

УДК 533.9.03+621.793

## О РАСЧЕТЕ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ В ТЕХНОЛОГИЧЕСКОЙ ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕННОЙ УСТАНОВКЕ АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ

Ю.М. Гришин, М.В. Рыдкин

МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Российская Федерация  
e-mail: ygrishin@power.bmstu.ru; maks.rydkin@gmail.com

*Проведено теоретическое исследование процессов ускорения плазменного образования в гибридных двухступенчатых импульсно-периодических плазменных установках, генерирующих высокоэнергетические импульсные плазменные образования при нормальных атмосферных условиях. Выполнены численные расчеты и определены особенности распределения теплофизических параметров газа в канале электродного блока импульсно-периодических плазменных установок на стадии его заполнения низкотемпературной плазмой, генерируемой системой стационарных плазмотронов. Установлен квадратичный закон распределения массы в канале, необходимый для расчета процессов на стадии импульсного разряда. Анализ процессов на стадии импульсного сильноточного разряда проведен на основе системы уравнений электродинамического приближения. На основе результатов численных расчетов установлены особенности динамики ускорения формирующегося плазменного образования. Определены зависимости скорости, температуры и других параметров генерируемой плазмы от основных конструктивных, электротехнических и энергетических параметров импульсно-периодических плазменных установок. Показано, что технологическая импульсно-периодическая плазменная установка с начальной энергией емкостного накопителя 10 кДж позволяет генерировать плазменные образования, движущиеся со скоростями до 3 км/с и среднемассовой температурой до 30 кК.*

**Ключевые слова:** низкотемпературная плазма, плазмотрон, импульсный разряд, импульсная плазменная установка, методы расчета, модификация свойств поверхностных слоев.

## ABOUT CALCULATION OF PLASMA PARAMETERS IN THE TECHNOLOGICAL ATMOSPHERIC-PRESSURE PULSE-PERIODIC PLASMA SYSTEM

Yu.M. Grishin, M.V. Rydkin

Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russian Federation  
e-mail: ygrishin@power.bmstu.ru; maks.rydkin@gmail.com

*Processes of accelerating the plasma formation in the hybrid double-stage pulse-periodic plasma systems (PPPS) that generate high-energy pulsed plasma flows under standard atmospheric conditions are investigated theoretically. Numerical simulations are performed and peculiarities of gas thermal-physical parameters distribution in the channel of PPPS electrode unit are defined at the stage of its filling with a low-temperature plasma generated by the system of stationary plasmotrons.*

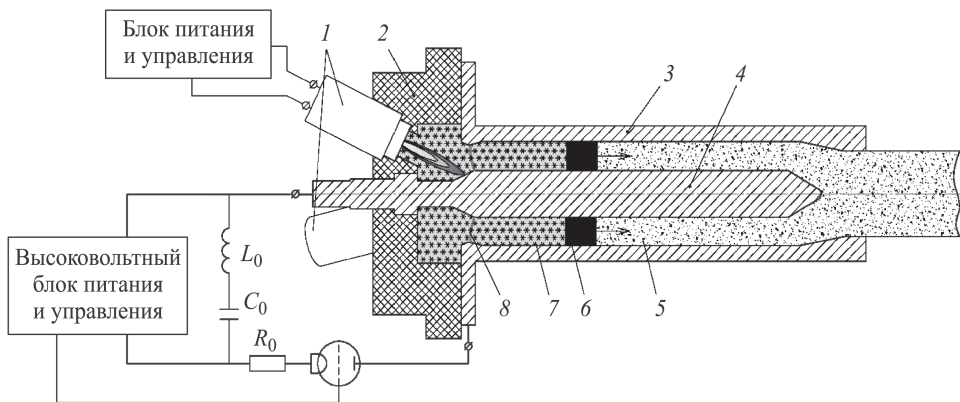
*A quadratic law of mass distribution in the channel, required for processes simulation at the pulse discharge stage, is established. Analysis of processes at the high-current pulse discharge stage is carried out on the basis of the system of electrodynamic approach equations. Features of dynamics of acceleration of the generated plasma formation are found on the basis of numerical calculation results. Dependences of the velocity, temperature, and other parameters of generated plasma on the main structural, electrotechnical and energetic PPPS parameters are defined. It is shown that a technological PPPS with the initial energy of capacity about 10 kJ makes it possible to generate plasma formations moving at a velocity up to 3 km/s and with a mass-average temperature up to 30 kK.*

**Keywords:** low-temperature plasma, plasmatron, pulse discharge, pulse plasma unit, calculation methods, modification of surface layers properties.

В настоящее время импульсные сильноточные разряды, генерирующие высокоскоростные плазменные образования, находят применение при решении различных технологических задач, связанных с модификацией свойств поверхностных слоев конструкционных материалов. Однако существующие источники высокоэнергетических импульсных плазменных потоков нормально функционируют либо в вакууме, либо в условиях пониженного давления окружающей среды (1... 10 торр) [1–3]. Создание плазменных установок, работающих при атмосферном давлении, связано с трудностями организации импульсного разряда при относительно низких начальных напряжениях и с высокой (до 5 Гц) частотой повторения импульсов.

Одним из направлений создания эффективных технологических установок, генерирующих высокоэнергетические импульсные плазменные образования при нормальных атмосферных условиях, является применение гибридных двухступенчатых импульсно-периодических плазменных установок (ИППУ) [4]. Первая ступень ИППУ — система электродуговых стационарных плазмотронов (ССП), а вторая ступень — коаксиальный импульсный электромагнитный ускоритель плазмы (рис. 1). Система стационарных плазмотронов обеспечивает непрерывное заполнение электродного канала коаксиального импульсного ускорителя низкотемпературной плазмой пониженной плотности с невысокой степенью ионизации. В этой среде с заданной скважностью осуществляется импульсный сильноточный разряд, формируется плазменное образование, распространяющееся под действием электромагнитных и газодинамических сил по электродному каналу. После завершения импульсного разряда (длительностью порядка 0,1 мс) непрерывно работающая СПП обеспечивает повторное заполнение низкотемпературной разреженной плазмой канала импульсного электромагнитного ускорителя и работающая в периодическом режиме высоковольтная система электропитания с заданной скважностью осуществляет следующий импульсный сильноточный разряд и т.д.

Для создания технологических плазменных установок подобного рода необходима разработка методов расчета параметров генерируемой плазмы и выявление связей этих параметров с основными геометрическими и электротехническими параметрами ИППУ.



**Рис. 1. Схема ИППУ:**

1 — стационарные плазмотроны, 2 — межэлектродная вставка, 3 — анод, 4 — катод, 5 — область невозмущенного стационарного течения плазмы, 6 — формируемое плазменное образование, 7 — газ слева от движущегося плазменного образования, 8 — зона инициации импульсного разряда

Строгое решение такой задачи возможно только на основании численного решения нестационарной трехмерной нелинейной системы уравнений магнитной плазмодинамики [5–7], которое в силу возникающих трудностей, связанных с физической постановкой и математической реализацией, пока не проведено. Существующие приближенные модели [8] неадекватно описывают физические особенности формирования и ускорения плазменного образования в двухступенчатой ИППУ.

В настоящей работе сформулирована физико-математическая модель процессов в ИППУ, в рамках которой последовательно рассмотрены процессы на двух основных стадиях:

- на стадии заполнения электродного канала низкотемпературной плазмой, генерируемой ССП;
- на стадии сильноточного импульсного разряда в электродном канале, заполненном высокотемпературным газом.

Приблизительно рассчитаны параметры генерируемого плазменного образования в широком диапазоне изменения основных конструктивных и электротехнических параметров ИППУ.

**Расчет течения плазмы, генерируемой системой стационарных плазмотронов, в электродном канале ИППУ.** В физико-математическую модель расчета параметров газо-плазменного потока в электродном канале ИППУ входили стационарные уравнения теории тепломассообмена. Расчет проводился на геометрической модели электродного блока (см. рис. 1) с конфигурацией и размерами, соответствующими экспериментальной установке [4]. Расчетная область течения плазмы состоит из зоны диэлектрической камеры и зоны коаксиального канала импульсного ускорителя, образованного электродами высоковольтного разряда. Плазменные струи от трех стационарных плазмотронов с осями, наклоненными к оси канала ускорителя под

углом  $26^\circ$ , обеспечивают процесс непрерывного заполнения зоны коаксиального канала ускорителя низкотемпературной плазмой. Сечение, разделяющее зоны, является областью пробоя газа при импульсном разряде. Основные расчеты выполнены при внешнем радиусе катода  $r_1 = 12,5$  мм, внутреннем радиусе анода  $r_2 = 17,5$  мм и длине канала  $l = 200$  мм.

В качестве плазмообразующего газа рассмотрен аргон, теплофизические свойства которого рассчитаны с использованием программного комплекса “Терра” [9].

Для области течения плазмы заданы следующие граничные условия:

— в выходных сечениях сопел стационарных плазмотронов заданы среднемассовые значения температуры и скорости потока плазмы, значения которых варьировались соответственно в диапазонах  $T_{\text{пл}} = 8 \dots 12$  кК и  $W_{\text{пл}} = 100 \dots 400$  м/с;

— в выходном сечении электродного канала поток, истекающий в среду атмосферного давления, считался гидродинамически и термически стабилизированным  $\frac{\partial T}{\partial x} = 0, \frac{\partial w}{\partial x} = 0$ ;

— на границе плазмы с твердыми стенками на скорость поставлено условие прилипания, на температуру — краевое условие 1-го рода.

Решение системы выполнено численно в программном комплексе вычислительной гидродинамики ANSYS CFX 13.0. Расчетная геометрия разбивалась на конечные объемы с помощью программы создания сеток ANSYS ICEM.

Из результатов выполненных расчетов следует, что плазменные струи, истекающие из плазмотронов, по мере своего движения через зону диэлектрической камеры быстро охлаждаются и в сечении входа в коаксиальный электродный канал (т.е. в сечении инициации импульсного разряда) имеют среднюю температуру  $3 \dots 4$  кК. При таком уровне температуры газ является слабоионизованным и инициация импульсного разряда через него может быть осуществлена при относительно низком напряжении пробоя ( $3 \dots 5$  кВ). Следует, однако, обратить внимание на то, что при использовании трех плазмотронов и меридиональном расположении их осей имеет место неравномерность температурного поля по азимуту и радиусу (рис. 2, а). В областях, расположенных между осями плазмотронов, среднемассовые значения температур опускаются до  $1 \dots 1,5$  кК. Эти данные свидетельствуют о том, что в данной ситуации при пробое газа может иметь место “спицеобразование” протекающих через зону пробоя токов высоковольтного разряда. Это может привести к азимутальной асимметрии формирующегося высокоскоростного плазменного образования

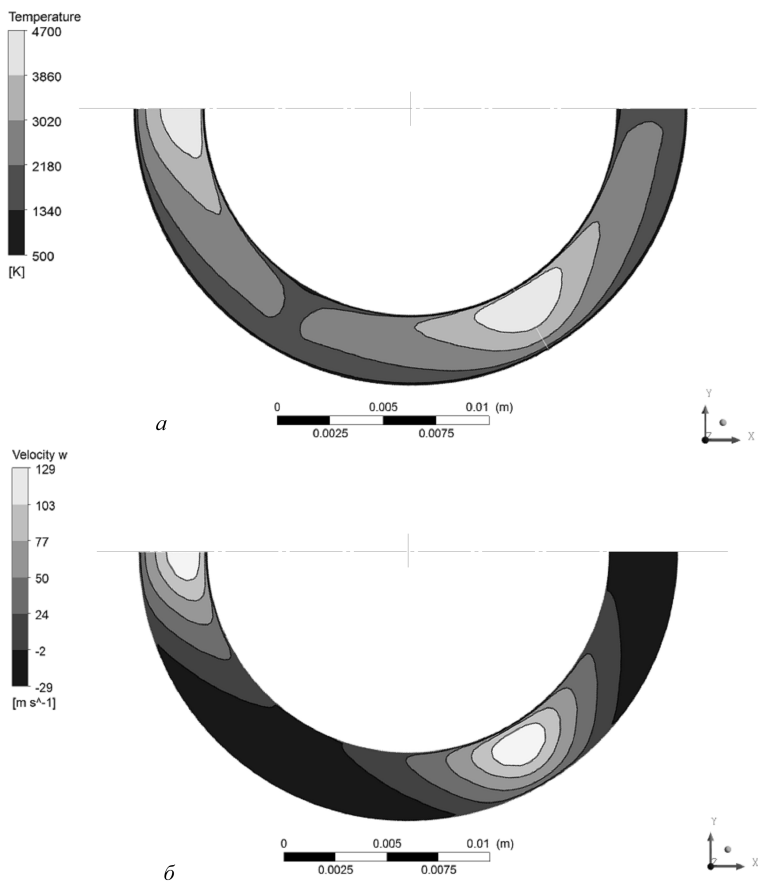


Рис. 2. Пространственные  $(r-\varphi)$  распределения температуры (а) и осевой компоненты скорости плазмы (б) в зоне инициации импульсного разряда ( $T_{\text{пл}} = 9,3 \text{ кК}$ ;  $W_{\text{пл}} = 380 \text{ м/с}$ )

ИППУ. Эта проблема решается либо за счет увеличения числа плазмотронов в блоке ССП, либо за счет организации вихревого (с азимутальной компонентой скорости) течения струй в диэлектрической камере.

Пространственное распределение скорости газа во входном сечении электродного канала также характеризуется достаточно высокой степенью пространственной неоднородности (рис. 2, б). Формируется достаточно сложное вихревое течение газа: в областях между струйными потоками (со скоростями 100...120 м/с) от плазмотронов имеют место возвратные течения со значениями скоростей до 30 м/с.

Вниз по течению вместе с охлаждением газа наблюдается выравнивание (по  $r-\varphi$ ) пространственных распределений термодинамических параметров и уменьшение скорости газа. В срединной и “хвостовой” частях электродного канала уровень значений среднемассовых скоростей потока составляет 1...10 м/с. Относительно невысокие значения скорости газа на предпробойной стадии позволяют в первом прибли-

жении не учитывать ее (т.е. считать газ неподвижным) при рассмотрении стадии сильноточного импульсного разряда.

Наблюдается достаточно сильное охлаждение потока до температур около 1000 К в срединной части канала и до температур 400...500 К на выходе из канала. В условиях изобаричности течения это приводит к неравномерному распределению плотности и, соответственно, массы газа по длине канала  $z$ :

$$m(z) = \int_0^z \int_{r_1}^{r_2} \int_0^{2\pi} \rho d\varphi dr dz,$$

которое может быть аппроксимировано квадратичной функцией

$$\frac{m(z)}{m_0} = \left( \frac{z(t)}{l} \right)^2, \quad (1)$$

где  $l$  — длина канала,  $m_0 = m(l)$  — полная масса газа в канале. Как показали расчеты, полная масса газа в канале зависит в основном от температуры плазмы, истекающей из стационарных плазмотронов, и для рассмотренных диапазонов изменения  $T_{\text{пл}}$  составляет  $m_0 = (2 \dots 2,4) \cdot 10^{-5}$  кг.

#### **Расчет стадии импульсного сильноточного разряда ИППУ.**

В настоящей работе описание процессов формирования и ускорения плазменного образования в электродном канале ИППУ на стадии импульсного сильноточного разряда проведено на основе электродинамической модели “snowplow” [10, 11], в которой плазменное образование рассматривается как плоский поршень, по которому протекает ток разряда (см. рис. 1). Поршень переменной массы движется под действием ускоряющего магнитного давления и газодинамических сил: статического давления невозмущенной атмосферы справа от поршня ( $p_R$ ) и статического давления ( $p_L$ ) слева от поршня.

В соответствии с имеющимися экспериментально-теоретическими данными [8], среднее давление  $p_L$  изменяется как за счет увеличения объема слева от ускоряемого плазменного поршня, так и в результате увеличения массы и температуры газа в этом объеме за счет перетока части нагретого газа через поршень. Наличие перетока означает, что ускоряется лишь часть газа, выталкиваемая поршнем, а другая часть попадает обратно в область слева от поршня, образуя область нагретого (до температуры 3...4 кК) газа с давлением  $p_L$ . Экспериментальные данные о значении давления  $p_L$  при условии работы разрядной системы в среде атмосферного давления отсутствуют. Основное допущение, сделанное в настоящей работе при описании динамики движения плазменного поршня, заключается в том, что реализуется такой режим ускорения, при котором имеет место равенство статических давлений слева и справа в процессе ускорения поршня ( $|p_L - p_R| \ll p_M$ ), так

что на поршень действует только электромагнитная сила. Простейшие оценки показывают, что при этом перетоку подлежит приблизительно  $\beta = 1/3 \dots 1/4$  начальной массы  $m_0$ .

Таким образом, масса движущегося поршня  $m(z)$  определяется в каждый момент времени  $t$  как масса вытесненного поршнем газа из канала на участке с координатами от 0 до  $z(t)$  и рассчитывается по формуле (1) с учетом коэффициента уменьшения ускоряемой массы газа  $(1 - \beta)$  за счет эффекта перетока газа:

$$m(z) = (1 - \beta) (z(t)/l)^2 m_0.$$

Система уравнений, описывающая стадию сильноточного импульсного разряда, включает в себя уравнение движения поршня под действием электромагнитной силы, а также второй закон Кирхгофа для электрической цепи:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \left( m \frac{dz}{dt} \right) &= \frac{I^2}{2} \frac{dL}{dz}; \\ \frac{d([L_0 + bz]I)}{dt} + R_\Sigma I - U &= 0, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $I = -C_0 \frac{dU}{dt}$  – ток разряда;  $U$  – текущее напряжение на конденсаторе емкостью  $C_0$  (заряжаемого до начального напряжения разряда  $U_0$ ),  $R_\Sigma = R_0 + R_{\text{пл}}$  – полное активное сопротивление цепи, включающее в себя внешнее активное сопротивление  $R_0$  и сопротивление плазмы  $R_{\text{пл}}$  (считали постоянным);  $L_0$  – внешняя индуктивность,  $L_{\text{пл}} = bz(t)$  – индуктивность плазменного образования ( $b = 2 \times 10^{-7} \ln \left( \frac{r_2}{r_1} \right)$  Гн/м).

Система дополняется следующими начальными условиями ( $t = 0$ ):

$$I = 0, \quad U = U_0, \quad z = 0, \quad \frac{dz}{dt} = 0.$$

Вводя безразмерные переменные

$$\tilde{z} = \frac{z}{z_{\text{хар}}}, \quad \tau = \frac{t}{t_{\text{хар}}}, \quad \tilde{I} = \frac{I}{I_{\text{хар}}},$$

где характерные масштабы определены как

$$z_{\text{хар}} = l, \quad t_{\text{хар}} = \sqrt{L_0 C_0}, \quad I_{\text{хар}} = U_0 \sqrt{\frac{C_0}{L_0}},$$

систему (2) можно записать в безразмерном виде

$$\begin{aligned} \frac{d^2}{d\tau^2} (\tilde{z}^3) &= \frac{3}{2} A \tilde{I}^2; \\ \frac{d^2 \tilde{I}}{d\tau^2} + \theta \frac{d^2 (\tilde{z} \tilde{I})}{d\tau^2} + \varepsilon \frac{d\tilde{I}}{d\tau} + \tilde{I} &= 0 \end{aligned} \quad (3)$$

с начальными условиями ( $\tau = 0$ )

$$\tilde{I} = 0, \quad \frac{d\tilde{I}}{d\tau} = 1, \quad \tilde{z} = 0, \quad \frac{d\tilde{z}}{d\tau} = 0.$$

В системе (3) выделены следующие безразмерные комплексные параметры:

$$A = \frac{b C_0^2 U_0^2}{(1 - \beta) m_0 l}, \quad \varepsilon = R_\Sigma \sqrt{C_0 / L_0}, \quad \theta = \frac{b l}{L_0}.$$

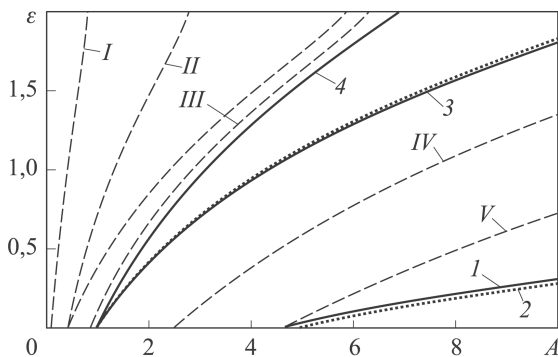
Система уравнений (3) решалась численно при вариации безразмерных критериев в диапазонах:  $A = (0,1 \dots 10)$ ,  $\varepsilon = (0,01 \dots 2)$ ,  $\theta = (0,01 \dots 1)$ . Анализ полученных результатов выявил следующее.

Характер изменения тока  $\tilde{I}(t)$  в основном определяется декрементом затухания  $\varepsilon$ . Для различных значений  $\varepsilon$  из диапазона от 0,1 до 2 ток разряда — затухающий периодический. При значениях  $\varepsilon$  около и более 2 ток становится аperiodическим, при меньших 0,1 — разрядный ток слабозатухающий, близкий к периодическому. Увеличение  $\theta$  от 0,01 до 1 приводит к незначительному (до 10...20%) снижению тока разряда. Максимальное значение безразмерного тока  $\tilde{I}_m$  зависит в основном от декремента затухания  $\varepsilon$  и при изменении  $\varepsilon$  в характерном диапазоне 0,1...1 меняется в пределах 0,5...0,7. Длительность (в размерных единицах) первого полупериода во всех случаях около  $(\pi \dots 4)\sqrt{L_0 C_0}$ .

В зависимости от значений параметров  $\varepsilon$ ,  $A$  и  $\theta$  возможна реализация двух разных режимов ускорения формируемого плазменного образования. Первый режим характеризуется тем, что максимум скорости плазменного образования достигается внутри канала в точке с координатой  $z_m \leq 1$ . При дальнейшем движении поршень тормозится из-за возрастания массы движущейся плазмы при уменьшении ускоряющей электромагнитной силы. Второй режим характеризуется непрерывным возрастанием скорости в течение всего времени пребывания плазменного поршня в канале ускорителя. В этом случае максимум скорости достигается (при формальном продолжении зоны ускорения) в точках  $z_m > 1$ , т.е. вне ускорителя.

При определенных значениях пары параметров  $\varepsilon$  и  $A$  (для  $\theta = \text{const}$ ) реализуется пограничный режим, когда максимум скорости достигается при вылете плазменного поршня из канала ( $z_m = 1$ ). Совокупность этих значений  $\varepsilon$  и  $A$  позволяет построить линию (для  $\theta = \text{const}$ ) в координатах  $\varepsilon$ ,  $A$ , разделяющую два возможных режима ускорения (рис. 3). В области параметров над кривой реализуется режим монотонного ускорения, когда максимум скорости достигается внутри разрядного канала. В области параметров под кривой — режим непрерывного ускорения. Пограничная кривая  $\varepsilon(A)$  с увеличением  $\theta$  смещается в сторону больших значений  $A$  и проходит ниже кривой





**Рис. 3. Карта режимов ускорения в координатах  $A$ – $\varepsilon$ :**

$1 - \theta = 0$ ,  $2 - \theta = 0,015$  (пограничные линии);  $3 - \theta \leq 0,015$  (линии максимального  $\eta_k$ );  $4 - \theta = 1$  (изолинии  $\tilde{v}_k = \text{const}$  для  $\theta = 0,015$ ): I –  $\tilde{v}_k = 0,1$ ; II –  $\tilde{v}_k = 0,3$ ; III –  $\tilde{v}_k = 0,5$ ; IV –  $\tilde{v}_k = 0,8$ ; V –  $\tilde{v}_k = 1$

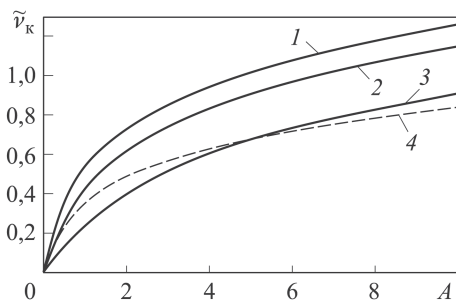
$\theta = 0$ . Следует обратить внимание, что при  $A$ , меньших некоторого критического значения  $A_{кр}$  ( $A_{кр} \approx 5$  для  $\theta \leq 0,01$ ,  $A_{кр} \approx 15$  для  $\theta = 1$ ), вне зависимости от значения  $\varepsilon$  реализуется только режим немонотонного ускорения.

Графики зависимостей абсолютных значений безразмерных скоростей поршня на вылете из зоны ускорения  $\tilde{v}_k$  от энергетического параметра  $A$  для различных значений  $\varepsilon$  ( $\theta \approx 0,01$ ) представлены на рис. 4. Видно, что рост  $\tilde{v}_k$  происходит с увеличением  $A$  (приблизительно как  $A^{0,41}$ ) и с уменьшением декремента затухания  $\varepsilon$  (стремясь к предельным величинам, соответствующим линии  $\varepsilon \rightarrow 0$ ). Линии постоянной скорости  $\tilde{v}_k(A, \varepsilon) = \text{const}$ , проведенные на графике режимов ускорения (см. рис. 3), показывают, что разгон плазмы до скоростей  $\tilde{v}_k$ , не превышающих единицы, при любых  $\varepsilon$  и  $\theta$  происходит только в режиме немонотонного ускорения.

Важными показателями эффективности работы импульсного ускорителя являются КПД преобразования запасенной в емкостном накопителе энергии  $W_0 = (C_0 U_0^2)/2$  в кинетическую  $E_k = (m_0 v_k^2)/2$  и внутреннюю  $H = m_0 \int_{T_H}^{T_k} C_p dT$  энергии формируемого плазменного образования.

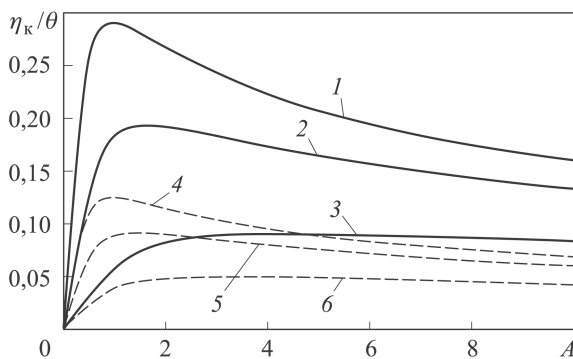
Коэффициент полезного действия преобразования запасенной энергии в кинетическую энергию (кинетический КПД) можно рассчитать по формуле

$$\eta_k = E_k/W_0 = \theta \tilde{v}_k^2/A.$$



**Рис. 4. Безразмерная скорость при вылете поршня:**

$1 - \varepsilon = 0,01$ ,  $\theta = 0,015$ ;  $2 - \varepsilon = 0,3$ ,  $\theta = 0,015$ ;  $3 - \varepsilon = 1$ ,  $\theta = 0,015$ ;  $4 - \varepsilon = 0,01$ ,  $\theta = 1$



**Рис. 5. Кинетический КПД:**

— —  $\theta = 0,015$ ; --- —  $\theta = 1$ ; 1 —  $\varepsilon = 0,01$ ; 2 —  $\varepsilon = 0,3$ ; 3 —  $\varepsilon = 1$ ; 4 —  $\varepsilon = 0,01$ ; 5 —  $\varepsilon = 0,3$ ; 6 —  $\varepsilon = 1$

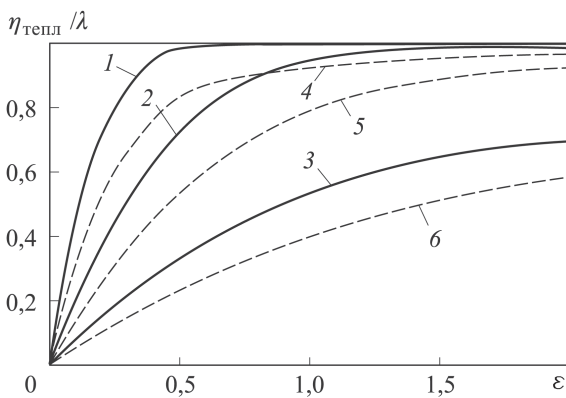
Зависимость  $\eta_k/\theta$  от  $A$  (рис. 5) при фиксированном  $\varepsilon$  носит немонотонный характер, достигая при некоторой величине  $A_{opt}$  максимального значения. Уменьшение  $\varepsilon$  приводит к росту кинетического КПД. Значение  $\eta_k$  определяется прежде всего значением безразмерного параметра  $\theta = L_{уск}/L_0$ . При  $\theta \approx 0,01$  и менее уровень значений  $\eta_k$  не превышает 0,5%, при  $\theta \approx 1$  значение  $\eta_k$  может достигать 10...15%.

На карте режимов ускорения (см. рис. 3) нанесены линии  $\varepsilon(A_{opt})$  для двух значений  $\theta$ . Видно, что при изменении  $\theta$  в диапазоне значений от 0 до 1 положение кривых  $\varepsilon(A_{opt})$  меняется незначительно. Поэтому оптимальные с энергетической точки зрения режимы ускорения плазменного образования определяются в основном значением  $A$  и  $\varepsilon$ . При этом, как видно, в диапазоне значений  $A_{opt}$  и  $\varepsilon$  реализуется режим немонотонного ускорения, когда максимум скорости достигается внутри канала ускорителя, а значение безразмерной скорости на выходе ускорителя находится в пределах 0,5...0,7.

В рамках электродинамического приближения за эффективность процессов преобразования  $W_0$  в тепловую энергию (энтальпию  $H$ ) плазменного образования в уравнении электрического контура отвечает слагаемое  $I R_{пл}$ , определяющее падение напряжения на активном сопротивлении плазмы и соответствующее ему джоулево тепловыделение  $Q_{Дж} = \int_0^{t_k} I^2 R_{пл} dt$ . В этом случае КПД преобразования запасенной в емкостном накопителе энергии во внутреннюю энергию (тепловой КПД) можно рассчитать по формуле

$$\eta_{тепл} = \frac{H}{W_0} = \int_0^{t_k} I^2 R_{пл} dt / W_0 = \varepsilon \lambda \psi(\varepsilon, A),$$

$$\text{где } \psi(\varepsilon, A) = 2 \int_0^{\tau_k} \tilde{I}^2 d\tau, \lambda = R_{пл}/R_{\Sigma}.$$



**Рис. 6. Тепловой КПД:**

— —  $\theta = 0,015$ ; --- —  $\theta = 1$ ; 1 —  $A = 0,1$ ; 2 —  $A = 1$ ; 3 —  $A = 5$ ; 4 —  $A = 0,1$ ; 5 —  $A = 1$ ; 6 —  $A = 5$

На рис. 6 приведен график зависимости  $\eta_{\text{тепл}}/\lambda$  от  $\varepsilon$  при различных значениях  $A$ .

Согласно представленным результатам тепловой КПД при фиксированном  $A$  с ростом  $\varepsilon$  монотонно возрастает. При фиксированном  $\varepsilon$  увеличение  $A$  приводит к уменьшению теплового КПД.

**Параметры технологической ИППУ.** В работе [4] разработана и создана ИППУ (см. рис. 1), ССП этой установки состоит из трех плазмотронов, обеспечивающих генерацию и ввод аргоновой плазмы в электродный канал высоковольтного импульсно-периодического разряда. Система электродуговых стационарных плазмотронов позволяет генерировать аргоновые плазменные струи с температурой в диапазоне 8...10 кК и скоростью в диапазоне 100...400 м/с, истекающие из сопел диаметром 4 мм. Электродный канал представляет собой систему коаксиальных электродов с радиусом внутреннего электрода (катода)  $r_1 = 12,5$  мм, радиусом анода  $r_2 = 17,5$  мм и длиной канала  $l = 200$  мм.

Система электропитания высоковольтного импульсно-периодического разряда построена на основе емкостного накопителя. Общая емкость накопителя может варьироваться в диапазоне  $C_0 = 500 \dots 1000$  мкФ при напряжении зарядки  $U_0$  от 3 до 5 кВ. Запасаемая энергия накопителя  $W_0$  регулируется в пределах 2...12 кДж. Индуктивность системы электропитания составляет  $L_0 = 1 \dots 3$  мкГн, а внешнее активное сопротивление  $R_0 \approx 0,02$  Ом.

Диапазоны изменения значений основных безразмерных критериев составляют:  $A \sim (0,1 \dots 1)$ ,  $\varepsilon \sim (0,3 \dots 1)$ ,  $\theta = 0,015$ .

Длительность первого полупериода составляет от 100 до 200 мкс. Максимальное значение тока разряда варьируется от  $\sim 70$  кА (при энергии в импульсе  $W_0 = 12$  кДж,  $U_0 = 5$  кВ) до  $\sim 35$  кА (при энергии в импульсе  $W_0 = 2$  кДж,  $U_0 = 3$  кВ). Расчетные данные по токовому импульсу удовлетворительно согласуются с экспериментом [4].

Безразмерная скорость плазменного образования на выходе из электродного канала может достигать значений  $0,15 \dots 0,3$ , а размерные значения скорости могут составить  $\sim 1,5 \dots 3$  км/с. При этом реализуется режим немонотонного ускорения. Здесь отметим, что при указанных электротехнических параметрах ИППУ увеличения скорости плазмы можно добиться за счет уменьшения длины электродов разряда (т.е. за счет роста  $A \sim L^{-2}$ , приближая его к  $A_{opt}$ ). При средне-массовой температуре газа в канале на уровне 1 кК данные скорости формируемого плазменного образования являются сверхзвуковыми и, следовательно, движение плазменного поршня будет сопровождаться распространением ударной волны.

Для экспериментальной установки  $\theta = 0,015$  и кинетический КПД данной системы будет гарантированно ниже  $0,5\%$  даже при оптимальных режимах ускорения.

Тепловой КПД может принимать ( $\lambda = R_{пл}/R_{\Sigma} \approx 0,3$ ) значения  $0,2 \dots 0,5$ . В этом случае энергия джоулеа тепловыделения при  $W_0 = 5 \dots 8$  кДж ( $U_0 = 3 \dots 4$  кВ) составит  $Q_{Дж} \sim 1 \dots 4$  кДж. При ускоряемой массе  $m_0 \sim 3 \cdot 10^{-5}$  кг удельная энтальпия формируемого плазменного образования может изменяться в диапазоне  $h = Q_{Дж}/m_0 = (0,3 \dots 1,3) \cdot 10^5$  кДж/кг. Данному значению энтальпии соответствуют значения температуры плазмообразующего газа (Ar) из диапазона  $20 \dots 30$  кК. Здесь необходимо отметить, что нагрев плазменного образования до столь значительных температур должен вызвать эффект интенсивного газодинамического расширения плазменного образования с увеличением кинетической энергии поступательного движения и понижением его температуры. Такого рода явления в рамках данной модели не рассматриваются и должны быть исследованы с помощью системы уравнений магнитной плазмодинамики.

**Заключение.** 1. Сформулирована физико-математическая модель процессов ускорения плазменного образования в гибридных двухступенчатых импульсно-периодических плазменных установках, генерирующих высокоэнергетические импульсные плазменные образования при нормальных атмосферных условиях.

2. Выполнены численные расчеты и определены особенности распределения теплофизических параметров газа в электродном канале ИППУ на стадии заполнения его низкотемпературной плазмой, генерируемой системой стационарных плазмотронов. Установлен квадратичный закон распределения массы в канале, необходимый для расчета процессов на второй стадии.

3. Численные расчеты процессов на стадии импульсного сильно-точного разряда проведены на основе системы уравнений электродинамического приближения. Установлены особенности динамики ускорения формирующегося плазменного образования. Определены зависимости скорости, температуры и других параметров генерируемой

плазмы от основных конструктивных, электротехнических и энергетических параметров ИППУ.

4. Показано, что для технологической ИППУ с параметрами [4] возможна генерация плазменных образований, движущихся со скоростями до 3 км/с и среднемаховой температурой до 30 кК.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Гаркуша И.Е., Дереповский Н.Т., Казаков О.Е. Модификация конструкционных и инструментальных материалов при облучении плазменными потоками // Вопросы атомной науки и техники. 1997. С. 172–175.
2. Usuba S., Heimann R.B. // *J. Thermal Spray Technol.* 2006. Vol. 15(3). P. 356–364.
3. Овчинников П.А., Опекан А.Г., Протасов Ю.С., Камруков А.С. Радиационная плазмодинамика. Т. 1. М.: Энергоатомиздат, 1991. 566 с.
4. Grishin Y., Chivel Y., Bochkov V., Bochkov D., Suslov V., Vermel V. // *Proceedings of Power Modulator and High Voltage Conference (IPMHVC)*, San Diego, CA, USA, 2012. P. 215–217.
5. Александров В.В., Белан Н.В., Козлов Н.П., Маштылев Н.А., Попов Г.А., Протасов Ю.С., Хвесюк В.И. Импульсные плазменные ускорители / Учеб. пособие. Харьков: Харьк. авиац. ин-т, 1983. 247 с.
6. Алексеев Ю.А., Казеев М.Н. Численное моделирование двумерных течений в импульсных плазменных ускорителях // *Физика плазмы*. 1981. Т. 7. № 5. С. 1084–1095.
7. Дьяченко В.Ф., Имшенник В.С. Двумерная магнитогидродинамическая модель плазменного фокуса Z-пинча // *Вопросы теории плазмы*. 1974. Вып. 8. С. 164–246.
8. Лебедев А.Д., Урюков Б.А. Импульсные ускорители плазмы высокого давления / АН СССР. СО. Ин-т теплофизики, отв. ред. М.Ф. Жуков. Новосибирск. 1990. 291 с.
9. Трусов Б.Г. Моделирование химических и фазовых равновесий при высоких температурах. М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана, 1994. 50 с.
10. Колесников П.М. Электродинамическое ускорение плазмы. М.: Атомиздат, 1971. 389 с.
11. Taussig R.T., Chen Y.G., and Gross R.A. Strong shocks, snowplows, and magnetic pistons // *Physics of Fluids*. 1973. Vol. 16. P. 212–216. DOI: 10.1063/1.1694320.

## REFERENCES

- [1] Garkusha I.E., Derepovskij N.T., Kazakov O.E. Modification constructional and tool materials under irradiation plasma flows. *Voprosy atomnoj nauki i tehniki* [Problems of Atomic Science and Technology], 1997, pp. 172–175 (in Russ.).
- [2] Usuba S., Heimann R.B. *J. Thermal Spray Technol.*, 2006, vol. 15, no. 3, pp. 356–364.
- [3] Ovchinnikov P.A., Opekan A.G., Protasov Ju.S. Kamrukov A.S. Radiacionnaja plazmodinamika. T. 1. [Radiant plasma dynamics]. Moscow, Jenergoatomizdat Publ., 1991. 566 p. (vol. 1).
- [4] Grishin Y., Chivel Y., Bochkov V., Bochkov D., Suslov V., Vermel V. *Proc. Power Modulator and High Voltage Conference (IPMHVC)*, San Diego, CA, USA, 2012, pp. 215–217.
- [5] Aleksandrov V.V., Belan N.V., Kozlov N.P., Mashtylev N.A., Popov G.A., Protasov Ju.S., Hvesjuk V.I. Impul'snye plazmennye uskoriteli [Pulse Plasma Accelerators]. Kharkiv, Kharkiv Aviation Inst., Khar'kovskiy Aviacionnyj Inst. Publ., 1983. 247 p.

- [6] Alekseev Ju.A., Kazeev M.N. Numerical simulation of two-dimensional flows in pulse plasma accelerators. *Fiz. Plazmy (Moscow)* [Plasma Phys. Rep.], 1981, vol. 7, no. 5, pp. 1084–1095 (in Russ.).
- [7] D’jachenko V.F., Imshennik V.S. A two-dimensional magnetohydrodynamic model of plasma focus Z-pinch. *Voprosy teorii plazmy* [Reviews of Plasma Physics], 1974, iss. 8, pp. 164–246 (in Russ.).
- [8] Lebedev A.D., Urjukov B.A., Zhukov M.F. Impul’snye uskoriteli plazmy vysokogo davlenija [Pulse accelerators for high-pressure plasma]. Novosibirsk, Inst. Teplofiziki SO AN SSSR Publ., 1990. 291 p.
- [9] Trusov B.G. Modelirovanie himicheskikh i fazovykh ravnovesij pri vysokih temperaturah [Modeling of chemical and phase equilibria at high temperatures]. Moscow, MGTU im. N.E. Baumana Publ., 1994. 50 p.
- [10] Kolesnikov P.M. Jelektrodinamicheskoe uskorenie plazmy [Electromagnetic plasma acceleration]. Moscow, Atomizdat Publ., 1971. 389 p.
- [11] Taussig R.T., Chen Y.G., Gross R.A. Strong shocks, snowplows, and magnetic pistons. *Physics of Fluids*, 1973, vol. 16, pp. 212–216. DOI: 10.1063/1.1694320

Статья поступила в редакцию 23.12.2013

Гришин Юрий Михайлович — д-р техн. наук, профессор кафедры “Теплофизика” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор более 120 научных работ в области физики и техники низкотемпературной плазмы, высокотемпературной теплофизики. МГТУ им. Н.Э. Баумана, Российская Федерация, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5.

Yu.M. Grishin — Dr. Sci. (Eng.), professor of “Thermal Physics” department of the Bauman Moscow State Technical University. Author of more than 120 publications in the physics and technology of low-temperature plasma, high-temperature thermal physics. Bauman Moscow State Technical University, Vtoraya Baumanskaya ul. 5, Moscow, 105005 Russian Federation.

Рыдкин Максим Владимирович — аспирант кафедры “Теплофизика” МГТУ им. Н.Э. Баумана. МГТУ им. Н.Э. Баумана, Российская Федерация, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5.

M.V. Rydkin — post-graduate of “Thermal Physics” department of the Bauman Moscow State Technical University. Bauman Moscow State Technical University, Vtoraya Baumanskaya ul. 5, Moscow, 105005 Russian Federation.