

## ВЛИЯНИЕ РЕЖИМА РАЗРЯДА НА ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ ПОДВОДНОГО ЭЛЕКТРОВЗРЫВА

*Институт импульсных процессов и технологий НАН Украины,  
Октябрьский пр-т, 43-а, 54018, г. Николаев-18, Украина*

### Введение

В зависимости от режима ввода энергии (режима разряда) в плазменный канал подводного электровзрыва (ПЭВ) последний может быть «быстрым», проявляя своё бризантное действие, или «медленным». В первом случае электрическая энергия внешнего источника (чаще всего емкостного накопителя энергии) выделяется в разрядном канале моноимпульсно и за короткое время [1], во втором – путём последовательного цикла импульсов и за более длительные времена [2]. Часть вводимой энергии идет на формирование в окружающей разрядный канал жидкости первичной волны сжатия (которая может быть и ударной волной), остальная – на увеличение внутренней энергии канала и кинетической энергии растекающегося потока жидкости. Причем, как показывает опыт (см., например, [3, 4]), фронт взрывной волны отделяется от границы канала в момент начала ввода энергии, исключая, возможно, небольшой начальный временной интервал, когда из-за весьма яркого свечения разрядной плазмы нельзя четко различить очертания границ канала и фронта волны. Возникает вопрос о вкладе последующих циклов ввода энергии при колебательных режимах разряда в процесс формирования первичной волны сжатия. Предполагается [3, 5], что поступающая энергия увеличивает внутреннюю энергию разрядного канала, что способствует созданию дополнительных возмущений в жидкости, которые, распространяясь по уже сжатой среде с повышенной скоростью, могут догнать основной фронт волны и изменить её параметры (вид, амплитуду  $P_m$  либо длительность положительной фазы давления  $\tau_+$ ). Специально поставленные физические эксперименты [5, 6] зафиксировали влияние на  $P_m$  и  $\tau_+$  лишь энергетических параметров первого импульса электрической мощности – величины вводимой энергии  $W_1$  и времени ее ввода  $\tau_1$ . Причем режим разряда (а соответственно степень его колебательности) по-разному влияет на параметры волны сжатия в зависимости от того, изменением параметров активного или реактивного элементов разрядного контура он обеспечивается [5, 7]. Результаты же численного эксперимента [8] по изучению формирования ударной волны при ПЭВ показали, что влияние на  $P_m$ , по крайней мере второй пульсации мощности, возможно для неустойчивых (самопробойных) режимов разряда в сильнопроводящих жидкостях, когда волна сжатия формируется за времена, превосходящие длительность первой пульсации мощности.

Следовательно, такие аспекты динамики ПЭВ, как формирование и развитие в пространстве и времени генерируемых волн сжатия, а также влияние на этот процесс режима разряда, изучены пока недостаточно полно. На устранение в какой-то мере этого пробела и направлена настоящая работа.

### Постановка задачи и результаты численного эксперимента

В численном эксперименте полагаем, что плазменный разрядный канал имеет форму прямого кругового цилиндра конечной длины, в который в процессе расширения в течение времени  $t$  вводится электрическая мощность  $N(t)$ . Течение жидкости в области, ограниченной контактным разрывом плазма–вода и отошедшей от канала волной (полагаем, что это ударная волна), описывается системой двумерных нелинейных уравнений газовой динамики. На внутренней границе расчётной области (контактный разрыв) задается условие, связывающее гидродинамические характеристики разрядного канала с электрической мощностью (уравнение баланса энергии [4]), а на внешней границе (ударной волне) – условия динамической совместности. Для получения временной зависимости мощности проводился физический эксперимент. Начальные значения гидродинамических параметров окружающей канал жидкости полагаются равными их значениям в невозмущенной среде, а начальные величины радиуса канала разряда и давления в нем вычисляются по методике [9]. Задача решается конечноразностным методом Годунова по разработанному ранее алгоритму [2].

Численному анализу подвергались гидродинамические характеристики разрядного канала (радиус  $a(t)$ ) и скорость расширения  $\dot{a}(t)$  срединного сечения, давление  $P_a(t)$  и удельный импульс силы давления  $I_a(t) = \int_0^t P_a(\tau) d\tau$  и жидкости (давление  $P(r_1, t)$ ), а также удельный импульс силы давления  $I(t) = \int_0^t P(r_1, \tau) d\tau$  в точке экваториальной плоскости канала разряда, находящейся на расстоянии  $r = 0,08$  м от оси симметрии канала.

Выбор режимов ввода энергии в плазменный канал ПЭВ осуществлялся таким образом, чтобы можно было проанализировать влияние на исследуемые характеристики режима разряда. Последний характеризовался значением энергетического критерия подобия ПЭВ  $\eta$  [5], определяющего долю энергии, выделившуюся в первом полупериоде тока разряда. В физическом эксперименте, методика постановки и проведения которого подробно изложена в работе [10], использовался емкостной энергоисточник с запасаемой энергией 600 Дж, заряженный до напряжения 20 кВ. Индуктивность и ёмкость разрядного контура составляли соответственно 3,4 мкГн и 3 мкФ. Разряд осуществлялся в заполненной дистиллированной водой емкости размером  $0,5 \times 0,5 \times 0,5$  м<sup>3</sup>. Для устранения потерь энергии на стадии формирования плазменного разрядного канала и придания ему цилиндрической формы разряд инициировался алюминиевым проводником диаметром 11 мкм. Выделяемая в канале электрическая мощность  $N(t)$  и энергия  $W(t)$  определялись по регистрируемым методом осциллографирования разрядному току и напряжению. Режим разряда изменялся за счет вариации длины проводника  $l$  (см. данные таблицы) при фиксированном энергоисточнике.

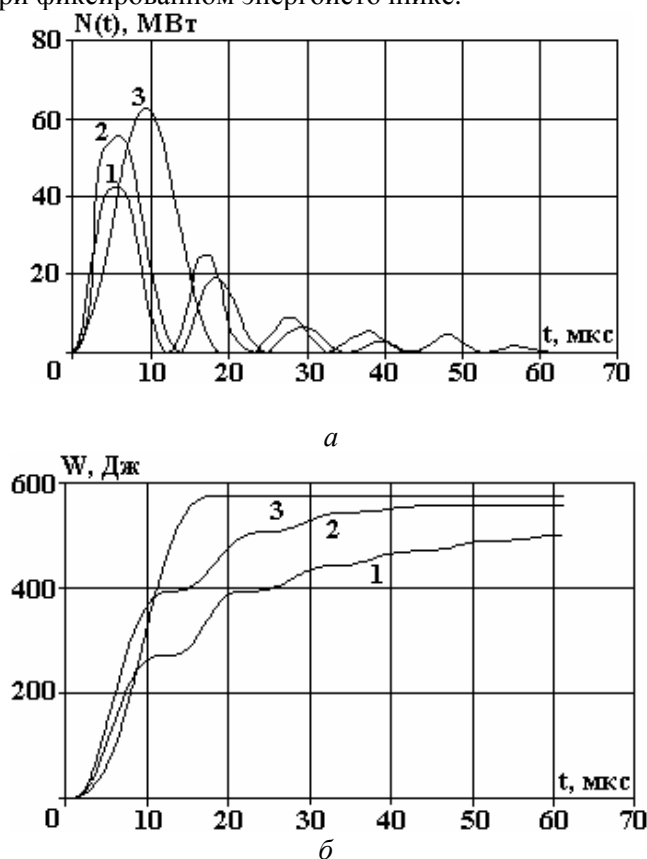


Рис. 1. Временные функции электрической мощности (а) и выделяемой в разрядном канале энергии (б) в зависимости от режима разряда  $\eta$ : 1 – 0,4; 2 – 0,7; 3 – 0,96

Соответствующие двум колебательным режимам ПЭВ ( $\eta=0,4$ ; 0,7) и одному критическому режиму ( $\eta=0,96$ ) энергетические характеристики приведены на рис. 1, а наиболее характерные их значения – в таблице, где  $W_\tau$  – величина введенной в разрядный канал энергии за время  $\tau$ ;  $\langle N'_+ \rangle$  и  $\langle N'_+ / l \rangle$  – средние величины крутизны мощности и удельной (на единицу длины микропроводника)

крутизны мощности соответственно;  $t_N$  – время достижения максимума первым импульсом мощности. Нумерация режимов на всех рисунках выполнена в порядке возрастания параметра  $\eta$ :  $\eta=0,4$  – режим 1,  $\eta=0,7$  – 2,  $\eta=0,96$  – 3. Наиболее различимы приведенные режимы по величине введенной в первом импульсе энергии и общему времени ввода энергии. Весьма близки между собой значения суммарной энергии для всех режимов, а также значения средних и удельных крутиз нарастания мощности первого импульса колебательных режимов, отличаясь при этом существенно от соответствующих значений этих характеристик для критического режима разряда.

*Характерные энергетические, гидродинамические и временные параметры*

$l, \text{ м}$	0,040	0,055	0,100
$\eta$	0,40	0,70	0,96
$W_1, \text{ Дж}$	271	396	576
$W_\tau, \text{ Дж}$	498	555	576
$\tau_1, \text{ мкс}$	12	14	19
$\tau, \text{ мкс}$	64	44	19
$t_N, \text{ мкс}$	5,5	6,0	9,2
$\langle N'_+ \rangle, 10^{12} \text{ Вт/с},$	15,4	18,5	9,7
$\langle N'_+ / l \rangle, 10^{14} \text{ Вт/(с} \cdot \text{м)}$	3,8	3,4	0,97
$\dot{a}_m, \text{ м/с}$	246	245	171
$t_{\dot{a}}, \text{ мкс}$	4,32	3,91	8,33
$P_{am}, \text{ МПа}$	178	176	106
$t_{P_a}, \text{ мкс}$	3,62	3,52	7,42
$P_m, \text{ МПа}$	12,8	16,0	14,3

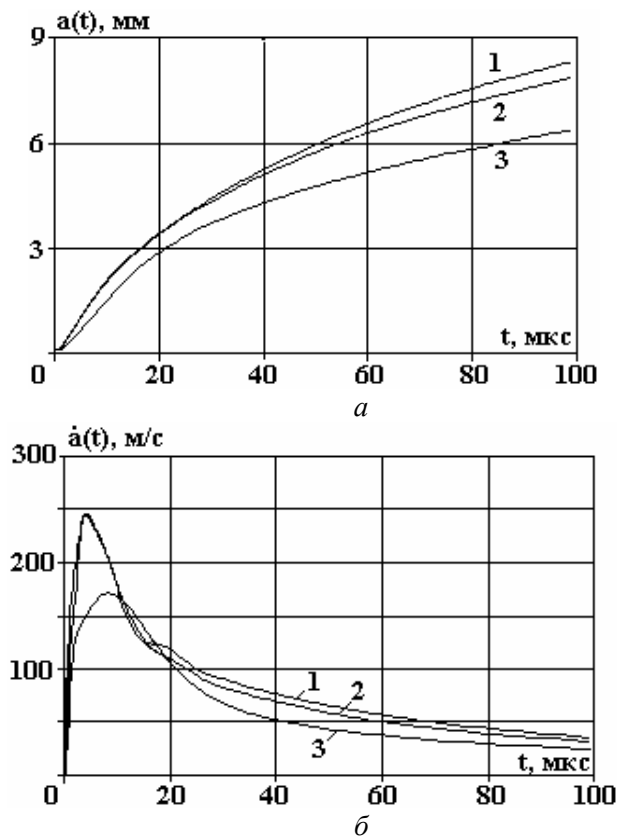


Рис. 2. Временные функции радиусов (а) и скоростей расширения (б) срединного сечения разрядного канала в зависимости от режима разряда

Из анализа временных зависимостей радиуса канала (рис. 2,а) следует, что они весьма чувствительны к изменению режима разряда. Причем если у колебательных режимов 1 и 2 ощутимая реакция радиуса на изменение режима наступает ближе к концу выделения энергии, то у критического – практически с начала разряда, что обусловлено более медленным поступлением энергии в начальный период для этих режимов (см. рис. 1,б). В отличие от энергетических зависимостей временные функции радиусов являются более монотонными – и поэтому между ними и вводимой энергией  $W(t)$  не наблюдается сколько-нибудь заметной корреляции. Скорее всего, такая корреляция возможна между радиусом и более монотонной интегральной функцией энергии  $f_w(t) = \int_0^t W(t) dt$ .

Построенные по данным рис. 1,б и 2,а нормированные логарифмические зависимости радиусов  $\bar{a}(\bar{t}) = a(t/\tau)/a(\tau)$  от  $\int_0^{\bar{t}} \bar{W}(\bar{t}) d\bar{t}$  (рис. 3) обнаруживают при  $\ln \bar{a} \geq -3$  наличие

корреляций типа  $a(\bar{t}) = k_a \cdot a(\tau) \left[ \int_0^{\bar{t}} \bar{W}(\bar{t}) d\bar{t} \right]^{1/3}$  с  $k_a \approx 1,14$  для колебательных режимов и  $k_a \approx 1,3$  – для критических ( $\bar{W}(\bar{t}) = W(t/\tau)/W(\tau)$ ). Подобного вида аналитические зависимости  $a(\bar{t})$  были получены ранее [11] при решении задачи в квазиавтомодельном приближении.

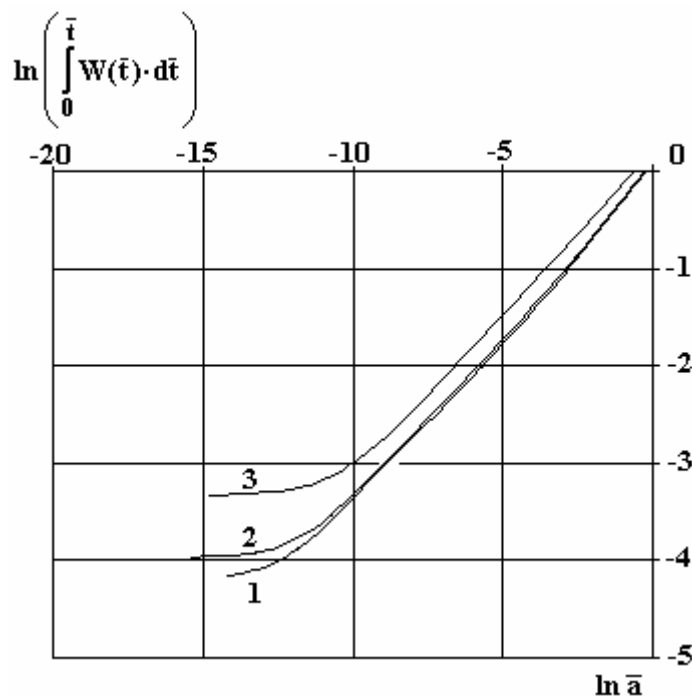
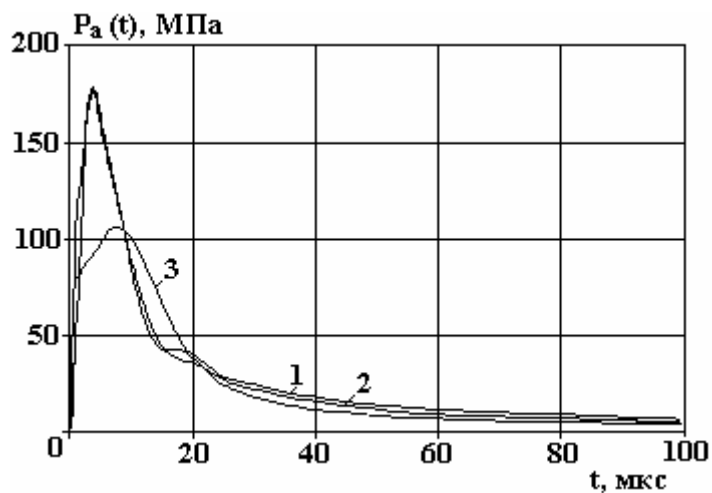


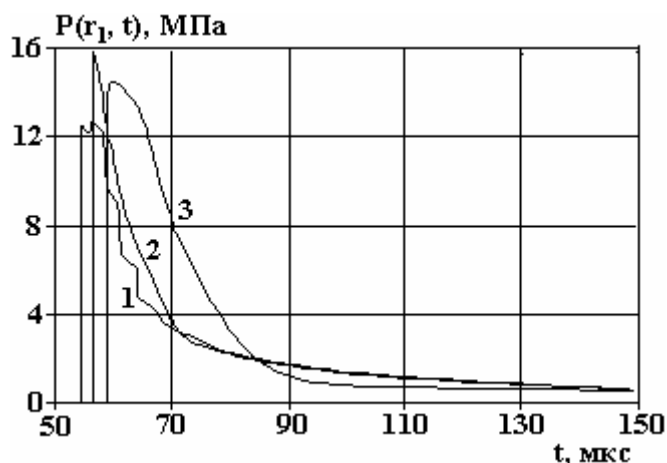
Рис. 3. Нормированные логарифмические зависимости радиусов разрядного канала от интеграла энергии

Временные зависимости скорости расширения канала (рис. 2,б) и давления в нем (рис. 4,а) качественно подобны. Их амплитудные значения минимальны для критического разряда и увеличиваются по мере повышения степени колебательности разряда. В начальной стадии разряда (примерно до времени достижения максимума мощностью критического разряда) уровень скоростей и давлений более колебательных режимов разряда выше уровней критического: превышение в отдельные моменты времени составляет 1,5–2 раза. Максимальные значения скорости расширения  $\dot{a}_m$  и давления в канале  $P_{ам}$  у колебательных режимов 1 и 2 весьма близки между собой (см. также табл.). Это значит, что так же мало должны различаться и определяющие  $\dot{a}_m$  и  $P_{ам}$  энергетические параметры этих режимов. Судя по приведенным в таблице данным, таким параметром, скорее всего, является удельная (на единицу начальной длины канала разряда) крутизна нарастания первого импульса мощности,

равная  $3,8 \cdot 10^{14}$  Вт/(м·с) для первого и  $3,4 \cdot 10^{14}$  Вт/(м·с) для второго режимов. Существенно меньше значения, амплитуды скорости и давления у третьего режима, у которого более чем в три раза меньше и удельная крутизна мощности. Наиболее колебательному режиму разряда присущи и более высокие значения скоростей и давлений практически на всем наблюдаемом временном интервале, более чем в 1,5 раза превышающем время выделения энергии режима 1. Уровень скорости и давления в канале критического разряда лишь на стадии спада его электрической мощности (при  $11 \leq t \leq 18$  мкс для скорости и  $8,5 \leq t \leq 22$  мкс для давления) превышает соответствующий уровень колебательных режимов разряда до 10% по скорости и до 60% по давлению.



а



б

Рис. 4. Этюры давления в канале разряда (а) и в жидкости (б) в зависимости от режима разряда

Времена достижения максимума давлением в канале  $t_{P_a}$  несколько меньше времен достижения максимума скоростью расширения канала  $t_a$ . Между этими временами и характерными временами энерговыделения (например, временем достижения первого максимума мощностью  $t_N$  и длительностью первой пульсации мощности  $\tau_1$ ) не наблюдается сколько-нибудь заметных корреляций (см. данные таблицы). Это может быть обусловлено, как уже отмечалось ранее [1], тем, что определяющими времена  $t_a$  и  $t_{P_a}$  параметрами могут быть, наряду со временем  $t_N$ , еще и энергетические параметры, например, удельная крутизна нарастания мощности, с ростом которой времена  $t_a$  и  $t_{P_a}$  уменьшаются. Для рассмотренных здесь режимов  $t_a = (0,65 - 0,91)t_N$  и  $t_{P_a} = (0,60 - 0,80)t_N$  самое большое значение коэффициента у критического режима разряда.

Эпюры давление-время в жидкости  $P(r_1, t)$  (рис. 4,б), рассчитываемые для ближней зоны разряда ( $r_1 \leq 2l$ ), имеют, в зависимости от режима разряда, более существенные различия, чем эпюры давления в канале  $P_a(t)$ . При меньшем, чем у  $P_a(t)$ , разбросе между амплитудами давления у зависимостей  $P(r_1, t)$  наблюдается более существенное расхождение их спадающих ветвей, где на значительном временном интервале ( $t = 56,4 - 84$  мкс) значения давления в критическом режиме разряда в несколько раз выше, чем в колебательных режимах 1 и 2. В результате временные функции удельных импульсов давления в жидкости  $I(r_1, t)$  (рис. 5) по-иному, чем в канале разряда  $I_a(t)$ , реагируют на изменение режима разряда. Так, если графики  $I_a(t)$  более колебательных режимов разряда лежат выше критического (см. рис. 5,а), то ситуация с расположением кривых  $I(r_1, t)$  прямо противоположная – значения  $I(r_1, t)$  критического режима примерно в 1,2–1,6 раза превосходят соответствующие значения удельных импульсов колебательных режимов разряда.

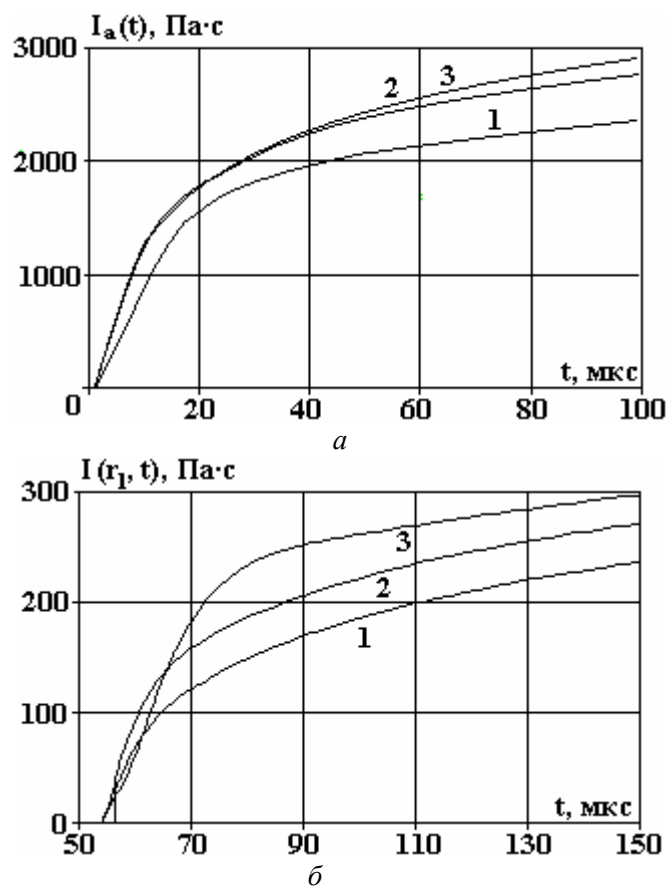


Рис. 5. Удельные импульсы силы давления разрядного канала (а) и в точке жидкости (б) в зависимости от режима разряда

#### Заключение

Результаты численного эксперимента показали, что при фиксированном энергоисточнике:

- колебательные режимы разряда обладают более высокими скоростями расширения разрядного канала и давлениями в канале, а времена достижения скоростью и давлением в канале максимальных значений определяются в основном удельной крутизной нарастания мощности, уменьшаясь с ее ростом;
- амплитуды давления в жидкости слабо зависят от режима разряда, в то же время на спадающей ветви давление критического режима в несколько раз превышает уровень давлений колебательных режимов, у которых давление релаксирует более интенсивно;
- удельные импульсы силы давления в разрядном канале более колебательных режимов разряда выше, чем у критического режима, а в жидкости – ниже примерно в 1,2–1,6 раза.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Шамко В.В., Вовченко А.И., Каменская Л.А., Барбашова Г.А. Управление гидродинамическими процессами при моноимпульсном электровзрывном преобразовании энергии // Электронная обработка материалов. 2005. № 1. С. 61–67.
2. Барбашова Г.А., Вовченко А.И., Каменская Л.А., Шамко В.В. Управление гидродинамическими процессами при электровзрывном программируемом многоимпульсном вводе энергии // Акустичний вісник. 2004. Т. 7. № 4. С. 3–9.
3. Комельков В.С., Скворцов Ю.В. Расширение канала разряда мощной искры в жидкости // ДАН СССР. 1959. Т. 129. № 6. С. 1273–1276.
4. Наугольных К.А., Рой Н.А. Электрические разряды в воде. М.: Наука, 1971. 155 с.
5. Кривицкий Е.В., Шамко В.В. Переходные процессы при высоковольтном разряде в воде. Киев: Наук. думка, 1979. 207 с.
6. Окунь И.З. Применение методов размерности и подобия к исследованию импульсного разряда в воде // ЖТФ. 1967. Т.37. № 9. С. 1729–1738.
7. Вовченко А.И., Шамко В.В., Шишов А.М. Особенности волнового цуга, излучаемого при высоковольтном электрическом разряде в воде// Акустичний вісник. 2003. Т. 6. № 6. С. 26–28.
8. Иванов В.В., Гулый Г.А., Швец И.С., Иванов А.В. О некоторых особенностях развития подводных искровых разрядов// Новое в разрядноимпульсной технологии. Киев: Наук. думка, 1979. С. 82–93.
9. Вовченко А.И. Начальные условия для задачи о численном исследовании динамики подводного искрового разряда// Праці ІЕД НАНУ. Електродинаміка: зб. наук.пр.: Київ: ІЕД НАН України, 2001. С. 117–120.
10. Шамко В.В., Кучеренко В.В. Теоретические основы инженерных расчетов энергетических и гидродинамических параметров подводного искрового разряда. Николаев, 1991. 51 с. (Препринт АН Украины, Институт импульсных процессов и технологий; №20).
11. Шамко В.В. Гидродинамическое описание подводного электровзрыва в квазиавтомодельном приближении// Физико-механические процессы при высоковольтном разряде в жидкости. Киев: Наук. думка, 1980. С. 101–112.

Поступила 17.05.07

### Summary

The results of numerical experiment pertaining to the influence of highvoltage discharge in liquid on the discharge hydrodynamics are presented. It is shown that under fixed power source parameters oscillating discharge modes have to be used to obtain higher values of the discharge channel expansion velocity, pressure and specific impulsive force, and critical modes must be chosen for prolonged intervals of increased pressure influence and higher values of specific impulsive pressure in liquid.

---