

УДК 533.924

РАЗБРЫЗГИВАНИЕ ВОЛЬФРАМА ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ИНТЕНСИВНОГО ПОТОКА ПЛАЗМЫ

Н.С. Климов, В.Л. Подковыров, А.М. Житлухин, В.М. Сафронов, Д.В. Коваленко, А.А. Москачёва, И.М. Позняк (Государственный научный центр Российской Федерации Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований, Россия, 142190, Московская обл., Троицк)

В работе представлены результаты экспериментального исследования макроскопической эрозии вольфрама при плазменно-тепловых нагрузках $0,4\text{—}2,2$ МДж/м² и длительности воздействия плазмы 0,5 мс. Определены условия, при которых происходит выброс вольфрамовых капель с облучаемой поверхности. Исследованы характеристики капель (скорость, угол вылета, размер, время образования) в зависимости от тепловой нагрузки при нормальном и наклонном падении плазмы. Установлено, что выброс капель начинается при тепловой нагрузке выше порога плавления вольфрама, но ниже порога его кипения.

Ключевые слова: продукты эрозии, эрозия материалов, дивертор, ИТЭР, плазменные ускорители.

TUNGSTEN SPLASHING UNDER INTENSE PLASMA FLOW. N.S. KLIMOV, V.L. PODKOYROV, A.M. ZHITLUKHIN, V.M. SAFRONOV, D.V. KOVALENKO, A.A. MOSKACHEVA, I.M. POZNYAK. This paper concerns the experimental investigation of tungsten macroscopic erosion under plasma heat loads in the range of $0.4\text{—}2.2$ MJ/m² and pulse duration of 0.5 ms. Onset condition of tungsten droplet production was defined. Characteristics of the ejected droplets (velocity, flight angle, size, point of time formation) have been studied as a function of the heat load both at the normal and inclined plasma impact. The droplet ejection starts at the plasma load above the melting point but below the boiling point.

Key words: erosion products, material erosion, divertor, ITER, plasma accelerators.

ВВЕДЕНИЕ

Одной из ключевых проблем в создании термоядерного реактора на основе токамака ИТЭР является проблема материалов дивертора и первой стенки, которые должны противостоять интенсивному плазменно-тепловому воздействию как в условиях стационарного режима работы токамака, так и во время переходных плазменных процессов, таких, как ЭЛМ-события и срывы тока. В настоящее время вольфрам и углеродно-волоконистый композит рассматриваются как наиболее подходящие материалы для защитных покрытий дивертора ИТЭР. Ожидается, что во время переходных плазменных процессов тепловая нагрузка на диверторные пластины будет лежать в интервале $0,2\text{—}5$ МДж/м² при длительности воздействия от 0,1 до 1 мс [1].

При данных тепловых нагрузках наибольшую опасность представляют макроскопические механизмы эрозии, которые характеризуются существенно более низким значением удельной энергии, расходуемой на эрозию материала, по сравнению с испарением и распылением [2—4]. В случае вольфрама под макроскопической эрозией понимается перемещение расплавленного слоя по поверхности, которое может сопровождаться расплескиванием и выбросом капель из расплава, а также образование трещин, которое, в свою очередь, может приводить к выбросу осколков. Указанные процессы, с одной стороны, ограничивают ресурс защитных покрытий вакуумной камеры, с другой стороны, приводят к образованию значительного количества продуктов эрозии в виде частиц микронных и субмикронных размеров [4, 5].

Мелкодисперсная пыль, обладая большой удельной поверхностью, во-первых, способна в большом количестве адсорбировать тритий — наиболее дорогой и радиоактивный компонент топлива токамака. Во-вторых, такие продукты эрозии обладают высокой химической активностью по отношению к водяному пару и кислороду. В-третьих, из-за наличия в вакуумной камере ИТЭР бериллия такая пыль будет токсична. Указанные свойства продуктов эрозии накладывают ограничение на их максимальное содержание в вакуумной камере токамака [6].

В настоящее время опытных данных о макроскопической эрозии недостаточно для построения расчетно-теоретических моделей, позволяющих прогнозировать скорость эрозии защитных покрытий, а также количество и состав продуктов эрозии в токамаке ИТЭР. Разрабатываемые численные коды [7—9] требуют верификации — сопоставления расчётных данных с экспериментальными, полученными в условиях, близких к ожидаемым в ИТЭР.

Ни на одном из существующих токамаков невозможно воспроизвести плазменно-тепловые нагрузки, которые ожидаются в ИТЭР во время ЭЛМ-событий и срывов тока. Квазистационарный сильноточный плазменный ускоритель (КСПУ) позволяет имитировать такие нагрузки по величине плотности энергии и длительности воздействия, и он используется как для испытания материалов, так и для исследования характеристик продуктов эрозии [3, 4, 10].

В настоящей работе исследовались продукты макроскопической эрозии вольфрама, образующиеся под воздействием интенсивного потока водородной плазмы при тепловых нагрузках $0,2\text{—}2,5$ МДж/м² и длительности облучения $0,2\text{—}0,6$ мс. В задачу исследования входило:

- определение условий, при которых с поверхности вольфрама происходит интенсивный выброс частиц вещества в виде капель или осколков;
- исследование характеристик продуктов макроскопической эрозии, таких, как скорость частиц, угол вылета с поверхности, размер, время их образования.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И ДИАГНОСТИКА

Квазистационарный плазменный ускоритель КСПУ-Т. Установка КСПУ-Т представляет собой одноступенчатый коаксиальный сильноточный плазменный ускоритель с собственным магнитным полем. Ускорение плазмы происходит между двумя коаксиальными профилированными электродами, к которым приложено электрическое напряжение от источника питания, а в зазор между электродами постоянно подаётся плазмообразующий газ. После пробоя газа в межэлектродном зазоре возникает объёмный электрический ток, спадающий к выходу канала ускорителя. При взаимодействии радиального компонента этого тока j_r с азимутальным собственным магнитным полем B_ϕ появляется продольная сила $F_z \sim j_r B_\phi$, которая ускоряет плазму. Конфигурация полей в канале ускорителя позволяет осуществлять непрерывное ускорение плазмы до сверхзвуковых скоростей. Причём длительность потока не ограничивается пролетным временем, а определяется временем существования напряжения на электродах [11]. Система подачи рабочего вещества в зазор при работе на водороде позволяет обеспечивать расход газа до 100 г/с.

Энергетика ускорителя включает в себя шесть одинаковых секций конденсаторной батареи по 8 мФ каждая, которые коммутируются на нагрузку независимым образом. Схема коммутации секций позволяет варьировать длительность плазменного потока в пределах $0,2\text{—}0,6$ мс. Энергозапас батареи составляет 600 кДж при максимальном рабочем напряжении 5 кВ. Диапазон изменения разрядного тока составляет $50\text{—}250$ кА при варьировании рабочего напряжения в интервале $2\text{—}4$ кВ.

Установка была адаптирована для проведения испытаний защитных материалов дивертора ИТЭР под воздействием потоков водородной плазмы с параметрами, характерными для срывов тока и ЭЛМ-событий [3]. На рис. 1, а представлена схема эксперимента. Образец (мишень) устанавливался на расстоянии 60 см от электродов ускорителя. Угол падения плазменного потока на поверхность образца варьировался от $\beta = 0$ (нормальное падение) до $\beta = 80^\circ$. Начальная температура мишени перед каждым плазменным воздействием поддерживалась при фиксированном значении в интервале $20\text{—}500$ °С.

Для измерения тепловой нагрузки и её распределения по поверхности мишени использовались многоканальные термпарные калориметры. Было установлено, что тепловая нагрузка имеет максимум на оси потока, а её распределение $Q(x, y)$ по поверхности облучаемого образца хорошо описывается двумерным распределением Гаусса

$$Q(x, y) = Q_0 \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma^2}\right) \exp\left[-\frac{y^2}{2\left(\frac{\sigma}{\cos(\beta)}\right)^2}\right], \quad (1)$$

где Q_0 — тепловая нагрузка на оси потока; $\sigma = 3 \pm 0,5$ см — эффективный радиус потока; β — угол падения потока плазмы на поверхность (рис. 1, б). В случае нормального падения плазмы ($\beta = 0$) изменение напряжения питания от 2 до 4,5 кВ позволяет обеспечить тепловые нагрузки на материал в интерва-

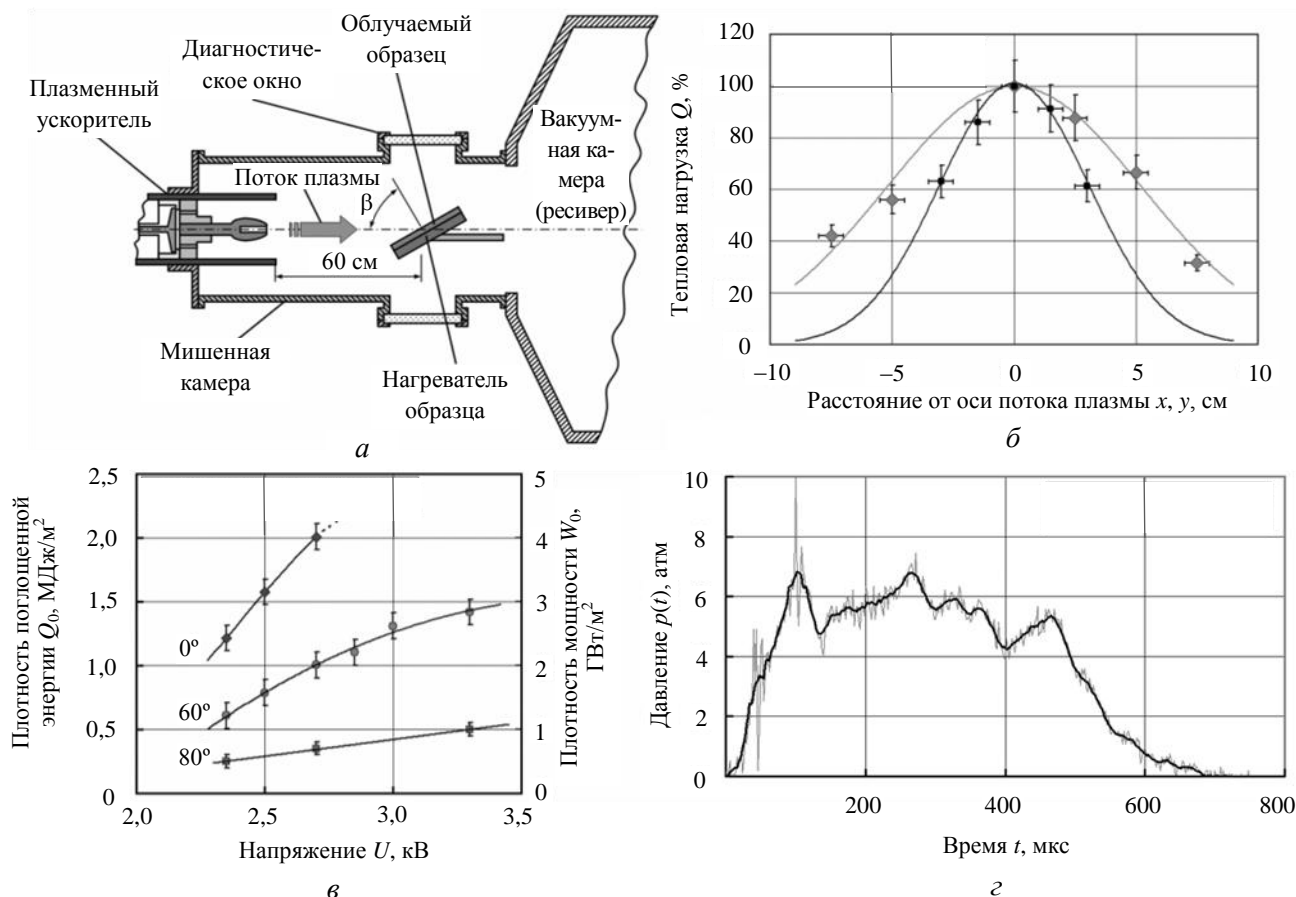


Рис. 1. Схема облучения мишени (а) и условия облучения: б — распределение тепловой нагрузки по облучаемой поверхности при $\beta = 60^\circ$ (♦ — продольное направление; • — поперечное направление); в — плотность поглощенной энергии на оси потока (♦ — нормальное падение потока плазмы; угол падения потока плазмы 60° (•), 80° (■)); г — динамическое давление потока плазмы

ле $Q = 0,2—5$ МДж/м² (рис. 1, в) при длительности облучения $\Delta t = 0,5$ мс (рис. 1, г). Другие параметры плазменного потока для этого диапазона напряжений изменяются в следующих пределах:

- скорость $V_{пл} = (1—3)10^5$ м/с;
- направленная энергия ионов водорода $E_i = 0,01—0,5$ кэВ;
- динамическое давление $p = (1—10)10^5$ Па;
- плотность мощности на оси $W_0 = 5—200$ ГВт/м²;
- плотность плазмы $n = 10^{23}—10^{22}$ м⁻³.

Диагностика продуктов макроскопической эрозии вольфрама. Под воздействием плазменного потока с вольфрамовой мишени происходит выброс капель [4]. Традиционным методом исследования продуктов макроскопической эрозии является их сбор на поверхность специальных коллекторов с последующим анализом. При таком способе невозможно однозначно установить источник частиц, место и время вылета, а также измерить их скорость. В данной работе была использована методика, лишенная указанных недостатков.

Методика основана на оптической регистрации разлетающихся капель в реальном масштабе времени. Такой способ регистрации оказывается возможным благодаря тому, что капля, вылетающая с поверхности материала, имеет высокую температуру и является источником излучения. Интенсивность излучение капли $R(t)$ определяется её температурой $T(t)$ и коэффициентом серости $a(T)$ в соответствии с законом Стефана—Больцмана $R = a(T)\sigma T^4$, а скорость остывания капли обратно пропорциональна ее размеру d :

$$\frac{dT}{dt} = -\frac{1}{C(T)} \frac{dQ}{dt} = -\frac{R(T)S(T)}{c(T)\rho(T)V(T)} = -\frac{6a(T)\sigma T^4}{c(T)\rho(T)d}, \quad (2)$$

где ρ — плотность капли; C и c — полная и удельная теплоёмкость соответственно.

Интегрирование уравнения (2) в приближении постоянных коэффициентов, с учетом процесса кристаллизации жидкой капли, приводит к следующему соотношению:

$$\frac{t - t_0}{d} = \frac{c\rho}{18a\sigma T_0^3} \left(\left(\frac{T_0}{T} \right)^3 - 1 \right) + \frac{\rho H_{пл}}{6a\sigma T_{пл}^4}, \tag{3}$$

где $T_{пл}$ и $H_{пл}$ — температура и удельная теплота плавления соответственно.

Время остывания капли $t - t_0$ от начальной температуры $T_0 = T(t_0)$ до температуры $T(t)$ прямо пропорционально ее размеру d . Для вольфрама в случае $d = 1\text{—}100$ мкм, $T_0 = 5000$ К, $T = 1500$ К время остывания $t = 5\text{—}500$ мс. Таким образом, регистрация светящихся капель с размерами в указанном диапазоне оказывается возможной в течение времени, существенно превышающего длительность облучения мишени плазменным потоком.

Схема диагностики капель, использованная в данной работе, представлена на рис. 2, а. В качестве регистратора применялась ПЗС-камера. Схема синхронизации позволяла регистрировать треки капель, выбрасываемых с поверхности, в течение 60 мс. Регистрация начиналась спустя 2—4 мс после облучения, что обусловлено интенсивным свечением приповерхностной плазмы.

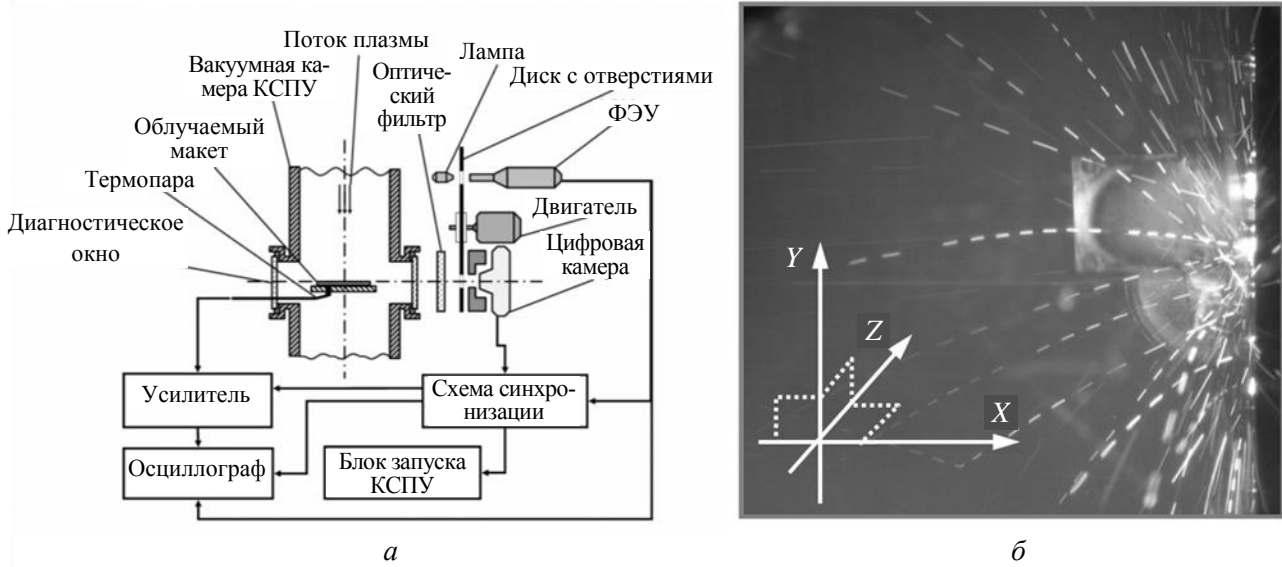


Рис. 2. Схема регистрации продуктов макроскопической эрозии (а) и выбор системы координат (б)

В схеме применялся обтюратор — вращающийся диск с отверстиями, который периодически, через известные интервалы времени, определяемые оборотами двигателя, открывал и закрывал объектив цифровой камеры. Это позволяло установить однозначное соответствие между координатами капли на изображении и реальным временем.

Трек частицы на изображении представляет собой последовательность отрезков: в случае, если частица приближается к объективу регистратора, длина каждого следующего по времени отрезка больше предыдущего, если удаляется, то каждый следующий отрезок короче предшествующего (рис. 2, б). Количественная взаимосвязь между координатами капли на снимке и ее координатами в реальном пространстве определяется из соотношения геометрической оптики:

$$k = \frac{f}{z}, \tag{4}$$

где k — коэффициент увеличения объектива регистратора; f — фокусное расстояние объектива; z — расстояние от объекта до фокальной плоскости объектива.

Для того чтобы установить эту взаимосвязь, выберем начало системы координат в пространстве объекта в фокусе объектива. Пусть ось z совпадает с оптической осью системы, ось x направлена по потоку плазмы, y — против силы тяжести (см. рис. 2, б). В этой системе координат движение частицы после облучения, когда воздействие плазмы отсутствует, описывается следующей системой уравнений:

$$\begin{cases} x(t) = x_0 + v_x t, \\ y(t) = y_0 + v_y t - gt^2/2, \\ z(t) = z_0 + v_z t. \end{cases} \tag{5}$$

Принимая во внимание (4), связь между координатами капли x, y, z в реальном пространстве и координатами X, Y на изображении можно записать следующим образом:

$$\begin{aligned} X(t) &= kx(t) = \frac{f}{z(t)} x(t) = f \frac{x_0 + v_x t}{z_0 + v_z t}; \\ Y(t) &= ky(t) = \frac{f}{z(t)} y(t) = f \frac{y_0 + v_y t - \frac{gt^2}{2}}{z_0 + v_z t}. \end{aligned} \quad (6)$$

Соотношения (6) можно представить в виде системы линейных уравнений относительно переменных $\frac{v_x}{z_0}, \frac{v_y}{z_0}, \frac{v_z}{z_0}, \frac{x_0}{z_0}, \frac{y_0}{z_0}$:

$$\begin{cases} t \left(\frac{v_x}{z_0} \right) - \frac{X}{f} t \left(\frac{v_z}{z_0} \right) + \left(\frac{x_0}{z_0} \right) - \frac{X}{f} = 0, \\ t \left(\frac{v_y}{z_0} \right) - \frac{Y}{f} t \left(\frac{v_z}{z_0} \right) + \left(\frac{y_0}{z_0} \right) - \frac{Y}{f} - \frac{gt^2}{2z_0} = 0. \end{cases} \quad (7)$$

Пара уравнений (7) записывалась для набора моментов времени $t_1, t_2, t_3, \dots, t_n$, задаваемых обтюратором, и соответствующих значений координат точек трека капли, определяемых на изображении $X_1, X_2, X_3, \dots, X_n, Y_1, Y_2, Y_3, \dots, Y_n$. Полученная в результате система решалась методом наименьших квадратов. Учитывая то, что координата z_0 лежит на поверхности мишени, которая располагалась на расстоянии $z_c = 300$ мм (центр мишени) от объектива и имела размер $a = 100$ мм, компоненты вектора скорости капли, а также начальные координаты определялись с относительной погрешностью

$$\delta = \frac{\frac{1}{2}(z_2 - z_1)}{z_c} = \frac{\frac{1}{2}a}{z_c} = \frac{50}{300} \approx 17\%, \quad (8)$$

где z_1 и z_2 — расстояние от объектива до ближней и дальней границы мишени.

Размер капли оценивался по скорости изменения её температуры, которая, согласно (2), линейно зависит от размера d . Температура капли $T(t)$ связана с интенсивностью свечения $R(t)$ и энергией излучения $E(t)$, приходящей на ПЗС-матрицу регистратора, соотношением

$$\frac{E(t)}{E_0} = \frac{R(t)}{R_0} = \frac{a_1 \sigma T^4(t)}{a_2 \sigma T_0^4} \approx \frac{T^4(t)}{T_0^4}. \quad (9)$$

Из этого соотношения величина $T(t)/T_0$ определялась по изменению яркости изображения капли (с учетом характеристической кривой цифровой камеры). Абсолютное значение температуры $T(t)$ можно восстановить из относительной величины $T(t)/T_0$, если известна температура T_0 в какой-либо момент времени, а затем вычислить размер частицы d из (3). Как будет показано, на практике это удастся сделать из-за резкого изменения яркости капли в тот момент, когда она переходит из жидкого состояния в твёрдое.

Разработанная диагностика позволяет регистрировать капли вольфрама (а также других металлов) размером $d > 5$ мкм, скоростью $V < 50$ м/с, температурой $T > 1000$ °С и получать следующие данные:

- условия, при которых происходит выброс капель с поверхности материалов;
- полное количество капель в зависимости от условий облучения;
- распределение капель по компонентам V_x, V_y, V_z и модулю V вектора скорости;
- угловое распределение капель;
- распределение капель по размерам;
- момент образования капель.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Интенсивность выброса капель. Интенсивность выброса частиц с поверхности определялась в зависимости от величины плотности поглощенной энергии Q в случае нормального ($\beta = 0$) и наклонного ($\beta = 60^\circ$) падения потока плазмы на поверхность мишени. В качестве мишени использовалась плоская

пластина вольфрама размером 10×10 см, поверхность которой была предварительно многократно облучена потоком плазмы с целью исключить эффект первых импульсов. Пластина подвергалась нескольким сериям плазменных воздействий, каждая из которых состояла из 5—10 облучений при фиксированных значениях параметров плазменного потока. Переход от одной серии к другой осуществлялся за счет увеличения тепловой нагрузки от $Q = 0,4$ до $Q = 2,2$ МДж/м². Регистрация частиц производилась во время каждого воздействия плазмы при помощи описанной диагностики.

Типичные фотографии треков капель, выбрасываемых с облучаемой поверхности, при нормальном и наклонном падении потока представлены на рис. 3, *a, б*. На снимках имеются два типа треков (рис. 3, *в*): яркость треков первого типа монотонно спадает с течением времени вследствие остывания капли за счет радиационных потерь, а в случае треков второго типа на фоне аналогичного спада в какой-то момент происходит резкое повышение яркости. Наблюдаемый скачок яркости, вероятно, объясняется нагревом переохлажденной жидкости в результате выделения теплоты фазового перехода при кристаллизации [12]. Расчетные зависимости температуры капли от времени (3), полученные для случая нормального остывания и при наличии переохлаждения капли, представлены на рис. 3, *г*.

Интенсивность выброса капель в зависимости от тепловой нагрузки Q можно наблюдать на рис. 4. В результате анализа снимков на этом рисунке были установлены следующие факты:

— если тепловая нагрузка на мишень ниже порога плавления вольфрама ($Q < Q_{\text{пл}} = 1,0$ МДж/м²), выброс капель не происходит;

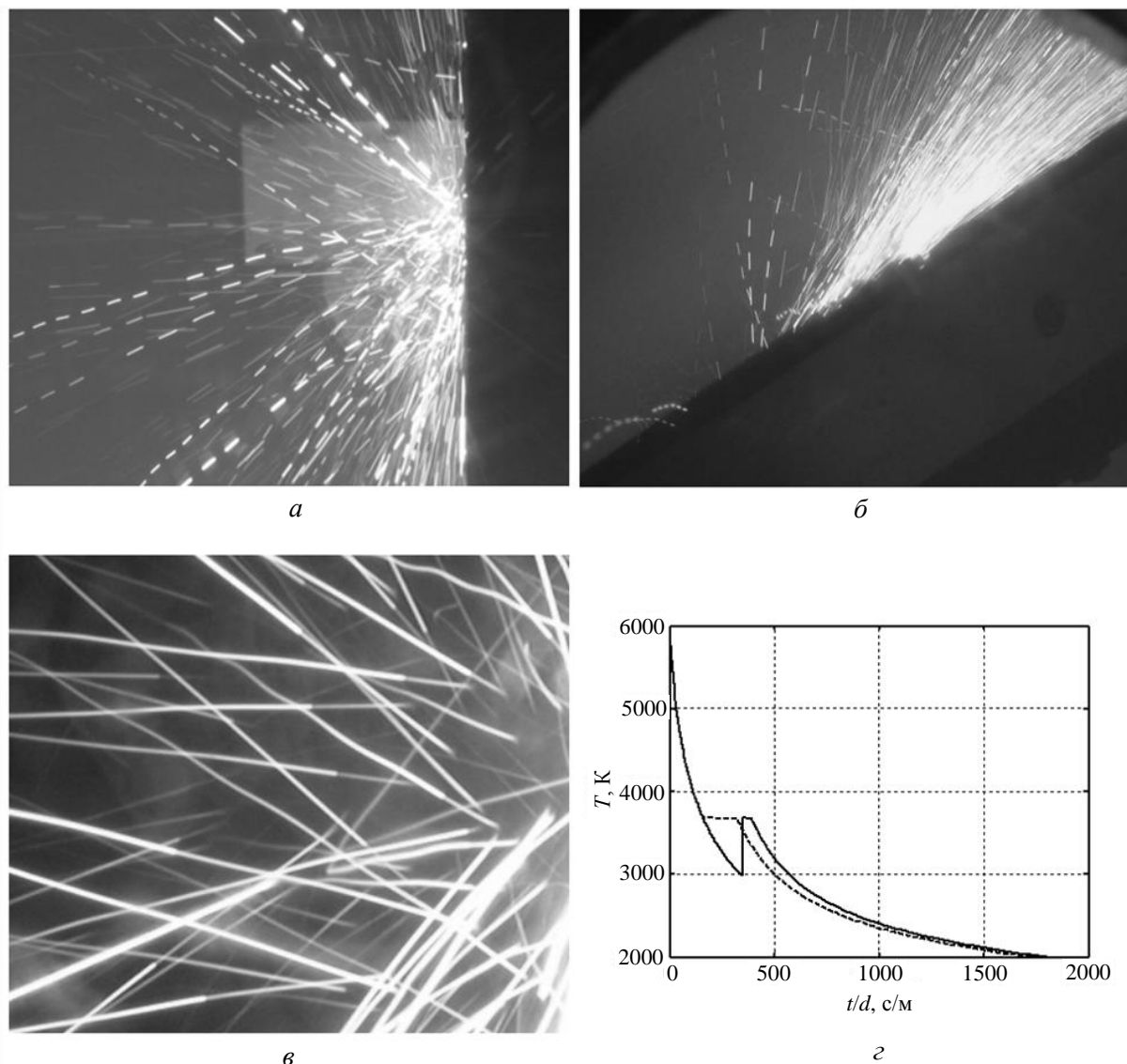


Рис. 3. Изображение треков капель вольфрама при нормальном (*a*) и наклонном (*б*) падении плазмы. Два типа треков (*в*) и зависимость температуры капли от времени (*г*) в случае нормального остывания (-----) и с переохлаждением (—)

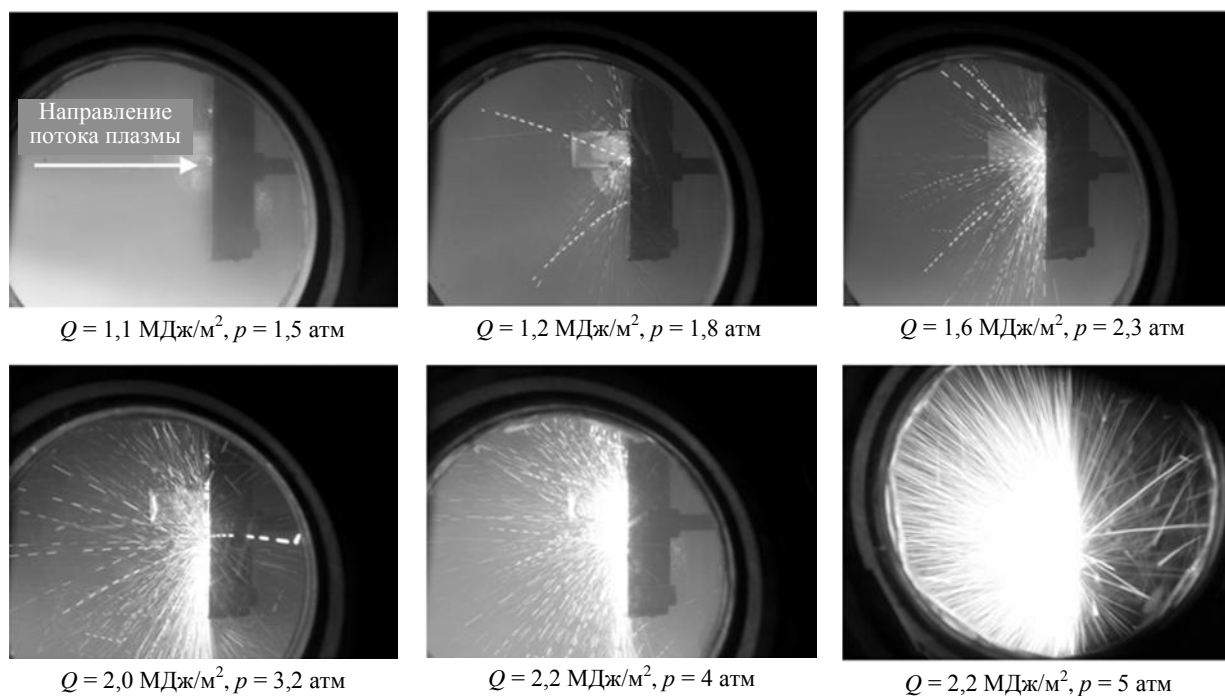


Рис. 4. Интенсивность выброса капель вольфрама в зависимости от параметров облучения

— в случае, когда тепловая нагрузка на оси потока $Q = 1,0—1,2$ МДж/м², а соответствующее значение давления падающего потока плазмы $p = 1,3—1,8$ атм, выброс капель с поверхности носит нерегулярный характер: количество наблюдаемых капель колеблется случайным образом от 0 до 50;

— выброс капель приобретает стабильный и регулярный характер при $Q \geq 1,2$ МДж/м² и $p \geq 1,8$ атм;

— выброс капель происходит из той области мишени, где превышает порог плавления $Q > Q_{пл} = 1,0$ МДж/м². С ростом Q наблюдается увеличение как полного количества частиц, так и размеров области, из которой они инжектируются;

— при нормальном падении потока плазмы выброс капель осуществляется симметрично относительно оси потока (см. рис. 3, а), а в случае наклонного падения плазмы основная масса капель движется вниз по потоку плазмы (см. рис. 3, б).

Следует отметить, что независимо от угла падения потока на поверхность вольфрама стабильный выброс частиц начинается при тепловой нагрузке несколько выше порога плавления вольфрама $Q_{пл} = 1,0$ МДж/м², но значительно ниже порога кипения $Q_{кип} = 1,9$ МДж/м². Это свидетельствует о том, что образование капель обусловлено не кипением расплава, а развитием гидродинамических неустойчивостей в жидкометаллическом слое [9].

На рис. 5, а представлена зависимость полного количества капель от плотности поглощенной энергии. В интервале $Q = 1,0—2,2$ МДж/м² число капель растет с 90 до 300 штук за импульс, при этом потери массы мишени растут более быстро (рис. 5, б). Поскольку в диапазоне $Q = 1,0—1,9$ МДж/м², кроме

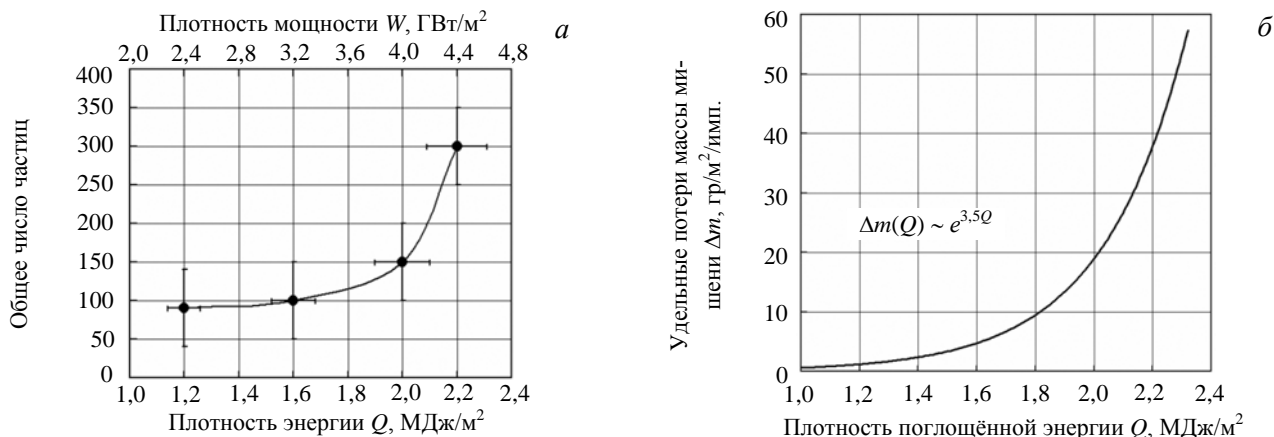


Рис. 5. Зависимость полного количества капель (а) и удельных потерь массы (б) от тепловой нагрузки

выброса капель, отсутствуют другие механизмы потерь массы, данный результат указывает на увеличение размеров капель с тепловой нагрузкой.

Характеристики капель. Распределения капель по компонентам V_x , V_y , V_z вектора скорости, его модулю V , углу между вектором скорости и поверхностью α (угол вылета с поверхности) были получены при тепловых нагрузках на оси потока $Q = 1,6, 2,0, 2,2$ МДж/м² для нормального падения потока (рис. 6, а). Для режима с $Q = 1,6$ МДж/м² определены также распределения капель по размеру и времени их выброса с поверхности.

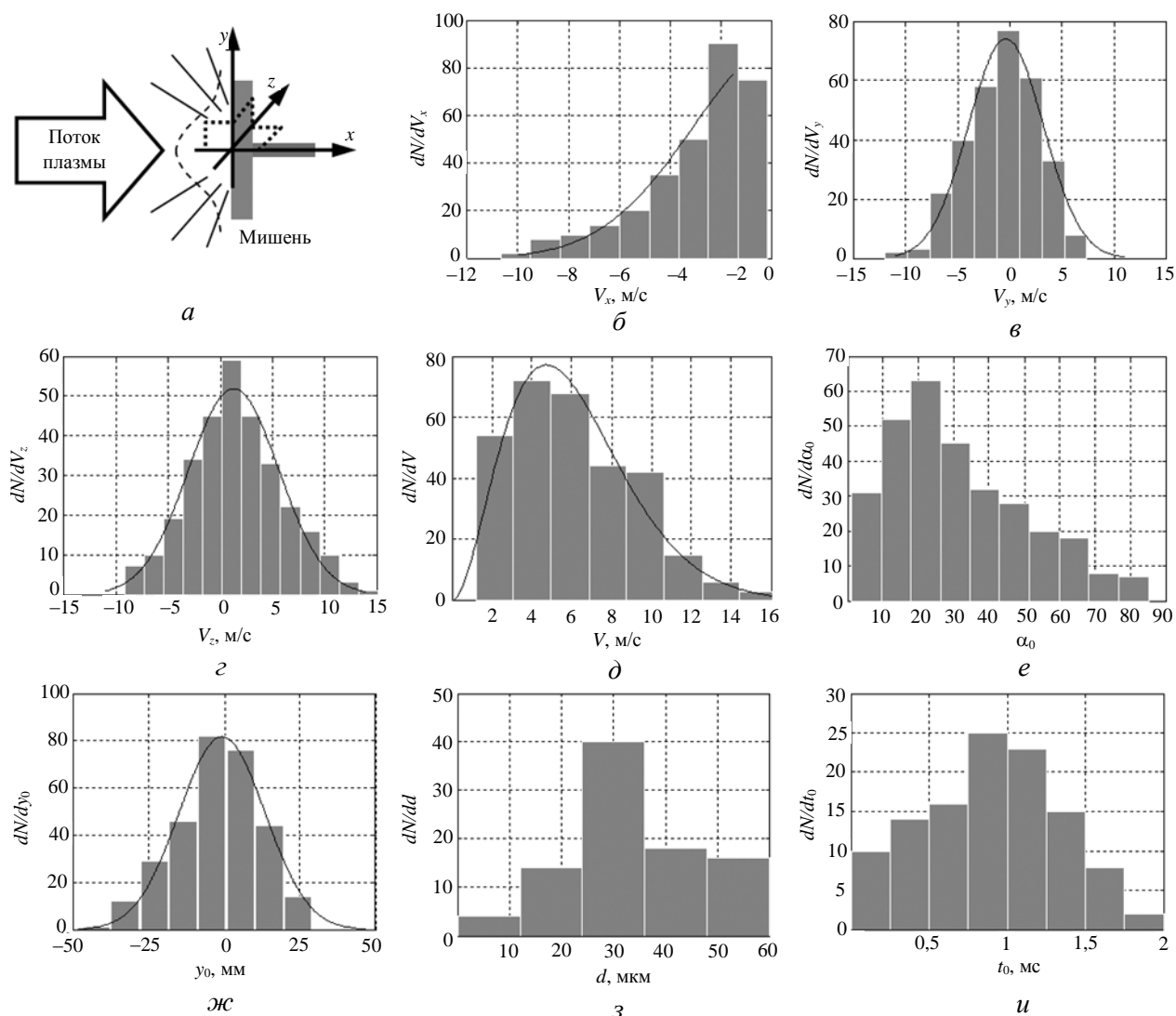


Рис. 6. Характеристики капель вольфрама, полученные для нормального падения потока плазмы при тепловой нагрузке $Q = 1,6$ МДж/м²

Полученные результаты кратко сводятся к следующему:

- компонент скорости V_x ограничен величиной 10 м/с. Для 80% капель $V_x < 5$ м/с (рис. 6, б);
- распределения dN/dV_y , dN/dV_z симметричны относительно оси потока и хорошо описываются распределением Гаусса с полушириной 7—10 м/с (рис. 6, в, г);
- абсолютная величина скорости капель составляет $V = 0,5—25$ м/с, а распределение dN/dV имеет ярко выраженный максимум (рис. 6, д);
- наиболее вероятная скорость капель $V_{\text{вер}}$ (соответствующая максимуму распределения dN/dV) падает от 5 до 3 м/с при увеличении тепловой нагрузки в интервале 1,6—2,2 МДж/м²;
- основная масса капель (> 80%) выбрасывается под небольшим углом к поверхности ($\alpha < 45^\circ$), и лишь небольшая доля частиц движется навстречу потоку (рис. 6, е);
- диаметр капель (при $Q = 1,6$ МДж/м²) составляет $d = 5—60$ мкм, а распределение частиц по размеру имеет максимум на 30 мкм (рис. 6, з);
- выброс частиц с поверхности происходит как во время разряда, так и в течение $\Delta t = 1,5$ мс после облучения (рис. 6, и).

Следует отметить, что с ростом тепловой нагрузки Q наиболее вероятная скорость $V_{\text{вер}}$ капель падает, несмотря на то, что растёт давление потока плазмы p (рис. 7). Данный факт подтверждает предположение об увеличении размеров капель с ростом Q , поскольку уменьшение скорости можно объяснить только тем, что масса образующихся капель растёт быстрее, чем действующая на них сила, обусловленная давлением потока плазмы.

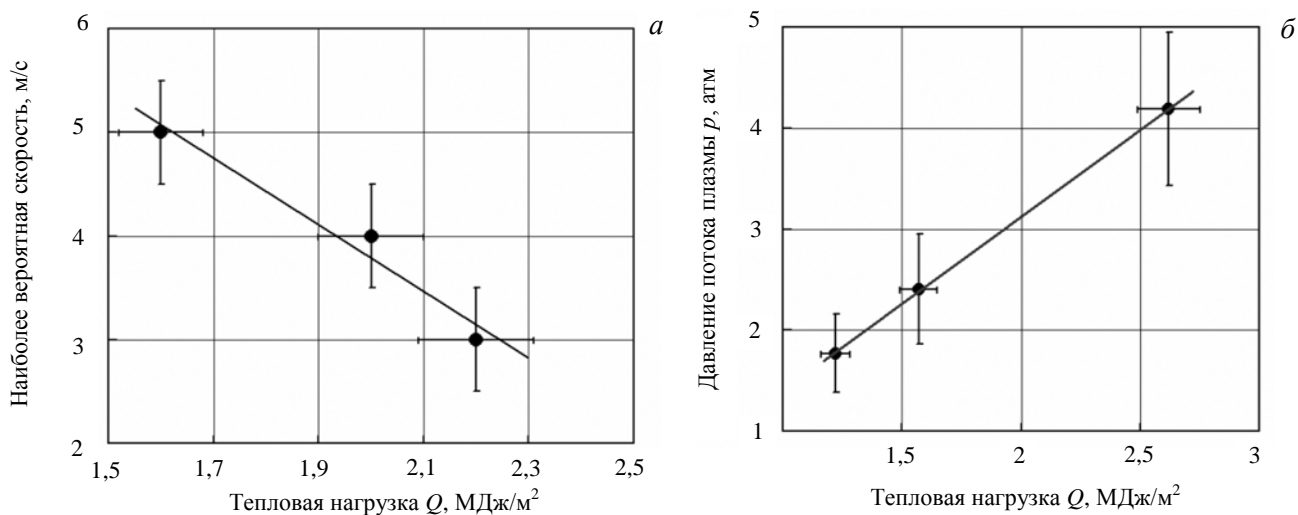


Рис. 7. Зависимость наиболее вероятной скорости частиц (а) и давления потока плазмы (б) от тепловой нагрузки

На рис. 8 представлены данные, полученные в эксперименте с наклонным падением потока плазмы на мишень ($\beta = 60^\circ$). Как и в случае нормального падения, абсолютная величина скорости капель лежит в интервале 0,5—25 м/с. Более 80% частиц движется в интервале углов от 30 до 90° к направлению потока плазмы, и лишь небольшая доля частиц движется навстречу потоку.

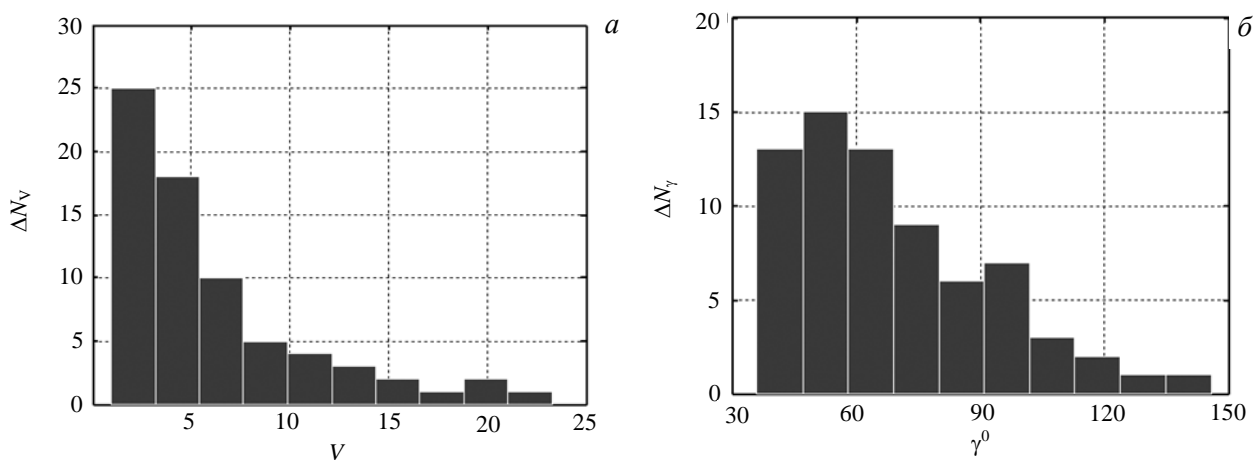


Рис. 8. Распределение частиц по модулю скорости (а) и углу между вектором скорости и направлением падающего потока плазмы (б) в случае наклонного падения потока плазмы при тепловой нагрузке $Q = 1,6$ МДж/м²

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследовались продукты макроскопической эрозии вольфрама, образующиеся под воздействием потока плазмы с параметрами, характерными для ЭЛМ-событий и срывов тока в ИТЭР. Экспериментально определены условия, при которых с поверхности вольфрама происходит интенсивный выброс металлических капель. Исследованы характеристики капель, такие, как скорость, угол вылета, размер, время образования.

Установлено, что независимо от угла падения потока на поверхность вольфрамовой мишени стабильный выброс капель начинается при тепловой нагрузке $Q = 1,2$ МДж/м², которая чуть выше порога плавления вольфрама $Q_{\text{пл}} = 1,0$ МДж/м², но значительно ниже порога его кипения $Q_{\text{кип}} = 1,9$ МДж/м².

Измерение интенсивности выброса капель от тепловой нагрузки в интервале $Q = 1,2—1,9$ МДж/м² показывает, что потери массы вольфрама растут быстрее, чем полное количество выбрасываемых частиц. Это свидетельствует об увеличении размеров капель с тепловой нагрузкой.

Установлено, что скорости капель вольфрама лежат в интервале $V = 0,5—25$ м/с. С увеличением тепловой нагрузки $Q = 1,2—2,2$ МДж/м² наиболее вероятная скорость частиц $V_{\text{вер}}$ падает с 5 до 3 м/с, несмотря на рост давления потока плазмы p . Данный факт также свидетельствует об увеличении размеров капель с ростом Q .

Вне зависимости от величины тепловой нагрузки при нормальном падении потока плазмы на поверхность выброс частиц носит симметричный относительно оси потока характер, при этом основное число частиц (>80%) вылетает под небольшим углом к поверхности мишени ($\alpha < 45^\circ$). В случае наклонного падения плазмы ($\beta = 60^\circ$) основная масса частиц (>80%) движется вниз по потоку плазмы под углом $\alpha < 50^\circ$ к поверхности мишени.

Полученные результаты свидетельствуют о том, что образование капель обусловлено не кипением, а развитием гидродинамических неустойчивостей в жидкометаллическом слое. Существенную роль в развитии неустойчивостей могут играть величина давления плазменного потока, скорость плазмы относительно поверхности, рельеф твёрдой поверхности (по которой движется расплавленный слой), скорость расплава, его толщина, вязкость и поверхностное натяжение. В будущих экспериментах планируется исследовать характеристики продуктов эрозии в зависимости от перечисленных факторов более подробно.

Работа выполнена по государственному контракту № Н.4а.41.03.08.047 от 14.02.2008 г. с Госкорпорацией «Росатом» при финансовой поддержке РФФИ (грант 08-02-13612-офи_ц).

REFERENCES

1. **ITER Physics Basis.** — Nucl. Fusion, 1999, vol. 39, p. 2137.
2. **Safronov V., Arkhipov N., Bakhtin V. et al.** — J. Nucl. Mater., 2001, vol. 290—293, p. 1052.
3. **Federici G., Zhitlukhin A., Arkhipov N. et al.** — J. Nucl. Mater., 2005, vol. 337—339, p. 684.
4. **Zhitlukhin A., Klimov N., Landman I. et al.** — J. Nucl. Mater., 2007, vol. 363—365, p. 301.
5. **Khimchenko L.N., Gureev V.M., Federici G. et al.** — 21st IAEA Plasma Energy Conf. Chengdu, China, 2006.
6. **Federici G., Skinner C.H., Brooks J.N. et al.** A joint report with the Princeton Plasma Physics Laboratory (Princeton, NJ USA) and the Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, (Garching, Germany), 2001.
7. **Landman I.S., Bazylev B.N., Garkusha I.E. et al.** — J. Nucl. Mater., 2005, vol. 337—339, p. 761.
8. **Pestchanyi S., Safronov V., Landman I.** — J. Nucl. Mater., 2004, vol. 329—333, p. 697.
9. **Bazylev B., Janeschitz G., Landman I. et al.** — Fusion Eng. Design., 2008, vol. 83, p. 1077.
10. **Hassanein A., Belan V., Konkashbaev I. et al.** — J. Nucl. Mater., 1997, vol. 241—243, p. 288.
11. **Morozov A.I.** Introduction to plasmadynamics. — M.: Fizmatlit (PhysMathLit), 2006 (in Russian).
12. **Turnbull D.** — J. Appl. Phys., 1950, vol. 21, p. 1022.

AUTHORS

Klimov N.S. State Research Center of Russian Federation, Troitsk Institute for Innovation and Fusion Research, ul. Pushkovykh 12, 142190 Troitsk, Moscow, Russia; klimov@triniti.ru

Podkovyrov V.L. State Research Center of Russian Federation, Troitsk Institute for Innovation and Fusion Research, ul. Pushkovykh 12, 142190 Troitsk, Moscow, Russia

Zhitlukhin A.M. State Research Center of Russian Federation, Troitsk Institute for Innovation and Fusion Research, ul. Pushkovykh 12, 142190 Troitsk, Moscow, Russia

Safronov V.M. State Research Center of Russian Federation, Troitsk Institute for Innovation and Fusion Research, ul. Pushkovykh 12, 142190 Troitsk, Moscow, Russia

Kovalenko D.V. State Research Center of Russian Federation, Troitsk Institute for Innovation and Fusion Research, ul. Pushkovykh 12, 142190 Troitsk, Moscow, Russia

Moskacheva A.A. State Research Center of Russian Federation, Troitsk Institute for Innovation and Fusion Research, ul. Pushkovykh 12, 142190 Troitsk, Moscow, Russia

Poznyak I.M. State Research Center of Russian Federation, Troitsk Institute for Innovation and Fusion Research, ul. Pushkovykh 12, 142190 Troitsk, Moscow, Russia; teufida@gmail.com

Received 13 April 2009

Problems of Atomic Science and Technology
Ser. Thermonuclear Fusion, 2009, issue 2, pp. 52—61.