

Одновременно проводилось решение системы (15) для случая, когда функция  $Bf(Re) = 0$ , т. е. без учета реактивной силы. Результаты решения приведены в табл. 2, где  $D_0$  — начальный размер капли. Анализ этих данных позволяет следующим образом представить картину движения капли. В начальные моменты времени, когда капля имеет значительное относительное ускорение, основной вклад в общий баланс сил (рассматривается правая часть первого уравнения системы (12)) вносит первый член, характеризующий гидродинамическое сопротивление капли, а вклад второго и третьего членов незначителен. С течением времени как реактивная, так и архимедова силы начинают оказывать некоторое влияние на закономерность движения и массообмен капли, что проявляется в разнице численных значений рассчитываемых параметров при малых относительных скоростях движения. Однако это влияние настолько мало, что в практических расчетах с достаточной точностью реактивную силу можно исключить из рассмотрения.

В заключение статьи отметим, что, несмотря на некоторую схематизацию процесса, порядок полученных величин позволяет получить ответ на вопрос о роли реактивной силы в процессе движения и испарения капли.

Поступила в редакцию  
4/VI 1973

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Б. В. Раушенбах и др. Физические основы рабочего процесса в камерах сгорания воздушно-реактивных двигателей. М., Машиностроение, 1964.
2. С. А. Белый. Тр. Третьего всесоюзного совещания по теории горения, т. 2. М., 1960, стр. 76—83.
3. С. В. Анаников, А. В. Талантов, В. В. Давитулиани. Авиационная техника, 1972, 4.
4. В. Г. Левич. Физико-химическая гидродинамика, изд. 2. М., Физматгиз, 1959.
5. Ю. П. Гупало, Ю. С. Рязанцев. Изв. АН СССР, МЖГ, 1969, 6.
6. В. М. Волошук, Л. В. Стужнева. ПМТФ, 1970, 2.
7. Л. С. Лейбензон. Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз., 1940, 3.
8. А. Acgivos, T. D. Taylor. Phys. Fluids, 1962, 5, 4.
9. Ю. П. Гупало, Ю. С. Рязанцев. ПММ, 1971, 35, 2.
10. P. L. Rimpel. J. Fluid Mech., 1968, 32, 1.
11. С. С. Кутателадзе, М. А. Стырикович. Гидравлика газожидкостных систем. М., ГЭИ, 1958.
12. Теплофизические свойства некоторых авиационных топлив в жидком и газообразном состоянии. Под ред. Н. Б. Варгафтика. М., Оборонгиз, 1961.

УДК 662.215.1

#### ВЛИЯНИЕ ЕСТЕСТВЕННОЙ КОНВЕКЦИИ НА ГОРЕНИЕ ЛЕТУЧИХ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ В ПОЛЕ МАССОВЫХ СИЛ

Э. А. Штессель, А. Г. Мержанов,  
Ю. М. Максимов, Э. И. Максимов

(Москва)

Впервые о возможном влиянии гравитационной конвекции на горение газов было указано в работах [1, 2]. Впоследствии экспериментально было установлено, что конвекция влияет на концентрационные пред-

лы распространения газового пламени [3, 4]. В наших работах было обнаружено, что при горении ряда ВВ в поле массовых сил имеется предел горения по перегрузкам [5, 6]. Авторы работы [7] объяснили погашение ВВ разрушением пламени в результате возникновения конвекции, привлекая к рассмотрению сильно упрощенные представления о природе конвективного движения. В связи с этим представляется интересным более строго решить задачу об условиях возникновения конвекции при горении ВВ в поле массовых сил, а также проанализировать влияние интенсивности конвекции на закономерности горения.

Как известно, необходимым условием для возникновения конвекции является наличие градиента температуры, направленного против вектора ускорения силы тяжести. Причем, существует некоторое критическое значение градиента температуры, когда устойчивое равновесие слоя жидкости или газа уже невозможно. Подобное явление может возникнуть и при горении летучих ВВ. Запись температурного профиля, осуществляемая с помощью термопар, показывает, что за фронтом горения имеет место быстрое падение температуры. Это связано с тем, что газообразные продукты реакции контактируют со сравнительно медленно нагревающейся оболочкой, в которой обычно изучается горение летучих ВВ. Условия возникновения конвекции облегчаются при горении ВВ в поле массовых сил. В этом случае значительные перегрузки приведут к более интенсивному перемешиванию газа за фронтом горения.

Предварительно найдем распределение температуры газа за фронтом горения в полубесконечном канале в отсутствии конвекции. Полагаем, что теплоемкость стенок канала значительно больше теплоемкости газа. Тогда температуру стенок можно считать постоянной и равной  $T_0$ . Вводим температуру  $T$ , усредненную по поперечному сечению и зависящую от продольной координаты  $z_1$ . Тогда эту температуру можно найти из решения следующего уравнения:

$$c_p \rho_r u_r \frac{dT}{dz_1} = \lambda \frac{d^2 T}{dz_1^2} - \frac{\alpha_\delta (T - T_0)}{h}, \quad (1)$$

где  $c_p$  — удельная теплоемкость;  $\rho_r$  — плотность газа;  $u_r$  — скорость газа или скорость горения по газу;  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности;  $\alpha_\delta$  — коэффициент теплоотдачи;  $z_1$  — продольная координата;  $h$  — отношение площади сечения канала к периметру сечения.

Для простоты рассмотрим задачу для канала квадратного сечения, тогда  $h=r/2$ , где  $r$  — половина стороны квадрата. В безразмерном виде уравнение (1) примет вид:

$$\text{Pe} \frac{d\theta_0}{dz} = \frac{d^2 \theta_0}{dz^2} - 8 \text{Nu}_\delta \cdot \theta_0 \quad (2)$$

с граничными условиями;  $z=0, \theta_0=1$ ;  $z=\infty, \theta_0=0$ , где  $\text{Pe} = \frac{u_r \cdot r}{a}$  — критерий Пекле;  $\theta_0 = \frac{T - T_0}{T_r - T_0}$  — безразмерная температура;  $\text{Nu}_\delta = \frac{\alpha_\delta \cdot r}{\lambda}$  — число Нуссельта;  $z=z_1/r$  — безразмерная координата;  $v, a$  — соответственно коэффициенты кинематической вязкости и температуропроводности;  $T_r$  — температура в зоне горения, которая в первом приближении равна адиабатической температуре горения.

Решение уравнения (2) имеет вид:

$$\theta_0 = e^{-pz}, \\ p = \frac{\sqrt{\text{Pe}^2 + 32 \text{Nu}_\delta}}{2} - \frac{\text{Pe}}{2}. \quad (3)$$

Как видно из (3), крутизна падения температуры за фронтом пламени является функцией теплоотвода.

Для рассматриваемого начального участка канала поток газа нестабилизирован как в тепловом, так и в гидродинамическом отношении. Значения  $Nu_\delta$  для этого случая брались из данных, полученных В. Х. Кейсом [8]. Зависимость  $Nu_\delta$  от  $Re$  можно представить в виде:

$$Nu_\delta = 0,63 \cdot \left( Re \cdot \frac{2r}{L} \right)^{0,4}, \quad (4)$$

где  $L$  — длина участка, на котором определяется среднее значение  $Nu_\delta$ . В дальнейшем принималось значение  $2 \cdot r/L = 1$ .

Как уже указывалось выше, в случае действия массовых сил при заданном градиенте температуры может возникнуть конвективное движение газа, начало которого, как известно, описывается критическим числом Рэлея ( $Ra_*$ ). Для нахождения критических условий возникновения конвекции рассмотрим полубесконечный канал квадратного сечения с идеально теплопроводными стенками (рис. 1). Температура нижней грани канала  $xoy$   $T_r = \text{const}$ . От плоскости  $xoy$  в направлении оси  $oz$  движется газ с постоянной скоростью  $u_r$ . Вектор ускорения массовой силы  $(\vec{q})$  направлен перпендикулярно к поверхности  $xoy$ . При  $z = \infty$  температура газа равна  $T_0$ . Здесь следует отметить, что выбор квадратного сечения, а не кругового не принципиален. Так, в работах [9, 10] исследовалась конвективная неустойчивость неподвижной жидкости в каналах квадратного и кругового сечений. Оказалось, что значения  $Ra_*$  в обоих случаях весьма близки. В то же время канал с квадратным сечением позволяет искать решение в достаточно простом виде. Наиболее вероятными в этом случае являются возмущения в виде системы валов с осями, параллельными короткому ребру основания канала [11]. Причем, если длина вертикальной грани больше горизонтальной, то существует только один валик. Поэтому в дальнейшем модель течения будем принимать в виде одного вала с осью вращения параллельной оси  $oy$ .

Система уравнений в безразмерном виде, описывающая рассматриваемый процесс, имеет вид:

$$\begin{aligned} \Pr(\vec{v} \nabla) \vec{v} &= -\vec{\nabla} F + \Pr \Delta \vec{v} + Ra \theta \cdot \vec{k}, \\ \Pr(\vec{v} \nabla \theta) &= \Delta \theta, \\ \operatorname{div} \vec{v} &= 0. \end{aligned} \quad (5)$$

Безразмерные переменные:  $x = \frac{x_1}{r}$ ,  $y = \frac{y_1}{r}$ ,  $z = \frac{z_1}{r}$  — координаты,  $\vec{v} = \frac{r}{v} \cdot \vec{v}_1$  — скорость,  $F = \frac{-r^2}{\rho_r v \cdot a} \cdot F_1$  — давление,  $\theta = \frac{T - T_0}{T_r - T_0}$  — температура.

Безразмерные параметры:  $\Pr = v/a$  — критерий Прандтля,  $Ra = \frac{q \cdot \beta (T_r - T_0)}{v \cdot a}$  — число Рэлея. Здесь  $x_1$ ,  $y_1$ ,  $z_1$  — размерные координаты,  $\vec{v}_1$  — скорость,  $F_1$  — давление,  $\beta$  — коэффициент объемного расширения,  $q$  — вектор перегрузки,  $\vec{k}$  — единичный вектор оси  $oz$ .

Представим безразмерную температуру и давление в виде  $\theta = \theta_0 + \theta_1$  и  $F_1 = F_0 + F'$ , где  $\theta_1$  и  $F'$  — возмущенные температура и давление, причем  $\theta_1 \ll \theta_0$  и  $F' \ll F_0$ . Отклонение температуры и давления от равновесных распределений  $T_0$  и  $F_0$  приводят к конвективному движению газа со скоростью  $\vec{v}_k$ . Под  $\vec{v}$  в уравнениях (4) подразумевается суммарная скорость, равная скорости газа и скорости за счет естественной конвекции

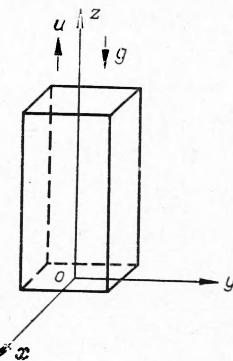


Рис. 1. Схема полубесконечного канала квадратного сечения.

$\vec{v} = \bar{u}_r + \vec{v}_k$ , где  $\bar{u}_r$  — скорость потока газа ( $\bar{u}_r \gg v_k$ ) направлена только по оси  $oz$  и принимается в дальнейшем постоянной.

Будем рассматривать малые возмущения равновесия. Тогда, пренебрегая членами второго порядка малости, уравнение для возмущений можно записать в виде:

$$\begin{aligned} Pe \cdot \frac{\partial \vec{v}_{kz}}{\partial z} &= -\vec{\nabla} F_1 + Pr \Delta \vec{v}_k + Ra \theta_1 \vec{k}, \\ Pe \frac{\partial \theta_1}{\partial z} + Pr v_{kz} \frac{\partial \theta_0}{\partial z} &= \Delta \theta_1, \\ \operatorname{div} v_k &= 0. \end{aligned} \quad (6)$$

Система уравнений (5) решается при следующих граничных условиях. На границах канала и на бесконечности возмущения скорости исчезают:

$$\vec{v}_k|_s = 0, \quad v_{kz}|_\infty = 0.$$

Стенки канала считаем идеально проводящими. В этом случае возмущения температуры на поверхности исчезают:

$$\theta|_s = 0, \quad \theta|_\infty = 0.$$

Для определения  $Ra_*$  будем использовать метод Бубнова — Галеркина [12].

В этом методе решение однородной краевой задачи ищется в виде линейной комбинации конечного числа некоторых базисных функций, удовлетворяющих граничным условиям и уравнению неразрывности. Метод позволяет сводить задачу к решению алгебраических уравнений для коэффициентов разложения.

Выберем базисные функции для  $\vec{v}_k$ :

$$v_{kx} = \frac{1}{4} (1-x^2)^2 \cdot (1-y^2) z^{n-1} \cdot (n-z) \cdot l^{-z} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} v_{ky} &= 0, \\ v_{kz} &= x(1-x^2)(1-y^2)z^n e^{-z}, \end{aligned}$$

где  $n$  — произвольное число и распределение температуры

$$\theta_1 = A \cdot \theta^*, \quad (8)$$

где  $\theta^* = x(1-x^2)(1-y^2)z^n e^{-z}$ . Применение подобных базисных функций для определения  $Ra_*$  в кубической полости, наполненной жидкостью, дало хорошее согласие с экспериментом [13].

Для определения  $A$  и  $Ra_*$ , следуя методу Бубнова — Галеркина, поступаем следующим образом. Подставим в уравнение теплопроводности системы (6) значение  $\theta_1$  из (8) и умножим обе части равенства на определенную нами базисную функцию  $\theta^*$ , тогда, проинтегрировав по объему, получим:

$$A = \frac{\Pr \int_v v_{kz} \cdot \frac{\partial \theta_0}{\partial z} \theta^* dv}{\int_v \Delta \theta^* \theta^* dv - Pe \int_v \theta^* \frac{\partial \theta^*}{\partial z} dv}. \quad (9)$$

Для определения  $Ra_*$  умножим обе части уравнения Навье — Стокса системы (6) на  $\vec{v}_k$  и проинтегрируем по объему:

$$Ra_* = \frac{\Pr \int_v \frac{\partial \vec{v}_k}{\partial z} \vec{v}_k dv - Pr \int_v \vec{v}_k \Delta \vec{v}_k dv}{\int_v \theta_1 v_{kz} dv}. \quad (10)$$

В уравнении (10) учтено, что  $\int \vec{v}_k \nabla F_1 dv = 0$  в силу граничных условий для скорости и уравнения непрерывности.

Подставляя в (8) и (9) значения  $\vec{v}_k$ ,  $\theta^*$  и  $\theta_0$ , находим:

$$A = 0,081 \cdot \text{Pr} \cdot \frac{P}{(p+2)^{2n+1}} \cdot 2^{2n+1}, \quad (11)$$

$$\text{Ra}_* = 47 \cdot \frac{(p+2)^{2n+1}}{p} \cdot \frac{n \cdot (n-1)(2n-4)! \cdot [1 + 13(2n-1)(2n-3)]}{2^{2n+1}},$$

где  $p=f(\text{Pe})$  и определяется из формулы (3). В данном случае величина  $n$  неизвестна и определяет положение максимума возмущенной скорости. С большой вероятностью можно предположить, что максимум скорости  $v_{kz}$  лежит в промежутке на оси  $oz$  от  $o$  до  $2/p$  (безразмерная температура  $\theta_0$  меняется в этом промежутке от 1 до  $l^{-2}$ ). В таблице приведены значения  $\text{Ra}_*$  при различных  $n$ . Как видно,  $\text{Ra}_*$  слабо зависит от  $n$ . На рис. 2, 3 приведен график зависимости  $\text{Ra}_*$  от скорости потока газа в координатах  $\lg \text{Ra}$  и  $\lg \text{Pe}$  для случая  $n=1/p$ . При увеличении скорости газа из физических соображений можно было бы ожидать, что возникновение конвекции будет затруднено, поскольку профили температур по координате  $z$  становятся более пологими ( $p$  падает). Однако последнее обстоятельство приводит к тому, что область, охваченная конвекцией, увеличивается ( $n$  растет). Совокупность этих факторов оставляет значение  $\text{Ra}_*$  с ростом  $\text{Pe}$  практически неизменным. На этом же графике нанесены экспериментальные данные работ [5, 6] по погасанию дины, гексогена и перхлората аммония (ПХА) в поле массовых сил. Данные опытов пересчитывались в зависимости  $\text{Ra}$  от  $\text{Pe}$  по формулам:

$$\text{Ra} = \frac{q \Delta T}{v \cdot a \cdot T_g} \cdot r^3, \quad \text{Pe} = \frac{u_g \cdot r}{a},$$

где  $u_g = \rho_k u_k / \rho_g$ ;  $\rho_k$  — плотность вещества;  $u_k$  — скорость горения по образцу. Значения  $T_g$  и  $\Delta T$  для дины брались из опытов [5] соответственно равными  $1500$  и  $1000^\circ \text{K}$ ; для гексогена  $T_g = 2270^\circ \text{K}$  [14],  $\Delta T$  принималось равным  $1000^\circ$ ; для ПХА  $T_g = 1200^\circ \text{K}$  [15] и  $\Delta T = 700^\circ$ . Точный расчет продуктов реакции неизвестен, но поскольку значения  $v$  и  $a$  для разных

газов весьма близки, то в данном случае использовались значения этих коэффициентов для кислорода при соответствующих температурах и давлениях [16].

Как видно из графика, экспериментальные точки для всех трех веществ образуют единую прямую. Кроме того, область погасания лежит гораздо выше области возникновения конвекции. Отсюда ясно, что возникновение конвекции еще не приводит к погасанию. На основании этих фактов

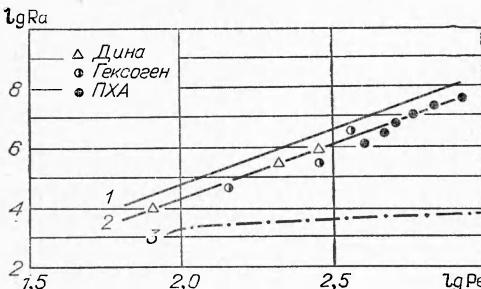


Рис. 2. График зависимости  $\lg \text{Ra}$  ( $\lg \text{Pe}$ ). 1 — теоретически определенная граница погасания; 2 — экспериментально определенная граница погасания; 3 — зависимость  $\lg \text{Ra}_*$  ( $\lg \text{Pe}$ ).

да ясно, что возникновение конвекции еще не приводит к погасанию. На основании этих фактов

можно сделать вывод, что погасание связано с увеличением теплопотерь, обусловленных развитой конвекцией. Поэтому представляется интересным качественно рассмотреть закономерности горения ВВ в условиях развитой конвекции. Для этого, следуя подходу, предложенному Я. Б. Зельдовичем [17], выведем зависимость скорости горения от теплопотерь.

Баланс количества тепла в зоне реакции при наличии теплопотерь можно представить в следующем виде:

$$c_p \rho_r u_r (T_{ad} - T_0) = c_p \rho_r u_r (T_r - T_0) + \frac{\alpha_\delta (T_r - T_0) \Pi \cdot \delta}{S} + \alpha_{\text{эф}} (T_r - T_0), \quad (12)$$

где  $T_{ad}$  — максимальная температура горения в отсутствии теплопотерь;  $\Pi$  — периметр сечения канала;  $\delta$  — зона прогрева;  $S$  — площадь сечения канала;  $\alpha_{\text{эф}}$  — эффективный коэффициент теплоотдачи, учитывающий теплопотери за фронтом горения вследствие градиента температур и конвективного перемешивания газа.

Поскольку  $\delta = a/u_r$  и для канала кругового сечения  $\frac{\Pi}{S} = \frac{2}{r}$ , то, полагая  $T_{ad} - T_0 \approx T_r - T_0$ , запишем (12) в виде:

$$\frac{T_{ad} - T_r}{T_{ad} - T_0} = \frac{2\alpha_\delta a}{c_p \rho_r u_r^2 r} + \frac{\alpha_{\text{эф}}}{c_p \rho_r u_r}.$$

Скорость горения [17]  $u_r = \text{const} \cdot l^{-\frac{E}{2RT_r}}$  зависит от максимальной температуры  $T_r$ , которая тем ниже, чем больше теплопотери. Учитывая, что  $T_{ad} - T_0 = Q/c_p$ , найдем скорость горения:

$$\frac{u_r}{u_{ad}} = \exp - b \left[ \frac{2\alpha_\delta \cdot a}{c_p \rho_r u_r^2 \cdot r} + \frac{\alpha_{\text{эф}}}{c_p \rho_r u_r} \right], \quad (13)$$

где  $b = \frac{E}{2RT_{ad}^2} \cdot \frac{Q}{c_p}$ ;  $u_{ad}$  — скорость горения в отсутствии теплопотерь.

В безразмерном виде скорость распространения  $Pe$  при наличии тепловых потерь находится решением трансцендентного уравнения

$$\frac{Pe}{Pe_{ad}} = \exp - b \left[ \frac{2Nu_\delta}{Pe^2} + \frac{Nu_{\text{эф}}}{Pe} \right]. \quad (14)$$

Если  $Nu_\delta$  и  $Nu_{\text{эф}}$  не зависят от  $Pe$ , то при отсутствии потерь в направлении потока газа на пределе распространения  $Pe_{np}$  имеет выражение, полученное Я. Б. Зельдовичем:

$$\frac{Pe_{np}}{Pe_{ad}} = \frac{1}{Vl}.$$

Если же потери тепла через стенки канала в зоне реакции по сравнению с конвективными незначительны, то  $\frac{Pe_{np}}{Pe_{ad}} = \frac{1}{l}$ , т. е. в общем случае отношение скоростей горения на пределе распространения пламени меняется от  $1/\sqrt{l}$  до  $1/l$ .

В уравнении (14)  $Nu_\delta$  и  $Nu_{\text{эф}}$  являются функциями  $Pe$ . Вид  $Nu_\delta$  определяется из (4). Значение  $Nu_{\text{эф}}$  можно записать в виде [18]:

$$Nu_{\text{эф}} = Nu^0 + f_1(Ra) \cdot Nu^0, \quad (15)$$

где  $Nu^0$  — значение числа Нуссельта без учета конвекции;  $f_1(Ra)$  — некоторая функция числа  $Ra$ . При отсутствии конвективного перемешивания тепловой поток от поверхности горения можно представить в виде:

$$-\lambda \frac{dT}{dz} \Big|_{z_i=0} = \alpha^0 (T_g - T_0).$$

Приводя его к безразмерному виду, получим:

$$-\frac{d\theta_0}{dz} = \frac{\alpha^0 r}{\lambda} = Nu^0.$$

Из (3) следует  $\frac{d\theta_0}{dz} = P \cdot l^{-pz} \Big|_{z=0} = p$ , тогда (14) можно переписать

$$Nu_{\phi} = p + f_1(Ra) \cdot p.$$

Теплопотери за счет конвекции через всю поверхность цилиндра при  $Ra > 10^4$  выражаются зависимостью [18]:

$$f_1(Ra) = 0,14 \cdot Ra_1^{1/3} \cdot p, \quad (16)$$

где  $Ra_1$  определен через характерную высоту  $H$ , на которой падает разность температур. Выразив значение  $Ra$  через  $r$ , получим:

$$Ra_1^{1/3} = Ra^{1/3} \cdot \frac{H}{r}.$$

Так, если на этом участке  $\theta$  падает от 1 до  $i^{-k}$ , то  $H = \frac{r \cdot k}{p}$ . Как показывают опыты [19], область, охваченная конвекцией, лежит в интервале температур от 1 до  $l^{-2}$ , таким образом  $k=2$ . Тогда окончательно:

$$Nu_{\phi} = p + f(Ra) = p + 0,28 \cdot Ra^{1/3}, \quad (17)$$

где  $p$  определяется из формулы (3).

Из (14) легко найти значение  $Re_{pp}(Ra)$  с учетом (4) и (17)

$$Re_{pp} = \frac{f(Ra) \cdot b + \sqrt{f^2(Ra) \cdot b^2 + 14Nu_{\delta} \cdot b}}{2}. \quad (18)$$

Здесь значение  $b$  можно определить, зная температурный коэффициент скорости горения  $B$ . Поскольку  $B \approx \frac{E}{2RT_g^2}$ , то  $b = B \cdot \frac{Q}{c_p}$ . Для дины и ПХА, например, значения  $b \approx 7,2$  [5, 20]. На рис. 2, 3 показана теоретически определенная граница погасания для  $b=7,2$ . Несовпадение теоретических и экспериментальных результатов связано, по-видимому, с погрешностями приближения в данной задаче. Основными из них являются: усреднение температуры по сечению канала и использование усредненного конвективного коэффициента теплоотдачи. Однако, как видно из графика, экспериментально и теоретически определенные границы погасания располагаются параллельно, что указывает на конвективную природу погасания ВВ при горении их в поле массовых сил. Следует отметить, что качественным подтверждением конвективного механизма погасания явились бы опыты с отрицательными перегрузками. Такие опыты, проведенные с ПХА, показали, что пределы погасания при отрицательных перегрузках отсутствуют.

Поступила в редакцию  
3/V 1973

## ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович. Теория горения и детонация газов. М., Изд-во АН СССР, 1944.
2. Б. Льюис, Г. Эльбе. Горение, пламя и взрывы в газах. М., 1968.
3. В. Н. Кривулин, Л. А. Ловачев и др. Горение и взрывы. М., «Наука», 1972.
4. Л. А. Ловачев, В. С. Бабкин и др. Пределы воспламенения. Препринт. М., ВНИИ противопожарной обороны, 1972.
5. Ю. М. Максимов, Э. И. Максимов, В. Ф. Чуков. ФГВ, 1971, 7, 2.
6. Ю. М. Максимов, Э. И. Максимов. ФГВ, 1972, 8, 4.
7. С. С. Хлевной, В. С. Бабкин. ФГВ, 1972, 8, 4.
8. Trans ASME, 1953, 77, 1265.
9. Г. З. Гершунин, Е. М. Жуховицкий, А. П. Овчинников. Уч. зап. Пермского ун-та, Гидродинамика, вып. 1, 184, 49, 1968.
10. Г. З. Гершунин, Е. М. Жуховицкий. Уч. зап. Пермского ун-та, Гидродинамика, 216, 2, 39, 1970.
11. I. Catton. Int. J. Heat Mass Transfer, 1972, 15, 4.
12. Л. В. Канторович, В. И. Крылов. Приближение метода высшего анализа. М., Физматгиз, 1962.
13. А. П. Овчинников. ПМТФ, 1967, 3.
14. A. I. B. Robertson. Trans. Farad. Soc., 1949, 45, 85.
15. В. К. Боболев, А. П. Глазкова и др. Докл. АН СССР, 151, 1963, 604.
16. Н. Б. Варгафтик. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М., Физматгиз, 1963.
17. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1941, 11, 159.
18. Г. Гребнер, С. Эрк, У. Григуль. Основы учения о теплообмене. М., ИЛ, 1958.
19. Э. А. Штессель. Канд. дисс. ФИХФ АН СССР, 1971.
20. К. К. Андреев. Термическое разложение и горение взрывчатых веществ. М., «Наука», 1966.

УДК 536.46

## ЗАКОНОМЕРНОСТИ ПОДЪЕМА СФЕРЫ ПРОДУКТОВ ПРИ ГОРЕНИИ ОКОЛОПРЕДЕЛЬНЫХ СМЕСЕЙ

А. Д. Марголин, В. П. Карпов, Е. С. Северин  
(Москва)

Распространение пламени по газовым смесям, по составу близким к предельным, в последнее время вновь начинает привлекать внимание исследователей [1, 2]. Этот интерес вызван, с одной стороны, попытками обеспечения устойчивой работы двигателей на крайне бедных составах и с другой — выяснением влияния конвекции на предел распространения пламени.

В связи с этим необходимо знать закономерности подъема свободного сферического пламени, изучению которых и посвящена данная работа.

Экспериментальная часть проведена в бомбе постоянного объема, по форме близкой к сферической при диаметре 190 мм. Поджиг метано-воздушных смесей (5,4—5,6% метана) производился искрой в нижней части камеры, т. е. так называемый «поджиг снизу». Для поджига использовался конденсаторный разряд при энергии около 0,2 Дж, который надежно воспламенял смеси изучаемых составов. Распространение пламени регистрировалось скоростной киносъемкой по шлирен-методу камерой СКС. В виде примера на рис. 1 представлены кинокадры распространяющегося пламени. Сфера продуктов увеличивается и одновременно поднимается вверх. Скорость подъема пламени определялась по движению средней точки вертикального размера пламенной оболочки.