

УДК 621.384.5

## Моделирование влияния поля скоростей на интенсивность электросинтеза озона в потоке газа

В. А. Кузнецов

Магнитогорский государственный университет, г. Магнитогорск, Россия

*Построена математическая модель электросинтеза озона в ламинарном потоке кислорода и воздуха через барьерный электрический разряд, учитывающая поле скоростей газа в меняющемся температурном поле разрядного промежутка. Результаты численных экспериментов на модели объясняют специфическое поведение концентрации озона в различных областях разрядного промежутка. Высокая степень адекватности модели реальным процессам в барьерных электрических озонаторах позволяет вести оптимизационные расчеты озонаторов при их конструировании.*

Высокое напряжение и узость разрядного промежутка в барьерном электрическом озонаторе крайне затрудняют проведение широкомасштабных экспериментов непосредственно в разрядном промежутке озонатора. Разрозненными экспериментами установлено, что интенсивность электросинтеза озона в потоке кислородсодержащего газа через барьерный электрический разряд существенно зависит от многих параметров, в частности, от времени пребывания газа в зоне разряда и его температуры [1]. Эти параметры в свою очередь зависят от характера течения газа [2, 3]. Комплексного же подхода к исследованию сложной взаимозависимости гидродинамических, электрических, тепловых и плазмохимических явлений в барьерном электрическом озонаторе до сих пор не существует. Отсюда вытекает актуальность задачи построения математической модели процессов в озонаторе.

В данной работе поставлена комплексная задача:

- определить поле скоростей течения озонируемого газа в разрядном промежутке барьерно-

го электрического озонатора с учетом его узости, специфического характера тепловыделения и поля температуры в барьерном разряде;

- исследовать влияние неоднородности полей скорости и температуры на процесс электросинтеза озона в барьерном электрическом озонаторе.

### Расчет поля скоростей

Большинство промышленных озонаторов [1] предназначено для работы на протяжении длительного времени в стационарном режиме. Поэтому движение газа в разрядном промежутке при его математическом описании считается установившимся во времени. Число Рейнольдса для потока газа в разрядном промежутке озонатора обычно не превосходит 200, что означает течение газа ламинарным. Используемые в озонаторах скорости течения газа значительно меньше скорости звука, поэтому эффектами сжимаемости газа во время движения можно пренебречь.

В связи с этим приходим к выводу, что для математического описания движения газа при ламинарном его течении можно воспользоваться стационарным гидродинамическим уравнением Навье-Стокса [4]. Записанное в плоской системе координат, для пластинчатого озонатора оно выглядит следующим образом (координаты приведены на рис. 1):

$$V_x \frac{\partial V_x}{\partial x} + V_y \frac{\partial V_x}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left( \frac{\partial^2 V_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V_x}{\partial y^2} \right); \quad (1)$$

$$V_x \frac{\partial V_y}{\partial x} + V_y \frac{\partial V_y}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \left( \frac{\partial^2 V_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V_y}{\partial y^2} \right); \quad (1')$$

где  $\{V_x, V_y\}$  — вектор скорости;  
 $p$  — давление;  
 $\rho$  — плотность газа.

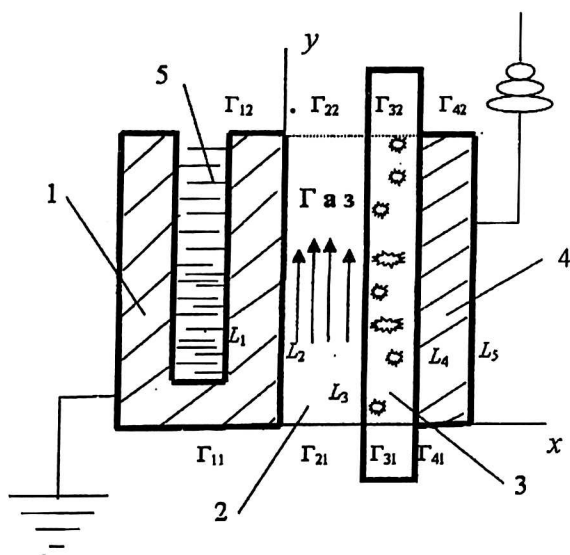


Рис. 1. Схема разрядного промежутка барьерного электрического озонатора:

1, 4 — металлические электроды; 2 — разрядный промежуток; 3 — диэлектрический барьер; 5 — охлаждающая жидкость

Уравнение неразрывности среды замыкает систему (1), (1').

Уравнения (1) и (1') содержат динамический коэффициент вязкости  $\eta = \nu\rho$ , где  $\nu$  — кинематический коэффициент вязкости.

Известно, что динамический коэффициент вязкости является функцией только абсолютной температуры и, согласно формуле Саттерленда [4], его можно аппроксимировать как

$$\eta = \eta_0 \left( \frac{T}{T_0} \right)^n,$$

где  $T_0$  — абсолютная температура;

$\eta_0$  — динамический коэффициент вязкости, соответствующий некоторому начальному состоянию;

$n = 3/4$  при абсолютных температурах  $250^\circ\text{C} < T < 600^\circ\text{C}$  и  $n = 1$  при  $T \leq 250^\circ\text{C}$ .

Таким образом, есть возможность по полю температуры определить зависимость вязкости газа от координат точки в канале.

По предварительным расчетам выяснено, что перепад давления в разрядном промежутке незначителен (до 10 Па), поэтому считается, что плотность газа в нем меняется только за счет изменения температуры. Поскольку различные озонаторы могут иметь различные режимы давления при работе, то расчет плотности газа будет проводиться по следующей формуле [5]

$$\rho_t = \frac{\rho_0 H}{(1 + \alpha_p t) \cdot 10^5},$$

где  $\alpha_p = 0,00367$  1/град — коэффициент расширения газа при постоянном давлении;

$t$  — температура газа,  $^\circ\text{C}$ ;

$\rho_0$  — плотность газа при  $0^\circ\text{C}$  и атмосферном давлении;

$H$  — давление газа при температуре  $t^\circ\text{C}$ , Па.

При обозначенных выше условиях можно получить аналитическое решение уравнения Навье-Стокса для течения газа в плоском узком канале при меняющейся температуре, которое удобно для применения.

Вход газа в канал происходит параллельно его стенкам. Узость канала течения газа и практически идеальная параллельность стенок канала позволяют сделать следующие упрощения:

$$V_z = 0 \quad \text{и} \quad \frac{\partial V_x}{\partial z} = \frac{\partial V_y}{\partial z} = 0.$$

Для оценки значимости слагаемых в уравнения (1), (1') и уравнение неразрывности вводятся безразмерные переменные (с волной), отражающие геометрию канала:

$$x = \Delta \tilde{x}; \quad y = l \tilde{y}; \quad V_x = V_0 \tilde{V}_x; \quad V_y = V_0 \tilde{V}_y;$$

$$p = P_0 \tilde{p}; \quad \rho = \rho_0 \tilde{\rho}; \quad \eta = \eta_0 \tilde{\eta},$$

где  $V_0$  — средняя скорость газа на входе в канал;

$P_0$  — давление газа во входном сечении канала;

$l$  — длина канала;

$\Delta$  — толщина газового слоя.

С вводом обозначения  $\varepsilon = \Delta/l$  получаем

$$\operatorname{Re} \left( \tilde{V}_x \frac{\partial \tilde{V}_x}{\partial \tilde{x}} + \varepsilon \tilde{V}_y \frac{\partial \tilde{V}_x}{\partial \tilde{y}} \right) = - \frac{p_0 \Delta}{V_0 \eta_0} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial \tilde{x}} + \frac{\partial^2 \tilde{V}_x}{\partial \tilde{x}^2} + \varepsilon^2 \frac{\partial^2 \tilde{V}_x}{\partial \tilde{y}^2};$$

(2)

$$\operatorname{Re} \left( \tilde{V}_x \frac{\partial \tilde{V}_y}{\partial \tilde{x}} + \varepsilon \tilde{V}_y \frac{\partial \tilde{V}_y}{\partial \tilde{y}} \right) = - \frac{p_0 \Delta^2}{V_0 \eta_0 l \eta} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial \tilde{y}} + \frac{\partial^2 \tilde{V}_y}{\partial \tilde{x}^2} + \varepsilon^2 \frac{\partial^2 \tilde{V}_y}{\partial \tilde{y}^2};$$

$$\frac{\partial}{\partial \tilde{x}} (\rho \tilde{V}_x) + \varepsilon \frac{\partial}{\partial \tilde{y}} (\rho \tilde{V}_y) = 0.$$

Граничные условия для системы (2) получаются в виде:

$$\tilde{V}_y(\tilde{x}, 0) = 1, \quad \tilde{V}_x(\tilde{x}, 0) = 0 \quad \text{при} \quad 0 < \tilde{x} < 1;$$

$$\tilde{V}_y(0, \tilde{y}) = \tilde{V}_y(1, \tilde{y}) = \tilde{V}_x(0, \tilde{y}) = \tilde{V}_x(1, \tilde{y}) = 0 \quad \text{при} \quad 0 < \tilde{y} < 1;$$

$$\tilde{p}(\tilde{x}, 0) = 1, \quad \tilde{p}(\tilde{x}, 1) = 1 + \frac{\Delta p}{P_0} \quad \text{при} \quad 0 \leq \tilde{x} \leq 1,$$

где  $\Delta p$  — перепад давления на разрядном промежутке озонатора.

Так как  $\varepsilon \ll 1$ , то слагаемыми, содержащими этот параметр, можно пренебречь. Тогда (2) преобразуется к виду:

$$\operatorname{Re} \tilde{V}_x \frac{\partial \tilde{V}_x}{\partial \tilde{x}} = - \frac{p_0 \Delta}{V_0 \eta_0} \frac{1}{\tilde{\eta}} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial \tilde{x}} + \frac{\partial^2 \tilde{V}_x}{\partial \tilde{x}^2};$$

$$\operatorname{Re} \tilde{V}_x \frac{\partial \tilde{V}_y}{\partial \tilde{x}} = - \frac{p_0 \Delta^2}{l V_0 \eta_0} \frac{1}{\tilde{\eta}} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial \tilde{y}} + \frac{\partial^2 \tilde{V}_y}{\partial \tilde{x}^2}; \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial \tilde{x}} (\rho \tilde{V}_x) = 0.$$

Из последнего уравнения системы (3) следует, что  $\rho \tilde{V}_x$  не зависит от переменной  $\tilde{x}$ , а так как при  $\tilde{x} = 0$  и  $\tilde{x} = 1$   $\tilde{V}_x = 0$ , то  $\tilde{V}_x \equiv 0$ . Из 1-го уравнения системы (3) с учетом последнего получаем  $\frac{\partial \tilde{p}}{\partial \tilde{x}} = 0$ , т. е.  $\tilde{p}$  не зависит от  $\tilde{x}$ , а из 2-го уравнения имеем

$$\frac{\partial^2 \tilde{V}_y}{\partial \tilde{x}^2} = \frac{p_0 \Delta^2}{l V_0 \eta_0} \frac{1}{\tilde{\eta}} \frac{d \tilde{p}}{d \tilde{y}}. \quad (4)$$

Дважды интегрируя (4) по  $\tilde{x}$  с учетом граничных условий  $\tilde{V}_y|_{\tilde{x}=0} = \tilde{V}_y|_{\tilde{x}=1} = 0$  (прилипание к стенке), получим

$$\tilde{V}_y = \frac{p_0 \Delta^2}{l V_0 \eta_0} \frac{d \tilde{p}}{d \tilde{y}} \left[ \int_0^{\tilde{x}} \int_0^{\tilde{x}} \frac{d \tilde{\xi}_1}{\tilde{\eta}(\tilde{\xi}_1, \tilde{y})} d \tilde{\xi}_1 - \tilde{x} \int_0^{\tilde{x}} \frac{d \tilde{\xi}_1}{\tilde{\eta}(\tilde{\xi}_1, \tilde{y})} d \tilde{\xi}_1 \right]. \quad (5)$$

Здесь в простейшем случае при  $\tilde{\eta}(\tilde{x}, \tilde{y}) \equiv 1$  получается параболическое распределение скоростей

$$\tilde{V}_y = \frac{p_0 \Delta^2}{l V_0 \eta_0} \frac{d \tilde{p}}{d \tilde{y}} \frac{\tilde{x}(\tilde{x} - 1)}{2}.$$

Для нахождения функции  $\frac{d \tilde{p}}{d \tilde{y}}(\tilde{y})$  используем

условие постоянства массового расхода газа через все поперечные сечения канала течения и его равенства расходу на входе:

$$V_0 A \Delta p_0 = \int_0^{\Delta} A V_0 \tilde{V}_y(\tilde{x}, \tilde{y}) \rho_0 \tilde{p}(\tilde{x}, \tilde{y}) \Delta d \tilde{x}, \quad (6)$$

где  $A$  — суммарный периметр разрядных промежутков озонатора.

Равенство (6) преобразуется к виду

$$1 = \int_0^1 \tilde{V}_y(\tilde{x}, \tilde{y}) \tilde{p}(\tilde{x}, \tilde{y}) d \tilde{x}.$$

Отсюда с учетом (5) получим

$$1 = \frac{p_0 \Delta^2}{l V_0 \eta_0} \frac{d \tilde{p}}{d \tilde{y}} \left\{ \int_0^1 \tilde{p}(\tilde{x}, \tilde{y}) \left[ \int_0^{\tilde{x}} \int_0^{\tilde{x}} \frac{d \tilde{\xi}_1}{\tilde{\eta}(\tilde{\xi}_1, \tilde{y})} d \tilde{\xi}_1 - \tilde{x} \int_0^{\tilde{x}} \frac{d \tilde{\xi}_1}{\tilde{\eta}(\tilde{\xi}_1, \tilde{y})} d \tilde{\xi}_1 \right] d \tilde{x} \right\}. \quad (7)$$

Изменяя порядок интегрирования в (7), приходим к

$$1 = \frac{p_0 \Delta^2}{l V_0 \eta_0} \frac{d \tilde{p}}{d \tilde{y}} \times \int_0^1 \tilde{p}(\tilde{x}, \tilde{y}) \left\{ \int_0^{\tilde{x}} \frac{\tilde{x} - \tilde{\xi}}{\tilde{\eta}(\tilde{\xi}, \tilde{y})} d \tilde{\xi} - \tilde{x} \int_0^1 \frac{1 - \tilde{\xi}}{\tilde{\eta}(\tilde{\xi}, \tilde{y})} d \tilde{\xi} \right\} d \tilde{x}.$$

Отсюда имеем

$$\frac{d \tilde{p}}{d \tilde{y}} = \frac{l V_0 \eta_0}{p_0 \Delta^2} \times \left\{ \int_0^1 \tilde{p}(\tilde{x}, \tilde{y}) \left[ \int_0^{\tilde{x}} \frac{\tilde{x} - \tilde{\xi}}{\tilde{\eta}(\tilde{\xi}, \tilde{y})} d \tilde{\xi} - \tilde{x} \int_0^1 \frac{1 - \tilde{\xi}}{\tilde{\eta}(\tilde{\xi}, \tilde{y})} d \tilde{\xi} \right] d \tilde{x} \right\}^{-1}. \quad (8)$$

Интегрируя (8), получаем давление газа в канале

$$\bar{p}(\bar{y}) = \frac{IV_0\eta_0}{P_0\Delta^2} \times \int_0^{\bar{y}} \left\{ \int_0^{\bar{x}} \bar{p}(\bar{x}, \bar{\tau}) \left[ \int_0^{\bar{x}-\bar{\xi}} \frac{\bar{x}-\bar{\xi}}{\bar{\eta}(\bar{\xi}, \bar{\tau})} d\bar{\xi} - \bar{x} \int_0^1 \frac{1-\bar{\xi}}{\bar{\eta}(\bar{\xi}, \bar{\tau})} d\bar{\xi} \right] d\bar{x} \right\}^{-1} d\bar{\tau} + C^*.$$

Оно всегда определяется из дифференциальных уравнений (1) и (1') с точностью до аддитивной постоянной  $C^*$ . Если же учесть известное безразмерное давление в начале канала ( $\bar{y} = 0$ ), равное 1, то получим давление в канале течения

$$\bar{p}(\bar{y}) = 1 + \frac{IV_0\eta_0}{P_0\Delta^2} \int_0^{\bar{y}} \left\{ \int_0^{\bar{x}} \bar{p}(\bar{x}, \bar{\tau}) \times \left[ \int_0^{\bar{x}-\bar{\xi}} \frac{\bar{x}-\bar{\xi}}{\bar{\eta}(\bar{\xi}, \bar{\tau})} d\bar{\xi} - \bar{x} \int_0^1 \frac{1-\bar{\xi}}{\bar{\eta}(\bar{\xi}, \bar{\tau})} d\bar{\xi} \right] d\bar{x} \right\}^{-1} d\bar{\tau}.$$

Переход к размерному давлению дает: для безразмерного  $0 \leq \tilde{y} \leq 1$ :

$$p(y) = p_0 + \frac{IV_0\eta_0}{\Delta^2} \times \int_0^{\tilde{y}} \left\{ \int_0^{\tilde{x}} \bar{p}(\tilde{x}, \bar{\tau}) \left[ \int_0^{\tilde{x}-\bar{\xi}} \frac{\tilde{x}-\bar{\xi}}{\bar{\eta}(\bar{\xi}, \bar{\tau})} d\bar{\xi} - \tilde{x} \int_0^1 \frac{1-\bar{\xi}}{\bar{\eta}(\bar{\xi}, \bar{\tau})} d\bar{\xi} \right] d\tilde{x} \right\}^{-1} d\bar{\tau};$$

для размерного  $0 \leq y \leq l$ :

$$p(y) = p_0 + p_0 V_0 \Delta^2 \int_0^y \left\{ \int_0^x \bar{p}(x, \tau) \left[ \Delta \int_0^{x-\xi} \frac{x-\xi}{\eta(\xi, \tau)} d\xi - x \int_0^1 \frac{\Delta-\xi}{\eta(\xi, \tau)} d\xi \right] dx \right\}^{-1} d\tau, \quad (9)$$

где все переменные размерные.

Полученные формулы (5), (8) и (9) дают возможность определять необходимые для тепловых расчетов характеристики ламинарного течения газа в разрядном промежутке пластинчатого озонатора. К примеру, при исходной температуре газа и электрода без диэлектрического покрытия, равной  $-40^\circ\text{C}$ , получаем поведение скорости течения газа, изображенное на рис. 2.

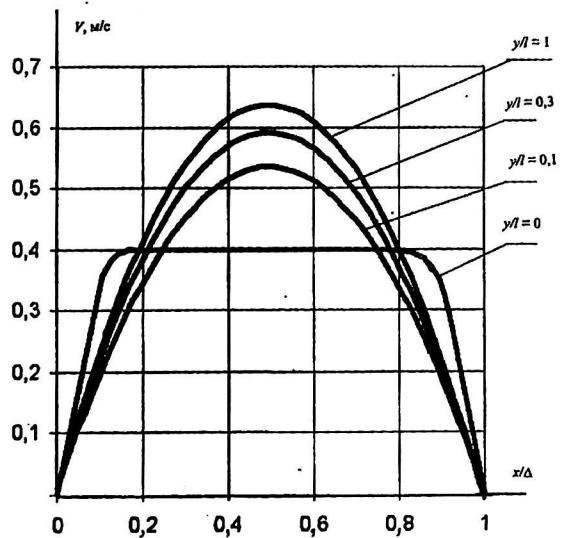


Рис. 2. Зависимость скорости течения газа от расстояния  $y$  точки до входа

### Расчет поля температуры

Расчет поля температуры в газе проводится с учетом тепловыделения и теплораспределения в остальных элементах озонатора и отвода тепла в холодильники. При этом используются, соответственно зонам на рис. 1, следующие уравнения:

Зона 2:

$$\lambda_G \left( \frac{\partial^2 T_2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_2}{\partial y^2} \right) + q_G - \rho c_P \left( V_x \frac{\partial T_2}{\partial x} + V_y \frac{\partial T_2}{\partial y} \right) = 0. \quad (10)$$

Зоны 1, 3, 4:

$$\frac{\partial^2 T_i}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_i}{\partial y^2} = 0 \quad (i = 1, 3, 4), \quad (11)$$

где  $\lambda_G$  — коэффициент теплопроводности газа;  $q_G$  — плотность мощности тепловыделения в газе.

Граничные условия для системы уравнений (10), (11) с учетом незначительности потерь на торцевых границах барьера и электродов представляются в виде (обозначения см. на рис. 1):

$$T_2 \Big|_{Bord_{21}} = T_I \text{ — исходная температура}$$

газа;

$$\frac{\partial T_1}{\partial y} \Big|_{Bord_{11}} = \frac{\partial T_1}{\partial y} \Big|_{Bord_{12}} = \frac{\partial T_2}{\partial y} \Big|_{Bord_{21}} = 0;$$

$$\frac{\partial T_3}{\partial y} \Big|_{Bord_{31}} = \frac{\partial T_3}{\partial y} \Big|_{Bord_{32}} = \frac{\partial T_4}{\partial y} \Big|_{Bord_{41}} = \frac{\partial T_4}{\partial y} \Big|_{Bord_{42}} = 0;$$

$$T_1|_{L_2} = T_2|_{L_2} = T_2|_{L_3} = T_3|_{L_3} = T_3|_{L_4} = T_4|_{L_4};$$

$$\lambda_B \frac{\partial T_3}{\partial x} \Big|_{L_4} = \lambda_M \frac{\partial T_4}{\partial x} \Big|_{L_4}; \quad \alpha(T_1|_{L_1} - T_x) = \lambda_M \frac{\partial T_1}{\partial x} \Big|_{L_1}; \quad (12)$$

$$\frac{\partial T_4}{\partial x} \Big|_{L_5} = 0; \quad \lambda_M \frac{\partial T_1}{\partial x} \Big|_{L_2} = \lambda_G \frac{\partial T_2}{\partial x} \Big|_{L_2} + q_{GM}^*;$$

$$\lambda_G \frac{\partial T_2}{\partial x} \Big|_{L_3} = \lambda_B \frac{\partial T_3}{\partial x} \Big|_{L_3} + q_{GB}^*,$$

где  $\alpha$  — коэффициент теплоотдачи в холодильник;  
 $\lambda_M, \lambda_B$  — коэффициенты теплопроводности металла электродов и диэлектрического барьера, соответственно;  
 $q_{GM}^*, q_{GB}^*$  — поверхностные плотности мощности тепловыделения на металле 1 и барьере 3, соответственно.

Экспериментально установлено следующее соотношение между интенсивностью тепловыделения в газе, металле и барьере: 0,1:0,36:0,54.

Таким образом, математическая модель тепловых явлений в элементах озонатора окончательно представляется совокупностью системы уравнений (10), (11) и граничных условий (12).

Решение поставленной задачи проводилось численно итерационным способом.

Расчеты для частного случая, приведенные на рис. 3, показывают наличие существенной неоднородности поля температуры в разрядном промежутке озонатора.

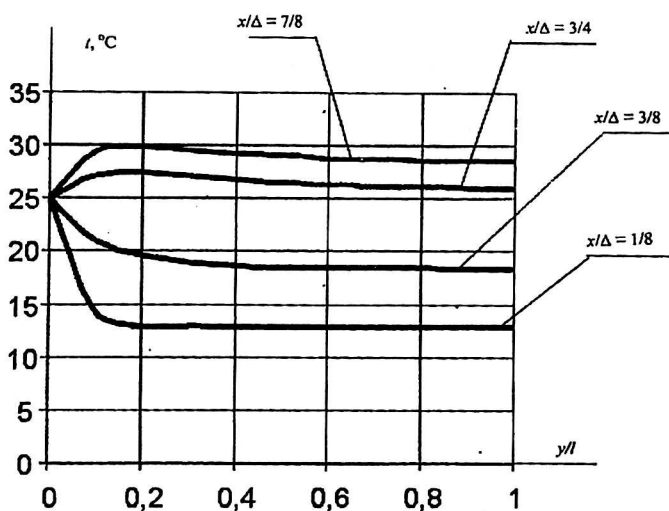


Рис. 3. Изменение температуры в продольных сечениях разрядного промежутка в зависимости от расстояния до входа: исходная температура газа — 25 °C; удельная мощность разряда — 570 Вт/м<sup>2</sup>; средняя скорость течения газа — 1 м/с;  $l$  — длина электродов

## Расчет поля концентрации озона

По полученному выше полю температуры в газе рассчитывается поле констант образования и разложения озона в разрядном промежутке. Для этого используется аппроксимация их зависимости от температуры по известным результатам экспериментального исследования [6].

Обобщение кинетического уравнения образования озона в направлении учета времени пребывания кислорода в зоне электрического разряда имеет вид [2]

$$\frac{\partial C}{\partial x} V_x + \frac{\partial C}{\partial y} V_y = q[k_0(T(x; y)) - k_1(T(x; y))C], \quad (13)$$

где  $k_0(T(x; y))$  и  $k_1(T(x; y))$  — зависимость констант образования и разложения озона от температуры  $T$  в точке с координатами  $(x; y)$ , соответственно,

$C$  — объемная концентрация озона;

$q$  — объемная плотность мощности разряда.

Уравнение (13) дает возможность определить поле объемной концентрации озона в разрядном промежутке (рис. 4).

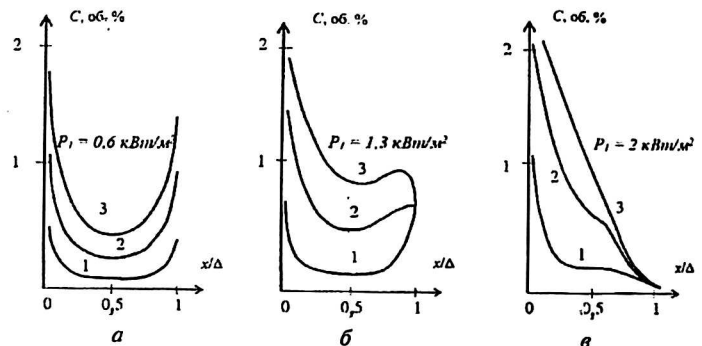


Рис. 4. Зависимость концентрации озона (при различных значениях удельной мощности разряда в потоке кислорода) (а—в) от расстояния  $x$  до охлаждаемого электрода в поперечных сечениях разрядного промежутка, отстоящих от входа на: 1 — 0,1  $l$ ; 2 — 0,5  $l$ ; 3 —  $l$

Ранее для воздуха построена аппроксимация кинетики образования озона при барьерном разряде в потоке воздуха [2]:

$$C_{O_3}(x; y) = \alpha C(x; y) - C_N \left[ 1 - e^{-\frac{q(y)}{P_N} \int_0^y \frac{\sqrt{1+(x'(\eta))^2}}{V_y(x(\eta), \eta)} d\eta} \right],$$

где  $C_{O_3}(x; y)$  — объемная концентрация озона при разряде в воздухе;

$C(x; y)$  — объемная концентрация озона при разряде в чистом кислороде;

$\alpha$  — коэффициент сенсibiliзирующего влияния азота [7];

$1/P_N$  — обобщенная константа разложения окислов азота;  
 $C_N$  — отношение константы образования низших окислов азота к константе их разложения (предельно возможная концентрация низших окислов азота).

Результаты моделирования концентраций озона при его электросинтезе из воздуха представлены на рис. 5.

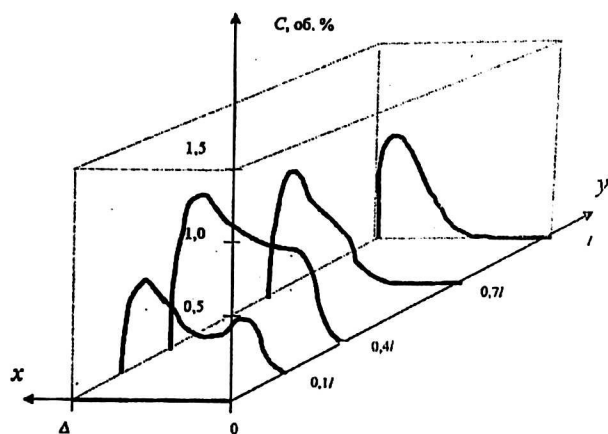


Рис. 5. Изменение концентрации озона в поперечных сечениях разрядного промежутка озонатора при электросинтезе озона в ламинарном потоке воздуха

Графический материал, полученный на основе построенных моделей и подтверждаемый экспериментами, хорошо отражает характерные особенности распределения концентрации озона:

- возрастание средней концентрации озона по пути следования газа по разрядному промежутку (см. рис. 4, 5) и последующее ее убывание в случае с воздухом (см. рис. 5);
- снижение концентрации в середине потока газа и ее повышение в направлении к электродам;

- наличие двух максимумов концентрации на некотором расстоянии от поверхности электродов в случае с воздухом (см. рис. 5);
- более высокая концентрация озона у охлаждаемого электрода (см. на рис. 4, 5 слева), чем у неохлаждаемого.

### Выводы

1. Построенная математическая модель с помощью расчета поля скоростей ламинарного течения газа в разрядном промежутке производит учет различия во времени пребывания частиц газа в зоне разряда и, как следствие, учет различий в степени их насыщения озоном.
2. Модель учитывает влияние на электросинтез озона меняющихся температурных условий по пути следования частиц газа по разрядному промежутку.
3. Модель позволяет производить поисковые оптимизационные исследования при конструировании озонаторов.

### Литература

1. Самойлович В. Г., Гибалов В. И., Козлов К. В. Физическая химия барьерного разряда. — М.: МГУ, 1989. — 175 с.
2. Курко И. М., Кузнецов В. А. Математическое моделирование электросинтеза озона// Теоретические основы теплотехники: межвузовский сб. науч. тр. — Магнитогорск: Магнитогорский госуниверситет, Уральский государственный техн. университет, 2000. — 17 с.
3. Kozlov K. V., Wagner H-E, Brandenburg R., Michel P. Spatio-temporally resolved spectroscopic diagnostics of the barrier discharge in air at atmospheric pressure// J. Phys. D: Appl. Phys. 2001. № 34. P. 3164—31765.
4. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа. — М.: Наука, 1973. — 743 с.
5. Краткий физико-технический справочник/ Под ред. К. П. Яковлева. — М.: Физматгиз, 1960. — 446 с.
6. Филиппов Ю. В., Вобликова В. А., Пантелеев В. И. Электросинтез озона. — М., 1987. — 237 с.
7. Крапивина С. А. Плазмохимические технологические процессы. — Л.: Химия, 1981. — 248 с.

## Modeling of influence of the field of speeds on intensity of electrosynthesis of ozone in the stream of gas

V. A. Kuznetsov

Magnitogorsk State University, Magnitogorsk, Russia

*The model of formation of ozone in a laminar stream of oxygen and air through the silent electric discharge is offered. The model takes into account a field of speeds of gas in a varying temperature field of a discharge gap. Numerical experiments on model explain behaviour of concentration of ozone in a discharge gap. The model has a high degree of adequacy to real processe. She allows to make optimization a calculations.*

\* \* \*