

# Учет взаимодействия плазмы канала подводного электрического разряда с ударной волной, отраженной от стенки камеры

К. В. Дубовенко

*Николаевский государственный аграрный университет,  
ул. Парижской Коммуны, 9, г. Николаев, 54010, Украина, e-mail: [dubovenko2010@gmail.com](mailto:dubovenko2010@gmail.com)*

В магнитогидродинамическом приближении выполнено моделирование искрового разряда, сформированного вдоль оси цилиндрической камеры, заполненной водой. Представлено сравнение результатов моделирования с данными известных исследований. Проанализировано пространственно-временное распределение давления и температуры в разрядной камере с учетом взаимодействия ударных волн, возбужденных искровым разрядом и отраженных от стенки камеры, с плазмой канала.

УДК 537.528: 621.314

## ВВЕДЕНИЕ

В разрядно-импульсных установках различного применения по условиям технологических процессов канал разряда обычно формируется в камерах, имеющих конечные размеры. Возможно также использование многоэлектродных систем высоковольтных разрядно-импульсных установок. Если за время выделения запасенной энергии в плазме ударная волна, созданная разрядом в соседнем межэлектродном промежутке или отраженная от стенки камеры, успевает достичь канала, задача исследования взаимодействия плазмы сильноточного разряда с ударными волнами приобретает практический смысл. Анализ ранее выполненных исследований [1–6] свидетельствует о том, что учету пространственно-временного взаимодействия плазмы канала с ударными волнами в конденсированных средах не уделялось должного внимания.

Аналізу характеристик подводных электрических разрядов посвящен целый ряд публикаций. В исследованиях, результаты которых представлены в работах [7–11], изучались характеристики излучения, термодинамических свойств и коэффициентов переноса воды в широком диапазоне изменения термодинамических параметров от конденсированного состояния до плазменного. Основные положения теории плотной неидеальной низкотемпературной плазмы нашли развитие в работах [12–16]. Определены зависимости удельной электропроводности плазмы и давления от температуры и плотности (концентрации частиц) с учетом неидеальности плазмы [17].

Полученные данные послужили исходной информацией для создания расчетных моделей, в которых первоначально были приняты следующие основные допущения: однородность распределения характеристик по радиусу канала; несжимаемость жидкости, окружающей плазменный канал [18]. Первое допущение позволило не

рассматривать электродинамические и тепловые процессы в элементарных объемах области, занятой плазмой разряда, и описывать переходный процесс с использованием уравнения электрической цепи, в которой канал разряда является ее элементом с сосредоточенными параметрами. С помощью второго условия установлена приближенная зависимость между скоростью расширения канала и давлением в нем без рассмотрения пространственно-временных процессов за границей токопроводящей области.

В дальнейшем такой подход был развит в ряде работ, в которых была установлена взаимосвязь между давлением в канале и осредненной по его сечению электропроводностью плазмы [2]. Эти модели, удовлетворительно описывая ряд интегральных характеристик разряда (ток, напряжение, радиус), тогда еще не позволяли рассчитать гидродинамическое поле в объеме разрядной камеры. Область их применения для оценки давления в межэлектродном промежутке ограничивалась разрядами небольшой мощности, когда скорость расширения канала намного меньше скорости звука.

Отмеченные ограничения обусловили необходимость разработки моделей, в которых остается лишь одно основное допущение из двух, имеющих в рассмотренных выше моделях, – однородность распределения характеристик по радиусу канала разряда. При этом совместное решение уравнения баланса энергии в канале разряда с уравнениями гидродинамики позволяет избежать второго допущения и таким образом с достаточной точностью описать поле давлений и движение жидкости за пределами токопроводящей области в межэлектродном промежутке. Модели, в которых реализован этот подход, были одномерными или двумерными [19–22]. Первоначально в них использовались экспериментально зарегистрированные зависимости кинематики расширения канала разряда [20] или эмпи-

рически установленный универсальный закон скорости ввода в него энергии [21]. В [23] реализована замкнутая модель, описывающая гидродинамические процессы за границей канала разряда в двумерном приближении, а энерговод в плазму рассчитывался с учетом уравнений электрической цепи разрядного контура. Рассмотренные модели позволили получить целый ряд теоретических результатов, нашедших важное практическое применение в области разрядно-импульсных технологий.

Вместе с тем следует отметить, что область применения всех рассмотренных моделей ограничена рядом условий. Например, их использование затруднено в тех задачах, в которых необходимо изучить процессы теплообмена излучением, взаимодействие плазмы канала с ударными волнами при разрядах в малых объемах. Результаты исследований однозначно свидетельствуют о том, что характеристики плазменного канала распределены неравномерно по его радиусу [19, 20, 24].

Для решения таких задач, очевидно, целесообразно всю область межэлектродного промежутка, включая и канал разряда, рассматривать в приближении сплошной среды с учетом взаимного влияния характерных для электрического разряда электродинамических, гидродинамических и термодинамических процессов, то есть в магнитогиродинамическом приближении. Аналогичный подход для исследования электрических разрядов в плотных газах оказался эффективным [6, 25]. Однако задача моделирования электрического разряда в конденсированной среде в магнитогиродинамическом приближении является более трудной ввиду сложных термодинамических зависимостей и транспортных коэффициентов при изменении фазового состояния вещества. Так, при использовании такого подхода в работе [26] введен ряд подгоночных коэффициентов в упрощенное уравнение состояния воды, зависимости удельной электропроводности и теплопроводности плазмы для удовлетворительного согласия расчетных значений с результатами конкретного эксперимента. В работе [27] при моделировании электрического разряда в приближении магнитной гидродинамики зарегистрировано слишком большое расхождение расчетной и экспериментальной зависимостей тока разряда от времени, что указывает на существенное нарушение энергобаланса в системе.

Решить задачу моделирования электрических разрядов в воде в рассматриваемой постановке удалось с помощью численного метода полностью консервативных разностных схем [28], обеспечивающего сохранение баланса энергии по видам, и широкодиапазонного интерполяци-

онного уравнения состояния воды [14] в разработанной математической модели [29], усовершенствованной в [6, 30]. Ее применению для анализа процессов в малых объемах разрядных камер, заполненных водой, посвящена данная работа.

Таким образом, цель настоящей работы – анализ пространственно-временного распределения давления и температуры в цилиндрической разрядной камере с учетом взаимодействия ударной волны, возбужденной электрическим разрядом в воде и неоднократно отраженной от стенки камеры, с плазмой канала.

## МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РАЗРЯДА В ВОДЕ

Поскольку математическая модель была опубликована ранее [6, 30], в настоящей работе для общности изложения материала представлены ее основные уравнения, способствующие анализу процессов в цилиндрической разрядной камере, заполненной водой (рис. 1). Вдоль оси разрядной камеры расположены электроды, подключенные к разрядному контуру с емкостным накопителем энергии. Между ними формируется плазменный канал.

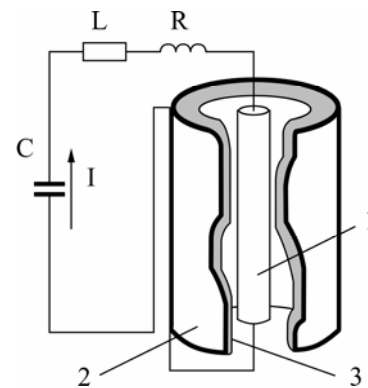


Рис. 1. Схема замещения разрядного контура с емкостным накопителем энергии:  $C$  – конденсаторная батарея;  $L$ ,  $R$  – индуктивность и активное сопротивление разрядного контура. 1 – канал разряда; 2 – обратный токопровод; 3 – внутренняя стенка разрядной камеры.

Уравнения математической модели, записанные в одномерном магнитогиродинамическом приближении в лагранжевых массовых координатах, имеют вид

$$i = \rho \frac{\partial(r^\xi H)}{\partial s}, \quad \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{H}{\rho r^\xi} \right) = \frac{\partial E}{\partial s}, \quad (1)$$

$$i = \sigma E, \quad f = \frac{\mu_0 i H}{\rho}, \quad q = \sigma E^2, \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{1}{\rho} \right) = \frac{\partial}{\partial s} (r^\xi v), \quad \frac{\partial v}{\partial t} = -r^\xi \frac{\partial p}{\partial s} + f, \quad v = \frac{\partial r}{\partial t}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = -p \frac{\partial(r^\xi v)}{\partial s} + q - \frac{\partial W}{\partial s} - Q_v,$$

$$W = -\chi \rho r^\xi \frac{\partial T}{\partial s}, \quad (4)$$

$$\chi_R = \frac{16}{3} \sigma_B T^3 l_R,$$

$$l_R = 6,8 \cdot 10^{-10} \left( \frac{T}{10^4} \right)^{1,33} (10^3 \rho)^{-7/4}, \quad (5)$$

$$p = p(\rho, T), \quad \varepsilon = \varepsilon(\rho, T), \quad \chi = \chi(\rho, T), \quad \sigma = \sigma(\rho, T), \quad (6)$$

$$R(t) = l / 2\pi \int_0^{r_k} \sigma(r, t) \cdot r dr, \quad Q = \int I(t)^2 \cdot R(t) dt, \quad (7)$$

где  $i$  – плотность тока;  $r$  – пространственная координата;  $t$  – время;  $\rho$  – плотность среды;  $s$  – лагранжева массовая координата ( $ds = \rho r dr$ );  $\mu_0$  – магнитная постоянная;  $E, H$  – напряженность электрического и магнитного полей соответственно;  $\sigma$  – удельная электропроводность;  $f, q$  – плотность электромагнитной силы и мощность тепловых источников в пересчете на единицу массы;  $v$  – скорость среды;  $p$  – давление;  $\varepsilon$  – внутренняя энергия;  $W$  – суммарный тепловой поток;  $Q_V$  – объемные потери энергии излучением;  $\chi$  – удельная теплопроводность, определяемая суммой удельной электронной  $\chi_E$ , молекулярной  $\chi_M$  и лучистой  $\chi_R$  теплопроводности;  $\sigma_B$  – постоянная Стефана-Больцмана;  $l_R$  – средняя длина свободного пробега излучения по Росселанду;  $l$  – длина межэлектродного промежутка;  $R$  – сопротивление плазменного канала;  $I$  – ток плазменного канала разряда;  $Q$  – энергия, выделившаяся в плазме разряда;  $\xi$  – коэффициент симметрии ( $\xi = 1$  для цилиндрической симметрии и  $\xi = 2$  в случае сферической симметрии задачи).

Электродинамические процессы в разрядной камере описываются уравнениями электромагнитного поля (1)–(2). Движение среды количественно характеризуется законами сохранения массы и количества движения (3). Закон сохранения энергии (4) представляет собой уравнение баланса энергии по видам: механической, электромагнитной, тепловой, излучения. В рассматриваемом случае высокой оптической плотности плазмы справедливо приближение лучистой теплопроводности [3, 19], которая учитывается как составляющая  $\chi_R$  полной удельной теплопроводности среды  $\chi$  в уравнении теплового потока  $W$  в (4) вместе с молекулярной теплопроводностью жидкости, определяемой в свою очередь согласно [10]. В конце активной стадии разряда, когда плотность плазмы мала вследствие ее расширения, она начинает излучать из всего объема. В этом случае необходим учет  $Q_V$  в (4) согласно [31]. Зависимости (6) характеризуют термодинамические функции и коэффициенты переноса

среды в межэлектродном промежутке. Сопrotivление плазменного канала и энергия, выделившаяся в нем, заданы соотношениями (7).

В разработанной модели уравнения магнитной гидродинамики дополнены соответствующими постановке задачи граничными условиями.

В общем случае пространственно-временные процессы в межэлектродном промежутке рассматриваются в области  $0 < r < r_T$ , где координата  $r = 0$  соответствует положению оси канала и разрядной камеры, а  $r = r_T$  – жесткой границе (неподвижной стенке разрядной камеры). В связи с этим краевые условия для уравнений (3) математической модели заданы в виде

$$v(0, t) = 0, \quad v(r_T, t) = 0. \quad (8)$$

Аналогично граничные условия по тепловому потоку определяются выражениями

$$W(0, t) = 0, \quad W(r_T, t) = 0. \quad (9)$$

Краевые условия для уравнений электромагнитного поля (1) на оси и на стенке разрядной камеры (рис. 1) имеют вид

$$H(0, t) = 0, \quad H(r_T, t) = I(t) / (2\pi r_T). \quad (10)$$

Значение разрядного тока в (10) определяется совместным решением уравнений электромагнитного поля с уравнениями внешней электрической цепи [31]. Для замкнутого контура любой схемы замещения в условиях цилиндрической симметрии разрядной камеры справедливо уравнение Максвелла в интегральной форме:

$$\oint Edm = -\frac{\mu_0 i}{2\pi} \frac{d}{dt} \left[ I(t) \ln \frac{r_T}{r_k(t)} \right], \quad (11)$$

где  $m$  – замкнутый контур интегрирования, проходящий по поверхности плазменного канала, далее по внешней цепи и образующий цилиндрическую поверхность обратного токопровода (рис. 1);  $r_k$  – радиус канала.

Интеграл в левой части (11) представляет собой сумму падений напряжений на всех элементах контура:

$$\oint Edm = L \frac{dI}{dt} + IR + E(r_k, t) - U(t), \quad \frac{dU}{dt} = -\frac{I}{C}. \quad (12)$$

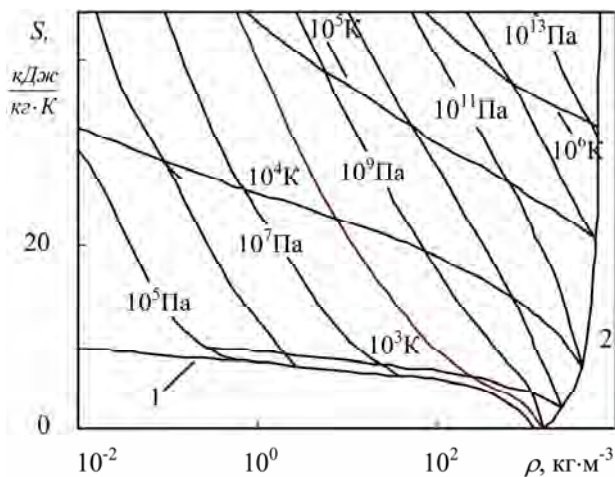
Таким образом, система уравнений (1)–(12) является математической моделью электрического разряда в жидкости, учитывающей развитие процессов в плазменном канале в пространстве и во времени.

Решение системы (1)–(11) выполнено конечно-разностным методом отдельных прогонок с

использованием полностью консервативной разностной схемы [28].

### АНАЛИЗ СООТВЕТСТВИЯ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ЭЛЕКТРОРАЗРЯДНЫМ ПРОЦЕССАМ

Разработанная математическая модель представляет сложный инструмент исследования. Поэтому перед использованием необходимо убедиться в ее адекватности реальным физическим процессам. Следует отметить, что правильность алгоритма программы и численного интегрирования ею системы уравнений в частных производных вида (1)–(11), выбора разностной сетки, соблюдения законов сохранения, скорости сходимости итерационных процессов на каждом шаге по времени была решена ранее [6]. Правильность воспроизведения разработанным численным кодом уравнения состояния воды (8) в широком диапазоне термодинамических параметров при изменении состояния вещества от конденсированного до плазменного следует из  $S$ -р-диаграммы (рис. 2), практически совпадающей с данными [15].



**Рис. 2.** Результаты тестирования математической модели. Широкодиапазонное уравнение состояния воды: 1 – фазовая граница жидкость-пар; 2 – ударная адиабата.

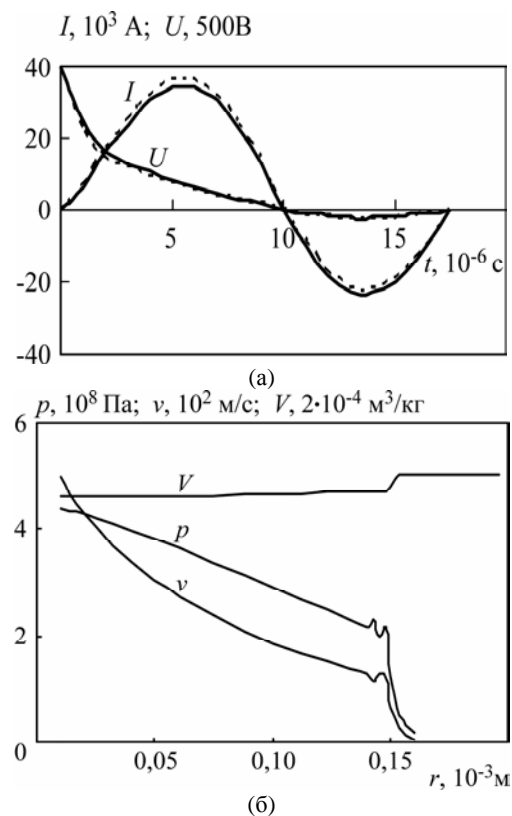
Здесь представляет интерес тестирование, с одной стороны, электрических характеристик разряда, позволяющих определить мгновенные значения сопротивления, мощности и энергию, введенную в плазму за время переходного процесса, а с другой – гидродинамических, позволяющих судить о точности воспроизведения моделью характеристик движущей среды в условиях взаимодействия ударных волн с плазмой канала разряда.

С этой целью получаемые результаты сравнивались с известными экспериментальными и теоретическими данными. Задаваемые параметры разрядного контура соответствовали параметрам экспериментальной установки [20]: ем-

кость конденсаторной батареи  $C = 6 \cdot 10^{-6}$  Ф, начальное напряжение на ней  $U_0 = 2 \cdot 10^4$  В, индуктивность контура  $L = 1,1 \cdot 10^{-6}$  Гн, длина межэлектродного промежутка  $l = 4 \cdot 10^{-2}$  м.

Начальные условия моделируемой задачи рассматривались следующими. Во всей области межэлектродного промежутка, окружающей канал разряда, среда не возмущена, ее давление  $p_0 = 10^5$  Па, а температура  $T_0 = 293$  К. В области канала разряда, имеющей начальный радиус  $r_0 = 2 \cdot 10^{-4}$  м, параметры среды имели значения:  $\rho_0 = 10^3$  кг/м<sup>3</sup>,  $T_0 = 1,2 \cdot 10^4$  К.

На рис. 3а представлено сравнение результатов расчета тока и активной составляющей напряжения на межэлектродном промежутке с экспериментальными данными работы [20]. Результаты расчета гидродинамических характеристик переходных процессов соответствуют задаче о расширении цилиндрического плазменного поршня с заданной скоростью и совпадают с расчетными данными работы [32], выполненными другим методом, с точностью графических построений (рис. 3б).



**Рис. 3.** Характеристики электрического разряда в воде: (а) – сравнение результатов расчета (сплошные кривые) с экспериментальными данными работы [20] (штрих); (б) – сравнение результатов расчета гидродинамических характеристик разряда с данными работы [32], совпадающими между собой с точностью графических построений.

Известно, что на основе анализа явлений электрического разряда и применения теории подобия можно исследовать взрывные процессы

[33]. Этот факт использован для тестирования математической модели с целью проверки адекватного количественного воспроизведения ею гидродинамических процессов, которые происходят с нарушением монофазного состояния конденсированной среды. Тестирование проведено на примере мощного (килотонного) подводного ядерного взрыва [34] с применением уравнений (3)–(6) в сферической симметрии ( $\xi = 2$ ) при начальном радиусе заряда 0,6 м в приближении мгновенного взрыва. Расчеты выполнялись для условий повышенного начального давления среды, равного  $6 \cdot 10^6$  Па и соответствующего глубине около 600 м. Согласно приближению мгновенного взрыва начальные условия задачи задавались моделью лопающейся полости, согласно которой в начальный момент времени энергия взрыва  $4,18 \cdot 10^{12}$  Дж равномерно распределена в объеме радиусом  $r_0 = 0,6$  м.

Плотность вещества в этом объеме и плотность окружающей его среды задавались равными  $10^3$  кг/м<sup>3</sup>. Тогда остальные термодинамические параметры для  $r < r_0$ , найденные с использованием уравнения состояния, составляли:  $p_0 = 2,35 \cdot 10^{12}$  Па;  $T_0 = 8,23 \cdot 10^5$  К. Характерное поле давлений в расчетной области представлено на рис. 4 (кривые 1, 3, 5). По полученным данным можно судить о профиле ударной волны и его временной трансформации. Эти данные хорошо согласуются с результатами расчетов пространственно-временного распределения давления работы [34] (кривые 2, 4, 6) и огибающей амплитуд давления на фронте ударной волны в различные моменты времени [35] (кривая 7 на том же рисунке).

Такой мощный взрыв приводит к возникновению двухфазной зоны. На рис. 5 представлена пространственно-временная диаграмма для рассматриваемого расчета. На ней указано: 1 – координаты расширяющейся во времени каверны, заполненной продуктами взрыва; 2, 3 – границы расширяющейся двухфазной области, образовавшейся в момент  $t = 1,63 \cdot 10^{-2}$  с; 4 – изменение во времени радиуса фронта ударной волны. Полученные результаты расчетов по динамике двухфазной области хорошо согласуются с данными, полученными в работе [34].

Таким образом, результаты тестирования математической модели свидетельствуют о достаточно достоверном количественном воспроизведении ею реальных физических процессов в течение всего интересующего времени разряда как на стадии выделения энергии накопителя в межэлектродном промежутке, так и на пассивной стадии разряда во время расширения канала, трансформирующегося в электроразрядную камеру.

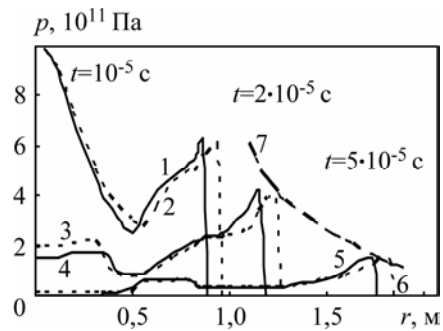


Рис. 4. Пространственно-временное распределение давления при мощном подводном взрыве: 1, 3, 5 – расчет настоящей работы; 2, 4, 6 – расчет [34]; 7 – огибающая амплитуд давления работы [35].

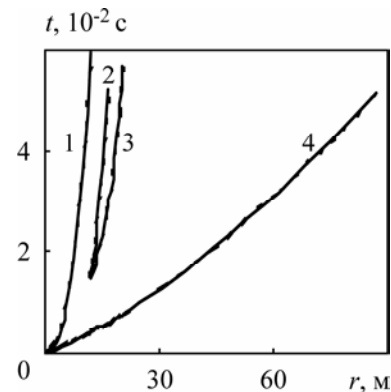


Рис. 5. Расширение продуктов мощного взрыва в жидкости. Сплошные линии – расчет настоящей работы; штрихи – результаты расчета работы [34]: 1 – граница продуктов взрыва; 2, 3 – границы двухфазной парожидкостной зоны; 4 – фронт ударной волны.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ

Численно моделировались пространственно-временные процессы подводного электрического разряда в межэлектродном промежутке, заполненном водой и ограниченном жесткой стенкой цилиндрической разрядной камеры. Параметры разрядного контура соответствовали параметрам разрядно-импульсной установки [20] и были следующими: емкость батареи конденсаторов –  $6 \cdot 10^{-6}$  Ф; начальное напряжение на ней –  $2 \cdot 10^4$  В; паразитная индуктивность разрядного контура –  $1,1 \cdot 10^{-6}$  Гн; суммарное сопротивление разрядника после пробоя между его электродами и шин кабельно-коллекторного тракта разрядного контура –  $2 \cdot 10^{-3}$  Ом; длина межэлектродного промежутка в разрядной камере –  $4 \cdot 10^{-2}$  м. Радиус разрядной камеры варьировался. При таких параметрах разрядного контура энергия, запасенная в емкостном накопителе, имеет значение 1200 Дж. Канал разряда цилиндрической симметрии полагался сформированным электрическим взрывом тонкого металлического проводника диаметром менее  $10^{-5}$  м. Энергия электрического взрыва инициирующего проводника пренебрежимо мала в сравнении с полной энергией, выделяющейся в

электродной системе во время разряда, а количество металла настолько незначительно, что не может существенно повлиять на характеристики плазмы в межэлектродном промежутке, заполненном водой. В рассматриваемом случае также соблюдается одномерность переходных процессов в разрядной камере в течение активной стадии разряда, поскольку радиус плазменного канала, расширяясь, не превышает значения нескольких миллиметров, что более чем на порядок меньше его длины.

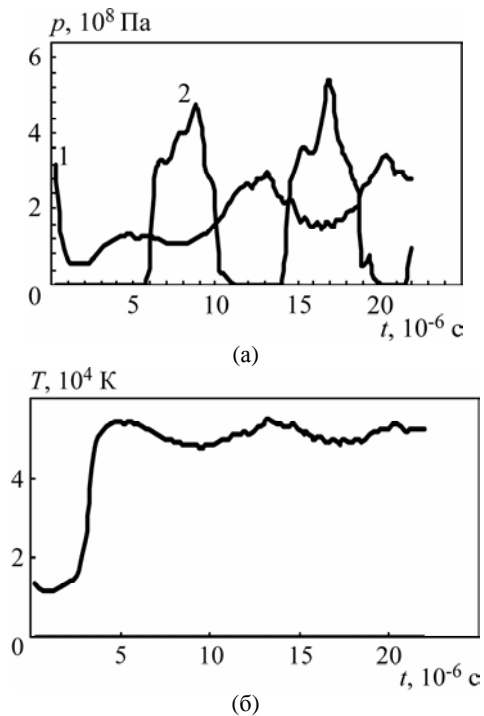
При заданных параметрах разрядного контура расчетная амплитуда тока составляет  $3,4 \cdot 10^4$  А (см. рис. 2). Длительность первого периода разряда равна  $1,8 \cdot 10^{-5}$  с. Энергия, выделившаяся в межэлектродном промежутке в течение периода разряда, имеет значение 900 Дж, что составляет 75 процентов запасенной в конденсаторной батарее. В результате импульсного выделения энергии в канале разряда температура плазмы повышается до 60 тысяч градусов на оси канала, что в свою очередь приводит к увеличению давления плазмы, формированию и распространению в окружающее плазменный канал пространство ударной волны. В работе [30] представлены результаты численного расчета электрического разряда в камере большого радиуса, когда за рассматриваемое время разряда, соответствующее периоду колебаний тока, ударная волна, генерируемая каналом разряда, не успевает достичь стенки разрядной камеры. В этом случае поведение характеристик электрического разряда близко к распределению характеристик при разряде в неограниченном объеме.

Возможность расчета пространственно-временных характеристик электрического разряда в воде в магнитогидродинамическом приближении позволяет получить количественную информацию о характеристиках электрических разрядов не только в свободном пространстве, но и в ограниченных объемах разрядных камер. Характеристики переходного процесса существенно изменяются в разрядных камерах малого объема. Ниже представлены полученные нами результаты расчета характеристик электрического разряда в цилиндрических камерах со значениями внутреннего радиуса  $8,2 \cdot 10^{-3}$  и  $5,6 \cdot 10^{-3}$  м.

Формирование, движение ударной волны, отражение ее от стенки камеры и приход на границу канала разряда в последовательные моменты времени аналогичны рассмотренным случаям электрического разряда в ограниченном объеме, заполненном газом [25]. Приход отраженной ударной волны на границу канала вызывает его сжатие, а движение от оси к стенке камеры – некоторое расширение. При этом изменение радиуса и температуры канала во времени имеет более

выраженный осциллирующий характер в отличие от разряда в неограниченном объеме.

В рассматриваемом случае увеличению удельной объемной мощности в плазменном канале способствуют два фактора: рост до амплитудного значения тока в каждом полупериоде колебаний и сжатие канала падающей на него ударной волной. Сжатие канала при больших значениях проходящего через него тока приводит к дополнительному существенному нагреву и увеличению давления плазменного столба (кривая 1, рис. 6а). Следует отметить, что уже к концу шестой микросекунды ударная волна подхватывает к стенке камеры (кривая 2, рис. 6а). Давление  $p$  на стенке разрядной камеры в момент  $t_1 = 5,8 \cdot 10^{-6}$  с прихода на нее ударной волны достигает  $3,4 \cdot 10^8$  Па, что более чем вдвое превышает максимальное значение давления на оси плазменного канала для разряда в неограниченном объеме [30].

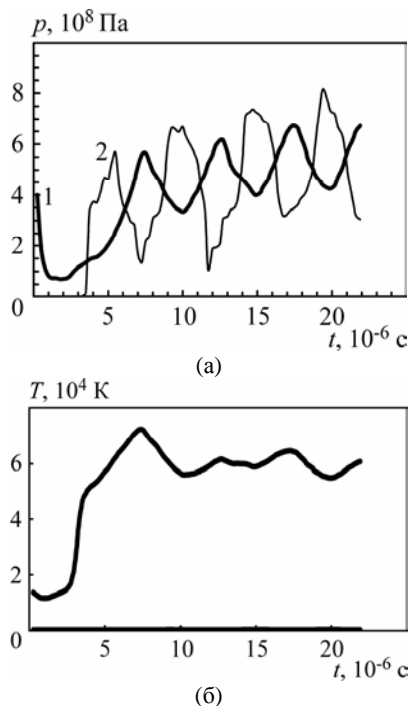


**Рис. 6.** Временные зависимости давления (а) на оси плазменного канала (1) и стенке разрядной камеры (2), а также температуры на оси канала (б) в цилиндрической камере с внутренним радиусом  $8,2 \cdot 10^{-3}$  м.

С течением времени формируется первый импульс давления на стенке разрядной камеры с амплитудой  $4,8 \cdot 10^8$  Па (кривая 2 на рис. 6а). После отражения от стенки разрядной камеры ударная волна движется к оси канала. Поджатие канала разряда ударной волной с момента  $8 \cdot 10^{-6}$  с после начала разряда вызывает повышение давления плазмы канала до  $3,0 \cdot 10^8$  Па в момент  $t = 13,5 \cdot 10^{-6}$  с (кривая 1, рис. 6а). При этом происходит процесс перераспределения давления, свя-

занный со «схлопыванием» цилиндрической ударной волны на оси разрядной камеры и с повторным изменением направления ее движения к стенке. Так, к моменту  $t_2 = 14 \cdot 10^{-6}$  с ударная волна повторно достигает стенки разрядной камеры, формируя второй импульс давления на стенке (кривая 2, рис. 6а). Амплитуда второго импульса имеет значение  $5,4 \cdot 10^8$  Па в момент  $t = 17,3 \cdot 10^{-6}$  с. Таким образом, в течение промежутка времени между началом первого и второго импульсов на стенке камеры, равном  $\Delta t = t_2 - t_1 = 8,2 \cdot 10^{-6}$  с, ударная волна проходит путь от стенки разрядной камеры и возвращается обратно, то есть преодолевает расстояние, равное удвоенному радиусу разрядной камеры.

Сравнение временных зависимостей температуры на оси плазменного канала в случае разряда в неограниченном объеме [30] и в камере с радиусом  $8,2 \cdot 10^{-3}$  м свидетельствует о том, что сжатие канала разряда ударной волной приводит к нагреву плазмы и ее зависимость имеет не ниспадающий характер, а слабо осциллирует вблизи максимального уровня  $T = 5,5 \cdot 10^4$  К (рис. 6б). Таким образом, значительную часть пути при своем движении ударная волна проходит по плазме канала высокой температуры, скорость звука в которой отличается от скорости звука в воде, что также влияет и на скорость распространения ударной волны.



**Рис. 7.** Временные зависимости давления (а) на оси плазменного канала (1) и стенке разрядной камеры (2), а также температуры на оси канала (б) в цилиндрической камере с внутренним радиусом  $5,6 \cdot 10^{-3}$  м.

Процессы разряда, сопровождающиеся отражением ударной волны в разрядной камере мень-

шего радиуса  $r_r$  ( $5,6 \cdot 10^{-3}$  м), в целом аналогичны предыдущему случаю. Однако важной качественной их особенностью является то, что моменты ( $7 \cdot 10^{-6}$  с,  $12 \cdot 10^{-6}$  с) прихода отраженной от стенки камеры ударной волны на канал разряда (кривая 1 на рис. 7а) близки моментам максимумов тока электрического разряда (рис. 3а). При этом одновременно действуют два фактора, вызывающие повышение удельной мощности разряда и давления плазмы, – разогрев ее электрическим током и сжатие канала. Кроме того, концентрация энергии разряда происходит в меньшем объеме разрядной камеры. Все это приводит к повышению средних и амплитудных значений температуры и давления среды, сокращению времени пробега ударной волны от канала до стенки камеры и обратно. В результате и температура плазмы на оси канала имеет более высокие значения (рис. 7б).

## ВЫВОДЫ

В магнитогидродинамическом приближении выполнено моделирование электрического разряда, сформированного вдоль оси цилиндрической камеры, заполненной водой. Анализ пространственно-временного распределения давления и температуры в разрядной камере с учетом взаимодействия ударных волн, возбужденных электрическим разрядом и отраженных от жесткой стенки камеры, с плазмой канала свидетельствует о получении самосогласованного решения проблемы, учитывающего взаимное влияние электромагнитного, гидродинамического и теплового полей в ограниченном жесткими стенками разрядной камеры объеме и реальные термодинамические функции и коэффициенты переноса заполняющей камеру среды в широком диапазоне изменения термодинамических параметров – от конденсированного состояния до плазменного.

Полученные результаты предназначены для использования в практике проектирования разрядно-импульсных технологических установок, принцип действия которых основан на создании электрических разрядов в жидкости.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Гулый Г.А. *Научные основы разрядно-импульсных технологий*. Киев: Наукова думка. 1990. 208 с.
2. Кривицкий Е.В. *Динамика электровзрыва в жидкости*. Киев: Наукова думка, 1986. 205 с.
3. Jones H.M., Kunhardt E.E. Development of Pulsed Dielectric Breakdown in Liquids. *Journal of Physics. D: Applied Physics*. 1995, **28**(1), 178–188.
4. Шамко В.В. Исследования газодинамических течений жидкости при замедленных взрывных процессах. *Электрофизические и гидродинамические процессы электрического разряда в*

- конденсированных средах. Киев: Наукова думка, 1987. С. 55–71.
5. Dubovenko K.V., Ivanov A.V. An Overview of the Methods for Numerical Simulation of Electrical Discharges in Liquids. *Abstracts of the 25<sup>th</sup> Anniversary Conf. on Plasma Science (ICOPS'98. Report IP06)*. Raleigh, North Carolina, US, 1998, 28.
  6. Щерба А.А., Дубовенко К.В. *Высоковольтные электроразрядные компактные системы*. Киев: Наукова думка, 2008. 270 с.
  7. Пасечник Л.Л., Старчик П.Д., Федорович О.А. О составе плазмы и структуре плазменного канала импульсных разрядов в воде. *Теория, эксперимент, практика разрядно-импульсной технологии*. Киев: Наукова думка, 1987. С. 3–6.
  8. Дудко Д.Я., Емец Ю.П., Репа И.И. Термодинамические характеристики водородно-кислородной смеси до 6000 К. *Доклады АН УССР. Сер. А*. 1979, (7), 569–574.
  9. Каклюгин А.С., Норманн Г.Э. Электропроводность недебаевской плазмы. *Теплофизика высоких температур*. 1973, **11**(2), 238–243.
  10. Ривкин С.Л., Александров А.А. *Термодинамические свойства воды и водяного пара*. М.: Энергия, 1975. 106 с.
  11. Кузнецов Н.М. Двухфазная смесь вода-пар. Уравнение состояния, скорость звука, энтропии. *Доклады АН СССР*. 1981, **257**(4), 858–860.
  12. Калиткин Н.Н., Кузьмина Л.В. Квантово-статистическое уравнение состояния. *Физика плазмы*. 1976, **2**(5), 858–868.
  13. Воробьев В.С., Хомкин А.Л. К вопросу о составе равновесной плазмы. *Теплофизика высоких температур*. 1977, **14**(6), 1304–1306.
  14. Зеленер Б.В., Норман Г.Э., Филинов В.С. Уравнение состояния ионизационного равновесия неидеальной плазмы. *Теплофизика высоких температур*. 1975, **13**(5), 913–919.
  15. Калиткин Н.Н., Кузьмина Л.В., Шарипджанов И.И. Построение уравнения состояний химических соединений. *Препринт: АН СССР. Институт прикладной математики*. М., 1976, (43), 63 с.
  16. Сучасні уявлення про властивості речовини у каналі підводного іскрового розряду / Г.П. Гулій, О.І. Вовченко, В.С. Воробйов, Л.Л. Пасічник. *Вісник АН УРСР*, 1986, (4), 13–20.
  17. Царенко П.И., Ризун А.Р., Жирнов М.В., Иванов В.В. *Гидродинамические и теплофизические характеристики мощных подводных искровых разрядов*. Киев: Наукова думка, 1984. 148 с.
  18. Иоффе А.И. К теории начальной стадии разряда в воде. *Журнал прикладной механики и технической физики*. 1966, (6), 69–75.
  19. Куперштох Е.Л., Ершов А.П. О канальной стадии электрического разряда в воде. *Новое в теории и практике электрогидравлического эффекта*. Киев: Наукова думка, 1983. С. 24–29.
  20. Швец И.С. К определению удельной электропроводности плазмы подводного искрового разряда. *Теплофизика высоких температур*. 1980, **18**(1), 1–8.
  21. Шамко В.В., Иванов А.В. Влияние аппроксимации закона ввода энергии на гидродинамическое поле течения мощного подводного искрового разряда. *Новое в разрядно-импульсной технологии*. Киев: Наукова думка, 1979. С. 65–72.
  22. Барбашова Г.А., Косенков В.М. Определение гидродинамической нагрузки на стенку нефтяной скважины, формируемой электрическим разрядом. *Журнал прикладной механики и технической физики*. 2001, **42**(6), 93–97.
  23. Жекул В.Г., Барбашова Г.А., Дубовенко К.В., Смирнов А.Г., Поклонов С.Г. Электрические и гидродинамические характеристики разряда при импульсной обработке водяных скважин. *Вестник национального технического университета "Харьковский политехнический институт"*. Серия: *Электроэнергетика и преобразовательная техника*. 2004, **35**, 197–203.
  24. Иванов В.В., Жирнов М.В. Исследование структуры канала мощных подводных искровых разрядов на ЭВМ. *Электронная обработка материалов*. 1983, (5), 33–36.
  25. Dubovenko K.V., Chemerys V.T. Performance Simulation of Pulsed Power Supply System for Electrothermal Launcher. *IEEE Transactions on Magnetics*. 1999, **35**(1), Part 1, 328–333.
  26. Robinson I.W. Finite-Difference Simulation of an Electrical Discharge in Water. *Journal of Applied Physics*. 1973, **44**(1), 76–81.
  27. Синкевич О.А., Шевченко А.Л. Динамика электрического разряда в жидкости: *Препринт. Институт высоких температур АН СССР*. М., 1982, 2-094 – 24 с.
  28. Самарский А.А., Попов Ю.П. *Разностные методы решения задач газовой динамики*. М.: Наука, 1980. 352 с.
  29. Дубовенко К.В. Численное моделирование пространственно-временных процессов электрического разряда в жидкости. *Доклады 4-й Международной конференции «Современные проблемы электрогидродинамики и электрофизики жидких диэлектриков»*. М.: ВВВ, 1996. С. 63–73.
  30. Дубовенко К.В. Численное моделирование пространственно-временных характеристик подводного электрического разряда. *Электротехника и электромеханика*. 2010, (1), 36–42.
  31. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*. М.: Наука, 1966. 686 с.
  32. Куперштох А.Л. Численный метод расчета давления в канале электрического разряда в воде. *Материалы Всесоюз. научной студенческой конф. «Студент и научно-технический прогресс»*. Физика. Новосибирск: НГУ, 1978. С. 115–125.
  33. Шамко В.В. О тротиловом эквиваленте мощного подводного искрового разряда. *Электронная обработка материалов*. 1972, (5), 16–19.



34. Альтшулер Л.В., Кругликов В.С., Шарипджанов И.И. Расчеты мощного подводного взрыва с учетом испарения по обобщенному уравнению состояния воды. *Журнал прикладной механики и технической физики*. 1980, (1), 128–133.
35. Кот К.А. Мощные подводные взрывы. *Подводные и подземные взрывы*. М.: Мир, 1974. С. 9–43.

*Поступила 02.02.12*

#### **Summary**

Numerical simulation of a spark discharge formed along the axis of a cylindrical chamber filled with water has been carried out in the MHD approximation. Comparison of the simulation results with the data known from literature is shown. Analysis of the spatial and temporal distributions of pressure and temperature in the discharge chamber has been made with due account for the interaction of shock wave, perturbed by the spark discharge and reflected from the chamber wall, with the plasma channel.