

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ С ПОВЕРХНОСТЯМИ

УДК 533.924

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МОЩНОГО ИМПУЛЬСНОГО ПОТОКА ПЛАЗМЫ С ПОВЕРХНОСТЬЮ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ МАТЕРИАЛОВ

© 2019 г. М. Н. Казеев^{a,*}, В. Ф. Козлов^a, В. С. Койдан^a, G. Herdrich^b, J. Schmidt^b

^a Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия

^b University of Stuttgart, 70569 Stuttgart, Baden-Württemberg, Germany

*e-mail: Kazeev_MN@nrcki.ru

Поступила в редакцию 26.06.2018 г.

После доработки 29.11.2018 г.

Принята к публикации 20.12.2018 г.

Целью работы является изучение поведения поверхностных слоев высокотемпературных металлов при их взаимодействии с потоком мощного абляционного импульсного плазменного двигателя. Данный двигатель генерирует потоки плазмы, имеющие направленную скорость $(7-9) \times 10^6$ см/с, начальный диаметр 1.5–2 см и максимальную концентрацию около 10^{18} см⁻³. Максимальная мощность достигает 5 ГВт. Основными измеряемыми величинами являются остаточная температура образцов вольфрама и испаренная масса. Кроме того, выполнен металлографический анализ образцов. Метод исследования базируется на анализе экспериментальных данных с помощью численной модели, описывающей нагрев и испарение материала при поглощении импульсных потоков энергии с учетом кинетики испарения на основе уравнения Герца–Кнудсена. На основе численного моделирования и полученных экспериментальных данных исследована кинетика испарения вольфрама при плотностях потока энергии на поверхность до 1 ГВт/см².

Ключевые слова: плазменный двигатель, поток плазмы, кинетика испарения, численное моделирование, вольфрам

DOI: 10.1134/S0367292119050056

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение поведения высокотемпературных материалов при их нагреве до температур, близких к их термическому разрушению, имеет более чем вековую историю [1]. Исследования были мотивированы необходимостью определения стойкости вольфрамовой нити электрической лампочки, которая являлась принципиальным фактором, определяющим ее срок службы. Основным интерес и возможности эксперимента представляли температуры заметно меньшие температуры плавления с относительно низкой скоростью сублимации. В работах [1–3] они не превышали 3200 К.

Знание процессов испарения и сублимации металлов является основополагающим для понимания их высокотемпературного поведения. В науке и технике существует много применений для металлов при высоких температурах, особенно вольфрама. Очевидными примерами являются материалы, используемые для входа в атмосферу космических аппаратов, включая неконтролируемый вход космических аппаратов и спутников после окончания срока службы [4]; исследование метеоритов, попадающих в атмосферу Земли;

электроды в плазменных установках [5]; материалы стенок термоядерных установок [6–8] и многое другое. Вольфрам часто используется при высокотемпературных нагрузках, поскольку он является единственным доступным материалом с высокой температурой плавления 3965 К и температурой кипения 6203 К [1–3]. В настоящее время имеются возможности исследования поведения высокотемпературных материалов благодаря разработкам мощных импульсных генераторов потоков плазмы, ускоренных заряженных частиц и лазерного излучения [9, 10]. В нашей работе для изучения поведения высокотемпературных материалов использовался мощный абляционный импульсный плазменный двигатель (АИПД). АИПД, также известные как импульсные магнитоплазгодинамические двигатели [11, 12], являются разновидностью импульсных плазменных ускорителей. Исследования и разработка этих ускорителей в основном связаны с их применением в качестве космических электрореактивных двигателей [13, 14]. В этих приборах плазма образуется в результате импульсного испарения рабочего тела, разделяющего разрядный промежуток (разделительного изолятора). Самым популярным материалом для использования в качестве

рабочего тела является политетрафторэтилен (ПТФЭ), или фторопласт-4. Ускорение плазмы происходит за счет ее газодинамического расширения и при взаимодействии разрядного тока с собственным магнитным полем. При использовании в технологии АИПД обладают рядом преимуществ, связанных с их относительно несложной по сравнению с другими ускорителями плазмы конструкцией (отсутствие быстродействующих клапанов, коммутирующих устройств, возможность увеличения длительности импульса до миллисекунд), сохранением рабочего тела в компактной форме, надежности и т.д.

Кроме того, ускоренные плазменные потоки могут иметь преимущества перед лазерными и рядом химических технологий из-за сравнительно низкой стоимости. Важными факторами являются также возможность обработки больших поверхностей и относительно высокая энергия частиц, обеспечивающих достаточно большую производительность. Ранее АИПД уже использовался для изучения термической закалки, упрочнения, имплантации и изменения кристаллической структуры конструкционных материалов [15]. АИПД достигают максимальной плотности потока энергии в районе 10^9 Вт/см² и покрывают так называемый технологический диапазон [10]. Здесь реализуется интенсивное испарение высокотемпературных материалов, в том числе вольфрама и его соединений, а ударные волны и волны разгрузки в облученном материале еще не оказывают заметного влияния на процесс испарения. Режим испарения, реализуемый в таких условиях, называется “термической абляцией”, которая также наблюдается в экспериментах при облучении металлических образцов электронными пучками и импульсными лазерами. В этом режиме имеет место термический активационный механизм перехода конденсированного вещества в пар. На поверхности облученного образца средняя тепловая энергия молекул меньше теплоты испарения, но отдельные молекулы в результате флуктуаций могут получать энергию, необходимую для выхода с поверхности. Здесь испарение описывается двухфазной тепловой моделью нагрева и распространения тепла в конденсированном веществе под действием энерговыделения из внешнего источника [16].

Целью данной работы является изучение поведения поверхностных слоев высокотемпературных металлов при их взаимодействии с мощным импульсным потоком плазмы. Основой метода исследования является анализ экспериментальных данных с помощью численной модели нагрева и испарения материала при поглощении импульсных потоков энергии, учитывающей кинетику испарения материала с использованием выражения Герца—Кнудсена. Основными измеренными величинами являются остаточная тем-

пература образца вольфрама и испаренная масса. На базе полученных экспериментальных данных и численного моделирования исследована кинетика испарения вольфрама при плотностях потока на поверхность до 1 ГВт/см². Сравнение экспериментальных данных и численных расчетов позволяет определить кинетику испарения при температурах, превышающих температуру испарения вольфрама в нормальных условиях.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Используемая модель АИПД (рис. 1) представляет собой конструкцию на основе коаксиального ускорительного канала, который состоит из наружного цилиндрического медного анода и вольфрамового катода. Длина ускорительного канала 9 см, диаметры внешнего и внутреннего электродов равны 10 см и 2 см. В качестве рабочего тела используется ПТФЭ. Максимальное зарядное напряжение на АИПД в отсутствие коммутационных устройств определяется напряжением пробоя по поверхности рабочего тела. Для ПТФЭ, используемого в рассматриваемом устройстве, это напряжение равно 22 кВ/см. В качестве рабочего тела могут использоваться такие материалы, как тефлон, фарфор, оргстекло, карбонитрид бора и др.

Импульсный источник питания состоит из 16 конденсаторов с общей емкостью до 144 мкФ. Максимальное начальное напряжение составляет 15 кВ. Конденсаторная батарея соединена с вакуумным фидером через малоиндуктивный кабельный мост, состоящий из 48 сильноточных коаксиальных кабелей. Расчетная индуктивность кабельного моста 3×10^{-9} Гн. Индуктивность вакуумного фидера составляет 10^{-8} Гн. Вакуумный фидер и ускорительный канал двигателя показаны на рис. 2. АИПД располагается в прямоугольной вакуумной камере из нержавеющей стали объемом около 1.2 м³, которая перед срабатыванием двигателя откачивается до 3×10^{-5} Торр. Основной сильноточный разряд в ускорительном коаксиальном канале инициируется при срабатывании миниатюрной пушки Бостика, плазма которой попадает через отверстия в центральном электроде в межэлектродный зазор, инициируя разряд вдоль поверхности блока рабочего тела (ПТФЭ). Более подробное описание АИПД приведено в [14].

К электротехническим диагностикам, используемым в эксперименте, относятся измерения тока разряда, напряжения и магнитозондовые измерения. Ток разряда регистрировался поясом Роговского, замкнутого на малоиндуктивный низкоомный шунт. Напряжение на конденсаторной батарее и других точках цепи измерялось емкостными делителями напряжения. Для калори-

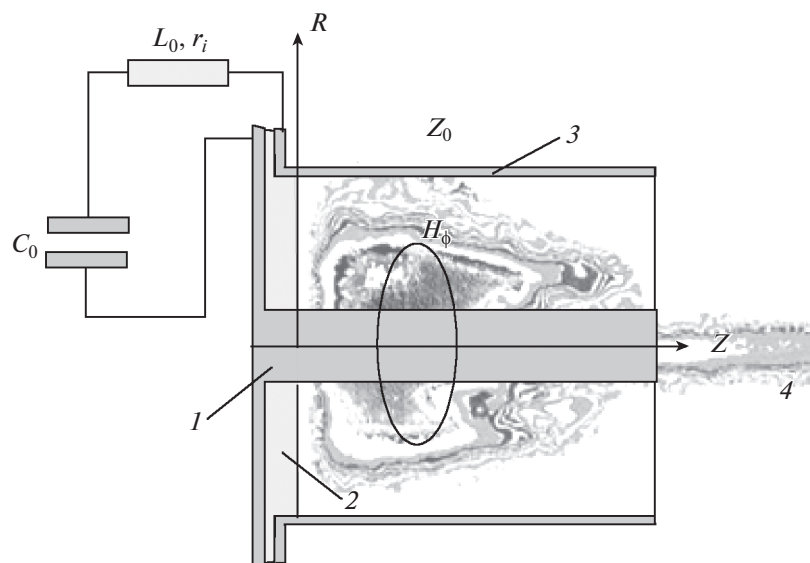


Рис. 1. Схема АИПД. 1, 3 – электроды, 2 – рабочее тело, 4 – плазма.

метрических измерений энергии потока плазмы, поглощаемой в образце, использовались миниатюрные (1 мм) термисторы.

3. ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РАЗРЯДА. ПАРАМЕТРЫ ПОТОКА ПЛАЗМЫ

АИПД с энергией разряда начиная с единиц килоджоулей имеют ярко выраженный магнито-плазмодинамический разряд с электродинамическим (электромагнитным) режимом ускорения. После запуска за несколько десятков наносекунд сопротивление основного разряда падает до 0.1–1 мОм. Далее ток в цепи источника плазмы определяется в основном волновым сопротивлением источника питания и активным сопротивлением, связанным с ускорением плазмы. В результате на выходе ускорительного канала формируется сфокусированный импульсный поток плазмы. Измерения показали, что распределение ускоряемой

массы по скоростям достаточно компактно: при запасаемой в источнике питания энергии более 4 кДж средняя скорость плазмы составляет $(7–9) \times 10^6$ см/с. Интерферометрические измерения и моделирование показывают, что ускорение плазмы является существенно двумерным, и на выходе ускорительного канала формируется поток плазмы с минимальным диаметром близким к диаметру центрального электрода. Максимальная электронная концентрация в потоке плазмы составляет 10^{18} см⁻³. Затем поток расширяется со скоростью, приблизительно соответствующей температуре плазмы около 3 эВ [14, 17].

В АИПД передается до 85% энергии, запасенной в батарее, в энергию плазмы – около 60%. Направленная энергия потока плазмы достигает 40% от энергии, запасаемой в источнике питания. Эти режимы работы представляют основной интерес для экспериментального исследования взаимодействия импульсного плазменного потока с образцами, поскольку в них реализуется плавление и испарение высокотемпературных материалов. Основные характеристики разряда приведены в таблице 1. На рис. 3 приведены измеренные разрядный ток и напряжение на АИПД при начальном напряжении – 10 кВ. На рис. 4 показан поток плазмы из АИПД и его столкновение с образцом.

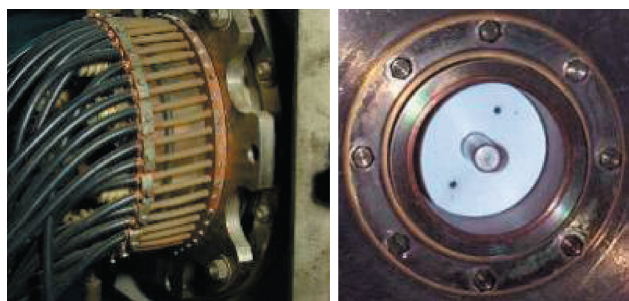


Рис. 2. (в цвете онлайн) Вакуумный фидер и ускорительный канал.

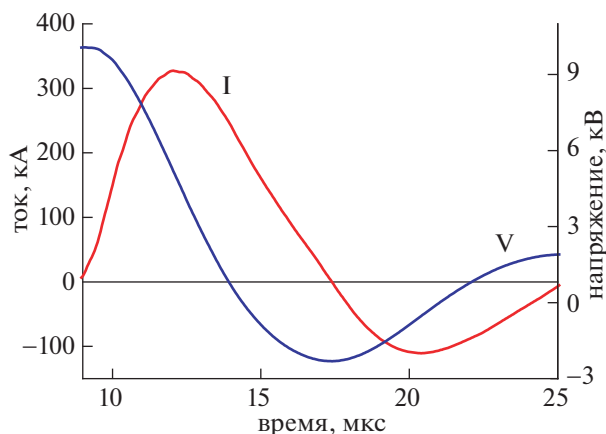
3.1. Измерение остаточной температуры и испаряемой массы

Положение образца определялось по размеру экспонируемой поверхности, которая увеличивается с расстоянием от выхода ускорительного ка-

Таблица 1. Характеристики разряда мощного АИПД

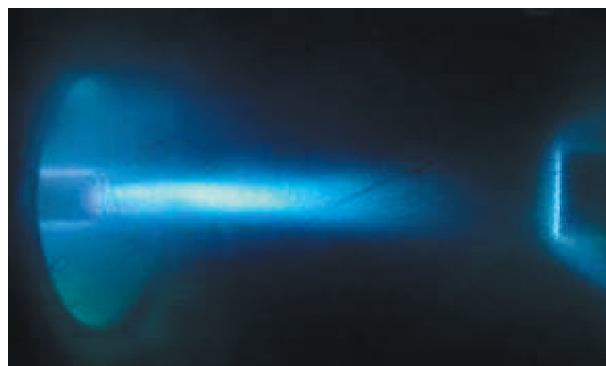
V_0 , кВ	W_{bat} , Дж	Тепловая эффективность	v , км/с	Расход массы, мг
3.5	557	0.85	27	0.61
4	728	0.87	28	0.79
4.5	921	0.81	27	0.99
10	6000	0.7	50	2.2

нала и с увеличением энергии батареи. Наиболее интенсивное взаимодействие плазменного потока с образцами, имеющее приемлемое радиальное распределение плотности плазмы, может быть реализовано на расстоянии 7 см от выхода ускорительного канала. Однако здесь есть проблема, связанная с разрушением образца. В экспериментах расстояние от выхода из ускорительного канала до образца составляло 10 см. В этой точке режимы с разрушением образцов вероятны только при больших энергиях батареи. Во время взаимодействия с импульсным плазменным потоком с поверхности образца испаряется некоторое количество его материала. Испаренная за разряд масса определялась взвешиванием после определенного количества разрядов. Начиная с энергии батареи 3.5 кДж, взаимодействие с образцом вольфрама характеризуется выраженным испарением поверхности. При энергии батареи, начиная с 9 кДж, образец или датчик температуры разрушаются после 3–5 разрядов. Оцененные плотности потока энергии варьировались от 10^7 до 10^9 Вт/см². Чтобы определить поглощенный образцом поток энергии, была измерена остаточная температура. Образцы были установлены в специально изготовленные держатели, обеспечивающие надежную фиксацию и низкую теплопроводность. Узел датчика температуры

**Рис. 3.** Разрядный ток I и напряжение на конденсаторной батарее V . Зарядное напряжение – 10 кВ.

представляет собой подпружиненный теплоизолированный упор, обеспечивающий тепловой контакт собственно датчика температуры и образца. В качестве датчика температуры использованы интегральный полупроводниковый датчик и термопара К-типа. Диаметр всех образцов равен $d_s = 25$ мм, толщина стальных $h_{Fe} = 0.5$ мм, а толщина вольфрамовых $h_W = 0.8$ мм. Начальная масса образцов стали и вольфрама равна $m_{Fe} = 1.76$ г и $m_W = 7.97$ г соответственно. Обработанный образец из вольфрама показан на рис. 5. Температура нагрева образцов вольфрама почти в два раза превышает нагрев стали, что коррелирует с их температурами испарения. Начиная с энергии батареи, равной 3 кДж, испаряемая масса образца вольфрама увеличивается линейно с энергией. В этом случае поглощенная энергия пропорциональна энергии плазменного потока и реализуется режим тепловой волны, когда поглощенная энергия расходуется главным образом на испарение. Поглощенная энергия и масса, испаренная из образцов вольфрама, в зависимости от энергии, хранящейся в источнике питания, показаны на рис. 6. Остаточный нагрев увеличивается с увеличением энергии источника питания. По-видимому, это связано с повышением температуры испарения.

Тепловой скин-слой в вольфраме за время взаимодействия, равное 10 мкс, составляет около 17 мкм. Оценка средней температуры скин-слоя по наиболее представительному эксперименту при относительно низкой энергии батареи (3 кДж) дает значение около 8000 К. Плотность мощности плазменного потока, при которой имело место заметное испарение вольфрама, превышала 10^7 Вт/см². Согласно [18] следует ожидать поглощенную плотность мощности на уровне около 10^6 Вт/см², так как обычно на испарение материала расходуется лишь несколько процентов энергии плазменного потока. Большая часть

**Рис. 4.** (в цвете онлайн) Поток плазмы из АИПД и его столкновение с образцом. Зарядное напряжение – 10 кВ.

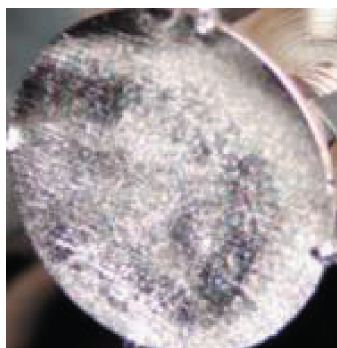


Рис. 5. (в цвете онлайн) Вольфрамовый образец после обработки 4 импульсами. Запасаемая энергия составляет 9 кДж.

энергии потока плазмы поглощается в погранслое. Площадь столкновения, определяемая по следу на образцах, составила около 5 см². Микрофотография и СЭМ (сканирующий электронный микроскоп) фото структуры поверхностного слоя образца № 4 (вольфрам) после взаимодействия с потоком плазмы показаны на рис. 7. На микрофотографии и СЭМ фото видно характерное развитие поверхности вольфрама при его испарении. Структура поверхности является волнообразной с хаотически расположенными впадинами и возвышениями. Такой рельеф несколько увеличивает поверхность испаряемого образца. Неоднородности смещаются за время воздействия на расстояние ~100 мкм, что соответствует средней скорости около 10 м/с. По-видимому, это связано с движением плазмы в погранслое, который образуется в результате торможения плазменного потока, а также испарения и ионизации материала образца [18]. Таким образом, структура испаряемого слоя и измерения испаренной массы образцов свидетельствуют об интенсивном испарении поверхности. Структура поверхности облученных образцов вольфрама значительно отличается от поверхности стальных образцов, где наблюдалась существенная потеря массы, не связанная с испарением, и были замечены макрочастицы различного размера в зоне испарения и ее окрестности. В данном эксперименте может иметь место некоторая относительно малая потеря массы образца, не связанная с испарением. Оцененная по испаряемой массе и времени разряда максимальная скорость испарения составляет около 0.33 кг/с · см².

4. ПОЛУФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКАЯ ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПОТОКА ПЛАЗМЫ С ПОВЕРХНОСТЬЮ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО МЕТАЛЛА

Влияние потока плазмы или пучков заряженных частиц, имеющих умеренную интенсив-

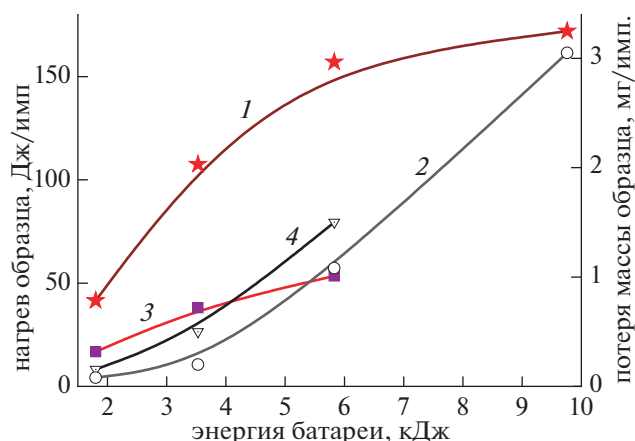


Рис. 6. Поглощенная энергия и потеря массы образцов стали и вольфрама в зависимости от энергии, запасаемой в источнике питания. 1, 2 – поглощенная энергия и потеря массы вольфрама; 3, 4 – поглощенная энергия и потери массы стали.

ность, характеризуется выделением плотности энергии на поверхности материала, которая меньше теплоты сублимации. Кроме того, волны давления, возникающие из-за высокоскоростного нагрева, очень слабы, и изменением плотности вещества можно пренебречь. Соответственно температурное поле развивается независимо от поля давления. Считается, что эта независимость допустима в достаточно широком диапазоне плотности потока энергии до 10⁹ Вт/см² [10, 19, 20]. Закон сохранения энергии преобразуется в уравнение теплопроводности в конденсированной фазе. Кроме того, описание кинетики фазового перехода можно построить без учета динамики движения паровой фазы [3, 19].

При одномерном натекании потока плазмы на образец плазма тормозится, и вблизи поверхности образца образуется пограничный слой плотности плазмы. В дальнейшем в этом слое поглощается значительная часть кинетической энергии потока. Частично энергия из пограничного слоя передается на поверхность образца; остальная часть энергии переизлучается назад, в направлении противоположном движению плазмы. Если поток энергии достаточно велик, то плотность тепловой энергии в поверхностном слое достигает величины порядка энергии сублимации вещества, и начинается интенсивное испарение материала. Если не рассматривать процесс передачи энергии на образец, то испарение вещества при воздействии плазменного потока во многом аналогично процессу абляции, когда поверхность материала облучается мощным лазерным лучом в режиме термической активации. Пределы применимости кинетического подхода подробно рассмотрены в [10, 21]. При увеличении потока энергии на поверхность образца существенное

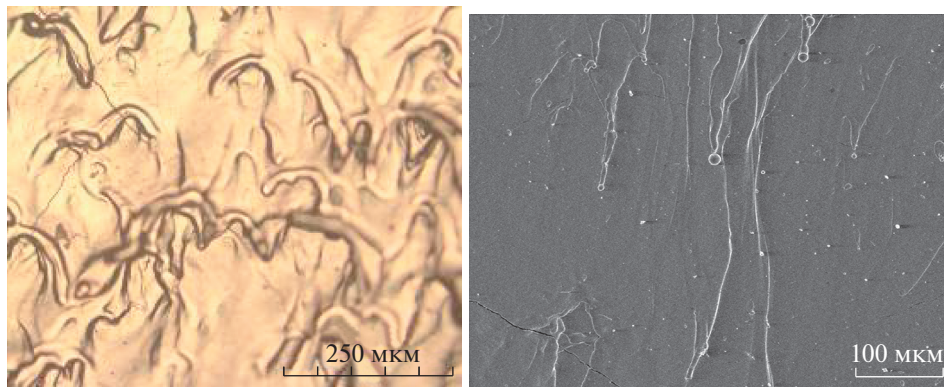


Рис. 7. Микрофотография и СЭМ фото структуры поверхностного слоя образца № 4.

влияние на процесс будет оказывать газодинамический разлет паров вещества.

Ниже мы рассмотрим кинетическую модель испарения, которая позволяет определить динамику нагрева образца, испаренную массу и массовый расход в условиях импульсного воздействия потока плазмы, создаваемого АИПД. Проверка модели будет проводиться на основе данных, приведенных в предыдущем разделе.

4.1. Постановка задачи

Рассмотрим образец с сечением $1 \times 1 \text{ см}^2$ и толщиной $a \gg \delta_{th}$, где δ_{th} – толщина теплового скин-слоя для характерных времен существования плазменного потока. Ниже в качестве примера будет рассмотрена абляция образца, облучаемого импульсным потоком длительностью в несколько микросекунд и плотностью потока энергии $q \sim 10^7 - 10^9 \text{ Вт/см}^2$. Предположим вначале, что поток энергии имеет постоянную интенсивность $q = q_0$ в течение времени τ .

Для описания процесса нагрева образца до момента начала его заметного испарения воспользуемся уравнением теплопроводности

$$c_v \frac{\partial T}{\partial t} = \eta \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + q, \quad (1)$$

где c_v , η – соответственно теплоемкость и теплопроводность материала образца, которые при высоких температурах, вообще говоря, зависят от величины температуры. Если глубина проникновения потока энергии (излучение, частицы) значительно меньше теплового скин-слоя $\delta_{th} = (\chi^2 \tau_0)^{1/2}$, где $\chi^2 = \eta / c_v \rho$ – температуропроводность материала образца, ρ – плотность, то (1) преобразуется в уравнение

$$c_v \rho \frac{\partial T}{\partial t} = \eta \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}, \quad (2)$$

со следующими начальными и граничными условиями: при $z \rightarrow \infty$ температура $T \rightarrow T_0$,

$-\left(\frac{\partial T}{\partial z}\right)_s = q_0$; при $t = 0$ должно быть $T(0, z) = T_0$, T_0 – начальная температура образца. Решение уравнения (2) с этими условиями имеет вид

$$T(t, z) = 2q_0 \frac{(\chi^2 t)^{1/2}}{\eta} i\Phi\left(\frac{z}{2\sqrt{\chi^2 t}}\right) + T_0, \quad (3)$$

где $i\Phi = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \exp(-x^2) - x\Phi^*(x)$, Φ^* – интеграл вероятности.

Из (3) следует, что температура на поверхности образца будет равна

$$T(t, 0) = \frac{2q_0}{\eta} (2\chi^2 t / \pi)^{1/2} + T_0. \quad (4)$$

При достижении плотности тепловой энергии вблизи поверхности образца, сравнимой с энергией сублимации, начинается заметное испарение вещества. В этом случае при решении уравнения (2) необходимо учесть движение границы фазового раздела конденсированное вещество–пар, и условия на границе $z = s$ будут

$$-\eta \left(\frac{\partial T}{\partial z}\right)_s = q - E_s \rho \frac{ds}{dt}, \quad (5)$$

где E_s – энергия связи атома в кристаллической решетке, s – граница фазового раздела.

В рамках кинетической модели в стационарном случае в результате подвода к поверхности образца $z = s(t)$ постоянного во времени потока энергии формируется тепловая волна, движущаяся по материалу образца со скоростью

$$\frac{ds}{dt} = \frac{q_0}{c_v DT + E_s}. \quad (6)$$

При этом распределение температуры в тепловой волне имеет вид

$$T(z) = (T_s - T_0) \exp\left(-\frac{V_{st}}{\chi^2(z-s)}\right) + T_0. \quad (7)$$

Здесь T_s и v_{st} – стационарные температура и скорость поверхности образца, $s = v_{st}t$.

В соотношениях (6), (7) стационарные скорость движения границы раздела и поверхностная температура образца не определены. Для их нахождения необходимо привлечь дополнительные данные о зависимости скорости испарения вещества от температуры.

В рамках кинетической теории скорость испарения вещества m' находится из соотношения $m' = \rho_s v / 4$, где ρ_s – плотность насыщенного пара, v – средняя скорость атомов ($v = (8kT/\pi m_a)^{1/2}$), и описывается известным уравнением Герца–Кнудсена, которое в общем случае имеет вид [1, 21]

$$m' = \alpha(p_s - p_1) / (2\pi k T m_a)^{1/2}, \quad (8)$$

где p_s – давление насыщенного пара, p_1 – давление пара вблизи поверхности образца. В (8) коэффициент прилипания атомов для металла принят равным единице. Если испарение происходит в вакууме, а скорость удаления атомов с поверхности металла определяется скоростью истечения паров в вакуум, влияние конденсации на скорость фронта испарения мало. Расчеты, подтверждающие это, сделаны в [16].

Зависимость плотности насыщенного пара от температуры

$$\rho_s = A \exp(-E_s/kT). \quad (9)$$

Если $p_1 = 0$, то соотношение (8) дает верхний предел скорости испарения. Скорость испарения была взята по формуле Аррениуса [21]

$$m' = A_1 T_s^{-1/2} \exp(-E_s/T_s).$$

Согласно [1, 3, 22] величины $A_1 = 1.202 \times 10^{10}$ кг/м² с, $E_s = 3.5$ эВ для стали и $A_1 = 2 \times 10^{12}$ кг/м² с, $E_s = 8.5$ эВ для вольфрама. На рис. 8 показаны установившаяся температура поверхности вольфрамового образца, T_s , и скорость тепловой волны в зависимости от плотности потока энергии в предположении, что давление $p_1 \ll p_s$.

Следует отметить, что энергия связи атомов в кристаллической решетке E_s , вообще говоря, зависит от температуры. Если температура приближается к критической, то $E_s \rightarrow 0$.

Уравнение (2) с соответствующими начальными и граничными условиями на поверхности раздела конденсированное вещество–пар вместе с уравнениями кинетики (8), (9) для произвольно-

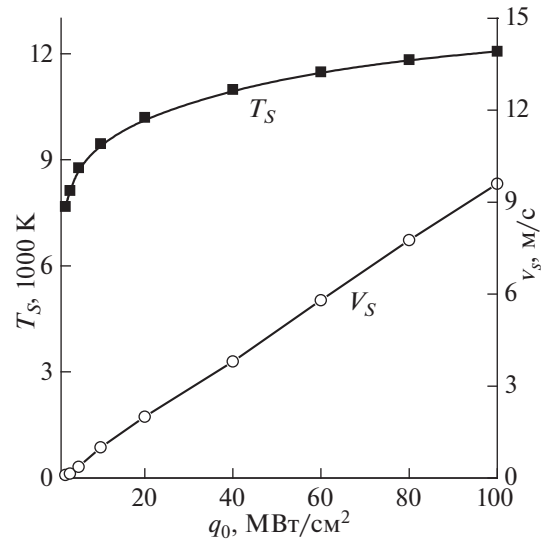


Рис. 8. Температура поверхности вольфрамового образца и скорость волны испарения в зависимости от плотности потока энергии.

го потока энергии q , падающего на поверхность, решается численно. Проведенные ранее измерения давления в потоке плазмы с помощью пьезоэлектрических датчиков с временным разрешением ~ 1 мкс показали, что время существования потока в зоне расположения образцов не превышает длительность разрядного тока. Этот поток аппроксимировался в виде квадрата затухающей синусоиды, что и соответствует временной зависимости мощности потока плазмы. В экспериментах определяются испаренная масса и интегральная температура образца. Эти данные вместе с использованием численного кода позволяют провести полуфеноменологическое исследование взаимодействия плазменного потока с поверхностью образцов. Как уже отмечалось, распределение температуры в образце и испаренная масса являются результатами расчета в числовой модели, причем поверхностная температура является граничным условием. Таким образом, численное моделирование может служить основой для определения кинетических коэффициентов испарения исследуемых материалов при высоких температурах поверхности, если известны интегральная температура образца, испаренная масса и временные характеристики потока энергии, поглощаемого в образце.

4.2. Результаты моделирования

Для прогнозирования эксперимента необходимы предварительные оценки поведения материалов при воздействии потока плазмы. Такие оценки могут быть проведены на основе результатов численного решения. Так, например, поток

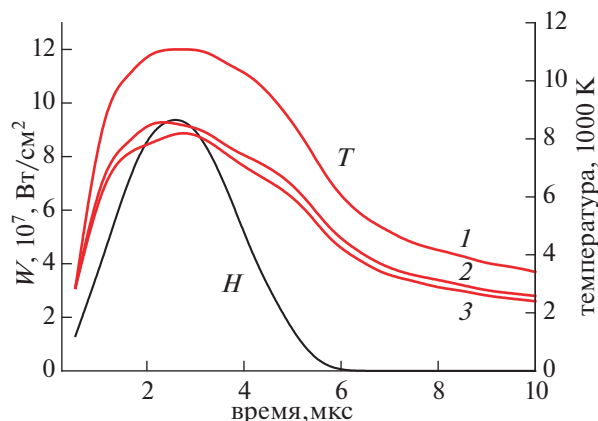


Рис. 9. Временные зависимости плотности потока энергии, поглощаемой в образце (вольфраме), и температура поверхности для $q_{\max} = 92 \text{ МВт/см}^2$ при различных энергиях испарения: 1 – 4.2 кДж/г, 2 – 3.2 кДж/г, 3 – 2.9 кДж/г.

энергии на уровне $5 \times 10^6 \text{ Вт/см}^2$, поглощаемый в поверхностном слое стали, приводит к диссипации энергии, в основном, на нагрев и плавление скин-слоя, и лишь небольшое количество падающей энергии идет на испарение материала.

Для начала заметного испарения вольфрама максимальный поток энергии должен превышать 10^7 Вт/см^2 . Основной экспериментальных данных является испаренная масса и энергия, поглощаемая образцом из плазменного потока. Эти данные вместе с использованием численного кода позволяют провести полуфеноменологическое исследование влияния взаимодействия плазменного потока с поверхностью образца. Распределение температуры в образце и испаряемая масса также вычисляются в численной модели, при этом поток энергии на поверхность является граничным условием. На рис. 9 приведены временные зависимости плотности потока энергии и температуры поверхности образца при $q_{\max} = 92 \text{ МВт/см}^2$ для различных энергий испарения. Временная зависимость поглощенной мощности взята из эксперимента и соответствует мощности АИПД. Как уже отмечалось, энергия испарения зависит, вообще говоря, от температуры.

На рис. 10 показана расчетная температура поверхности и масса испаренного вольфрама на 1 разряд, в зависимости от максимальной поглощаемой плотности потока энергии.

Оценить максимальную температуру поверхности можно, сопоставив расчетные распределения температуры с измерениями остаточной температуры образца, максимальное измеренное значение которой составляет около 150°C . Такое же значение остаточной температуры дает оценка на основе расчетов профиля температуры (рис. 11)

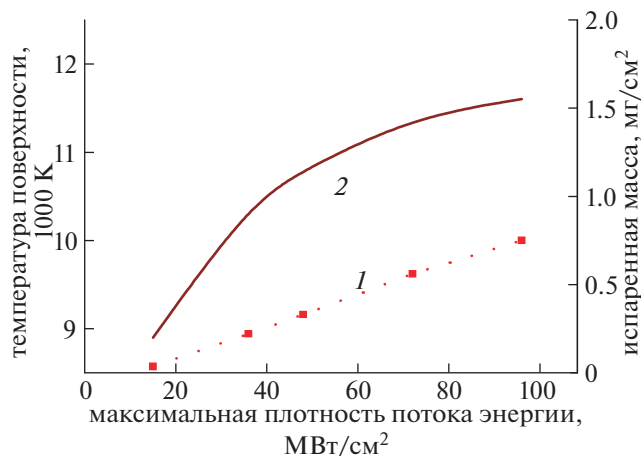


Рис. 10. Рассчитанная температура поверхности и масса вольфрама, испаряемого за 1 разряд. 1 – испаренная масса вольфрама, 2 – температура поверхности образца.

для максимального значения поверхностной температуры на уровне 9000°C , которая реализуется при $q_{\max} \sim 92 \text{ МВт/см}^2$ и энергии испарения, равной 3.2 кДж/г.

При этом расчетная испаренная масса близка к экспериментальной. Таким образом, испарение вольфрама при потоках энергии на уровне или больше 10 МВт/см^2 реализуется при энергиях испарения, заметно меньших их стандартных значений. Этот результат нуждается в экспериментальном подтверждении, которое может быть получено при измерении во времени температуры поверхности образцов пирометрическими методами.

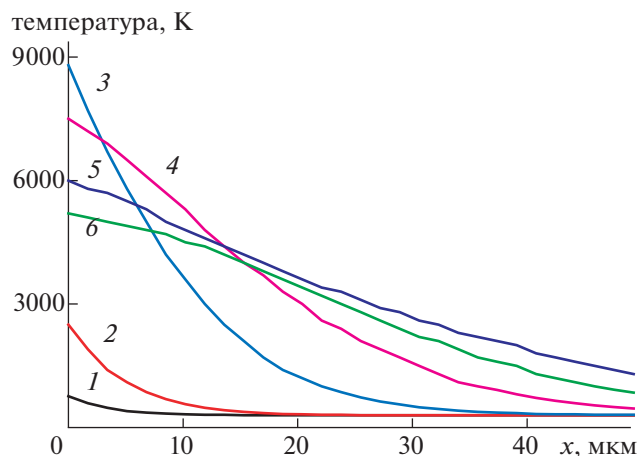


Рис. 11. Профили температуры в образце (вольфраме) для различных моментов времени: 1 – 0.5 мкс, 2 – 1 мкс, 3 – 2.5 мкс, 4 – 4.8 мкс, 5 – 7 мкс, 6 – 10 мкс.

5. ВЫВОДЫ

Проведенные эксперименты и численный анализ взаимодействия мощного импульсного потока плазмы со стальными и вольфрамовыми образцами позволяют сделать следующие выводы.

Исследовано влияние мощного импульсного потока плазмы, создаваемого АИПД, на образцы из вольфрама. Поток плазмы имеет направленную скорость $(7-9) \times 10^6$ см/с, максимальную концентрацию около 10^{18} см⁻³ и длительность импульса около 15 мкс. Определены потери массы образцов вольфрама и их интегральный нагрев. Исследованы режимы взаимодействия потока плазмы с образцами. Проанализированы результаты металлографических исследований обработанных образцов. Структура поверхности является волнообразной с хаотически расположенными впадинами и возвышениями.

Экспериментальные данные обрабатывались с использованием численной модели, описывающей нагрев и испарение материала в результате поглощения импульсных потоков энергии с учетом кинетики испарения на основе уравнения Герца—Кнудсена. Проверка модели выполнена на основе измерений остаточной температуры образца и испаренной массы. Исследовано поведение испарения вольфрама до плотности потока энергии 1 ГВт/см².

Сравнение экспериментальных данных и численных расчетов позволило оценить кинетику испарения при температурах, превышающих температуру испарения вольфрама в нормальных условиях. Согласно расчетам, при плотности потока энергии, равной или выше 50 МВт/см², расчетная остаточная температура превышает экспериментальную. Удовлетворительное согласие с экспериментальными данными имеет место при уменьшении энергии испарения примерно на 25% по сравнению с ее стандартным значением. Этот эффект, вероятно, связан с понижением энергии испарения вольфрама при высоких температурах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Langmuir I.* // Phys. Rev. 1913. V. 2. P. 329.
2. *Langmuir I.* // J. Am. Chem. Soc. 1932. V. 54 (7). P. 2798.
3. *Szwarc R., Plante E.R., and Diamond J.J.* // J. Res. Natl. Inst. Stan. 1965. V. 69A (5). P. 417.
4. *Pagan A.S., Massuti-Ballester B., Herdrich G.* // Frontier of Applied Plasma Technology. 2016. V. 9. P. 7.
5. *Boxberger A., Herdrich G.* // 35th Int. Electric Propulsion Conf., Atlanta, USA, 2017. IEPC-2017-339.
6. *Архипов Н.И., Бахтин В.П., Васенин С.Г., Житлухин А.М., Куркин С.М., Сафронов В.М., Топорков Д.А.* // Физика плазмы. 1998. Т. 24. С. 340.
7. *Позняк И.М., Архипов Н.И., Карелов С.В., Сафронов В.М., Топорков Д.А.* // ВАИТ. Сер. Термоядерный синтез. 2014. Т. 37. Вып. 1. С. 70.
8. *Khripunov B.I., Koidan V.S., Ryazanov A.I., Gureev V.M., Kornienko S.N., Latushkin S.T., Rupyshev A.S., Semenov E.V., Kulikauskas V.S., Zatekin V.V.* // Physics Procedia. 2015. V. 71. P. 63.
9. *Позняк И.М., Климов Н.С., Подковыров В.Л., Сафронов В.М., Житлухин А.М., Коваленко Д.В.* // ВАИТ. Сер. Термоядерный синтез. 2012. Т. 35. Вып. 4. С. 23.
10. *Bleicher G.A., Krivobokov V.P.* Erosion of the surface of a solid under the action of powerful beams of charged particles. Novosibirsk: Science, 2014.
11. *Nawaz A., Bauder U., Böhrk H., Herdrich G., Auweter-Kurtz M.* // 43rd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conf. and Exhibit, Cincinnati, OH, USA, 2007. AIAA-2007-5280.
12. *Herdrich G., Fertig M., Petkow D., Kraus S., Löhle S., Auweter-Kurtz M.* // Vacuum. 2010. V. 85. P. 563. doi 10.1016/j.vacuum.2010.08.012
13. *Burton R.L., Turchi P.J.* // J. Propulsion and Power. 1998. V. 14. P. 716.
14. *Казеев М.Н.* Энциклопедия низкотемпературной плазмы / Под ред. В.Е. Фортова. М.: Наука, 2000. Т. 3. С. 493.
15. *Казеев М.Н.* // Прикладная физика. 2000. № 4. С. 14.
16. *Анисимов С.И., Имас Я.А., Романов Г.С., Ходыко Ю.В.* Действия излучения большой мощности на металлы. М.: Наука, 1970.
17. *Kazeev M.N., Kozlov V.F., Popov G.A.* CD: Proc. 27th Int. Electric Propulsion Conf., Pasadena, CF, USA, 2001. IEPC-01-159.
18. *Архипов Н.И., Бахтин В.П., Васенин С.Г., Житлухин А.М., Куркин С.М., Сафронов В.М., Топорков Д.А.* // Физика плазмы. 1999. Т. 25. С. 363.
19. *Анисимов С.И., Лукьянчук Б.С.* // УФН. 2002. Т. 172. С. 301.
20. *Афанасьев Ю.В., Крохин О.Н.* Физика высоких плотностей энергии / Под ред. П. Кальдиолы и Г. Кнопфеля. М.: Мир, 1974. С. 311.
21. *Хирс Д., Паунд Г.* Испарение и конденсация. М.: Металлургия, 1966.
22. *Smith P.N., Ward R.G.* // Canadian Metallurgical Quarterly. 1966. V. 5. № 2. P.77. URLhttp://dx.doi.org/10.1179/cmqr.1966.5.2.77.