

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОИСКРОВОГО РАЗРЯДА ПЕРЕМЕННОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ ТЕПЛОВОГО ПОТОКА С ПОВЕРХНОСТЬЮ ЭЛЕКТРОДОВ

Электроискровой способ обработки материалов для особо точного изготовления миниатюрных, сложноконтурных деталей из токопроводящих материалов с высокой чистотой обработки поверхности и достаточно высокой производительностью нашел широкое применение в авиационной и ракетно-космической промышленности.

Для повышения качества процесса и выяснения его основных особенностей необходимо рассмотреть такие вопросы:

– зависимость между геометрическими размерами кратеров (лунки), образующихся на электродах (обрабатываемых поверхностях) при искровых разрядах микросекундной длительности с различной энергией разряда и переменной интенсивностью теплового потока;

– зависимость интегральной величины массоуноса от характеристики металла и искрового разряда;

– влияние способа эвакуации продуктов эрозии на процесс электроискровой обработки.

В работе [1] было рассмотрено численное моделирование воздействия искрового разряда с осесимметричным источником теплового потока постоянной интенсивности. Показано, что интегральная величина выброса металла из разрядной лунки удовлетворительно совпадает с экспериментальными результатами. Однако полученные размеры кратера, его форма и развитие границ во времени значительно отличаются от экспериментальных характеристик.

Для детального изучения этого процесса в настоящей работе в соответствии с [2, 3] было принято допущение о том, что контур поверхностного источника тепла привязан к границе раздела металла в жидком и твердом состояниях, где создаются благоприятные условия для протекания тока за счет «спокойного» испарения, в отличие от центра зоны, где при разряде наблюдается разбрызгивание металла при высокой плотности теплового потока, и течение тока прерывается. В процессе развития разряда контур «размывается» по поверхности электрода разрядного кратера площадью S . Это приводит к изменению поверхностной плотности (интенсивности) теплового потока, которую можно представить в виде:

$$q(r, t) = \frac{W}{t_p \cdot \pi r^2(t)}, \quad (1)$$

где W – количество подводимого тепла; t_p – полное время подвода тепла (время разряда конденсаторной батареи); $r(t_i)$ – текущий радиус кратера.

Для моделирования тепловых процессов в материале электрода используется осесимметричная математическая модель нелинейной нестационарной задачи теплопроводности, описываемая уравнением

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\lambda(T)}{\rho c(T)} \left[\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right] + \frac{1}{\rho c(T)} \frac{\partial \lambda(T)}{\partial T} \left[\left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)^2 \right], \quad (2)$$

где T – температура материала электрода; t – текущее время; $\lambda(T)$, $\rho c(T)$ – коэффициент теплопроводности в направлениях r и z и удельная объемная теплоемкость материала, зависящие от температуры [4].

Как и ранее, принимается, что тепловой поток от искрового разряда привязан к поверхности электрода по границе металла в твердом состоянии. Прохождение теплового потока через паровую и жидкую фазы характеризуется изменением коэффициентов теплопроводности и объемной теплоемкости.

Решение задачи с растущим кратером при неизменном тепловом потоке Φ через поверхность $z = 0$, но при уменьшающейся поверхностной плотности потока $q(r_i)$ по мере увеличения радиуса кратера выполнялось по описанному ниже алгоритму. Для решения задачи использовалась расчетная схема, изображенная на рис. 1, где q_n , r_n – интенсивность теплового потока и радиус кратера, соответствующие времени разряда t_p .

Граничные условия 1-го и 3-го рода оставались идентичными условиям, используемым в работе [11]. Граничные условия 2-го рода на каждом из участков $r < r_0$; $r_0 < r < r_1$; $r_{n-1} < r < r_n$ задавались в виде постоянных значений поверхностной плотности энергии разной величины, которые изменялись во времени от шага к шагу. Для этого сначала решалась задача при постоянной в течение всего времени разряда t_p интенсивности теплового потока q_0 через поверхность площадью $\pi \cdot r_0^2$:

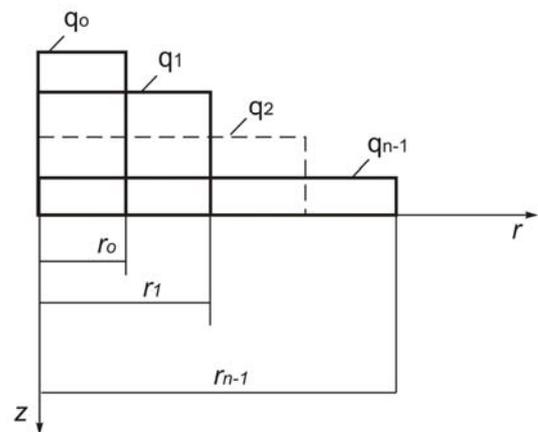


Рисунок 1 – Расчетная схема

$$q(0) = \frac{W}{t_p \cdot \pi r_0^2(0)}, \quad (3)$$

где $r_0(0)$ - начальный радиус теплового пятна.

Затем промежуток времени разряда $t_p = 30 \cdot 10^{-6}$ с разбивался на несколько интервалов времени, увеличивающихся к концу разряда $[0, t_1, t_2, \dots, t_i, t_{i+1}, \dots, t_p]$ таким образом, чтобы за каждый временной интервал $[t_i, t_{i+1}]$ кратер увеличивался на несколько конечных элементов в радиальном направлении. Здесь t_1 – время, с которого начинается увеличение радиуса кратера. Радиусы кратеров для этих моментов времени, определяемые с точностью до конечного элемента, обозначены $[r_0, r_1, r_2, \dots, r_i, r_{i+1}, \dots, r_n]$.

По этим значениям $r(t_i)$ (1) были вычислены интенсивности теплового потока $q(t_i)$, значения которых введены в решение тепловой задачи (2) с переменными граничными условиями.

Закономерность изменения значений интенсивности теплового потока $q(t_i)$, соответствующих временам t_i , показаны на рис. 2.

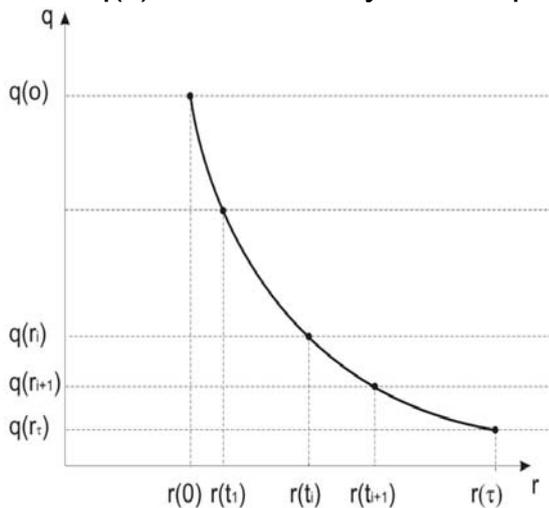


Рисунок 2 – Изменение интенсивности теплового потока $q(t)$ по радиусу при изменении t_i

Для уменьшения влияния испарившегося металла на процесс взаимодействия теплового потока с поверхностью кратера в процессе решения задачи резко увеличивалась теплопроводность среды после температуры кипения материала, а фазовые переходы в жидкое и газообразное состояния автоматически учитывались соответствующим увеличением теплоемкости в области температур фазовых превращений [5].

Таким образом, на каждом интервале $[r(t_i), r(t_{i+1})]$ изменение температуры материала в кратере обусловлено воздействием теплового потока на предыдущем интервале $[r(t_{i-1}), r(t_i)]$ и тепловым

потоком $q(t_i)$.

Используемый шаг интегрирования задачи по времени в десятки раз мельче, чем шаг изменения принятых граничных условий, поскольку в интервал температур, где происходят фазовые превращения, должно попадать несколько шагов интегрирования, чтобы достаточно точно учесть изменения теплоемкости материала. В случае тепловых потоков высокой интенсивности, которые имеют место особенно в начальный

момент образования кратера, недостаточно мелкий шаг по времени приводит к развалу вычислительного процесса интегрирования. Разбивка по координате также должна быть достаточно мелкой, чтобы в интервал $[r(t_i), r(t_{i+1})]$ попадало несколько конечных элементов для достаточно точного фиксирования радиуса кратера, который определяется с точностью до конечного элемента.

Так как тепловой поток на каждом участке $[r(t_i), r(t_{i+1})]$ задается постоянным, но изменяющимся по кусочно-линейному закону, то на каждом временном интервале $[t_i, t_{i+1}]$ его можно определить умножением интенсивности первоначального теплового потока $q_0(0)$ на соответствующую управляющую функцию $F(t_i)$, которая связана с изменением граничных условий на интервале $[r(t_{i-1}), r(t_i)]$ [6]:

$$q(t_i, t_{i+1}) = q_0(0) \cdot F(t_i). \quad (4)$$

Управляющая функция $F(t_i)$ до момента времени t_{i-1} тождественно равна нулю, а за время $(t_{i-1} - t_i)$ возрастает по линейному закону до величины

$$F(t_i) = \frac{q(t_i)}{q_0(0)} = \left[\frac{r_0}{r(t_i)} \right]^2. \quad (5)$$

В дальнейшем после времени t_i она совпадает со всеми предыдущими функциями $F(t_0), F(t_1), \dots, F(t_{i-1})$. Закономерность изменения значений управляющей функции $F(t_i)$ при различных моментах времени приведена в табл.1 и показана на рис. 3.

Таблица 1 – Значения управляющих функций

Функция	Время t_i , с								
	0	$0,5 \cdot 10^{-6}$	t_1	t_2	...	t_i	t_{i+1}	...	t_p
F_i	0	F_0	F_1	F_2	...	F_i	F_{i+1}	...	F_n
F_0	0	0	0	F_1		F_i	F_{i+1}	...	F_n
F_1	0	0	0	F_1		F_i	F_{i+1}	...	F_n
...
	0	0	0	0	...	F_i	F_{i+1}	...	F_n
...
F_n	0	0	0	0	...	0	0	...	F_n

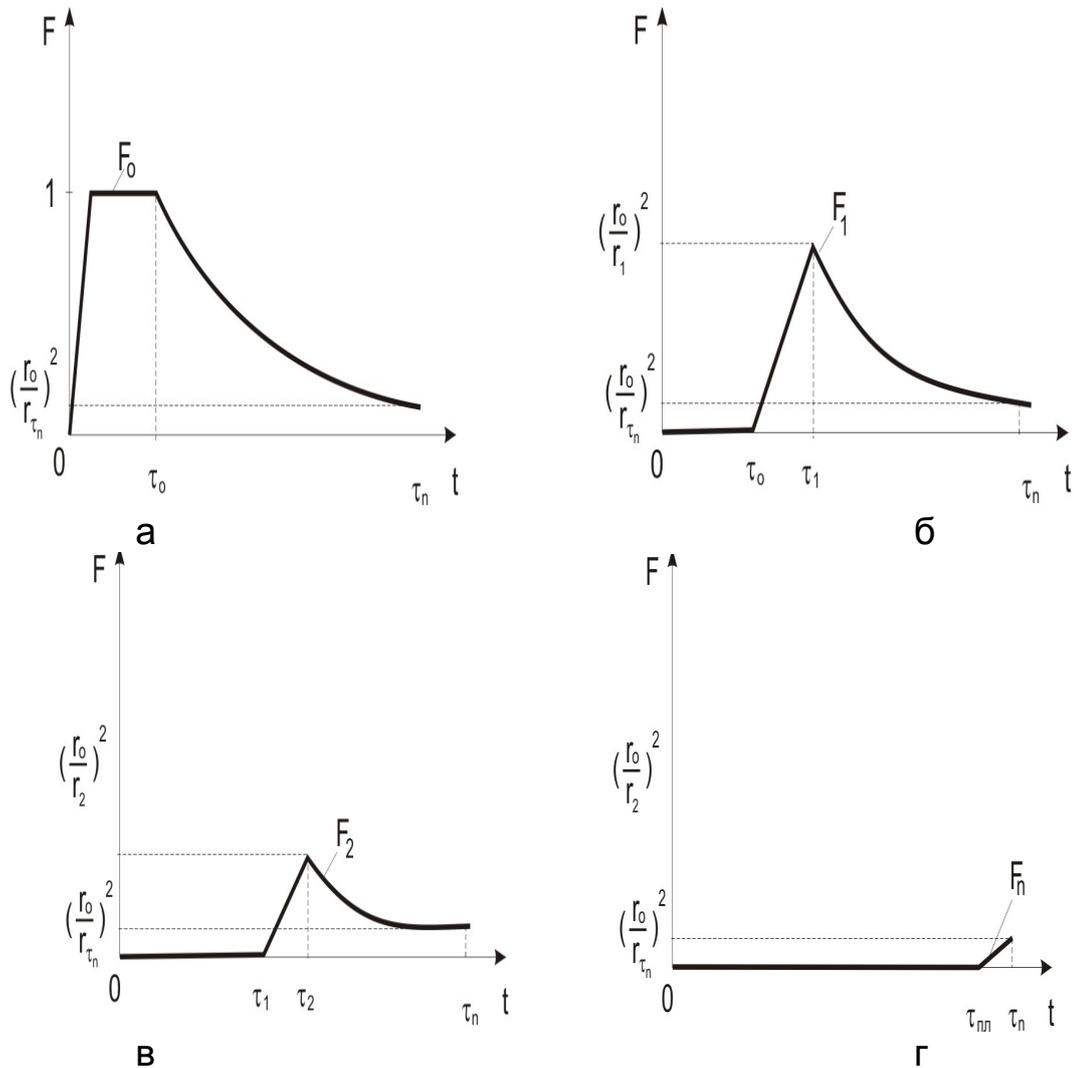


Рисунок 3 – Управляющая функция $F(t_i)$ для различных моментов времени разряда t_i

Таким образом, пока радиус кратера изменяется за время $[t_i, t_{i+1}]$ до значения $[r_i, r_{i+1}]$, значение интенсивности теплового потока на всех предыдущих участках до r_i изменится от значения $q_0 \cdot F_{i-1}$ до значения $q_0 \cdot F_i$, а на i -м участке увеличится от $q=0$ до величины $q_0 \cdot F_{i+1}$.

Учитывая выше изложенное, граничные условия на $r < r_n$ для всего интервала времени $t < t_n$ задаются таким образом:

$$\begin{array}{ll}
 r < r_1 & q = q_0 \\
 r_1 < r < r_2 & q = q_0 \cdot F(t_1) \\
 r_2 < r < r_3 & q = q_0 \cdot F(t_2) \\
 \dots & \dots \\
 r_{n-1} < r < r_n & q = q_0 \cdot F(t_{p-1}).
 \end{array}$$

Как было указано выше, значения управляющих функций $F_0(t)$, $F(t_1), \dots, F(t_{p-1})$ определяются в точках $t = t_0, t = t_1, \dots, t = t_{p-1}$, а для промежуточных времен находятся с помощью линейной интерполяции.

Результаты численных расчетов, представленные в виде кривых, отображающих профили поверхностей соответствующих температуре

плавления для двух исследуемых материалов (сталь 20, Д 16), показаны на рис. 4.

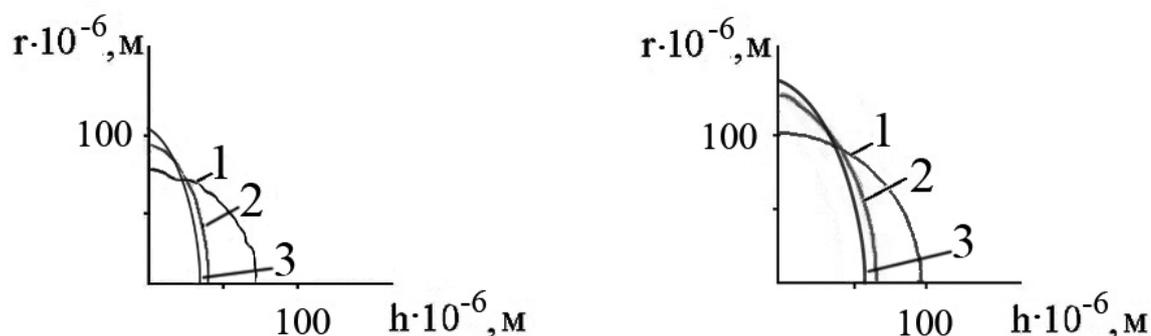


Рисунок 4 – Профили поверхностей, соответствующих температуре плавления при $t = 30 \cdot 10^{-6}$ с: а – сталь 20; б – Д 16; 1 – с постоянной плотностью теплового потока; 2 – с переменной плотностью теплового потока; 3 – при $\lambda_1/\lambda_2=7$

На рис. 5 даны расчетные изотермы проплавления 1 материала и фотография поперечного сечения 2) экспериментальной лунки для стального электрода.

Расчетные кривые и профиль экспериментальной лунки соответствуют исходным данным: энергия импульса $W = 0,05$ Дж; радиус начального пятна $r_0 = 0,0025$ см, время подвода энергии (длительность импульса) $t_p = 30 \cdot 10^{-6}$ с.

Представленные результаты показывают, что с переходом к переменной интенсивности теплового потока профили изотерм существенно изменились: диаметр пятна проплавления (соответственно кипения) значительно увеличился, а глубина проплавления уменьшилась. Это характерно для всего диапазона подводимой энергии $W = (0,009 \dots 0,05)$ Дж, начального радиуса теплового потока $r_0 = (15 \dots 50) \cdot 10^{-4}$ см, времени разряда конденсатора $t_p = (10 \dots 30) \cdot 10^{-6}$ с.

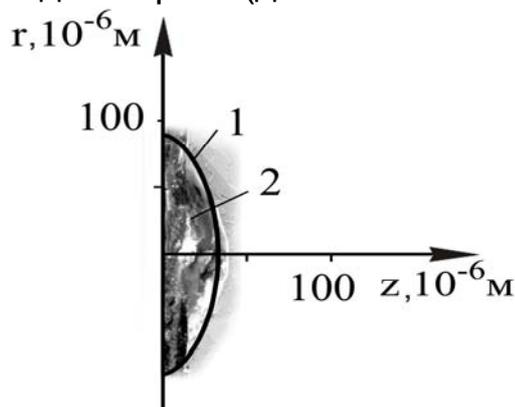


Рисунок 5 – Профили лунки: 1 – теоретический профиль лунки; 2 – экспериментальный профиль лунки

На рис. 6 показаны графические зависимости конечных значений диаметра и глубины лунок, соответствующих изотермам плавления, от энергии разряда. С увеличением энергии разряда диаметры лунок растут значительно быстрее соответствующих значений глубин лунок, сталь 20

$D/h = 5,33$, алюминий $D/h = 4,34$. Увеличение диаметра лунок обусловлено увеличением диаметра источника тепла в процессе разряда, в то время как на изменение глубины лунки оказывают большое влияние интенсивность потока тепла, которая уменьшается с ростом его диаметра, а также выброс металла из лунки, препятствующий развитию разряда вглубь нее.

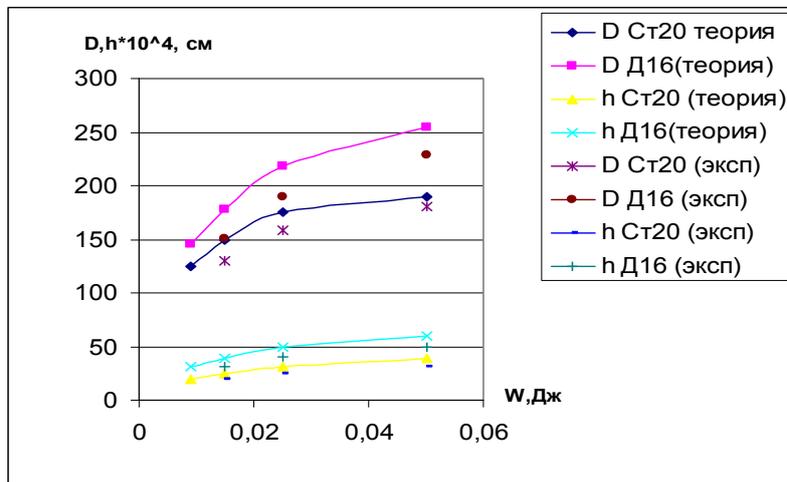


Рисунок 6 – Зависимости начальных значений диаметра (D) и глубины лунок (h) от энергии разряда (W) при переменной интенсивности теплового потока

Анализ результатов численного моделирования и экспериментальных исследований показывает, что определяющее влияние на величину объема проплавленной лунки оказывают: скрытая теплота плавления, коэффициент температуропроводности, температура плавления материала и энергия разряда. На рис. 7 показаны графики изменения объемов эрозионных лунок, исследуемых материалов от вкладываемой в разряд энергии. Расходимость аналитических и экспериментальных значений не превышает 5...7 %.

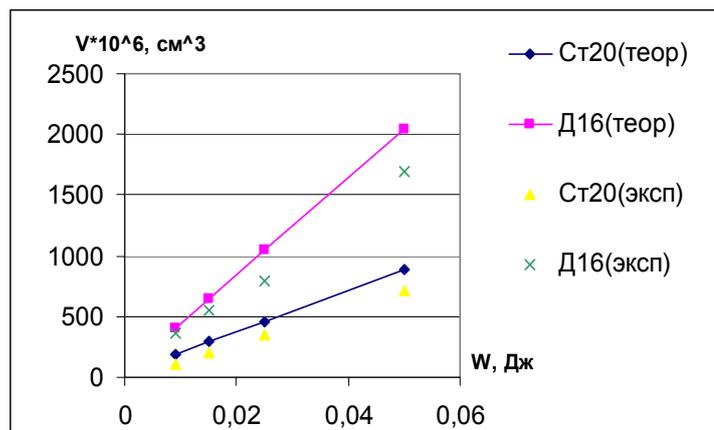


Рисунок 7 – Изменение объемов эрозионных лунок (V), исследуемых материалов от вкладываемой в разряд энергии (W)

Обработка полученных результатов показала, что объем материала, достигшего температуры плавления (максимальная величина эрозии материала), описывается выражением

$$V = Q_{пл}^{0,958} \left(\frac{k}{\rho c} \right)^{0,589} T_{пл}^{0,776} W, \quad (4.16)$$

где $Q_{пл}$ – скрытая теплота плавления; $\frac{k}{\rho c}$ – температуропроводность;

$T_{пл}$ – температура плавления; W – вкладываемая энергия.

Попытки определения характера и механизма выброса металла из лунки были предприняты в работах [3, 7], однако достаточно приемлемых результатов достигнуть не удалось. Это связано, прежде всего, с трудностью разделения капельной и паровой фаз в выбрасываемом материале. Было показано, что выброс металла в паровой фазе сопровождается захватом и разбрызгиванием жидкого металла из зоны проплавления. Это приводит к тому, что часть тепла из разряда расходуется не на плавление и испарение металла, а на увеличение кинетической энергии выбрасываемых частиц металла, достигающих скорости 100...500 м/с.

Таким образом, картина теплового взаимодействия искрового разряда с поверхностью металла может быть представлена с некоторыми допущениями в таком виде.

После поступления теплового потока на поверхность электрода начинаются разогрев и плавление металла и уже за время $\sim 0,04 \cdot 10^{-6}$ с глубина зоны проплавления достигает $0,2 \cdot 10^{-6}$ м. Начинается выброс металла с уносом части тепла металлом в капельной фазе, что препятствует развитию разряда вглубь лунки. В то же время его развитие по поверхности электрода в плоскости $z = 0$ продолжается. Наблюдаемый характер развития разряда позволяет смоделировать этот процесс за счет изменения соотношения теплопроводности металла в направлении осей r и z . Проведенные вычисления при $\lambda_r/\lambda_z=3$, $\lambda_r/\lambda_z=5$, $\lambda_r/\lambda_z=7$ показали, что при $\lambda_r/\lambda_z=7$ достигается наилучшее совпадение формы и размеров расчетных и экспериментальных характеристик зон плавления и кипения металла в разрядных лунках (см. рис. 4).

При этом объем и масса выбрасываемого металла по сравнению с результатами, полученными при переменной интенсивности теплового потока, не изменяются. Принятое допущение при расчетах с измененным λ_r и λ_z позволяет значительно сократить время численных расчетов решения тепловой задачи при достаточно удовлетворительном соответствии численных и экспериментальных результатов.

Анализ полученных выше результатов теплового воздействия на поверхность материала электроискрового разряда с переменной интенсивностью теплового потока показал следующее.

1. Уменьшение интенсивности теплового потока на поверхности разрядной лунки приводит к увеличению:

– отношения диаметра лунки к ее глубине (D/h), что способствует повышению качества обрабатываемой поверхности;

– доли объема удаляемого материала за счет роста зоны проплавления от общего объема лунки.

2. Установлена зависимость между объемом удаленного материала за один импульс искрового разряда и теплофизическими характеристиками материала.

3. Уменьшение энергии импульса приводит к росту удельного коэффициента объемной эрозии $k_v = V_{\text{пл}}/W$ и улучшению качества обрабатываемой поверхности.

4. Моделирование процесса взаимодействия источника тепла с переменной интенсивностью теплового потока можно осуществлять путем изменения соотношения коэффициента теплопроводности в осевом и радиальном направлениях $\lambda_r/\lambda_z=7$ при постоянном значении интенсивности теплового потока.

Список использованных источников

1. Численное моделирование воздействия дугового разряда на металлические электроды / В.Н. Кобрин, Н.В. Нечипорук, В.Ф. Гайдуков, В.В. Кручина // Вопросы проектирования и производства конструкций летательных аппаратов : сб. науч. тр. Нац. аэрокосм. ун-та им. Н.Е. Жуковского «ХАИ». – Вып. 4(51). – Х., 2007. – С. 55 – 66.

2. Наугольных К.А. Электрические разряды в воде / К.А. Наугольных, Н.А. Рой. – М. : Наука, 1971. – 153 с.

3. Золотых Б.Н. О динамике процесса электрической эрозии металлов в импульсном электрическом разряде / Б.Н. Золотых // Электрические контакты. – М., 1958. – С. 27 – 50.

4. Кутателадзе С.С. Основы теории теплообмена / С.С. Кутателадзе. – М. : Машгиз, 1979. – 415 с.

5. Численное моделирование воздействия дугового разряда на металлические электроды / В.Н. Кобрин, Н.В. Нечипорук, В.Ф. Гайдуков, В.В. Кручина // Вопросы проектирования и производства конструкций летательных аппаратов : сб. науч. тр. Нац. аэрокосм. ун-та им. Н.Е. Жуковского «ХАИ». – Вып. 4(51). – Х., 2007. – С. 55 – 66.

6. Подгорный А.Н. Задачи контактного взаимодействия элементов конструкций / А.Н. Подгорный, П.П. Гонтаровский, Б.Н. Киркач. – К. : Наук. думка, 1989. – 232 с.

7. Золотых Б.Н. Основные вопросы теории электрической эрозии в импульсном разряде в жидкой диэлектрической среде: автореф. дис. ...д-ра техн. наук : спец. 200 «Машиностроение и оборудование электронной техники» / Б.Н. Золотых. – М., 1968. – 51 с.

Поступила в редакцию 19.04.2011 г.

*Рецензент: д-р техн. наук, проф. В.Н. Кобрин,
Национальный аэрокосмический университет
им. Н.Е. Жуковского «ХАИ», г. Харьков*