

УДК 532:537.528:62-5

## УПРАВЛЕНИЕ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИМИ ПРОЦЕССАМИ ПРИ ЭЛЕКТРОВЗРЫВНОМ ПРОГРАММИРУЕМОМ МНОГОИМПУЛЬСНОМ ВВОДЕ ЭНЕРГИИ

Г. А. БАРБАШОВА, А. И. ВОВЧЕНКО, Л. А. КАМЕНСКАЯ, В. В. ШАМКО

*Институт импульсных процессов и технологий НАН Украины, Николаев**Получено 11.11.2004*

С помощью метода численного эксперимента обоснована возможность управления гидродинамическими процессами подводного электровзрыва при многоимпульсном вводе энергии в плазменный разрядный канал. Показаны пути изменения традиционных для электровзрыва форм эпюр скорость – время и давление – время для разрядного канала и окружающей его жидкости за счет вариации числа циклов ввода энергии и ее дозировки.

Методом чисельного експерименту обґрунтовано можливість керування гідродинамічними процесами підводного електровибуху при багатімппульсному введенні енергії в плазмовий розрядний канал. Показані шляхи зміни традиційних для електровибуху форм епюр швидкість – час і тиск – час для розрядного каналу й рідини, яка оточує його, за рахунок варіації числа циклів введення енергії та її дозування.

A possibility to control the underwater electroexplosive hydrodynamic processes at multipulse energy supply to plasma discharge channel is substantiated using the method of numerical experiment. It is shown how to change the shapes of speed-time and pressure-time epures for the discharge channel and liquid environment (being traditional for the electroexplosion) by varying the number of the input energy cycles and its dosage.

### ВВЕДЕНИЕ

Под управлением импульсными гидродинамическими процессами при подводном электровзрыве (ПЭВ) будем понимать обеспечение сохранения их определенной структуры или целевое ее изменение в заданный момент рабочего технологического цикла. При ПЭВ в рабочую среду излучается волновой цуг чередующихся волн сжатия и разрежения [1]. Первичная волна сжатия излучается на стадии интенсивного расширения разрядного канала, а вторичная – при расширении электровзрывной парогазовой полости. Третичная и последующие волны генерируются, когда высокое давление в канале (а впоследствии, в сжатой полости) вызывает уплотнение прилегающих слоев жидкости. Поэтому для поддержания или целенаправленного видоизменения структуры первичной волны сжатия необходимо каким-то образом воздействовать на процесс ввода электрической энергии в разрядный канал. Очевидно, что для управления структурой последующих волн давления может потребоваться вмешательство и в ход последующих процессов [2].

Проблема управления импульсными процессами при ПЭВ весьма актуальна, поскольку она непосредственно связана с повышением эффективности использования электрической энергии в современных разрядно-импульсных технологиях. Для ее решения требуется разработка эффективных методов управления выходными параметрами ги-

дродинамических процессов (в первую очередь, формой давления первичной волны сжатия, силовую нагрузку которой воспринимает первоначально обрабатываемый объект). Важной технологической задачей при этом является получение в зоне объекта оптимальной по форме и интенсивности волны давления, позволяющей ему поглотить максимум излучаемой электровзрывным источником акустической энергии.

До настоящего времени основными традиционно используемыми в разрядно-импульсных технологиях методами регулирования выходных характеристик электровзрывных устройств является изменение параметров энергоисточника, состава рабочей среды и способа инициирования разряда [2], осуществляемые на этапе подготовки устройства к рабочему циклу. Однако на практике часто возникают ситуации, когда с помощью указанных методов невозможно изменить силовые параметры электровзрывного устройства в необходимых для реализации технологического процесса пределах [2, 3]. Такая ситуация возникает прежде всего в разрядно-импульсных технологиях по обработке металлов давлением, что связано с особыми требованиями, предъявляемыми в данном случае к пространственно-временному распределению воздействующих на объект обработки импульсных нагрузок.

Поскольку в большинстве электровзрывных устройств, реализующих разрядно-импульсные технологии в промышленных условиях, использу-

ются колебательные режимы разряда [2], то цель данной работы состоит в численном моделировании возможностей управления гидродинамическими процессами подводного электровзрыва при многоимпульсном программируемом вводе электрической энергии в плазменный канал.

## 1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Гидродинамическая задача с программируемым вводом энергии моделирует ситуацию, которая в простейшем случае может быть сформулирована следующим образом. В некоторый момент времени выделения энергии основного электровзрывного источника  $t_i$  в разрядный канал начинает поступать по определенному закону энергия дополнительного внешнего источника. В результате, к параметрам управления комплексным взрывом (т. е. параметрам основного источника) добавляются время подключения  $t_i$  и параметры, задающие закон выделения энергии дополнительного источника (например, величина выделяемой энергии, амплитуда и крутизна мощности и др.). При определенном сочетании основных и дополнительных энергоисточников следует ожидать формирования в разрядном канале и окружающей жидкости давлений с усложненной временной конфигурацией.

Не будем акцентировать внимание на принципах реализации программируемого ввода энергии, так как основная задача работы – поиск условий, при которых может быть изменена традиционная для ПЭВ форма эпюр давление–время в разрядном канале и окружающей его жидкости. Поскольку плазменный разрядный канал как акустический излучатель может быть смоделирован конечным цилиндром [4], то в данном исследовании ставится и решается двумерная гидродинамическая задача. Приведем ее математическую постановку.

В области, ограниченной контактным разрывом плазма–вода (стенка канала разряда) и ударной волной, необходимо решить систему двумерных нелинейных уравнений газовой динамики, записанных в цилиндрической системе координат и представляющих собой законы сохранения массы, импульса и энергии [5]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(rF_1)}{\partial t} + \frac{\partial(rF_2)}{\partial z} + \frac{\partial(rF_3)}{\partial r} &= F_4, \\ F_1 &= [\rho, \rho v_r, \rho v_z, e]^T, \\ F_2 &= [\rho v_z, \rho v_z v_r, \rho v_z^2 + P, (e + P)v_z]^T, \\ F_3 &= [\rho v_r, \rho v_r^2 + P, \rho v_r v_z, (e + P)v_r]^T, \\ F_4 &= [0, P, 0, 0]^T, \end{aligned} \quad (1)$$

которая замыкается уравнением состояния [5]

$$\varepsilon = \frac{P - c_0^2(\rho - \rho_0)}{\rho(\kappa - 1)}. \quad (2)$$

Здесь  $t$  – время;  $r, z$  – цилиндрические координаты;  $v_r, v_z$  – радиальная и осевая компоненты вектора скорости жидкости;  $P$  – давление;  $\rho$  – плотность,  $e = \rho(\varepsilon + (v_r^2 + v_z^2)/2)$ ;  $\varepsilon$  – удельная внутренняя энергия;  $\kappa = 7.15$ ;  $\rho_0, c_0$  – плотность и скорость звука в покоящейся жидкости.

На внутренней границе расчетной области (стенке канала разряда) задается давление, получаемое при решении уравнения баланса энергии в канале [4]:

$$\frac{1}{(\gamma - 1)} \frac{d(P_a V_a)}{dt} + \frac{P_a dV_a}{dt} = N(t), \quad (3)$$

где  $\gamma = 1.26$ ;  $P_a, V_a$  – давление в канале разряда и его объем;  $N(t)$  – вводимая в разрядный канал мощность.

На внешней границе расчетной области (ударной волне) ставятся условия динамической совместности [5]:

$$[\rho]D - [\rho v_n] = 0,$$

$$[\rho v_n]D - [\rho v_n^2 + P] = 0, \quad (4)$$

$$\left[ \rho \left( \varepsilon + \frac{v_n^2}{2} \right) \right] D - \left[ \rho v_n \left( \varepsilon + \frac{v_n^2}{2} \right) + P v_n \right] = 0,$$

где  $v_n$  – нормальная составляющая вектора скорости жидкости;  $D$  – скорость ударной волны;  $[f] = f_1 - f_2$ ;  $f_1, f_2$  – значения функции слева и справа от ударной волны.

В качестве начальных условий примем значения гидродинамических параметров для невозмущенной среды. Начальная скорость расширения канала равна нулю, его радиус – 0.5 мм, давление в канале разряда превышает давление в окружающей жидкости на 1 МПа. Такие условия реализуются в разрядах, инициируемых высоким напряжением [6].

Задача (1), (2) с граничными условиями (3), (4) и начальными условиями, приведенными выше, решалась конечно-разностным методом Годунова [5]. Расчетная сетка содержала линии двух семейств. Одно из них представляло собой совокупность неподвижных лучей, задаваемых координатой выхода луча  $(0, z_j)$  и углом  $\alpha_j$  между лучом и положительным направлением оси  $0z$ , а другое – движущиеся вдоль этих лучей линии (первая из них определяла контактный разрыв, последняя –

ударную волну). Положение границ устанавливалось в процессе решения задачи. Внутренние узлы сетки располагались вдоль лучей равномерно. Более подробно алгоритм решения описан в работе [7].

Для упрощения анализа функция ввода мощности  $N(t)$  в граничном условии (3) задавалась в виде кусочно-линейной функции времени [4]. Выбор модельных режимов энерговыделения осуществлялся таким образом, чтобы можно было проанализировать влияние энергетических и временных параметров импульсов мощности на гидродинамику развития процесса. Привязка модельных вариантов к реальному процессу ПЭВ реализовывалась с помощью базового емкостного электровзрывного энергоисточника по методике [8]. Указанный источник имел энергию накопителя  $W_0 \approx 4$  кДж при напряжении пробоя жидкостного промежутка  $U_0 = 50$  кВ, характерной длительности разряда  $\tau_0 = \pi\sqrt{LC} = 10$  мкс и длине разрядного промежутка  $l = 0.06$  м ( $L, C$  – индуктивность и емкость разрядной цепи соответственно). В результате  $N(t)$  базового режима разряда задавалась следующим образом:

$$N(\bar{t}) = N_0 \times \begin{cases} 0, & \bar{t} < 0; \\ 0.281\bar{t}, & 0 \leq \bar{t} \leq 0.52; \\ 0.241(1.125 - \bar{t}), & 0.52 < \bar{t} \leq 1.125; \\ 0.105(\bar{t} - 1.125), & 1.125 \leq \bar{t} < 1.61; \\ 0.100(2.125 - \bar{t}), & 1.61 \leq \bar{t} \leq 2.125; \\ 0.072(\bar{t} - 2.125), & 2.125 \leq \bar{t} < 2.61; \\ 0.068(3.125 - \bar{t}), & 2.61 \leq \bar{t} \leq 3.125; \\ 0.050(\bar{t} - 3.125), & 3.125 \leq \bar{t} \leq 3.61; \\ 0.047(4.125 - \bar{t}), & 3.61 < \bar{t} \leq 4.125; \\ 0.033(\bar{t} - 4.125), & 4.125 \leq \bar{t} \leq 4.61; \\ 0.031(5.125 - \bar{t}), & 4.61 < \bar{t} \leq 5.125; \\ 0.023(\bar{t} - 5.125), & 5.125 \leq \bar{t} \leq 5.61; \\ 0.021(5.125 - \bar{t}), & 5.61 < \bar{t} \leq 6.125; \\ 0, & 6.125 < \bar{t}, \end{cases} \quad (5)$$

Здесь  $N_0 = U_0\sqrt{L/C} = 2.5$  ГВт – характерная мощность разряда;  $\bar{t} = t/\tau_0$  – безразмерное время.

Вторым режимом

$$N(\bar{t}) = N_0 \times \begin{cases} 0, & \bar{t} < 0; \\ 0.281\bar{t}, & 0 \leq \bar{t} \leq 0.52; \\ 0.241(1.125 - \bar{t}), & 0.52 < \bar{t} \leq 1.125; \\ 0.289(\bar{t} - 1.125), & 1.125 \leq \bar{t} \leq 1.61; \\ 0.271(2.125 - \bar{t}), & 1.61 < \bar{t} \leq 2.125; \\ 0, & 2.125 < \bar{t} \end{cases} \quad (6)$$

моделировалась ситуация, когда вся энергия последующих за первым импульсов мощности базового режима выделяется во втором импульсе за время  $\Delta t = \pi\sqrt{LC} = 10^{-5}$  с. При этом крутизна нарастания и амплитуда второго импульса мощности примерно равны соответствующим величинам первого, а время достижения максимума мощности во втором импульсе сохраняется таким же, как и во втором импульсе базового режима.

Третий, также двухимпульсный, режим

$$N(\bar{t}) = N_0 \times \begin{cases} 0, & 0 < \bar{t}; \\ 0.281\bar{t}, & 0 \leq \bar{t} \leq 0.52; \\ 0.241(1.125 - \bar{t}), & 0.52 < \bar{t} \leq 1.125; \\ 0.105(\bar{t} - 1.125), & 1.125 \leq \bar{t} \leq 1.392; \\ 0.00592(6.125 - \bar{t}), & 1.392 < \bar{t} \leq 6.125; \\ 0, & 6.125 < \bar{t} \end{cases} \quad (7)$$

соответствует случаю, когда остаток энергии выделяется при сохранении крутизны нарастания мощности второго импульса базового режима, общей величины энергии и продолжительности ее выделения.

В четвертом

$$N(\bar{t}) = N_0 \times \begin{cases} 0, & 0 < \bar{t}; \\ 0.281\bar{t}, & 0 \leq \bar{t} \leq 0.52; \\ 0.241(1.125 - \bar{t}), & 0.52 < \bar{t} \leq 1.125; \\ 0.618(\bar{t} - 1.125), & 1.125 \leq \bar{t} \leq 1.61; \\ 0.582(2.125 - \bar{t}), & 1.61 \leq \bar{t} \leq 2.125; \\ 0, & 2.125 < \bar{t} \end{cases} \quad (8)$$

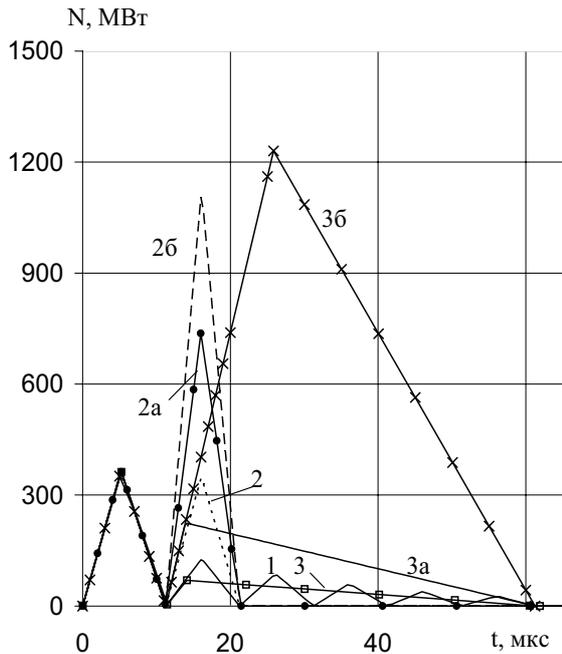


Рис. 1. Зависимости мощности вводимой энергии от времени

и пятом

$$N(\bar{t}) = N_0 \times \begin{cases} 0, & 0 < \bar{t}; \\ 0.281\bar{t}, & 0 \leq \bar{t} \leq 0.52; \\ 0.241(1.125 - \bar{t}), & 0.52 < \bar{t} \leq 1.125; \\ 0.928(\bar{t} - 1.125), & 1.125 \leq \bar{t} < 1.61; \\ 0.874(2.125 - \bar{t}), & 1.61 \leq \bar{t} \leq 2.125; \\ 0, & 2.125 < \bar{t} \end{cases} \quad (9)$$

режимах вводимая энергия увеличивается во втором импульсе режима (6) до 5800 и 7680 Дж соответственно без изменения временных параметров мощности (времени достижения максимума и продолжительности импульса).

Аналогичным образом увеличена энергия режи-

ма (7) до уровней 7680 Дж:

$$N(\bar{t}) = N_0 \times \begin{cases} 0, & 0 < \bar{t}; \\ 0.281\bar{t}, & 0 \leq \bar{t} \leq 0.52; \\ 0.241(1.125 - \bar{t}), & 0.52 < \bar{t} \leq 1.125; \\ 0.337(\bar{t} - 1.125), & 1.125 \leq \bar{t} \leq 1.392; \\ 0.019(6.125 - \bar{t}), & 1.392 < \bar{t} \leq 6.125; \\ 0, & 6.125 < \bar{t} \end{cases} \quad (10)$$

и 32810 Дж:

$$N(\bar{t}) = N_0 \times \begin{cases} 0, & 0 < \bar{t}; \\ 0.281\bar{t}, & 0 \leq \bar{t} \leq 0.52; \\ 0.241(1.125 - \bar{t}), & 0.52 < \bar{t} \leq 1.125; \\ 0.337(\bar{t} - 1.125), & 1.125 \leq \bar{t} < 2.585; \\ 0.139(6.125 - \bar{t}), & 2.585 \leq \bar{t} \leq 6.125; \\ 0, & 6.125 < \bar{t} \end{cases} \quad (11)$$

Заметим, что первые импульсы мощности в приведенных модельных вариантах (5) – (11) программируемого ввода энергии в разрядный канал ПЭВ оставались неизменными, поскольку влияние вариации их энергетических параметров на гидродинамику процесса было проанализировано в работе [9]. Графические зависимости указанных модельных режимов изображены на рис. 1 кривыми 1, 2, 3, 2а, 2б, 3а и 3б соответственно.

## 2. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТОВ

К анализируемым гидродинамическим характеристикам разрядного канала относятся радиус  $a(t)$  и скорость  $\dot{a}(t)$  в плоскости срединного сечения, давление  $P_a(t)$ , импульс давления

$$I_a(t) = \int_0^t p_a dt,$$

объемная плотность вводимой энергии

$$\varepsilon = \int_0^t N(t) dt / V_a(t).$$

Искомой гидродинамической характеристикой жидкости является временная зависимость давления  $P(t)$  в точке  $r=0.12$  м, расположенной в экваториальной плоскости канала разряда. Вычисленные значения функций  $a(t)$ ,  $\dot{a}(t)$ ,  $P_a(t)$ ,  $I_a(t)$  и  $P(t)$  представлены на рис. 2–6. Зависимости  $\varepsilon(t)$  не приведены, поскольку в качественном плане они не отличались от соответствующих зависимостей  $P_a(t)$ . Отметим лишь, что  $\varepsilon_{max} = 1.35$  ГДж/м<sup>3</sup> (это значение определялось энергетикой первого импульса мощности).

Из рис. 2 видно, что монотонный характер изменения радиуса канала во времени сохраняется для различных режимов разряда. Значения радиусов для режимов 1, 3 совпадают. Зависимость  $a(t)$  для режима 2 весьма близка к ним, располагаясь несколько выше. Как и в моноимпульсном варианте [4], такая ситуация свидетельствует о слабой зависимости радиуса канала от закона ввода энергии при сохранении суммарной энергии разряда. С ростом энергии (варианты 2а, 2б, 3а и 3б на рис. 2) значения  $a(t)$  возрастают.

Ощутимее реагирует на изменения режима ввода энергии в разрядный канал скорость его расширения (см. рис. 3). По мере роста величины вводимой во втором импульсе энергии наблюдается изменение формы кривых  $\dot{a}(t)$ : на их спадающих ветвях формируются повторные всплески тем большей величины, чем выше уровень вводимой энергии (сравни рис. 1 и 3, кривые 2, 2а, 2б и 3а, 3б соответственно). С увеличением продолжительности повторного выделения энергии для достижения одних и тех же амплитудных значений подъема скорости требуются все более высокие величины выделяемой энергии. При этом энергия должна возрастать значительно быстрее, чем увеличение продолжительности энерговыделения (сравни кривые 2б и 3б на рис. 1 и 3). Уменьшение количества циклов энерговыделения при сохранении общей энергии разряда и времени ее выделения не приводит к сколько-нибудь заметному изменению скорости расширения канала (сравни кривые 1 и 3 на рис. 1 и 3).

Как и для скорости расширения канала, характерной особенностью эпюр давления в канале (рис. 4) и жидкости (рис. 5) является формирование на их спадающих ветвях второго импульса давления. При этом явно выраженный максимум появляется в период возрастания мощности второго импульса, когда выделяемая в нем энергия становится сравнимой с энергией, ушедшей на формирование первого импульса давления (кривые 2 на рис. 1 и 4), или превосходит ее (кривые

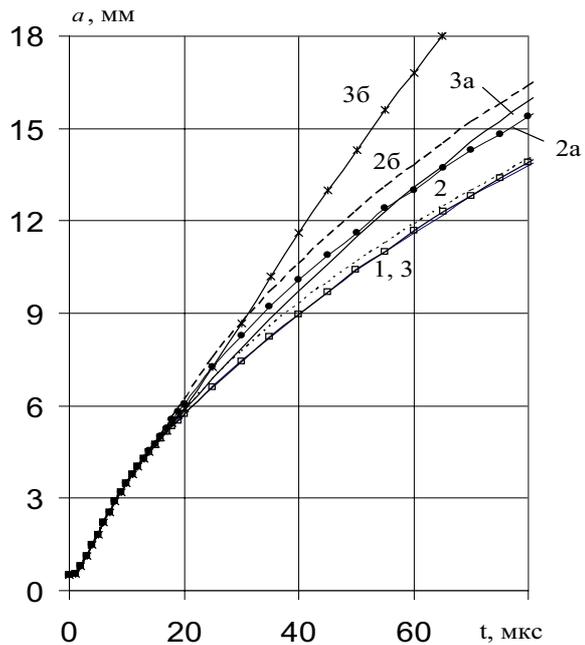


Рис. 2. Радиус канала разряда

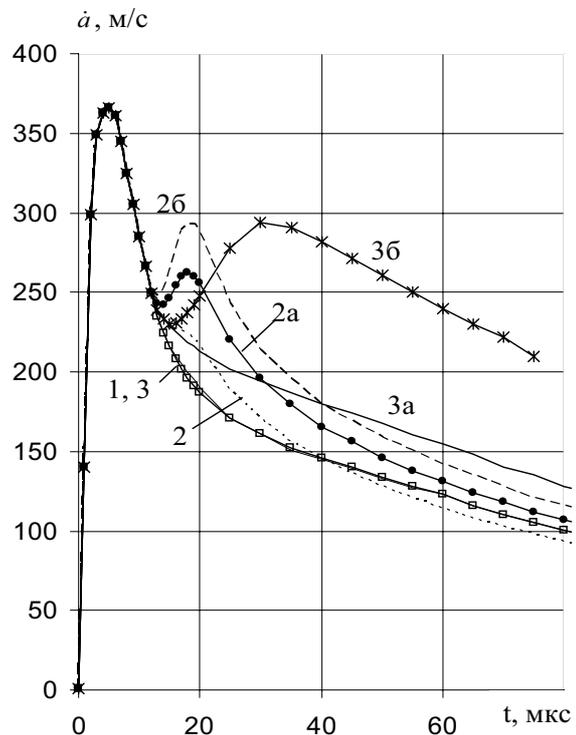


Рис. 3. Скорость расширения канала разряда

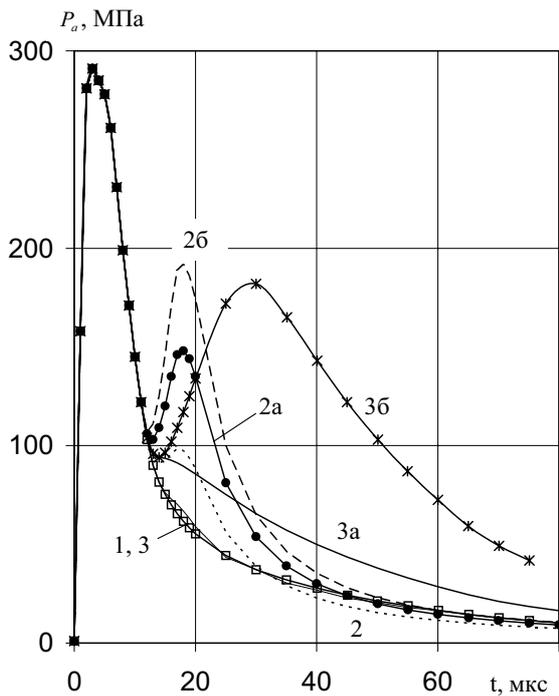


Рис. 4. Давление в канале разряда

1, 2, 2а и 2б). По мере повышения уровня энергии во втором импульсе  $N(t)$  интенсивность вторичного всплеска давления резко возрастает (см. кривые 2, 2а, 2б на рис. 4 и 5). Более длительное выделение такого же, как в режиме 2б, количества энергии во втором импульсе мощности хотя и приводит к повышению величины давления на его спадающей ветви, но не обеспечивает появления повторной пульсации (см. кривые 3а и 2б на рис. 4 и 5). Следовательно, путем сокращения количества циклов ввода энергии в разрядный канал без уменьшения времени энерговыделения или повышения уровня вводимой энергии нельзя добиться заметного изменения формы кривых давления в канале и в жидкости. Чтобы получить пульсирующую кривую давления с равновеликими амплитудами, следует вводить во втором импульсе в 3÷5 раз (в зависимости от времени энерговода) большую энергию, чем была введена за первый импульс (см. кривые 2б, 3б на рис. 1, 4).

Сравнивая эпюры давления в канале (см. рис. 4) и в жидкости (см. рис. 5), можно заключить, что не для всякой последовательности убывающих по амплитуде импульсов давления в канале функция

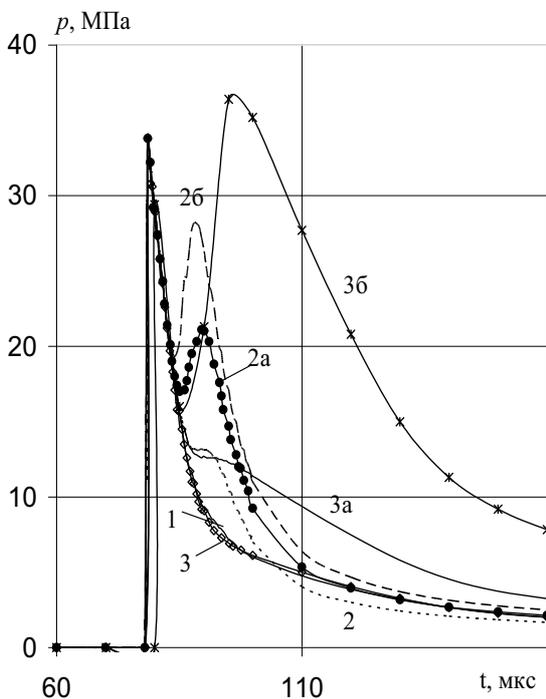


Рис. 5. Эпюры давления в жидкости

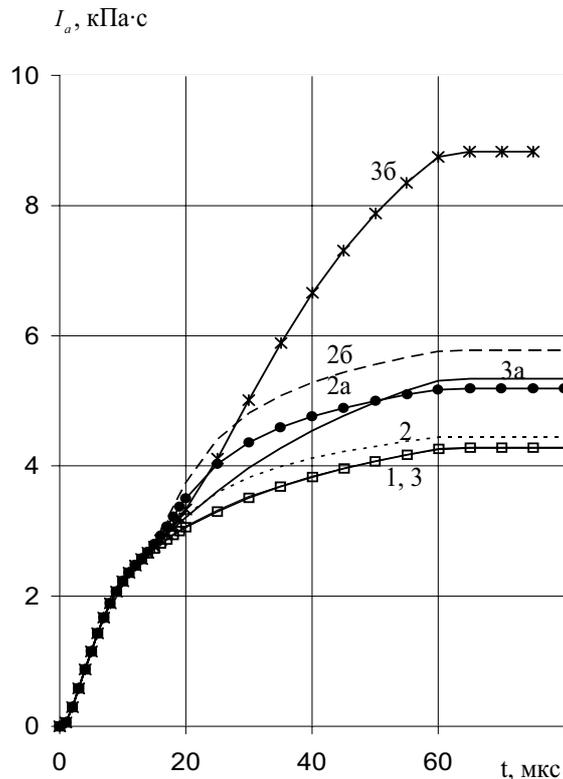


Рис. 6. Импульс давления в канале разряда

давления в фиксированной точке жидкости имеет вид последовательности только возрастающих [10] или только убывающих [11] импульсов. Реализуемая в жидкости ситуация зависит в первую очередь от интенсивности и формы последующих за первым импульсов давления в канале; если спад давления вторичного импульса имеет квазиэкспоненциальный вид, то функция давления в жидкости будет качественно повторять  $P_a(t)$ , если же спад давления второго импульса более плавный и его амплитуда порядка (но меньше) амплитуды первичного (как в режиме 3б), то в жидкости может быть сформирована эпюра давления с последовательностью возрастающих по амплитуде импульсов.

Как следует из рис. 6, импульс давления в канале в большей степени, чем радиус, зависит от количества вводимой энергии и, являясь интегральной функцией давления, не имеет каких-либо особенностей. Из сравнения кривых 2а, 2б и 3а следует, что для получения импульса  $I_a$  определенной величины более предпочтительны режимы разряда с меньшим временем энерговыделения.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для случая электровзрывного многоимпульсного программируемого ввода энергии в разрядный канал определены условия трансформации традиционной формы эпюр давление–время в разрядном канале и жидкости в последовательность убывающих либо возрастающих пульсаций давления. Показано, что явно выраженная вторая пульсация давления появляется в период возрастания мощности второго импульса при условии, что величина выделяемой в нем энергии, при неснижающейся крутизне возрастания мощности, становится сравнимой с величиной энергии, ушедшей на формирование первой пульсации давления. При этом продолжительности первого и второго импульсов должны быть соизмеримы. Более длительное выделение такого же количества энергии во втором импульсе мощности приводит лишь к

повышению величины давления на его спадающей ветви, а для формирования второй пульсации требуется повышение уровня дополнительно вводимой энергии.

1. Вовченко А. И. Сравнительные экспериментальные исследования акустических характеристик подводных электрических и электрохимических взрывов // Зб. наук. праць УДМТУ. – Миколаїв. – 2002. – 1(379). – С. 113–121.
2. Вовченко О. І. Високовольтні електророзрядні системи з керуванням перетворенням енергії. Автореф. дис. докт. техн. наук. – К.: Ін-т електродинаміки НАН України, 2002. – 33 с.
3. Половинко В. Д. Исследование влияния закона ввода энергии в канал разряда взрывающейся проволоочки на динамику совместного деформирования трубы и решетки // Труды IV Международной школы-семинара “Импульсные процессы в механике сплошных сред”. – Николаев: Аттол, 2001. – С. 78–79.
4. Наугольных К. А., Рой Н. А. Электрические разряды в воде. – М.: Наука, 1971. – 155 с.
5. Численное решение многомерных задач газовой динамики / Под ред. С. К. Годунова. – М.: Наука, 1976. – 400 с.
6. Кривицкий Е. В. Динамика электровзрыва в жидкости. – К.: Наук. думка, 1986. – 208 с.
7. Барбашова Г. А., Иванов А. В. Расчет двумерного нестационарного течения жидкости при подводном взрыве проволоочки конечной длины // Гидромеханика. – 1986. – 53. – С. 16–19.
8. Шамко В. В., Кучеренко В. В. Теоретические основы инженерных расчетов энергетических и гидродинамических параметров подводного искрового разряда // Николаев: АН Украины, Ин-т импульсных процессов и технологий. – Препринт № 20, 1991. – С. 5–28.
9. 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.
10. Вовченко А. И., Ковалев В. Г., Поздеев В. А. Гидродинамические характеристики разряда в жидкости при вводе энергии в канал в виде повторяющихся импульсов // Прикл. гидромех. – 2001. – 3(75), № 3. – С. 19–25.
11. Крутиков В. С., Лопатнев А. Г. Особенности гидродинамических характеристик импульсных процессов в сжимаемой среде при многократном (пульсирующем) законе ввода энергии // Письма в ЖТФ. – 1999. – 25, вып. 14. – С. 34–41.