УДК 533.924

ПЕРЕНОС РАСПЛАВЛЕННОГО МЕТАЛЛА ВДОЛЬ ПОВЕРХНОСТИ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ, ХАРАКТЕРНЫХ ДЛЯ БЫСТРЫХ ПРОЦЕССОВ В ТОКАМАКАХ

Ю.В. Мартыненко

НИИ «Курчатовский институт», Москва, Россия

Предлагаемая статья посвящена эрозии поверхности металлов под действием мощных импульсных потоков плазмы, характерных для быстрых процессов в токамаках, ЭЛМов и срывов тока и моделируемых на плазменном ускорителе КСПУ. Рассмотрено образование бугристого рельефа на поверхности расплавленного металла, над которой движется поток плазмы, параллельный поверхности, а также образование струй металла, движущихся в направлении потока плазмы. На основе движения струй объясняются перенос расплавленного металла вдоль поверхности и эрозия такой поверхности.

Ключевые слова: токамак, срыв тока, эрозия поверхности, перенос расплавленного материала.

MOLTEN METAL TRANSPORT ALONG THE SURFACE UNDER THE EFFECT OF PLASMA FLOWS TYPICAL OF TRANSIENT PROCESSES IN TOKAMAK

Yu.V. Martynenko

NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

The paper is devoted to metal surface erosion under power plasma flows typical of transient processes in tokamaks and simulated on plasma accelerator QSPA. Bump relief formation on the molten metal surface over which plasma flows parallel to the surface was considered. Formation of metal streams moving along the plasma flow was considered also. Molten metal transport along the surface is explained on the base of streams motion.

Key words: tokamak, current disruption, surface erosion, molten metal transport.

DOI: 10.21517/0202-3822-2020-43-1-75-83

ВВЕДЕНИЕ

В международном токамаке ИТЭР [1] предусматривается применение вольфрама для приёмных пластин дивертора и бериллия для первой стенки. Эти элементы будут подвергаться воздействию мощных импульсных плазменных потоков во время краевых неустойчивостей ЭЛМов, когда за импульс длительностью 0,1—1 мс выделяется энергия 0,2—5 МДж/м² [2], и срывов разряда длительностью 1,5—3,0 мс и выделяемой плотностью энергии 12—70 МДж/м² [3]. Такие импульсы плазмы вызывают плавление металлических поверхностей и перемещение расплавленного слоя вдоль поверхности. В результате этого уменьшается толщина облицовочных пластин и, следовательно, сокращается их срок службы. Перенос расплавленного металла вдоль поверхности может привести к сплавлению соседних пластин, контактирующих с плазмой. Поскольку ни на одном из существующих токамаков невозможно воспроизвести условия, характерные для ЭЛМов и срывов разряда в ИТЭР, для испытания защитных покрытий используются плазменные ускорители [4, 5] и электронные пучки [6, 7]. Наибольшее совпадение характеристик плазменных потоков с потоками, ожидаемыми в ИТЭР при ЭЛМах и срывах, имеют плазменные ускорители КСПУ [8]. Импульсы КСПУ имеют необходимую плотность энергии и длительность, однако давление плазменного потока в КСПУ составляет несколько атмосфер, тогда как ожидаемое давление плазменных потоков при ЭЛМах составляет $\sim 10^2$ Па, при срывах $\sim 10^3$ Па. Изучение эрозии металлов под действием импульсов КСПУ показало [8], что характер рельефа поверхности после импульсов плазмы можно разделить на два типа. В первом случае образуются волны, которые движутся к периферии области воздействия плазмы (рис. 1).

Рис. 1. Поверхность ниобиевой мишени после 25 импульсов КСПУ при 1,9 МДж/м² [8]

Рис. 2. Поверхность меди после импульсов КСПУ [8]

Во втором случае на поверхности волн не видно, а поверхность покрыта бугорками (рис. 2). Бугристая поверхность преимущественно образуется на легкоплавких материалах Al, Cu.

При этом во многих случаях на рельефе бугристой поверхности не видно перемещение расплавленного металла, хотя картина всей облучённой области показывает образование кратера в месте воздействия плазменного потока и бруствера из перемещённого металла на периферии (рис. 3). В других экспериментах изменение рельефа поверхности при увеличении мощности плазменного потока показало, как из бугров образуются струи, текущие к периферии области воздействия плазменного потока (рис. 4).

Обратим внимание (см. рис. 3), что глубина эрозии максимальна примерно на середине радиуса эродированной области. В самой середине этой области эрозия мала или почти отсутствует.

Рис. 3. Профиль поверхности стальной мишени в зависимости от величины плазменной нагрузки: 1 — 2,5; 2 — 1,9; 3 — 1,6; 4 — 1,1 МДж/м²; 1 — 4,0; 2 — 3,0; 3 — 2,3; 4 — 1,5 атм.; 1 — 25; 2 — 25; 3 — 25; 4 — 50 пусков (а), зависимость максимальной глубины эрозии от давления первичного потока плазмы (б) [8]

Рис. 4. Развитие рельефа поверхности на ниобиевой мишени при увеличении плазменной нагрузки [8]

Основное внимание в предлагаемой статье уделено образованию бугристого рельефа и переносу расплавленного металла в случае такого рельефа. Поскольку на токамаках такие поверхности не наблюдались, то будем ориентироваться на эксперименты, выполненные на КСПУ, что облегчит прогноз для ИТЭР и других токамаков на основе этих экспериментов. Вначале покажем, почему эрозия в центре области плазменного воздействия КСПУ мала.

ПРОФИЛЬ РЕЛЬЕФА ОБЛАСТИ ЭРОЗИИ В КСПУ

При достаточно больших давлениях первичного потока плазмы эрозия расплавленного металла определяется не плотностью выделенной энергии и нормальным давлением [8], а движением плазмы, параллельным поверхности. В случае рельефа с волнами Кельвина—Гельмгольца (КГ) это показано в [9], в случае бугристой поверхности — в [10]. В обоих случаях определяющим параметром является динамическое давление движения плазмы вдоль поверхности $P = \rho' u^2/2$, где ρ' — плотность плазмы; u — скорость плазмы вдоль поверхности. Движение плазмы параллельно поверхности происходит под действием градиента давления P . Поэтому следует определить динамическое давление плазмы, текущей вдоль поверхности. Плотность энергии плазменного пучка распределена как $Q(r) = Q_0 \exp(-r^2/R_p^2)$ [11]. Кинетическое давление первичного потока плазмы при нормальном падении также имеет распределение

$$P = P_0 \exp(-r^2/R_p^2), \quad (1)$$

где $P_0 = \rho_0 u_0^2/2$; ρ_0 — плотность первичного потока плазмы в центре; u_0 — его направленная скорость; r — радиус, отсчитываемый от центра первичного потока плазмы КСПУ; R_p — радиус первичного плазменного потока.

Градиент давления плазмы создаёт движение плазмы параллельно поверхности мишени от центра плазменного потока к периферии. Плотность плазмы ρ' , движущейся вдоль поверхности, меняется как вследствие аксиальной симметрии, так и вследствие притока частиц первичного потока плазмы. Уравнение непрерывности для потока плазмы вдоль поверхности имеет вид

$$\operatorname{div}(\rho' u) = r^{-1} \partial(r \rho' u) / \partial r = q_0 \exp(-r^2/R_p^2), \quad (2)$$

где $q_0 = j_0/d_p$; j_0 — плотность потока ионов в центре первичного потока плазмы; d_p — толщина приповерхностного слоя плазмы, текущей вдоль поверхности, равная нескольким мм [12].

$$\rho' u = (q_0 R_p^2 / 2r) (1 - \exp(-r^2/R_p^2)). \quad (3)$$

Движение плазмы вдоль поверхности u определяется уравнением

$$\partial(\rho' u) / \partial t = \partial(P) / \partial r = -\operatorname{grad} P = 2P_0(r/R_p^2) \exp(-r^2/R_p^2), \quad (4)$$

где $P = \rho' u^2/2$ — динамическое давление плазмы, текущей вдоль поверхности.

Решение уравнения (4)

$$P = P_0 (1 - \exp(-r^2/R_p^2)) \quad (5)$$

показывает, что динамическое давление P в центре равно нулю и увеличивается к периферии. Из уравнений (3) и (5) видно, что скорость плазмы, параллельная поверхности, $u = 2rP_0/(R_p^2 q_0)$ также равна нулю и увеличивается к периферии. Поскольку эрозия поверхности, в основном, определяется давлением P , то, очевидно, эрозия минимальна в центре воздействия первичного плазменного потока и нарастает в периферии вплоть до границы расплавленной области мишени.

Граница расплавленной области находится на радиусе

$$r_m = R_p (\ln(Q_0/F_{\text{HF}} \tau^{1/2}))^{1/2}, \quad (6)$$

где $F_{\text{HF}} = [Q/\tau^{1/2}]_{\text{cr}}$ — критическая для металла тепловая нагрузка, при которой поверхность за время импульса длительностью τ с плотностью энергии Q нагревается до температуры плавления. На рис. 3 видно, что в соответствии с (6) при увеличении плотности энергии потока плазмы граница области эрозии медленно увеличивается.

Согласно [9] плотность приповерхностного слоя плазмы определяется не только плотностью первичной плазмы, но и продуктами эрозии. В этом случае в правой части уравнения непрерывности (2) надо добавить член $q(P)$, функцию определяющую скорость поступления продуктов эрозии, растущую с ростом P . В правую часть уравнения движения (4) надо добавить градиент давления, обусловленного

тепловой энергией приповерхностного слоя плазмы. Однако продукты эрозии вносят существенный вклад в динамическое давление протока плазмы вдоль поверхности только при малых давлениях первичного потока плазмы [9].

При совсем малых давлениях первичного потока плазмы на расплавленной поверхности не возникает возмущений и неустойчивостей, приводящих к эрозии. В этом случае эрозия обусловлена испарением поверхности. Как видно на рис. 3, при $Q = 1,1$ МДж/м² и $P = 1,5$ атм. профиль эрозии не имеет бугра в центре, как при больших значениях Q и P , а зависимость глубины эрозии от давления первичного потока отличается от линейной зависимости, характерной для больших Q и P . Это указывает на другой характер эрозии. Далее будет дана оценка давления плазменного потока, ниже которого переноса расплавленного металла не происходит и эрозия обусловлена испарением (см. (16)).

ОБРАЗОВАНИЕ БУГРИСТОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Образование волн на расплавленном металле под действием плазменного импульса наблюдалось ещё в [13] и было объяснено неустойчивостью КГ. Движение волн и перенос расплавленного металла под действием плазменного ветра исследованы в [12]. Образование поверхности, покрытой бугорками, объяснено в [10] другим видом неустойчивости жидкости, над которой движется поток газа, а именно возбуждением стоячих аксиально-симметричных капиллярных колебаний различного размера. Эти колебания имеют вид пульсирующих бугров.

Высота пульсирующих бугров H описывается уравнением

$$\frac{d^2 H}{dt^2} = \frac{P}{\rho R} - \frac{4H\sigma}{R^3 \rho}, \quad (7)$$

имеющим решение

$$H = H_m(1 - \cos(\omega t)), \quad \omega = \frac{4\sigma}{\rho R^3}. \quad (8)$$

Здесь $P = \rho' u^2/2$ — давление плазменного ветра; ρ' — плотность плазмы; u — её скорость; ρ — плотность металла; R — радиус бугра; σ — поверхностное натяжение жидкого металла; ω — частота пульсаций бугров. Амплитуда колебаний $H_m = PR^2/4\sigma$ определяется равенством давления Бернулли (первый член справа в (7)) и давления поверхностного натяжения (второй член справа в (7)). Максимальный размер бугров, возникающих за время импульса $\tau = 10^{-3}$ с, равен

$$R_{\max} = (\sigma \tau^2 / \rho 2\pi^2)^{1/3} \approx 1 \text{ мм}. \quad (9)$$

Однако в действительности максимальный размер бугров (о чём будет говориться дальше) определяется их превращением в струи. Минимальный размер возникающих бугров обусловлен вязкостью, которая демпфирует колебания, и равен $R_{\min} = 4\pi^4 \nu^2 \rho / \sigma$, где ν — кинематическая вязкость жидкого металла, что составляет несколько сотен нанометров. Однако минимальный размер бугров, видимых после затвердевания, значительно больше и определяется разглаживанием бугров после прекращения импульса плазмы [10].

В работе [10] показано, что волны КГ возникают на поверхности, где размер бугров меньше длины волны КГ $R < \lambda = 3\pi\sigma/2P$. Однако если на поверхности изначально имелись бугры, например, от предыдущих импульсов, то на неровной поверхности неустойчивость КГ не развивается, а образуются пульсирующие холмы, возможно, и большего размера, $R > \sigma/P$. При малых давлениях плазменного потока, например, таких как ожидаются при ЭЛМах и срывах в ИТЭР $P = 10^2$ — 10^3 Па, критический размер бугров, не позволяющих развиваться неустойчивости КГ, становится больше максимального размера бугра, который может возникнуть за время импульса $\tau \approx 1$ мс. Кроме того, область воздействия плазменного потока при ЭЛМах и срывах может перемещаться от одного события к другому так, что в большинстве случаев воздействие приходится на поверхность со следами предыдущих импульсов, не совпадающих как по области воздействия, так и по параметрам самого импульса. Поэтому в ИТЭР следует ожидать образование бугристой поверхности, а не волн КГ.

Предпочтительное образование бугров (а не волн КГ) на лёгких металлах Al и Cu [8] можно объяснить, если учесть медленное нарастание и убывание мощности и давления плазменного потока в КСПУ. Как видно на рис. 5, время нарастания и убывания давления плазменного потока много больше как обратного инкремента неустойчивости КГ, так и периода пульсаций бугров. Рельеф может образоваться в моменты импульса, когда давление плазменного потока меньше и критический размер бугров $R = \sigma/P$ больше размера, который может образоваться за время существования такого давления.

Рис. 5. Динамическое давление потока плазмы при потоке энергии 4,2 МДж/м² в зависимости от времени импульса [11]

Для этого надо, чтобы частота ω , соответствующая размеру бугра, равному длине волны КГ ($2R = \lambda/2$), была такой, чтобы бугор успевал возникнуть во время существования давления ниже критического $P < \sigma/R$. Эта частота равна

$$\omega = [4\sigma/\rho(\lambda/2)^3]^{1/2} \approx 1,56P^{3/2}/\rho^{1/2}\sigma. \quad (10)$$

Таким образом, бугры предпочтительно образуются при минимальном значении параметра $\rho^{1/2}\sigma$: для Al ($\rho = 2700 \text{ кг/м}^3$, $\sigma = 0,65 \text{ Н/м}$) $\rho^{1/2}\sigma = 33$, для Cu ($\rho = 8920 \text{ кг/м}^3$, $\sigma = 1,1 \text{ Н/м}$) $\rho^{1/2}\sigma = 100$, тогда как для W ($\rho = 19\,250 \text{ кг/м}^3$, $\sigma = 5 \text{ Н/м}$) $\rho^{1/2}\sigma = 714$.

Переменный характер временной зависимости импульса КСПУ может служить причиной того, что на одном и том же металле могут наблюдаться как волны КГ (см. рис. 1), так и бугры и струи (см. рис. 4).

В работе [10] показано также, что плазменный ветер сдвигает бугры размером

$$R > 2\pi\sigma/P \quad (11)$$

и образует струи, текущие к периферии области плазменного воздействия. Там же высказано предположение, что именно струи являются причиной перемещения металла. Критерий образования струй $R > 2\pi\sigma/P$ формально показывает, что при давлениях плазменного потока, ожидаемых в ИТЭР, таких крупных бугров $R \approx 1 \text{ см}$ образоваться не может.

Однако в работе [12] было показано, что во время импульса плазмы в результате испарения поверхности и вылетающих с неё капель может образоваться плотный приповерхностный слой плазмы с давлением больше давления в первичном потоке плазмы. Этот слой может создать условия для образования струй и переноса расплавленного металла в ИТЭР. Поэтому далее рассмотрим образование и движение струй, а также рассчитаем глубину эрозии, вызываемую переносом жидкого металла струями, которые наблюдались в экспериментах на КСПУ.

ДВИЖЕНИЕ РАСПЛАВЛЕННОГО МЕТАЛЛА ВДОЛЬ ПОВЕРХНОСТИ

Давление плазменного ветра действует на бугры с силой $F \approx PHR$. Ускорение, приобретаемое бугром массой $\sim \rho R^2 H$ под действием этой силы, равно

$$a = P/\rho R. \quad (12)$$

Смещение бугра происходит только, пока его высота отлична от нуля. Если бугор не сместился на расстояние больше R за время ω^{-1} , то в фазе, когда $H = 0$, набранный импульс передаётся всей жидкости, и далее продолжается пульсация бугра. Если же бугор за время ω^{-1} сместился на расстояние больше R , то дальше он будет двигаться как капля, скользящая по поверхности. Это условие выражается как условие (11).

Смещение бугра на величину R происходит за время t_1 , рассчитываемое из уравнения

$$R = \frac{at_1^2}{2} = \frac{Pt_1^2}{2\rho R},$$

и равно

$$t_1 = R(2\rho/P)^{1/2}. \quad (13)$$

Подставляя t_1 в (8), находим высоту H_1 , при которой бугор смещается:

$$H_1 = \frac{\pi R}{4}. \quad (14)$$

Таким образом, реально высота бугра не может превышать его радиус, как можно было бы заключить из (2), а поскольку время t_1 не может превышать длительность импульса плазмы, то максимальный размер бугра равен

$$R_{\max} = \tau(P/2\rho)^{1/2}. \quad (15)$$

В дальнейшем для простоты полагаем $H_1 = R$. Сопоставляя формулы (11) и (15), получаем пороговое значение давления, при котором струи не образуются и рассматриваемый механизм эрозии не работает:

$$P_{\text{тр}} = 2\pi^{2/3} \sigma^{2/3} \rho^{1/3} / \tau^{2/3}. \quad (16)$$

Для стали и импульсов КСПУ $P_{\text{тр}} \approx 0,3$ атм. В эксперименте [8] (см. рис. 3, а) при $P = 1,5$ атм. кольцевое возвышение вокруг области эрозии заметно, но оно мало, и в центре области эрозии возвышения нет, что свидетельствует о сопоставимости испарения и переноса расплавленного металла в процессе эрозии.

Скорость, с которой бугор смещается и начинает движение как капля, равна

$$v_0 = at_1 = (2P/\rho)^{1/2}. \quad (17)$$

За каплей поднимается струя жидкости, движущаяся со скоростью v . Образование струи может быть обусловлено следующим механизмом. За одним смещённым бугром появляется следующий. Этому способствует поднятие гребня под движущимися каплями, которое видно на рис. 4 и образование которого будет объяснено далее. На высоте бугра давление плазменного ветра больше, и это способствует возникновению нового бугра. Размер бугра R задаётся размером гребня и равен размеру предыдущего бугра. Бугор у основания «струи» образуется и смещается, превращаясь в каплю, за время t_1 . За это время предыдущая капля смещается на расстояние

$$x = v_0 t_1 + at_1^2 / 2 = 2R. \quad (18)$$

Расстояние x может быть даже меньше, чем $2R$, поскольку поднимающийся бугор экранирует предыдущий бугор от плазменного ветра. Бугры, следующие один за другим на расстоянии размера бугра, сливаются в струю.

Таким образом, можно считать, что струя непрерывно удлиняется, исходя из места смещения первого бугра, и движется в направлении плазменного ветра. При этом скорость движения струи приобретает только вначале, в течение времени $2t_1$, пока на поднимаемую часть струи действует плазменный ветер. На переднюю часть струи плазменный ветер воздействует только касательно и не оказывает давления, способного ускорить струю. Поэтому можно считать, что скорость струи $v \approx 2v_0$, а её длина равна $L \approx vt$.

Обратим внимание, что сила вязкого трения струи $F = \rho v L v$ замедляет струю с ускорением

$$a \approx -F/\rho R^2 L = -vv/R^2. \quad (19)$$

Такое ускорение мало и может остановить струю только за время $t = R^2/v \sim 1$ с, много большее длительности импульса. Поэтому вязким трением можно пренебречь при рассмотрении движения струи.

Как видно на рис. 4, з, струи текут на гребнях, образование которых можно объяснить следующим образом. Под текущей струей давление понижено на величину $\Delta P = \rho v^2/2$, что приводит к потоку жидкости направленному к струе. Сила $F = \Delta P R$ на единицу длины гребня совершает работу $(\rho v^2/2) R h$, которая затрачивается на кинетическую энергию поднимающегося гребня $(\rho s/2)(dh/dt)^2$. Полагая для оценок, что высота гребня равна h , его основание равно $2h$, а площадь сечения гребня равна $s = h^2$, получаем уравнение для скорости роста гребня

$$(dh/dt) = v(R/h)^{1/2} \quad (20)$$

и зависимость высоты гребня от времени

$$h = (3/2)^{2/3} (vt)^{2/3} R^{1/3}. \quad (21)$$

Гребень быстрее образуется под большой струей. Маленькие гребни под мелкими струями находятся в области с меньшим динамическим давлением плазменного ветра, и поэтому струи на них имеют меньшую скорость и гребни растут ещё меньше. В результате мелкие струи исчезают, и в переносе жид-

кого металла участвуют только струи, у которых время образования $2t_1$ близко к длительности импульса плазмы, а радиус сечения близок к $R \approx \tau(P/8\rho)^{1/2}$.

ГЛУБИНА ЭРОЗИИ МЕТАЛЛА ПОД ДЕЙСТВИЕМ ИМПУЛЬСА ПЛАЗМЫ

В работе [10] полагалось, что эрозия металла при образовании бугристой поверхности обусловлена выносом металла струями, возникающими при «сдувании» бугров плазменным ветром.

Мелкие струи, как было показано в предыдущем разделе, исчезают, и текут лишь наиболее крупные струи, а их возникновение имеет большую вероятность $\sim \omega^{-1}$ и ограничено лишь конкуренцией друг с другом. Поэтому естественно предположить, что среднее расстояние между струями равно размеру гребня $2h$, по которому течёт струя. В этом случае в момент времени t окружность радиусом r пересекает $2\pi r/2h$ струй сечением πR^2 со скоростью $v = 2v_0$ и радиальный поток расплавленного металла равен

$$\mathbf{q} = (2\pi r/2h)\pi R^2 v. \quad (22)$$

Для глубины эрозии d на радиусе r имеем уравнения

$$2\pi r \partial d / \partial t = \text{div}(\mathbf{q}); \quad \partial d / \partial t \approx 0,9 \tau^{5/3} (P_0 / \rho R_p) f(x) / t^{2/3};$$

$$f(x) = x^{-2} \partial (x^2 (1 - \exp(-x^2))) / \partial x, \quad (23)$$

где $x = r/R_p$. Глубина эрозии за один импульс равна

$$d = 0,9 \tau^2 (P / \rho R_p) f(x). \quad (24)$$

Функция $f(x)$ показывает, что эрозия в центре плазменного потока мала, а максимум эрозии находится при $r \approx 0,8 R_p$, в реальности вблизи края области плавления r_{cr} . Глубина эрозии пропорциональна динамическому давлению первичного потока плазмы.

При увеличении плотности мощности потока плазмы увеличиваются область плавления r_{cr} и соответственно область эрозии.

Можно оценить размер кольцевого бугра вокруг эродированной области. Сечение этого бугра равно

$$s = q(r_{\text{cr}}) dt / 2\pi r_{\text{cr}} \approx 0,2 P \tau^2 / \rho. \quad (25)$$

Сравним теперь теоретические оценки на основе предложенной модели и результаты экспериментов. Наилучшее сравнение можно провести для длины струй на ниобии (Nb, $\sigma = 4$ Н/м, $\rho = 8570$ кг/м³), облучённом потоком плазмы с $Q = 4,2$ МДж/м² ($P = 6$ атм.), длительность импульса плазмы $\tau = 0,5$ мс. Видимые на рис. 4, z длины струй $L = 0,5—0,8$ см. Рассчитанная длина струи $L = 2v_0\tau = 1,2$ см. Учитывая все упрощения, сделанные при оценках, согласие можно считать хорошим.

К сожалению, сравнить глубину эрозии сейчас нельзя, поскольку нет адекватных экспериментальных данных. Представленные на рис. 7 [8] глубины эрозии ряда металлов сделаны на основе потери массы Δm в предположении $d = \Delta m / \rho R_p^2$. Но в той же работе [8] авторы утверждают, что эрозия вследствие переноса расплавленного металла на порядок больше, чем в результате уноса массы.

Рис. 6. Функция $f(x)$, определяющая профиль эрозии образца

Рис. 7. Удельная скорость эрозии, вычисленная из удельных потерь массы, в зависимости от тепловой нагрузки [8]: $\triangle$ — Al; $\blacklozenge$ — Cu; $\blacksquare$ — сталь; $\bullet$ — Nb; $\square$ — W; $\circ$ — W—1%La₂O₃

Рис. 8. Глубина эрозии Al, рассчитанная по формуле (24), в зависимости от динамического давления потока плазмы КСПУ (1), и глубина эрозии, рассчитанная из удельных потерь массы по рис. 7 (2)

На рис. 8 показана для сравнения максимальная глубина эрозии алюминия, вычисленная по формуле (25) и построенная по данным рис. 7. Рассчитанная глубина действительно на порядок больше экспериментальной, полученной из потери массы. Однако цена этого сравнения не велика.

Сечение кольцевого бугра вокруг эродированной области, рассчитанное для железа, облучённого потоком плазмы с $P = 4$ атм., составляет $s = 2,4 \text{ мм}^2/\text{импульс}$, тогда как из рис. 3 следует $s \approx 1 \text{ мм}^2/\text{импульс}$, что опять следует считать хорошим согласием, учитывая все сделанные упрощения.

Сделанные оценки и общее описание процесса эрозии подтверждают основные положения модели.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, неустойчивость поверхности расплавленного металла, над которым движется поток плазмы, параллельный поверхности, проявляющаяся в виде образования стоячих аксиально-симметричных капиллярных колебаний, переходит к образованию струй жидкого металла, движущихся в направлении движения потока плазмы. Эти струи являются причиной переноса расплавленного металла вдоль поверхности и приводят к её эрозии. Построенная модель образования струй и их движения даёт хорошее качественное и грубое количественное объяснение наблюдаемой эрозии металлов под действием импульсов КСПУ.

Следует подчеркнуть, что рассматриваемая здесь эрозия значительно сильнее той, которая наблюдалась и прогнозируется для ИТЭР. В эксперименте на токамаке JET [14] наблюдалось перемещение расплавленной капли вольфрама под действием силы $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ ($\mathbf{J}$ — ток электронной эмиссии, $\mathbf{B}$ — магнитное поле) на расстояние нескольких сантиметров за время ~ 1 с, т.е. со скоростью $\sim 0,1$ м/с. В работе [15] утверждается, что сила $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$, наиболее значительная из рассматриваемых в [15], может перемещать расплавленный металл со скоростью до 1,5 м/с. В процессах, рассматриваемых в этой работе и наблюдаемых при импульсах КСПУ, расплавленный металл переносится на расстояние 2—3 см за время импульса 0,5 мс, т.е. со скоростью ~ 50 м/с.

REFERENCES

1. Hirai T., Maier H., Rubel M., Mertens Ph. et al. R&D on full tungsten divertor and beryllium wall for JET ITER-like wall project. — Fusion Engineering and Design, 2007, vol. 82, pp. 1839—1845.
2. Loarte A., Saibene G., Sartori R. et al. Transient heat loads in current fusion experiments, extrapolation to ITER and consequences for its operation. — Physica Scripta, 2007, vol. 128, pp. 222—228.
3. Pitts R.A., Carpentier S., Escourbiac F. et al. A full tungsten divertor for ITER: physics issues and design status. — J. of Nuclear Materials, 2013, vol. 438, pp. S48—S56.
4. Arkhipov N.I., Bakhtin V.P., Safronov V.M. et al. — J. of Nuclear Materials, 1995, vol. 220—222, p. 1066.
5. Belan V.G., Levashov V.F., Maynashev V.S. et al. — Ibid., 1996, vol. 233—237, p. 763.
6. Linke J., Akiba M., Bolt H. et al. — Ibid., 1994, vol. 212—215, p. 767.
7. Nakamura K., Suzuki S., Tanabe T. et al. — Fusion Engineering and Design, 1998, vol. 39—40, p. 295.
8. Poznyak I.M., Klimov N.S., Podkovyrov V.L., Safronov V.M., Zhitlukhin A.M., Kovalenko D.V. Erosion of metals under the action of intense plasma stream. — VANT. Ser. Termoyadernyi sintez (Problems of Atomic Science and Technology. Ser. Thermonuclear Fusion), 2012, vol. 35, issue 4, pp. 23—33 (in Russian).
9. Martynenko Yu.V. — Physics Procedia, 2015, vol. 71, pp. 9—13.
10. Martynenko Yu.V. Erosion of metal surfaces under the effect of plasma flows typical for transient processes in tokamaks. — Fizika plazmy (Plasma Physics), 2020, vol. 46, № 1, pp. 84—89 (in Russian).

11. **Klimov N.S., Podkovyrov V.L., Zhitlukhin A.M., Safronov V.M., Kovalenko D.V., Moskacheva A.A., Poznyak I.M.** Tungsten splashing under intense plasma flow. — VANT. Ser. Termoyadernyi sintez (Problems of Atomic Science and Technology. Ser. Thermonuclear Fusion), 2009, issue 2, pp. 52—61 (in Russian).
12. **Martynenko Yu.V.** — Fizika plazmy (Plasma Physics), 2017, vol. 43, № 3, pp. 260—266 (in Russian).
13. **Bakhtin V.P., Vasiliev V.I., Grebenstchikov Yu.B., Konkashbaev I.K., Kucheryavii Yu.V., Myanko V.I., Strunnikov V.M.** Wave generation on melt metal surface by plasma flow. — In: 1st All Union Conf. «Constructive Materials Properties Modification by Beams of Charged Particles». Part I, 1988, pp. 108—110.
14. **Coenen J. W. et al.** — Physica Scripta, 2017, vol. № T170.
15. **Pitts R.A. et al.** — Nuclear Materials and Energy, 2017, vol. 12, pp. 60—74.

AUTHORS

Martynenko Yu.V. NRC «Kurchatov Institute», pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia

Received 4 December 2019

Revised 25 December 2019

Accepted 30 December 2019

Problems of Atomic Science and Technology
Ser. Thermonuclear Fusion, 2020, vol. 43, issue 1, pp. 75—83