

## ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЫЛЕВОГО ФАКЕЛА АЛЮМИНИЯ. КОНДЕНСИРОВАННАЯ ФАЗА

Н. И. Полетаев, А. В. Флорко

Институт горения и нетрадиционных технологий Одесского национального университета  
им. И. И. Мечникова, 65026 Одесса, Украина, [incomb@ukr.net](mailto:incomb@ukr.net)

Спектральными методами исследуются излучательные характеристики конденсированной фазы в зоне горения ламинарного диффузионного факела частиц алюминия. Показано, что слабая зависимость температуры конденсированной фазы от массовой концентрации горючего обусловлена тепловыми потерями, которые сильно возрастают с повышением массовой концентрации и могут превышать 20 % от общего тепловыделения. Обнаружена сильная зависимость мнимой части комплексного показателя преломления от температуры, что в конечном итоге приводит к ограничению температуры во фронте факела. На практике это должно приводить к более сильной, чем  $T^4$ , зависимости теплопотерь от температуры частиц конденсированной фазы. Экспериментально определена зависимость мнимой части комплексного показателя преломления от длины волны при температуре горения.

Ключевые слова: двухфазный факел, алюминий, наноксид алюминия, оптические характеристики, светимость, радиационный теплообмен.

### ВВЕДЕНИЕ

Интерес к исследованию излучательных характеристик пылевых пламен металлов обусловлен важностью процессов радиационного теплообмена для решения проблем повышения эффективности камер сгорания реактивных и ракетных двигателей, пожаро- и взрывобезопасности пылевоздушных систем, а также некоторыми технологическими приложениями горения дисперсных систем. Одним из таких приложений является относительно дешевый и эффективный метод прямого получения высокодисперсных порошков оксидов металлов в двухфазном факеле металлических частиц (метод газодисперсного синтеза — ГДС) [1, 2].

Очевидно, что излучение конденсированной фазы должно оказывать влияние на тепловой баланс пылевого факела. Это влияние, с одной стороны, сводится к потерям тепла из зоны горения и, следовательно, к понижению температуры во фронте факела, что в свою очередь сказывается на режимах горения индивидуальных частиц и конденсации продуктов сгорания. С другой стороны, большие радиационные потоки могут инициировать зажигание и влиять на механизм и скорость распространения пламени по газозвеси частиц. Особенно важную роль излучение играет в теплообмене растущих частиц конденсированной фазы, как один из важнейших механизмов «сброса» энер-

гии, выделяющейся при конденсации, который определяет скорость роста частиц [3].

Радиационные потоки в пылевом пламени определяются как макропараметрами факела (массовые концентрации окислителя и горючего, дисперсность частиц металла, геометрические размеры пылевого пламени и др.), так и оптическими характеристиками исходного горючего и конденсированных продуктов сгорания: факторами эффективности поглощения и рассеяния, комплексным показателем преломления. Причем эти параметры могут сильно зависеть от температуры, длины волны и размеров излучающих частиц. Излучение газовой фазы не вносит существенного вклада в тепловой баланс факела, однако может быть с успехом использовано для спектральной диагностики этого сложного объекта.

Ранее было показано [1], что дисперсные характеристики продуктов сгорания алюминия в пылевом ламинарном факеле слабо зависят от способа сжигания газозвеси — в ламинарном диффузионном двухфазном факеле (ЛДДФ) или в ламинарном факеле предварительно перемешанной смеси (ЛППФ) [1]. Между тем, метод ЛДДФ как источник целевых продуктов — наночастиц оксида алюминия существенно более технологичен по сравнению с ЛППФ, так как инертная газозвесь частиц Al и окисляющий газ ( $O_2$ ) подаются отдельно, что исключает проскоки пламени в систему подготовки

газовзвеси. Поэтому в настоящей работе исследовался диффузионный пылевой факел частиц Al. Целью исследования являлось определение излучательных характеристик ЛДДФ алюминия, выявление роли излучения конденсированной фазы в тепловом балансе факела, а также определение оптических характеристик оксида алюминия при температурах горения.

### МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

ЛДДФ алюминия получали с помощью «пылевой горелки» [1, 2, 4], состоящей из двух вертикальных коаксиальных цилиндров. По внутренней трубе диаметром 2.4 см несущим газом подавались частицы алюминия. По кольцевому зазору между внешней и внутренней трубами подавался окисляющий газ (кислород или смесь кислорода с азотом). Объемные расходы газов в системе подачи порошка и обдува контролировались стандартными ротаметрами типа РМ-2.593. Массовый расход порошка в холодной газозвеси измерялся путем ее фильтрации через тканевый фильтр с последующим взвешиванием фильтра с порошком. Погрешность измерения массовой концентрации горючего и объемных расходов не превышала  $5 \div 7\%$ .

В экспериментах использовался промышленный порошок алюминия АСД-4 (средний диаметр частиц  $d_{10} = 4.8$  мкм, среднеобъемный диаметр  $d_{30} = 5.7$  мкм). Подачу порошка осуществляли азотом  $97 \div 99\%$ -й чистоты. Объемный расход несущего газа устанавливался равным  $W_1 = 250$  см<sup>3</sup>/с (средняя по сечению трубы скорость газозвеси  $u = 55$  см/с). Массовая концентрация горючего ( $C_f$ ) варьировалась в пределах  $(2.0 \div 6.2) \cdot 10^{-4}$  г/см<sup>3</sup> (счетная концентрация частиц  $n_p = 6C_f / (\pi \rho_f d_{30}^3) = (0.8 \div 2.4) \cdot 10^6$  см<sup>-3</sup>,  $\rho_f$  — плотность металла). При  $C_f > 6 \cdot 10^{-4}$  г/см<sup>3</sup> наблюдалась значительная агломерация частиц алюминия и выпадение агломератов из потока газозвеси в обдувающий поток.

Очевидно, что в излучение факела вносят вклад как горящие частицы алюминия, так и продукты сгорания. Для анализа излучательных характеристик факела необходимо иметь информацию о дисперсности излучающих частиц, их концентрации в зоне горения и размерах излучающей зоны.

Для продуктов сгорания ЛДДФ и ЛППФ

алюминия характерно двухмодовое распределение частиц по размерам — нанодисперсная фракция с диаметром частиц меньше 0.1 мкм и микродисперсная фракция с размером частиц порядка размера частиц исходного горючего и выше. Методом седиментационного разделения (использовалась методика дисперсного анализа, разработанная в ОИХФ РАН, Черноголовка) определялись массовые доли нано- и микродисперсной фракций в составе продуктов сгорания Al в ЛДДФ. Оказалось, что для указанных выше экспериментальных условий массовая доля микродисперсной фракции (с границей раздела больше 4 мкм) составляла всего  $0.1 \div 0.4\%$  (анализ на содержание пустотелых сфер в составе данного порошка не выполнялся). Дисперсный анализ наночастиц проводился по фотографиям, полученным с помощью электронного микроскопа, а микродисперсной фракции — с помощью оптического микроскопа. Распределения по размерам частиц нано- и микродисперсной фракций, полученных в ЛДДФ при  $C_f = 4 \cdot 10^{-3}$  г/см<sup>3</sup> и обдуве чистым кислородом, а также частиц исходного горючего приведены на рис. 1.

Результаты статистической обработки данных дисперсного анализа для трех массовых концентраций горючего представлены в табл. 1. Так как распределение наночастиц по размерам подчиняется логарифмически-

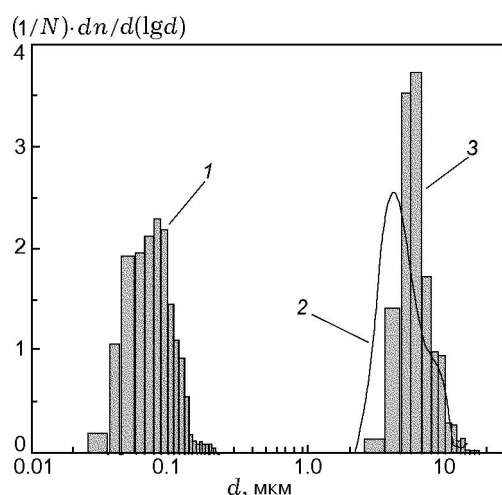


Рис. 1. Распределение по размерам частиц исходного горючего и продуктов сгорания ( $Al_2O_3$ ):

1 — нанодисперсные частицы  $Al_2O_3$ , 2 — исходный порошок Al (АСД-4), 3 — микродисперсная фракция продуктов сгорания ( $Al_2O_3$ )

Таблица 1  
 Параметры распределения  
 частиц оксида алюминия по размерам

$C_f$ , $10^{-3} \text{ г/см}^3$	$d_i$ , мкм						$\sigma$
	$d_{10}$	$d_{20}$	$d_{30}$	$d_{32}$	$d_{50}$	$d_m$	
0.22	0.08	0.10	0.11	0.13	0.07	0.05	0.25
0.40	0.10	0.13	0.16	0.24	0.08	0.06	0.27
0.62	0.11	0.13	0.16	0.24	0.09	0.27	0.27

Примечание. Диаметры:  $d_{10}$  — среднеарифметический,  $d_{20}$  — среднеквадратичный,  $d_{30}$  — среднекубический,  $d_{32}$  — диаметр Саутера, эквивалентный абсорбционному размеру частиц,  $d_{50}$  — медианный,  $d_m$  — наиболее вероятный.

нормальному закону, то в таблице приведены также значения параметра  $\sigma =$

$$\sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (\lg d_i - \lg d_{50})^2}{n-1}}$$

— среднее квадратичное отклонение логарифмов диаметров от их среднего значения. Это позволяет в дальнейших расчетах и числовых оценках использовать двухпараметрическую логарифмически-нормальную (с параметрами  $\sigma$  и  $d_{50}$ ) функцию плотности распределения частиц по размерам  $f(d)$ .

Отметим, что при горении одиночных частиц Al диаметром в десятки и сотни микрометров в кислородсодержащих средах при нормальном давлении массовая доля сплошных частиц оксида и полых сфер размером порядка и выше размера частиц исходного горючего в продуктах сгорания достигает по различным данным от 16 до 30 % [5–7]. Это объясняется образованием части конечного продукта непосредственно на поверхности горячей частицы. Наблюдаемый в наших экспериментальных условиях низкий выход крупной фракции продуктов сгорания свидетельствует о том, что в условиях ламинарных диффузионных (а также диффузионных с первичным окислителем в газозвеси и предварительно перемешанных с избытком окислителя [1]) факелов частиц алюминия размером до 10 мкм образование конденсированного продукта на поверхности горячей капли металла не происходит. Появление в составе продуктов сгорания крупных частиц с массовым содержанием 0.1 ÷ 0.4 % может быть обусловлено горением агломератов частиц металла, возможной коагуляцией частиц оксида и капель металла в

вершине факела, а также наличием «первичного» оксида (в виде защитной пленки толщиной до 100 Å) на поверхности частиц исходного горючего. Таким образом, основными источниками излучения в ЛДДФ алюминия являются микродисперсные частицы Al и субмикронные частицы  $\text{Al}_2\text{O}_3$ .

По данным рентгенофазового анализа продукты сгорания алюминия в ЛДДФ представляют собой в основном  $\gamma$ -модификацию  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (90 ÷ 95 %). Остаток содержит смесь кристаллических фаз  $\alpha$  и  $\delta$ . Преобладание  $\gamma$ -модификации объясняется «замораживанием» кристаллической структуры мелких частиц оксида алюминия в результате их быстрого охлаждения вне зоны горения.

Измерительная схема представлена на рис. 2. Излучение от факела с помощью объектива фокусировалось в плоскость входной скрещенной щели спектрального прибора. Излучение регистрировалось фотоприемниками, выбор которых определялся диапазоном длин волн (ФЭУ в диапазоне 0.4 ÷ 1.1 мкм и фотодиод или фотосопротивление в инфракрасном диапазоне), а также фиксировалось осциллографом и видеокамерой. Для сравнения в качестве источников использовались модель абсолютно черного тела (ИК-диапазон) и банд-лампа СИ10-300 (видимый и ближний ИК-диапазоны). Зеркало применялось для сканирования изображения факела вдоль щели спектрального прибора (записывались радиальные распределения светимости факела) и для совмещения изображений от источника сравнения и факела в плоскости входной щели.

Диафрагмирование фокусирующей оптики позволило получить достаточно высокое пространственное разрешение ( $\approx 100$  мкм). Исследования проводились в диапазоне длин волн

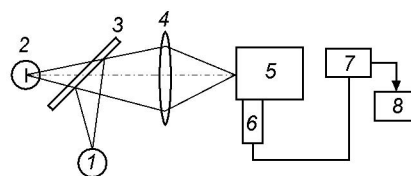


Рис. 2. Схема спектральных измерений светимости ЛДДФ алюминия:

1 — факел, 2 — источник сравнения, 3 — зеркало, 4 — объектив, 5 — монохроматор, 6 — фотоприемник, 7 — осциллограф, 8 — видеокамера

$\lambda = 0.4 \div 4$  мкм. Постоянная времени регистрирующей системы не превышала  $10^{-6}$  с.

При указанном на рис. 2 расположении излучающих тел (факела и банд-лампы) и фиксированных параметрах измерительной схемы (положении оптических элементов, диафрагм, ширин щелей и чувствительности установки) спектральная светимость пламени ( $r_\lambda$ ) и банд-лампы ( $r_\lambda^l$ ) (или модели абсолютно черного тела) связаны соотношением

$$r_\lambda = r_\lambda^l \frac{\alpha_\lambda \tau_\lambda r}{\beta_\lambda}, \quad (1)$$

где  $\beta_\lambda$  и  $\alpha_\lambda$  — выходные сигналы банд-лампы и пламени соответственно,  $\tau_\lambda$  — коэффициент пропускания излучения окна банд-лампы,  $r$  — коэффициент отражения зеркала. В свою очередь,

$$r_\lambda^l = r_{\lambda,b} \varepsilon_\lambda^l, \quad (2)$$

где  $r_{\lambda,b}$  — функция Планка для спектральной светимости абсолютно черного тела,  $\varepsilon_\lambda^l$  — спектральная испускательная способность ленты банд-лампы (для модели абсолютно черного тела  $\varepsilon_\lambda^l = 1$ ).

Температура конденсированной фазы во фронте факела определялась полицветовым методом [8]. По данным измерений спектральной светимости факела  $r_\lambda$  в достаточно широком спектральном интервале строилась зависимость  $\ln(r_\lambda \lambda^5)$  от  $1/\lambda$ . В интервале длин волн, в котором график представляет собой прямую линию, излучение можно считать серым, что и позволило определить истинную температуру по тангенсу угла наклона этой прямой к оси абсцисс. Спектральная испускательная способность пламени определялась по соотношению  $\varepsilon_\lambda = r_\lambda / r_{\lambda,b}$ , где  $r_{\lambda,b}$  — спектральная светимость абсолютно черного тела при температуре конденсированной фазы. Видимая ширина фронта факела  $L_f$  находилась из радиальных распределений светового потока ( $\lambda = 8000$  Å) после выполнения абелевых преобразований.

На рис. 3 приведены данные измерений спектральной светимости  $r_\lambda$  при трех концентрациях горючего.

Полученные в результате спектральных измерений значения температуры конденсированной фазы ( $T_k$ ) в зоне горения ЛДДФ и интегральные светимости ( $R$ ) факелов представлены в табл. 2. Для сравнения в таблицу включены также результаты расчета равновесной

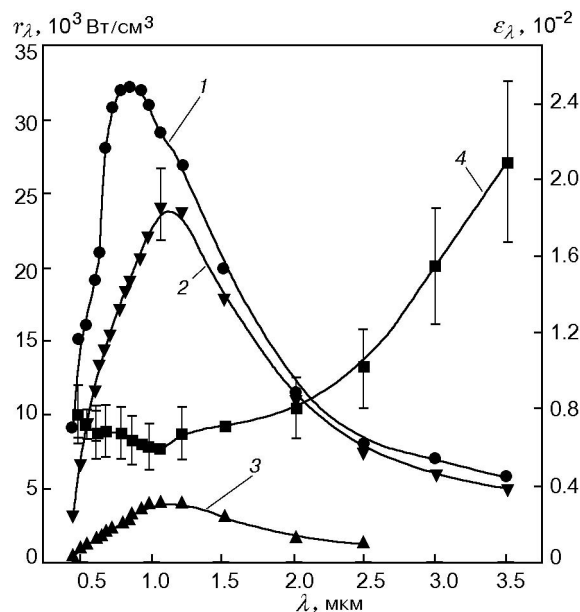


Рис. 3. Излучательные характеристики ЛДДФ для различных концентраций горючего:

1 —  $4 \cdot 10^{-4}$  г/см<sup>3</sup>, 2 —  $6.2 \cdot 10^{-4}$  г/см<sup>3</sup>, 3 —  $2 \cdot 10^{-4}$  г/см<sup>3</sup>, 4 —  $\varepsilon_\lambda$  ( $C_f = 2 \cdot 10^{-4}$  г/см<sup>3</sup>)

Таблица 2

Зависимость температуры конденсированной фазы ( $T_k$ ) в зоне горения ЛДДФ от массовой концентрации горючего

$C_f, 10^{-3}$ г/см <sup>3</sup>	$T_k, K$	$T_{ad}, K$	$R, Вт/см^2$
0.20	$2930 \pm 110$	3 065	$0.6 \pm 0.1$
0.40	$3150 \pm 100$	3 516	$5 \pm 1$
0.62	$3100 \pm 70$	3 635	$4.3 \pm 0.9$

адиабатической температуры горения алюминия ( $T_{ad}$ ) в ЛДДФ [9]. В этих расчетах по аналогии с газовыми пламенами полагалось, что температура в зоне горения диффузионного двухфазного факела равна температуре горения стехиометрической смеси инертной газ-взвеси частиц и окисляющего газа. В отсутствие теплопотерь значения  $T_{ad}$  можно рассматривать как максимально возможные температуры при заданных параметрах газ-взвеси и окисляющего газа.

Измеренные значения  $T_k$  превышают температуру кипения Al ( $T_b = 2723$  K), существенно меньше температуры диссоциации  $Al_2O_3$  ( $T_d \approx 4000$  K) и слабо зависят от массовой концентрации горючего. Поэтому можно предположить, что температура конденсированной фазы «стабилизируется» не фазовыми перехо-

дами или диссоциацией  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , а радиационными потерями тепла, которые, как будет показано ниже, существенно возрастают с ростом температуры из-за сильной зависимости излучающих характеристик частиц  $\text{Al}_2\text{O}_3$  от температуры.

Спектральная испускательная способность факела  $\varepsilon_\lambda$  (часто называемая коэффициентом черноты, кривая 4 на рис. 3) в видимом диапазоне длин волн в пределах погрешности измерений не зависит от длины волны, однако в ИК-диапазоне наблюдается существенный рост  $\varepsilon_\lambda$  с увеличением  $\lambda$ . К обсуждению такого поведения  $\varepsilon_\lambda$  мы вернемся ниже. Интегрирование спектральной светимости по длинам волн позволило найти величину, близкую к интегральной светимости, определяющую радиационные теплотери факела (см. табл. 2).

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

### Роль излучения в тепловом балансе факела

Оценки длины свободного пробега излучения по отношению к рассеянию ( $s$ ) и поглощению ( $a$ ) излучения частицами  $\text{Al}$  и  $\text{Al}_2\text{O}_3$  ( $l \sim 1/Q_{a,s}\pi r_k^2 N_k$ , где  $Q_{a,s}$  — фактор эффективности процесса,  $r_k$  и  $N_k$  — радиус частиц конденсированной фазы и их концентрация) позволяют утверждать, что исследуемые в настоящей работе пылевые пламена (размер факела несколько сантиметров, ширина зоны горения  $1 \div 2$  мм) в видимом и ИК-диапазонах длин волн являются оптически тонкими. В этом мы еще раз убедимся ниже, после определения величины  $\chi$ . Для таких систем роль излучения сводится в основном к потерям тепла из зоны горения, которые можно оценить по результатам измерений или расчетов излучательных характеристик.

Сравним мощность излучения от всего факела с мощностью тепловыделения в результате химической реакции алюминия с кислородом. Несложно показать, что для оптически тонких источников интегральная светимость  $R$  (см. табл. 2) связана с интенсивностью излучения  $J$  соотношением

$$J = 4R/L_f, \quad (3)$$

где  $J$  — энергия, излучаемая единицей объема в единицу времени в телесный угол  $4\pi$ ,  $L_f$  —

ширина зоны горения. Подобное соотношение имеет место и для спектральных характеристик.

Мощность излучения факела в целом, очевидно, будет определяться соотношением

$$P_{rad} = JSL_f = 4RS, \quad (4)$$

где  $S = \pi R_1 l$  — площадь боковой поверхности факела,  $R_1$  — радиус горелки,  $R_1 < 0.1l$ ,  $l$  — образующая боковой поверхности факела, которую далее принимаем равной его высоте  $h$ . Для каждой концентрации высота факела измерялась по его фотографиям с последующим осреднением. В формуле (4) учтено, что  $SL_f$  является объемом излучающей области.

С другой стороны, мощность тепловыделения при горении определяется по формуле

$$P_{chem} = W_1 C_f q, \quad (5)$$

где  $q = 30.98$  кДж/кг — тепловой эффект реакции (конечный продукт  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ),  $W_1$  — объемный расход газозвеси.

Используя (4) и (5), получаем долю излучения в тепловом балансе факела:

$$\eta = \frac{P_{rad}}{P_{chem}} = \frac{4Rh\pi R_1}{W_1 C_f q}. \quad (6)$$

Исходные данные и результаты вычислений  $\eta$  представлены в табл. 3. Там же приведена концентрация частиц  $\text{Al}_2\text{O}_3$  ( $N_k$ ), рассчитанная с учетом теплового расширения из уравнения материального баланса

$$N_k = \frac{6\nu C_f}{\pi d_{30}^3 \rho_k}, \quad (7)$$

где  $\nu = 1.89$  — массовый стехиометрический коэффициент,  $\rho_k$  — плотность  $\text{Al}_2\text{O}_3$ .

Значение  $\eta$ , полученное для  $C_f = 0.62 \times 10^{-3}$  г/см<sup>3</sup>, представляется не очень надежным. Это связано с тем, что при концентрациях металла  $C_f > 0.6 \cdot 10^{-3}$  г/см<sup>3</sup> и невысоких скоростях несущего газа (до 1 м/с) в наших условиях наблюдаются заметная агломерация частиц горючего и выпадение агломератов из потока газозвеси в область обдува. Визуально это приводит к появлению светящихся треков горящих агломератов частиц, нарушению однородности зоны горения, искривлению поверхности фронта пламени. По этой причине верхний диапазон изменения  $C_f$  в наших условиях был ограничен значением  $0.6 \cdot 10^{-3}$  г/см<sup>3</sup>.

Таблица 3

Характеристики ЛДДФ Al для различных массовых концентраций металла

$C_f, 10^{-3} \text{ г/см}^3$	$N_k, 10^{10} \text{ см}^{-3}$	$h, \text{ см}$	$L_f, \text{ см}$	$P_{rad}, \text{ Вт}$	$P_{chem}, \text{ Вт}$	$\eta$	$\eta_p$
0.20	$0.5 \pm 0.1$	13.8	$0.16 \pm 0.03$	$120 \pm 25$	2 300	$0.05 \pm 0.01$	$0.3 \pm 0.1$
0.40	$1.0 \pm 0.2$	15.3	$0.12 \pm 0.02$	$1\ 100 \pm 200$	4 600	$0.24 \pm 0.05$	$0.1 \pm 0.03$
0.62	$1.6 \pm 0.3$	16.9	$0.14 \pm 0.02$	$1\ 300 \pm 250$	7 100	$0.18 \pm 0.05$	$0.17 \pm 0.05$

Чтобы оценить вклад в излучение горящих капель алюминия, был проведен (с использованием теории Ми [10]) расчет значений фактора эффективности поглощения  $Q_a$  частиц алюминия, который, как оказалось, весьма слабо зависит от длины волны и радиуса частиц Al и близок к 0.21. Необходимый для вычислений показатель преломления заимствован из работы [11]. В расчетах температура поверхности капли металла принималась равной температуре кипения Al. Фактически, как уже упоминалось выше, величина  $Q_a$  равна коэффициенту черноты частиц. Это позволило, используя соотношение

$$J_{\lambda,p} = n_p r_{\lambda,b} \int_0^{\infty} 4\pi r_p^2 Q_a(\lambda, r_p) f(r_p) dr_p = \frac{4r_{\lambda,p}}{L_f}, \quad (8)$$

рассчитать интенсивность излучения ( $J_{\lambda,p}$ ) и спектральную светимость ( $r_{\lambda,p}$ ) газозвеси частиц алюминия во фронте факела и оценить долю излучения  $\eta_p$ , приходящуюся на частицы Al (см. табл. 3).

Из анализа полученных данных видно, что радиационные потери могут достигать более 20 % от общего тепловыделения в результате химической реакции и конденсации продуктов сгорания. В исследованном диапазоне концентраций металла радиационные потери сильно увеличиваются с ростом концентрации горючего. Этим объясняется тот факт, что измеренные температуры конденсированной фазы слабо зависят от массовой концентрации горючего. Вклад частиц алюминия в излучение может достигать нескольких десятков процентов и уменьшается с увеличением массовой концентрации горючего. В приведенных ниже расчетах оптических характеристик зоны горения ЛДДФ будет учитываться вклад частиц алюминия в спектральную светимость факела.

### Излучательные и оптические характеристики конденсированных частиц во фронте факела

Корректный учет влияния излучения на процессы горения требует информации об оптических характеристиках источников излучения. Таковыми являются факторы эффективности поглощения ( $Q_a$ ) и рассеяния ( $Q_s$ ). Эти безразмерные оптические характеристики зависят как от характерного размера частицы  $r$ , действительной и мнимой частей комплексного показателя преломления  $\tilde{n} = n - i\chi$  (и, как следствие, температуры), так и от длины волны излучения  $\lambda$ . Расчеты  $Q_a$  и  $Q_s$  обычно проводятся с использованием теории Ми. Особый интерес представляют факторы эффективности поглощения, определяющие испускательную способность  $\varepsilon_{\lambda,k}$  частиц, причем  $Q_a(\lambda, r, n, \chi(T)) = \varepsilon_{\lambda,k}$  [10]. Для оптически тонкого источника по известным значениям  $Q_a$  можно найти интенсивность излучения единицы объема двухфазной среды ( $J_{\lambda}$ ). Для этого заменим в (8) концентрацию  $n_p$  на счетную концентрацию частиц  $\text{Al}_2\text{O}_3$  во фронте факела  $N_k$  и воспользуемся полученной по результатам дисперсного анализа функцией распределения частиц  $\text{Al}_2\text{O}_3$  по размерам  $f(r)$  (см. табл. 1):

$$J_{\lambda} = N_k r_{\lambda,b} \int_0^{\infty} 4\pi r^2 Q_a(\lambda, r) f(r) dr = \frac{4r_{\lambda}}{L_f}. \quad (8a)$$

Используя определение коэффициента поглощения для единичной концентрации частиц:

$$\beta_{\lambda} = \int \pi r^2 Q_a(\lambda, r) f(r) dr, \quad (9)$$

из (8a) получаем

$$\beta_{\lambda} = \frac{\varepsilon_{\lambda}}{N_k L_f}. \quad (10)$$

В рэлеевском приближении [10], применимом для частиц радиусом  $r \approx 0.05$  мкм начиная с ближней ИК-области,

$$Q_a = 24\chi n \frac{2\pi r}{\lambda} \frac{1}{(n^2 - \chi^2 + 2)^2 + 4n^2\chi^2}. \quad (11)$$

Тогда с учетом того, что для неметаллических частиц  $\chi \ll n$ , после подстановки (11) в (9) запишем

$$\beta_\lambda = \frac{48\pi^2 n \chi}{\lambda(n^2 + 2)^2} \langle r^3 \rangle. \quad (12)$$

Формулы (10), (12) позволяют определить мнимую часть показателя преломления. Выражая счетную концентрацию частиц оксида  $N_k$  через массовую концентрацию горючего (с учетом теплового расширения), получаем

$$\chi = \frac{\varepsilon_\lambda(n^2 + 2)^2 \lambda \rho_{ок} T_k}{36\pi n C_f L_f \nu T_0}, \quad (13)$$

где  $\rho_{ок}$  — плотность оксида,  $\nu$  — массовый стехиометрический коэффициент,  $T_0$  — комнатная температура. Коэффициент преломления  $n$  слабо зависит от температуры и хорошо известен.

В видимом диапазоне длин волн для расчетов корректнее использовать теорию Ми. Для этого по данным эксперимента находили  $\beta_\lambda$  (10) и далее, используя соотношение (9), определяли такое значение  $\chi$  (методом подбора), для которого результаты расчета оказывались бы близкими к экспериментальным данным. Результаты расчетов мнимой части показателя преломления приведены на рис. 4.

Обратимся теперь к оценке оптической плотности пламени  $\alpha_\lambda$ , определяемой соотношением  $\alpha_\lambda = N_k \beta_\lambda L_f$ . Используя данные, представленные в табл. 1 и 3 и на рис. 4, получаем  $\alpha_\lambda = 2 \cdot 10^{-5} \chi / \lambda$ . Тогда для  $\lambda_1 = 5 \cdot 10^{-5}$  см и  $\lambda_2 = 2 \cdot 10^{-4}$  см имеем  $\alpha_{\lambda_1} = 0.01$  и  $\alpha_{\lambda_2} = 8 \cdot 10^{-3}$ . Таким образом, утверждение о том, что пламя ЛДДФ алюминия является оптически тонким, вполне оправданно.

Определению оптических характеристик  $Al_2O_3$  посвящено много работ. Обобщение результатов исследований оптических свойств  $Al_2O_3$  при высоких температурах выполнено в работе [12]. Авторы этой работы отмечают, что данные измерений различных авторов сильно отличаются как количественно (порядки величин), так и качественно (зависимости от длины волны). На рис. 4 (кривые 4, 5)

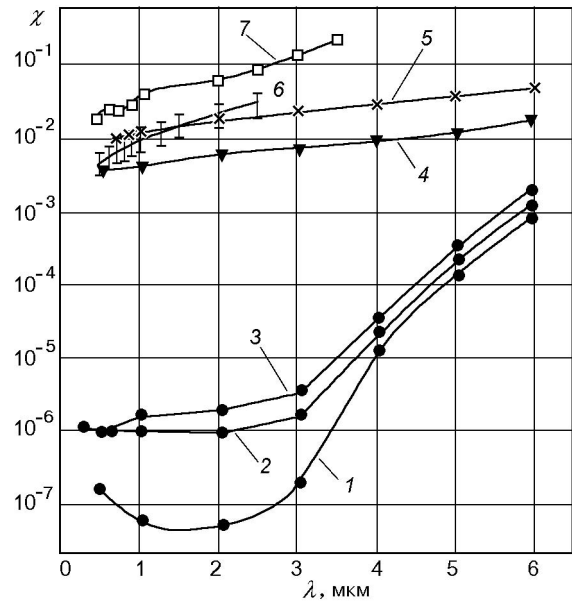


Рис. 4. Зависимость мнимой части показателя преломления от длины волны:

1–5 — данные [12], 6, 7 — настоящей работы;  $T, K$ : 1 — 1 473, 2 — 1 973, 3 — 2 293, 4 — 2 900, 5 — 3 000, 6 — 2 930, 7 — 3 150

представлены заимствованные из [12] зависимости мнимой части комплексного показателя преломления  $Al_2O_3$  от длины волны, полученные разными авторами при температурах, близких к температурам в зоне горения ЛДДФ алюминия. Зависимости 1–3 получены при более низких температурах и приведены нами для иллюстрации сильной температурной и спектральной зависимости мнимой части показателя преломления. Кривые 6 и 7 построены по результатам настоящей работы.

Как видно из рис. 4, полученные нами результаты в диапазоне  $0.8 < \lambda < 2.5$  мкм (кривая 6) в пределах погрешности измерений согласуются с данными работы [12] (кривая 5), но более сильно зависят от длины волны. Возможно, это связано с тем, что измерения в настоящей работе проводились во фронте факела, т. е. в условиях, когда конденсированная фаза находится в неравновесных условиях. Кроме того, согласно данным, представленным в работе [12] (кривые 1–3), возможна и более сильная зависимость  $\chi(\lambda)$ , обусловленная, например, нестехиометричностью или наличием примесей.

Данные, приведенные на рис. 4, показывают, что мнимая часть показателя преломления является сильной (вероятнее всего, экспоненци-

альной) функцией температуры. Существование этой зависимости следует учитывать при анализе радиационного теплообмена. Интегрирование соотношения (8а) по длинам волн позволяет получить интегральную светимость факела в виде функции массовой концентрации горючего и температуры:

$$R \approx \langle r^3 \rangle N_k R_b \chi(T) \approx C_f T^4 \chi(T),$$

где  $R_b = \sigma T^4$  — интегральная светимость абсолютно черного тела. Так как  $\chi$  быстро возрастает с увеличением температуры, то при высоких температурах можно ожидать более сильную, чем  $T^4$ , зависимость интегральной светимости фронта факела от температуры. Увеличение концентрации вдвое привело бы к адекватному изменению  $R$ , при этом рост температуры приблизительно на 8 % увеличил бы интегральную светимость еще на 30 %. В целом же увеличение  $R$  составило бы 2.6 раза. Однако, как видно из табл. 2, значение  $R$  возросло в 8.3 раза при изменении  $C_f$  от  $2 \cdot 10^{-4}$  до  $4 \cdot 10^{-4}$  г/см<sup>3</sup>. Дополнительное увеличение величины  $R$  в 3.3 раза обязано возрастанию с температурой мнимой части показателя преломления частиц  $\text{Al}_2\text{O}_3$ .

Полученные зависимости  $\chi(\lambda)$  можно объяснить следующим образом. Для металлических частиц [10] за поглощение излучения в ИК-диапазоне ответственны свободные электроны. Причем согласно теории Друде [10] имеют место дисперсионные соотношения

$$n^2 - \chi^2 = 1 - \frac{\nu_p^2}{\nu^2 - \gamma^2}, \quad (14)$$

$$2n\chi = \frac{\nu_p^2}{(\nu^2 + \gamma^2)\nu}, \quad (15)$$

где  $\nu_p = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{N_e e^2}{\epsilon_0 m_e}}$  — плазменная частота,  $N_e$  — концентрация электронов,  $\gamma$  — коэффициент затухания. Исходя из того, что для частиц  $\text{Al}_2\text{O}_3$  при температурах горения применима теория Друде, по данным измерений были найдены значения  $\nu_p = 7 \cdot 10^{13}$  с<sup>-1</sup> и  $\gamma = 1.1 \cdot 10^{14}$  с<sup>-1</sup>. Для подбора  $\nu_p$  и  $\gamma$  в первом приближении действительную часть показателя преломления принимали равной 1 и далее из зависимости  $1/\chi\gamma$  от  $\nu^2$  находили плазменную частоту и коэффициент затухания. Затем

указанные параметры уточнялись. На рис. 5 кривая 1 представляет собой результат расчета мнимой части показателя преломления согласно соотношениям (14), (15). Точки — результаты измерений ( $T = 3150$  К). Как видно, при  $\lambda > 1.7$  мкм имеет место хорошее согласие результатов расчетов и измерений, в то время как в видимом диапазоне длин волн наблюдается значительное (на порядок величины и более) расхождение результатов. Поэтому можно предположить, что за поглощение излучения в видимом диапазоне ответственны не свободные, а связанные электроны.

Согласно одноосцилляторной модели Лоренца [10] имеют место соотношения

$$n^2 - \chi^2 = 1 - \frac{\nu_p^2(\nu_0^2 - \nu^2)}{(\nu_0^2 - \nu^2) - \gamma^2\nu^2}, \quad (16)$$

$$2n\chi = \frac{\nu_p^2\nu\gamma}{(\nu_0^2 - \nu^2) + \gamma^2\nu^2}, \quad (17)$$

переходящие в (14), (15) при  $\nu_0 = 0$ . Здесь  $\nu_0$  — собственная резонансная частота поглощения электронами,  $2\pi\gamma$  — обратная величина среднего времени жизни возбужденного состояния.

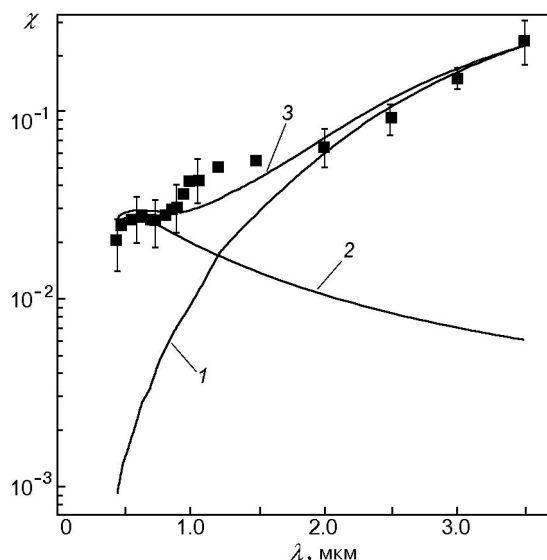


Рис. 5. Мнимая часть комплексного показателя преломления:

точки — результаты эксперимента; 1 — расчет согласно теории Друде ( $\nu_p = 7 \cdot 10^{13}$  с<sup>-1</sup>,  $\gamma = 1.1 \cdot 10^{14}$  с<sup>-1</sup>); 2 — расчет согласно теории Лоренца ( $\nu_0 = 7 \cdot 10^{14}$  с<sup>-1</sup>,  $\nu_p = 1.3 \cdot 10^{14}$  с<sup>-1</sup>,  $\gamma = 10^{15}$  с<sup>-1</sup>); 3 — сумма результатов по Друде и Лоренцу



Величину  $\nu_0$  оценивали по ширине запрещенной зоны ( $E_g/h$ ). Плазменную частоту и коэффициент затухания находили методом подбора. Получены следующие значения:  $\nu_0 = 7 \times 10^{14} \text{ с}^{-1}$ ,  $\nu_p = 1.3 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$ ,  $\gamma = 10^{15} \text{ с}^{-1}$ . Кривая 2 на рис. 5 построена по результатам расчета  $\chi$  в приближении модели Лоренца. Наблюдается удовлетворительное согласие результатов вычислений и измерений в видимом диапазоне длин волн. Кривая 3 представляет собой суммарный результат и в целом неплохо описывает данные экспериментов. Полученные результаты позволили оценить некоторые электрические характеристики  $\text{Al}_2\text{O}_3$  при температуре, близкой к 3150 К.

Используя значения плазменной частоты и коэффициента затухания, нетрудно вычислить концентрацию электронов  $N_e = 6 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}$ , подвижность электронов  $b_e = e/m_e\gamma = 1.6 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$  и электропроводность  $\sigma = N_e e^2/m_e\gamma = 1500 \text{ (Ом} \cdot \text{м)}^{-1}$ . Таким образом, оксид алюминия при температурах горения ведет себя как полупроводник с низкой подвижностью электронов, что, в частности, объясняет особенности спектральной и температурной зависимости оптических характеристик  $\text{Al}_2\text{O}_3$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Излучение играет значительную роль в тепловом балансе ламинарного факела дисперсного горючего. Для оптически тонких пламен излучение носит характер теплопотерь. Доля потерь тепла излучением может достигать более 20 % от общего тепловыделения и увеличивается с ростом массовой концентрации горючего.

Данные о дисперсном составе продуктов сгорания ЛДДФ алюминия и спектральной светимости факела в зависимости от массовой концентрации горючего свидетельствуют о том, что основными источниками излучения являются субмикронные частицы оксида алюминия и микродисперсные капли алюминия. При концентрации частиц  $C_f = 2 \cdot 10^{-4} \text{ г/см}^3$  (это значение близко к нижнему концентрационному пределу устойчивой стабилизации ЛДДФ) вклад в излучение частиц алюминия, находящихся при температуре кипения, достигает 30 %. При увеличении массовой концентрации горючего до  $C_f = 6.2 \cdot 10^{-4} \text{ г/см}^3$  вклад в излучение частиц алюминия снижается до 10 ÷ 15 %. Температура конденсирован-

ной фазы в зоне горения ЛДДФ алюминия слабо зависит от массовой концентрации горючего. При изменении  $C_f$  в диапазоне  $2 \cdot 10^{-3} \div 6.2 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^3$  значение  $T_k$  изменяется в пределах 2900 ÷ 3200 К. Наблюдаемые температуры объясняются радиационными теплопотерями, которые существенно возрастают с ростом температуры.

По экспериментально измеренным светимостям зоны горения ЛДДФ в видимой и инфракрасной областях рассчитана зависимость мнимой части комплексного показателя преломления от длины волны при температурах горения. Зависимость  $\chi(\lambda)$  нашла удовлетворительное теоретическое обоснование на основе моделей Друде и Лоренца. Полученные результаты свидетельствуют о сильной зависимости  $\chi(T)$ , что в конечном итоге приводит к ограничению температуры во фронте факела. На практике это должно проявляться в более сильной, чем  $T^4$ , зависимости теплопотерь от температуры частиц конденсированной фазы.

Спектральная испускательная способность факела в видимом диапазоне в пределах погрешности измерения не зависит от длины волны, в то время как в ИК-области наблюдается существенный рост  $\epsilon_\lambda$ . Это связано с отмеченной выше сильной зависимостью мнимой части показателя преломления от длины волны.

## ЛИТЕРАТУРА

1. **Zolotko A. N., Poletaev N. I., Vovchuk J. I., Florko A. V.** Nanoparticles formation by combustion techniques // Gas Phase Nanoparticle Synthesis / C. G. Granqvist, L. B. Kish, W. H. Marlow (Eds). Dordrecht, The Netherlands: Kluwer Academic, 2004. Ch. 5. P. 123–156.
2. **Золотко А. Н., Вовчук Я. И., Полетаев Н. И. и др.** Синтез наноксидов в двухфазных ламинарных пламенах // Физика горения и взрыва. 1996. Т. 32, № 3. С. 24–33.
3. **Флорко И. А., Полетаев Н. И., Флорко А. В., Золотко А. Н.** О теплообмене субмикронных частиц MgO в зоне горения одиночных частиц магния // Физика горения и взрыва. 2001. Т. 37, № 5. С. 49–54.
4. **Агеев Н. Д., Вовчук Я. И., Горшин С. В. и др.** Стационарное горение газозвесей твердых горючих. Ламинарный диффузионный двухфазный факел // Физика горения и взрыва. 1990. Т. 26, № 6. С. 54–62.
5. **Горение порошкообразных металлов в активных средах / П. Ф. Похил, А. Ф. Беляев,**

- Ю. В. Фролов, В. С. Логачев, А. И. Коротков. М.: Наука, 1972.
6. **Ягодников Д. А., Гусаченко Е. И.** Экспериментальное исследование дисперсности конденсированных продуктов сгорания аэровзвеси частиц алюминия // Физика горения и взрыва. 2004. Т. 40, № 2. С. 33–41.
  7. **Гремячкин В. М., Истратов В. Г., Колесников-Свинарев В. И., Лейпунский О. И.** О накоплении окиси алюминия на горячей частице алюминия // Физика горения и взрыва. 1980. Т. 16, № 1. С. 155–156.
  8. **Белинский Н. И., Козицкий С. В., Флорко А. В.** Скоростной спектральный прибор для исследования излучательных характеристик дисперсных продуктов сгорания // Физика аэродисперсных систем. 1985. Т. 28. С. 38–42.
  9. **Трусов Б. Г.** Астра. Моделирование химических и фазовых равновесий при высоких температурах. М., 1989.
  10. **Борен К., Хафмен Д.** Поглощение и рассеяние света малыми частицами. М.: Мир, 1986.
  11. **Акашев Л. А., Конопенко В. И.** Оптические свойства жидких алюминия и сплава Al—Se // Теплофизика высоких температур. 2001. Т. 39, № 3. С. 412–415.
  12. **Шиганов А. Б.** Оптические свойства окиси алюминия при высоких температурах // Теплофизика высоких температур. 1998. Т. 36, № 1.

*Поступила в редакцию 14/III 2006 г.,  
в окончательном варианте — 19/VII 2006 г.*

---