

при активированной в зоне очага реакции мала), то, используя (20) и (21), получим

$$\delta_{кр} = \frac{\delta_{кр}^0}{1 - \exp(\Theta_{эфф}) \frac{1}{K} \ln \frac{1}{1-K} (1 + 4/\delta_{кр}^0) m\gamma}. \quad (22)$$

Численное решение данной задачи совместно с уравнением баланса массы реагента показало качественную правильность (22).

**Заключение.** Проведенный анализ показал, что перенос ИК-излучения может существенным образом повлиять на критические параметры очагового теплового взрыва газообразных ВВ. Очевидно, что в реальных системах неоднородность среды существенно усложняет модель радиационного переноса. В частности, в работе не рассмотрены эффекты пленения излучения в окружающих очаг холодных слоях газа. Детальное изучение влияния выгорания, диффузии и радиационного теплообмена — отдельная сложная задача. Тем не менее развитый подход и полученные формулы могут быть полезны для оценки критических условий очагового воспламенения молекулярных реагирующих систем, компоненты которых (NO, NO<sub>2</sub>, CO и др.) характеризуются высокой излучательной способностью.

Авторы считают своей приятной обязанностью выразить благодарность В. М. Стрельчене за полезные обсуждения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопроводность в химической кинетике. — М.: Наука, 1987.
2. Буркина А. Г., Вилюнов В. Н. Асимптотика задач теории горения. — Томск: ТГУ, 1932.
3. Мержанов А. Г., Барзыкин В. В., Гонтковская В. Т. Докл. АН СССР, 1963, 148, 2, 380.
4. Льюис Б., Эльбе Г. Горение, пламя и взрыв в газе. — М.: Мир, 1968.
5. Грядунев А. Н., Амосов А. П., Бостанджиян С. А. и др. ФГВ, 1982, 18, 4, 35.

Поступила в редакцию 17/VIII 1987,  
после доработки — 29/II 1988

УДК 536.46; 536.25 + 532.51

### ГОРЕНИЕ БОЛЬШИХ ОБЪЕМОВ ДИСПЕРГИРОВАННЫХ ТОПЛИВ И ЭВОЛЮЦИЯ ИХ ПРОДУКТОВ В СВОБОДНОЙ АТМОСФЕРЕ

*Н. Х. Копыт, А. И. Стручаев, Ю. И. Краснощеков,  
Н. К. Рогов, К. Н. Шамшев  
(Одесса)*

Исследование распространения пламени по двухфазной системе представляет существенный интерес как для теории горения, так и для техники пожаробезопасности. Так, в химической промышленности широко распространены процессы получения различных полимерных материалов путем жидкофазного окисления нефтяных углеводородов. Эти процессы обычно идут под давлением, существенно превышающим атмосферное, что связано с опасностью выброса значительных количеств нефтепродуктов и образования горючих паро- и капельно-воздушных смесей [1]. Установлено, что по пожароопасности капельно-воздушные смеси близки к гомогенным газовым смесям с равным содержанием горючего.

Аварийные выбросы больших объемов паровых и парокapельных углеводородов, сопровождающиеся их возгоранием, приводят к созданию мощных восходящих конвективных потоков с характерным сульнотурбулизированным движением. Образующееся облако продуктов сгорания при всплывании в поле сил тяжести может приводить к формированию в ат-

мосфере тепловых термик, струй и вихревых колец. Зарождение какого-либо из упомянутых видов движения зависит от скорости окисления продуктов выброса и от температур, возникающих в зоне интенсивного окисления.

Несмотря на то что горение подобных аэродисперсных систем изучается давно, подавляющее большинство экспериментов с аналогичными составами проводилось в небольших закрытых объемах [2]. Эти исследования, хорошо моделируя процессы, происходящие в камерах сгорания различных двигателей, не могут одновременно служить моделями описанных выше процессов зажигания и горения больших объемов капельно-воздушных смесей из-за ограниченных размеров систем и эффектов, связанных с влиянием стенок. В связи с этим целью данной работы является экспериментальное исследование влияния индивидуальных свойств диспергируемого топлива на скорость распространения пламени по большим объемам аэровзвеси горючего и последующего поведения продуктов сгорания в свободной атмосфере.

**Методика эксперимента.** При сжигании больших объемов диспергированных топлив выделяют три основные стадии процесса: предварительное формирование облака аэровзвеси горючего, его сгорание и последующая эволюция образовавшихся продуктов. Для получения больших объемов топливовоздушной смеси в открытом пространстве использовали аэрозольный генератор [3], работающий по принципу распыления перегретой жидкости. Для этого в рабочий объем генератора ( $\sim 70$  дм<sup>3</sup>) заливали 40 дм<sup>3</sup> исследуемого топлива и перед диспергированием нагревали его. Испарение жидкости приводило к возрастанию давления в камере выше атмосферного, вследствие чего топливо прогревалось до температур, превышающих температуру его кипения в нормальных условиях.

Термодинамические параметры топлива и парогазовой среды в рабочем объеме контролировали термометрами сопротивления и электроконтактным манометром и могли их регулировать изменением мощности помещенного в генератор нагревателя через блок питания. Когда давление достигало заранее выбранного значения, осуществлялся выброс топлива в атмосферу. Для этого мембрану из металлической фольги, герметично закрывающую диафрагму выпускного сопла, пресекали кольцевым ножом специальной конструкции [3], приводимым в действие сигналом от электроконтактного манометра. В момент разгерметизации генератора от выходного сопла внутрь камеры отходит волна разрежения, скорость которой близка к скорости звука в данной жидкости, а скорость спада давления на ее фронте составляет  $\sim 10^4$  МПа/с [4]. Благодаря этому жидкость в рабочем объеме генератора оказывается в области метастабильного (перегретого) состояния: реализуется так называемый «ударный» тепловой режим кипения [5], сопровождающийся интенсивным образованием термофлуктуационных зародышей паровой фазы (гомогенное зародышеобразование).

Энергия, идущая на парообразование, возникает за счет избыточной энтальпии перегретой жидкости. Поршневое действие слоя пара, находящегося над жидкостью, выбрасывает кипящее топливо в атмосферу в виде турбулентной струи примерно с тем же углом раскрытия, что и у газовых турбулентных струй. Форма поперечного сечения струи при этом близка к окружности, а дальность распространения зависит от термодинамических параметров выпуска, площади сечения выходного сопла генератора и рода распыляемого топлива.

Специальной обработки, очистки и дегазации используемого в экспериментах топлива не проводили, поэтому истечение перегретой жидкости будет сопровождаться дополнительным образованием зародышей из-за неизбежного наличия микропримесей и шероховатостей стенок выпускного сопла (гетерогенное зародышеобразование). Интенсивные тепловые и гидродинамические процессы, происходящие в истекающей струе, приводят к сильному развитию поверхности раздела жидкости — пар уже непосредственно за соплом: вскипающее топливо растягивается пузырь-

Топливо	$\rho \cdot 10^{-3}$ , кг/м <sup>3</sup>	$\eta \cdot 10^3$ , Па·с	$\sigma \cdot 10^3$ , Н/м	$T_s$ , К	$q_j$ , МДж/кг	$T_a$ , К	$\Delta p \cdot 10^{-5}$ , Па	$T_j$ , К	$(We_j) \cdot 10^{-4}$	$(Re_j) \cdot 10^{-5}$
Бензин Б-70	0,745	0,60	21,0	343	43,16	2373	18 ÷ 25	393	2,84	2,72
Керосин ШФС	0,797	1,87	24,0	403	42,92	2393	30 ÷ 40	483	6,94	3,50
Дизельное топ- ливо ДС	0,849	3,40	28,5	513	42,78	2403	35 ÷ 45	723	16,56	3,87
Мазут Ф5	0,965	43,8	38	723	41,36	2423	45 ÷ 55	853	22,14	4,08

Примечание.  $\rho$  — плотность,  $\eta$  — динамическая вязкость,  $\sigma$  — поверхностное натяжение,  $T_s$  — температура кипения,  $q_j$  — теплотворная способность (низшая),  $T_a$  — адиабатическая температура пламени,  $\Delta p$  — диапазон давлений,  $T_j$  — температура выпуска.

Значения  $\rho$ ,  $\eta$ , и  $\sigma$  соответствуют  $p = 0,101$  МПа и  $T = 293$  К, за исключением  $\sigma$  для мазута ( $T = 353$  К).

ками пара в тонкие пленки, которые, разрушаясь, образуют большое количество мелких капель, т. е. аэрозольное облако. Не вдаваясь в подробности существующих механизмов дробления струи, в том числе и перегретой, следует, однако, заметить, что оно обусловлено многими факторами: кавитация, турбулентные пульсации и аэродинамическое взаимодействие со средой всегда присутствуют в сложных процессах распада струи и способствуют ее дроблению на капли.

Средняя массовая скорость диспергирования, достигавшая 80 кг/с, рассчитывалась из уравнения массового расхода в предположении квазистационарности течения и изоэнтропийности процесса с учетом сужения струи и изменения скорости ее истечения [6]:

$$\frac{d}{dt}(m_i) = \rho_i U_j S_j = \rho_i \mu \frac{\pi D_0}{4} \sqrt{2\Delta p / \rho_i(T)}, \quad (1)$$

где  $\sqrt{2\Delta p / \rho_i(T)} = U_j / \varphi$ ;  $\pi D_0 / 4 = S_j / \epsilon$ ;  $\mu = \epsilon \varphi$ ;  $m_i$  — масса топлива, заливаемого в рабочий объем генератора;  $\rho_i(T)$  — его плотность с учетом температуры;  $U_j$  и  $S_j$  — скорость и сечение истекающей струи;  $D_0$  — диаметр выходного сопла генератора;  $\Delta p$  — рабочее давление в объеме генератора в момент прорыва диафрагмы;  $\mu$ ,  $\epsilon$ ,  $\varphi$  — коэффициенты расхода, сужения струи и изменения скорости ее истечения ( $\epsilon = 0,63$  и  $\varphi = 0,97$  или  $\mu = 0,592 + 5,5 Re_j^{-0,5}$  при  $Re_j > 10^4$ , что характерно для проведенных экспериментов).

Правомерность расчета скорости истечения по (1) рассматривалась в рамках термодинамически неравновесной односкоростной модели двухфазного потока [7], где показано, что на начальном участке сопла (его протяженность определяется положением точки локального минимума характерных эпюр статического давления и составляет  $\sim 0,5 D_0$ ) движется однофазная перегретая жидкость. Если «замыкания» на стенки канала двухфазной струи, образующейся за фронтом вскипания, не происходит, расчет по (1) и эксперимент дают совпадение в пределах  $\pm 5\%$ . В коротких каналах с  $l/D_0 \leq 4$  (в описываемых экспериментах  $l/D_0 \approx 1,3$ ) это условие при  $\Delta p > 1,0$  МПа выполняется.

Эксперименты проводили с традиционными топливами, физико-химические свойства которых приведены в таблице. Число Рейнольдса для истекающих в атмосферу струй топлива  $Re_j = \eta_\infty^{-1} \rho_\infty D_0 \varphi \sqrt{2\Delta p / \rho_i(T)}$  рассчитывали с учетом изменения плотности с температурой [8]:  $\rho_i(T) = \rho_{293} + \beta(293 - T)$ , где  $\beta = (1,831 - 1,323 \cdot 10^{-3} \rho_{293}) K^{-1} \cdot \text{кг/м}^3$ .

При расчете чисел Вебера для струи  $We_j = \sigma^{-1} \rho_\infty U_j^2 D_j = 2\varphi^2 \epsilon^{1/2} \times \frac{\rho_\infty D_0 \Delta p}{\rho_i(T) \sigma(T)}$  учитывалось также изменение поверхностного натяжения топлива, которое в широком температурном интервале описывается [8] формулой

$$\sigma(T) = \sigma_0 \frac{T_* - T}{T_* - T_0},$$

причем  $T_* = A \sqrt{T_s} - B$ , где  $T_s$  — температура кипения топлива;  $A = 40$ ;  $B = 239$  ( $290 \leq T_s \leq 670$  K).

По мере выпуска перегретого топлива из насадка и перехода его в дисперсное состояние капли охлаждались из-за испарения и интенсивного перемешивания с вовлекаемым холодным воздухом. К моменту поджигания образовавшаяся дисперсная система представляла собой парогазокапельное облако, температура которого в зависимости от сезонных условий эксперимента оставалась на 10–25 K выше температуры окружающей среды, а объем достигал примерно 600 м<sup>3</sup> (радиус видимой части облака  $5,2 \leq R_0 \leq 5,5$  м).

Отбор проб, проводившийся из различных участков облака, показал сравнительную однородность счетной концентрации капель по всему объему, что позволяло считать ее начальное распределение в облаке  $n(R)$  постоянным, а за его пределами убывающим экспоненциально:

$$n(R) = \begin{cases} n_0, & R \leq R_0, \\ n_0 \exp[-(1 - R/R_0)^2], & R > R_0. \end{cases}$$

При этом распределение частиц по размерам в нем можно описать логарифмически нормальным законом

$$f(r) = \frac{1}{r\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left\{-\frac{1}{2\sigma^2}\left(\lg \frac{r}{\langle r \rangle}\right)^2\right\},$$

где  $\sigma$  — среднеквадратичное отклонение  $\lg r$ ;  $r$  — радиус капель данной фракции;  $\langle r \rangle$  — средний (медианный) размер капель топлива. Интегральные

функции распределения  $F(r) = \int_0^r f(r) dr$  исследованных топлив в

окрестности точки поджигания после прекращения диспергирования представлены на рис. 1. Построение выполнено в вероятностно-логарифмическом масштабе с помощью введения новых переменных  $\xi = \frac{r - \langle r \rangle}{\sigma\sqrt{2}}$  и

$\Phi(\xi) = 0,5 [1 + \operatorname{erf}(\xi)]$ , причем  $\Phi(\xi)$  — интеграл вероятности, табулиро-

ванный по значениям  $\xi$ , а  $\operatorname{erf}(\xi) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\xi \exp(-\xi^2) d\xi$  — интеграл ошибок.

Близость интегральных кривых распределения индивидуальных топлив по размерам достигалась за счет варьирования температуры и давления при перегреве, так как функция распределения существенно зависит от этих термодинамических параметров в рабочем объеме генератора (см. таблицу).

Из рис. 1 видно, что средние размеры капель топлив близки и равны соответственно  $\langle r_1 \rangle = 18$  мкм,  $\langle r_2 \rangle \approx \langle r_3 \rangle = 23$  мкм,  $\langle r_4 \rangle = 28$  мкм. Выпуск перегретой жидкости и «первичное» дробление истекающей струи, происходящее в условиях сильной гидродинамической и тепловой нестационарности, приводят к заметной полидисперсности распыленных топлив. Об этом свидетельствует коэффициент вариации, определяемый как  $\chi = \sigma(\lg r)/\langle r \rangle$ ;  $0,28 \leq \chi \leq 0,57$ . Полидисперсность создаваемой аэрозольной системы вызвана как частичным испарением капель на ранней стадии диспергирования, когда температура струи еще достаточно высока ( $393 < T_s < 835$  K) по отношению к температуре окружающего воздуха, так и дополнительным вибрационным дроблением [9] при взаимодействии «первичных» капель со средой.

Истекающая струя, с учетом ее дальнобойности, направлялась в зону зажигания под некоторым углом к поверхности. Сильная начальная турбулизация, созданная импульсным выпуском, приводила к равномерному заполнению объема диспергированным топливом, а действие сил плавучести, вызванных перегревом, способствовало формированию достаточно сферичных облаков аэрозвеси. Размеры частиц топлива таковы, что время их скоростной релаксации  $2\rho_0\langle r \rangle^2/(9\eta_\infty)$  меньше характерного

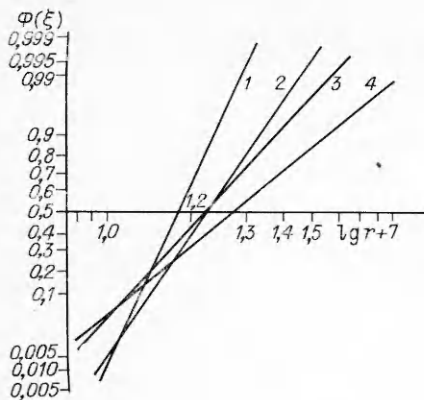


Рис. 1. Функции распределения капель диспергированных топлив по размерам.

1 — бензин; 2 — керосин; 3 — дизельное топливо; 4 — мазут.

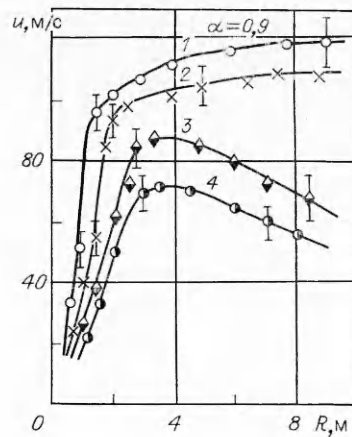


Рис. 2. Видимая скорость распространения фронта пламени по аэрозвесям топлив ( $\alpha$  — статистическая надежность).

1 — мазут; 2 — дизельное топливо; 3 — керосин; 4 — бензин.

времени развития конвекции  $\sqrt{R_0/g}$  и они долго остаются во взвешенном состоянии. Горючие смеси поджигали высоковольтной электрической искрой ( $U_3 = 25$  кВ). Местонахождение точки поджига обуславливалось дальностью струи и определялось положением центра образовавшегося облака. Энергия иницирования и длительность разряда подбирались так, что от источника поджига по аэрозвеси распространялся сферический фронт горения. Видимую скорость распространения пламени по аэрозвеси определяли по массовой скорости выгорания как изменение радиуса горящего облака из следующего соотношения:

$$u = \frac{1}{\rho_1 S(R)} \frac{d}{dt} [\rho_0 W(R)] \cong \frac{\rho_0}{\rho_1} \frac{d}{dt} R(t),$$

где  $W(R)$  и  $S(R)$  — объем и поверхность горящего облака;  $\rho_0$  и  $\rho_1$  — плотности свежей смеси и продуктов сгорания. Скоростную кинопередачу процессов истечения струи, формирования облака аэрозвеси и развитие очага горения проводили двумя кинокамерами СКС-1М, установленными взаимно перпендикулярно, что позволило уменьшить ошибку измерения видимой скорости распространения пламени в этих направлениях до 8%. Сферичность образовавшегося облака после окончания диспергирования оценивали отношением его поперечных горизонтальных размеров в двух взаимно перпендикулярных направлениях съемки к размеру по вертикали, вводя  $\psi_x = R_x/R_z(x)$ ,  $\psi_y = R_y/R_z(y)$  и  $\psi_{xy} = R_x/R_y$ . Облако считали сферическим, если выполнялись условия:  $\psi_x < 1,29$ ,  $0,94 \leq \psi_y \leq 1,11$  и  $1,16 < \psi_{xy} < 1,37$ .

Динамику развития очага на заключительной стадии горения и подъем продуктов также регистрировали двумя кинокамерами «Красногорск» при частоте киносъемки 48 кадр/с. Расстояние до объекта съемки составляло 950—1100 м, что в дальнейшем учитывалось поправкой на параллакс при определении скорости и высоты подъема. Скорость подъема продуктов горения находили по перемещению центра тяжести плоской фигуры на кинокадрах, причем для статистической обработки отбирали кинограммы лишь тех экспериментов, в которых сферичность распространения пламени от точки поджига не вызывала сомнения, а зарегистрированная скорость ветра в атмосфере на высоте 10 м в момент проведения опыта не превышала 1 м/с и не могла существенно нарушить сферически-симметричное развитие всплывающего облака.

**Результаты и обсуждение.** Характерные величины скоростей распространения видимого фронта пламени по распылам различных топлив

приведены на рис. 2. Коэффициент избытка воздуха, рассчитанный по стехиометрическому соотношению, исходя из паспортных данных по элементарному массовому составу топлив и объема образовавшегося облака, составлял: для бензина — 1,7, керосина — 1,6, дизельного топлива — 1,6 и для мазута — 1,4.

Видно, что в больших объемах аэровзвеси горючего для всех четырех видов топлива скорость распространения видимого фронта пламени может достигать 100 м/с и даже превосходить эту величину (для дизельного топлива и мазута). Лишь при подходе фронта пламени к границе облака, где концентрация горючего начинает быстро убывать, наблюдается некоторое снижение скорости горения. По достижении нижнего (порогового) концентрационного предела процесс распространения пламени прекращается.

Причинами столь значительного увеличения видимой скорости распространения пламени в больших объемах могут быть следующие.

Во-первых, интенсивная турбулизация облака при диспергировании топлива приводит к появлению существенных неоднородностей плотности горючей смеси в создаваемой аэрозольной системе. Это повышает неустойчивость фронта пламени и способствует возникновению автотурбулентного режима горения, так как текущее число Рейнольдса  $Re_f = uR(t)/\nu_m$  ( $\nu_m$  — кинематическая вязкость смеси) возрастает по мере увеличения радиуса фронта горения и скорости распространения пламени, достигая  $Re_f \geq 10^6$ . Аналогичные результаты получены для газовых смесей в [10, 11], где также отмечалось ускорение фронта пламени при увеличении размеров облака горючего.

Во-вторых, с ростом объема аэродисперсной системы ощутимую роль в процессе ее воспламенения начинает играть радиационный поток от уже горячей части, составляя значительную долю теплового потока в зону перед фронтом горения. Сравнение кондуктивной и радиационной составляющих теплового потока от сферического пламени через критерий  $\Pi_v = L\lambda_m(T_a - T_\infty)/R^2(t) \epsilon_v \sigma_v T_a^4$ , характеризующий механизм теплообмена [12] (где  $\sigma_v$  — постоянная Больцмана;  $\epsilon_v$  — степень черноты излучения;  $\lambda_m$  — теплопроводность смеси;  $L = 1/(2\pi \langle r \rangle^2 n_0)$  — длина пробега луча в дисперсной поглощающей системе), показывает, что при характерных для горящего облака значениях величин ( $\sigma_v = 5,67 \times 10^{-8}$  Вт/(м<sup>2</sup> · К<sup>4</sup>),  $\epsilon_v \approx 0,3$ ,  $\lambda_m \sim 0,1$  Вт/(м · К) и  $n_0(R) \sim 10^{11}$  м<sup>-3</sup>) даже грубая оценка дает  $\Pi_v \ll 1$ , т. е. указывает, что при возрастании масштаба системы радиационный поток обеспечивает значительный, дополнительный к кондуктивному (а то и основной), механизм прогрева холодной смеси и приводит к возрастанию скорости пламени [13]. Свежая горючая смесь, представляющая собой совокупность капель диспергированного топлива, в целом составляет значительную тепловоспринимающую поверхность.

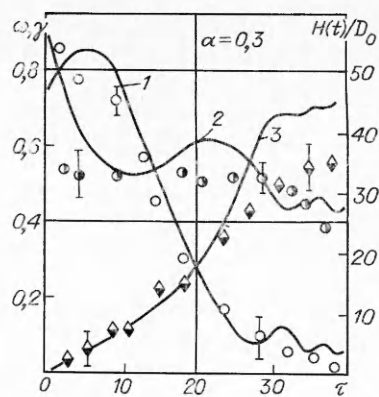
В-третьих, вклад в повышение видимой скорости распространения пламени вносят также расширяющиеся газообразные продукты сгорания, которые как бы подталкивают фронт пламени в направлении свежей смеси. Это происходит благодаря действию волны разрежения, образующейся при смене холодных паров смеси этими продуктами, скорость истечения которых в  $\sqrt{\rho_0/\rho_1}$  раз больше. Отмеченный эффект особенно значителен при сферическом распространении пламени.

Из рис. 2 следует, что для тяжелых углеводородных топлив по мере удаления от точки поджига характерно увеличение видимой скорости распространения пламени с последующим выходом ее на плато. Это вполне понятно, поскольку сферический фронт пламени обращен выпуклостью в сторону свежей смеси, относительный отток тепла из зоны горения будет уменьшаться по мере распространения пламени из-за возрастания поверхности горящего облака.

Наибольшая видимая скорость распространения пламени зарегистрирована в аэровзвеси капель мазута. Этот результат находится в качест-

Рис. 3. Динамика подъема продуктов сгорания в форме вихревого кольца.

1 — скорость  $\omega$ ; 2 — циркуляция  $\gamma$ ; 3 — высота подъема  $H(t)/D_0 \approx H(t)/0,5a_0$ . Линии — расчет по [10]; точки — эксперимент.



венном согласии с предположением о существенной роли радиационной передачи тепла из зоны горения, так как излучательные и поглощательные свойства углеводородных топлив увеличиваются с повышением их плотности [8].

На начальной стадии горения облака движение нагретых продуктов носит преимущественно радиальный характер, сохраняя его таким еще некоторое время после прекращения горения, поскольку догорающие продукты сильнее увлекаются течением газа, вызванным их тепловым расширением. После прекращения горения облако нагретых продуктов благодаря различию в плотностях с окружающим холодным воздухом начинает всплывать, испытывая совместное действие сил трения и тяжести. Порождаемое при этом циркуляционное движение наряду с развивающейся гравитационной и сдвиговой неустойчивостью приводит к турбулентному перемешиванию продуктов и вовлекаемого окружающего воздуха. Последующая трансформация сферического облака в вихревое кольцо удачно визуализируется попадающими в него конденсированными продуктами сгорания.

Динамика подъема вихревого кольца после прекращения горения облака показана на рис. 3. Сравнение результатов эксперимента с расчетом проводили по [14], считая расширение нагретого облака в начальный момент адиабатическим. Из уравнения состояния идеального газа ( $p = \text{const}$ ,  $t \geq t_0$ )  $\rho_0/\rho_\infty \approx T_\infty/T_a = \xi$  при адиабатической температуре пламени  $2730 \leq T_a \leq 2415$  К и температуре облака в момент его поджигания  $280 \leq T \leq 333$  К получили  $0,116 < \xi < 0,141$ . Значение коэффициента вовлечения (обычно  $0,03 < \alpha < 0,085$ ) в расчетах принимали  $\langle \alpha \rangle = 0,055$ . Теплоту сгорания исследуемых топлив рассчитывали как  $Q_i = \rho_i w q_i$  (где  $w$  — объем заливаемого в генератор топлива;  $q_i$  — его низшая теплотворная способность). Для бензина, керосина, дизельного топлива и мазута при заливке  $w = 40$  дм<sup>3</sup>, теплоты сгорания соответственно составляли  $1,32 \cdot 10^6$ ,  $1,35 \cdot 10^6$ ,  $1,50 \cdot 10^6$  и  $1,65 \cdot 10^6$  кДж. Объем светящегося очага продуктов горения достигал 3000 м<sup>3</sup>, а видимый радиус  $a_0 \approx 9$  м.

Начальная циркуляция скорости  $\Gamma_0$ , рассчитанная из выражения  $v_0 \sim 0,64\Gamma_0/a_0$  по [14] при этом радиусе светящегося облака и  $v_0 = 5$  м/с, составляла примерно 70 м<sup>2</sup>/с. Расчетные значения скорости вертикального подъема  $v$  и возникающей циркуляции скорости  $\Gamma$  удовлетворительно согласуются с наблюдаемыми в эксперименте. Имеющееся расхождение для  $\Gamma$  объясняется слабым вовлечением окружающего воздуха в ядро вихревого кольца (на некотором этапе движения вихря размер его ядра практически не меняется, из чего следует, что  $\Gamma \approx \text{const}$ ). Это скорее должно соответствовать «твердотельному» вращению ядра, нежели предписываемому вовлечением воздуха его диффузионному расширению.

Рост высоты подъема вихревого кольца конвективного происхождения со временем аналогичен наблюдавшемуся ранее в экспериментах с вихревым кольцом динамической природы [15, 16] и, судя по всему, не зависит или очень слабо зависит от способа его создания. Для удобства на рис. 3 скорость  $\omega$ , циркуляция  $\gamma$  и линейные размеры  $\lambda$  поднимающегося вихревого кольца обезразмерены введением характерных масштабов длины  $a_0$ , скорости  $(a_0 g)^{1/2}$  и времени  $(a_0/g)^{1/2}$ .

**Выводы.** Результаты экспериментов свидетельствуют о заметном влиянии размеров газочапельной системы на характер ее горения: в об-

лаках объемом более 500 м<sup>3</sup> удалось достигнуть видимых скоростей распространения пламени более 100 м/с. При этом установлено, что в больших аэрозольных облаках распыленных углеводородных топлив с близким дисперсным составом видимая скорость распространения пламени возрастает с увеличением молекулярной массы распыленного топлива.

Сравнение динамики подъема возникающего вихревого кольца с результатами расчета [17] показывает, что поведение продуктов сгорания диспергированных топлив в свободной атмосфере может быть классифицировано как случай конвективного свободновосходящего движения от импульсного точечного источника, для которого зависимость  $H(t) \sim (Q_0 t^2)^{1/4}$  характерна в равной степени и для всплывания продуктов мощного взрыва [14].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Розловский А. И. Основы техники взрывобезопасности при работе с горючими газами и парами.— М.: Химия, 1980.
2. Процессы горения/Под ред. Б. Льюиса.— М.: Физматгиз, 1964.
3. А. с. 1072949 СССР, МКИ<sup>3</sup> В 05 В 17/00. Аэрозольный генератор/Н. Х. Копыт, А. Н. Мацков и др. БИ, 1984, 6.
4. Исаев О. А. // Фазовые превращения в метастабильных системах.— Свердловск, 1983.
5. Скрипов В. П. Метастабильная жидкость.— М.: Наука, 1972.
6. Тепло- и массообмен. Теплотехнический эксперимент: Справочник/Под ред. В. А. Григорьева и В. М. Зорица.— М.: Энергоиздат, 1982.
7. Нигматулин Б. И., Сопленков К. И., Блинков В. Н. ТВТ, 1987, 25, 4, 726.
8. Справочник по углеводородным топливам и их продуктам сгорания/Под ред. Н. Ф. Дубовика.— М.; Л.: Гостехиздат, 1962.
9. Борисов А. А., Гельфанд Б. Е. и др. ИФЖ, 1984, 40, 1, 64.
10. Мирошиников С. Н. Канд. дис. МФТИ, 1980.
11. Макеев В. И., Гостинцев Ю. А. и др. ФГВ, 1983, 19, 5, 16.
12. Тодес О. М., Гольцикер А. Д., Горбульский Я. Г. Докл. АН СССР, 1972, 205, 5, 1083.
13. Voni A. A., Charman M. et al. Prog. Astr. Aeron., 1978, 58, 373.
14. Онуфриев А. Т. ПМТФ, 1967, 2, 3.
15. Луговцов А. А., Луговцов Б. А., Тарасов В. П. // Динамика сплошной среды.— Новосибирск, 1960.— Вып. 3.
16. Стручаев А. И., Ершов В. А. и др. // Физика аэродисперсных систем.— Киев; Одесса: Вища школа, 1978.— Вып. 18.
17. Гостинцев Ю. А., Суханов Л. А., Солодовник А. Ф. Докл. АН СССР, 1980, 252, 2, 311.

Поступила в редакцию 8/IV 1987,  
после доработки — 25/V 1988

УДК 536.46

### КОЭФФИЦИЕНТЫ ЭФФЕКТИВНОСТИ РАССЕЯНИЯ И ПОГЛОЩЕНИЯ ЧАСТИЦ MgO ПРИ ТЕМПЕРАТУРАХ ГОРЕНИЯ

А. В. Флорко, В. В. Головки, В. Г. Скогарев  
(Одесса)

Для корректного описания переноса излучения в горящих аэрозольных системах частиц металлического горючего и выяснения влияния радиации на скорость распространения волны горения необходима информация о сечениях рассеяния и поглощения излучения частицами окиси, имеющими температуру ~3000 К. Расчетный метод получения такой информации, основанный на использовании теории Ми [1], требует знания комплексных показателей преломления, которые определяются для температур, значительно меньших, чем развивающиеся при горении легких металлов [2]. Вместе с тем диэлектрические свойства окислов существенно зависят от температуры [3]. В настоящей работе представлены результаты экспе-