

МАСШТАБНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГАЗОВЫХ ВЗРЫВОВ В ЗАКРЫТЫХ СОСУДАХ

УДК 536.46

Н. А. Какуткина, А. А. Коржавин, В. С. Бабкин,
В. В. Замашиков, А. А. Плеслов

Институт химической кинетики и горения СО РАН, 630090 Новосибирск

Проведены исследования влияния геометрических размеров на горение газовых смесей в закрытых сосудах с препятствиями. Показана возможность отдельного учета эффектов ускорения горения за счет взаимодействия пламени с препятствиями и за счет автотурбулизации пламени. Обнаружено, что степень ускорения горения за счет автотурбулизации является универсальной функцией объема сосуда и физико-химических характеристик газовой смеси и контролируется числами Фруда и Льюиса. Показана возможность масштабного моделирования взаимодействия пламени с препятствиями.

Проблема прогнозирования динамики аварийного газового взрыва внутри производственного помещения или технологического оборудования имеет ряд специфических особенностей. Во-первых, это многообразие конкретных условий. Форма и размеры помещения, конфигурация внутреннего оборудования и его размещение, как правило, сложны и нестандартны. Состав горючей среды, ее реакционная способность, термодинамическое и гидродинамическое состояния могут изменяться в широких пределах. Нередки случаи участия во взрыве многофазных сред, сред в дисперсном состоянии. Далее, в процессе взрыва возможна реализация одного или нескольких последовательных явлений горения — ламинарного и турбулентного распространений пламени, самовоспламенения, детонации и т. д. Сжимаемость газов создает благоприятные условия для перехода одного режима горения в другой, для генерации барических волн, концентрации химической энергии в локальных объемах и, как следствие, для развития аномально высоких давлений.

Эти особенности обуславливают поиск различных путей моделирования внутренних неконтролируемых взрывов и, в частности, масштабного моделирования. Следует назвать три основных подхода: математическое, физическое и полуэмпирическое моделирования. Математическое моделирование предполагает решение нестационарных уравнений Навье — Стокса и введение ряда упрощающих предположений, в том числе относительно структуры течения и метода учета химических реакций. Подход весьма перспективен, но его адекватность не всегда очевидна [1, 2]. Физическое моделирование предполагает проведение натурального эксперимента и дает наиболее реалистичную информацию. Однако, оно требует больших затрат и проводится только в наиболее ответственных случаях (авиация, атомная энергетика и т. д.) [3]. Полуэмпирический подход базируется на теоретических и экспериментальных сведениях о внутреннем газовом взрыве. Основное его преимущество — сочетание теории и эксперимента, обеспечивающее последовательное развитие подхода, его эффективность. Иллюстрацией такого подхода может служить моделирование вентилируемых взрывов [4], нашедшее широкое распространение в практике [5].

В настоящей работе предпринята попытка полуэмпирического моделирования газового взрыва в закрытых сосудах с препятствиями в наиболее простой постановке: сферические сосуды; препятствия, вызывающие относительно слабое возмущение процесса; смеси относительно низкой реакционной способности.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВАНИЯ МАСШТАБНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Теория внутреннего взрыва гомогенной смеси достаточно хорошо развита для пламен с простыми законами изменения поверхности [6]. Реальный взрыв в сосуде с препятствиями сопровождается генерацией турбулентности, струйных и вихревых течений при взаимодействии движущихся газов с препятствиями, а также под действием сил тяжести. Чем интенсивнее турбулентность или чем более развита поверхность пламени, тем выше интегральная скорость тепловыделения. К ускоренному сгоранию смеси могут приводить также гидродинамическая и диффузионно-тепловая неустойчивости пламени. В этой связи учет турбулентности (степени деформации пламени) приобретает первостепенное значение.

Задача о распространении турбулентных и деформированных пламен рассмотрена в [7], где показано, что основные динамические характеристики процесса могут быть определены на основе уравнений для ламинарных симметричных пламен. Для этого необходимы сведения о нормальной турбулентной скорости $S_{u,t}$ или площади поверхности деформированных пламен. Эти параметры могут быть взяты из литературы или определены экспериментально в специальных опытах. При обосновании этого вывода в [7] использован принцип Гуи — Михельсона $S_{u,t}F = S_u F_t$, где $S_{u,t}$ — нормальная турбулентная скорость, определяемая на контрольной поверхности F ; F_t — площадь поверхности турбулентного пламени; S_u — нормальная скорость ламинарного пламени.

Отношение $\chi = S_{u,t}/S_u = F_t/F$ имеет смысл относительной турбулентной скорости сгорания или степени деформации поверхности пламени. Эта величина, впервые появившаяся, по-видимому, в работе [8] как корректирующий параметр в задаче о разгерметизации сосудов, в настоящее время часто используется в литературе [9, 10].

Идентичность уравнений динамики ламинарных и турбулентных пламен, являющаяся следствием независимости термодинамических и кинетических уравнений, позволила построить комплексы подобия для физического моделирования ламинарных и турбулентных пламен [11]. В частности, показано, что характеристики реального и модельного взрывов при одинаковых значениях π , π_e , γ_u и γ_b связаны соотношением

$$\left(\frac{d\pi}{dt}\right)_r = \frac{(S_{u,t})_r}{(S_u)_m} \frac{R_m}{R_r} \left(\frac{d\pi}{dt}\right)_m, \quad (1)$$

где $\pi = P/P_i$, $\pi_e = P_e/P_i$ (P , P_i , P_e — текущее, начальное и конечное давления взрыва); R — радиус сосуда; γ_u и γ_b — показатели адиабаты для свежей смеси и продуктов горения; индекс r относится к реальному взрыву, индекс m — к модельному.

В задаче масштабного моделирования уравнение (1) можно переписать так:

$$\pi'_r = \pi'_m \chi, \quad (2)$$

где $\pi' = d\pi/d\tau$, $\tau = tS_u/R$. Величина χ характеризует степень увеличения скорости горения в реальном сосуде с препятствиями по отношению к скорости ламинарного горения в модельном пустом сосуде.

Таблица 1

Характеристики препятствий

Тип препятствия	$D/2R$	$h/2R$	$d/2R$	χ_2	
				Центральное зажигание	Смещенное зажигание
А	0,67	0,056	0	1,51	1,32
В	0,34	0,34	0	1,06	—
С	0,34	0,34	0,03	1,08	0,95

Разделив обе части (2) на π'_{re} , получим:

$$\chi = \frac{\pi'_r}{\pi'_{re}} \frac{\pi'_{re}}{\pi'_m} = \frac{\pi'_{ro}}{\pi'_{re}} \frac{\pi'_{re}}{\pi'_{me}} = \chi_2 \chi_1. \quad (3)$$

Здесь индекс o обозначает сосуд с препятствием, а e — пустой; параметр $\chi_2 = \pi'_{ro}/\pi'_{re}$ характеризует действие препятствий, а $\chi_1 = \pi'_{re}/\pi'_{me}$ учитывает роль факторов, ускоряющих горение в отсутствие препятствий. Соотношение (3) позволяет отдельно учесть ускорение процесса горения за счет неустойчивости пламени в пустых сосудах и в результате деформации пламени в сосудах с препятствиями. О масштабном моделировании процессов сгорания газа в закрытых сосудах с препятствиями должна свидетельствовать независимость фактора турбулизации χ от масштаба процесса, т. е. от размера сосуда при полном геометрическом подобии формы сосудов и препятствий.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Эксперименты проводили с гомогенными пропановоздушными смесями с содержанием пропана 3, 4 и 6 % в четырех сферических сосудах объемом $3,2 \cdot 10^{-3}$; 0,01; 0,1 и 1,14 м³ при начальных давлениях 0,1; 0,3; 0,8 МПа и комнатной температуре.

В качестве препятствий использовали плоские металлические сплошные и перфорированные диски. Диски устанавливали на металлических стержнях, размещая их в сосудах симметрично относительно вертикальной оси. Длину стержней можно было варьировать. Геометрические размеры препятствий для разных сосудов изменяли пропорционально диаметру сосуда. Вид и характеристики использованных препятствий приведены на рис. 1 и в табл. 1. Зажигание смеси производилось либо в центре сосуда, либо в точке, смещенной в направлении препятствий на расстояние $R/2$ (R — радиус сосуда). Динамическое давление измерялось индуктивными и тензометрическими датчиками давления и регистрировалось либо шлейфовым осциллографом, либо измерительно-вычислительным комплексом на базе микро-ЭВМ ДВК-3. Комплекс производил обработку поступающих сигналов (сглаживание кривых давление — время, их дифференцирование) и выдачу результатов на дисплей и цифрпечать.

ВЗРЫВЫ В СОСУДАХ БЕЗ ПРЕПЯТСТВИЙ

В экспериментах определялись две величины: $\chi_1 = \pi'_{re}/\pi'_{me}$ и $\chi_2 = \pi'_{ro}/\pi'_{re}$.

Для χ_1 производная π'_{re} определялась для пустых сосудов разных объемов. Величина

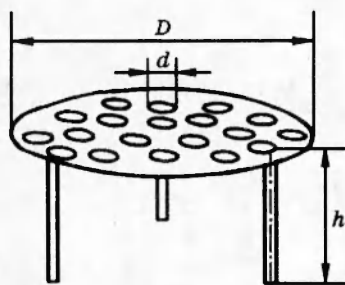


Рис. 1

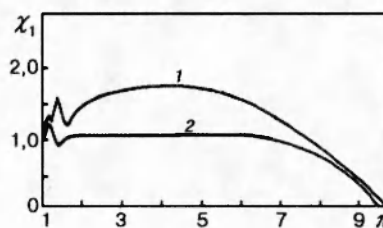


Рис. 2

Рис. 1. Схема используемых препятствий (размеры приведены в табл. 1)

Рис. 2. Типичные зависимости $\chi_1(\pi)$:

1 — 6 % пропана, $P_i = 0,3$ МПа, $V = 3,2 \cdot 10^{-3}$ м³, 2 — 4 % пропана, $P_i = 0,3$ МПа, $V = 0,01$ м³

π'_{me} рассчитывалась в предположении распространения сферически симметричного невозмущенного пламени [11]:

$$\frac{d\pi}{d\tau} = 3S_u \pi^{4/3} \gamma_u \left(\pi^{1/\gamma_u} - c \right)^{2/3} \left(\frac{\pi_e - \pi}{c} \right) / \left[r \left(\pi^{1/\gamma_u} - \frac{\gamma_u - \gamma_b}{\gamma_u} c \right) \right], \quad (4)$$

$$c = (\pi_e - \pi) / \left(\pi_e - \frac{\gamma_b - 1}{\gamma_u - 1} - \frac{\gamma_u - \gamma_b}{\gamma_u - 1} n^{(\gamma_u - 1)/\gamma_u} \right), \quad S_u/S_{u1} = \pi^\varepsilon,$$

где $\varepsilon = (\gamma_u - 1)m/\gamma_u + n$; n и m — барический и температурный показатели в степенной зависимости S_u от P и T соответственно. В работе приняты следующие значения параметров: $\gamma_u = 1,32$, $\gamma_b = 1,2$, $m = 2$. Остальные параметры указаны в табл. 2 (см. также [12]). Значения π_e взяты из экспериментов в пустых сосудах объемом $3,2 \cdot 10^{-3}$ м³.

На рис. 2 приведены характерные кривые $\chi_1(\pi)$ для двух опытов. На этих кривых можно выделить три стадии. На первой ($\pi < 2$) наблюдаются нерегулярные колебания χ_1 , которые связаны, по-видимому, с недостаточным разрешением регистрирующей аппаратуры. На второй стадии ($2 < \pi < \pi^*$) χ_1 или постоянно, или растет. На третьей стадии ($\pi > \pi^* = 4 \div 9$) χ_1 монотонно падает в результате, вероятно, сокращения поверхности пламени при касании стенок сосуда. Величина π^* уменьшается с уменьшением S_u и увеличением размера сосуда, т. е. с увеличением времени горения в сосуде. Эти закономерности позволяют предположить существенную роль свободной конвекции в процессе горения, приводящей к подъему очага пламени и, как следствие, к более раннему касанию стенок. По кривым $\chi_1(\pi)$ определялись максимальные значения χ_1 , достигаемые в процессе горения, и в дальнейшем под χ_1 будет подразумеваться именно максимальное значение. Случайная ошибка определения χ , оцененная многократным воспроизведением опытов, не превышала 11 %.

Хотя фактор ускорения χ_1 в исследованных диапазонах параметров невелик ($1,0 \div 1,7$), тем не менее тенденции его изменения очевидны: к увеличению χ_1 приводит увеличение объема сосуда, начального давления и уменьшение нормальной скорости горения (рис. 3, 4). Одной из возможных причин увеличения χ_1 является свободная конвекция, которая приводит не только к подъему, но и к деформации очага. Эффект контролируется числом

Таблица 2

Значения параметров S_u , n , π_e , использованные в расчетах

Пропан, %	S_u , м/с	n	π_e	Пропан, %	S_u , м/с	n	π_e	Пропан, %	S_u , м/с	n	π_e
$p_1 = 0,1$ МПа				$p_1 = 0,3$ МПа				$p_1 = 0,8$ МПа			
3	0,222	-0,25	7,85	3	0,169	-0,25	8,1	3	0,132	-0,25	8,4
4	0,4	-0,18	9,1	4	0,328	-0,18	9,5	4	0,275	-0,18	9,7
6	0,151	-0,38	8,9	6	0,099	-0,38	9,3				

Фруда $Fr = S^2/2gr$, где S — пространственная скорость пламени, g — ускорение свободного падения, r — радиус пламени. Для проверки гипотезы о влиянии свободной конвекции на χ_1 предпринята попытка установить корреляцию между χ_1 и Fr . Значения S и r , а значит, и число Fr меняются по мере распространения пламени в закрытом сосуде. Минимальное значение Fr и, следовательно, наибольшее проявление конвективной неустойчивости должны наблюдаться в конце процесса горения при $r = R$. Однако за счет конвективного подъема очага горения и раннего касания стенок сосуда конвективная деформация пламени завершается раньше, чем достигается минимальное значение Fr . Поэтому для корреляции выбрано число Fr , определенное по радиусу пламени $r = R/2$. Значения S при $r = R/2$ рассчитывались по уравнениям динамики взрыва газа в закрытом сосуде [6, 7]. Для расчетов использованы параметры, приведенные в табл. 2. Учитывая точность измерения значений нормальной скорости, не превышающую 4 % в интересующем нас диапазоне [12], ошибку определения Fr можно оценить величиной 9,5 %. Рис. 5 показывает наличие корреляции между χ_1 и Fr , что указывает на свободно-конвективную природу увеличения χ_1 . Согласно [13] существенная деформация поверхности пламени происходит при $Fr < 0,11$. Действительно, из рис. 5 видно, что существенное увеличение χ_1 происходит при приближении к этому критическому значению Fr . Свободно-конвективную природу увеличения χ_1 подтверждают также рис. 3 и 4, которые демонстрируют увеличение χ_1 при увеличении V и уменьшении S_u .

Среди других причин увеличения χ_1 можно назвать эффекты селективной диффузии, контролируемые числами Льюиса, в том числе диффузионно-тепловую неустойчивость ламинарного пламени. В соответствии с концепцией селективной диффузии [14, 15] богатые пропановоздушные смеси, способные к образованию ячеистых пламен, должны сгорать более интенсивно, чем бедные. Действительно, такая тенденция отражена на рис. 5: в 4- и 6 %-ной смесях χ_1 выше, чем в 3%-ной при одинаковых значениях Fr .

На рис. 5 также приведено значение χ_1 , вычисленное для стехиометрической метановоздушной смеси, сгорающей в сферическом сосуде объемом 25,4 м³ [16]. Пламена этой смеси при начальном атмосферном давлении не образуют ячеек, и значение χ_1 хорошо укладывается на кривую $\chi_1(Fr)$ для 3%-ной пропановоздушной смеси. То обстоятельство, что значения χ_1 для разных горючих смесей группируются вокруг двух кривых $\chi_1(Fr)$ в зависимости от того, способна ли данная смесь к образованию ячеек, указывает на универсальность законов увеличения поверхности турбулентного пламени в закрытом сосуде.

Возбуждение вибрационных режимов горения также может сопровождаться более быстрым сгоранием смеси. Природа этого явления пока недостаточно ясна. Однако известно, что в пропановоздушных смесях вибрационные режимы возбуждаются более легко в обогащенных смесях и при повышенных давлениях [12]. В процессе наблюдается скачкообраз-

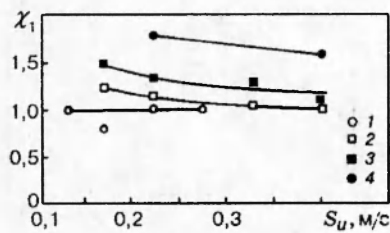


Рис. 3

Рис. 3. Зависимость $\chi_1(S_u)$:
 $V, \text{ м}^3$; 1 — 0,0032; 2 — 0,01; 3 — 0,1; 4 — 1,14

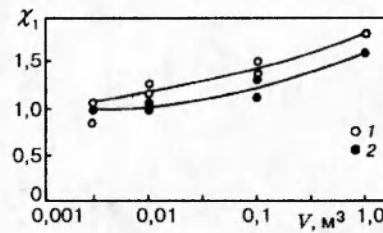


Рис. 4

Рис. 4. Зависимость $\chi_1(V)$:
 1 — 4 % пропана, 2 — 3 % пропана

ный рост скорости сгорания и звучание сосуда. В настоящей работе «звучание» сосуда возникало только при горении в сосуде объемом 1 м^3 , однако скачкообразного изменения χ_1 не наблюдалось.

ВЗРЫВЫ В СОСУДАХ С ПРЕПЯТСТВИЯМИ

При определении χ_2 обе производные π'_{ro} и π'_{re} определялись для сосудов одинакового объема, один из которых был пустым, другой — с препятствиями. Характерные кривые $\chi_2(\pi)$ приведены на рис. 6. Здесь максимум χ_2 по сравнению с пустыми сосудами выражен более ярко и обусловлен взаимодействием пламени с препятствиями. После прохождения препятствия, как правило, χ_2 снижается, эффект взаимодействия исчезает. Такой же эффект потери «памяти» о препятствии отмечался в [17].

Характерная особенность этой серии опытов — независимость фактора турбулизации от физико-химических параметров системы и объема сосуда. Величина χ_2 зависит только от типа препятствия. На рис. 7, 8 приведены данные, подтверждающие этот вывод.

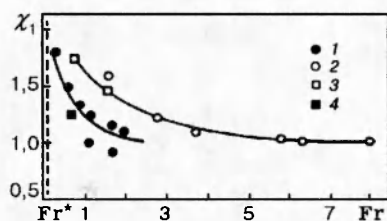


Рис. 5

Рис. 5. Зависимость $\chi_1(\text{Fr})$:
 $[\text{C}_3\text{H}_8], \%$; 1 — 3, 2 — 4, 3 — 6; 4 — 9,5 % CH_4 + воздух [16], штриховая линия соответствует критическому значению Fr

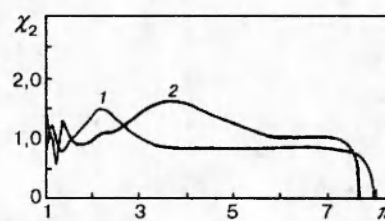


Рис. 6

Рис. 6. Типичные зависимости $\chi_2(\pi)$:
 1 — $[\text{C}_3\text{H}_8]=6 \%$, $P_i = 0,3 \text{ МПа}$, $V = 3,2 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3$, смещенное зажигание; 2 — $[\text{C}_3\text{H}_8] = 3 \%$, $P_i = 0,1 \text{ МПа}$, $V = 0,1 \text{ м}^3$, центральное зажигание

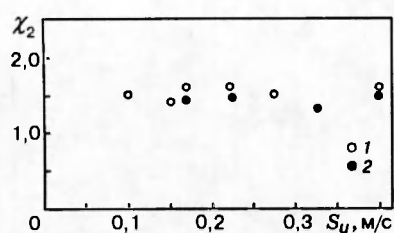


Рис. 7

Рис. 7. Зависимость $\chi_2(S_u)$:

$V = 3,2 \cdot 10^{-3}$ (1) и $0,1 \text{ м}^3$ (2), центральное зажигание

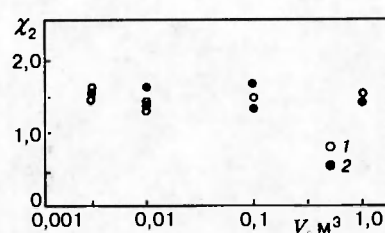


Рис. 8

Рис. 8. Зависимость $\chi_2(V)$ при $[C_3H_8]=3$ (1) и 4 % (2)

Из использовавшихся конфигураций препятствий наибольшее значение χ_2 получено при конфигурации А. Конфигурации В и С дают более низкие значения χ_2 так же, как и смещение точки зажигания (см. табл. 1).

Полученный результат формально можно записать в виде

$$\frac{\pi'_{ro}}{\pi'_{re}} = \frac{\pi'_{rlo}}{\pi'_{me}} = \text{const},$$

и, следовательно, для полного фактора турбулизации

$$\chi = \frac{\pi'_{re}}{\pi'_{me}} \frac{\pi'_{mo}}{\pi'_{me}} = \chi_1 \chi_{2m}.$$

В этом соотношении χ_1 рассматривается как универсальная функция физико-химических свойств горючей смеси и объема закрытого сосуда, величина χ_{2m} — как функция только конфигурации препятствия и определяется она в модельном эксперименте.

В настоящей работе закономерности для χ_1 и χ_2 получены в относительно узких диапазонах определяющих параметров. Если эти закономерности подтвердятся в широких диапазонах и будет установлен в будущем общий вид функции χ_1 , то откроется интересная возможность моделирования крупномасштабных внутренних взрывов с препятствиями на маломасштабных экспериментальных моделях.

ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Попытки масштабного полуэмпирического моделирования предпринимались давно. Для этих целей, например, использовался «кубический закон» [18]

$$V^{1/3} \left(\frac{dp}{dt} \right)_{\max} = K_g, \quad (5)$$

где K_g — постоянная величина для данной горючей смеси и параметров состояния, V — объем сосуда. Определив K_g для стандартного сосуда, можно затем вычислить максимальную скорость нарастания давления для сосуда любого объема и использовать ее, например, в практических задачах аварийной разгерметизации закрытого технологического оборудования [18].

Для газовых систем формула (5) в настоящее время, по-видимому, не актуальна. Интересующие динамические характеристики могут быть найдены из уравнения (4), записанного для турбулизированной смеси в форме (5):

$$\left[\frac{R}{\chi S_u p_i} \left(\frac{dp}{dt} \right) \right] = f(\pi, \pi_e, \gamma_u, \gamma_b). \quad (6)$$

Сравнение (5) и (6) показывает, что формула (6) более информативна, поскольку в отличие от (5) учитывает реакционную способность смеси, степень турбулизации смеси, начальное давление и пригодна для любых уровней давления π .

Для турбулизированных смесей надо знать коэффициент χ . В случае «вынужденной» изотропной турбулентности можно воспользоваться одной из многочисленных формул для турбулентной скорости распространения пламени. В случае турбулентности, генерированной пламенем, нужны другие подходы учета турбулентности. Имеются попытки учета эффектов автотурбулизации числом Рейнольдса [9], а эффектов турбулизации препятствиями — «блокадным отношением» [19] или коэффициентом сопротивления [20].

В настоящей работе не рассматриваются такие важные в определенных условиях факторы, как теплообмен, сжимаемость газа, гашение пламени на стенке или в объеме и др. Можно ожидать, что межфазный теплообмен будет играть существенную роль в малых сосудах, в несферических сосудах с большим отношением продольных и поперечных размеров и в сосудах с большой загроможденностью, например в сосудах с пористой средой. В медленно горящих смесях и больших сосудах важна, как отмечалось, свободная конвекция, в быстро горящих смесях — сжимаемость газа. Исследование роли этих факторов — предмет дальнейшего исследования в рамках предлагаемого здесь подхода к масштабному моделированию внутренних газовых взрывов.

ВЫВОДЫ

Проведены исследования влияния масштаба на горение газовых смесей в закрытых сосудах с препятствиями при пропорциональном изменении размеров сосуда и препятствия.

Предложена процедура раздельного учета эффектов ускорения горения за счет препятствий и за счет автотурбулизации горения.

Обнаружено, что степень ускорения горения за счет автотурбулизации является универсальной функцией объема сосуда и физико-химических характеристик газовой смеси и контролируется числами Фруда и Льюиса.

Показано, что при пропорциональном изменении размеров сосудов и препятствий степень ускорения горения не зависит от масштаба эксперимента, а определяется только формой и расположением препятствий.

Работа выполнена при частичной поддержке Международного научного фонда (грант RBJ300).

ЛИТЕРАТУРА

1. Hjertager В. Н. Influence of turbulence on gas explosions // J. Haz. Mater. 1984. V. 9. P. 315–317.
2. Bradley D., Lau A. K. C. The mathematical modeling of premixed turbulent combustion // Pure Appl. Chem. 1990. V. 62. P. 803–811.

3. **Eckhoff R. K.** Influence of turbulence on the maximum pressure generated in dust explosions in a vented 500 m silo cell // Arch. Combust. 1985. V. 5, N 1. P. 69–81.
4. **Bradley D., Mitcheson A.** The venting of gaseous explosions in spherical vessels. I. Theory // Combust. Flame. 1978. V. 32. P. 221–236.
5. **Баратов А. Н., Мольков В. В., Агафонов В. В.** Закономерности сгорания однородных газовых смесей в негерметичных сосудах // Arch. Combust. 1988. V. 8, N 2. С. 179–195.
6. **Бабкин В. С., Сеначин П. К., Крахтинова Т. В.** Особенности динамики сгорания газа в закрытых сосудах при разных законах изменения поверхности пламени // Физика горения и взрыва. 1982. Т. 18, № 6. С. 14–20.
7. **Бабкин В. С., Бабушок В. А., Суюшев В. А.** Динамика турбулентного сгорания газа в замкнутом объеме // Физика горения и взрыва. 1977. Т. 13, № 3. С. 354.
8. **Yao C.** Explosion venting of low-strength equipment and structures // Loss Prevention. 1974. V. 8. P. 1–9.
9. **Chippett S.** Modeling of vented deflagration // Combust. Flame. 1984. V. 55. P. 127–140.
10. **Tufano V., Crescitalli S., Russo G.** On the design of venting systems against gaseous explosion // J. Occupational Accidents. 1981. N 3. P. 143–152.
11. **Бабкин В. С., Бабушок В. И., Сеначин П. К.** Моделирование динамики взрыва газа в закрытых сосудах // Arch. Combust. 1982. V. 2, N 3/4. P. 227–241.
12. **Бабкин В. С., Бухаров В. Н., Мольков В. В.** Нормальная скорость пламени пропановоздушных смесей при высоких давлениях и температурах // Физика горения и взрыва. 1989. Т. 25, № 1. С. 57–63.
13. **Бабкин В. С., Выхристюк А. Я., Кривулин В. Н., Кудрявцев Е. А.** Конвективная неустойчивость сферических пламен // Arch. Combust. 1984. V. 4, N 4. P. 322–327.
14. **Льюис Б., Эльбе Г.** Горение, пламя и взрывы в газах. М.: Мир, 1968.
15. **Кузнецов В. Р., Сабельников В. А.** Турбулентность и горение. М.: Наука, 1986.
16. **Sapko M. Y., Furno A. L., Kuchta Y. M.** Flame and pressure development of large-scale CH_4 -air- N_2 explosions // Report N 8176. Washington, US: Bureau of Mines, 1976.
17. **Гостинцев Ю. А., Истратов А. Г., Шулянин Ю. В.** Автомодельный режим распространения свободного турбулентного пламени в перемешанных газовых смесях // Физика горения и взрыва. 1988. Т. 24, № 5. С. 63–70.
18. **Bartknecht W.** Explosionen. Ablauf und Schutz maßnahmen. Berlin; Heidelberg; New York: Springer-Verlag, 1980.
19. **Moen I. O., Lee J. H. S., Hjertager B. H., Fuhre K., Eckhoff R. K.** Pressure development due to turbulent flame propagation in large-scale methane-air explosions // Combust. Flame. 1982. V. 47. P. 31–52.
20. **Cates A. T., Bimson S. J.** Fuel and obstacle dependence in premixed transient deflagrations // Dynamic Aspects of Explosion Phenomena / A. L. Kuhl, J.-C. Leyer, A. A. Borisov, W. A. Sirigano (Eds). Washington: Amer. Inst. Aeronautics and Astronautics, 1993. P. 51–58.

*Поступила в редакцию 29/XI 1995 г.,
в окончательном варианте — 28/III 1996 г.*