

<https://doi.org/10.18322/PVB.2019.28.03.14-35>

УДК 614.83;536.46

Влияние на развитие газового взрыва в помещении расстояния между местом воспламенения и окном

© Ю. Х. Поландов¹✉, С. А. Добриков^{1, 2}

1 Орловский государственный университет им. И. С. Тургенева
(Россия, 302026, г. Орел, ул. Комсомольская, 95)

2 ООО "МЕРА-НН" (Россия, 603163, г. Нижний Новгород, ул. Деловая, 13)

РЕЗЮМЕ

Введение. Доселе было известно, что при газовых взрывах в незамкнутой камере давление взрыва тем больше, чем дальше от сбросного проема (окна) находится место воспламенения газа. Это утверждение основано на результатах, полученных рядом исследователей, в том числе нами. Однако последние физические опыты показали, что это справедливо только при размерах окон, сопоставимых с теми, которые рекомендуются нормативами как обеспечивающие определенные условия безопасности. При меньших же размерах окон эта зависимость нивелируется, и более того, меняет знак на противоположный.

Задачей исследования является выяснение причины инверсии влияния расстояния между окном и местом воспламенения на давление взрыва. Решение этой задачи имеет научное и практическое значение.

Методы и средства исследования. Для исследования выявленного эффекта были использованы два варианта математической модели развития газового взрыва в незамкнутой камере — упрощенная и численная. Первая из них, упрощенная, основана на представлении камеры в виде сосредоточенного объема, использовании уравнения Клейперона в дифференциальной форме. Получено, что, помимо известных факторов, таких как размер окна, свойства истекающих газов и др., на развитие взрыва влияют площадь фронта пламени и момент его подхода к окну. К сожалению, эта модель в принципе не учитывает динамику развития последних факторов. Сделать это позволяет другая модель, численная, представленная программным продуктом "Вулкан-М", основанным на решении методом крупных частиц системы уравнений газовой динамики в эйлеровской форме при добавлении условий распространения пламени. Кроме того, "Вулкан-М" позволяет визуализировать эволюцию физического процесса, регистрировать развитие его параметров и показателей.

Результаты исследования. Получено, что при размерах окна, сравнимых с нормативными, столь большое влияние его положения на давление определяется не только разницей свойств истекающих газов (исходной смеси и продуктов горения), но и тем, что в начальный период развития взрыва площадь фронта пламени в случае удаленного расположения окна значительно больше, чем при малом расстоянии между ним и местом воспламенения. При малом окне темп набора давления в начальный период в обоих случаях взрыва высок и практически одинаков, поэтому решающее влияние на значение максимального давления оказывает время горения. При удаленном расположении окна от места воспламенения время горения меньше по сравнению с близким расположением. В результате этого максимум давления во втором случае больше, чем в первом. Этим и объясняется обнаруженный эффект.

Вывод. Чем больше размер окна, тем сильнее его влияние на давление взрыва. Причем это влияние не только обуславливается истечением газов, но и усиливается, иногда значительно, через влияние на развитие фронта пламени. При уменьшении размеров окна его влияние на развитие фронта пламени ослабляется, доходя до ничтожного. В этом случае на давление взрыва, помимо размера окна, влияет время горения.

Ключевые слова: дефлаграционный взрыв; незамкнутый объем; давление взрыва; размер окна; положение окна; физический эксперимент; численный эксперимент; фронт пламени.

Признательность. Авторы признательны Институту комплексной безопасности в строительстве при НИУ МГСУ за поддержку и предоставление возможности проведения физических экспериментов.

Для цитирования: Поландов Ю. Х., Добриков С. А. Влияние на развитие газового взрыва в помещении расстояния между местом воспламенения и окном // Пожаровзрывобезопасность/Fire and Explosion Safety. — 2019. — Т. 28, № 3. — С. 14–35. DOI: 10.18322/PVB.2019.28.03.14-35.

✉ Поландов Юрий Христофорович, e-mail: polandov@yandex.ru

Введение

Принято считать, и это доказано экспериментально, что при газовых взрывах* увеличение расстояния между местом воспламенения газовой смеси и сбросным проемом, или окном сброса давления (да-

лее — окном), приводит к росту давления, в том числе его максимального значения p_{\max}^{**} . Этот результат вообще известен, подтвержден и нами при испытаниях в камере объемом 0,125 и 10 м³ в форме куба [1, 2], а также коллегами из США (в камере объемом 63 м³) [3] и Великобритании [4].

* Рассматривается газовый дефлаграционный взрыв без турбулизации пламени и вибрационного горения.

** Имеется в виду максимальное значение давления при взрыве.

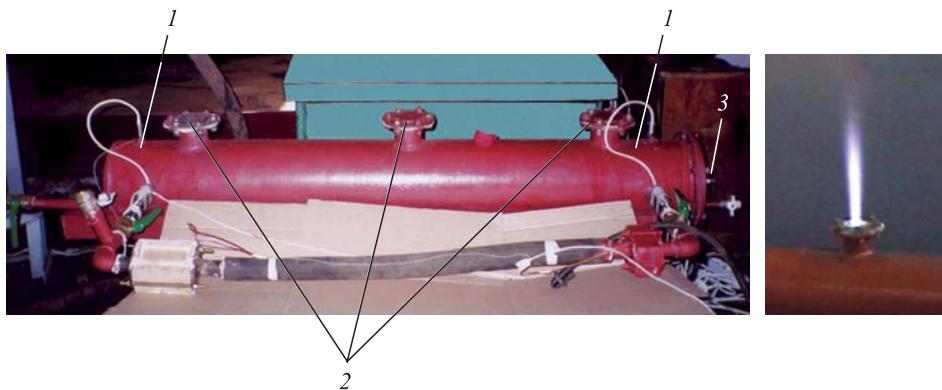


Рис. 1. Общий вид камеры установки “Сержант” и фрагмент опыта взрыва: 1 — датчики давления; 2 — окна сброса давления; 3 — устройство воспламенения

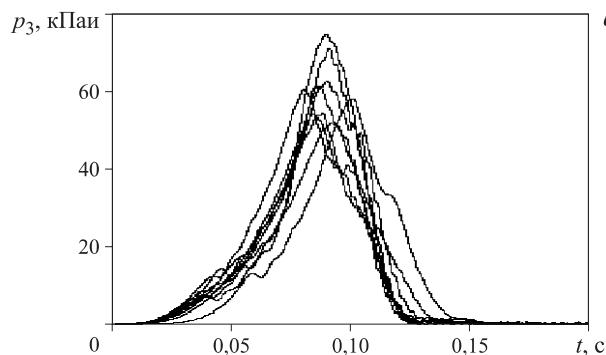
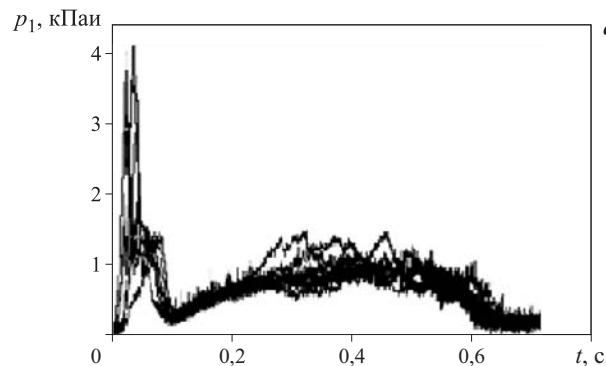


Рис. 2. Ход давления при взрывах в камере с окном диаметром 60 мм в поз. 1 (а) и поз. 3 (б)

Однако самые впечатляющие результаты были получены на установке “Сержант” [5], имеющей камеру длиной $l = 1,5$ м и диаметром $d = 200$ мм (рис. 1), на которой исследовалось влияние размеров и положения окна на развитие взрыва. Камера заполнялась газовой стехиометрической смесью пропан – воздух. Результаты исследований приведены на рис. 2 и 3, на которых совмещены данные 10 опытов по каждому из вариантов. На них видна приемлемая воспроизводимость результатов, что позволяет говорить об их неслучайности.

Далее принято, что в численных экспериментах воспламенение газовой смеси производится всегда у левого фланца*. При этом местоположение окна у этого фланца — это будет позиция 1, у правого

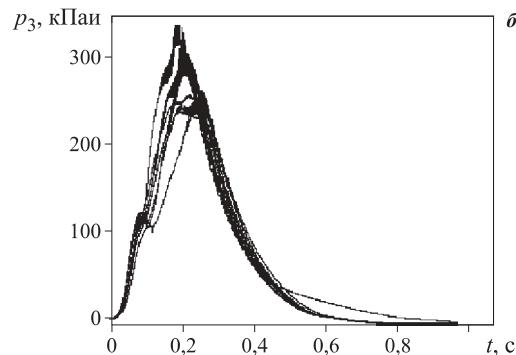
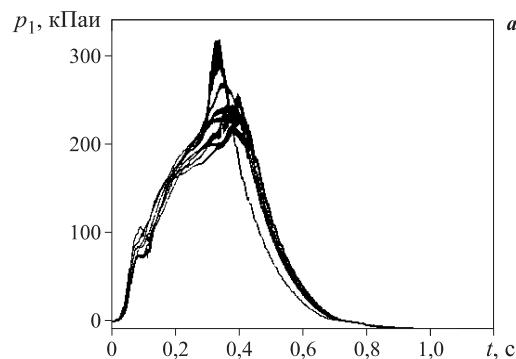


Рис. 3. Ход давления при взрывах в камере с окном диаметром 20 мм в поз. 1 (а) и поз. 3 (б)

фланца — позиция 3, а по центру камеры — позиция 2. Соответственно, будем обозначать ход давления, которое развивается при взрыве в помещении с окном, находящимся в поз. 1, как $p_1(t)$, а в поз. 3 — как $p_3(t)$.

Из рис. 2 видно, что значения p_{\max} при взрывах в камерах с окном диаметром 60 мм, устанавливаемым в поз. 1 и 3, будут различаться более чем в 10 раз, т. е. $p_{3\max} > 10p_{1\max}$.

В то же время другие результаты, полученные на этой же установке, свидетельствуют о том, что при диаметре окна 20 мм наблюдается инверсия зависимости p_{\max} от позиции окна (рис. 3). Судя по графикам рис. 2 и 3, видно, что, во-первых, давление $p_3(t)$ по сравнению с $p_1(t)$ значительно возросло (но это и понятно: размер окна уменьшился) и, во-вторых, теперь (см. рис. 3) $p_{3\max} < p_{1\max}$, т. е. знак неравенства развернулся в противоположную

* В физическом эксперименте (см. рис. 1) воспламенение производилось справа.

сторону. Заметим также, что пики давления между собой сдвинуты: $p_{3\max}$ наступает раньше, чем $p_{1\max}$.

В связи с этим и поставлена задача выяснения причины инверсии влияния на развитие газового взрыва места установки окна при изменении его размеров. Решение такой задачи имеет не только научный, но и практический интерес.

Рабочая гипотеза

Понятно, что в замкнутом объеме (без окна) влияние окна на развитие пламени исключено, а в камере с окном оно возникает. Отсюда логично вытекает постулат, что чем больше размер окна, тем значительнее его влияние на процесс взрыва. При этом на него оказывает влияние не только размер окна, но и другие условия развития взрыва. В первую очередь, речь идет о положении окна (в частности, его удаленности) относительно места воспламенения газовой смеси.

Однако объяснить обнаруженный эффект, зная лишь размер окна и свойства истекающих газов, не представляется возможным. И в самом деле, если при взрывах в камере с окном с $d = 60$ мм расхождение между $p_1(t)$ и $p_3(t)$ еще можно трактовать как следствие разницы в свойствах исходной смеси и продуктов сгорания, то результаты взрыва в камере с окном с $d = 20$ мм, когда $p_3(t)$ больше, чем $p_1(t)$, это не удается. Остается предположить, что, помимо влияния размера окна и свойств истекающих газов, на процессе взрыва оказывается влияние и других факторов, круг которых можно определить, прибегнув к анализу математических моделей взрыва.

Упрощенная математическая модель

В связи с тем что выявленная зависимость характерна в первую очередь для цилиндрических камер с большим отношением l/d , а для установки "Сержант" оно равно 7,5, дальнейшие исследования проводятся именно в такой камере.

В первую очередь рассмотрим распространенную, во многом упрощенную модель взрыва в помещении при условии одинакового давления во всех его точках или, как пишут некоторые авторы, "квазистатичности" или "квазистационарности" давления в помещении [5, 6]. Надо отметить, что применение этих терминов неудачно, так как в физике и механике они уже известны и используются в другом контексте. В то же время в механике есть понятия распределенных и сосредоточенных параметров, например массы. По аналогии с этим можно и в нашем случае говорить о сосредоточенном объеме и представлять объем камеры в виде точки, приписывая ей параметры газа. Кроме этого важного условия, примем также условие неизменности состава газа, не-

смотря на протекание химической реакции при горении*, а свойства газа — идеальными. Тогда для смеси газов в камере справедливо уравнение газового состояния

$$pV = MRT_{\text{cp}}, \quad (1)$$

где p — давление, Па;

V — объем камеры, м³;

M — масса газов, участвующих в процессе, кг;

$M = \text{const}$;

R — газовая постоянная, Дж/(кг·К);

T_{cp} — среднее значение температуры газов в камере, К.

Продифференцируем уравнение (1) по времени. При этом примем во внимание, что оно справедливо при неизменном количестве (при одной и той же массе) газа, хотя, на первый взгляд, мы имеем дело с истечением газов из камеры, т. е. с переменной массой. Однако если считать истекающий газ расширением объема и его частью, то значение массы газа условно останется постоянным. Уместно упомянуть, что некоторые авторы считают, что процесс взрыва и расширение газов в камере происходят по адиабатическому закону [6, 7], а другие соглашаются с тем, что в результате взрыва изменяется масса газов, находящихся в камере [8]. В первом случае ошибка авторов заключается в том, что температура газов повышается не только согласно адиабате, но и в результате горения, т. е. процесс взрыва политропичен. В другом случае нарушается правило неизменности массы газов, участвующих в процессе, что ошибочно, так как при этом исключается возможность применения уравнения газового состояния.

Перейдем к дифференциальной форме уравнения (1):

$$\frac{dp}{dt} = -\frac{p}{V} \frac{dV}{dt} + \frac{MR}{V} \frac{dT_{\text{cp}}}{dt}. \quad (2)$$

В первом члене правой части уравнения (2) значение производной выражает интенсивность расширения объема и определяется через объемный расход:

$$\frac{dV}{dt} = F_0 w, \quad (3)$$

где F_0 — эффективная площадь окна, м²;

w — скорость истечения, м/с.

Можно выделить три случая истечения газов в зависимости от давления в камере, для которых скорость истечения будет определяться по следующим формулам:

1) при $p \leq 0,2p_a$ (где p_a — атмосферное давление, Па) истекающий газ можно принять за несжимаемую жидкость:

* Вносимая в значение газовой постоянной ошибка не превышает 3 %.

$$w = \sqrt{2(p - p_a)/\rho_i}, \quad (3.1)$$

где $\rho_i = \rho_1$ — плотность исходной смеси газов в камере, кг/м³;

$\rho_i = \rho_2$ — плотность продуктов сгорания в камере, кг/м³;

2) при $0,2p_a < p < p_{kp}$ (где p_{kp} — давление, при котором наступает критическое истечение, МПа; $p_{kp} \approx 0,19$ МПа) имеет место докритическое истечение:

$$w = \sqrt{\frac{2k}{k+1} \frac{p}{\rho_i} \left(1 - \frac{p_a}{p}\right)^{\frac{k-1}{k}}}, \quad (3.2)$$

где k — показатель адиабаты; $k = C_p/C_v$; $k = 1,4$ — для исходной смеси, $k = 1,25$ — для продуктов сгорания;

значения отношения $2k/(k+1)$ меняются незначительно: от 1,11 до 1,16 — при истечении соответственно продуктов сгорания и исходной смеси газов;

3) при $p \geq p_{kp}$ истечение становится критическим:

$$w = \sqrt{\frac{2k}{k+1} \frac{p}{\rho_i}} = \beta \sqrt{\frac{p}{\rho_i}}, \quad (3.3)$$

где $\beta = \sqrt{2k/(k+1)}$ мало меняется — от 0,64 до 0,68 при истечении соответственно продуктов сгорания и исходной смеси газов.

Далее. Во втором члене правой части уравнения (2) среднее значение температуры в камере T_{cp} в силу аддитивности свойств смеси газов определено как средневзвешенное:

$$\begin{aligned} T_{cp} &= \frac{M_1 T_1 + M_2 T_2}{M} = \frac{(M - M_2) T_1 + M_2 T_2}{M} = \\ &= T_1 + \frac{M_2}{M} (T_2 - T_1), \end{aligned}$$

где M_1, M_2 — масса соответственно исходной смеси газов и продуктов сгорания, кг;

T_1, T_2 — температура соответственно исходной смеси газов и продуктов сгорания, К.

Отсюда, в силу того что T_1 и T_2 являются энергетической характеристикой данной смеси и их значения известны:

$$T_2 - T_1 = q/C,$$

значение производной dT_{cp}/dt определяется как

$$\frac{dT_{cp}}{dt} = \frac{T_2 - T_1}{M} \frac{dM_2}{dt} = \frac{q}{CM} \frac{dM_2}{dt},$$

где q — удельная теплота сгорания газовой смеси, Дж/кг;

C — удельная теплоемкость газовой смеси, Дж/(кг·К).

Примем во внимание, что $dM_2/dt = U_h F_\phi \rho_1$. Тогда

$$\frac{dT_{cp}}{dt} = \frac{q}{CM} U_h F_\phi \rho_1, \quad (4)$$

где U_h — скорость нормального горения, м/с; F_ϕ — площадь фронта пламени, м².

Подставив величины из (3) и (4) в уравнение (2), получим:

$$\frac{dp}{dt} = -\frac{p}{V} wF_0 + \frac{MR}{V} \frac{q}{CM} U_h F_\phi \rho_1.$$

Проведем преобразования данного уравнения с учетом того, что

$$\rho_1 = \rho_{1a} (p/p_a)^{1/k},$$

и получим окончательное уравнение, связывающее темп нарастания (или спада) давления с важнейшими показателями процесса:

$$\frac{dp}{dt} = -\frac{p}{V} wF_0 + \frac{R}{V} \frac{q}{C} \rho_{1a} \left(\frac{p}{p_a}\right)^{1/k} U_h F_\phi, \quad (5)$$

где ρ_{1a} — плотность исходной смеси при нормальном давлении, кг/м³; $\rho_{1a} = 1,22$ кг/м³.

Расчет максимального давления при взрыве

Физические опыты показывают, что своего максимума (иногда локального) давление взрыва достигает, вообще говоря, в нескольких случаях: во-первых, при $dp/dt = 0$, т. е. при равенстве слагаемых в правой части уравнения (5); во-вторых, при смене истекающей исходной смеси газов на продукты сгорания; в-третьих, при резком изменении (уменьшении) площади фронта пламени.

Рассмотрим первый случай, так как к нему можно подойти аналитически, используя уравнение (5). Остальные два варианта реализации максимального давления p_{max} рассмотрим на конкретных примерах при анализе результатов численных опытов.

При расчете максимума давления при балансе в правой части уравнения (5) относительно простым получается выражение для критического истечения ($p = p_{max}$ при известном значении k):

$$\frac{p_{max}}{V} \beta \sqrt{\frac{p_{max}}{\rho_i} p_{max}^{-1/k}} F_0 = \frac{R}{V} \frac{q}{C} \rho_{1a} p_a^{-1/k} U_h F_\phi, \quad (6)$$

откуда

$$p_{max} = \left[\left(\frac{F_\phi}{F_0} \frac{Rq}{C\beta} \rho_{1a} U_h \right) p_a^{-1/k} \rho_i^{0.5} \right]^{\frac{k}{1.5k-1}}. \quad (7)$$

При $k = 1,4$

$$p_{max} \cong \left(\frac{F_\phi}{F_0} \frac{Rq}{C\beta} \rho_{1a} U_h \right)^{1.27} p_a^{-0.91} \rho_i^{0.635}. \quad (8)$$

Согласно этой зависимости уменьшение плотности истекающей газовой смеси с 1,22 до 0,17 кг/м³ (после сгорания) может привести к снижению мак-

симального давления в камере в 3,5 раза. Правда, это справедливо только в том случае, если другие условия развития взрыва идентичны в сравниваемых случаях, что вряд ли возможно, потому что изменение одного параметра влечет за собой изменение и других.

Можно поставить и другой вопрос: если при прочих равных условиях, но при разных температурах истекающих газов давление в камере все же одинаково, то каково должно быть отношение между размерами фронтов пламени в обоих случаях? Из уравнения (8) следует, что $F_{\phi_1}/F_{\phi_2} = (\rho_2/\rho_1)^{0.5}$, тогда в нашем случае получим соотношение $F_{\phi_2} = 2,65F_{\phi_1}$.

Что касается докритических вариантов истечения, то в этих вариантах форма зависимости $w = w(\rho_i)$ выглядит несколько сложнее, поэтому ее решение не приводится. В принципе, можно обойтись анализом формул (3.1)–(3.3), выражающих скорость истечения. В них плотность истекающего газа во всех случаях входит в виде сомножителя $\rho_i^{-0.5}$, поэтому следует ожидать получения зависимости, близкой (7). Разумеется, к формуле (7) надо отнести как к приближению, так как многие показатели, входящие в нее, хоть и незначительно, но меняются в процессе взрыва. К сожалению, условия, при которых возможно использование этой формулы, встречаются нечасто.

О факторах, влияющих на развитие фронта пламени

Влияние размера площади фронта пламени F_ϕ на развитие взрыва согласно формуле (5) очевидно, поэтому этому вопросу исследователи уделяют достаточно внимания. Говоря о динамике этого важнейшего параметра, отметим, что турбулизация пламени согласно принятому условию не принимается в расчет, да она, судя по результатам численных опытов, и не наблюдается в камере установки “Сержант”. Представления же о развитии ламинарного пламени хорошо известны: согласно им видимый фронт пламени формируется за счет его движения со скоростью, определяемой тремя процессами: собственно горением, расширением газов при их нагреве и движением потока газов к окну для истечения.

Во-первых, еще в XIX веке, со временем русского ученого В. А. Михельсона, известно, что вектор скорости горения в газе в ламинарном пламени направлен по нормали к поверхности фронта. Скорость распространения обычно составляет несколько десятков сантиметров в секунду, в нашем случае для смеси пропан – воздух — от 0,38 до 0,42 м/с.

Во-вторых, в зоне горения газ расширяется, а вне этой зоны по обе ее стороны — сжимается, обеспечивая тем самым движение газов от зоны горения,

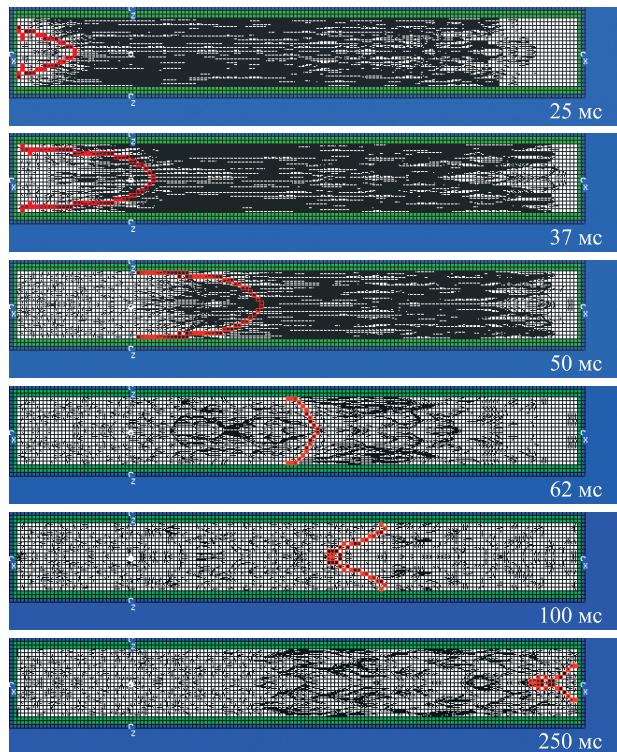


Рис. 4. Взрыв в замкнутом объеме установки “Сержант”

в том числе фронта пламени. Модуль скорости фронта тем выше, чем больше по объему слой газа, находящийся в той стороне, куда направлен этот вектор. Данный процесс наглядно прослеживается при численном моделировании газового взрыва в закрытой камере “Сержанта” и особенно характерен для начального момента развития взрыва (рис. 4). Из рисунка видно, что по оси камеры скорость фронта принимает значение, превышающее его скорость в сторону стенки камеры, что формирует известную форму пламени в виде полуэллипсоида.

В-третьих, истечение газа также влияет на форму пламени. Известно, что течение газа в цилиндрическом объеме при ламинарном режиме имеет профиль скорости, также напоминающий полуэллипсоид, вытянутый в сторону стока.

При газовом взрыве вектора всех этих скоростей складываются по правилу суперпозиции.

Численное моделирование газового взрыва

Особенность численных методов описания газовых взрывов заключается в том, что они дают возможность рассчитывать параметры газа при условии их распределения по объему. Это позволяет следить не только за изменением давления и температуры во всех расчетных ячейках, на которые разбит объем, но и за скоростью течения и траекторией потоков. Кроме того, моделируя условия распространения пламени от ячейки к ячейке, можно на-

блюдать за развитием фронта пламени, этого краеугольного параметра, определяющего развитие взрыва. Для этого обратимся к численному моделированию взрыва в камере установки “Сержант” в соответствии с его исходными данными, используя отечественный программный продукт “Вулкан-М” [9, 10], разработанный на основе метода “крупных частиц” [11].

Моделирование взрыва в замкнутом объеме установки “Сержант”

Для анализа результатов численного моделирования весьма полезным является учет результатов расчета газового взрыва в установке “Сержант” в случае замкнутого объема камеры. Этот численный эксперимент с визуализацией фронта пламени играет роль установочного; его можно считать также контрольным с точки зрения оценки адекватности программного продукта “Вулкан-М”. Моделируется процесс в камере, заполненной смесью газов стехиометрического состава. Воспламенение смеси производится слева от фланца по оси камеры. Результаты опыта приведены на рис. 4–6. Расчетный объем разбит приблизительно на 50 тысяч ячеек, имеющих кубическую форму с длиной ребра 1 см. Фронт пламени представляется горящими ячейками, которые выделены красным цветом. На рис. 4 приведена типичная картина развития фронта. Вначале он интенсивно расширяется, приобретая форму полуэллипсоида, в результате чего его площадь становится максимальной. Затем, достигнув середины объема, он вырождается в плоскость. Это объясняется тем, что в этом случае по обе стороны от фронта пламени размеры объемов камеры, в которых происходит сжатие, одинаковы по величине, что обеспечивает их одинаковую упругость. Во второй половине объема фронт приобретает форму, почему-то называемую “тюльпаном”, хотя она, скорее всего, напоминает воронку, сливной канал которой направлен в сторону продуктов сгорания. Видимая скорость движения фронта в этой части сильно замедляется: если первую половину он проходит за 60 мс, то вторую — за 200 мс.

На рис. 5 приведены результаты расчета давления и площади фронта пламени. На рисунке видно, что максимума площадь фронта достигает через 50 мс, что совпадает с “визуальными” данными, представленными на рис. 4. При движении фронта пламени в первой половине объема темп нарастания давления очень высокий, затем по мере приближения к середине оно быстро спадает. Объясняется это тем, что сжатие объема исходной смеси газов происходит тем интенсивнее, чем больше ее объем и меньше давление в камере, так как $dV/dp = -V/(kP)$, что характерно для начальной стадии развития фронта пламени. Судя по рис. 6, площадь фронта

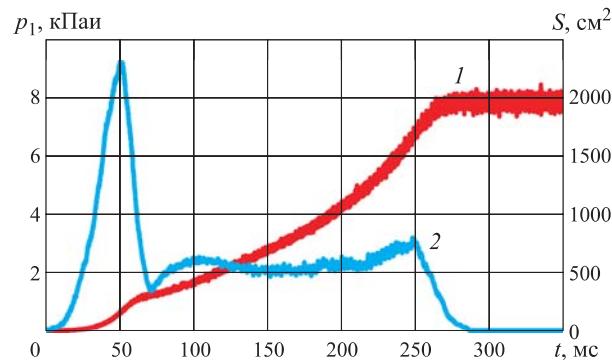


Рис. 5. Динамика развития давления (1) и площади фронта пламени (2) при взрыве в замкнутом объеме

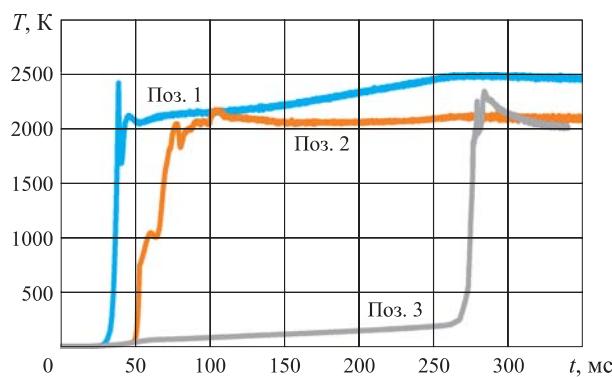


Рис. 6. Динамика температуры газов при взрыве замкнутом объеме: “датчики” у левого фланца (поз. 1), посередине камеры (поз. 2) и у правого фланца (поз. 3)

пламени в момент 50 мс после его соприкосновения со стенками камеры начинает уменьшаться, так как развитие пламени в радиальном направлении отсутствует, а в момент 75 мс фронт проходит середину камеры. Данные, представленные на рис. 5 и 6, уточняют кадры видеоряда на рис. 4.

Взрыв на установке “Сержант” с окном диаметром 60 мм

На рис. 7 и 8 приведены результаты численных опытов газовых взрывов в камере с геометрией “Сержанта” при наличии окна, которое располагалось поочередно в двух местах — рядом с местом воспламенения (поз. 1) и на противоположной стороне (поз. 3). На рис. 9 показан ход кривой давления $p_1(t)$ при положении окна в поз. 1 и $p_3(t)$ — в поз. 3. Сравним их с результатами физических опытов (см. рис. 2). Адекватность математической модели подтверждается не только качественным совпадением результатов численного и физического экспериментов, но и во многом количественным. Видно, что не только продолжительность процесса почти одинакова, но и весь ход кривых близок между собой. Таким образом, можно достаточно уверенно принимать к анализу полученные данные численного

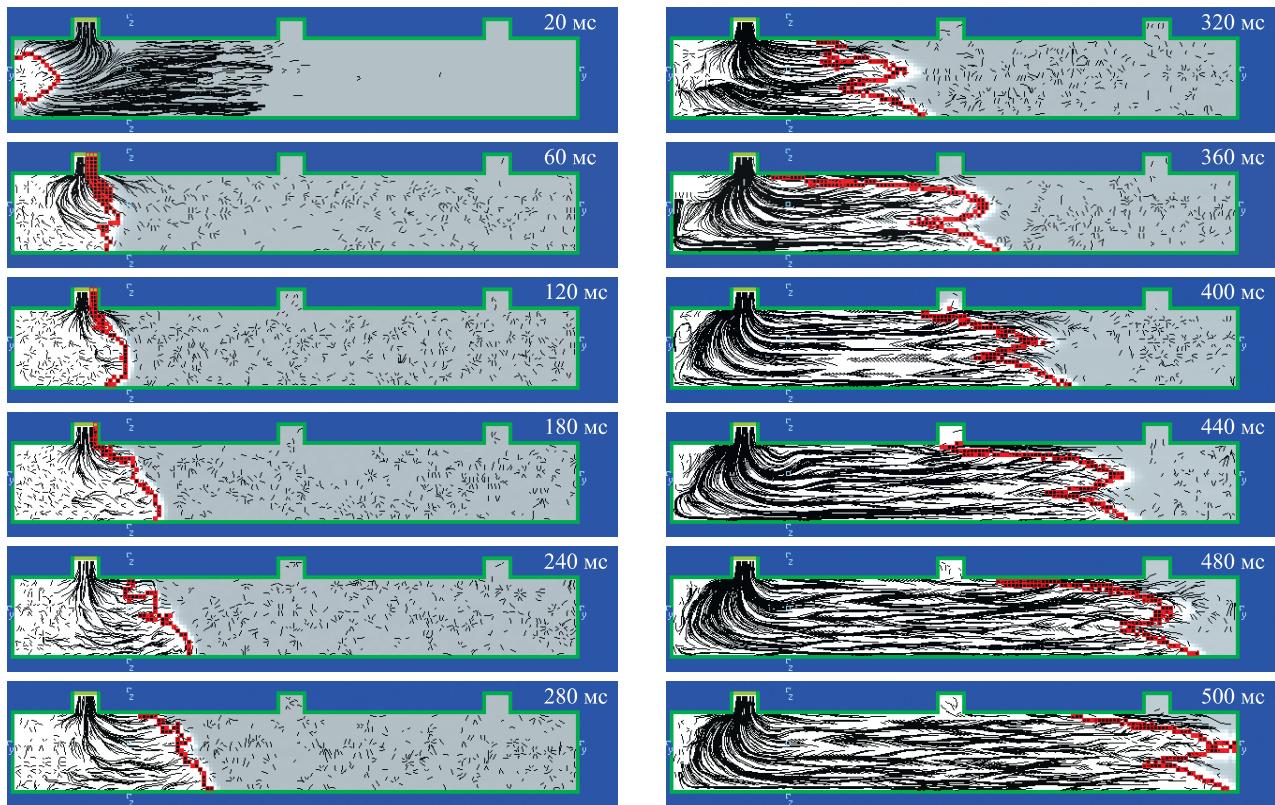


Рис. 7. Динамика развития фронта пламени при расположении окна $d = 60$ мм в поз. 1

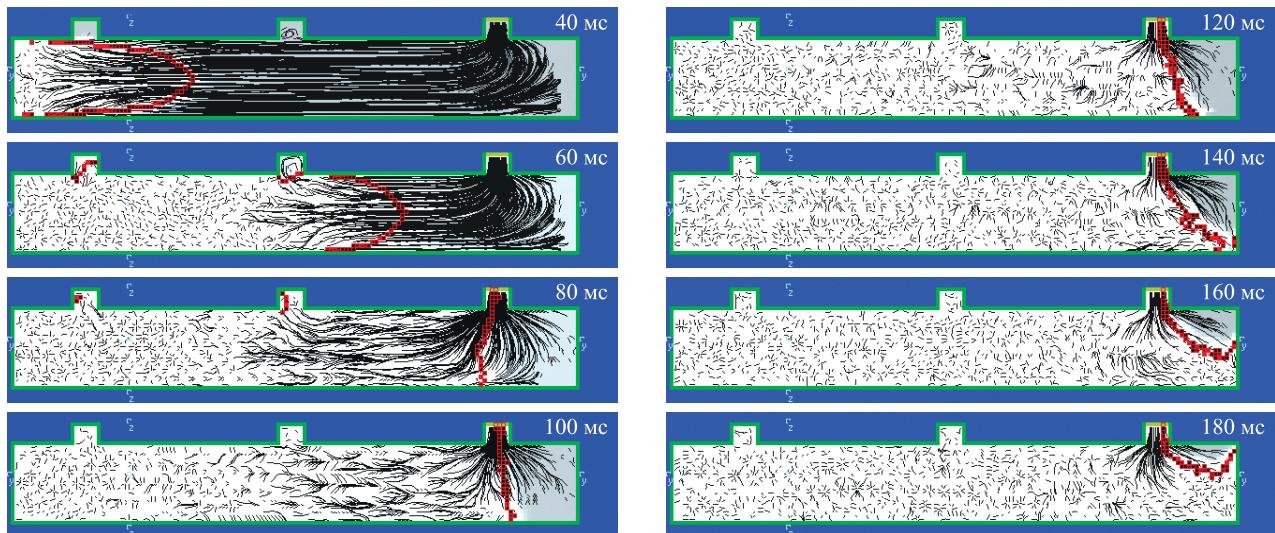


Рис. 8. Динамика развития фронта пламени при расположении окна $d = 60$ мм в поз. 3

эксперимента по развитию фронта пламени (см. рис. 7 и 8).

Положение окна в позиции 1. На рис. 7 видно, что фронт пламени после касания стенки камеры очень скоро достигает окна, после чего туда поступают и продукты сгорания, что обуславливает догоорание исходной смеси в окне и за пределами камеры. За счет этого и практического равенства скоростей, с которыми фронт движется вправо за счет сжатия негоревшей части смеси и влево за счет скорости, с которой газы устремляются к окну, положе-

ние и размер фронта несколько стабилизируются, практически не меняясь вплоть до $t = 200$ мс. При этом площадь фронта остается минимально возможной, т. е. близкой к площади поперечного сечения камеры.

По прошествии 200 мс фронт отрывается от окна и медленно движется вправо с увеличением площади, которая достигает максимума в момент $t = 450$ мс. Уменьшение площади фронта наступает при его касании правого торца.

На рис. 9,а видно, что давление $p_1(t)$ имеет два максимума. Первый образуется за счет интенсивно-

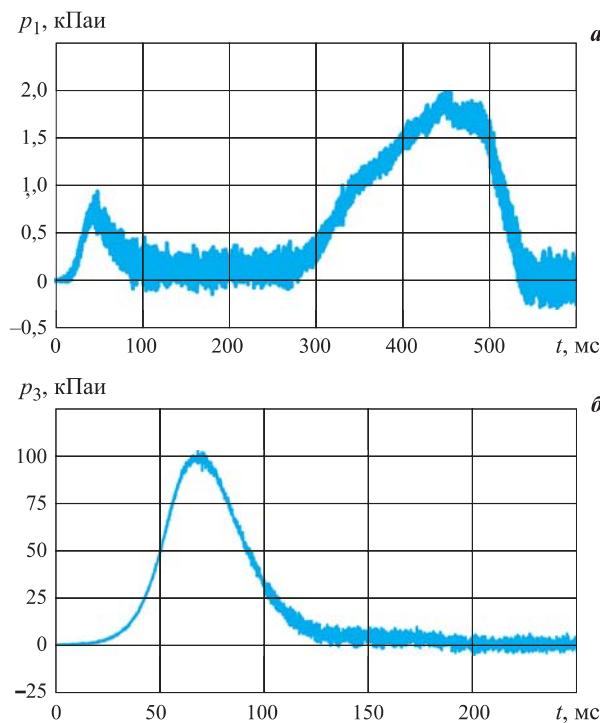


Рис. 9. Динамика развития давления при положении окна $d = 60$ мм в поз. 1 (а) и поз. 3 (б)

го расширения фронта пламени, типичного для начала его распространения, что приводит к росту давления в камере. Затем, по достижении фронтом одновременно и стенок камеры, и окна, через него начинают истекать продукты сгорания вместе с частью пламени, в результате чего давление резко падает. Второй максимум также связан с изменением площади фронта пламени. В этом случае площадь возрастает в интервале времени от 250 до 500 мс, достигая максимума, после чего уменьшается (см. рис. 7 и далее рис. 12).

Положение окна в позиции 3. В этом случае разворачивается совсем другая картина развития фронта пламени (см. рис. 8). Здесь скорости горения, сжатия газов и движения потока смеси газов к окну складываются, в результате чего фронт пламени, имеющий вначале эллипсоидную форму, сильно вытягивается и устремляется к окну, через которое истекает исходная смесь. Несмотря на то что скорость ее истечения ниже, чем продуктов сгорания, движение фронта к окну проходит весьма быстро, так что через 80 мс он достигает окна. После этого скорость фронта замедляется, и последние 10 % объема он проходит за те же 80 мс, при этом повторяется картина развития фронта пламени, представленная на рис. 7, в начальный период. Это наблюдение подтверждается и далее графиком на рис. 12.

На рис. 9, б видно, что давление $p_3(t)$ до момента 70 мс нарастает, в это время истекает исходная смесь. После истечения через окно продуктов сго-

рания давление падает и в интервале времени от 120 до 180 мс оно едва отличается от нуля. Время процесса взрыва в этом случае значительно меньше, чем в первом. Математическая модель показывает, что в случае, когда окно расположено рядом с местом воспламенения, сгорает практически вся исходная смесь. В то же время, когда окно находится у дальнего фланца, более 90 % исходной смеси выбрасывается из камеры.

Взрыв на установке “Сержант” с окном диаметром 20 мм

Уменьшение диаметра окна до 20 мм приводит к качественному изменению характера его влияния на процесс взрыва. Дело в том, что с уменьшением размеров окна развитие фронта пламени приближается к картине его развития в замкнутой камере, что заметно при сравнении между собой кадров на рис. 10 и 4. На это же указывает и близость значений времен процесса при положениях окна в позициях 1 и 3 на рис. 12.

Давление в камере нарастает одинаково при обоих вариантах расположения окна до тех пор, пока фронт пламени не коснется стенок камеры (рис. 11). Далее графики расходятся так, что давление в камере при положении окна в поз. 3 все время будет больше, чем в поз. 1, т. е. $p_3(t) > p_1(t)$, что объясняется влиянием свойств истекающих газов. Однако фронт пламени при $p_3(t)$ достигает дальнего торца раньше, чем при $p_1(t)$, так как сказывается влияние сложения скоростей, после чего горение к моменту времени 180 мс прекращается, и камера начинает опорожняться.

В то же время при положении окна в поз. 1 движение фронта пламени происходит медленнее, горение продолжается даже после того, как оно прекратилось при положении окна в поз. 3, поэтому давление $p_1(t)$ продолжает расти и после того, как $p_3(t)$ уже начало падать. В результате более длительного горения максимальное значение $p_{1\max}(t)$ превышает $p_{3\max}(t)$. После касания правого торца фронт пламени при $p_1(t)$ начинает резко сокращаться, горение прекращается, и камера начинает опорожняться почти таким же темпом, как и при $p_3(t)$. Максимумы давления в обоих случаях имеют один и тот же механизм: при горении давление в камере нарастает, а после его прекращения — падает, формируя таким образом пик давления.

Динамика развития площадей фронтов пламени

Численная модель позволяет судить также о площади фронтов пламени. При этом в ней принято, что толщина фронтов пламени определена линейным

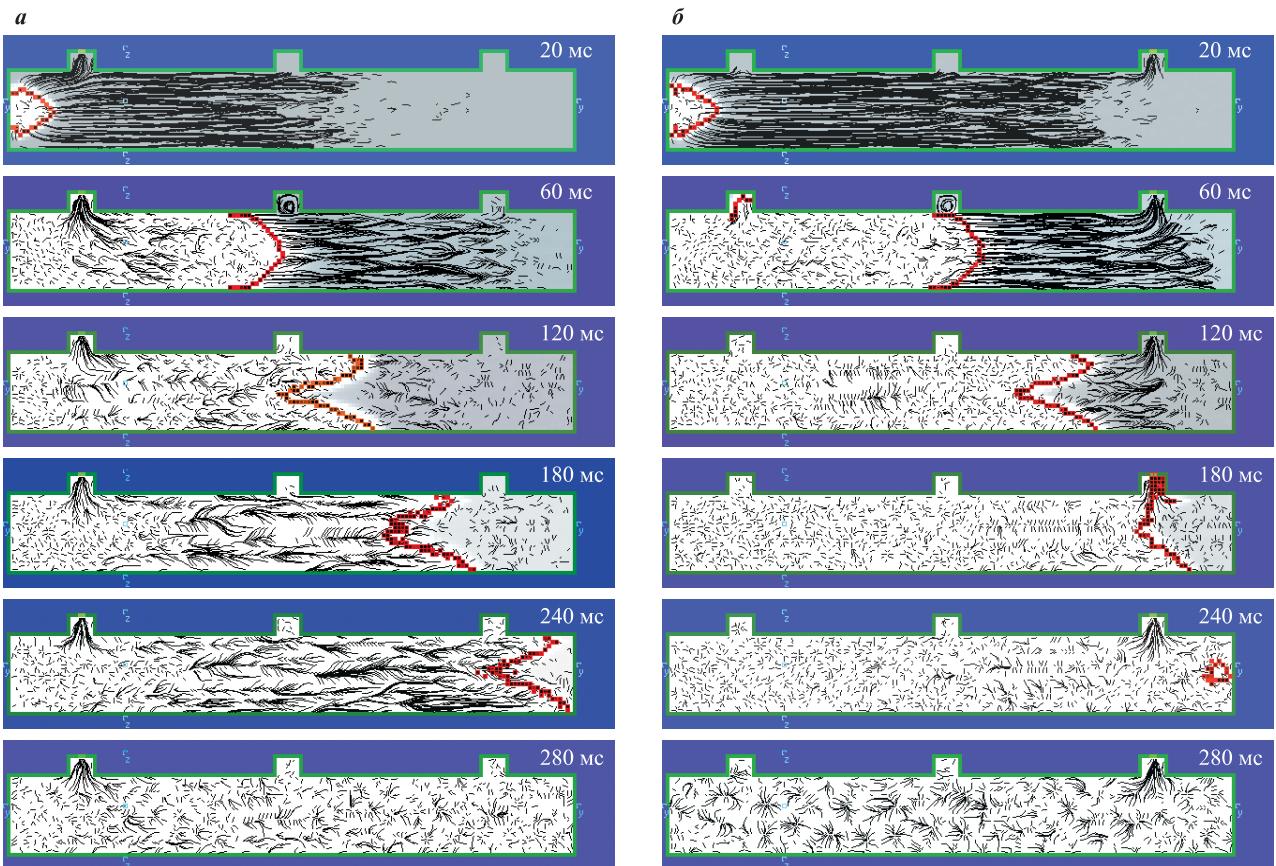


Рис. 10. Динамика развития фронта пламени при взрыве в камере с окном $d = 20$ мм у левого (а) и правого (б) торцов

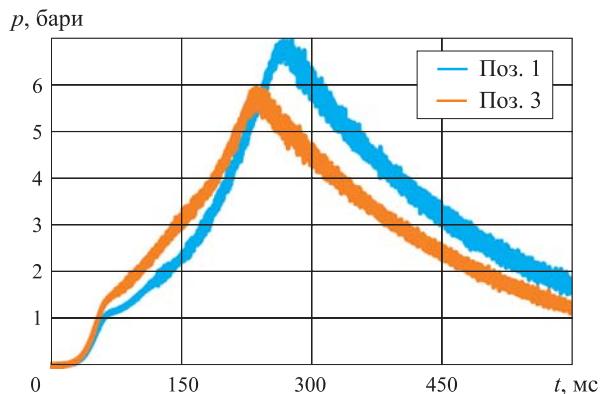


Рис. 11. Динамика развития давления при положении окна 20 мм в поз. 1 и 3

размером ячейки, а его площадь S (м^2) рассчитывается через площадь грани ячейки:

$$S = nS_1,$$

где n — число горящих ячеек;

S_1 — площадь грани расчетной ячейки, см^2 ; в нашем случае $S_1 = 1 \text{ см}^2$.

На рис. 12 сравнивается динамика развития площадей фронтов пламени, имевших место в каждом из четырех численных опытов. Из рис. 12 видно, что во всех случаях в начале развития фронта, до момента времени 5 мс, давление нарастает одинаково,

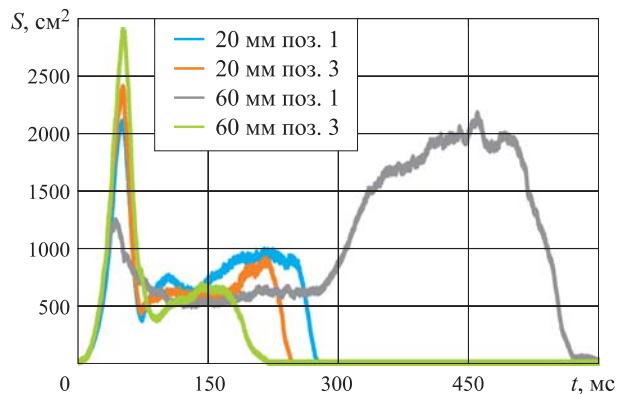


Рис. 12. Динамика развития площади фронта пламени при положении окна 20 и 60 мм в поз. 1 и 3

все графики совпадают, а далее начинают расходиться. Первой уменьшается площадь фронта при положении окна диаметром 60 мм в поз. 1. Это объясняется тем, что фронт пламени достигает окна и через него начинает истекать вместе с продуктами сгорания часть фронта пламени. В то же время пламя при положении окна диаметром 20 мм в поз. 3 достигает наибольшей площади. И наконец, малый размер окна слабо влияет на развитие фронта пламени, поэтому кривые, соответствующие положению окна как в поз. 1, так и в поз. 3, весьма близки между собой.

Наименьшая продолжительность взрыва, естественно, имеет место при установке окна диаметром 60 мм в поз. 1. Площадь горения во второй части процесса достаточно велика по сравнению с другими вариантами взрыва, но, с учетом того что при этом истекают продукты сгорания, давление в камере мало.

Видно, что при диаметре окна 20 мм кривые изменения площади фронта пламени близки между собой и недалеки от кривой для замкнутого объема. При диаметре окна 60 мм динамика развития фронта пламени при различных положениях окна существенно различается.

Вывод

На развитие процесса газового взрыва в камере, имеющей окно, оказывают влияние два важнейших фактора: размер окна и его положение относитель-

но места воспламенения. Ранее известное утверждение об их сочетанном действии на процесс трактовалось так: чем больше размер окна и меньше расстояние между ним и местом воспламенения газовой смеси, тем ниже максимальное давление взрыва. Однако оказывается, что верна только первая часть утверждения: чем больше размер окна, тем меньше давление взрыва. Что касается влияния местоположения окна на давление взрыва, то оно двоякое. При больших размерах окна остается верным известное утверждение, но при уменьшении его размеров влияние его положения нивелируется. Более того, оказывается, что при близком расположении окна к месту воспламенения давление даже несколько выше, чем при удаленном. Объяснение этому эффекту лежит в особенностях развития фронта пламени, его площади и скорости видимого движения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Polandov Yu. Kh., Korolchenko A. Ya., Dobrikov S. A.* Gas explosion in a room with a window and passage to an adjacent room // MATEC Web of Conferences. — 2016. — Vol. 86, Article No. 04031. — 7 p. DOI: 10.1051/matecconf/20168604031.
2. Поландов Ю. Х., Добриков С. А., Кукин Д. А. Результаты испытаний легкосбрасываемых конструкций // Пожаровзрывобезопасность/Fire and Explosion Safety. — 2017. — Т. 26, № 8. — С. 5–14. DOI: 10.18322/PVB.2017.26.08.5-14.
3. Bauwens C. R., Chaffee J., Dorochev S. B. Effect of ignition location, vent size, and obstacles on vented explosion overpressures in propane-air mixtures // Combustion Science and Technology. — 2010. — Vol. 182, Issue 11-12. — P. 1915–1932. DOI: 10.1080/00102202.2010.497415.
4. Bauwens C. R. L., Bergthorson J. M., Dorochev S. B. Experimental investigation of spherical-flame acceleration in lean hydrogen-air mixtures // International Journal of Hydrogen Energy. — 2017. — Vol. 42, Issue 11. — P. 7691–7697. DOI: 10.1016/j.ijhydene.2016.05.028.
5. Phylaktou H. N., Andrews G. E., Herath P. Fast flame speeds and rates of pressure rise in the initial period of gas explosions in large L/D cylindrical enclosures // Journal of Loss Prevention in the Process Industries. — 1990. — Vol. 3, Issue 4. — P. 355–364. DOI: 10.1016/0950-4230(90)80005-u.
6. Bi Mingshu, Dong Chengjie, Zhou Yihui. Numerical simulation of premixed methane-air deflagration in large L/D closed pipes // Applied Thermal Engineering. — 2012. — Vol. 40. — P. 337–342. DOI: 10.1016/j.aplthermaleng.2012.01.065.
7. Chao J., Bauwens C. R., Dorochev S. B. An analysis of peak overpressures in vented gaseous explosions // Proceedings of the Combustion Institute. — 2011. — Vol. 33, Issue 2. — P. 2367–2374. DOI: 10.1016/j.proci.2010.06.144.
8. Molkov V., Shentsov V. Numerical and physical requirements to simulation of gas release and dispersion in an enclosure with one vent // International Journal of Hydrogen Energy. — 2014. — Vol. 39, Issue 25. — P. 13328–13345. DOI: 10.1016/j.ijhydene.2014.06.154.
9. Fakandu B. M., Andrews G. E., Phylaktou H. N. Vent static burst pressure influences on explosion venting // Proceedings. Tenth International Symposium on Hazard, Prevention and Mitigation of Industrial Explosions (X ISHPMIE) (10–14 June 2014, Bergen, Norway). — 16 p. URL: <http://eprints.whiterose.ac.uk/104968/1/X%20ISHPMIE%20Paper%202015%20GEA%205.pdf> (дата обращения: 01.03.2019).
10. Zalosh R. G. Gas explosion tests in room-size vented enclosures // Proceedings of the 13th Loss Prevention Symposium. — Houston, 1979. — P. 98–108.
11. Поландов Ю. Х., Барг М. А., Власенко С. А. Моделирование процесса горения газовоздушной смеси методом крупных частиц // Пожаровзрывобезопасность/Fire and Explosion Safety. — 2007. — Т. 16, № 3. — С. 6–9.

12. Комаров А. А., Бажина Е. В. Определение параметров динамических нагрузок от аварийных взрывов, действующих на здания и сооружения взрывоопасных производств // Вестник МГСУ. — 2013. — № 12. — С. 14–19.
13. Комаров А. А., Чиликина Г. В. Условия формирования взрывоопасных облаков в газифицированных жилых помещениях // Пожаровзрывобезопасность/Fire and Explosion Safety. — 2002. — Т. 11, № 4. — С. 24–28.
14. 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.
15. Салымова Е. Ю. Динамика развития опасных факторов в зданиях с ограждающими конструкциями из трехслойных сэндвич-панелей при пожарах и взрывах : дис. канд. техн. наук. — М., 2015. — 110 с.
16. Li Jingde, Hernandez Francisco, Hao Hong, Fang Qin, Xiang Hengbo, Li Zhan, Zhang Xihong, Chen Li. Vented methane-air explosion overpressure calculation — A simplified approach based on CFD // Process Safety and Environmental Protection. — 2017. — Vol. 109. — P. 489–508. DOI: 10.1016/j.psep.2017.04.025.
17. Свидетельство об официальной регистрации программы для ЭВМ 2007614950 Российская Федерация. Моделирование процессов горения и взрыва газовоздушных смесей “Вулкан-М” / Поландов Ю. Х., Барг М. А., Марков С. С. — № 2007613936, заявл. 08.10.2007, опубл. 03.12.2007.
18. Барг М. Численное и физическое моделирование взрывов газовых смесей. — Saarbrucken, Germany : LAP Lambert Academic Publishing, 2011. — 116 с.
19. Белоцерковский О. М., Давыдов Ю. М. Метод крупных частиц в газовой динамике. Вычислительный эксперимент. — М. : Наука, 1982. — 392 с.
20. Белоцерковский О. М., Давыдов Ю. М. Нестационарный метод “крупных частиц” для газодинамических расчетов // Журнал вычислительной математики и математической физики. — 1971. — Т. 11, № 1. — С. 182–207.
21. Численное исследование актуальных проблем машиностроения и механики сплошных и сыпучих сред методом крупных частиц : в 5 т. / Под ред. Ю. М. Давыдова. — М. : Национальная академия прикладных наук, 1995. — 1658 с.

Поступила 03.03.2019; после доработки 08.04.2019; принята к публикации 10.04.2019

Информация об авторах

Юрий Христофорович ПОЛАНДОВ, д-р техн. наук, профессор, руководитель Научно-образовательного центра “Механика жидкости и газа, физика горения”, Орловский государственный университет им. И. С. Тургенева, г. Орел, Российская Федерация; ORCID: 0000-0003-2983-6023, e-mail: polandov@yandex.ru

Сергей Александрович ДОБРИКОВ, исследователь, Орловский государственный университет им. И. С. Тургенева, Россия, г. Орел, Российская Федерация; инженер-программист, ООО “МЕРА-НН”, г. Нижний Новгород, Российская Федерация; ORCID: 0000-0002-9339-1500, e-mail: dobrikov@yandex.ru