

## ВЫГОРАНИЕ БЕДНОЙ ТОПЛИВОВОЗДУШНОЙ СМЕСИ ПРИ ВНУТРЕННЕМ И ВНЕШНЕМ ПОДЖИГАНИИ ПРОДУКТАМИ СГОРАНИЯ

© 2007 А. И. Майорова, А. А. Свириденков, В. И. Ягодкин

Центральный институт авиационного моторостроения, г. Москва

Предложена простая феноменологическая модель горения, учитывающая расширения «бедной» области воспламенения с ростом температуры и влияние закрутки на скорость горения. Сравнение двух схем выгорания турбулентной закрученной струи бедной однородной топливовоздушной смеси показывает, что средняя полнота сгорания топлива на начальном участке порядка одного диаметра трубы выше для обращенной схемы организации горения с поджиганием снаружи. Полное выгорание смеси для традиционной схемы с воспламенением смеси изнутри осуществляется быстрее.

### Постановка задачи

Рассматривалось смешение и горение в двух потоков в трубе с внутренним диаметром  $2R_o = 86$  мм (рис. 1). Один из потоков выходил из кольцевого канала, другой - из внутренней соосной трубы с внутренним диаметром  $2R_I = 66$  мм. В обращенной схеме (рис. 1,а) в наружный кольцевой канал поступали высокотемпературные продукты сгорания стехиометрической смеси паров керосина с воздухом. Во внутреннюю трубу подавалась смесь паров керосина с воздухом с температурой 810 К (коэффициент избытка воздуха составлял  $a = 2,2$ ). Суммарный расход газа через систему  $G_{tot} = 1,46$  кг/с. Давление газа принималось равным 2,9 МПа. Процентная

доля расхода продуктов сгорания составляла 26 %. В качестве альтернативной схемы рассматривалась обычная, традиционная схема (рис. 1,б), в которой в наружный кольцевой канал поступала свежая смесь с такой же процентной долей расхода и скоростью подачи, что и в обращенной конфигурации. Из этого условия определяется  $R_I = 27$  мм. Продукты сгорания стехиометрической смеси подавались вдоль оси. На оси модели был установлен цилиндр-стабилизатор, имитирующий форсунку с радиусом  $R_h = 10$  мм. Предполагалось, что на входе во внутренний канал установлен осевой завихритель. В наружном канале течение считалось незакрученным.

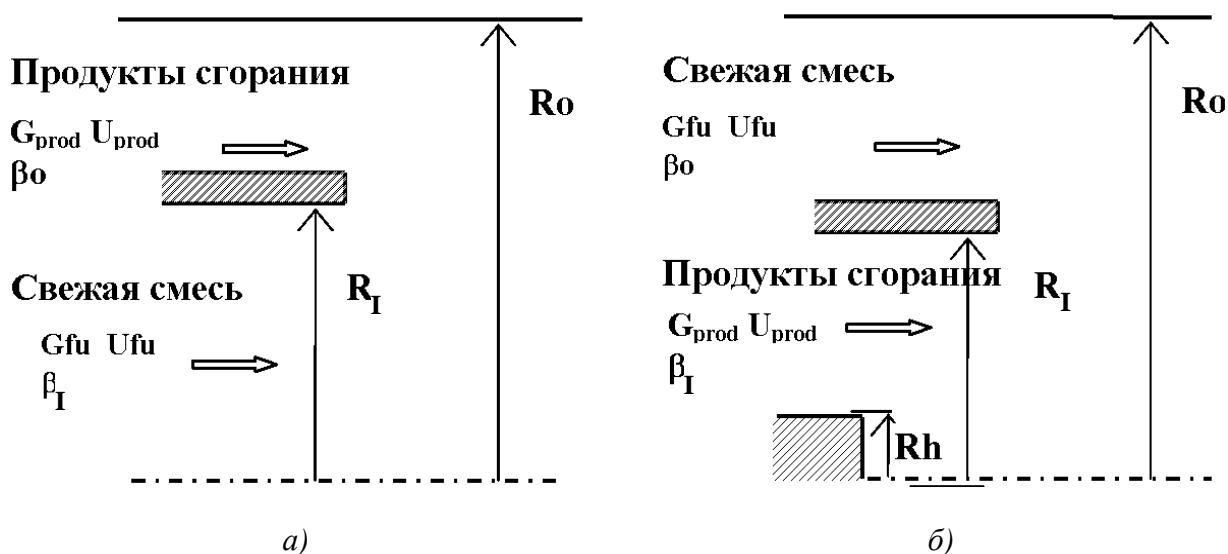


Рис. 1. Схемы расчетных областей: а – обращенная схема, б – традиционная схема

## Методика расчета

Двумерная система стационарных уравнений Рейнольдса и сохранения полной энthalпии решалась конечно-разностным итерационным методом. Для нахождения коэффициентов турбулентной диффузии использовались два уравнения двухпараметрической модели турбулентности, учитывающей влияние вращения на турбулентные характеристики.

Для расчета концентраций реагирующих газов применялась модификация предложенной в [1] модели горения, основанной на представлении о поджигании горючей смеси выбросами сгоревшего газа в предположении простой одноступенчатой реакции. Модель использует уравнение переноса для средней относительной концентрации продуктов сгорания  $c$ , в котором объемная средняя скорость образования продуктов  $R_c$  связывается с коэффициентом турбулентной вязкости и турбулентной скоростью распространения пламени  $u_t$ .

$$R_c = \frac{S_c}{4} \frac{u_t^2}{n_t} rc(1-c), \text{ кг}/(\text{м}^3 \text{ с}) \quad (1)$$

Здесь  $S_c$  - турбулентное число Шмидта.

В случае горения однородной смеси [1]  $c^o m_{prod}$  (массовой доле продуктов сгорания). В настоящей работе исследуется смешение двух потоков с разными коэффициентами избытка воздуха. Относительная концентрация, равная степени развития реакции, должна поэтому определяться как

$$c = (m_{prod} - m_{prod}^{mix}) / (m_{prod}^e - m_{prod}^{mix}).$$

Индексы  $mix$  и  $e$  здесь и далее означают чистое смешение потоков и полное сгорание смеси. Для описания процесса смешения в модель дополнительно необходимо включить уравнение переноса консервативной скалярной величины (безразмерной функции Шваба-Зельдовича).

В отсутствие закрутки величина  $u_t = u_t^o$  связана с нормальной скоростью распространения ламинарного пламени  $u_n$  соотношением

$$\frac{u_t^o}{\sqrt{k}} = q \frac{u_n}{\sqrt{k}} + 2.4 / \sqrt{\ln \left( 1 + \frac{\sqrt{k2 / \text{parctg}(l_t / l_n)}}{u_n} \right)}, \quad (2)$$

следующим из теории турбулентного распространения пламени. Здесь  $q$  - степень подогрева при полном сжигании смеси. При расчете смешения потоков с различной начальной температурой считаем  $q = T_e / T_{mix}$  ( $T$  - температура газовой смеси, К).

Для расчета  $u_n$  в [2] предложены аппроксимирующие опытные данные формулы, учитывающие расширение «бедной» области воспламенения с ростом температуры:

$$u_n = \begin{cases} u_{lim} + A_1 \left( \frac{1}{a} - \frac{1}{a_L} \right) \left( \frac{1}{a_1} - \frac{1}{a} \right) & \text{при } a_M \leq a \leq a_L \\ u_{lim} + A_2 \left( \frac{1}{a} - \frac{1}{a_2} \right) \left( \frac{1}{a_R} - \frac{1}{a} \right) & \text{при } a_R \leq a \leq a_M \\ 0 & \text{при } a > a_L, a < a_R \end{cases}, \text{ м/с} \quad (3)$$

$$100 / (1 + a_L L_M) = c_{TL} = c_{TL}^0 (T_L - T) / (T_L - 293);$$

$$u_{max} = u_{max}^0 (T / T^0)^2 (p / p^0)^{-0.25}.$$

Здесь  $a_L, a_R$  - нижний и верхний концентрационный предел распространения пламени,  $A_1, A_2$  - константы, определяемые по максимальной скорости распространения пламени  $u_{max}$  (для керосина при нормальных условиях  $a_L^0 = 1,4, a_R^0 = 0,65, u_{lim}^0 = 0,06$  м/с,  $u_{max}^0 = 0,4$  м/с при  $a_M = 0,9$ ). Индекс 0 соответствует  $T^0 = 293$  К,  $p^0 = 0,1$  МПа;  $1/a_1 = 1/a_M + (1/a_M - 1/a_L)$ ;  $1/a_2 = 1/a_M + (1/a_M - 1/a_R)$ ;  $L_M$  - молярный стехиометрический коэффициент,  $T_L$  - температура продуктов сгорания на нижнем концентрационном пределе распространения пламени в нормальных условиях  $c_{TL}^0, p$  - статическое давление. Предельная скорость  $u_{lim}$  считалась константой, зависящей только от вида топлива.

В случае закрутки потока выбросы продуктов сгорания переносятся не только за счет турбулентных пульсаций, но и под дей-

ствием выталкивающей силы аналогично подъему горячего газа в поле силы тяжести. Впервые увеличение скорости горения, связанное с появлением в закрученных потоках центростремительной силы, повышающей скорость распространения пламени к центру вращения топливоздушнoй смеси, наблюдалось в опытах Льюиса (Lewes) [3], в которых измерялась скорость движения пламени по газоздушнoй смеси вдоль трубы, вращающейся вокруг одного конца. Этот эффект носит название “центробежного”, или “эффекта Льюиса”.

Как установлено в [3], в закрученном потоке пламя распространяется по быстрейшему из двух механизмов: турбулентного переноса и всплывания пузырей сгоревшего газа.

$$u_t = \max(u_t^0, u_b), \text{ м/с} \quad (4)$$

Здесь  $u_b$  – скорость плавучести выбросов сгоревшего газа.

Свяжем теперь  $u_b$  с вращательной компонентой осредненной скорости  $U_j$ . На движущийся в закрученном потоке объем продуктов сгорания действуют две направленные в противоположные стороны силы: плавучести  $F_B$  и сопротивления  $F_R$ . Сила плавучести является результирующей выталкивающей  $F_A$  и центробежной  $F_C$  сил и зависит, как и в гравитационном поле, от разности плотностей горячих продуктов сгорания и окружающей их холодной смеси.

Из определения центробежной силы

$$Fc = r_e SLg_j = r_{mix} SLg_j T_{mix}/T_e, \text{ кг}\cdot\text{м/с}^2. \quad (5)$$

Здесь  $S$  – эффективная площадь поперечного сечения пузыря сгоревшего газа,  $L$  – его длина,  $g_j = U_j^2/r$  – центростремительное ускорение.

Выталкивающая сила определяется аналогично архимедовой в поле силы тяжести

$$F_A = r_{mix} SLg_j, \text{ кг}\cdot\text{м/с}^2. \quad (6)$$

Отсюда

$$F_B = F_A - F_C = r_{mix} SLg_j (1 - T_{mix}/T_e), \text{ кг}\cdot\text{м/с}^2. \quad (7)$$

Сила сопротивления находится из классической формулы:

$$F_R = 0,5C_R S u_b^2, \text{ кг}\cdot\text{м/с}^2, \quad (8)$$

где  $C_R$  – безразмерный коэффициент сопротивления.

Скорость плавучести пузыря сгоревшего газа найдем из условия равновесия сил плавучести и сопротивления:

$$F_R = F_B. \quad (9)$$

Опыты показывают, что величина  $C_R$  близка к постоянной. Используя определения  $F_B$ ,  $F_R$ , получим из (9)

$$u_b = [C_1 L g_j (1 - T_{mix}/T_e)]^{1/2}, \text{ м/с}. \quad (10)$$

Длину пузыря продуктов сгорания можно считать пропорциональной расстоянию до оси вращения:  $L = C_2 r$ . Тогда, подставив определение  $g_j$  в (10), получим формулу для расчета  $u_b$  по характеристикам осредненного движения:

$$u_b = C_B V_j (1 - T_{mix}/T_e)^{1/2}, \text{ м/с}. \quad (11)$$

Здесь  $C_1$ ,  $C_2$ ,  $C_R$ ,  $C_B$  – безразмерные константы.

Для определения эмпирической константы  $C_B$  обратимся к экспериментам [4]. В этой работе изучалось распространение пламени метана в вихревых кольцах (PIV measurements). Наблюдаемое соотношение между скоростью распространения пламени к центру вихря и максимальной вращательной компонентой скорости в вихре было близко к линейному. Считая, что для больших  $a$  в опытах на практике измеряется скорость плавучести выбросов продуктов сгорания ( $u_t^0 < u_b$ ), находим из зависимости, полученной в [4] для бедной смеси (степень подогрева б)  $C_B \cong 0,82$ .

### Результаты расчета

В расчете угол установки лопаток завихрителя во внутренней трубке  $b_l$  изменялся от 0 до 75° с шагом 5°. Как показывают расчеты, в незакрученном потоке зона горения локализуется в слое смешения. Рассмотрим случай закрученного потока в обращенной схеме. Поток горячей смеси отбрасывается к наружной стенке. С ростом закрутки образуется низкоскоростная зона возвратного течения, вытянутая вдоль оси (рис. 2).

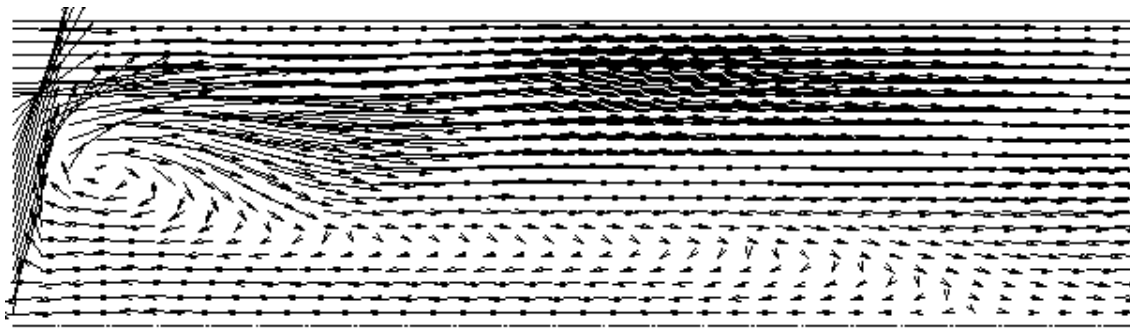


Рис. 2. Векторное поле скорости в обращенной схеме (подача в наружный канал продуктов сгорания стехиометрической смеси);  $\beta_1 = 70^\circ$

Анализ расчетных данных показывает, что повышение полноты сгорания в закрученном потоке связано с четырьмя факторами:

1) ростом площади границы соприкосновения двух потоков из-за вытеснения слоя смешения наружу при осевым рециркуляционным течением;

2) ростом интенсивности турбулентности и, следовательно, интенсификацией смешения из-за увеличения градиента осевых составляющих скорости на границе отрывной зоны и из-за возникновения тангенциального сдвигового слоя;

3) распространением пламени вблизи оси вверх по потоку. Этот механизм проявляется при больших углах закрутки (с обра-

зованием вблизи оси длинной области отрывного течения скорость потока падает, что стабилизирует процесс горения);

4) увеличением скорости горения за счет переноса выбросов продуктов сгорания к центру вращения («эффект Льюиса»). Действие центробежного эффекта локализуется у нижней границы сдвигового слоя, где он усиливает смешение в дополнение к турбулентному переносу. Этот процесс доминирует при углах закрутки  $35-55^\circ$ .

Рассмотрим теперь течение в традиционной схеме. В этом случае за торцом стабилизатора формируются дополнительные вихри (рис. 3), поэтому зона возвратного течения вблизи оси образуется при меньших уг-

#### VECTOR VELOCITY FLOW FIELD

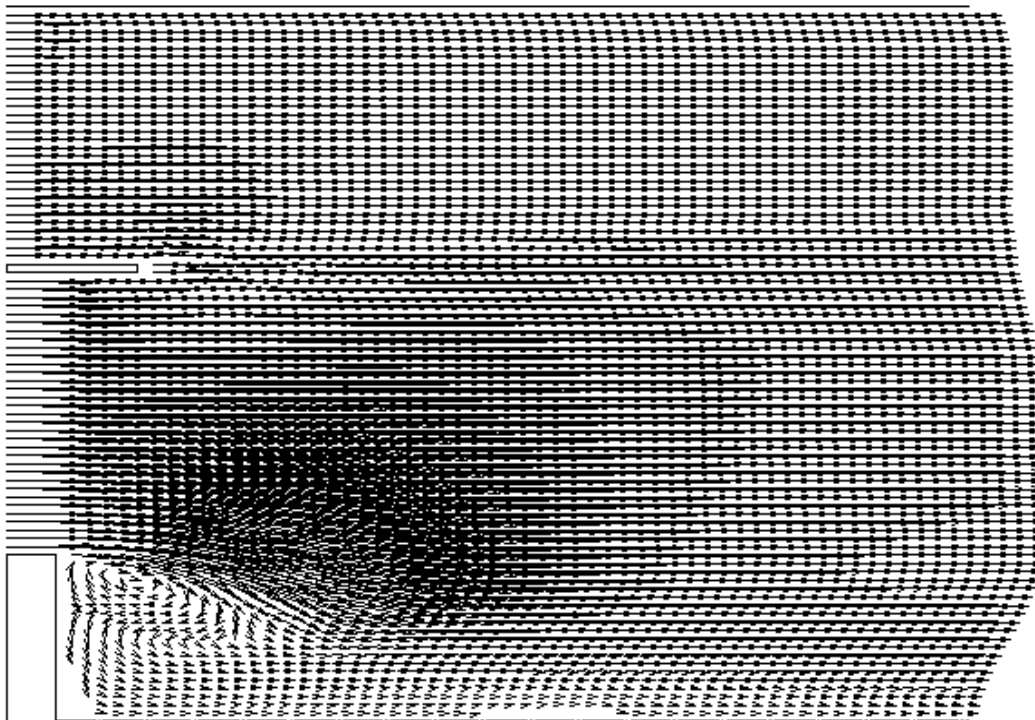


Рис. 3. Векторное поле скорости в традиционной схеме с цилиндрическим стабилизатором (подача во внутренний канал продуктов сгорания стехиометрической смеси);  $\beta_1 = 35^\circ$

лах закрутки, чем в схемах без стабилизатора, однако она находится в области уже сгоревшего газа. С другой стороны, в обычной схеме радиальная высота слоя свежей смеси меньше, чем в обращенной (15,5 мм и 33 мм). Поэтому слой смешения быстрее достигает границы области и процесс выгорания смеси может осуществиться на меньшей длине трубы. Наконец, влияние центробежного эффекта на полноту сгорания при поджигании свежей смеси изнутри практически незаметно, так как всплывание выбросов продуктов сгорания происходит по направлению к оси вращения, где свежая смесь отсутствует.

Сравнение эффективности выгорания бедной смеси для обычной и обращенной схем проведено на рис. 4. Как видно из этого рисунка, при сохранении массовых расходов и скоростей горючей смеси средняя полнота

сгорания топлива на начальном участке порядка одного диаметра трубы выше для обращенной схемы организации горения с поджиганием снаружи (главным образом, за счет центробежного эффекта). Полное выгорание смеси для традиционной схемы с воспламенением смеси изнутри осуществляется быстрее, что, в основном, связано с меньшей высотой слоя свежей смеси. Отметим, однако, что традиционная схема течения при углах закрутки продуктов сгорания выше  $40^\circ$  оказывается неустойчивой (на оси возникает неустойчивая система вихрей). Такие потоки могут иметь повышенную чувствительность к акустическим колебаниям газа и приводить к автоколебаниям при горении в камере.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, проекты № 05-08-17942 и № 07-08-00573.

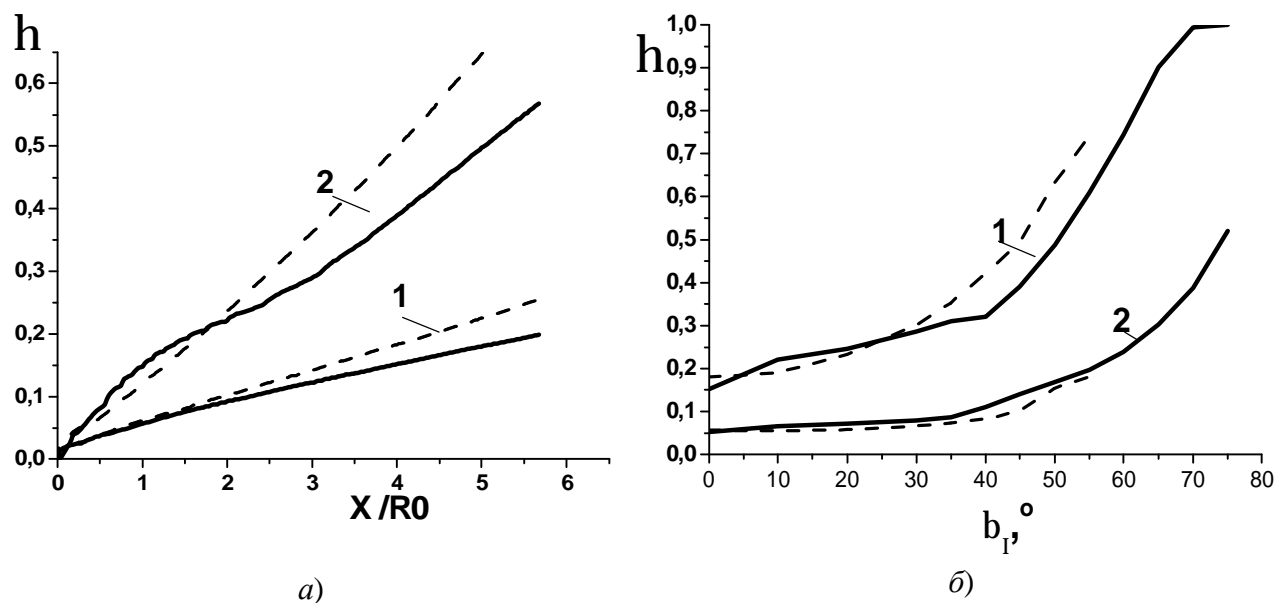


Рис. 4. Сравнение эффективности выгорания бедной смеси для традиционной (поджигание изнутри) и обращенной (поджигание снаружи) схем;  
 сплошные линии - обращенная схема, пунктир - традиционная схема;  
 а - зависимость средней полноты сгорания от расстояния до места соприкосновения коаксиальных потоков; 1 - без закрутки; 2 -  $b_1 = 45^\circ$ ;  
 б - зависимость средней полноты сгорания от угла закрутки потока во внутренней трубе;  
 1 -  $x/R_0 = 4$ ; 2 -  $x/R_0 = 1$

### Список литературы

1. Ляшенко В. П., Ягодкин В. И. Расчет течения реагирующего газа за стабилизатором пламени в плоском канале // ФГВ. - 1983. - № 5. - С. 54- 59.

2. Майорова А. И., Фурлетов В. И., Ягодкин В. И. Расчет процесса горения бедной смеси при смешении закрученных потоков // Химическая физика. - 2004. - Т.23. № 8. - С. 45-48.

3. G. D. Lewis. Centrifugal-force effect on combustion // 14 symposium (international) on combustion. The combustion institute. 1973. P.413-419.

4. K. Asato, A. Ogura, Y. Doi. Characteristics of Flow Field and Flame Propagation in a Vortex Ring // 20 th International Colloquium on the Explosions and Reactive Systems. Monreal, Canada. 2005. Extended Abstract. 4 P.