

12. Stereology. Proc. 2. Internat. Congress on Stereology. Springer, New York, 1968.
13. М. Кендалл, П. Моран. Геометрические вероятности. М.: Наука, 1972.
14. С. Чандрасекар. Стохастические проблемы в физике и астрономии. М.: ИЛ, 1959.
15. Я. Б. Шор. Статистические методы анализа и контроля качества и надежности. М.: Советское радио, 1962.
16. А. В. Лыков. Тепломассообмен. Справочник. М.: Энергия, 1978.
17. H. Schubert. Chemie — Ing. — Technik, 1973, 45, 6.
18. Н. Н. Бахман, А. Ф. Беляев. Горение гетерогенных конденсированных систем. М.: Наука, 1967.

ДИНАМИКА СГОРАНИЯ ГАЗА В ПОСТОЯННОМ ОБЪЕМЕ ПРИ НАЛИЧИИ ИСТЕЧЕНИЯ

В. В. Мольков, В. П. Некрасов

(Балашиха)

Актуальность вопроса взрывозащиты замкнутых объемов методом разгерметизации требует создания физико-математических моделей, позволяющих получать зависимости основных параметров сгорания газовой смеси (давление, скорость нарастания давления, температуру свежей смеси и продуктов сгорания и др.) от времени до и после вскрытия сбросных площадей. В то время как динамика сгорания газа в замкнутом объеме изучена достаточно хорошо [1—5], модели, описывающие процесс горения после разгерметизации объема, развиты слабо и обладают рядом недостатков.

Наиболее часто для определения площадей сбросных отверстий и проемов применяются приближенные методики [6, 7], не учитывающие динамику развития взрыва после начала сброса газа. Это может привести к необоснованно завышенным или опасно заниженным значениям площадей сбросных отверстий. Кроме того, такие методы не дают возможности исследовать влияние важных факторов, как, например, уровня давления разгерметизации на максимальное давление взрыва. В [8] изучалось изменение давления в течение взрыва только для докритического режима истечения и в узком диапазоне избыточных давлений ($\Delta p < 50$ кПа). В [9, 10] для объяснения экспериментально наблюдаемых при горении пиков давления введен фактор турбулизации. Предположение об истечении лишь свежей смеси [9], использование только закона сохранения массы и условия адиабатичности [10] не позволило авторам этих работ описать изменение давления от времени $p(t)$ в постоянном объеме при истечении газов; оценены лишь значения фактора турбулизации. Более развитая математическая модель, предложенная в [11], предполагает истечение либо свежей смеси, либо продуктов сгорания.

Цель настоящей работы — получение физико-математической модели, описывающей динамические характеристики сгорания газа в постоянном объеме при наличии истечения и позволяющей исследовать закономерности данного явления.

Рассматривается распространение пламени в модельном сферическом сосуде от центрально расположенного точечного источника зажигания. С момента воспламенения $t = 0$ до момента разгерметизации $t = t_1$ происходит горение газовой смеси в замкнутом объеме. Для этого периода применимы соотношения, полученные в [1—3]. В момент времени $t = t_1$ осуществляется мгновенная разгерметизация объема и начинается истечение газообразных продуктов через сбросное отверстие в среду с постоянным давлением p_0 . В общем случае до некоторого момента времени

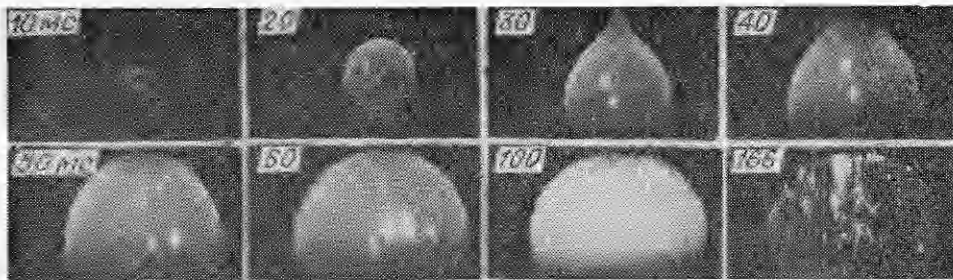


Рис. 1.

$t - t_2$ истекает свежая смесь (холодные газы), а затем начинается истечение продуктов сгорания (горячих газов) или смеси их с холодными газами. Поскольку в большинстве случаев отношение площади сбросного отверстия к площади внутренней поверхности замкнутого объема, в котором происходит развитие взрыва, достаточно мало, а сгорание свежей смеси в момент разгерметизации происходит вблизи стенок вследствие большой скорости распространения пламени в начальной стадии развития взрыва, то без ущерба для решения задачи в целом незначительным в таких случаях периодом истечения холодных газов $\Delta t = t_2 - t_1$ можно пренебречь.

При истечении газов из сосуда после разгерметизации фронт пламени деформируется (на рис. 1 показана кинограмма деформации фронта пламени при истечении газообразных продуктов из сосуда объемом 21,5 дм³ через патрубок диаметром 50 мм). Однако изменение давления в объеме при сгорании газа является функцией доли сгоревшей смеси и скорости выгорания, равной произведению нормальной скорости распространения пламени на площадь его поверхности. Поэтому при моделировании реальной задачи вводится допущение, что после разгерметизации фронт пламени сохраняет сферическую форму, но скорость его распространения становится равной [2]:

$$S_u^T = \frac{F^T}{F^{сф}} S_u = \chi S_u = \chi S_{ui} \pi^e, \quad (1)$$

где S_u — нормальная скорость распространения пламени; F^T и $F^{сф}$ — площадь пламени в реальной и модельной задачах; χ — фактор турбулизации; $\pi = p/p_i$ — относительное давление; m и n — температурный и барический показатели степени; γ — показатель адиабаты; $\epsilon = m + n - m/\gamma_u$ — смешанный кинетический коэффициент. Индексы i, e, u, b обозначают соответственно начальное и конечное состояния, параметры свежей смеси и продуктов сгорания. При решении задачи предполагается, что фактор турбулизации остается постоянным в течение развития взрыва после разгерметизации.

Массовый расход газа при истечении для докритического режима ($p_0/p > \beta_{кр}$)

$$G = \mu f \{ 2\gamma/(\gamma - 1) \cdot p \rho [(p_0/p)^{2/\gamma} - (p_0/p)^{(\gamma+1)/\gamma}] \}^{1/2}$$

и для сверхкритического режима ($p_0/p \leq \beta_{кр}$)

$$G = \mu f \{ \gamma [2/(\gamma + 1)]^{(\gamma+1)/(\gamma-1)} p \rho \}^{1/2},$$

где $\beta_{кр} = [2/(\gamma + 1)]^{\gamma/(\gamma-1)}$ — критическое отношение давлений; ρ — плотность газа; μ — коэффициент расхода; f — площадь сбросного сечения.

При выходе основных уравнений динамики сгорания газа использу-

ются обозначения и ряд предположений, принятые в [1]. Закон сохранения массы в относительных единицах имеет вид

$$n_b + n_u + \int_0^t \left[\frac{AG_b + (1-A)G_u}{m_i} \right] dt = 1,$$

где A — доля площади сбросного сечения, занимаемая продуктами сгорания в данный момент времени; m_i — начальная масса газа в объеме; $n_b = m_b/m_i$, $n_u = m_u/m_i$ — соответственно относительная масса продуктов сгорания и свежей смеси в объеме. При вычислении интеграла следует учитывать, что для $0 < t < t_1$ истечения газов нет и $G_b = G_u = 0$; для $t_1 < t < t_2$ коэффициент $A = 0$, что соответствует истечению только свежей смеси; при $t > t_2$ происходит совместное истечение свежей смеси и продуктов сгорания, и величина A есть функция времени.

Удельные объемы продуктов сгорания и несгоревшей смеси внутри объема связаны соотношением

$$\omega_b + \omega_u = 1. \quad (2)$$

Перепишав закон сохранения массы в виде

$$\omega_b \langle \sigma_b \rangle + \omega_u \sigma_u + \int_0^t \left[\frac{AG_b + (1-A)G_u}{m_i} \right] dt = 1, \quad (3)$$

из (2) и (3) получаем выражение для осредненной по объему продуктов сгорания относительной плотности

$$\langle \sigma_b \rangle = \langle \rho_b \rangle / \rho_i = n_b \sigma_u / (\sigma_u - n_u),$$

где $\sigma_u = \rho_u / \rho_i$. Относительный радиус пламени определяется по формуле

$$r^3 = \omega_b = (\sigma_u - n_u) / \sigma_u. \quad (4)$$

Здесь $r = r_b/a$; r_b — радиус пламени; a — радиус сосуда. Закон сохранения энергии можно записать следующим образом:

$$u_i = \int_{n_b} u_b dn_b + \int_{n_u} u_u dn_u + \int_0^t \left[A \left(u_b + \frac{p}{\rho_b} \right) \frac{G_b}{m_i} + (1-A) \left(u_u + \frac{p}{\rho_u} \right) \frac{G_u}{m_i} \right] dt. \quad (5)$$

Внутренняя энергия единицы массы свежей смеси и продуктов сгорания изменяется вследствие адиабатического сжатия и расширения, причем [1]

$$u_u = u_i + c_{vu}/M_i \cdot (T_u - T_i), \quad (6)$$

$$u_b = u_i + c_{vb}/M_b \cdot (T_b - T_{bi}) - R(T_{bi}/M_b - T_i/M_i), \quad (7)$$

где M — молекулярная масса; c_v — мольная теплоемкость при постоянном объеме; T — температура; R — универсальная газовая постоянная.

Подстановка (6) и (7) в (5), а также предположение о постоянстве теплоемкости свежей смеси и продуктов сгорания приводят после преобразований к следующему выражению для закона сохранения энергии:

$$\begin{aligned} R \frac{T_i}{M_i} = c_{pb} \frac{T_{bi}}{M_b} n_b - c_{vb} \int_{n_b} \frac{T_b}{M_b} dn_b + c_{pu} \frac{T_i}{M_i} n_u - c_{vu} \int_{n_u} \frac{T_u}{M_i} dn_u + \\ + \int_0^t \left[A \frac{c_{pb} G_b}{M_b m_i} (T_{bi} - T_b) + (1-A) \frac{c_{pu} G_u}{M_i m_i} (T_i - T_u) \right] dt, \end{aligned} \quad (8)$$

где c_p — мольная теплоемкость при постоянном давлении.

Далее предполагается, что в свежей смеси температура распределена равномерно, и вводится осреднение величины T_b/M_b по объему продуктов сгорания

$$\int_{n_b} \frac{T_b}{M_b} dn_b = n_b \left\langle \frac{T_b}{M_b} \right\rangle_{n_b}.$$

Используя уравнение состояния идеального газа и условие адиабатичности сжатия и расширения свежей смеси, получаем

$$\sigma_u^{\gamma_u} = \pi = \frac{\langle \sigma_b \rangle \left\langle \frac{T_b}{M_b} \right\rangle_{n_b}}{T_i/M_i},$$

откуда

$$\left\langle \frac{T_b}{M_b} \right\rangle_{n_b} = \frac{T_i}{M_i} \sigma_u^{\gamma_u-1} \frac{\sigma_u - n_u}{n_b}.$$

Принимая во внимание соотношения $\gamma = c_p/c_v$, $\gamma - 1 = R/c_v$, $T_u/T_i = \pi^{(\gamma_u-1)/\gamma_u}$, $E_i = M_i T_{bi}/M_b T_i$, где E_i — коэффициент расширения продуктов сгорания при постоянном давлении p_i , закон сохранения энергии (8) можно преобразовать

$$\begin{aligned} \pi + \gamma_b - 1 &= \gamma_b E_i \left(n_b + \int_0^t \frac{AG_b}{m_i} dt \right) + \frac{\gamma_u - \gamma_b}{\gamma_u - 1} \pi^{\frac{\gamma_u-1}{\gamma_u}} n_u + \\ &+ \gamma_u \frac{\gamma_b - 1}{\gamma_u - 1} \left[n_u + \int_0^t (1-A) \left(1 - \pi^{\frac{\gamma_u-1}{\gamma_u}} \right) \frac{G_u}{m_i} dt \right] - \\ &- \gamma_b \int_0^t A \pi^{\frac{\gamma_u-1}{\gamma_u}} \frac{(\pi^{1/\gamma_u} - n_u)}{n_b} \frac{G_b}{m_i} dt. \end{aligned} \quad (9)$$

Скорости изменения массы продуктов сгорания и свежей смеси в постоянном объеме при наличии истечения, преобразованные с учетом выражений для относительного радиуса (4) и нормальной скорости распространения пламени (1), в безразмерной форме имеют вид

$$\frac{dn_b}{d\tau} = 3\chi\pi^{\varepsilon+1/\gamma_u} (1 - n_u\pi^{-1/\gamma_u})^{2/3} - A \frac{G_b a}{m_i S_{ui}}, \quad (10)$$

$$\frac{dn_u}{d\tau} = -3\chi\pi^{\varepsilon+1/\gamma_u} (1 - n_u\pi^{-1/\gamma_u})^{2/3} - (1-A) \frac{G_u a}{m_i S_{ui}}, \quad (11)$$

где $\tau = t \cdot S_{ui}/a$.

Продифференцировав (9) с учетом (10) и (11), можно получить уравнение для относительной скорости изменения давления

$$\frac{d\pi}{d\tau} = \frac{\pi \left\{ 3\chi G \pi^{\varepsilon+1/\gamma_u} (1 - n_u\pi^{-1/\gamma_u})^{2/3} - \gamma_b \frac{a}{m_i S_{ui}} \left[(1-A) G_u + A G_b \left(\frac{\pi^{1/\gamma_u} - n_u}{n_b} \right) \right] \right\}}{\pi^{1/\gamma_u} - \frac{\gamma_u - \gamma_b}{\gamma_u} n_u}, \quad (12)$$

$$\text{где } G = \gamma_b \left[E_i - \frac{\gamma_u (\gamma_b - 1)}{\gamma_b (\gamma_u - 1)} \right] \pi^{\frac{1-\gamma_u}{\gamma_u}} + \frac{\gamma_b - \gamma_u}{\gamma_u - 1}.$$

Нетрудно показать, что при сгорании газа в замкнутом объеме, когда $G_u = G_b = 0$, формула (12) совпадает с приведенной в работе [3].

Система дифференциальных уравнений (10)–(12) описывает динамику сгорания газа в постоянном объеме при наличии истечения. Запись уравнений динамики в безразмерном виде удобна для получения критериев подобия, позволяющих переносить результаты лабораторных исследований на крупномасштабные объекты. Так, из полученных уравнений следует геометрический критерий, который показывает, что характер развития взрыва и максимальное давление при сгорании горючей смеси одного состава при одинаковых начальных условиях будут идентичны для сосудов различного объема, если отношение площади сбросного отверстия к площади поверхности сосуда постоянно. В связи с этим представляется необоснованным использование понятия коэффициента сброса [7, 8] (отношение площади сбросного отверстия к объему сосуда), так как он не является параметром подобия и зависит от объема сосуда.

Система (10)–(12) может быть использована для определения значений фактора турбулизации χ и коэффициента расхода μ для конкретных экспериментальных условий методом оптимизации. Такой подход позволяет исследовать влияние, например, уровня давления разгерметизации, значения геометрического критерия подобия, местоположения источника зажигания на изменении величин χ и μ . Это тем более важно, что параметры χ и μ входят тем или иным образом в расчетные формулы методик определения площадей сбросных отверстий. В ряде работ даются рекомендации для выбора значений χ [10] и μ [9–11]. Однако указанные рекомендации имеют ограниченное применение, так как используемые в этих работах модели не описывают с достаточной полнотой временных зависимостей процесса.

Применение системы (10)–(12) для определения χ и μ в ряде проведенных экспериментов продемонстрировано на рис. 2–4 сплошными линиями (штриховые — расчет). Система дифференциальных уравнений решалась численно. В качестве горючей среды использовалась стехиометрическая ацетон-воздушная смесь при начальных атмосферных условиях. Газообразные продукты истекали в атмосферу. Средние значения χ и μ , полученные с использованием предложений модели, приведены в таблице (на рис. 2, 3 номера точек, а на рис. 4 кривых соответствуют номеру опыта). Погрешность метода оптимизации при определении χ и μ для лабораторных условий не превышает $\sim 5\%$ и для полигонных $\sim 15\%$.

Серия лабораторных экспериментов проведена в сосуде объемом $21,5 \text{ дм}^3$ и формой, близкой к сферической, с отношением длины к диаметру $1:1$. Источник зажигания располагался в центре сосуда. Истечение происходило через патрубок диаметром 50 и длиной 60 мм. Патрубок был на 24 мм заглублен в сосуд.

На рис. 2, 1 приведены зависимости $p(t)$ для открытого сбросного отверстия, а на рис. 2, 2, 3 — для малых давлений разгерметизации. При определении χ и μ для этих опытов использовалось предположение о совместном истечении свежей смеси и продуктов сгорания, причем

Номер опыта	p_p , МПа	μ	χ	Номер опыта	p_p , МПа	μ	χ
1	0,100	0,67	—	7	0,290	0,95	1,4
2	0,120	0,67	1,0	8	0,300	0,96	1,4
3	0,123	0,67	1,0	9	0,115	0,92	1,75
4	0,220	0,87	1,5	10	0,175	0,92	1,6
5	0,240	0,92	1,5	11	0,290	0,96	1,2
6	0,265	0,92	1,45				

Примечание. В опытах 1–8 объем сосуда составлял $0,0215 \text{ м}^3$, в опытах 9–11 — 2 м^3 ; p_p — давление разгерметизации.

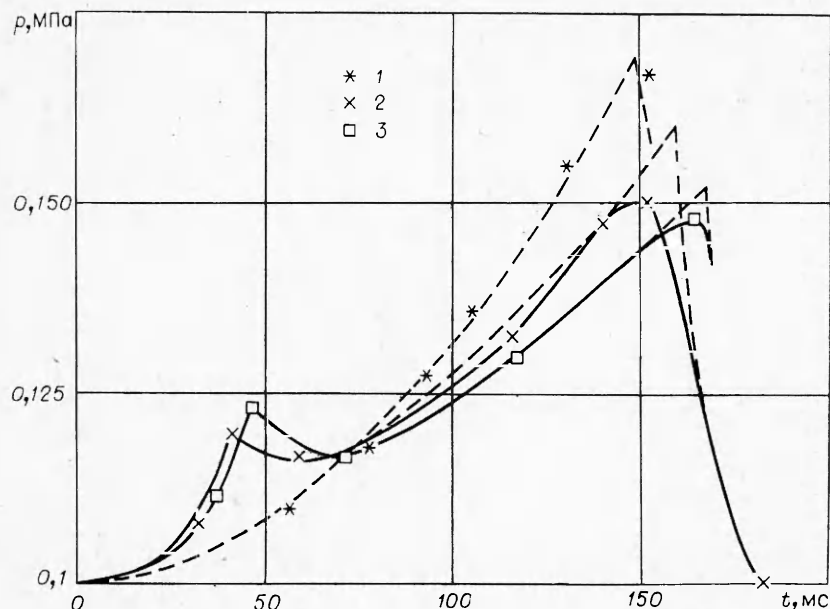


Рис. 2.

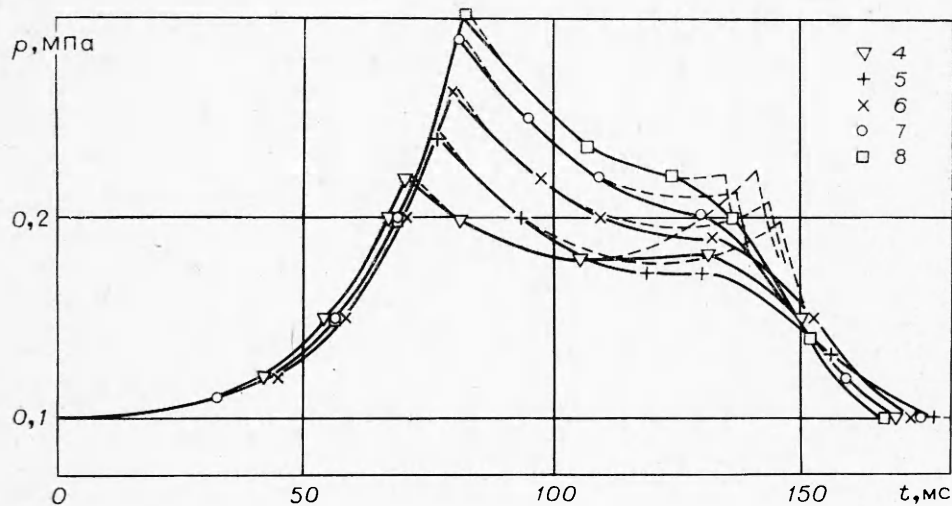


Рис. 3.

$A = r^2$. Результаты позволяют сделать вывод о незначительной деформации фронта пламени ($\chi = 1$) при малых давлениях разгерметизации. Поскольку в опыте 1 отсутствует период развития взрыва в замкнутом объеме, по которому определяется значение S_{ui} , в данном случае найдено $S_{ui}\chi = 0,32$. Истечение газов через сбросное отверстие докритическое. Значение коэффициента расхода $\mu = 0,67$.

При больших значениях давления разгерметизации (опыты 4—8) использовалось предположение об истечении продуктов сгорания ($A = 1$). Некоторое отличие теории от эксперимента непосредственно после момента разгерметизации (см. рис. 3) можно объяснить инерционностью мембраны, которая выполнялась из алюминиевой фольги толщиной 50 мкм. Несоответствие предположения о мгновенной разгерметизации с инерционностью мембраны можно устранить введением в рас-

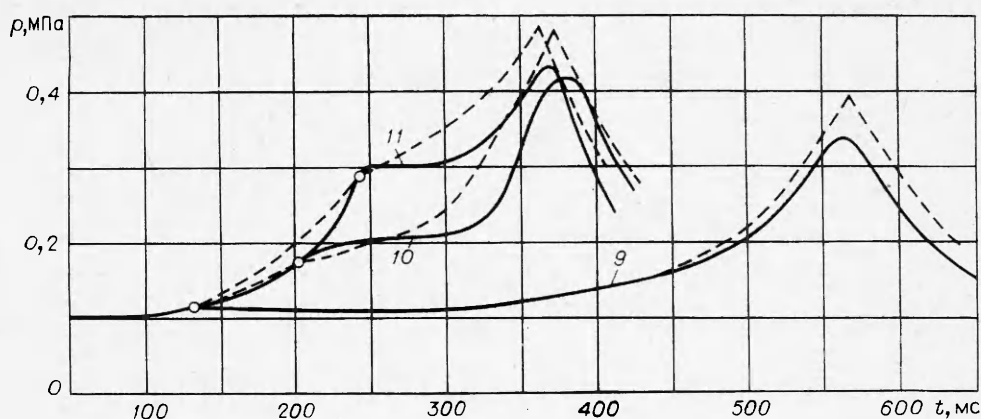


Рис. 4.

четные формулы зависимости коэффициента расхода от времени $\mu(t)$. Различие теории и эксперимента на конечной стадии развития взрыва обусловлено теплотерями из-за неоднородного касания пламенем стенок сосуда. После разгерметизации площадь поверхности пламени в данной серии опытов увеличивается приблизительно в 1,5 раза. При дальнейшем росте давления разгерметизации величина χ несколько уменьшается (см. таблицу). Это, по-видимому, связано с сокращением времени деформации пламени, обусловленной истечением, вследствие уменьшения интервала времени от момента разгерметизации до полного выгорания смеси. Значение μ увеличивается с ростом давления разгерметизации, что согласуется с результатами работы [12].

На рис. 4 приведены результаты исследований для полигонной емкости объемом 2 м³. Диаметр сбросного отверстия составлял 200 мм. Предполагалось истечение продуктов сгорания ($A = 1$). Отношение длины емкости к ее диаметру, равное 2,6 : 1, осложняет применение модели ввиду деформации фронта пламени до разгерметизации и из-за теплоотдачи в стенки емкости уже в начале развития взрыва даже при центральном зажигании (см. рис. 4, 10, 11). Влияние указанных факторов уменьшается при снижении давления разгерметизации и расположении источника зажигания вблизи сбросного отверстия (см. рис. 4, 9). Тенденция изменения χ и μ с ростом давления разгерметизации аналогична тенденции для лабораторных исследований. Несмотря на уменьшение площади фронта пламени из-за соприкосновения продуктов сгорания со стенками емкости, суммарная площадь во всех проведенных экспериментах превышает значение для сферического пламени. Данная серия полигонных исследований позволяет сделать вывод о применимости модели для описания динамики и в случае несферических емкостей с отношением линейных размеров до $\sim 3 : 1$.

Обобщая результаты лабораторных и полигонных исследований, можно сделать вывод о возможности использования модели совместного истечения ($A = r^2$) в случае центрального зажигания и малых давлений разгерметизации и модели истечения продуктов сгорания ($A = 1$) для больших давлений разгерметизации или расположения источника зажигания у сбросного отверстия. Понятно, что в каждом конкретном случае предположение о характере истечения должно корректироваться, исходя из формы сосуда, положения источника зажигания относительно сбросного отверстия, уровня давления разгерметизации и других факторов.

Поступила в редакцию
14/VII 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. В. С. Бабкин, Ю. Г. Кононенко. ФГВ, 1967, 3, 2.
2. В. С. Бабкин, В. И. Бабушок, В. А. Суюшев. ФГВ, 1977, 13, 3.
3. В. С. Бабкин, В. И. Бабушок, Л. Г. Михайлова. ФГВ, 1979, 15, 6.
4. И. М. Абдурагимов. ЖВХО им. Д. И. Менделеева, 1974, 19, 5.
5. D. Bradley, A. Mitcheson. Comb. and Flame, 1976, 26, 201.
6. В. И. Водяник. Взрывозащита технологического оборудования. Киев: Техника, 1979.
7. Г. Г. Орлов. ЖВХО им. Д. И. Менделеева, 1976, 21, 4.
8. Н. И. Коротких, А. Н. Баратов. — В сб.: Горючесть веществ и химические средства пожаротушения. Вып. 5, 1979.
9. H. J. Pasma et al. — In: Loss Prevention and Safety Promotion in the Process Industries. Elsevier, New York, 1974, p. 185.
10. C. Yao. Loss Prevention, 1974, 8, 1.
11. D. Bradley, A. Mitcheson. Comb. and Flame, 1978, 32, 221.
12. A. E. Catania. La Termotechnica, 1978, XXXII, 5.

КРИТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ

ПРИ ГОРЕНИИ СМЕСЕЙ ТИПА $A_{\text{тв}} + B_{\text{тв}} + C_{\text{г}}$

(на примере системы титан — углерод — водород)

Н. А. Мартirosян, С. К. Долуханян, А. Г. Мержанов
(Ереван)

В связи с преимуществами, которые имеет метод СВС [1—3], по сравнению с другими методами получения однофазных сложных тугоплавких соединений (состоящих из трех и более компонентов), представляет интерес изучение механизма горения многокомпонентных смесей. В работах [4—6] исследованы закономерности взаимодействия в системах $\text{Me}-\text{C}-\text{N}$, $\text{Me}-\text{C}-\text{B}$ и $\text{Me}-\text{Me}'-\text{Si}$, выявлены оптимальные условия синтеза целевых продуктов. Однако механизм горения таких многокомпонентных систем практически не изучен.

Большой интерес системы типа $A_{\text{тв}} + B_{\text{тв}} + C_{\text{г}}$, где $A_{\text{тв}}$ — порошкообразный металл, $B_{\text{тв}}$ — порошкообразный неметалл, а $C_{\text{г}}$ — газообразный неметалл. Поскольку закономерности горения бинарных систем $A_{\text{тв}} + B_{\text{тв}}$ и $A_{\text{тв}} + C_{\text{г}}$ существенно различны, то при горении трехкомпонентной системы следует ожидать большого разнообразия новых эффектов.

В настоящей работе исследовано горение нестехиометрических смесей порошков титана и углерода в среде водорода с целью выяснения общих закономерностей горения систем типа $A_{\text{тв}} + B_{\text{тв}} + C_{\text{г}}$ и определения условий синтеза однофазных карбогидридов титана. Составляющие бинарные системы титан — углерод и титан — водород довольно подробно изучены в работах [7, 8].

Эксперименты проводились в бомбе постоянного давления [9] по известной методике [1] в среде газообразного водорода. Использовались порошок титан марки ПТС-12, ламповая сажа и водород электролизной чистоты. Продукты горения исследовались с помощью химического и рентгенофазового анализов. Химический анализ проводился на содержание титана, общего и свободного углерода и водорода; рентгеновский анализ проводился на установке ДРОН-0,5. Скорости горения измерялись методом фоторегистрации [3], а температуры горения — термоэлектрически [10].

В опытах изменялись диаметр таблеток ($d = 7 \div 30$ мм), относительная плотность таблеток ($\Delta = 0,4 \div 0,8$), дисперсность порошка титана ($r = 50 \div 315$ мкм), давление водорода ($p_{\text{H}_2} = 1 \div 0$ атм) и содержа-