

## ДЕФЛАГРАЦИЯ В НЕГЕРМЕТИЧНОМ ОБЪЕМЕ С ВНУТРЕННИМИ ПРЕПЯТСТВИЯМИ

УДК 536.46:614.838

В. В. Мольков, В. В. Агафонов, С. В. Александров

ВНИИ противопожарной обороны, 143900 Балашиха-3

*Описаны эксперименты по дефлаграции в негерметичном сосуде объемом 11 м<sup>3</sup> с внутренними препятствиями в виде набора решеток из металлических стержней. Приведены экспериментальные и расчетные зависимости изменения давления взрыва от времени. Определено влияние параметров решеток (диаметра стержня и размера ячейки, проемности и числа решеток, расстояния между решетками и порядка их расположения) на динамику взрыва и степень турбулизации горения внутри сосуда. Впервые получены количественные данные по степени турбулизации горения в сосуде большого объема с препятствиями в виде набора решеток, которые в ряде случаев существенно превышают полученные ранее значения фактора турбулизации. Показано, что в соответствии с теоретическими предсказаниями максимальное давление взрыва коррелирует не просто со значением фактора турбулизации, а с отношением фактора турбулизации к коэффициенту расхода. Предложена формула для расчета этого отношения.*

Трудности решения проблемы защиты реальных объектов типа производственных зданий или морских нефтедобывающих установок от дефлаграционных взрывов связаны с отсутствием информации о степени турбулизации горения в больших объемах при наличии внутри защищаемого объекта внутренних элементов. Существующие рекомендации по расчету необходимой площади сбросных проемов (см., например, [1, 2]) распространяются на полые сосуды и помещения. Отдельные экспериментальные результаты по влиянию встроенных в камеру препятствий, турбулизирующих горение, на динамику взрыва (в частности, [3–5]) не могут пока создать условий для выработки сколь-либо целостных представлений о дефлаграции в негерметичном сосуде с препятствиями. В этой связи работы по исследованию влияния горения сложных препятствий, устанавливаемых внутри сосудов с проемами, на турбулизацию представляют существенный интерес.

Эксперименты проводили в сосуде, имеющем форму цилиндра с плоскими торцами. Объем сосуда 11 м<sup>3</sup>, диаметр 2 м, длина 3,5 м. В одном из торцов сосуда имелся прямоугольный проем высотой 1,7 м и шириной 0,8 м, закрытый плотной бумагой. Проем вскрывался при избыточном давлении взрыва 5 кПа. В качестве горючего использовали пропановоздушную смесь с объемной концентрацией пропана 4,05 %. Зажигание смеси осуществляли точечным источником, расположенным на расстоянии 0,4 м от закрытого торца по оси сосуда. Модельными препятствиями служили решетки, которые устанавливали в диаметральной плоскости сосуда, начиная с расстояния 1,4 м от закрытого торца в сторону сбросного проема. Внутреннее давление измеряли двумя датчиками давления типа ДМИ. Для сравнения результатов со случаем взрыва в полом сосуде был проведен опыт А0 без препятствий и с расположением источника зажигания в центре сосуда.

Параметры препятствий, используемых в экспериментах,  
и результаты сравнения теории и эксперимента

Номер опыта	Параметры препятствий					$\Delta p_{\max}$ , кПа	Результаты		
	$d$ , см	$D$ , см	$N$	$L$ , см	$P$		$\mu$	$\chi$	$\chi/\mu$
A0	—	—	—	—	—	9	0,60	5	8,3
A1	1,8	50	1	—	0,93	30,5	0,80	9,6	12
A2	3,3	50	1	—	0,87	31,5	0,82	10	12,2
A3	6	50	1	—	0,77	36,5	0,86	10,9	12,7
A4	1,8	25	1	—	0,86	34,0	0,84	10,5	12,5
A5	1,8	12,5	1	—	0,73	39,0	1,05	14	13,3
A6	1,8	12,5	2	10	0,73	48,5	1,16	16	13,8
A7	1,8	12,5	3	10	0,73	53,0	1,6	23	14,4
A8	1,8	12,5	4	10	0,73	80,5	3,15	50	15,9
A9	1,8	12,5	2	20	0,73	54,5	1,43	20,5	14,3
A10	1,8	12,5	2	30	0,73	52,0	1,43	20	14,0
A11	1,8	12,5	2	40	0,73	50,0	1,3	18	13,9
A12	1,8	12,5	3	20	0,73	73,5	2,93	45	15,4
A13*	1,8	12,5	3	10	0,73	61,5	1,85	27	14,6

Примечание. \* Решетки расположены в «шахматном порядке», т. е. со смещением каждой следующей решетки на  $D/2$  в вертикальном и горизонтальном направлениях.

В таблице приведены параметры используемых в экспериментах препятствий:  $d$  — диаметр стержня решетки,  $D$  — линейный размер квадратной ячейки решетки, т. е. расстояние между осями соседних стержней,  $N$  — количество решеток,  $L$  — расстояние между решетками,  $P$  — живое сечение решетки, т. е. доля площади поперечного сечения сосуда, свободная от стержней решетки в месте ее расположения. Там же даны значения максимального избыточного давления взрыва  $\Delta p_{\max}$ , фактора турбулизации  $\chi$  и коэффициента расхода  $\mu$ . Фактор турбулизации характеризует отношение действительной поверхности турбулентного пламени внутри сосуда к поверхности сферы, в которую можно собрать продукты сгорания, находящиеся в настоящий момент времени внутри сосуда. Значения  $\chi$  и  $\mu$  определялись методом обратной задачи с использованием предложенной ранее теории [6, 7]. В общем случае величина  $\chi$  изменяется в процессе развития взрыва. Однако во многих случаях приближение  $\chi = \text{const}$  достаточно хорошо описывает экспериментальные зависимости давление — время, полученные различными авторами [7].

Экспериментальные и расчетные (штриховые линии) зависимости динамики взрыва приведены на рис. 1–5 для препятствий, различающихся значением одного из параметров (здесь и далее на всех рисунках около кривых указаны номера опытов в соответствии с номерами в таблице, ● — момент разгерметизации). Расчетные зависимости изменения давления дефлаграционного взрыва внутри сосуда от времени получены с использованием программы DYNAMICS, интегрирующей соответствующую систему безразмерных дифференциальных уравнений [7]. Для получения расчетных зависимостей использованы следующие значения параметров: показатели изоэнтропы свежей смеси и продуктов сгорания —  $\gamma_a = 1,365$  и  $\gamma_b = 1,25$  соответственно; коэффициент расширения продуктов сгорания при начальных условиях —  $E_i = 7,9$ ; молекулярная масса смеси —  $M = 29,5$  кг/моль; термокинетический показатель —  $\epsilon = 0,31$  [8]. Значение нормальной скорости распространения пламени  $S_{u_i} = 0,335$  м/с определено сравнением экспериментальной и расчетной динамик взрыва на стадии сгорания газа в замкнутом объеме до разгерметизации. При этом принято, что значение фактора турбулизации до разгерметизации  $\chi_0$  равно 1. В соот-

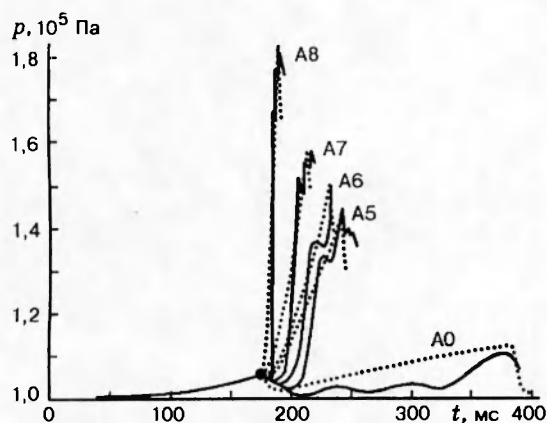


Рис. 1

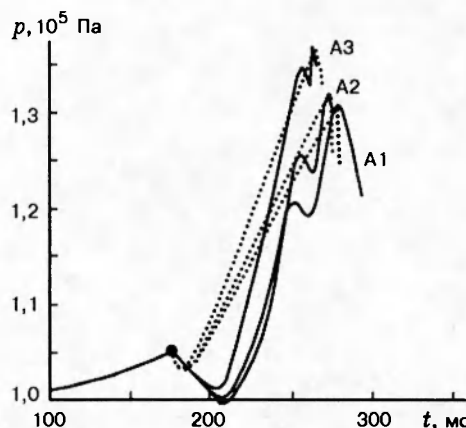


Рис. 2

Рис. 1. Зависимость динамики дефлаграционного взрыва в сосуде от количества установленных внутри него решеток при диаметре стержня 1,8 см и размере ячейки 12,5 см

Рис. 2. Зависимость динамики дефлаграционного взрыва в сосуде от диаметра стержня решетки при размере ячейки 50 см

ветствии с предыдущими исследованиями (см., например, [6]) в расчетах использовалась модель совместного истечения свежей смеси и продуктов сгорания:  $A = r^2$ , где  $A$  — доля площади сбросного сечения, занимаемая продуктами сгорания;  $r$  — относительный радиус пламени.

Существенные изменения динамики дефлаграционного взрыва при введении в камеру одинаковых решеток в количестве от 1 до 4 показаны на рис. 1. В соответствии с представлениями о процессе дефлаграции в негерметичном сосуде с ростом степени турбулизации горения при увеличении числа решеток существенно возрастает давление взрыва  $p$  и сокращается время выгорания смеси  $t$  (время достижения максимального давления после разгерметизации). Нетривиальным результатом является десятикратное увеличение фактора турбулизации горения с  $\chi = 5$  в полном сосуде до  $\chi = 50$  при наличии в сосуде четырех решеток. В [7] при обработке экспериментов из [3], в которых турбулизация горения в трубе объемом  $\sim 50 \text{ м}^3$  проводилась с помощью набора круглых пластин с центральным отверстием, было получено существенно меньшее максимальное значение  $\chi$  ( $\simeq 20$ ).

В этой связи возникает вопрос о возможности использования модели [6] при столь высоких скоростях турбулентного выгорания смеси. Практически во всех моделях дефлаграции в негерметичном объеме, в том числе и в модели [6], предполагается выравнивание давления внутри сосуда в ходе процесса. Это равносильно предположению о том, что число Маха, построенное по видимой скорости пламени, не превышает 0,25 [9, 10]. Если предположить, что турбулентное пламя распределено не по объему сосуда, а локализовано в относительно тонкой зоне распространяющегося сферического пламени, то видимая турбулентная скорость горения в открытом пространстве  $\chi S_{ui} E_i = 50 \times 0,335 \times 7,9 \simeq 130 \text{ м/с}$ . Видимая скорость пламени, инициированного точечным источником в замкнутом пространстве, имеет нормальное значение (равное его значению при распространении в открытом пространстве) сразу после зажигания и уменьшается до величины нормальной скорости в конце процесса вблизи стенок сосуда (в нашем случае это  $\chi S_{ui} \simeq 17 \text{ м/с}$ ). Кроме того,

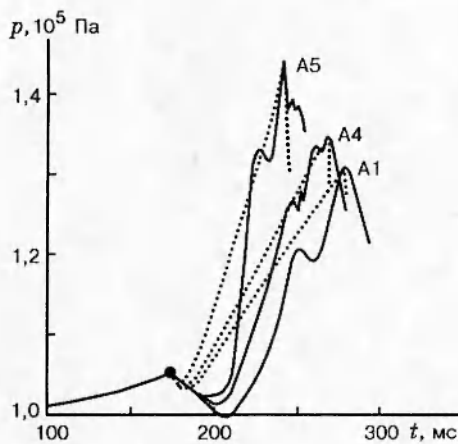


Рис. 3

Рис. 3. Зависимость динамики дефлаграционного взрыва в сосуде от размера ячейки решетки при диаметре стержня 1,8 см

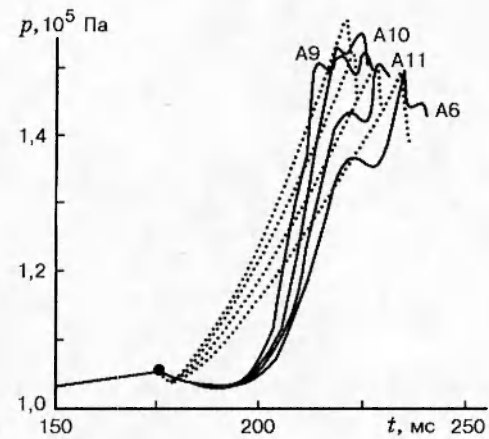


Рис. 4

Рис. 4. Зависимость динамики дефлаграционного взрыва в сосуде с двумя решетками (диаметр стержня 1,8 см; размер ячейки 12,5 см) от расстояния между решетками

следует отметить, что скорость звука в продуктах сгорания приблизительно в  $(T_{ad}/T_i)^{1/2}$  раз выше скорости звука в исходной смеси и составляет  $\sim 950$  м/с. Здесь  $T_{ad}$  и  $T_i$  — температуры продуктов сгорания и свежей смеси соответственно.

Таким образом, исходя из нелокальности реального фронта в сосуде с препятствиями, увеличения скорости звука вследствие роста доли объема, занимаемого продуктами сгорания, и из уменьшения видимой скорости благодаря наличию стенок, можно сделать вывод о возможности использования модели [6] для моделирования процесса дефлаграции в негерметичном сосуде со степенью турбулизации до  $\chi = 50$ .

С другой стороны, при высоких скоростях распространения пламени и общей направленности волны горения от закрытого торца через решетки к сбросному проему следует ожидать возникновения сильных волн давления вне сосуда, что подтверждается периодическим разрушением остекления в зоне, прилегающей к экспериментальному стенду. При этом играют роль и так называемые «внешние взрывы» [11, 12]. Более высокие градиенты экспериментальных зависимостей давления взрыва от времени по сравнению с расчетными свидетельствуют, по всей видимости, о росте фактора турбулизации в процессе опыта. Не исключено, что такой резкий рост давления связан и с переходом турбулентного горения от поверхностного режима к объемному в «молях» малого размера, на что указывают результаты работ [13, 14].

Обращают на себя внимание «необычно» высокие значения  $\mu$  (см. таблицу) для ряда опытов. Известные уравнения истечения, которые использованы при выводе уравнений динамики взрыва [6] и в которые входит коэффициент расхода, получены из уравнения сохранения энтальпии в предположении, что скорость газа перед отверстием, через которое происходит истечение, равна нулю. Последнее справедливо для случая истечения из относительно небольшого отверстия в сосуде. В нашем случае сбросной проем нельзя считать небольшим отверстием, а скорость в направлении проема внутри сосуда может быть очень большой (сотни метров в секунду), в том числе из-за «поршневого» эффекта

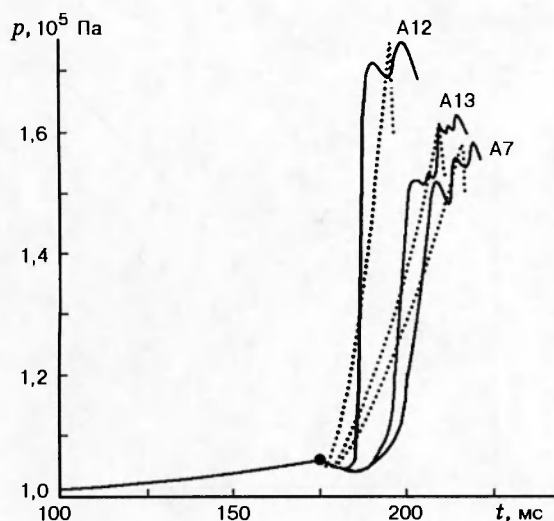


Рис. 5. Зависимость динамики дефлаграционного взрыва в сосуде с тремя решетками (диаметр стержня 1,8 см; размер ячейки 12,5 см) от расстояния между решетками и порядка их расположения

«турбулентного заряда», сгорающего в области решеток. Обусловленное этим увеличение массового расхода при одновременном использовании стандартной формы уравнений истечения компенсируется увеличением значения  $\mu$ , определяемого из эксперимента методом обратной задачи.

В исследованном диапазоне параметров значения максимального давления взрыва и фактора турбулизации монотонно возрастают с увеличением диаметра стержня (см. рис. 2) и с уменьшением размера ячейки (см. рис. 3), т. е. с уменьшением живого сечения решетки.

Обнаружен немонотонный характер зависимости динамики взрыва от расстояния между двумя решетками (см. рис. 4). Наибольшая интенсификация горения для двух решеток с размером ячейки  $D = 12,5$  см достигается при расстоянии между ними  $L = 20 \div 30$  см. Это соответствует известным из литературы данным о том, что пик турбулентности достигается на расстоянии от решетки, равном 2–3 размерам ее ячейки [15, 16].

При введении третьей решетки различия в динамике взрыва и факторе турбулизации для оптимального ( $L = 20$  см) и неоптимального ( $L = 10$  см) расстояния между решетками (с точки зрения максимальной турбулизации горения) становятся еще более существенными (см. рис. 5). Значение  $\chi$  практически удваивается. К росту турбулентности приводит также расположение решеток в «шахматном» порядке, когда каждая следующая решетка смещается на расстояние, равное половине размера ячейки в горизонтальном и вертикальном направлениях по отношению к предыдущей решетке (см. рис. 5).

Из теории [6, 7] следует, что максимальное избыточное давление взрыва должно коррелировать с отношением  $\chi/\mu$ , а не просто с фактором турбулизации. Это подтверждается результатами обработки экспериментов, представленными на рис. 6. Коэффициенты корреляции составляют соответственно 0,994 и 0,84, сумма наименьших квадратов — 0,02 и 0,59, среднее квадратическое отклонение — 0,0016 и 0,05.

В соответствии с аналогом принципа Ле Шателье — Брауна [17] газодинамика горения газа в негерметичном сосуде реагирует на внешние изменения в условиях протекания процесса таким образом, чтобы ослабить эффект внешнего воздействия. Поэтому с увеличением фактора турбулизации  $\chi$  при изменении типа препятствия наблюдается одновременный рост коэффициента расхода  $\mu$  (см. рис. 1–5, таблицу). Естественно, что при

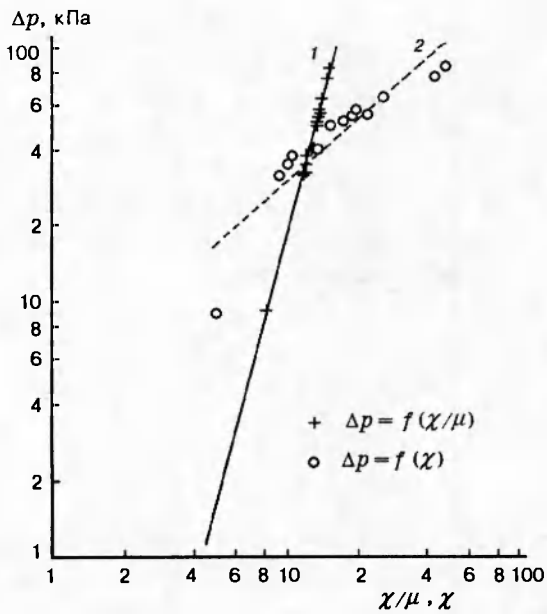


Рис. 6

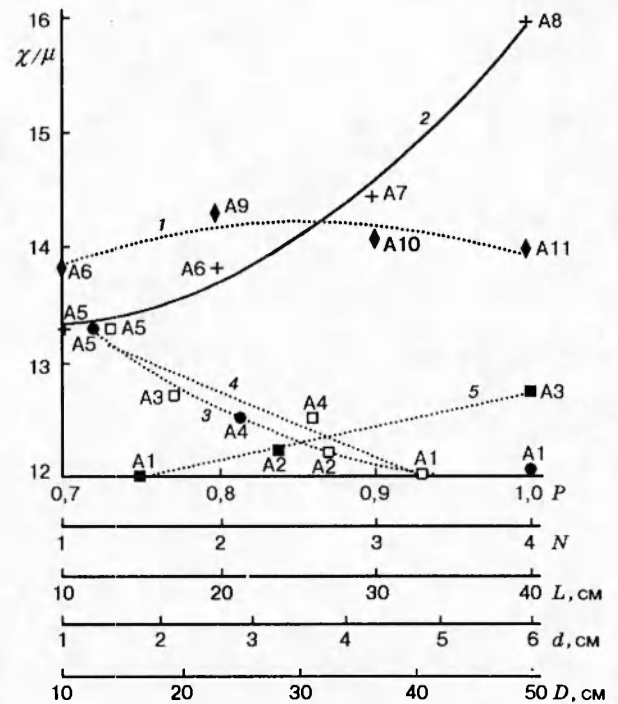


Рис. 7

Рис. 6. Зависимость избыточного давления взрыва от отношения  $\chi/\mu$  и фактора турбулизации:

1 — приближение  $\Delta p = 0,0069(\chi/\mu)^{3,38}$ ; 2 — приближение  $\Delta p = 4,6\chi^{0,79}$

Рис. 7. Зависимость отношения  $\chi/\mu$  от проемности решеток ( $\square$ ), количества решеток (+) и расстояния между ними ( $\blacklozenge$ ), диаметра стержня ( $\blacksquare$ ) и размера ячейки решетки ( $\bullet$ ):

$\chi/\mu = 13,25 + 0,075L - 0,0015L^2$  (1);  $13,5 - 0,41N + 0,25N^2$  (2);  $14,5 - 0,11D + 0,00012D^2$  (3);  $-5,9P + 1,75$  (4);  $0,17d + 11,68$  (5)

этом рост отношения  $\chi/\mu$  менее значителен, чем увеличение значения  $\chi$ . В результате давление взрыва растет меньше, чем можно было бы ожидать при увеличении значения  $\chi$  в условиях постоянства  $\mu$ .

Наибольший интерес, в том числе для практических приложений, представляет зависимость отношения  $\chi/\mu$  от параметров препятствий. На рис. 7 показана зависимость  $\chi/\mu$  от живого сечения решетки, количества решеток и расстояния между ними, диаметра стержня и размера ячейки решетки. Особый интерес представляет получение формулы для расчета отношения  $\chi/\mu$ . Очевидно, что только размер диаметра стержня или только размер ячейки не характеризуют решетку однозначно. Поэтому в формуле будем использовать зависимость от живого сечения решетки, при расчете которой учитываются как диаметр, так и размер ячейки. Зависимость от расстояния между решетками имеет вид перевернутой параболы с максимумом при расстоянии между решетками, равном приблизительно удвоенному размеру ячейки. В исследованном диапазоне параметров препятствий отношение  $\chi/\mu$  наиболее сильно зависит от количества решеток (см. рис. 7). В результате



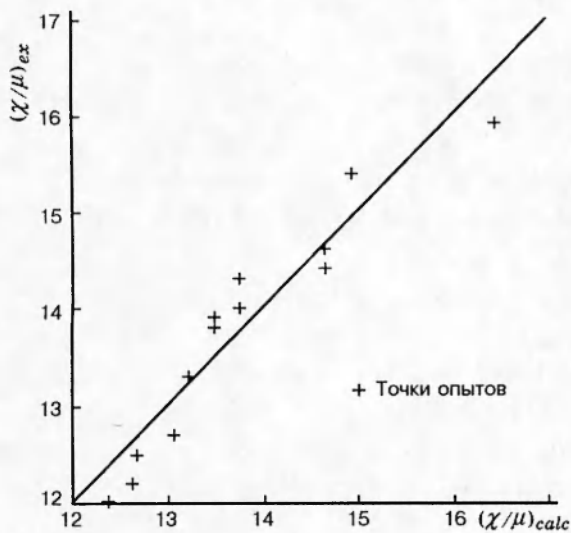


Рис. 8. Корреляционная зависимость между значениями  $\chi/\mu$ , полученными из экспериментальных данных и рассчитанными по формуле

для расчета предложена следующая формула:

$$(\chi/\mu)_{calc} = 12,15(1,35 - 0,35P)(1 - 0,03N + 0,024N^2) \min \left( \left| 1 - 0,06 \left( \frac{L}{2D} - 1 \right)^2 \right|, 1 \right),$$

где значение функции  $\min$  равно минимальному значению из двух приведенных в скобках величин. Если препятствие состоит только из одной решетки, значение функции  $\min$  равно 1, так как расстояние между решетками можно принять равным бесконечности.

Для приближения  $(\chi/\mu)_{ex} = (\chi/\mu)_{calc}$  (рис. 8), где  $(\chi/\mu)_{ex}$  определено методом обратной задачи из экспериментальных данных по динамике взрыва, а  $(\chi/\mu)_{calc}$  рассчитано по вышеприведенной формуле, коэффициент корреляции составляет 0,9. Среднее квадратическое отношение равно 0,15. Можно сделать вывод о том, что полученная формула для  $(\chi/\mu)_{calc}$  достаточно точно описывает результаты, основанные на экспериментах. Она может быть использована для оценки значений  $\chi/\mu$  при моделировании динамики взрыва в негерметичных сосудах и помещениях с препятствиями для того, чтобы определить площадь сбросных проемов, которая необходима для защиты объектов заданной прочности.

Говоря о распространении результатов на другие виды препятствий, следует отметить, что вычисление живого сечения препятствия, не являющегося регулярной решеткой, не представляет принципиальных трудностей. Открытым, однако, остается вопрос об эффективном значении размера ячейки, характеризующем препятствие. Для уточнения этой ситуации необходимы дополнительные эксперименты.

Таким образом, в настоящей работе исследована динамика дефлаграции в негерметичных сосудах со сложными препятствиями. Впервые получены количественные данные по степени турбулизации горения в сосуде с препятствиями в виде набора решеток, которые в ряде случаев существенно превышают полученные ранее значения фактора турбулизации. Показано, что в соответствии с теоретическими предсказаниями максимальное значение давления взрыва коррелирует не просто со значением  $\chi$ , а с отношением  $\chi/\mu$ . Предложена простая формула для расчета  $\chi/\mu$  по значениям параметров препятствия — живого сечения решетки, количеству решеток, размеру ячейки и расстоянию между решетками.

## ЛИТЕРАТУРА

1. NFPA 68 «Guide for Venting of Deflagrations». 1988.
2. Bradley D., Mitcheson A. The venting of gaseous explosions in spherical vessels. II. Theory and experiment // Combust. Flame. 1978. V. 32, N 3. P. 237–255.
3. Moen I. O., Lee J. H. S., Hjertager B. H., et al. Pressure development due to turbulent flame propagation in large-scale methane-air explosion // Combust. Flame. 1982. V. 47, N 1. P. 31–52.
4. Harrison A. J., Eyre J. A. Vapour cloud explosions — the effect of obstacles and jet ignition on the combustion of gas clouds // Proc. Fifth Int. Symp. on Loss Prevention and Safety Promotion in the Process Industries (15–19 September 1986, Cannes, France). Paris: Soc. de Chimie Industrielle, 1986. V. 1. P. 38–41.
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. P. 179–195.
6. Мольков В. В., Некрасов В. П. Динамика сгорания газа в постоянном объеме при наличии истечения // Физика горения и взрыва. 1981. Т. 17, № 4. С. 17–24.
7. Molkov V. V. Theoretical generalization of international experimental data on vented explosion dynamics // Proc. First Int. Seminar on Fire-and-Explosion Hazard of Substances and Venting of Deflagrations (17–21 July 1995, Moscow). Moscow: All-Russian Research Inst. for Fire Protection, 1995.
8. 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. 57–64.
9. Kansa E. L., Perlee H. E. Constant Volume Flame Propagation: Finite-Sound-Speed Theory. Report of Bureau of Mines, 1976.
10. Zalosh R. G. Review of gas deflagration venting models // Proc. First Int. Seminar on Fire-and-Explosion Hazard of Substances and Venting of Deflagrations (17–21 July 1995, Moscow). Moscow: All-Russian Research Inst. for Fire Protection, 1995.
11. Harrison A. J., Eyre J. A. «External explosions» as a result of explosion venting / Combust. Sci. Technol. 1987. V. 52, N 1–3. P. 91–106.
12. Мольков В. В. Влияние «внешних взрывов» на динамику газовой дефлаграции в негерметичных сосудах и помещениях // Пожаровзрывобезопасность. 1995. Т. 4, № 4.
13. Бабкин В. С., Кузнецов И. Л., Козаченко Л. С. Влияние кривизны на скорость распространения ламинарного пламени в бедной пропановоздушной смеси // Докл. АН СССР. 1962. Т. 146, № 3. С. 625–627.
14. Ballal D. R. The structure of a premixed turbulent flame // Proc. Roy. Soc. A. 1979. V. 367, N 1730. P. 353–380.
15. Baines W. D., Peterson E. G. An investigation of flow through screens // Trans. ASME. 1951. V. 73. P. 467.
16. Harrison A. J., Eyre J. A. The effect of obstacle arrays on the combustion of large premixed gas/air clouds // Combust. Sci. Technol. 1987. V. 52, N 1–3. P. 121–137.
17. Molkov V. V., Baratov A. N., Korolchenko A. Ya. Dynamics of gas explosions in vented vessels: A critical review and progress // Progress in Astronautics and Aeronautics. V. 154: Dynamics Aspects of Explosion Phenomena. Proc. of the 13th Int. Colloquium on Dynamics of Explosions and Reactive Systems (Nagoya, Japan, 1991). 1993. P. 117–131.

*Поступила в редакцию 24/IV 1995 г.*