





ХХ КОНФЕРЕНЦИЯ

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ С ПОВЕРХНОСТЬЮ

Москва, НИЯУ МИФИ, 26-27 января 2017 г.

Сборник научных трудов

Москва 2017 Министерство образования и науки РФ Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

> МАТЕРИАЛЫ XX КОНФЕРЕНЦИИ

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ С ПОВЕРХНОСТЬЮ

Москва, НИЯУ МИФИ, 26-27 января 2017 г.

Москва 2017

ББК 22.333 УДК 533.9 (06) В 40

Материалы XX конференции «Взаимодействие плазмы с поверхностью». Москва, 26-27 января 2017 г. М.: НИЯУ МИФИ, 2017 г., 83 с.

Сборник содержит материалы, представленные в виде устных докладов на проводимой в НИЯУ МИФИ традиционной 20-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:

Ю.М. Гаспарян, В.А. Курнаев, А.С. Шубина Д.Н. Синельников

ISBN 978-5-7262-2337-7

20 конференция

«ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ С ПОВЕРХНОСТЬЮ»

Заседание №1

Четверг, 26 января

<u>начало в 14.00</u>

рг, 26 января начало в Аудитория 103, корп. 33 (кафедра физики плазмы)

Председатель – профессор Беграмбеков Л.Б.

14.00 – 14.10	Открытие конференции						
14.10 -	\square . Н. СИНЕЛЬНИКОВ ¹ , D. HWANGBO ² , S. KAJITA ³ , N. OHNO ² , \square .						
14.25	рулгадаеяп, в.а. курпаев, д.в. колодко ¹ Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»						
	² Graduate School of Engineering, Nagoya University, Japan						
	Institute of Materials and Systems for Sustainability, Nagoya University, Japan						
	Вакуумный пробой с вольфрамовых катодов, покрытых нанопу-						
	ХОМ						
14.25 –	А. ЕКСАЕВА, Д. БОРОДИН, А. КРЕТЕР, Д. НИШИДЖИМА,						
14.30	А. ПОСПИСЧИК, Т. ШЛАММЕР, С. ЭРТМЕР, Е. МАРЕНКОВ,						
	Рациональный исслеоовательский яберный университет «мифи» ² Научно-исследовательский центр Юлих. Германия						
	Моделирование экспериментов по распылению хрома на уста-						
	новке PSI-2 в коде ERO						
14.40 -	И.А. СОРОКИН, А.А. ЕКСАЕВА, Е.Д. МАРЕНКОВ, К.М. ГУТОРОВ						
14.55	Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»						
	Угловые распределения атомов вольфрама, распыленных в						
	условиях диверторной плазмы токамака ITER						
14.55 – 15 10	И.Е. БАРЫШНИКОВА, Л.Б. БЕГРАМБЕКОВ, С.С. ДОВГАНЮК, А.Е. ЕВСИН. А.С. КАПЛЕВСКИЙ						
10.10	Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»						
	Транспорт водорода между металлом и поверхностным барьер-						
	ным слоем в процессе ионной бомбардировки						
15.10 –	А.С. ПРИШВИЦЫН ¹ , В.Б. ЛАЗАРЕВ ² , А.С. ДЖУРИК ² , С.В. МИРНОВ ²						
15.25	¹ Национальный исследовательский университет «МИФИ», Москва						
	² АО «ГНЦ РФ ТРИНТИ», Троицк, Москва						
	Создание методики определения эффективности захвата лития						
	мишенью по интенсивности свечения неитрального лития на						
45.05							
15.25 -	А.С. ГРЯЗЕВ, В.П. АФАНАСБЕВ, Д.С. ЕФРЕМЕНКО, П.С. КАПЛЯ,						
15.40							
	Гациональный исслеообанельский униберсинени «МОИ», МОСКВА Рентгеновские фотоэлектронные спектры вольфрама, опреде-						
	пение дифференциальных сечений неупругого рассеяния элек-						
	тронов в вольфраме						

15.40 –	А.Г. ПОСКАКАЛОВ ¹ , Н.С. КЛИМОВ ^{1,2} , Ю.М. ГАСПАРЯН ¹ ,						
15.55	О.В. ОГОРОДНИКОВА ¹ , В.А. БАРСУК ² , В.С. ЕФИМОВ ¹ ,						
	Н.А. ДАНИЛИНА ²						
	¹ Национальный исследовательский университет «МИФИ», Москва						
	² АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», Троицк, Москва						
	Влияние импульсных плазменных потоков дейтериевой и гелие-						
	вой плазмы на структуру поверхностного слоя вольфрама при						
	тепловых нагрузках, характерных для переходных плазменных						
	процессов в ИТЭР						
15.55 -	Герерыв на кофе						
16.15							
16.15 –	Г.С. БОЧАРОВ, А.В. ЕЛЕЦКИЙ						
16.30	Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва,						
	ΡΦ						
	Термодинамика термического восстановления оксида графена						
	при высоких температурах						
16.30 –	Я.А. ВАСИНА ¹ , Ю.М. ГАСПАРЯН ¹ , С.В. МИРНОВ ² , А.Н. ЩЕРБАК ²						
16.45	¹ Национальный исследовательский университет «МИФИ», Москва						
	² АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», Троицк, Москва						
	Исследование периферии плазмы токамака Т-11М с помощью						
	электрического зонда Маха						
16.45 –	А.Б. ЛЯШЕНКО ¹ , Е.Д. МАРЕНКОВ ¹ , Ю. ПОЛВИ ² , Э. САФИ ² ,						
17.00	К. НОРДЛУНД ^{1,2} , Ф. ДЖУРАБЕКОВА ^{1,2}						
	¹ Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»,						
	Москва						
	² University of Helsinki, Finland						
	Численное моделирование распыления вольфрама азотом						
17.00 -	В.С. ЕФИМОВ, А.С. ШУБИНА, М. ЗИБРОВ "2, Ю.М. ГАСПАРЯН, А.А.						
17.15	INCAPEB', I. SCHWARZ-SELINGER						
	Национальныи исследовательскии университет «МИФИ», Москва						
	² Max Planck Institute for Plasma Physics, Garching, Germany						
	Десорбция гелия из радиационных дефектов в вольфраме						
17.15 -	Д.Г. БУЛГАДАРЯН, В.А. КУРНАЕВ, Д.Н. СИНЕЛЬНИКОВ,						
17.30	Н.Е. ЕФИМОВ						
	Национальный исследовательский университет «МИФИ», Москва						
	Отражение ионов водорода от многослойных мишеней						
17.30 –	В.В. ЕРМАКОВ ^{1,2} , Д. ТРУФАНОВ ² , О.Л. ВАЙСБЕРГ ¹						
17.45	Институт космических исследований РАН						
	 Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» 						
	Компьютерное моделирование распыления лунной поверхности						
	для космического эксперимента Луна-Ресурс						

Заседание №2

Пятница, 27 января начало в 10.00 Аудитория Актовый зал

Председатель – профессор КУРНАЕВ В.А.

10.10 -	В.Ю. СЕРГЕЕВ						
10.40	Санкт-Петербургский политехнический университет Петра						
	Великого						
	Концепция дивертора и первой стенки термоядерного источника						
	нейтронов						
10.40 -	Л.Н.ХИМЧЕНКО ¹ , В.П.БУДАЕВ ² , С.А.ГРАШИН ² , А.В.КАРПОВ ² ,						
11.10	Д.В.САРЫЧЕВ ² , Р.СОЛОМАТИН ²						
	¹ ЧУ «ИТЭР-Центр», Россия, Москва						
	² НИЦ «Курчатовский институт»						
	Неамбиполярный вынос энергии на внутреннюю часть кругово-						
	го лимитера Т-10 и возможное использование этого явления в						
	ИТЭР						
11.10 –	М.Ю. ЖАРКОВ ¹ , А.В. ВЕРТКОВ ¹ , И.Е. ЛЮБЛИНСКИЙ ¹ ,						
11.30							
	'АО «Красная звезда», Москва, РФ						
	² НИЦ «Курчатовский институт», Москва, РФ						
	°АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», Москва						
	Устройства для сбора лития в вакуумной камере токамаков Т-						
	11М и Т-10						
11.30. –							
11.50	P.A. TIMITC*, B.M. CAOPOHOB*, J.B. KOBAJIEHKO*,						
	Пут неорганических материалов имени академика А.А. Бочвара»,						
	³ UV «ИТЭР-Центр» Россия Москез						
	⁵ Международная Организация ИТЭР Франция Кадараци						
иежоунарооная Организация и Гог, Франция, Каоараш							
	потока плазмы КСПУ-Ве с параметрами, характерными для ЭЛМ-						
	событий в ИТЭР						
11.50 -	Перерыв на кофе						
12.10							
12.10 -	Л.Б. БЕГРАМБЕКОВ						
12.30	Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ"						
	Особенности явлений на поверхностях, облучаемых ионными						
	потоками большой плотности мощности						
12.30 -	А.Н. ЩЕРБАК ¹ , С.В. МИРНОВ ^{1,2} , Я.А. ВАСИНА ² , Н.С. МАХОВ ² , И.Е.						
12.50	ЛЮБЛИНСКИЙ ^{2,3} , А.В. ВЕРТКОВ ³ , М.Ю ЖАРКОВ ³						
	¹ АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», Троицк, Москва						
	² Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва						

	³ АО «Красная звезда», Москва, РФ						
	Исследование зависимости сбора лития и водорода коллектор-						
	ной мишенью от температуры поверхности мишени в системе						
	эмиттер-коллектор на токамаке Т-11М						
12.50 -	В.П. БУДАЕВ						
13.10	НИП «Курчатовский институт» Москва РФ						
	Стохастическая кластеризация поверхности материалов при						
	действии мощных потоков высокотемпературной плазмы						
13.10-	А.А. ПШЕНОВ ^{1,2} . А.С. КУКУШКИН ^{1,2}						
13.30	¹ Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»						
	² НИЦ «Куруатовский институт» Москва						
	Моделирование транспорта лития и его влияния на параметры						
	периферийной плазмы токамака Т-15 при инжекции пития						
13.30 -	Перерыв на обел						
14.30							
14.30 -	Ю.В. МАРТЫНЕНКО						
14.50	НИЦ «Курчатовский институт». Москва						
	Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»						
	Капиллярно-пористые электроды для МГД генератора						
14.50 -	O.V. OGORODNIKOVA ¹ , C. RUSET ² , D. DELLASEGA ^{3,4} , A. PEZZOLI ³ ,						
15.10	M PASSONI ^{3,4} K SUGIYAMA ⁵ Yu GASPARYAN ¹ V FFIMOV ¹ M						
	BALDEN ⁵ , G. MATERN ⁵ , F. KOCH ⁵						
	¹ Национальный исследовательский ядерный университет «МИ-						
	ФИ»						
	² National Institute for Laser, Magurele-Rucharest, Romania						
	³ Dipartimento di Energia, Politecnico di Milano – Milano (Italv).						
	⁴ Istituto di Fisica del Plasma, CNR, Milan (Italv)						
	⁵ Max-Planck-Institut für Plasmaphysik. Garching. Germany						
	Deuterium retention in dense and disordered nanostructured tung-						
	sten coatings						
15.10 –	С.А.КРАТ ^{1,2} , М. МАЙЕР ² , А. ВИДДОУСОН ³ ,Ю.М.ГАСПАРЯН ¹ ,						
15.30	A.A. ПИСАРЕВ ¹						
	¹ Национальный исследовательский ядерный университет «МИ-						
	ФИ», Москва, Рос-сия						
	² Институт физики плазмы Макса Планка, Гархинг, Германия						
	³ Научный центр Кулхама. Абингтон. Оксфордшир. Великобритания						
	Эрозия и осаждение в диверторе токамака ЈЕТ во второй ИТЭР-						
	подобной кампании						
15.30 –	М.М. ЦВЕНТУХ						
15.50	Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва						
	Параметры плазмы взрывоэмиссионных ячеек катодного пятна						
	вакуумного разряда в модели электрического взрыва жидкоме-						
	таллических струй						
15.50 -	Н.Н. ДЕГТЯРЕНКО, А.А. ПИСАРЕВ						
16.10	Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»						
	Моделирование адсорбированного водорода на поверхности						
	вольфрама						

16.10 –	А.В. МАРКИН							
16.30	Институт физической химии и электрохимии им. А.Н. Фрумкина							
	РАН, Москва							
	Захват и термодесорбция дейтерия в пленках алюминия, полу-							
	ченных методами магнетронного распыления и термического							
	испарения							
16.30 -	V.Kh. ALIMOV ^{1,2,3} , Y. HATANO ³ , M. BALDEN ⁴ , M. OYAIZU ⁵ , K. ISOBE ⁵ ,							
16.45	H. NAKAMURA⁵, T. HAYASHI⁵							
	¹ Институт физической химии и электрохимии имени А.Н. Фрум							
	на РАН, Москва, Россия							
	² Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»							
	³ Hydrogen Isotope Research Center, University of Toyama, Japan							
	⁴ Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching, Germany							
	⁵ National Institutes for Quantum and Radiological Science and Technolo-							
	gy (QST), Rokkasho, Japan							
Surface modification and sputtering erosion of iron exposed t								
	energy, high flux deuterium plasmas seeded with metal species							
16.45 –	Дискуссия							
17.00								
17.00	Welcome together (103, корп. 33, кафедра физики плазмы, надо оде-							
	ваться)							

Д.Н. СИНЕЛЬНИКОВ¹, D. HWANGBO², S. КАЛТА³, N. OHNO², Д.Г. БУЛГАДАРЯН¹, В.А. КУРНАЕВ¹, Д.В. КОЛОДКО¹

¹Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» ²Graduate School of Engineering, Nagoya University, Nagoya 464-0803, Japan ³Institute of Materials and Systems for Sustainability, Nagoya University, Nagoya 464-8603, Japan

ВАКУУМНЫЙ ПРОБОЙ С ВОЛЬФРАМОВЫХ КАТОДОВ, ПОКРЫТЫХ НАНОПУХОМ

Униполярные дуги – негативное явление, возникающее между плазмой и первой стенкой в современных термоядерных установках. Инициация дуги зависит как от параметров плазмы, так и от свойств обращенной к плазме поверхности и зависит от напряженности электрического поля между ними. В данной работе проводилось исследование роли поверхности в этом явлении. Была использована установка для измерения предпробойных токов при контролируемых электрических полях. В настоящее время вольфрамовый нанопух, образующийся при взаимодействии плотной гелиевой плазмы с горячей поверхностью, является наиболее потенциально опасным обращенным к плазме материалом по вероятности зажигания дуг, и поэтому он был использован в качестве катода в данной работе. Поскольку вольфрамовый нанопух может окисляться при выносе на атмосферу в процессе переноса из линейного симулятора NAGDIS II, где он создавался, в установку для измерения предпробойных токов, эксперимент проводился без контакта образца с атмосферой.

Для проведения такого эксперимента использовалась установка, схема которой приведена на рис.1. Основной ее частью является вакуумный диод, катодом которого служили образцы нанопуха. Вакуумный диод позволяет проводить сравнение эмиссионных токов и напряжений пробоя для различных наноструктурированных поверхностей, выращенных на подложках одинаковой толщины, без изменения ширины вакуумного диода. Ширина вакуумного диода могла устанавливаться от 0,15 мм, что позволяло работать с напряженностями электрических полей до 80 кВ/мм, используя регулируемый источник высокого напряжения до 12,5 кВ и с максимальным током до 2 мА. Сферическая форма анода была использована для достижения параллельности между электродами, что сложно достижимо при плоской геометрии на малых межэлектродных промежутках. Рабочее давление установки составляло (3-5) 10⁻⁷Торр для предотвращения развития вторичных процессов в промежутке. Электрическая схема, как показано на рисунке 1, состояла из источника высокого напряжения 3 отрицательной полярности, осциллографа, подключенного параллельно с

измерительным сопротивлением (2 Ома) 5 и токоограничивающего сопротивления 4 для ограничения тока 300 мкА в случае пробоя. Для доставки и установки образца в вакуумный диод из линейного симулятора без контакта с атмосферой использовался линейный манипулятор в комбинации с пролетным шибером.



Рис. 1. Принципиальная схема установки для измерения предпробойных токов (1катод (вольфрамовый нанопух), 2-анод, 3-источник высокого напряжения, 4токоограничивающее сопротивление (25 МОм), 5-осциллограф с измерительным сопротивлением)

Типичная осциллограмма пробоя приведена сплошной линией на рис. 2. Максимальный ток на ней на короткий промежуток времени составил несколько десятков ампер, что характерно для дугового разряда. Длительность пробоя составила 30-40 нс и не зависела от напряжения пробоя. Напряженность электрического поля при пробое имела достаточно большой разброс для повторных экспериментов в диапазоне 30-50 кВ/мм. Источником столь высокого тока при пробое могла быть емкость вакуумного диода. Интегрированием по времени осциллограммы пробоя был вычислен полный заряд, протекший через диод в процессе пробоя. Зависимость полного заряда от напряжения пробоя для 8 различных случайных напряжений пробоя оказалась линейной, и угол наклон кривой составил несколько десятков пикофарад, что оказалось близко к емкости, измеренной экспериментально LCR-методом.

Поскольку единственным источником энергии для вакуумного пробоя является емкость вакуумного диода, были проведены с эксперименты с дополнительными емкостями 100 и 200 пФ, осциллограммы пробоя для которых приведены на рис.2 пунктирной и точечной линиями соответственно. Сравнивая осциллограммы, можно отметить увеличение длительности пробоя с ростом емкости, тогда как амплитуда и форма осциллограммы остается прежней. На рис.3 приведены фотографии кратеров, образовавшиеся на поверхности, покрытой нанопухом, при пробое без (а) и с дополнительными емкостями 100 п $\Phi(6)$ и 200 п Φ (в). Из фотографий видно, что общая длина кратеров увеличивается с ростом общей емкости, таким образом, эрозия поверхности из-за образования кратеров пропорциональна заряду, протекшему в процессе пробоя. Это позволяет оценивать эрозию обращенной к плазме поверхности по осциллограммам дуги.



Рис. 2. Осциллограммы пробоев с и без дополнительной емкости

Интересно отметить, что при использовании дополнительной емкости пробой чаще случался при более низком напряжении, чем без нее. Обычно перед пробоем возникают малые (до 100нА) предпробойные токи, которые очень нестабильны, с многочисленными резкими кратковременными бросками тока. Если скорость роста тока при очередном броске будет недостаточно высока, то заряд, запасенный в вакуумном диоде, будет израсходован до достижения некоторого уровня тока, необходимого для зажигания дуги и напряжения на вакуумном диоде снизится, что в свою очередь приведет к резкому затуханию тока. В случае же использования дополнительной емкости запасенный заряд выше, и ток с более низкой скоростью роста имеет возможность реализоваться в пробой. Так на рисунке 2 скорость нарастания тока при пробоях ниже при наличии дополнительных емкостей.

В случае низких и нестабильных и, как следствие, сложно измеримых предпробойных токов, напряжение пробоя является важным параметром, характеризующим эмиссионные свойства образца. Проведены измерения напряжения пробоя для 13 случаев с образцов вольфрамового нанопуха при выноса образца на атмосферу и без выноса. В результате в большинстве случаев



Рис.3. Микрофотографии кратеров после пробоя без (а) дополнительной емкости, с дополнительной емкостью 100nФ (б) и 200nФ(в)

оказалось, что пробой без выноса образцов на атмосферу происходил при меньшем напряжении. Одной из причин могло быть окисление эмиссионных центров, которые могли работать на поверхности не провзаимодействовавшей с атмосферой, тем не менее, этот эффект требует дальнейшего исследования. Интересно отметить, что вольт-амперная характеристика токов после пробоя для образцов, подвергшихся выносу на атмосферу, и без выноса оказалась одинаковой, что свидетельствует о том, что основную роль в эмиссии тока играют эмиссионные центры, образовавшиеся на поверхности в результате самого пробоя.

<u>А. ЕКСАЕВА</u>^{2,1}, Д. БОРОДИН², А. КРЕТЕР², Д. НИШИДЖИМА³, А. ПОСПИСЧИК², Т. ШЛАММЕР², С. ЭРТМЕР², Е. МАРЕНКОВ¹, Б. УНТЕРБЕРГ², А. КИРШНЕР², Ю. РОМАЗАНОВ², С. БРЕЗИНСЕК². ¹Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Россия ²Научно-Исследовательский центр Юлих, Юлих, Германия

³Университет Калифорнии в Сан-Диего, Сан-Диего, США

МОДЕЛИРОВАНИЕ В КОДЕ ERO ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО РАСПЫЛЕНИЮ ХРОМА НА УСТАНОВКЕ PSI-2

Под действием плазменного облучения в материалах может развиваться морфология поверхности. Структуры, образующиеся на поверхности, и ее повышенная шероховатость могут снижать эрозию материалов и менять параметры распыления, например – угловые распределения распыленных атомов.

Вид этих распределений имеет большое значение для последующего транспорта распыленных частиц в плазме. В предыдущих экспериментах было показано, что для сравнительно низких энергий бомбардирующих материал ионов плазмы угловые распределения имеют вид «бабочки» с максимальной интенсивностью распыления в угол < $\pi/2$ [1]. Вид этих распределений меняется в зависимости от точного значения энергии бомбардирующих ионов. Было также показано, что эти распределения оказывают значительное влияние на последующий транспорт примесей в плазме [2]. Предполагается, что развивающаяся морфология поверхности может влиять на форму угловых распределений – повышается количество частиц, вылетающих по нормали к поверхности [3]. Например, такое может происходить, потому что частицы, вылетающие «в бок», блокируются неровностями поверхности.

Аккуратный расчет транспорта распыленных частиц в плазме важен, например, для оценки количества примеси, попадающей в область центральной плазмы в ходе работы токамака ITER. Линейные плазменные установки, такие как PSI-2 [4], являются хорошими инструментами для исследования отдельных вопросов взаимодействия плазмы с поверхностью.

Серия экспериментов по распылению мишени из хрома неоновой и гелиевой плазмой была проведена на установке PSI-2. В данных экспериментах было задействовано 4 вида диагностики: спектроскопия в области 100 мм у поверхности мишени, кварцевый микробалансный датчик QMB в отдалении от мишени (регистрирует количество частиц распыляемого материала, попавших на него), измерения потери массы с радиальным разрешением и анализ поверхности облученных образцов при помощи электронного микроскопа. В измерениях по потере массы радиальное разрешение достигалось путем встраивания в мишень ряда небольших образцов, каждый из которых был проанализирован после эксперимента.

Облучение неоновой плазмой не должно было привести к образованию морфологии поверхности, что и было видно в ходе экспериментов. Облучение гелиевой плазмой показало изменение во времени сигнала QMB сенсора при неизменных параметрах облучения, что с большой вероятностью говорит о развитии морфологии.

Код ERO является инструментом для расчета транспорта примесей в плазменных установках. Данный код использует метод Монте-Карло для расчета транспорта распыленных частиц в плазме. Такое моделирование позволяет оценить ряд параметров, которые сложно или невозможно измерить в ходе эксперимента и провести проверку используемых атомных данных. Код ERO уже ранее был адаптирован для моделирования экспериментов на линейных плазменных установках [2]. Целью данной работы являлось моделирование экспериментов по облучению хрома, проведенных на линейной плазменной установке PSI-2. При помощи такого моделирования возможно определить характер изменения угловых распределений распыленных частиц с развитием морфологии поверхности.

Список литературы:

- [1] D. Nishijima, et al. Journal of Nuclear Materials (2011).
- [2] E. Marenkov, et al. Journal of Nuclear Materials (2015).
- [3] R.P. Doerner, et al. Physica Scripta (2014).
- [4] M. Reinhart et al. Fusion science and technology (2013).

<u>И.А. СОРОКИН¹</u>, А.А. ЕКСАЕВА^{1,2}, Е.Д. МАРЕНКОВ¹, К.М. ГУТОРОВ¹ ¹Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» ²Научно-Исследовательский центр Юлих, Юлих, Германия

УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ АТОМОВ ВОЛЬФРАМА, РАСПЫЛЕННЫХ В УСЛОВИЯХ ДИВЕРТОРНОЙ ПЛАЗМЫ ТОКАМАКА ITER

Одним из конструктивных элементов токамака ITER является дивертор, предназначенный для ограничения контакта плазмы со стенкой и снижения нагрузок на нее. В качестве материала дивертора был выбран вольфрам благодаря низкому распылению, высокой температуре плавления и малому удержанию трития [1]. Однако, вследствие большой атомной массы вольфрама, даже небольшое его количество, попавшее в область центральной плазмы, может привести к значительным потерям энергии на излучение. Транспорт распыленного вольфрама в большой степени определяется угловыми распределениями распыленных атомов в момент распыления. На сегодняшний день данных о таких распределениях для низких энергий налетающих ионов 50÷300 эВ в литературе очень мало. В предыдущих экспериментальных исследованиях было показано, что в области энергий налетающих ионов 50÷300 эВ угловое распределение имеет вид «бабочки» с максимальной интенсивностью распыления в угол < $\pi/2$ [2]. Было также показано, что направление максимального распыления меняется в зависимости от точного значения энергий бомбардирующих частиц. Частично вид этих распределений был предсказан при помощи моделирования экспериментов на линейной плазменной установке PSI-2 в коде ERO [3].

В настоящей работе представлены результаты экспериментов по изучению формы распределения по углу вылета распыленных атомов вольфрама. Распыление проводилось ионами аргона для диапазона энергий 50÷300 эВ на линейном симуляторе пристеночной плазмы ТЯУ ПР-2 (НИЯУ МИФИ) [4] в режиме пучково-плазменного разряда. Схема эксперимента и общий вид коллекторной системы представлены на рисунке 1. Распыляемый вольфрамовый образец (4) был установлен в торце установки и охлаждался водой. Распылению подвергалась центральная часть образца, периферия была экранирована от попадания плазмы с помощью системы диафрагм (2, 3). Размер области распыления составил ~3 см². Непосредственно вокруг распыляемого образца была установлена коллекторная система в виде дуг полусферы с отверстием для ввода пучка плазмы (5), на сменные медные пластины которой происходит осаждение распыленного материала. Давление остаточного газа в камере составляло 10⁻⁴ Па, рабочее давление - 0.1 Па.



Рис. 1. Схема эксперимента (а) и внешний вид коллекторной системы (б); 1 плазменный шнур, 2 - диафрагма периферии разряда (Ø 40 мм), 3 - водоохлаждаемая диафрагма (Ø 10 мм), 4 - распыляемый образец, 5 - система сбора распыленного материала.

Энергия распыляющих ионов определялась потенциалом смещения образца. Состав ионного потока контролировался с помощью встроенного масс-анализатора. Величина ионного потока определялась током на образец и во всех экспериментах составляла ~ 10^{20} с⁻¹м⁻².

Определение толщины осажденных слоев вольфрама на поверхности медных образцов оценивалась с помощью энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии по относительному процентному содержанию вольфрама при одинаковой энергии электронного пучка растрового электронного микроскопа. Необходимая доза облучения распыляемого образца была рассчитана по известным значениям коэффициента распыления и минимальной границей чувствительности выбранного метода анализа осаждаемых слоев (~100 нм) во всем доступном для анализа диапазоне углов распыления (от 5 до 72°).

Полученная в ходе экспериментов форма угловых распределений качественно совпадает с имеющимися литературными данными и предсказаниями моделирования при помощи кода ERO. Для уточнения модельных представлений о форме углового распределения вольфрама в заявленном диапазоне энергий необходимо провести аналогичные эксперименты для других сортов ионов (неон, гелий, водород).

Список литературы:

- [1] Pitts R. A. et al. Journal of Nuclear Materials (2013)
- [2] D. Nishijima, et al. Journal of Nuclear Materials (2011).
- [3] E. Marenkov, et al. Journal of Nuclear Materials (2015).
- [4] Gutorov K.M. et al. // J. Surf. Investig. 2016. Vol. 10, № 3. P. 612–616.

А.С. ПРИШВИЦЫН¹, В.Б. ЛАЗАРЕВ², А.С.ДЖУРИК², С.В. МИРНОВ^{1,2}

¹Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» ²АО "ГНЦ РФ Троицкий институт инновационных термоядерных исследований

СОЗДАНИЕ МЕТОДИКИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ ЗАХВАТА ЛИТИЯ МИШЕНЬЮ ПО ИНТЕНСИВНОСТИ СВЕЧЕНИЯ НЕЙТРАЛЬНОГО ЛИТИЯ НА МИШЕНИ

Взаимодействие плазмы с первой стенкой токамака представляет собой серьезную проблему физики термоядерных реакторов. В поддержку международного проекта "ITER" по всему миру идет интенсивное изучение процессов, происходящих в термоядерном реакторе, и прежде всего взаимодействие плазмы со стенкой. Накопление водорода и его рекуперация, транспорт изотопов водорода в материалах, которые планируется использовать в первой стенке (вольфрам) – одно из самых исследуемых направлений. Одним из перспективных направлений является использование жидкого лития в качестве буфера между первой стенкой и мощными потоками плазмы.

Целью данной работы была попытка создать методику определения эффективности захвата лития мишенью по интенсивности рекомбинационного свечения нейтрального лития на мишени, используя замеченную связь между захватом лития гладкой металлической мишени и свечением на ее поверхности нейтрального лития

Для создания такой методики, были проанализированы записи изображений разрядов, для которых был измерен захват лития на мишень (35С и 500С). Для каждого разряда был получен график зависимости интегрального свечения изображения от времени разряда.



Рис. 1. Пример эволюции свечения LiI на поверхности мишени (черный) и продольного лимитера (красный)





Рис. 2. Пример изображения свечения LiI на поверхности мишени, и Внешний вид мишени с КПС покрытием

По мере увеличения количества разрядов, возрастает в среднем интегральная интенсивность и показания датчика, что может быть связано как с накоплением лития, распыленного за предыдущие разряды, так и с изменением температуры продольного лимитера.

Ранее была исследована зависимость свечения с поверхности коллектора (продольного литиевого лимитера), в зависимости от его исходной температуры, задаваемой специальным внутренним нагревателем. Как следует из рисунка 4, мишень с КПС-поверхностью, заранее заполненной литием, при изменении температуры от 50 до 350°С увеличивала свое свечение более чем в 3 раза. Это можно было бы объяснить тем, что при температурах выше 250°С она начинала играть роль дополнительного эмиттера лития под действием энергетического потока, поступающего не нее из плазмы.



Рис. 4. Эволюция свечения LiI с поверхности коллектора (продольного литиевого лимитера), в зависимости от его исходной температуры

Была исследована зависимость интегрального свечения коллектора (мишени) с КПС-поверхностью в зависимости от температуры продольного лимитера. При изменении температуры от 50 до 350°С мишень увеличивала свое свечение примерно в 2 раза. Это подтверждает выводы, сделанные раньше о том, что при температурах выше 250°С продольный лимитер начинала играть роль дополнительного эмиттера лития.



Рис. 5. Эволюция свечения LiI с поверхности мишени в зависимости от температуры продольного лимитера

Для исследования эффективности захвата лития по интегральному свечению коллектора мишени была определена зависимость интегральной светимости коллектора лития (мишени) от его температуры.



Рис. 6. Зависимость свечения с поверхности мишени в зависимости от ее температуры

Как видно из получившейся зависимости, примерно до температуры плавления лития (180С) зависимость – линейна. При дальнейшем увеличении температуры нет ярко выраженной зависимости от температуры.

Была предложена модель захвата лития и ее зависимость от свечения нейтрального лития в пространстве около мишени.



Рис. 7. Основные процессы на поверхности мишени: бомбардировка мишени ионами водорода и лития, их рекомбинация на поверхности мишени и обратное поступление в плазму в виде нейтралов

В первом приближении будем считать, что на поверхность мишени уже покрытую литием приходит поток ионов лития и водорода. Часть ионов рассеиваются, часть выбивают атомы лития с поверхности мишени. Выбитые атомы возбуждаются и ионизуются в плазме разряда в близи от мишени.

$$J_0 \sim (n(Li+)+n(H+)), I(LiI) \sim n(LiI)/n(Li) \approx \exp(-\frac{\Delta E}{i\pi})$$

 $J_1 = Y(T) * J_0 \,, \, J_2 = R(T) * J_0; \, \, J_{\text{переналыления}} < J_2 \, << J_1; \, \, n(Li) \thicksim 1/J_1$

Т – температура литиевой поверхности,

R – коэффициент рассеяния, (Li-Li 0.3÷1.3)

 $Y - коэффициент распыления, (~10^{-2} \div 10^{-1})$

На поверхности количество лития будет определяться равновесием:

N = $\Delta t(J_0 - J_1 - J_2 + J_{перенапыления}) \approx \Delta t(1-Y(T)-R(T)) J_0 = \Delta t((1-Y(T)-R(T))/Y(T))* J_1$

 $N \sim \Delta t((1-Y(T)-R(T))/Y(T))/I(LiI)$

Тогда : $m(T_1)/m(T_2) \approx I(T_2)(Y^{-1}(T_1) - 1)/I(T_1)(Y^{-1}(T_2) - 1))$

Если пренебречь изменением коэффициента распыления от температуры, то относительно известной точки при 35С в таком приближении получим зависимость как на рисунке 8.



Рис. 8. Зависимость свечения с поверхности мишени в зависимости от ее температуры (черная кривая) и зависимость захвата лития на мишень от температуры ее поверхности (красная кривая)

Таблица 3. Сравнение экспериментальных значений, для разных способов определения захваченного лития

Т, ⁰ С	M(Li), мг	Количест-	m,	m,
		во разрядов	мг/разряд	мг/разряд
			по массе	по свечению
35	2,9	41	0,07	0,07
500	2,4	79	0,03	0,035

Полученные результаты в контрольной точке 500С совпадает с измеренными значениями.

В данной работе по данным, полученным на установке T-11M, были получены следующие результаты:

1) была произведена обработка изображений разрядов с высокоскоростной камеры для нужных импульсов в программной среде Matlab;

 для всех исследованных разрядов была определена зависимость интегрального свечения вблизи поверхности мишени от времени разряда;

 была определена зависимость интегрального свечения мишени от температуры поверхности мишени;

4) была определена масса захваченного лития мишенью для различных температур и произведено сравнение с данными, полученными путем непосредственного измерения количества захваченного лития.

Таким образом, можно утверждать, что была создана первичная методика определения эффективности захвата лития мишенью по интенсивности свечения нейтрального лития на мишени. В дальнейшем требуется ее уточнение путем учета температурной зависимости коэффициента распыления лития (в том числе и жидкого).

В.П. АФАНАСЬЕВ¹, А.С. ГРЯЗЕВ¹, Д.С. ЕФРЕМЕНКО², П.С. КАПЛЯ¹, А.В. КУЗНЕЦОВА¹

¹Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва, Россия ²Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR), Institut für Methodik der Fernerkundung (IMF), Oberpfaffenhofen, Germany

РЕНТГЕНОВСКИЕ ФОТОЭЛЕКТРОННЫЕ СПЕКТРЫ ВОЛЬФРАМА, ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ВОЛЬФРАМЕ

Методы Рентгеновской Фотоэлектронной Спектроскопии (РФЭС) находят широкое применение в задачах определения послойного и компонентного состава поверхностей мишеней в нанометровом диапазоне глубин. Интерес к РФЭС связан с возможностью определения химического состава покрытий. Материаловедческие задачи, возникающие в установках управляемого термоядерного синтеза, успешно решаются с использованием РФЭС методик. Для реализации ряда методик неразрушающего послойного состава образцов необходимы данные по дифференциальным сечениям неупругого рассеяния электронов в твердых телах $x_{in}(\Delta)$. Ограниченный набор данных по $x_{in}(\Delta)$ можно найти в работе Вернера [1].

Будем восстанавливать сечения вольфрама, воспользовавшись представлениями как РФЭС спектров, так и спектров характеристических потерь энергии электронами (ХПЭ) в виде разложений по кратностям неупругого рассеяния:

$$Q(\Delta) = Q_0 \cdot \delta(\Delta) + \sum_{k=1}^{\infty} Q_k \cdot x_{in}^k(\Delta),$$

$$R(\Delta) = R_0 \cdot \delta(\Delta) + \sum_{k=1}^{\infty} R_k \cdot x_{in}^k(\Delta).$$
(1)

Формула (1) является реализацией метода парциальных интенсивностей [2,3]. Уравнения для коэффициентов R_k , определяющих ХПЭ спектры и Q_k , определяющих РФЭС спектры, являются решением упругой альбедной задачи, процедура их определения подробно описана в работе [4].

Физические основы процессов потерь энергии электронов в твердых телах хорошо известны. Это локальные потери энергии на ионизацию, или на реализацию связано-свободных переходов электронов ионного остова твердого тела. Это потери энергии на возбуждение коллективных, ленгмюровских колебаний свободных электронов твердого тела. В работе потери энергии на ионизацию описываются в рамках классической, теории Томсона [5], потери энергии на коллективные, плазменные возбуждения свободных электронов описываются в рамках классической дисперсионной теории. Дифференциальное сечения неупругого рассеяния электронов будет восстанавливать в виде:

$$x_{\text{in}}(\Delta) = \left[\sum_{i=1}^{N_{\text{pl}}} \lambda_{\text{pl}\,i} x_{\text{pl}\,i} \Delta + \sum_{j=1}^{N_{\text{ion}}} \lambda_{\text{ion}\,j} \Delta\right]; \quad \sum_{i=1}^{N_{\text{pl}}} \lambda_{\text{pl}\,i} + \sum_{j=1}^{N_{\text{ion}}} \lambda_{\text{ion}\,j} = 1,$$

$$x_{\text{pl}\,i} \Delta = \frac{A_{\text{pl}\,i} \Delta^{\beta}}{\Delta^{2} - \varepsilon_{\text{pl}\,i}^{2} + \Delta^{\alpha} b_{i}^{4-\alpha}}, \quad x_{\text{ion}\,j} \Delta = \frac{A_{\text{ion}\,j}}{\Delta^{2+a_{j}}} \eta \Delta - J_{\text{ion}\,j}.$$
(2)

Определение подгоночных параметров в сечениях $x_{in}(\Delta)$ выполняется в процессе выполнения процедуры подбора.



Рис. 1. Энергетический спектр РФЭС эмиссии W. Рентгеновское зондирование монохроматическим излучением линии Al K_{α} . Эксперимент – [6]. На вставке: восстановленные сечения $x_{in}(\Delta)$ в двухслойной модели

Сечения восстанавливаются в трех областях: поверхности – S, промежуточной – G и удаленной от поверхности – В. Выбор двух поверхностных областей связан с наличием двух, хорошо различимых, в спектрах, измеренных с высоким энергетическим разрешением пиков потерь энергии соответствующих двум плазмонным энергиям и частотам ($\omega = 2\pi/T$). Считаем, что процессы потерь энергии на возбуждение коллективных плазменных колебаний $\hbar\omega_s$ и $\hbar\omega_g$ происходят независимо. Двум периодам, согласно [7], соответствуют две области с размерами

$$d_s = T_s v_e, \quad d_G = T_G v_e, \tag{3}$$

где v_e – скорость электрона. Наличие в приповерхностной области двух слоев с различным законом потерь энергии характерно для переходных металлов, к которым относится вольфрам. Аналогичные особенности наблюдались в сечениях ниобия [Ошибка! Закладка не определена.].

На рис. 1 наблюдается плохо читаемая область потерь энергии, примыкающая к 4f пикам, из-за наличия множества фотоэлектронных пиков в анализируемой области спектра. В этом случае восстановление сечений велось в двухслойной модели мишени.



Рис. 2. Зондирование W фольги толщиной ~ 30 нм электронами с энергией 25 кэВ.
 Визирование в направлении зонда. а) ХПЭ спектр W. Эксперимент – [8].
 б) Восстановленные сечения x_{in}(Δ) в трёхслойной модели

На рис. 2 в области малых потерь энергии, сформированной электронами с малой кратностью неупругих рассеяний, в отличие от РФЭС спектра, хорошо видны особенности на энергиях 9 и 16 эВ. Высокая четкость ХПЭ сигнала объясняется геометрией эксперимента, в котором наблюдение ведется вдоль направления зонда, что дает высокую интенсивность сигнала. Для интерпретации ХПЭ сигнала необходимо выделять две приповерхностные области с различными законами потерь энергии $x_{inS}(\Delta)$ и $x_{inG}(\Delta)$.

Полученные результаты по дифференциальным сечениям неупругого рассеяния позволяют с уверенностью говорить о возможности описания РФЭС спектров материалов, в которых присутствует W. Данное обстоятельство позволяет выполнять неразрушающий послойный анализ образцов. Отмеченная необходимость более детального описания ХПЭ спектров W, важна для ситуаций, в которых необходимо зондирование изотопов водорода. Определение количественного определения изотопов водорода на основе ХПЭ анализа указано в работах [9,10].

Список литературы:

[1] Werner W., Glantschnig K., Ambrosch-Draxl C. // J. Phys. Chem. Ref. Data. 2009. V. 38. PP. 1013-1092.

[2] Afanas'ev V.P., Fedorovich S.D., Lubenchenko A.V., Ryjov A.A., Esimov M.S. // Z. Phys. B: Condens. Matter. 1994. V. 96. PP. 253-259.

[3] Werner W. // Surf. Interface Anal. 1995. V. 23. PP. 737-752.

[4] Afanas'ev V.P., Gryazev A.S., Efremenko D.S., Kaplya P.S. // Vacuum. 2017. V. 136. PP. 146-155.

[5] Радциг А.А., Смирнов Б.М. Параметры атомов и атомных ионов. М.: Энергоатомиздат. 1986. 344 с.

[6] Moulder J., Stickle W., Sobol P., Bomben K., Handbook of X-Ray Photoelectron Spectroscopy, Perkin-Elmer Corporation, Physical Electronics Division, Eden Prairie, Minnesota, 1995.

[7] Ritchie R.H. // Phys. Rev. 1957. V. 106. PP. 874-881.

[8] Жарников М.В., Горобченко В.Д., Серпученко И.Л. // Журнал эксперим. и теор. физики. 1987. Т. 92. СС. 228-237.

[9] Kostanovskiy I.A., Afanas'ev V.P., Naujoks D., Mayer M. // J. Electron Spectrosc. Relat. Phenom. 2015. V. 202. PP. 22-25.

[10] Afanas'ev V.P., Gryazev A.S., Efremenko D.S., Kaplya P.S., Ridzel O.Y. // J. Phys. Conf. Ser. 2016. V. 748. P. 012005.

А.Г. ПОСКАКАЛОВ¹, Н.С. КЛИМОВ^{1,2}, Ю.М. ГАСПАРЯН¹, О.В. ОГОРОДНИКОВА¹, В.А. БАРСУК², В.С. ЕФИМОВ¹, Н.А. ДАНИЛИНА²

¹Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва ²Государственный научный центр Российской Федерации Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований, Троицк, Москва

ВЛИЯНИЯ ИМПУЛЬСНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ ДЕЙТЕРИЕВОЙ И ГЕЛИЕВОЙ ПЛАЗМЫ НА СТРУКТУРУ ПОВЕРХНОСТНОГО СЛОЯ ВОЛЬФРАМА ПРИ ТЕПЛОВЫХ НА-ГРУЗКАХ, ХАРАКТЕРНЫХ ДЛЯ ПЕРЕХОДНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ПРОЦЕССОВ В ИТЭР

В Международном термоядерном реакторе ИТЭР в качестве обращенных к плазме материалов будут использоваться вольфрам (W) и бериллий (Be). Из вольфрама будет изготовлено защитное покрытие диверторных пластин, а из бериллия — поверхность первой стенки. Наиболее значительные повреждения защитных покрытий ожидается во время переходных плазменных процессов, таких как ЭЛМ-события, тепловая стадия срыва, ослабленный срыв. Импульсные тепловые нагрузки, ожидаемые во время этих событий, не достижимы на действующих токамаках, по этой причине другие физические установки, такие как лазерные источники, источники на основе ионных и электронных пучков, а также мощные плазменные ускорители применяются для исследования эрозии обращенных к плазме материалов и испытания защитных покрытий токамака ИТЭР.

Согласно проведенным ранее исследованиям на плазменном ускорителе КСПУ-Т (ГНЦ РФ ТРИНИТИ, Россия) и установке на основе электронного пучка JUDITH (Forschungszentrum Jülich, Germany), формирование трещин на поверхности вольфрама является основным механизмом разрушения вольфрама при импульсных тепловых нагрузках, лежащих ниже порога плавления его поверхности. При превышении порога плавления существенный вклад в общую эрозию вносят движение расплавления соследованиях было сосредоточено на макроскопической картине разрушения вольфрама и измерении интегральных характеристик его эрозии. В тоже время формирование трещин может быть существенным образом взаимосвязано с изменения кристаллической структуры в поверхностном слое вольфрама в результате облучения. Захват газа в поверхностном слое может влиять как на теплофизические и гидродинамические, так и на механические свойства вольфрама, а это, в свою очередь, повлиять как на процессы хрупкого разрушения, так и на движение расплавленного слоя.

Настоящая работа представляет собой следующий шаг подобного исследования, который заключается в решении следующих задач: (а) исследование закономерностей изменения кристаллической структуры поверхностного слоя вольфрама под действием плазменного облучения; (б) сопоставление процессов разрушения вольфрама при его облучении дейтериевой и гелиевой плазмой; (в) исследование закономерностей захвата газа (дейтерия и гелия) поверхностным слоем вольфрама во время облучения импульсным потоком плазмы.

В рамках этой работы образцы вольфрама различных марок, были облучены потоком дейтериевой и гелиевой плазмы длительностью 1,0 мс на квазистационарном сильноточном плазменном ускорителе КСПУ-Т. Плотность энергии приходящая на поверхность вольфрама варьировалась в диапазоне 0,2 – 2,5 МДж/м². Этот диапазон соответствует следующему диапазону произведения плотности мощности на корень длительности импульса: Р $\sqrt{t} = 6,3 - 79$ МДж м⁻² с^{-0,5}. Нижняя граница данного диапазона лежит ниже порога плавления вольфрама (~ 45 МДж м⁻² с^{-0,5}), а верхняя превышает ее, но находится ниже расчетного порога кипения (~ 90 МДж м⁻² с^{-0,5}).

После плазменного облучения образцы исследовались с использованием оптической и электронной микроскопии, металлографическими методами, а также с использованием рентгеновского дифрактометра, позволяющего отслеживать изменение структуры материала и измерять механические напряжения. Осуществлялось исследование облученной поверхности вольфрама, а также шлифов и сколов, выполненных поперек облучаемой поверхности. Методами термодесорбционного анализа производилось исследование захваченных вольфрамом во время облучения газов.

В результате исследования поперечных шлифов облученных образцов установлено, что при тепловых нагрузках превышающих порог плавления кристаллическая структура вблизи облучаемой поверхности образца вольфрама претерпевает существенные изменения уже после 1 импульса. Толщина модифицированной области растет с ростом тепловой нагрузки и достигает максимального значения в исследованном диапазоне плотности энергии около 100 мкм. Необходимо отметить, что данное значение вдвое превышает расчетную толщину расплавленного слоя, таким образом, рекристаллизации наблюдается не только при превышении точки плавления, но и при более низких температурах. Однако образующая кристаллическая структура различается в первом и втором случае, что проявляется в формировании нескольких слоев.

Самый верхний слой состоит из одного ряда игольчатых кристаллов, ориентированных перпендикулярно облучаемой поверхности. Толщина кристаллов 0,4 – 0,6 мкм, а длина, совпадающая с толщиной слоя, не превышает 4 мкм. Наблюдаемая структура слоя типична для случая быстрой направленной кристаллизации. Этим можно объяснить то, что структура наблюдается непосредственно вблизи поверхности, где скорость кристаллизации достигает максимальных значений. Формирование подобного слоя наблюдается не всегда, в частности оно может не иметь место на тех участках, где присутствует интенсивное движение расплава, что может быть связано с увеличением времени жизни расплава и соответственно уменьшением скорости кристаллизации.

Второй слой наблюдается всегда, когда есть плавление поверхности вольфрама. Его нижняя (наиболее удаленная от облучаемой поверхности) граница достаточно резкая и совпадает с расчетной границей расплавленного слоя (в момент его максимальной толщины). Слой состоит из столбчатых кристаллов ориентированных перпендикулярно облучаемой поверхности. Характерная длина кристаллов сравнима с толщиной расплавленного слоя, поэтому растет с ростом плотности энергии, и в области максимальной тепловой нагрузки (2,5 МДж/м²) достигает значений 50 – 60 мкм, а ширина варьируется в диапазоне 5 – 20 мкм.

Третий, самый нижний слой, имеет размытую нижнюю (наиболее удаленную от облучаемой поверхности) границу и представляет собой переходную область от слоя столбчатых кристаллов к неизмененной структуре в глубине материала. Этот слой имеет толщину сопоставимую с толщиной предыдущего (расплавленного) слоя и состоит из равноосных кристаллов с характерным размером в диапазоне 5 – 20 мкм. Размер кристаллов уменьшается как с глубиной, так и с уменьшением тепловой нагрузки. Соответственно можно сделать вывод, что размер кристаллов падает с уменьшением максимальной температуры в области их формирования.

Сопоставление экспериментальных данных с данными численного решения уравнения тепловодности при параметрах, соответствующих условиям облучения, позволяет установить температурные границы для второго и третьего слоя. Как отмечено выше, нижняя граница второго слоя (слоя столбчатых кристаллов) совпадает с расчетной границей расплава, то есть соответствующей температуре плавления вольфрама, равной 3683 (К). Третий слой (слой равноосных кристаллов) сверху ограничен, соответственно, температурой плавления, а положение его нижний границы варьируется в диапазоне температур 2600 – 3100 (K).

Изменение поверхностного слоя вольфрама в результате облучения водородной (дейтериевой) и гелиевой плазмой происходит идентично, за исключением того, что в слое столбчатых кристаллов после облучения гелиевой плазмой наблюдается наличие сферических полостей с диаметром в диапазоне 3 – 25 мкм, представляющих собой пузырьки с газом, предположительно гелием.

Анализ дифрактограмм облученных образцов свидетельствует о том, что при превышении порога плавления, на поверхности вольфрама формируется слой с преимущественной ориентацией структуры в направлении перпендикулярном облучаемой поверхности. Такое поведение наблюдалось на всех облученных образцах независимо от их исходной структуры и согласуется с представленными выше данными металлографического анализа.

Согласно данным термодесорбционного анализа вольфрамовых образцов, облученных водородной плазмой, установлено, что имеет место захват дейтерия в поверхностном слое вольфрама. Для образцов вольфрама, плавление которых имело место во время облучения, количество дейтерия, выходящего с поверхности вольфрама в результате термодесорбции, находится на уровне $(20 - 40) \cdot 10^{15}$ (частиц/см²), и на порядок превосходит соответствующие значения, полученное для образцов, на которых следы плавления отсутствовали. Данных факт может указывать на существенный рост захвата изотопов водорода вольфрамом при плазменнотепловых нагрузках превышающих порог его плавления.

В процессе термодесорбционного анализа образцов вольфрама, облученных гелиевой плазмой, выхода гелия не наблюдалось. Нагрев образцов при анализе осуществлялся вплоть до температур в 1700 К. Таким образом данные результат не исключает возможный выход газа при более высоких температурах, и не позволяет сделать вывод об отсутствии захвата и накопления гелия в материале. Дальние исследования данного вопроса планируются в последующих экспериментах.

Работа выполнена в рамках гранта РНФ № 16-12-10332.

Г.С. БОЧАРОВ, А.В. ЕЛЕЦКИЙ Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва, РФ

ТЕРМОДИНАМИКА ТЕРМИЧЕСКОГО ВОССТАНОВЛЕНИЯ ОКСИДА ГРАФЕНА ПРИ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Развита процедура термического восстановления оксида графена (ОГ). Процесс восстановления проводился в печи в интервале температур от 100 до 800 °C. В качестве индикатора степени восстановления используются результаты измерения проводимости образцов оксида графена ОГ. Измерения показали, что температура отжига, при которой наблюдается резкий скачок проводимости ОГ, находится в диапазоне 150 - 180 °С и плавно спадает по мере увеличения длительности отжига. Обработка результатов измерения динамики возрастания проводимости материала по мере увеличения температуры отжига и длительности термообработки позволила определить значение энергии связи кислорода в графене, равное 1.68±0.1 эВ. Термообработка ОГ при температуре 800 °С приводит к увеличению электропроводности до значений, присущих кристаллическому графиту (с учетом снижения плотности образцов). Результаты измерений плотности материала в зависимости от температуры термообработки позволяют оценить количество кислорода, удаляемое из материала при различных значениях температуры отжига. Эти данные согласуются с результатами обработки рентгеновских фотоэлектронных спектров образцов в предположении, что кислород удаляется из материала в связанном виде, в форме СО.

Обсуждается возможность проведения исследования термического восстановления оксида графена при различных флюенсах потоков стационарной горячей плазмы в сооружаемой в НИУ «МЭИ» плазменной установки. Принципиальная схема установки представлена на рис. 1. Установка представляет собой линейную систему с мультикасповой схемой магнитного удержания плазмы. Для ионизации рабочего газа используется термоэлектронная эмиссия с подогреваемого полого цилиндрического катода, изготовленного из гексоборид лантана (LaB6). Магнитная система плазменной установки состоит из катушек с током, создающих продольное магнитное поле, и постоянных магнитов, формирующих магнитные каспы вдоль оси (мультикасп 6-польный) и обеспечивающих устойчивость линейного разряда. Продольное магнитное поле на оси – до 6 мТл. Диаметр камеры – 180 мм, длина камеры – 600 мм, камера снабжена водным контуром охлаждения, что обеспечит стационарный режим разряда. Проектируемые параметры стационарного (длительностью до 60 мин и более) плазменного разряда: ток плазменного разряда – до 30А, плотность плазмы – до 10^{18} м⁻³, электронная температура – до 4 эВ с фракцией горячих электронов – до 30 эВ, ионный поток из плазмы на металлический тестовый образец – до $3 \cdot 10^{21}$ м⁻²с⁻¹, рабочий газ – гелий, аргон, дейтерий.



Рис. 1. Схема плазменной установки

Такие эксперименты с гелиевой и дейтериевой плазмой могут моделировать условия поведения, в том числе проводимость, углеродных материалов первой стенки в термоядерных установках.

Работа поддержана грантом РНФ № 16-19-10027

Я.А. ВАСИНА¹, Ю.М. ГАСПАРЯН¹, С.В. МИРНОВ^{1,2}, А.Н. ЩЕРБАК² ¹Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» ²ГНЦ РФ ТРИНИТИ

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРИФЕРИИ ПЛАЗМЫ ТОКАМАКА Т-11М С ПОМОЩЬЮ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЗОНДА МАХА

Литий, как элемент с малым атомным номером, рассматривается в качестве материала, контактирующего с плазмой токамака [1]. Его свойства активно изучаются в настоящее время [2]. В частности, эксперименты с литием проводятся на токамаке T-11M.

Ранее на токамаке T-11M проводились эксперименты по определению радиального распределения литиевого потока в тени основного лимитера путем его сбора криогенной мишенью. В результате обнаружена резкая анизотропия распределения на ионной (со стороны тока плазмы I_p) и электронной (со стороны тороидального магнитного поля B_T) сторонах мишени. Одним из объяснений данной анизотропии является предположение о вращении плазменного шнура в сторону ионного дрейфа.

Для проверки этого предположения и определения скорости вращения плазмы на токамаке T-11M был установлен зонд Маха. Он представляет собой два одиночных электрических зонда, разделенных металлической пластиной. Зонд можно вводить в пристеночную плазму токамака на заданное расстояние, а также поворачивать на фиксированный угол с помощью жидкометаллической муфты. Внешний вид зонда показан на рисунке 1.



Рисунок 1 Внешний вид зонда, установленного на токамаке Т-11М

В ходе работы получены угловое и радиальное распределения ионного тока насыщения, а также радиальное распределение электронной температуры. На них отчетливо видна разница между токами насыщения на оба зонда (ток с ионной стороны зонда больше), что подтверждает предположение о вращении плазменного шнура в сторону ионного дрейфа.

В соответствии с теорией, изложенной в [3], рассчитаны скорости вращения плазменного шнура для радиальных распределений ионного тока насыщения и электронной температуры. Можно отметить, что скорость вращения максимальна при расстоянии от стенки вакуумной камеры равном 4 см.

На радиальном распределении ионного тока насыщения и электронной температуры также наблюдается максимум на расстоянии 4 см от стенки вакуумной камеры, что может быть связано с образованием в этом месте плазменного шнура магнитного острова.

Список литературы:

[1] Люблинский И. Е., Литий в энергетическом термоядерном реакторе, ВАНТ, Сер. «Термоядерный синтез», вып. 3, 2006, с. 3-26.

[2] T. Furukawa, et al., Fusion Engineering and Design, 2015, p. 2138-2141.

[3] Kyu-Sun Chung, Japanese Journal of Applied Physics, 2006, p. 7914-7916.

ЛЯШЕНКО А.Б.¹, МАРЕНКОВ Е.Д.¹, ПОЛВИ Ю.², САФИ Э.², НОРДЛУНД К.^{1,2}, ДЖУРАБЕКОВА Ф.^{1,2}

¹Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва ²University of Helsinki, Helsinki, Finland

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПЫЛЕНИЯ ВОЛЬФРАМА АЗОТОМ

Снижение экстремально больших потоков тепла на контактирующие с плазмой материалы, которые ожидаются в токамаках-реакторах, является одной из важнейших проблем для реализации термоядерной энергетики. Добавка в диверторную плазму небольшого количества специально выбранного газа - один из рассматриваемых способов решения этой задачи. В вольфрамовом диверторе реактора ITER предлагается использовать для этого азот. Но взаимодействие азота с пластинами дивертора будет приводить к эрозии и изменению свойств вольфрама.

Используя недавно разработанный потенциал взаимодействия азот вольфрам [1], численно смоделировано кумулятивное распыление вольфрама атомарным и молекулярным азотом методом молекулярной динамики. Исследованы энергии бомбардирующих частиц в диапазоне 10-1000 эВ на атом при температурах 300К и 600К. Получены коэффициенты кумулятивного распыления для разных энергий и температур, проведен кластерный анализ распыленных молекул. Полученные результаты сравниваются с найденными экспериментальными данными.

Список литературы:

[1] J. Polvi, K. Heinola, K. Nordlund, An interatomic potential for W-N interactions, Modelling and Simulation in Materials Science and Engineering 24(6):065007

В.С. ЕФИМОВ¹, А.С. ШУБИНА¹, М. ЗИБРОВ^{1,2}, Ю.М. ГАСПАРЯН¹, A.A. ПИСАРЕВ¹, Т. SCHWARZ-SELINGER² ¹Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» ²Max Planck Institute for Plasma Physics, Garching, Germany

ДЕСОРБЦИЯ ГЕЛИЯ ИЗ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В ВОЛЬФРАМЕ

В работе исследовалось взаимодействие гелия с радиационными дефектами в вольфраме. Вольфрам будет использован в ИТЭР в зоне максимальных тепловых нагрузок и рассматривается для использования в будущих термоядерных установках. В условиях работы реактора обращенные к плазме элементы будут подвержены облучению не только мощными потоками плазмы, но и высокоэнергетичными нейтронами. Это будет приводить к образованию радиационных дефектов в объеме материала. Также в объеме материала будет образовываться гелий как продукт ядерных реакций, а также в результате распада трития, захваченного в объеме материала. Повышенная концентрация гелия в кристаллической решетке существенно ухудшает механические свойства материалов [1].

Для экспериментов были использованы образцы, отрезанные от листа вольфрама (чистота – 99,95 ат.%) производства фирмы Plansee (Германия), и имели размеры и толщину: 6х6 мм² и 50 мкм, соответственно. Образцы подвергались предварительной очистке в ультразвуковой ванне, затем отжигались в вакууме при температуре 2000 К в течение 30 минут, что приводит к рекристаллизации образцов. Для моделирования нейтронного облучения применялось облучение высокоэнергетичными ионами вольфрама. Повреждение образцов ионами вольфрама и облучение ионами ³Не⁺ проводилось на ускорителе ТАNDEM (IPP, Германия). Эксперименты по термодесорбции проводились на сверхвысоковакуумной установке «ТДС-стенд» (НИЯУ МИФИ, Москва).

На рисунке 1 можно видеть спектры термодесорбции 3 а.е.м и 4 а.е.м для образца вольфрама, поврежденного ионами вольфрама с энергией 20 МэВ дозой $1,4\times10^{18}$ W/м² и облученного ионами гелия ³He⁺ с энергией 1 МэВ дозой 10^{20} He/м². В нашем случае сигнал 3 а.е.м. соответствует ³He и HD, а в качестве сигнала 4 а.е.м. могут выступать элементы ⁴He и D₂. Дейтерий в образцах присутствовал в результате предварительного анализа содержания гелия методом ядерных реакций: ³He (D,p) ⁴He.


Рис.1. Спектры термодесорбции для двух последовательных нагревов образца вольфрама с предварительным повреждением, облученного ионами гелия и дейтерия (в ходе анализа методом ядерных реакций)

На спектрах 3 и 4 а.е.м. присутствует один единственный пик с максимумом при температуре 990 К. Для спектра 3 а.е.м. дополнительно имеется рост сигнала начиная с температуры 1700 К. В силу совпадения положения пиков на спектрах двух масс очевидно, что газовыделение в области 900-1100 К соответствует выходу дейтерия в составе HD и D₂. Отметим, что доза облучения дейтерием была на порядок меньше, чем доза облучения гелием. При этом, интегральное количество дейтерия, посчитанное на основе термодесорбционных спектров, совпало с точностью до 10% с дозой облучения, определенной по измерению тока в ходе анализа методом ядерных реакций.

Выход гелия происходит не раньше достижения температуры ~1700 К, где начинается рост сигнала 3 а.е.м. Однако, этот рост наблюдается и при нагреве образца, не облученного гелием (рис.1). Природное содержание дейтерия. а также особенности работы квадрупольного массспектрометра, приводят к одновременному росту 2 а.е.м. и 3 а.е.м. во всех экспериментах с отношением $I_{M2}/I_{M3} > 300$. На рисунке 1 также приведены спектры 3 а.е.м. для образца без предварительного облучения ионами и для повторного ТДС вышеупомянутого поврежденного образца. Можно видеть, что сигнал 3.а.е.м. для облученного образца в области температур свыше 1700 К лишь незначительно превосходит сигнал для «пустого образца». В предположении, что это выходит гелий, разница спектров для

облученного и необлученного образцов в области температур от 1700 К до 2500 К на рисунке 1 дает с учетом коэффициента калибровки массспектрометра по гелию 3.2×10^{18} He/м², или 3.2 % от дозы облучения. В связи с тем, что большая часть гелия осталась в образце после ТДС до 2470 К, повторный ТДС был выполнен с выдержкой в течение 30 минут при T_{max} . Поток десорбции гелия в ходе выдержки было определить невозможно в связи с неопределенностью фонового сигнала HD. Однако, количество вышедшего гелия (90% от захваченного количества в ходе облучения) было определено при повторном анализе методом ядерных реакций. Таким образом, можно предположить, что отсутствие значительного газовыделения гелия на спектрах термодесорбции вплоть до максимальной температуры 2470 К объясняется не экстремально большой энергией связи гелия с дефектами (энергия связи, рассчитанная для 2470 К, без учета транспорта гелия – 7 эВ), а чрезвычайно медленным транспортом гелия в поле дефектов.

Для интерпретации экспериментальных результатов была предпринята попытка проведения моделирование газовыделения гелия с помощью численного кода ТМАР 7. Результаты расчетов приведены на рисунке 3.



Рис. 3. Расчетные значения зависимости полного вышедшего количества гелия (квадратики) и количества гелия, вышедшего в ходе линейной части нагрева, в зависимости от энергии выхода гелия из ловушек (кружки). Линии соответствуют экспериментальным значениям.

В модели предполагалось равномерное распределение ловушек одного типа с концентрацией $N_t = 1$ ат.%. в поверхностном слое толщиной L = 2,3 мкм. На поверхности задавалась «бесконечная» скорость рекомбинации, а энергия активации для диффузии равной $E_{dif} = 0,1$ эВ. Энергия выхода из ловушек E_t варьировалась в диапазоне 3-6 эВ. Можно видеть, что результаты моделирования согласуются с экспериментом при значении энергии E_t от 4,3 до 4,5 эВ.

Таким образом, гелий может удерживаться в радиационных дефектах вплоть до очень больших температур, что, видимо, обеспечивается не только большой энергией связи, но и эффективным перезахватом атомов гелия в соседние дефекты по пути к поверхности. В случае больших концентраций гелия в материале кратковременный нагрев даже до очень больших температур, вплоть до 2500 К, не приводит к выходу большого количества атомов гелия из поврежденной зоны. Это делает практически невозможным вывод гелия из вольфрама путем нагрева конструкционных элементов. Кроме того, это говорит о том, что присутствие гелия осложняет отжиг радиационных дефектов, в которые он захватывается.

Список литературы:

[1] H. Ullmaier. Nuclear fusion, Vol.24, No.8 (1984).

Д.Г. БУЛГАДАРЯН, В.А. КУРНАЕВ, Д.Н. СИНЕЛЬНИКОВ, Н.Е. ЕФИМОВ

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

ОТРАЖЕНИЕ ИОНОВ ВОДОРОДА ОТ МНОГОСЛОЙНЫХ МИ-ШЕНЕЙ

Возможность анализа толщины тонких слоев материалов с резко различающимися атомными номерами методом рассеяния легких ионов основана на резком отличии сечения рассеяния ионов водорода для веществ с большим и малым атомным номером. Методика анализа тонкого слоя тяжелого вещества внутри вещества с малым атомным номером для ионов низких энергий (несколько кэВ) по энергетическому спектру отраженных частиц была продемонстрирована в [1].

Представляет интерес проанализировать возможности исследования тонких слоев с разным атомным номером с помощью ионов водорода кэвных энергий. Такая ситуация часто возникает в плазменных установках, когда в ней для разных целей используются материалы с легкими и тяжелыми атомными номерами. Например, для съема тепла в диверторе токамаков используется вольфрам, а в качестве материала первой стенки бериллий (ИТЭР, JET). Для кондиционирования стенок на разных установках используются элементы с малым атомным номером: бор и литий.

В работе для изучения процессов отражения ионов водорода кэвных энергий от многослойных мишеней проведено моделирование с помощью кода SCATTER [2], использующем метод Монте-Карло и приближение парных соударений для расчетов энергетических и угловых распределений отраженных от многослойных мишеней и выбитых из них частиц. В качестве материалов слоев в моделировании использовались вольфрам, бор и бериллий. Для каждого энергетического спектра отраженных частиц рассчитывалось 10⁸ траекторий, а угол падения пучка ионов на мишень во всех расчетах равен половине угла рассеяния. При расчетах учитывалось также изменение зарядовой фракции отраженных ионов в зависимости от энергии Е частиц, покидающих поверхность мишени, в соответствии с аппроксимацией $\eta^+ = 0.08 E^{1/2}$ [3]. Диапазон начальных энергий частиц выбран от 1 до 20 кэВ как наиболее просто реализуемом в лабораторных условиях и не требующем ускорителей с защитой от излучения (в отличие от широко распространенного метода обратного резерфордовского рассеяния). Исследовались зависимость формы спектра от угла рассеяния, начальной энергии и толщины слоев легкого вещества на тяжелом, и наоборот.

При увеличении энергии падает сечение рассеяния и увеличивается глубина проникновения, и одновременно с ростом энергии возрастает доля положительно заряженных частиц в спектре отраженных частиц.

Эволюция спектра частиц от отраженных многослойной мишени (3 нм В/0,6 нм W/100 нм В) при изменении их энергии приведена на рис.1.



Рис. 1. Нормированные на одинаковую амплитуду и приведенные к начальной энергии спектры протонов, отраженных на угол $\Psi = 38^{\circ}$ от многослойной мишени (3 нм B/0,6 нм W/100 нм B) при разных энергиях бомбардирующих частиц

Видно, что если судить о глубине, на которой расположен слой тяжелого элемента, по положению пика энергетического спектра, то максимальная чувствительность к этому параметру будет для пучка низкой энергии, если же нужно измерять толщину слоя, то предпочтение следует отдать более высоким энергиям. Таким образом, энергия анализируемого пучка может выбираться исходя из задач анализа.

Так как потери энергии для тонких слоев пропорциональны их толщине, то, соответственно, с увеличением угла рассеяния уменьшаются и потери энергии в этом слое, что соответствует сдвигу пика (рис. 2). Также с увеличением угла падает интенсивность отраженного потока частиц и растет погрешность определения толщины, составляя, например, 0.6 нм при угле рассеяния $\Psi = 60^{\circ}$. Однако относительная величина пика над фоном возрастает.

Моделирование ситуации, когда тонкий слой тяжелого элемента оказывается на легкой подложке, показывает, что определить толщину поверхностного слоя оказывается значительно труднее, так как из-за большого атомного номера частицы успевают рассеяться на самом поверхностном слое и их проникновение вглубь мишени этим слоем экранируется.



Рис. 2. Энергетические спектры пучка ионов H^+ с начальной энергией $E_0=4000$ эВ, отраженного на угол $\Psi=60^\circ$ от многослойной мишени, состоящей из поверхностного слоя бора разной толщины, слоя W толщиной 1,2 нм под ним и подложки из бора толщиной 100 нм

Из рис.3 видно, что ширина спектра отраженных частиц достаточно быстро перестает увеличиваться с ростом толщины слоя тяжелого элемента. Увеличить диапазон регистрации толщины слоя тяжелого элемента на поверхности легкого можно, увеличив угол рассеяния (рис.4). Как видно, в этом случае быстрого насыщения не происходит, а самый тонкий слой (0,5 нм W) на поверхности хорошо отделяется от куполообразного спектра, формируемого бериллиевой подложкой.

Таким образом, из приведенных спектров следует, что в принципе, спектроскопия отражения ионов водорода кэвных энергий позволят определить в определенном интервале толщину легких элементов на поверхности тяжелых и наоборот. Следует, однако, иметь в виду, что данные результаты получены для идеально гладких слоев вещества со строго определенной толщиной. Ионное перемешивание при осаждении энергетичных частиц, а также шероховатость поверхности в определенной степени повлияют на спектры отраженных частиц.



Рис. 3. Энергетические спектры ионов H^+ с начальной энергией $E_0=9000$ эВ, отраженных на угол $\Psi=38^\circ$ от мишени, состоящей из поверхностного слоя W разной толщины и подложки из Ве толщиной 100 нм



Рис. 4. Энергетические спектры ионов H^+ с начальной энергией E0=9000 эВ, отраженных на угол $\Psi=60^{\circ}$ от мишени, состоящей из поверхностного слоя W разной толщины и подложки из Ве толщиной 100 нм

Список литературы:

[1] Kurnaev V.A. et al. Possibility of nondestructive layer-by-layer analysis of multilayer structures of ultrathin films using low-energy hydrogen ions. 1999. Vol. 25, N = 6. P. 6–7.

[2] Курнаев В.А., Трифонов Н.Н. // ВАНТ, серия «Термоядерный синтез». 2002, выпуск 3-4, с. 76.

[3] Курнаев В. А., Машкова Е. С., Молчанов В. А. Отражение легких ионов от поверхности твердого тела. — Энергоатомиздат Москва, 1985.

В.Н. ЕРМАКОВ^{1,2}, Д.А. ТРУФАНОВ¹, О.Л. ВАЙСБЕРГ² ¹Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва ²Институт космических исследований РАН, Москва

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПЫЛЕНИЯ ЛУННОЙ ПОВЕРХНОСТИ ДЛЯ КОСМИЧЕСКОГО ЭКСПЕРИМЕНТА ЛУНА-РЕСУРС

С помощью измерения вторичных нейтральных частиц, распыленных с лунной поверхности ионами солнечного ветра, можно проводить дистанционные исследования лунной поверхности. Ожидается, что подобные измерения на искусственном спутнике Луны Луна-Ресурс позволят создать карту состава лунной поверхности и провести исследование областей с магнитными аномалиями.

Знание коэффициентов распыления многокомпонентной лунной поверхности и углового распределения распыленных частиц может способствовать выбору наиболее оптимальной ориентации прибора на космическом аппарате. Характеристики распыленных частиц, а также эффективность анализатора нейтральных частиц могут быть получены с помощью компьютерного моделирования.

В работе представлены результаты компьютерного моделирования распыления поверхности, имитирующей лунный реголит. Получены энергетические спектры и угловые распределения частиц, распыленных с луной поверхности протонами солнечного ветра с различными углами падения, соответствующими различным положениям космического аппарата. Л.Н. ХИМЧЕНКО¹, В.П.БУДАЕВ², С.А.ГРАШИН², А.В.КАРПОВ², Д.В.САРЫЧЕВ², Р.СОЛОМАТИН²

¹ Частное учреждение ГК Росатом «Проектный центр ИТЭР», Москва ² НИЦ «Курчатовский институт»

НЕАМБИПОЛЯРНЫЙ ВЫНОС ЭНЕРГИИ НА ВНУТРЕННЮЮ ЧАСТЬ КРУГОВОГО ЛИМИТЕРА Т-10 И ЕГО ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДЛЯ ЦЕЛЕЙ ИТЭР

Проект ИТЭР является первым международным проектом термоядерного реактора. Важнейшей проблемой для реактора являются высокие тепловые нагрузки на первую стенку и дивертор. Например, расчетные тепловые нагрузки на вольфрамовые диверторные пластины в стационаре равны 5-10 МВт/м2, а под сепаратрисой могут достигать 40 МВт/м2. Поэтому возникает задача проверки эрозии вольфрама в модельных экспериментах при ИТЭРовских нагрузках.

В докладе представлены результаты эрозии вольфрамовых тайлов кругового лимитера токамака T-10 в режиме со сдвигом плазменного шнура внутрь и мощным СВЧ нагревом плазменного шнура. В этом режиме внутренние W тайлы нагреваются до белого каления, т.е. до 2000 ⁰С. При этом абелизированные профили радиационных потерь показывают, что на краю потери энергии с излучением возрастают, а в центральных областях - уменьшаются. T.e. не происходит поступления вольфрама в центр.

Характерными признаками эрозии являются металлический блеск оплавленной поверхности края тайла со стороны плазменного шнура, много глубоких трещин и почти однородная белесая боковая поверхность, связанная с дугами, со стороны, удаленной от края плазмы (рис.1). На поверхности тайлов, попадающей в зону SOL, треки дуг расположены радиально и соответствуют направлению действия силы $F = -J \times B_p$. Размеры трещин и их направленность не совпадают с исходными микротрещинами в образцах. На W тайлах с двух сторон трещины идут параллельно краю пластин. И только в двух самых разогретых тайлах (с е-стороны) – перпендикулярно к краю. При этом края трещин оплавлены дугами. На этих тайлах трещины расположены вдоль градиента температуры и вдоль поперечных треков дуг. По-видимому, это поверхностный эффект, при котором трек дуги оставляет за собой расплавленный W, а при рекристаллизации W трескается, и последующие дуги оплавляют края и расширяют трещину.

В докладе анализируется взаимосвязь трещин и униполярных дуг, и влияние дугообразования на разогрев тайлов. Рассматривается, как наи-

более вероятный, механизм неамбиполярного выноса энергии с W плазмой в SOL и возможность возникновения такого механизма в ИТЭР.

Также обсуждается режим улучшенного удержания, в условиях неамбиполярного выноса энергии на внутреннюю часть кругового лимитера и большого градиента потенциала плазмы на краю плазменного шнура.



Puc.1

М.Ю. ЖАРКОВ¹, А.В. ВЕРТКОВ¹, И.Е. ЛЮБЛИНСКИЙ¹, В.А. ВЕРШКОВ², А.В. КАРПОВ², С.В. МИРНОВ³ ¹АО «Красная звезда», Москва, РФ ² НИЦ «Курчатовский институт», Москва, РФ ³АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», Москва

УСТРОЙСТВА ДЛЯ СБОРА ЛИТИЯ В ВАКУУМНОЙ КАМЕРЕ ТОКАМАКОВ Т-11М и Т-10

В ряде экспериментальных исследований было убедительно показано, что использование лития в качестве материала обращенного к плазме токамака и стелларатора приводит с одной стороны к существенному улучшению параметров плазменного разряда, а с другой - к возможности создания русурсоспособных внутрикамерных элементов [1-4]. Таким образом, могут быть решены как плазмофизические, так и технологические проблемы разрабатываемого стационарного реактора термоядерного син-



Рис. 1. Сбор лития с помощью криогенной мишени

теза. Принимая во внимание высокую сорбционную активность лития по отношению к водороду и его изотопам, необходимо исключить неконтролируемое его накопление на стенках камеры реактора и, как следствие, ограничить накопление трития. Организация замкнутой циркуляции лития в камере с использованием литиевых эмиттеров и коллекторов [1, 5] на основе капиллярно-пористых систем позволяет в основном решить эту задачу, однако часть потока атомов лития может достигать стенки камеры и должна быть удалена. Для решения этой задачи на токамаке Т-

11М была разработана методика [6] эффективного сбора лития с внутренних поверхностей камеры с помощью криогенной мишени в условиях тлеющего разряда в инертном газе (гелий, аргон) и водороде (рис. 1).

Разработанная конструкция криогенной мишени включает собирающий элемент, который в первом исполнении выполнен в виде полого гладкого цилиндра диаметром 58 мм и длиной 200 мм, во внутреннюю полость которого подается жидкий азот, транспортный узел на основе тарельчатого сильфона, обеспечивающего продольный ход не менее 600 мм, и шлюзовую камеру для эвакуации лития без разгерметизации вакуумной камеры токамака (рис. 2 а, б). Криогенная мишень электрически изолирована от камеры.



Рис. 2. Криогенная мишень: а – общий вид, б, в – собирающий элемент.

Дальнейшее развитие конструкции заключалось в повышении эффективности захвата лития собирающим элементом за счет увеличения поверхности путем оребрения (рис. 2 в) или установки капиллярно-пористой структуры. Кроме того, мишень использовалась для исследования переноса лития непосредственно в рабочем разряде токамака будучи расположена в тени литиевого лимитера.

Применение такой конструкции позволило изучить механизмы переноса лития в камере, оценить эффективность сбора лития и влияние на нее различных факторов (рис. 3). Было показано, что максимальная скорость сбора лития в заданных условиях токамака T-11M достигает 3,5 мг/ч. Это обеспечивает извлечение за одну процедуру такого количества лития, которое накапливается на стенках камеры после 200 рабочих разрядов токамака T-11M, что эквивалентно двухнедельной работе токамака.

Введение в конструкцию мишени нагревательного элемента, расположенного в полости собирающего элемента (рис. 4), позволило продолжить исследования зависимости процесса переноса лития и захвата водорода мишенью от температуры ее поверхности.



Рис. 3. Криогенная мишень после экспозиции в тлеющем разряде на водороде

Модификация мишени в части изменения конструкции транспортного узла позволила расширить ее экспериментальные возможности. Замена тарельчатого сильфона на инновационную конструкцию вакуумного ввода на основе жидкометалической муфты позволила обеспечить большие линейные перемещения (практически без ограничения), неограниченное вращение мишени вокруг собственной оси. Исключение сильфона, кроме того, позволило существенно повысить надежность и ресурс вакуумного ввода, сделать конструкцию более компактной (продольный размер не больше 200 мм) и дешевой. Модификация устройства сбора лития для токамака T-11M на основе жидкометаллического вакуумного ввода на T-11M в составе зондов Ленгмюра продемонстрировала ее высокие эксплуатационные качества.

Накопленный опыт конструирования и эксплуатации описанных устройств на токамаке T-11M позволил начать разработку экспериментального устройство для исследования распределения потоков лития и его сбора в камере токамака T-10, на котором в 2016 году были начаты эксперименты с литиевой диафрагмой. Собирающая поверхность этого устройства состоит из двух частей (рис.6): в виде гладкой цилиндрической поверхности (сбор и удаление) и в виде зонда, дающего возможность контролировать толщину слоя осевшего лития в реальном времени. Такая возможность обеспечивается встроенным в мишень кварцевым пьезоэлектрическим датчиком (метод QCM – "quartz crystal microbalance"). Транспортный узел этого устройства, основанный на жидкометаллическом вводе и дополненный устройством углового смещения оси, позволяет сканировать распределение плотности потоков атомов и ионов лития и их направление.



Рис. 4. Конструкция приёмной части литиевой мишени токамака T-11M с возможностью нагрева



Рис. 5. Общий вид устройство сбора лития на токамаке T-11M на основе жидкометаллического ввода



Рис. 6. Устройство сбора лития для токамака T-10: а – собирающая поверхность, б, в – диагностический зонд

Список литературы:

[1] I.E. Lyublinski, M. S. V. Mirnov et al., Development of lithium CPS based limiters for the realization of a concept of a closed lithium circulation loop in a tokamak, Physics Procedia, 12/2015, 71:47-51.

[2] G. Mazzitelli et. al., Review of FTU results with the liquid lithium limiter, (2010) Fusion Engineering and Design, 85 (6), pp. 896-901.

[3] A. Vertkov, I. Luyblinski, G. Mazzitelli, et al., Fus. Eng. Des. 82 (2007) 1627-1633.

[4] F. L. Tabarés, D. Tafalla, E. Oyarzabal, et al., IAEA –CPS-19/CD, EX/P5-36, IAEA, 2012

[5] S.V. Mirnov, A. M. Belov, N.T. Djigailo et al., Recent lithium experiments in tokamak T-11-M, J. Nucl. Mater. 07/2013, 438: s 224-228.

[6] Вертков А.В., Жарков М.Ю., Люблинский И.Е. и др., Криогенная мишень для сбора лития в вакуумной камере токамака Т-11М // Сборник научных трудов XVI конференции «Взаимодействие плазмы с поверхностью». Москва, НИЯУ «МИФИ», 1-2 февраля 2013 г., с. 31-34.

Н. С. КЛИМОВ¹, В. Л. ПОДКОВЫРОВ¹, И. Б. КУПРИЯНОВ², Й. ЛИНКЕ⁴, Р. А. ПИТТЦ⁵, В. М. САФРОНОВ³, Д. В. КОВАЛЕНКО¹, Г. ДЕ ТЕММЕРМАН⁵, А. Д. МУЗЫЧЕНКО¹, А. М. ЖИТЛУХИН¹

¹ АО «Государственный научный центр Российской Федерации Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований», Россия, Москва, Троицк

² АО «Высокотехнологический научно-исследовательский институт неорганических материалов имени академика А.А. Бочвара», Россия, Москва ³ ЧУ «ИТЭР-Центр», Россия, Москва ⁴ Научный Центр Юлих, Германия, Юлих

⁵ Международная Организация ИТЭР, Франция, Кадараш

ПОВЕДЕНИЕ Ве СЛОЯ ПРИ МНОГОКРАТНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ ИМПУЛЬСНОГО ПОТОКА ПЛАЗМЫ КСПУ-Ве С ПАРАМЕТРАМИ, ХАРАКТЕРНЫМИ ДЛЯ ЭЛМ-СОБЫТИЙ В ИТЭР

Обращенные к плазме элементы (ОПЭ) основной камеры ИТЭР будут полностью покрыты защитными покрытиями из бериллия (Ве). Ожидается, что в ИТЭР будет иметь место переосаждение Ве с первой стенки на поверхности диверторных пластин. Слой бериллия на поверхности вольфрама (W) может защитить W от прямого плазменного воздействия, а также снизить поток W с поверхности дивертора в плазму токамака. В тоже время. Ве, эродированный с наиболее теплонагруженных элементов первой стенки будет мигрировать в область менее нагруженных участков и осаждаться в форме Ве слоя на Ве. Этот слой может быть главным элементом, обеспечивающим захват топлива ИТЭР, и может являться источником формирования пыли при разрушении Ве слоя, например, в случае импульсных переходных воздействий. Экспериментальных данных о поведении Ве слоев при ожидаемых импульсных плазменно-тепловых нагрузках недостаточно для оценки ресурса ОПЭ токамака и определения допустимого уровня импульсных плазменных нагрузок. Настоящая работа представляет собой исследование, которое включает в себя плазменные испытания макетов диверторных пластин ИТЭР, предварительно покрытых тонким слоем Ве толщиной 1, 10 и 55 мкм, а также плазменные испытания Ве макетов первой стенки ИТЭР (мишеней), предварительно покрытых тонким слоем Ве толщиной 1, 10 и 55 мкм. Макеты были облучены на плазменном ускорителе КСПУ-Ве плазменными потоками, ожидаемыми во время ЭЛМ-события ИТЭР, характеризующимися плотностью энергии на оси плазменного потока 0,2 МДж/м² и 0,5 МДж/м² (при длительности импульса 0,5 мс). Поверхность макетов исследовалась с применением оптического микроскопа, электронного микроскопа, методами рентгеноспектрального анализа.

В процессе обследование вольфрамовых мишеней с разной толщиной Ве слоя (1, 10 и 55 мкм) наблюдалось схожее поведение для всех мишеней: изменение цвета облученной поверхности (в результате переосаждения Ве), появление пятен на облучаемой поверхности в виде макроскопических дефектов (скоплений, капель, пор, хлопьев), формирование трещин Ве слоя, плавление кромок элементов мишени. Согласно исследованиям с применением СЭМ поверхность мишеней, облученных в режиме с плотностью энергии 0,2 МДж/м², за исключением кромок и локальных дефектов Ве слоя, имеет сплошную структуру подобную той, которая у него была до облучения. Плавление Ве слоя на основной поверхности элементов, агломерацию расплавленного материала, и его движение по потоку плазмы наблюдается в режиме облучения с плотностью энергии на оси потока плазмы $Q_0 = 0,5$ МДж/м².

Сравнение бериллиевых мишеней с различной толщиной Ве слоя после многократного облучения потоком плазмы при тепловой нагрузке 0,2 МДж/м² указывает на их различное поведение при плазменном облучении. Для 50 мкм Ве слоя процессы формирование трещин и отслоение макроскопических участков происходят гораздо более интенсивно по сравнению с меньшими толщинами (1 и 10 мкм) и приводят к катастрофическому разрушению Ве слоя уже после 2 импульсов. Мишень с 10 мкм Ве слоем демонстрирует высокую стойкость по отношению к воздействию плазмы: Ве слой сохраняет целостность; незначительны поверждения поверхности; отсутствует отслоение; модификация поверхности под действием плазмы не приводит к разрушению целостности слоя. Результаты проведенных экспериментов указывают на существование некоторой оптимальной толщины Ве слоя (в диапазоне 1 – 50 мкм) на поверхности сплошного Ве, которая соответствует минимальной скорости эрозии и максимальному времени жизни Ве слоя.

Работа выполнена в рамках договора с Частным учреждением «ИТЭР-Центр». А.Н. ЩЕРБАК¹, С.В. МИРНОВ¹, Я.А. ВАСИНА², Н.С. МАХОВ², И.Е. ЛЮБЛИНСКИЙ³, А.В. ВЕРТКОВ³, М.Ю ЖАРКОВ³

¹АО «ГНЦ РФ Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований», Москва ²Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва ³АО «Красная Звезда», Москва

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ СБОРА ЛИТИЯ И ВОДОРОДА КОЛЛЕКТОРНОЙ МИШЕНЬЮ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ ПОВЕРХНОСТИ МИШЕНИ В СИСТЕМЕ ЭМИТТЕР-КОЛЛЕКТОР НА ТОКАМАКЕ Т-11М

Контур непрерывной циркуляции лития вблизи первой стенки термоядерного источника нейтронов (ТИН) призван обеспечить ее защиту в режиме стационарной эксплуатации. Наряду с эмиттером лития ключевым элементом такого контура должен стать литиевый коллектор, предназначенный для сбора «отработанных» (т.е. выходящих на стенку) лития и неиспользованного «горючего» - изотопов водорода - с целью их последующего возвращения в плазменный шнур. Работа посвящена экспериментальному исследованию в условиях токамака Т-11М работы такого коллектора, выполненного в виде гладкой металлической трубы из нержавеющей стали, помещенной в «тень» литиевого эмиттера. Количественной характеристикой его эффективности является коэффициент захвата падающего на него потока литиевых ионов и водорода. В случае охлаждения его изнутри жидким азотом, как показала линейная зависимость от времени экспозиции, коэффициент захвата им лития можно было считать близким к 1, по крайней мере, в ходе экспозиции коллектора длительностью 600 рабочих импульсов T-11M, что эквивалентно примерно 150 с непрерывной работы коллектора.

В режиме стационарной эксплуатации коллекторной мишени ее охлаждение жидким азотом представляется нерентабельным и следовало бы быть готовым к переходу на другие хладагенты и, соответственно, на другие температуры рабочих поверхностей будущих коллекторов лития. При этом возникает вопрос о допустимом пределе отклонения температуры поверхности коллектора от криогенного уровня в реальных условиях, когда поверхность коллектора уже будет покрыта активным слоем собранного лития. Изучение эффективности гладкого металлического покрытия в качестве коллектора по отношению к падающим на него ионам лития, а именно, определение допустимого температурного диапазона сбора лития гладкой мишенью и являлось первой целью этой работы. Далее, не менее важным становится вопрос захвата изотопов водорода литием, осажденным на таких коллекторах. Поэтому в работе была исследована зависимость захвата водорода в ходе рабочих разрядов от температуры поверхности коллекторной мишени. Учитывая, что периферийная плазма многих токамаков практически идентична, эти результаты могут быть естественно экстраполированы на условия работы ТИН.

Все эксперименты проводились в типичных разрядах токамака T-11M: I_p=70 кA, B_T=1,4 Tл, t=200 мс, n_e= $3 \cdot 10^{19}$ см⁻³. В экспериментах по исследованию зависимости сбора лития коллекторной мишенью от температуры поверхности мишени в качестве основного лимитера-эмиттера использовался вертикальный литиевый лимитер на основе капиллярно-пористой системы (КПС), а также продольный литиевый лимитер на основе КПС, коллекторная мишень при этом располагались в тени вертикального эмиттера.

Эксперименты осуществлялись следующим образом: коллекторная мишень вводилась в камеру токамака (r=27 см) на расстояние примерно 10 см от стенки камеры (r=16 см), располагаясь в тени основного источника лития (r=14-15 см) в виде вертикального, либо продольного литиевых эмиттеров. Кроме них на r=26 см располагался графитовый лимитер, излучение кромки которого (LiI) служило индикатором литиевого потока на стенку. Внутри мишени были установлены нагреватель и термопара (TXA), которая определяла температуру ее поверхности.

Далее мишень экспонировалась в сериях по 35-600 импульсов рабочих разрядов T-11M, длительность каждого из которых составляла около 0.2 с. После завершения экспозиции мишень выводилась из камеры токамака через шлюз, затем погружалась в горячую дистиллированную воду. Полученный раствор впоследствии анализировался на содержание лития тремя различными способами: по ph-фактору, по электропроводности раствора и, так называемым «пламенным методом» – по спектральной эмиссии лития в пламени газовой горелки.

Эксперименты по сбору лития проводились также в водородном тлеющем разряде в диапазоне температур мишени от комнатной до 500°С.

Эмиссия водорода из лития, захваченного мишенью, изучалась с помощью стандартной масс-спектрометрии путем нагрева мишени (ТДСспектры) до 570°С.

На рис. 1 представлены полученные результаты сбора лития коллекторной мишенью в зависимости от температуры ее поверхности.



Рис. 1 Зависимость сбора лития от температуры поверхности коллекторной мишени

Синим цветом обозначены точки, когда сбор лития коллекторной мишенью исследовался в случае использования продольного литиевого лимитера в качестве основного литиевого эмиттера. Зеленым цветом – когда основным являлся вертикальный литиевый лимитер. А красным цветом обозначена кривая, соответствующая исследованию сбора лития в тлеющем разряде.

Из всего этого можно сделать следующие выводы, что по мере нагрева мишени в диапазоне температур от -196°С до 80°С (сравнение эксперимента с заливкой жидкого азота и без нее) эффективность сбора лития уменьшилась незначительно, не более чем на 20%, что делает необязательным охлаждение литиевых коллекторов жидким азотом, а можно ограничиться, например, водой.

Также было получено, что по мере нагрева мишени в диапазоне температур от 20°C до 400°C эффективность литиевого сбора оставалась практически постоянной от комнатной температуры вплоть до 270°C с последующим спадом примерно вдвое при нагреве до 400°C.

Эксперименты по исследованию захвата водорода литием, осажденным на коллекторную мишень, заключались в следующем: точно так же в камеру вводилась коллекторная мишень, которая располагалась в тени вертикального литиевого лимитера, служившим основным эмиттером лития, экспонироволась в рабочих разрядах токамака при различных температурах поверхности мишени. Затем по завершению экспозиции мишени включался ее прогрев до 570°C, и по квадрупольному массспектрометру наблюдался выход водорода из лития. На рис. 2 приведена зависимость выхода водорода из осажденного на поверхности мишени лития в зависимости от температуры поверхности мишени, при которой экспонировалась мишень. Красные точки – захват лития гладкой металлической мишенью. Пунктир – коррекция на испарение лития с поверхности мишени («пламенный анализ») между разрядными импульсами T-11M. Абсолютные оценки позволяют заключить, что максимальное число атомов водорода, захваченных осажденным литием может достигать 10% на атом лития при температуре мишени масштаба 300К и снижаются на порядок и более при повышении температуры до 500-600К.



Рис.2 Зависимость захвата лития и водорода литием в зависимости от температуры поверхности мишени

Таким образом, можно сделать важный вывод, что в рамках модели непрерывной циркуляции лития в будущих ТИН накопления трития внутри разрядной камеры можно избежать, если температура ее стенок будет находиться в диапазоне 350±50°С. При этом допустимый температурный предел сбора лития гладкой металлической мишенью из водороднолитиевой плазмы может находиться существенно выше, вблизи 450±50°С.

Работа поддержана грантом РНФ 15-12-30027.

В.П. БУДАЕВ^{1,2}

¹Национальный исследовательский университет «МЭИ» ²НИЦ Курчатовский институт, Москва

СТОХАСТИЧЕСКАЯ КЛАСТЕРИЗАЦИЯ ПОВЕРХНОСТИ МАТЕРИАЛОВ ПРИ ДЕЙСТВИИ МОЩНЫХ ПОТОКОВ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ

В реальных экспериментальных условиях взаимодействия плазмы с поверхностью в термоядерных установках (ТУ) эволюция морфологии поверхности происходит под влиянием нескольких механизмов, включая процессы эрозии, плавления и движения расплава по поверхности, переосаждения материалов эрозии, отвердения и рекристаллизации (см. [1]). Для описания такого сложного процесса требуется рассмотрение кинетического уравнения общего вида (напр., кинетического уравнения Смолуховского). Решение такого уравнения - сложная теоретическая задача, зависит от характеристик симметрии задачи, в т. ч., математической формы ядра в кинетическом уравнении и его свойств самоподобия. Для упрощения задачи следует привлекать экспериментальные данные 0 свойствах самоподобия – скейлингах самоподобия (степенных законах масштабной инвариантности) стохастической поверхности. На этом пути важно из эксперимента определить наиболее общие степенные законы кластеризации поверхности, что позволит продвинуться в описании и систематизации свойств материалов после облучения плазмой в ТУ.

В литературе обсуждается формальная аналогия (см. [2]) между уравнением для нелинейного процесса фрагментации-агрегации материалов и кинетическим уравнением, описывающим 3-х волновую турбулентность, для которой рассматривается степенной спектр в подходе Колмогорова-Захарова. Перераспределение массы между кластерами в процессе агломерации (соединение/распад кластеров разного размера) аналогичен каскадному процессу передачи энергии в турбулентности: для числа частиц N с массой m: $N(m)=Cm^{-(3+\eta)/2}$. Показатель η определяется свойствами самоподобия. Процессы агломерации с различным самоподобием имеют различные спектры, что можно использовать для классификации.

В данной работе исследованы вольфрамовые образцы [3], изготовленные из поликристаллического вольфрама с исходной гладкой поверхностью, после испытаний в КСПУ-Т высокотемпературной плазмой с нагрузками, ожидаемыми в ИТЭР; они имеют шероховатую стохастическую структуру поверхности [3] с разными масштабами гранулярности, начиная от нанометров (рис. 1), подобно ранее обнаруженной на графито-

вых образцах [4]. Количественные характеристики стохастических рельефов определялись методом спектрального и статистического анализа экспериментальных профилей. Это позволило характеризовать качественное отличие стохастической кластеризации образцов после обработки высокотемпературной плазмы от шероховатых поверхностей, образованных в иных условиях. Фурье-спектры профилей рельефа (рис.2) характеризуют распределение высот (размеров структур на поверхности) по масштабам. Спектры уширены, без резонансов, что указывает на отсутствие доминирующих периодических структур в рельефе. Спектры имеют характерную спадающую форму, обычно наблюдаемую в объектах, обладающих масштабной инвариантностью и статистическим самоподобием. Функциональную зависимость фурье- спектра от волнового числа k можно характеризовать степенным законом $S(k) \sim k^p$, (см. рис.2), показатели *p* в табл.1. Отметим, что для образцов вольфрама [2], нержавеющей стали [4] и графита [3,6] после воздействия высокотемпературной плазмой в токамаке Т-10, плазменных установках КСПУ и NAGDIS-II величина показателя р имеет значение в диапазоне от -2,4 до -2,8 и более. В отличие от этого, для сравнительных образцов, не обработанных высокотемпературной плазмой, величина показателя р находится в диапазоне от -1,97 до -2,2. Статистические свойств самоподобия стохастической структуры описываются функцией распределения (ФР) высот рельефа образца. Для образцов после воздействия высокотемпературной плазмы ФР типично имеет «тяжелые» хвосты и не описывается гауссовским (нормальным) законом (рис.3). Для сравнения, ФР высот образца отливки промышленной стали, шероховатая поверхность которой сформировалась при отвердении после плавления, близка к гауссовой функции, что свидетельствует о простейших статистических свойствах кластеризации. Самоподобие характеризуется [4,6] показателем Хёрста Н (табл.1); для образцов вольфрама, графита и нержавеющей стали после воздействия высокотемпературной плазмы показатель Хёрста от 0,68 до 0,86, что соответствует нерегулярной стохастической кластеризации с иерархической гранулярностью (фрактальностью) [4,6].

Работа выполнена в рамках выполнения Госзадания и по программе испытаний материалов ИТЭР в Проектном Центре ИТЭР РА РФ.



Рис. 1. (а) Микрофотография РЭМ образца вольфрама после испытаний в КСПУ - Т [3]; (б) АСМ профили высот образца вольфрама из КСПУ - Т и углеродной пленки из токамака Т-10 [4]



Рис. 2. Фурье-спектр стохастического рельефа образцов: (а) для вольфрама из КСПУ-Т [3], на рис. 16, (б) для поверхности молибдена после облучения в плазме магнетронного разряда



Рис. 3. Функция распределения высот рельефа образцов для приращений высот поверхности $\delta y=y(x+1)-y(x)$: (а) вольфрам (рис. 1б), l=19,5 нм; (б) отливка промышленной стали, l=0,5 мкм, для сравнения - гауссовский (пунктир) и Коши-Лоренца (линия) законы распределения

N⁰	образец	р	Η
1	вольфрам, КСПУ-Т, 2 импульса 2 МДжм ⁻² [2]	-2.62	0.86
2	вольфрам, КСПУ-Т, 50 импульсов 2 МДжм ⁻² , [2]	-3.18	0.81
3	углеродная пленка, из токамака Т10 [3]	-2.49	0.78
4	углеродная пленка, из токамака Т10 [3]	-2.59	0.77
5	углерод, графитовая мишень, NAGDIS-II [6]	-2.29	0.68
6	сталь нержавеющая, КСПУ-Т [5]	-2.85	0.72
7	сталь нержавеющая, КСПУ-Т [5]	-2.87	0.68
8	молибден после облучения в магнетронном разряде	-2.2	0.6
9	стальная отливка после отвердения (промышленная)	-2.41	0.58

Таблица 1. Показатель скейлинга фурье-спектра р, показатель Херста Н.

Список литературы:

- [1] В.П. Будаев, ВАНТ, Сер. Термоядерный синтез 38 4 5 (2015).
- [2] C. Connaughton, R. Rajesh, O. Zaboronski, PRL 94 (19), 194503 (2005).
- [3] V.P. Budaev, et. al. JNM 463 237 (2015).
- [4] В.П. Будаев и др., Письма в ЖЭТФ 95, 2, 84-90 (2012).
- [5] В.П. Будаев и др., Физика плазмы 39, 923 (2013).
- [6] В.П. Будаев и Л.Н. Химченко, ВАНТ. Сер. Термояд. синтез, 3 34 (2008).

А.А. ПШЕНОВ^{1,2}, А.С. КУКУШКИН^{1,2} ¹Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» ²НИЦ «Курчатовский институт», Москва

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТРАНСПОРТА ЛИТИЯ И ЕГО ВЛИЯНИЯ НА ПАРАМЕТРЫ ПЕРИФЕРИЙНОЙ ПЛАЗМЫ ТОКАМАКА Т-15 ПРИ ИНЖЕКЦИИ ЛИТИЯ

Использование литиевого лимитера на основе капиллярно-пористой системы (эксперименты с такими лимитерами проводились на токамаках T-11M, NSTX, CDX-U и FTU [1]) способствует снижению рециклинга, а так же очищению плазмы от примесей, приникающих в разряд вследствие эрозии первой стенки (например, углерода или вольфрама), сам же литий практически не проникает в центральную область пламенного шнура, обеспечивая тем самым снижение эффективного заряд плазмы, а следовательно и снижение радиационных потерь из области удержания. При этом существует ряд указаний на то, что некорональное излучение может позволить литию претендовать на важную роль в энергобалансе пристеночной плазмы в моменты пиковых нагрузок таких как ЭЛМы и срывы тока [2]. Указанные обстоятельства делают потенциально привлекательным размещение подвижного литиевого лимитера в скрэп-слое токамака T-15.

Несмотря на множественные экспериментальные подтверждения положительного влияния инжекции лития и литиизации поверхности первой стенки токамаков, существует сравнительно небольшое количество работ посвященных теоретическому рассмотрению и компьютерному моделированию пристеночной плазмы с примесью лития. В то же время, исследование транспорта лития на периферии токамака и определение мест его преимущественного осаждения, наиболее выгодных с точки зрения расположения коллектора лития, является важным вопросом для рутинной работы токамака с литиевым лимитером или инжекцией литиевых пеллет. Другим немаловажным вопросом для токамаков с диверторной конфигурацией является эффективность литиевой примеси как основного излучателя в процессе стационарной работы установки, способность лития переизлучать тепло, приходящее на периферию из центральной области шнура, и тем самым снижать тепловые нагрузки на диверторные пластины.

Для изучения транспорта лития на периферии токамака как нельзя лучше подходит код SOLPS4.3 [3], являющийся признанным инструментом исследования транспортных процессов на периферии токамака, подтверждением чего может служить тот факт, что конструкция дивертора ИТЭР во многом опирается на результаты численных расчетов, проведен-

ных с его помощью. Для решения поставленной задачи код был адаптирован к геометрии и магнитной конфигурации токамака Т-15. В качестве базового варианта диверторной геометрии был выбран гибридный вариант с вертикальным расположением принимающей платиной во внутреннем диверторе и горизонтальным во внешнем. При моделировании литиевый лимитер был заменен тороидально симметричным источником шириной 1 см, расположенным в верхнем или нижнем патрубках газонапуска. Амплитуда такого источника соответствовала скорости испарения лития при температурах 400, 500 и 600 °C. Уменьшение рециклинга, обусловленное литиизацией первой стенки, моделировалось аналогично работе [4] путем снижения коэффициента рециклинга на обращенных к плазме поверхностях с 1.0 до 0.93. Изучения транспортных процессов с участием лития потребовало добавления в код атомарных процессов с участием ионов и нейтралов лития: ионизации электронным ударом, рекомбинации (учитываются фото-, трехчастичная и диэлектронная рекомбинация), а так же излучательных процессов (линейчатое, тормозное и рекомбинационное). Сечения для данных процессов взяты из базы данных ADAS [5] и учитывают ступенчатые процессы, играющие важную роль в плотной диверторной плазме.

С помощью модернизированного кода SOLPS4.3 проведен анализ путей миграции ионов лития при расположении литиевого лимитера в верхней части камеры и вблизи дивертора, со стороны патрубка откачки. Кроме того, проанализирован вариант с распылением осажденного на первой стенке и диверторных пластинах лития, что приводит к существенному росту концентрации лития в скрэп-слое и диверторной области.

Список литературы:

[1] S. Mirnov, J. Nucl. Mater. 390–391 (2009) 876–885.

[2] V.A. Evtikhin, I.E. Lyublinski, A. V. Vertkov, S. V. Mirnov, V.B. Lazarev, N.P. Petrova, S.M. Sotnikov, A.P. Chernobai, B.I. Khripunov, V.B. Petrov, D.Y. Prokhorov, V.M. Korjavin, Plasma Phys. Control. Fusion 44 (2002) 955–977.

[3] A.S. Kukushkin, H.D. Pacher, V. Kotov, G.W. Pacher, D. Reiter, Fusion Eng. Des. 86 (2011) 2865–2873.

[4] C. Sang, H. Du, G. Zuo, X. Bonnin, J. Sun, L. Wang, Nucl Fusion 56 (2016) 106018.

[5] Open ADAS (http://open.adas.ac.uk/adf11)

Ю.В. МАРТЫНЕНКО^{1,2}

¹Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» ²НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Российская Федерация

КАПИЛЛЯРНО-ПОРИСТЫЕ ЭЛЕКТРОДЫ ДЛЯ МГД ГЕНЕРАТОРА

Предложено использовать капиллярно-пористые системы (КПС) для электродов МГД генераторов. **МГД-генератор** – это энергетическая установка, в которой тепловая энергия рабочего тела преобразуется непосредственно в электрическую [1]. Наибольший интерес представляют МГД генераторы, использующие ионизованные газы в качестве рабочего тела. Они имеют ряд преимуществ:

- высокую мощность, до нескольких мегаватт на не очень большую установку,

- отсутствие вращающихся деталей, следовательно, отсутствие потерь на трение,

- высокую маневренность и ряд других.

Однако применение МГД генераторов работающих стационарно сдерживается большой эрозией материалов контактирующих с плазмой – ионизованным газом. Это в первую очередь относится к токосъёмным электродам.

Основной недостаток МГД генераторов, или сложность в их создании, - это необходимость применения сверх жаропрочных материалов, поскольку для повышения проводимости (степени ионизации) рабочего газа нужны максимально высокие температуры. Напомним, что мощность на единицу объема МГД генератора пропорциональна проводимости газа о, квадрату скорости течения газа u^2 и квадрату магнитной индукции B^2 . Наиболее нагруженными элементами генератора являются токосъемные электроды. В "холодной" области приэлектродного пограничного слоя возникает контракция тока, она сопровождается повышенной электродуговой эрозией электродов. Для преодоления этого недостатка необходимо повысить температуру электродов и приэлектродного пограничного слоя, и тем самым увеличить проводимость этого слоя. Ведутся поиски жаропрочных материалов, но эти работы направлены на поиск материалов для твердых электродов. В то же время в работах по управляемому термоядерному синтезу предложена, и успешно опробована концепция капиллярно-пористых систем (КПС) заполненных жидкими металлами контактирующих с плазмой [2]. Основными преимуществами КПС по сравнению с твёрдыми материалами являются их устойчивость к деградации свойств и способность к самовосстановлению поверхности на основе капиллярных сил.

Обоснованный выбор жидкого металла должен опираться на всесторонний анализ, включающий следующие аспекты: рабочий интервал температур, необходимый для достаточной степени ионизации газа возле электродов; обеспечение смачивания для реализации возможности самообновления и стабильности жидкометаллической поверхности; коррозионная стойкость при воздействии потока ионизованного газа; технологические особенности использования этих металлов и безопасность; расход жидкого металла при работе МГД генератора. Такой выбор требует серьёзной работы, которая сейчас не может быть проведена в достаточной мере. Поэтому мы ограничимся лишь некоторыми соображениями и указанием на возможные металлы – кандидаты для использования в КПС. На основании данных о работе МГД генераторов примем, что рабочая температура КПС должна быть 2000⁰С.

Важным требованием для жидкого металла является отсутствие интенсивного окисления (горения) в условиях МГД генератора при рабочей температуре. Этот вопрос требует специального исследования, но предварительный вывод можно сделать, сравнивая энтальпии окислов металлов, поскольку интенсивность окисления металлов пропорциональна энтальпии их оксидов [3] (см. таблицу I). Таблица показывает, что наиболее подходящими металлами являются медь и железо. Плавка этих металлов на воздухе на воздухе известна, и можно ожидать, что они не будут окисляться при 2000⁰С со скоростью препятствующей их применение. К сожалению, эти металлы имеют высокий потенциал ионизации.

Оксид	Энтальпия, кДЖ/моль	Оксид	Энтальпия, кДЖ/моль
CuO	157	MgO	602
FeO	265	TiO	944
ZnO	351	Al ₂ O ₃	1533
SnO ₂	581	-	-

Таблица І. Устойчивость оксидов.

Поэтому их можно использовать только для высокотемпературных электродов способствующих ионизации легко ионизируемых присадок (обычно K₂CO₃). Представляют интерес Cu и Fe легированные щелочными металлами, но это отдельная тема, не входящая в рамки статьи.

Смачивание меди и железа с потенциальными материалами пористой конструкции Мо и W при температурах вблизи температуры плавления хорошее [4], капиллярное давление $P_c = 2\sigma \cos\theta/r$, где θ — краевой угол смачивания; σ — поверхностное натяжение жидкого металла; г — эффек-

тивный радиус пор КПС значительно меньше давления насыщающего пара определяющее скорость испарения. Но при высоких температурах поверхностное натяжение падает, и необходимы исследования.

Медь и железо при температуре 2000⁰С жидкие и не кипят, что позволяет рассматривать их как кандидаты для жидкой компоненты КПС [5]. Коррозионная совместимость меди с молибденом и вольфрамом хорошая. А жидкое железо разрушает молибден (и, по-видимому, вольфрам), поэтому для железа нужно искать другой материал для пористой основы (возможно ниобий).

Основные потери жидкого металла КПС происходят в результате испарения. Наглядной величиной характеризующей скорость испарения является скорость и, с которой движется поверхность в результате испарения. Согласно [5] скорость и равна $u \approx 0.38c \cdot exp$ (-*H*/*T*), где c – скорость звука в испаряемом веществе, Н – энергия испарения, Т – температура поверхности в энергетических единицах. При температуре 2000^оС для меди u = 17 мкм/с, а для железа u = 2,7 мкм/с. Это большие скорости испарения. Однако, в отличие от твердых электродов, жидкая компонента КПС имеет возможность возобновления. Экономические затраты на расход металла значительно меньше затрат на топливо МГД генератора. Применение турбин для использования энергии потока газа после МГД генератора осложняется необходимостью предотвращать покрытие лопаток турбины металлом из КПС. Сейчас потери жидкого металла КПС на испарение кажутся наиболее сложной проблемой в реализации КПС. Однако эта проблема не делает невозможным применение КПС для токосъёмных электродов МГД генераторов.

Железо имеет меньшую скорость испарения, а медь меньшую температуру плавления, что облегчит выход КПС на рабочий режим. Выбор можно сделать только после тщательных исследований. На основе предварительного анализа показано, что наиболее подходящими металлами для жидкой компоненты КПС являются медь и железо.

Список литературы:

[1] Панченко В.П. Введение в магнитогидродинамическое (МГД) преобразование энергии. МГТУ им. Н.Э. Баумана, Электронное учебное издание, 2011г.

[2] Antonov N.V. et al. Steady state lithium plasma and liquid lithium divertor experimental validation. 16 th IAEA Fusion Energy Conf. (Montreal, 1996), Vol.3, p.651-658, Vienna 1997.

[3] http://www.uzcm.ru/spravka/metall/art/15.php

[4] Молибден в расплавленных металлах. chem21.info/info/1060005

[5] А.А. Веденов, Г.Г. Гладуш. Физические процессы при лазерной обработке материалов, Москва, Энергоатомиздат (1985)

O.V. OGORODNIKOVA¹, C. RUSET², D. DELLASEGA^{3,4}, A. PEZZOLI³, M. PASSONI^{3,4}, K. SUGIYAMA⁵, YU. GASPARYAN¹, V. EFIMOV¹, M. BALDEN⁵, G. MATERN⁵, F. KOCH⁵

¹National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, Kashirskoe sh. 31, 115409, Russia

²National Institute for Laser, Plasma and Radiation Physics P.O.Box MG-36, Magurele-Bucharest, Romania

³Dipartimento di Energia, Politecnico di Milano – Milano (Italy).

⁴Istituto di Fisica del Plasma, CNR, EURATOM-ENEA-CNR Association – Milano (Italy)

⁵Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, EURATOM-Association, Boltzmannstraße 2, 85748 Garching, Germany

DEUTERIUM RETENTION IN DENSE AND DISORDERED NANOSTRUCTURED TUNGSTEN COATINGS

Three types of nano-structured tungsten (W) coatings were investigated in respect to deuterium (D) retention after the low-energy D plasma exposure. The D depth profile was measured up to 6 µm by nuclear reaction analysis (NRA) and the total deuterium retention was measured by thermal desorption spectroscopy (TDS). In the present work, we investigated (i) a dependence of the D retention in a W coating on substrate, (ii) a dependence of the D retention in a W coating on the nano-crystalline structure, namely, columnar-like or amorphous-like, and (iii) the D retention at an interface between layers. It was shown that most of deuterium is trapped in the interlayer between W coating and substrate. Consequently, the D retention in the interlayer between different materials can be a concern. It was found that all types of coatings show higher D accumulation compared to bulk polycrystalline W. The disodered W coating produced by Pulsed Laser Deposition (PLD) has highest deuterium (D) concentration compared to dense W coating produced by Combined Magnetron Sputtering and Ion Implantation (CMSII) technology and W coating produced by standard vacuum magnetron-sputtering (SMS) method. The lowest D concentration was found in SMS-W coating. No significant influence of the substrate on the D retention in coatings was found. The D retention correlates with microstructure of multilayer W coating: the D retention drastically increases with decreasing the grain size. Consequently, from point of view of the hydrogen isotope retention, coarse-grained crystals are recommended for application of W-based materials in fusion devices. At the same time, coarse-grained crystals are undesirable from point of view of blister formation under the plasma exposure. Nano-crystalline structure of W coatings suppresses the blister formation. A compromise in the development of new promising nanostructured tungsten films is necessary to keep the hydrogen concentration at an acceptable level and reducing/preventing high density of defects at the interface between nanostructured coating and substrate.

С.А. КРАТ¹, М. МАЙЕР², А. ВИДДОУСОН³, Ю.М. ГАСПАРЯН¹, А.А. ПИСАРЕВ¹,

¹Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» ²Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Гархинг, Германия ³EUROfusion Consortium, JET, Culham Science Centre, Кулхам, Британия

ЭРОЗИЯ И ОСАЖДЕНИЕ В ДИВЕРТОРЕ ТОКАМАКА ЈЕТ ВО ВТОРОЙ ИТЭР-ПОДОБНОЙ КАМПАНИИ

В 2010 году первая стенка токамака ЈЕТ была полностью заменена с углеродной на ИТЭР-подобную, состоящую из бериллия в основной камере и вольфрама в диверторе. Тайлы дивертора были выполнены из углеродного материала СFC с толстым (порядка 20 мкм) покрытием вольфрама. Согласно данным, полученным по результатам первой экспериментальной кампании, это привело к существенному (в 10-20 раз) уменьшению скорости накопления изотопов водорода в диверторе, уменьшению скорости накопления материала стенки, распылённого в основной камере, в диверторе в 4-9 раз, привело к кардинальным качественным изменениям в распределении переосаждённого материала в диверторе. Основной задачей представленной работы было установить различия в транспорте материала в дивертор в первой и второй ИТЭР-подобных кампаниях, установить, являлись ли данные, полученные в первой кампании, репрезентативными для ИТЭР-подобной конфигурации установки в целом.

Распределение эрозии в диверторе изучалось при помощи специальных маркерных покрытий, нанесённых на поверхности тайлов. Эти покрытия представляли собой двуслойную систему: слой молибдена на вольфрамовой поверхности тайла, и слой вольфрама на поверхности молибдена, нанесённый по той же технологии, что и основной вольфрамовый слой. Перед установкой тайлов в токамак, толщины вольфрамового маркера и молибденового межслоя были измерены в ряде точек тайлов при помощи метода обратного рассеяния Резерфорад (ОРР). После завершения экспериментальной кампании толщины маркерных слоёв были заново измерены при помощи ОРР с использованием тех же энергий и типов частиц, и сравнены с данными до кампании. Скорости эрозии и осаждения оценивались по разнице между данными до и после экспериментальной кампании.

Распределение переосаждённого материала (бериллия, углерода, дейтерия) в диверторе определялось при помощи метода ядерных реакций (ЯР). Было установлено распределение эрозии и осаждения в полоидальном направлении для внешнего и внутреннего дивертора. Для центрального горизонтального тайла дивертора (тайла 5) также было проведено исследование тороидального распределения эрозии и осаждения. В нескольких точках (на тайлах 1, в области большой толщины переосаждённых слоёв, и 5) был проведён анализ распределения накопленного дейтерия по глубине в приповерхностных слоях. Это было сделано с целью сравнения с данными в предыдущей кампании. В конце кампании 2013-2014 проводились опыты с водородной, а не дейтериевой плазмой, что могло привести к понижению содержания дейтерия в приповерхностных слоях. Была предпринята попытка выявить этот эффект.

В результате проделанной работы было получено распределение эрозии и осаждения в диверторе с пространственным разрешением порядка 1 см. В целом, количественно и качественно наблюдавшаяся картина была сходна с таковой для кампании 2011-2012 годов, что говорит о том, что уменьшение скорости накопления дейтерия и переосаждённого материала стенки в диверторе было вызвано сменой материалов стенки, а не особенностями самой кампании. В обоих кампаниях максимум толщины переосаждённого материала приходился на тайлы 0 и 1, куда бериллий транспортировался из скрэп-слоя.

Наблюдалось глубокое залегание дейтерия в маркерных слоях вольфрама, на глубинах более одного микрометра. Это объясняется особенностями структуры маркерных покрытий. Схожий эффект наблюдался, но был менее выражен, и в предыдущей кампании. Для металлических вольфрамовых частей (тайл 5), глубокого залегания дейтерия не наблюдалось.

В отличие от первой ИТЭР-подобной кампании, во внешнем диверторе наблюдалась эрозия материала поверхности тайлов. Это обусловлено, вероятно, отличным распределением страйк поинтов во второй ИТЭР-подобной кампании; некоторое время страйк поинт находился на тайлах 6 и 7, чего не происходило в ИТЭР-подобной кампании 2011-2012.

Измерения распределения дейтерия по глубине не выявили существенного уменьшения концентрации дейтерия в приповерхностных слоях в области максимума осаждения. В то же время, измерения металлических пластин тайла 5 выявили такой эффект. Это различие, вероятно, вызвано разницей в температурных режимах на поверхностях тайлов 1 и 5.

М.М. ЦВЕНТУХ Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, Москва

ПАРАМЕТРЫ ПЛАЗМЫ ВЗРЫВОЭМИССИОННЫХ ЯЧЕЕК КАТОДНОГО ПЯТНА ВАКУУМНОГО РАЗРЯДА В МОДЕЛИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ВЗРЫВА ЖИДКОМЕТАЛЛИЧЕСКИХ СТРУЙ

Предложена простая сквозная модель взрывоэмиссионного импульса ячейки катодного пятна вакуумной дуги, включающая как инициирование, так и погасание ячейки [1]. Инициирование происходит при электрическом взрыве перешейка жидкометаллической струи, распространяющейся из кратера от предыдущего взрыва в плазму катодного пятна. Погасание происходит из-за расширения плазмы и спада ее плотности от ~ 10^{22} см⁻³ до уровня фоновой плазмы ~ 10^{18} - 10^{19} см⁻³. Взрыв рассматривается как переход через критическое состояние (критическую температуру).



Рис. 1. Схематический вид выдавливания жидкометаллической струи из кратера от предыдущего взрывоэмиссионного центра, обрыва перешейка струи (и формирования капли), сопровождаемое взрывом перешейка протекающим током и последующим взрывом всей струи

Рассматривался тепловой баланс сужающегося жидкометаллического перешейка с протекающим током, а также сферическое расширение плазмы после достижения критической температуры. Несмотря на простоту модели она позволяет получить средние за взрывоэмиссионный импульс величины, согласующиеся с известными экспериментальными наблюдениями и численными расчетами. Так средняя плотность плазмы составляет порядка 10²⁰ см⁻³, температура ~1 эВ.



Рис. 2. Средние параметры за взрывоэмиссионный импульс t_{decay} – от момента достижения критической температуры, T_{cr} , до момента спада плотности до уровня 10^{18} ст⁻³: температуры $\langle T \rangle$, плотность плазмы $\langle n \rangle$, плотность тока $\langle j \rangle$, давление $\langle p \rangle$, отношение $\langle p \rangle / \langle j \rangle$, и омическое электрическое поле $\langle E \rangle = \langle j/\sigma \rangle$.

Также были определены средние за импульс величины: $\langle p \rangle / \langle j \rangle$ - отношение среднего давления к средней плотности тока, и средняя омическая напряженность поля $\langle E \rangle = \langle j / \sigma \rangle$. Первая из них определяет гидродинамический характер ускорения плазменных струй из ячейки [2-3], а полученное значение - десятки г см K⁻¹ с⁻¹ согласуется с экспериментально измеряемыми значениями скорости ионного потока и удельной эрозии: $v_i \times \gamma_i$. Омическое электрическое поле обеспечивает протекание тока через взрывоэмиссионную плазму, при этом формируется катодное падение потенциала ~ 10-30 В. Полученное значение среднего за импульс поля, $\langle E \rangle = \langle j / \sigma \rangle$, составило десятки кВ/см (существенно ниже, чем дебаевское поле ~10 МВ/см - для плазмы с плотностью 10^{20} см⁻³ и температурой 1 эВ). Таким образом, для формирования катодного падения требуется плазма размером несколько мкм, что согласуется с известными наблюдениями. Также была сделана оценка полного тока на один центр - порядка А.

Была получена оценка величины $\beta = 8\pi nT/B^2$, для плазменного столба (радиуса *R*) с протекающим током (фракция плотности тока

 $\kappa = j/(en\sqrt{T/2\pi m_e}) < 1$), составляющая $\beta \kappa^2 nR^2 = 4m_e c^2/e^2 = 1.41*10^{13} \text{ cm}^{-1}$. Эта зависимость показывает, что сжатие плазменного столба магнитным полем ($\beta < 1$) возможно в случае разреженной плазмы большого размера, в данном случае - на удалении от взрывоэмиссионной ячейки.

Работа поддержана РФФИ, гранты 15-38-20617-мол_а_вед и 16-08-01306-а, а также фондом Дмитрия Зимина «Династия» (канд. наук 2015).

Список литературы:

[1] M.M. Tsventoukh, Plasma parameters of the explosive electron emission cells of a vacuum discharge cathode spot, *submitted to J. Appl. Phys.* 2016

[2] G.A. Mesyats, M.M. Tsventoukh 2015 IEEE Trans. Plasma Sci. 43 3320

[3] Igor Zhirkov, Efim Oks and Johanna Rosen 2015 J. Appl. Phys. 117 093301

Н.Н. ДЕГТЯРЕНКО, А.А. ПИСАРЕВ Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

МОДЕЛИРОВАНИЕ АДСОРБИРОВАННОГО ВОДОРОДА НА ПОВЕРХНОСТИ ВОЛЬФРАМА

Методом DFT проведено исследование структурных, энергетических и фононных свойств системы: адсорбированный водород – поверхность вольфрама. Рассмотрены различие структуры монослоя водорода на поверхностях (100) и (110) вольфрама. Рассчитано влияние степени покрытия Θ атомами водорода поверхности W на свойства системы, её энергетические и частотные характеристики, а также устойчивость. Показано, что при $\Theta \ge 2$ вероятны процессы нетермической десорбции молекул водорода и внедрения атомов водорода в подповерхностный слой вольфрама. Рассматривается влияние нулевых высокочастотных колебаний атомов водорода (ZPE) на их поверхностную диффузию.
А.В. МАРКИН

Институт физической химии и электрохимии им. А.Н. Фрумкина (ИФХЭ РАН)

ЗАХВАТ И ТЕРМОДЕСОРБЦИЯ ДЕЙТЕРИЯ В ПЛЕНКАХ АЛЮМИНИЯ, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДАМИ МАГНЕТРОННОГО РАСПЫЛЕНИЯ И ТЕРМИЧЕСКОГО ИСПАРЕНИЯ

Известно, что алюминий и бериллий показывают сходные в отношении водорода свойства, а именно захват ионов водорода с образованием газовых пузырьков, образование гидрида и т.п. Эти процессы определяют накопление водорода в пленках металлов, осаждаемых в плазменных установках, что для бериллия представляет основной источник накопления трития внутри разрядной камеры ИТЭР.

Система алюминий-водород изучена и изучается гораздо интенсивнее, чем поведение изотопов водорода в бериллии. Это обусловлено широким использованием в промышленности литейных алюминиевых сплавов, а также тем, что его гидрид рассматривается как один из способов хранения водорода в системах, использующих для генерации электроэнергии топливные элементы. Так, по термическому разложению его гидрида и диффузии в нем водорода опубликовано значительно больше статей, чем по бериллию [см. например одну из последних 1]. Образование водородных пузырьков в алюминии обсуждается в обзоре [2]. По имплантации водорода в бериллий и алюминий количество публикаций, наверное, сравнимы. В этой связи представляет интерес посмотреть, как соотносятся свойства насыщенных водородом алюминиевых пленок и параметры захвата ионов водорода в алюминии, термическое разложение его гидрида и параметры диффузии. Для бериллия такой анализ был выполнен в работах группы генератора плазмы PISCES [см. например, 3].

В данной работе представлены результаты измерения термодесорбции из тонких пленок алюминия, полученных методами магнетронного распыления и термического испарения. В обоих методах газовой средой была смесь 80% аргона и 20% дейтерия. В случае магнетронного распыления кремниевые подложки располагались на держателе под плавающим потенциалом. При термическом осаждении поверхность растущей пленки облучалась только тепловыми атомами водорода. В обоих методах температура подложек не превышала 50 С. При регистрации спектров ТДС образцы нагревались со скоростью 0.15 К/сек.

На Рис.1 показан типичный спектр термодесорбции дейтерия из пленки алюминия толщиной 40 нм, осажденной термическим испарением за 10 сек. Для анализа структуры пленок в ПЭМ в качестве подложки использовались свежие сколы кристаллов NaCl. Пленка отделялась погружением подложки в воду и переносом кусочка пленки с поверхности воды на медную сетку. На Рис. 2 представлен спектр термодесорбции из такого образца, выполненный после его анализа в ПЭМ.



Puc. 1.



Puc. 2.

Пленки, осажденные в магнетроне, содержали до 50 ат% кислорода. При толщине 250 нм они были красного цвета, что объяснялось слабым пропусканием света. Также пленки показывали заметную электропроводимость. Спектр ТДС из такой пленки представлен на Рис.3.



Puc. 3.

Благодарности:

Автор благодарен сотрудникам ИФХЭ РАН Залавутдинову Р.Х. за микрорентгеноспектральный анализ и Рожанскому Н.В. за анализ подготовленных образцов в ПЭМ.

Список литературы:

[1] T. Thampan et al., International Journal of Hydrogen Energy, vol. 41, pp. 9402-9409, 2016.

[2] J.B. Condon and T. Schober, J. of Nucl. Mater., vol. 207, pp. 1-24, 1993.

[3] M.J. Baldwin, T. Schwarz-Selinger and R.P. Doerner, Nucl. Fusion, vol. 54, p. 073005, 2014.

V.KH. ALIMOV^{1,2,3}, Y. HATANO³, M. BALDEN⁴, M. OYAIZU⁵, K. ISOBE⁵, H. NAKAMURA⁵, T. HAYASHI⁵

¹A.N. Frumkin Institute of Physical Chemistry and Electrochemistry, Moscow, Russia ²National Research Nuclear University "MEPhI", Moscow, Russia ³Hydrogen Isotope Research Center, University of Toyama, Toyama, Japan ⁴Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching, Germany

⁵National Institutes for Quantum and Radiological Science and Technology, Rokkasho, Japan

SURFACE MODIFICATION AND SPUTTERING EROSION OF IRON EXPOSED TO LOW-ENERGY, HIGH FLUX DEUTERIUM PLASMAS SEEDED WITH METAL SPECIES

Fe targets surrounded with (i) 304 type stainless steel composed of mid-Zelements: Fe, Cr, Ni, and Mn (designated as Fe[304SS] targets) and with (ii) high-Z tungsten (designated as Fe[W] targets) were exposed to low-energy (140 and 200 eV), high flux (about 10^{22} D/m²s) deuterium (D) plasmas to fluences of 5×10^{25} and 10^{26} D/m² at various temperatures. The surface morphology of the Fe targets is found to be dependent strongly on (i) atomic number of redeposited species emerged from sputtering of the 304 type stainless steel (mid-Z elements) or tungsten (high-Z element) and on (ii) the exposure temperature. On the Fe[304SS] surface exposed at various temperatures to the D plasmas, only well-known topographical structures resulted from the variations of sputtering yield with crystal orientation (ridges between different grains) are observed. By contrast, nano-structured layers enriched with tungsten are formed on the Fe[W] surfaces. Due to re-deposition of W particles and preferential sputtering of Fe, the effective W concentration in the outermost nano-structured layers reaches ≈ 60 at.%. Main physical processes occurring on the Fe[W] surface under D plasma exposure and influencing formation of the nano-structured surface layer are assumed to be sputtering, re-deposition, crystallite nucleation and growth due to surface atoms diffusion.

Due to formation of the W-enriched nano-structured layers the sputtering erosion yield for the Fe[W] targets is lower than that for the Fe[304SS] targets. Both for the Fe[304SS] and Fe[W] targets exposed to the D plasmas, the sputtering erosion yield is increased as the exposure temperature rises from 355 to 740 K.

И.Е. БАРЫШНИКОВА, Л.Б. БЕГРАМБЕКОВ, С.С. ДОВГАНЮК, А.Е. ЕВСИН, А.С. КАПЛЕВСКИЙ Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

ТРАНСПОРТ ВОДОРОДА МЕЖДУ МЕТАЛЛОМ И ПОВЕРХНОСТНЫМ БАРЬЕРНЫМ СЛОЕМ В ПРОЦЕССЕ ИОННОЙ БОМБАРДИРОВКИ

Известно, что оксидные слои являются эффективными диффузионными барьерами для изотопов водорода. В то же время, как было показано в работе [1] в экспериментах с нержавеющей сталью, барьерные свойства оксидных слоев изменяются при ионном и плазменном облучении. Сообщалось, что транспорт водорода через поверхностный оксидный слой при сравнительно низких температурах (≤ 500 K) может быть значительно ускорен при облучении поверхности атомами водорода в водородкислородной атмосфере или/и ионами водородной плазмы с примесью кислорода, приводя к ускоренному захвату и десорбции изотопов водорода. Данный эффект объяснялся процессами, инициируемыми неупругим взаимодействием атомов/ионов дейтерия и кислорода с поверхностным слоем оксида хрома на нержавеющей стали. В работе [2] было показано, что облучение алюминиевого покрытия на вольфраме кислородом и ионами водорода приводит к низкотемпературной десорбции дейтерия из вольфрама. Однако детального исследования этого явления проведено не было.

В этой работе выполнено сравнительное исследование транспорта изотопов водорода между вольфрамом и поверхностными барьерными слоями в виде пленок алюминия и иттрия с оксидированной поверхностью. Ставилась задача выявить особенности процесса в тех случаях, когда металл (вольфрам) и барьерный слой (алюминий) являются металлами с положительной теплотой растворения водорода (+1,03 эВ/ат и +0,65 эВ/ат соответственно), и когда теплота растворения водорода в барьерном слое (иттрий) отрицательна (-0,85 эВ/ат).

Образцы вольфрама механически полировались, промывались в ультразвуковой спиртовой ванне и обезгаживались при прогреве в вакууме до температуры 1600К. Затем на одну из сторон образцов осаждались пленки алюминия или иттрия. Осаждение пленок проводилось в газовом разряде с накальным катодом в атмосфере аргона. Толщина пленок составила 200±10 нм. Наличие тонкого оксидного слоя на поверхности алюминиевой и иттриевой пленок выявлено энергодисперсионным анализом (ЭДС).

В ходе экспериментов вначале методом термодесорбционной спектрометрии (ТДС) измерялось количество водорода, захваченного в алюминиевый/иттриевый слой из остаточного газа в процессе его напыления. Затем в непокрытую алюминиевым/иттриевым слоем сторону каждого из остальных образцов (в вольфрамовую сторону) имплантировался дейтерий при облучении ионами дейтериевой плазмы. Параметры имплантации были следующими: E=650 эВ/ат, j=3.7×10¹⁹ ат/м²с, Ф=1.3×10²³ ат/м², T=500К. Первые из образцов с покрытием, имплантированные дейтерием, использовались для измерения количеств водорода и дейтерия, захваченных в образцы при внедрении дейтерия. Вторые образцы каждой серии после имплантации дейтерия выдерживались в вакууме при температуре 500 К в течение 1 часа. Третьи образцы также имплантировались дейтерием, и затем их сторона, покрытая слоем алюминия или иттрия, облучалась водородной плазмой с 1% примесью кислорода. Параметры облучения в $H_2+1\%$ O₂ плазме были следующими: E=50 эB/ат, j=3.7×10¹⁹ ат/м²с. $\Phi = 1.3 \times 10^{23}$ at/m². T=500K.

Обнаружено, что при имплантации из вольфрама в алюминиевое и иттриевое покрытия переходит $\approx 25\%$ и $\approx 60\%$ дейтерия, соответственно. Выдержка образцов в вакууме при температуре 500К не приводила к десорбции имплантированного дейтерия. При облучении Al покрытия в H₂ +1% O₂ плазме наблюдалась десорбция $\approx 48\%$ дейтерия из образца. При облучении Y покрытия в тех же условиях десорбировалось только $\approx 21\%$ дейтерия. В то же время происходил эффективный захват водорода, и его количество выросло в ≈ 3 раза. Водород аккумулировался в пленке иттрия ($\approx 40\%$) и оксиде иттрия на ее поверхности ($\approx 60\%$).

Обсуждаются особенности транспорта изотопов водорода между металлом и поверхностным слоем и их захват/десорбция при облучении водородной плазмой с примесью кислорода.

Список литературы:

[1] Л.Б. Беграмбеков, А.В. Грунин, А.С. Каплевский и др., Повер. Ренген., синх. и нейт. Ис., 2(2015), с. 87-92.

[2] L. Begrambekov, A. Ayrapetov, A. Evsin, et al. Influence of aluminum oxide coating and oxygen plasma impurity on deuterium retention in tungsten. MoD-PMI 2015, Aix Marseille University, 25 – 27 May 2015.

Л.Б. БЕГРАМБЕКОВ Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

ОСОБЕННОСТИ ЯВЛЕНИЙ НА ПОВЕРХНОСТЯХ, ОБЛУЧАЕМЫХ ИОННЫМИ ПОТОКАМИ БОЛЬШОЙ ПЛОТНОСТИ МОЩНОСТИ

В работе рассматриваются результаты экспериментов ряда лабораторий по изучению воздействия на поверхность вольфрама ионного облучения высокой плотности мощности. На основе анализа результатов исследований сделан вывод о том, что при интенсивном ионном облучении в приповерхностных слоях ослабляются межатомные и межзёренные связи, исчезает (ослабляется) зона проводимости, увеличивается диффузия газа в глубину металла.

Рассмотрены возможные изменения свойств поверхностных слоёв и закономерности поверхностных явлений при увеличении плотности мощности облучающих ионных потоков.

СОДЕРЖАНИЕ

ПРОГРАММА КОНФЕРЕНЦИИ	4
Д.Н. СИНЕЛЬНИКОВ, D. HWANGBO, S. KAJITA, N. OHNO, Д.Г. БУЛГАДАРЯН, В А. КУРНАЕВ, Л.В. КОЛОЛКО	
Вакуумный пробой с вольфрамовых катодов покрытых нанопухом	9
А. ЕКСАЕВА, Д. БОРОДИН, А. КРЕТЕР, Д. НИШИДЖИМА, А. ПОСПИСЧИК, Т. ШЛАММЕР, С. ЭРТМЕР, Е. МАРЕНКОВ, Б. УНТЕРБЕРГ, А. КИРШНЕР, Ю. РОМАЗАНОВ, С. БРЕЗИНСЕК Моделикование акспериментов по распылению хрома на установке PSI-2	10
в коде ERO	13
И.А. СОРОКИН, А.А. ЕКСАЕВА, Е.Д. МАРЕНКОВ, К.М. ГУТОРОВ	
Угловые распределения атомов вольфрама, распыленных в условиях ди- верторной плазмы токамака ITER	15
А.С. ПРИШВИЦЫН, В.Б. ЛАЗАРЕВ, А.С. ДЖУРИК, С.В. МИРНОВ	
Создание методики определения эффективности захвата лития мишенью по интенсивности свечения нейтрального лития на мишени	17
А.С. ГРЯЗЕВ, В.П. АФАНАСЬЕВ, Д.С. ЕФРЕМЕНКО, П.С. КАПЛЯ,	
А.В. КУЗНЕЦОВ	~~
Рентгеновские фотоэлектронные спектры вольфрама, определение диф-	23
ференциальных сечении неупругого рассеяния электронов в вольфраме	
АЛТНОСКАКАЛОВ, Н.С. МИМОВ, Ю.М. ГАСПАРЯН, О.В. ОГОРОДНИКОВА, В А БАРСУК В С. ЕФИМОВ Н.А. ЛАНИЛИНА	
Влияния импульсных плазменных потоков дейтериевой и гелиевой плаз-	27
мы на структуру поверхностного слоя вольфрама при тепловых нагрузках, характерных для переходных плазменных процессов в ИТЭР	
Г.С. БОЧАРОВ, А.В. ЕЛЕЦКИЙ	
Термодинамика термического восстановления оксида графена при высо- ких температурах	31
Я.А. ВАСИНА, Ю.М. ГАСПАРЯН, С.В. МИРНОВ, А.Н. ЩЕРБАК	
Исследование периферии плазмы токамака T-11M с помощью электриче- ского зонда маха	33
А.Б. ЛЯШЕНКО, Е.Д. МАРЕНКОВ, Ю. ПОЛВИ, Э. САФИ, К. НОРДЛУНД, Ф.	
ДЖУРАБЕКОВА Численное моделирование распыления вольфрама азотом	35
В.С. ЕФИМОВ, А.С. ШУБИНА, М. ЗИБРОВ, Ю.М. ГАСПАРЯН, А.А. ПИСАРЕВ, T. SCHWARZ-SELINGER	36
Десорбция гелия из радиационных дефектов в вольфраме	

Д.Г. БУЛГАДАРЯН, В.А. КУРНАЕВ, Д.Н. СИНЕЛЬНИКОВ, Н.Е. ЕФИМОВ	
Отражение ионов водорода от многослойных мишеней	40
В.В. ЕРМАКОВ, Д. ТРУФАНОВ, О.Л. ВАЙСБЕРГ	
Компьютерное моделирование распыления лунной поверхности для кос- мического эксперимента Луна-Ресурс	44
Л.Н.ХИМЧЕНКО, В.П.БУДАЕВ, С.А.ГРАШИН, А.В.КАРПОВ, Д.В.САРЫЧЕВ, Р.СОЛОМАМАТИН	
Неамбиполярный вынос энергии на внутреннюю часть кругового лимитера Т-10 и возможное использование этого явления в ИТЭР	45
М.Ю. ЖАРКОВ, А.В. ВЕРТКОВ, И.Е. ЛЮБЛИНСКИЙ, В.А. ВЕРШКОВ, А.В. КАРПОВ. С.В. МИРНОВ	
Устройства для сбора лития в вакуумной камере токамаков Т-11М и Т-10	47
Н.С. КЛИМОВ, В.Л. ПОДКОВЫРОВ, И.Б. КУПРИЯНОВ, Й. ЛИНКЕ, Р.А. ПИТТС, В.М. САФРОНОВ, Д.В. КОВАЛЕНКО, Г. ДЕ ТЕММЕРМАН, А.Д. МУЗЫЧЕНКО, А.М. ЖИТЛУХИН	
Поведение Ве слоя при многократном воздействии импульсного потока плазмы КСПУ-Ве с параметрами, характерными для ЭЛМ-событий в ИТЭР	51
А.Н. ЩЕРБАК, С.В. МИРНОВ, Я.А. ВАСИНА, Н.С. МАХОВ, И.Е. ЛЮБЛИН- СКИЙ, А.В. ВЕРТКОВ, М.Ю ЖАРКОВ	
Исследование зависимости сбора лития и водорода коллекторной мише- нью от температуры поверхности мишени в системе эмиттер-коллектор на токамаке T-11M	53
В.П. БУДАЕВ	
Стохастическая кластеризация поверхности материалов при действии мощных потоков высокотемпературной плазмы	57
А.А. ПШЕНОВ, А.С. КУКУШКИН	
Моделирование транспорта лития и его влияния на параметры перифе-	
рийной плазмы токамака Т-15 при инжекции лития	61
Ю.В. МАРТЫНЕНКО	
Капиллярно-пористые электроды для МГД генератора	63
O.V. OGORODNIKOVA, C. RUSET, D. DELLASEGA, A. PEZZOLI, M. PASSONI,	
K. SUGIYAMA, Yu. GASPARYAN, V. EFIMOV, M. BALDEN, G. MATERN, F. KOCH	
Deuterium retention in dense and disordered nanostructured tungsten coatings	66
С.А.КРАТ, М. МАЙЕР, А. ВИДДОУСОН,Ю.М.ГАСПАРЯН, А.А.ПИСАРЕВ	

Эрозия и осаждение в диверторе токамака JET во второй ИТЭР-подобной кампании

кампании	67
М.М. ЦВЕНТУХ	
Параметры плазмы взрывоэмиссионных ячеек катодного пятна вакуумно- го разряда в модели электрического взрыва жидкометаллических струй	69
Н.Н. ДЕГТЯРЕНКО, А.А. ПИСАРЕВ	
Моделирование адсорбированного водорода на поверхности вольфрама	72
А.В. МАРКИН	
Захват и термодесорбция дейтерия в пленках алюминия, полученных ме-	
тодами магнетронного распыления и термического испарения	73
V.Kh. ALIMOV, Y. HATANO, M. BALDEN, M. OYAIZU, K. ISOBE, H. NAKAMURA, T. HAYASHI	
Surface modification and sputtering erosion of iron exposed to low-energy, high	
flux deuterium plasmas seeded with metal species	76
И.Е. БАРЫШНИКОВА, Л.Б. БЕГРАМБЕКОВ, С.С. ДОВГАНЮК, А.Е. ЕВСИН,	
А.С. КАПЛЕВСКИЙ	
Транспорт водорода между металлом и поверхностным барьерным слоем	
в процессе ионной бомбардировки	77
Л.Б. БЕГРАМБЕКОВ	
Особенности явлений на поверхностях, облучаемых ионными потоками	
большой плотности мощности	79

МАТЕРИАЛЫ XX КОНФЕРЕНЦИИ

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ С ПОВЕРХНОСТЬЮ

Москва, НИЯУ МИФИ,26-27 января 2017 г.