

УДК 620.174.22:532.12

ВЛИЯНИЕ УПРУГОСТИ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ СТЕНКИ РАЗРЯДНОЙ КАМЕРЫ НА ПРОИСХОДЯЩИЕ В НЕЙ ВОЛНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ

В. М. КОСЕНКОВ

Институт импульсных процессов и технологий НАН Украины, Николаев

Получено 01.02.2010

На основе замкнутой математической модели, учитывающей физически и геометрически нелинейные связи между процессами в электрической цепи, жидкости и деформируемом твердом теле теоретически исследованы нестационарные волны в разрядной цилиндрической камере с упругой стенкой. Определена степень влияния различных факторов на динамику исследуемой системы.

На базі замкненої математичної моделі, яка враховує фізично й геометрично нелінійні зв'язки між процесами в електричному колі, рідині й деформівному твердому тілі теоретично досліджено нестационарні хвилі у циліндричній розрядній камері з пружною стінкою. Визначено вплив різних факторів на динаміку досліджуваної системи.

The unsteady waves in the cylindrical discharge chamber with an elastic wall have been theoretically studied on the base of a closed mathematical model with the allowance of physical and geometric nonlinear coupling between the processes in the electric circuit, fluid and deformable solid body. The influence of different factors on the dynamics of the system under consideration has been specified.

ВВЕДЕНИЕ

Разрядные камеры импульсных электрогидравлических установок являются самым напряженным их элементом, во многом влияющим на эффективность технологических процессов [1–3]. Прочность разрядных камер определяется их конструкцией, выбором материала и существенно зависит от взаимодействия с ударными волнами, генерируемыми электрическим разрядом в воде. Существующие методы расчета прочности разрядных камер основаны преимущественно на принципах квазистатического нагружения, когда действие ударной волны заменяют эквивалентным статическим давлением. Его определение также является сложной и неоднозначной задачей, поэтому при расчете вынужденно задаются большие запасы прочности конструкции.

Ранее уже выполнялись исследования волновых процессов в замкнутых разрядных камерах, однако в них использовалось предположение о том, что стенки камер – недеформируемые [4]. В этом случае не учитывались волны сжатия и разрежения, генерируемые движением стенок, что также вносит существенную погрешность в определение импульсного давления. Указанные недостатки расчетов можно устранить только в том случае, если решить связанную задачу, учитывающую электродинамические процессы в разрядном контуре, волновые процессы в жидкости и стенках разрядной камеры в геометрически и физически нелиней-

ной постановке. В процессе решения такой задачи можно выбрать параметры разрядной камеры таким образом, чтобы волны напряжений и деформаций соответствовали условиям прочности материала.

Многие из существующих разрядных камер имеют достаточно сложную с точки зрения динамического расчета конструкцию, поэтому, чтобы детально разобраться с волновыми процессами в жидкости и твердом теле, рассмотрим камеры наиболее простой цилиндрической формы, применяемые в технологических процессах приготовления эмульсий, калибровки, штамповки деталей и т. п. [1, 2]. Такие разрядные камеры обладают осевой симметрией и в них преобладают радиальные колебания жидкости и твердых тел, что естественным образом облегчает анализ волновых процессов.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И АЛГОРИТМ ЕЕ РЕШЕНИЯ

Цель исследования заключалась в определении влияния подвижности стенок разрядной камеры на волновые процессы в заполняющей ее жидкости и конструктивных элементах самой камеры.

Основным объектом исследования являлись волновые процессы в разрядной камере, представленной на рис. 1. Внутренний диаметр D , толщина стенки δ разрядной камеры и расстояние между электродами l_k служили варьируемыми геометри-

ческими параметрами.

Упругость цилиндрической стенки разрядной камеры определяется соотношением между ее внутренним диаметром и толщиной, а также свойствами материала [5]. Коэффициент упругости η характеризует пропорциональность перемещения внутренней поверхности цилиндра ΔR действующему на нее давлению P :

$$P = \eta \Delta R. \quad (1)$$

Коэффициент упругости цилиндра определяется по формуле

$$\eta = \frac{2E}{D} \eta_0, \quad (2)$$

где η_0 – относительный коэффициент упругости

$$\eta_0 = \left[\frac{D^2}{2(D + \delta)\delta} + 1 + \mu \right]^{-1}; \quad (3)$$

E – модуль Юнга; μ – коэффициент Пуассона.

Канал электрического разряда имеет достаточно сложную форму. Его образование и расширение сопровождается нелинейными электро- и гидродинамическими процессами в заполняющей низкотемпературной плазме. Однако с точки зрения динамики жидкости и твердого тела эти процессы можно рассмотреть в упрощенной постановке, используя следующие предположения:

- канал разряда и образовавшаяся впоследствии парогазовая полость имеют форму кругового цилиндра;
- ось канала разряда совпадает с осью разрядной камеры;
- термодинамические параметры плазмы и плотность электрического тока распределены однородно в объеме канала разряда;
- затраты энергии на пробой слоя жидкости между электродами и формирование канала разряда пренебрежимо малы;
- расстояние между электродами равно высоте разрядной камеры;
- разрядная камера заполнена идеальной сжимаемой жидкостью;
- эффектом Рихтмайера – Мешкова в процессе сжатия парогазовой полости можно пренебречь;
- материал цилиндрической стенки разрядной камеры – упруго-пластический неупрочняемый;

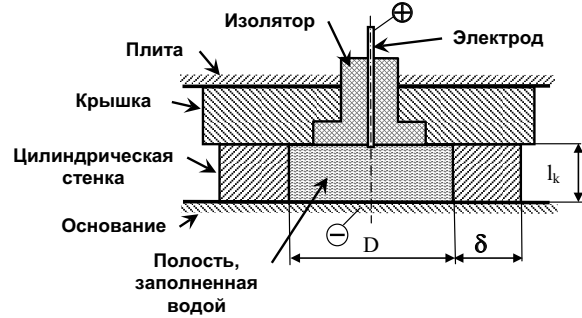


Рис. 1. Расчетная схема разрядной камеры

- трением цилиндрической стенки о сопрягаемые поверхности можно пренебречь;
- долговечность разрядной камеры обеспечивается отсутствием пластических деформаций в ее цилиндрической стенке;
- плоские поверхности разрядной камеры, ограничивающие полость, заполненную водой, – абсолютно твердые и неподвижные.

Математическая модель исследуемой системы состоит из уравнений, описывающих преобразование энергии в разрядном контуре, гидродинамические явления в жидкости и динамику деформируемого твердого тела.

Электродинамические процессы в разрядном контуре характеризуются уравнением баланса напряжений [6]:

$$L \frac{di}{dt} + (R_{ck} + R_{sh})i + \frac{1}{C} \int_0^t i dt = U_0, \quad (4)$$

где

$$R_{ck} = \frac{Al_k^2(\gamma - 1)}{P_k V_k} -$$

электрическое сопротивление канала разряда [6]; P_k – давление в канале разряда; $V_k = \pi R_k^2 l_k$ – объем канала разряда; R_k – радиус канала разряда; l_k – расстояние между электродами; γ – показатель адиабаты плазмы в канале разряда; A – искровая постоянная [7]; R_{sh} – электрическое сопротивление шин разрядного контура; i – сила тока в канале разряда; L – индуктивность разрядного контура; t – время; C – емкость конденсаторной батареи; U_0 – напряжение заряда конденсаторной батареи.

Процесс преобразования выделившейся в канале разряда электрической энергии во внутреннюю энергию плазмы и работу расширения канала

в жидкости (согласно основному термодинамическому соотношению) определен уравнением баланса энергии в канале разряда [8]:

$$\frac{1}{\gamma - 1} \frac{d}{dt}(P_k V_k) + P_k \frac{dV_k}{dt} = i^2 R_{ck}. \quad (5)$$

Волновые процессы в жидкости характеризуются уравнениями газовой динамики [9]:

$$\frac{\partial(r\rho)}{\partial t} + \frac{\partial(r\rho w)}{\partial r} = 0, \quad (6)$$

$$\frac{\partial(r\rho w)}{\partial t} + \frac{\partial[r(\rho w^2 + p)]}{\partial r} = 0, \quad (7)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial[r\rho(e + 0.5w^2)]}{\partial t} + \\ & + \frac{\partial\{r[\rho w(e + 0.5w^2) + wp]\}}{\partial r} = 0, \end{aligned} \quad (8)$$

где w – радиальная составляющая скорости жидкости; r – радиальная координата; ρ – плотность жидкости; p – давление в жидкости; e – удельная внутренняя энергия жидкости.

Для замыкания системы (6)–(8) использовалось двучленное уравнение состояния [9], определяющее связь между удельной внутренней энергией жидкости e и параметрами состояния p и ρ :

$$e(p, \rho) = \frac{p - c_0^2(\rho - \rho_0)}{(k - 1)\rho}. \quad (9)$$

Здесь ρ_0 и c_0 – плотность и скорость звука в невозмущенной жидкости; k – эмпирический коэффициент.

Кавитацию в жидкости учитывали, используя принцип, согласно которому давление не может быть меньше давления насыщенных паров при данной температуре [4].

Динамическое деформирование тел описывается уравнениями Навье–Коши [10, 11]. В цилиндрической системе координат, с учетом принятых допущений, можно записать уравнение движения в напряжениях, отражающее связь между компонентами тензора напряжений σ_{ij} и радиальной скоростью точек тела u :

$$\rho_m \frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial \sigma_{11}}{\partial r} + \frac{\sigma_{11} - \sigma_{22}}{r}, \quad (10)$$

где u – радиальная составляющая скорости точек тела; ρ_m – плотность материала деформируемого тела; σ_{ij} ($i, j = 1, 2, 3$) – компоненты тензора напряжений.

Напряжения и деформации связаны между собой обобщенным законом Гука. В тензорном виде он выражается как

$$\dot{S}_{ij} = 2G \left(\dot{\varepsilon}_{ij} - \dot{\varepsilon} \frac{1}{3} \delta_{ij} \right), \quad (11)$$

$$\sigma_{ij} = S_{ij} - \sigma \delta_{ij}, \quad (12)$$

где S_{ij} ($i, j = 1, 2, 3$) – компоненты девиатора напряжений; ε_{ij} ($i, j = 1, 2, 3$) – компоненты тензора деформаций; σ – гидростатическая составляющая напряжения; ε – объемная деформация; G – модуль сдвига;

$$\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_{11} + \dot{\varepsilon}_{22} + \dot{\varepsilon}_{33}.$$

Точка над символами означает операцию дифференцирования по времени. Компоненты тензора скоростей деформаций определяются геометрическими соотношениями Коши:

$$\dot{\varepsilon}_{11} = \frac{\partial u}{\partial r}, \quad \dot{\varepsilon}_{22} = \frac{u}{r}, \quad \dot{\varepsilon}_{33} = 0. \quad (13)$$

Гидростатическая составляющая напряжения связана с объемной деформацией дифференциальным соотношением

$$\dot{\sigma} = -K\dot{\varepsilon}, \quad (14)$$

где K – модуль объемного сжатия.

Пластическое течение материала определяется условием текучести Губера–Мизеса [11]:

$$\begin{aligned} I = S_{11}^2 + S_{22}^2 + S_{33}^2 + \\ + 2(S_{12}^2 + S_{13}^2 + S_{23}^2) - \frac{2}{3}\sigma_T^2 \geq 0, \end{aligned} \quad (15)$$

где σ_T – предел текучести материала.

Уравнения (6)–(15) дополнены граничными условиями, соответствующими физике процесса. На плоских поверхностях разрядной камеры нормальные компоненты скорости жидкости равны нулю. На границах между каналом разряда и жидкостью, а также жидкостью и поверхностью цилиндрической стенки разрядной камеры заданы условия на контактном разрыве. До электрического разряда все элементы исследуемой системы находились в состоянии покоя.

Решение полученной системы уравнений получено с помощью методов, использованных в работах [12, 13]. Непрерывная область решения заменялась дискретной с помощью подвижной конечно-разностной сетки. Аппроксимация уравнений проводилась по методу конечных объемов. Дискретизацию области решения выполняли по комбинированной лагранжево-эйлеровой схеме за исключением контактных границ, положение которых

определяли по схеме Лагранжа для уменьшения погрешности решения. Шаг дискретизации по пространственной координате выбирали так, чтобы шаг по времени в жидкости и твердом теле был одинаков. Величину шага по времени определяли по условию устойчивости вычислительного процесса Куранта–Фридрихса–Леви [13].

Дифференциальные уравнения в частных производных (6)–(8) и (10) преобразованы к интегральному виду по теореме Остроградского–Гаусса. После этого все дифференциальные уравнений приведены к системе обыкновенных дифференциальных уравнений, для решения которой использован явный двухшаговый метод Эйлера–Коши. Устранение нефизичных колебаний полученного решения выполнялось на третьем шаге по методу Абарбанеля–Цваса. Если напряжения в материале достигали поверхности текучести (15), то использовалась процедура их корректировки [12].

Тестирование математической модели выполнено, исходя из фундаментальных физических принципов, а также путем сравнения с известными решениями волновых задач. Учитывая принципиальную важность точности расчета энергии, выделившейся в канале разряда, для достоверности моделирования волновых процессов выполнено сравнение результатов расчета и измерения силы тока и напряжения между электродами (рис. 2 и 3). Измерения выполнены на разрядном контуре импульсного электрогидравлического пресса Т1226Б, характеризующегося следующими параметрами: емкость конденсаторной батареи $C=16$ мкФ; напряжение заряда батареи $U_0=30$ кВ; индуктивность разрядного контура $L=4$ мкГн; расстояние между электродами $l_k=32$ мм; активное сопротивление шин разрядного контура $R_{sh}=0.04$ Ом. Для оценки стабильности неиницируемого разряда на рис. 2 и 3 приведены по две пары кривых, обозначающих результаты измерения силы тока и напряжения. Как видно из графиков, расчетные кривые находятся в пределах погрешности экспериментальных данных, что свидетельствует о достоверности расчета источника ударной волны. На рис. 4 приведены расчетная и экспериментальные кривые мощности электрического разряда, которые также удовлетворительно согласуются между собой.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Влияние упругости цилиндрической стенки разрядной камеры на волновые процессы в ней исследовано на примере колебательного конту-

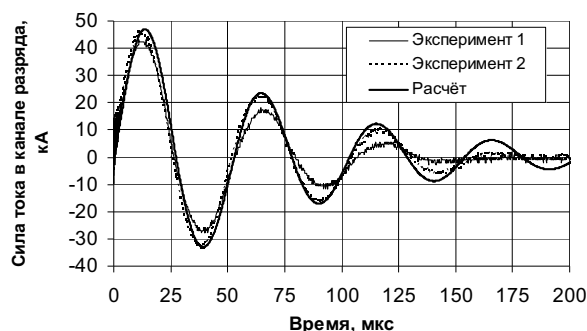


Рис. 2. Сила тока в канале разряда

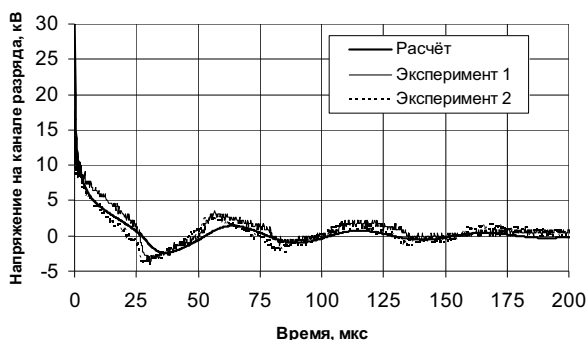


Рис. 3. Напряжение на канале разряда

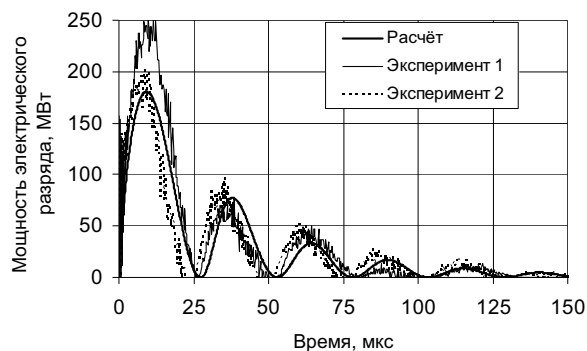


Рис. 4. Мощность электрического разряда

ра, характеризуемого следующими параметрами: $C=52$ мкФ, $L=4$ мкГн, $R_{sh}=0.04$ Ом, $l_k=42$ мм. Напряжение заряда конденсаторной батареи U_0 варьировалось в пределах от 10 до 50 кВ. Геометрические параметры разрядной камеры D и δ изменялись в пределах от 100 до 400 мм и от 75 до 150 мм соответственно. Считалось, что цилиндрическая стенка разрядной камеры изготовлена из стали 17Г2С, имеющей характеристики $E=2.110^{11}$ Па, $\mu=0.27$, $\rho_m=7800$ кг/м³, $\sigma_T=350$ МПа.

При этих условиях выполнено исследование

влияния подвижности упругой цилиндрической стенки на генерацию нестационарных волн в рассматриваемой динамической системе. Установлено, что между процессами в парогазовой полости, образовавшейся в результате электрического разряда, и деформированием цилиндрической стенки имеется существенная связь, зависящая от геометрических и физических характеристик электрической цепи и разрядной камеры. Колебания парогазовой полости зависят от параметров разряда, а также от геометрии и упругих свойств цилиндрической стенки. В свою очередь условия разряда существенно влияют на характеристики колебаний стенки (см. рис. 5–10). Зависимости, приведенные на этих графиках, получены при одинаковых параметрах разряда – $C = 52$ мкФ, $L = 4$ мкГн, $R_{sh} = 0.04$ Ом, $l_k = 42$ мм, $U_0 = 48$ кВ и толщине стенки $\delta = 100$ мм, но разным внутреннем диаметре разрядной камеры: (рис. 5–7 соответствуют $D = 50$ мм) и (рис. 8–10 – $D = 100$ мм). Упругость цилиндрической стенки диаметром 50 мм характеризовалась относительным коэффициентом упругости $\eta_0 = 0.66$, а 100 мм – $\eta_0 = 0.52$.

Из полученных результатов следует, что волны разрежения и сжатия, генерируемые колебаниями цилиндрической стенки, существенно влияют на параметры колебаний исследуемой системы. Это видно из сравнения результатов, полученных с учетом влияния движения стенки на волны давления в жидкости (сплошные) и без него (штриховые). Отличия в колебаниях стенки появляются после прихода волн от канала разряда, а отличия в колебаниях парогазовой полости, образовавшейся после активной стадии разряда, – в момент прихода к ней волн, отраженных от стенки. Если не учитывать движение стенки, амплитуда колебаний контактных границ получается завышенной, причем иногда значительно (от 10 до более чем 100 %) и зависит от коэффициента упругости цилиндрической стенки.

На рис. 5 и 8 показаны перемещения границы канала и стенки разрядной камеры, нормированные к максимальным амплитудам их колебаний. Из графиков следует, что амплитуды и период колебаний границ существенно зависят от относительного коэффициента упругости цилиндрической стенки. Уменьшение η_0 с 0.66 до 0.52 не только количественно, но и качественно изменяет характер движения стенки разрядной камеры. Так, период колебаний увеличивается приблизительно в два раза. При $\eta_0 = 0.52$ периоды колебаний границы канала разряда и стенки мало отличаются друг от друга, что приводит к режиму колебаний, близкому к резонансному. В этом случае, если не

учитывать генерируемые стенкой волны, ее перемещение неограниченно возрастает (рис. 8, кривая 3). Учет таких волн позволяет сохранить ограниченность перемещения стенки (кривая 4), что более физично.

Из этого сравнения можно сделать вывод, что моделирование колебаний цилиндрической стенки с использованием давления, рассчитанного на неподвижной стенке, может приводить к качественно неверным результатам. Объяснить такое отличие можно тем, что при неподвижной стенке камеры динамическая система будет замкнутой, поэтому ее энергия неизменна. Тогда использование определенного таким образом давления для исследования колебаний цилиндрической стенки разрядной камеры неизбежно приводит к нарушению баланса энергии. Если деформации стенки чисто упругие, то это приводит к незатухающим колебаниям динамической системы. В течение нескольких первых периодов колебаний отсутствие учета волн, генерируемых колебаниями стенки, не вносит существенных искажений в искомое решение, однако его погрешность постепенно возрастает (см. рис. 5–7). Если энергии упругих деформаций стенки недостаточно, чтобы компенсировать энергию действующих ударных волн, то в ней появятся пластические деформации, возрастающие с каждым циклом нагружения до тех пор, пока при упрочнении материала энергия упругих деформаций не станет равной энергии ударных волн. После этого незатухающие упругие колебания будут происходить с ограниченной амплитудой.

Резонансный режим колебаний исследуемой динамической системы приводит к появлению больших пластических деформаций даже тогда, когда энергия разряда меньше энергии упругих деформаций стенки (рис. 8, кривая 3). Временной профиль действующих волн давления через несколько периодов колебаний стабилизируется (рис. 10, кривая 2) и рассчитанное давление на стенку имеет постоянные период и амплитуду. Таким образом, искомое решение полностью искажается. Поэтому учет волн, генерируемых колебаниями стенки разрядной камеры на режимах, близких к резонансному, обязателен.

Волновые процессы в разрядной камере определяются не только упругостью ее стенки, но и энергией, выделившейся в канале разряда. Независимо от упругости стенки, увеличение энергии разряда приводит к монотонному увеличению ее максимального перемещения. Наиболее отчетливо это проявляется, если максимальное перемещение стенки соотносить с максимальным перемещением границы канала разряда, а выделив-

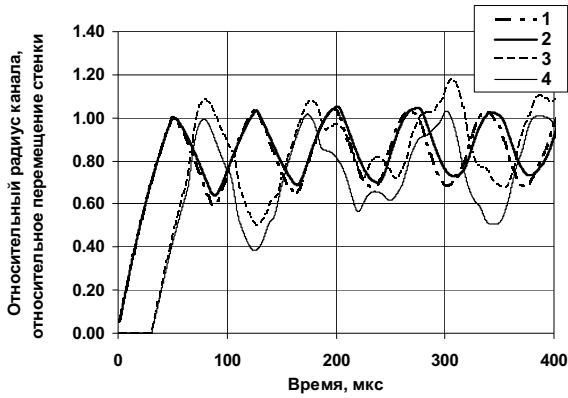


Рис. 5. Относительное перемещение границ канала разряда и внутренней поверхности цилиндрической стенки разрядной камеры ($\eta_0 = 0.66$):

1, 2 – относительный радиус канала разряда,
3, 4 – относительное перемещение стенки разрядной камеры;
1, 3 – внешняя граница жидкости неподвижна,
2, 4 – скорости жидкости и стенки камеры равны

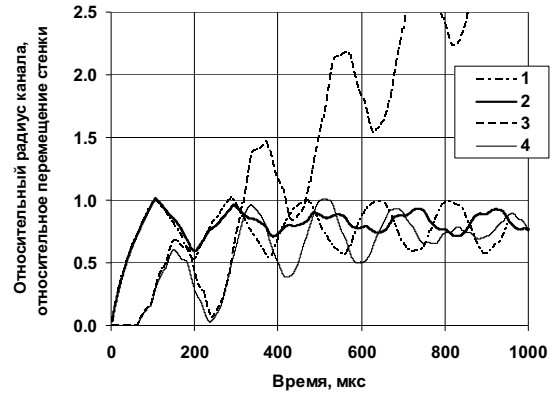


Рис. 8. Относительное перемещение границ канала разряда и внутренней поверхности цилиндрической стенки разрядной камеры ($\eta_0 = 0.52$)

1, 2 – относительный радиус канала разряда,
3, 4 – относительное перемещение стенки разрядной камеры;
1, 3 – внешняя граница жидкости неподвижна,
2, 4 – скорости жидкости и стенки камеры равны

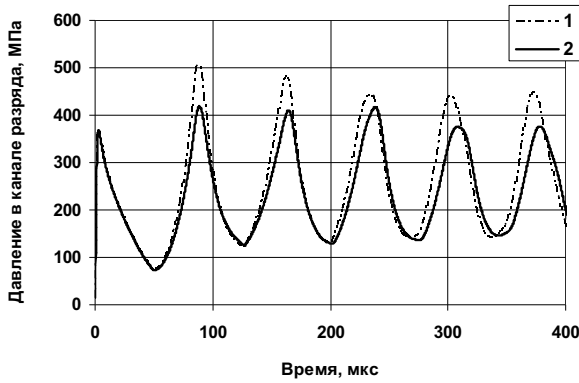


Рис. 6. Давление в канале разряда и парогазовой полости ($\eta_0 = 0.66$):

1 – внешняя граница жидкости неподвижна,
2 – скорости жидкости и стенки камеры равны

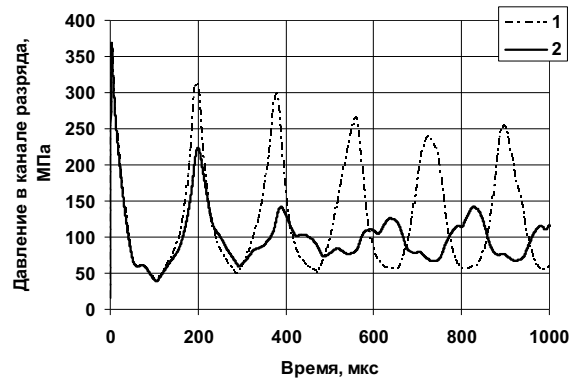


Рис. 9. Давление в канале разряда и парогазовой полости ($\eta_0 = 0.52$):

1 – внешняя граница жидкости неподвижна,
2 – скорости жидкости и стенки камеры равны

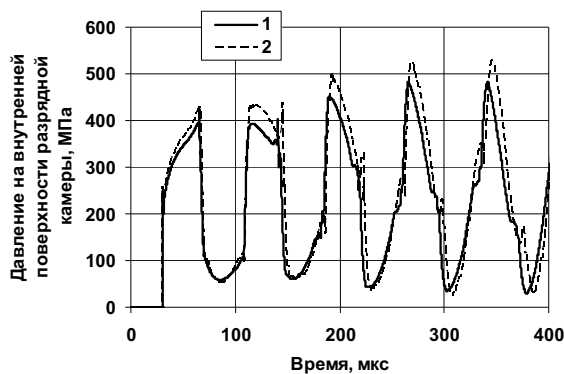


Рис. 7. Давление на внутренней цилиндрической поверхности разрядной камеры ($\eta_0 = 0.66$):

1 – внешняя граница жидкости неподвижна,
2 – скорости жидкости и стенки камеры равны

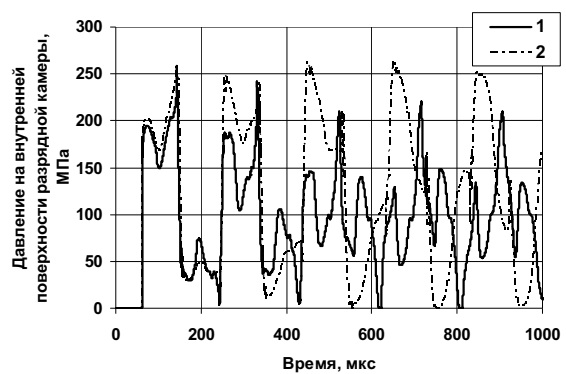


Рис. 10. Давление на внутренней цилиндрической поверхности разрядной камеры ($\eta_0 = 0.52$):

1 – внешняя граница жидкости неподвижна,
2 – скорости жидкости и стенки камеры равны

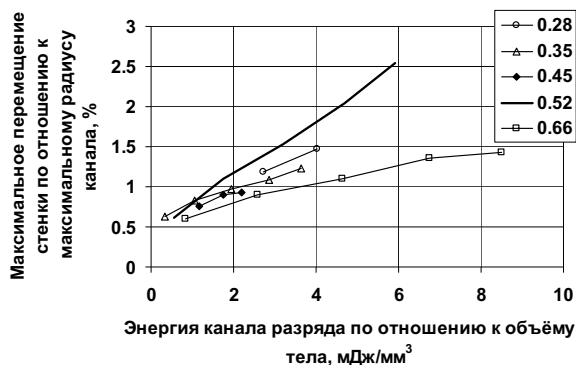


Рис. 11. Относительное максимальное перемещение внутренней поверхности цилиндрической стенки разрядной камеры в зависимости от энергии, выделившейся в канале разряда

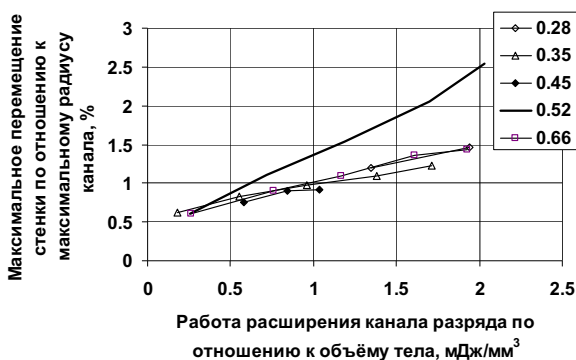


Рис. 12. Относительное максимальное перемещение внутренней поверхности цилиндрической стенки разрядной камеры в зависимости от удельной работы расширения канала разряда

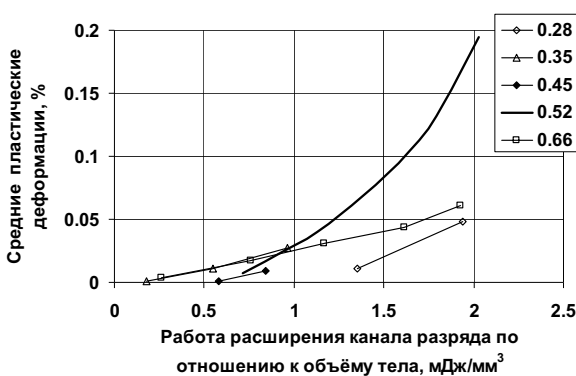


Рис. 13. Средние окружные пластические деформации стенки разрядной камеры в зависимости от удельной работы расширения канала разряда

щуюся в канале энергию относить к объёму деформируемой стенки разрядной камеры (рис. 11). В интервале изменения относительного коэффициента упругости стенки от 0.28 до 0.66 режим, близкий к резонансному ($\eta_0 = 0.52$), характеризуется наибольшим максимальным относительным перемещением стенки при изменении относительной энергии, выделившейся в канале разряда от 0.2 до 9 мДж/мм³.

В большей степени особенности волнового режима, близкого к резонансному, проявляются, если максимальное относительное перемещение стенки анализировать в зависимости от удельной работы расширения канала разряда (рис. 12). В этом случае максимальное относительное перемещение стенки существенно больше, чем на остальных режимах, для которых перемещения в малой степени зависят от упругости стенки и определяются преимущественно удельной работой расширения канала разряда. Использование удельной работы расширения канала в качестве энергетической характеристики процесса деформирования стенки более правомерно, так как именно она характеризует ту часть выделившейся в канале разряда энергии, которая расходуется на деформирование стенки разрядной камеры.

Появление пластических деформаций стенки существенно нелинейным образом зависит от ее относительного коэффициента упругости и удельной работы расширения канала разряда (рис. 13). Изменение η_0 от 0.28 до 0.66 вызывает появление пластических деформаций, когда удельная работа расширения канала разряда изменяется в пределах от 0.2 до 1.2 мДж/мм³, причем удельная работа 0.2 мДж/мм³ может приводить к появлению пластических деформаций при $\eta_0 = 0.35$ и 0.66. Вблизи резонансного режима колебаний ($\eta_0 = 0.52$) с возрастанием удельной работы средние пластические деформации увеличиваются в большей степени, чем при других значениях η_0 .

ВЫВОДЫ

1. Волны разрежения и сжатия, генерируемые упругими колебаниями цилиндрической стенки разрядной камеры, существенно влияют на параметры колебаний исследуемой системы.
2. Моделирование колебаний цилиндрической стенки с использованием давления, рассчитанного на неподвижной стенке, может приводить к количественно и качественно неверным результатам. Основная причина погрешности при данном способе определения давления –

нарушение баланса энергии в динамической системе.

3. В процессе проектирования разрядных камер необходимо учитывать возможность появления резонансных режимов колебаний парогазовой полости и стенки разрядной камеры, зависящих от коэффициента упругости стенки. Исключить появление резонанса можно выбором материала и геометрических размеров разрядной камеры, выполнив, кроме расчета на прочность, амплитудно-частотный анализ ее колебаний.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке Фонда фундаментальных исследований Министерства образования и науки Украины (код проекта 0106U000490).

1. *Гульй Г. А.* Оборудование и технологические процессы с использованием электрогидравлического эффекта.– М.: Машиностроение, 1977.– 320 с.
2. *Мерин Б. В.* Электрогидравлическая обработка машиностроительных изделий.– Л.: Машиностроение, 1985.– 119 с.
3. *Голенков В. А. и др.* Специальные технологические процессы и оборудование обработки давлением.– М.: Машиностроение, 2004.– 464 с.
4. *Косенков В. М., Каменская Л. А., Старков Н. В.* Определение давления на пластину в замкнутой разрядной камере // Акуст. вісн.– 2005.– 8, N 1-2.– С. 64–68.
5. *Писаренко Г. С., Яковлев А. П., Матвеев В. В.* Справочник по сопротивлению материалов.– К.: Наук. думка, 1988.– 736 с.
6. *Кривицкий Е. В., Шамко В. В.* Переходные процессы при высоковольтном разряде в воде.– К.: Наук. думка, 1979.– 207 с.
7. *Шамко В. В., Кучеренко В. В.* Теоретические основы инженерных расчетов энергетических и гидродинамических параметров подводного искрового разряда.– Николаев: Препр. ИИПТ АН Украины, N 20, 1991.– 51 с.
8. *Наугольных К. А., Рой Н. А.* Электрические разряды в воде.– М.: Наука, 1977.– 151 с.
9. *Годунов С. К., Роменский Е. И.* Элементы механики сплошных сред и законы сохранения.– Новосибирск: Науч. книга, 1998.– 280 с.
10. *Методы исследования свойств материалов при интенсивных динамических нагрузках / Под общ. ред. М. В. Жерноклетова.– Саров: ФГУП "РФЯЦ ВНИИЭФ", 2005.– 428 с.*
11. *Глушак Б. Л., Куропатенко В. Ф., Новиков С. А.* Исследование прочности материалов при динамических нагрузках.– Новосибирск: Наука, 1992.– 295 с.
12. *Косенков В. М.* Математическое моделирование откольного разрушения металлов в режиме импульсного пространственно-неоднородного объемного разогрева // Тр. IX Межд. конф. "Харитоновские тематические научные чтения".– Саров, 2007.– С. 203–205.
13. *Косенков В. М., Каменская Л. А.* Расчет расширения канала электрического разряда в жидкости, описываемой в потенциальном приближении // Акуст. вісн.– 2001.– 4, N 2.– С. 47–53.