

ЛИТЕРАТУРА

1. Верещагин И.П., Левитов В.И., Мирзабекян Г.З. и др. Основы электрогазодинамики дисперсных систем. М., Энергия 1974.
2. Лифшиц М.Н., Садовский Ф.Т. Электронно-ионная очистка воздуха от пыли в промышленности строительных материалов. Издательство литературы по строительству. М., 1968.

Поступила 11.05.04

Summary

Thermodynamical method of calculation of aerosol particle charging at corona discharge is proposed.

Ж.Н. Ищенко

ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ ДАВЛЕНИЯ В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ ПОДВОДНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ВЗРЫВА ПРОВОДНИКОВ. ЧАСТЬ 2

*Институт импульсных процессов и технологий НАН Украины,
пр. Октябрьский, 43-а, 54018, г. Николаев, Украина*

1. Сравнение давлений при ПЭВП и ПИР

Для сравнения гидродинамических характеристик подводного электрического взрыва проволочек (ПЭВП) и подводного искрового разряда (ПИР) вблизи канала разряда использовалась гидродинамическая модель электровзрыва, приведенная в [1]. Кривая мощности $N(t)$ для ПИР, стабилизированного микропроводником (для исключения стадии формирования канала разряда), рассчитывалась с помощью эмпирических зависимостей для ПИР из [2]. Для ПЭВП использовалась экспериментальная кривая мощности $N(t)$ взрыва медной проволочки диаметром $d_n = 0,3$ мм и длиной $l_n = 100$ мм, близкой к энергетически оптимальной длине $l_{on} = 101,6$ мм (см. рис.2 из [1]). Параметры разрядного контура следующие: емкость батареи конденсаторов $C = 3$ мкФ, зарядное напряжение $U_0 = 30$ кВ, индуктивность разрядного контура $L = 2,7$ мкГн.

Кривые давления $P(t)$ для ПИР, стабилизированного микропроводником, при длине разрядного промежутка $l_{pn} = 100$ мм и расстояниях от оси канала разряда $r = 10$ и 50 мм, показаны на рис. 1 пунктирной линией и лежат гораздо ниже соответствующих кривых $P(t)$ для ПЭВП. Если для сравнения брать l_{pn} , равным оптимальному для ПИР $l_{on} = 135$ мм или еще большим, как для нестабилизированного микропроводником разряда, то амплитуда волны давления P_m для ПИР получается меньше, а отличие от $P(t)$ для ПЭВП – большим, что находится в соответствии с результатами расчетов, полученными для ПЭВП (см. табл. 1, 2, рис. 2, 3 из [1]), когда при $r < 2,5 l_{pn}$ с увеличением длины проволочки уменьшалось давление P_m .

Для ПЭВП с изменением расстояния r от 10 до 200 мм давление P_m уменьшилось в 10 раз (от $192,4$ до $19,4$ МПа), а время $t = \Theta$, соответствующее уменьшению амплитуды волны давления в $e \cong 2,72$ раза, увеличилось в $4,5$ раза (от $3,9$ до $17,5$ мкс). Для ПИР при $l_{pn} = 100$ мм и $r = 10$ мм время Θ составляло $13,4$ мкс. По результатам расчетов амплитуда P_m для ПЭВП больше, чем для ПИР, при $r = 10; 50; 100; 200$ мм соответственно в $2,3; 1,47; 1,26; 1,15$ раза. Отсюда следует, что вследствие большей диссипации энергии волны давления от ПЭВП, уже на расстоянии $r = 200$ мм ($r/l_n = 2$) амплитуды волн P_m от ПЭВП и стабилизированного микропроводником ПИР практически совпадают.

Длительность фронта волны давления t_ϕ вблизи канала разряда соответствует времени

нарастания мощности до N_m . Для ПЭВП это в основном разность времени t_n , соответствующего достижению максимума мощности (пика перенапряжения на осциллограмме напряжения $U(t)$) и времени собственно взрыва проволочки $t_в$, то есть $t_ф \cong t_n - t_в$. Увеличение расстояния r от 10 до 200 мм привело к росту $t_ф$ для ПЭВП от 1 до 4 мкс, а для ПИР – от 5 до 6 мкс.

Из расчетов следует, что значительное отличие гидродинамических характеристик ПЭВП и ПИР наблюдалось на расстоянии $r \leq 40$ мм ($r/l_n \leq 0,4$), особенно при $r \leq 20$ мм ($r/l_n \leq 0,2$).

Из рис. 1 следует, что для ПЭВП характер зависимости $P(t)$ ближе к экспоненциальному $P = P_m \cdot e^{-t/\theta}$, чем для ПИР. Это позволяет рассчитать для ПЭВП значения удельного импульса давления и плотности потока энергии ударной волны путем соответствующего интегрирования этой функции, как в [2] для ПИР.

2. Расчет амплитуды волны давления при ПЭВП

Анализ результатов расчета гидродинамических характеристик взрыва медных и алюминиевых проволочек показал (см. табл. 1, 2 из [1]), что при неизменных параметрах U_0 , L , C амплитуда волны давления зависит от длины проволочки в соответствии с изменением отношения энергии W_1 , выделенной за время первого полупериода колебаний тока τ_1 , к длине проволочки l_n , определяющего плотность энергии в канале разряда.

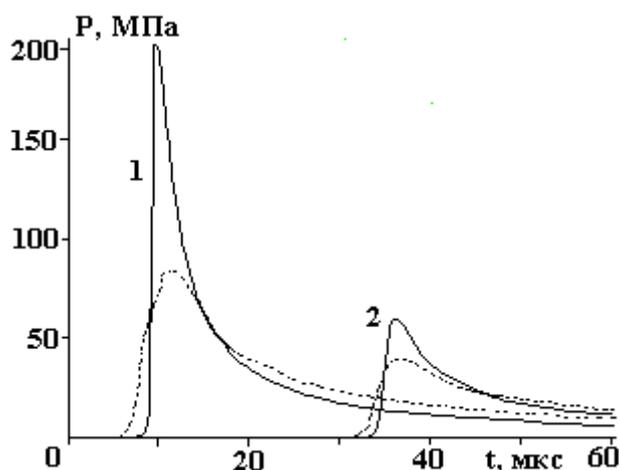


Рис. 1. Давление $P(t)$ при взрыве проволочки и искровом разряде: $U_0=30$ кВ, $C=3$ мкФ, $L=2,74$ мкГн, $l_n=l_{pn}=100$ мм; r , мм: 1 – 10; 2 – 50

Аналогичная зависимость наблюдалась и для ПИР. В [3, 4] приведена полуэмпирическая зависимость для расчета давления P_m применительно к ПИР, стабилизированному микропроводником. Представляет интерес проверить возможность использования этой формулы для ПЭВП при подстановке в нее соответствующих параметров не ПИР, а ПЭВП, тогда

$$P_m = \frac{k_p \rho_0^{3/8}}{\sqrt{r}} \left(\frac{W_1}{l_n} \right)^{5/8} \tau_1^{-3/4}. \quad (1)$$

Здесь k_p – коэффициент, зависящий от отношения r/l_n ; ρ_0 – плотность жидкости.

В [3, 4] экспериментальный коэффициент в формуле (1) для ПИР определялся с помощью турмалиновых датчиков давления [5], которые помещались в экваториальной плоскости микропроводника на расстоянии r от 50 до 200 мм, когда $r/l_n \geq 0,4$.

В работе [3] вместо произведения $\kappa_f = k_p \cdot \rho_0^{3/8}$ использовался постоянный коэффициент $\kappa_f = 5,4$ (кг/м³)^{3/8}, полученный из серии экспериментов. Выбранный режим ПЭВП входит в диапазон изменения параметров U_0 , C , L этих экспериментов ($U_0 = 30-80$ кВ, $C = 0,24-5,70$ мкФ, $L = 2,7-15$ мкГн, $\tau_1 < 40$ мкс).

В [4] приведена графическая зависимость $k_p = f(r/l_{pn})$ для ПИР, когда $r/l_{pn} \leq 5$. Причем в области $r/l_{pn} \leq 2,5$ коэффициент $\kappa_f = 0,46 \rho_0^{3/8}$, а для воды – $\kappa_f = 6,13$ (кг/м³)^{3/8}.

Вследствие низкой прочности датчиков давления и больших электрических наводок на полезный сигнал получение достоверных экспериментальных данных по давлению P_m при $r/l_{pn} < 0,4$ проблематично.

Таблица 1. Амплитуды волн давления ПЭВП, полученные из численного решения гидродинамической задачи P_m^g и по формуле (1) P_m^f для различных l_n и r : $U_0 = 30$ кВ, $C = 3$ мкФ, $L = 2,7$ мкГн, $d_n = 0,3$ мм

$l_n, \text{мм}$	$P_m^g, \text{МПа}$					$P_m^f, \text{МПа}$				
	$r, \text{мм}$					$r, \text{мм}$				
	2,5	5	10	50	100	2,5	5	10	50	100
25	$\frac{779}{910}$	$\frac{505}{571}$	$\frac{327}{343}$	$\frac{96}{88}$	–	395	350	248	111	–
	$\frac{676}{788}$	$\frac{452}{506}$	$\frac{288}{295}$	$\frac{85}{79}$	$\frac{50}{46}$	335	293	207	93	66
35	$\frac{628}{704}$	$\frac{426}{474}$	$\frac{280}{262}$	$\frac{82}{74}$	$\frac{48}{43}$	300	271	192	86	61
	$\frac{498}{570}$	$\frac{350}{395}$	$\frac{199}{245}$	$\frac{68}{68}$	$\frac{40}{40}$	255	201	142	64	45
75	$\frac{408}{462}$	$\frac{282}{319}$	$\frac{195}{209}$	$\frac{59}{60}$	$\frac{35}{35}$	246	169	119	53	38

В табл. 1 для сравнения приведены значения амплитуды волн давления ПЭВП, полученные из численного решения гидродинамической задачи с использованием экспериментальных (над чертой) или расчетных (под чертой) кривых мощности (см. рис. 2, 3 из [1]) P_m^g и рассчитанные по формуле (1) P_m^f . Длина медной проволоочки диаметром $d_n = 0,3$ мм изменялась от 25 до 100 мм, а расстояние r – от 2,5 до 100 мм. Энергия W_1 рассчитывалась из кривых мощности $N(t)$ взрыва проволоочек различной длины, как и в [1]. При расчете P_m^f принималось $\tau_1 = \pi\sqrt{LC} = 9$ мкс $\cong 2 \cdot t_n$ и $\kappa_f = 5,4$ (кг/м³)^{3/8}.

По результатам расчетов значения давлений P_m^g и P_m^f близки при $0,5 \leq r/l_n \leq 2,5$.

На основании серии расчетов P_m^g и P_m^f с использованием экспериментальной мощности $N(t)$ построен (рис. 2) график зависимости для ПЭВП $\kappa_f = k_p \cdot \rho_0^{3/8} = f(r, l_n)$. Коэффициент κ_f рассчитывался как $\kappa_f = 5,4 P_m^g / P_m^f$. Значения κ_f для ПЭВП изменяются вблизи канала разряда более круто, чем получено в [4] для ПИР, и не могут быть заменены постоянным коэффициентом во всей области $r/l_n \leq 2,5$, особенно при $r/l_n < 0,5$. Это следует и из сравнения давлений $P(t)$ для ПИР и ПЭВП, приведенных на рис. 1.

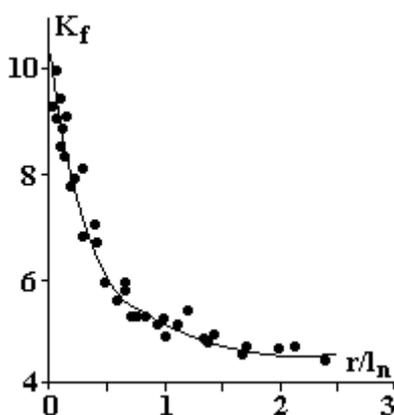


Рис. 2. Зависимость $\kappa_f = k_p \cdot \rho_0^{3/8} = f(r/l_n)$ для ПЭВП

Очевидно, что резкий спад кривой $\kappa_f = f(r/l_n)$ вызван большей диссипацией энергии волны давления при ПЭВП вследствие более высоких давлений по сравнению с ПИР.

Следует отметить, что формула (1) с коэффициентом $\kappa_f = 5,4$ (кг/м³)^{3/8} рекомендовалась в [6, 7] для расчета амплитуды P_m в непосредственной близости от канала разряда при взрыве проволоочек с оптимальными длиной и диаметром, считая, что $W_1 = W_0$ и $\tau_1 = \pi\sqrt{LC}$. При этом не учитывалось резкое увеличение коэффициента κ_f при $r/l_n < 0,5$ (см. рис. 2).

Основываясь на сравнении величин отношения крутизны мощности к длине канала разряда при ПИР и ПЭВП, в [8] предложено при расчете давления P_m непосредственно вблизи ПЭВП (оптимальных размеров) использовать формулу для ПИР в области $r < 2,5l_{pn}$, увеличив в ней

коэффициент в 3,3 раза. Однако это больше подходит к определению давления в самом канале разряда, а не в жидкости, так как коэффициент в этой формуле изменяется в зависимости от отношений r/l_n .

3. Длина проволоочки для технологических процессов

На основании исследования давлений ПИР установлено [9], что при заданных параметрах разрядного контура U_0 , C , L для каждого расстояния r существует длина разрядного промежутка $l_{pn}=l_{on}^p$, при которой наблюдается максимум зависимости $P_m=f(l_{pn})$. В работах [2, 9] приводятся формулы для расчета длины l_{pn}^p , которые рекомендуются в этих работах к использованию при разработке технологических процессов.

Формула К.А.Наугольных [9] получена на основании теоретических исследований поведения давления P_m в зависимости от r и l_{pn} в зоне Френеля, когда $\sqrt{r\lambda} < l_{pn}$, и Фраунгофера, когда $\sqrt{r\lambda} > l_{pn}$. Тогда

$$l_{on}^p \approx \sqrt{r\lambda} \approx \sqrt{rc_0 2\pi\sqrt{LC}}. \quad (2)$$

Здесь $\lambda = c_0\tau$ – длина волны давления; c_0 – скорость звука в воде; $\tau = 2\pi\sqrt{LC}$ – длительность волны давления, равная периоду колебаний разрядного тока.

Авторами [2] формула для определения l_{on}^p получена путем исследования на экстремум полуэмпирической зависимости $P_m = f(r, l_{pn})$ для ПИР, когда $r/l_n \leq 5,5$, то есть в области цилиндрической ($r/l_n \leq 2,5$) и переходной к сферической ($2,5 < r/l_n < 5$) симметрии и тогда

$$l_{on}^p \approx 0,3 \cdot \sqrt[4]{r^2 z W_0 / A}. \quad (3)$$

Здесь $z = \sqrt{L/C}$, $A = 0,25 \cdot 10^5 \text{ В}^2 \cdot \text{с}/\text{м}^2$ – искровая постоянная разряда, стабилизированного микропроводником.

Для того чтобы наглядно оценить величину l_{pn}^p , нами проведены расчеты для ПИР по формулам [10], когда $r \leq 5,5l_{pn}$, и построены зависимости амплитуды P_m от КПД первого полупериода колебаний тока $\eta_1 = W_1/W_0$ (рис. 3). Запасенная энергия W_0 составляла 156,8; 1176 и 2352 Дж при $U_0=28$ кВ, $L = 3,5$ мкГн и емкости C соответственно 0,4; 3,0 и 6,0 мкФ. Изменение η_1 при $W_0=\text{const}$ обеспечивалось увеличением длины l_{pn} от 10 до 200 мм. Энергетически оптимальной длине проволоочки l_{on}^p , согласно [2], соответствует $\eta_1 \cong 0,83$. Для ориентировки на графиках отмечены точки, соответствующие $l_{pn} = 20$ и 100 мм, а также длине $l_{pn} = l_{on}^p$, рассчитанной по формуле (3).

Как следует из рис. 3, с увеличением l_{pn} давление P_m вначале растет, затем падает. Наличие максимума на зависимости $P_m=f(r, l_n)$ согласно [9] объясняется тем, что в зоне Френеля число когерентно излучающих источников возрастает быстрее, чем убывает сигнал от единичного источника за счет уменьшения плотности энергии в канале разряда. В зоне же Фраунгофера источники складываются не когерентно и нарастание амплитуды P_m с увеличением l_{pn} уже не наблюдается.

Анализ кривых $P_m = f(\eta_1)$ показал, что их максимум соответствует заданной границе цилиндрической симметрии, когда $l_{pn} \cong r/2,5$. Чем меньше W_0 и больше r , тем длина l_{on}^p ближе к l_{on} , более пологой становится зависимость $P_m=f(r, \eta_1)$. Причем величина l_{on}^p может быть как значительно меньше (малый КПД η_1 и соответственно акустический КПД $\eta_{ак}$), так и равной либо больше энергетически оптимальной длины l_{on}^p .

Очевидно, что для ПИР ограничение на l_{on}^p сверху с увеличением r при $W_0=\text{const}$ накладывает наличие стадии формирования канала разряда и соответствующие ей предпробивные потери энергии. Последние могут привести к беспробойному разряду.

В табл. 2 приведены значения длин l_{on}^p , рассчитанные по формулам (2) и (3).

Расчетные l_{on}^p могут находиться как в цилиндрической, так и в переходной к сферической области симметрии разряда. Последнее характерно для больших r и меньшей энергии W_0 . В основном расчетные значения l_{on}^p несколько отличаются от длины l_{pn} , соответствующей максимуму приведенных на рис. 3 кривых.

Очевидно, что и для ПЭВП существует длина l_n^p при каждом r , соответствующая максимальному давлению на кривой $P_m=f(l_n)$. Учитывая сравнительно слабую зависимость $W_1=f(l_n)$ вблизи $l_n = l_{on}^p$, при больших r возможно эффективное использование проволоочек, длиной более l_{on}^p ,

при взрыве которых отсутствует токовая пауза. Условия появления токовой паузы при ПЭВП рассматривались в [2, 11] с использованием безразмерных комплексов (критериев подобия).

Таблица 2. Значения l_{on}^p , рассчитанные по формулам (2) и (3)

W_0 , Дж	r , мм	l_{on}^p , мм		r/l_{on}^p	
		по (2)	по (3)	по (2)	по (3)
2352	50	46,5	38,6	1,08	1,3
	100	65,7	54,5	1,52	1,83
	150	80,5	66,8	1,86	2,25
	200	92,9	77,1	2,15	2,59
1176	50	39,1	35,4	1,28	1,41
	100	55,3	50,0	1,81	2,00
	200	78,2	70,7	2,56	2,83
156,8	50	23,6	27,5	2,12	1,82
	100	33,4	38,9	3,00	2,57
	150	40,9	47,6	3,67	3,15
	200	47,2	55,0	4,24	3,64

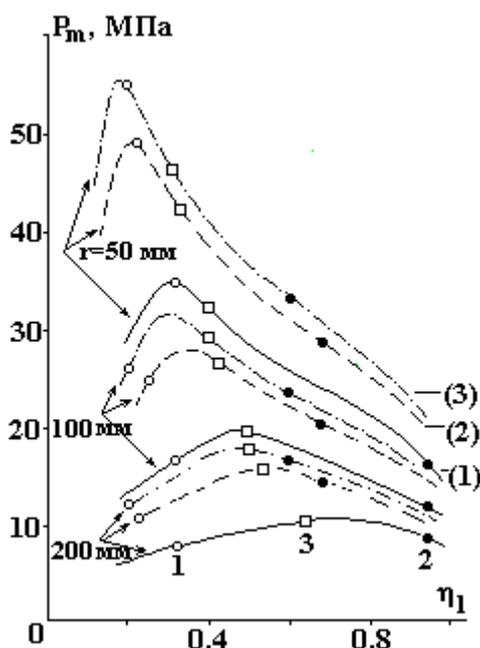


Рис. 3. Зависимости $P_m = f(\eta_1)$ для ПИР при различных W_0 и r : (1) – $W_0=156,8$, (2) – $W_0=1176$, (3) – $W_0=2252$ Дж, 1 – $l_{pn}=20$, 2 – $l_{pn}=100$ мм, 3 – $l_{pn}=l_{on}^p$ по [2]

Следует учитывать, что вследствие влияния волн разгрузки от торцов канала разряда при длине l_{on}^p наибольшее давление P_m наблюдается лишь вблизи центральной части (экваториальной плоскости) канала разряда. Это значительно снижает импульс волны давления. В то же время длина канала разряда определяет размеры зоны обработки, а соответственно эффективность и производительность процесса обработки. Поэтому величины l_n и l_{pn} могут служить лишь условными ориентирами при выборе l_n (или l_{pn}) для каждого технологического процесса. Амплитуда P_m с учетом характера изменения ее в зависимости от W_1 , r/l_n и τ_1 позволяет оценить уровень давлений в этом процессе.

Известно, что в большинстве технологий с использованием ПИР и ПЭВП определяющую роль играет не амплитуда P_m , а удельный импульс волны давления $j(\tau)$ за время τ действия необходимого, эффективного давления. Это относится, например, к дроблению стержневой смеси в процессе очистки литья, разрушению горных пород, дроблению прочных отложений при очистке труб.

Так, амплитуда напряжений (давлений) в процессе разрушения горных пород или стержневой смеси при импульсной очистке труб определяет, согласно теории хрупкого разрушения Гриффитса [12], только минимальный размер тех трещин, рост которых возможен при данном напряженном

состоянии. Дальнейший рост трещин происходит до тех пор, пока поддерживается необходимое напряженное состояние.

В [13, 14] проведено численное исследование удельного импульса давления $j_c(\tau)$, действующего на стенку трубы после ее перемещения на величину воздушного зазора между трубой и толстостенной втулкой. Длина проволоочки равнялась толщине втулки. Определяющим в данном процессе являлось время τ существования необходимого давления внутри трубы, ограниченное приходом волн разгрузки от торцов электровзрывного патрона при взрыве проволоочки. Чем больше l_n , тем больше τ и импульс $j_c(\tau)$ при эффективном уровне давления внутри трубы.

Таким образом, изложенное свидетельствует о необходимости компромиссного подхода при выборе длины проволоочки или разрядного промежутка для технологических процессов. Приведенные зависимости позволяют рассчитать параметры волны давления в жидкости при ПЭВП. При этом размеры проволоочки могут быть как энергетически оптимальными, так и отличными от них. Численное решение гидродинамической задачи с экспериментальными или расчетными значениями электрической мощности ПЭВП при использовании граничных условий, характерных для конкретного технологического процесса, позволяет определить давление на обрабатываемый объект с учетом суперпозиции падающих и отраженных волн.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Ищенко Ж.Н.* Гидродинамические давления в ближней зоне подводного электрического взрыва проводников. Часть 1. // *Электронная обработка материалов*. 2004. № 5. С. 44 – 51.
2. *Кривицкий Е.В., Шамко В.В.* Переходные процессы при высоковольтном разряде в воде. Киев, 1979.
3. *Окунь И.З.* Применение методов размерности и подобия к исследованию импульсного разряда в воде // *Журн. техн. физики*. 1967. Т. 37. Вып. 9. С. 1729–1738.
4. *Окунь И.З.* Исследование волн сжатия, возникающих при импульсном разряде в воде // Там же. 1971. Т. 41. Вып. 2. С. 292–301.
5. *Синани И.Б.* Турмалиновые индикаторы ударных волн в жидкостях // *Приборы и техника эксперимента*. 1957. № 4. С. 85–89.
6. *Демина В.М., Кривицкий Е.В., Шолом В.К.* Эффективность преобразования энергии при электровзрыве проводников в воде // *Физико-механические процессы при высоковольтном разряде в жидкости*. Киев, 1980. С. 67–78.
7. *Шолом В.К., Демина В.М., Кривицкий Е.В.* Метод расчета энергетического узла установок для раздачи цилиндрических деталей электрогидравлическим способом // *Электрофизические и электрохимические методы обработки*. 1975. Вып. 3. С. 1–5.
8. *Кривицкий Е.В.* Динамика электровзрыва в жидкости. Киев, 1986.
9. *Наугольных К.А.* Расчет режима электрического разряда в жидкости // *Труды Акустического института*. 1971. Вып. 14. С. 136–143.
10. *Шамко В.В., Костыркин Б.В., Кучеренко В.В.* Приближенный метод расчета гидродинамических параметров подводного искрового разряда // *Подводный электровзрыв*. Киев, 1985. С. 37–44.
11. *Азаркевич Е.И., Котов Ю.А., Седой В.С.* Условия возникновения паузы тока при электрическом взрыве проводников // *Журн. техн. физики*. 1975. Вып. 1. С. 175–177.
12. *Griffith A.A.* The theory of rupture // *Proc. Ist. int. Congr. Appl. Mech. Delft*. 1924. P. 55–63.
13. *Ищенко Ж.Н.* Гидродинамические нагрузки при электрогидроимпульсном расширении цилиндрической оболочки внутри полости с жесткой стенкой // *Теория, эксперимент, практика разрядноимпульсной технологии*. Киев, 1987. С. 118–124.
14. *Ищенко Ж.Н., Поздеев В.А.* Деформирование и запрессовка труб электровзрывом. Николаев, 2003.

Поступила 31.03.04

Summary

Pressure values in the near zone of underwater electric discharge and wire electric explosion have been compared. A hydrodynamic set of equations for pressure calculation under electric discharges was used jointly with experimental or calculated temporal dependencies of the electric power. Dependence for calculation of pressure wave amplitude in the near zone of the wire explosion was determined. The wire length influence on characteristics of various technological processes was considered.