

УДК 546

С. Е. Закиев, А. И. Трофимов, А. Н. Фирсов,  
К. Г. Шкадинский, В. И. Юхвид

**ЗАЖИГАНИЕ В ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ПОЛЕ В СИСТЕМЕ  
ВЫСОКОЭКЗОТЕРМИЧЕСКИЙ СОСТАВ — СТАЛЬНАЯ ОСНОВА**

Теоретически и экспериментально исследован процесс зажигания в электромагнитном поле высокоэкзотермического состава на стальной основе. Показано, что в зависимости от мощности электромагнитного воздействия возможны различные режимы инициации. Проведено сопоставление результатов численного и приближенного анализа предложенной модели с проведенными экспериментами. Предложенный механизм процесса укладывается в рамки тепловой теории зажигания и позволяет осуществить оптимизацию в технологии СВС-наплавки.

Для получения литых защитных покрытий методом СВС используют высокоэкзотермические смеси окислов металлов с неметаллами и металлом-восстановителем [1—3]. Как правило, наплавку осуществляют в реакторах под избыточным давлением газа или в центробежных машинах под действием перегрузки. В ряде случаев при использовании относительно слабоэкзотермических составов нанесение покрытий возможно при атмосферном давлении. Однако этот вариант позволяет получать лишь достаточно толстые покрытия (до 10 мм). Экспериментальные исследования показали, что возможно возникновение и тонких покрытий (0,1—1,0 мм) при атмосферном давлении в среде воздуха с использованием энергии электромагнитного поля (ЭМП). Опыты показали, что амплитуда напряженности электрической составляющей  $\mathcal{E}_0$  ЭМП существенно влияет на все стадии наплавки и на качество покрытия в целом.

Настоящая работа посвящена комплексу проблем, возникающих при зажигании в системе шихта — металлическая основа в условиях ЭМП.

Постановка задачи. Рассмотрим систему шихта — металлическая подложка, помещенную в ЭМП с частотой  $\omega$  (рис. 1). Под действием поля металлическая основа разогревается, шихта подогревается главным образом за счет теплопередачи через контактную поверхность до температуры зажигания. В экспериментах использовался плоский индуктор, который был расположен настолько близко к шихте, что при построении математической модели можно считать, что поле образовано плоскостью тока, лежащей на внешней поверхности шихты.

Динамика процесса описывается следующей системой:

$$c_m \rho_m \frac{dT}{dt} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \lambda_m \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \mathcal{F}(t, x), \quad x \in [-L_m, 0], \quad (1)$$

$$c_{sh} \rho_{sh} \frac{dT}{dt} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \lambda_{sh} \frac{dT}{\partial x} \right) + \rho_{sh} Q_{sh} \frac{\partial \eta}{\partial t}, \quad x \in [0, L_{sh}], \quad (2)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = z(1 - \eta) \exp(-E/RT), \quad x \in [0, L_{sh}], \quad (3)$$

$$\lambda_m \frac{\partial T}{\partial x} (-L_m, t) = \kappa_1 (T(-L_m + 0, t) - T_n), \quad (4)$$

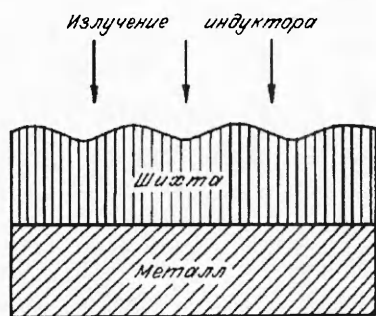


Рис. 1.

$$\lambda_m \frac{\partial T}{\partial x}(-0, t) = \lambda_{ш} \frac{\partial T}{\partial x}(+0, t) = \kappa_2 (T(+0, t) - T(-0, t)), \quad (5)$$

$$\lambda_{ш} \frac{\partial T}{\partial x}(L_{ш}, t) = \kappa_3 (T_n - T(L_{ш} - 0, t)), \quad (6)$$

$$\eta(x, 0) = 0, \quad x \in [0, L]; \quad T(x, 0) = T_n, \quad x \in [-L_m, L_{ш}]. \quad (7)$$

Здесь  $L_m$  — толщина металлической подложки;  $L_{ш}$  — толщина шихты;  $x$  — декартова координата;  $T$  — температура;  $t$  — время;  $\eta$  — относительная концентрация продуктов реакции;  $c$  — удельная теплоемкость;  $\lambda$  — теплопроводность;  $\rho$  — плотность;  $\mathcal{F}$  — источник тепловыделения, обусловленный поглощением электромагнитного поля;  $Q_{ш}$  — тепловой эффект реакции конденсированной фазы, отнесенный к единице массы;  $z$  — предэкспонент;  $E$  — энергия активации;  $R$  — универсальная газовая постоянная; индексы  $m$ ,  $ш$  относятся к металлу и шихте. При этом размерные коэффициенты  $\kappa_j$  ( $j = 1, 2, 3$ ), входящие в правые части (4)–(6), позволяющие рассмотреть общий случай неидеального теплового контакта в виде промежуточного тонкого слоя какого-то другого вещества, толщина которого пренебрежима мала по сравнению с  $L_m$  и  $L_{ш}$ .

Приближенный вид дивергенции вектора Пойнтинга  $\mathcal{F}$  в металле, исходя из квазистационарности поля температур, легко получить, заменив непрерывное распределение температуры кусочно-постоянным (или послойным) с границами  $x_0, x_1, \dots, x_N$ , где в пределах одного слоя  $[x_i, x_{i+1}]$  температура постоянна (равна ее усредненному значению), и следовательно, можно воспользоваться теорией плоских волн в однородной изотропной среде [4]:

$$\mathcal{F} = \mu_i k_0(\mu_s) \mathcal{E}_0^2 e^{g_i(x)}, \quad x \in [x_i, x_{i+1}], \quad (8)$$

$$g_i(x) = \sqrt{2\gamma_m \omega} \left[ \sqrt{\mu_i} (x - x_{i+1}) + \sum_{j=i+1}^{N-1} \sqrt{\mu_j} (x_j - x_{j+1}) \right], \quad (9)$$

$$k_0(\mu_s) = 8\gamma_m \omega \epsilon_0 / (2\mu_0 \gamma + 4\sqrt{2\mu_0 \epsilon_0 \omega \mu_s \gamma_m} + 5\mu_s \omega \epsilon_0), \quad (10)$$

$\mathcal{E}$  — напряженность электрического поля;  $\omega$  — частота;  $\mu_s$  — магнитная проницаемость металлической стенки, соприкасающейся с шихтой;  $\epsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость.

При этом зависимость магнитной проницаемости  $\mu$  от температуры представлена аппроксимационной формулой

$$\mu(T) = \begin{cases} \mu_0 + (\mu_n - \mu_0) \sqrt{\frac{T_K - T}{T_K - T_n}}, & T < T_K, \\ \mu_0, & T \geq T_K \end{cases}, \quad (11)$$

где  $\mu_0$  — магнитная проницаемость вакуума;  $\mu_n$  — магнитная проницаемость металлической подложки при температуре  $T_n$ ;  $T_K$  — температура Кюри. Проводимость металла  $\gamma_m$  считалась постоянной. Нестационарная система (1)–(7) решалась в безразмерном виде, получаемом подстановкой в нее следующих величин (здесь индексы означают:  $e$  — единицы масштабов,  $m$  — параметры металлической подложки,  $ш$  — параметры шихты):  $T_* = T_n + Q_{ш}/c_{ш}$ ,  $\gamma = RT_*^2/E(T_* - T_n)$ ,  $\beta = RT_*/E$ ,  $T_e = \beta T_*$ ,  $\kappa_e = \sqrt{\lambda_{ш} \gamma / c_{ш} \rho_{ш} z} \exp(-1/\beta)$ ,  $t_e = \gamma e^{1/\beta} / z$ ,  $\lambda_1 = \lambda_m t_e / c_m \rho_m \kappa_e^2$ ,  $\lambda_2 = \lambda_{ш} t_e / c_{ш} \rho_{ш} \kappa_e^2$ ,  $F = (t_e / c_m \rho_m T_e) \mathcal{F}$ ,  $k = t_e z \exp(-1/\beta)$ ,  $T = \Theta T_e + T_*$ ,  $x = \xi x_e$ ,  $t = \tau t_e$ ,  $l_1 = L_m / x_e$ ,  $\zeta_1 = \kappa_1 x_e / \lambda_m$ ,  $\zeta_i = \kappa_i x_e / \lambda_{ш}$  ( $i = 2, 3$ ),  $v = \lambda_m / \lambda_{ш}$ ,  $l_2 = L_{ш} / x_e$

и имела вид:

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial \xi} \left( \lambda_1 \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} \right) + F, \quad \xi \in [-l_1, 0],$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \tau} - \frac{\partial}{\partial \xi} \left( \lambda_2 \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} \right) + \frac{\partial \eta}{\partial \tau}, \quad \xi \in [0, l_2],$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial \tau} = \gamma (1 - \eta) \exp \left( \frac{\Theta}{1 + \beta \Theta} \right), \quad \xi \in [0, l_2],$$

$$\lambda_1 \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} (-l_1, \tau) = \zeta (\Theta (-l_1 + 0, \tau) - \Theta_n),$$

$$\lambda_1 \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} (-0, \tau) = \lambda_2 \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} (+0, \tau) = \zeta_2 (\Theta (+0, \tau) - \Theta (-0, \tau)),$$

$$\lambda_2 \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} (l_2, \tau) = \zeta_3 (\Theta_n - \Theta (l_2 - 0, \tau)),$$

$$\eta (\xi, 0) = 0, \quad \xi \in [0, l_2]; \quad \Theta (\xi, 0) = \Theta_n, \quad \xi \in [-l_2, l_1].$$

Аналитический и численный анализ. Рассмотрим приближенным аналитическим методом основные характеристики зажигания. Исходя из специфики поля температур для индукционного нагрева металла [5] и соотнося его толщину с толщиной скин-слоя, можно выделить два предельных случая — тонкой и толстой металлических подложек (математически это выражается соответственно  $L_M \rightarrow 0$  и  $L_M \rightarrow \infty$ ).

Априорные представления о местонахождении скин-слоя и уровне интенсивности теплоприхода в шихту, обусловленного поглощением энергии электромагнитного поля, дают возможность применить адиабатический метод [6]. Аналогично [6] будем считать, что время зажигания  $\tau_3$  можно разделить на времена прогрева  $\tau_n$  и химической индукции  $\tau_i$ :  $\tau_3 = \tau_n + \tau_i$ .

Для случая, когда тепло, выделившееся в металлической подложке во время инициирования процесса зажигания, почти не изменяет температуру внешней поверхности шихты (термически толстая шихта, т. е.  $L_{ш} \gg \sqrt{\frac{\lambda_{ш}}{c_{ш}\rho_{ш}}} t_3$ ), имеет место выражение:

$$\Theta (0, \tau) = \Theta_K + \frac{r}{\rho^2 \sqrt{\pi}} \left[ p \sqrt{\tau} - \frac{\sqrt{\pi}}{2} + h (p \sqrt{\tau}) \right], \quad (12)$$

где  $h(x) = \operatorname{erfc}(x) / \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{-x^2}$ ;  $p = \sqrt{\frac{2\gamma_M \omega \mu_0 \lambda_e \gamma e^{1/\beta}}{c_{ш}\rho_{ш} z}}$ ;

$$r = \frac{I_e}{c_M \rho_M T_e} \mu_0 k_0 (\mu_0) \mathcal{E}^2; \quad \Theta_K = (T_K - T_*) / T_e.$$

Далее, в соответствии с [6],

$$\Theta_n = \Theta_K + \frac{r}{\rho^2 \sqrt{\pi}} \left[ p \sqrt{\tau_n} - \frac{\sqrt{\pi}}{2} + h (p \sqrt{\tau_n}) \right], \quad (13)$$

$$\frac{r}{\sqrt{\pi}} h (p \sqrt{\tau_n}) = \exp \left( \frac{\Theta_n}{1 + \beta \Theta_n} \right). \quad (14)$$

$$\tau_3 = \tau_n + \varphi_n \exp (-\Theta_n / (1 + \beta \Theta_n)), \quad (15)$$

где

$$\varphi_n = (1 + \beta \Theta_n) [1 + 2! \beta (1 + \beta \Theta_n) + \dots]. \quad (16)$$

Второй предельный случай (термически тонкая шихта, т. е.  $L_{ш} \ll \sqrt{\frac{\lambda_{ш}}{c_{ш}\rho_{ш}}} t_3$ ) характеризуется теплопотерями на внешней поверхности ших-

ты. В силу тонкости шихты можно считать, что

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \xi}(0, \tau) \approx \frac{\partial \Theta}{\partial \xi}(\bar{t}_2, \tau) = -\alpha (\Theta - \Theta_n). \quad (17)$$

Согласно [7], на стадии прогрева можно определить в этом случае температуру шихты в зоне контакта с металлом

$$\Theta(0, \tau) = \Theta_n + \frac{r}{p\alpha} + \frac{2r}{(p-\alpha)\sqrt{\pi}} \left[ \frac{h(p\sqrt{\tau})}{p} - \frac{h(\alpha\sqrt{\tau})}{\alpha} \right], \quad (18)$$

тогда, аналогично предыдущему случаю,

$$\Theta_n = \Theta_n + \frac{r}{p\alpha} + \frac{2r}{(p-\alpha)\sqrt{\pi}} \left[ \frac{h(p\sqrt{\tau_n})}{p} - \frac{h(\alpha\sqrt{\tau_n})}{\alpha} \right], \quad (19)$$

$$\frac{2r}{(p-\alpha)\sqrt{\pi}} [ph(p\sqrt{\tau_n}) - \alpha h(\alpha\sqrt{\tau_n})] = \exp\left(\frac{\Theta_n}{1 + \beta\Theta_n}\right) \quad (20)$$

при выполнении (15) и (16).

Безразмерная задача (1)–(7) решалась методами численного интегрирования, которые проводились с использованием адаптирующихся разностных сеток. Параметры и константы для расчетов выбирались в соответствии с экспериментом:  $\omega = 4,4 \cdot 10^5$  Гц,  $\mathcal{E}_0 = 2 \cdot 10^7$  Н/Кл,  $\gamma = 10^9$  См/м,  $\mu_n = 2,5 \cdot 10^{-6}$  Гн/м,  $L_m = L_{ш} = 5 \cdot 10^{-3}$  м,  $\lambda_{ш} = 10$  Вт/(м·К),  $\lambda_m = 47$  Вт/(м·К),  $c_{ш} = 600$  Дж/(кг·К),  $c_m = 465$  Дж/(кг·К),  $\rho_{ш} = 2250$  кг/м<sup>3</sup>,  $\rho_m = 7800$  кг/м<sup>3</sup>.

Расчеты показали, что предварительный прогрев системы можно разбить на два характерных этапа:  $t_k$  — прогрев подложки до температуры Кюри  $T_k$  и  $t_2$  — соответственно выше этой температуры до момента зажигания. При этом, что соответствует и экспериментальным данным (рис. 2), с хорошей степенью точности можно считать  $t_k \approx 0$ . Зависимости температуры на поверхности раздела сред металл — шихта для периода прогрева изображены на рис. 2 (1 — кривая, полученная численно; 2 — аналитическое приближение; 3 — эксперимент).

Динамика температурных полей в металле и шихте представлена на рис. 3, где а)  $\mathcal{E}_{01} = 5 \cdot 10^4$  Н/Кл; б)  $\mathcal{E}_{02} = 7,5 \cdot 10^4$  Н/Кл; в)  $\mathcal{E}_{03} = 10^5$  Н/Кл.

В модельных экспериментах исследовалась зависимость характеристик процесса зажигания ( $t_3$  и  $T_3$ ) от подведенной электрической мощности высокочастотного генератора. Эксперименты проводились на смеси титан — графит стехиометрического состава. Использовались порошок титана марки ПТС и графитовая крошка дисперсностью 90—160 мкм. Исходные компоненты перемешивали в планетарном смесителе. Смесь насыпной плотности при постоянной толщине наносилась на поверхность стальной пластины толщиной 4 мм. В центр пластины зачеканена хромель-алюмелевая термопара диаметром 100 мкм, показания которой фиксировались на потенциометре КСП. Образец в ацеитовой сборке помещался в плоский индуктор ВЧ-генератора (рабочая частота 440 кГц).

В общем случае на границе раздела металл — шихта выполняется граничное условие 4-го рода — равенство температур и потоков справа и слева от поверхности контакта, тепловая активность металла  $(\lambda_{ср})_m$  много больше тепловой активности шихты  $(\lambda_{ср})_ш$ . Следовательно, контактная температура на поверхности шихты равна температуре подложки, поэтому характеристики зажигания

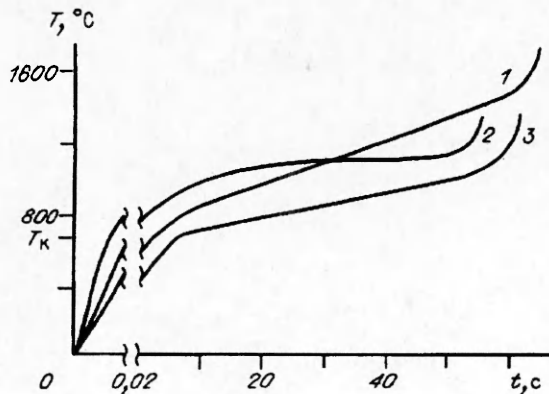


Рис. 2.

определяли по изменению температуры подложки во времени, причем  $t_3$  находили по моменту резкого скачка температуры. Типичная картина динамики развития процесса приведена на рис. 2, 3. В опытах реализовалась модель полубесконечного тела, так что  $L_{ш} \gg \sqrt{a_{ш}t_3}$ , где  $a_{ш}$  — температуропроводность шихты.

Приведенные результаты на рис. 4 (1 — экспериментальная кривая, 2 — аналитическая, вычисленная по формулам (12)–(16), 3 — кривая численного счета), полученные при тех же условиях, что и для рис. 2 при различных вариациях  $\mathcal{E}_0$ , показывают, что  $t_3$  монотонно падает, а  $T_3$  увеличивается.

Из анализа результатов следует, что наиболее близок к эксперименту режим зажигания с толстой подложкой, при этом полученные данные мало отличаются от закономерностей тепловой теории зажигания. Зависимость  $t_3(T_3)$  описывается формулой  $t_3 \sim C \exp(E/RT_3)$ , где  $C = \text{const}$ . Вычисленное по этой формуле значение  $E = 43$  ккал/моль близко к данным, полученным другими методами.

**Обсуждение результатов.** Как показали результаты теоретического анализа и экспериментов, в исследуемом диапазоне изменений амплитуды напряженности  $\mathcal{E}_0$  происходит воспламенение экзотермических составов. Весь диапазон условно можно разбить на два интервала. Для малых значений  $\mathcal{E}_0$  инициирование процесса протекает в режиме теплового взрыва [8]. В этом режиме к моменту воспламенения в системе металл — шихта устанавливается практически равномерное распределение температуры (см. рис. 3, а). В области больших значений  $\mathcal{E}_0$  воспламенение протекает в режиме зажигания (см. рис. 3, б, в) [9].

Следует отметить, что во время периода индукции происходит важный с технологической точки зрения процесс подготовки металлической основы к наплавке. Наиболее оптимальным режимом будет такой, при котором за период времени  $t_3$  к началу интенсивной химической реакции реализуется такое существенно неравномерное

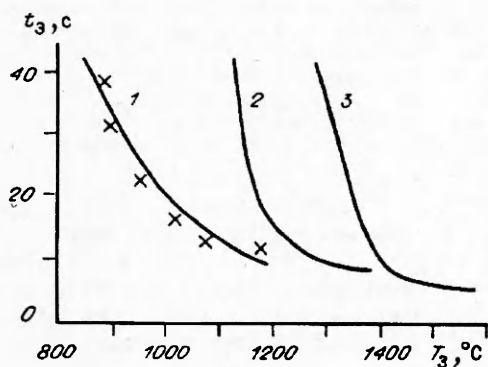
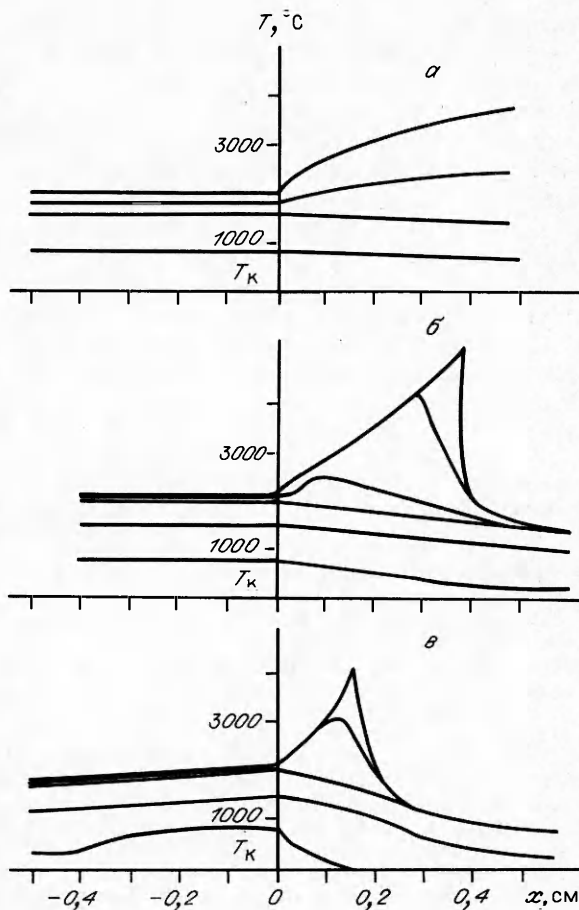


Рис. 4.

распределение температуры в металлической подложке, что оно будет характеризоваться одновременно и максимально достижимой температурой контакта, и отсутствием перегрева (т. е. сохранением исходной структуры) почти всей основы. Такой режим в эксперименте получен не был. Однако, как следует из численного анализа, наиболее близким к нему будет режим зажигания. Таким образом, в каждом конкретном случае соответствующий выбор  $\epsilon_0$  позволяет эффективно решить задачу оптимизации процесса зажигания, важную для получения покрытий, а также задачу надежности зажигания для относительно слабоэкзотермических составов.

Сравнение результатов экспериментов с математической моделью показывает качественное совпадение зависимостей характеристик инициирования СВС-процесса в ЭМП. Имеющиеся расхождения, по-видимому, обусловлены сложностью процесса, неучетом тепловых потерь и более сложной структурой реального ЭМП.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Мержанов А. Г., Юхвид В. И., Боровинская И. П. Самораспространяющийся высокотемпературный синтез литых тугоплавких неорганических соединений // Докл. АН СССР. — 1980. — 255, № 1. — С. 120—124.
2. Вишнякова Г. А., Юхвид В. И., Боровинская И. П. и др. Особенности формирования микро-структуры литых титано-хромовых СВС-покрытий с никелевой связкой // Всесоюз. симп. по макроскопической кинетике и химической газодинамике. — Черногловка, 1984. — Т. 2, ч. 1. — С. 137—138.
3. Юхвид В. И. Динамическое взаимодействие высокотемпературного многофазного расплава с металлической основой // Изв. АН СССР. — 1988. — № 6. — С. 130—135.
4. Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухоруков А. П. Теория волн. — М.: Наука, 1990. — Гл. I. — С. 4—7.
5. Слухоцкий А. Е. Установки индукционного нагрева. — М.: Энергоиздат, 1981.
6. Виллонов В. Н. Теория зажигания конденсированных веществ. — Новосибирск: Наука, 1984.
7. Лыков А. В. Теория теплопроводности. — М.: Высш. шк., 1967.
8. Мержанов А. Г., Абрамов В. Г., Гонтковская В. Т. О закономерностях перехода от самовос-пламенения к зажиганию // Докл. АН СССР. — 1963. — 148, № 1. — С. 156—159.
9. Мержанов А. Г., Хайкин Б. И., Шкадинский К. Г. / Установление стационарного распростра-нения пламени при зажигании газа накаливаемой поверхностью / ПМТФ. — 1969. — № 5. — С. 156—159.

142432, Моск. обл., п/о Черногловка,  
Институт структурной макрокинетики  
РАН

Поступила в редакцию 19/VI 1991,  
после доработки — 31/III 1993

УДК 536.244

*Б. Ф. Бояршинов, Э. П. Волчков, В. И. Терехов*

### ТЕПЛО- И МАССООБМЕН В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ С ИСПАРИЕНИЕМ И ГОРЕНИЕМ ЭТАНОЛА

Представлены экспериментальные данные по тепло- и массообмену в пограничном слое при испарении этанола с пористой поверхности и его горении в потоке воздуха. Установлено, что изменение скорости в ядре течения слабо влияет на температуру и концентрацию веществ на стенке. Температура фронта пламени и распределение массовых потоков на стенке существенно зависят от скорости течения. Отмечено снижение коэффициентов тепло- и массообмена при наличии горения. Представление опытных данных с использованием в качестве потенциалов переноса полных энтальпий и обобщенных концентраций свидетельствует о наличии аналогии между процессами тепло- и массообмена в реагирующем пограничном слое.

Изучение тепло- и массообмена в пристенных потоках с горением представляет значительный интерес для развития теории и практического использования реагирующих течений. На процессы турбулентного переноса тепла и вещества в пограничном слое с химическими превращениями оказывает влияние большое число факторов, основные из которых: наличие потока горючего вещества через стенку и фазовый переход при горении вблизи

© Б. Ф. Бояршинов, Э. П. Волчков, В. И. Терехов, 1994.