

Оценка поперечного размера активной зоны реакторов стримерной короны

Семенов В.К., д-р техн. наук, Сорокин А.Ф., канд. техн. наук

На основании уравнения баланса энергии и теории фронтальной волны ионизации получен количественный результат для оценки предельного поперечного размера активной зоны плазмохимического реактора факельной короны.

Ключевые слова: плазмохимический реактор, стримерная корона, разряд, волна ионизации, импульс напряжения.

Streamer corona discharge reactor active zone cross dimension estimation

Nonequilibrium facular discharges vibratory-forward motion break is caused by contraction of coherent streamer group in leader. Based on power balance formula and front ionization wave theory the quantitative result for the permissible streamer corona discharge plasma-chemical reactor active zone cross dimension estimation was obtained.

Key-words: plasma-chemical reactor, streamer corona, discharge, ionization wave, voltage impulse.

Поперечный размер активной зоны плазмохимического реактора определяется устойчивостью того типа разряда, который положен в основу его эффективной работы. Для реакторов барьерного разряда этот размер ограничен 1–3 мм, так что выбор этого параметра для таких реакторов особой проблемы не составляет. Иначе обстоит дело с реакторами стримерной короны. Согласно современным представлениям, движение отдельного стримера представляет собой волну ионизации, распространяющуюся между электродами разрядного промежутка. Электроны стримеров часть своей энергии расходуют на колебательное возбуждение молекул, обеспечивая тем самым колебательно-поступательную неравновесность разряда. После прохождения волной ионизации разрядного промежутка в нем остается проводящий канал, по которому протекает разогревающий его ток. По мере разогрева канала возрастает скорость VT-релаксации и термической ионизации. Эти процессы могут привести к срыву колебательно-поступательной неравновесности, характеризующемуся переходом от стримерной фазы разряда к лидерной. Для предотвращения подобного перехода при неизменном энерговкладе должна быть ограничена длина разрядного промежутка и продолжительность импульса. Приведенные качественные соображения подкрепим количественными оценками.

Расчет сделаем на основе математической модели фронтальной волны ионизации, когда распространение отдельных стримеров в пределах факела происходит когерентно [1]. Будем исходить из того, что лидер образуется из пучка стримеров. Срыв колебательно-поступательной неравновесности произойдет при условии перехода всей выделенной в объеме стримерной группы энергии в энергию поступательного движения молекул в объеме лидера:

$$\frac{\pi r_{st}^2 R N}{v} \int_0^l j_e E dx + \pi r_{st}^2 N \int_0^R j_1 E_1 \frac{R-x}{v} dx + \pi r_{st}^2 N \tau_p \int_0^R j_1 E_1 dx = \delta \pi r_l^2 R c_p \Delta T. \quad (1)$$

Здесь r_{st} , r_l – радиусы стримерного и лидерного каналов соответственно; R – межэлектродное расстояние (поперечный размер активной зоны); x – текущее значение координаты, отсчитанной от коронирующего электрода; v – скорость распространения волны ионизации; N – число стримеров, образующих лидер; j_e , E – ток и напряженность поля на фронте ионизации соответственно; l – ширина ионизационного фронта; j_1 , E_1 – ток и напряженность электрического поля в проионизованной зоне соответственно; τ_p – время паузы между отдельными импульсами напряжения; δ , c_p – плотность и удельная теплоемкость воздуха соответственно; ΔT – перепад температур между температурой газа до и после термализации разряда.

Первое слагаемое в левой части уравнения (1) представляет собой энергию, переданную электронами в тепловое движение молекул при прямой передаче и в результате VT-релаксации колебательно-возбужденных молекул в области ионизационного фронта. Второе слагаемое представляет собой энергию, выделенную током в проионизованной зоне стримерных каналов за время прохождения волной ионизации разрядного промежутка. Третье слагаемое представляет собой энергию, выделенную в проионизованной зоне стримерных каналов за время паузы между отдельными импульсами воздействующего на разрядный промежуток напряжения. В правой части уравнения записано тепло, поглощенное газом в объеме лидерного канала, образованного в результате контрагирования группы стримеров.

Согласно уравнению (1), для увеличения поперечного размера активной зоны длительность импульса приложенного напряжения должна быть ограничена временем пересечения стримерами разрядного промежутка. В этом случае третье слагаемое в правой части уравнения будет отсутствовать. Как будет показано ниже, плотность тока и напряженность поля в проионизованной зоне в течение времени прохождения волны ионизации можно считать величинами постоянными. С учетом этого имеем следующую оценку для поперечного размера активной зоны реактора:

$$R = \frac{2 \left(v \delta c_p \Delta T \frac{r_l^2}{r_{st}^2} \frac{1}{N} - \int_0^l j_e E dx \right)}{j_l E_1}. \quad (2)$$

Перепад температуры ΔT найдем, полагая, что вся электронная энергия, затраченная на колебательное возбуждение молекул, переходит за счет VT-релаксации в тепловую:

$$k_{ev} n_e \hbar \omega = k_{VT} n_0 (\varepsilon_v - \varepsilon_{v0}), \quad (3)$$

где k_{ev} – константа скорости колебательного возбуждения молекулы квантом энергии $\hbar \omega$; n_e , n_0 – концентрации электронов и молекул газа соответственно; $\varepsilon_v, \varepsilon_0$ – колебательная энергия молекулы возбужденного и основного уровней соответственно; k_{VT} – константа скорости процесса VT-релаксации:

$$k_{VT} = k_0 \exp\left(-\frac{B}{T^{1/3}}\right). \quad (4)$$

Полагая, что при возбуждении молекул заселяются только нижние энергетические уровни, получим следующую оценку температуры газа:

$$T = \left(\frac{B}{\ln \frac{k_0 n_0}{k_{ev} n_e}} \right)^3. \quad (5)$$

Остальные, входящие в формулу (2) величины: скорость волны ионизации, толщина ионизационного фронта, распределение напряженности поля и плотности тока в зоне ионизации, – должны находиться из решения электрофизической части задачи.

Для нахождения названных величин воспользуемся результатами найденного нами ранее приближенного аналитического решения электрофизической задачи [1]. Исходная система уравнений имеет следующий вид:

$$-v \frac{\partial \rho_e}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial y} (\rho_e \mu_e E) = \alpha \rho_e \mu_e E - \frac{\rho_e}{\tau}; \quad (6)$$

$$-v \frac{\partial \rho_+}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial y} (\rho_+ \mu_+ E) = \alpha \rho_e \mu_e E - \beta \rho_+ \rho_-; \quad (7)$$

$$-v \frac{\partial \rho_-}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial y} (\rho_- \mu_- E) = \frac{\rho_e}{\tau} - \beta \rho_+ \rho_-; \quad (8)$$

$$\frac{\partial E}{\partial y} = -\frac{\rho}{\varepsilon_0}. \quad (9)$$

Здесь $y = x - vt$ – волновая переменная; $\rho = \rho_+ - \rho_e - \rho_-$ – плотность избыточного объемного

заряда; α, β – коэффициенты ударной ионизации электронами и ион-ионной рекомбинации соответственно; μ – подвижность тех или иных носителей заряда; τ – характерное время прилипания электронов к нейтральным молекулам.

Для волны ионизации заданы плотность тока и напряженность электрического поля на фронте ионизации. Приведем представляющие для нас интерес результаты расчета:

а) условие самостоятельности разряда

$$\frac{j_0}{\varepsilon_0 \mu_e} \left(\frac{1}{E_1} - \frac{1}{E_2} \right) = \frac{\alpha(E_2)}{3} (E_2 - E_k) - \frac{1}{\mu_e \tau} \ln \frac{E_2}{E_1}; \quad (10)$$

б) распределение напряженности поля в зоне ионизации

$$\frac{E - E_1}{E_2 - E} = \frac{E_k - E_1}{E_2 - E_k} \exp\left(\frac{y}{l}\right); \quad (11)$$

в) распределение плотности объемного заряда электронов

$$\rho_e = \frac{j_0}{\mu_e E} + \frac{\varepsilon_0 v C}{\mu_e E} (E_2 - E)(E - E_1), \quad (12)$$

имеющего при $E = \sqrt{E_1 E_2}$ максимум распределения

$$\rho_{em} = \frac{\varepsilon_0 v C}{\mu_e E} \left(1 - \sqrt{\frac{E_1}{E_2}} \right); \quad (13)$$

г) распределение объемной плотности избыточного положительного заряда

$$\frac{\rho}{\rho_m} = \frac{4(1 - E/E_2)(E/E_2 - E_1/E_2)}{(1 - E_1/E_2)^2}, \quad (14)$$

имеющего при $E = \frac{1}{2}(E_2 + E_1)$ максимум распределения

$$\rho_m = \frac{1}{4} \varepsilon_0 C E_2^2 \left(1 - \frac{E_1}{E_2} \right)^2; \quad (15)$$

д) скорость распространения волны ионизации

$$v = \mu_e E_2. \quad (16)$$

Здесь j_0 , E_2 – плотность тока и напряженность поля на фронте ионизации; E_1 – напряженность поля в проионизованной зоне; $l = \frac{1}{(E_2 - E_1)C}$ –

толщина ионизованного фронта;

$C = 0,9 \left(\frac{\alpha_0 E_2}{3} - \frac{1}{E_2^2 \mu_e \tau} \right) - 4,7 \frac{j_0}{\varepsilon_0 \mu_e E_2^3}$ – константа интегрирования.

Полагая $E_2 = 50$ кВ/см, $\frac{r_l}{r_{st}} = 10$ и число стримеров, образующих лидер, равным отношению тока лидера к току стримера $N = \frac{I_l}{I_{st}} = \frac{10}{10^{-4}}$,

на основании выше приведенных формул получим следующую оценку: $R \leq 0,3$ м. Поскольку

параметры $\left(\frac{r_l}{r_{st}} \right)^2$ и $\left(\frac{I_l}{I_{st}} \right)$ могут изменяться в

весьма широких пределах, то оценка по формуле (2) носит приближенный характер и нуждается в экспериментальной проверке.

Экспериментальная проверка полученного результата была выполнена на электродах типа игла–плоскость при включении в разрядную цепь дополнительного разрядного промежутка, обеспечивающего самоорганизацию фронтальных волн ионизации. Действительно, при межэлектродном расстоянии более 20 см внешняя однородность разряда нарушается: визуально он представляет собой исходящий из анода узкий светящийся канал (лидер), переходящий в широкую зону однородного диффузного свечения. С ростом межэлектродного расстояния протяженность лидерной части возрастает до двух третей от длины разрядного промежутка при одномоментном существовании обеих фаз разряда. Дальнейшее увеличение

расстояния между электродами приводит к образованию искры.

В заключение следует подчеркнуть, что полученный результат имеет важное принципиальное значение: для избежания срыва колебательно-поступательной неравновесности разряда нужно не только ограничить длину межэлектродного расстояния, но и длительность прикладываемого к промежутку импульса напряжения. При этом для наработки наибольшего количества неравновесного газа крутизна фронта импульса должна быть наибольшей, т.е. приложенный импульс должен быть по возможности прямоугольным.

Список литературы

1. Семенов В.К. К теории факельной короны постоянного тока // Электричество. – 1997. – № 6. – С. 19–21.

Семенов Владимир Константинович,
Ивановский государственный энергетический университет,
доктор технических наук, профессор кафедры атомных электростанций,
телефон (4932) 38-57-78,
e-mail: npp@aes.ispu.ru

Сорокин Александр Федорович,
Ивановский государственный энергетический университет,
кандидат технических наук, доцент, профессор кафедры электрических систем,
телефон (4932) 41-60-10
e-mail: deaneef@eef.ispu.ru