

04;12

## Приближенное подобие электрофизических и кинематических процессов при импульсном коронном разряде в сильных электролитах

© В.В. Шамко, Е.В. Кривицкий, В.В. Кучеренко

Институт импульсных процессов и технологий НАН Украины,  
327018 Николаев, Украина

(Поступило в Редакцию 26 декабря 1997 г. В окончательной редакции 6 октября 1998 г.)

На основе теоретического метода анализа размерностей и подобия и имеющихся экспериментальных результатов, относящихся к динамике коронного разряда в сильных электролитах, установлены критерии приближенного подобия электрофизических и гидрогазодинамических явлений. Выполнен физический эксперимент и получены обобщенные временные зависимости тока, напряжения на межэлектродном промежутке и радиуса плазменной области от критериев подобия.

Импульсная корона в воде [1,2] представляет собой развитую систему лидеров кустообразной пространственной ориентации. Возникает она в разрядном промежутке с неоднородным и резко неоднородным полем и характеризуется тем, что ни один из прорастающих в глубь промежутка лидеров не достигает противоположного электрода. В этом существенное отличие импульсной короны от "линейного" подводного искрового разряда [3].

В случае разряда, незавершенного пробоем межэлектродного промежутка, весь разрядный ток протекает через границу плазма лидерной системы—жидкая среда. Из-за сравнительно малой поверхности соприкосновения плазма—среда и большого сопротивления слоя жидкости между кустообразной системой лидеров и противоэлектродом разрядный ток весьма мал, что, естественно приводит к слабому разогреву плазмы лидеров. Так как проводимость плазмы заведомо больше проводимости среды, значительная часть энергии выделяется не в короне, а в окружающей ее жидкости.

При изменении внешних условий, в частности удельной электропроводности  $\sigma_0$  среды, число лидеров увеличивается, диаметр их у основания становится больше, а при некоторых электропроводностях среды и напряженностях поля [1,2] они покрывают всю оголенную поверхность электрода, превращаясь в сплошное плазменное образование. При достижении пороговых значений электропроводности среды лидеры сливаются друг с другом с самого начала разряда, а плазменный сгусток полностью повторяет форму острия электрода. В результате выделение джоулевой энергии происходит в четырех областях: в плазменном сгустке, переходном слое плазма—жидкость, объеме проводящей жидкости и эквивалентных активных элементах разрядной цепи. Накопленные к настоящему времени экспериментальные данные [1,2,4] о феноменологии явления показали существенную зависимость характеристик коронного разряда от внешних регулируемых параметров разрядного контура, проводящей среды и геометрии электрода.

Пристальное внимание, уделяемое коронному разряду в последние годы, связано с экспериментально установленным [2] фактом наличия у него при определенных условиях гидродинамических возмущений достаточно высоких интенсивностей, сравнимых по крайней мере с возмущениями, генерируемыми подводным искровым разрядом. Такая гидродинамическая особенность присуща коронным разрядам в сильных электролитах, для которых характерно наличие сплошного плазменного сгустка, формой которого можно управлять, а соответственно и формировать в жидкости поля давления заданной конфигурации. В данной работе речь будет идти именно о такой разновидности разряда.

Хотя уже имелись первые попытки разработки гидродинамической модели коронного разряда в сильных электролитах [2,5] и ее гидродинамической интерпретации [6], в какой-то мере удовлетворительно моделировавших отдельные стороны явления, все же для создания корректной физико-математической модели явления фактического материала в этой области пока недостаточно. Поэтому для систематизации имеющихся экспериментальных данных и их сопоставления при существующих различиях в условиях проведения опытов представляется целесообразным выполнить их обобщение на основе теоретического метода анализа размерностей и подобия [7].

Основой для поиска структуры безразмерных комплексов является совокупность размерных физических величин, определяющих с достаточной точностью искомые динамические характеристики разряда. Для установления совокупности размерных параметров необходимо сформулировать объем исходных знаний об исследуемом явлении. Выполнение этой задачи осуществлялось путем тщательного анализа экспериментальных работ [1,2,4], содержащих наиболее систематические опытные данные по коронному разряду со сплошным плазменным сгустком.

При исследовании электрофизических явлений в качестве зависимых переменных выступают функции тока  $i = i(t, \{\beta_i\})$  и напряжения  $U = U(t, \{\beta_U\})$  в объеме,

а в качестве гидродинамических — радиуса плазменного сгустка и пузыря  $a = a(t, \{\beta_a\})$ , давления в них  $P_a = P_a(t, \{\beta_p\})$ , давления в первичной и вторичной волнах сжатия  $P = P(t, r, \{\beta_r\})$ . Входящие в аргумент независимые переменные  $t, r$  и  $\{\beta_j\}$  представляют собой время, пространственную координату и совокупность  $\{\dots\}$  размерных и безразмерных параметров, существенных для проявления того или иного качества явления.

Анализируя имеющиеся на сегодня систематические экспериментальные исследования [1,2,4] по коронному разряду в сильных электролитах, можно констатировать, что на его электрофизические характеристики наиболее сильное влияние оказывает удельная электропроводность жидкого электролита. Причем для исследуемых начальных напряженностей поля  $E_0 = U_0/r_0 = 10^6 \dots 10^8$  V/m в интервале электропроводностей  $\sigma_0 = 1.6 \dots 3.3$  S/m находится ее пороговое значение  $\sigma_*$ , переход через которое изменяет характер разряда из разветвленной короны в сплошное плазменное образование. Значение  $\sigma_*$  определяется напряженностью поля  $E_0$ , снижаясь по мере роста последней [1]. При переходе через  $\sigma_*$  происходит изменение формы кривых напряжения  $U(t)$  от типичной для подводной искры [8] до куполообразной, близкой к форме тока, а их максимумы  $U_{m1} \approx (0.6 \dots 0.9) \cdot U_0$  лежат ниже напряжения заряда  $U_0$  конденсаторной батареи. При переходе через  $\sigma_0 \approx 6$  S/m разряд из апериодического превращается в колебательный. С ростом  $\sigma_0$  возрастают амплитудные значения тока, мощности, и уменьшается длительность первой полуволны тока (напряжения). Так, при  $3.3 \leq \sigma_0 \leq 20$  S/m амплитуда мощности  $N_{m1}$  на промежутке  $0.4 \lesssim N_{m1}/(U_0^2 \sqrt{C/L}) \lesssim 1$  гораздо выше, чем для подводной искры [8]. Качественная картина изменения электрофизических характеристик в зависимости от  $E_0$  аналогична изложенной выше для электропроводности, а их реакция на изменение температуры электролита  $T_0$  полностью сводится к реакции на соответствующее изменение  $\sigma_0(T_0)$ . Электрофизические характеристики нечувствительны к гидростатическому давлению среды  $P_0$ , по крайней мере в диапазоне его изменений от 0.1 до 30 МПа [4].

Гидрогазодинамические характеристики коронного разряда имеют свои специфические особенности по сравнению с электрофизическими. В частности, они неадекватно реагируют на соответствующие изменения электропроводности и температуры среды. Так, с ростом  $\sigma_0$  амплитуда вторичной волны сжатия возрастает, а с ростом  $T_0$  падает. Амплитуда же первичной волны, хотя и возрастает с ростом температуры, но в зависимости от  $\sigma_0$  имеет экстремум в области  $\sigma_0 \approx 8 \dots 12$  S/m [4]. Максимальный радиус  $a_{\max}$  парогововой полости и период ее первой пульсации  $t_1$ , начиная с  $\sigma_0 > 1$  S/m, практически не реагируют на изменение  $\sigma_0$  (хотя заметная зависимость  $t_1(\sigma_0)$  наблюдалась при повышенных, по крайней мере при  $P_0 = 30$  МПа [4], гидростатических давлениях), тогда как весьма весомо зависят от изменения  $T_0$  даже

в области  $\sigma_0(T_0) > 1$  S/m. Существенно влияют на амплитуду первичной волны радиус острого положительного электрода  $r_D$  и длина межэлектродного промежутка  $l$  (в области малых  $l$  [4]), увеличивая  $P_{m1}$  по мере их уменьшения. Наблюдается также заметная зависимость гидрогазодинамических параметров от гидростатического давления среды, причем довольно существенная для параметров полости. Экспериментальных данных о давлении в плазменном сгустке пока не имеется, а относительно его кинематики можно утверждать лишь, что с ростом  $\sigma_0$  значения радиуса сгустка к окончанию выделения энергии уменьшаются [2].

Следует также отметить, что систематические данные о влиянии на динамику разряда таких параметров контура, как емкость  $C$ , индуктивность  $L$  и эквивалентное активное сопротивление короткозамкнутой цепи разрядного контура  $R_k$ , пока также отсутствуют. Емкость и индуктивность влияют на режим разряда в зависимости от соотношения между волновым сопротивлением контура и активным сопротивлением нагрузки, в качестве которого выступает суммарное сопротивление плазменного сгустка  $R_a$  и слоя электролита  $R_e$ , усредненные за время разряда, и  $R_k$ . При  $R_a + R_e + R_k \geq 2\sqrt{L/C}$  разряд будет апериодический, в противном случае — колебательный. Роль начальной электропроводности электролита, о которой применительно к колебательности разряда говорилось выше, сводится здесь к изменению сопротивления  $R_l$ . Ввиду отмеченных особенностей, а также поскольку указанные элементы контура ( $C, L, R_k$ ) необходимо формировать при осуществлении разряда, они будут включены в систему определяющих явление параметров.

Поскольку одним из элементов объекта исследований является плазменный сгусток, то по аналогии с подводной искрой [8] для характеристики разрядной плазмы будем использовать искровую постоянную  $A$ , представляющую собой коэффициент пропорциональности между давлением и электропроводностью плазмы, и эффективный показатель адиабаты  $\gamma$  разрядной плазмы. Начальная плотность электролита  $\rho_0$  на основе  $H_2O + NaCl$  изменяется по мере увеличения концентрации раствора до насыщения на 20%, что с гидрогазодинамической точки зрения является довольно существенным фактором, и поэтому при исследовании гидрогазодинамических явлений параметр  $\rho_0$  должен быть включен в систему определяющих параметров.

В настоящей работе будут рассматриваться только те режимы разряда, в которых образуется сплошной плазменный сгусток, а это в соответствии с результатами работ [1,2] накладывает ограничения снизу на электропроводность электролита. Тогда по крайней мере для  $E_0 \lesssim 10^8$  V/m [2] время зажигания короны и количество расходуемой на этой стадии электрической энергии несоизмеримо малы по сравнению с характерным временем разряда  $\sqrt{L/C}$  и запасенной в конденсаторной батарее энергией соответственно, причем наблюдается существенное уменьшение времени зажигания по мере

роста  $E_0$ . Следовательно, искомые зависимые параметры коронного разряда не будут ощущать заметного влияния факторов, определяющих стадию зажигания разряда. В результате в систему определяющих параметров можно включить вместо неизвестного заранее напряжения зажигания напряжение заряда конденсаторной батареи, а вместо начального радиуса плазменного сгустка — радиус стержня положительного электрода.

При коронном разряде вследствие джоулевой диссипации энергии в объеме электролит нагревается при постоянном внешнем давлении и в нем формируется температурное поле. При малости эффектов молекулярной теплопроводности [2] плотность внутренних источников тепла пропорциональна скорости изменения температуры с коэффициентом пропорциональности  $c_p$ , представляющих удельную теплоемкость при постоянном давлении. Следовательно, параметр  $c_p$  также должен быть включен в систему определяющих параметров.

Резюмируя изложенное, можно выделить независимые физические величины  $\sigma_0$ ,  $U_0$ ,  $C$ ,  $L$ ,  $r_0$ ,  $l$ ,  $\rho_0$ ,  $T_0$ ,  $A$ ,  $P_0$ ,  $R_k$ ,  $c_p$ ,  $t$ ,  $r$ ,  $\gamma$ , определяющие протекание коронного разряда в сильных электролитах и в соответствии с объемом исходных экспериментальных данных и физических соображений в достаточной мере характеризующих его электрофизические и гидрогазодинамические явления. Следовательно, при 14 независимых размерных переменных и 5 первичных размерностях  $\text{kg}$ ,  $\text{m}$ ,  $\text{s}$ ,  $\text{A}$ ,  $\text{K}$  будем иметь в соответствии с  $\pi$ -теоремой анализа размерностей 9 независимых безразмерных комплексов. Если выбрать в качестве переменных с независимыми размерностями величины  $U_0$ ,  $C$ ,  $L$ ,  $T_0$ ,  $r_0$ , то независимыми комплексами можно записать в явном виде следующим образом:

$$\begin{aligned} \Pi_A &= Ar_0^2/(U_0^2\sqrt{LC}), & \Pi_\sigma &= \sigma_0 r_0 \sqrt{L/C}, \\ \Pi_R &= R_k \sqrt{C/L}, & \Pi_c &= c_p T_0 LC/r_0^2, \\ \Pi_\rho &= \rho_0 r_0^5/(LC^2 U_0^2), & \Pi_{P_0} &= P_0 r_0^3/(CU_0^2), \\ \Pi_l &= l/r_0, & \Pi_r &= r/r_0, & \Pi_t &= t/\sqrt{LC}, & \Pi_\gamma &= \gamma. \end{aligned} \quad (1)$$

Для интересующих нас зависимых переменных  $i$ ,  $U$ ,  $P$ ,  $a$  можно записать еще 4 зависимых безразмерных комплекса

$$\begin{aligned} \Pi_i &= i\sqrt{L/C}/U_0, & \Pi_U &= U/U_0, \\ \Pi_P &= Pr_0^3/(CU_0^2), & \Pi_a &= a/r_0. \end{aligned} \quad (2)$$

Критерий  $\Pi_A$ , качественно соответствующий известному каналному критерию  $\Pi_k$  для подводной искры [9] и характеризующий комплексное воздействие на среду электротехнических параметров разрядного контура и плазменного сгустка, не совсем удобен, например, для анализа вольт-ампер-секундных характеристик на всем разрядном промежутке. Более удобной для этих целей будет комбинация критериев  $\Pi_A$  и  $\Pi_\sigma$

$$\Pi_{A\sigma} = \Pi_A \cdot \Pi_\sigma = A\sigma_0 r_0^3/(CU_0^2), \quad (3)$$

представляющая собой отношение начальных интегральной плотности энергии в объеме и плотности электрической энергии источника. Критерий  $\Pi_P$  (как и  $\Pi_{P_0}$ ) ввиду невысоких по сравнению с  $CU_0^2/r_0^3$  плотностей энергии в плазме и электролите также целесообразнее заменить комбинацией критериев  $\Pi_P$ ,  $\Pi_\sigma$  и  $\Pi_A$

$$\Pi'_P = \Pi_P \cdot (\Pi_\sigma \cdot \Pi_A)^{-1} = P/(A\sigma_0), \quad \Pi'_{P_0} = P_0/(A\sigma_0). \quad (4)$$

Критерий  $\Pi_\sigma$  целесообразнее переписать в виде

$$\Pi'_\sigma = \Pi_\sigma^{-1} = (\sigma_0 r_0)^{-1}/\sqrt{L/C}, \quad (5)$$

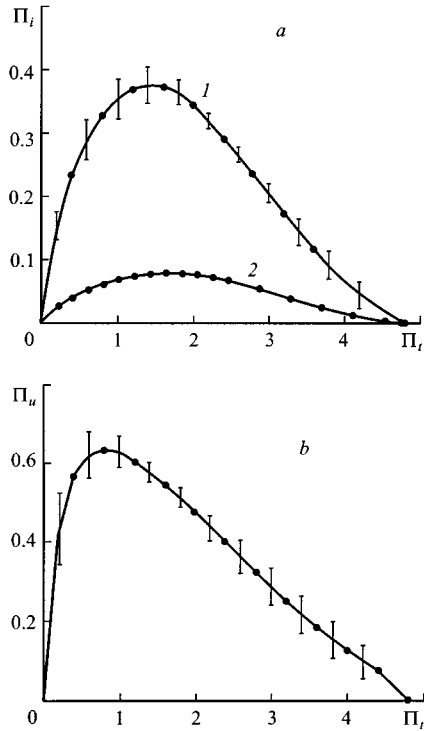
и тогда комплексы  $\Pi'_\sigma$  и  $\Pi_R$  будут представлять собой соотношения между сопротивлениями слоя электролита (при  $r_0 \ll l$ ), контура и волновым сопротивлением соответственно.

Таким образом, с учетом соотношений (3)–(5) изложенной постановке задачи будут отвечать обобщенные решения в виде критериальных зависимостей

$$\begin{aligned} \Pi_i &= F_i(\Pi_t, \Pi_{A\sigma}, \Pi'_\sigma, \Pi_R, \Pi_c, \Pi_\gamma), \\ \Pi_U &= F_U(\Pi_t, \Pi_{A\sigma}, \Pi'_\sigma, \Pi_R, \Pi_c, \Pi_\gamma), \\ \Pi_{a1} &= F_{a1}(\Pi_t, \Pi_{A\sigma}, \Pi'_\sigma, \Pi_R, \Pi_c, \Pi_\gamma), \\ \Pi'_P &= F_P(\Pi_t, \Pi_R, \Pi_{A\sigma}, \Pi_c, \Pi_\rho, \Pi'_\sigma, \Pi_l, \Pi_\gamma), \\ \Pi_{a2} &= F_{a2}(\Pi_t, \Pi_{A\sigma}, \Pi_c, \Pi_\rho, \Pi_{P_0}, \Pi_\gamma). \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь  $\Pi_{a1}$  соответствует  $\Pi_a$  для плазменного сгустка, а  $\Pi_{a2}$  — для полости. Получением критериальных зависимостей вида (6) исчерпываются возможности метода анализа размерностей и подобия. Приближенные выражения функций  $F_j$  в явном виде необходимо искать на основе обобщения экспериментальных данных. Обычно это делается путем представления функций  $F_j$  в виде степенных функций их аргументов и нахождения показателей степеней из экспериментальных данных. Хотя такой подход и обеспечивает достаточно хорошую точность в интервале изменения параметров в эксперименте, но за этими пределами получаемые формулы практически не работают. При этом следует заметить также, что возможность моделирования явлений при наличии более двух независимых критериев подобия, исключая безразмерные координаты и время, весьма проблематична. Поэтому целесообразнее, исходя из физических соображений, выделить основной (или несколько основных) критерий, а затем при обобщении опытных данных показать, что существенное изменение второстепенных критериев подобия не изменяет картину процесса.

Так, для случая осуществления разряда в средах одного химического состава из совокупности критериев выпадает  $\Pi_\gamma$ , составленный только из физических свойств среды и являющийся константой. Критерий  $\Pi_l$  оказывает влияние на динамику разряда только в области  $\Pi_l < 1$  и, следовательно, для условий реализации коронного разряда со сплошным плазменным образованием, когда



**Рис. 1.** Обобщенные временные зависимости тока (а) и напряжения (b) для  $\beta = 0.35$ .

$\Pi_i \gg 1$  [2], его можно не учитывать. Критерии  $\Pi_R$  и  $\Pi_p$  намного меньше единицы и их также не будем учитывать, поскольку имеются критерии  $\Pi_{A\sigma}$  и  $\Pi'_\sigma$  порядка единицы. В результате вместо критериальных соотношений (6) можно записать их приближенные аналоги

$$\begin{aligned} \Pi_i &= \Psi_i(\Pi_t, \Pi_{A\sigma}, \Pi'_\sigma), \\ \Pi_U &= \Psi_U(\Pi_t, \Pi_{A\sigma}, \Pi'_\sigma), \\ \Pi_{a1} &= \Psi_{a1}(\Pi_t, \Pi_{A\sigma}, \Pi'_\sigma), \\ \Pi'_p &= \Psi_p(\Pi_t, \Pi_r, \Pi_{A\sigma}, \Pi'_\sigma, \Pi_c), \\ \Pi_{a2} &= \Psi_{a2}(\Pi_r, \Pi_{A\sigma}, \Pi_c, \Pi_{p0}). \end{aligned} \quad (7)$$

Легко видеть, что структура обобщенных функций для электрофизических характеристик и радиуса сгустка существенно упростилась и применительно к ним может быть подвергнута обобщенной экспериментальной проверке. Для этой цели выполнялся эксперимент с вариацией размерных физических величин  $U_0 = 15 \dots 47 \text{ kV}$ ,  $C = 0.5 \dots 12 \text{ }\mu\text{F}$ ,  $L = 2.4, \dots 3.8 \text{ }\mu\text{H}$ ,  $\sigma_0 = 3 \dots 22 \text{ S/m}$ ,  $r_0 = 0.5 \dots 5 \text{ mm}$  таким образом, чтобы критерии  $\Pi_{A\sigma}$  и  $\Pi'_\sigma$  оставались постоянными. Для их фиксированных значений осуществлялось по 10 разрядов с регистрацией разрядного тока  $i(t)$ , напряжения на разрядном промежутке  $U(t)$ , радиуса плазменной области  $a(t)$  и амплитуды первичной волны сжатия  $P_{m1}$ , которые впоследствии нормировались к соответствующим масштабным значениям  $i_M = U_0\sqrt{C/L}$ ,  $U_M = U_0$ ,  $a_M = r_0$ ,

$P_M = A\sigma_0$ ,  $t_M = \sqrt{LC}$ . Использовалась методика измерений, описанная в работе [2], а также полученные ранее [2] экспериментальные результаты.

Безразмерные кривые тока и напряжения в зависимости от времени для фиксированных критериев подобия ( $\Pi_{A\sigma} = 2.5 \cdot 10^{-6}$ ,  $\Pi'_\sigma = 29.4$ ) приведены на рис. 1 (вертикальными значками на кривых показаны границы доверительного интервала с доверительностью 0.9). Легко видеть, что число  $\Pi_U$  (рис. 1, b) однозначно определяется двумя критериями подобия  $\Pi_{A\sigma}$  и  $\Pi'_\sigma$ , тогда как число  $\Pi_i$  (рис. 1, a) расщепляется на две области: в первой (кривая 1) расположены семь режимов тока с максимальным значением числа  $\Pi_{i\max} = 0.38$ , во второй (кривая 2) — три режима с  $\Pi_{i\max} = 0.08$ . Следовательно, токовые характеристики подвержены в рамках рассматриваемого приближенного подобия действию масштабного эффекта. Поскольку отличительная особенность этих двух классов электрофизических явлений — это различие характерных времен (для первой серии кривых  $t_M \leq 4.2 \text{ }\mu\text{s}$ , для второй  $t_M > 4.2 \text{ }\mu\text{s}$ ), то возможно, что масштабный эффект по току (как наблюдалось ранее [8] для подводного искрового разряда) связан с наличием некоторого порогового времени, выше которого приближенное подобие нарушается. Дальнейшее обобщение экспериментальных результатов проводилось лишь для характерных времен  $t_M \leq 4.2 \text{ }\mu\text{s}$ .

Весьма широкий диапазон численных значений критерия  $\Pi_{A\sigma} = 10^{-10} \dots 1$  делает его неудобным параметром, по крайней мере для классификации режимов разряда. Поэтому вместо  $\Pi_{A\sigma}$  была сконструирована более удобная по значениям численного интервала комбинация критериев  $\Pi_{A\sigma}$  и  $\Pi'_\sigma$

$$\beta = 0.1[\Pi'_\sigma / (4\pi^2 \Pi_{A\sigma})]^{0.1}, \quad (8)$$

качественно подобная критерию  $\eta$  [9] для подводного искрового разряда; в области малых  $\beta$  имеют место колебательные режимы разряда, а при  $\beta \rightarrow 1$  — аперiodические (рис. 2). Причем критерий  $\beta$  оказался более существенным по сравнению с  $\Pi'_\sigma$  применительно к его влиянию на обобщенные временные зависимости тока, напряжения и радиуса плазменного сгустка (рис. 2, 3).

Нормированное распределение максимального давления в первичной волне сжатия  $\pi_{P_{m1}}$  ( $\Pi_r$ ) для фиксированного значения критерия  $\beta = 0.35$  иллюстрируется таблицей ( $n$  — количество режимов разряда с  $\beta = \text{idem}$ ).

$\Pi_r$	$\Pi_{P_{m1}}$	$n$
33	15.2	2
50	11.8	3
100	5.1	1

В первом приближении это распределение подчиняется акустическому закону.

Судя по тому, что активное сопротивление слоя электролита будет превалировать над величинами  $R_a$  и

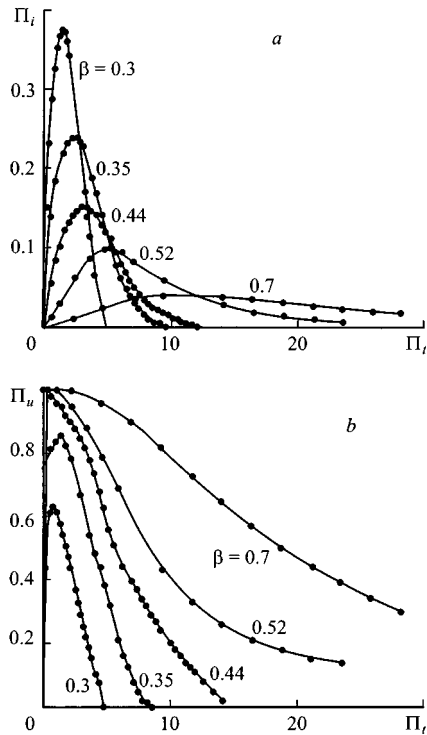


Рис. 2. Нормированные кривые тока (а) и напряжения (б) в зависимости от времени и критерия  $\beta$ .

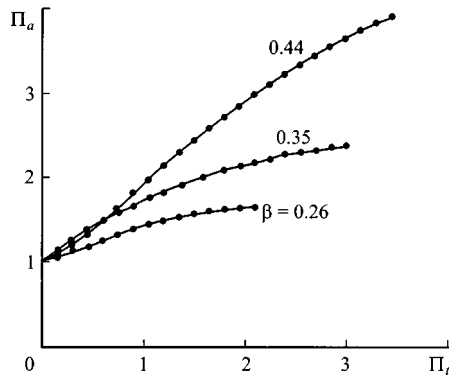


Рис. 3. Нормированные кривые радиуса СПО в зависимости от времени и критерия  $\beta$ .

$R_k$ , то  $\Pi'_\sigma$  будет являться вторым основным критерием приближенного подобия электрофизических и кинетиматических характеристик коронного разряда в сильных электролитах. Однако аналогично тому, как это было проделано с  $\Pi_{A\sigma}$ , лучше использовать конструкцию

$$\delta = (\Pi_\rho \cdot \Pi'_\sigma)^{-1} = \sigma_0 E_0^2 / [\rho_0 r_0^2 / (LC)^{3/2}], \quad (9)$$

являющуюся мерой отношения плотностей потока энергии электрического поля и энергии динамического напора жидкой среды. Критерий подобия  $\delta$ , от которого в меньшей степени зависят исследуемые характеристики коронного разряда, определяет, на наш взгляд, порог

перехода разветвленной импульсной короны в разряд со сплошным плазменным сгустком. Ориентировочное значение этого порога составляет  $\delta_* = 0.2$ . При  $\delta > \delta_*$  реализуется разряд со сплошным плазменным сгустком.

## Список литературы

- [1] Ушаков В.Я. Импульсный электрический пробой жидкостей. Томск: ТГУ, 1975. 256 с.
- [2] Богуславский Л.З., Кучеренко В.В., Кривицкий Е.В. Препринт ИИПТ. Николаев, 1993. № 22. 41 с.
- [3] Кривицкий Е.В. // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 1. С. 9–13.
- [4] Глуценко В.Ж., Жекул В.Г., Трофимова Л.П. // Теория, эксперимент, практика электроразрядных технологий. Киев: Наукова думка, 1995. Вып. 2. С. 4–7.
- [5] Поздеев В.А., Бескаравайный Н.М., Шолом В.К. // ЭОМ. 1990. № 3. С. 33–36.
- [6] Ищенко Ж.Н. // Теория, эксперимент, практика электроразрядных технологий. Киев: Наукова думка, 1995. Вып. 2. С. 55–59.
- [7] Кутателадзе С.С. Анализ подобия и физические модели. Новосибирск: Наука, 1986. 296 с.
- [8] Кривицкий Е.В., Шамко В.В. Переходные процессы при высоковольтном разряде в воде. Киев: Наукова думка, 1979. 208 с.
- [9] Кривицкий Е.В., Шамко В.В. // ЖТФ. 1972. Т. 42. Вып. 1. С. 83–89.