На правах рукописи

Руди Юрий Анатольевич

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГОРЕНИЯ ВНУТРЕННИХ ЗАКРУЧЕННЫХ ПОТОКОВ И ФОРМИРОВАНИЯ ОГНЕННЫХ СМЕРЧЕЙ

01.02.05 – Механика жидкости, газа и плазмы

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Томск – 2009

Работа выполнена на кафедре физической и вычислительной механики Государственного образовательного учреждения высшего профессионального образования «Томский государственный университет»

Научный руководитель: доктор физико-математических наук Матвиенко Олег Викторович

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук, профессор Архипов Владимир Афанасьевич

доктор физико-математических наук, профессор Гусаченко Лев Константинович

Ведущая организация: Учреждение Российской академии наук Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе Сибирского отделения РАН (г. Новосибирск)

Защита состоится 29.12.2009 г. в 14 часов 30 минут на заседании диссертационного совета Д 212.267.13 при Томском государственном университете по адресу: 634050, г. Томск, пр. Ленина, 36.

С диссертацией можно ознакомиться в Научной библиотеке Томского государственного университета по адресу: 634050, г. Томск, пр. Ленина, 34а.

Автореферат разослан 27.11.2009 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета, д.т.н. Ю.Ф. Христенко

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы

Вихревые горелочные устройства широко используются в современной технике. В камерах сгорания и промышленных горелках закрутка потока создается для стабилизации пламени и увеличения скорости смешения компонент топлива. При массовых лесных [1] и городских [2] пожарах возможно возникновение огненных смерчей, разрушительное действие которых может быть катастрофическим.

Разработке практических рекомендаций по оптимизации работы горелочных устройств и предсказанию условий возникновения и существования огненных смерчей должно предшествовать обстоятельное теоретическое исследование структуры течения, тепломассообмена, химического реагирования и горения в закрученных потоках. Поэтому неслучайно, что изучению закрученных потоков уделяется значительное внимание большого числа исследователей. Вопросам приближенного расчета закрученных турбулентных течений посвящены работы М.А. Гольдштика [3], Б.П. Устименко [4], и Г.Н. Абрамовича [5]. Большой цикл экспериментальных исследований структуры течения и теплообмена в потоках с закруткой выполнен Тереховым В. И. [6] В.К. Щукиным и А.А. Халатовым [7].

Прогресс в моделировании реагирующих систем и горения связан с работами Я.Б. Зельдовича [8], Д.Б. Сполдинга [9], Л.К. Гусаченко [10]. В исследованиях В.А. Архипова [11], А.М. Гришина [12] с соавторами рассматриваются вопросы моделирования химического реагирования и структуры течения в многокомпонентных реагирующих потоках.

В многочисленных работах Д. Лилли с соавторами приводятся данные по исследованию течения и горения в потоках с закруткой. В наиболее концентрированном виде они нашли отражние в монографии “Закрученные потоки” [13]. В этой монографии приведены результаты экспериментальных исследований течений с закруткой, большое внимание также уделяется вопросам организации процесса горения в различных горелочных устройствах.

Исследованиями атмосферных смерчей типа торнадо занимаются давно, как в нашей стране, так и за рубежом [14]. В последнее время опубликован цикл статей группы авторов под руководством А.М. Гришина [15-18], посвященных физическому моделированию не только тепловых, но и огненных смерчей.

Однако, несмотря на значительный объем исследований закрученных потоков, имеющиеся в настоящее время данные о совместном влиянии закрутки,

турбулентности, тепломассообмена и химического реагирования на структуру течения в технологических устройствах и огненных смерчах весьма разноречивы. Кроме закрутки имеется еще ряд факторов, которые осложняют рассмотрение течения: турбулентность, тепломассообмен, химическое реагирование и горение.

Поэтому комплексное рассмотрение влияния гидродинамических, тепловых и химических факторов на процессы переноса и горения в турбулентных закрученных потоках представляет достаточно сложную и, в связи с практическими потребностями, актуальную задачу.

Целью настоящей работы является:

- исследование механизма воспламенения и определение условий срыва пламени в потоках закруткой;
- исследование режимов горения закрученного потока в канале для различных геометрических и режимных параметров;
- исследование структуры течения и теплообмена в тепловом смерче;
- исследование горения газа в свободной закрученной струе и условий существования огненного смерча;
- выяснение влияния локальной завихренности окружающей среды на структуру течения и горение в огненном смерче.

Научная новизна. В результате проведённых исследований

- впервые исследованы условия срыва пламени в потоках с умеренной закруткой потока; предложена методика определения условий устойчивого горения;
- впервые проведен учет влияния турбулентных пульсаций температуры и концентрации реагента на скорость химического реагирования и горения в закрученном потоке;
- впервые на основе осредненных уравнений Рейнольдса и переноса энергии исследовано формирование теплового смерча; предложена формула для определения высоты теплового смерча;
- впервые проведено исследование влияния локальной завихренности окружающей среды на структуру течения и горение в огненном смерче.

Научная и практическая ценность. Результаты работы могут применяться для качественного и количественного анализа процессов в горелочных устройствах, тепловых и огненных смерчах. В ходе выполнения работы

- созданы компьютерные программы для расчёта аэродинамики и горения в вихревых горелочных устройствах;

- предложена методика определения условий устойчивого горения в потоках с умеренной закруткой потока;
- исследованы режимы горения закрученного потока в канале для различных геометрических и режимных параметров;
- проведено исследование структуры теплового смерча;
- изучено влияние внешней завихренности на формирование огненного смерча.

Достоверность полученных результатов подтверждается результатами тестирования численной процедуры на известных точных решениях, сравнением с известными результатами других авторов, как численными, так и экспериментальными.

Положения, выносимые на защиту:

1. Модель, учитывающая влияние турбулентных пульсаций на процесс химического реагирования, находится в наилучшем количественном и качественном соответствии с данными эксперимента.
2. В зависимости от интенсивности закрутки и теплоэнергетических параметров воспламенение потока может осуществляться за счет: самовоспламенения потока вследствие протекания в нем химической реакции; зажигания потока продуктами сгорания из рециркуляционной зоны.
3. Формирование тепловых и огненных смерчей можно объяснить возникновением локального равновесия в свободно-вынужденном вихре и анизотропией турбулентности.
4. Наличие локальной циркуляции окружающей среды приводит по сравнению со случаем невозмущенной атмосферы к вытягиванию факела в осевом направлении и сужению в радиальном.

Апробация работы. Основные положения и результаты работы доложены и обсуждены на следующих конференциях, научных конгрессах, школах-семинарах: «Лесные и степные пожары: возникновение, распространение и экологические последствия», 5-11 сентября 2005 г., Иркутск; Международная конференция «Пятые Окуневские чтения», 26-30 июня 2006 г., Санкт-Петербург; «Сопряженные задачи механики реагирующих сред, информатики и экологии», 25-28 июня 2007 г., Томск; VI «Минский международный форум по тепло- и массообмену», 19-23 мая 2008 г., Минск; «Математическое моделирование опасных природных явлений и катастроф», 30 июня – 4 июля 2008 г., Томск; «Всероссийская конференция по математике и механике, посвященная 130-летию Томского государственного университета и 60-летию механико-математического

факультета», 22–25 сентября 2008 г., Томск; «Сопряженные задачи механики реагирующих сред, информатики и экологии», 18-20 февраля 2009 г. Томск; семинары механико-математического факультета Томского Государственного Университета и Университета Корсики (Франция).

Публикации. Материалы диссертационного исследования изложены в 13 публикациях. Работа была поддержана грантом РФФИ № 08-01-00496-а.

Структура и объем работы. Диссертация состоит из введения, 3 глав, выводов, списка литературы из 117 наименований. Работа содержит 164 страницы, 42 рисунка, 6 таблицы.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснованы актуальность и практическая значимость работы, дана общая характеристика решаемой задачи, сформулирована цель исследования.

В первой главе представлен обзор литературы, посвященной исследованию закрученных потоков, моделированию турбулентности, процессов теплообмена и горения.

Во второй главе рассмотрены особенности горения в турбулентных внутренних закрученных потоках.

В первом параграфе второй главы сформулирована математическая модель. Система уравнений для определения локальных характеристик потока, записанная относительно осредненных по времени переменных имеет вид:

$$\frac{\partial \rho u}{\partial x}+\frac{1}{r}\frac{\partial \rho v r}{\partial r}=0, \tag{1}$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial \rho u^2}{\partial x}+\frac{1}{r}\frac{\partial \rho u v r}{\partial r}=&-\frac{\partial p}{\partial x}+\frac{\partial}{\partial x}\left[\mu_{\text{eff}}\left(2\frac{\partial u}{\partial x}-\frac{2}{3}\left(\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{1}{r}\frac{\partial v r}{\partial r}\right)\right)\right]+\\&+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[\mu_{\text{eff}} r\left(\frac{\partial u}{\partial r}+\frac{\partial v}{\partial x}\right)\right],\end{aligned} \tag{2}$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial \rho u v}{\partial x}+\frac{1}{r}\frac{\partial \rho v_r r}{\partial r}=&-\frac{\partial p}{\partial r}+\frac{\partial}{\partial x}\left[\mu_{\text{eff}}\left(\frac{\partial v}{\partial x}+\frac{\partial u}{\partial r}\right)\right]+\\&+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[\mu_{\text{eff}} r\left(2\frac{\partial v}{\partial r}-\frac{2}{3}\left(\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{1}{r}\frac{\partial v r}{\partial r}\right)\right)\right]-\mu_{\text{eff}}\frac{v}{r}+\frac{\rho w^2}{r},\end{aligned} \tag{3}$$

$$\frac{\partial \rho u w}{\partial x}+\frac{1}{r}\frac{\partial \rho v w r}{\partial r}=\frac{\partial}{\partial x}\left[\mu_{\text{eff}}\frac{\partial w}{\partial x}\right]+\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left[\mu_{\text{eff}} r^3\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{w}{r}\right)\right]-\frac{\rho v w}{r}. \tag{4}$$

Характеристики турбулентности рассчитывались на основе двупараметрической модели с использованием балансных уравнений для кинетической энергии турбулентности k и скорости ее диссипации ε:

$$\frac{\partial \rho u k}{\partial x}+\frac{1}{r}\frac{\partial \rho v k r}{\partial r}=\frac{\partial}{\partial x}\left[\frac{\mu_{\text{eff}}}{\sigma_k}\frac{\partial k}{\partial x}\right]+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[\frac{\mu_{\text{eff}}}{\sigma_k} r\frac{\partial k}{\partial r}\right]+G-\rho\varepsilon, \tag{5}$$

$$\frac{\partial \rho u \varepsilon}{\partial x}+\frac{1}{r}\frac{\partial \rho v \varepsilon r}{\partial r}=\frac{\partial}{\partial x}\left[\frac{\mu_{\text{eff}}}{\sigma_\varepsilon}\frac{\partial \varepsilon}{\partial x}\right]+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[\frac{\mu_{\text{eff}}}{\sigma_\varepsilon}\frac{\partial \varepsilon}{\partial r}\right]+\left(C_1 G-C_2\rho\varepsilon\right)\frac{\varepsilon}{k}, \tag{6}$$

$\mu_{\text{eff}}=\mu_0+\mu_T$, $\mu_T=C_\mu \rho k^2 \varepsilon^{-1}$,

$$G_k=\mu_{\text{t}}\left\{2\left[\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2+\left(\frac{\partial v}{\partial r}\right)^2+\left(\frac{v}{r}\right)^2\right]+\left(\frac{\partial u}{\partial r}\right)^2+\left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)^2+\left(\frac{\partial w}{\partial x}\right)^2+\left(r\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{w}{r}\right)\right)^2\right\}.$$

Для описания процесса горения использовались уравнения теплопроводности и диффузии реагентов с учетом протекания в потоке химической реакции.

$$c_p\left(\frac{\partial \rho u T}{\partial x}+\frac{1}{r}\frac{\partial \rho v r T}{\partial r}\right)=\frac{\partial}{\partial x}\left[\lambda_{\text{eff}}\frac{\partial T}{\partial x}\right]+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[\lambda_{\text{eff}} r\frac{\partial T}{\partial r}\right]+Q\Phi_{\text{fl}}, \tag{7}$$

$$\frac{\partial \rho u M_{\text{fl}}}{\partial x}+\frac{1}{r}\frac{\partial \rho v r M_{\text{fl}}}{\partial r}=\frac{\partial}{\partial x}\left[\rho D_{\text{eff}}\frac{\partial M_{\text{fl}}}{\partial x}\right]+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[\rho D_{\text{eff}} r\frac{\partial M_{\text{fl}}}{\partial r}\right]-s\frac{W_{\text{fl}}}{W_{\text{ox}}}\Phi_{\text{fl}}, \tag{8}$$

$$\frac{\partial \rho u M_{\text{ox}}}{\partial x}+\frac{1}{r}\frac{\partial \rho v r M_{\text{ox}}}{\partial r}=\frac{\partial}{\partial x}\left[\rho D_{\text{eff}}\frac{\partial M_{\text{ox}}}{\partial x}\right]+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[\rho D_{\text{eff}} r\frac{\partial M_{\text{ox}}}{\partial r}\right]-\Phi_{\text{ox}}, \tag{9}$$

$$\frac{\partial \rho u M_{\text{in}}}{\partial x}+\frac{1}{r}\frac{\partial \rho v r M_{\text{in}}}{\partial r}=\frac{\partial}{\partial x}\left[\rho D_{\text{eff}}\frac{\partial M_{\text{in}}}{\partial x}\right]+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[\rho D_{\text{eff}} r\frac{\partial M_{\text{in}}}{\partial r}\right], \tag{10}$$

$$\rho=\frac{p}{RT}\left(\frac{M_{\text{fl}}}{W_{\text{fl}}}+\frac{M_{\text{ox}}}{W_{\text{ox}}}+\frac{M_{\text{pr}}}{W_{\text{pr}}}+\frac{M_{\text{in}}}{W_{\text{in}}}\right)^{-1}, \tag{11}$$

Для замыкания системы уравнений (1) – (11) формулируются необходимые граничные условия.

<u>Во втором параграфе</u> проводится анализ условий стабилизации пламени в канале при умеренной закрутке потока и малых числах Рейнольдса.

Исследование горения в потоках с закруткой показывает, что пламя, распространяющееся в потоке, не только влияет на аэродинамическую структуру

течения, но также может изменять свою структуру в аэродинамически неоднородном поле скоростей. Влияние течения с градиентами скоростей на структуру пламени сводится к появлению дополнительного тепло - массоотвода вдоль фронта. В результате пламя растягивается в продольном направлении, зона прогрева сужается, а тепловые и диффузионные потоки возрастают. В случае отсутствия закрутки потока, а также для малых $\varphi < 40°$ горение осуществляется в индукционном режиме, при этом длина предпламенной зоны x_* слабо изменяется с закруткой. Формирование удерживающей зоны в окрестности оси при $50° < \varphi < 53°$ приводит к искривлению пламени и резкому смещению зоны горения к входному сечению. Заметим, что этот режим реализуется в узком диапазоне изменения φ. При $\varphi > 53°$ искривление пламени превышает максимально допустимую величину, обеспечивающую стабилизацию горения, происходит срыв пламени и горение вновь происходит в режиме отрыва. С формированием зоны возвратных течений при $\varphi > 55°$ длина предпламенной зоны вновь уменьшается. И при достаточно сильной закрутке ($\varphi > 60°$) рециркуляция становится столь значительной, что рециркулирующая в зоне возвратных течений горючая смесь успевает не только разогреться до температуры горения, но и воспламенить поступающую в канал непрореагировавшую холодную смесь. Пламя вновь резко смещается к входу в канал и стабилизируется в окрестности передней кромки рециркуляционной зоны, где скорость течения становится равной по абсолютной величине нормальной скорости распространения пламени. Заметим также, что при $\varphi > 70°$ размеры рециркуляционной зоны становятся достаточно велики, чтобы обеспечить единственный устойчивый режим горения с малой длиной предпламенной зоны.

Проведенный теоретический анализ приводит к следующему результату: срыв пламени происходит при невыполнении условия:

$$\frac{\sqrt{t_*^{-2} + \left(\partial u / \partial r\right)^2}}{u(x,r;\varphi)} \frac{T_* - R_g T_*^2 / E - T_{\text{ent}}}{T_* - T_{\text{ent}}} \frac{\kappa}{S_{\text{n}}} < 1, \tag{12}$$

где $t_* = \left[\dfrac{Q / c_p \rho k_0\left(T_{\text{ent}}\right)}{T_* - (R_g T_*^2 / E) - T_{\text{ent}}} \right]^{-1}$ - характерное время химической реакции.

<u>В третьем параграфе</u> анализируется влияние модели турбулентности на положение зоны горения в закрученном потоке.

Выполнен расчет и проведено сравнение результатов, полученных с использованием модели объемного горения (модель 1):

$$\Phi = k_0 \rho^2 M_{\text{ox}} M_{\text{fl}} \exp\left(-\frac{E}{RT}\right); \tag{13}$$

модели, учитывающей влияние турбулентных пульсаций на процесс химического реагирования (модель 2):

$$\Phi = \Phi(M_{\text{fl}}, T) + \frac{1}{2}\left[\frac{\partial^2 \Phi}{\partial T^2} < T'T' > + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial M_{\text{fl}}^2} < c'c' > + 2\frac{\partial^2 \Phi}{\partial M_{\text{fl}} \partial T} < c'T' >\right]; \tag{14}$$

модели горения, регулируемого турбулентным перемешиванием (модель 3)

$$\Phi = \begin{cases} k_0 \rho c \cdot \exp\left(-\frac{E}{RT}\right), & Da \le 1 \\ -C_E \rho \sqrt{< c'c' >} \frac{\varepsilon}{k}, & Da > 1 \end{cases}. \tag{15}$$

Сравнение результатов расчетов показывает (рисунок 1), что в отсутствие закрутки потока, а также в случае слабой закрутки $\varphi > 20°$, влияние учета пульсаций на положение фронта пламени мало. Однако уже при умеренной закрутке ($20° < \varphi < 55°$) рост турбулентных напряжений в ядре потока и связанное с ним увеличение значений турбулентной кинетической энергии k приводят к интенсивному увеличению здесь пульсаций.

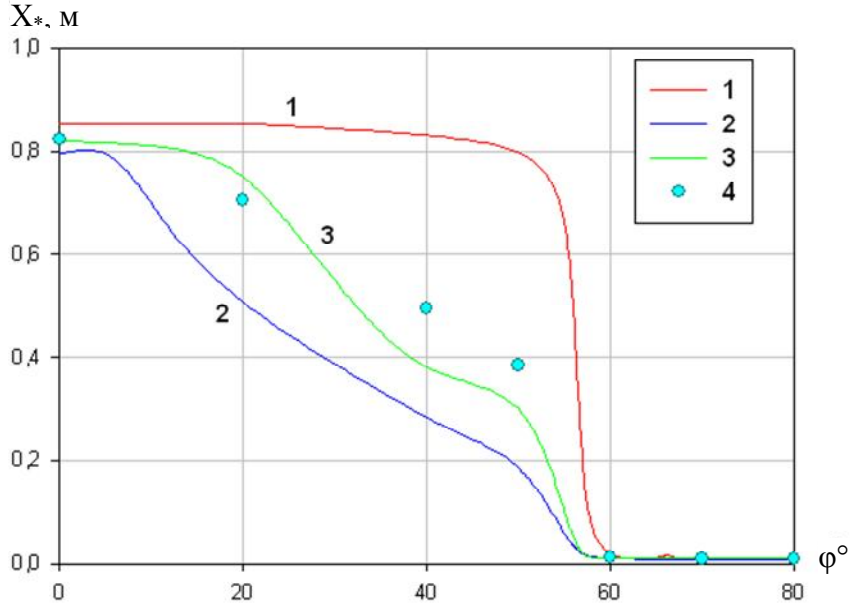


Рисунок 1 - Изменение длины предпламенной зоны с закруткой. 1 – упрощенная модель, 2 – модель с пульсациями , 3 – модель горения, регулируемого турбулентным перемешиванием, 4 – эксперимент [19]

В результате этого происходит более интенсивный обмен свежей смеси с турбулентными молями горячих продуктов сгорания, вносимыми сюда турбулентными пульсациями. Это в свою очередь приводит к повышению здесь температуры и, следовательно, к увеличению нормальной скорости распространения пламени. Последнее способствует тому, что пламя стабилизируется на длинах меньших, чем в отсутствие пульсаций. Наиболее заметно это при углах закрутки $20° < \varphi < 55°$. В случае более сильной закрутки $\varphi > 55°$ механизм воспламенения в потоке определяется поджигающим воздействием рециркулирующих в зоне возвратных течений горячих продуктов сгорания, и роль пульсаций становится не столь значительной.

Отметим также, что данные модели 3 находятся в наилучшем соответствии с данными эксперимента и эта модель дает более адекватные результаты.

<u>В четвертом</u> параграфе проведено математическое исследование самовоспламенения и зажигания потока закрученного газа в цилиндрическом канале.

В отсутствии закрутки профиль осевой скорости является достаточно однородным за исключением достаточно близкой области, примыкающей к стенке (рисунок 2). Как следствие этого, фронт пламени представляет собой плоскость, перпендикулярную оси канала.

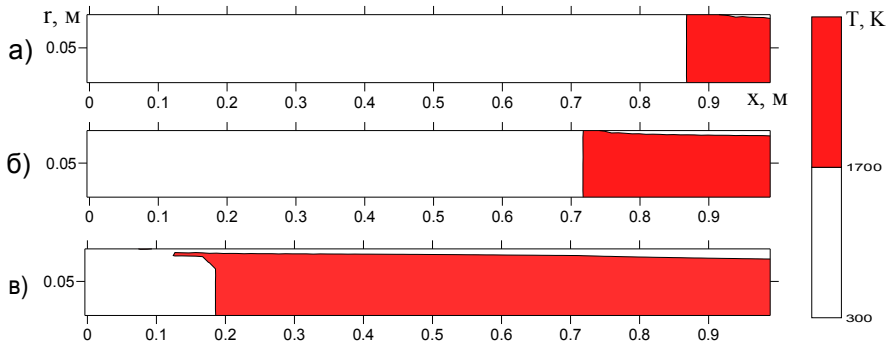


Рисунок 2 - Фронт пламени $u_{\text{ent}} = 20$ м/с, $T_{\text{ent}} = 405$ К, $T_W = 300$ К. а: – $\varphi = 0°$; б: – $\varphi = 42°$; в: – $\varphi = 43°$.

В случае слабой закрутки потока наблюдается незначительная неоднородность профиля осевой скорости, при этом время пребывания частиц горючей смеси, находящихся в приосевой зоне в слабозакрученном потоке увеличивается по сравнению с течением незакрученного газа. В результате этого, воспламенение наблюдается на меньших длинах, однако фронт пламени по-прежнему остаётся плоским.

В потоках с умеренной закруткой ($61° < \varphi < 63°$) скорость в приосевой зоне становится значительно меньше, чем в периферийной. В результате этого создаются благоприятные условия для самовоспламенения потока на оси канала. Этим и объясняется положение зоны горения, показанное на рисунках φ=62° (рисунок 3). В сильнозакрученном потоке ($\varphi > 63°$) роль приосевой зоны становится определяющей, фронт пламени характеризуется меньшей искривлённостью и локализуется практически на входе в канал. Горение стабилизируется передачей тепла холодным свежим порциям смеси от уже сгоревших объемов газа в циркуляционной зоне.

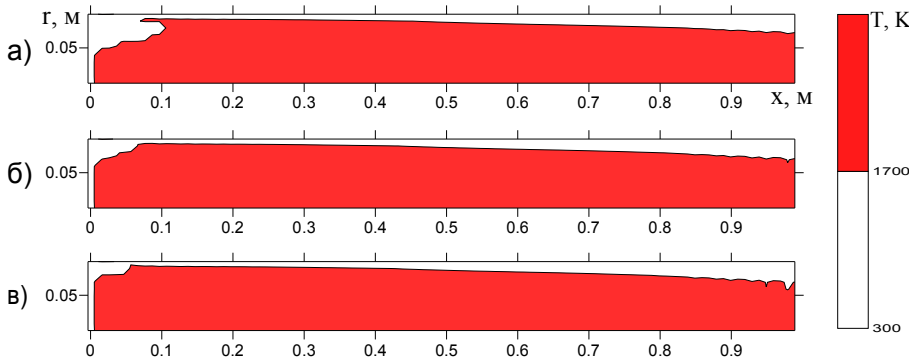


Рисунок 3 - Фронт пламени $u_{ent} = 20$ м/с, $T_{ent} = 405$ К, $T_W = 300$ К. а: – $\varphi = 62°$; б: – $\varphi = 64°$; в: – $\varphi = 65°$

При низкой температуре стенки T_w=300 К положение фронта пламени обуславливается процессом самовоспламенения вследствие протекания в потоке экзотермической химической реакции. При высокой температуре стенки протекание химической реакции в пристеночной зоне становится более интенсивным и как следствие в этом случае наблюдается сначала воспламенение периферийных слоев газа и только затем приосевых. В этом случае можно говорить о режиме зажигания. В потоке формируется искривленный фронт пламени, кривизна которого определяется главным образом среднерасходной скоростью течения.

Наиболее отчетливо режим зажигания наблюдается в незакрученных потоках. С увеличением интенсивности закрутки возрастает роль саморазогрева потока в приосевой области. При $\varphi > 63°$ горение в потоке стабилизируется центральной зоной возвратных течений (рисунок 4).

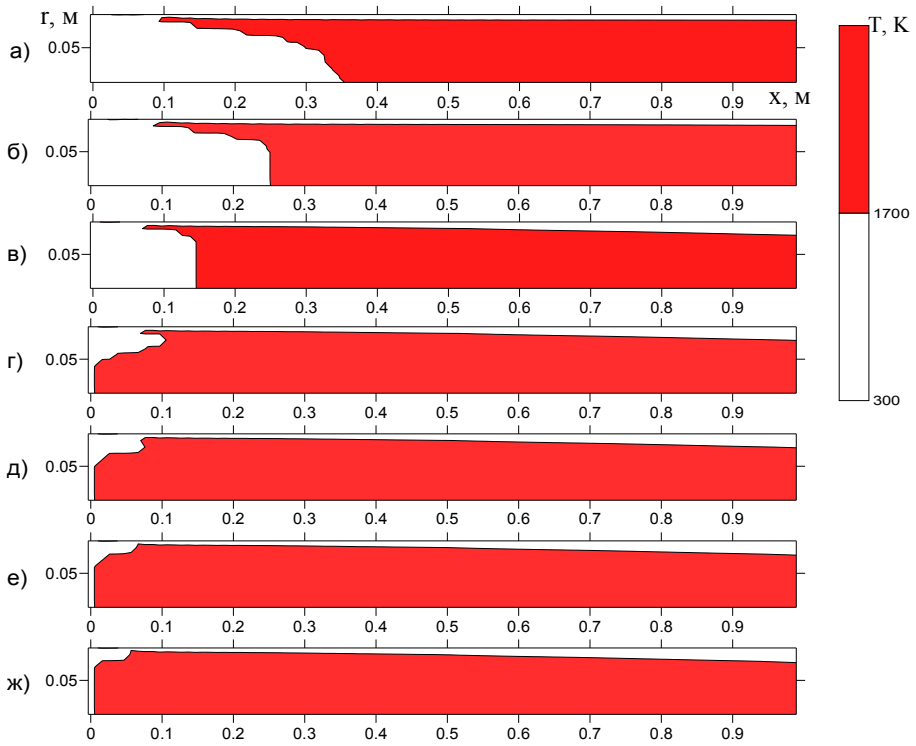


Рисунок 4 - Фронт пламени $u_{\text{ent}} = 20$ м/с, $T_{\text{ent}} = 405$ К, $T_W = 600$ К. а: – $\varphi = 0°$; б: – $\varphi = 20°$; в: – $\varphi = 61°$; г: – $\varphi = 62°$; д: – $\varphi = 63°$; е: – $\varphi = 64°$; ж: – $\varphi = 65°$.

Пятый параграф посвящен расчету аэродинамики и горения в прямоточной камере сгорания с переменным сечением. Результаты расчетов в камерах сгорания переменного сечения показывают, что в незакрученных и слабозакрученных потоках горение стабилизируется угловой зоной возвратных течений, а при умеренной закрутке потока наблюдается срыв пламени. В случае сильной закрутки потока горение стабилизируется горячими продуктами горения в центральной зоне возвратных течений.

С уменьшением угла наклона стенки происходит исчезновение угловой рециркуляционной зоны. При этом в незакрученных и слабозакрученных потоках горение осуществляется в индукционном режиме с плоским фронтом пламени. В сильнозакрученных потоках горение стабилизируется центральной зоной возвратных течений.

В третьей главе рассматривается математическое моделирование формирования тепловых и огненных смерчей.

В первом параграфе третей главы дана математическая модель структуры течения и теплообмена в тепловом и огненном смерче. Для расчета характеристик движения и теплообмена в тепловом и огненном смерче использовались уравнения Рейнольдса. Характеристики турбулентности

рассчитывались на основе $k-\varepsilon$ модели с учетом действия сил плавучести, малости чисел Рейнольдса [20], а также анизотропии турбулентных пульсаций [21] и влияния закрутки на устойчивость турбулентного течения [22].

Во втором параграфе приводятся результаты численного моделирования тепловых смерчей, возникающих в результате вращения нагретого диска в первоначально неподвижной среде. Диаметр диска варьировался в диапазоне $D = 0.1 \div 0.4$ м. Температура диска и температура окружающей среды полагались соответственно $T_* = 400 \div 1000\,K$ и $T_e = 300\,K$.

Вблизи поверхности диска возникает ламинарное течение в температурном пограничном слое, которое на основном участке течения переходит в турбулентное. При этом надо отметить, что на периферии потока может существовать ламинарное течение. На инерционном участке, характеризуемом затуханием скорости подъема, интенсивность турбулентных пульсаций уменьшается и здесь происходит реламинаризация.

На рисунке 5 дается сравнение чисел Нуссельта $Nu = \alpha D/\lambda_0$, рассчитанных на основе принятой здесь модели турбулентности и экспериментальных данных [23], характеризующих теплоотдачу с вращающегося диска.

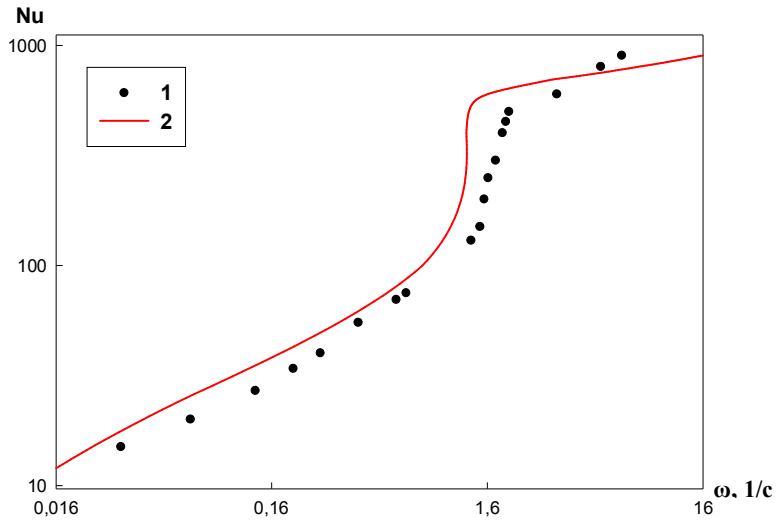
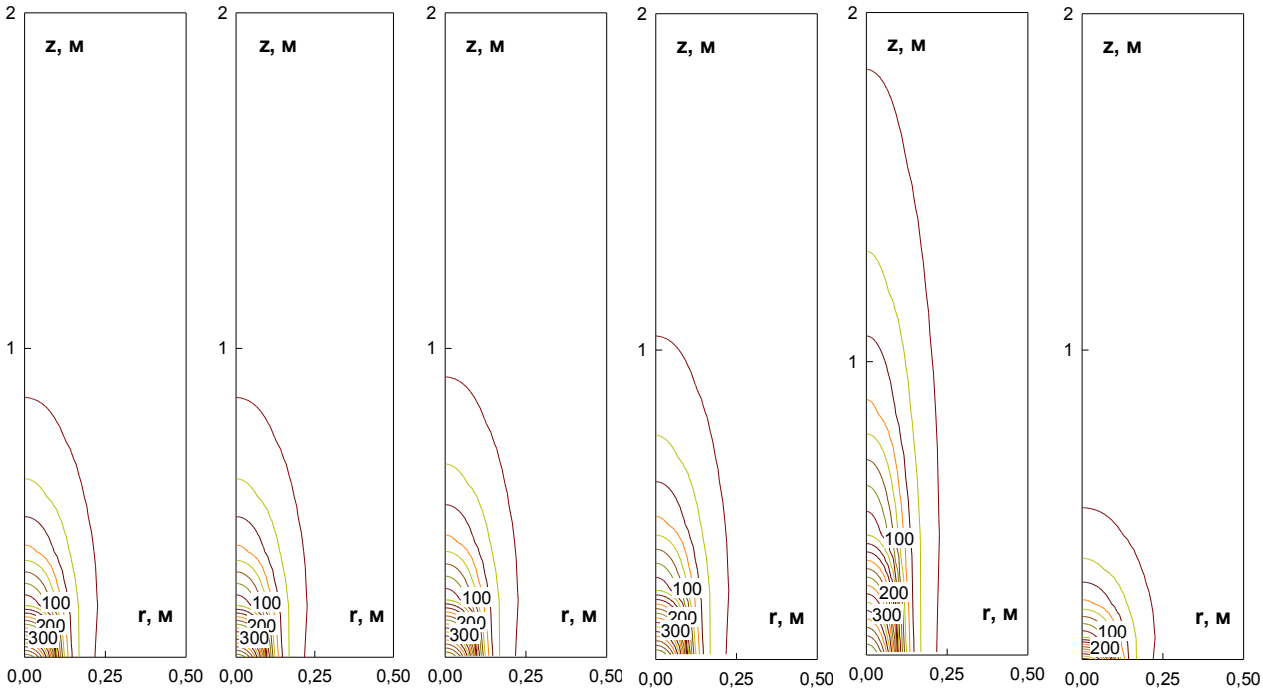


Рисунок 5 - Изменение интенсивности теплоотдачи от вращающегося диска: 1 - эксперимент [23], 2 - расчет.

Как видно из рисунка, с увеличением угловой скорости вращения диска происходит увеличение коэффициента теплоотдачи, характеризуемого параметром Nu. При этом, переход к турбулентному режиму теплообмена сопровождается резким увеличением теплосъема с поверхности диска.

Результаты расчетов удовлетворительно согласуются с экспериментальными значениями во всем исследованном диапазоне закруток.

Расчеты показали, что существование теплового смерча ограничено в узком интервале угловой скорости вращения диска $1<\omega<1.5$ c^{-1}. Увеличение скорости вращения диска до $\omega=1.5$ c^{-1} приводит к интенсификации теплообмена воздуха с нагревателем (вследствие турбулизации потока вблизи диска) и ухудшением теплообмена с окружающим воздухом (вследствие реламинаризации на основном участке течения). Ослабление теплообмена с окружающим воздухом приводит к росту силы Архимеда, а, следовательно, и к ускорению потока. Воздушные массы в виде цилиндрического ламинаризированного столба поднимаются на бóльшую высоту, сохраняя свою индивидуальность (рисунок 6 а-д). Подобный тип течения можно рассматривать как возникновения теплового смерча (рисунок 6 д). При $\omega>1.5$ c^{-1} под действием центробежных сил происходит развал потока, и высота закрученной конвективной колонки значительно уменьшается (рисунок 6 е).



а б в г д е

Рисунок 6 - Распределение изотерм в потоке (минимальная изотерма соответствует температуре 50^0C, шаг между изолиниями – 20^0C): а - $\omega=0$, б - $\omega=0.15$ c^{-1}, в - $\omega=0.5$ c^{-1}, г $\omega=1$ c^{-1}, д - $\omega=1.5$ c^{-1}, е - $\omega=2$ c^{-1}.

<u>В третьем параграфе</u> проведено экспериментальное исследование теплового смерча и предложена формула для определения его высоты.

Моделирование тепловых смерчей осуществлялось в лабораторных условиях с помощью экспериментальной установки, основанной на закрутке восходящего конвективного потока вращением нижнего основания.

В предположении, что тепловая энергия, сообщаемая смерчу, полностью переходит в потенциальную энергию, для определения высоты теплового смерча получена следующая формула:

$$h = \frac{1}{2g}\left(\frac{f(\mathrm{Re}_\omega)Q}{\rho D^2}\right)^{2/3}\frac{T_*}{T_* - T_e}, \qquad f(\mathrm{Re}_\omega) = 0.06\cdot\exp\left(-0.002\,\mathrm{Re}_\omega^{0.6}\right). \tag{16}$$

На рисунке 7 представлено сравнение результатов расчета высоты теплового смерча, согласно, формуле (16) и экспериментальных данных. Видно, что предложенная зависимость качественно согласуется с данными лабораторных исследований. При этом в диапазоне закруток ω=(1.3 – 1.8) c^{-1}, то есть в области устойчивого существования теплового смерча, экспериментальные и расчетные данные находятся в хорошем количественном соответствии.

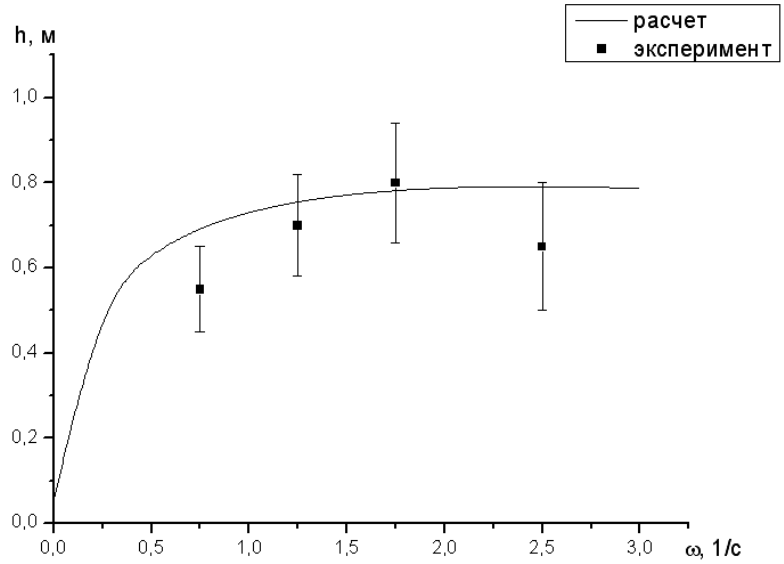


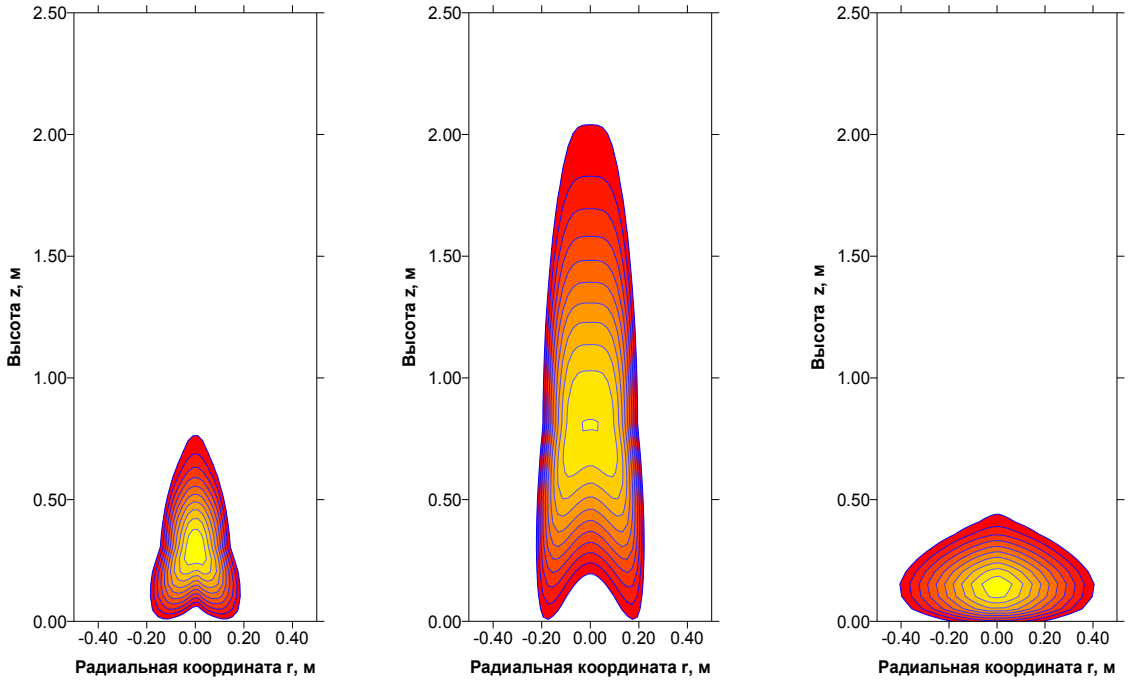
Рисунок 7 - Изменение высоты теплового смерча с закруткой. Сравнение экспериментальных и расчетных данных.

Надо отметить, что при более сильной закрутке, предложенная формула дает несколько завышенную высоту теплого смерча, что объясняется неучетом дополнительных тепловых потерь, происходящих при распаде сильнозакрученной турбулентной струи.

<u>В четвертом параграфе</u> приведены результаты математического моделирования огненных смерчей, возникающих в результате вдува закрученного потока горючего газа (монооксида углерода) в первоначально

неподвижную среду (воздух). Начальный диаметр струи d варьировался в диапазоне от 0.1 до 0.4 м, скорость истечения газа в неподвижную среду и интенсивность турбулентности полагались равными $u_{\text{ent}} = 3$ м/с, $\text{Tu} = 0.03$, Температуры струи на входе и температура окружающей среды полагались соответственно $T_{\text{ent}} = 900$ К, $T_{\text{e}} = 300$ К.

В результате вдува монооксида углерода формируется неизотермическая турбулентная струя. При этом ее распространение характеризуется не только нарастанием толщины слоя смешения, но и формированием неравномерного профиля осевой скорости. Таким образом, существует область, в которой скорость газа не превосходит нормальную скорость распространения пламени. Обычно эта область называется поджигающим кольцом и играет важную роль в стабилизации пламени. При этом от воспламенившихся периферийных слоев за счет турбулентной теплопроводности теплота передается внутренним слоям, вызывая их воспламенение, и одновременно сносится по потоку, формируя в отсутствие закрутки факел конусообразной формы (рисунок 8 а).



а б в

Рисунок 8 - Распределение изотерм в потоке с горением (минимальная изотерма соответствует температуре 1200 К, шаг между изолиниями – 100 К): а – Ro=0, б – Ro=0.5, в – Ro=0.8.

С появлением закрутки происходит изменение структуры пламени. При этом в случае слабой первоначальной закрутки потока ($\text{Ro} \equiv \omega d/(2u_{\text{ent}}) < 0.3$) фронт

пламени по-прежнему является конусообразным, что связано с относительной однородностью профиля осевой скорости. В потоках с умеренной интенсивностью закрутки ($0.3 < \mathrm{Ro} < 0.6$) наблюдается реламинаризация, что препятствует смешению топлива, содержащегося в закрученной струе, и кислорода в окружающем струю воздухе. Кроме того, закрутка потока приводит к значительному изменению профиля осевой составляющей скорости, которая в ядре потока становится сравнимой со скоростью распространения пламени S_n, в то время как на периферии намного превышает ее. В результате этого происходит искривление фронта пламени, поверхность которого принимает колоннообразный вид, что позволяет определить такой режим горения, как огненный смерч (рисунок 8 б). В случае сильной закрутки потока, когда режим горения определяется поджигающим воздействием горячих продуктов сгорания в рециркуляционной зоне, формируется очень короткий факел с большой интенсивностью горения (рисунок 8 в). Отметим, что полученные результаты находятся в хорошем качественном соответствии с экспериментальными данными [15,16].

<u>В пятом параграфе</u> рассмотрено влияние локальной турбулентности окружающей среды на условия возникновения огненного смерча. Характеристики турбулентности расчитывались на основе трехпараметрической модели с использованием уравнений для кинетической энергии турбулентности k, скорости ее диссипации ε и удельного турбулентного напряжения $\tau = \left\langle v_r' v_\varphi' \right\rangle$. Уравнение для расчета τ записывалось в виде:

$$\frac{\partial \rho u \tau}{\partial x} + \frac{1}{r}\frac{\partial \rho v r \tau}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial x}\left[\mu_{\mathrm{eff}}\frac{\partial \tau}{\partial x}\right] + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[\mu_{\mathrm{eff}} r \frac{\partial \tau}{\partial r}\right] + G_{\mathrm{vw}} - C_{3\mathrm{vw}}\rho\tau\left(\frac{\varepsilon}{k} + \frac{1}{r}\frac{\partial v r}{\partial r}\right), \qquad (17)$$

$$G_{\mathrm{vw}} = C_{1\mathrm{vw}}\mu_{\mathrm{t}}\left[\left(\frac{\partial v_{\mathrm{z}}}{\partial r} + \frac{\partial v_{\mathrm{r}}}{\partial z}\right)\frac{\partial v_\varphi}{\partial x} + \frac{\partial v_{\mathrm{r}}}{\partial r}\frac{\partial v_\varphi}{\partial r} - \frac{v_{\mathrm{r}} v_\varphi}{r^2}\right] - C_{2\mathrm{vw}}\rho k r \frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{v_\varphi}{r}\right).$$

Как видно из рисунка 9 а в невозмущенной атмосфере ($\omega_{\mathrm{e}} = 0$, $\tau_{\mathrm{e}} = 0$) наличие турбулентных касательных напряжений при $x = 0$ вызывает слабое закручивание струи. Основное вращение локализуется в узкой области вблизи оси течения. По мере подъема струи закрутка вследствие вязкой диссипации вырождается. При наличии локальной циркуляции ($\omega_{\mathrm{e}} \neq 0$) вырождение закрутки потока происходит на больших высотах (рисунок 9 б). Область вращающегося газа при этом вытягивается в вертикальном направлении и уменьшается в радиальном.

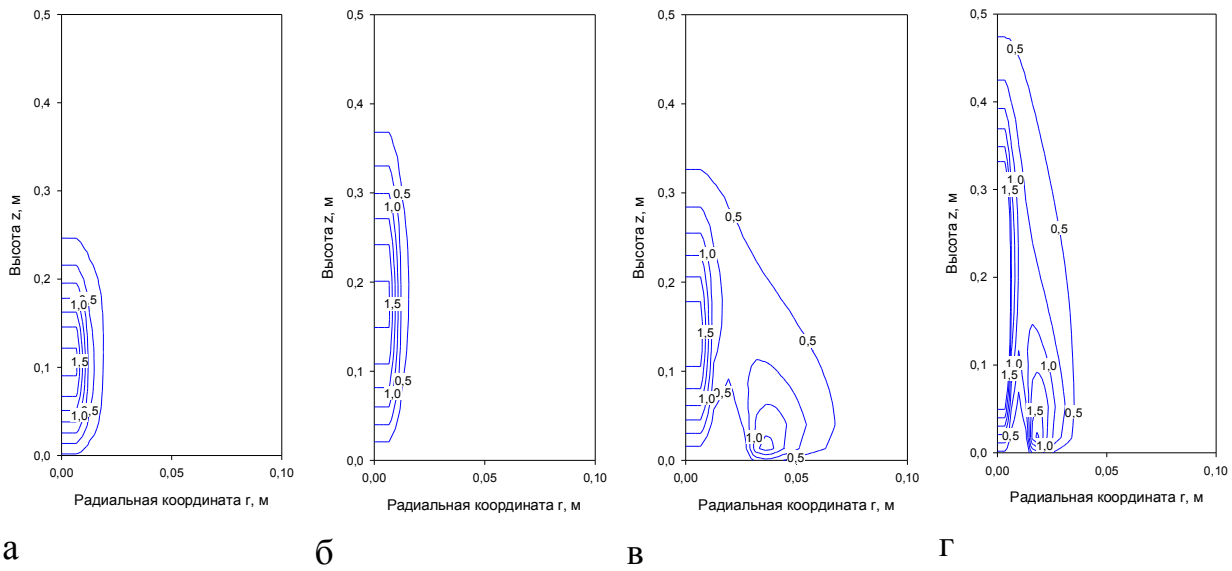
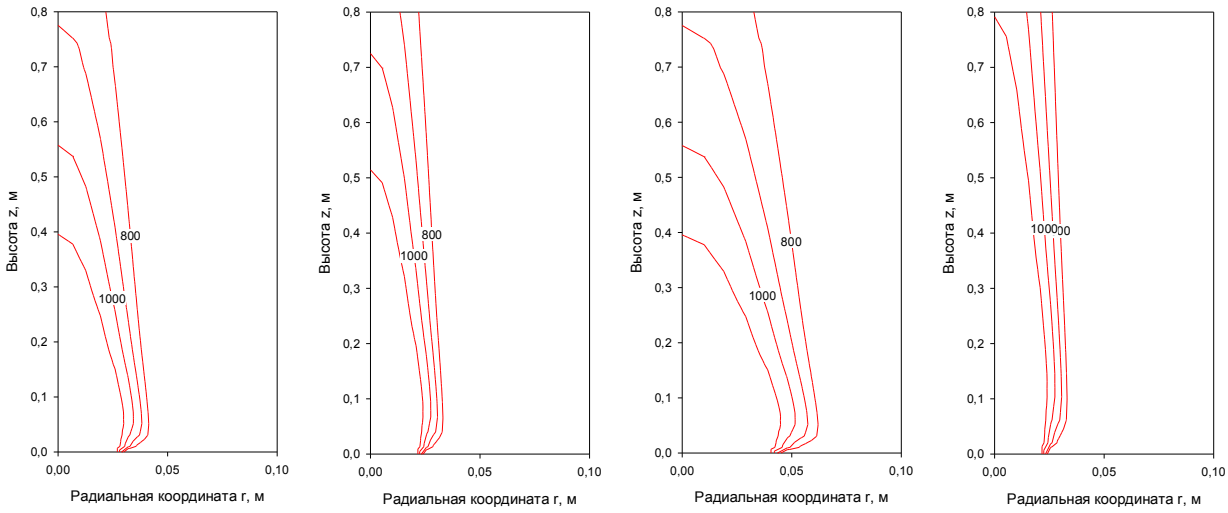


Рисунок 9 - Изолинии тангенциальной скорости. а: – $v_{z,ent} = 1$ м/с, $\omega_e = 0$, $\tau_e = 0$; б: – $v_{z,ent} = 1$ м/с, $\omega_e = 0.1$ рад/с, $\tau_e = 0$; в: – $v_{z,ent} = 1$ м/с, $\omega_e = 0$ рад/с, $\tau_e = 0.4$ Па; г: – $v_{z,ent} = 1$ м/с, $\omega_e = 0.1$ рад/с, $\tau_e = 0.4$ Па.

Наличие турбулентных касательных напряжений в окружающей среде изменяет картину закручивания потока. Наряду с интенсивным вращением в приосевой области течения, формируется область вращательного движения газа на границе истекающей в атмосферу струи и окружающего пространства (рисунок 9 в). Таким образом, картина течения в этом случае является аналогичной течению двух коаксильных струй закрученных с разной интенсивностью. Совместное воздействие внешней локальной циркуляции и пульсаций компонент скорости в направлениях перпендикулярных оси струи в случае их однонаправленного воздействия интенсифицирует циркуляцию в струе и увеличивает область закрученного движения газа как в осевом, так и в радиальном направлении (рисунок 9 г).

Полученные результаты качественно совпадают с экспериментальными данными. Результаты расчетов показывают, что наличие локальной циркуляции окружающей среды ($\omega_e \neq 0$) приводит по сравнению со случаем невозмущенной атмосферы (рисунок 10 а, б) к вытягиванию пламени в осевом направлении и сужению в радиальном. Турбулизация окружающей среды ($\tau_e \neq 0$) приводит к улучшению смешения содержащегося в струе монооксида углерода и атмосферного кислорода. Толщина слоя смешения увеличивается, и, как

следствие этого, увеличивается радиальная координата зоны горения (рисунок 10 в). Отметим, что при этом изменение высоты пламени незначительно.



а б в г

Рисунок 10 - Изотермы в потоке. а: – $v_{z,ent} = 1$ м/с, $\omega_e = 0$, $\tau_e = 0$; б: – $v_{z,ent} = 1$ м/с, $\omega_e = 0.1$ рад/с, $\tau_e = 0$; в: – $v_{z,ent} = 1$ м/с, $\omega_e = 0$ рад/с, $\tau_e = 0.4$ Па; г: – $v_{z,ent} = 1$ м/с, $\omega_e = 0.1$ рад/с, $\tau_e = 0.4$ Па

Проведенные исследования показывают, что существует достаточно узкий интервал параметров (скорость подъема струи, мощность теплового источника, интенсивность локальной циркуляции внешнего потока и распределение турбулентных характеристик в струе и вне ее) при которых интенсивность вращения в потоке значительно возрастает и, как следствие этого, формируется новый тип осредненного течения – огненный смерч, представляющий собой длинный узкий столб вращающегося газа (рисунок 10 г).

В заключении сформулированы основные результаты и выводы диссертационного исследования.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

1. Исследован переход от режима отрыва пламени в режим горения с увеличением интенсивности закрутки. Определены значения теплофизических и кинетических параметров, при которых воспламенение потока может осуществляться за счет: самовоспламенения вследствие

протекания в нем химической реакции; зажигания от стенок; зажигания продуктами сгорания из рециркуляционной зоны.

2. Проведено сравнение результатов, полученных с использованием модели объемного горения, модели, учитывающей влияние турбулентных пульсаций на процесс химического реагирования и модели горения, регулируемого турбулентным перемешиванием. Показано, что данные модели горения, регулируемого турбулентным перемешиванием, находятся в наилучшем соответствии с данными эксперимента.
3. Исследована аэродинамика и горение в горелочных устройствах. Показано, что с помощью изменения конструктивных параметров и управления режимом течения (в первую очередь с помощью закрутки потока) можно достаточно эффективно влиять на размеры и форму пламени.
4. Формирование теплового смерча происходит в результате реламинаризации потока при умеренной закрутке.
5. Формирование огненного смерча можно объяснить возникновением локального равновесия в свободно-вынужденном вихре и анизотропией турбулентности, приводящей к ослаблению турбулентного перемешивания горючего и окислителя, и удлинению зоны горения.
6. Наличие локальной циркуляции окружающей среды приводит по сравнению со случаем невозмущенной атмосферы к вытягиванию факела в осевом направлении и сужению в радиальном.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гришин А. М. Математическое моделирование лесных пожаров и новые способы борьбы с ними / А. М. Гришин. – Новосибирск : Наука, 1992. – 408 с.
2. Кэрьер Г. Огненные смерчи / Г. Кэрьер, Ф. Фендел, П. Фелдман // Теплопередача. – 1985. – Т. 107, № 1. – С. 16-25.
3. Гольдштик М. А. Вихревые потоки / М. А. Гольдштик. – Новосибирск : Наука, 1981. – 366 с.
4. Устименко Б. П. Процессы турбулентного переноса во вращающихся течениях / Б. П. Устименко. – Алма-Ата : Наука, 1977. – 228 с.
5. Абрамович Г. Н. Теория турбулентных струй / Г. Н. Абрамович. – М. : Наука, 1984. – 716 с.

6. Кутателадзе С. С. Аэродинамика и тепломассообмен в ограниченных вихревых потоках / С. С. Кутателадзе, Э. П. Волчков, В. И. Терехов. – Новосибирск, 1987. – 287 с.
7. Щукин В. К. Теплообмен, массообмен и гидродинамика закрученных потоков в осесимметричных каналах / В. К. Щукин, А. А. Халатов. – М. : Машиностроение, 1982. – 200 с.
8. Математическая теория горения и взрыва / Я. Б. Зельдович [и др.]. – М. : Наука, 1980. – 478 с.
9. Численные методы исследования течений вязкой жидкости / А. Д. Госмен [и др.]. – М. : Мир, 1972. – 366 с.
10. Теория горения и взрыва : учебное пособие / Л. К. Гусаченко [и др.]. – Новосибирск : Изд-во НГТУ, 2007. – 120 с.
11. Архипов В. А. Характеристики факела распыла центробежной форсунки в нестандартных условиях / В. А. Архипов, В. Ф. Трофимов // Известия высших учебных заведений. Авиационная техника. – 2003. – № 2. – С. 70-72.
12. Алексеев Б. В. Физическая газодинамика реагирующих сред / Б. В. Алексеев, А. М. Гришин. – М. : Высшая школа, 1985. – 464 с.
13. Гупта А. Закрученные потоки / А. Гупта, Д. Лилли, Н. Сайред. – М. : Мир, 1987. – 588 с.
14. Наливкин Д. В. Смерчи / Д. В. Наливкин. – М. : Наука, 1984. – 111 с.
15. Numerical studies experimental observation of whirling flames / A. Yu. Snegirev [et.al.] // Int. J. Heat and Mass Transfer. – 2004. – Vol. 47. – P. 2523-2539.
16. Гришин А. М. Физическое моделирование огненных смерчей / А. М. Гришин, А. Н. Голованов, Я. В. Суков // Доклады РАН. – 2004. – Т. 395, № 2. – С. 196-198.
17. Гришин А. М. Экспериментальное исследование теплового и огненного смерчей / А. М. Гришин, А. Н. Голованов, А. А. Колесников, А. А. Строкатов, Р. Ш. Цвык // Доклады РАН. – 2005. – Т. 400, № 5. – С. 618-620.
18. Гришин А. М. Математическое моделирование огненных смерчей / А. М. Гришин, О. В. Матвиенко // V Минский международный форум по тепло- и массообмену : тез. докл. и сообщ. – Минск, 2004.
19. Syed S. A. Momentum and Heat Transfer Processes in Recirculating Flows / S. A. Syed, G. J. Sturgess // ASME HTD. – 1980. – Vol. 13.

20. Leschziner M. A. Computation of strongly swirling axisymmetric free jets / M. A. Leschziner, W. Rodi // AIAA Journal. – 1984. – Vol. 22, No. 11. – P. 370-373.
21. Kobayashi T. Modified k-ε model for turbulent swirling flow in a straight pipe / T. Kobayashi, M. Yoda // JSME Int. J. – 1987. – Vol. 30. – P. 66-71.
22. Piquet J. Turbulent Flows: Models and Physics / J Piquet. – Berlin : Springer, 1999.
23. Бубнов Б. М. Термическая структура и турбулизация торнадоподобных вихрей от локализованных источников тепла над вращающимся диском // Известия АН. Физика атмосферы и океана. – 1997. – Т. 33, № 4. – С. 434-442.

ПУБЛИКАЦИИ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

1. **Гришин А. М. Математическое исследование влияния внешней циркуляции на структуру огненных смерчей / А. М. Гришин, О. В. Матвиенко, *Ю. А. Руди* // Известия вузов. Физика. – 2009. – № 2/2. – С. 100-106.**
2. **Матвиенко О. В. Математическое исследование самовоспламенения потока закрученного газа в цилиндрическом канале / О. В. Матвиенко, *Ю. А. Руди* // Известия вузов. Физика. – 2009. – № 2/2. – С. 137-143.**
3. Гришин А. М. Математическое моделирование формирование тепловых смерчей / А. М. Гришин, О. В. Матвиенко, ***Ю. А. Руди*** // ИФЖ. – 2008. – Т. 81, № 5. – С. 860-867.
4. Гришин А. М. Математическое моделирование горения газа в закрученной струе и формирование огненного смерча / А. М. Гришин, О. В. Матвиенко, ***Ю. А. Руди*** // ИФЖ. – 2009. – Т. 82, № 5. – С. 902-908.
5. Гришин А. М. Механизм формирования огненного смерча / А. М. Гришин, А. Н. Голованов, А. А. Строкатов, ***Ю. А. Руди*** // Лесные и степные пожары : возникновение, распространение и экологические последствия : материалы 6-й международной конф. – Томск, 2005. – С. 37-38.
6. Гришин А. М. Об устойчивости теплового смерча / А. М. Гришин, А. Н. Голованов, ***Ю. А. Руди*** // Пятые Окуневские чтения : тез. докл. международной конф. – СПб., 2006. – С. 59-60.
7. Гришин А. М. К механизму формирования и эволюции огненного смерча / А. М. Гришин, А. Н. Голованов, Р. Ш. Цвык, А. А. Строкатов, ***Ю. А. Руди*** // Пятые Окуневские чтения : тез. докл. международной конф. – СПб., 2006. – С. 61-62.

8. Строкатов А. А. Механизм формирования огненного смерча / А. А. Строкатов, ***Ю. А. Руди*** // Снежинск и наука – 2006. Трансфер технологии, инновации, современные проблемы атомной отрасли : сб. науч. тр. международной научно-практической конф. – Снежинск, 2006. – С. 196.
9. Гришин А. М. Численное исследование структуры течения и параметров турбулентности свободной осесимметричной струи / А. М. Гришин, О. В. Матвиенко, ***Ю. А. Руди*** // Сопряженные задачи механики реагирующих сред, информатики и экологии : материалы международной конф. – Томск, 2007. – С. 56.
10. Гришин А. М. Моделирование формирования тепловых смерчей / А. М. Гришин, О. В. Матвиенко, ***Ю. А. Руди*** // VI Минский международный форум по тепло- и массообмену : тез. докл. и сообщ. : в 2 т. – Минск, 2008. – Т. 1. – С. 204-206.
11. Гришин А. М. Численное исследование турбулентного теплообмена в тепловых смерчах / А. М. Гришин, О. В. Матвиенко, ***Ю. А. Руди*** // Математическое моделирование опасных природных явлений и катастроф : материалы 7-й международной конф. – Томск, 2008. – С. 40.
12. Матвиенко О. В. Численное исследование турбулентного теплообмена при течении закрученного потока в канале / О. В. Матвиенко, ***Ю. А. Руди*** // Всероссийская конф. по математике и механике, посвященная 130-летию Томского государственного университета и 60-летию механико-математического факультета : сб. тез. – Томск, 2008. – С. 200.
13. Гришин А. М. Численное исследование влияния внешней циркуляции на структуру огненных смерчей / А. М. Гришин, О. В. Матвиенко, ***Ю. А. Руди*** // Сопряженные задачи механики сплошных сред, информатики и экологии : материалы 8-й всероссийской конф. с участием зарубежных ученых. – Томск, 2009. – С. 52-53.

Тираж 100 экз.
Отпечатано в ООО «Позитив-НБ»
634050 г. Томск, пр. Ленина 34а