

ФОРМИРОВАНИЕ И ГОРЕНИЕ ВОДОРОДНО-ВОЗДУШНЫХ СМЕСЕЙ В ПРОЦЕССАХ ИСПАРЕНИЯ ЖИДКОГО ВОДОРОДА В АТМОСФЕРУ

В. И. Макеев, В. Ф. Плешаков, А. П. Чугуев
(Москва)

В настоящее время накоплен определенный опыт использования жидкого водорода в экспериментальных исследованиях, а также в различных отраслях техники. Водород рассматривается как наиболее перспективный компонент в энергетических системах будущего [1, 2]. Однако проблема обеспечения пожаро- и взрывобезопасности остается по-прежнему актуальной и, в частности, из-за отсутствия экспериментальных данных, указывающих на возможность детонации водородно-воздушных смесей в открытом пространстве.

Обзор ранних исследований условий возникновения детонации в неоднородных водородно-воздушных смесях дан в работе [3], где подчеркивается решающая роль турбулентности в развитии процесса детонации. Исследования возникновения детонации при разливах и испарении жидкого водорода, проведенные в [4, 5], не смогли дать однозначного ответа на поставленный вопрос. Из последних работ в этой области необходимо отметить изучение закономерностей формирования и всплытия облака смеси водорода с воздухом при мгновенных выбросах небольших количеств газообразного водорода [6], исследование тротилового эквивалента взрыва [7] и закономерностей горения при испарении [8] и струйном истечении водорода [7, 9], а также оценки коэффициентов турбулентной диффузии, скоростей подъема водородно-воздушной смеси и массы водорода, способной принять участие в детонации при мгновенном разливе и испарении жидкого водорода [10, 11]. Измерения концентраций и температур для случая длительного испарения водорода ранее не проводились.

Дальнейшее развитие исследований условий распространения пламени и возникновения детонации в неоднородных водородно-воздушных смесях, а также решение вопросов взрывобезопасности объектов, использующих жидкий водород, сдерживается отсутствием экспериментальных данных о параметрах турбулентного теплообмена в процессах испарения при аварийных разливах жидкого водорода. В настоящей работе представлены результаты теоретических и экспериментальных определений коэффициента турбулентного обмена, взрывоопасной массы водорода и размеров зон взрыво- и пожароопасных концентраций при стационарном испарении жидкого водорода с различных поверхностей.

Рассмотрим задачу о распределении концентраций водорода при осесимметричном стационарном режиме испарения жидкости. Дифференциальное уравнение, описывающее процесс смешения водорода с воздухом, записывается в виде

$$\rho u \frac{\partial Y}{\partial x} - \rho v \frac{\partial Y}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r D_r \frac{\partial Y}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(D_x \rho \frac{\partial Y}{\partial x} \right), \quad (1)$$

где $Y = \rho_{H_2}/\rho$ — массовая концентрация водорода в смеси; u, v — вертикальная (по оси x) и радиальная (по оси r) составляющие скорости движения смеси; D_r, D_x — коэффициенты турбулентной диффузии в направлении r и x ; ρ_{H_2} — парциальная плотность водорода в смеси; ρ — плотность смеси.

Для решения уравнения (1) необходимо знать u , v , ρ как функции координат x и r . Сделаем ряд непротиворечащих экспериментальным наблюдениям допущений. Представляется естественным принять, что поток массы вещества в вертикальном направлении за счет диффузии незначителен по сравнению с потоком массы, обусловленным его конвективным движением со скоростью u . Напротив, поток массы в радиальном направлении определяется, главным образом, турбулентной диффузией. Это означает, что вторыми членами в левой и правой частях уравнения (1) можно пренебречь. Далее можно принять, что плотность смеси водорода с воздухом, сильно зависящая от состава и температуры смеси, в силу специфики смесеобразования изменяется слабо.

Как будет показано ниже, экспериментальные значения плотности смеси вдоль оси x изменялись от 1,05 до 1,2 кг/м³. Кроме того, согласно [12, 13], конвективный подъем турбулентных вихрей в свободном пространстве происходит при постоянном числе Фруда и, следовательно, постоянной скорости движения. Таким образом, весьма сложная картина распределения концентраций и температур в первом приближении может быть выражена простым допущением о постоянстве средней плотности ρ и скорости подъема смеси u . Примем, что u пропорциональна скорости оттока паров водорода с поверхности испарения u_0 , т. е. $u = \beta u_0$ (β — коэффициент пропорциональности).

Таким образом, при принятых допущениях уравнение (1) запишется в виде

$$\beta u_0 \cdot \partial Y / \partial x = D(\partial^2 Y / \partial r^2 + 1/r \cdot \partial Y / \partial r). \quad (2)$$

Приведем это уравнение к безразмерному виду с помощью параметров $\bar{r} = 2r/d$, где d — диаметр области испарения, $\bar{x} = 4\epsilon x / u_0 d^2$, где $\epsilon = D/\beta$ — эффективный коэффициент турбулентной диффузии, зависящий от d и u_0 как от постоянных параметров, получим

$$\partial Y / \partial \bar{x} = \partial^2 Y / \partial \bar{r}^2 + 1/\bar{r} \cdot \partial Y / \partial \bar{r}. \quad (3)$$

При граничных и асимптотических условиях

$$Y(\bar{x}, \bar{r})|_{\bar{x}=0} = \begin{cases} 1 & \text{при } 0 \leq \bar{r} \leq 1, \\ 0 & \text{при } \bar{r} > 1, \end{cases}$$

$$\left. \frac{\partial Y}{\partial \bar{r}} \right|_{\bar{r}=0} = 0, \quad (4)$$

$$\lim_{\bar{x} \rightarrow \infty} Y(\bar{x}, \bar{r}) = 0, \quad \lim_{\bar{r} \rightarrow \infty} Y(\bar{x}, \bar{r}) = 0$$

решение уравнения (3) имеет вид

$$Y(\bar{x}, \bar{r}) = \frac{1}{2\bar{x}} \exp\left(-\frac{\bar{r}^2}{4\bar{x}}\right) \int_0^1 \exp\left(-\frac{\xi^2}{4\bar{x}}\right) I_0\left(\xi \frac{\bar{r}}{2\bar{x}}\right) \xi d\xi. \quad (5)$$

Для модифицированной функции Бесселя $I_0(z)$ имеются стандартные программы расчета на ЭВМ, и расчет $Y(\bar{x}, \bar{r})$ не представляет трудностей. Распределение массовых концентраций по оси x выражается формулой

$$Y(\bar{x}, 0) = 1 - \exp(-1/4\bar{x}). \quad (6)$$

На рис. 1 в соответствии с (5) представлено распределение массовых концентраций в зависимости от безразмерных параметров \bar{r} и \bar{x} .

Зная распределение концентраций, взрывоопасную массу водорода находим по методике [10]

$$M = M_{H_2} + M_B/\alpha,$$

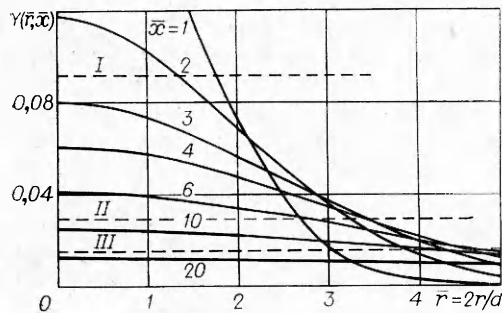


Рис. 1. Распределение массовых концентраций водорода. I, III — верхний и нижний пределы детонации; II — стехиометрическая концентрация.

где M — взрывоопасная масса водорода, кг; M_{H_2} — масса водорода, заключенная между нижним пределом детонации и стехиометрическим значением концентрации; M_B — масса воздуха, заключенная между верхним пределом детонации и стехиометрическим значением концентрации; κ — стехиометрический коэффициент.

Окончательное выражение получено в виде

$$M = \pi r \cdot u_0 d^4 / 8 \varepsilon \cdot (I_1 + I_2 / \kappa), \quad (7)$$

где

$$I_1 = \int_0^{\bar{x}_{CT}} d\bar{x} \int_{\bar{r}_{CT}}^{\bar{r}_n} Y \bar{r} d\bar{r} + \int_{\bar{x}_{CT}}^{\bar{x}_n} d\bar{x} \int_0^{\bar{r}_n} Y \bar{r} d\bar{r}, \quad (8)$$

$$I_2 = \int_0^{\bar{x}_B} d\bar{x} \int_{\bar{r}_B}^{\bar{r}_{CT}} (1 - Y) \bar{r} d\bar{r} + \int_{\bar{x}_B}^{\bar{x}_{CT}} d\bar{x} \int_0^{\bar{r}_n} (1 - Y) \bar{r} d\bar{r}. \quad (9)$$

Пределы интегрирования в (8) и (9) — безразмерные расстояния до поверхностей с нижним пределом \bar{x}_n , \bar{r}_n , стехиометрией \bar{x}_{CT} , \bar{r}_{CT} и верхним пределом детонации \bar{x}_B , \bar{r}_B . В результате расчетов взрывоопасной массы с помощью ЭВМ получено

$$M = 1,12 \rho u_0 d^4 / \varepsilon. \quad (10)$$

Коэффициент турбулентного обмена ε определен экспериментально. Из формулы (6) следует

$$\bar{x} = -1/4 \ln(1 - Y). \quad (11)$$

Свяжем безразмерный параметр \bar{x} с относительным расстоянием x/d зависимостью

$$x/d = \lambda \bar{x}, \quad (12)$$

где λ — коэффициент пропорциональности, физический смысл которого дан ниже. Тогда из уравнений (11) и (12) получим

$$x/d = -\lambda/4 \ln(1 - Y); \quad \varepsilon = u_0 d / 4\lambda. \quad (13)$$

Таким образом, если при определенных значениях скорости испарения u_0 и диаметра области разлива d в стационарном режиме испарения измерить по оси x массовые концентрации водорода и сопоставить их теоретическим значениям по (6), то можно определить значение параметра λ и затем коэффициента турбулентного обмена ε по (13).

Опыты с разливом до 30 л жидкого водорода проводились в бетонном боксе размером $4 \times 4 \times 6$ м. Верх бокса был открыт для моделирования условий испарения в неограниченную атмосферу, передняя стенка выполнена из прозрачного органического стекла. Жидкий водород, находящийся в двух цилиндрических сосудах Дьюара емкостью 15 л

Таблица 1

Номер опыта	Поверхность испарения	d , м	\dot{m} , кг/(м ² ·с)	$q \cdot 10^{-5}$, Дж/(м ² ·с)	$Re \cdot 10^{-4}$	α , град	λ
1	Нержавеющая сталь	0,5×0,05	0,0554	0,25	2,77	17,5	0,80
2		0,354×0,354	0,0965	0,437	3,42	15,8	0,70
3		0,5×0,5	0,0437	0,198	2,19	16,9	0,50
4		0,354×0,354	0,0335	0,151	1,19	16,2	0,25
5		0,5×0,5	0,0261	0,118	1,31	12,7	0,23
6		0,7×0,7	0,0137	0,06	0,96	35,7	0,23
7		0,7×0,7	0,0444	0,195	3,11	12,6	0,22
8		0,9×0,9	0,033	0,14	2,97	11,2	0,056
9		0,354×0,354	0,0218	0,0485	0,77	22,3	0,16
10		0,9×0,9	0,041	0,185	3,9	20,3	0,105
11		0,5×0,5	0,0084	0,038	0,42	—	0,105
12		0,9×0,9	0,0235	0,106	2,33	—	—
13		0,5×0,5	0,0075	0,034	0,375	24,2	0,08
14	Гравий	0,9×0,9	0,191	0,849	17,2	8,5	0,08
15		0,9×0,9	0,262	1,185	23,6	12,0	0,07
16		0,7×0,7	0,348	1,573	24,4	—	0,07
17	Грунт	5,3	0,066	0,298	35,0	—	0,034
18		7,5(круг)	0,060	0,270	45,0	—	0,029
19*		2,5	0,081	0,370	20,25	—	0,08
20	Алюминий	1,5×1,5	0,0417	0,188	6,25	13,9	0,078
21	Вода	1,5×1,5	0,0291	0,132	4,36	17,5	0,105

* По данным [13].

каждый, практически мгновенно разливался с помощью автоматического устройства. Изменение скорости испарения и режимов смесеобразования в широком диапазоне достигалось варьированием материала поверхности (сталь, алюминий, грунт, вода, гравий, теплоизолированные сосуды) и размеров областей разлива d (от 0,35 до 1,5 м).

Условия проведения опытов и параметры режимов испарения представлены в табл. 1 и 2, где d — размер области испарения, \dot{m} — массовый поток испарения, q — тепловой поток, α — угол раствора струи, λ — масштабный критерий смешения, G — количество жидкости, $L_{изм}$ — измеренная длина зоны воспламенения, $L_{изм}/d$ — относительная длина зоны вос-

Таблица 2

Номер опыта	G , кг	d , м	\dot{m} , кг/(м ² ·с)	$Re \cdot 10^{-4}$	$L_{изм}$, м	$L_{изм}/d$	$L_{расч}/d$
1	1,06	0,50	0,1193	5,97	3,85	7,7	8,36
2	1,06	0,35	0,1126	3,79	4,0	11,4	10,46
3	1,80	0,75	0,0458	3,44	5,5	7,33	11,03
4	2,12	1,00	0,0664	7,80	8,3	8,3	7,3
5	1,95	1,00	0,0974	9,5	6,0	6,0	6,62
6	2,12	1,50	0,0385	5,78	9,45	6,3	8,5
7	0,061	0,07	0,0145	0,11	0,25	3,5	2,1
8	0,035	0,06	0,007	0,04	0,25	4,2	0,76
9	0,060	0,07	0,32	2,24	1,53	21,8	42,56
10	—	2,0	0,115	23,0	14,12	7,06	4,25
11	—	2,0	0,11	22,0	6,7	3,35	4,35

Примечание. Опыты 1—6 — квадратная форма области пролива, опыты 7—11 — круглая.

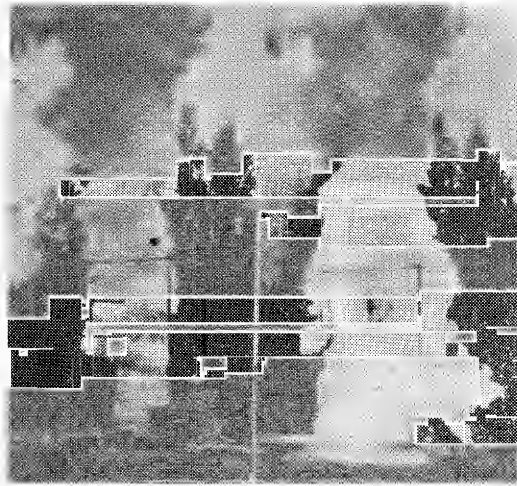


Рис. 2. Фотографии процессов испарения (слева) и воспламенения водорода при разливе на гравий (масштаб изображения 1 : 200).

1,65; 2,25; 2,8 и 3,5 м от зеркала испарения. В отдельных опытах в зависимости от положения зеркала испарения эти расстояния менялись.

Одновременно с отбором проб на уровнях 1,4; 2,25; 3,5 м (в местах отбора) производилась непрерывная запись температур шлейфным осциллографом с помощью термопар хромель — копель (диаметром 80 мкм). Методика измерений параметров (концентраций, температур, расходов и т. п.) и оценка погрешностей подробно изложены в [12].

После экспериментов с отбором газовых проб производилась повторная серия опытов на открытой площадке в тех же условиях пролива жидкого водорода и с поджиганием облака смеси индукционной искрой на высоте 0,5 м от поверхности испарения по оси симметрии с задержкой после пролива 1—2 с. В крупномасштабных опытах 17 и 18 (см. табл. 1) жидкий водород сливался более 15 мин на песчаный грунт из емкости с расходом 1,45 и 1,95 кг/с. В этих опытах смесь поджигалась электрической дугой через 700 с после начала слива одновременно в двух точках на высоте 1,5 м по оси симметрии и на высоте 2,5 м в точке, смещенной от оси симметрии на расстояние 2 м. Эксперименты проводились дистанционно, кино съемка процессов осуществлялась со скоростью 32 кадр/с.

Типичная картина испарения водорода показана на рис. 2. Струя водорода имеет белый цвет вследствие конденсации паров воды и частичной конденсации воздуха. Угол раствора струи в зависимости от режима течения составлял в различных опытах от 8,5 до 35°. Турбулентный характер процесса смешения и его стационарности в среднем в течение определенного времени подтверждается осциллограммами записи температур (рис. 3). Выказанное ранее предположение о постоянстве плотности смеси вдоль оси струи подтверждается экспериментально

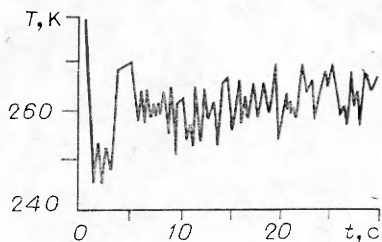


Рис. 3. Типичная осциллограмма пульсации температур газовой смеси при испарении.

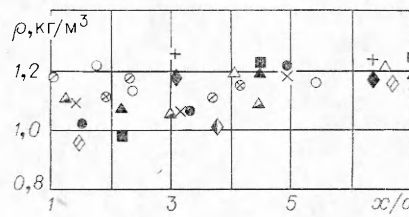


Рис. 4. Плотность водородно-воздушной смеси вдоль оси струи.

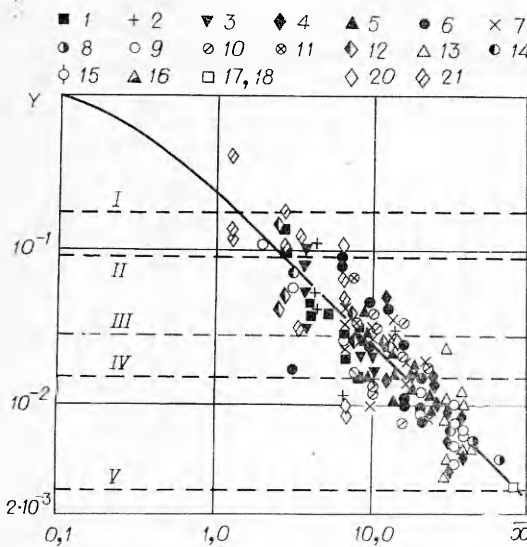


Рис. 5. Распределение массовых концентраций водорода по вертикальной оси симметрии в различных опытах (номер — опыт по табл. 1). Сплошная линия — теоретическая кривая $Y=1 - \exp(-1/4x)$; I, V — верхний и нижний пределы горения; II, IV — верхний и нижний пределы детонации; III — стехиометрическое соотношение.

рассчитываемых по формуле (6), и наблюдаемых средних \bar{Y} в точке отбора пробы с координатой x . После определения \bar{x} на графике фиксировались все экспериментальные мгновенные значения Y на стационарном участке процесса. Таким образом, на рис. 5 показан случайный разброс концентраций около средней кривой, определяемой формулой (6).

Необходимо подчеркнуть, что наблюдаемый разброс данных определяется турбулентным характером процесса смешения, т. е. заключен в самой природе изучаемого явления. В каждом опыте фактически находились отдельные реализации некоторых случайных функций распределения концентраций и температур. При измерении температур определялась непрерывная во времени реализация, при измерении концентраций — дискретная.

Анализ полученных данных показал, что между значениями средней энтальпии водородно-воздушной смеси h и массовой долей водорода в одних и тех же точках пространства существует связь вида

$$(h - h_0)/(h_1 - h_0) = Y^{0,5}, \quad (14)$$

где h_0 — энтальпия окружающего воздуха; $h_1 = 390$ кДж/кг. Энтальпию смеси приближенно можно принять равной $h = (12Y + 1)T$, где T — температура в смеси, К. Таким образом, формула (14) по измеренным температурам смеси дает возможность построить среднюю кривую распределения массовых концентраций водорода. Это обстоятельство позволяет экспериментаторам при проведении опытов либо ограничить число измерений концентрации, либо отказаться от них совсем.

Обработка данных по распределению концентраций по оси струи показала, что коэффициент пропорциональности $\lambda = u_0 d / 4\epsilon$ оказался для каждого опыта постоянным, не зависящим от относительного расстояния до точек отбора пробы x/d . Вместе с тем обнаружилась его сильная зависимость от режима смешения, определяемого числом Рейнольдса $Re = \rho d u_0 / \eta$ (η — динамическая вязкость). Ввиду этого коэффициент λ назван масштабным критерием смешения, физический смысл которого на

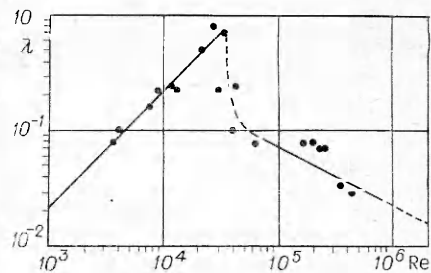


Рис. 6. Зависимость масштабного критерия смешения λ от числа Рейнольдса.

(рис. 4). На рис. 5 в логарифмической сетке координат представлены теоретическая зависимость, соответствующая решению (6), и мгновенные значения концентраций, полученные экспериментально для различных моментов времени на стационарном участке процесса и на разных уровнях по оси симметрии. Значения \bar{x} определялись из условия равенства теоретических концентраций, рас-

основании общих принципов теории подобия может быть выражен как отношение интенсивностей конвективного (в направлении x) и турбулентного (в направлении r) переноса массы.

Зависимость λ от числа Re показана на рис. 6. При определении числа Re принимается плотность паров водорода $\rho_0 = 1,35 \text{ кг/м}^3$ и динамическая вязкость $\eta = 10^{-6} \text{ кг/(м} \cdot \text{с)}$ при температуре $20,4 \text{ К}$. Видно, что характер зависимости λ от Re резко отличается при $Re < 3 \cdot 10^4$ и $Re > 5 \cdot 10^4$. В диапазоне $Re = 3 \cdot 10^4 \div 5 \cdot 10^4$ существует переходная область. Зависимость λ от Re , соответствующая сплошной части на рис. 6, имеет вид

$$\lambda = \begin{cases} 2,2 \cdot 10^{-5} Re & \text{для } Re < 3 \cdot 10^4, \\ 23,7 \cdot Re^{-0,5} & \text{для } Re > 5 \cdot 10^4. \end{cases} \quad (15)$$

С учетом экспериментально полученных выражений для λ по формуле (13) находим минимальное значение для эффективного коэффициента турбулентной диффузии, полагая $u = u_0$ (или $\beta = 1$)

$$\varepsilon_{\min} = \begin{cases} 1,136 \cdot 10^4 \eta / \rho_0 & \text{при } Re < 3 \cdot 10^4, \\ 1,055 \cdot 10^{-2} Re^{0,5} u_0 d & \text{при } Re > 5 \cdot 10^4. \end{cases} \quad (16)$$

Таким образом, по имеющейся экспериментальной зависимости эффективного коэффициента турбулентного обмена от режима смешения при испарении в стационарном режиме можно получить простые и удобные для практического использования выражения для взрывоопасной массы водорода, а также для расстояний до уровня с заданным значением концентраций водорода в смеси. Для области $Re > 5 \cdot 10^4$, где возможность детонации наиболее выражена, получено

$$M = 106 \rho d^3 / Re^{0,5}. \quad (17)$$

Относительные расстояния L/d до заданного уровня массовой концентрации водорода Y вычисляются по формулам

$$L/d = -5,5 \cdot 10^{-6} Re / \ln(1 - Y) \quad \text{для } Re < 3 \cdot 10^4, \quad (18)$$

$$L/d = -5,9 / Re^{0,5} \ln(1 - Y) \quad \text{для } Re > 5 \cdot 10^4. \quad (19)$$

Формулы (18) и (19) проверены экспериментально с помощью измерения высоты видимой зоны при воспламенении облака водородно-воздушной смеси, которая соответствует границе с нижним концентрационным пределом водорода в воздухе 4% ($Y = 0,0029$). В табл. 2 представлены измеренные и рассчитанные по формулам (18) и (19) значения L/d , имеющие удовлетворительное согласие.

Формула (17) апробирована опытами 17 и 18 (см. табл. 1), подробное описание которых дано в работе [12]. Полученные экспериментальные оценки тротилового эквивалента взрыва, равные 110 кг ТНТ в опыте 17 и 270 кг ТНТ в опыте 18, по порядку величины совпадают с вычисленным по формуле (17). При расчетах тротилового эквивалента взрыва 1 кг водорода принимался равным 10,6 кг ТНТ [7].

Таким образом, проведенные аналитические и экспериментальные исследования по взрыво- и пожароопасности проливов жидкого водорода в открытом пространстве позволяют в зависимости от режимов испарения производить оценки расстояний до любого заданного уровня концентрации водорода в водородно-воздушном облаке и массы водорода, способной к детонации. При этом тротилового эквиваленты взрыва смеси оказываются на порядки величин меньше, чем это полагается на ранних этапах исследований.

Поступила в редакцию
29/VIII 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Струминский. Топливо будущего — водород. «Правда», 1974, 3 августа.
2. G. D. Brewer. Astr. and Aeron., 1974, 12, 5, 40; L. O. Williams. Cry., 1974, 13, 12, 693.
3. Л. Н. Хитрий.— В кн.: Физика горения и взрыва. М.: МГУ, 1957.
4. L. N. Cassutt et al. Adv. Cry. Eng., 1960, 5, 55.
5. M. G. Zabetakis et al. Adv. Cry. Eng., 1961, 6, 185.
6. Б. А. Горев и др. Изв. АН СССР, МЖГ, 1970, 5, 148.
7. Н. В. Филин и др. Информационный листок ЦИНТИхимнефтемаш, сер. ХМ-6, 1971, 5 (8), 1.
8. Ю. А. Кондрашков, О. В. Кривенко.— В сб.: Процессы горения и проблемы тушения пожаров. Ч. 1. М.: ВНИИПО, 1973.
9. В. К. Баев и др. ФГВ, 1974, 10, 4, 485.
10. В. И. Макеев, В. Ф. Плешаков.— В сб.: Пожарная профилактика, № 13, М.: ВНИИПО, 1977.
11. В. И. Макеев и др.— В сб.: Проблемы горения и тушения пожаров. М.: ВНИИПО, 1975.
12. В. И. Макеев, В. Ф. Плешаков и др.— В сб.: Пожарная наука и техника. М.: 1977.
13. Жидкий водород. Сб. перев./Под ред. М. П. Малкова. М.: Мир, 1964.
14. В. П. Кривулин и др. ФГВ, 1978, 14, 6, 11.

ЗАВИСИМОСТЬ СКОРОСТИ ГОРЕНИЯ ОТ ДАВЛЕНИЯ ДЛЯ ПОРОХА С РАЗНЫМ ДИСПЕРСНЫМ СОСТАВОМ

О. Б. Ковалев, А. П. Петров, А. В. Фольц, В. М. Фомин
(Новосибирск)

Скорость горения конденсированных смесей в общем случае зависит от давления, состава и дисперсности компонентов, начальной температуры заряда и других параметров. Сложность процессов, сопровождающих горение, не всегда позволяет в конечной форме учесть влияние того или иного параметра. Часто используются простейшие эмпирические соотношения, выражающие зависимость стационарной скорости горения от давления,

$$u = u_0 p^n, \quad u = ap + b, \quad u = ap/(1 + bp^{2/3}).$$

В каждое из этих соотношений входят два параметра, значения которых выбираются таким образом, чтобы обеспечить наилучшую аппроксимацию опытных зависимостей скорости горения от давления в рассматриваемом диапазоне [1—3]. При этом получение опытной зависимости $u(p)$ требует многократного повторения эксперимента в бомбе постоянного давления, так как измеряются, как правило, две физические величины, характеризующие процесс горения,— давление $p(t)$ и значение самой скорости горения $u(t)$ или производной $dp/dt \cdot (t)$.

В данной работе исследовано горение конденсированной системы, состоящей из черного дымного пороха с разным дисперсным составом. На основе численного решения обратной задачи об истечении газов из полузамкнутого объема и результатов экспериментального измерения давления $p(t)$ определена скорость горения такой системы.

Горение пороха, помещенного в полузамкнутый объем, математически описывается системой обыкновенных дифференциальных уравнений, полученных из обычных уравнений газовой динамики путем осреднения всех физических параметров по свободному объему камеры

$$d\rho/dt = 1/\omega \cdot [uS(\rho_r - \rho) - G], \quad (1)$$