



## ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ РАЗРЯДНОГО КОНТУРА ПЛАЗМЕННО-ДЕТОНАЦИОННОЙ УСТАНОВКИ НА ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИМПУЛЬСНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ

Чл.-кор. НАН Украины **М. Л. ЖАДКЕВИЧ**, **Ю. Н. ТЮРИН**, д-р техн. наук,  
**О. В. КОЛИСНИЧЕНКО**, канд. техн. наук, **В. М. МАЗУНИН**, инж.  
(Ин-т электросварки им. Е. О. Патона НАН Украины)

Предложена физико-математическая модель ускорения детонационной волны и проведены расчеты газодинамических характеристик плазменных струй, генерируемых плазменно-детонационной установкой. Проанализировано влияние электрических параметров разрядного контура на температуру и скорость плазмы за детонационной волной. Установлено, что уменьшение индуктивности приводит к значительному росту указанных характеристик плазмы.

*Ключевые слова:* импульсно-плазменный поток, амплитудно-временные характеристики, плазма, параметры электрической цепи

Одним из основных путей решения задачи, связанной с увеличением срока службы деталей машин или их восстановлением, является разработка и применение технологий химико-термической обработки и газотермического напыления поверхностей изделий, использующих концентрированные источники энергии. С этой целью широко применяют способы непрерывной обработки и напыления — газопламенный, дуговой, плазменный. В последнее время особое внимание уделяется разработкам импульсно-плазменных технологий с применением импульсно-плазменных установок для получения высокоэнтальпийных потоков плазмы как при обработке поверхности твердых тел, так и нанесении функциональных покрытий.

В рассматриваемом в настоящей работе импульсном плазменном генераторе используется детонация горючей газовой смеси ( $C_3H_8$ ,  $O_2$ , воздух) для создания условий электрического пробоя. Ускорение плазмы в генераторе происходит за счет комплексного воздействия газодинамических и электромагнитных сил.

После осуществления режима детонационного сгорания горючей газовой смеси детонационная волна проходит по кольцевому зазору канала импульсной детонационной установки, образованной двумя коаксиальными электродами, между которыми создана разность потенциалов. Принципиальная схема генератора представлена на рис. 1. За детонационной волной по продуктам детонации протекает электрический ток, при этом выделяется дополнительное тепло. В результате развития разряда за детонационной волной сле-

дует ударно-сжатая плазма, нагретая импульсным разрядом. Для регистрации импульсного напряжения и тока между коаксиальными электродами (рис. 2) применяли делитель напряжения и пояс Роговского с интегрирующим звеном [1]. В качестве прибора, регистрирующего указанные параметры, использовали двулучевой запоминающий осциллограф С8-17. Основная часть заряда конденсаторов расходуется на нагрев и ионизацию продуктов детонации и дальнейшее ускорение образовавшейся ударно-сжатой области плазмы. Затухающий колебательный процесс проходит по ионизированным продуктам детонации до тех пор,

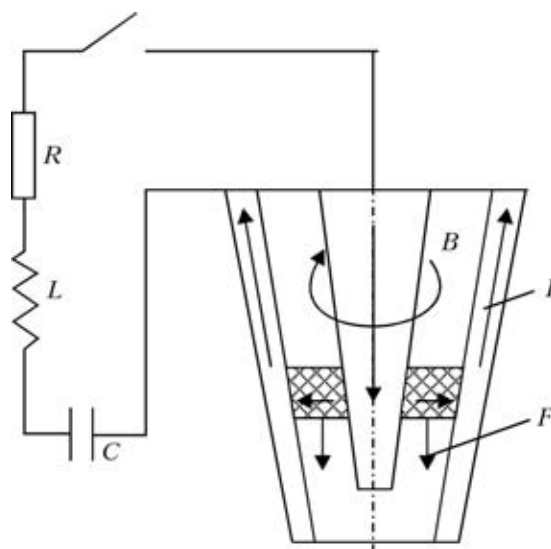


Рис. 1. Схема генератора импульсной плазмы:  $R$ ,  $L$ ,  $C$  — соответственно сопротивление, индуктивность и емкость разрядного контура;  $B$  — индукция магнитного поля,  $I$ ,  $F$  — соответственно ток и сила магнитно-газодинамического ускорения, создаваемые при разряде емкостного накопителя энергии

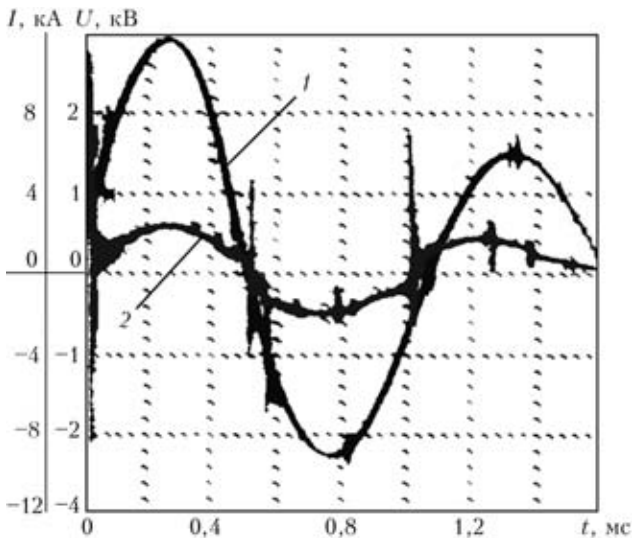


Рис. 2. Распределение тока  $I$  (1) и напряжения  $U$  (2) в генераторе импульсной плазмы при разряде емкостного накопителя энергии:  $C = 800$  мкФ;  $U = 2800$  В;  $L = 30$  мкГн

пока весь прореагировавший газ не покинет межэлектродный объем плазменного генератора. По кривым затухания экспериментально определено, что сопротивление межэлектродного промежутка изменяется в пределах  $0,04 \dots 0,10$  Ом.

С целью оптимизации импульсно-плазменной технологии и определения влияния геометрии коаксиального ускорителя и электрических параметров разрядной цепи разработана расчетная модель ускорения детонационной волны в детонационной импульсно-плазменной установке, а также определены параметры плазмы.

При составлении методики учитывалось, что в ускорителях высокого давления одну из основных ролей в ускорении рабочего газа играют не только силы электромагнитного взаимодействия, но и термодинамические процессы преобразования джоулевой теплоты в кинетическую энергию. Если при давлении ниже атмосферного для расчета динамики плотной плазмы достаточно учитывать только магнитное давление (используется при расчете устройств типа плазменного фокуса [2]), то при высоком давлении важным механизмом, способствующим ускорению плазмы, является омический нагрев токового слоя [3], при этом необходимо рассматривать весь межэлектродный объем плазменного генератора, пройденный фронтом разряда.

Для получения приближенного решения, учитывающего указанные основные физические механизмы и пригодного для инженерных расчетов, приняты следующие упрощения.

1. Энергия за детонационной волной, потребляемая на диссоциацию молекул и ионизацию, пренебрежимо мала по сравнению с энергией электромагнитного поля и химической энергией,

высвобождающейся при прохождении детонационной волны.

2. За детонационной волной проводимость плазмы носит электронный характер и определяется по формуле Фроста [4], являющейся простейшей интерполяцией между лоренцевской и спитцеровской асимптотиками:

$$\sigma = \frac{n_e e^2}{3kT} \frac{v_e^2}{(v_{ei}/\gamma_s) + v_{ea}}, \quad (1)$$

где  $n_e$  — концентрация электронов;  $e$  — заряд электрона;  $k$  — постоянная Больцмана;  $T$  — температура термически равновесной плазмы;  $v_e$  — тепловая скорость электрона;  $\gamma_s = 0,582$  — спитцеровский множитель для однократно ионизованной плазмы [5];  $v_{ei}, v_{ea}$  — частота столкновения электронов соответственно с ионами и атомами, определяемая через сечения рассеивания [6, 7].

3. Для упрощения задачи использовался гидравлический подход, предполагающий осреднение параметров потока в каждом сечении межэлектродного канала. При этом поверхность фронта детонационной волны будет состоять из отрезков, расположенных по нормам к электродам. Векторы плотности электрического тока  $j$  и напряженности поля  $E$  перпендикулярны образующей электрода, а вектор скорости  $v$  потока параллелен.

Динамику детонационной волны описывали с помощью метода Уизема [8], характеризующего изменение числа Маха детонационной волны  $M_d$  в зависимости от пройденного ею расстояния. Для решения задачи использовали дифференциальное уравнение, записанное в безразмерном виде для газодинамических параметров при прохождении детонационной волны, выраженных через  $M_d$  [9]:

$$\left(1 + \sqrt{\frac{\gamma}{(\gamma - z)(1 + z)}}\right) (1 + z + \sqrt{\gamma(\gamma - z)(1 + z)}) \frac{dz}{d\xi} = k(1 - z)^2 \sqrt{1 - z^2} - \gamma(1 - z^2) \frac{1}{A} \frac{dA}{d\xi}, \quad (2)$$

где  $z = \sqrt{1 - (M_j^2/M_d^2)}$  — безразмерная величина;  $M_j$  — число Маха волны Чепмена-Жуге, являющееся характеристикой горючей смеси и определяемое количеством тепла, выделяющегося при сгорании единицы массы исходной смеси;  $\xi = l/l_k$  — безразмерная величина (здесь  $l$  — расстояние вдоль образующей до места инициирования детонационной волны;  $l_k$  — длина канала вдоль образующей);  $k = \frac{\sigma E(t)^2 (\gamma - 1)(\gamma + 1)^2 l_k}{\gamma a_0 p_0 M_j^3}$  —

функция, характеризующая протекание тока через ускоритель;  $\gamma$  — показатель адиабаты продуктов реакции;  $a_0$  — скорость звука в детонирующей смеси;  $p_0$  — начальное давление;  $A = A(l)$  — пло-



щадь перпендикулярного сечения кольцевого зазора по оси  $l$ .

Для решения дифференциального уравнения (2) применялся численный метод Кутты–Мерсона. Зависимость  $E(t)$  рассчитывали с использованием экспериментальных данных. Начальному условию соответствует  $z(0) = 0$ . По известному значению  $z(\xi)$  скорость детонационной волны и газодинамические параметры ударно-сжатой области определяются по следующим формулам:

скорость детонационной волны

$$D = \frac{a_0 M_j}{\sqrt{1 - z^2}};$$

плотность продуктов детонации непосредственно за ударной волной

$$\rho = \rho_0 \frac{\gamma + 1}{\gamma - z};$$

осредненное значение скорости газа за детонационной волной в направлении оси  $l$

$$v = \frac{M_j a_0}{\gamma + 1} \sqrt{\frac{1 + z}{1 - z}};$$

давление продуктов детонации непосредственно за детонационной волной

$$p = \frac{\gamma p_0 M_j^2}{(\gamma + 1)(1 - z)};$$

скорость звука в продуктах детонации непосредственно за детонационной волной

$$a = \frac{M_j a_0}{\gamma + 1} \frac{\sqrt{\gamma(\gamma - z)}}{(1 - z)}.$$

С помощью представленной математической модели проведены расчеты характеристик сверхзвукового потока, формируемого в плазменно-детонационной установке в зависимости от электрических параметров цепи разряда.

На основе анализа полученных расчетных кривых (рис. 3) можно сделать вывод, что основное влияние на нагрев и ускорение ионизированных продуктов сгорания при рассматриваемых электрических параметрах оказывает индуктивность электрической цепи разряда. Возрастание вкладываемой энергии в импульс за счет изменения модификации напряжения и емкости конденсаторных батарей позволяет увеличить длительность процесса модификации поверхности изделия. Увеличение же индуктивности электрической цепи разряда при неизменных емкости и напряжении существенно снижает значения параметров плазмы (скорости, температуры) на выходе из плазменного генератора.

Как показала практика, использование рассматриваемого импульсного плазменно-детона-

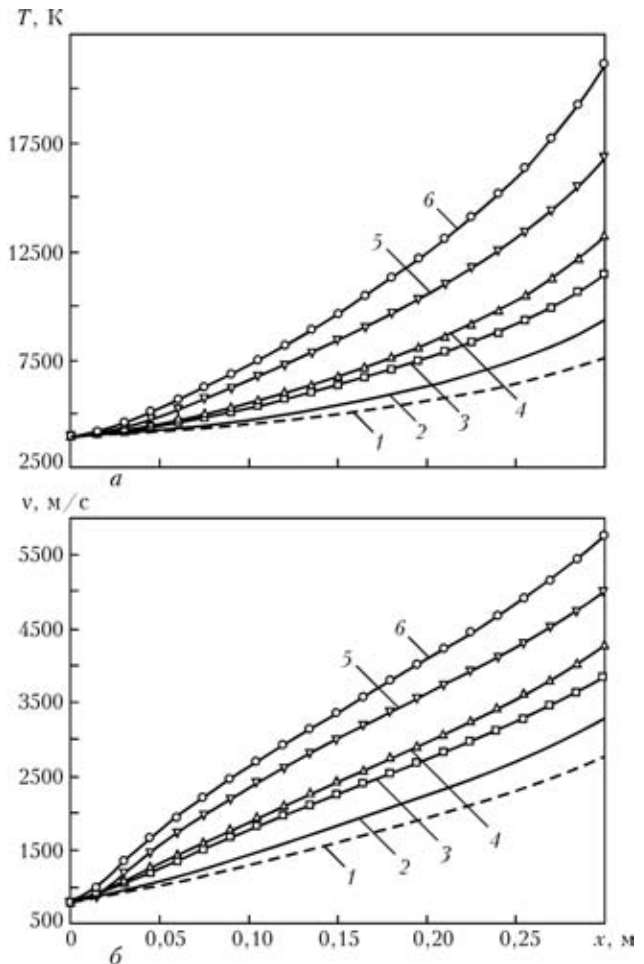


Рис. 3. Изменение температуры (а) и скорости (б) плазмы за детонационной волной по мере прохождения межэлектродного промежутка: 1 —  $U = 2800$  В;  $C = 1000$  мкФ;  $L = 30$  мкГн; 2 —  $3500$  В;  $1000$  мкФ;  $30$  мкГн; 3 —  $3200$  В;  $800$  мкФ;  $15$  мкГн; 4 —  $3200$  В;  $1000$  мкФ;  $15$  мкГн; 5 —  $3200$  В;  $800$  мкФ;  $7,5$  мкГн; 6 —  $3500$  В;  $800$  мкФ;  $7,5$  мкГн

ционного генератора при низкой (менее  $10$  мкГн) индуктивности цепи разряда приводит к уменьшению ресурса работы коаксиальных электродов по причине значительного (свыше  $25$  кА) увеличения тока пробоя межэлектродного промежутка. При этом температура плазмы (рис. 3, а) достигает  $20000$  К и выше. В случае применения плазменного генератора с целью создания импульсных плазменных струй для нагрева и ускорения порошков с последующим формированием функциональных покрытий целесообразно использовать следующие электрические параметры:  $U = 3000 \dots 3500$  В;  $C = 800 \dots 1000$  мкФ;  $L = 15$  мкГн. При этом температура плазмы не превышает  $12000$  К, а ее скорость достигает  $4500$  м/с, что является достаточным для нагрева и ускорения порошка. Значения электрических параметров зависят от фракции напыляемого порошка и теплофизических свойств его материала.

Эффективно использование плазменно-детонационных генераторов для химико-термической



обработки поверхности инструментов и деталей машин [10]. В процессе воздействия высокоинтенсивным тепловым потоком, создаваемым плазменным генератором, происходит нагрев поверхности с последующим охлаждением путем отвода тепла как в окружающую среду, так и в материал. В результате этого в поверхностном слое происходят фазовые превращения. На свойства термупроченного слоя (толщину, фазовый состав, физико-механические характеристики) в первую очередь влияют энергия теплового потока и длительность его воздействия. Длительность теплового потока при импульсно-плазменной обработке регулируется индуктивностью электрической цепи разряда ( $L = 25 \dots 50$  мкГн) и составляет  $0,5 \dots 0,8$  мс. Значения энергии теплового потока  $q = 4 \cdot 10^4 \dots 1,5 \cdot 10^5$  Вт/см<sup>2</sup>, зависящие от температуры и скорости плазменной струи, подбирают в соответствии с изменением напряжения на обкладках конденсаторной батареи ( $U = 2800 \dots 3500$  В) и ее емкости ( $C = 800 \dots 1200$  мкФ). Используемые режимы позволяют получать на углеродистых сталях упрочненные слои толщиной до 70 мкм. При этом сохраняется значительный ресурс электродов плазменного генератора.

### Выводы

1. Экспериментально найдено распределение тока и напряжения в плазменно-детонационном генераторе, работающем в импульсном режиме.

2. Проведен анализ влияния электрических параметров разрядного контура на газодинамические характеристики плазмы непосредственно за детонационной волной.

3. С использованием экспериментальных данных и теоретических положений разработана расчетная модель, позволяющая оценить параметры плазмы, необходимые как для расчета нагрева и ускорения порошков в плазменно-детонационном устройстве в случае нанесения покрытий, так и для определения тепловых потоков в изделие при реализации технологии импульсно-плазменного упрочнения поверхности инструмента и деталей машин.

1. *Андельфингер К.* Методы исследования быстропротекающих процессов в физике плазмы // Физика быстропротекающих процессов в физике плазмы. — М.: Мир, 1971. — 360 с.
2. *Вихрев В. В., Брагинский С. И.* Вопросы теории плазмы. — М.: Атомиздат, 1980. — Вып. 10. — 318 с.
3. *Гурович В.Ц., Десятков Г. А., Спектров В. Л.* Особенности движения токовой оболочки и ударной волны в импульсном ускорителе высокого давления // Докл. АН СССР. — 1987. — **293**, № 5. — С. 1102–1105.
4. *Товстомят-Нелип И. И., Тригер С. А.* К теории электропроводности частично ионизованной плазмы // Теплофизика высоких температур. — 1988. — **26**, вып. 3. — С. 417–435.
5. *Спитцер Л.* Физика полностью ионизованного газа / Пер. с англ. — М.: Мир, 1965. — 212 с.
6. *Райзер Ю. П.* Физика газового разряда. — М.: Наука, 1992. — 536 с.
7. *Физика и техника низкотемпературной плазмы* / С. В. Дресвин, А. В. Донской, В. М. Гольдфарб, В. С. Клубничкин. — М.: Атомиздат, 1972. — 352 с.
8. *Уизем Дж.* Линейные и нелинейные волны. — М.: Мир, 1977. — 624 с.
9. *Тюрин Ю. Н.* Основы технологии поверхностного упрочнения изделий плазмой электрического разряда: Дис. ... д-ра техн. наук. — Киев, 1997. — 485 с.
10. *Тюрин Ю. Н., Колисниченко О. В., Циганков Н. Г.* Импульсно-плазменное упрочнение инструмента // Автомат. сварка. — 2001. — № 1. — С. 38–44.

A physico-mathematical model of a detonation wave acceleration is proposed, and calculations of gas-dynamic characteristics of plasma jets generated by a plasma-detonation unit have been performed. Influence of electrical parameters of the discharge circuit on the temperature and velocity of the plasma behind the detonation wave has been analyzed. It is established that decrease of the induction leads to a considerable increase of the above plasma characteristics.

Поступила в редакцию 23.02.2006,  
в окончательном варианте 19.04.2006