитное поле обычно почти параллельно первой стенке, но с различными поверхностями лимитеров, зеркал и дивертора может составлять разные углы. При наклонном к поверхности магнитном поле в приповерхностном слое ОПЭ можно выделить три области [2]: плазменный предслой, магнитный предслой и Дебаевский слой. Расчёт распределения потенциала электрического поля в приповерхностном слое в присутствии наклонного магнитного поля, как правило, является достаточно сложной численной задачей. В нашей работе получены простые для использования аппроксимационные формулы для распределения потенциала при наличии магнитного поля, которые описывают зависимость профиля потенциала от величины и угла наклона магнитного поля и от параметров плазмы в магнитном предслое (1) и в Дебаевском слое (2):

$$\lambda = \lambda_{mps} \cdot \exp\left(-\frac{\xi - \xi_{mps}}{\rho \cdot \sin \alpha}\right). \quad (1)$$

где $\lambda = \frac{e \Phi - \Phi_0}{kT_e}$ - это безразмерный потенциал, $\xi = \frac{y}{r_d}$ - это расстояние от стенки, выраженное в радиусах Дебая, Φ_0 - потенциал на входе в

магнитный предслой, α – это угол наклона магнитного поля, отсчитываемый от нормали к поверхности, $\lambda_{mps} = \ln \cos \alpha$ – величина падения потенциала в магнитном предслое, $\rho = \frac{R_i C_s}{r_d}$ – ларморовский радиус иона со скоростью звука C_s , выраженный в радиусах Дебая, $\xi_{mps} = \frac{-1}{a} \ln \left(\frac{\lambda_w - \lambda_{mps} + Q}{Q} \right)$ – координата границы Дебаевского слоя и магнитного предслоя, $\lambda_w = \frac{1}{2} \cdot \ln \left(2\pi \frac{m_e}{M_i} \cdot \frac{T_e + T_i}{T_e} \right)$ – величина плавающего потенциала, соответствующего равенству потоков ионов и электронов на поверхность.

$$\lambda(\xi) = \lambda_w + Q - Q \cdot \exp(-a \cdot \xi). \quad (2)$$

$$a = \frac{\sqrt{-\Delta n_{mps} \cdot \lambda_{mps}} - \sqrt{2 \exp(\lambda_w) + 4 \cdot \cos \alpha \cdot \sqrt{1 - (\lambda_w - \lambda_{mps})} + C_1}}{\lambda_w - \lambda_{mps}}$$

$$Q = \frac{1}{a} \cdot \sqrt{2 \exp(\lambda_w) + 4 \cdot \cos \alpha \cdot \sqrt{1 - (\lambda_w - \lambda_{mps})} + C_1}$$

$$C_1 = -\Delta n_{mps} \cdot \lambda_{mps} - 6 \cdot \cos \alpha$$

$$\Delta n_{mps} = - \frac{\ln(\cos \alpha)}{(\rho \cdot \sin \alpha)^2} - \text{это разница концентраций ионов и электронов на}$$

границе магнитного предслоя и Дебаевского слоя, то есть при $\lambda = \lambda_{mps}$.

Показано, что описываемые приведенными аналитическими выражениями потенциалы хорошо согласуются с распределениями потенциала, полученными при решении уравнений МГД [1,2] и при моделировании с помощью PIC-кода SPICE2 [3] (рис.1). При увеличении угла наклона магнитного поля значение плавающего потенциала изменяется слабо, перераспределение потенциала происходит так, что падение потенциала в магнитном предслое и длина магнитного предслоя увеличиваются.

Во многих кодах траектории движения заряженных частиц рассчитываются численными методами. Для более точного расчета угла и энергии падения частицы на поверхность было получено аналитическое решение для скорости частицы около поверхности с учетом сильно меняющегося электрического поля. Это позволило точнее оценить влияние наклонного магнитного поля на энергетические и угловые распределения падающих на поверхность ОПЭ частиц. Сравнение угловых распределений падающих на поверхность ионов, рассчитанных по разработанной модели и с помощью PIC-кодов [3,4], показало хорошее совпадение.

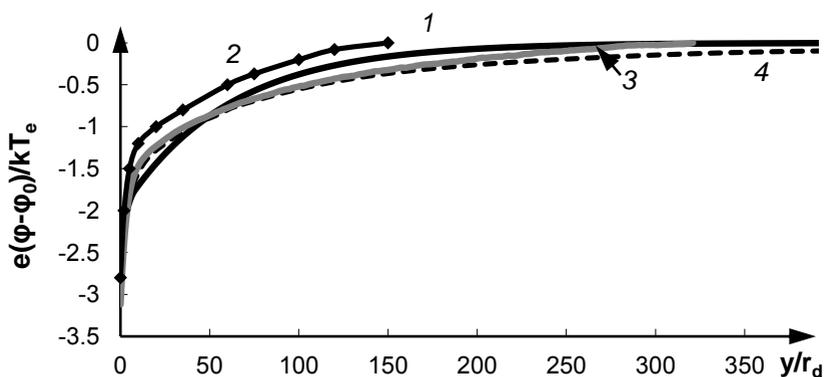


Рис. 1. Распределения потенциалов: модель (1, 2) – 1, статья [2] – 2, код SPICE2 – 3, статья [1] – 4 ($T_e=T_i=30$ эВ, $n=10^{14}$ см⁻³, $B=3.2$ Тл, $\alpha = 80^\circ$)

Используя полученные угловые и энергетические распределения, были рассчитаны коэффициенты распыления ОПЭ при разных углах наклона магнитного поля. Расчеты проводились для различных материалов ОПЭ, а также исследовалось влияние температуры и ионного состава плазмы на величину коэффициента. Результаты расчетов коэффициента распыления поверхности позволили сделать вывод, что с точки зрения роста распыления критичными являются области поверхности, на которые магнитное поле приходит под скользящими углами (рис.2).

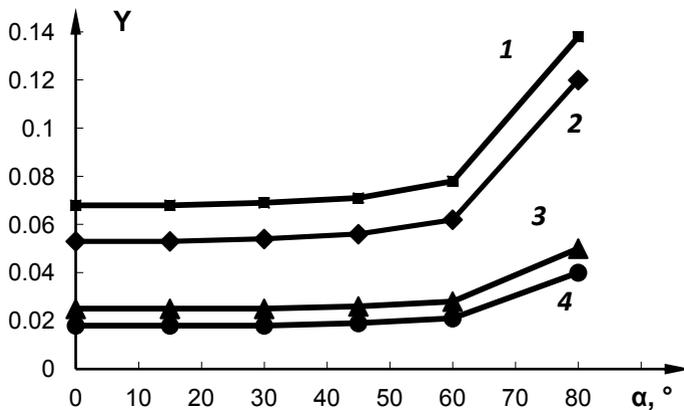


Рис. 2. Зависимость коэффициента распыления бериллия и углерода от наклона магнитного поля: 1) D_Be, 2) H_Be, 3) D_C, 4) H_Be
($T_e=T_i=30$ эВ, $n=10^{14}$ см $^{-3}$, $B=3.2$ Тл)

Список литературы:

- [1]. Stangeby P. C. // Nucl. Fusion. 2012. V. 52. P. 083012.
- [2]. Chodura R. // Phys. Fluids. 1982. V. 25. P. 1628.
- [3]. Dejarnac R., Komm M., Stockel J., Panek R. // J. Nucl. Mat. 2008. V. 31-34. P. 382.
- [4]. Kawamura G., Fukujama A., Tomita Y. // J. Nucl. Mat. 2009. V. 390-391. P. 172.

А.В. ВЕРТКОВ¹, И.Е. ЛЮБЛИНСКИЙ^{1,3}, М.Ю. ЖАРКОВ¹,
С.В. МИРНОВ^{2,3}, В.Б. ЛАЗАРЕВ², А.Н. ЩЕРБАК²

¹ОАО «Красная Звезда», Москва

²ФГУП «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», Троицк, Москва

³Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

РАЗРАБОТКА ЛИМИТЕРОВ НА ОСНОВЕ ЛИТИЕВЫХ КПС ДЛЯ РЕАЛИЗАЦИИ КОНЦЕПЦИИ ЗАМКНУТОГО ЛИТИЕВОГО ЦИКЛА В ТОКАМАКЕ

Разработка и создание экономически оправданного источника термоядерных нейтронов на базе токамака, предназначенного для решения задач промышленной ядерной энергетики, требует наличия компонентов, контактирующих в стационарном режиме с плазмой в условиях воздействия экстремально высоких энергетических нагрузок. Это требует разработки соответствующих материалов, контактирующих с плазмой (МКП), и эффективных методов отвода избыточного тепла от них. Охлаждение граничной плазмы за счет переизлучения энергии ионами лития рассматривается как многообещающий метод защиты МКП. Этот подход может быть эффективно реализован в том случае, когда основная часть ионов лития вовлечена в замкнутый контур циркуляции между плазмой и поверхностью МКП [1, 2]. Процесс циркуляции лития имеет четыре основных составляющих: поступление Li в плазму с эмиттирующего элемента, охлаждение ионизированным Li граничной плазмы, захват Li элементом-коллектором и транспортировка Li от коллектора к эмиттеру для замыкания цикла. Диссипация значительной части энергии, поступающей из плазмы (для примера, ~80% полной энергии в экспериментах на T-11M [3-5]) на всю поверхность первой стенки обеспечивает снижение потока энергии на внутрикамерные компоненты и обеспечивает щадящий режим теплоотвода от них. Схематически этот процесс представлен на рис. 1.

Область, где плазма взаимодействует с эмиттером лития, имеет температуру 500-600 °С. Коллектор лития, находящийся вне зоны взаимодействия с плазмой, должен иметь температуру 200-300 °С.

Применение литиевых капиллярно-пористых систем (КПС) в качестве МКП обеспечивает стабильность поверхности жидкого металла в условиях воздействия МГД сил и ее регенерацию как в стационарном режиме работы токамака, так и в условиях неустойчивости плазмы, а так же транспортировку жидкого лития от коллектора к эмиттеру за счет сил

капиллярного напора [6, 7]. Литиевая поверхность МКП исключает загрязнение плазмы нежелательными примесями.

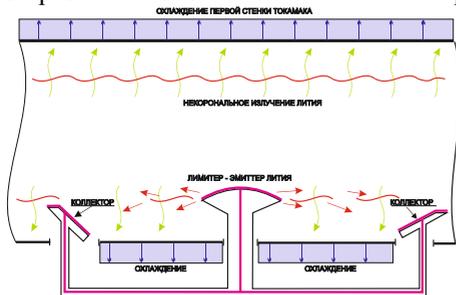


Рис. 1. Схема замкнутого цикла циркуляции лития в токамаке

на, которые в разнообразных комбинациях и условиях были испытаны на токамаке Т-11М [12-15]. Схема экспериментов представлена на рис. 2.

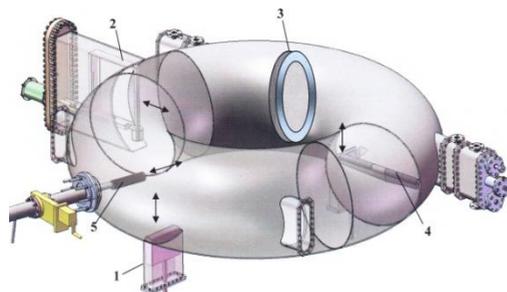


Рис. 2. Схема литиевых экспериментов на токамаке Т-11М. 1 – горизонтальный Li лимитер; 2 – вертикальный Li лимитер; 3 – кольцевой лимитер-коллектор; 4 – продольный Li лимитер; 5 – криогенная мишень-коллектор

Конструкция литиевых устройств на основе КПС и основные результаты их испытаний на токамаке Т-11 рассмотрены в представляемой работе.

Выполненные работы с комплексом литиевых лимитеров продемонстрировали следующее:

- концепция замкнутой циркуляции лития успешно реализована и экспериментально подтверждена; исследование профиля распределения

Накопленный экспериментальный опыт на токамаках Т-11М, Т-10, FTU и стеллараторе TJ-II [3, 5, 8-11] подтверждает преимущества Li КПС как МКП.

Для исследования закономерностей транспорта лития в плазме токамака и его сбора был создан ряд устройств различной геометрии и назначения,

Экспериментальное обоснование концепции замкнутой циркуляции лития на токамаке Т-11М было успешно реализовано с помощью разработанных литиевых лимитеров горизонтального (рис. 3), вертикального (рис. 4) и продольного (рис. 5) типов, а также системы сбора лития, включающей кольцевую диафрагму (рис. 6) и криогенную мишень (рис. 7).

лития в области краевой плазмы (SOL) обеспечило выбор необходимой геометрии литиевых лимитеров с оптимальным соотношением областей эмиссии и сбора лития;



Рис. 3. Горизонтальный рельсовый литиевый лимитер в камере токамака Т-11М

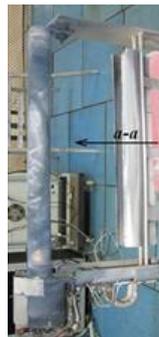


Рис. 4. Вертикальный литиевый лимитер токамака Т-11М



Рис. 5. «Продольный» литиевый лимитер

А



В



Рис. 7. Криогенная мишень
А – в исходном состоянии;
В – после экспозиции в токамаке



Рис. 6. Кольцевая диафрагма токамака Т-11М

- конструкция элементов, контактирующих с плазмой, должна обеспечивать предварительный нагрев до 200 °С, стабилизацию температуры приемной поверхности на уровне 500-600 °С для зоны эмиссии и 200-300 °С для зоны сбора лития в процессе работы; внутрикамерный приемный элемент с литиевой КПС и системой активной стабилизации температуры поверхности может рассматриваться в качестве прототипа базового элемента для создания стационарно работающих внутрикамерных устройств реакторов-токамаков;
- продемонстрирован перспективный метод удаления лития с внутренней поверхности стенок камеры токамака с помощью криогенной мишени в условиях тлеющего разряда.

Список литературы:

- [1]. Mirnov S. V., Belov A. M., Djigailo N. T., et al. // J. Nucl. Mater. 2013. V. 438. P. 224.
- [2]. Azizov E., et al. // Fusion Eng. and Design. 2012. V. 87. P. 1747.
- [3]. Mirnov S. V., Azizov E. A., Evtikhin V. A., et al. // Plasma Phys. Contr. Fusion. 2006. V. 48. P. 821.
- [4]. Mirnov S. V. // J. Nucl. Mater. 2009. V. 390–391. P. 876.
- [5]. Apicela M. L., Lazarev V., Lyublinski I., et al. // J. Nucl. Mater. 2009. V. 386-388. P. 821.
- [6]. Lyublinski I. E., Vertkov A. V., Evtikhin V. A. // Plasma Devices and operation. 2009. V. 17(1). P. 42.
- [7]. Lyublinski I. E., Vertkov A. V., Evtikhin V. A. // Plasma Devices and operation. 2009. V. 17(4). P. 265.
- [8]. Evtikhin V. A., Lyublinski I. E., Vertkov A. V., et al. // IAEA-CN-77/EXP4/21, IAEA, 2001.
- [9]. Evtikhin V. A., Lyublinski I. E., Vertkov A. V., et al. // IAEA-CPS-19/CD, FT/P1-17, IAEA, 2003.
- [10]. Vertkov A., Lyublinski I., Mazzitelli G., et al. // Fus. Eng. Des. 2007. V. 82. P. 1627.
- [11]. Tabarés F. L., Tafalla D., Oyarzabal E., et al. // IAEA–CPS-19/CD, EX/P5-36, IAEA, 2012.
- [12]. Lazarev V. B., et al. // 35th EPS Conference on Plasma Phys. Hersonissos, 9 - 13 June 2008 ECA. 2008. V. 32D. P. 4.004.
- [13]. Mirnov S. V., et al. // Fus. Eng. Des. 2010. V. 85. P. 919.
- [14]. Mirnov S. V., et al. // Fus. Eng. Des. 2012. V. 87. P. 1747.
- [15]. Vertkov A. V., et al. // Fus. Eng. Des. 2014. V. 89. P. 996.

Ю.В. МАРТЫНЕНКО

*Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва
Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»*

ЭРОЗИЯ МЕТАЛЛА ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ, ХАРАКТЕРНЫХ ДЛЯ ПЕРЕХОДНЫХ РЕЖИМОВ ИТЭР

Эрозия дивертора токамака ИТЭР является ключевой проблемой ИТЭР. Тепловая нагрузка на дивертор ИТЭР во время ЭЛМов $Q = 0.2 - 5$ МДж/м² за время $\tau = 0.1 - 1$ мс, а при срывах плазмы $Q = 10 - 100$ МДж/м² за время $\tau = 1 - 10$ мс [1, 2]. Помимо растрескивания и хрупкого разрушения материалов, изученных в [3], перенос расплавленного материала с одного места на другое является опасным видом эрозии, так как приводит к утончению облицовочного покрытия (рис. 1). Этот процесс приводит к наиболее сильной эрозии материала, на порядок превышающей капельную эрозию. В то же время капельная эрозия – основной механизм уноса материала. Быстрое перемещение расплавленного слоя металла (до ~ 10 м/с) происходит уже при



Рис. 1. Бериллиевая пластина толщиной 5 мм после 70 импульсов КСПУ, $Q = 0.5$ МДж/м², $\tau = 0.5$ мс

температурах, немного превышающих температуру плавления [4], что за такой перенос расплава ответственны гидродинамические процессы. В то же время градиент давления плазмы [5] и электродинамические силы [6] слишком малы для объяснения таких скоростей переноса. Здесь будет показано, что движение плазменного потока с давлением $P > 1$ атм над расплавленным слоем металла является причиной быстрого движения расплава и капельной эрозии. Причем даже при меньших давлениях первичной налетающей плазмы, возникает более плотная экранирующая плазма с меньшей температурой и большим давлением, которая может быть причиной движения расплава и капельной эрозии.

Первичный поток плазмы приходит на мишень и растекается от центра к периферии. На поверхности расплавленного металла образуются волны,

расходящиеся от центра к периферии. В центре мишени образуется кратер. Ширина кратера 1-3 см. При времени воздействия плазменного потока ~ 1 мс, это означает движение расплава со скоростью $v \sim 10^3$ см/с. Появление волн показывает, что поток плазмы над поверхностью расплава инициирует неустойчивость Кельвина – Гельмгольца. В этом случае длина волны, частота и инкремент равны

$$\lambda = 3\pi\alpha/\rho'U^2, \quad \omega = (2\pi \cdot U/\lambda) \cdot (\rho'/(\rho+\rho')), \quad \gamma = \{2\rho'U^3/3\alpha\} \cdot (\rho'/3\rho)^{1/2}, \quad (1)$$

где α - поверхностное натяжение, ρ' и U - плотность и скорость потока плазмы над поверхностью, ρ - плотность материала, $P = \rho'U^2/2$ - давление плазменного потока. Примечательно, что $\omega \ll \gamma$ в $(3\rho/\rho')^{1/2} \approx 10^3$ раз. Как наблюдалось уже в [7], длина волны убывает, а ω и γ растут при увеличении давления плазменного потока. При типичных параметрах плазменного потока $Q = 1.4$ МДж/м², $P = 2$ атм, $\tau = 1$ мс для расплавленного вольфрама $\lambda \approx 50$ мкм, $\omega \approx 10^3$ с⁻¹, $\gamma \approx 10^6$ с⁻¹. При длительности импульса $\tau = 1$ мс нет волнового движения $\tau \ll \omega^{-1}$, а есть только рост волнового рельефа с инкрементом γ . Однако рост гребней волн можно рассматривать в линейном приближении, пренебрегая вязкостью только до высоты $H_0 = (\chi/\gamma)^{1/2} \sim 3 \cdot 10^{-4}$ см (χ - кинематическая вязкость). При $H > H_0$ для роста высоты волны надо пользоваться уравнением Навье – Стокса. В этом случае [8]: $dH/dt = (\rho'/\rho)U^2h^3/(\lambda^2\chi) = AH^3$, $A = \rho'U^2/(\rho\lambda^2\chi)$. Плазменный ветер сжимает профиль волны до тех пор, пока давление ветра не уравновесится, поверхностным натяжением $P = \alpha/r$ (рис. 2). Радиус кривизны стороны волны противоположной ветру равен $r \approx (d^2y/dx^2)^{-1} \approx S^2/H$. При этом длина подошвы волны уменьшается до $S = (\alpha H/P)^{1/2}$.

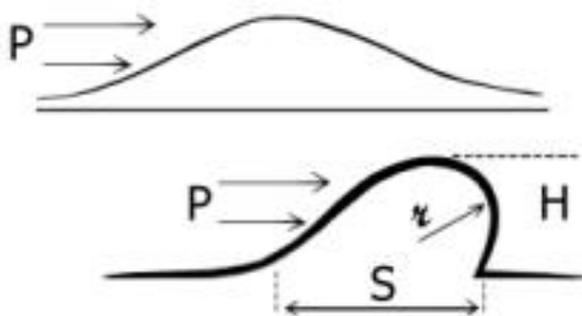


Рис. 2. Профиль волны до и после (внизу) деформации плазменным ветром

В результате при $\lambda H_0 = SH$ получим

$$H = V \cdot (P)^{-1/2} (U)^{-1/2}, \quad V = (3)^{7/4} (2)^{-2/3} (\pi)^{3/2} (\alpha)^{1/2} (\chi)^{1/2} (\rho/\rho')^{1/4}, \quad (2)$$

$$S = V^{1/3} \alpha \cdot (P)^{-5/6} (U)^{-1/6}.$$

Таким образом, подошва волны уменьшается, а высота увеличивается, что увеличивает её «парусность» и уменьшает трение гребня о подложку. Волна скользит под действием давления плазменного ветра со скоростью, определяемой из равенства силы давления плазмы F и силы трения гребня волны о подложку $F = \rho \chi v S / H$. Отсюда получаем скорость скольжения волны $v = G \cdot P^{5/6}$, $G = (2/\rho \alpha \chi) (V/U)^{5/3}$. Для потока плазмы $Q = 1.4$ МДж/м², $P = 2$ атм, $\tau = 1$ мс, и скорость скольжения гребня волны на вольфраме равна $v \approx 10$ м/с. Заметим, что волны имеют инерцию и продвигаются после прекращения действия плазменного ветра на расстояние $L = v_0 H^2 / \chi$.

Глубина кратера d , созданного за 1 импульс оценивается, исходя из объёма гребня волны SH , расстояния между волнами λ и числом волн генерируемых за 1 импульс $n = v\tau/R$, где R радиус кратера. Тогда глубина кратера $d = nSH/\lambda$. Для вольфрама и плазменного потока $Q = 1.4$ МДж/м², $P = 2$ атм, $\tau = 1$ мс) $d \approx 20$ мкм. Заметим, что при остывании волны с малой длиной волны (в центре мишени) успевают сгладиться за счёт поверхностного натяжения, а крупные волны на периферии видны после затвердевания.

Исходя из предложенной модели скольжения гребней волн, следует и модель образования капель. Кинетическая энергия гребня волны $HS\rho v^2/2$ превышает энергию её сцепления с подложкой $\alpha \cdot S$. Но гребень не может отделиться от подложки, не имея нормальной составляющей скорости движения. Если же на волне возникают капиллярные волны, то часть волны длиной $\ell \approx (2\pi)^3 \alpha / \rho v^2 = (2\pi)^3 \alpha / (\rho G^2 \cdot P^{5/3})$ поднимается, ускоряется, наползает на впереди идущую более медленную волну и отрывается в виде некоторого языка длиной $L = \ell HS\rho (v_1)^2 / (2\alpha \ell) \sim P^{1/3}$, который после отрыва стягивается в сферическую каплю под действием поверхностного натяжения. Размер капли при этом равен $d = \{\ell HL\}^{1/3} \sim P^{1/3}$. Вылет капли происходит под углом $\phi \approx 45^\circ$ ($\sin\phi \approx H/S$).

Оценки показывают, что быстрое движение расплавленного слоя и капельная эрозия возможны при $P > 1$ атм. Хотя ожидаемые потоки первичной плазмы при срывах в ИТЭР имеют меньшее значение, но надо учитывать эффект экранирования мишени возникающей плазмой испаренного металла. Ещё в работах [11, 12] было показано, что при достаточной плотности мощности первичного потока плазмы образуется плотная (до 10^{23} м⁻³) экранирующая плазма с температурой несколько десятков эВ,

которая растекается от центра к периферии мишени с большим давлением плазменного ветра. Так что и в ИТЭР следует ожидать образования экранирующей плазмы при воздействии ЭЛМов, в особенности, при срывах плазмы и, соответственно, к быстрому переносу расплавленного металла и капельной эрозии. На определяющую роль экранирующей плазмы указывает вылет капель в экспериментах [9] значительно позже (до 1.5 мс) после окончания импульса первичной плазмы (0.5 мс), а также наблюдавшийся вылет капель в экспериментах [13] проводившихся на установке МКТ, где давление первичного потока плазма было всего $P \approx 0.1$ атм.

Список литературы:

- [1]. ITER Physics Basis // Nuclear Fusion. 1999. V. 39. P. 2137.
- [2]. Federici G., Scinner C.H., Brooks J. N., et al. // Nuclear Fusion. 2001. V. 41. P. 1967.
- [3]. Budaev V. P., Martynenko Yu. V., Khimchenko L. N., et al. // Plasma Physics Reports. 2013. V. 39. No. 11. P. 910.
- [4]. Poznyak I. M., Klimov N. S., Podkovyrov V. L., et al. // Problems of atomic science and technology. Ser. Thermonuclear fusion. 2012. No. 4. P. 23.
- [5]. Zhytlukhin A. M. // Workshop on ITER first wall and divertor. Zvenigorod. February 14, 2012.
- [6]. Bazylev B. // 17th ITPA meeting on Divertor-SOL physics. 15-17 October, 2012.
- [7]. Bakhtin V. P., Vasilev V. I., Grebenstchikov Yu. B., et al. // Proc. of the 1st All union conference "Constructive materials properties modification by beams of charged particles". 1988. Part I. P. 108.
- [8]. Martynenko Yu. V. // Problems of atomic science and technology. Ser. Thermonuclear fusion. 2012. No. 3. P. 41.
- [9]. Klimov N. S., Podkovyrov V. L., Zhytlukhin A. M., et al. // Problems of atomic science and technology. Ser. Thermonuclear fusion. 2009. No. 2. P. 52.
- [10]. Bazylev B., Janeschitz G., Landman I., et al. // Fusion Engineering and Design. 2009. V. 84. P. 441.
- [11]. Hassanein A., Konkashbaev I. // J. Nucl. Mat. 1995. V. 220–222. P. 244.
- [12]. Karlykhanov N. G., Martynenko Yu. V., Matveeko Yu. I., et al. // Plasma Physics Reports. 1996. V. 22. No. 11. P. 903.
- [13]. Гуреев В. М., Гусева М. И., Доматовский А. Г., и др. // ВАНТ. Серия «Термоядерный синтез». 2001. В. 1. С. 12.

В.Ю. ЦЫБЕНКО¹, И.М. ПОЗНЯК², В.М. САФРОНОВ³

¹Московский физико-технический институт, Долгопрудный

²ФГУП ГНЦ РФ Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований, Троицк, Москва

³Проектный центр ИТЭР, Москва

ИССЛЕДОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ РАСПЛАВЛЕННОГО МЕТАЛЛИЧЕСКОГО СЛОЯ В УСЛОВИЯХ, ХАРАКТЕРНЫХ ДЛЯ ПЕРЕХОДНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ПРОЦЕССОВ В ИТЭР

Защитные покрытия дивертора и первой стенки являются наиболее энергонагруженными элементами реактора ИТЭР. Под действием интенсивных тепловых нагрузок они будут подвергаться эрозии [1], которая может заметно снизить их ресурс. Проведенные на плазменном ускорителе КСПУ-Т [2] эксперименты показали, что главным механизмом эрозии металлических покрытий является их утончение за счет перемещения расплавленного слоя по поверхности.

Представленные на сегодняшний день модели движения расплава не могут объяснить причину его значительного перемещения, наблюдаемого в экспериментах [2]. Поэтому для создания и проверки расчетно-теоретических моделей [3] необходимы новые экспериментальные данные.

В данной работе представлены результаты экспериментального исследования, целью которого является определение скорости и ускорения металлического расплава. Эксперименты проводились на плазменном ускорителе КСПУ-Т.

Плазменному облучению подвергалась композитная мишень, которая представляет собой плоскую медную пластину с запрессованными в нее стальными штифтами. Штифты располагаются на разных расстояниях от центра пластины. Тепловая нагрузка во время плазменного воздействия была меньше порога плавления меди, но достаточна для того, чтобы расплавить сталь. По перемещению стального расплава на штифтах оценены его скорость и ускорение на разных расстояниях от оси плазменного потока. Определен вклад различных сил (вязкое трение, градиент давления и т.д.) в полное ускорение металлического расплавленного слоя.

Показано, что максимальное перемещение расплава наблюдается не на оси плазменного потока, а на некотором расстоянии от нее. Сделан вывод, что градиент давления не может обеспечить движение расплава, наблюдаемое в эксперименте, что согласуется с результатами работы [2].

Исследовалось влияние добавочного ускорения (центробежного) на движение расплавленного слоя. Для этого неподвижную и вращающуюся ($f = 6000$ об/мин) стальные мишени облучали плазменными потоками при одинаковых тепловых нагрузках. После плазменного воздействия выполнено оптическое исследование рельефа и измерены профили поверхности мишеней. Сделаны шлифы поперечного среза образцов.

Влияние центробежного ускорения приводит к изменению характерной формы кратера эрозии: выравниванию его поверхности в центральной области. Также на поверхности мишени образуются вытянутые и искривленные струи застывшего металла. Полученные экспериментальные данные позволили оценить скорость и ускорение расплава.

Список литературы:

- [1]. Roth J., Tsitrone E., Loarte A. et al. // J. Nucl. Mat. 2009. V. 390-391. P. 1-9.
- [2]. Позняк И. М., Климов Н. С., Подковыров В. Л. и др. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2012. Т. 35. № 4. С. 23-33.
- [3]. Мартыненко Ю. В. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2014. Т. 37. № 2. С. 53-59.

Л.Б. БЕГРАМБЕКОВ, С.В. ВЕРГАЗОВ, О.А. ДВОЙЧЕНКОВА,
А.Е. ЕВСИН, А.С. КАПЛЕВСКИЙ, Я.А. САДОВСКИЙ
Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ"

ТРАНСПОРТ ВОДОРОДА ЧЕРЕЗ ОКСИДИРОВАННУЮ ПОВЕРХНОСТЬ МЕТАЛЛОВ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ АТОМАМИ И ИОННОМ ОБЛУЧЕНИИ

1. Введение

Газообменные свойства оксидных поверхностных слоёв значительно меняются при облучении атомами водорода или ионами водородной плазмы, в частности, если поступление кислорода на облучаемую поверхность сопровождается таким облучением [1].

В работе приведены и обсуждаются результаты ранее полученных и новых экспериментов по изучению газообменных процессов на поверхности ряда металлов (нержавеющая сталь, титан, цирконий, вольфрам) при их облучении водородной плазмой, в том числе, одновременно с кислородным облучением.

2. Газообменные процессы между водородной плазмой и нержавеющей сталью

Эксперименты проводились на установке (МИКМА) [1]. Скорость нагрева образцов при ТДС анализе была равна 5 К/сек. Давление остаточного газа ($H_2O \geq 95$ ат. %, $H_2 \leq 5$ ат. %) составляло не более 1×10^{-4} Па. Давление рабочего газа равнялось 6.6×10^{-1} Па.

На первом этапе экспериментов охлаждаемая стенка вакуумной камеры ($T \leq 40$ °С) облучалась атомами дейтерия, появляющимися в рабочем газе D_2+O_2 при диссоциации молекул D_2 на накаливаемом вольфраме. Затем зажигался разряд на смеси D_2+O_2 , и стенки камеры облучались ионами и атомами дейтерия. На втором этапе стенка облучалась атомами водорода в газе H_2+O_2 . Эксперименты выполнялись при концентрации O_2 равной 2, 5, 10, 20 и 30 ат. %.

Облучение атомами D приводило к тому, что концентрация кислорода в газовой смеси уменьшалась и даже падала ниже порога чувствительности масс-спектрометра (рис. 1а). В рабочем газе появлялись молекулы HD, HDO, D_2O , и увеличивалось количество молекул H_2 , H_2O . При облучении поверхности плазменной камеры ионами плазмы качественных изменений состава рабочего газа не происходило.

Эти результаты показали, что облучение нержавеющей стали атомами и ионами дейтерия в присутствии кислорода инициировало образование на её поверхности и десорбцию молекул, включающих водород из слоя сорбции и водород, диффундирующий из её объёма.

Описанные процессы мог обеспечивать ряд экзотермических реакций на поверхности стенки (рис. 2). Атомы и ионы дейтерия инициировали эти реакции, благодаря взаимодействию с оксидом хрома (Cr_2O_3) на поверхности стали и участвовали в последующих реакциях. Кислород восстанавливал оксид хрома и участвовал в образовании «молекул вод». Облучение стенки атомами Н в рабочем газе $\text{H}_2+10\% \text{O}_2$ (рис. 1б) стимулировало за счёт подобных же процессов десорбцию из стенки внедрённого дейтерия.

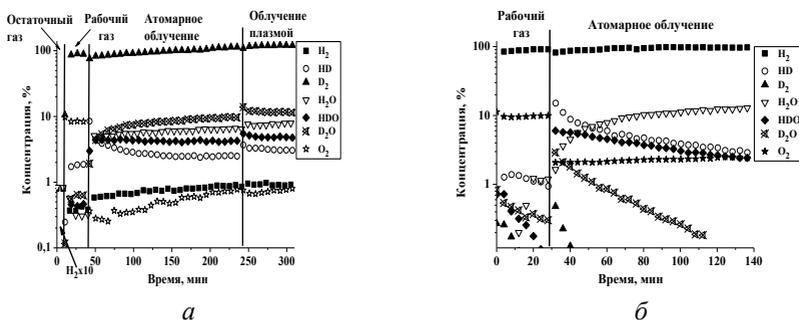


Рис. 1. Изменение состава рабочего газа а) при облучении стенки плазменной камеры атомами D и плазмой ($\text{D}_2 + 10\% \text{O}_2$); б) при облучении атомами H и плазмой ($\text{H}_2 + 10\% \text{O}_2$) на втором этапе

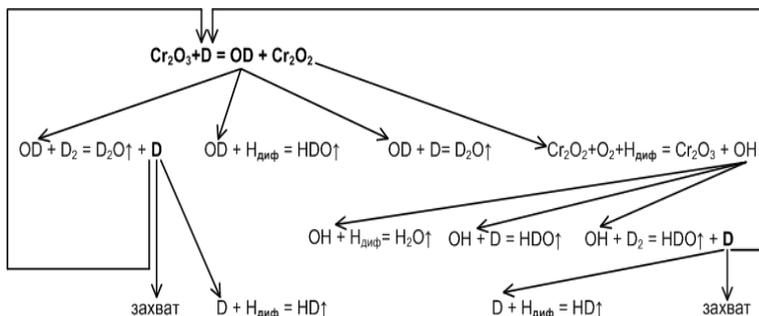


Рис. 2. Цепь реакций на поверхности стенки вакуумной камеры при ее облучении атомами D в газовой смеси $\text{D}_2 + \text{O}_2$

3. Транспорт водорода через поверхность титана при ионном облучении

Эксперименты проводились с титановым слоем толщиной ≈ 1 мкм на молибденовой подложке, насыщенным дейтерием до концентрации $Ti:D=1$. Образцы выдерживались при $T = 350$ °С без облучения и при облучении ионами плазмы ($H_2+n\%O_2$, где $n=0;2;4;10$). Энергия ионов составляла 650 и 3500 эВ, и плотность тока ионов – 7×10^{15} ат/см²сек.

При нагреве титанового слоя без облучения из него выделялось более половины дейтерия (Таблица 1). Дейтерий также выделялся при одновременном с нагревом облучении ионами с энергией 3500 эВ, но не выделялся при энергии ионов 650 эВ, хотя в обоих случаях титан захватывал водород. Можно заключить, что водород, тормозящийся в приповерхностном слое, образует своеобразный барьер для диффузии дейтерия из глубины и последующей десорбции.

При добавлении кислородной примеси в плазму вначале захват водорода растёт, а затем, начиная с 4% концентрации кислорода в плазме, падает. Десорбция дейтерия из титана при этом также растёт, и при 10% концентрации кислорода в плазме из титана выходит более половины дейтерия. Эти результаты показывают, что при достаточно большой концентрации кислорода в плазме облучение поверхности активизирует выход из титана, как дейтерия, так и внедряемого водорода. То есть, в этих условиях на его поверхности идут процессы, аналогичные процессам на нержавеющей стали.

Таблица 1. Концентрации дейтерия и водорода в образцах до и после прогрева при 350 °С и после облучения ионами ($H_2 + n\% O_2$) плазмы с энергией 650 и 3500 эВ/ат при прогреве

Воздействие на титан (T=350°C)	Концентрация H_2 (ат/см ²)	$H_{\text{после}}/H_{\text{до}}$	Концентрация D_2 (ат/см ²)	$D_{\text{после}}/D_{\text{до}}$
Образец до прогрева	0.6×10^{22}		9.6×10^{22}	
Прогрев без облучения	0.25×10^{22}	0.4	4.2×10^{22}	0.44
H_2 плазма. E=650 эВ	1.1×10^{22}	1.8	9.6×10^{22}	1
H_2 плазма. (E=3500 эВ)	2.3×10^{22}	3.8	6.5×10^{22}	0.68
$H_2+2\%O_2$ плазма. (E=650 эВ)	1.2×10^{22}	2	9.5×10^{22}	1
$H_2+4\%O_2$ плазма (E=650 эВ)	0.9×10^{22}	1.5	8.5×10^{22}	0.88
$H_2+10\%O_2$ плазма (E=650 эВ)	0.3×10^{22}	0.5	4.3×10^{22}	0.45

4. Транспорт водорода через поверхность Zr при облучении плазмой

Изучалось поведение водорода в циркониевом сплаве Э-110 (Zr-1%Nb) при облучении ионами Ar плазмы в зависимости от давления остаточного газа. Образцы ($7 \times 7 \times 1$ мм³) облучались ионами Ar плазмы при давлении остаточного газа $(0.13-4) \times 10^{-2}$ Па ($H_2O \approx 92\%$, $H_2 \approx 5\%$). Параметры облучения: $P_{Ar} = 0.13 \times 10^{-2}$ Па, $E = 250$ эВ, $j = 7.5 \times 10^{15}$ с⁻¹·см⁻², $\Phi = 9 \times 10^{18}$ см⁻², $T = 550$ К.

Видно (рис. 3), что захват водорода в образцы во время их облучения в диапазоне давлений остаточного газа $(1.3-30) \times 10^{-3}$ Па уменьшался, а в диапазоне $(3-4) \times 10^{-2}$ Па водород десорбировался из образца. Предварительные эксперименты показали, что десорбция водорода из оксидного слоя на поверхности циркония происходит при ≈ 400 и ≈ 1000 К, а десорбция из циркония при ≈ 1300 К. Этот результат позволил, сопоставляя спектры ТДС до и после облучений, определить, в каких областях мишени захватывался водород при облучении или откуда водород выходил (рис. 4). Видно, что в диапазоне $(1.3-30) \times 10^{-3}$ Па водород захватывался как в оксидном слое на поверхности, так и в глубине образца. При больших давлениях остаточного газа содержание водорода уменьшалось в глубине циркония. Видно, что атомы и ионы кислорода, появляющиеся в плазме, благодаря ионизации остаточного газа инициировали на поверхности циркония процессы, аналогичные представленным выше.

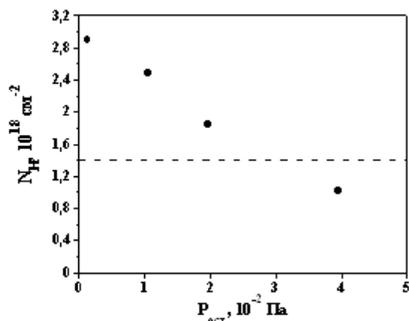


Рис. 3. Зависимость концентрации водорода в облученном Ti от давления остаточного газа (--- — концентрация водорода в необлученном Ti)

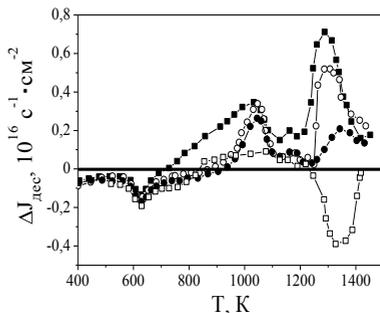


Рис. 4. Разность спектров термодесорбции водорода из циркония до и после облучения ионами аргоновой плазмы при давлении остаточного газа: $1.3 \cdot 10^{-3}$ Па (■), $1.1 \cdot 10^{-2}$ Па (○), $2 \cdot 10^{-2}$ Па (●), $4 \cdot 10^{-2}$ Па (□)

5. Барьерные свойства оксида алюминия на поверхности вольфрама

Изучалось поведение в вольфраме “технологического” водорода и дейтерия, внедрённого в него при облучении в дейтериевой плазме, при осаждении пленки оксида алюминия. В образцы вольфрама внедряли ионы дейтерия. Параметры облучения: $E=300$ эВ/ат, $j=7.3 \times 10^{15}$ см⁻²с⁻¹, $\Phi=2.6 \times 10^{19}$ см⁻², $T=500$ К. Затем формировалось покрытие оксида алюминия на обеих сторонах образца осаждением атомов, распылённых с пластины алюминия в плазме $Ag + n\% O_2$ (n от <1 до 8). Температура образца составляла 450-500 К, толщина покрытия на каждой стороне образца $200 \div 700$ нм.

Видно (Таблица 2), что количество дейтерия в образце при напылении покрытия в плазме с $<1\%$ кислорода, уменьшалось на $\approx 50\%$. При 4% и 8% кислорода в плазме десорбировалось $\approx 90\%$ дейтерия. Потеря “технологического” водорода из вольфрама была примерно такой же.

Схожесть результатов этих экспериментов с результатами экспериментов на других металлах позволяет считать, что на поверхности вольфрама, покрытой слоем оксида алюминия и облучаемой плазмой, содержащей кислород и водород, происходили те же процессы, что и на поверхностях рассмотренных выше металлов.

Таблица 2. Десорбция водорода и дейтерия из образцов после напыления оксида алюминия

Концентрация O_2 в плазме	Десорбция H_2 (ат/см ²)	Десорбция D_2 (ат/см ²)	$(H_{до}-H_{после}) / H_{до}$	$(D_{до}-D_{после}) / D_{до}$
$<1\%$	2.2×10^{17}	1.5×10^{16}	$\approx 13\%$	$\approx 21\%$
4%	5.4×10^{16}	3.2×10^{15}	$\approx 68\%$	$\approx 82\%$
8%	7.1×10^{16}	3.5×10^{15}	$\approx 75\%$	$\approx 83\%$

6. Заключение

Эксперименты позволяют сделать некоторые выводы о транспорте водорода через оксидные поверхностные слои при облучении. Ионы водорода, тормозящиеся в оксидном слое или непосредственно за ним, препятствуют диффузии водорода из глубины к поверхности и его десорбции. В то же время быстрые ионы, внедряющиеся в глубину, не вызывают такой эффект.

Медленные атомы и ионы водорода, облучающие поверхность одновременно с атомами/ионами кислорода, инициируют на поверхности се-

рию экзотермических реакций с оксидным слоем и сорбированным на поверхности водородом. Это активирует образование и десорбцию молекул с участием сорбированных атомов водорода, что, в свою очередь, ускоряет выход водорода из глубины металла. Можно считать, что удаление с поверхности выходящих из объёма атомов водорода являлось основным фактором, определяющим барьерные свойства оксидных поверхностных слоёв.

Список литературы:

- [1]. Airapetov A., Begrambekov L., Bremond S. et al. // J. Nucl. Mat. 2011. V. 415. P. 1042-1045.

O.V. OGORODNIKOVA¹, V. GANN², M. ZIBROV¹,
Yu. GASPARYAN¹, V. EFIMOV¹

¹National Research Nuclear University MEPHI

²National Science Centre "Kharkov Institute of Physics and Technology", Kharkov,
Ukraine

COMPARISON OF DEUTERIUM RETENTION IN TUNGSTEN PRE-DAMAGED WITH ENERGETIC ELECTRONS, SELF-IONS AND NEUTRONS

Due to high melting temperature, low erosion yield and low retention of hydrogen isotopes, tungsten (W) is used as plasma-facing materials in present tokamaks as ASDEX Upgrade (AUG) [1] and JET [2] and selected to be used in future fusion devices as material facing to the plasma [3,4]. In previous works it was shown that pre-irradiation with self-ions [5-8] and with neutrons at high-flux isotope reactor (HFIR) [9,10] significantly increases the deuterium (D) retention in W. In the present work, we investigate the D retention in W in dependence on the pre-irradiation with different species. The objective of this work is to compare the deuterium retention in tungsten pre-damaged with electrons (e), ions and neutrons. Self-ion irradiation was performed at IPP (Garching) with 20 MeV W ions, e-beam irradiation at MEPHI (Moscow) with 3.5 MeV e⁻, and neutron irradiation at Oak Ridge National Laboratory in high-flux isotope reactor (HFIR) [10]. After pre-damaging, specimens were exposed to deuterium plasma in well-defined laboratory conditions.

A comparison of the D concentration in self-ion- and n-irradiated W was done in [7] and is presented in Fig. 1.

From Fig. 1, the correlation coefficient between n- and self-ion irradiations was found to be 0.65 [7]. This means that 1 dpa neutrons corresponds to 0.65 ion-equivalent dpa in relation to the D retention. The conclusion was drawn in [7] that self-ions can be used as a surrogate for a simulation of the D retention in n-irradiated W at low irradiation doses.

Electron irradiation produces damage mainly with primary knock-on energy (PKA) around the displacement threshold energy and therefore creates Frenkel defects. Therefore, e-beam with energy of 3.5 MeV produces cascade-free collisions and isolated vacancies can be created at relatively low irradiation doses. In this case we can compare an increase in the D concentration due to trapping by vacancies with that due to trapping by vacancy clusters produced in collision cascades under self-ion irradiation.

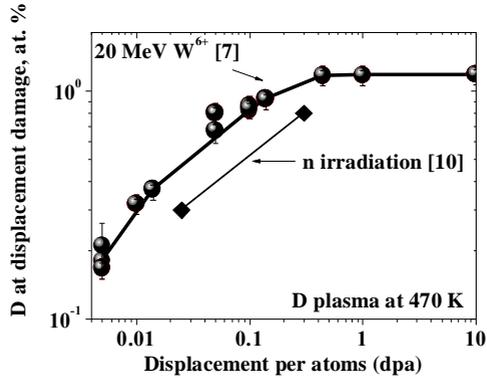


Fig. 1. Comparison of the deuterium concentration at radiation-induced defects in W created by neutron irradiation in the high-flux isotope reactor (HFIR) at Oak Ridge National Laboratory (ORNL) [10] and by irradiation with 20 MeV W^{6+} [7] and subsequently exposed to D plasma at sample temperature of 470 K. Reproducible with permission from [7]

Fig. 2 shows the damage functions for irradiation of W with self-ions, electrons and neutrons in HFIR. Obviously, the damage function of self-ions reproduces better the damage function of neutrons than that of electrons.

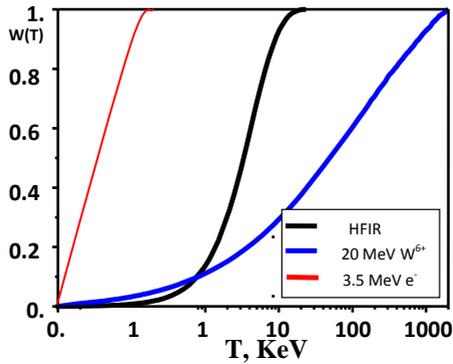


Fig. 2. Fraction of defects produced by PKA events of energies T for W irradiated with self-ions, electrons and neutrons in HFIR

Electron irradiation creates flat damage profile. While irradiation with 20 MeV W ions creates inhomogeneous damage profile up to $\sim 2.5 \mu\text{m}$ with maximum at $\sim 1.3 \mu\text{m}$. The inhomogeneous damage profile complicates the interpretation of the D depth profile data and modelling. According to SRIM calculations, a four-step irradiation with W ions up to 0.45 dpa using energies of 20, 8, 4 and 2 MeV and fluences of 1.4×10^{18} , 3.06×10^{17} , 1.97×10^{17} and $1.38 \times 10^{17} \text{ W/m}^2$, respectively, produces roughly rectangular damage profile. Fig. 3 shows the D depth profile in self-ion (0.45 dpa) and e-irradiated (10^{-5} dpa) W specimens after the plasma exposure at 370 K. No remarkable increase in the D concentration in W was found with electron pre-irradiated W at dose of 10^{-5} dpa. An increase of the D concentration by two orders of magnitude in damaged zone of self-ion pre-irradiated W up to 0.45 dpa was observed.

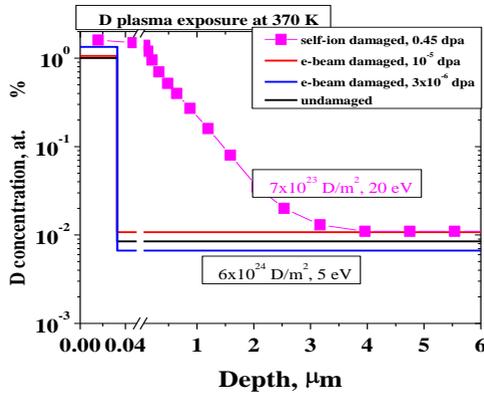


Fig. 3. A comparison of post-mortem depth profiles of deuterium in self-ion and electron pre-implanted W after exposure to deuterium plasma at 370 K. Electron irradiation was done at near room temperature with 3.5 MeV e^- up to a dose of $2.6 \times 10^{22} \text{ e/m}^2$. Four step irradiation using four ion energies of 20, 8, 4 and 2 MeV up to an irradiation dose of $(1.4\text{-}1.6) \times 10^{18} \text{ W/m}^2$ was applied in the case of self-ion irradiation to obtain flat damage profile

The e irradiation dose was not sufficient to produce remarkable damage in W. However, even at such small dose as 10^{-5} dpa, an increase of the D retention at vacancy-related TDS peak was observed. Future work is required to compare the D retention at radiation-induced defects produced in cascade-free and cascade-full conditions.

Acknowledgement

We are grateful to J. Doerner, M. Fußeder and G. Matern for technical assistance in sample preparation and self-ion irradiation.

References:

- [1]. Matthews G. F., et al. // *J. Nucl. Mater.* 2009. V. 390–391. P. 934.
- [2]. Sugiyama K., Mayer M., Herrmann A., et al. // *Phys. Scr.* 2014. V. T149. P. 014043
- [3]. Pitts R. A., Carpentier S., Escourbiac F., et al. // *J. Nucl. Mater.* 2013. V. 438. P. S48.
- [4]. Loarer T., et al. // *J. Nucl. Mater.* 2013. V. 438. P. S108.
- [5]. Ogorodnikova O. V., Tyburska B., Alimov V. Kh., Ertl K. // *J. Nucl. Mater.* 2011. V. 415. P. S661.
- [6]. Ogorodnikova O. V., Sugiyama K. // *J. Nucl. Mater.* 2013. V. 442. P. 518.
- [7]. Ogorodnikova O. V., Gann V. // *J. Nucl. Mater.* 2015. (in press).
- [8]. Gasparian Yu., et al. // *J. Nucl. Mater.* 2015. (in press).
- [9]. Shimada M., Hatano Y., Calderoni P., et al. // *J. Nucl. Mater.* 2011. V. 415. P. S667.
- [10]. Hatano Y., et al. // *Nucl. Fusion.* 2013. V. 53. P. 073006.
- [11]. Stoller R. E., Toloczko M. B., Was G. S., et al. // *Nucl. Instr. & Meth. Phys. Res. B.* 2013. V. 310. P. 75.
- [12]. Standard Practice for Neutron Radiation Damage Simulation by Charge-Particle Irradiation // E521-96. Annual Book of ASTM Standards. Vol. 12.02. American Society for Testing and Materials, Philadelphia, 1996. P. 1.

В.Л. БУХОВЕЦ¹, А.Е. ГОРОДЕЦКИЙ¹, Р.Х. ЗАЛАВУТДИНОВ¹,
А.П. ЗАХАРОВ¹, Е.Е. МУХИН², А.Г. РАЗДОБАРИН²

¹Институт физической химии и электрохимии им. А.Н. Фрумкина РАН, Москва
²Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

ВЛИЯНИЕ МАЛЫХ ПРИМЕСЕЙ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ГАЗОВ НА РАСПЫЛЕНИЕ ВОЛЬФРАМА В НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ДЕЙТЕРИЕВОЙ ПЛАЗМЕ

Распыление и последующее переосаждение контактирующих с плазмой облицовочных материалов (W и Be) будет одной из главных проблем для оптических компонентов (окон и зеркал) систем диагностики плазмы в ИТЕР. Осаждение металлических пленок приводит к ухудшению их характеристик и стабильности работы. Одним из методов удаления загрязнений с оптических поверхностей является создание *in situ* специального чистящего разряда. Как правило, процесс очистки в разряде включает в себя химическое распыление, при котором ионно-индуцированная химическая реакция приводит к образованию слабо связанных с поверхностью, легко десорбирующихся частиц [1]. В смеси водорода (H₂ или его изотопов D₂ и T₂) с небольшими (до 10 %) добавками молекулярных газов, таких как N₂, NH₃, O₂, CH₄, в газоразрядной плазме в значительных количествах образуются протонированные ионы: NH₄⁺, H₃O⁺, CH₅⁺ [2]. Они обладают большей, по сравнению с H₃⁺, массой и повышенной химической активностью, обусловленной слабо связанным протоном.

Целью данной работы было исследование влияния примеси молекулярных газов в низкотемпературной дейтериевой плазме на распыление вольфрама. Эксперименты проводили в проточной установке тлеющего разряда постоянного тока (50 мА) с полым катодом и заземлённым анодом в смесях D₂ / O₂ и D₂ / N₂. Откачка осуществлялась форвакуумным насосом. Фоновый вакуум был не хуже 10⁻² Па. Давление газа устанавливали перед включением разряда, p = 15 Па, диаметр разрядной трубки, d = 0.02 м (p·d = 0.3Па·м). Поток чистого дейтерия составлял 14 мл (н. у.) / мин. По мере увеличения концентрации примеси, вязкость газовой смеси возрастала и, для поддержания давления неизменным, приходилось уменьшать величину суммарного потока. Отношение парциальных потоков газов было равно отношению парциальных давлений. Естественное (неконтролируемое) натекание воздуха в реактор было равно 0.03 % потока чистого дейтерия.

Образцы вольфрама (фольга 0.1 мм W 99.93 вес. %) закрепляли на электроде, на который подавали отрицательное смещение от независимого от основного разряда источника. Величину смещения определяли относительно точки плавающего потенциала по нулевому значению тока на вольтамперной характеристике электрода. Образцы взвешивали до и после экспозиции в плазме. Коэффициент распыления определяли как отношение скорости эрозии ($Me \text{ ат. м}^{-2} \text{ с}^{-1}$) к средней плотности тока на электрод (ион $\text{м}^{-2} \text{ с}^{-1}$).

Ток на электрод при фиксированном отрицательном смещении резко падал с увеличением концентрации примеси до 10 %. Можно предположить, что это связано, в первую очередь, с образованием в плазме значительных концентраций тяжелых ионов. Вместе с тем, примеси могли изменить плазменную плотность и электронную температуру. Коэффициент распыления вольфрама достигал максимума в диапазоне 2–6 % концентрации примеси и превосходил на порядок коэффициент распыления в номинально чистом (чистый газ + натекание воздуха 0.03%) дейтерии. По данным времяпролетной масс-спектрометрии, в случае примеси O_2 , продуктами распыления были оксиды и гидроксиды вольфрама.

Изучение влияния малых примесей N_2 и O_2 на распыление вольфрама в низкотемпературной дейтериевой плазме может представлять самостоятельный интерес в аспекте стойкости вольфрамовых элементов конструкции дивертора.

Список литературы:

- [1]. Kirschner A. // Trans. Fusion Sci. Technol. 2008. V. 53. P. 259.
- [2]. Tanarro I., Herrero V. J. // Plasma Sources Sci. Technol. 2009. V. 18. P. 034007.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВОДОРОДА С ВОЛЬФРАМОМ

Взаимодействие водорода с твердым телом представляет большой интерес с точки зрения разнообразных технологических приложений. В частности, поведение трития в вольфраме активно исследуется применительно к строительству международного токамака-реактора ИТЭР. Результаты экспериментальных исследований часто не могут быть объяснены в рамках существующих представлений. Поэтому требуется теоретическое исследование различных аспектов взаимодействия водорода с вольфрамом, в том числе таких вопросов, как состояние водорода на поверхности и в объеме, в том числе в присутствии дефектов. Активно обсуждаются вопросы кластерообразования, активационных барьеров и энергий связи, возможности захвата нескольких атомов в одну вакансию и другие вопросы. Адекватным методом получения этих данных является квантово-механическое моделирование в приближении теории функционала плотности (DFT). Этому направлению посвящено значительное количество работ [1-4], выполненных разными методами. Для составления достаточно полной картины необходимо выполнение расчетов в рамках одного приближения. Этому и посвящена данная работа.

Метод расчета

Оптимизация конфигураций системы кристалл вольфрама – атомы водорода, расчет структурных и энергетических характеристик, а также структур вольфрама с дефектами проводился в рамках DFT в приближении GGA с обменно-корреляционным функционалом PW91 и псевдопотенциалом. Поиск барьеров перехода (TS) из одной конфигурации в другую осуществлялся методом линейного и квадратичного синхронного транзита (LST/QST).

Межузельный атом водорода

Начальная конфигурация суперячейки вольфрама без дефекта была оптимизирована по конфигурации атомов и её размерам. Удельная энергия связи в таком кристаллите W составляет порядка 8.4 эВ/атом. В равновесном положении межузельный атом водорода находится в центре тетрапоры. Дилатационный объем в результате релаксации атомов вольф-

рама вокруг одиночного атома H составляет -34 \AA^3 . Неожиданным является знак релаксации и относительно большое значение дилатационного объема. Парциальная плотность числа электронных состояний (PDOS) на межузельном атоме водорода зависит от места его расположения. Положение максимума на графике PDOS определяется s-электронами ближайшего атома вольфрама.

Вакансия в вольфраме

После удаления одного атома W суперячейка W оптимизировалась. На рис. 1 представлена изоповерхность электронной плотности на уровне 0.2 в области вакансии. Внутри этой поверхности электронная плотность меньше. Вдали от вакансии электронная плотность везде больше. Линейные размеры области порядка 6 \AA . В результате релаксации атомов вольфрама дилатационный объем вакансии составляет -34 a.e.^3 при значении удельного объема $\omega \cong 110.43 \text{ a.e.}^3/\text{атом}$.

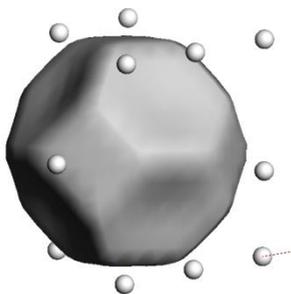


Рис.1. Изоповерхность электронной плотности на уровне 0.2 в области вакансии

Междуузельный атом водорода и вакансия в вольфраме

Одна вакансия может предоставить место нескольким атомам водорода. Взаимодействие вакансии и междуузельного атома водорода рассматривалось для конфигурации, в которой первоначально атом H находится в равновесном положении в ячейке, ближайшей к вакантному узлу. Для входа в полость вакансии ему необходимо преодолеть энергетический барьер, который зависит от числа атомов водорода, находящихся в ней. Аналогично для выхода из вакансионной полости надо преодолеть свой барьер, который также зависит от числа атомов водорода в ней. На рисунке 2 показаны значения барьеров для входа и выхода. Равенство барьеров при определенном количестве атомов водорода внутри определяет дина-

мическое равновесие, которое соответствует максимальному числу k атомов водорода, которое может захватить одиночная вакансия в вольфраме. Из рис. 2 видно, что $k=6$, и это согласуется с выводами, которые можно качественно сделать при рассмотрении рис. 1.

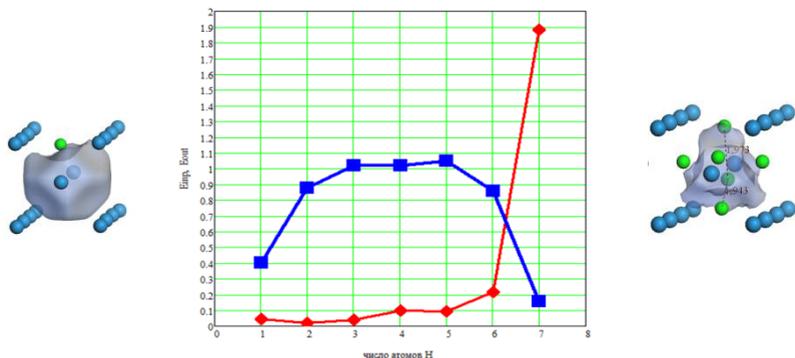


Рис. 2. Значения барьеров для входа и выхода атома водорода

Энергия адсорбции и диффузии атома водорода на поверхности (100) кристаллита вольфрама

При моделировании не наблюдалось явлений реконструкции поверхности [1]. Атом H при перемещении его из вакуума на поверхность адсорбируется с выигрышем по энергии $\epsilon_{\text{ads}} \cong 3$ эВ. Барьера для этого нет.

Минимальная величина энергетического барьера для перехода между двумя ближайшими равновесными состояниями на поверхности составляет $\epsilon_{\text{Sdif}2\text{H}} \cong 0.4$ эВ

Диффузия в объеме и выход на поверхность (100)

Энергетический барьер для перехода между двумя соседними равновесными положениями межузельного атома H вдали от поверхности с учетом релаксации при прохождении «узкого» места составил $\epsilon_{\text{Mdif}} \cong 0.35$ эВ. Барьер, необходимый для выхода на поверхность (100) из первого подповерхностного слоя составил $\epsilon_{\text{out H}} \cong 0.34$ эВ, а барьер для входа с поверхности (100) в первый подповерхностный слой составил $\epsilon_{\text{inp H}} \cong 1.41$ эВ.

Обсуждение

Результаты выполненных расчетов обобщены на рис. 3.

Полученные значения энергий согласуются с рядом экспериментальных данных и результатами ранее опубликованных работ:

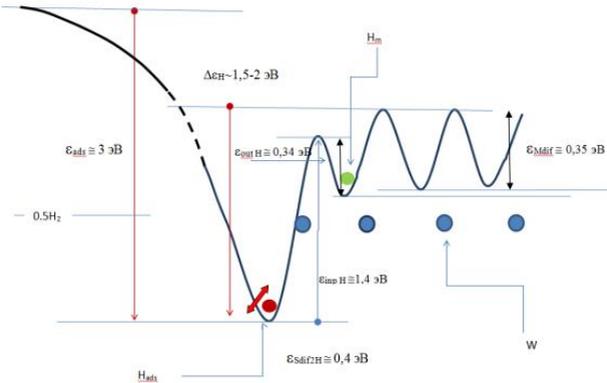


Рис. 3. Энергетическая диаграмма для атома водорода в вольфраме

- для разницы энергий при адсорбции атомарного водорода на (100) вольфрама получено $\epsilon_{\text{ads}} \cong 3 \text{ эВ}$ [1];
- для энергии активации диффузии межузельного атома водорода в объеме вольфрама получено $\epsilon_{\text{Mdif}} \cong 0.35 \text{ эВ}$ [1,2];
- для энергии активации диффузии водорода на поверхности (100) вольфрама получено $\epsilon_{\text{Sdif}2\text{H}} \cong 0.4 \text{ эВ}$ [1].

Количество атомов водорода, которое может захватить вакансия, $n=6$ – соответствует результатам работ [2,4].

Следует подчеркнуть, что при переходе атома водорода из объема вольфрама в адсорбированное состояние выделяется энергия порядка $\Delta\epsilon_{\text{H}} \sim 1.4 \text{ эВ}$, что может менять энергию атома водорода и тепловой баланс вблизи поверхности при ре-адсорбции.

Список литературы:

- [1]. Heinola K., Ahlgren T. // Phys. Rev. B. 2010. V. 81. P. 073409.
- [2]. Johnson D. F., Carter E. A. // J. Mater. Res. 2010. V. 25. No. 2. P. 315.
- [3]. Heinola K., Ahlgren T. // J. Appl. Phys. 2010. V. 107. P. 113531.
- [4]. Heinola K., Ahlgren T., Nordlund K., Keinonen J. // Phys. Rev. B. 2010. V. 82. P. 094102.

Б.И. ХРИПУНОВ¹, В.С. КОЙДАН¹, А.И. РЯЗАНОВ¹, В.М. ГУРЕЕВ,
В.В. ЗАТЕКИН², С.Н. КОРНИЕНКО¹, В.С. КУЛИКАУСКАС²,
С.Т. ЛАТУШКИН¹, А.М. МУКСУНОВ, Е.В. СЕМЕНОВ,
Л.С. ДАНЕЛЯН¹, В.Н. УНЕЖЕВ

¹Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва

²Научно-исследовательский институт ядерной физики, МГУ им. Ломоносова,
Москва

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЛЬФРАМА КАК МАТЕРИАЛА, ОБРАЩЕННОГО К ПЛАЗМЕ ТЯР

Острота проблемы выбора материалов, способных работать в условиях длительного воздействия плазмы и нейтронного облучения в термоядерном реакторе, обусловила повышенный интерес к исследованию вольфрама как кандидатного материала покрытия дивертора термоядерного реактора ИТЭР, а возможно и первой стенки в реакторах следующего поколения. Стационарный характер действия реактора-токамака, основанного на реакции синтеза DT, обуславливает значительный флюенс нейтронов ($\geq 10^{26}$ нейтр./м²), вызывающих в конструкционных материалах накопление радиационных повреждений и, соответственно, деградацию их физических и механических свойств. Возможность синергетического эффекта, связанного с воздействием плазмы и радиационных повреждений на материалы, обращенные к плазме ТЯР, исследована нами на различных материалах.

На первой стадии наших исследований были изучены углеграфитовые материалы, включая композитный материал SEP-NB-31, и было показано ускорение их эрозии в стационарной дейтериевой плазме при наличии в них повреждений на уровне 1-10 сна [1,2]. За последние два года на установках Курчатовского института проведены экспериментальные исследования по применению методов получения радиационных повреждений высокого уровня в вольфраме [3] и изучению его поведения в высоких потоках плазмы, результаты которого приведены в данной работе. Исследование направлено на установление связи наличия в вольфраме радиационных повреждений с результатами плазменного воздействия.

На сегодняшний день нами получены образцы вольфрама, в которых степень радиационного повреждения, оцениваемая в единицах смещений на атом, находится в интервале от 0.1 до 600 сна. Этот интервал покрывает практически весь диапазон значений, соответствующих прогнозам для термоядерного реактора, включая проекты ИТЭР и ДЕМО. Возможность

исследования материалов с радиационным повреждением такого уровня обеспечивается применением для их получения ускоренных тяжелых ионов с энергиями МэВ-ного диапазона. Вольфрам W 99.95 wt% облучался на ускорителе (циклотроне) ионами различного вида - He^{2+} с энергией 3.5-4 МэВ и ионами углерода C^{3+} с энергией 10 МэВ, причем полный поток ионов достигал значений 10^{21} - 10^{23} ион/ м^2 . Выбор таких условий обеспечил получение повреждений в поверхностном слое материала глубиной от 3.5 до 6 мкм и впервые позволил провести непосредственное сравнение результатов облучения различными видами ионов. На рисунке 1 показано расчетное распределение концентрации первичных радиационных дефектов в вольфраме после его облучения ионами углерода C^{3+} с энергией 10 МэВ до флюенса $1 \cdot 10^{21}$ ион/ м^2 . Там же показано распределение поглощенных ионов углерода, ат. %. При максимуме повреждения на глубине 3.5 мкм около 20 сна среднее по слою значение соответствует 4,5 сна.

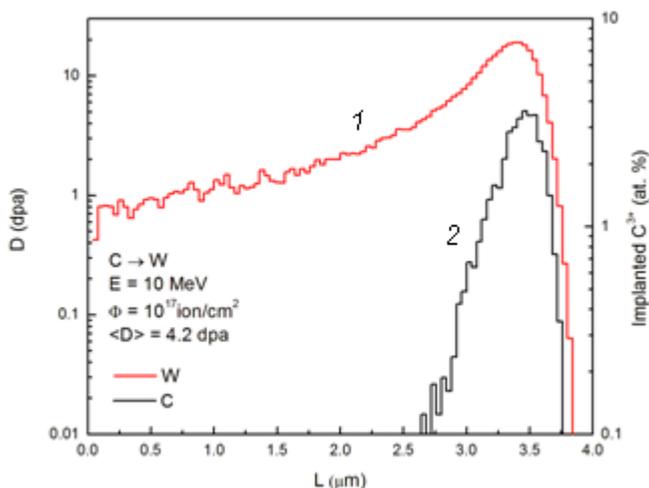


Рис. 1. Расчетное распределение концентрации первичных радиационных дефектов в вольфраме после его облучения ионами углерода C^{3+} с энергией 10 МэВ до флюенса $1 \cdot 10^{21}$ ион/ м^2 : 1) W, 2) C.

Изменения микроструктуры поверхности и поврежденного слоя материала изучались с помощью сканирующего электронного микроскопа

(СЭМ). Обнаружен эффект радиационного распухания вольфрама, который наблюдался как для ионов гелия, так и для ионов углерода по оценке изменения линейного размера с помощью профилометра, и в последнем случае достигал 0.5-0.8 %.

Облученные образцы вольфрама подвергались экспозиции в стационарной дейтериевой плазме на линейной плазменной установке ЛЕНТА, которая используется для моделирования дивертора и пристеночного слоя плазмы токамака. Условия последовательной экспозиции материала в плазме выбирались таким образом, чтобы имело место заметное распыление материала (энергия плазменных ионов дейтерия превышала порог распыления вольфрама, $F=10^{25}-10^{26}$ ион/м²). В таких динамических условиях изучены как эрозия поверхности материала, так и изменение микроструктуры поверхности и поврежденного слоя. На рисунке 2 показана микроструктура поверхностного (поврежденного) слоя вольфрама (C^{3+} , $\Phi = 2 \cdot 10^{17}$ см⁻², $E=10$ МэВ) после его экспозиции в дейтериевой плазме, приведшей к распылению слоя толщиной около 1 мкм (сечение в изломе, толщина поврежденного слоя ~3 мкм).

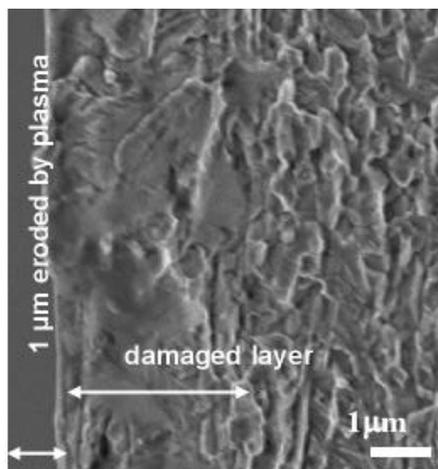


Рис. 2. Микроструктура поверхностного (поврежденного) слоя вольфрама (C^{3+} , $\Phi = 2 \cdot 10^{17}$ см⁻², $E = 10$ МэВ) после его экспозиции в дейтериевой плазме

Проводился также анализ накопления изотопов водорода в исследуемом материале. Методом регистрации ядер отдачи была измерена концен-

трация дейтерия в поврежденном вольфраме после экспозиции в дейтериевой плазме. Было обнаружено значительное возрастание захвата дейтерия в поврежденной структуре вольфрама (на порядок величины, до 20 ат. %) на глубине максимального повреждения материала.

В образцах, облученных ионами гелия, было также определено количество и профиль концентрации имплантированного гелия. Для анализа имплантированного гелия был применен метод упругого обратного ядерного рассеяния. Накопление гелия было зарегистрировано в слое глубиной до 6 мкм, что соответствует расчетному профилю распределения гелия.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, проекты №№ 11-08- 01093-а, 13-08-00692-а.

Список литературы:

- [1]. Khripunov B. I., et al. // J. Nucl. Mat. 2009. V. 390-391. P. 921-924.
- [2]. Ryazanov A. I., et al. // Fus. Sci. & Technol. 2012. V. 61. No. 2. P. 107-117.
- [3]. Koidan V. S., et al. // IAEA FEC-2. 2014. MPT-P7-37. SPb.

К.М. ГУТОРОВ, И.В. ВИЗГАЛОВ, Ф.С. ПОДОЛЯКО, И.А. СОРОКИН
Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

ОСАЖДЕНИЕ ПЛЕНОК И ИХ УДАЛЕНИЕ В ЩЕЛЯХ И ЗАТЕНЕННЫХ ОТ ПЛАЗМЫ ОБЛАСТЯХ В ПРИСУТСТВИИ ВЧ-ПОЛЕЙ

Осаждение примесей внутри камеры термоядерной установки нежелательно по нескольким причинам: это изменение свойств поверхности при напылении на нее пленок, эрозия осажденных слоев с образованием пыли, повышенный захват изотопов водорода в осажденных слоях. Часто наблюдается осаждение примесей в щелях и теневых областях первой стенки, в том числе под элементами облицовки, в технологических зазорах и т.д. Такие примеси очень сложно определять и анализировать, также затруднена и очистка подобных участков. Стимулировать повышенное накопление примесей может присутствие ВЧ полей, появляющихся в результате особенностей протекания токов в плазме [1] или генерируемых антеннами для нагрева плазмы, используемыми во многих токамаках [2, 3].

На текущий момент предлагаются различные методики очистки стенки от осажденных слоев, в том числе и специальные «чистящие» разряды внутри камеры с напуском кислорода. Как правило, речь идет о тлеющем разряде или ВЧ-разряде, особое внимание уделяется именно возможности очистки осажденных в щелях слоев. Например, в [4] обсуждается возможность использования, и прорабатываются сценарии очистки стенок ИЦР разрядом в крупных токамаках (JET, TEXTOR, TORE SUPRA, ASDEX Upgrade), при этом также в плазме будут присутствовать ВЧ-поля, уровень которых вблизи антенны порядка 10 кВ/м. В [5] обсуждается использование тлеющего разряда в кислороде для ASDEX Upgrade. Такие методы наиболее эффективны при образовании летучих соединений примесей, а именно для удаления углеводородных отложений.

Хотя есть тенденция применения полностью металлических стенок (ITER, JET), остается еще большое число установок с материалами на основе углерода и вопрос о материале стенок для будущих энергетических установок остается открытым. Поэтому эксперименты с углеродными материалами остаются актуальными.

Изучение осаждения примесей в щелях и затененных от плазмы областях и возможности их очистки проводилось в линейном симуляторе с пучково-плазменным разрядом ПР-2. Была подготовлена сборка, пред-

ставляющая собой набор медных пластин и прокладок, формирующих щели пяти различных длин 0.5-1-1.5-2-2.5 см при одинаковой толщине 0.3 мм и ширине 1 см. Размеры щелей выбирались исходя из характерных зазоров вольфрамовых сборок дивертора ИТЭР, разборная конструкция позволяет исследовать внутреннюю поверхность щелей. Один участок сборки был открыт для облучения плазмой, другой был заэкранирован от плазмы медной фольгой (рис. 1).

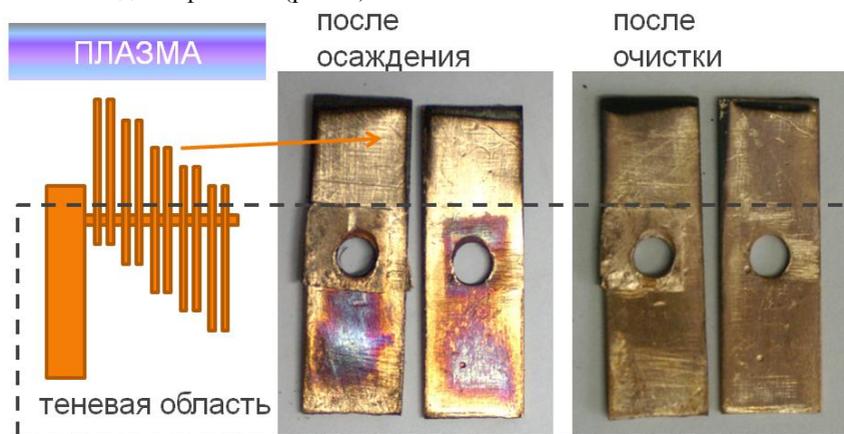


Рис. 1. Схема эксперимента и фотографии образующих щель пластин после осаждения пленки и ее очистки

Сборка вводилась в периферийную область разряда установки ПР-2. Вместе со сборкой на одном вводе размещался образец графита, который вводился непосредственно в плазменный шнур разряда так, что происходило его интенсивное испарение и распыление. Для осаждения использовался разряд именно в водороде, что соответствует условиям ТЯР и учитывает возможные химические процессы (образование углеводородов, химическое распыление, образование гидридов). Разряд зажигался в режиме с генерацией высокочастотных сильнооточных колебаний, что обеспечивало присутствие ВЧ полей в области сборки. Величина индукции переменного магнитного поля в области сборки предварительно измерялась с помощью магнитных зондов и составила порядка 170 Гс, что соответствует напряженности электрического поля порядка 15 кВ/м.

По завершении осаждения сборка с щелями была извлечена из установки для проведения детального анализа осажденных слоев. Хорошо заметны общие закономерности в распределении осажденных слоев, что

иллюстрируется на примере одной из щелей (рис. 1). В верхней, открытой к плазме части, запылилась поверхность, подверженная прямому попаданию углерода с распыляемого графитового образца, а области внутри щелей практически чистые. Совершенно другая картина в затененной области – вся поверхность покрыта углеводородной пленкой различной толщины, максимум осаждения приходится на центральную часть щели и область прокладки-разделителя, где зазор составляет несколько микрометров.

Был проведен анализ поверхности образцов с использованием сканирующего электронного микроскопа и анализ состава поверхности образцов с использованием рентгеноструктурного микроанализа. Данные по составу характерных участков поверхности пленки представлены в таблице 1. Расчет толщины пленки на основе анализа поверхности хорошо согласуется с прямыми измерениями толщины отслоившихся участков пленки.

Таблица 1. Данные по составу характерных участков поверхности

Участок	Cu, %	C, %	O, %	Al, %
«Чистая поверхность»	72.08	22.59	5.10	0.23
«Толстая пленка»	5.53	92.54	1.73	0.21
«Тонкая пленка»	36.01	60.56	3.41	0.02

Содержание водорода в пленках напрямую этим методом не определяется, но оценить его позволяют широко известные данные по углеводородным пленкам [6]. Структура пленок различна: «толстая пленка» рыхлая и слабо структурирована, соответствует высокому потоку испаренных атомов С и содержит мало водорода, области «чистой поверхности» и «тонкой пленки» соответствуют осаждению углеводородов в щелях и образованию твердых углеводородных пленок с соотношением Н/С = 0.5-0.7.

После анализа пластины были собраны обратно в сборку и помещены для очистки в установку ПР-2. Очистка проводилась в режиме автоколебательного разряда в атмосфере кислорода в течение 2 часов. По окончании очистки сборка была извлечена из установки и проведен повторный анализ пленок в щелях по уже описанной методике. Хорошо заметно, что щели очистились от пленок (рис.1), толщина осажденных на открытых участках примесей также значительно снизилась.

По данным анализа состава поверхности была также оценена толщина пленок после очистки, результаты представлены в таблице 2. Достигнуты

очень хорошие результаты по очистке пленок в щелях, в том числе и в затененных от плазмы областях, толщина пленок снижена в 3-7 раз. Такой результат позволяет рекомендовать метод очистки в разряде в кислороде с присутствием ВЧ полей у стенки для очистки затененных областей.

Таблица 2. Данные по толщине пленок до и после очистки

Участок	Толщина до очистки, мкм	Толщина после очистки, мкм
«Чистая поверхность»	0.65	0.2
«Толстая пленка»	2.1	0.35
«Тонкая пленка»	1.5	0.2

Присутствие высокочастотных полей обуславливает возможность усиления процессов развала молекул и ионизации в щелях и теневых областях сборки, играя ключевую роль в осаждении и очистке. Присутствие ВЧ полей способствует накоплению углеводородных пленок в щелях в затененных от плазмы областях стенки, но и в той же мере способствует очистке таких пленок при разряде в атмосфере кислорода. Экспериментально показано, что за 2 часа облучения можно считать до 1,7 мкм пленки. Толщина оставшихся пленок составляет порядка 0,2 мкм.

Список литературы:

- [1]. Vizgalov I. V., Pisarev A. A., Gutorov K. M. // J. Nucl. Mat. 2007. V. 363–365. P. 966–971.
- [2]. Бужинский О. И., Барсук В. А., Кован И. А., Отрощенко В. Г. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2003. В. 2. С. 67–73.
- [3]. Wukitch S. J., Lipschultz B., Marmar E., et al. // J. Nucl. Mat. 2007. V. 363–365. No. 1-3. P. 491–497.
- [4]. Lysoivan A., Koch R., Douai D., et al. // J. Nucl. Mat. 2011. V. 415. S1029–S1032.
- [5]. Hopf C., Rohde V., Jacob W., et al. // J. Nucl. Mat. 2007. V. 363–365. P. 882–887.
- [6]. Кислов А. Я., Сковорода А. А., Спицын А. В. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2010. В. 2. С. 19 – 32.

СОДЕРЖАНИЕ

ПРОГРАММА КОНФЕРЕНЦИИ	3
В.А. КУРНАЕВ Обзор данных по взаимодействию плазмы с материалами для термоядерных исследований и технологий в Российской Федерации	8
С.В. МИРНОВ Эволюция концепции стационарного токамака	12
С.И. КРАШЕНИННИКОВ, Р.Д. СМОРНОВ He cluster dynamics in tungsten in the presence of cluster induced formation of He traps	16
Е.Д. МАРЕНКОВ, С.И. КРАШЕНИННИКОВ Испарение пылинок с большим атомным номером в пристеночной плазме токамака	20
С.А. КРАТ, Ю.М. ГАСПАРЯН, А.А. ПИСАРЕВ, М. МАУЕР, G. DE SAINT- AUBIN, I. ВУКОВ, Р. СОАД, J. LIKONEN, W. VAN RENTERGHEM, С. RUSEТ, А. WIDDOWSON, УЧАСТНИКИ JET-EFDA Эрозия и осаждение в диверторе JET в период экспериментальной кам- пании 2011-2012	23
А.А. АЙРАПЕТОВ, Л.Б. БЕГРАМБЕКОВ, А.Н. ВОЙТЮК, Удаление перенасыщенных бор-углеродных слоев	26
А.Н. ЩЕРБАК, С.В. МИРНОВ, В.Б. ЛАЗАРЕВ, Н.Т. ДЖИГАЙЛО, А.М. БЕЛОВ, А.В. ВЕРТКОВ, М.Ю. ЖАРКОВ, С.И. КРАВЧУК, И.Е. ЛЮБЛИНСКИЙ Экспериментальные исследования переноса лития в тени продольного и вертикального литиевых лимитеров на токамаке T-11M	30
А.А. ПШЕНОВ, А.А. ЕКСАЕВА, Е.Д. МАРЕНКОВ, С.И. КРАШЕНИННИКОВ Моделирование экранирования поверхностей обращенных к плазме материалов под воздействием экстремальных потоков энергии	33
Д.Н. СИНЕЛЬНИКОВ, В.А. КУРНАЕВ, Н.В. МАМЕДОВ Модификация наноструктурированной поверхности вольфрама при об- лучении ионным пучком	37
Н.П. БОБЫРЬ, В.Х. АЛИМОВ, Б.И. ХРИПУНОВ, А.В. СПИЦЫН, А.В. ГОЛУБЕВА, М. МАЙЕР Влияние гелиевой примеси на обмен изотопов водорода в вольфраме при последовательном облучении дейтериевой и протий-гелиевой плазмой	41
А.Е. ЕВСИН, Л.Б. БЕГРАМБЕКОВ, А.С. КАПЛЕВСКИЙ Влияние облучения атомами дейтерия на транспорт изотопов водорода сквозь поверхностный оксидный слой циркония	44

М.С. ЗИБРОВ, Ю.М. ГАСПАРЯН, С.А. РЯБЦЕВ, А.С. ШУБИНА, А.А. ПИСАРЕВ	48
Термодесорбция дейтерия из точечных дефектов в вольфраме	
А.С. ПОПКОВ, С.А. КРАТ, Ю.М. ГАСПАРЯН, А.А. ПИСАРЕВ	52
Изучения взаимодействия литий-дейтериевых пленок с атмосферными газами	
Д.А. ТРУФАНОВ, Е.Д. МАРЕНКОВ, С.И. КРАШЕНИННИКОВ	56
Роль диффузии адатомов вольфрама в росте вольфрамового пуха	
В.С. ЕФИМОВ, Ю.М. ГАСПАРЯН, А.А. ПИСАРЕВ, И.Б. КУПРИЯНОВ	59
Исследование накопления дейтерия в бериллии при облучении мощными импульсными потоками плазмы	
Ю.В. БОРИСЮК, А.А. ПИСАРЕВ, Г.В. ХОДАЧЕНКО, Н.М. ОРЕШНИКОВА, А.В. ТУМАРКИН, М.М. БЕРДНИКОВА	63
Азотирование титанового сплава ВТ-23 в аномальном тлеющем разряде	
И.Е. БОРОДКИНА, И.В. ЦВЕТКОВ	68
Расчет динамики заряженных частиц в пристеночном слое и распыления обращенных к плазме поверхностей	
А.В. ВЕРТКОВ, И.Е. ЛЮБЛИНСКИЙ, М.Ю. ЖАРКОВ, С.В. МИРНОВ, В.Б. ЛАЗАРЕВ, А.Н. ЩЕРБАК	72
Разработка лимитеров на основе литиевых КПС для реализации концепции замкнутого литиевого цикла в токамаке	
Ю.В. МАРТЫНЕНКО	76
Эрозия металла при воздействии плазменных потоков, характерных для переходных режимов ИТЭР	
В.Ю. ЦЫБЕНКО, И.М. ПОЗНЯК, В.М. САФРОНОВ	80
Исследование движения расплавленного металлического слоя в условиях, характерных для переходных плазменных процессов в ИТЭР	
Л.Б. БЕГРАМБЕКОВ, С.В. ВЕРГАЗОВ, О.А. ДВОЙЧЕНКОВА, А.Е. ЕВСИН, А.С. КАПЛЕВСКИЙ, Я.А. САДОВСКИЙ	82
Транспорт водорода через оксидированную поверхность металлов при облучении атомами и ионном облучении	
О.В. ОГОРОДНИКОВА, В. ГАНН, М.С. ЗИБРОВ, Ю.М. ГАСПАРЯН, В.С. ЕФИМОВ	88
Сравнение накопления дейтерия в W, предварительно поврежденном электронами, ионами вольфрама и нейтронами	
В.Л. БУХОВЕЦ, А.Е. ГОРОДЕЦКИЙ, Р.Х. ЗАЛАВУТДИНОВ, А.П. ЗАХАРОВ, Е.Е. МУХИН, А.Г. РАЗДОБАРИН	92
Влияние малых примесей молекулярных газов на распыление вольфрама в низкотемпературной дейтериевой плазме	

Н.Н. ДЕГТЯРЕНКО, А.А. ПИСАРЕВ

Моделирование взаимодействия водорода с вольфрамом

94

Б.И. ХРИПУНОВ, В.С. КОЙДАН, А.И. РЯЗАНОВ, В.М. ГУРЕЕВ,
В.В. ЗАТЕКИН, С.Н. КОРНИЕНКО, В.С. КУЛИКАУСКАС,
С.Т. ЛАТУШКИН, А.М. МУКСУНОВ, Е.В. СЕМЕНОВ,
Л.С. ДАНЕЛЯН, В.Н. УНЕЖЕВ

Исследование вольфрама как материала, обращенного к плазме ТЯР

98

К.М. ГУТОРОВ, И.В. ВИЗГАЛОВ, Ф.С. ПОДОЛЯКО, И.А. СОРОКИН

Осаждение пленок и их удаление в щелях и затененных от плазмы областях в присутствии ВЧ-полей

102

**МАТЕРИАЛЫ
XVIII КОНФЕРЕНЦИИ**

**ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ
ПЛАЗМЫ С ПОВЕРХНОСТЬЮ**

Москва, НИЯУ МИФИ, 5-6 февраля 2015 г.