

УДК 533.95, 533.6.011.72

Об оценке параметров плазменных потоков в технологических импульсных ускорителях для модификации поверхностей конструкционных материалов

Ю. М. Гришин, А. С. Скрябин

В статье теоретически изучены режимы работы технологического коаксиального импульсного сильноточного плазменного ускорителя, предназначенного для напыления покрытий на конструкционные материалы. Показано, что в выбранной схеме ускорителя при запасённой в конденсаторе энергии $W_0 = 1,0—14,0$ кДж возможно получение ударных волн со скоростями $D_{max} \approx 1—8$ км/с. В таких потоках частицы тугоплавких металлов с дисперсностью $d_p \approx 50—150$ мкм ускоряются, переносятся к подложке, тормозятся на ней и формируют износостойкое и высокопрочное покрытие. Производительность установки может составлять около 10 мг/с.

PACS: 52.35.Tc, 52.80.Qj

Ключевые слова: импульсные разряды, ударные волны, коаксиальные плазменные ускорители, технологии напыления.

Введение

Одним из наиболее перспективных методов упрочнения поверхностей материалов является импульсное детонационное напыление, при реализации которого напыляемые частицы ускоряются в сжатом слое ударной волны, получаемой с помощью подрыва в канале цилиндрического сечения газообразного вещества [1]. Далее эти частицы тормозятся на подложке, нагреваются и формируют покрытие. Отмечено [2], что широкое применение данного способа затруднено вследствие ряда факторов, к которым относятся ограничения на скорость напыляемых частиц (обычно не более 0,6—1,0 км/с), а также на вкладываемую в ударную волну тепловую мощность.

Некоторой альтернативой традиционному детонационному напылению является нанесение покрытий с помощью импульсно-периодических газоплазменных потоков [3], получаемых с помощью импульсных сильноточных плазменных ускорителей (ИСПУ). Энерговклад и скорость напы-

ляемых частиц в таких устройствах ограничены только электротехническими параметрами питающей электрической цепи и геометрией электродного узла. Электро- и теплофизические процессы генерации высокоскоростных гетерофазных потоков плазмы в ИСПУ описываются достаточно сложной системой уравнений, для решения которых активно используются численные методы [4].

Настоящая работа посвящена разработке аналитической методики для инженерной оценки основных характеристик разряда и параметров ускорителя, а также формулированию требований к напыляемому материалу.

Принцип работы коаксиального ИСПУ и особенности процессов генерации и ускорения в нём плазмы

Принцип действия коаксиального ИСПУ, схема которого представлена на рис. 1, состоит в следующем. В начальный момент времени в межэлектродном зазоре между двумя коаксиальными электродами с диаметрами d_1 и d_2 путём вдувания нагретого аргона (с температурой на входе в зазор $T_0 \approx 3,0—4,0$ кК) создаётся предварительная низкая ионизация. В дальнейшем на полученную невозмущённую газовую среду с начальной плотностью ρ_0 через управляемый коммутатор K периодического действия происходит разрядка батареи конденсаторов, заряжаемой до напряже-

Гришин Юрий Михайлович, профессор.
 Скрябин Андрей Станиславович, доцент.
 МГТУ им. Н. Э. Баумана.
 Россия, 105005, Москва, ул. 2-ая Бауманская, 5.
 Тел. 8 (499) 263-65-80. E-mail: terra107@yandex.ru

Статья поступила в редакцию 16 марта 2016 г.

© Гришин Ю. М., Скрябин А. С., 2016

ния U_0 от высоковольтного источника питания PS . Конденсаторы ёмкостью C_0 и числом n через индуктивности L_0 параллельно соединены в формирующую CL -цепь с активным сопротивлением R_0 . Использование такого способа подвода энергии к разряду позволяет получать импульсы тока с максимальной амплитудой $I_0 \geq 10$ кА. Далее джоулево тепловыделение в межэлектродном зазоре приводит (см. рис. 1) к образованию высокотемпературного (с температурой $T \approx 10\text{--}50$ кК) токопроводящего канала или плазменного «поршня» (1), который, расширяясь со сверхзвуковой скоростью $V = da/dt$, толкает перед собой невозмущенную среду (2) с плотностью ρ_0 , образуя плоскую ударную волну (3) со скоростью $D = da_{sw}/dt$ в щелевом межэлектродном зазоре. Здесь a и a_{sw} — осевые координаты канала и ударной волны.

Область между ударно-сжатым слоем (4) и каналом называется оболочкой (5). Максимальные температуры наблюдаются в зоне токопроводящего канала. Основные процессы перестройки полей температуры, плотности и других параметров потока происходят в оболочке разряда, в которой температура падает до достаточно малых значений в ударной волне, а плотность при этом возрастает. Параметры газа до фронта ударной волны соответствуют невозмущенной среде с плотностью ρ_0 и давлением p_0 . Частицы напыляемого материала (6), предварительно инжестрированные в покоящийся газ перед фронтом ударной волны, также как и в случае детонационного напыления, увлекаются ей, эффективно ускоряются в ударно-сжатом слое и тормозятся на подложке, формируя покрытие.

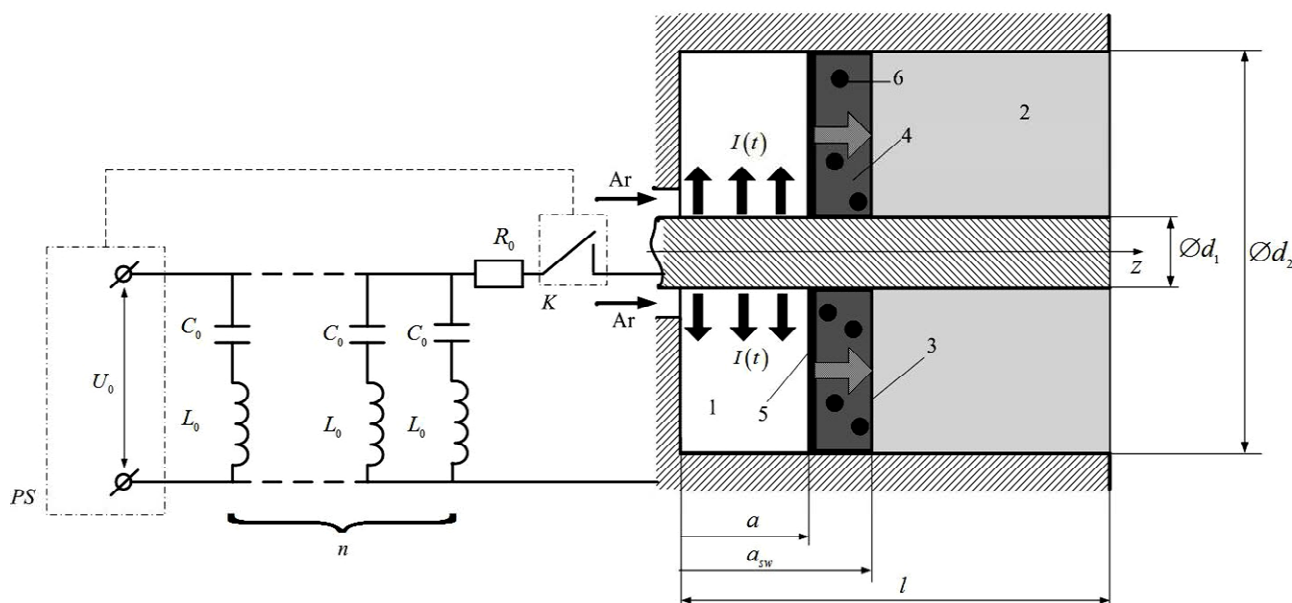


Рис. 1. Схема коаксиального сильноточного импульсного плазменного ускорителя с диаметрами электродов d_1 и d_2 и длиной их l , а также иллюстрация качественного характера ускоряемого в нём вдоль оси z структуры потока: 1 — высокотемпературный токопроводящий канал с координатой a , 2 — невозмущенная среда, 3 — ударная волна с координатой a_{sw} , 4 — ударно-сжатый слой, 5 — оболочка канала, 6 — ускоряемые частицы; K — управляемый коммутатор периодического действия, PS — источник питания постоянного напряжения U_0 , C_0 — ёмкость единичного конденсатора, L_0 — индуктивность единичной катушки, n — число конденсаторов в цепи, R_0 — активное сопротивление цепи питания, $I(t)$ — импульс тока, Ar — вдуваемый поток рабочего вещества (аргона).

Отметим, что механизмы ускорения плазмы в зависимости от уровня I_0 могут существенно отличаться. При высоких токах ($I_0 \geq 100$ кА), когда магнитное давление $p_m \approx 2I_0^2\mu_0/(\pi(d_1 + d_2))$, где μ_0 — магнитная постоянная, существенно больше газодинамического давления p , ускорение плазмы осуществляется под действием сил электромагнитной природы. Такие режимы работы изучены в [3]. С другой стороны, для низких I_0 , при которых электромагнитные силы незначительны, движение плазмы происходит вследствие газодинамических

сил. Такие режимы исследованы применительно к системам накачки лазеров [5].

Результаты анализа процессов в ИСПУ

Упрощенный теоретический анализ процессов газодинамического ускорения плазмы в ИСПУ возможен с помощью методики [6], разработанной на основе автомодельной теории [7], модернизированной в части учёта влияния электронной теплопроводности на динамику плазменного потока.

Это позволяет, в отличие от [6], установить также особенности динамики температуры канала.

Дальнейший анализ проведён на основании приближения сильной ударной волны с использованием модели, в которую входят уравнения баланса энергии для канала и оболочки. Термические и калорические уравнения состояния плазмы в канале получены путём аппроксимации данных [8].

Для нахождения автомодельного решения принято, что a , V и T от времени зависят как $a = At^\alpha$, $V = \alpha At^{\alpha-1}$ и $T = Bt^\beta$, где α и β — постоянные. Путём подстановки указанных выражений в систему уравнений можно установить соотношения для основных параметров разряда. Предполагая, что основное ускорение плазмы и формирование ударной волны происходит по приближительному закону $I(t) \propto t$ во время основного изменения тока от 0 до I_0 , для параметров канала можно получить $a \approx 0,1E^{0,21}\rho_0^{-0,25}t^{1,22}$,

$T \approx 45,3E^{0,24}t^{0,53}$, где параметр согласования энер-

говклада E составляет $E = \left(\frac{\ln(d_2/d_1)}{d_2^2 - d_1^2} \right) \times \left(\frac{U_0}{L_0} \cdot \eta \right)^2$.

Здесь $\eta \approx \exp(-0,7R_\Sigma\sqrt{C_0/L_0})$ [3], где R_Σ — полное сопротивление цепи (с учётом активного сопротивления канала). Значение a_{sw} найдено из предположения, что всё вещество из канала вытеснено в ударную волну, т. е. $a_{sw} = (\gamma + 1)a/2$, где γ — показатель адиабаты рабочего вещества. Выражение для a_{sw} отличается от предсказаний теории Седова-Тейлора [9], согласно которой $a_{sw} \propto \rho_0^{-1/3}t^{2/3}$. Это обусловлено конечным по времени выделением энергии, а также тем, что выделение энергии происходит в области реальных размеров.

Максимальную скорость D_{\max} , которую ударная волна приобретает за время $t_f \approx 1,5\sqrt{L_0C_0}$ возрастания тока от 0 до I_0 , составляет

$$D_{\max} \approx 0,146 \left(\frac{\ln(d_2/d_1)}{d_2^2 - d_1^2} \right)^{0,21} \times (U_0\eta)^{0,41} \rho_0^{-0,25} C_0^{0,11} L_0^{-0,31}. \quad (1)$$

Изучение процессов одномерного электромагнитного ускорения плазмы проведено с использованием модели «снегоочистителя», в которой плазменное образование рассматривается как

плоский азимутально симметричный «поршень» [4], по которому протекает ток разряда. В модель входят уравнение движения «поршня» переменной массы под действием силы магнитного давления (силами газостатического давления среды пренебрегалось) и второй закон Кирхгофа для электрической цепи. В результате численных расчётов выявлены особенности ускорения плазмы и установлена связь параметров ИСПУ с максимальными значениями скоростей генерируемых ударных волн

$$D_{\max} \approx 49,2C_0^{0,5}U_0. \quad (2)$$

Как видно из формул (1) и (2), в рассмотренных режимах наиболее сильно на динамику ударных волн влияет U_0 . Кроме того, т. к. t_f не зависит от числа конденсаторов n , то D_{\max} также не зависит от n . Поэтому в системе электропитания предпочтительно использовать один конденсатор с высокими значениями U_0 и C_0 . Необходимо отметить также важную особенность выбранной схемы реализации метода: использование в качестве рабочей среды нагретого аргона с $\rho_0 < 0,1$ кг/м³ позволяет получить сверхзвуковые потоки, т. к. $D_{\max} \propto \rho_0^{-0,25}$, в среде с давлением, превышающем давление в имеющихся аналогах ИСПУ [10], для которых $p_0 < 1$ Торр.

Расчёты по (1) и (2) позволили оценить максимальные скорости генерируемых ударных волн, которые для $d_1 = 2,5 \times 10^{-2}$ м, $d_2 = 3,5 \times 10^{-2}$ м, $\rho_0 = 10^{-2}$ кг/м³, $U_0 = 1—3$ кВ, $C_0 = (1—3) \times 10^3$ мкФ, $L_0 = 1—3$ мкГн и $R_\Sigma = 5 \times 10^{-3}$ Ом варьируются от $D_{\max} \approx 0,9—1,5$ км/с (для газодинамического режима) до $D_{\max} \approx 2,7—8,1$ км/с (для электродинамического режима). При этом запасённая энергия в конденсаторе должна составлять $W_0 = C_0 U_0^2 / 2 = 1,0—14,0$ кДж.

Иллюстрация временной динамики некоторых параметров канала и ударной волны при газодинамическом режиме ускорения представлена на рис. 2. Видно, что максимальная температура газа в канале в разных случаях составляет $T_{\max} \approx 20—35$ кК. Полученные на основании оценок параметры удовлетворительно согласуются с экспериментами [4, 5]. Температура в ударно-сжатом слое, определённая из условий Ренкина-Гюгонио, может быть в среднем $T_c \approx 1,5—2,0$ кК. Длина области ИСПУ, в которой происходит получение ударных волн с D_{\max} , должна составлять около $l_a \approx 0,5—0,8$ м.

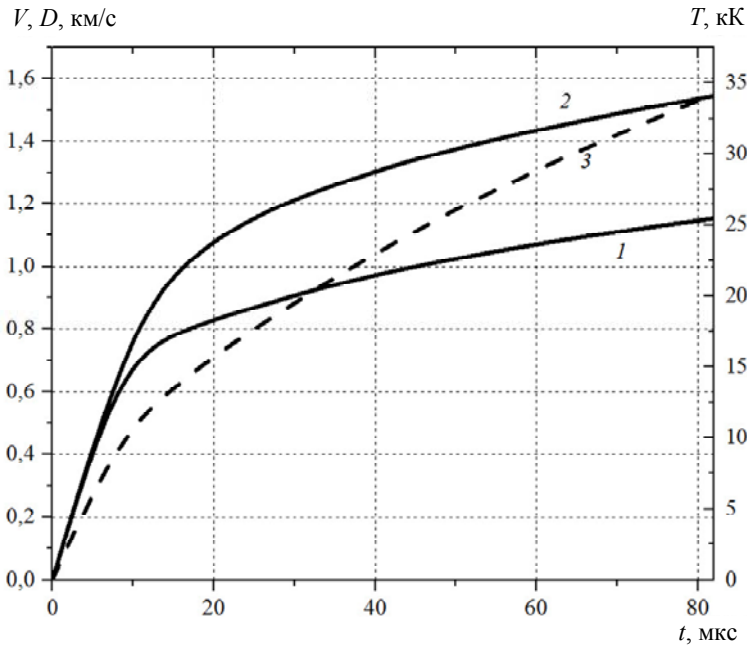


Рис. 2. Зависимости скоростей токопроводящего канала V и ударной волны D , а также температуры канала T от времени t при законе изменения тока $I(t) \propto t$: 1 — $V(t)$, 2 — $D(t)$ и 3 — $T(t)$.

Эффективность ускорения напыляемых частиц в ударно-сжатом слое

При известных D_{max} можно оценить эффективность ускорения напыляемых частиц в ударно-сжатом слое. Здесь рассмотрены процессы ускорения частиц карбида вольфрама WC, который используется для получения покрытий из высокопрочных и износостойких материалов. Исследование процессов ускорения частиц под действием аэродинамической силы показал, что в газодинамическом режиме можно ускорить частицы с характерным размером d_p до $d_p \approx 50$ мкм, а в электродинамическом — до $d_p \approx 150$ мкм. Необходимая длина ИСПУ должна быть не менее $l_c \approx 0,3-0,4$ м. Таким образом, полная длина ИСПУ должна составлять около $l \approx l_a + l_c = 0,8-1,2$ м. Выполнен анализ процесса адиабатного смещения потока аргона с теплоёмкостью $C_{pm}^{(Ar)}$, движущегося со скоростью $\propto D_{max}$ и расходом \dot{m}_{Ar} , причем с инжектируемым в него потоком частиц WC с теплоёмкостью $C_{pm}^{(WC)}$, имеющим относительный расход $\delta = \dot{m}_p / \dot{m}_{Ar}$, где \dot{m}_p — расход частиц. Исследование позволило установить безразмерные значения адиабатной скорости $\tilde{V}_{a\Sigma} = V_{a\Sigma} / D_{max}$ и адиабатной температуры $\tilde{T}_{a\Sigma} = T_{a\Sigma} / T_c$ сформированного гетерофазного потока, а именно, имеем следующие соотношения:

$$\tilde{V}_{a\Sigma} = \frac{1}{1 + \delta},$$

$$\tilde{T}_{a\Sigma} = \left(C_{pm}^{(Ar)} + \frac{D_{max}^2}{2T_c} + \delta C_{pm}^{(WC)} \frac{T_{WC(0)}}{T_c} - \frac{D_{max}^2}{2T_c \cdot (1 + \delta)} \right) \times \frac{1}{C_{pm}^{(Ar)} + \delta C_{pm}^{(WC)}}.$$

Здесь $T_{WC(0)}$ — начальная температура инжектируемой частицы.

На рис. 3. представлены зависимости $\tilde{V}_{a\Sigma}(\delta)$ и $\tilde{T}_{a\Sigma}(\delta)$. Видно, что добавка относительно малой массы частиц ($\delta \leq 0,2$) одинаково влияет на конечную скорость потока для всех режимов работы ускорителя и незначительно её снижает (до $\tilde{V}_{a\Sigma} \approx 0,8$). Такие значения δ представляют интерес при реализации процесса на практике. Отметим основные особенности поведения $\tilde{T}_{a\Sigma}(\delta)$. Для газодинамического (с $D_{max} \approx 1$ км/с) режима изменение кинетической энергии потока аргона вследствие его торможения компенсирует потери тепла смеси из-за захлаживания на частицах с $T_{WC(0)}$ и поддерживает температуру на уровне T_c . В случае электродинамического (с $D_{max} \approx 5$ км/с) режима значение $\tilde{T}_{a\Sigma}(\delta)$ ведет себя немонотонно. В этих условиях эффективность перехода кинетической энергии потока в тепловую из-за смешения ещё сильнее, и это приводит к его нагреву и существованию экстремума $\tilde{T}_{a\Sigma,max} \approx 10$ при $\delta_{max} \approx 1$. Здесь необходимо отметить, что в реальности такие высокие температуры приведут к нарушению адиабатичности и потерям энергии вследствие излучения, что, в свою очередь, приведет к отклонению от $\tilde{T}_{a\Sigma,max}$ и установлению реальной смеси

температуры гетерофазного потока $\tilde{T}_{\Sigma \max} \approx 3-4$. Далее, при увеличении массовой доли WC в смеси $\delta > \delta_{\max}$, захлаживание становится преобладаю-

щим в энергетическом балансе процессом, что снижает $\tilde{T}_{a\Sigma}$.

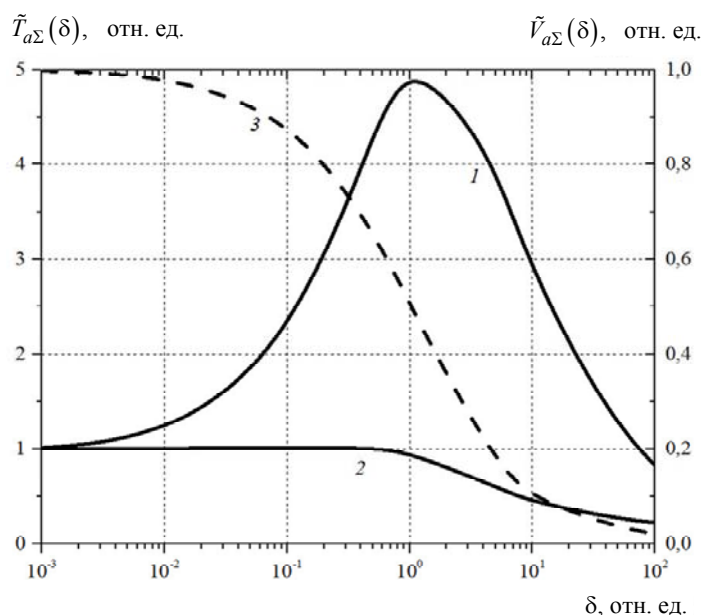


Рис. 3. Зависимости адиабатных скоростей $\tilde{V}_{a\Sigma}$ и температур $\tilde{T}_{a\Sigma}$ сформированного гетерофазного потока от относительного расхода δ напыляемых частиц WC: 1 — $\tilde{T}_{a\Sigma}(\delta)$ для электродинамического режима ускорения с $D_{\max} \approx 5$ км/с, 2 — $\tilde{T}_{a\Sigma}(\delta)$ для газодинамического режима ускорения с $D_{\max} \approx 1$ км/с и 3 — $\tilde{V}_{a\Sigma}(\delta)$.

Отметим, что для всех режимов в случае сильно запылённых потоков (при $\delta \rightarrow \infty$) температура смеси стремится к постоянному значению $\tilde{T}_{a\Sigma \min} = T_{WC(0)}/T_c \approx 0,15$. В области практически интересных значений δ ускоряемые частицы могут быть нагреты до температур $T_p \approx (0,5-0,7)T_m$, где T_m — температура плавления. При частоте следования импульсов 3 ипм/с производительность установки по напыляемым частицам составит порядка 10 мг/с.

Заключение

В работе проведён теоретический анализ основных газо- и электродинамических процессов, протекающих в технологических коаксиальных импульсных сильноточных плазменных ускорителях (ИСПУ) для напыления износостойких покрытий из тугоплавких материалов. Получены соотношения, связывающие режимные и геометрические параметры ускорителей с основными характеристиками генерируемых ими сверхзвуковых газоплазменных потоков. Показано, что в электрической цепи питания целесообразно использовать конденсатор с ёмкостью $C_0 = (1-3) \times 10^3$ мкФ, заряжаемый до напряжения $U_0 = 1-3$ кВ. В этом случае возможна генерация газоплазменных потоков с максимальными скоростями $D_{\max} \approx 1,0-8,0$ км/с. Проанализирован процесс ускорения частиц карбида вольфрама в таких потоках. Установлено, что для этого дисперсность напы-

ляемых частиц должна быть не более $d_p \approx 150$ мкм при длине ИСПУ $l \approx 0,8-1,2$ м.

Результаты данного исследования могут быть положены в основу методики инженерного расчёта напылительных технологических ИСПУ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гавриленко Т. П., Григорьев В. В., Тротсюк А. В., Ульяницкий В. Ю. // Физика горения и взрыва. 1985. № 6. С. 104.
2. Погребняк А. Д., Тюрин Ю. Н. // УФН. 2005. № 5. С. 515.
3. Гришин Ю. М., Рыдкин М. В., Яриков С. А. // Вестник МГТУ им. Н. Э. Баумана. Сер. "Машиностроение". 2015. № 4. С. 86.
4. Лебедев А. Д., Урюков Б. А. Импульсные ускорители плазмы высокого давления. — Новосибирск: Изд-во СО АН СССР, 1990.
5. Борович Б. Л., Зуев В. С., Катулин В. А., Михеев Л. Д., Николаев Ф. А., Носач О. Ю., Розанов В. Б. Сильноточные излучающие разряды и газовые лазеры с оптической накачкой. В сб. Итоги науки и техники. Сер. Радиотехника. — М.: ВИНТИ, 1978.
6. Grishin Yu., Skryabin A. in Proc. of VIII International Conference of Plasma Physics and Plasma Technologies (Minsk. 2015). P. 434.
7. Брагинский С. И. // ЖЭТФ. 1958. № 6. С. 1958.
8. Протасов Ю. С., Протасов Ю. Ю., Телех В. Д. Термодинамические, оптические и транспортные свойства рабочих веществ плазменных и фотонных энергетических установок. Т. 2. — М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 1999.
9. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. — М.: Наука, 1977.
10. Usuba S., Heimann R. B. // J. Thermal Spray Technol. 2006. Vol. 15. P. 356.

Estimation of the parameters of plasma flows within technological pulsed accelerators for surface modification of construction materials

Yu. M. Grishin and A. S. Skryabin

Bauman Moscow State Technical University
5 2-nd Baumanskaya str., Moscow, 105005, Russia
E-mail: terra107@yandex.ru

Received March 16, 2016

The regimes of operation of technological coaxial pulsed high current plasma accelerators for coating onto construction materials were investigated theoretically in this paper. It was shown their possibility to obtain shock waves with velocities of $D_{max} \approx 1\text{--}8$ km/s for the selected accelerator design under stored energy in capacity of $W_0 = 1.0\text{--}14.0$ kJ. The particles of refractory materials with dispersion of $d_p \approx 50\text{--}150$ μm are accelerated within these flows, transferred to the substrate, decelerated on this and form a hardwearing and high-strength coating. The performance of the set may be about of 10 mg/s.

PACS: 52.35.Tc, 52.80.Qj

Keywords: pulsed discharges, shock waves, coaxial plasma accelerators, coating technologies.

REFERENCES

1. T. P. Gavrilenko, V. V. Grigor'ev, A. V. Trotsyuk, and V. Yu. Ul'yanitskii, *Combustion, Explosion and Shock Waves*. **21**, 104 (1985).
2. A. D. Pogrebnjak and Yu. N. Tyurin, *Phys. Usp.* **175**, 515 (2005).
3. Yu. M. Grishin, M. V. Rydkin, and A. S. Yarikov, *Vestn. Mosk. Gos. Tekh. Univ. N. E. Baumana*, No. 4, 86 (2015).
4. A. D. Lebedev and B. A. Uryukov, *Pulsed Plasma Accelerators of High Pressure* (Izd-vo SO AN USSR, Novosibirsk, 1990) [in Russian].
5. B. L. Borovich, V. S. Zuev, V. A. Katulin, L. D. Mikheev, F. A. Nikolaev, O. Yu. Nosach, and V. B. Rozanov, *High-Current Radiate Discharge and Optically Pumped Gas Lasers* (VINITI, Moscow, 1978) [in Russian].
6. Yu. Grishin and A. Skryabin, in *Proceedings of VIII International Conference of Plasma Physics and Plasma Technologies* (Minsk, 2015), p. 434.
7. S. I. Braginsky, *Soviet JETP* **6**, 358 (1958).
8. Yu. S. Protasov, Yu. Yu. Protasov, and V. D. Telekh, *Thermodynamic, Optical and Transport Properties of the Working Media of Plasma and Photon Energy Setups* (Izd-vo BMSTU, Moscow, 1999) [in Russian].
9. L. I. Sedov, *Similarity and Dimensional Methods in Mechanics* (CRC Press, London, 1993).
10. S. Usuba and R. B. Heimann, *J. Thermal Spray Technol.* **15**, 356 (2006).