

УДК 621.795.2.047.7

## ИССЛЕДОВАНИЕ САМООРГАНИЗОВАННЫХ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ПОТОКОВ В ЭЛЕКТРОЛИТЕ В РЕЖИМЕ ЭЛЕКТРОИМПУЛЬСНОГО ПОЛИРОВАНИЯ

*канд. техн. наук, доц. Ю.В. СИНЬКЕВИЧ, д-р техн. наук, проф. В.К. ШЕЛЕГ, И.Н. ЯНКОВСКИЙ  
(Белорусский национальный технический университет, Минск)*

*Экспериментально и теоретически исследуются самоорганизованные гидродинамические потоки в электролите при электроимпульсном полировании плоскопараллельного, цилиндрического и сферического образцов. Показано, что парогазовая оболочка является определяющим фактором возникновения и организации гидродинамических потоков, причем независимо от формы обрабатываемого образца в электролите наблюдается ряд подобных потоков. К основным потокам, оказывающим наибольшее влияние на структуру и динамику парогазовой оболочки, отнесены восходящий, обратный и торцовый. Остальные потоки являются результатом слияния или разветвления основных. Показано, что восходящий поток образует турбулентные струи над верхней частью образца, что в сочетании с выходом в этой зоне пара и газа парогазовой оболочки приводит к увеличению ее толщины и снижению съема металла в верхней зоне образца. Установлено, что для основных потоков режим движения ламинарный, характеризующийся устойчивостью течения элементарных струек электролита. Предложены расчетные схемы для анализа движения основных потоков. Получены математические зависимости для расчета длины и скоростей потоков. Использование предложенных моделей позволит прогнозировать новые эффекты в гидродинамическом режиме обработки заготовок различной конфигурации, разрабатывать новые технологии и управлять технологическим процессом электроимпульсного полирования.*

**Введение.** Анодный процесс в водных электролитах при повышении напряжения последовательно проходит через пять режимов: классический электролиз, коммутационный, нагрев электролитной плазмой, электрогидродинамический и электролитно-разрядный. Каждому режиму присущи свои характерные особенности. Высококачественное полирование металлов и сплавов достигается в электрогидродинамическом режиме, особенностями которого являются самоорганизованные гидродинамические потоки в электролите и динамически устойчивая парогазовая оболочка, отделяющая поверхность анода от электролита. Выявленные физико-электрохимические эффекты в парогазовой оболочке и на поверхности анода, а также установленные закономерности позволили разработать метод электроимпульсного полирования (ЭИП) [1], впоследствии названный рядом исследователей как электролитно-плазменная, плазмо-электролитная и электролитно-разрядная обработка.

О влиянии гидродинамических потоков на достигаемый технический результат как при электрохимической обработке, так и при ЭИП обратили внимание многие исследователи. Результатом проведенных исследований явилась разработка многих способов, устройств и технологий, повышающих качество поверхности, производительность и точность обработки [2 – 5]. Большинство известных работ носило прикладной характер.

Целью данной работы является разработка математических моделей, описывающих самоорганизованные гидродинамические потоки в электролите в режиме ЭИП.

**Методы исследований.** Электроимпульсное полирование образцов проводилось в стеклянной кубической ячейке размером 0,4×0,4×0,4 м в 6 %-ном водном растворе сульфата аммония при температуре 75...80 °С и напряжении 300 В. Образцы из стали 12Х18Н10Т в виде плоскопараллельной пластины размером 0,03×0,04×0,004 м, цилиндра Ø 0,005×0,04 м и шара Ø 0,015 м располагались на расстоянии 0,1 м от зеркала электролита. Для исключения возможного влияния потока, вызванного движением ионов в электрическом поле, на общую картину гидродинамических потоков в электролите плоский катод располагался вертикально вдоль одной из стенок ячейки и был отделен от общего объема электролита сплошной перегородкой, установленной на расстоянии 0,01 м от дна ячейки. Наблюдение за потоками осуществлялось через боковые и верхнюю поверхности ячейки. Общая картина движения потоков фиксировалась с помощью цифровой видеокамеры Sony DCR-НС 42Е после выхода системы электролит – парогазовая оболочка – образец в квазистационарное состояние, при котором гидродинамические потоки в электролите приобретали установившееся движение. Введение в электролит химически нейтральной, мелкодисперсной диэлектрической органической присадки, обладающей плавучестью, позволило «увидеть» гидродинамические потоки в электролите.

**Результаты и их обсуждение.** Схемы гидродинамических потоков в электролите для плоскопараллельного, цилиндрического и сферического образцов в режиме ЭИП представлены на рисунке 1. Видно, что во всех случаях наблюдается ряд подобных потоков и завихрений, однако есть и некоторые от-

личия, обусловленные формой образцов. Объясняется это тем, что парогазовая оболочка является определяющим фактором возникновения и организации гидродинамических потоков в электролите при ЭИП.

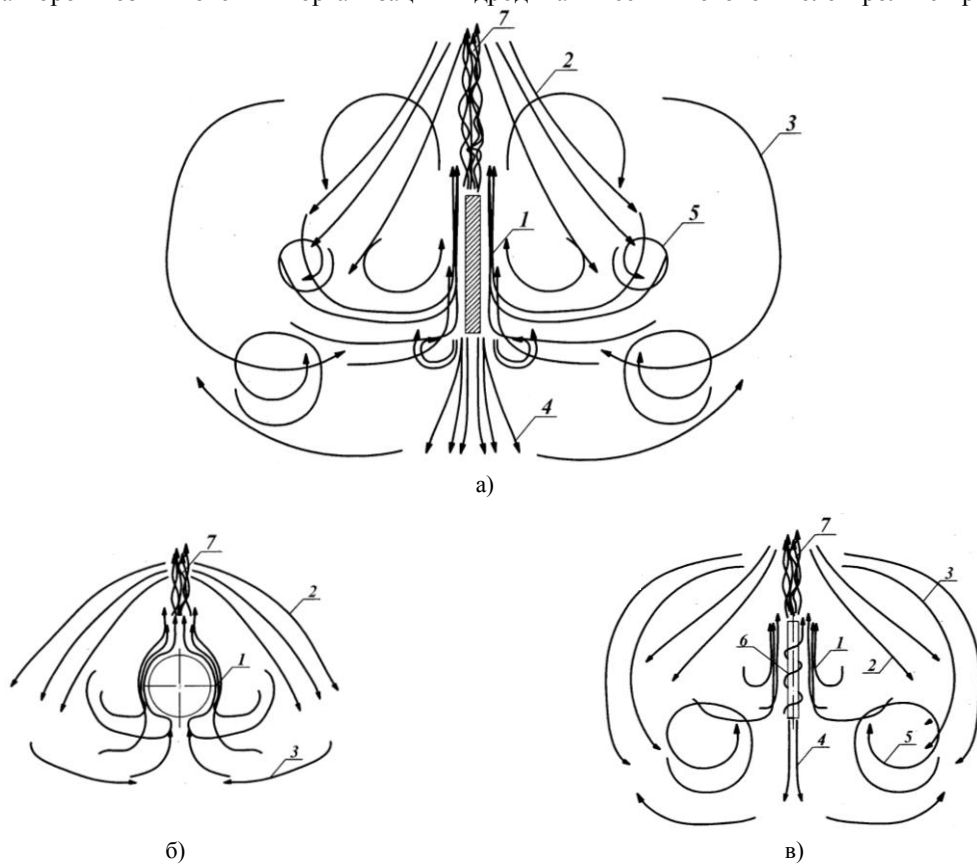


Рис. 1. Схемы гидродинамических потоков в электролите в режиме ЭИП плоскопараллельного (а), сферического (б) и цилиндрического образцов (в): 1 – восходящий; 2 – обратный; 3 – круговой; 4 – торцовый; 5 – вихревой; 6 – спиралевидный; 7 – турбулентный

Движущиеся, расширяясь кверху, пар и газ парогазовой оболочки за счет сил трения увлекают за собой электролит в пограничной зоне, организуя восходящий поток 1. В некоторой степени его поддержанию также способствует конвективное движение электролита. Сталкиваясь с зеркалом электролита, восходящий поток отражается от него под некоторым углом, образуя обратный поток 2. В приповерхностном слое электролита за счет выхода пара и газа в атмосферу и кавитационного схлопывания пузырьков обратному потоку придается ускорение движению. Часть обратного потока за счет сил трения выделяется в расходящийся круговой поток 3. Расширение парогазовой оболочки в зоне нижнего торца образца и кавитационное схлопывание пузырьков пара и газа способствуют возникновению и ускорению движения торцового потока 4. При ЭИП сферического обтекаемого образца торцовый поток визуально не наблюдался. Постепенно теряя энергию, круговой поток сталкивается с замедляющимися обратным и торцовым потоками, образуя завихрения – вихревой поток 5. Спиралевидный поток 6 возникал только в случае, когда ось цилиндрического образца отклонялась от вертикали. Очевидно, что условия возникновения спиралевидного потока аналогичны условиям возникновения восходящего потока. Турбулентный поток 7 образуется за счет интенсивного выхода пара и газа в атмосферу, скорость движения которых предопределяет скорость движения турбулентного потока. Визуальный анализ показал, что основными потоками, оказывающими наибольшее влияние на структуру и динамику парогазовой оболочки, являются восходящий, обратный и торцовый. Остальные потоки являются результатом слияния или разветвления основных. Исследовав закономерности движения каждого из основных потоков, можно с большой достоверностью описать совокупное движение гидродинамических потоков в электролите в режиме ЭИП.

Различают два режима движения жидкости – ламинарный и турбулентный, которые характеризуются числом Рейнольдса [6, с. 28]:

$$Re = \frac{v \cdot d}{\nu}, \quad (1)$$

где  $Re$  – число Рейнольдса;  $v$  – средняя в сечении скорость движения потока жидкости;  $d$  – средний диаметр потока;  $\nu$  – кинематическая вязкость жидкости.

Выполним оценку режима движения основных гидродинамических потоков в электролите для кинематической вязкости  $\nu = 0,37 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$  [6, с. 11] и температуры электролита 80 °С при ЭИП плоскопараллельного, цилиндрического и сферического образцов. Каждый из потоков является совокупностью большого числа элементарных струек. Средние скорости и диаметры струек на некотором расстоянии от начала установившегося движения потоков, а также числа Рейнольдса приведены в таблице.

Числа Рейнольдса, средние диаметры и скорости потоков

Поток	Образец								
	плоскопараллельный			цилиндрический			сферический		
	$d, \text{ м}$	$v, \text{ м/с}$	$Re$	$d, \text{ м}$	$v, \text{ м/с}$	$Re$	$d, \text{ м}$	$v, \text{ м/с}$	$Re$
Восходящий	0,005	0,09	1216	0,005	0,09	1216	0,002	0,09	486
Обратный	0,01	0,06	1622	0,01	0,07	1892	0,01	0,06	1622
Торцовый	0,004	0,06	649	0,075	0,07	946	–	–	–

Полученные числа Рейнольдса не превышают критического числа  $Re_{кр} = 2000...2320$  [6, с. 28]. Следовательно, для всех основных потоков режим движения ламинарный, характеризующийся устойчивостью течения элементарных струек электролита, отсутствием их перемешивания и обмена частицами между струйками в потоке. Энергия жидкости в этом случае расходуется лишь на преодоление сил трения.

Математически описать совокупное движение всех потоков не представляется возможным. Поэтому при анализе общей картины гидродинамических потоков в электролите в режиме ЭИП отдельно исследуем каждый из основных потоков. На рисунке 2 приведены расчетные схемы для обратного, торцового и восходящего потоков.

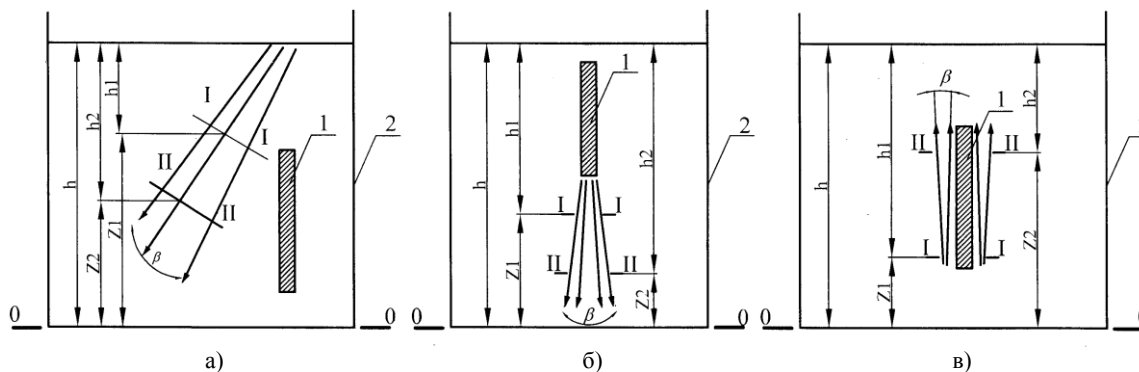


Рис. 2. Расчетные схемы обратного (а), торцового (б), восходящего (в) потоков:  
1 – образец; 2 – ячейка; 0 – 0 – плоскость сравнения; I – I и II – II – сечения потока

Для плоскопараллельного и цилиндрического образцов обратный и торцовый потоки имеют вид расширяющегося к низу под углом  $\beta$  конуса. В качестве допущения примем движение этих потоков между сечениями I – I и II – II как движение жидкости в диффузоре. При анализе движения потоков воспользуемся уравнением Бернулли, которое для потока вязкой (реальной) жидкости имеет вид [6, с. 31]:

$$Z_1 + \frac{P_1}{\gamma} + \frac{\alpha \cdot v_1^2}{2g} = Z_2 + \frac{P_2}{\gamma} + \frac{\alpha \cdot v_2^2}{2g} + h_{w1-2}, \quad (2)$$

где  $Z_1$  и  $Z_2$  – ординаты, определяющие высоту положения центров соответственно сечений I – I и II – II над произвольной плоскостью сравнения 0 – 0;  $P_1$  и  $P_2$  – гидродинамические давления жидкости в тех же точках;  $v_1$  и  $v_2$  – средние скорости в рассматриваемых живых сечениях;  $\gamma$  – удельный вес жидкости;  $g$  – ускорение свободного падения;  $\alpha$  – коэффициент Кориолиса;  $h_{w1-2}$  – потери напора на преодоление сопротивлений от сечения I – I до сечения II – II.

Гидродинамические давления  $P_1$  и  $P_2$  в общем случае выражаются формулой [7, с. 48]:

$$P_i = \frac{1}{3}(\sigma_{x_i} + \sigma_{y_i} + \sigma_{z_i}),$$

где  $\sigma_{xi}$ ,  $\sigma_{yi}$ ,  $\sigma_{zi}$  – нормальные напряжения, действующие на три взаимно перпендикулярные элементарные площадки, проведенные через рассматриваемую  $i$ -ю точку движущейся жидкости.

Для потока реальной жидкости в качестве гидродинамических давлений примем гидростатические давления в соответствующих сечениях потока [6, с. 15]:

$$P_i = P_0 + \gamma \cdot h_i, \quad (3)$$

где  $P_0$  – внешнее давление над свободной поверхностью жидкости;  $h_i$  – глубина погружения  $i$ -й точки под свободной поверхностью жидкости.

Потери напора между сечениями I – I и II – II равны сумме потерь на трение по длине  $h_{от}$  и местных потерь  $h_m$  [7, с. 50]:

$$h_{w_{1-2}} = h_{от} + h_m. \quad (4)$$

Потери напора на трение по длине в общем случае определяются по формуле Дарси – Вейсбаха [6, с. 33]:

$$h_{от} = \lambda \cdot \frac{l}{d} \cdot \frac{v^2}{2g}, \quad (5)$$

где  $\lambda$  – гидравлический коэффициент трения;  $l$  – длина потока;  $d$  – средний диаметр потока;  $v$  – средняя скорость потока.

Для ламинарных потоков гидравлический коэффициент трения определяется по закону Гагена – Пуазейля [8, с. 51]:

$$\lambda = \frac{64}{Re}. \quad (6)$$

Формула (5) с учетом (6) примет вид:

$$h_{от} = \frac{64}{Re} \cdot \frac{l}{d} \cdot \frac{v^2}{2g}. \quad (7)$$

Местные потери напора  $h_m$  с учетом нашего допущения представляют собой потери напора в диффузоре  $h_{диф}$  и определяются по формуле [9, с. 42]:

$$h_m = h_{диф} = \xi_{диф} \cdot \frac{v_2^2}{2g}, \quad (8)$$

где  $\xi_{диф}$  – коэффициент сопротивления диффузора.

При расширении потока в диффузоре в пределах  $\beta = 8...25^\circ$  коэффициент сопротивления диффузора можно определить из выражения [7, с. 63]:

$$\xi_{диф} = \sin \beta \left( 1 - \frac{S_1}{S_2} \right)^2, \quad (9)$$

где  $S_1$  и  $S_2$  – площади живого сечения потока соответственно в сечениях I – I и II – II.

Одним из условий применимости уравнения Бернулли является его использование совместно с уравнением неразрывности потока [6, с. 32]:

$$\left. \begin{aligned} \frac{S_1}{S_2} &= \frac{v_2}{v_1}, \\ \frac{d_1^2}{d_2^2} &= \frac{v_2}{v_1}, \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

или

где  $d_1$  и  $d_2$  – диаметры потока соответственно в сечениях I – I и II – II.

Тогда с учетом (9) и (10) местные потери напора (8) можно представить как:

$$h_m = \frac{v_2^2}{2g} \cdot \left(1 - \frac{v_2}{v_1}\right) \cdot \sin \beta \quad (11)$$

Подставив (7) и (11) в (4), получим выражение для определения потерь напора между сечениями I – I и II – II:

$$h_{w_{1-2}} = \frac{v^2 \cdot 64l}{2g \operatorname{Re} d} + \frac{v_2^2}{2g} \cdot \left(1 - \frac{v_2}{v_1}\right) \cdot \sin \beta. \quad (12)$$

После подстановки (3) и (12) в (2) и преобразования уравнение Бернулли примет вид:

$$Z_1 + h_1 + \frac{\alpha v_1^2}{2g} = Z_2 + h_2 + \frac{\alpha v_2^2}{2g} + \frac{v^2 \cdot 64l}{2g \operatorname{Re} d} + \frac{v_2^2}{2g} \cdot \left(1 - \frac{v_2}{v_1}\right) \cdot \sin \beta. \quad (13)$$

Для ламинарных потоков коэффициент Кориолиса  $\alpha$  можно принять равным 1 [6, с. 32]. Среднюю скорость потока  $v$  можно выразить из (1) через число Рейнольдса  $Re$ , кинематическую вязкость жидкости  $\nu$  и средний диаметр потока  $d$ .

В соответствии с расчетной схемой (см. рис. 2):

$$\left. \begin{aligned} h_1 &= h - Z_1 \\ h_2 &= h - Z_2 \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

Тогда после преобразования (13) с учетом (1), (10) и (14) получим:

$$v_1^2 = \frac{64 \operatorname{Re} \nu^2 l}{d^3} + v_2^2 \left[ 1 + \left(1 - \frac{d_1^2}{d_2^2}\right)^2 \cdot \sin \beta \right]. \quad (15)$$

Из (15) можно выразить длину потока до его затухания в точке, в которой поток меняет направление (см. рис. 1), а  $v_2 \rightarrow 0$ :

$$l = \frac{v_1^2 d^3}{64 \operatorname{Re} \nu^2}. \quad (16)$$

В соответствии с расчетной схемой (см. рис. 2, а, б) средний диаметр потока  $d$  выражается через диаметры потока  $d_1$  и  $d_2$  в сечениях I – I и II – II как:

$$\left. \begin{aligned} d &= d_1 + l \cdot \operatorname{tg} \frac{\beta}{2}, \\ d &= d_2 - l \cdot \operatorname{tg} \frac{\beta}{2}. \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

или

Тогда зависимость (15) с учетом (17) примет вид:

$$v_1^2 = \frac{64 \cdot \operatorname{Re} \cdot \nu^2 \cdot l}{\left(d_1 + l \cdot \operatorname{tg} \frac{\beta}{2}\right)^3} + v_2^2 \left[ 1 + \left(1 - \frac{d_1^2}{\left(d_1 + 2l \cdot \operatorname{tg} \frac{\beta}{2}\right)^2}\right)^2 \sin \beta \right]. \quad (18)$$

Введем обозначение:

$$A = 1 + \left( 1 - \frac{d_1^2}{\left( d_1 + 2l \cdot \operatorname{tg} \frac{\beta}{2} \right)^2} \right)^2 \cdot \sin \beta. \quad (19)$$

Выразив из (10)  $v_2$  через  $v_1$ ,  $d_1$  и  $d_2$  и подставив в (18) с учетом (19), после преобразования получим:

$$v_1^2 = \frac{64 \operatorname{Re} v^2 l}{\left( d_1 + l \cdot \operatorname{tg} \frac{\beta}{2} \right)^3 \cdot \left( 1 - \frac{A \cdot d_1^4}{\left( d_1 + 2l \cdot \operatorname{tg} \frac{\beta}{2} \right)^4} \right)}. \quad (20)$$

Исследование восходящего потока для плоскопараллельного, цилиндрического и сферического образцов выполним, приняв допущение, что образцы расположены в потоке при плоскопараллельном (для плоскопараллельного образца) и пространственном (для цилиндрического и сферического образцов) их обтекании потоком (см. рис. 2, в). При числах Рейнольдса, приведенных в таблице, над верхней частью образца образуются турбулентные струи [8, с. 386]. Это явление в сочетании с выходом в этой зоне пара и газа парогазовой оболочки приводит к увеличению ее толщины и снижению съема металла в верхней зоне образца при ЭИП.

Так же как и при анализе обратного и торцового потоков, при анализе восходящего потока воспользуемся уравнением Бернулли (2). Потери напора  $h_{w1-2}$  между сечениями I – I и II – II определяются по формуле (4), а потери напора на трение по длине  $h_{от}$  – по формуле (7). При этом под средним диаметром потока  $d$  будем понимать средний диаметр восходящего потока, обтекающего образец.

Выразив в формуле (1)  $v$  через  $Re$ ,  $v$  и  $d$  и подставив в (7), после преобразования получим:

$$h_{от} = \frac{64 \operatorname{Re} v^2 l}{2gD^3}, \quad (21)$$

где  $D$  – средний диаметр восходящего потока.

Местные потери напора  $h_m$  обусловлены расположением тела (образца) в потоке и равны сопротивлению тела [8, с. 385]. В общем случае местные потери напора с учетом расчетной схемы (см. рис. 2, в) определяются по формуле Вейсбаха [6, с. 41]:

$$h_m = \xi \frac{v_2^2}{2g}, \quad (22)$$

где  $\xi$  – коэффициент местного сопротивления;  $v_2$  – средняя скорость в сечении за местным сопротивлением.

В случае соосного расположения тела в потоке коэффициент местного сопротивления определяется по формуле [8, с. 399, с. 402]:

$$\xi = 1,15 C_x \frac{S_m / F_0}{\left( 1 - \tau \cdot S_m / F_0 \right)^3},$$

где  $C_x$  – коэффициент лобового сопротивления тела;  $S_m$  – миделева площадь тела в потоке;  $F_0$  – площадь сечения потока;  $\tau$  – коэффициент, учитывающий влияние формы тела и стеснение поперечного потока.

Подставив (3), (21) и (22) в уравнение Бернулли (2) и преобразовав его с учетом (14) и  $\alpha = 1$ , получим:

$$v_1^2 = \frac{64 \operatorname{Re} v^2 l}{D^3} + v_2^2 (1 + \xi). \quad (23)$$

Из-за расширяющейся вверх парогазовой оболочки и потерь напора по длине восходящий поток имеет вид незначительно расширяющегося кверху под углом  $\beta$  конуса (см. рис. 2, в). Учитывая, что  $\beta < 5^\circ$ , местными потерями напора из-за расширения потока ввиду их малой величины можно пренебречь. Тогда, выразив в (17)  $d_1$  через  $d_2$  и приняв  $d_2 = D$ , из уравнения неразрывности потока (10) выразим  $v_2$  через  $v_1$ :

$$v_2 = v_1 \cdot \frac{\left(D - 2l \cdot \operatorname{tg} \frac{\beta}{2}\right)^2}{D^2} \quad (24)$$

Обозначим:

$$B = \frac{\left(D - 2l \cdot \operatorname{tg} \frac{\beta}{2}\right)^2}{D^2} \quad (25)$$

После подстановки (24) в (23) с учетом (25) и преобразования получим:

$$v_1^2 = \frac{64 \operatorname{Re} v^2 l}{D^3 (1 - B^2 (1 + \xi))} \quad (26)$$

При расположении образца в электролите на достаточно большой глубине восходящий поток затухает, не достигнув поверхности электролита. В этом случае длину потока до его затухания (при  $v_2 \rightarrow 0$ ) можно получить из формулы (23):

$$l = \frac{v_1^2 D^3}{64 \operatorname{Re} v^2} \quad (27)$$

Сравнив (27) с (16), видно, что формулы аналогичны.

**Выводы.** Проведенные исследования показали, что парогазовая оболочка в режиме ЭИП является определяющим фактором возникновения и организации гидродинамических потоков, причем независимо от формы обрабатываемого образца в электролите наблюдается ряд подобных потоков. Основными потоками, оказывающими наибольшее влияние на структуру и динамику парогазовой оболочки, являются восходящий, обратный и торцовый, режим движения которых ламинарный. Полученные математические зависимости для расчета длины и скоростей потоков показывают тесную связь между режимом движения потоков, физико-механическими свойствами электролита, конфигурацией и размерами обрабатываемой заготовки. Математическое моделирование гидродинамических потоков в электролите позволит значительно расширить область практического применения традиционной технологии ЭИП и разработать новые технологии ЭИП с использованием свободных и затопленных струй.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Метод электроимпульсного полирования металлов / Е.Я. Головкина [и др.] // Респ. межведомств. сб. науч. тр. / Выш. школа. – Минск, 1988. – Вып. 13. Машиностроение. – С. 40 – 43.
2. Устройство для электролитно-плазменной обработки изделий сложной формы: а.с. 1457461 СССР, МКИ 4 С 25 F 7/00 / В.К. Станишевский [и др.]; Белорус. политех. ин-т. – № 4207709; заявл. 18.03.87; ДСП.
3. Устройство для полирования полых металлических изделий: пат. 984 Респ. Беларусь, МКИ 5 С 25F 7/00 / С.В. Ващенко [и др.]; заявитель Ин-т проблем энергетики Акад. наук Беларуси. – № 236 А; заявл. 06.04.1993; опубл. 15.12.1995.
4. Способ электрохимической обработки поверхности металлических изделий: пат. 2155828 РФ, МПК 7С 25F3/00 / Ю.В. Синькевич; заявитель НПП «Эпол». – № 98106979; заявл. 13.04.1998; опубл. 10.09.2000.
5. Синькевич, Ю.В. Установка электроимпульсного полирования «ЭПОЛ-6Н» / Ю.В. Синькевич, Г.Я. Беляев // Теория и практика машиностроения. – 2004. – № 2. – С. 77 – 80.
6. Справочник по гидравлике / В.А. Большаков [и др.]; под ред. В.А. Большакова. – Киев: Вища школа, 1984. – 343 с.
7. Примеры гидравлических расчетов / А.И. Богомолов [и др.]; под ред. А.И. Богомолова. – 2-е изд. – М.: Транспорт, 1977. – 526 с.
8. Идельчик, И.Е. Справочник по гидравлическим сопротивлениям / И.Е. Идельчик. – 2-е изд. – М.: Машиностроение, 1975. – 559 с.
9. Яньшин, Б.И. Гидродинамические характеристики затворов и элементов трубопроводов. Конфузоры, диффузоры и затворы / Б.И. Яньшин. – М.: Машиностроение, 1965. – 259 с.

*Поступила 21.05.2008*