

# Влияние парогазовой полости на поле давления в замкнутой разрядной камере с деформируемой стенкой

В. М. Косенков

*Институт импульсных процессов и технологий НАН Украины,  
г. Николаев, 54018, Украина, e-mail: [v.m.kosenkov@gmail.com](mailto:v.m.kosenkov@gmail.com)*

Поступила в редакцию 24.09.2020

После доработки 17.11.2020

Принята к публикации 19.11.2020

Поле давления в разрядных камерах ограниченного объема с деформируемыми стенками имеет большое влияние на эффективность технологических процессов деформирования листовых сплавов, поэтому его определение является актуальной задачей. В результате электрического разряда в жидкости, заполняющей разрядную камеру, в ней образуется полость с более высокой сжимаемостью, чем жидкость в камере. Ее пульсации формируют поле давления в разрядной камере. В настоящее время мало изучена роль парогазовой полости в формировании поля давления в разрядной камере с деформируемой стенкой. Ее определение является целью данной работы. Исследование выполнено на основе разработанной ранее математической модели электрического разряда в воде, которая в данной работе дополнена соотношениями, существенно повышающими точность вычисления сопротивления канала разряда и выделившейся в нем энергии. Определено, что пульсации парогазовой полости обеспечивают колебания давления в ней в противофазе со средним давлением в жидкости. В разрядной камере с жесткими стенками они затухают медленно, но наличие деформируемой стенки приводит к быстрому затуханию колебаний давления. В разработанной ранее математической модели учтено изменение оптической прозрачности плазмы и определено существенное ее влияние на давление в полости и поле давления в жидкости.

*Ключевые слова:* электрический разряд в воде, математическое моделирование, канал разряда, парогазовая полость, поле давления, разрядная камера, излучение энергии

УДК 537.528: 519.6:621.314

<https://doi.org/10.52577/eom.2021.57.3.102>

## ВВЕДЕНИЕ

Поле давления в разрядной камере, формируемое электрическим разрядом в воде, имеет большое значение для разработки многих импульсных технологий [1–19]. Однако его определение сопряжено с проблемами измерения импульсных давлений большой амплитуды и осложнено наличием мощного электромагнитного импульса, сопровождающего электрический разряд в воде.

Существующие методы измерения давления позволяют его определять только в некоторых точках объема жидкости, заполняющей разрядную камеру [20, 21], по которым сложно получить полную характеристику поля давления. Кроме того, расстояние от канала разряда до точки измерения давления должно быть достаточно большим, чтобы датчик давления не разрушился от действия электромагнитного импульса и давления ударных волн большой амплитуды в жидкости, а также к моменту начала измерения давления влияние электромагнитных помех на датчик должно быть пренебрежимо малым.

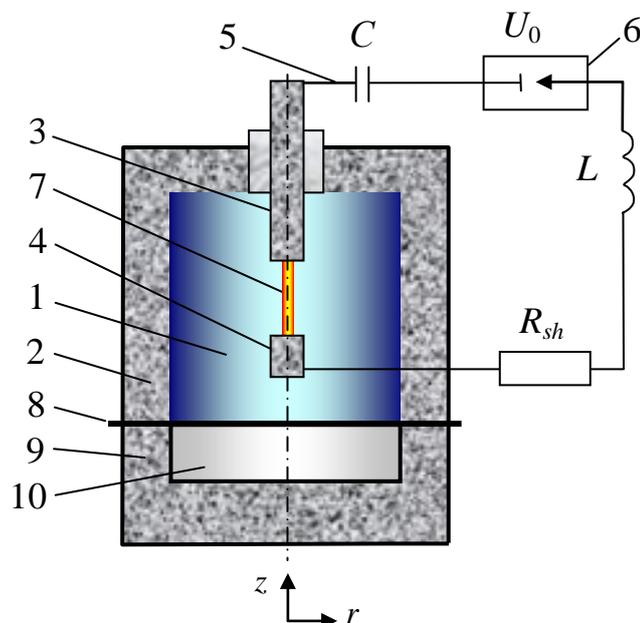
Оптические методы исследования позволяют наблюдать изменение геометрии канала разряда и парогазовой полости, а также возникновение областей кавитации жидкости [22, 23], но также

не дают возможности определить поле давления в разрядной камере.

Методы математического моделирования процессов в разрядной камере позволяют получить характеристики поля давления [3, 4, 15–17, 24–28], но, как правило, не обеспечивают их определение в течение необходимого, достаточно длительного промежутка времени, во время которого парогазовая полость может совершать несколько пульсаций, формируя при этом новые ударные волны.

В работах [29–31] определено изменение давления в разрядной камере в частном случае, когда длительность ввода энергии в канал разряда намного больше времени распространения звука в воде от оси до стенки камеры, что характерно для разрядных камер очень малого радиуса по сравнению с расстоянием между электродами.

Отмеченные причины не позволили достоверно определить роль парогазовой полости, в которую преобразуется канал разряда после завершения процесса выделения в нем энергии, накапливаемой в конденсаторной батарее, в формировании поля давления в разрядной камере, используемой в процессах листовой штамповки. Поэтому изучение влияния парогазовой полости на поле давления в замкнутой разрядной камере с подвижной поверхностью



**Рис. 1.** Схема моделируемой системы: 1 – полость разрядной камеры, заполненная водой; 2 – корпус разрядной камеры; 3 – высоковольтный электрод; 4 – низковольтный электрод; 5 – разрядный контур; 6 – воздушный разрядник; 7 – канал разряда; 8 – деформируемая пластина; 9 – матрица; 10 – полость матрицы;  $C$  – емкость конденсаторной батареи;  $U_0$  – напряжение заряда конденсаторной батареи;  $L$  – индуктивность разрядного контура;  $R_{sh}$  – сопротивление элементов разрядного контура (без канала разряда).

является актуальной задачей, которая формирует цель исследования – определить связь между характеристиками парогазовой полости и полем давления в замкнутой разрядной камере с деформируемой стенкой.

#### ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И МЕТОД РЕШЕНИЯ

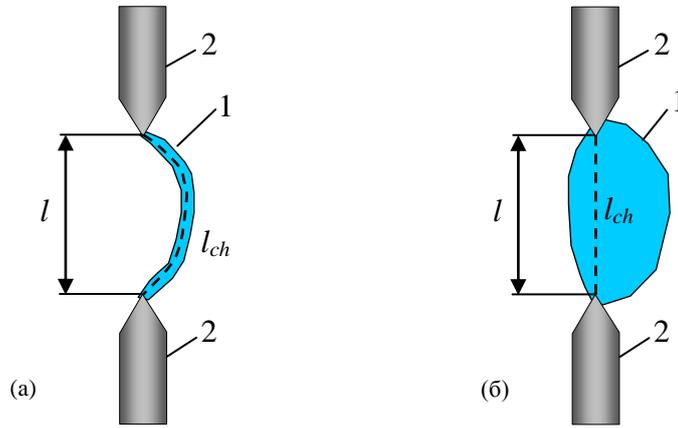
Поле давления исследовали в разрядной камере с жесткой цилиндрической стенкой, схема которой приведена на рис. 1, и деформируемой нижней стенкой, в качестве которой использовали тонкую пластину. Оси электродов, между которыми формировался канал разряда, совпадают с осью камеры, что обеспечивает осевую симметрию поля давления и упрощает процесс его анализа, не препятствуя при этом обобщению полученных результатов.

Полость 1 разрядной камеры с жесткими стенками 2 заполнена жидкостью. Высоковольтный 3 и низковольтный 4 электроды включены в разрядный контур 5, содержащий конденсаторную батарею емкостью  $C$  и воздушный разрядник 6. Элементы разрядного контура 5, кроме канала разряда 7, характеризуются активным сопротивлением  $R_{sh}$  и индуктивностью  $L$ . Конденсаторную батарею заряжали до напряжения  $U_0$ , после которого происходит замыкание цепи через разрядник 6 и напряжение подается на электроды 3 и 4. Под действием напряжения  $U_0$  происходит электрический пробой жидкости между электродами 3 и 4, который инициирует электрический разряд и образование канала разряда 7. Энергия, запасаемая в конденсаторной батарее емкостью

$C$ , выделяется в канале 7 и приводит к его расширению в результате повышения в нем давления. Вследствие этого в жидкости формируются и распространяются ударные волны, которые испытывают дифракцию на стенках разрядной камеры 2, а также на электродах 3 и 4. В результате взаимодействия образовавшейся системы волн происходят их интерференция и дифракция на канале разряда 7, а впоследствии на парогазовой полости, формируя переменное во времени поле давления в разрядной камере. Волны давления действуют на деформируемую пластину 8, установленную между фланцами матрицы 9 и разрядной камеры 2, и перемещают ее в полость матрицы 10.

Основная задача данной работы состоит в определении соотношения между изменяющимся с течением времени давлением в канале разряда, а впоследствии в парогазовой полости, и окружающей их жидкостью, заполняющей разрядную камеру, одна из стенок которой представляет собой тонкую пластину, деформируемую давлением жидкости.

Для исследования использовали математическую модель электрического разряда в воде [26], в которой учтены процессы в разрядном контуре, канале разряда и окружающей его жидкости, заполняющей замкнутую разрядную камеру цилиндрической формы. В предлагаемой работе модель [26] дополнена соотношениями, позволяющими существенно повысить точность вычисления сопротивления канала разряда после первой четверти периода колебания тока в разрядной цепи, используя уравнение для удельной электропроводности плазмы и другие



**Рис. 2.** Форма канала в начале (а) и на развитой стадии разряда в воде (б):  $l$  – форма профиля канала в плоскости оси электродов; 2 – электроды;  $l$  – расстояние между электродами;  $l_{ch}$  – длина кратчайшего пути движения электронов в канале (штриховая линия).

замыкающие соотношения вместо определения сопротивления канала разряда на основе изменения удельной внутренней энергии плазмы [32].

В основе вычисления активного сопротивления канала разряда использовали формулу для сопротивления линейного проводника:

$$R_{ch} = \frac{l_{ch}}{\sigma_{ch} \times S_{ch}}, \quad (1)$$

где  $\sigma_{ch}$  – удельная электропроводность плазмы в канале разряда, См/м;  $S_{ch}$  – площадь поперечного сечения канала разряда, м<sup>2</sup>;  $l_{ch} = A_{ch} \times l$  – длина канала разряда, м;  $l$  – расстояние между электродами, м;  $A_{ch}$  – коэффициент, учитывающий отличие длины канала разряда от расстояния между электродами [32].

Форма канала в начале разряда, инициируемого высоковольтным пробоем слоя воды между электродами, определяется формой лидера, замыкающего электроды, которая существенно отличается от прямолинейной, и его диаметр намного меньше, чем длина. Среднестатистическая длина лидера больше расстояния между электродами в 2 раза [33] ( $A_{ch} = 2$ ). Однако величина  $A_{ch}$  изменяется в процессе расширения канала. Это можно объяснить следующими причинами. В процессе расширения канала его диаметр увеличивается, и поток электронов получает возможность перемещения по более короткому расстоянию между электродами (рис. 2), которое приближается к минимальному расстоянию между ними, равному  $l$ . То есть в процессе разряда  $A_{ch}$  изменяется от 2 до 1. Величину  $A_{ch}$  приближенно определим по формуле:

$$A_{ch} = \begin{cases} 2(1 - R_c^*/l), & \text{если } R_c^*/l < 1/2; \\ 1, & \text{если } R_c^*/l \geq 1/2, \end{cases} \quad (2)$$

где  $R_c^* = \sqrt{V_c / (\pi \times l)}$  – эквивалентный по объему радиус канала разряда, м;  $V_c$  – объем канала разряда, м<sup>3</sup>.

Учитывая зависимость (2), будем считать, что в начале активной стадии разряда канал имеет форму прямого кругового цилиндра длиной  $l$  и радиусом  $R_0$ , который, по данным экспериментов, изменяется в пределах от 0,1 до 0,5 мм [32–34]. Выбор приближенной величины  $R_0$  в указанных пределах не имеет принципиального влияния на результат моделирования электрического разряда в воде после приблизительно 10 мкс от его начала, так как параметры плазмы в канале разряда согласуются со скоростью расширения канала и решение данной задачи обладает свойствами автомодельности [34, 35].

Допущение о постоянстве  $S_{ch}$  вдоль оси канала справедливо только в начале активной стадии разряда, или когда он происходит в результате инициирования микропроводником между электродами с плоскими торцами большого диаметра. В остальных случаях это предположение неоправданно, так как канал разряда неравномерно расширяется по длине, что приводит к существенному изменению его формы и соответственно  $S_{ch}$  [26]. В этом случае сопротивление канала можно определить как сумму сопротивлений последовательно соединенных проводников бесконечно малой длины ( $dz$ ), и (1) преобразуется к виду:

$$R_{ch} = \int_0^{l_{ch}} \frac{dz}{\sigma_{ch}(z) \times S_{ch}(z)}, \quad (3)$$

а  $\sigma_{ch}$  и  $S_{ch}$  – функции от координаты вдоль оси канала ( $z$ ) и времени ( $t$ ).

Скорость звука в плазме, заполняющей канал разряда, приблизительно в 3 раза превышает скорость звука в воде, следовательно, выравнивание ее характеристик в объеме канала происходит намного быстрее, чем в окружающей

жидкости, поэтому используем гипотезу об однородном распределении характеристик плазмы в канале разряда [34]. Тогда можно считать, что  $\sigma_{ch}$  одинакова во всем объеме канала и изменяется только во времени. С учетом этого допущения формула (3) принимает вид:

$$R_{ch} = \frac{1}{\sigma_{ch}} \int_0^{l_{ch}} \frac{dz}{S_{ch}(z)}. \quad (4)$$

Удельную электропроводность плотной неидеальной плазмы можно определить по формуле, полученной на основе приближенного решения кинетического уравнения Больцмана [36] и дополненной нами эмпирическим коэффициентом  $f_\sigma$ , полученным из условия согласования расчетных и экспериментальных данных [8]:

$$\sigma_{ch} = f_\sigma \times \frac{\pi^{1/2} \times e^2 \times n_e}{(8 \times m_e \times k \times T)^{1/2}} \times \frac{\alpha(\gamma)}{n_e \times Q_i + (n_0 - n_e) \times (Q_{eO} + 2 \times Q_{eH}) / 3}, \quad (5)$$

где  $f_\sigma = 0,02$  – эмпирический коэффициент;  $T$  – температура плазмы, К;  $n_e$  – концентрация электронов,  $1/\text{м}^3$ ,  $n_0$  – концентрация атомов и ионов (тяжелых частиц) в канале разряда,  $1/\text{м}^3$ ;  $k = 1,38064852 \times 10^{-23}$  Дж/К – постоянная Больцмана;  $e = 1,60217662 \times 10^{-19}$  Кл – заряд электрона;  $m_e = 9,10938356 \times 10^{-31}$  кг – масса электрона;  $Q_{eO}$  – эффективное сечение рассеяния электрона на атоме кислорода,  $\text{м}^2$ ;  $Q_{eH}$  – эффективное сечение рассеяния электрона на атоме водорода,  $\text{м}^2$ ;  $Q_i$  – эффективное сечение рассеяния электрона на однозарядных ионах,  $\text{м}^2$ :

$$\alpha(\gamma) = \begin{cases} 1,13 + 0,05 \times \gamma \times \exp(-0,02 \times \gamma), & \text{если } \gamma \in [0; 30); \\ 1,95, & \text{если } \gamma \geq 30 \end{cases}; \quad (6)$$

$$\gamma = n_e \times Q_i / [(n_0 - n_e) \times (Q_{eO} + 2 \times Q_{eH}) / 3]. \quad (7)$$

Величина  $Q_i$  может быть определена по формуле [36]:

$$Q_i = \frac{2,02 \times 10^{-9}}{T^2} \lg \left( \frac{42500 \times T}{n_e^{1/3}} \right), \quad (8)$$

а  $Q_{eO}$  и  $Q_{eH}$  – по формуле [37]:

$$Q_{eZ} = \pi \times a^2 \left( \frac{1}{4 \times \pi \times \epsilon_0} \right)^2 \times \frac{Z^2 \times e^4}{(2 \times u \times \hbar)^2} \frac{1}{1 + (\hbar / 2 \times m_e \times u \times a)^2}, \quad (9)$$

где  $a = a_0$  – радиус атома водорода, м;  $a_0 = 0,528 \times 10^{-10}$  м – боровский радиус;  $a = 0,48 \times 10^{-10}$  м – радиус атома кислорода;

$Z$  – атомный номер элемента;  $\epsilon_0 = 8,85418782 \times 10^{-12}$  Ф/м – электрическая постоянная;  $\hbar = 1,0545718 \times 10^{-34}$  Дж·с – редуцированная постоянная Планка;  $u = \sqrt{3 \times k \times T / m_e}$  – средняя скорость электрона, м/с.

Свойства плазмы в канале разряда в воде близки к идеальному газу [38–42], уравнение состояния которого:

$$p_{ch} = (n_0 + n_e) \times k \times T. \quad (10)$$

Для вычисления удельной электропроводности плазмы по формуле (5) необходимо определить концентрации тяжелых частиц и электронов.

Поток энергии, излучаемой из канала разряда на его поверхность, которую можно считать абсолютно черной [34], обеспечивает поступление молекул воды в объем канала. Плазму канала разряда и окружающую его воду разделяет тонкий переходный слой, в котором происходят испарение молекул воды, их диссоциация на атомы водорода и кислорода, ионизация атомов, а также сообщение полученным частицам кинетической энергии. На эти процессы расходуется излучаемая плазмой энергия [34]. На испарение одной молекулы воды необходима энергия  $D_{ev} = 0,8 \times 10^{-19}$  Дж. Диссоциация молекулы воды на атомы водорода и кислорода требует энергии  $D_m = 16 \times 10^{-19}$  Дж. Энергии однократной ионизации атома кислорода и водорода мало отличаются. Энергия ионизации атома водорода  $\epsilon_i = 21,7 \times 10^{-19}$  Дж, а атома кислорода –  $21,81924 \times 10^{-19}$  Дж, и поэтому можно принять  $\epsilon_i = 21,77 \times 10^{-19}$  Дж. Кинетическая энергия поступательного движения одной частицы плазмы  $e_k = 3 \times k \times T / 2$ .

Скорость потока частиц с поверхности канала разряда в его объем пропорциональна мощности излучения энергии из канала разряда на его поверхность:

$$N_i = \sigma_{SB} \times T^4 \times S_c \quad (11)$$

и обратно пропорциональна затратам энергии на одну частицу плазмы (энергетическая цена частицы)

$$D = (D_{ev} + D_m) / 3 + d_i \times \epsilon_i + (1 + d_i) \times 3 \times k \times T / 2 \quad (12)$$

и определяется уравнением [34]:

$$\frac{d(n_0 \times V_c)}{dt} = \frac{N_i}{D}, \quad (13)$$

где  $t$  – время, с;  $\sigma_{SB} = 5,670373 \times 10^{-8}$  Вт·м<sup>-2</sup>·К<sup>-4</sup> – постоянная Стефана-Больцмана;  $S_c$  – площадь поверхности канала, м<sup>2</sup>;  $d_i = n_e / n_0$  – степень ионизации плазмы.

В уравнении (13) не учитывается излучение энергии из канала разряда в жидкость через его поверхность. В начале разряда это допущение оправдано, однако с течением времени оптическая прозрачность плазмы в канале разряда увеличивается, и часть энергии излучается из канала. Излучение энергии из канала зависит от соотношения между радиусом канала и росселандовым пробегом излучения в плазме. Для определения этого соотношения аппроксимируем в каждый момент времени  $t$  форму канала разряда, а после ввода энергии парогазовой полости, прямым круговым цилиндром длиной  $l_{ch}$  и радиусом  $R_{cs}$ , который равен среднему интегральному радиусу канала разряда по его длине. Объем этого цилиндра:

$$V_{cs} = \pi \times R_{cs}^2 \times l_{ch}. \quad (14)$$

Часть  $V_{cs}$  в процессе разряда и после его завершения становится оптически прозрачной вблизи поверхности раздела плазмы и воды, что подтверждается оптическими методами регистрации расширения канала разряда [34]. Толщина прозрачного слоя плазмы вблизи поверхности канала разряда равна среднему росселандовому пробегу излучения в плазме канала разряда [32, 34]:

$$l_r = 9 \times 10^{10} \times T^2 \times \exp[\varepsilon_i / (k \times T)] / n_0, \quad (15)$$

тогда объем оптически прозрачной части цилиндра:

$$V_{ros} = \pi \times l_{ch} \times l_r \times (2 \times R_{cs} - l_r). \quad (16)$$

Можно предположить, что из объема  $V_{ros}$  энергия свободно излучается в окружающее пространство, тогда мощность энергии ( $N$ ), вводимой в канал разряда из разрядного контура, уменьшается пропорционально  $V_{ros}$ :

$$N = i^2 \times R_{ch} - N_i \times V_{ros} / V_{cs}, \quad (17)$$

где  $i$  – сила тока в разрядной цепи, А; если  $V_{ros} > V_{cs}$ , тогда  $V_{ros} = V_{cs}$ .

При этом поверхность, с которой плазма излучает энергию, удаляется от границы канала на расстояние  $l_r$ , и ее площадь излучения ( $S_i$ ) становится меньше площади поверхности канала разряда  $S_c$  обратно пропорционально расстоянию  $l_r$ . В результате этого мощность энергии ( $N_a$ ), поглощаемой поверхностью канала площадью  $S_c$ , также уменьшится обратно пропорционально расстоянию  $l_r$

$$N_a = N_i \times (1 - l_r / R_{cs}). \quad (18)$$

Если  $l_r > R_{cs}$ , тогда  $l_r = R_{cs}$ .

С учетом (18) уравнение (13) преобразуется к виду:

$$\frac{d(n_0 \times V_c)}{dt} = \frac{N_a}{D}. \quad (19)$$

Концентрацию электронов в условиях ионизационного равновесия в плазме, заполняющей канал разряда в воде, можно определить с помощью уравнения Саха, которое при однократной ионизации атомов упрощается к виду [34, 38]:

$$\frac{n_e^2}{n_0 - n_e} = \frac{2}{\Lambda^3} \frac{g_1}{g_0} \exp\left(-\frac{\varepsilon_i}{k \times T}\right) = 2 \times K_e, \quad (20)$$

где  $\Lambda$  – длина волны де Бройля, м,

$$\Lambda = \sqrt{\frac{h^2}{2\pi \times m_e \times k \times T}}; \quad (21)$$

$h = 6,62606 \times 10^{-34}$  Дж·с – постоянная Планка;  $g_1$  – статистический вес иона при однократной ионизации атома;  $g_0$  – статистический вес атома. Отношение  $g_1/g_0$  для кислородно-водородной плазмы, образовавшейся в результате электрического разряда в воде, определено в работе [41]:

$$\frac{g_1}{g_0} = \frac{2 \times g_{aH} / g_{iH} + g_{aO} / g_{iO}}{3}, \quad (22)$$

где  $g_{aH} = 2$ ;  $g_{iH} = 1$ ;

$$g_{aO} = 7,66 + 2,3 \times 10^{-4} \times T - 0,429 \times 10^{-8} \times T^2 + 0,0188 \times 10^{-12} \times T^3; \quad (23)$$

$$g_{iO} = 1,92 + 2,15 \times 10^{-4} \times T - 0,08 \times 10^{-8} \times T^2 + 0,82 \times 10^{-12} \times T^3. \quad (24)$$

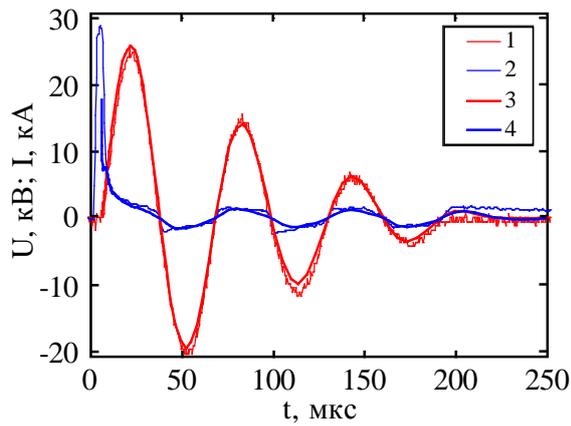
Давление в канале разряда можно определить из уравнения баланса энергии, в котором учитываются изменения внутренней энергии плазмы, работы расширения канала разряда и джоулева нагрева плазмы от протекающего в канале электрического тока [26, 32, 34], а также, в данной работе, учтены потери энергии в результате ее излучения из канала разряда:

$$\frac{1}{\gamma - 1} \frac{d}{dt} (p_{ch} V_c) + p_{ch} \frac{dV_c}{dt} = i^2 R_{ch} - N_i \times V_{ros} / V_{cs}, \quad (25)$$

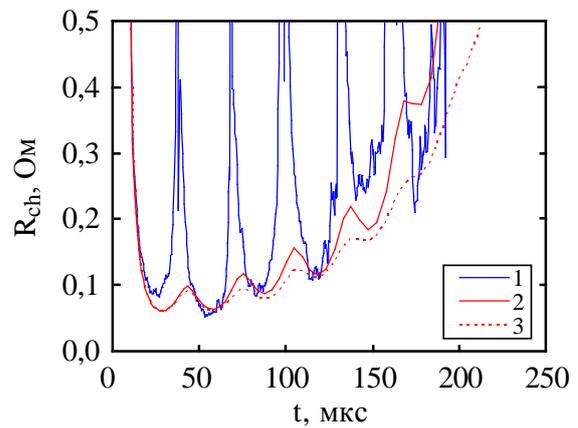
где  $\gamma = 1,26$  – эффективный показатель адиабаты плазмы, образовавшейся при разрядах в воде [26, 32].

Изменение силы тока в разрядной цепи определяется уравнением баланса напряжений [26, 32], полученным по схеме замещения (рис. 1):

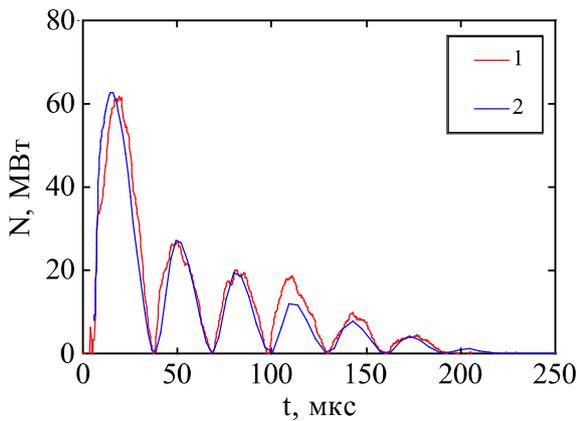
$$L \frac{di}{dt} + (R_{ch} + R_{sh}) \times i + \frac{1}{C_0} \int i dt = U_0. \quad (26)$$



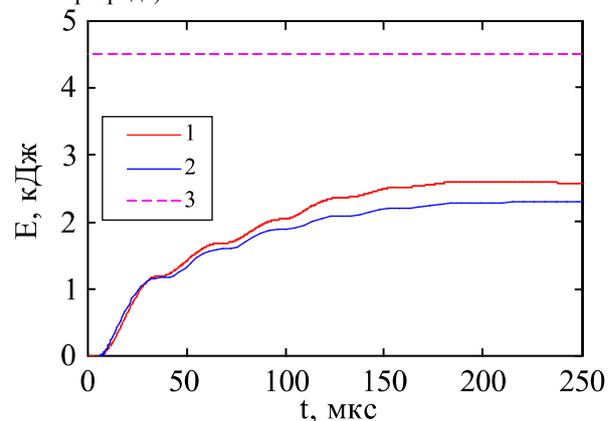
**Рис. 3.** Сила тока ( $I$  – эксперимент;  $3$  – расчет) и напряжение ( $2$  – эксперимент;  $4$  – расчет) на канале разряда.



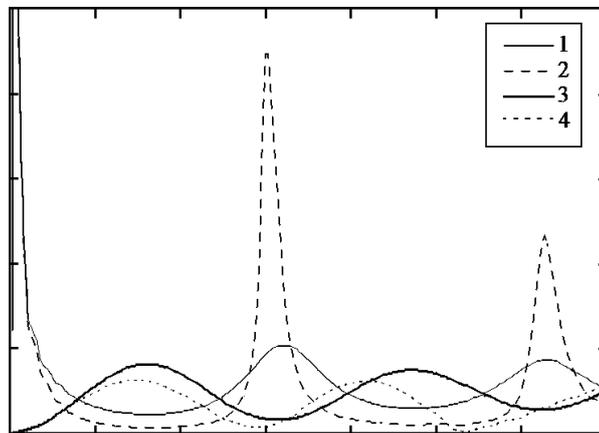
**Рис. 4.** Электрическое сопротивление канала разряда ( $1$  – эксперимент;  $2$  – расчет с учетом излучения энергии из канала разряда;  $3$  – расчет без учета излучения энергии из канала разряда).



**Рис. 5.** Мощность ввода энергии в канал разряда ( $1$  – эксперимент;  $2$  – расчет).



**Рис. 6.** Энергия, введенная в канал разряда ( $1$  – эксперимент;  $2$  – расчет) и запасаемая в конденсаторной батарее ( $3$ ).



**Рис. 7.** Изменение давления в канале разряда ( $1$  и  $2$ ) (после 200 мкс в парогазовой полости) и среднего давления в полости разрядной камеры с жесткими стенками ( $3$  и  $4$ ):  $1$  и  $3$  – без учета излучения энергии;  $2$  и  $4$  – с учетом излучения энергии.

Величину  $V_c$  вычисляли по радиусу канала разряда или парогазовой полости, для определения которого использовали скорость границы канала, определяемую с помощью соотношений на контактном разрыве на границе канала разряда и уравнений гидродинамики сжимаемой жидкости, подробно описанных в работах [26, 42]. Эти же уравнения использовали для определения полей давления и скорости

жидкости в разрядной камере. Моделирование динамического прогиба пластины выполняли с помощью соотношений теории тонких оболочек типа Тимошенко, используя вариационно-разностный подход [43], позволяющий исследовать динамику упругопластических оболочек вращения при больших деформациях.

Полученная система уравнений дополнена условиями непротекания жидкости на стенках

разрядной камеры и электродах [26, 42]. Считали, что в начальный момент времени жидкость, заполняющая полость разрядной камеры, находится в невозмущенном состоянии [26].

Дифференциальные уравнения (19), (25) и (26) решали численно с помощью двухшагового метода Эйлера-Коши, используя при этом уравнения (2), (4), (5), (9), (10) и (20). Дискретизацию частных производных в уравнении гидродинамики выполняли по схеме «крест», а затем решали полученную систему уравнений по двухшаговому методу Эйлера-Коши. Подробное описание метода решения системы уравнений и алгоритма приведено в работах [26, 42].

Сравнение результатов, полученных по математической модели [26, 42], модифицированной в данной работе, с результатами экспериментов [8, 34] показало их удовлетворительное согласование по силе тока в разрядной цепи, напряжению на канале разряда, его активному сопротивлению, мощности ввода в него энергии и выделившейся в нем энергии. Это свидетельствует об адекватности предлагаемой модификации математической модели [26, 42] физическим явлениям, происходящим при электрическом разряде в воде, и возможности ее использования для решения задачи, поставленной в данной работе.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

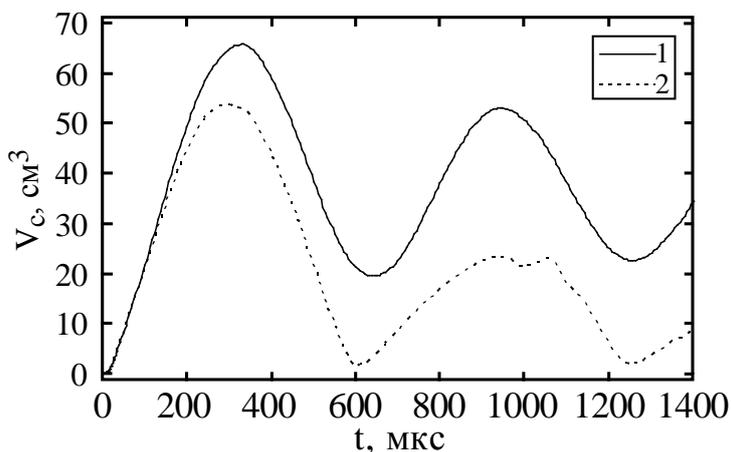
Исследование проводили на примере электрического разряда в воде, когда емкость конденсаторной батареи ( $C$ ) равна 10 мкФ, индуктивность разрядной цепи ( $L$ ) – 9,3 мкГн, напряжение заряда батареи ( $U_0$ ) – 30 кВ, активное сопротивление элементов разрядного контура без канала разряда ( $R_{sh}$ ) – 0,09 Ом, расстояние между электродами ( $l$ ) – 30 мм. Инициирование разряда выполняли пробоем слоя воды между электродами после приложения к ним разности потенциалов  $U_0$ . Высота полости камеры, заполненной водой, составляла 240 мм, ее радиус – 140 мм. Радиусы электродов – 8 мм. Длина высоковольтного электрода 90 мм, а низковольтного – 38 мм. Электрические и энергетические характеристики разряда при этих параметрах определены экспериментально в процессе выполнения данной работы. Сравнение с ними результатов, полученных по предлагаемой математической модели, в которой учтено излучение энергии из канала разряда, показано на рис. 3–6 и свидетельствует о ее адекватности исследуемым физическим процессам.

При выбранных параметрах разряда излучение энергии из канала в малой степени

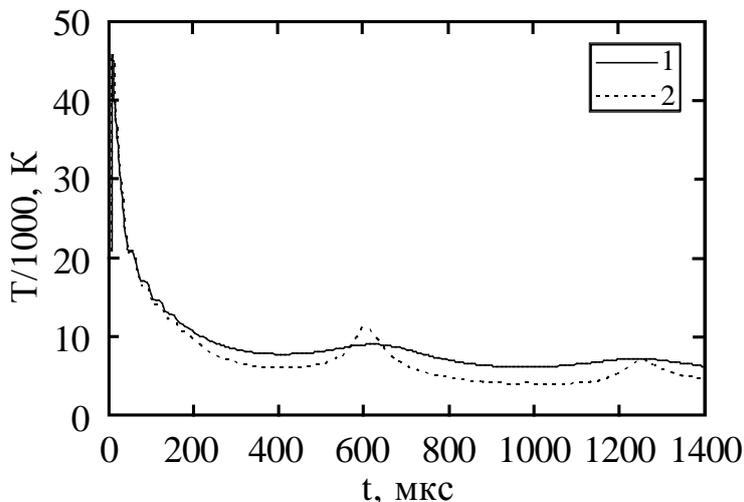
влияет на его характеристики (рис. 3, 5, 6), но приводит к значительному увеличению активного сопротивления канала разряда в конце ввода в него энергии из разрядного контура (рис. 4). Давление в парогазовой полости и окружающей ее воде существенно зависит от потерь энергии от излучения из канала после завершения активной стадии разряда (рис. 7). Давление в парогазовой полости ( $p_{ch}$ ) и среднее давление в воде ( $p_{sr}$ ), заполняющей разрядную камеру с жесткими стенками, изменяются в противофазе. Из этого следует, что парогазовая полость на этапе ее расширения играет роль генератора ударных волн в процессе сжатия воды, а на этапе сжатия полости она компенсирует расширение жидкости, генерируя волны разрежения в воде. Большая сжимаемость среды, заполняющей парогазовую полость, обеспечивает переменное поле давления в пространстве полости камеры и во времени, приводя к локальному изменению давления в воде от кавитации до величин, в несколько раз превышающих давление в парогазовой полости. Период пульсации парогазовой полости приблизительно в 3–3,5 раза больше, чем время двойного пробега волн в воде от ее поверхности до ближайшей стенки камеры.

При отсутствии излучения из парогазовой полости амплитуды величин  $p_{ch}$  и  $p_{sr}$  сравнимы между собой (рис. 7, линии 1 и 3). Излучение энергии из парогазовой полости существенно изменяет соотношение амплитуд колебаний величин  $p_{ch}$  и  $p_{sr}$ , приводя к увеличению амплитуды  $p_{ch}$  до 5 раз по сравнению с амплитудой  $p_{sr}$  (рис. 7, линии 2 и 4). Это можно объяснить увеличением сжимаемости среды, заполняющей парогазовую полость (рис. 8) за счет уменьшения ее температуры (рис. 9) вследствие потерь энергии, а также уменьшения концентрации в ней частиц (рис. 10), что позволяет воде с большей скоростью сжимать парогазовую полость. Только при достижении минимального объема парогазовой полости температура и концентрация частиц больше, чем при отсутствии излучения. Особенно это характерно для концентрации частиц, которая становится до 2,5 раза больше, чем на активной стадии разряда в воде. Таким образом, излучение энергии из парогазовой полости приводит к большой неоднородности распределения давления в воде, заполняющей разрядную камеру с жесткими стенками. Принимая во внимание существенное влияние излучения энергии из парогазовой полости на величину  $p_{ch}$  и  $p_{sr}$ , дальнейшие исследования выполняли с его учетом.

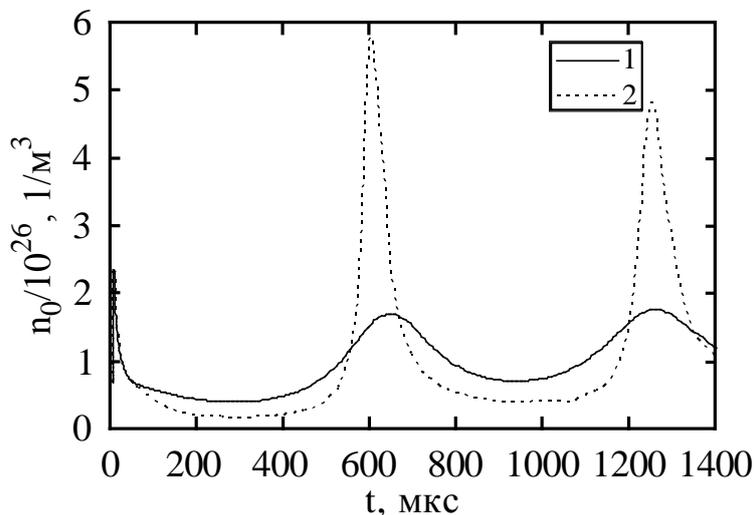
Влияние деформируемой стенки разрядной камеры на поле давления в воде исследовали на



**Рис. 8.** Изменение объема канала разряда (после 200 мкс в парогазовой полости) в процессе пульсаций: 1 – без учета излучения из канала разряда; 2 – с учетом излучения из канала разряда.



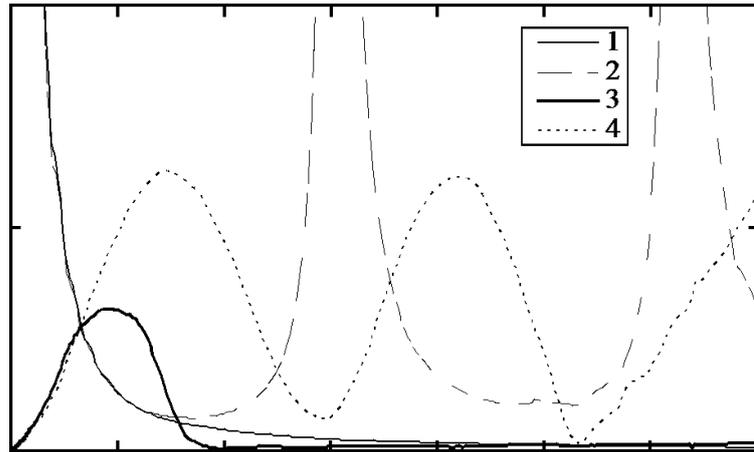
**Рис. 9.** Изменение температуры в канале разряда (после 200 мкс в парогазовой полости) в процессе пульсаций: 1 – без учета излучения из канала разряда; 2 – с учетом излучения из канала разряда.



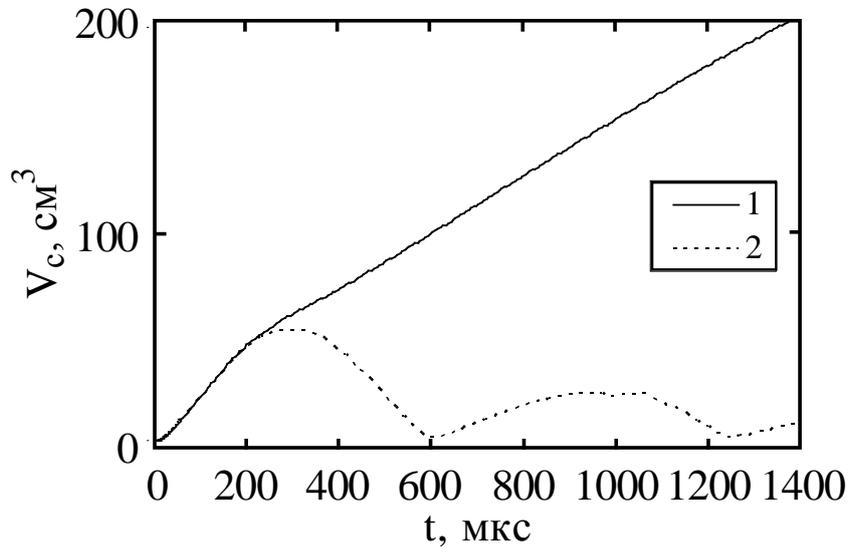
**Рис. 10.** Изменение концентрации частиц в канале разряда (после 200 мкс в парогазовой полости) в процессе пульсаций: 1 – без учета излучения из канала разряда; 2 – с учетом излучения из канала разряда.

примере деформирования пластины высокопрочной двухфазной стали марки DP780, толщиной 1,35 мм в цилиндрическую матрицу глубиной 20 мм (рис. 1). Радиус пластины 160 мм, а полости матрицы и разрядной камеры – 140 мм. Деформация такой пластины под действием волн давления, генерируемых

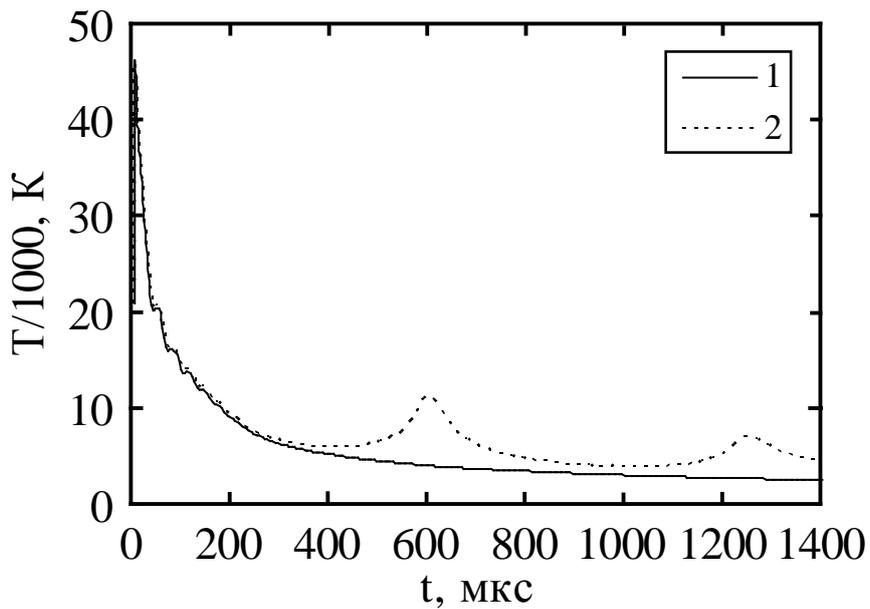
электрическим разрядом в воде, приводит к радикальному изменению  $p_{ch}$  и  $p_{sr}$  (рис. 11) по сравнению с замкнутой разрядной камерой с жесткими стенками. В этом случае величина  $p_{sr}$  имеет в 2 раза меньшую амплитуду и период колебаний, которые после первого периода практически полностью затухают в результате



**Рис. 11.** Изменение давления в канале разряда (после 200 мкс в парогазовой полости) с учетом излучения энергии (1 и 2) и среднего давления в полости разрядной камеры (3 и 4): с учетом деформации пластины в матрице радиусом 140 мм (1 и 3); без учета – (2 и 4).



**Рис. 12.** Изменение объема канала разряда (после 200 мкс парогазовой полости): 1 – с учетом деформации пластины в матрице радиусом 140 мм; 2 – без учета деформации пластины.



**Рис. 13.** Изменение температуры плазмы в канале разряда (после 200 мкс в парогазовой полости): 1 – с учетом деформации пластины в матрице радиусом 140 мм; 2 – без учета деформации пластины.

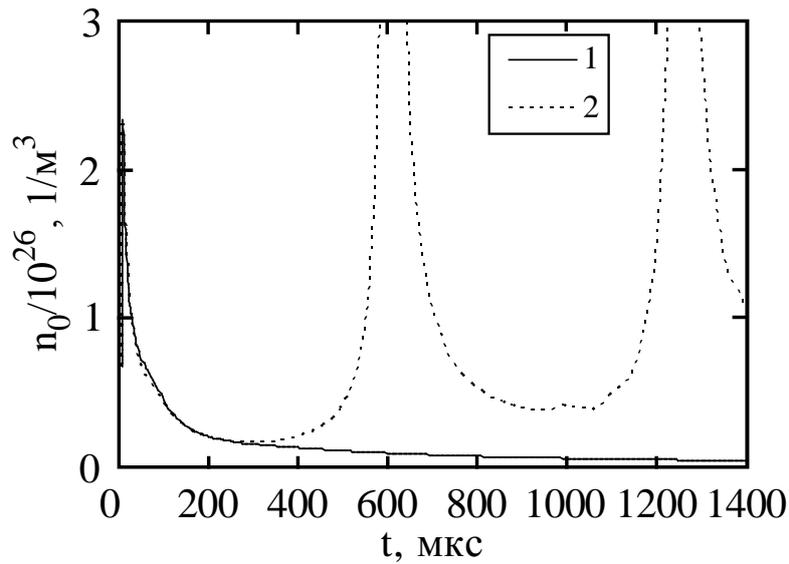


Рис. 14. Изменение концентрации частиц в канале разряда (после 200 мкс в парогазовой полости): 1 – с учетом деформации пластины в матрице радиусом 140 мм; 2 – без учета деформации пластины.

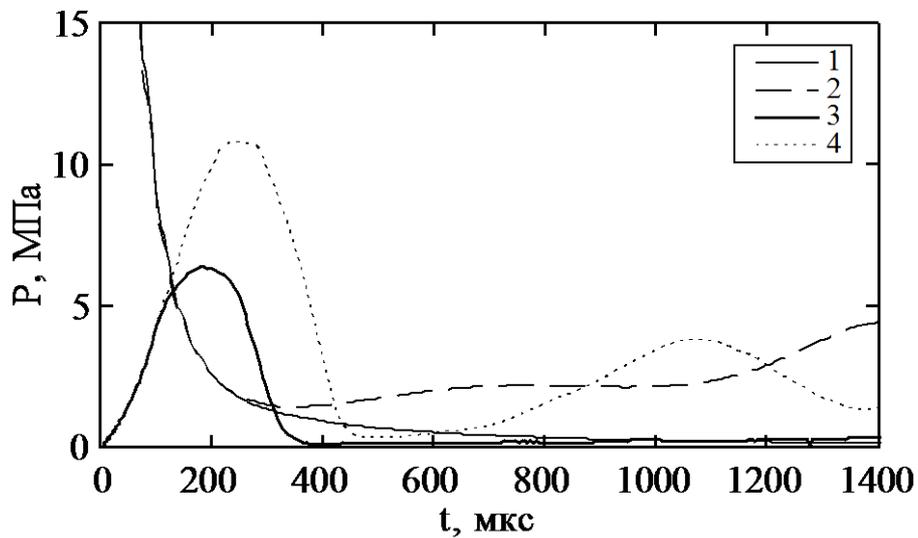


Рис. 15. Изменение давления в канале разряда (1 и 2) (после 200 мкс в парогазовой полости) и среднего давления в полости разрядной камеры (3 и 4): 1, 3 – с учетом деформации пластины в матрице радиусом 140 мм; 2, 4 – с учетом деформации пластины в матрице радиусом 60 мм.

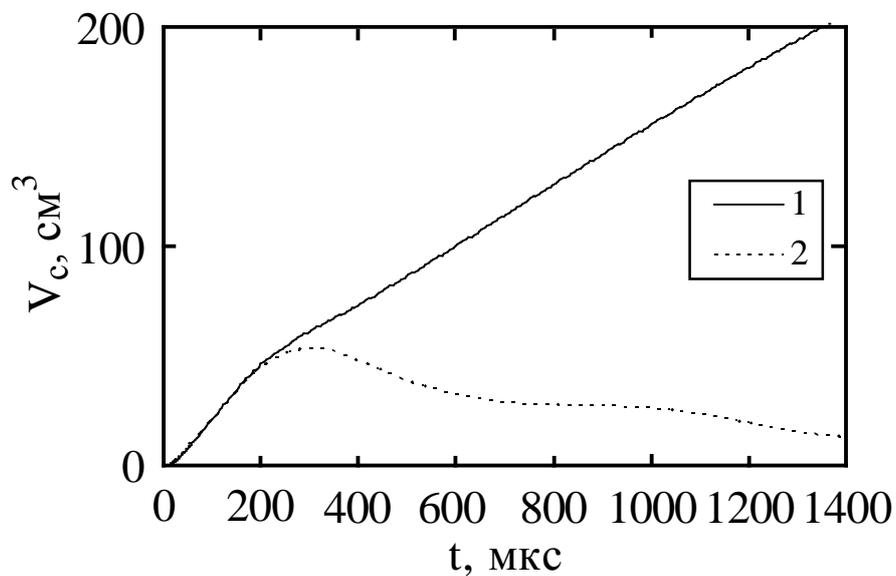


Рис. 16. Изменение объема канала разряда (после 200 мкс в парогазовой полости): 1 – с учетом деформации пластины в матрице радиусом 140 мм; 2 – с учетом деформации пластины в матрице радиусом 60 мм.

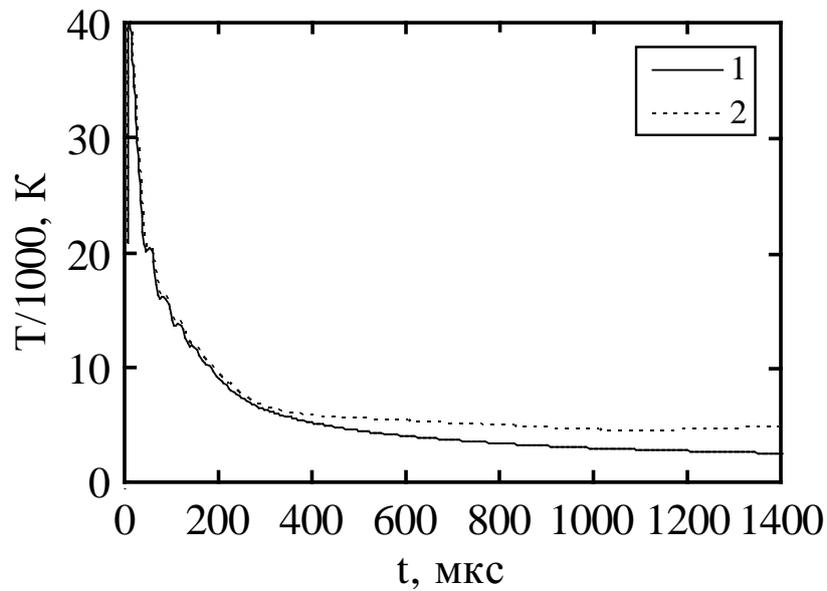


Рис. 17. Изменение температуры плазмы в канале разряда (после 200 мкс в парогазовой полости): 1 – с учетом деформации пластины в матрице радиусом 140 мм; 2 – с учетом деформации пластины в матрице радиусом 60 мм.

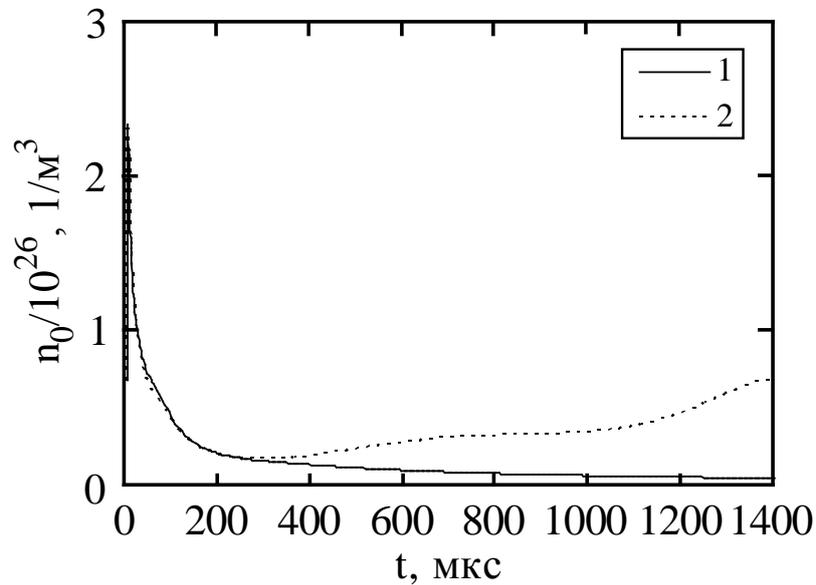


Рис. 18. Изменение концентрации частиц в плазме канала разряда (после 200 мкс в парогазовой полости): 1 – с учетом деформации пластины в матрице радиусом 140 мм; 2 – с учетом деформации пластины в матрице радиусом 60 мм.

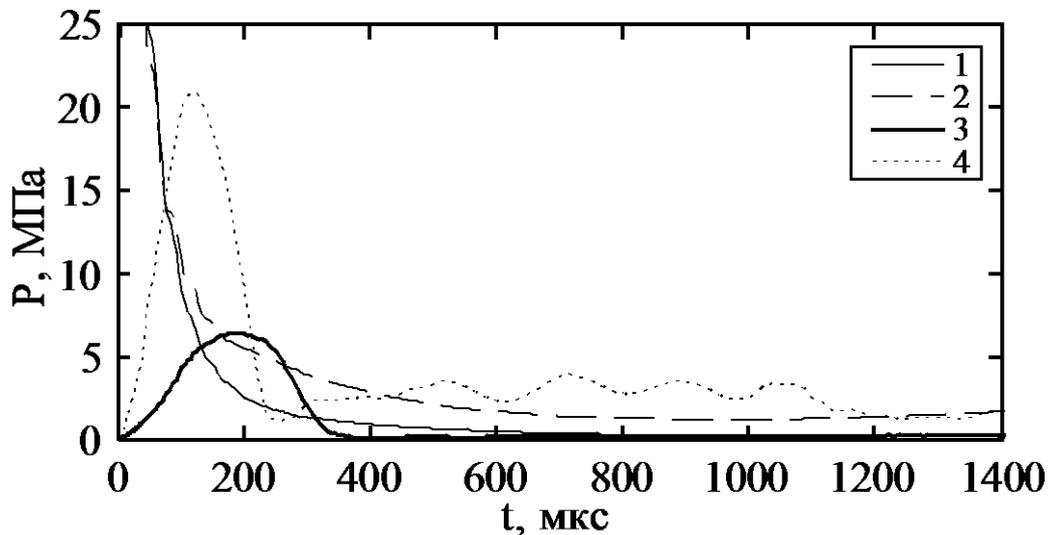
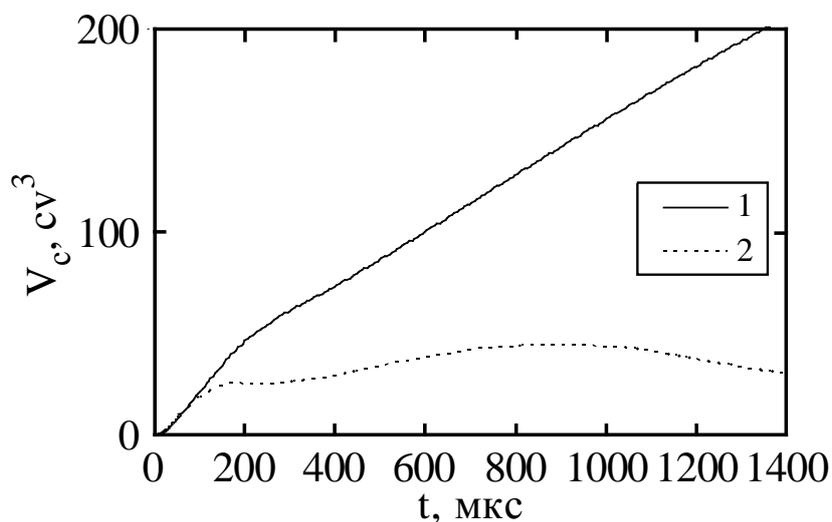
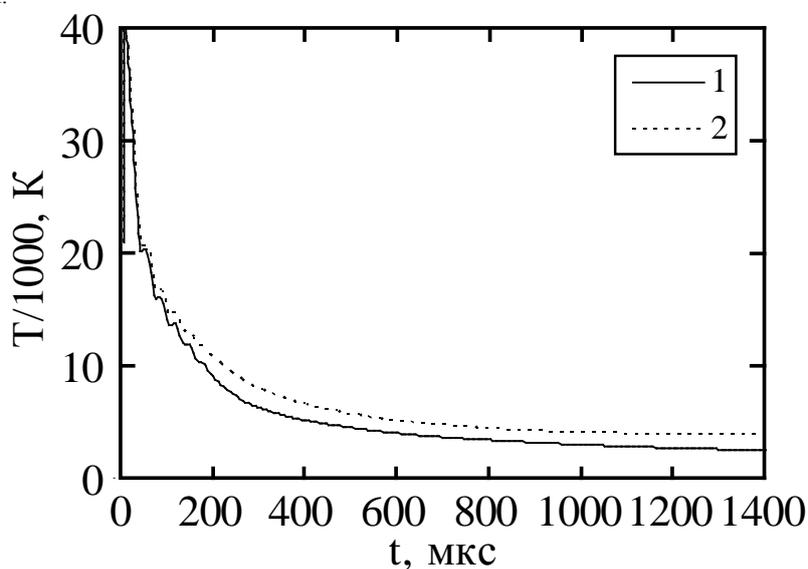


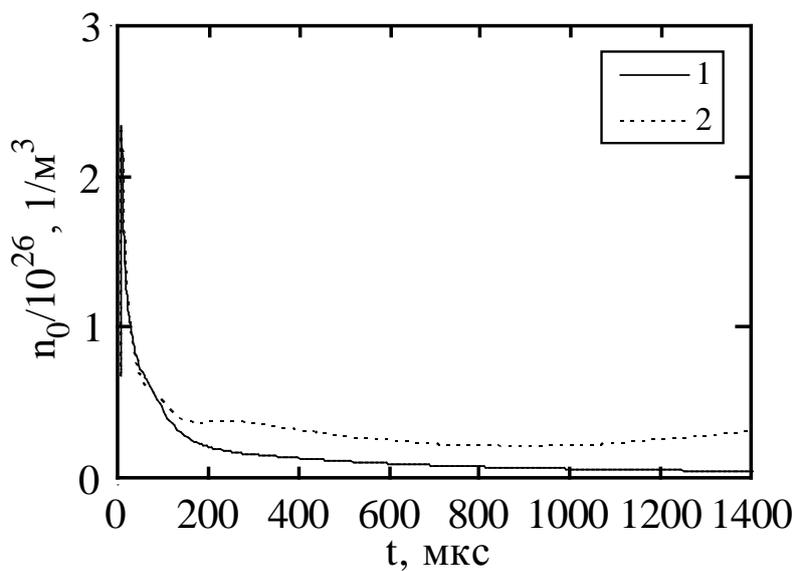
Рис. 19. Изменение давления в канале разряда (1 и 2) (после 200 мкс в парогазовой полости) и среднего давления в полости разрядной камеры (3 и 4): 1, 3 – с учетом деформации пластины радиусом 160 мм в разрядной камере радиусом 140 мм; 2, 4 – с учетом деформации пластины радиусом 80 мм в разрядной камере радиусом 60 мм.



**Рис. 20.** Изменение объема канала разряда (1 и 2) (после 200 мкс парогазовой полости): 1 – с учетом деформации пластины радиусом 160 мм в разрядной камере радиусом 140 мм; 2 – с учетом деформации пластины радиусом 80 мм в разрядной камере радиусом 60 мм.



**Рис. 21.** Изменение температуры плазмы в канале разряда (1 и 2) (после 200 мкс в парогазовой полости): 1 – с учетом деформации пластины радиусом 160 мм в разрядной камере радиусом 140 мм; 2 – с учетом деформации пластины радиусом 80 мм в разрядной камере радиусом 60 мм.



**Рис. 22.** Изменение концентрации частиц плазмы в канале разряда (1 и 2) (после 200 мкс в парогазовой полости): 1 – с учетом деформации пластины радиусом 160 мм в разрядной камере радиусом 140 мм; 2 – с учетом деформации пластины радиусом 80 мм в разрядной камере радиусом 60 мм.

действия волн разрежения, генерируемых деформируемой пластиной. Давление  $p_{ch}$  монотонно уменьшается и в течение продолжительного интервала времени существенно отличается от  $p_{sr}$ , что вызвано монотонным увеличением объема парогазовой полости (рис. 12), приводящим к уменьшению в ней температуры (рис. 13) и концентрации частиц (рис. 14).

Уменьшение радиуса деформируемой части пластины за счет уменьшения радиуса матрицы от 140 до 60 мм привело к уменьшению площади деформируемой части стенки разрядной камеры в 5,4 раза при неизменных остальных ее размерах. Это вызвало увеличение давлений  $p_{ch}$  и  $p_{sr}$  (рис. 15) и их колебаний в противофазе с меньшим затуханием, чем при деформировании пластины в матрице радиусом 140 мм (рис. 15), в результате уменьшения объема парогазовой полости (рис. 16) и увеличения в ней температуры (рис. 17) и концентрации частиц (рис. 18).

Большое влияние на пульсации парогазовой полости и поле давления в жидкости оказывает изменение размеров полости разрядной камеры. Уменьшение радиуса полости разрядной камеры и матрицы от 140 до 60 мм (объем камеры уменьшается приблизительно в 5,4 раза при неизменной ее длине) приводит к существенному изменению характеристик пульсации парогазовой полости и колебаний среднего давления в воде (рис. 19). Максимум  $p_{sr}$  увеличивается приблизительно в 3,2 раза, и последующее изменение  $p_{sr}$  становится немонотонным и существенно отличается от изменения  $p_{ch}$  в результате ограничения роста объема парогазовой полости (рис. 20) и увеличения в ней температуры (рис. 21) и концентрации частиц (рис. 22).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате исследования определено, что пульсации парогазовой полости оказывают определяющее влияние на формирование поля давления в жидкости, заполняющей замкнутую разрядную камеру, как с жесткими стенками, так и с деформируемой стенкой. Колебания давления в парогазовой полости и окружающей ее жидкости происходят в противофазе, сопровождаясь большой неоднородностью поля давления в жидкости. Деформируемая стенка разрядной камеры приводит к большому затуханию колебаний давления в разрядной камере и парогазовой полости и уменьшению их амплитуды в зависимости от площади деформируемой стенки и относительной длины разрядной камеры. Излучение энергии из

парогазовой полости существенно влияет на изменение давления в ней и окружающей ее воде.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Гулый, Г.А., *Научные основы разрядно-импульсных технологий*, Киев: Наукова думка, 1990. 311 с.
2. Курец, В.И., Соловьев, М.А., Жучков, А.И., Барская, А.В., *Электроразрядные технологии обработки и разрушения материалов*, Томск: Изд-во Томского политехнического университета, 2012. 272 с.
3. Барбашова, Г.А., Вовченко, А.И., Влияние геометрии замкнутого цилиндра на гидродинамические процессы, происходящие в нем при высоковольтном электрохимическом взрыве, *ЭОМ*, 2016, т. 52, № 2, с. 51.
4. Барбашова, Г.А., Зависимость гидродинамической нагрузки на метаемую пластину от индуктивности электрической цепи при сварке двух пластин высокоскоростным ударом, *ЭОМ*, 2012, т. 48, № 3, с. 83.
5. Кускова, Н.И., Бакларь, В.Ю., Терехов, А.Ю., Ющишина, А.Н. и др. Синтез углеродных наноматериалов из газов, образующихся в процессе электроразрядной обработки органических жидкостей, *ЭОМ*, 2014, т. 50, № 2, с. 1.
6. Ющишина, А.Н., Кускова, Н.И., Челпанов, Д.И., О возможных процессах формирования углеродных наноматериалов при электроразрядной обработке углеводородов, *ЭОМ*, 2015, т. 51, № 3, с. 1.
7. Петриченко, С.В., Листовский, Д.И., Кускова, Н.И., Стабилизация разрядных импульсов и особенности согласования искровой нагрузки при электроэрозионном диспергировании металлических и графитовых гранул в жидкости, *ЭОМ*, 2016, т. 52, № 2, с. 8.
8. Косенков, В.М., Бычков, В.М., Влияние индуктивности электрической цепи на энергетические характеристики разряда в воде и деформирования пластин. *Письма в ЖТФ*, 2017, т. 43, № 16, с. 102. doi: 10.21883/PJTF.2017.16.44939.16706
9. Ризун, А.Р., Денисюк, Т.Д., Домерщикова, А.О., Электроразряд в технологическом процессе утилизации отходов печатных плат, *ЭОМ*, 2017, т. 53, № 2, с. 110. doi: 10.5281/zenodo.1053465
10. Малюшевская, А.П., Малюшевский, П.П., К механизму электроразрядной интенсификации процессов очистки растительных волокон от нецеллюлозных веществ. Часть 1. Технологическая среда. Постановка задачи. Методика исследований, *ЭОМ*, 2016, т. 52, № 3, с. 40.
11. Малюшевский, П.П., Малюшевская, А.П., Ющишина, А.Н., К механизму электроразрядной интенсификации процессов очистки растительных волокон от нецеллюлозных веществ. Часть 2. Химическое и электрофизическое воздействие

- электроразряда на водную среду. Экспериментальные исследования, *ЭОМ*, 2016, т. 52, № 6, с. 80.
12. Кононов, В.Ю., Рачков, А.Н., Комплексная обработка металлургического кремния, *ЭОМ*, 2015, т. 51, № 1, с. 118.
  13. Gillard, A.J., Golovashchenko, S.F., Mamutov, A.V., Effect of quasi-static prestrain on the formability of dual phase steels in electrohydraulic forming, *J. Manuf. Process.*, 2013, vol. 15, p. 201.
  14. Golovashchenko, S.F., Gillard, A.J., Mamutov, A.V., Formability of dual phase steels in electrohydraulic forming, *J. Mater. Process. Technol.*, 2013, vol. 213, p. 1191.
  15. Melander, A., Delic, A., Björkblad, A., Juntunen, P. et al. Modelling of electro hydraulic free and die forming of sheet steels, *Int. J. Mater. Form.*, 2013, vol. 6, p. 223.
  16. Hassannejadasl, A., Green, D.E., Golovashchenko, S.F., Samei, J. et al. Numerical modelling of electrohydraulic free-forming and die-forming of DP590 steel, *J. Manuf. Process.*, 2014, vol. 16, p. 391.
  17. Mamutov, V., Golovashchenko, S., Mamutov, A., Simulation of High-Voltage Discharge Channel in Water at Electro-Hydraulic Forming Using LS-DYNA, *Proceedings of the 13<sup>th</sup> international LS-DYNA Conference*, June 8–14 2014. Detroit, USA, 2014, p. 1–9.
  18. Rohatgi, A.E., Stephens, V., Davies, R.W., Smith, M.T. et al. Electro-hydraulic forming of sheet metals: Free-forming vs. conical-die forming, *J. Mater. Process. Technol.*, 2012, vol. 212, p. 1070.
  19. Чачин, В.Н., Шадуя, В.Л., Журавский, А.Ю., *Электрогидроимпульсное формообразование с использованием замкнутых камер*, Минск: Наука и техника, 1985. 200 с.
  20. Смирнов, А.П., Жекул, В.Г., Мельхер, Ю.И., Тафтай, Э.И. и др. Экспериментальное исследование волн давления, генерированных электрическим взрывом в закрытом объеме жидкости, *ЭОМ*, 2017, т. 53, № 4, с. 47. doi: 10.5281/zenodo.1053757
  21. Смирнов, А.П., Жекул, В.Г., Поклонов, С.Г., Влияние гидростатического давления на параметры волны сжатия, генерируемой электрическим разрядом в жидкости, *ЭОМ*, 2014, т. 50, № 3, с. 39.
  22. Вовченко, А.И., Кучеренко, В.В., Шамко, В.В., Особенности пространственно-временной эволюции парогазовых полостей, генерируемых подводным искровым разрядом, *Прикладная механика и техническая физика*, 1978, № 6, с. 58.
  23. Чачин, В.Н., Некоторые особенности деформирования плоских заготовок при электрическом взрыве проводников в замкнутых камерах малого объема, *Импульсные методы обработки материалов*. Сб. науч. трудов, Минск: Наука и техника, 1977. с. 44.
  24. Мамутов, А.В., Мамутов, В.С., Моделирование электрогидроимпульсной листовой формовки с применением комплекса LS-DYNA, *Научно-технические ведомости Санкт-Петербургского государственного политехнического университета*, 2014, т. 190, № 1, с. 101.
  25. Hassannejadasl, A., Simulation of Electrohydraulic Forming Using Anisotropic, Rate-dependent Plasticity Models, *Electronic Theses and Dissertations*, 2014, Paper 5205.  
<https://core.ac.uk/download/pdf/72787148.pdf>
  26. Косенков, В.М., Бычков, В.М., Математическое моделирование переходных процессов в разрядном контуре и разрядной камере электрогидравлической установки, *ЭОМ*, 2015, т. 51, № 2, с. 66.
  27. Косенков, В.М., Влияние длины канала высоковольтного разряда в воде на эффективность пластического деформирования цилиндрической оболочки, *ЖТФ*, 2011, т. 81, № 10, с. 133.
  28. Дубовенко, К.В., Учет взаимодействия плазмы канала подводного электрического разряда с ударной волной, отраженной от стенки камеры, *ЭОМ*, 2013, т. 49, № 1, с. 30.
  29. Шнеерсон, Г.А., Оценка давления при медленных режимах искрового разряда в цилиндрической камере, заполненной водой, *ЖТФ*, 2003, т. 73, № 3, с. 100.
  30. Титков, В.В., К оценке давления электрогидравлического эффекта в неограниченной упругой среде, *Письма в ЖТФ*, 2010, т. 36, № 15, с. 8.
  31. Goldfarb, V., Budny, R., Dunton, A., Shneerson, G. et al. Removal of surface layer of concrete by a pulse-periodical discharge, *Digest of Technical Papers. 11<sup>th</sup> IEEE International Pulsed Power Conference (Cat. No. 97CH36127)*, Baltimore, MA, USA, 1997, p. 1078, vol. 2, doi: 10.1109/PPC.1997.674540.
  32. Кривицкий, Е.В., *Динамика взрыва в жидкости*, Киев: Наукова думка, 1986. 208 с.
  33. Кривицкий, Е.В., Шамко, В.В., *Переходные процессы при высоковольтном разряде в воде*, Киев: Наукова думка, 1979. 208 с.
  34. Наугольных, К.А., Рой, Н.А., *Электрические разряды в воде*, М.: Наука, 1971. 155 с.
  35. Косенков, В.М., Метод определения начальных условий для моделирования электрического разряда в воде, *ЭОМ*, 2020, № 2, с. 21. doi: 10.5281/zenodo.3747821
  36. Кринберг, И.А., Электропроводность воздуха в присутствии примеси. *Прикладная механика и техническая физика*, 1965, № 1, с. 76.
  37. Feynman, R.P., Hibbs, A.R., *Quantum mechanics and path integrals*, New York: McGRAW-HILL Book Company, 1965. 365 p.
  38. Жданов, В.М., *Явления переноса в газах и плазме*, М.: МИФИ, 2008. 240 с.
  39. Калиткин, Н.Н., Кузьмина, Л.В., Рогов, В.С., Таблицы термодинамических функций и транспортных коэффициентов плазмы, *Препринт*

*Института прикладной математики АН СССР, М.: 1972. 112 с.*

40. Пастухов, В.Н., Моделирование начальной стадии электрического разряда в воде, *ЭОМ*, 1982, № 5, с. 61.
41. 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.
42. Косенков, В.М., Математическое моделирование изменения удельной электропроводности плазмы и сопротивления канала нецилиндрической формы в процессе электрического разряда в воде, *ЭОМ*, 2019, № 2, с. 35. doi: 10.5281/zenodo.2629544
43. Баженов, В.Г., Павлѐнкова, Е.В., Артемьева, А.А., Численное решение обобщенных осесимметричных задач динамики упругопластических оболочек вращения при больших деформациях, *Вычислительная механика сплошных сред*, 2012, т. 5, № 4, с. 427.

### Summary

The pressure field in discharge chambers of a limited volume with deformable walls very often has a great influence on the efficiency of technological processes of deformation of sheet alloys; therefore, its determination is an urgent task. As a result of an electric discharge in the liquid filling the discharge chamber, in it, a cavity with a higher compressibility is formed than the liquid in the

chamber. At the stage of the discharge, this cavity is filled with non-ideal plasma, and after the discharge, with liquid vapor and gases dissolved in it (vapor-gas cavity). Its pulsations form a pressure field in the discharge chamber. The moving boundary of the vapor-gas cavity creates great problems in calculating the pressure field in a liquid, especially after a large number of its pulsations. At present, the role of the vapor-gas cavity in the formation of the pressure field in the discharge chamber with a deformable wall, which is a sheet alloy plate, is insufficiently studied. Its definition is the purpose of this work. The study was carried out on the base of a previously developed mathematical model of an electric discharge in water, which in this work is supplemented with relations that significantly increase the accuracy of calculating the resistance of the discharge channel and the energy released in it. It was determined that the pulsations of the vapor-gas cavity provide pressure fluctuations in it in an antiphase with the average pressure in the liquid. In a discharge chamber with rigid walls, they decay slowly, but the presence of a deformable wall leads to a rapid decay of pressure fluctuations. In the previously developed mathematical model, the change in the optical transparency of the plasma was taken into account, and its significant effect on the pressure in the cavity and the pressure field in the liquid was determined.

*Keywords:* electric discharge in water, mathematical modeling, discharge channel, vapor-gas cavity, pressure field, discharge chamber