

В эксперименте же число R_m (для характерного размера $l = 10.5 \text{ см}$ и измеренным эффективным значениям $\sigma = 40 \div 20 \text{ ом}^{-1}\text{см}^{-1}$ и скорости $u_0 = 1.3 \cdot 10^6 \text{ см/сек}$) равно 3—6 при малых магнитных полях.

Однако качественное соотношение теоретических и экспериментальных результатов (фиг. 10) при невозмущенной газовой динамике говорит о том, что в экспериментальной установке характер взаимодействия плазмы с электрическим контуром близок к теоретическому и энергия на омическом сопротивлении выделяется из плазмы.

Авторы выражают благодарность Г. И. Багаеву, А. П. Морозову, Л. Н. Пузыреву и Ю. А. Шадрину, спроектировавшим экспериментальную установку, и Т. И. Пушкиревой и С. П. Мымириной за помощь в эксперименте и расчетах.

Поступила 20 X 1967

ЛИТЕРАТУРА

- Линь Ш. Ч., Реслер Е., Кантрович А. Электропроводность высокионизованного аргона в ударной волне. Вопросы ракетной техники, 1956, № 1 (31), стр. 11—35.
- Федулов В. И., Ефремова Г. Д. Изучение магнитного метода измерения электропроводности ионизованных газов. Теплофизика высоких температур, 1956, т. 4, № 5, стр. 615—620.
- Тамм И. Б. Основы теории электричества. Изд-во «Наука», 1966.

НЕКОТОРЫЕ РАСЧЕТЫ ДЛЯ ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ПЛАЗМЕННОЙ СТРУЕ ПРИ ПОСТОЯННЫХ И ФЛЮКТУИРУЮЩИХ НАЧАЛЬНЫХ УСЛОВИЯХ

Э. Н. Червочкин

(Москва)

В работе [1] была рассмотрена следующая система обыкновенных нелинейных дифференциальных уравнений первого порядка, в определенных приближениях моделирующая плазмохимический процесс конверсии метана в ацетилен в водородной плазменной струе

$$\begin{aligned} \frac{dc_1(z)}{dz} &= -\frac{1}{v(z)} k_1(T) c_1(z) \\ \frac{dc_2(z)}{dz} &= \frac{1}{v(z)} \left[\frac{1}{2} \frac{\mu_2}{\mu_1} k_1(T) c_1(z) - k_2(T) c_2(z) \right] \\ \frac{dc_3(z)}{dz} &= \frac{1}{v(z)} \left[\frac{\mu_3}{\mu_2} k_2(T) c_2(z) - k_3(T) c_3(z) \right] \\ \frac{dc_4(z)}{dz} &= \frac{1}{v(z)} 2 \frac{\mu_4}{\mu_3} k_3(T) c_3(z) \end{aligned} \quad (0.1)$$

$$\begin{aligned} \frac{dc_5(z)}{dz} &= \frac{1}{v(z)} \left[\frac{\mu_5}{\mu_1} k_1(T) c_1(z) + \frac{\mu_5}{\mu_2} k_2(T) c_2(z) + \frac{\mu_5}{\mu_3} k_3(T) c_3(z) \right] \\ \frac{dT(z)}{dz} &= -\frac{[N/M - 2v(z)] s_1 + v(z) RT(z) s_2}{[N/M - 2v(z)] s_3 + v(z) R s_4} \end{aligned} \quad (0.2)$$

$$\frac{dt}{dz} = \frac{1}{v(z)}, \quad v(z) = N/2M - [(N/2M)^2 - RT(z) s_4]^{1/2} \quad (0.3)$$

где

$$\begin{aligned} s_1 &= \sum_{i=1}^5 \sum_{j=-1}^8 \frac{dc_i(z)}{dz} [h_{ij} T^j(z) + h_i^\circ], \quad s_2 = \sum_{i=1}^5 \frac{1}{\mu_i} \frac{dc_i(z)}{dz} \\ s_3 &= \sum_{i=1}^5 \sum_{j=-1}^8 c_i(z) h_{ij} T^{j-1}(z), \quad s_4 = \sum_{i=1}^5 \frac{c_i(z)}{\mu_i} \end{aligned}$$

Здесь c_i — весовая концентрация i -го вещества ($i = 1 \div 5$, 1 — CH_4 , 2 — C_2H_4 , 3 — C_2H_2 , 4 — C , 5 — H_2), h_{ij} — коэффициент в разложении энталпии i -го вещества по температуре T , h_i° — теплота образования i -го вещества, $k_i(T)$ — константа скорости распада i -го вещества, N , M — константы интегрирования, определяемые из начальных условий, R — газовая постоянная, μ_i — молекулярный вес i -го вещества.

При этом было показано путем численного интегрирования системы уравнений (0.1) — (0.3) на ЭЦВМ при различных начальных концентрациях метана $c_1(0)$ ($c_5(0) = 1 - c_1(0)$, $c_2(0) = c_3(0) = c_4(0) = 0$), начальных температурах $T(0)$ и начальных скоростях $v(0)$ плазменной струи, что изменение $c_1(0)$ и $T(0)$ оказывает существенное влияние на кинетику процесса, в то время как изменение $v(0)$ не влияет на кинетику химических реакций, а лишь изменяет пространственные масштабы процесса.

Ввиду того, что система уравнений (0.1) — (0.3) не может быть решена аналитически, невозможно установить непосредственно функциональную связь между ее решениями и начальными условиями и исследовать в общем виде зависимость решения от начальных условий.

Однако можно воспользоваться результатами численного интегрирования системы (0.1) — (0.3) при различных начальных условиях для установления приближенных зависимостей решений от начальных условий при определенных значениях $z = z_m$. В качестве z_m можно выбрать точку, в которой концентрация ацетилена, получаемая из решения системы уравнений (0.1) — (0.3), достигает максимума и, как показано в работе [2], может быть в значительной мере сохранена путем надлежащего выбора режима и места включения закалки.

Ниже будет установлена приближенная функциональная зависимость в точке z_m от начальных условий $T(0)$ и $c_1(0)$, называемых входами для следующих четырех величин, называемых выходами:

- длины отрезка от начала реактора ($z = 0$) до $z = z_m$. Этот отрезок, на котором разыгрывается в основном процесс превращения метана в ацетилен, обозначается через L и называется в соответствии с терминологией, принятой в [3,4], эффективной длиной плазмохимического реактора;
- времени реакции τ_m , определенного из уравнения (0.3)

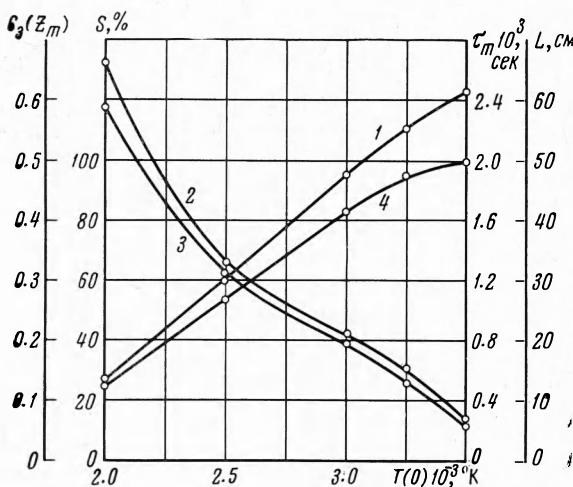
$$\tau_m = \int_0^{z_m} \frac{d\xi}{v(\xi)}$$

- максимальной концентрации ацетилена $c_3(z_m)$;
- степени разложения метана

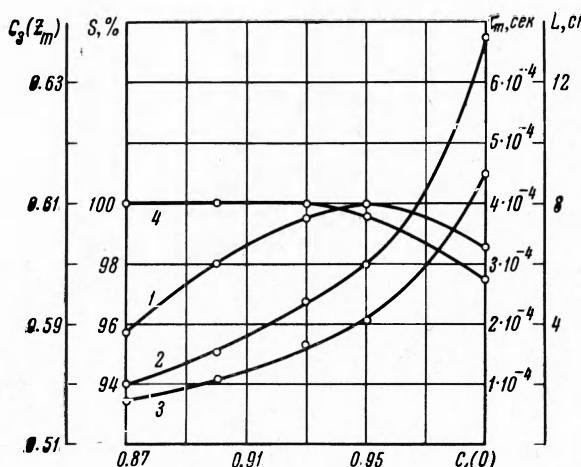
$$S = \frac{c_1(0) - c_1(z_m)}{c_1(0)} \quad (0.4)$$

В настоящей работе рассматриваются два вопроса. Во-первых, предлагается методика, позволяющая рассматривать плазмохимический реактор, описываемый системой уравнений типа (0.1) — (0.3), как нелинейный преобразователь. Во-вторых, рассматривается влияние флюктуаций начальных условий.

1. О зависимости величин L , τ_m , $c_3(z_m)$ и S от $c_1(0)$ и $T(0)$. Численно интегрируя систему уравнений (0.1) — (0.3) для пяти вариантов каждого из входов $c_1(0)$ или $T(0)$ при фиксированном другом входе, можно построить графические зависимости всех выходов L , τ_m , $c_3(z_m)$ и S от каждого из входов $c_1(0)$ и $T(0)$.



Фиг. 1



Фиг. 2

На фиг. 1 (кривые 1—4, соответственно) представлены зависимости $c_3(z_m)$, L , τ_m и S от $T(0)$ при фиксированных значениях входов $c_1(0)$ и $v(0)$: $c_1(0) = 0.95$, $v(0) = 3 \cdot 10^4 \text{ см/сек}$. (Здесь и дальше концентрации даны в весовых долях.)

На фиг. 2 (кривые 1—4, соответственно) представлены зависимости $C_3(z_m)$, L , τ_m и S от $c_1(0)$ при фиксированных значениях входов $T(0)$ и $v(0)$: $T(0) = 3.5 \cdot 10^3 \text{ }^\circ\text{K}$, $v(0) = 3 \cdot 10^4 \text{ см/сек}$.

Используя эти графики, можно записать приближенные аналитические зависимости между заданными выходами и входами, аппроксимируя эти графики линейными и квадратичными функциями.

Зависимости выходов $c_3(z_m)$, L , τ_m и S от входов $T(0)$ и $c_1(0)$ представлены, соответственно, формулами (1.1) — (1.8)

$$c_3(z_m) = 0.125 + 3.5 \cdot 10^{-4} (T(0) - 2000^\circ), \quad 2000^\circ \leqslant T(0) \leqslant 3000^\circ \text{ K} \quad (1.1)$$

$$c_3(z_m) = 0.476 + 3.44 \cdot 10^{-4} (T(0) - 3000^\circ) - 1.6 \cdot 10^{-7} (T(0) - 3000^\circ)^2 \\ 3000^\circ \leqslant T(0) \leqslant 3500^\circ \text{ K} \quad (1.2)$$

$$L = 67 - 9 \cdot 10^{-2} (T(0) - 2000^\circ) + 0.44 \cdot 10^{-4} (T(0) - 2000^\circ)^2, \quad 2000^\circ \leqslant T(0) \leqslant 3000^\circ \text{ K} \quad (1.2)$$

$$L = 21 - 2.6 \cdot 10^{-2} (T(0) - 3000^\circ) - 0.8 \cdot 10^{-5} (T(0) - 3000^\circ)^2, \quad 3000^\circ \leqslant T(0) \leqslant 3500^\circ \text{ K} \\ \tau_m = 2.357 \cdot 10^{-3} - 2.99 \cdot 10^{-6} (T(0) - 2000^\circ) + 1.44 \cdot 10^{-9} (T(0) - 2000^\circ)^2, \\ 2000^\circ \leqslant T(0) \leqslant 3000^\circ \text{ K} \quad (1.3)$$

$$\tau_m = 0.78 \cdot 10^{-3} - 0.113 \cdot 10^{-5} T(0) - 3000^\circ, \quad 3000^\circ \leqslant T(0) \leqslant 3500^\circ \text{ K}$$

$$S = 24.7 + 5.83 \cdot 10^{-2} (T(0) - 2000^\circ), \quad 2000^\circ \leqslant T(0) \leqslant 3000^\circ \text{ K}$$

$$S = 83 + 0.558 \cdot 10^{-1} (T(0) - 3000^\circ) - 0.464 \cdot 10^{-4} (T(0) - 3000^\circ)^2 \\ 3000^\circ \leqslant T(0) \leqslant 3500^\circ \text{ K} \quad (1.4)$$

$$c_3(z_m) = 0.5887 + 0.33 (c_1(0) - 0.87), \quad 0.87 \leqslant c_1(0) \leqslant 0.93 \quad (1.5)$$

$$c_3(z_m) = 0.6085 + 0.1758 (c_1(0) - 0.93) - 4.29 (c_1(0) - 0.93)^2, \quad 0.93 \leqslant c_1(0) \leqslant 0.99$$

$$L = 2.0 + 21.7 (c_1(0) - 0.87) + 3.88 \cdot 10^2 (c_1(0) - 0.87)^2, \quad 0.87 \leqslant c_1(0) \leqslant 0.93 \quad (1.6)$$

$$L = 4.7 + 24.17 (c_1(0) - 0.93) + 2.04 \cdot 10^3 (c_1(0) - 0.93)^2, \quad 0.93 \leqslant c_1(0) \leqslant 0.99$$

$$\tau_m = 0.277 \cdot 10^{-1} - 0.625 \cdot 10^{-1} c_1(0) + 0.353 \cdot 10^{-1} c_1^2(0), \quad 0.87 \leqslant c_1(0) \leqslant 0.99 \quad (1.7)$$

$$S = 100, \quad 0.87 \leqslant c_1(0) \leqslant 0.93 \quad (1.8)$$

$$S = 100 - 0.391 \cdot 10^2 (c_1(0) - 0.93) - 0.417 (c_1(0) - 0.93)^2, \quad 0.93 \leqslant c_1(0) \leqslant 0.99$$

Приведенные зависимости всех выходов от входов $c_1(0)$ и $T(0)$ показывают, что по отношению к этим входам плазмохимический реактор является нелинейным преобразователем, а построенные графики и соответствующие им приближенные аналитические выражения являются его нелинейными характеристиками.

2. О влиянии флюктуирующих начальных условий на решения системы (0.1) — (0.3). Постановка задачи. В выполненных выше расчетах начальные условия $c_1(0)$ и $T(0)$ предполагались не зависящими от времени. В связи с этим полученные характеристики реактора, рассматриваемого как нелинейный преобразователь, являются его статическими характеристиками.

В реальных условиях начальная концентрация метана и начальная температура газовой смеси испытывают случайные колебания во времени.

Математически случайные колебания во времени начальной концентрации метана $c_1(0)$ и начальной температуры $T(0)$ будем описывать в терминах стационарных случайных функций [5, 6], считая $c_1(0)$ и $T(0)$ абсолютно непрерывными стационарными нормальными случайными функциями времени. Для сравнения результатов, получаемых при таком подходе с экспериментальными данными, очевидно, потребуется допустить еще, что эти случайные функции являются эргодическими. Для этого достаточно, чтобы их автокорреляционные функции не слишком медленно стремились к нулю [6].

Так как исследуемые случайные функции изменяются в конечном интервале $[x_*, x^*]$ (здесь под x понимается любая из двух функций $c_1(0)$ и $T(0)$), необходимо воспользоваться усеченными нормальными распределениями [7].

Одномерный усеченный нормальный закон распределения имеет следующий вид:

$$f_1(x_1) = D_1 \frac{1}{(2\pi\sigma_x^2)^{1/2}} \exp \left[-\frac{(x_1 - \langle x \rangle)^2}{2\sigma_x^2} \right] \text{ при } x_* < x_1 \leqslant x^* \quad (2.1)$$

$$f_1(x_1) = 0 \text{ при } x_1 \leqslant x_*, \quad x_1 > x^*$$

$$x_1 = x(t_1)$$

Здесь σ_x — среднеквадратичное отклонение стационарной случайной функции.

Величина D_1 подбирается так, чтобы $f_1(x_1)$ была нормирована на единицу в интервале задания случайной функции.

Если входы нелинейного преобразователя являются стационарными случайными функциями времени, то его выходы \hat{L} , τ_m , $c_3(z_m)$ и S также будут стационарными случайными функциями времени (предполагаем, что нелинейный преобразователь имеет стационарные характеристики). Для определения статистических свойств этих случайных функций используем формулы (1.1) — (1.8). При этом предполагается, что нелинейный преобразователь безынерционен [6,8,9], т. е. любой выход $y(t)$ в данный момент времени t выражается как функция любого входа $x(t)$ в тот же момент времени

$$y(t) = \varphi[x(t)] \quad (2.2)$$

3. Определение математических ожиданий и корреляционных функций L , $c_3(z_m)$ и S . Основное практическое значение при исследовании и проектировании нелинейных систем имеет в настоящее время знание корреляционной функции и математического ожидания случайной функции выхода.

Математическое ожидание $\langle y \rangle$ стационарного случайного процесса $y(t)$ на выходе безынерционного нелинейного преобразователя определяется следующим образом [10]:

$$\langle y \rangle = \langle y_1 \rangle + \langle y_2 \rangle \quad (3.1)$$

где

$$\begin{aligned} \langle y_1 \rangle &= D_1 \sum_{l=0}^2 A_{l,1} \left\{ \sum_{l=1}^k \frac{k!}{l!(k-l)!} \sigma_x^l (\langle x \rangle - x_*)^{k-l} [Q_l(\xi_0) - Q_l(\xi_*)] \right\} \\ \langle y_2 \rangle &= D_1 \sum_{l=0}^2 A_{l,2} \left\{ \sum_{l=0}^k \frac{k!}{l!(k-l)!} \sigma_x^l (\langle x \rangle - x_0)^{k-l} [Q_l(\xi_0) - Q_l(\xi_*)] \right\} \end{aligned} \quad (3.2)$$

где x_0 — значение x , разбивающее область изменения $[x_*, x^0]$ на два участка.

$$Q_l(\xi) = \frac{1}{(2\pi)^{1/2}} \int_{-\infty}^{\xi} \xi^l l^{-1/2} \xi^2 d\xi, \quad \xi = \frac{x - \langle x \rangle}{\sigma_x} \quad (3.3)$$

Здесь $A_{l,1}$, $A_{l,2}$ — постоянные коэффициенты в формулах (1.1) — (1.8).

Расчетная формула для корреляционной функции выхода записывается в следующем виде [10]:

$$R_y(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} B_n^2 (\langle x \rangle, \sigma_x) \frac{r_x^n(\theta)}{n!}, \quad (\theta = t_2 - t_1) \quad (3.4)$$

$$\begin{aligned} B_n (\langle x \rangle, \sigma_x) &= D_1 \sum_{l=0}^2 \sum_{l=0}^k A_{l,1} \frac{k!}{l!(k-l)!} \sigma_x^l (\langle x \rangle - x_*)^{k-l} [M_{ln}(\xi_0) - M_{ln}(\xi_*)] + \\ &+ D_1 \sum_{l=0}^2 \sum_{l=0}^k A_{l,2} \frac{k!}{l!(k-l)!} \sigma_x^l (\langle x \rangle - x_0)^{k-l} [M_{ln}(\xi_0) - M_{ln}(\xi_*)] \end{aligned} \quad (3.5)$$

$$M_{ln}(\xi) = \int_{-\infty}^{\xi} \xi^l \frac{d^n \psi(\xi)}{d\xi^n} d\xi, \quad \psi(\xi) = \frac{1}{(2\pi)^{1/2}} e^{-\frac{1}{2} \xi^2} \quad (3.6)$$

$r_x(\theta)$ — нормированная автокорреляционная функция входа x .

При практических расчетах по формуле (3.4) приходится ограничиваться конечным числом членов этого ряда N . Оценка точности приближенного определения корреляционной функции $R_y(\theta)$ дается следующей формулой [10]:

$$|R_y(\theta) - R_y'(\theta)| \leq \sigma_y^2 - \sigma_y'^2 \quad (3.7)$$

$$R_y'(\theta) = \sum_{n=1}^N B_n^2 (\langle x \rangle, \sigma_x) \frac{r_x^n(\theta)}{n!}, \quad \sigma_y'^2 = R_y'(\theta) = \sum_{n=1}^N \frac{B_n^2 (\langle x \rangle, \sigma_x)}{n!} \quad (3.8)$$

Результаты расчета зависимостей математических ожиданий $\langle c_3(z_m) \rangle$, $\langle L \rangle$ и $\langle S \rangle$ от среднеквадратичного отклонения начальной температуры σ_1 при заданном математическом ожидании начальной температуры $\langle T(0) \rangle = 3000^\circ \text{К}$ и постоянном значении начальной концентрации метана $c_1(0) = 0.95$ представлены на фиг. 3 кривыми 1, 2 и 3, соответственно. Аналогично, на фиг. 4 кривыми 1, 2 и 3 представлены зависимости $\langle c_3(z_m) \rangle$, $\langle L \rangle$ и $\langle S \rangle$ от среднеквадратичного отклонения начальной концентрации метана σ_2 (при этом математическое ожидание начальной концентрации метана $\langle c_1(0) \rangle = 0.95$ и постоянное значение начальной температуры $T(0) = 3500^\circ \text{К}$).

На основании этих графиков были построены приближенные аналитические зависимости

$$\begin{aligned} \langle c_3(z_m) \rangle &= 0.475 - 3.166 \cdot 10^{-5} \sigma_1 - 1.833 \cdot 10^{-7} \sigma_1^2 \\ \langle L \rangle &= 21 - 1.135 \cdot 10^{-2} \sigma_1 + 0.355 \cdot 10^{-4} \sigma_1^2 \quad (0^\circ \leq \sigma_1 \leq 300^\circ \text{ K}) \end{aligned} \quad (3.9)$$

$$\begin{aligned} \langle S \rangle &= 83 - 0.217 \cdot 10^{-2} \sigma_1 - 0.283 \cdot 10^{-4} \sigma_1^2 \\ \langle c_3(z_m) \rangle &= 0.610 - 0.425 \sigma_2 + 9.5 \sigma_2^2 \\ \langle L \rangle &= 6.0 + 15 \sigma_2 + 5 \cdot 10^2 \sigma_2^2 \quad (0 \leq \sigma_2 \leq 0.02) \\ \langle S \rangle &= 99.2 - 40 \sigma_2 + 2 \cdot 10^3 \sigma_2^2 \end{aligned} \quad (3.10)$$

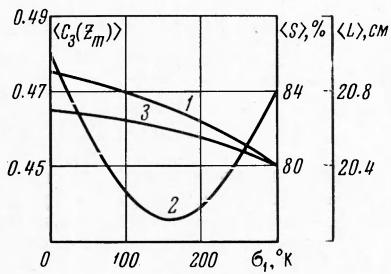
Расчет по формулам (3.4) — (3.6) дал следующую формулу для корреляционной функции выхода $c_3(z_m)$ $R_A'(\theta)$ (при расчете $N = 3$, $\langle T(0) \rangle = 3000^\circ \text{ K}$, $c_1(0) = 0.95$ и $\sigma_1 = 100^\circ \text{ K}$)

$$R_A'(\theta) = 1.122 \cdot 10^{-3} r_T(\theta) + 1.62 \cdot 10^{-6} r_T^2(\theta) + 6.61 \cdot 10^{-8} r_T^3(\theta) \quad (3.11)$$

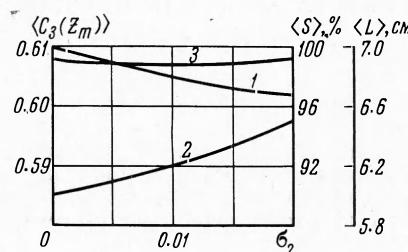
Относительная ошибка определения корреляционной функции выхода $c_3(z_m)$ порядка 10%.

Найденные приближенные аналитические зависимости позволяют рассматривать плазмохимический реактор как нелинейный преобразователь, входами которого являются $T(0)$ и $c_1(0)$, а выходами $c_3(z_m)$, L , τ_m и S , и графики рис. 1 и 2 как его статические характеристики.

Из сравнения графиков фиг. 1 и 2 видно, что в заданной области изменения величин входов $T(0)$ и $c_1(0)$ максимум концентрации ацетилена $c_3(z_m)$ более чувствителен к изменению входа $T(0)$, что, очевидно, необходимо будет учитывать при регулировании выхода $c_3(z_m)$.



Фиг. 3



Фиг. 4

Полученные статические характеристики позволили рассмотреть задачу, когда входы $T(0)$ и $c_1(0)$ являются случайными функциями времени.

Были найдены математические ожидания выходов $c_3(z_m)$, L и S в зависимости от среднеквадратических отклонений входов $T(0)$ и $c_1(0)$.

Графики фиг. 3, 4 показывают, что при случайных флюктуациях входов $c_1(0)$ и $T(0)$ среднее значение выхода целевого продукта ацетилена $c_3(z_m)$ может понизиться на величину $\sim 5.5\%$.

В работе приведена также методика расчета корреляционных функций выходов на примере выхода $c_3(z_m)$.

Полученные в данной работе статические характеристики плазмохимического реактора могут быть использованы при решении ряда задач:

а) при рассмотрении вопроса об управлении конечным состоянием процесса, например, максимумом концентрации ацетилена, путем изменения входов $c_1(0)$ и $T(0)$;

б) при решении более общей задачи о выборе оптимальных (для заданного критерия оптимальности) значений входов $T(0)$ и $c_1(0)$ и т. д.

Корреляционные функции входов и выходов могут быть использованы для решения задач прогнозирования поведения выходов реактора (при флюктуирующих входах путем применения теории прогнозирования стационарных случайных функций).

Выражают свою глубокую признательность Л. С. Полаку и Ю. Л. Хайту за руководство работой и полезное обсуждение.

Поступила 7 VIII 1967

ЛИТЕРАТУРА

1. Меламед В. Г., Мухтарова Т. А., Полак Л. С., Хайт Ю. Л. Об одном методе расчета кинетических зависимостей химических реакций, протекающих в плазменных струях (на примере конверсии метана в ацетилен). Сб. «Кинетика и термодинамика химических реакций в низкотемпературной плазме», М., Изд-во «Наука», 1965, стр. 12.
2. Бухман Ф. А., Меламед В. Г., Полак Л. С., Хайт Ю. Л. Некоторые расчеты параметров принудительной закалки ацетилена при его получении из метана в плазменной струе. Сб. «Кинетика и термодинамика химических реакций в низкотемпературной плазме», М., Изд-во «Наука», 1965, стр. 52.
3. Хайт Ю. Л. Об одном возможном механизме закалки продуктов химических реакций в плазменной струе. Сб. «Кинетика и термодинамика химических реакций в низкотемпературной плазме», М., Изд-во «Наука», 1965, стр. 167.
4. Хайт Ю. Л. О кинетике химических реакций, протекающих в низкотемпературных плазменных струях. ПМТФ, 1965, № 4, стр. 54.
5. Яглом А. М. Введение в теорию стационарных случайных функций. Усп. матем. н., 1952, т. 7, № 5, стр. 3.
6. Пугачев В. С. Теория случайных функций. М., Физматгиз, 1960, стр. 316.
7. Хальд А. Математическая статистика с техническими приложениями. М., Изд-во иностр. лит., 1956, стр. 127.
8. Лебедев В. Л. Случайные процессы в электрических и механических системах. М., Физматгиз, 1958, стр. 124.
9. Давенпорт В. Б., Рут В. Л. Введение в теорию случайных сигналов и шумов. М., Изд-во иностр. лит., 1960, стр. 294.
10. Лившиц Н. А., Пугачев В. Н. Вероятностный анализ систем автоматического управления, т. 2, М., Изд-во «Сов. радио», 1963, стр. 14.

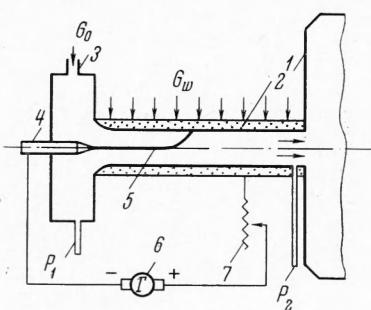
ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЛАЗМОТРОНА С ПОРИСТЫМ ОХЛАЖДЕНИЕМ АНОДА

В. Н. Ярыгин

(Новосибирск)

Важной характеристикой плазменного подогревателя является коэффициент полезного действия, который принято определять как отношение мощности, затрачиваемой на увеличение теплосодержания нагреваемого газа, к всей мощности, выделенной в дуговом столбе. Энергетические потери, составляющие нередко более половины выделенной мощности, в первую очередь, объясняются необходимостью охлаждения электродов для предотвращения их разрушения. Исследования теплового баланса электрических дуг со стержневыми тугоплавкими катодами показали, что основная доля энергетических потерь приходится на анод. Например, для свободно горящей дуги в среде аргона суммарный тепловой поток в анод при токах 50—150 а составляет 75—90% от всей выделенной мощности [1]. При температурах газа $> 10000^{\circ}$ К источником дополнительных энергетических потерь может стать излучение [2].

Одним из эффективных методов повышения к. п. д. электродуговых подогревателей может быть применение пористого охлаждения, являющегося разновидностью регенеративной схемы охлаждения. Этот метод находит все более широкое применение для защиты различных элементов аппаратов от действия высокотемпературного газового потока. Эффективность метода существенно зависит от относительного расхода охладителя через пористую стенку, а также от физических свойств охлаждающей среды и основного потока. Специфические особенности, имеющие место в электродуговом подогревателе, связаны с наличием очень высоких температур в опорных пятнах электрической дуги. Материал электродов должен обладать высокой термостойкостью, и, кроме того, эрозия материала под действием дуги не должна нарушать его проницаемости. Этим требованиям вполне удовлетворяет пористый графит.



Фиг. 1

тивной схемы охлаждения. Этот метод находит все более широкое применение для защиты различных элементов аппаратов от действия высокотемпературного газового потока. Эффективность метода существенно зависит от относительного расхода охладителя через пористую стенку, а также от физических свойств охлаждающей среды и основного потока. Специфические особенности, имеющие место в электродуговом подогревателе, связаны с наличием очень высоких температур в опорных пятнах электрической дуги. Материал электродов должен обладать высокой термостойкостью, и, кроме того, эрозия материала под действием дуги не должна нарушать его проницаемости. Этим требованиям вполне удовлетворяет пористый графит.