УДК 532.595.2:519.85

ОСОБЕННОСТИ РАСЧЁТОВ ПОЛЕЙ ДАВЛЕНИЙ В КАМЕРАХ ЭЛЕКТРОИМПУЛЬСНОЙ УСТАНОВКИ

© 2012 А.И. Штифанов¹, А.Н. Потапенко², А.И. Щербаков²

¹ Белгородский государственный университет ² Белгородский государственный технологический университет им. В.Г. Шухова

Поступила в редакцию 02.12.2012

В статье представлены результаты численных расчётов специального типа камеры на основе для плоской и объёмной моделей, на базе которой создаются многоэлектродные разрядные блоки. Ключевые слова: камера, электрические разряды, вычислительный эксперимент

Электрогидравлический эффект, возникающий при высоковольтном разряде в жидкости и сопровождающийся гидродинамическими явлениями, находит широкое применение в различных областях народного хозяйства, например: для очистки фильтрующих элементов [1], для прессования изделий их порошкообразных материалов [2], для обработки и получения материалов [3] и т.д. Процессы, протекающие в электроипульсных установках (ЭИУ), в основном состоят из следующих операций: накопление электрической энергии в конденсаторной батарее, подключение специальным коммутирующим устройством высоковольтного напряжения к электродам, пробой жидкости, образование разрядного канала с высоким давлением и возникновение гидродинамических процессов в жидкости, связанных с высокоскоростным расширением разрядного каналом и появлением ударных волн при этом. Конструктивные элементы оборудования, между которыми происходит высоковольтный разряд в жидкости, получили название электродов и являются одними из основных элементов ЭИУ. Различия в расположении электродов и методах инициирования пробоя межэлектродного промежутка привели к появлению ряда способов и устройств для ЭИУ. Наиболее простой вариант конструкции электродной системы предназначен для работы в условиях разрядного промежутка и успешно используется в многокамерных разрядных блоках (МРБ) [4]. Функциональным элементом таких устройств является электродная пара направленного воздействия (ЭПНВ). Высокая эффективность

Потапенко Анатолий Николаевич, кандидат технических наук, профессор кафедры электротехники и автоматики. E-mail: potapenko@intbel.ru

Щербаков Антон Игоревич, аспирант

нагружения обрабатываемого материала группой близкорасположенных ЭПНВ объясняется, прежде всего, гидродинамическим взаимодейвысококонцентрированных ствием потоков энергий.

Экспериментальные исследования [4] позволили впервые выявить существование для ЭПНВ неравномерного поля давлений на преграде при осесимметричном расположении изолированного электрода в разрядной камере. Было установлено, что разрядный канал, например, образуется в одном радиальном направлении между центральным изолированным электродом и стержнем-тоководом, а максимальное давление возникает на преграде не под импульсным источником, а в противоположном радиальном направлении. На основе полученных экспериментов в [4] была представлена разработанная эмпирическая модель, не позволяющая объяснить выявленные эффекты. Однако значительный интерес представляют численные расчёты на основе разработанной математической модели, позволяющие представлять особенности физической картины исследуемых процессов, как в [4]. В связи с этим в данной статье изложена математическая модель для исследования нестационарных и неодномерных процессов в жидкости, возникающих при высоковольтном электрическом разряде.

Постановка задачи. Схема для моделирования нестационарных и неодномерных процессов в жидкости при электроразряде, представлена на рис.1, причём за основу принята одна из камер ЭИУ. Для определения гидродинамического поля внутри камеры с двумя электродами Г₇ и Г₈, погруженными в жидкость (см. рис. 1), необходимо найти решение краевой задачи.

Верхняя часть камеры представляет собой купол в виде полусферической поверхности Г₄, соприкасающейся по диаметральной плоскости с цилиндрической частью камеры Г₃ с радиусом r_e, причем граница Г₂ является плоской

Штифанов Андрей Иванович, кандидат технических наук, доцент кафедры информатики и вычислительной техники. E-mail: Shtifanov@bsu.edu.ru

поверхностью в нижней части цилиндрической камеры Γ_3 . Цилиндрическая поверхность Γ_5 – это боковая поверхность диэлектрика, в котором размещен центральный электрод Γ_7 . Граница Γ_6 – это плоская поверхность цилиндрического диэлектрика. Стержень-токовод Γ_8 размещен на границе полусфера-цилиндр, т.е. между жесткими поверхностями Γ_4 и Γ_3 . После пробоя межэлектродного промежутка Γ_7 и Γ_8 в жидкости образуется разрядный канал с высоким давлением в виде некоторого импульсного источника $B_e(t)$.



Рис. 1. Схема моделирования разрядной камеры: $A_e(t) - область жидкости; <math>B_e(t) - импульсный источник;$ $<math>\Gamma_1...\Gamma_6 -$ жесткие границы; $\Gamma_7 -$ центральный изолированный электрод; Γ_8 –стержень-токовод, связанный с корпусом камеры; $S_e(t)$ – граница симметрии; r_e – радиус разрядной камеры; l – дистанция между $B_e(t)$ и дном камеры (граница Γ_1); h – расстояние между границей Γ_2 и дном камеры Γ_1

Для упрощения исследования основных процессов при электроразряде в жидкости представим данную задачу в виде 2-х этапов, как в [5], каждый из которых будет описываться на основе некоторых систем уравнений, максимально упрощённых в соответствии с особенностями рассматриваемого отрезка времени. При этом решение задачи, полученное на 1-ом этапе, будет служить исходной информацией для численных расчётов на 2-ом этапе.

<u>Первый этап.</u> На первом этапе определяется граница канала пробоя в жидкости после подключения специальным коммутирующим устройством высоковольтного напряжения к электродам Γ_7 и Γ_8 . Исходные параметры жидкости на этом этапе не изменяются, т.е. скорость частиц жидкости *U* в начале t_{μ} и в конце t_{κ} этапа равна нулю: $t_{\mu} = t_{\kappa} = t_0$, *U*=0. Определение границы канала пробоя в жидкости связано с расчётом поля электрического потенциала ξ в области A(t₀). Для расчёта поля ξ используется уравнение Лапласа, в декартовой систем координат имеющее вид

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} = 0.$$
(1)

На границах электродов с учётом зарядов записывается уравнение Пуассона в виде:

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} = -\frac{\rho_q}{\xi_0 \xi_r},$$
(2)

где ρ_q – объёмная плотность зарядов; ξ₀ – электрическая постоянная; ξ_r – относительная диэлектрическая проницаемость жидкости.

Для представления параметров исследуемого процесса в безразмерных величинах, исходя из закона подобия и размерности, а также выбрав за базовые величины разность потенциалов между электродами и= ξ_1 - ξ_2 , характерный размер разрядной камеры в поперечном направлении r= r_e и величину $c_1 = \rho_q/(\xi_0 \xi_r)$ запишем их в следующем виде:

$$\xi^* = \frac{\xi}{u}; \ x^* = \frac{x}{r}; \ y^* = \frac{y}{r}; \ z^* = \frac{z}{r};$$
$$c_0^* = \rho_q / (\xi_0 \xi_r) (1/c_1).$$

С учётом безразмерных величин уравнение Лапласа будет иметь вид

$$\Delta \xi^* = 0,$$

где Δ – оператор Лапласа.

Аналогично уравнение Пуассона: $\Delta \xi^* = -c_0^*$. Граничные условия для схемы модели (см. рис. 1) следующие: – на границе Γ_7 : ξ^* =const;

- на $\Gamma_1, ..., \Gamma_4, \Gamma_8$: $\xi^* = 0;$

- на
$$\Gamma_5$$
, Γ_6 и на $S_e(t_0)$: $\frac{\partial \xi^*}{\partial n} = 0$.

Учитывая, что напряжённость электрического поля определяется через градиент потенциала, то в безразмерном виде компоненты напряжённости электрического поля следующие:

$$E_x^* = -\frac{\partial \xi^*}{\partial x^*}; \quad E_y^* = -\frac{\partial \xi^*}{\partial y^*}; \quad E_z^* = -\frac{\partial \xi^*}{\partial z^*}. \tag{3}$$

Зная компоненты напряжённости E_x^* , E_y^* , E_z^* , можно определить модуль E_i^* в любой точке области $A_e(t_0)$:

$$E_i^* = \sqrt{\left(E_x^*\right)^2 + \left(E_y^*\right)^2 + \left(E_z^*\right)^2}.$$
(4)

Определив поле E_i^* в области $A_e(t_0)$, находим границу канала пробоя в жидкости между электродами Γ_7 и Γ_8 как линию с максимальными значениями E_i^* в виде границы $B_e(t_0)$. При этом значение напряжённости поля вдоль силовой линии определяем как

$$E_{c} = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^{m} \left\{ \frac{\partial \xi}{\partial n} \right\}.$$
(5)

Первый этап заканчивается определением границы $B_e(t_0)$.

Второй этап. На этом этапе исследуются волновые процессы в жидкости по аналогии с [6] при известном расположении импульсного источника B_e(t). Из линеаризованных уравнений гидродинамики следует волновое уравнение, которое относительно потенциала скорости ψ имеет вид

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} = \frac{1}{a_0^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2},$$
(6)

где *a*₀ – скорость звука в жидкости.

Учитывая, что в области жидкости $A_e(t)$ имеется импульсный источник $B_e(t)$, то на границе канала пробоя в жидкости необходимо использовать неоднородное волновое уравнение

$$\Delta \psi - \frac{1}{a_0^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = f(t), \tag{7}$$

где f(t) – потенциальная функция, учитывающая изменение давления в источнике $B_e(t)$.

Зная распределение потенциала ψ в области $A_e(t)$, можно определить основные параметры исследуемого процесса при высоковольтном разряде в жидкости. Давление в жидкости определяется из интеграла Коши-Лагранжа, который приводится к виду

$$P_1 = P_0 - \rho_0 \frac{\partial \Psi}{\partial t},\tag{8}$$

где *P*₀, ρ_0 – соответственно давление и плотность покоящейся жидкости.

Плотность связана с потенциалом у следующей зависимостью:

$$\rho = \rho_0 - \frac{\rho_0}{a_0^2} \frac{\partial \Psi}{\partial t}.$$
 (9)

Скорости частиц жидкости определяются через градиент потенциала у:

$$U_x = -\frac{\partial \psi}{\partial x}; \quad U_y = -\frac{\partial \psi}{\partial y}; \quad U_z = -\frac{\partial \psi}{\partial z}.$$
 (10)

Граничные условия на этом этапе следующие:

– на жёстких границах Γ_1 , ..., Γ_6 и на $S_e(t)$: $\frac{\partial \psi}{\partial n} = 0;$

- на границе B_e(t):
$$\Psi_B = \frac{1}{\rho_0} \int_0^t P_m \frac{t}{\tau} \exp(1 - \frac{t}{\tau}) dt$$

Здесь P_m — максимальное давление в $B_e(t)$; ρ_0 — плотность жидкости; τ — постоянный коэффициент, характеризующий процесс изменения P(t) в $B_e(t)$; электроды (Γ_7 , Γ_8) не влияют на волновые процессы и не учитываются. Начальные условия при $t = t_0$ нулевые. На этом этапе за базовые величины были выбраны τ , P_m , т.е. τ , P_m — параметры импульсного источника $B_e(t)$. Безразмерные параметры определялись как $F^* = \frac{F_i}{F_o}$, где F_o — базовая величина.

Результаты вычислений. Для решения краевой задачи применён метод конечных разностей [7]. Область жидкости представляется в виде дискретной (сеточной) области. В основу положена замена уравнений в частных производных для рассматриваемых краевых задач на 2-х этапах расчётов их разностными аналогами. В расчётах реализуется явная разностная схема [7] для уравнений (6) и (7). Для уравнений Лапласа и Пуассона реализуется неявная разностная схема с использованием для их решения метода Либмана с ускоряющим множителем для оптимизации итерационного процесса [8]. Для решения исходных уравнений (6) и (7) в декартовой системе координат значение шага Δt определялось из обобщённого условия Куранта [9] и затем уточнялось при численных расчётах. Для неявной схемы решения уравнений Лапласа и Пуассона характерна безусловная устойчивость.

Вычислив место расположения импульсного источника B_e(t₀), образовавшегося в результат пробоя разрядного промежутка, а также учитывая характер изменения в нём давления P(t) по колоколообразному закону [10], можно с помощью численных расчётов на базе методики 2-го этапа для краевой задачи определить гидродинамические поля давлений в исследуемой разрядной камере. Следует отметить, что при детонации горючей газовой смеси в цилиндрической камере, частично заглублённой в жидкость [6], время фронта нарастания давления от расширяющихся продуктов детонации составляет величину (100...400)*10⁻⁶ с, тогда как при электроразряде в жидкости фронт нарастания P(t) как минимум на порядок меньше. Исходя из обобщённых экспериментальных данных, величина параметра τ для B_e(t) принималась равной 10*10⁻⁶ с.

Результаты вычислительных экспериментов для плоской модели исследуемой камеры (рис. 1) показаны на рис. 2. Следует отметить, что на рис. 2 приведено характерное распределение давления P_{In}^* по поверхности Γ_1 для моментов времени t_i^* , причём на рис. 2a показан процесс нарастания давления до максимальной величины P_{max}^* , а на рис. 26 – процесс уменьшения давления от P_{max}^* до его некоторого значения.





a – процесс нарастания давления; δ – процесс уменьшения давления; 1 – расположение $B_e(t)$ относительно оси камеры

При этом следует отметить, что длина границы Γ_1 (см. рис. 1) в расчёте принималась L = 5*r*, расстояние от электродов до границы Γ_1 равно 0,5*r*, а высота цилиндрической части камеры равна 1,175*г*. Анализ результатов численных расчётов (см. рис. 2) показал, что при смещении влево разрядного промежутка относительно оси разрядной камеры путём размещение Γ_8 слева, приводит к возникновению канала пробоя данного разрядного промежутка и появлению импульсного источника B_e(t) слева. Тогда максимальная величина давления P_{max}^{*} на преграде наблюдается внизу, но смещается вправо по отношению к оси разрядной камеры. Наблюдается случай, при котором максимальное значение P_{max} не расположено непосредственно под источником $B_{e}(t)$, как следовало бы этого ожидать.

Аналогичные результаты численных расчётов приведены на рис. 3 для объёмной модели исследуемой камеры. Для объемной и плоской моделей плоскость их сечений проходит в каждом случае через источник $B_e(t)$. При этом на рис. 3 приведено характерное распределение временных характеристик в виде изменения $P^*(t)$ на преграде для объемной модели с учётом того, что на рис. З *а* показан процесс нарастания давления до P_{\max} для определенных моментов времени t_{i}^{*} , а на рис. З *б* показан процесс уменьшения давления во времени t_{i}^{*} .



Рис. 3. Эпюры давлений на дне камеры МРБ для объемной модели:

а – процесс нарастания давления; б – процесс уменьшения давления; 1 – расположение источника $B_e(t)$ относительно оси разрядной камеры

Сравнительный анализ численных расчетов для плоской и объемной модели показал (см. рис. 2 и рис. 3), что при смещении разрядного промежутка относительно оси разрядной камеры влево приводит к появлению максимальной величины давления $P^*_{i \max}$ на преграде справа. Анализ временных характеристик P^*_{\max} показывает (см. рис. 2 и рис. 3), что в плоской модели погрешность расчета P^*_{\max} составляет порядка 87% по сравнению с объемной моделью, при этом время достижения P^*_{\max} в плоской модели отличается от объемной на 0,4%, т.е. в динамическом режиме наблюдается качественное совпадение результатов расчета по давлению.

Несмотря на то, что объемная модель дает более точный количественный результат и является более информативной (результат можно просмотреть в трех плоскостях), для упрощения процесса исследований новых эффектов [4] достаточно использовать плоскую модель. Это связано с тем, что более важным является получение качественной наглядной интерпретации физической картины исследуемого динамического процесса, например, при электроразряде в жидкости. Плоская модель также позволяет исследовать физику процесса, т.е. выявить основные гидродинамические эффекты при электроразряде. Как показывают результаты расчётов, использование объемной модели не привносит новизны в полученные с помощью плоской модели результаты. В [11] исследовались процессы в камерах ЭИУ с учётом математической модели на основе применения метода инверсии для полубесконечных областей для границ S_e(t) с возможностью устранения условия типа $\frac{\partial \Psi}{\partial t} = 0$, т.е. для момента времени t_i, связанного с выходом

ударной волны на свободную поверхность жидкости. Это было необходимо для устранения волн разрежения в условиях частичного погружения камеры в жидкость.

Выводы:

1. Полученные с помощью математической модели теоретические результаты расчётов позволяют дать как детальное описание исследуемых явлений, так и наглядную физическую интерпретацию экспериментально выявленного возникновения неравномерного распределения поля давления по поверхности преграды [4], снабжённой специальными датчиками.

2. Результаты численных расчётов позволили теоретически подтвердить экспериментально установленный эффект [4], представить особенности исследуемого эффекта, установить асимметричную самофокусировку ударных волн в виде концентрации их энергий в нижней части цилиндрической камеры и определить возможности плоской и объемной моделей в исследуемом динамическом процессе.

3. Эффект асимметричной самофокусировку ударных волн необходимо учитывать специалистам в решениях прикладных задач, связанных с использованием специального вида камер, в условиях мощного электроразряда в жидкости.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ:

- 1. *Киселев, О.К.* Повышение срока эксплуатации водозаборных скважин / *О.К. Киселев.* – М.: Колос, 1975. 206 с.
- 2. Альр, Т. Прессование порошковых материалов электрическим разрядом / Т. Альр, С. Аль-Хассани, В. Джонсон // Труды американского общества инженеров-механиков. 1985. Серия В. З. С. 11-27.
- 3. *Богуславский, Л.3.* Электровзрывной метод получения фуллеренов / *Л.3. Богуславский* и др. // Электронная обработка материалов. 2002. № 4. С. 30-34.
- 4. Чебанов, Ю.И. Формирование поля давления на заготовке при штамповке на электрогидравлических установках / Ю.И. Чебанов, В.К. Борисевич, М.К. Князев // Кузнечно-штамповочное производство. 1996. №4. С. 15-18.
- 5. Галлиев, Ш.У. Нелинейные волны при расширении газового пузыря / Ш.У. Галлиев, В.К. Борисевич, А.Н. Потапенко // Докл. АН УССР. Сер. А. 1984. №1. С. 36-40.
- Shtifanov, A.I. Simulation of Dynamic Processes at Powdery Materials Pulse Loading / A.I. Shtifanov, A.N. Potapenko, A. El-Hammoudani // In book: Modeling. Compaction. Testing. Advances in Powder Metallurgy & Particulate Materials. Part 7, MPIF, Washington, 1996. P. 3-12.
- 7. Самарский, А.А. Теория разностных схем / А.А. Самарский. М.: Наука, 1977. 656 с.
- Бинс, К. Анализ и расчёт электрических и магнитных полей / К. Бинс, П. Лауренсон. – М.: Энергия, 1970. 370 с.
- 9. *Калиткин, Н.Н.* Численные методы / *Н.Н. Калиткин.* – М.: Наука, 1978. 512 с.
- Богуславский, Л.З. Моделирование электрического разряда в жидкости при параметрическом изменении элементов в контуре / Л.З. Богуславский, Е.В. Кривицкий, В.В. Ромакин // Техническая электродинамика. 1990. №2. С. 3-7.
- Потапенко, А.Н. Математическое моделирование поля давлений в многоэлектродных разрядных блоках / А.Н. Потапенко, М.И. Дыльков, А.И. Штифанов // Известия высших учебных заведений. Проблемы энергетики. 2003. №9-10. С. 120-124.

FEATURES OF CALCULATIONS THE PRESSURE FIELDS IN ELECTROIMPULSE EQUIPMENT CHAMBERS

© 2012 A.I. Shtifanov¹, A.N. Potapenko², A.I. Shcherbakov²

¹ Belgorod State University

²Belgorod State Technological University named after V.G. Shukhov

Results of numerical calculations of special type chamber on a basis for flat and volume models, on base of which multielectrode digit blocks are created, are presented in article.

Key words: chamber, electric discharges, computing experiment

Andrey Shtifanov, Candidate of Technical Science, Associate Professor at the Department of Computer Science and Computer. E-mail: Shtifanov@bsu.edu.ru; Anatoliy Potapenko, Candidate of Technical Sciences, Professor at the Department of Electrical Engineering and Automatics. E-mail: potapenko@intbel.ru: Anton Shcherbakov, Post-graduate Student