

НЕСТАЦИОНАРНЫЙ ТЕПЛОМАСООБМЕН И РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТОПЛИВА В ТЕЧЕНИЯХ ЗА ГАЗОДИНАМИЧЕСКИМ СТАБИЛИЗАТОРОМ

© 2016

В. В. Третьяков кандидат физико-математических наук, доцент, ведущий научный сотрудник, Центральный институт авиационного моторостроения им. П.И. Баранова, г. Москва, tretjak@ciam.ru

А. А. Свириденков старший научный сотрудник, Центральный институт авиационного моторостроения им. П.И. Баранова, г. Москва, sviriden@ciam.ru

Разработана модель нестационарного теплообмена топливных капель с закрученным воздушным потоком, включающая определение структуры течения воздуха, нахождение конфигураций вытекающих в воздушный поток жидких струй, расчёт характеристик их распада на капли с учётом процессов дробления и коагуляции капель, расчёт распределения концентраций капель и топливных паров в рабочем объёме. Исследование выполнено применительно к камере сгорания с фронтальным газодинамическим стабилизатором. Найдено оптимальное сочетание основных газодинамических параметров, определяющих режим работы рассматриваемого устройства: величины закрутки воздушного потока и интенсивности поперечной подачи воздуха через стабилизатор. Для этого сочетания определена структура течения и распределения концентраций капельно-жидкого и парообразного топлива за стабилизатором. Проведено сравнение результатов расчётов с экспериментальными данными.

Газотурбинный двигатель; камера сгорания; численное моделирование; распыливание; топливовоздушная смесь.

Цитирование: Третьяков В.В., Свириденков А.А. Нестационарный теплообмен и распределение топлива в течениях за газодинамическим стабилизатором // Вестник Самарского университета. Аэрокосмическая техника, технологии и машиностроение. 2016. Т. 15, № 4. С. 162-173. DOI: 10.18287/2541-7533-2016-15-4-162-173

Введение

Рассматриваются нестационарные закрученные течения в камерах сгорания газотурбинного двигателя (ГТД). Работа носит расчётно-экспериментальный характер.

Модель нестационарного теплообмена между топливными каплями и воздушным потоком включает определение структуры течения воздуха, нахождение конфигураций вытекающих в воздушный поток жидких струй, расчёт характеристик их распада на капли с учётом процессов дробления и коагуляции капель и расчёты распределения концентраций капель и топливных паров в рабочем объёме камеры.

Проведённое исследование выполнено применительно к перспективным камерам сгорания ГТД с фронтальным газодинамическим стабилизатором, схема которого представлена на рис. 1.

Отметим, что идея использования газодинамических стабилизаторов в основных камерах сгорания связана с возможностью управления рабочим процессом в них с помощью регулирования размеров зон обратных токов за стабилизатором в зависимости от режима работы камеры. Это регулирование осуществляется поперечным вдувом воздушных струй в основной закрученный поток.

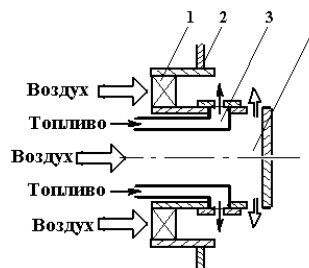


Рис. 1. Схема газодинамического стабилизатора с поперечной подачей топлива:

- 1 – осевой завихритель; 2 – фронтальная плита;
- 3 – канал подачи жидкого топлива;
- 4 – канал подачи поперечных воздушных струй

Постановка задачи

В расчётах моделирование нестационарности течений производится следующим образом. При эффективных числах Рейнольдса входящего в камеру воздушного потока порядка 300 и выше, как показывают эксперименты и расчёты, течение в камерах сгорания является неустойчивым. На различных этапах итерационного процесса расчётов в таком течении имеют место повторяющиеся структуры полей скорости. Случайные выборки этих структур принимаются в качестве мгновенных полей скорости газового потока, а рассматриваемая совокупность этих мгновенных полей представляет собой модель нестационарного течения. В данной работе задача расчёта полей скорости решается в стационарной постановке путём интегрирования полной системы уравнений Рейнольдса, записанных в переменных Эйлера и замыкаемых по двухпараметрической модели турбулентности, с моделированием нестационарности описанным выше способом. Предполагается, что течение является изотермическим и осесимметричным. Система уравнений Рейнольдса, записанная в консервативной форме, имеет следующий вид:

$$\operatorname{div}(\rho \mathbf{u} \Phi - \Gamma_{\Phi} \operatorname{grad} \Phi) = S_{\Phi}. \quad (1)$$

Здесь \mathbf{u} – вектор скорости; Φ – зависимая переменная; Γ_{Φ} – коэффициент диффузионного переноса; ρ – плотность; S_{Φ} – источниковый член.

Представленная в виде (1) система уравнений неразрывности ($\Phi \equiv 1$, $\Gamma_{\Phi} \equiv 0$, $S_{\Phi} \equiv 0$) и движения ($\Phi = u_i$, $i = 1, 2, 3$) решается конечно-разностным итерационным методом. При этом для $\Phi = u_i$ коэффициент $\Gamma_{\Phi} = \nu_e$, $\nu_e = \nu + \nu_t$, а для нахождения величины коэффициента турбулентной кинематической вязкости газа ν_t используются соотношение Колмогорова – Прандтля и двухпараметрическая модель турбулентности k - ε . В качестве граничных условий на входе (во входных сечениях) задаются профили трёх компонентов скорости, которые считаются параметрами задачи, на твёрдых границах используется так называемый закон стенки, записанный для полной скорости, а в выходном сечении – мягкие граничные условия ($\partial \Phi / \partial x = 0$). Соответствующие граничные условия принимаются и для характеристик турбулентности. Профили всех компонентов скорости для простоты приняты равномерными. В целом методика расчётов соответствует изложенной в [1].

Моделирование процесса распада жидких струй в воздушном потоке состоит из определения формы струи, решения задачи о первичном распаде струи в воздушном потоке на фрагменты, вторичном распаде фрагментов на капли и дробления капель. Это моделирование проводится в рамках линейной теории устойчивости. В результате решения перечисленных задач определяются начальные координаты и скорости капель, которые в дальнейшем используются в качестве начальных данных при расчётах распределений концентраций капельно-жидкого и парообразного топлива. При этом начальное распределение капель по размерам, в соответствии с многочисленными экспериментальными данными, считается розен-раммлеровским. Расчёты состоят в интегрировании системы обыкновенных дифференциальных уравнений движения, нагрева и испарения отдельных капель, записанных в переменных Лагранжа, в результате которых находятся распределения в рабочем объёме концентраций капельножидкого и парообразного топлива [2].

В данной работе при решении перечисленных выше задач в условиях нестационарности воздушного потока вначале проводятся расчёты распределений топлива в мгновенных полях скоростей, которые впоследствии (поля концентраций) осредняются. Считается, что полученные при этом поля концентраций представляют собой осреднённые распределения соответственно капельно-жидкой и паровой топливных

фаз. Степень приближения осреднённых таким образом полей концентраций к реальности устанавливается путём сравнения результатов расчётов с экспериментальными данными.

Результаты расчётов полей скорости

Расчёты, проведённые по описанным моделям, показали, что регулирование рабочего процесса в камерах сгорания с газодинамическим стабилизатором может быть осуществлено лишь в определённых диапазонах и сочетаниях входных параметров рассматриваемого устройства, главные из которых – закрутка потока S_w и скорости вдува поперечных воздушных струй U_j . Установлено, что наиболее приемлемой величиной закрутки воздушного потока является $S_w \approx 0,6(30^\circ)$. При такой закрутке и изменении параметра интенсивности поперечной подачи воздуха через стабилизатор U_j в диапазоне $U_j = 0,4 \dots 1,2$ имеет место заметное влияние этого параметра на структуру течения в рассмотренной камере сгорания. Здесь $S_w = U_\phi / U_0$, $U_j = U_r / U_0$; U_ϕ – вращательный компонент скорости воздуха на выходе из осевого завихрителя, U_r – радиальный компонент скорости вдува воздушной струи, U_0 – среднерасходная скорость течения через завихритель. На рис. 2 представлены результаты расчётов течений в продольном сечении стабилизатора для двух сочетаний величин U_j и S_w (вариант №1: $S_w = 1,0, U_j = 1,0$; вариант №2: $S_w = 0,6, U_j = 0,6$), а на рис. 3 – пример мгновенных распределений скорости для варианта №1. Расчёты соответствуют случаю истечения воздуха в открытое пространство.

Сопоставление результатов расчётов с данными экспериментов [3] показало, что между ними имеется приемлемое для практики согласование.

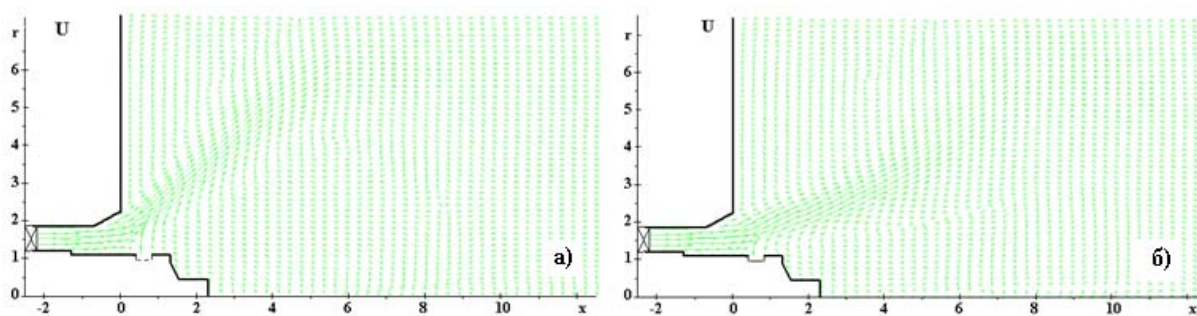


Рис. 2. Осреднённые распределения скоростей в открытом пространстве:
а – вариант №1: $S_w = 1,0, U_j = 1,0$; б – вариант №2: $S_w = 0,6, U_j = 0,6$

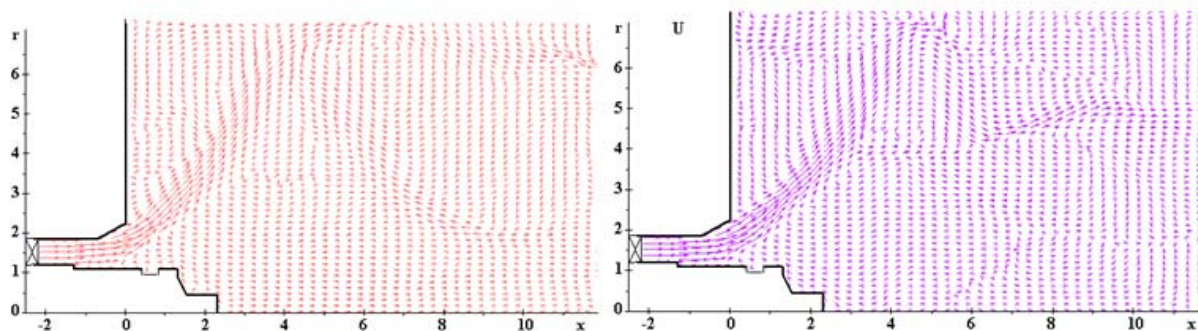


Рис. 3. Примеры мгновенных распределений скоростей
в открытом пространстве: $S_w = 1,0, U_j = 1,0$

Расчёт движения и распада топливных струй

Движение впрыскиваемых в сносящий воздушный поток топливных струй происходит по криволинейным траекториям. Во время этого движения на поверхностях струй образуются волны, амплитуда которых постепенно увеличивается, и при достижении этой амплитудой некоторого критического значения струи распадаются. Этот процесс распада носит каскадный характер, то есть вначале происходит распад струй на фрагменты и капли, затем происходит распад самих фрагментов на капли и, наконец, дробление капель. При этом имеет место также и процесс коагуляции капель. Методика расчётов этих процессов изложена в работе [4].

В данном исследовании конфигурация жидкой струи определяется по упрощённой модели, согласно которой предполагается, что площадь поперечного сечения струи и её форма (круглая) остаются постоянными вдоль струи и что силами поверхностного натяжения струи можно пренебречь по сравнению с аэродинамическими силами, так что на элемент жидкости воздействует только аэродинамическая сила.

Результаты расчётов, проведённых в этих предположениях, представлены на рис. 4 для двух вариантов сочетания параметров закрутки потока S_w и скорости вдува поперечных воздушных струй U_j . На рисунке кривая 1 соответствует варианту № 1 ($S_w = 1,0, U_j = 1,0$), кривая 2 – варианту № 2 ($S_w = 0,6, U_j = 0,6$); символом * показаны координаты, соответствующие началу распада струи.

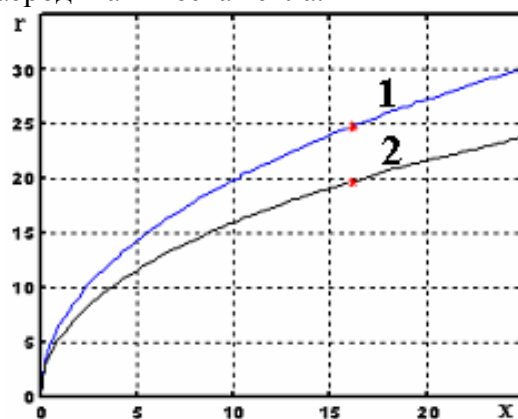


Рис. 4. Траектория топливной струи

Из приведённых графиков видно, что углы наклона струй к оси стабилизатора приблизительно одинаковы и составляют $\psi_m \approx 30^\circ$, одинаковыми являются и продольные безразмерные координаты x^* начала распада струй: $x^* = 16$. Однако радиальные координаты распада r^* различаются: $r_1^* = 25, r_2^* = 20$. Здесь обезразмеривание проведено на величину радиуса сопла форсунки (0,2 мм). Отметим, что согласно [5] получающиеся в результате распада струи фрагменты имеют размеры около 44 мкм. Получающиеся в эксперименте размеры капель существенно меньше этого значения, что указывает на вторичный распад капель при движении в потоке воздуха.

В данной работе использована волновая модель распада капель, основанная на анализе неустойчивости волн на их поверхности. Эмпирические константы в этой модели взяты из работ [6], [7]. Учёт влияния процесса коагуляции капель на формирование топливного факела осуществлён согласно [5]. Основные предположения, относящиеся к процессу коагуляции частиц, состоят в следующем. Число частиц достаточно велико, так что можно ввести функцию распределения частиц по массам в каждой точке пространства. Рассматриваются только парные столкновения частиц, частицы коагулируют всякий раз, как сталкиваются, и при этом сохраняются их суммарные масса и объём. Каждая образующаяся при коагуляции частица формируется из целого числа так называемых «базовых» частиц (мономеров). Плотность числа этих частиц как функция времени является решением уравнения баланса Смолуховского. Предполагается, что броуновской диффузией частиц можно пренебречь и считать, что основным механизмом, вызывающим увеличение размеров капель, является турбулентная коагуляция.

Результаты расчётов, проведённых для первого варианта ($S_w = 1,0, U_j = 1,0$), показали, что среднезауэровские диаметры капель в рассматриваемом режиме (перепад давления на фронтальном устройстве 5,4 кПа, скорость течения топлива 7,8 м/с и скорость поперечных воздушных струй 66 м/с) равны $D_m = 30$ мкм, что хорошо согласуется с экспериментальным значением 30 – 35 мкм. Отметим, что в соответствии с использованной моделью распада капель изменение их размеров по мере удаления от места первичного распада струи одинаково для обоих вариантов расчётов. Однако как показали эксперименты, для второго варианта ($S_w = 0,6, U_j = 0,6$) среднезауэровские диаметры капель имеют более высокие значения: $D_m = 45$ мкм, что связано с процессом коагуляции капель.

Расчёты показали, что при углах раскрытия факела $2\varphi = 60^\circ$ и 30° максимальные значения численной концентрации капель в 15 и 35 раз больше соответствующего значения для $2\varphi = 90^\circ$ при среднегеометрических начальных размерах капель $D = 10$ мкм. При этом увеличение начального размера капель приводит к возрастанию максимального значения относительной объёмной концентрации капель и смещению этого максимума в область крупных капель. В данном случае расчёты показали, что при углах закрутки потока 30° в распределении концентраций капель по размерам в области крупных капель появляется второй максимум, который отсутствует при углах закрутки 45° . Это объясняет полученное в экспериментах увеличение размеров капель.

Распределение концентраций капельно-жидкого топлива в следе за стабилизатором

Расчёт распределения концентраций капельно-жидкого топлива в найденных полях скорости в данной работе основан на расчёте движения отдельных капель, при которых пренебрегается влияние на их движение турбулентных пульсаций скорости воздушного потока и изменение формы капель в потоке при движении. Считается также, что закон сопротивления капель такой же, как закон сопротивления твёрдых частиц сферической формы. Принятая методика расчёта распределения топлива аналогична изложенной в [8; 9]. Адекватность этих методик реальности установлена сопоставлением результатов расчётов и экспериментов [10]. В расчётах предполагается, что распределение капель по размерам подчиняется закону Розина-Раммлера с показателем $n = 3$: $\Omega = 1 - \exp\left[-(D/D_m)^n\right]$, а распределение капель в окружном (по углу φ) и продольном (по углу ψ) направлениях – нормальному закону. Здесь Ω – относительная доля капель, диаметр которых меньше D ; D_m – среднемедианный диаметр капель. Начальные скорости вылета капель V_0 задаются модулем скорости V_0 и значениями продольного и окружного углов: ψ_K и φ_K . Начальные координаты вылета капель определяются из решения изложенной выше задачи о распаде топливной струи, впрыскиваемой в сносящий воздушный поток. Среднемедианные размеры капель D_m в соответствии с результатами расчётов и опытов приняты равными 30 и 45 мкм для 1 и 2 вариантов, соответственно. Начальные скорости вылета капель из форсунки приняты равными 10 м/с, углы вылета капель: $\psi_K = 30^\circ \pm 25^\circ$, $\varphi_K = 0^\circ \pm 25^\circ$, начальная температура капель равнялась 300 К, топливом считался керосин ТС-1.

Расчёт распределений концентраций капельно-жидкой и паровой топливной фазы состоит в интегрировании системы обыкновенных дифференциальных уравнений, описывающих движение, нагрев и испарение капель, записанных в переменных Лагранжа,

в результате чего находятся траектории отдельных капель, изменение параметров этих капель вдоль траекторий и поля концентраций топлива.

В данной работе, в отличие от методик [8; 9], при решении задач в условиях нестационарности воздушного потока вначале проводятся расчёты распределений топлива в мгновенных полях скоростей, которые впоследствии осредняются. Считается, что полученные при этом поля концентраций представляют собой осреднённые распределения соответствующих величин. Степень приближения осреднённых таким образом полей концентраций к реальности можно установить лишь путём сравнения с экспериментальными данными. Такие сравнения для двух вариантов сочетаний величин U_j и S_w представлены на рис. 5.

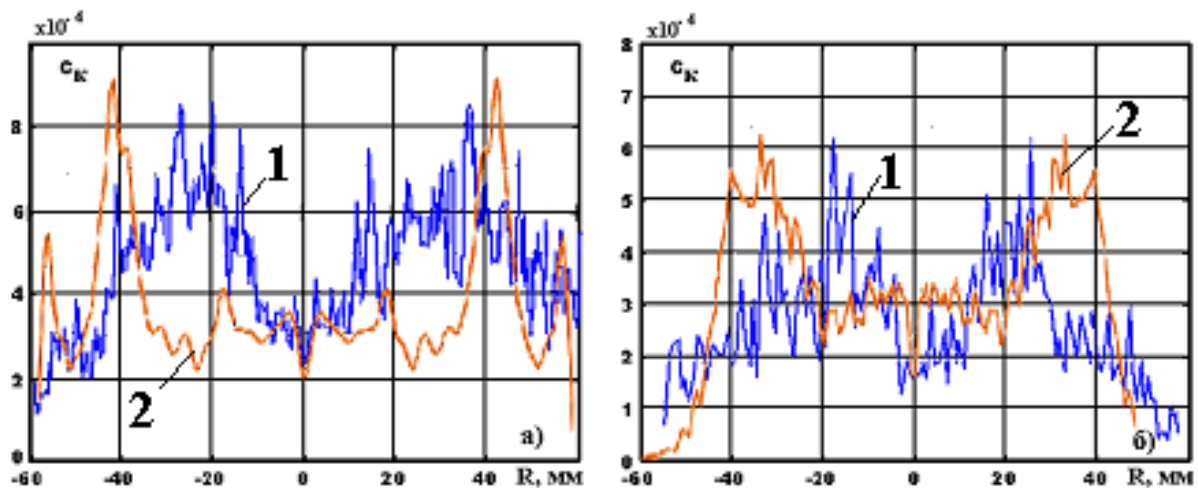


Рис. 5. Распределения концентраций капель топлива в следе за стабилизатором на расстоянии $X = 10$ мм: а – $S_w = 1,0, U_j = 1,0$; б – $S_w = 0,6, U_j = 0,6$
(1 – эксперимент, 2 – расчёт)

На рисунках C_k – относительная объёмная концентрация капель. Видно, что между результатами расчётов и данными опытов имеется согласование с приемлемой для практики точностью. Приведённое совпадение результатов указывает на адекватность принятой методики расчётов реальности и объясняет отсутствие капельно-жидкого топлива в приосевой области следа за стабилизатором. Некоторое несовпадение кривых концентраций частично связано с тем, что расчёты проведены в осесимметричной постановке. Кроме того, несовпадение расчётных и экспериментальных результатов по полям концентраций может быть связано с неточностями в задании начальных характеристик факела распыливания. В данном случае обработка результатов расчётов проведена по методике, аналогичной методике обработки экспериментальных данных. Необходимо отметить, что при расчётах распределений концентраций, проведённых в осреднённых полях скоростей, не удалось получить такого согласования расчётных и экспериментальных результатов. Это свидетельствует о существенной нестационарности рассматриваемого течения. В целом распределения концентраций жидкого топлива полностью соответствуют гидродинамической структуре течения.

Тепломассообмен и распределение парообразного топлива

При расчётах теплообмена между топливными каплями и воздушным потоком в данной работе делаются следующие основные предположения. Течение газа вблизи капли имеет локально стационарный характер. Пренебрегается влияние скоро-

сти газового потока на движение капель турбулентных пульсаций. Процесс прогрева капли происходит мгновенно, так что температура капли равна температуре её поверхности. Не учитывается турбулентная диффузия капель. Локально теплообмен между газовым потоком и каплей описывается законами стационарного испарения, а влияние на эти процессы движения капли относительно газовой среды описывается введением в выражение для числа Нуссельта специального экспериментального множителя. Зависимости коэффициентов, характеризующих газовую фазу и капли, от температуры – линейные. Пренебрегается влияние на процесс испарения давления насыщающих топливных паров вблизи поверхности капли. Число Льюиса $L_v = 1$, то есть $\rho_g D_g = \lambda_g / C_{p_g}$.

Для описания процессов нагрева и испарения капли использованы следующие соотношения [11]:

$$\frac{dT_d}{dt} = 6\lambda_g \left(2 + 0,6 \text{Re}^{1/2} \text{Pr}^{1/3} \right) \frac{T_d - T_g}{\rho_g D^2 C_{p_g}}, \quad (2)$$

$$\frac{dD}{dt} = \frac{4\lambda_g}{D\rho_g C_p} \ln \left(1 + \frac{C_p}{L} (T_d - T_g) \right) \left(2 + 0,6 \text{Re}^{1/2} \text{Pr}^{1/3} \right). \quad (3)$$

Здесь ρ_g – плотность; D_g – коэффициент диффузии; λ_g – коэффициент теплопроводности; C_{p_g} – коэффициент удельной теплоёмкости газа при постоянном давлении; C_{p_g} – коэффициент удельной теплоёмкости жидкости; L – скрытая теплота парообразования; T_g – температура газа; T_d – температура жидкости капли диаметра D ; $\text{Re} = \rho_g DW / \mu_g$ – число Рейнольдса капли; Pr – число Прандтля; W – скорость капли относительно газа; ρ_g – плотность газа; ρ_g – плотность жидкости; μ_g – коэффициент динамической вязкости газа.

В результате интегрирования уравнения (3) находятся распределения концентраций капель C_k , начальные распределения концентраций топливного пара C_v и распределения интенсивностей образования пара dC_v / dt в рабочем объёме. Нахождение распределений парообразного топлива в расчётной области осуществляется по уравнению переноса концентраций пассивной примеси:

$$\frac{\partial C_g}{\partial t} + \text{div}(\mathbf{U}C_g - \Gamma_c \text{grad}C_g) = S_g. \quad (4)$$

Здесь C_g – концентрация пара; $\Gamma_c = \nu / \sigma_c$, σ_c – число Прандтля-Шмидта; $S_g = -\partial C_k / \partial t = \partial C_v / \partial t$ – источниковый член для газа, C_k – концентрация капель, C_v – концентрация пара. Граничные условия для этого уравнения аналогичны описанным выше.

В данном случае изотермического течения при моделировании нестационарного характера движения парообразного топлива предполагается, что поля концентраций пара получаются в результате осреднения их мгновенных полей, рассчитанных по уравнению (4) для каждого из мгновенных полей скорости. Результаты такого расчёта представлены на рис. 6, 7 для двух характерных режимов работы камеры сгорания: $T_a = 750 \text{ K}$, $P_K = 12 \cdot 10^5 \text{ Па}$ (режим 1) и $T_a = 850 \text{ K}$, $P_K = 35 \cdot 10^5 \text{ Па}$ (режим 2). Здесь T_K и P_K – температура и давление в камере сгорания.

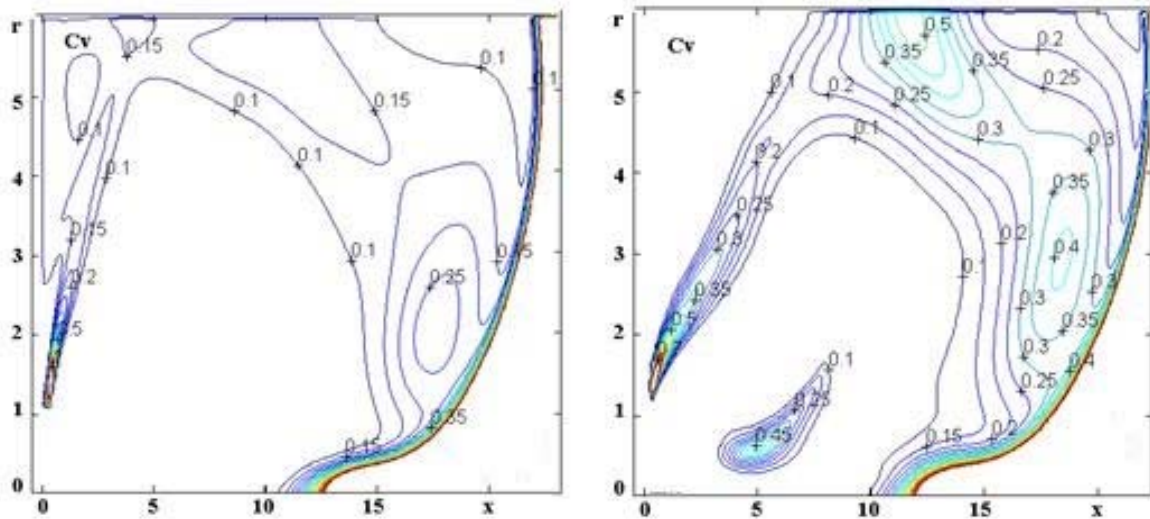


Рис. 6. Распределения концентраций парообразного топлива в модельной камере сгорания (режим 1):
 а – $S_w = 1,0, U_j = 1,0$; б – $S_w = 0,6, U_j = 0,6$

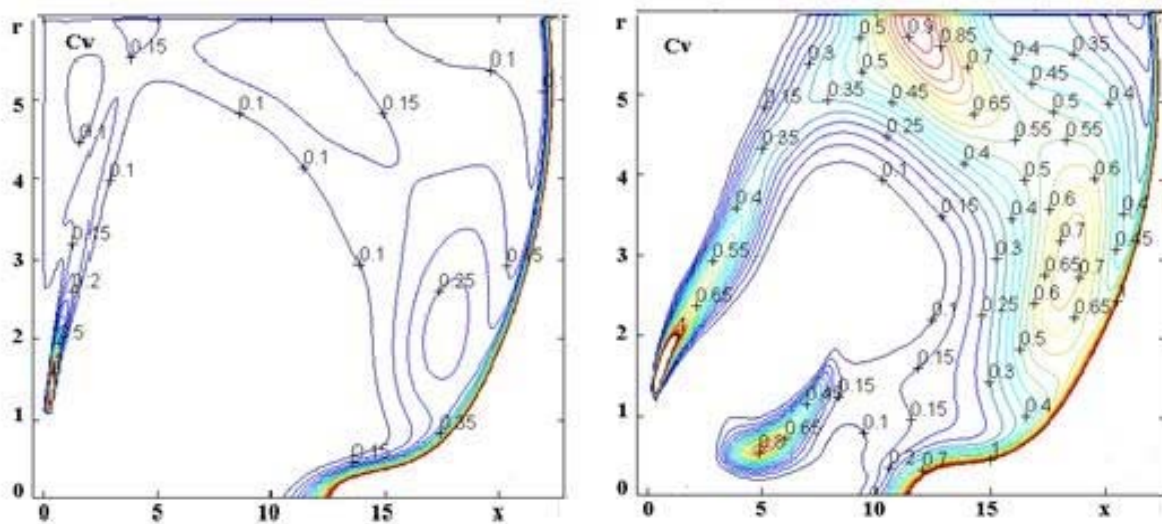


Рис. 7. Распределения концентраций парообразного топлива в модельной камере сгорания (режим 2):
 а – $S_w = 1,0, U_j = 1,0$; б – $S_w = 0,6, U_j = 0,6$

Из рисунков видно, что в область за стабилизатором парообразное топливо попадает за счёт наличия в приосевой области возвратно-циркуляционного течения.

Ранее было отмечено, что наиболее приемлемой величиной закрутки воздушного потока является $S_w \approx 0,6 (30^\circ)$. При такой закрутке и изменении параметра интенсивности поперечной подачи воздуха через стабилизатор U_j в диапазоне $U_j = 0,4 \dots 1,2$ имеет место заметное влияние этого параметра на структуру течения и распределения капельно-жидкого топлива в камере сгорания. При этом, однако, несколько ухудшается распыливание топлива. На рис. 8, 9 приведены графики распределения мелкости капель и их концентраций вдоль факела распыливания.

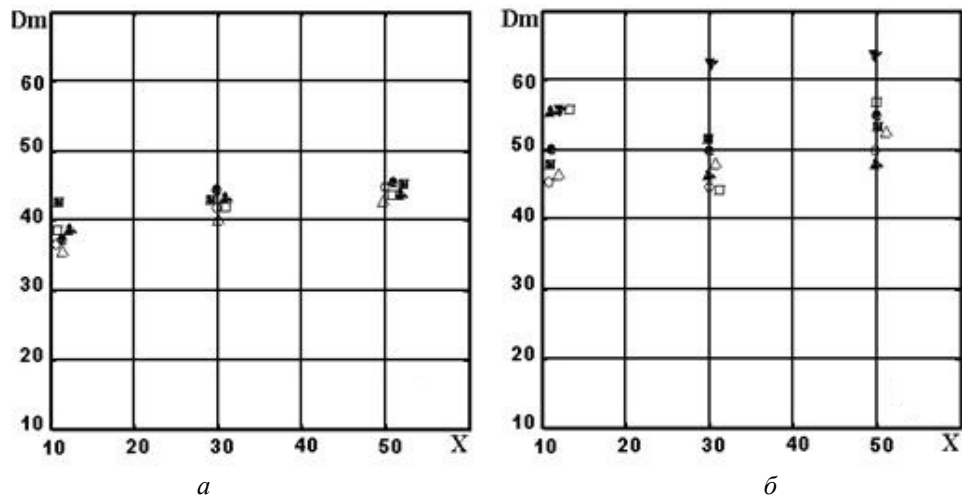


Рис. 8. Изменение средних размеров капель по длине факела распыливания:
 $a - S_w = 1,0$; $b - S_w = 0,6$

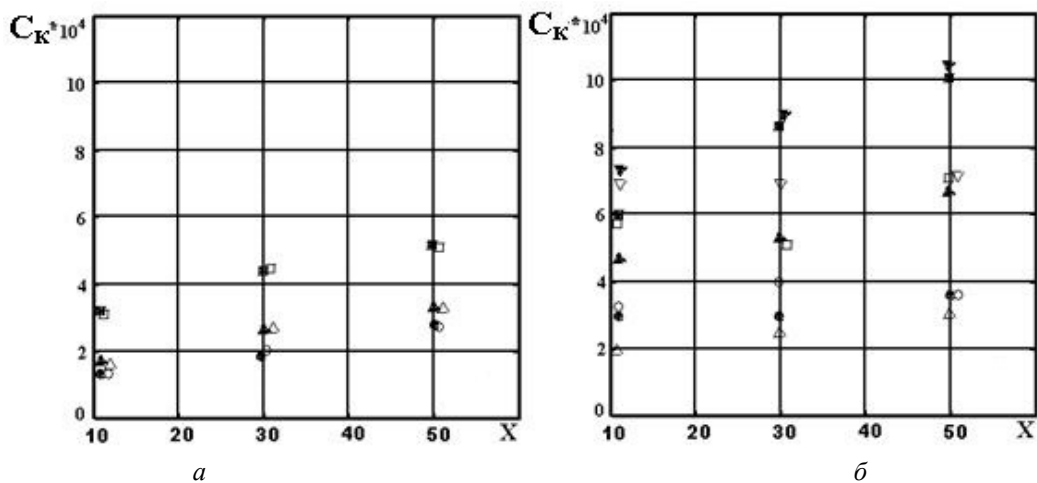


Рис. 9. Изменение средней относительной концентрации капель по длине факела распыливания:
 $a - S_w = 1,0$; $b - S_w = 0,6$

Представленные распределения D_m и C_k на рис. 8, 9 соответствуют различным режимам работы камеры: $\circ \bullet - G_T = 2,5 \text{ г/с}$, $\Delta P_a = 3 \text{ кПа}$; $\triangle \blacktriangle - G_T = 2,5 \text{ г/с}$, $\Delta P_a = 5 \text{ кПа}$; $\blacktriangledown - G_T = 5 \text{ г/с}$, $\Delta P_a = 2,5 \text{ кПа}$; $\blacksquare - G_T = 5 \text{ г/с}$, $\Delta P_a = 5 \text{ кПа}$. Здесь G_T – расход топлива; ΔP_a – перепад давления на фронтном устройстве. Заштрихованные маркеры соответствуют закрытым отверстиям вдува воздушных струй, незаштрихованные – открытым.

Заключение

Разработанная модель нестационарного теплообмена топливных капель с закрученным воздушным потоком включает в себя определение структуры течения воздуха, нахождение конфигураций вытекающих в воздушный поток жидких струй,

расчёт характеристик их распада на капли с учётом процессов дробления и коагуляции капель, расчёт распределения концентраций капель и топливных паров в рабочем объёме.

Для камеры сгорания с фронтным газодинамическим стабилизатором установлено, что наиболее приемлемой величиной закрутки воздушного потока является $S_w \approx 0,6(30^\circ)$. При такой закрутке и изменении параметра интенсивности поперечной подачи воздуха через стабилизатор U_j в диапазоне $U_j = 0,4 \dots 1,2$ имеет место заметное влияние этого параметра на структуру течения за стабилизатором, а также на распределения концентраций капельно-жидкого и парообразного топлива.

Проведённое сравнение результатов расчётов для двух сочетаний величин U_j и S_w : $S_w = 1,0, U_j = 1,0$ и $S_w = 0,6, U_j = 0,6$ показало, что между результатами расчётов и данными опытов имеется согласование с приемлемой для практики точностью по размерам образующихся в потоке капель и распределениям их концентраций. Оказалось, что средние размеры образующихся капель в первом варианте составляют $D_m \approx 29$ мкм, во втором – $D_m \approx 45$ мкм. Таким образом, снижение закрутки воздушного потока до величины, обеспечивающей возможность регулирования рабочего процесса в камере, приводит к ухудшению распыливающих свойств рассматриваемого течения.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ Проекты № 14-01-00325.

Библиографический список

1. Третьяков В.В., Свириденков А.А. Эффективность смешения капельно-жидкого топлива с воздухом в завихрительных фронтных устройствах // Вестник Самарского государственного аэрокосмического университета имени академика С.П. Королёва (национального исследовательского университета). 2009. № 3 (19), ч. 2. С. 162-170.
2. Третьяков В.В., Свириденков А.А. Разработка обобщённой модели теплообмена между топливными каплями и газовым потоком применительно к камерам сгорания ГТД // Вестник Самарского государственного аэрокосмического университета имени академика С.П. Королёва (национального исследовательского университета). 2013. № 3 (41), ч. 1. С. 248-254.
3. Свириденков А.А., Третьяков В.В. Расчётно-экспериментальное исследование распыливания топлива и смесеобразования в потоке за газодинамическим стабилизатором // Труды Шестой Российской национальной конференции по теплообмену. М.: Издательский дом МЭИ, 2014.
4. Свириденков А.А., Третьяков В.В. Моделирование коагуляции капель в закрученных нестационарных потоках применительно к камерам сгорания ГТД // Вестник Самарского государственного аэрокосмического университета имени академика С.П. Королёва (национального исследовательского университета). 2013. № 3(41), ч. 1. С. 230-234.
5. Sallam K.A., Aalburg C., Faeth G.M. Breakup of Round Nonturbulent Liquid Jets in Gaseous Crossflow // AIAA Journal. 2004. V. 42, Iss. 2. P. 2529-2540. DOI: 10.2514/1.3749
6. Reitz R.D. Modeling atomization processes in high-pressure vaporizing sprays // Atomization and Spray Technology. 1987. Iss. 3. P. 309-337.
7. O'Rourke P.J., Amsden A.A. The TAB method for numerical calculation of spray droplet breakup // SAE Technical Paper Series. 1987. DOI: 10.4271/872089

8. Третьяков В.В. Расчёт распределений топлива во фронтном устройстве камеры сгорания с трёхъярусным завихрителем // Известия высших учебных заведений. Авиационная техника. 2007. № 4. С. 34-38.

9. Третьяков В.В. Расчёт распределения капельно-жидкого и парообразного топлива в трёхъярусном модуле камеры сгорания // Вестник Самарского государственного аэрокосмического университета имени академика С.П. Королёва. 2006. № 2 (10), ч. 2. С. 136-142.

10. Tret'yakov V.V., Mironov A.K., Maslov V.P. Experimental Verification of the Methods of Calculation of a Flow and Mixing of a Gaseous Fuel behind a Swirling Frontal Module // Heat Transfer Research. 2010. V. 41, Iss. 4. P. 425-444.

DOI: 10.1615/heattransres.v41.i4.60

11. Boysan F., Ayers W.H., Swithenbank F., Pan Z. Three-dimensional Model of Spray Combustion in Gas Turbine Combustors // 19th Aerospace Sciences Meeting. 1981.

DOI: 10.2514/6.1981-324

UNSTADY HEAT- MASS- TRANSFER AND FUEL DISTRIBUTIONS IN FLOWS DOWNSTREAM THE GAS-DYNAMIC FLAME HOLDER

© 2016

V. V. Tretyakov Candidate of Science (Physics and Mathematics), Associate Professor, leading research scientist, Central Institute of Aviation Motors, Moscow, Russian Federation, tretjak@ciam.ru

A. A. Sviridenkov senior research scientist, Central Institute of Aviation Motors, Moscow, Russian Federation, sviriden@ciam.ru

A model of non-stationary heat and mass transfer of fuel droplets with a swirling air flow is developed. The model includes the definition of the air flow structure, identification of configurations of liquid jets flowing into the air flow, the calculation of characteristics of their breakup taking into account the processes of drop breaking and coalescence, the calculation of droplet and fuel vapor concentration distribution in the work volume. The study was performed as applied to a combustion chamber with a front gas-dynamic flame holder. The optimal combination of major gas-dynamic parameters that determine the mode of operation of the device in question – the value of the air flow swirl and the intensity of the air traverse feed through the flame holder – is determined. The flow structure and the distribution of liquid-droplet and vaporous fuel concentrations downstream the flame holder are specified for this combination. The calculation results are compared with the experimental data.

Combustion chamber; numerical simulation; swirl atomization; air-fuel mixture.

Citation: Tretyakov V.V., Sviridenkov A.A. Unsteady heat- mass- transfer and fuel distributions in flows downstream the gas-dynamic flame holder. *Vestnik of Samara University. Aerospace and Mechanical Engineering*. 2016. V. 15, no. 4. P. 162-173. DOI: 10.18287/2541-7533-2016-15-4-162-173

References

1. Tretyakov V.V., Sviridenkov A.A. The mixing efficiency of liquid droplet fuel and air flow in the frontal swirl devices. *Vestnik of the Samara State Aerospace University*. 2009. No. 3(19), part 2. P. 162-170. (In Russ.)

2. Tretyakov V.V., Sviridenkov A.A. Development of a generalized model of heat-mass transfer between fuel drops and gas stream with reference to gas turbine engine combustion chambers. *Vestnik of the Samara State Aerospace University*. 2013. No. 3 (41), part 1. P. 248-254. (In Russ.)

3. Sviridenkov A.A., Tretyakov V.V. Raschetno-eksperimental'noe issledovanie raspylivaniya topliva i smeseobrazovaniya v potoke za gazodinamicheskim stabilizatorom. *Trudy Shestoy Rossiyskoy natsional'noy konferentsii po teploobmenu*. Moscow: Izdatel'skiy Dom MEI Publ., 2014.
4. Sviridenkov A.A., Tretyakov V.V. Simulation of drop coagulations in swirled time dependent streams with reference to gas turbine engine combustion chambers. *Vestnik of the Samara State Aerospace University*. 2013. No. 3(41), part 1. P. 230-234. (In Russ.)
5. Sallam K.A., Aalburg C., Faeth G.M. Breakup of Round Nonturbulent Liquid Jets in Gaseous Crossflow. *AIAA Journal*. 2004. V. 42, Iss. 2. P. 2529-2540. DOI: 10.2514/1.3749
6. Reitz R.D. Modeling atomization processes in high-pressure vaporizing sprays. *Atomization and Spray Technology*. 1987. Iss. 3. P. 309-337.
7. O'Rourke P.J., Amsden A.A. The TAB method for numerical calculation of spray droplet breakup. *SAE Technical Paper Series*. 1987. DOI: 10.4271/872089
8. Tretyakov V.V. Calculation of fuel distribution in the combustion chamber front device equipped with a three-stage swirler. *Russian Aeronautics*. 2007. V. 50, Iss. 4. P. 395-401. DOI: 10.3103/S1068799807040095
9. Tretyakov V.V. Distribution calculation of dropwise-liquid and vaporous fuel combustion chamber spray-type component. *Vestnik of the Samara State Aerospace University*. 2006. No. 2 (10), part 2. P. 136-142. (In Russ.)
10. Tretyakov V.V., Mironov A.K., Maslov V.P. Experimental Verification of the Methods of Calculation of a Flow and Mixing of a Gaseous Fuel behind a Swirling Frontal Module. *Heat Transfer Research*. 2010. V. 41, Iss. 4. P. 425-444. DOI: 10.1615/heattransres.v41.i4.60
11. Boysan F., Ayers W.H., Swithenbank F., Pan Z. Three-dimensional Model of Spray Combustion in Gas Turbine Combustors. 19th Aerospace Sciences Meeting. 1981. DOI: 10.2514/6.1981-324