

А. М. Липанов, А. В. Алиев, Т. А. Боднарь,  
В. М. Дружбин-Ходос, Л. А. Литвинов

### РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПЛАМЕНИ В УЗКОМ ГЛУХОМ ДЕФОРМИРУЕМОМ КАНАЛЕ

1. В работах [1, 2] исследуются процессы распространения пламени в узких каналах проточного типа и в трещинах твердого топлива в случаях, когда реализуются режимы конвективного горения. Ниже рассматривается развитие тех же процессов в условиях низких конвективных тепловых потоков, когда граница канала, в направлении к которой перемещается фронт пламени, закрыта. Кроме того, боковые границы узких каналов, по которым распространяются продукты горения топлива, могут перемещаться по произвольному нелинейному закону (площадь поперечного сечения канала может увеличиваться или уменьшаться с течением времени). Из-за невысоких значений конвективных тепловых потоков в рассматриваемой задаче особое внимание при анализе прогрева топлива уделяется лучистой теплопередаче. При этом учитывается и передача лучистого теплового потока объемным высвечиванием вдоль по каналу.

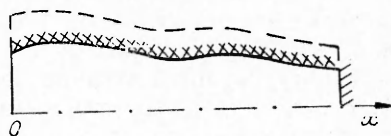


Рис. 1.

Решение задачи выполняем для расчетной схемы (рис. 1) при следующих допущениях и предположениях:

топливо, размещенное в узком глухом канале, прогревается и зажигается горячим газом, поступающим в расчетную область через левую открытую границу канала;

первоначально заполнявший канал холодный газ, горячий газ, поступающий через левую открытую границу в расчетную область, и продукты горения топлива образуют химически не реагирующую газовую смесь, подчиняющуюся законам течения совершенного газа;

потери на трение и теплопередача от газовой смеси в стенки канала и в топливо учитываются введением правые части уравнений количества движения и энергии членов источникового типа;

газовая смесь полагается оптически тонким газом.

При сформулированных допущениях газодинамические уравнения движения смеси по каналу запишутся в виде [3]

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} F\rho + \frac{\partial}{\partial x} F\rho w &= \delta u\Pi, \\ \frac{\partial}{\partial t} F\rho a + \frac{\partial}{\partial x} F\rho a w &= \delta u\Pi, \\ \frac{\partial}{\partial t} F\rho b + \frac{\partial}{\partial x} F\rho b w &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial t} F\rho w + \frac{\partial}{\partial x} F\rho w^2 + F \frac{\partial p}{\partial x} &= -\tau_s\Pi, \\ \frac{\partial}{\partial t} F\rho E + \frac{\partial}{\partial x} F\rho w (E + p/\rho) &= \delta u\Pi H + (q_w - q_s)\Pi, \\ c_p &= c_{p1}a + c_{p2}b + c_{p3}(1 - a - b), \\ c_v &= c_{v1}a + c_{v2}b + c_{v3}(1 - a - b), \\ R &= c_p - c_v, \\ k &= c_p/c_v, \\ p &= \rho(k - 1) \left( E - \frac{1}{2} w^2 \right). \end{aligned} \quad (1)$$

Рассмотрим процессы зажигания топлива в газогенераторных системах, корпуса которых выполнены из композиционных неметаллических материалов. Деформация таких корпусов, их перемещение значительно и намного превосходят деформацию поверхности топлива, обусловленную его напряженно-деформированным состоянием. Скорость перемещения стенок корпуса в направлении, нормальном к поверхности топлива, существенно выше скорости горения топлива  $u$ .

Экспериментальные результаты показывают, что деформация корпуса определяется уровнем давления газа  $p$  в основном объеме газогенератора (давление на открытой границе канала, через которую в расчетную область поступает горячий газ). Площадь поперечного сечения узкого канала определяется следующей эмпирической зависимостью:

$$F(x, t) = F(x, 0) [1 + K(p/p_0 - 1)]. \quad (2)$$

Здесь и далее  $K$  — устанавливаемый экспериментально коэффициент пропорциональности;  $x, \bar{x}$  и  $t, \bar{t}$  — размерные и безразмерные продольная координата расчетной области и текущее время;  $\rho, p$  — плотность и давление смеси;  $E$  — сумма внутренней и кинетической энергии газа;  $a, b$  — массовые концентрации продуктов горения топлива и горячего газа, поступающего в канал через открытую границу;  $w$  — скорость газа;  $c_p, c_v, c_t$  — удельные теплоемкости газа и топлива;  $R, k$  — газовая постоянная и показатель адиабаты;  $F, \Pi, d, L$  — площадь поперечного сечения, периметр боковой поверхности, диаметр и длина канала;  $\delta, H$  — плотность и энтальпия топлива;  $v, \bar{v}$  — скорость распространения пламени и ее безразмерное значение;  $\tau, q$  — трение и тепловой поток;  $T$  — температура газа, поверхности топлива;  $\lambda, \mu, \alpha$  — коэффициент теплопроводности, динамическая вязкость смеси и коэффициент теплоотдачи;  $\Sigma_a, \Sigma_t$  — коэффициенты взаимодействия излучения с газом (функции свойств газа);  $\eta$  — плотность объемного падающего излучения;  $\epsilon, \epsilon_s$  — коэффициенты черноты газа и поверхности топлива;  $\sigma$  — постоянная Стефана — Больцмана;  $k_0, Q, \epsilon$  — кинетические характеристики топлива. Индекс 0 соответствует начальным условиям, 1 — продуктам горения топлива, 2 — горячему газу, поступающему в канал через открытую границу, 3 — газу, первоначально заполняющему канал,  $s$  — параметрам на поверхности топлива,  $t$  — параметрам конденсированной системы (топлива), — — параметры на левой (открытой) границе канала, + — на правой (глухой) границе канала,  $\times$  — параметры, соответствующие моменту воспламенения топлива.

Газодинамическая задача решается при задании на открытой (левой) границе дополнительных условий. Так, при дозвуковом затекании газа через открытую границу в канал принимаются условия

$$p_- = p(t), T_- = T(t),$$

а при дозвуковом вытекании газа из канала достаточно условия

$$p_- = p(t).$$

В случае же звукового (или сверхзвукового) истечения газа из канала дополнительные условия по параметрам на открытой границе не требуются. На правой (глухой) границе принимаются условия непротекания [4].

В уравнении энергии для смеси газов величина теплового потока  $q_w$ , поступающего в газ за счет объемного высвечивания, определяется решением уравнений [5]

$$\frac{d}{3} \frac{\partial}{\partial x} \frac{1}{\Sigma_t} \frac{\partial \eta}{\partial x} = \sigma T^4 \frac{\epsilon \epsilon_s}{\epsilon + \epsilon_s - \epsilon \epsilon_s} + q_w, \quad (3)$$

$$q_w = \Sigma_a d (\eta - 4\sigma T^4).$$

Краевая задача для плотности падающего излучения  $\eta$  решается при граничных условиях

$$\eta_- = 4\sigma T_-^4, \partial \eta_+ / \partial x = 0. \quad (4)$$

Прогрев топлива определяется соотношениями

$$\frac{d}{dt}(T_s - T_0)^2 = \frac{2}{c_T \lambda_T \delta} q_s^2,$$

$$q_s = \alpha(T - T_s) + \sigma(T^4 - T_s^4) \frac{\epsilon \epsilon_s}{\epsilon + \epsilon_s - \epsilon_s \epsilon}, \quad (5)$$

$$\alpha = 0,332 \frac{\lambda}{d} \left( \frac{\rho w d}{\mu_l} \right)^{0,5} \left( 1 + \frac{x}{d} \right)^{-0,5},$$

полученными в предположениях, что поверхность топлива прогревается конвективной и лучистой теплопередачей, конвективный тепловой поток реализуется в ламинарном режиме, а в прогретом слое профиль температур имеет экспоненциальный вид.

Уравнения (5) интегрируются в каждом сечении канала до тех пор, пока в рассматриваемом сечении не будут выполняться условия воспламенения топлива [6]:

$$T_s \geq T_*,$$

$$q_s \leq \delta \lambda_T T_s k_0 Q \frac{RT_s}{\epsilon} \exp\left(-\frac{\epsilon}{RT_s}\right). \quad (6)$$

В (6)  $T_*$  определяется эмпирически, значение  $q_s$  соответствует сумме конвективной и лучистой составляющих теплового потока.

2. Система уравнений (1)–(6) существенно нелинейна, потому анализ процесса будем выполнять численными методами.

Рассмотрим метод решения наиболее трудоемких из перечисленных газодинамических уравнений (1), (2). За основу примем метод крупных частиц [7]. Использование явных схем этого метода оказывается неэффективным в рассматриваемом случае — невелики значения чисел Маха ( $M < 0,3$ ), существенны изменения площади поперечного сечения канала ( $\partial F(x, t)/\partial t \gg 1$ ). Оба отмеченных фактора снижают устойчивость численного счета (принимаемое в расчетах допустимое значение числа Куранта не превосходит  $Ku \leq 0,2 \div 0,4$ ). Повышения устойчивости можно добиться модификациями основных схем метода крупных частиц [8]. Поиск схемы, обеспечивающей наилучшие точность и устойчивость численного счета, будем осуществлять для системы (1), записанной в упрощенном виде:

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho F + \frac{\partial}{\partial x} \rho F w = f_1,$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho F w + \frac{\partial}{\partial x} \rho F w^2 + F \frac{\partial p}{\partial x} = f_2,$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho F E + \frac{\partial}{\partial x} \rho F w E + \frac{\partial}{\partial x} p F w = f_3, \quad (7)$$

$$p = \rho (k - 1) \left( E - \frac{1}{2} w^2 \right).$$

Анализ позволяет установить, что повышения устойчивости численного счета до  $Ku \approx 1$  и при небольших уровнях скоростей ( $M < 0,1$ ) можно добиться модификацией конечно-разностных схем эйлерового этапа. В соответствии с методологией крупных частиц систему (7) на эйлеровом этапе запишем в виде

$$\rho F = \text{const},$$

$$\rho F \frac{\partial w}{\partial t} + F \frac{\partial p}{\partial x} = 0,$$

$$\rho F \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} F p w = 0, \quad (8)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -(k - 1) p / F \cdot \frac{\partial F w}{\partial x}.$$

Аппроксимацию уравнений (8) выполним по соотношениям

$$w_i^{n+1} = w_i^n - \frac{\Delta t}{\Delta x} \frac{1}{\rho_i^n} (p_{i+1/2}^{n+1} - p_{i-1/2}^{n+1}), \quad (9)$$

$$E_i^{n+1} = E_i^n - \frac{\Delta t}{\Delta x} \frac{1}{(F\rho)_i^n} [(Fw)_{i+1/2}^n p_{i+1/2}^{n+1} - (Fw)_{i-1/2}^n p_{i-1/2}^{n+1}].$$

Здесь  $i$ ,  $i - 1/2$ ,  $i + 1/2$  указывают номер крупной частицы, ее границы слева и справа;  $n$  — номер шага по времени;  $\Delta t$ ,  $\Delta x$  — шаги по времени и по пространственной координате.

Значения  $\tilde{p}_{i+1/2}^{n+1}$ ,  $\tilde{p}_{i-1/2}^{n+1}$  находятся решением последнего уравнения системы (8). Возможные способы определения промежуточных значений давления

$$\tilde{p}_{i+1/2}^{n+1} = p_{i+1/2}^n \left[ 1 - (k-1) \frac{\Delta t}{\Delta x} \frac{(Fw)_{i+1}^n - (Fw)_i^n}{F_i^n} \right]$$

или

$$\tilde{p}_{i+1/2}^{n+1} = p_{i+1/2}^n \left[ 1 + (k-1) \frac{\Delta t}{\Delta x} \frac{(Fw)_{i+1}^n - (Fw)_i^n}{F_i^n} \right],$$

или

$$\tilde{p}_{i+1/2}^{n+1} = p_{i+1/2}^n \exp \left[ - (k-1) \frac{\Delta t}{\Delta x} \frac{(Fw)_{i+1}^n - (Fw)_i^n}{F_i^n} \right]$$

приводят к примерно одинаковым результатам и позволяют повысить устойчивость счета до  $Ku = 0,5 \div 0,7$ . Дальнейшего повышения запаса устойчивости удастся достичь, используя анализ дифференциальных приближений [9]. С удержанием членов, имеющих порядок  $O(\Delta t)$ , производная от давления по времени может быть записана в виде

$$\frac{\partial p}{\partial t} \approx \frac{p^{n+1} - p^n}{\Delta t} - \frac{\Delta t}{2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2},$$

что с учетом (8) приводит при конечно-разностной аппроксимации к уравнению трехчленного типа

$$a_i p_{i+3/2}^{n+1} + b_i p_{i+1/2}^{n+1} + c_i \tilde{p}_{i-1/2}^{n+1} = d_i, \quad i = 1, N, \quad (10)$$

$$a_i = - (k-1) \left( \frac{\Delta t}{\Delta x} \right)^2 (p_{i+1/2}^n / \rho_{i+3/2}^n) (F_{i+3/2}^n / F_{i+1/2}^n),$$

$$b_i = 1 - a_i - c_i,$$

$$c_i = a_i (F_{i-1/2}^n / F_{i+3/2}^n) (\rho_{i+3/2}^n / \rho_{i-1/2}^n),$$

$$d_i = p_{i+1/2}^n \left[ 1 + (k-1) \frac{\Delta t}{\Delta x} (u_{i+1}^n - u_i^n) \right].$$

Выражение (10) решается методом прогонки [10]. В дальнейшем по методу крупных частиц значения  $\tilde{p}_{i+1/2}^{n+1}$  рассчитывались с использованием (10).

Уравнения (3), (4) для определения плотности падающего излучения решаются методом прогонки после приведения к следующему трехчленному виду:

$$\eta_1 = 4\sigma T^4, \quad \eta_{N+1} - \eta_N = 0,$$

$$e_i \eta_{i+1} + f_i \eta_i + g_i \eta_{i-1} = h_i,$$

$$i = 1, N, \quad e_i = [(\Sigma_t)_{i+1/2} \Delta x]^{-1},$$

$$f_i = -(e_i + g_i + 3\Sigma_a \Delta x),$$

$$g_i = [(\Sigma_t)_{i-1/2} \Delta x]^{-1},$$

$$h_i = \frac{\Delta x}{d_i} 3\sigma T_i^4 \frac{\varepsilon \varepsilon_s}{\varepsilon + \varepsilon_s - \varepsilon \varepsilon_s} - 12\Sigma_a \Delta x \sigma T_i^4. \quad (11)$$

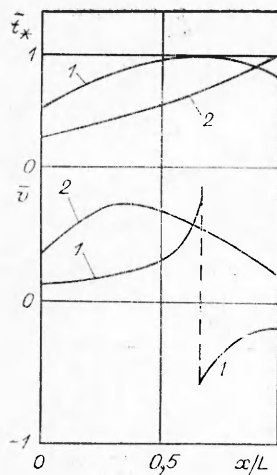


Рис. 2.

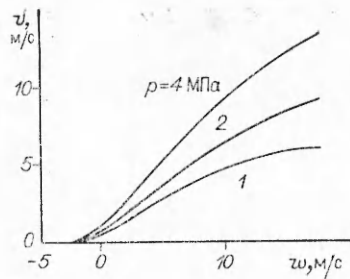


Рис. 3.

Решение всех остальных уравнений системы не представляет труда. В частности, (5) можно проинтегрировать любым известным методом, например методом Эйлера [11].

3. Установлено, что качественные зависимости от продольной координаты скорости распространения пламени по топливу и времени подключения к горению участков поверхности топлива имеют вид, представленный на рис. 2. Наиболее характерен вариант 2, наблюдающийся как при расширении канала, так и при неподвижных боковых границах. Здесь после воспламенения участка топлива, размещенного в окрестности открытой границы, через которую поступает в канал горячий газ, на некотором протяжении канала скорость распространения пламени растет. Достигнув максимума (на длине  $\bar{x} - x/L = 0,3 \div 0,7$ ), скорость  $\bar{v} = v/w_{\max}$  падает, а при  $\bar{x} = 1$  она минимальна. Величина  $\bar{t}_* = t_*/t_{\max}$  по мере увеличения  $x$  монотонно возрастает ( $d\bar{t}_*/d\bar{x} > 0$ ).

Крутой характер изменения  $\bar{t}_*(x)$  обусловлен накоплением в окрестности глухой границы первоначально заполнявшего канал холодного газа, а также невысокими значениями конвективных потоков от газа в поверхность топлива. В случае расширения канала область, занимаемая холодным газом, сокращается, что способствует ускорению зажигания поверхности топлива, размещенного у закрытой границы канала. Вариант 1 (см. рис. 2) может проявляться либо при очень сильном росте давления на открытой границе канала, либо при значительном расширении его боковых границ. В том и другом случае фронты пламени распространяются от обеих границ канала навстречу друг другу. Зажигание топлива в окрестности глухой границы происходит во фронте отраженной ударной волны, распространяющейся вдоль канала.

Зависимость скорости распространения пламени от скорости газа, поступающего в канал через открытую границу, построенная по результатам одной серии расчетов (рис. 3), позволяет установить роль лучистого теплопереноса вдоль по каналу объемным высвечиванием газа. Представляет интерес тот факт, что даже в случае истечения газа из канала через левую открытую границу ( $w < 0$ ) пламя распространяется по поверхности топлива. В рассматриваемой постановке (из канала истекает холодный газ, а следовательно, конвективные потоки близки к нулю) решающая роль в прогреве поверхности топлива принадлежит лучистому теплопереносу по газу от левой границы канала к его правой глухой границе. Как показывают расчеты, увеличение давления в канале приводит к росту скорости распространения пламени, что обусловлено теплофизическими свойствами газа (коэффициентами взаимодействия излучения с газом).

Рассмотрим влияние геометрических размеров канала на скорость распространения пламени. Анализ выполним при следующих основных

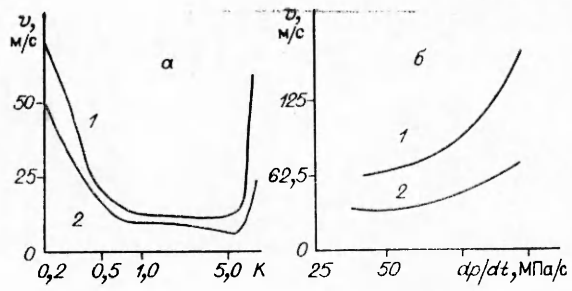
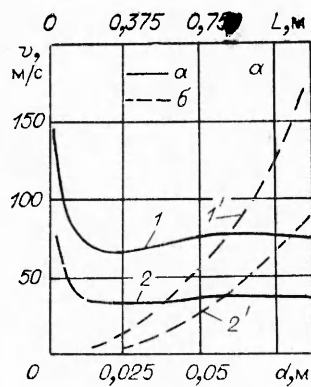


Рис. 4.

Рис. 5.

исходных данных:  $T_-/T_0 = 10$ ,  $T_*/T_0 = 2$ ,  $p_-(0)/p_0 = 4$ ,  $\frac{1}{p_0} \frac{dp_-}{dt} \approx \approx 40 \div 1000$ ,  $d = 0,001 \div 0,080$  м,  $L = 0,2 \div 1,5$  м. В связи с тем, что скорость распространения пламени — функция продольной координаты, на рис. 4 и 5 будем представлять значения максимальной (1) и осредненной по длине канала (2) скоростей.

На рис. 4 приведены результаты расчетов, полученные в предположении, что боковые границы канала неизменны с течением времени ( $\frac{\partial F(x, t)}{\partial t} = 0$ ), а  $\frac{dp_-}{dt} < 10$  МПа/с. В расчетах для линий  $\alpha$  длина канала  $L = 0,80$  м. Анализ кривых 1, 2 показывает, что в случае  $d > 0,01$  м величина  $v$  практически не зависит от  $d$ . При  $d < 0,01$  м уменьшение диаметра приводит к резкому росту  $v$ . Последний факт может быть объяснен появлением конвективного горения (увеличение конвективных потоков, поступающих из газовой фазы в топливо, после воспламенения части поверхности топлива). Однако следует заметить, что по мере снижения диаметра канала повышается время задержки воспламенения участков топлива, размещенных в канале.

Анализ результатов, представленных на рис. 4, 1', 2' (в расчетах для линий  $\beta$   $d = 0,001$  м), позволяет утверждать, что удлинение канала ( $L/d$ ) способствует росту скорости распространения пламени, что обусловлено повышением скорости газовой смеси в канале и, как следствие, ростом конвективных потоков.

На рис. 5 представлены результаты расчетов, позволяющие оценить влияние на скорость распространения пламени динамических процессов — изменения с течением времени площади поперечного сечения канала ( $\frac{\partial F(x, t)}{\partial t} > 0$ ) и давления газа на открытой границе канала ( $\frac{dp_-}{dt} > 0$ ).

На зависимости  $v(K)$  (расчеты выполнены для  $d = 0,001$  м,  $L = 0,80$  м) можно выделить три характерных участка (рис. 5,  $\alpha$ ). На первом ( $K < 1$ ) значения  $v$  практически линейно зависят от параметра  $K$ , характеризующего скорость перемещения боковых границ канала. На втором участке ( $1 < K < 7$ ) скорости практически не зависят от значения  $K$ . На третьем участке ( $K > 7$ ) скорость распространения пламени становится очень большой, практически скачкообразной, что обусловлено, как отмечалось выше, воспламенением топлива газом, расположенным за фронтом отраженной от глухой границы ударной волны.

Зависимость  $v\left(\frac{dp_-}{dt}\right)$  (рис. 5,  $\beta$ ) получена для  $d = 0,01$  м,  $L = 0,80$  м и  $K = 0$ . В случае  $\frac{dp_-}{dt} < 50$  МПа/с значения  $v$  в канале остаются практически неизменными. Увеличение  $\frac{dp_-}{dt}$  приводит к росту максимальной

и осредненной скоростей распространения пламени. Дальнейший рост  $\frac{dp_-}{dt} \left( \frac{dp_-}{dt} \gg 100 \text{ МПа/с} \right)$  может привести к ударному распространению пламени в канале.

Таким образом, проведенный анализ позволяет сделать следующие выводы.

На процесс воспламенения поверхности топлива, размещенного в глухом канале, существенно влияние лучистого теплового потока, причем при высоких температурах газа следует учитывать перенос лучистой теплопередачи объемным высвечиванием по газу вдоль по каналу.

В процессе воспламенения поверхности топлива существенна роль расширения канала с течением времени и повышения со временем давления газа на открытой границе канала, причем при больших значениях  $\frac{\partial F(x, t)}{\partial t}$  и  $\frac{dp_-}{dt}$  возможно зажигание поверхности топлива, размещенного у глухой границы, газом, расположенным за фронтом отраженной от границы ударной волны.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Смирнов Н. И. ФГВ, 1985, 21, 5, 29.
2. Смирнов Н. Н., Дмитриенко И. Д. ФГВ, 1986, 22, 3, 59.
3. Гинзбург И. П. Прикладная гидрогазодинамика.— Л.: Изд-во ЛГУ, 1958.
4. Седов Л. И. Механика сплошных сред.— М.: Наука, 1970.
5. Кутателадзе С. С. Основы теории теплообмена.— М.: Наука, 1970.
6. Аверсон А. Э., Барзыкин В. В., Мержанов А. Г. Докл. АН СССР, 1968, 178, 1, 131.
7. Белоцерковский О. М., Давыдов Ю. М. Метод крупных частиц в газовой динамике. Вычислительный эксперимент.— М.: Наука, 1982.
8. Липанов А. М., Алиев А. А. // Численное моделирование в аэрогидродинамике.— М.: Наука, 1986.
9. Шокин Ю. И. Метод дифференциального приближения.— Новосибирск: Наука, 1979.
10. Самарский А. А., Николаев Е. С. Методы решения сеточных уравнений.— М.: Наука, 1978.
11. Бахвалов Н. С., Жидков Н. П., Кобельков Г. М. Численные методы.— М.: Наука, 1987.

г. Ижевск

Поступила в редакцию 20/II 1989,  
после доработки — 26/VII 1989

УДК 662.61

С. В. Лукачев, С. Г. Матвеев

#### НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ОБРАЗОВАНИЯ БЕНЗ(А)ПИРЕНА В ТУРБУЛЕНТНОМ ДИФФУЗИОННОМ ФАКЕЛЕ

Известно, что в процессе горения углеводородных топлив могут образовываться полициклические ароматические углеводороды (ПАУ), значительная часть которых обладает канцерогенной и мутагенной активностью [1—3]. Наиболее сильным по воздействию и стойким канцерогенным ПАУ является бенз(а)пирен  $C_{20}H_{12}$ , который идентифицируется как индикатор присутствия группы канцерогенных углеводородов в загрязняющих веществах [3, 4]. С точки зрения химической кинетики вопросы синтеза ПАУ в процессе горения углеводородов пока не выяснены. И хотя отдельными авторами предложены гипотетические схемы образования бенз(а)пирена (БП) [2, 5, 6], они не позволяют производить расчеты из-за отсутствия констант включенных в них химических реакций. Дальнейшие теоретические разработки должны базироваться на результатах детального экспериментального исследования в модельных усло-

© 1990 Лукачев С. В., Матвеев С. Г.

3 Физика горения и взрыва № 3, 1990 г.

33