

К.В. Дубовенко

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ИСКРОВОГО РАЗРЯДА В ЖИДКОМ АЗОТЕ

У магнітогідродинамічному наближенні розроблено математичну модель іскрового розряду в рідкому азоті на основі узагальнення даних про термодинамічні функції і коефіцієнти переносу речовини в широкому діапазоні параметрів. З використанням отриманих результатів чисельного моделювання виконано аналіз важливих для практичного використання інтегральних і просторово-часових характеристик розряду.

В магнітогідродинаміческом приближении разработана математическая модель искрового разряда в жидком азоте на основании обобщения данных о термодинамических функциях и коэффициентах переноса вещества в широком диапазоне параметров. С использованием полученных результатов численного моделирования выполнен анализ важных для практического применения интегральных и пространственно-временных характеристик разряда.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время электрический разряд в жидкости находит новые технологические применения. Электроразрядный синтез, дробление и диспергирование материалов стали важнейшими задачами, решение которых определяет усовершенствование целого ряда технологических процессов порошковой металлургии, производства катализаторов, смазочных материалов, упрочнения сверхтвердых покрытий [1-5].

Применение в качестве рабочих сред криогенных жидкостей, например, жидкого азота позволяет использовать особенности физико-химических и механических свойств обрабатываемых веществ при низких температурах в сочетании с высокими значениями давления и температуры плазмы электрического разряда в конденсированной среде и отсутствием в ней окислителя (кислорода).

Несмотря на большое количество публикаций, посвященных электроразрядному синтезу, дроблению и диспергированию веществ, систематическое изучение влияния параметров электрических разрядов в различных жидкостях на размеры, структуру и свойства получаемых материалов еще далеко до завершения. Сложной неразрешенной проблемой остается получение наночастиц в узком заданном диапазоне геометрических размеров, поскольку разделение наночастиц на фракции после их наработки также является отдельной сложной задачей [3]. На сегодняшний день очевидно то, что широкий разброс геометрических параметров синтезированных или диспергированных частиц обусловлен особенностями пространственно-временного распределения характеристик электрических разрядов в рабочей среде, в частности давления и температуры. Поэтому важной задачей является выполнение анализа как интегральных, так и пространственно-временных характеристик электрических разрядов в разрядных камерах технологических установок, в том числе заполненных жидким азотом.

Актуальность исследования электрических разрядов в криогенных жидкостях также обусловлена и другим аспектом, связанным с необходимостью анализа и предупреждения аварийных ситуаций при эксплуатации высоковольтного электроэнергетического оборудования, функционирование которого осуществляется с применением криогенной техники. В таком оборудовании жидкий азот выполняет функции как охладителя, так и

высоковольтной изоляции, электрической пробой которой может привести к тяжелым последствиям.

В связи с этим целью работы является выполнение анализа пространственно-временных характеристик искрового разряда в жидком азоте в магнітогідродинаміческом приближении в течение времени выделенного в плазменном канале электрической энергии.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ ИССЛЕДОВАНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ИСКРОВОГО РАЗРЯДА В ЖИДКОМ АЗОТЕ

Упрощенная схема установки для электроразрядной обработки материалов в условиях криогенных температур [5] представлена на рис. 1. Ее основными элементами являются импульсный источник энергии (ИИЭ) 1; рабочая камера 2, в которой непосредственно расположена разрядная камера 3 со стержневым электродом 4 и электродом-классификатором 6; сосуды Дьюара 7, 10, датчик уровня жидкого азота 11; насос 12.

Электроразрядные процессы в жидкости характеризуются формированием плазменного канала в результате электрического пробоя межэлектродного промежутка, в который вводится энергия накопителя [4, 6]. Она расходуется на повышение внутренней энергии плазмы и преобразуется в механическую работу, совершаемую ударной волной и движением среды, нагрев среды и световое излучение плазмы. Длительность времени ввода электрической энергии в плазму определяется параметрами разрядного контура и для характерных режимов разряда составляет приблизительно $10^{-6} \dots 10^{-4}$ с. Расширяясь в жидкости, плазменный канал после окончания диссипации в нем электрической энергии трансформируется в пульсирующую с затуханием пароголовую полость.

В данной работе рассмотрен важный практический случай электрического разряда в камере, имеющей осевую симметрию (рис. 1). Известно, что характеристики канала разряда в жидкостях и плотных газах распределены в пространстве неравномерно [6, 7-9]. В публикациях прошлых лет [6] отмечается, что удельная электропроводность плазмы, осредненная по сечению канала электрического разряда, существенно выше, чем рассчитанная по значениям измеренной поверхностной температуры. Поэтому для анализа

© К.В. Дубовенко

интегральных и пространственно-временных характеристик искровых разрядов целесообразно применение приближения магнитной гидродинамики.

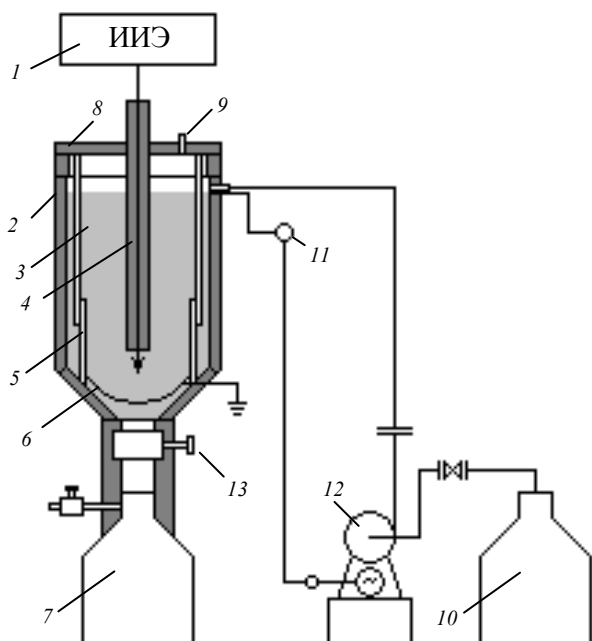


Рис. 1. Установка для электроразрядной обработки материалов в условиях криогенных температур: 1 – импульсный источник энергии; 2 – рабочая камера; 3 – разрядная камера; 4, 6 – электроды; 5 – цилиндрическое кольцо; 7, 10 – сосуды Дьюара; 8 – крышка; 9 – выходной патрубок; 11 – датчик уровня жидкого азота; 12 – насос; 13 – вентиль

В соответствии с ним математическая модель, описывающая электроразрядные процессы, состоит из трех основных групп уравнений: уравнений электромагнитного поля, гидродинамики и термодинамики. Такой подход позволяет корректно учесть взаимодействие электромагнитных, гидродинамических и тепловых процессов, сопровождающих импульсное преобразование энергии в конденсированной среде, заполняющей разрядную камеру.

Если длина канала разряда намного превышает его радиус, процессы в межэлектродном промежутке можно считать одномерными. Схема замещения разрядного контура установки в этом случае имеет вид, представленный на рис. 2, где C – емкость конденсаторной батареи; R, L – активное сопротивление и паразитная индуктивность контура, когда он находится в короткозамкнутом состоянии. Вдоль оси камеры расположены электроды. Стенка камеры служит обратным токопроводом, образуя вместе с межэлектродным промежутком коаксиальную конструкцию.

В связи с этим, уравнения электродинамики, записанные в лагранжевых координатах без учета токов смещения, имеют вид

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

где i – плотность тока; t – время; ρ – плотность среды; E, H – напряженности электрического и магнитного поля; r – пространственная координата; s – лагранжева массовая координата ($ds = \rho r dr$); μ_0 – магнитная постоянная, t – время.

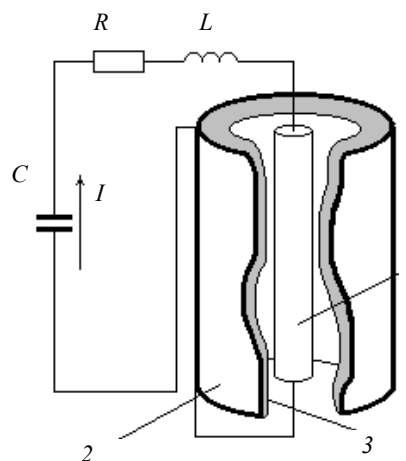


Рис. 2. Схема замещения разрядного контура с емкостным накопителем энергии: 1 – канал разряда; 2 – обратный токопровод; 3 – внутренняя стенка разрядной камеры

Взаимная связь между характеристиками электромагнитного поля и свойствами среды выражается законом Ома в дифференциальной форме, уравнениями для плотности электромагнитной силы f , действующей на элемент объема плазмы, и для удельной объемной мощности q тепловых источников в пересчете на единицу массы:

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

где σ – удельная электропроводность среды.

Для описания движения среды в межэлектродном промежутке применены законы сохранения массы и количества движения

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

где v – скорость; p – давление.

Влияние гидродинамических процессов на электродинамические проявляется через движение среды, которое с одной стороны определяет динамику изменения радиуса токопроводящей области, плотность тока и температуру плазмы, а с другой – влияет на плотность среды, и в конечном итоге, на удельную электропроводность плазмы.

Закон сохранения энергии представляет собой уравнение баланса энергии по видам: механической, электромагнитной, тепловой, излучения

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = -p \frac{\partial(rv)}{\partial s} + q - \frac{\partial(rW)}{\partial s} - Q_V, \quad (4)$$

где ε – внутренняя энергия; W – суммарный тепловой поток; Q_V – объемные потери энергии излучением.

Суммарный тепловой поток в лагранжевых координатах определяется выражением

$$W = -\chi \rho r \frac{\partial T}{\partial s}, \quad (5)$$

где $\chi = \chi_s + \chi_m + \chi_r$ – удельная теплопроводность, определяемая суммой удельной электронной χ_s , молекулярной χ_m и лучистой χ_r теплопроводности соответственно.

Излучением плазмы электрического разряда в сплошных средах нельзя пренебрегать уже при температурах $T > 10^4$ К и давлениях $p > 10^5$ Па. В противном случае это приводит к завышению расчетной темпера-

туры в несколько раз. Для разрядов в жидкости характерна высокая оптическая плотность плазмы во всем спектре частот излучения [6, 7]. В этом случае справедливо приближение лучистой теплопроводности [8]

$$\chi_R = \frac{16}{3} \sigma_B T^3 l_R, \quad (6)$$

где σ_B – постоянная Стефана-Больцмана; l_R – средняя длина свободного пробега по Росселанду.

Если вследствие расширения плотность плазмы уменьшается на несколько порядков величины, средняя длина свободного пробега l_R становится больше радиуса канала и плазма начинает излучать из всего объема. В этом случае объемные потери энергии излучением в пересчете на единицу массы плазмы учитываются соотношением

$$Q_V = \frac{\sigma_B T^4}{\rho l_R}. \quad (7)$$

Эти уравнения дополняются обобщенным в данной работе с использованием известных данных [10-13] широкодиапазонным уравнением состояния азота вида

$$p = p(\rho, T), \quad \varepsilon = \varepsilon(\rho, T). \quad (8)$$

Диапазон изменения термодинамических параметров ρ , T в (8) охватывает всю область состояний азота: от конденсированного до плазменного. При разработке обобщенного уравнения состояния в работе использовались данные термодинамических функций и коэффициентов переноса азота в конденсированном [10, 11], газообразном [11] и плазменном [13] состояниях. Средняя квадратичная ошибка аппроксимации данных составила (3...4 %).

Уравнения (1) – (8) дополнены соотношениями для коэффициентов теплопроводности и удельной электропроводности [12, 13] в зависимости от плотности и температуры.

$$\chi = \chi(\rho, T), \quad \sigma = \sigma(\rho, T). \quad (9)$$

В плазменной области состояний азота зависимости (9) задавались в расчетах интерполяцией табличных данных [13] с учетом неидеальности плотной низкотемпературной плазмы при высоких давлениях (до 10^9 Па) и температурах (до 10^5 К).

Сопротивление плазмы канала разряда R_K определяется с использованием соотношения

$$R_K = l \int_0^{r_K} \frac{\sigma \cdot r}{2\pi} dr, \quad (10)$$

где r – пространственная координата; r_K – радиус канала, определяемый в расчетах размерами области электропроводной плазмы; σ – удельная электропроводность среды.

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

В общем случае пространственно-временные процессы в межэлектродном промежутке рассматриваются в области $0 < r < r_T$, где координата $r = 0$ соответствует положению оси канала и разрядной камеры, а $r = r_T$ – границе разрядной камеры, выбираемой из условия ее недостижимости возмущениями среды за интересующее время разряда.

В связи с этим крайнее условие для уравнений электромагнитного поля (1) на оси и на стенке разрядной камеры (рис. 2) имеют вид

$$H(0, t) = 0, \quad H(r_T, t) = I(t)/(2\pi r_T), \quad (11)$$

где I – ток канала разряда.

Значение тока в (11) определяется совместным решением уравнений электромагнитного поля с уравнениями внешней электрической цепи [12].

$$\oint Edm = - \frac{\mu_0 l}{2\pi} \frac{d}{dt} \left[I(t) \ln \frac{r_T}{r_k(t)} \right], \quad (12)$$

где m – замкнутый контур интегрирования [14].

В связи с этим крайние условия для уравнений (3) математической модели заданы в виде

$$v(0, t) = 0, \quad v(r_T, t) = 0. \quad (13)$$

Аналогично граничные условия по тепловому потоку определяются выражениями

$$W(0, t) = 0, \quad W(r_T, t) = 0. \quad (14)$$

Таким образом, система уравнений (1) – (14) является математической моделью электрического разряда, учитывающей пространственно-временное развитие процессов в разрядной камере, заполненной жидким азотом. Решение системы (1) – (14) выполнено конечно-разностным методом раздельных прогонок [14].

Следует отметить, что перед изучением пространственно-временных процессов электрического разряда в жидком азоте рассмотренный подход был использован для исследования характеристик электрического разряда в воде [8, 9] как конденсированной среде, в которой процессы электрического разряда экспериментально изучены более глубоко. Получено хорошее согласие результатов численного моделирования с экспериментальными данными.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ

Численно моделировались пространственно-временные процессы электрического разряда в жидком азоте в условиях, соответствующих параметрам электроразрядной установки [6]. Режимы электрического разряда, изученные в этой публикации, являются характерными для разрядно-импульсной обработки материалов. Это также позволяет количественно сравнить характеристики электрического разряда в жидком азоте с характеристиками подводного электрического разряда, полученными в [8, 9], что представляет интерес для оценки эффективности реализации технологического процесса при криогенных температурах. Параметры разрядного контура установки заданы следующими: емкость конденсаторной батареи – $6 \cdot 10^{-6}$ Ф; начальное напряжение на ней – $2 \cdot 10^4$ В; паразитная индуктивность разрядного контура – $1,1 \cdot 10^{-6}$ Гн; суммарное сопротивление разрядника в открытом состоянии и шин кабельно-коллекторного тракта разрядного контура – $2 \cdot 10^{-3}$ Ом; длина межэлектродного промежутка – $4,5 \cdot 10^{-2}$ м; радиус разрядной камеры – $1,5 \cdot 10^{-1}$ м. При таких параметрах конденсаторной батареи энергия, запасенная в ней, имеет значение 1200 Дж. Полагалось, что канал разряда цилиндрической симметрии инициировался электрическим взрывом тонкого металлического проводника диаметром менее 10^{-5} м. В этом случае энергия электрического взрыва пренебрежимо мала по сравнению с полной энергией, выделяющейся в электродной системе за время разряда, а количество металла настолько незначительно, что не может существенно повлиять на характеристики плазмы в межэлектродном промежутке. В качестве начальных были заданы также следующие условия: плотность жидкого азота при атмосферном давлении и температуре $T = 70$ К составляла $\rho = 838,6$ кг·м⁻³, начальный радиус плазменного канала разряда $r_{k0} = 10^{-4}$ м, его начальная температура $T_{k0} = 2 \cdot 10^4$ К, плотность $\rho_{k0} = 83,86$ кг·м⁻³.

Соответствие воспроизведения разработанным численным кодом уравнения состояния азота (8) в широком диапазоне термодинамических параметров при изменении состояния вещества от конденсированного до плазменного следует из p - ρ -диаграммы, представленной на рис. 3.

Интегральные характеристики электрического разряда – ток, напряжение на межэлектродном промежутке, напряжение на конденсаторной батарее, выделившаяся в разрядной камере, представлены на рис. 4. При заданных параметрах разрядного контура расчетная амплитуда тока составляет $3,42 \cdot 10^4$ А. Длительность первого периода разряда равна $1,82 \cdot 10^{-5}$ с. Энергия, выделившаяся в межэлектродном промежутке в течение этого времени, имеет значение 720 Дж, что составляет 60 процентов от значения энергии, запасенной в конденсаторной батарее. В результате импульсного выделения энергии в канале разряда температура плазмы повышается, что в свою очередь, приводит к увеличению давления, формированию и распространению в окружающее плазменный канал пространство ударной волны.

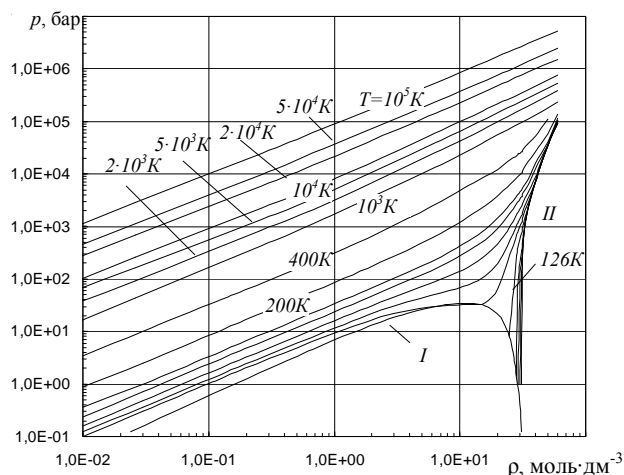


Рис. 3. Результаты тестирования математической модели. Широкодиапазонное уравнение состояния: I – фазовая граница жидкость-пар; II – ударная адиабата

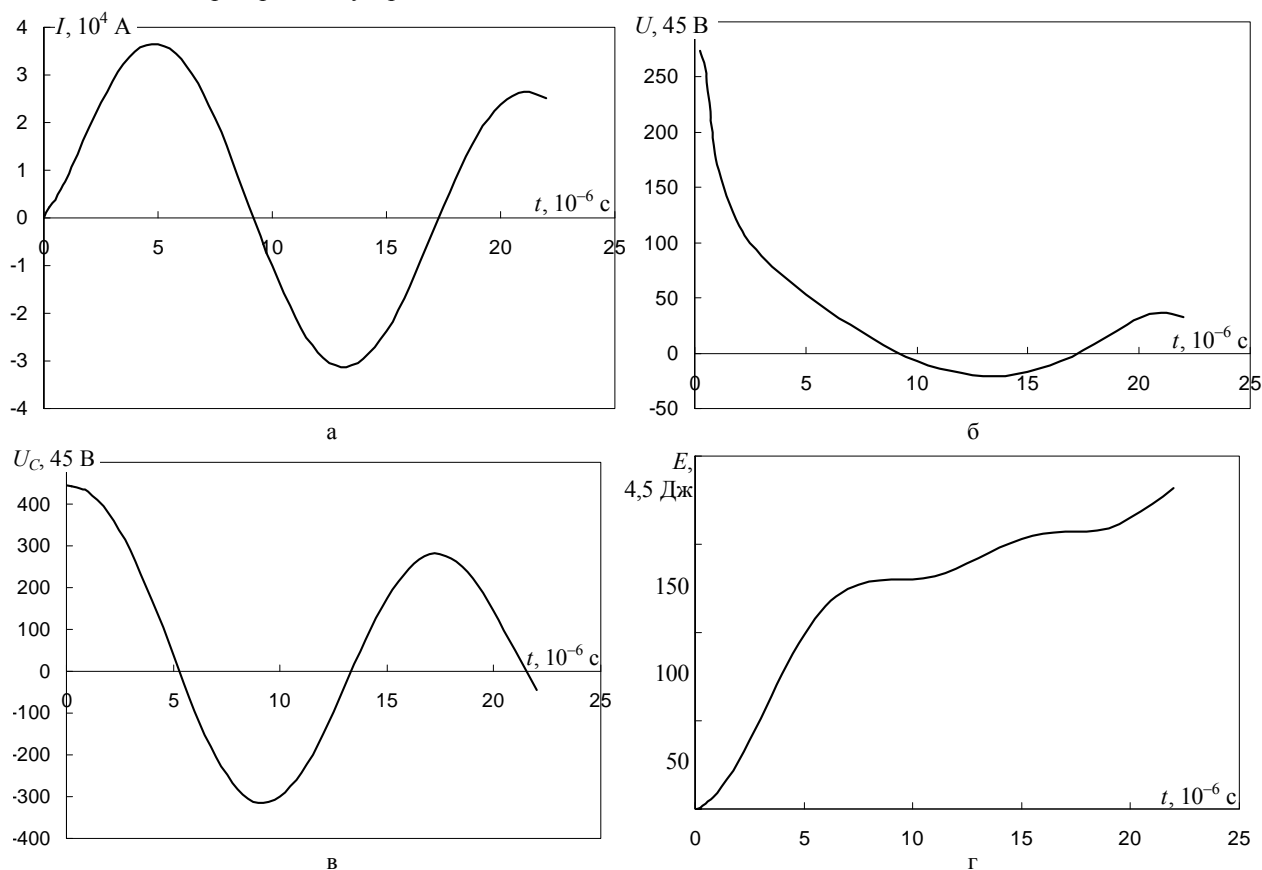


Рис. 4. Интегральные характеристики разряда в жидком азоте: а) ток разряда; б) напряжение на межэлектродном промежутке; в) напряжение на конденсаторной батарее; г) энергия, введенная в межэлектродный промежуток

Особенностью выполненного численного анализа с использованием полностью консервативной разностной схемы [14], является возможность моделирования пространственно-временных характеристик разряда в условиях, когда плотность среды в межэлектродном промежутке изменяется в очень широких пределах (на три-четыре порядка). В качестве примера на рис. 5 представлено пространственное распределение температуры (а) и плотности тока (б) в плазме канала электрического разряда в жидком азоте в

последовательные моменты времени после инициирования межэлектродного промежутка

Температура плазмы на оси канала к третьей микросекунде после начала разряда достигает максимального значения $T = 5,7 \cdot 10^4$ К. Далее, с течением времени, значение температуры плазмы постепенно уменьшается до $T = 3,26 \cdot 10^4$ К в момент времени $t = 1,8 \cdot 10^{-5}$ с, что обусловлено расширением токопроводящей области, уменьшением значений плотности тока (рис. 5,б) и удельной объемной мощности.

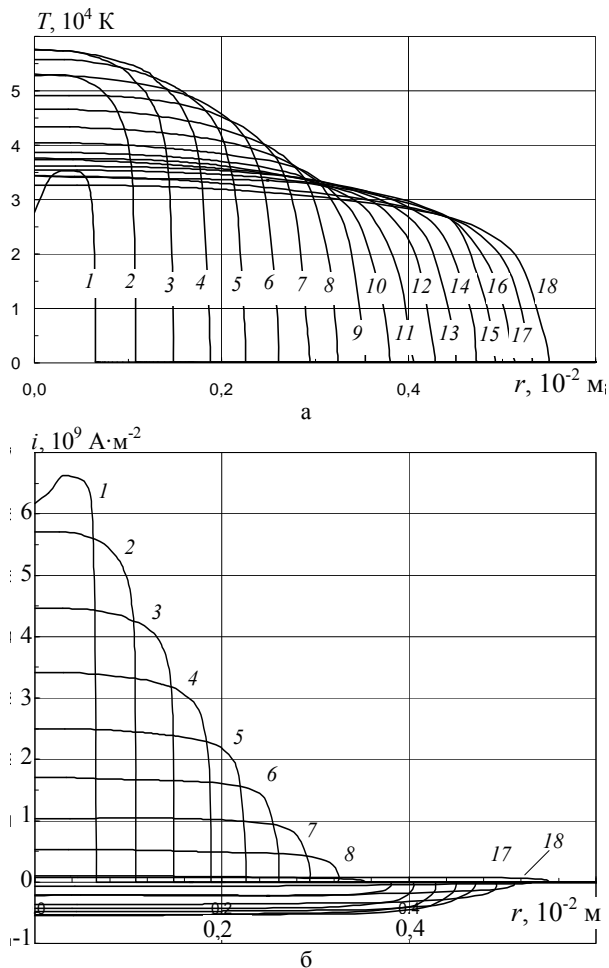


Рис. 5. Пространственно-временное распределение температуры плазмы (а) и плотности тока (б) в канале разряда в последовательные моменты времени от $t = 10^{-6}$ с (кривая 1) до $18 \cdot 10^{-6}$ с (кривая 18) с шагом $\Delta t = 10^{-6}$ с

Отрицательным значениям плотности тока на рис. 5,б соответствуют моменты отрицательной полу волны тока разряда. Следует отметить, что характеристики электрического разряда распределены в пространстве неравномерно. Полученные в данной работе расчеты позволяют по распределению плотности и температуры определить длину свободного пробега излучения, которая при заданных параметрах существенно меньше радиуса канала разряда и поэтому аналогично разрядам в плотных газах и воде [8, 16] канал разряда излучает с поверхности, а не из объема. Таким образом, температура на оси плазменного канала оказывается в 2...3 раза более высокой, чем температура плазмы у его границы.

Характер распределения плотности среды в объеме разрядной камеры в последовательные моменты времени от первой до восемнадцатой микросекунды с интервалом в одну микросекунду представлен на рис. 6,а.

За указанное время переходного процесса радиус плазмы канала разряда увеличивается до 5,25 мм, а плотность жидкого азота возрастает от $838,6 \text{ кг}\cdot\text{м}^{-3}$ в невозмущенном состоянии при атмосферном давлении до $975 \text{ кг}\cdot\text{м}^{-3}$ на фронте ударной волны в первую микросекунду разряда с постепенным уменьшением по мере движения ударной волны в направлении от оси разрядной камеры к ее стенке. Более подробный характер распределения плотности по радиусу плазменного канала изображен на рис. 5,б. Следует отме-

тить, что к пятнадцатой микросекунде после начала разряда вследствие расширения канала разряда под действием высокого давления плотность плазмы азота на оси канала уменьшается до значения близкого $0,85 \text{ кг}\cdot\text{м}^{-3}$, что практически в тысячу раз меньше плотности жидкого азота в невозмущенном состоянии.

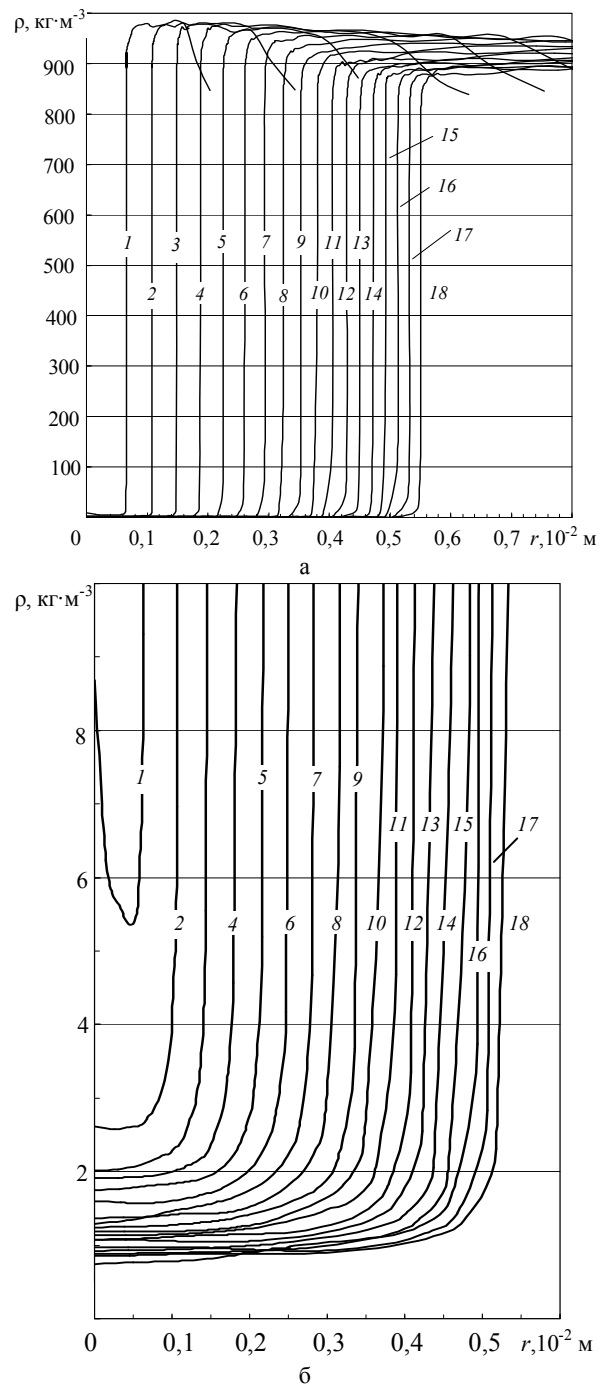


Рис. 6. Распределение плотности в объеме: а) разрядной камеры; б) плазмы канала разряда

Характер распределения давления в объеме разрядной камеры в процессе импульсного ввода энергии в плазменный канал изображен на рис. 7.

Давление на оси плазменного канала при заданных параметрах разрядного контура и начальных условиях уменьшается от $2,1 \cdot 10^8$ Па в первую микросекунду разряда до $3 \cdot 10^7$ Па к восемнадцатой микросекунде. Рис. 7 также позволяет судить об уменьшении давления на фронте ударной волны и интенсивности

ее движения в жидком азоте в течение расчетного времени электрического разряда.

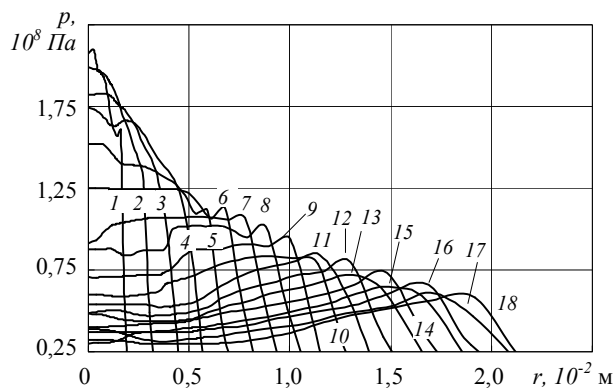


Рис. 7. Распределение давления по радиусу разрядной камеры в различные моменты времени (обозначения те же, что и на рис. 6)

ВЫВОДЫ

В приближении нестационарной магнитной гидродинамики реализована математическая модель электрического разряда в жидком азоте и исследованы важные для практического применения интегральные и пространственно-временные характеристики разряда.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Tabuchi M., Kaneko Ya., Iwasaki H. Synthesis of titanium nitride powder by spark discharge process in liquid nitrogen. *Journal of the Ceramic Society of Japan*, 1990, vol.98, no.12, pp. 1296-1301.
2. Filatov G.P., Soloviev M.A., Kuretz V.I. Destruction of polymers in liquid nitrogen by the electrical discharge. 14th Symposium on high current electronics. Tomsk, HCEI Publ., 2006, pp. 434-436.
3. Kuskova N.I., Dubovenko K.V., Petrichenko S.V., Tsolin P.L., Chaban S.O. Electrodischarge technology and equipment to produce new carbon nanomaterials. *Surface engineering and applied electrochemistry*, 2013, vol.49, no.3, pp. 35-42.
4. Юферов В.Б., Озеров А.Н., Винников Д.В., Буравиллов И.В., Пономарев А.Н. Электроимпульсное измельчение эластичных материалов в среде жидкого азота // *Вісник НТУ "ХПИ"*. – 2012. – №52 (958). – С. 202-209.
5. Коновалов К.Б. Процессы синтеза и измельчения сверхмолекулярных полимеров высших α -олефинов и аппараты для их реализации. Автореф. на соискание уч. степ. канд. техн. наук (специальность 05.17.08 – Процессы и аппараты химической технологии). – Томск: Нац. исслед. Томский политехн. ун-т. – 2013. – 20 с.
6. Швец И.С. К определению удельной электропроводности плазмы подводного искрового разряда // *Теплофизика высоких температур*. – 1980. – Том 18. – №1. – С. 1-8.
7. Дубовенко К.В. Взаимодействие ударных волн с плазмой канала сильнотокового разряда в камере высокого давления // *Журн. техн. физики*. – 1992. – Т.62. – №6. – С. 83-93.
8. Dubovenko K.V. Allowance for the interaction between the underwater electric discharge channel plasma and the shock wave reflected from the chamber's wall. *Surface engineering and applied electrochemistry*, 2013, vol.49, no.1, pp. 28-35.
9. Дубовенко К.В. Численное моделирование пространственно-временных характеристик подводного электрического разряда // *Электротехника і електромеханіка*. – 2010. – №1. – С. 38-42.
10. Сычев В.В., Вассерман А.А., Козлов А.Д., Спиридонов Г.А., Цымарный В.А. Термодинамические свойства азота. – М.: Изд-во стандартов, 1977. – 352 с.
11. Азот. Коэффициенты динамической вязкости и теплопроводности при температурах 65-1000 К и давлениях от состояния разреженного газа до 200 МПа: ГСССД 89-85.

Таблицы стандартных справочных данных. – М.: Изд-во стандартов, 1986. – 21 с.

12. Span R., Lemmon E.W., Jacobson R.T., Wagner W., Yokozeki A.A. Reference equation of state for the thermodynamic properties of nitrogen for temperatures from 63.151 to 1000 K and pressures to 2200 MPa. *J. Phys. Chem. Ref. Data*, 2000, vol.29, no.6, pp. 1361-1433.

13. Калиткин Н.Н., Кузьмина Л.В., Рогов В.С. Таблицы термодинамических функций и транспортных коэффициентов плазмы. – М.: Ин-т прикл. матем. АН СССР. – Препринт №34. – 112 с.

14. Самарский А.А., Попов Ю.П. Разностные методы решения задач газовой динамики. – М.: Наука, 1980. – 352 с.

- REFERENCES:** 1. Tabuchi M., Kaneko Ya., Iwasaki H. Synthesis of titanium nitride powder by spark discharge process in liquid nitrogen. *Journal of the Ceramic Society of Japan*, 1990, vol.98, no.12, pp. 1296-1301. 2. Filatov G.P., Soloviev M.A., Kuretz V.I. Destruction of polymers in liquid nitrogen by the electrical discharge. 14th Symposium on high current electronics. Tomsk, HCEI Publ., 2006, pp. 434-436. 3. Kuskova N.I., Dubovenko K.V., Petrichenko S.V., Tsolin P.L., Chaban S.O. Electrodischarge technology and equipment to produce new carbon nanomaterials. *Surface engineering and applied electrochemistry*, 2013, vol.49, no.3, pp. 35-42. 4. Yufarov V.B., Ozerov A.N., Vinnikov D.V., Buravilov I.V., Ponomarev A.N. Elektroimpul'snoe izmel'chenie elastichnykh materialov v srede zhidkogo azota. *Bulletin of NTU "KhPI"*, 2012, no.52(958), pp. 202-209. 5. Konovalev K.B. *Processy sinteza i izmel'cheniya sverhmolekulyarnykh polimerov vysshikh α -olefinov i apparaty dlya ih realizatsii*. Avtoref. diss. kand. tehn. nauk. Tomsk, 2013. 20 p. 6. Shvets I.S. K opredeleniyu udel'noy elektroprovodnosti plazmy podvodnogo iskrovogo razryada. *Teplofizika vysokikh temperatur*, 1980, vol.18, no.1, pp. 1-8. 7. Dubovenko K.V. Vzaimodejstvie udarnykh voln s plazmoy kanala sil'notochnogo razryada v kamere vysokogo davleniya. *Zhurnal. tehnicheckoy fiziki*, 1992, vol.62, no.6, pp. 83-93. 8. Dubovenko K.V. Allowance for the interaction between the underwater electric discharge channel plasma and the shock wave reflected from the chamber's wall. *Surface engineering and applied electrochemistry*, 2013, vol.49, no.1, pp. 28-35. 9. Dubovenko K.V. Numerical simulation of the underwater spark discharge spatial and temporal characteristics. *Electrical engineering & electromechanics*, 2010, no.1, pp. 38-42. 10. Sychev V.V., Vasserman A.A., Kozlov A.D., Spiridonov G.A., Cymarny V.A. *Termodinamicheskie svoystva azota*. Moscow, Izd-vo standartov Publ., 1977. 352 p. 11. *Azot. Koefitsienty dinamicheskoy v'язkosti i teploprovodnosti pri temperaturah 65-1000 K i davleniyah ot sostojaniya razrezhennogo gaza do 200 MPa: GSSSD 89-85. Tablicy standartnykh spravochnykh dannyyh*. Moscow, Izd-vo standartov Publ., 1986. 21 p. 12. Span R., Lemmon E.W., Jacobson R.T., Wagner W., Yokozeki A.A. Reference equation of state for the thermodynamic properties of nitrogen for temperatures from 63.151 to 1000 K and pressures to 2200 MPa. *J. Phys. Chem. Ref. Data*, 2000, vol.29, no.6, pp. 1361-1433. 13. Kalitkin N.N., Kuz'mina L.V., Rogov V.S. *Tablicy termodinamicheskikh funktsij i transportnykh koefitsientov plazmy*. Moscow, Applied Mathematics Institute of AN USSR, Preprint no.34. 112 p. 14. Samarskiy A.A., Popov Ju.P. *Raznostnye metody resheniya zadach gazovoy dinamiki*. Moscow, Nauka Publ., 1980. 352 p.

Поступила (received) 23.10.2013

Дубовенко Константин Викторович, д.т.н., доц., Николаевский национальный аграрный университет, 54020, Николаев, ул. Парижской Коммуны, 9, тел/phone +38 0512 341082, e-mail: dubovenko2010@gmail.com

K.V. Dubovenko

Mykolayiv National Agrarian University
9, Paryzka Komuna Str., Mykolayiv, 54020, Ukraine

Numerical simulation of spark discharge characteristics in liquid nitrogen.

In MHD approximation, a mathematical model of spark discharge in liquid nitrogen is worked out on the basis of data generalization pertaining to thermodynamical functions and mass-transfer coefficients in a wide parameter range. The results obtained are used for analysis of both integral and spatial-temporal discharge characteristics important for practical application.

Key words – spark discharge, liquid nitrogen, spatial and temporal characteristics.