

На правах рукописи

ВАФИН
Данил Биаллович

**СЛОЖНЫЙ ТЕПЛОБМЕН
В ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСТАНОВКАХ**

01.04.14 – теплофизика и теоретическая теплотехника

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
доктора технических наук

Казань 2009

Работа выполнена в ГОУ ВПО «Нижнекамский химико-технологический институт Казанского государственного технологического университета» и ГОУ ВПО «Казанский государственный энергетический университет»

Научный консультант:
доктор технических наук, профессор
заслуженный деятель науки РТ

Шигапов Айрат Багаутдинович

Официальные оппоненты:
доктор технических наук, профессор

Седелкин Валентин Михайлович

доктор технических наук, профессор

**Панфилович Казимир
Брониславович**

доктор физико-математических наук,
профессор

Якимов Николай Дмитриевич

Ведущая организация –
ГОУ ВПО «Ульяновский государственный технический университет»

Защита состоится 2009 г. в _____ часов на заседании Совета по защите докторских и кандидатских диссертаций Д 212.082.02 при ГОУ ВПО «Казанский государственный энергетический университет»
Ваши отзывы в двух экземплярах, заверенные печатью организации, просим направлять по адресу: 420066, г. Казань, ул. Красносельская, 51, КГЭУ. Ученому секретарю Совета Д 212.082.02 Гильфанову К.Х.
Тел. (843) 543-86-24. Факс: (843) 543-86-24; 519-42-62

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ГОУ ВПО «Казанский государственный энергетический университет»

С авторефератом можно ознакомиться на сайте КГЭУ: www.kgeu.ru

Автореферат разослан

2009 г.

Ученый секретарь
совета Д 212.082.02,
д.т.н., профессор

К. Х. Гильфанов

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность работы. Перенос энергии излучением играет решающую роль в задачах теплообмена в топках, в камерах сгорания двигателей летательных аппаратов и т.п. Анализ процессов переноса тепла конвекцией и излучением в поглощающей, рассеивающей и излучающей среде приводит к системе дифференциальных уравнений в частных производных газовой динамики и интегрально – дифференциальных уравнений переноса излучения, которые должны решаться совместно. Кроме того, в задачах энергетики, химической технологии, в двигателях летательных аппаратов и во многих других случаях приходится рассматривать многофазные течения.

Анализ работ посвященных исследованию излучения двухфазных сред показывает, что достигнуты значительные успехи в определении основных особенностей влияния параметров среды на уровень лучистых потоков. Однако основные работы выполнены использованием решения уравнения переноса излучения в одномерной постановке при равномерном распределении источников излучения по объему. В соплах и камерах радиации печей имеет место существенная неравномерность параметров течения поперек потока, скоростная и температурная неравновесность частиц конденсированной фазы и газообразных продуктов сгорания и большие градиенты газодинамических и радиационных характеристик среды вдоль оси потока.

Основные элементы конструкций современных высокотемпературных трубчатых печей (пиролиза, конверсии, риформинга и прочих) работают на пределе возможностей материалов. Погрешности в оценке локальных значений тепловых потоков, скорости продуктов сгорания в пристеночном слое, температуры стенки труб и футеровки в лучшем случае значительно удорожает, а в худшем – существенно снижает срок службы печи. Имеющиеся программные комплексы, базирующиеся на зональных методах решения задач теплообмена, требуют использования большого количества эмпирических данных и не позволяют определить детальные локальные параметры.

Актуальной научной и практической задачей является разработка методов расчета полей локальных характеристик лучисто – конвективного теплообмена и аэродинамики в топочных камерах, позволяющих повышению точности и детализации распределений прогнозируемых характеристик теплообмена в объеме камеры и на ограждающих ее поверхностях.

Актуальность темы работы подтверждается также тем, что она была включена в координационный план АН СССР по проблеме 1.9 – «Теплофизика и теплоэнергетика» и часть работы выполнялась по хоз. договору с ВНИИНЕФТЕМАШ (г. Москва).

Объектом исследования являются камеры радиации технологических трубчатых печей нефтехимической промышленности и сопла двигателей летательных аппаратов.

Предмет исследований лучисто–конвективный теплообмен в высокотемпературных энергетических установках.

Целью работы является разработка метода расчета теплового излучения осесимметричных двухфазных потоков, дифференциального метода расчета сложного теплообмена в камере радиации трубчатых печей нефтехимической промышленности с учетом горения газообразного топлива и турбулентного движения продуктов сгорания, а также анализ влияния многочисленных режимных и конструктивных параметров на сложный теплообмен.

Для достижения цели в работе сформулированы и решены следующие задачи:

– разработать методы численного решения уравнения переноса энергии излучения в осесимметричных объемах, а также в объемах прямоугольного сечения, учитывающие отражение и излучение поверхностей, селективность излучения продуктов сгорания,

анизотропное рассеяние на частицах и изменение газодинамических и радиационных характеристик среды по излучающему объему;

– разработать дифференциальный метод расчета сложного теплообмена в камерах радиации трубчатых печей на основе совместного численного интегрирования двухмерных уравнений переноса излучения, энергии, турбулентного движения продуктов сгорания, $k-\varepsilon$ модели турбулентности и уравнений простой модели горения газообразного топлива;

– в целях выработки рекомендаций по тепловой защите сопловых блоков, снижению материалоемкости, обеспечению надежности конструкций печей и создания энергосберегающих технологий провести численные параметрические исследования влияния различных параметров потока и ограждающих поверхностей на радиационно – конвективный теплообмен.

Научная новизна

1. Предложено выражение для спектрального коэффициента спонтанного излучения двухфазной среды, когда кинетическая температура частиц полидисперсной системы зависит от их размеров. Получены формулы, выражающие коэффициенты разложения индикатрисы рассеяния полидисперсной системы сферических частиц по полиномам Лежандра непосредственно через функции Ми. Разработана математическая модель и метод расчета излучения двухфазных осесимметричных потоков.

2. Разработана математическая модель и дифференциальный метод расчета сложного теплообмена в камерах радиации трубчатых печей, основанный на совместном численном интегрировании уравнений сохранения энергии, компонентов количества движения, неразрывности, $k-\varepsilon$ модели турбулентности, одноступеньчатой модели горения и дифференциальных приближений уравнения переноса излучения.

3. Разработан метод расчета сопряженного теплообмена в трубчатой печи паровой конверсии природного газа. Предложен метод, реализующий алгоритм совместного численного решения задачи внешнего теплообмена и расчета внутривреакторных процессов.

4. Проанализировано влияние неравномерного распределения концентрации и размеров частиц конденсированной фазы по объему сопла на уровень лучистых потоков от двухфазной среды. Исследовано влияние температурного отставания и процесса кристаллизации частиц Al_2O_3 на уровень излучения двухфазных продуктов сгорания в соплах.

5. Проведены численные параметрические исследования влияния двухмерного изменения газодинамических и радиационных характеристик гетерогенных продуктов сгорания металлизированных топлив на лучистые потоки в радиальном и осевом направлениях.

6. Исследовано влияние зависимости теплофизических свойств продуктов сгорания от температуры и термогравитационных сил на аэродинамические параметры течения, поле температуры и на результирующие тепловые потоки к трубчатому экрану.

7. Изучено влияние характера тепловыделений в объеме факела на лучисто – конвективный теплообмен в печах. Процесс организации выгорания топлива в объеме факела значительно влияет на распределение поверхностных плотностей результирующих лучистых потоков вдоль реакционных труб, на поля температур и скоростей вблизи факела.

8. Изучено влияние эффективной степени черноты трубчатого экрана $\varepsilon_{эф}$ и футерованных стенок на локальные и суммарные результирующие тепловые потоки к поверхности нагрева. Установлено, что селективность излучения продуктов сгорания оказыва-

ет существенное влияние на характеристики локального и суммарного теплообмена в топочных камерах, рассмотренных в данной работе трубчатых печей.

9. Проведен сравнительный анализ эффективности работы камер радиации трубчатых печей при сводовом и настильном режимах сжигания топлива при различных определяющих значениях параметров. Проведены расчеты сопряженного теплообмена в трубчатых печах паровой конверсии углеводородов.

Практическая ценность

1. Проведенные исследования особенностей излучения двухфазных потоков в соплах позволяют выработать требования к композиционным теплозащитным материалам, определить температурный режим элементов конструкции летательных аппаратов, расположенных вблизи среза сопла. Эти данные могут быть использованы при разработке средств обнаружения и наведения, при пирометрии двухфазных потоков.

2. Разработанный пакет программ теплового расчета камер радиации трубчатых печей может быть использован и используется при проектных разработках, а также для анализа эффективности работы существующих аппаратов.

3. Результаты численных исследований влияния многочисленных режимных и конструктивных параметров на радиационно–конвективный теплообмен могут быть использованы для принятия решений при проектировании топочных агрегатов, для нахождения путей обеспечения необходимых значений теплонапряженности реакционных труб.

4. Методика расчета излучения двухфазных потоков используется при проведении ОКР изделий разработки ОАО «Казанское ОКБ «Союз»». Разработанный пакет программ расчета теплообмена в камерах радиации трубчатых печей внедрен в расчетную практику и используется в проектных разработках ВНИИНЕФТЕМАШ, г. Москва, используются при анализе эффективности использования топлива, а также при расчете потерь теплоты через теплозащитные материалы топки в Казанском ТЭЦ-2. Метод был использован для теплового расчета топочных камер энергетических установок и печей иного назначения. Результаты работы используются в лекционном курсе «Теплообмен» на кафедре ТОТ ГОУ ВПО «Казанский государственный технологический университет».

Достоверность полученных результатов – разработанные методы тестированы на ряде модельных задач лучистого переноса энергии, результаты расчетов сопоставлены с данными экспериментальных исследований сложного теплообмена и поля течения в щелевом канале и радиантных камерах трубчатых печей коробчатого типа ППР-1360 и ЗР 150/6. Отличия результатов расчета от экспериментальных не превышает: температуры продуктов сгорания – 5%, локальной теплонапряженности реакционных труб – 13 %.

Автор защищает

1. Математическую модель и метод расчета излучения двухфазных потоков, учитывающие селективное излучение и поглощение среды, анизотропное рассеяние излучения частицами при неравномерном распределении концентрации, размеров и их температурном отставании от газовой фазы. Результаты численного исследования влияния неравномерного распределения концентрации и размеров частиц, температурной неравновесности фаз и кристаллизации частиц, двумерности излучающего объема и отражения стенок на уровень излучения гетерогенных продуктов сгорания металлизированных топлив в соплах.

2. Математическую модель и дифференциальный метод расчета сложного теплообмена в камерах радиации трубчатых печей. Алгоритм расчета сопряженного теплообмена в печах паровой конверсии природного газа путем совместного решения задач внешнего и внутреннего теплообмена.

3. Результаты численных исследований лучисто–конвективного теплообмена и аэродинамики в камерах радиации цилиндрических и коробчатых трубчатых печей в зави-

симости от ряда определяющих режимных и конструктивных параметров (размеры камеры, степень черноты трубчатого экрана и футеровки, селективность и уровень излучения продуктов сгорания, температурная зависимость теплофизических и радиационных свойств среды, режимы горения топливовоздушной смеси).

4. Результаты сравнительного анализа эффективности работы топочных камер при настильном и сводовом режимах сжигания топлива. Влияние расположения ярусов горелок при настильном сжигании топлива, направления подачи топливовоздушной струи относительно настильной стены на аэродинамические параметры потока, на локальные и суммарные теплонапряженности трубчатых реакторов.

Апробация работы. Основные результаты работы доложены и обсуждены на следующих конференциях: 2-я Всесоюзная конференция «Современные проблемы двигателей летательных аппаратов» (1981), 5-я, 6-я, 7-я Всесоюзная конференция по радиационному теплообмену (1982, 1987, 1991), Всесоюзные заседания секции «Теплообмен излучением» Научного совета по проблеме «Массо- и теплоперенос в технологических процессах» ГКНТ СССР (1988, 1989), Всесоюзная выставка программных комплексов по численному решению задач термомеханики (1990), 7-я Всесоюзная конференция «Математические методы в химии» (1991), 2-й Международный форум по тепло- и массообмену (1992), Международная конференция «Модель–проект–95» (1995), 4-я Международная конференция «Нефтехимия–96» (1996), 5-я Международная конференция «Нефтехимия–99» (1999), Международная конференция «Технико– экономические проблемы промышленного производства» (2000), Всероссийская научно–техническая конференция «Тепло– и массообмен в химической технологии» (2000), Межрегиональная научная конференция «Инновационные процессы в области науки и производства» (2004), Всероссийская конференция «Инновации и высокие технологии XXI века» (2009), XLV Всероссийская конференция по проблемам математики, информатики, физики и химии (2009).

Публикации. Основное содержание диссертации опубликовано в 46 печатных работах, в том числе в 7 изданиях, предусмотренных перечнем ВАК, в монографии.

Личный вклад автора заключается в постановке цели и задач исследований, в разработке математических моделей процессов, в определении и разработке методов численного решения системы дифференциальных уравнений математических моделей, параметрические исследования сложного теплообмена и анализ полученных результатов.

Объем и структура диссертации. Диссертационная работа состоит из введения, пяти глав, заключения, списка использованных источников (340 наименований работ), приложения из актов внедрения. Работа содержит 264 страниц машинописного текста, 90 рисунков, 10 таблиц.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована актуальность темы работы, сформулирована ее цель, указаны научная новизна, практическая ценность и основные положения, выносимые на защиту.

В первой главе проанализированы современные подходы к математическому моделированию радиационно–конвективного теплообмена в излучающей, поглощающей и рассеивающей среде. В соплах двигателей летательных аппаратов, топках металлургических и технологических печей характерны высокие температуры, при которых основную роль в теплообмене играет тепловое излучение. В таких установках сильное влияние излучения частиц конденсированной фазы и продуктов сгорания, стенок. Уравнение переноса энергии излучением представляет собой уравнение сохранения для спектральной интенсивности излучения, в котором дисперсия предполагается незначительной:

$$\Lambda \nabla I_{\lambda}(\mathbf{M}, \Lambda) + k_{\lambda}(\mathbf{M}) I_{\lambda}(\mathbf{M}, \Lambda) = j_{c\lambda}(\mathbf{M}) + \frac{\beta_{\lambda}(\mathbf{M})}{4\pi} \int_{4\pi} I_{\lambda}(\mathbf{M}, \Lambda) \gamma_{\lambda}(\Lambda, \Lambda') \Lambda' d\Omega, \quad (1)$$

где $I_{\lambda}(\mathbf{M}, \Lambda)$ – спектральная интенсивность излучения в точке \mathbf{M} в направлении Λ ; $k_{\lambda}(\mathbf{M}) = \alpha_{\lambda}(\mathbf{M}) + \beta_{\lambda}(\mathbf{M})$ – спектральный коэффициент ослабления; $\alpha_{\lambda}(\mathbf{M})$, $\beta_{\lambda}(\mathbf{M})$ – спектральные коэффициенты поглощения и рассеяния; $j_{c\lambda}(\mathbf{M})$ – спектральный коэффициент спонтанного излучения; $\gamma_{\lambda}(\Lambda, \Lambda')$ – индикатриса рассеяния.

На граничных поверхностях необходимо учитывать излучение и отражение стенки.

В общем случае в теплообмен вносят вклад все механизмы теплопередачи: конвекция, теплопроводность и излучение. Основное влияние перенос энергии излучением оказывает на правую часть уравнения энергии:

$$\frac{D}{Dt} \left(U + \frac{\rho \bar{u}^2}{2} \right) = \text{div} \mathbf{q}_k + \text{div} \mathbf{q}_r + \text{div} \mathbf{q}_p + \text{div} \mathbf{q}_{\text{хим}}. \quad (2)$$

В этом уравнении \mathbf{q}_k , \mathbf{q}_r , \mathbf{q}_p , $\mathbf{q}_{\text{хим}}$ – векторы плотности конвективного, кондуктивного и радиационного потоков энергии и связанного с химическими реакциями. Работа сил внешнего давления включена в \mathbf{q}_k . Наибольшую важность для решения проблем расчета теплообмена излучением имеет дивергенция лучистого потока $\text{div} \mathbf{q}_p$, входящая в правую часть уравнения энергии. Роль этого члена возрастает с ростом температуры и давления, а также с уменьшением скорости течения продуктов сгорания.

Осредненные по времени уравнение движения в векторной форме имеет вид

$$\rho (\bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla) \bar{\mathbf{u}} = -\nabla p - \left[\nabla \cdot \bar{\boldsymbol{\tau}}^{(l)} \right] - \left[\nabla \cdot \bar{\boldsymbol{\tau}}^{(T)} \right] + \bar{f}, \quad (3)$$

где $\bar{\mathbf{u}}$ – вектор осредненной по времени скорости; $\bar{\boldsymbol{\tau}}^{(l)}$ – тензор вязких напряжений; $\bar{\boldsymbol{\tau}}^{(T)}$ – тензор напряжений Рейнольдса; \bar{f} – массовые силы.

Добавляются уравнение неразрывности и уравнение состояния:

$$\text{div} (\rho \bar{\mathbf{u}}) = 0, \quad p = \rho R T \quad (4)$$

В случае двухфазного потока необходимо еще добавить уравнения движения для отдельных фракций частиц конденсированной фазы.

Для замыкания уравнений движения к этой системе добавляются уравнения модели турбулентности. Когда в потоке происходит горение топлива, необходимо еще рассматривать уравнения модели горения. Как следует из изложенного, радиационно – конвективный теплообмен описывается сложной системой интегро-дифференциального уравнения переноса энергии излучения (1) и дифференциальных уравнений в частных производных (2) – (4) совместно с уравнениями моделей турбулентности и горения. Поэтому совместное решение этих нелинейных уравнений для реальных установок, когда имеет место изменение как теплофизических, так и радиационных характеристик среды во всем объеме, возможно только численным способом.

Аналитические решения односкоростного кинетического уравнения переноса излучения в замкнутой форме возможны только в очень простых и идеализированных ситуациях в связи, с чем были разработаны и предложены различные приближенные методы решения. Они получаются путем векторного или скалярного интегрирования уравнения переноса излучения и граничных условий к нему по сферическому телесному углу. Наиболее распространенными дифференциальными методами являются приближение встречных потоков (метод Шустера–Шварцшильда), диффузионное приближение, тензорное приближение, методы сферических гармоник, дискретных ординат, моментов и другие. В задачах лучистого переноса часто применяются нечетные P_1 – и P_3 – приближения метода сферических гармоник, метод дискретных ординат (S_N – метод), предложенный Чандрасекаром.

Анализ литературы показывает, что за последние десятилетия в разработке теории теплообмена излучением достигнуты большие успехи. Трудности в изучении теплообмена излучением в реальных системах связаны с нелинейным характером уравнений, описывающих это явление, и с сильной зависимостью характеристик поля излучения от частоты и параметров среды. Задача о лучистом теплообмене между твердыми поверхностями, разделенными прозрачной средой, исследована достаточно детально. Более важная задача о теплообмене в среде с излучением, поглощением и рассеянием на частицах конденсированной фазы при переменности параметров потока исследована значительно меньше.

Методы расчета теплообмена в экранированных топках условно можно разделить на три группы: суммарные, зональные и дифференциальные.

К суммарным относятся методы, основанные на теории подобия. Применение этой теории к системе уравнений, описывающих процессы горения и теплообмена в топке, позволило установить структуру решения данной задачи, в котором функция интегрального теплопереноса связана с критериями, определяющими топочный процесс. Впервые аппарат теории подобия был применен к топочным процессам А. М. Гурвичем, применительно к топкам трубчатых печей известны работы С. Н. Шорина. В инженерной практике расчета суммарной теплоотдачи в топках наиболее широкое применение находят так называемые полуэмпирические методы. Различные варианты полуэмпирических методов расчета применительно к топкам технологических установок и паровых котлов можно найти в трудах Л. К. Рамзина, Х. Хоттеля, Г. Л. Поляка, С. С. Филимонова и др. Для теплового расчета трубчатых печей с факельным сжиганием топлива широко применялся метод Н. И. Белокопя, дающий наилучшую сходимость с экспериментальными данными. Ц. А. Бахшиян использовал этот метод для расчета печей с беспламенными горелками.

Интенсивное развитие и применение получили зональные методы расчета теплообмена в топках. Основы зонального метода в теории теплообмена излучением были заложены в работах Г. Л. Поляка, Ю. А. Суринова, А. С. Невского, В. Н. Адрианова, Х. Хоттеля. Дальнейшее развитие методы расчета топок получили в работах В. Г. Лисиенко с сотрудниками и Ю. А. Журавлева применительно к металлургическим печам. В работах В. М. Седелкина предложена зональная методика теплового расчета топок трубчатых печей коробчатого и цилиндрического типов.

В последние годы для теплового расчета топочных устройств начали применять методы, основанные на совместном численном решении кинетического уравнения переноса энергии излучения и уравнений газовой динамики, записанных в дифференциальной форме. Патанкар и Сполдинг разработали общий метод расчета трехмерных топок при наличии в них процессов рециркуляционного течения продуктов сгорания, горения и комбинированного теплопереноса. В ряде работ Е. Халила и сотрудников описан разработанный ими дифференциальный метод расчета топок с плоской или цилиндрической геометрией. Математическая модель включает дифференциальные уравнения сохранения массы, энтальпии, трех составляющих количества движения и концентраций химических компонент в топочной среде. Поля осредненных характеристик турбулентности рассчитываются с помощью двухпараметрической модели. Однако перенос энергии излучения рассматривается для нерассеивающей среды. Из отечественных работ, посвященных разработке дифференциального метода расчета внешнего теплообмена в топках трубчатых печей можно отметить лишь ряд наших работ. Для различных энергетических установок дифференциальные методы применяются в работах Н. А. Рубцова, С. Т. Суржикова, А.Б. Шигапова, Б.Н. Четверушкина, В. А. Кузьмина.

Проведенный обзор методов расчета лучистого и сложного теплообмена показывает, что в настоящее время уделяется большое внимание изучению различных аспектов теплообмена в топочных устройствах. Для этой цели применяются в основном зональные методы расчета. При этом коэффициенты массообмена и турбулентного переноса тепла задаются по результатам экспериментальных исследований топочных камер, что существенно ограничивает область применения зональных методов. Разработанный в настоящее время зонально-узловой метод полностью проблему не снимает. Поэтому имеется необходимость в разработке дифференциальных методов расчета топочных устройств, основанных на совместном численном интегрировании кинетического уравнения переноса излучения, уравнений сохранения массы, турбулентного движения продуктов сгорания, моделей турбулентности и горения.

Обзор литературы показывает, что локальный теплообмен и поле течения продуктов сгорания в топочных камерах трубчатых печей не подвергались всестороннему теоретическому анализу. Имеющиеся работы выполнены при ряде упрощающих предположений. Поэтому имеется необходимость в расчетно-теоретических исследованиях теплообмена и поля течения продуктов сгорания в топочных камерах трубчатых печей с учетом переменности теплофизических и радиационных свойств среды, горения топливоздушной смеси и селективности излучения продуктов сгорания. Наибольший интерес представляют сравнительный анализ различных альтернативных режимов теплообмена (равномерно распределенный, косвенный, направленный), исследования влияния оптических свойств топочной среды и футеровки, геометрических размеров топки и других факторов на интенсивность теплообмена в топочных камерах трубчатых печей.

Вторая глава посвящена математическому моделированию расчета излучения в двухфазных осесимметричных потоках и численному исследованию особенностей излучения гетерогенных продуктов сгорания в соплах.

В двигателях летательных аппаратов используются осесимметричные сопла. Цилиндрические топки применяются и в технологических установках нефтехимической промышленности. Схема такого объема и система координат для рассматриваемой задачи представлены на рис. 1. Предполагаются заданными радиус минимального сечения r_* , длина объема L , и уравнение образующей $R = f(x)$.

Стационарное интегрально дифференциальное уравнение переноса излучения в цилиндрических координатах записывается в следующем виде:

$$\begin{aligned} \sin \vartheta \left[\cos \psi \frac{\partial I_\lambda(\mathbf{M}, \Lambda)}{\partial r} - \frac{\sin \vartheta}{r} \frac{\partial I_\lambda(\mathbf{M}, \Lambda)}{\partial \psi} \right] + \cos \vartheta \frac{\partial I_\lambda(\mathbf{M}, \Lambda)}{\partial x} + k_\lambda I_\lambda(\mathbf{M}, \Lambda) = \\ = j_{c\lambda}(\mathbf{M}) + \frac{\beta_\lambda}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\psi' \int_0^\pi I_\lambda(\mathbf{M}, \Lambda') \gamma(\mu_o) \sin \vartheta' d\vartheta', \end{aligned} \quad (5)$$

где $\mu_o = \cos \vartheta \cos \vartheta' - \sin \vartheta \sin \vartheta' \cos(\psi - \psi')$.

На оси потока имеет место условие симметрии решения относительно оси x :

$$\frac{\partial I_\lambda(\mathbf{M}, \Lambda)}{\partial r} = 0 \quad \text{при } r = 0. \quad (6)$$

Отраженное излучение приближенно можно представить в виде суммы зеркальной и диффузной составляющих:

$$I_\lambda(R, \Lambda) = \varepsilon_{w\lambda} I_{b\lambda}(T_w) + \nu \frac{r_{w\lambda}}{\pi} q_{r\lambda}(R) + (1-\nu) r_{w\lambda} I_\lambda(R, \Lambda), \quad (7)$$

где $\varepsilon_{w\lambda} I_{b\lambda}(T_w)$ – собственное излучение стенки; ν – доля диффузного отражения; $q_{r\lambda}(R)$ – спектральная поверхностная плотность потока падающего на стенку излучения.

При известном поле температуры и задании радиационных характеристик гетерогенных продуктов сгорания по излучающему объему, температуры и радиационных характеристик граничных поверхностей, уравнение (5) в совокупности с граничными условиями (6), (7) однозначно определяет поле интенсивности излучения – $I_\lambda(R, x, \vartheta, \psi)$.

Для решения уравнения переноса излучения при наличии рассеивающих частиц применен метод сферических гармоник. Суть метода сферических гармоник состоит в том, что приближенное решение (P_N – приближение) ищется в виде ряда по сферическим функциям:

$$I_\lambda(\mathbf{M}, \Lambda) = \sum_{k=0}^N (2k+1) \sum_{i=-k}^k \varphi_{ki}(\mathbf{M}) Y_{ki}(\Lambda), \quad (8)$$

где φ_{ki} – моменты сферических функций – неизвестные функции, зависящие только от пространственных координат r и x ; $Y_{ki}(\Lambda)$ – сферические функции.

Индикатриса рассеяния представляется в виде ряда по полиномам Лежандра:

$$\chi(\mu) = 1 + \sum_{k=1}^N (2k+1) g_k P_k(\mu), \quad (9)$$

где g_k – коэффициенты разложения, не зависящие от угла рассеяния, $P_k(\mu)$ – полиномы Лежандра порядка k .

Для аппроксимации граничных условий (7) воспользуемся условием А.С. Владимирова:

$$\int_{\Lambda_n} F(\Lambda) \Lambda_n Y_{2k}^m(\Lambda) d\Omega = 0 \text{ на } \Gamma, \quad k = 0, 1, 2, \dots; \quad m = 0, 1, 2, \dots, 2k, \quad (10)$$

где $Y_{2k}^m(\Lambda) = P_{2k}^m(\cos \vartheta) \cos(m\psi)$ – сферические функции; $P_{2k}^m(\cos \vartheta)$ – присоединенные полиномы Лежандра.

Подставив ряд (8) при $N = 3$ в уравнение переноса (5) получим систему дифференциальных уравнений в частных производных для моментов сферических функций.

Подставив граничные условия (7) в условие Владимирова (10) вместо функции $F(\Lambda)$ и проведя соответствующие интегрирования можно получить краевые условия на ограничивающих область интегрирования поверхностях для моментов сферических функций в P_3 – приближении. Полученная система уравнений может быть представлена в векторно–матричном виде

$$A \boldsymbol{\varphi} + B \boldsymbol{\varphi} + C \boldsymbol{\varphi} = \mathbf{f}, \quad (11)$$

где $\boldsymbol{\varphi} = \{\varphi_{00}, \varphi_{10}, \varphi_{11}, \varphi_{20}, \varphi_{21}, \varphi_{22}, \varphi_{30}, \varphi_{31}, \varphi_{32}, \varphi_{33}\}$, \mathbf{f} – векторы; A – матрица с элементами, зависящими только от r ; B – матрица с постоянными коэффициентами; C – диагональная матрица, элементы которой зависят от координат r и x .

Правильно передать реальные условия на границе области можно только при условии их выделения. Это можно сделать, если связать положение границ с криволинейной системой координат, в которой границы были бы координатными линиями. Тогда исходная область интегрирования сложной формы в системе (x, y) (рис. 2.2a) в криволинейной

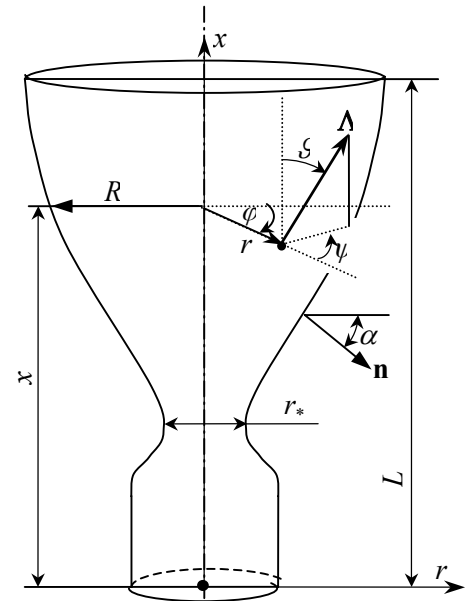


Рис. 1. Система координат для осесимметричной геометрии

системе координат (ξ, η) представляет собой прямоугольник, называемый ее образом (рис. 2.2б).

Пусть граница области интегрирования задана уравнениями:

$$x = 0; R = f(x); x = L; r = 0, \quad (12)$$

где функция $R = f(x)$ – является непрерывной, дважды дифференцируемой функцией. Уравнениями преобразования произвольной области интегрирования в прямоугольную область являются

$$\xi = \frac{rr_*}{f(x)}, \quad \eta = x. \quad (13)$$

При использовании этих соотношений горизонтальным прямым $\xi = \text{const}$ в системе (ξ, η) (рис. 2б) в системе (x, y) соответствуют некоторые кривые линии (рис. 2а).

Якобианом преобразования является

$$\frac{\partial(\xi, \eta)}{\partial(r, x)} \equiv \frac{\partial \xi}{\partial r} \frac{\partial \eta}{\partial x} - \frac{\partial \xi}{\partial x} \frac{\partial \eta}{\partial r} \equiv \frac{r_*}{f(x)} > 0 \quad (14)$$

в любой точке рассматриваемой области. Значит уравнения преобразования (13) в достаточно малой окрестности каждой точки области определяют взаимно однозначное соответствие этой окрестности и множества точек (ξ, η) образованных значениями функций (13).

Для преобразования уравнений системы (11) необходимо сделать следующие подстановки:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial r} = \frac{\partial \xi}{\partial r} \frac{\partial \varphi}{\partial \xi} + \frac{\partial \eta}{\partial r} \frac{\partial \varphi}{\partial \eta} = \frac{1}{R} \frac{\partial \varphi}{\partial \xi}, \quad \frac{\partial \varphi}{\partial x} = \frac{\partial \xi}{\partial x} \frac{\partial \varphi}{\partial \xi} + \frac{\partial \eta}{\partial x} \frac{\partial \varphi}{\partial \eta} = -\frac{\bar{a}}{R} \xi \frac{\partial \varphi}{\partial \xi} + \frac{\partial \varphi}{\partial \eta}, \quad (15)$$

где $\bar{R} = \frac{f(x)}{r_*}$ – безразмерный радиус области; $\bar{a} = \frac{1}{r_*} \frac{df(x)}{dx}$.

После преобразований система уравнений, например для P_1 – приближения, в криволинейных координатах принимает вид

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{R \xi} \frac{\partial}{\partial \xi} \xi \varphi_{11} - \frac{\bar{a}}{R} \xi \frac{\partial \varphi_{10}}{\partial \xi} + \frac{\partial \varphi_{10}}{\partial \eta} + \alpha_\lambda = j_{c\lambda}(\mathbf{M}), \\ \frac{\partial \varphi_{00}}{\partial \eta} - \frac{\bar{a}}{R} \xi \frac{\partial \varphi_{00}}{\partial \xi} + 3k_1 \varphi_{10} = 0, \\ \frac{1}{R} \frac{\partial \varphi_{00}}{\partial \xi} + 3k_1 \varphi_{11} = 0. \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

В данной главе рассмотрены вопросы аппроксимации граничных условий, получения разностных аналогов системы дифференциальных уравнений и алгоритм решения разностных уравнений.

Исходными данными при решении уравнения переноса излучения в двухфазных средах являются спектральные коэффициенты ослабления k_λ , поглощения α_λ , рассеяния β_λ и индикатриса рассеяния γ . Продукты сгорания в соплах некоторых типов летательных аппаратов представляют сложную полидисперсную систему, состоящую из газообразных продуктов сгорания и взвешенных в них, твердых и жидких частиц конденсата различных размеров с разными электрооптическими характеристиками. При сжигании в

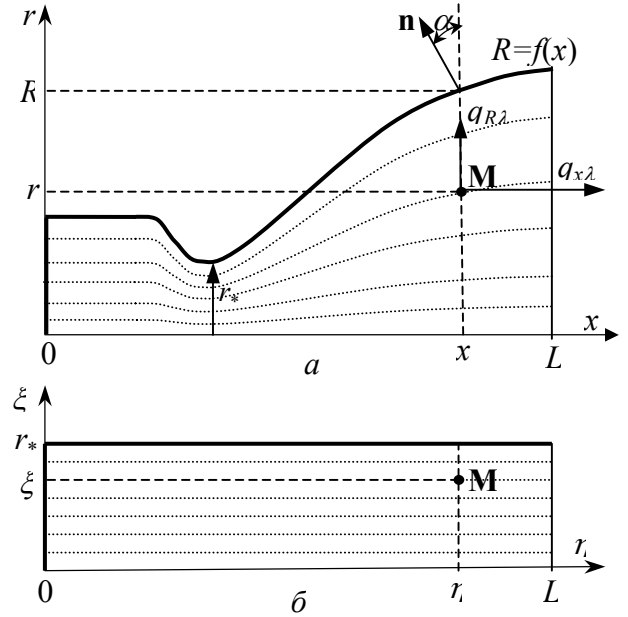


Рис. 2. Исходная (а) и преобразованная (б) системы координат

топках энергетических установок мазута и угля в продуктах сгорания присутствуют полидисперсные частицы сажи. Спектральные коэффициенты поглощения и спонтанного излучения $j_{c\lambda}$ газовой и конденсированной фаз являются аддитивными величинами. Поэтому соответствующие коэффициенты двухфазных продуктов сгорания можно представить в виде сумм

$$\alpha_{\lambda} = \alpha_{s\lambda} + \alpha_{c\lambda} + \alpha_{e\lambda}; \quad j_{c\lambda} = (\alpha_{c\lambda} + \alpha_{e\lambda})I_{b\lambda}(T_e) + j_{cs\lambda}, \quad (17)$$

где $\alpha_{s\lambda}$, $\alpha_{c\lambda}$, $\alpha_{e\lambda}$ – эффективные спектральные коэффициенты поглощения полидисперсной системы частиц конденсированной фазы, частиц сажи и газообразных продуктов сгорания соответственно; $I_{b\lambda}(T_e)$ – интенсивность излучения черного тела при температуре газа; $j_{cs\lambda}$ – спектральный коэффициент спонтанного излучения полидисперсных частиц.

Эффективный спектральный коэффициент ослабления гетерогенных продуктов сгорания является суммой эффективных коэффициентов поглощения и рассеяния

$$k_{\lambda} = \alpha_{\lambda} + \beta_{s\lambda} = k_{s\lambda} + \alpha_{c\lambda} + \alpha_{e\lambda}, \quad (18)$$

где $k_{s\lambda}$, $\beta_{s\lambda}$ – спектральные коэффициенты ослабления и рассеяния системы частиц.

При течении двухфазных потоков в соплах Лаваля температура частиц конденсированной фазы заметно отстает от температуры газовой фазы. Температурное отставание зависит от размеров частиц. Это приводит к тому, что в единице объема гетерогенных продуктов сгорания содержатся частицы с разными температурами. Так как оптические константы окислов металлов существенно зависят от температуры, при определении радиационных характеристик полидисперсной системы необходимо учитывать температурное отставание частиц разных размеров. Автором предлагается следующая формула для спектрального коэффициента спонтанного излучения конденсированной фазы:

$$j_{cs\lambda} = N \int_0^{\infty} \sigma_{\text{пл}}(r_s) I_{b\lambda}(T_s(r_s)) f(r_s) dr_s. \quad (19)$$

где N – общее количество частиц всех размеров в единице объема гетерогенной среды; $f(r_s)$ – счетная функция распределения частиц по размерам; $\sigma_{\text{пл}}(r_s)$ – сечение поглощения единичной частицы радиуса r_s ; $I_{b\lambda}(T_s(r_s))$ – спектральная интенсивность излучения черного тела при температуре частиц $T_s(r_s)$.

Для вычисления коэффициентов поглощения, рассеяния и индикатрисы рассеяния конденсированных частиц окислов металлов в продуктах сгорания нами использовано решение Ми. Одним из основных параметров, определяющих радиационные свойства частиц является комплексный показатель преломления

$$\tilde{n} = n - i\zeta, \quad (20)$$

В продуктах сгорания металлизированных топлив часто содержатся частицы жидкой или твердой окиси алюминия Al_2O_3 . Однако получение температурной зависимости и дисперсии оптических констант веществ при температурах выше 2000К представляет сложную проблему. Численные расчеты, проведенные нами показывают сильную зависимость радиационных свойств полидисперсных сред от показателя поглощения частиц (при температурах $T > 2330\text{K}$).

Автор является соавтором экспериментальных исследований по определению комплексного показателя преломления расплавленной окиси алюминия Al_2O_3 , V_2O_3 , LiF , MgO , Данные для окиси алюминия можно аппроксимировать зависимостями

$$n = 1,747 + 0,0066\lambda - 0,0068\lambda^2 + 3 \cdot 10^{-5} T, \quad (21)$$

$$\lg \zeta = -2,19 + 0,089\lambda^{0,95} - 0,56 \cdot 10^{-3} (3200 - T) \lambda^{-0,45}. \quad (22)$$

Газообразные продукты сгорания металлизированных топлив отличаются сложным составом. В продуктах сгорания могут присутствовать молекулы CH_4 , C_2H_2 , H_2O , CO_2 , CO , H_2 , HCl , HF , LiH , LiCl , KCl , NO и др. В топках технологических печей наибольший вклад в излучение вносят трехатомные газы H_2O , CO_2 , SO_2 . Для учета селективности излучения продуктов сгорания в топках трубчатых печей нами использована модель широкой полосы Эдвардса, включающая спектральные полосы 15; 4,3; 2,7 мкм излучения CO_2 и 10; 6,3; 2,7; 1,5 мкм H_2O . По этой модели выделяется девять спектральных полос, при этом четыре полосы соответствуют H_2O , две полосы CO_2 , одна полоса прозрачной области спектра и две полосы возникают вследствие перекрывания двух пар полос: 2,7 мкм; 10 и 15 мкм. Для уменьшения количества полос перекрывающиеся пары были усреднены по Планку.

При течении двухфазных смесей в осесимметричных соплах наблюдается неравномерное распределение плотности и размеров частиц конденсата как поперек потока, так и вдоль сопла. В результате соударений частиц происходит их слияние и дробление. Для продуктов сгорания топлив, содержащих в своем составе бор и литий, в процессе истечения возможна неравновесная конденсация паров B_2O_3 , LiF . Процесс конденсации приводит к существенному изменению концентрации и размеров частиц по длине сопла. При больших размерах частиц ($r_s > 5$ мкм) и малых диаметрах минимального сечения сопла ($d^* < 25$ мм) траектории частиц в расширяющейся части сопла близки к прямолинейным. Траектории частиц малых размеров искривлены и при больших диаметрах сопел близки по форме к линиям тока газа. Линии тока газа и частиц в сужающейся части сопла довольно близки между собой, а в трансзвуковой и сверхзвуковой частях заметно различаются, особенно при больших диаметрах частиц и малых диаметрах минимального сечения сопла. Для частиц всех размеров существует траектория, которая касается стенки сопла в сужающейся части. Вниз по потоку от точки касания у стенки образуется зона, свободная от частиц. Для частиц с размером $r_s > 5$ мкм и сопел с $d^* < 50$ мм зона чистого газа занимает значительную часть сечения. Вследствие разности радиальных составляющих скоростей газа и частиц увеличивается концентрация и размеры частиц конденсированной фазы на периферии сужающейся части сопла. У стенки минимального сечения канала образуется зона, содержащая только частицы малых размеров относительно малой концентрации. В расширяющейся части сопла частицы больших размеров сепарируют к оси сопла, что связано со значительным отставанием радиальной и осевой составляющих скоростей частиц от соответствующих составляющих скоростей газа в трансзвуковой области.

Проанализировано влияние неравномерного распределения плотности и размеров частиц поперек потока на уровень излучения двухфазных сред. Численные исследования проведены в P_3 – приближении метода сферических гармоник. Были рассмотрены два варианта распределения плотности конденсированной фазы ρ_s по поперечному сечению потока. В первом случае принималось линейное изменение плотности конденсата поперек потока. Во втором варианте до значения относительного радиуса сечения $\bar{r} = \bar{r}_n$ значения ρ_s принималось постоянным, в пристеночной зоне принято линейное изменение ρ_s в зависимости от \bar{r} . Количественно неравномерность распределения концентрации частиц по поперечному сечению оценивалась отношением значения ρ_{s1} у стенки к значению в ядре потока ρ_{s0} : $\xi_\rho = \rho_{s1}/\rho_{s0}$, а также относительным радиусом предельной линии тока частиц \bar{r}_k . Схемы изменения плотности конденсированной фазы ρ_s и безразмерной температуры \bar{T} поперек потока, характерные для различных сечений сопла приведены на рис. 3. При расширении продуктов сгорания в соплах, в зависимо-

сти от термодинамических и газодинамических факторов, толщина теплового пограничного слоя может меняться в достаточно широких пределах. Поэтому при параметрических исследованиях значения δ_T варьировались в диапазоне от 0 до 12 мм.

На рис. 4 приведены зависимости безразмерной спектральной плотности теплового излучения $\bar{q}_{R\lambda}$ к стенке сопла от толщины теплового пограничного слоя δ_T и параметра ξ_p . Под безразмерной плотностью $\bar{q}_{R\lambda}$ понимается отношение спектральной поверхностной плотности теплового излучения, падающего на стенку $q_{R\lambda}$ к полусферической спектральной поверхностной плотности излучения АЧТ при температуре газа в ядре потока: $\bar{q}_{R\lambda} = q_{R\lambda}/q_{b\lambda}(T_{я})$.

Предполагалось, что двухфазная излучающая среда состоит из полидисперсной системы сферических частиц конденсированной фазы и газообразных продуктов сгорания. Расчеты выполнены при различных значениях комплексного показателя преломления и при следующих параметрах гамма – функции распределения частиц по размерам: $a = 1,642 \text{ мкм}^{-1}$, $b = 1,11$. Выбранные значения температуры и плотности газовой фазы характерны для трансзвуковой области течения продуктов сгорания металлизированных топлив. На рис. 4. приведены данные, когда в ядре потока до относительного радиуса сечения $\bar{r} = 0,5$ значение ρ_s остается постоянным, а в приграничной зоне меняется по линейному закону. Приведенные на других рисунках данные получены при предположении о линейном изменении ρ_s поперек потока.

Частицы конденсированной фазы, находящиеся в пределах пристеночного слоя, оказывают экранирующий эффект излучению, приходящего из зоны с более высокой температурой. Как видно из рис. 4, при увеличении концентрации частиц у стенок эффект ослабления пристеночной зоны усиливается ($\xi_p = 2; 4$), так как в слое с более низкой температурой рассеивающих частиц оказывается больше, чем при равномерном распределении ρ_s поперек потока ($\xi_p = 1$). При уменьшении концентрации конденсиро-

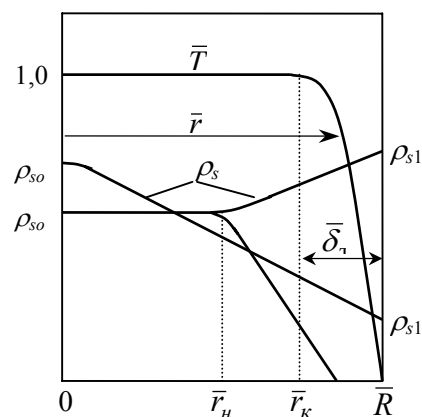


Рис. 3. Схемы изменения ρ_s и \bar{T} по поперечному сечению

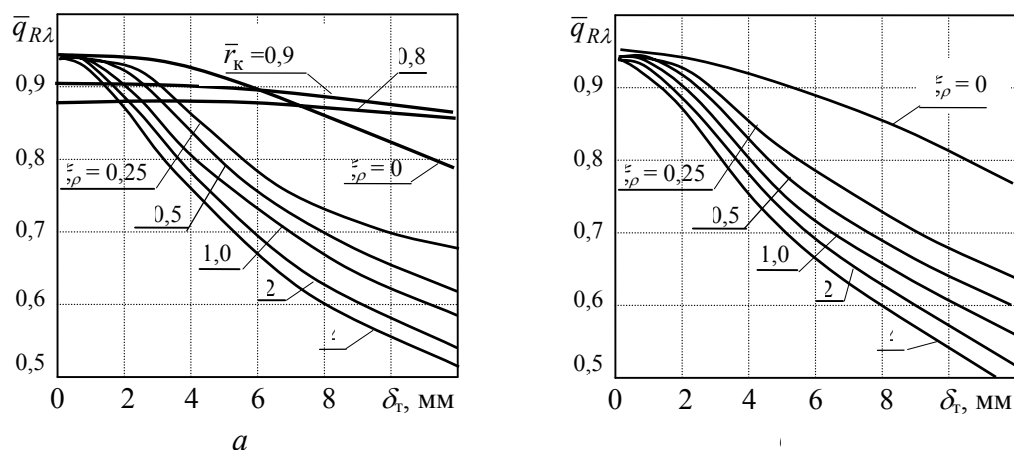


Рис. 4. Влияние профиля температуры и распределения плотности конденсированной фазы ρ_s по поперечному сечению канала на уровень излучения полидисперсного потока: $\rho_2 = 2,426 \text{ кг/м}^3$; $R = 0,05 \text{ м}$; $\lambda = 1 \text{ мкм}$; $n = 1,75$; $\Delta = 0,429$; а) $(= 0,01$; $\alpha_2 = 0$; б) $(= 0,001$; $\alpha_2 = 10 \text{ м}^{-1}$;

ванной фазы у стенки ослабление излучения пристеночным слоем снижается ($\xi_p = 0,5; 0,25; 0$). Когда предельная линия тока отрывается от стенки, эффект экранизации практически отсутствует ($\bar{r}_k = 0,9; 0,8$).

С уменьшением показателя поглощения частиц конденсата (ζ , плотности газовой фазы ρ_2 и отношения расходов конденсата и газа Δ ослабление излучения в пристеночном слое и влияние неравномерности ρ_s уменьшаются. В то же время характер влияния неравномерного распределения ρ_s поперек потока, а также толщины теплового пограничного слоя на уровень излучения продуктов сгорания оказывается одинаковым при различных значениях ζ , ρ_2 и Δ .

Как показывают расчеты, увеличение модального радиуса частиц к периферии потока приводит к росту излучения двухфазной среды. Если не учитывать изменение функции распределения поперек потока, а вычислить лучистые потоки при постоянном значении модального радиуса частиц $r_m = r_{m0}$ или $r_m = (r_{m0} + r_{m1})/2$, то это приводит к занижению численных значений $\bar{q}_{R\lambda}$ от 6% до 25%. При уменьшении средних размеров частиц к периферии потока излучение от двухфазной среды в направлении стенки сопла уменьшается до 16%.

При расширении продуктов сгорания металлизированных топлив в соплах температура частиц конденсата от местной температуры газовой фазы может быть выше на несколько сотен кельвин. Комплексный показатель преломления частиц окислов металлов, содержащихся в продуктах сгорания, существенно зависят от температуры. Например, показатель поглощения Al_2O_3 (ζ при изменении температуры от 1500К до 3000К увеличивается на несколько порядков. Результаты расчетов двухфазных течений в соплах показывают, что температурное отставание возрастает пропорционально радиусу частиц:

$$\Delta T_s = \bar{t} r_s, \quad (23)$$

где \bar{t} – коэффициент пропорциональности, $K \cdot \mu m^{-1}$. Это приводит к тому, что в малом объеме dV гетерогенных продуктов сгорания содержатся частицы с разными температурами. Повышение температуры частиц, как правило, приводит к росту коэффициента поглощения полидисперсной системы.

Для выявления роли температурного неравновесия различных фаз на процесс радиационного теплообмена был сделан ряд расчетов. На рис. 5 приведены значения безразмерных плотностей спектральных лучистых потоков в трех сечениях сопла Лавая от продуктов сгорания алюминизированного топлива. Лучистые потоки отнесены к излучению АЧТ при температуре газовой фазы в ядре потока соответствующего сечения. В минимальном сечении сопла с радиусом $r_* = 0,1$ м продукты сгорания в мольных долях имеют следующий состав: Н – 0,0185; Cl – 0,0032; H_2 – 0,4497; H_2O – 0,0484; HCl – 0,1320; N_2 – 0,0724; CO – 0,2719; CO_2 – 0,0039. Массовая доля частиц Al_2O_3 – $z = 0,35$. В сверхзвуковой области течения изменение состава и массовой доли конденсата незначительно. Температура продуктов сгорания на входе в сопло $T_{oc} = 3140K$, давление – $p_{oc} = 4$ МПа. Среднемассовый радиус частиц $r_{s43} = 5,75$ мкм в расширяющейся части сопла. Спектральный диапазон от $\lambda = 0,5$ мкм до $\lambda = 8$ мкм был разделен на 25 неравномерных интервалов. В пределах каждого интервала коэффициент поглощения газа вычислялся с учетом перекрытия полос поглощения различных газов.

На рис. 5 приведены зависимости безразмерных спектральных плотностей теплового излучения $\bar{q}_{R\lambda}$ от длины волны в трех сечениях сопла с относительными радиусами $\bar{R} = R/r_* = 1; 1,45$ и $2,6$. Температура газовой фазы в данных сечениях равнялась соответственно 2936К, 2420К и 2045К. По результатам газодинамических расчетов в соответствующих сечениях сопла приняты следующие коэффициенты пропорциональности

температурного отставания частиц в зависимости от их радиуса r_s : $\bar{t}_{\bar{R}=1} = 20$; $\bar{t}_{\bar{R}=1,45} = 35$; $\bar{t}_{\bar{R}=2,1} = 60$. Как видно из рис. 5, учет температурного отставания частиц Al_2O_3 от температуры газовой фазы приводит к увеличению лучистых потоков во всем спектральном диапазоне. Однако наиболее сильное влияние ΔT_s на излучение двухфазных продуктов сгорания в соплах получается при коротких длинах волн. При длинах волн $\lambda < 1$ мкм уровень излучения двухфазной среды может быть больше уровня излучения черного тела при местной температуре газовой фазы в ядре потока. Резкое увеличение излучательной способности полидисперсной системы при коротких длинах волн при температурном отставании частиц на наш взгляд можно использовать для экспериментального определения температурного неравновесия различных фаз. Однако, для этого необходимы достаточно точные сведения о показателе поглощения частиц конденсированной фазы.

Расчеты показывают, что в сужающейся части сопла и в области трансзвукового течения зависимость безразмерной плотности излучения гетерогенных продуктов сгорания от длины волны при $\lambda > 2$ мкм достаточно плавная, но в то же время отличается от излучения серого тела. При от-

сутствии температурного отставания частиц Al_2O_3 такой характер наблюдается во всем спектральном диапазоне. В этих условиях излучение гетерогенных продуктов сгорания в основном формируется излучением частиц конденсированной фазы. Тот факт, что конденсированная фаза является полидисперсной, приводит к сглаживанию зависимости оптических свойств частиц от длины волны. В спектральном диапазоне $3 < \lambda < 6$ мкм наблюдается заметное возрастание $\bar{q}_{R\lambda}$ за счет излучения газовой фазы.

В расширяющейся части сопла излучение продуктов сгорания алюминизированных топлив имеет сильный селективный характер. За счет уменьшения показателя поглощения частиц окиси Al_2O_3 со снижением температуры продуктов сгорания при их расширении в сопле излучательная способность конденсированной фазы уменьшается. Возрастает роль излучения газообразных продуктов сгорания. Если в процессе расширения в сопле процесс кристаллизации частиц Al_2O_3 заканчивается, то на срезе сопла основную роль в излучении продуктов сгорания играет газовая фаза.

Данные, приведенные на рис. 5, получены в предположении, что частицы кристаллизуются при достижении температуры плавления. Из-за зависимости температурного отставания частиц от их размеров затвердевание частиц разных размеров происходит в разных сечениях сопла. В результате в элементарном объеме продуктов сгорания могут оказаться как жидкие, так и твердые частицы. Излучательная способность жидких частиц Al_2O_3 больше, чем у частиц в твердой фазе, и присутствие жидких частиц увеличи-

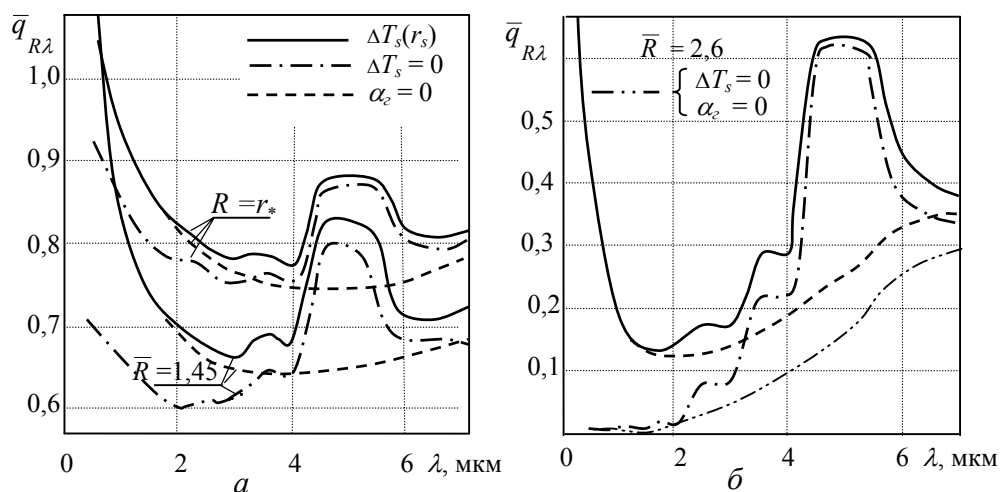


Рис. 5. Безразмерная спектральная плотность излучения двухфазных продуктов сгорания в различных сечениях сопла: $p_{oc} = 4$ МПа; $T_{oc} = 3140\text{K}$; $r_* = 0,1$ м; а) $\bar{R} = 1$ и $\bar{R} = 1,45$; б) $\bar{R} = 2,6$

вает тепловое излучение продуктов сгорания в расширяющейся части сопла. В действительности, вероятность нахождения конденсата в жидком состоянии увеличивается с возможным переохлаждением частиц в соплах. Поэтому они и с достижением температуры плавления могут оставаться в жидком состоянии. Переохлаждение частиц конденсата приводит к значительному увеличению излучения гетерогенных продуктов сгорания (рис. 6). Большое отличие уровней излучения переохлажденной и твердой окиси алюминия при одной и той же температуре объясняется скачкообразным изменением показателя поглощения при затвердевании. Сильный скачок показателя поглощения имеет место при коротких длинах волн излучения. На рис. 7 приведены значения плотностей спектральных лучистых потоков от двухфазной среды в направлении стенки сопла в области выходного сечения. Как видно, уровень лучистых потоков, вычисленных с учетом переохлаждения частиц, при коротких длинах волн больше, чем соответствующие значения, вычисленные без переохлаждения частиц. Влияние скачкообразного изменения показателя поглощения на лучистые потоки сглаживается из-за зависимости температурного отставания частиц от их размеров. По этой же причине сглаживается влияние скачка температуры частиц при кристаллизации.

Как видно из рис. 6 и 7, излучение газовой фазы уменьшает отличие значений лучистых потоков, вычисленных с учетом и без учета переохлаждения частиц окиси алюминия. Необходимо также отметить, что в области выходного сечения лучистые потоки в направлении стенки увеличиваются за счет рассеяния на частицах излучения из высокотемпературной области минимального сечения. Поэтому отличие лучистых потоков рассчитанных в двухмерной постановке с учетом и без учета переохлаждения частиц конденсата получается меньше чем при расчете в одномерном приближении.

В соплах имеют место большие оптические неоднородности и в осевом направлении и поперек потока. Исследования, проведенные в двухмерном приближении, показывают, что расчет излучения двухфазных сред в одномерной постановке задачи лучистого теплообмена при больших оптических неоднородностях и без учета реальной формы излучающего объема может привести к неверным результатам. Поэтому представляет практическую ценность исследование влияния двухмерных эффектов на уровень излучения гетерогенных продуктов сгорания.

В данной работе влияние двухмерных эффектов на излучение двухфазных сред исследовались на примере течения в сопле продуктов сгорания алюминизированного перхлората аммония. Дав-

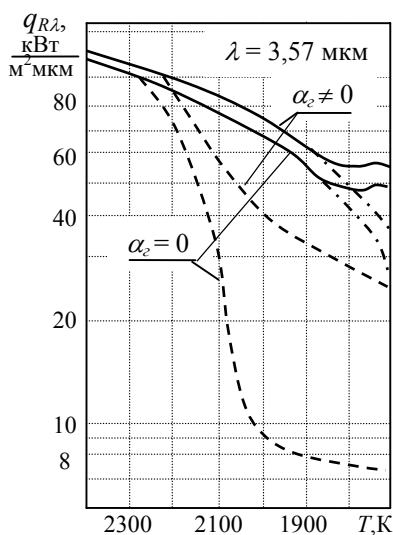


Рис. 6. Влияние переохлаждения частиц конденсата на $q_{R\lambda}$:
 — с учетом переохлаждения;
 — · — кристаллизация при постоянной температуре T_F ;
 - - - затвердевание при температуре плавления

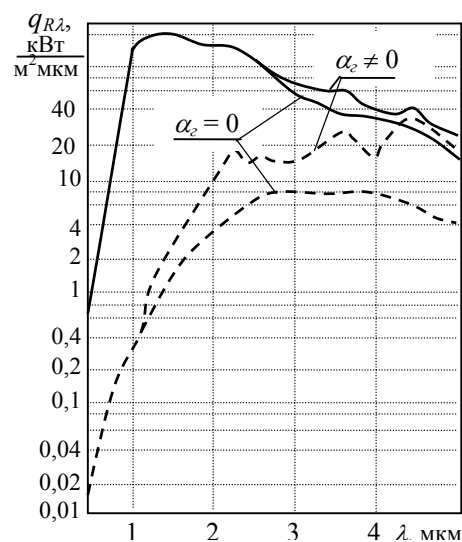


Рис. 7. Плотности спектральных лучистых потоков к стенке в области выходного сечения сопла: $T_2 = 1860$ К; — с учетом переохлаждения частиц Al_2O_3 ;
 - - - без учета

ление и температура продуктов сгорания на входе в сопло следующие: $p_{co} = 4$ МПа; $T_{co} = 3140$ К. По результатам термодинамических расчетов массовая доля конденсированных частиц Al_2O_3 в продуктах сгорания меняется от $z = 0,32$ на входе в сопло и до $z = 0,358$ у выходного сечения сопла. Рост размеров частиц происходит по всей длине сопла. В области минимального сечения $r_{s43} = 2,5$ мкм ($a = 2$ мкм $^{-1}$; $b = 1$); при $\bar{x} = 1$ среднемассовый радиус $r_{s43} = 5,75$ мкм ($a = 3,0$ мкм $^{-1}$; $b = 0,5$) и при значении безразмерной координаты вдоль сопла $\bar{x} = 4,7$ среднемассовый радиус $r_{s43} = 5,75$ мкм ($a = 0,8$ мкм $^{-1}$; $b = 2,4$). На рис. 8 приведены распределения спектральных плотностей теплового излучения по стенке сопла. Сплошные линии соответствуют распределениям лучистых потоков, полученных решением уравнения переноса излучения в двухмерной постановке. На этом же рисунке штриховыми линиями приведены распределения лучистых потоков, полученных использованием P_3 – приближения в одномерной постановке (бесконечный цилиндр). Для вычисления плотностей лучистых потоков в каком-то сечении сопла в одномерном приближении радиус цилиндра и радиационные характеристики продуктов сгорания приняты соответствующие данному сечению сопла.

Как видно из рис. 8, значения лучистых потоков в сужающейся части сопла, полученные в одномерном и двухмерном приближениях, практически совпадают. Однако в расширяющейся части сопла результаты расчета плотностей лучистых потоков, полученные в одномерной постановке, при коротких длинах волн излучения получаются существенно ниже соответствующих величин, вычисленных в двухмерной постановке. В составе газовой фазы отсутствуют молекулы, эффективно поглощающие при коротких длинах волн, а при низких температурах потока, имеющих место у выходного сечения сопла, коэффициенты поглощения частиц конденсата Al_2O_3 небольшие и уровень излучения в основном определяется рассеянным на частицах излучением из области трансзвукового сечения. В частности при $\lambda > 4$ мкм проявляется излучение молекул HCN и CO . Это приводит к увеличению оптической плотности среды, вследствие чего излучение из зоны с более высокой температурой поглощается слоем двухфазной смеси. Поэтому на рис. 8 при $\lambda = 4$ мкм распределения падающих к стенке сопла лучистых потоков, полученные в разных приближениях, совпадают.

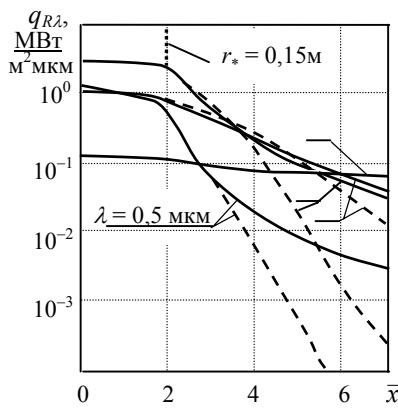


Рис. 8. Распределение плотностей спектральных потоков, падающих к стенке сопла: — двухмерная задача; ---- одномерная задача; $\epsilon_w = r_w = 0,5$; $T_w = 1000$ К;

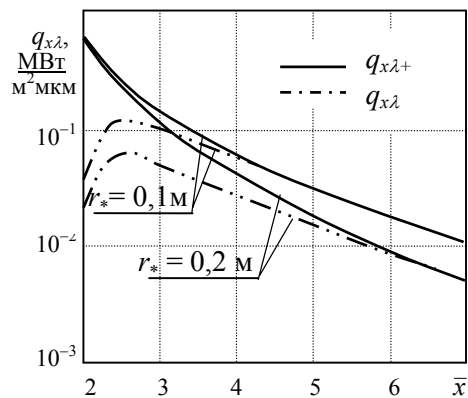


Рис. 9. Изменение плотностей спектральных потоков излучения в осевом направлении: — $q_{x\lambda+}$; ---- $q_{x\lambda}$; $\epsilon_w = r_w = 0,5$; $T_w = 1000$ К; $\lambda = 0,5$ мкм

На рис. 9 показаны изменения плотностей радиационных потоков в направлении оси x вдоль оси сопла. На рисунке представлено изменение плотностей спектральных потоков в направлении оси x — $q_{x\lambda+}$ и плотностей потоков результирующего излучения $q_{x\lambda}$ в том же направлении. Расчеты показывают, что на входе в сопло плотность потока результирующего излучения $q_{x\lambda}$ практически равняется нулю. Влияние излучения из какой либо области проявляется примерно в пределах 10 единиц оптической толщины. В сужающейся части сопла при большой оптической толщины двухфазной среды небольшой градиент температуры. В результате, лучистые потоки со стороны камеры сгорания

и со стороны сужающейся части сопла получаются примерно одинаковыми. Существенный рост результирующего излучения происходит в области трансзвуковых течений, где имеют место большие градиенты газодинамических параметров. На некотором удалении от минимального сечения в сторону расширяющейся части сопла величина $q_{x\lambda}$ достигает максимума. Вниз по потоку значения результирующих потоков $q_{x\lambda}$ постепенно уменьшаются, так как уменьшаются плотности лучистых потоков в направлении оси x . У выходного сечения отличие $q_{x\lambda}$ от $q_{x\lambda+}$ небольшое. Это свидетельствует о том, что излучение со стороны сопла существенно больше, чем со стороны свободной струи, т.е. $q_{x\lambda+} > q_{x\lambda-}$. С увеличением абсолютных размеров сопла, и в линиях, и в полосах поглощения газа из-за роста оптической плотности среды результирующее излучение в направлении оси x уменьшается. Расчеты показали, что изменение размеров сопла несущественно влияет на уровень лучистых потоков к стенке в дозвуковой и трансзвуковой областях течения, так как в этих областях радиационные потоки достигают своих предельных значений при достаточно малых радиусах сопла.

В третьей главе описывается математическая модель и дифференциальный метод теплового расчета камер радиации трубчатых печей. Подробно рассмотрены вопросы разностной аппроксимации системы двумерных дифференциальных уравнений радиационной газовой динамики и методы их численного решения.

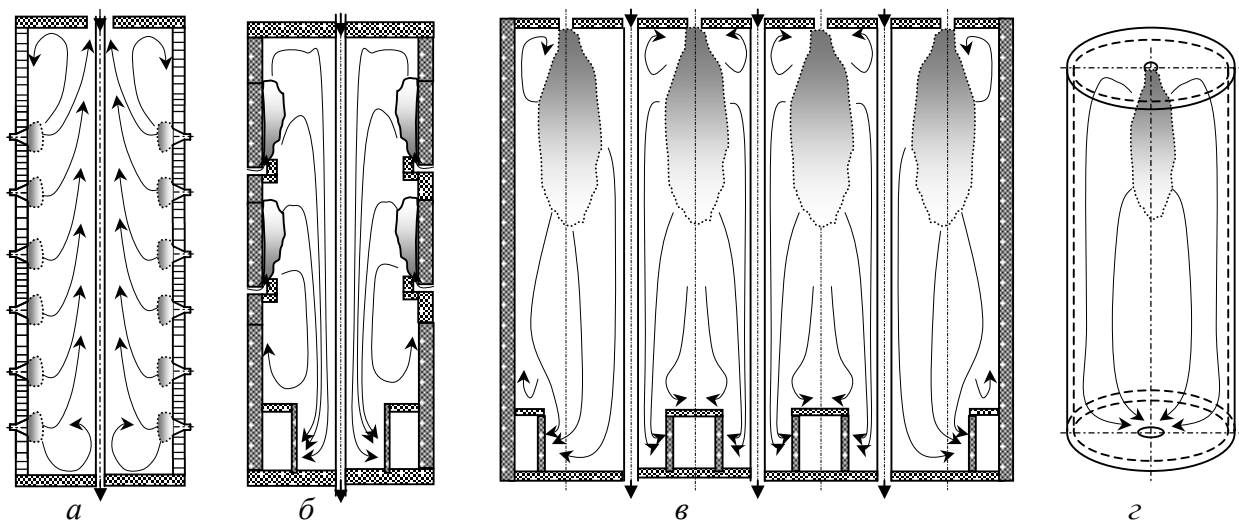


Рис. 10. Схемы трубчатых печей

На нефтехимических установках наиболее часто применяют печи с вертикально расположенными трубчатыми змеевиками. Имеются печи с беспламенными горелками на излучающих стенах (рис.10а), с горелками настольного (рис.10 б) и открытого сжигания газообразного топлива (рис.10 в, г). Рассматриваемые в данной работе трубчатые печи характеризуются малой шириной радиационной камеры по сравнению с ее длиной и высотой, симметричным расположением трубчатого экрана и ряда горелок. В этом случае изменение параметров потока по длине намного меньше, чем по ее ширине и высоте. Поэтому задачу теплообмена и газовой динамики продуктов сгорания можно рассматривать в двумерной постановке. При этом трубчатый экран заменяется непрозрачной для излучения лучевоспринимающей поверхностью с эффективной степенью черноты.

При использовании метода дискретных ординат уравнение переноса излучения (1) заменяется системой дифференциальных уравнений относительно интенсивности излучения I_m^k вдоль ограниченного количества выделенных направлений $S_m \{S_m; m = 1, N_o\}$. Эти направления задаются набором угловых координат $\{\mu_m, \xi_m; m = 1, N_o\}$, равными ве-

личине проекции единичного вектора направления S_m на оси координат Ox и Oy соответственно. В зависимости от их количества различают S_2 – приближение ($N_o = 4$), S_4 – приближение ($N_o = 12$), и другие. Таким образом, вместо интегро-дифференциального уравнения (1) получается система дифференциальных уравнений относительно интенсивности излучения I_m^k в k -ом спектральном диапазоне вдоль каждого из этих направлений m :

$$\mu_m \frac{\partial I_m^k}{\partial x} + \xi_m \frac{\partial I_m^k}{\partial y} = \alpha_k \int_{\lambda_{k-1}}^{\lambda_k} I_{b\lambda} d\lambda + (\alpha_k + \beta_k) I_m^k + \frac{\beta_k}{4\pi} \sum_{m'=k}^{N_o} w_{m'} \phi_{m'm} I_{m'}^k, \quad (24)$$

где α_k , β_k – осредненные спектральные коэффициенты поглощения и рассеяния в спектральном диапазоне k ; μ_m , ξ_m – угловые координаты и w_m – весовые коэффициенты.

Граничное условие (7) в методе дискретных ординат для различных стенок аппроксимируются следующими выражениями:

$$I_m^k = \varepsilon_k I_{bk}(T_w) + \frac{r_k}{\pi} \sum_{m'}^{N_o} w_{m'} |\mu_{m'}| I_{m'}^k, \quad (25)$$

при $x = 0$ ($\mu_m > 0$ и $\mu_{m'} < 0$); при $x = a$ ($\mu_m < 0$ и $\mu_{m'} > 0$);

$$I_m^k = \varepsilon_k I_{bk}(T_w) + \frac{r_k}{\pi} \sum_{m'}^{N_o} w_{m'} |\xi_{m'}| I_{m'}^k, \quad (26)$$

при $y = 0$ ($\xi_m > 0$ и $\xi_{m'} < 0$); при $y = b$ ($\xi_m < 0$ и $\xi_{m'} > 0$).

Поле температуры определяется в результате решения уравнения энергии:

$$\rho c_p u \frac{\partial T}{\partial x} + \rho c_p v \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} (\lambda_{\text{эф}} \frac{\partial T}{\partial x}) + \frac{1}{y^\alpha} \frac{\partial}{\partial y} (\lambda_{\text{эф}} y^\alpha \frac{\partial T}{\partial y}) + (q_v - \text{div} \mathbf{q}_p), \quad (27)$$

где u , v – компоненты скорости продуктов сгорания вдоль осей x и y ; c_p – изобарная теплоемкость; $\lambda_{\text{эф}} = \lambda + \lambda_t$ – коэффициент эффективной теплопроводности; q_v – объемная плотность источников тепла; $\text{div} \mathbf{q}_p$ – мощность плотности лучистых потоков; $\alpha = 0$ – для плоской геометрии и $\alpha = 1$ – для цилиндрически симметричных задач.

Поле течения определяется в ходе решения уравнений движения:

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} (\mu_{\text{эф}} (2 \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} \text{div} \mathbf{v})) + \frac{1}{y^\alpha} \frac{\partial}{\partial y} (y^\alpha \mu_{\text{эф}} (\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x})) + f_1, \quad (28)$$

$$\rho u \frac{\partial v}{\partial x} + \rho v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} (\mu_{\text{эф}} (\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x})) + (y^\alpha \mu_{\text{эф}} (2 \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3} \text{div} \mathbf{v})) + \frac{\mu_{\text{эф}}}{y^\alpha} (2 \frac{v}{y^\alpha} - \frac{2}{3} \text{div} \mathbf{v}) + f_2, \quad (29)$$

где $\mu_{\text{эф}} = \mu + \mu_t$ – эффективная вязкость; f_1 , f_2 – массовые силы. Если ось x направлена по вертикали вниз, то $f_1 = \rho g (1 - \beta(T - T_\infty))$, $f_2 = 0$, где $\beta = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial T}$ – коэффициент объемного расширения; g – ускорение свободного падения.

Добавляются уравнение неразрывности и уравнение состояния газа

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{1}{y^\alpha} \frac{\partial}{\partial y} (y^\alpha \rho v) = 0, \quad p = \frac{\rho}{\mu_{cm}} RT. \quad (30)$$

Для замыкания системы уравнений (для определения коэффициентов турбулентного переноса) используется модифицированная двухпараметрическая диссипативная $k-\varepsilon$ модель турбулентности. Уравнения для кинетической энергии турбулентных пульсаций k и скорости ее диссипации ε имеют вид

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u \phi) + \frac{1}{y^\alpha} \frac{\partial}{\partial y}(y^\alpha \rho v \phi) = \frac{\partial}{\partial x}(\Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x}) + \frac{1}{y^\alpha} \frac{\partial}{\partial y}(y^\alpha \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial y}) + S_\phi, \quad (31)$$

где $\phi = \{k, \varepsilon\}$; $\Gamma_\phi = \mu + \mu_n / \sigma_\phi$ – коэффициент переноса; S_ϕ – источниковый член.

В данной работе используется модель простой химической реакции, согласно которой горение предварительно перемешанной газовой смеси описывается уравнениями для массовой концентрации горючего m_2 и окислителя $m_{ок}$. Уравнение для m_2 имеет вид:

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u m_2) + \frac{1}{y^\alpha} \frac{\partial}{\partial y}(y^\alpha \rho v m_2) = \frac{\partial}{\partial x}(\Gamma_\tau \frac{\partial m_2}{\partial x}) + \frac{1}{y^\alpha} \frac{\partial}{\partial y}(\Gamma_\tau y^\alpha \frac{\partial m_2}{\partial y}) + S_2. \quad (32)$$

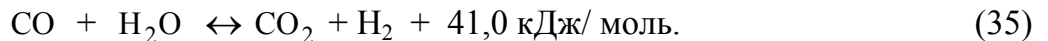
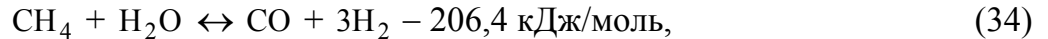
Такому же уравнению удовлетворяет уравнение $m_{ок}$. Источниковый член уравнения для окислителя определяется соотношением $S_{ок} = S_2 A$, где A – стехиометрическое количество окислителя для сгорания 1 кг горючего. Из этих двух уравнений в предположении равенства коэффициентов переноса ($\Gamma_2 = \Gamma_{ок}$), получается уравнение для переменной $\varphi_2 = m_2 - m_{ок} / A$ с нулевым источниковым членом. Коэффициент переноса в (32) $\Gamma_2 = \mu / \sigma_2$, где σ_2 – число Шмидта. Скорость химической реакции R_2 (Источниковый член S_2) определяется по модели «обрыва вихрей».

Эффективная степень черноты трубчатого экрана вычисляется по формуле:

$$\varepsilon_{3\phi} = \varphi_{п,3}(2 - \varphi_{п,3}\varepsilon_\lambda) / (\varepsilon_\lambda + n\varphi_{п,3}(2 - \varphi_{п,3})r_\lambda), \quad (33)$$

где $\varphi_{п,3}$ – угловой коэффициент, зависящий от шага между трубами S_3 и от их диаметра d ; $n = S_3 / (\pi d)$; $r_\lambda = 1 - \varepsilon_\lambda$ – отражательная способность стенки труб.

В данной работе сопряженный теплообмен рассматривается на примере процесса паровой конверсии углеводородного сырья. В основу метода положена равновесная модель, учитывающая следующие реакции окисления метана:



Интегрируя уравнения (24) по разным направлениям контрольного объема вокруг точки (i, j) (рис. 11). В результате получаем систему алгебраических уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \mu_m A_j (I_{m(i+1,j)}^k - I_{m(i-1,j)}^k) + \xi_m B_i (I_{m(i,j-1)}^k - I_{m(i,j+1)}^k) &= F_{ij} - \psi_{ij} + S_{ij}; \\ F_{ij} &= \alpha_{i,j}^k I_b^k(T_{i,j}) \sigma_{ij}; \quad \psi_{ij} = (\alpha_{i,j}^k + \beta_{i,j}^k) \sigma_{ij}; \quad A_j = 0,5(y_{j+1} - y_j); \quad B_i = 0,5(x_{i+1} - x_i); \\ S_{ij} &= \frac{\beta_{i,j}^k \sigma_{i,j}}{4\pi} \sum_{m'=1}^{N_o} w_{m'} \phi_{m'} I_{m'(i,j)}^k; \quad \sigma_{ij} = 4B_i A_j; \quad I_b^k(T_{i,j}) = \int_{\lambda_{k-1}}^{\lambda_k} I_{b\lambda}(\lambda, T_{i,j}) d\lambda; \end{aligned} \right\} \quad (36)$$

Прогоночная формула для этих уравнений имеет вид:

$$I_{m(i,j)}^k = [\mu_m A_j I_{m(i-1,j)}^k + \xi_m B_i I_{m(i,j-1)}^k + \omega(F_{ij} + S_{ij})] / [\omega \psi_{ij} + \mu_m A_j + \xi_m B_i]. \quad (37)$$

Описанные уравнения энергии, движения, $k-\varepsilon$ модели турбулентности и одноступенчатой модели горения можно представить в виде обобщенного дифференциального уравнения:

$$\rho u \frac{\partial \phi}{\partial x} + \rho v \frac{\partial \phi}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x}(\Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y}(\Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial y}) + S_\phi; \quad S_\phi = S_c - S_p \phi, \quad (38)$$

где обобщенная переменная $\phi \equiv \{T, u, v, k, \varepsilon, m_z, m_{ок}\}$. Для каждой из перечисленных переменных свои соответствующие выражения для коэффициентов Γ_ϕ, S_c, S_p , причем $S_p \geq 0$.

Для алгебраической аппроксимации уравнения (38) рассмотрим разностную сетку «шахматного» типа (рис. 11). Узлы, в которых определяются продольная u и поперечная v составляющие скорости (на рис. 11 черные кружечки), сдвинуты относительно «основных» узлов (светлые кружечки) на полшага в продольном и поперечном направлениях соответственно.

Обобщенное уравнение (38) представим в виде:

$$\frac{\partial J_x}{\partial x} + \frac{\partial J_y}{\partial y} = 0, \quad (39)$$

где J_x, J_y – так называемые суммарные потоки (конвекция плюс диффузия):

$$J_x = F_x + D_x \equiv \rho u \phi - \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x}; \quad J_y = F_y + D_y \equiv \rho v \phi - \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial y}. \quad (40)$$

Используя центрально-разностную аппроксимацию для диффузионных и противоточную схему аппроксимации для конвективных потоков, получаем выражения:

$$J_{k+1,j} - F_{k+1,j} \phi_{i,j} = a_{i,j} (\phi_{i,j} - \phi_{i+1,j}); \quad J_{k,j} - F_{k,j} \phi_{i,j} = c_{i,j} (\phi_{i-1,j} - \phi_{i,j}). \quad (41)$$

Аналогичные соотношения можно получить для потоков вдоль направления Oy . Система алгебраических уравнений относительно значений искомой функции ϕ в узлах сетки:

$$p_{i,j} \phi_{i,j} = a_{i,j} \phi_{i+1,j} + c_{i,j} \phi_{i-1,j} + b_{i,j} \phi_{i,j+1} + d_{i,j} \phi_{i,j-1} + f_{i,j}, \quad (42)$$

где

$$\left. \begin{aligned} a_{i,j} &= D_{k+1,j} A(|R_{k+1,j}|) + [-F_{k+1,j}, 0]; & b_{i,j} &= D_{i,l+1} A(|R_{i,l+1}|) + [-F_{i,l+1}, 0]; \\ c_{i,j} &= D_{k,j} A(|R_{k,j}|) + [F_{k,j}, 0]; & d_{i,j} &= D_{i,l} A(|R_{i,l}|) + [F_{i,l}, 0]; \\ p_{i,j} &= a_{i,j} + c_{i,j} + b_{i,j} + d_{i,j} + S_{p,i,j} \Delta x_k \Delta y_l; & f_{i,j} &= S_{c,i,j} \Delta x_k \Delta y_l. \end{aligned} \right\} \quad (43)$$

В этих соотношениях массовые расходы через грани контрольного объема определены выражениями:

$$F_{k,j} = (\rho u)_{k,j} \Delta y_l; \quad F_{i,l} = (\rho v)_{i,l} \Delta x_k. \quad (44)$$

Величины, называемые проводимостями, вычисляются по соотношениям

$$D_{k+1,j} = \Gamma_{k+1,j} \frac{\Delta y_l}{x_{j+1} - x_i}; \quad D_{k,j} = \Gamma_{k,j} \frac{\Delta y_l}{x_i - x_{i-1}}; \quad D_{i,l+1} = \Gamma_{i,l+1} \frac{\Delta x_k}{y_{j+1} - y_j}; \quad D_{i,l} = \Gamma_{i,l} \frac{\Delta x_k}{y_j - y_{j-1}}.$$

Через $R_{k,j}$ и $R_{i,l}$ обозначены сеточные числа Рейнольдса, равные отношению массового расхода к проводимости в соответствующих узловых точках. Оператор $[A, B]$ обозначает максимальную из величин, заключенных в эти скобки.

Система алгебраических уравнений (42) решается полинейным методом с привлечением матричной прогонки ТДМА (Tri – diagonal – Matrix – Algorithm – трехдиагональный матричный алгоритм) или метода матричной прогонки для всей области.

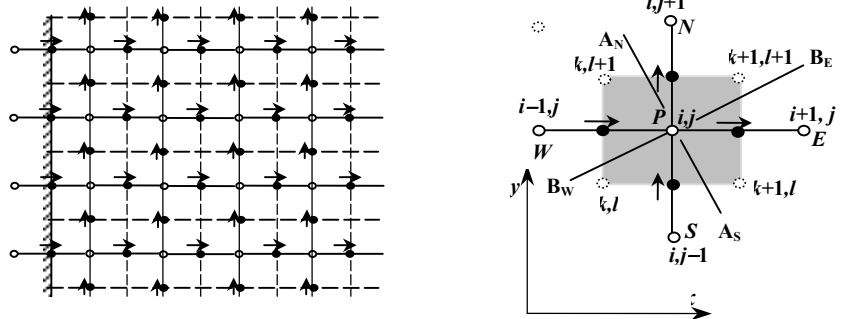


Рис. 11. Разностная сетка «шахматного» типа и система индексации: \circ – основные узлы; \bullet , \blacktriangleright , \blacktriangleleft – узлы хранения составляющих скорости соответственно в направлениях Ox и Oy

В ходе итерационного процесса совместного решения уравнений энергии и переноса излучения в первых внешних итерациях поле температуры сильно «осциллирует». Для уменьшения величины «осцилляций» применяется нижняя релаксация и линеаризация источникового члена. Алгоритм расчета сопряженного теплообмена можно выразить следующей итерационной схемой: 1) задаются исходные данные для расчета внешнего теплообмена в топке и начальное приближение для температуры наружной стенки реакционных труб t_{cm}^o ; 2) в результате решения внешнего теплообмена, определяется распределение тепловых потоков к реакционным трубам по их длине $q_{тн}^n$; 3) значения $q_{тн}^n$ передаются в пакет прикладных программ для расчета внутреннего теплообмена; 4) в результате решения задачи внутреннего теплообмена определяется следующее приближение для профиля температуры наружной стенки реакционных труб $q_{ст}^{n+1}$; 5) проверяется условие итерационного процесса $\max |q_{ст}^{n+1} - t_{cm}^n| \leq \Delta t$, где Δt – наперед заданная малая величина; 6) если условие сходимости не выполняется, то значения $q_{ст}^{n+1}$ передаются в пакет прикладных программ для расчета внешнего теплообмена и осуществляется переход в п.2. Расчеты показывают, что при $\Delta t = 2^\circ\text{C}$ итерационный процесс сходится за 6–7 итераций. Описанный выше метод теплового расчета трубчатых печей реализован в пакете прикладных программ.

Для работы пакета прикладных программ необходимы следующие данные: 1) состав топливного газа; 2) расход топлива; 3) коэффициент избытка воздуха; 4) размеры и характеристики топки; 5) количество рядов труб и размеры труб; 6) характеристики горелок; 7) теплофизические и радиационные свойства ограничивающих поверхностей; 8) термодинамические свойства топливного газа и воздуха на горение; 9) состав и термодинамические параметры сырья на входе в реакционные трубы.

Выходными данными пакета прикладных программ являются: 1) поле температуры и скорости продуктов сгорания в объеме топки; 2) поле концентрации продуктов сгорания; 3) температура труб и футеровки; 4) состав нагреваемого продукта по длине труб; 5) локальные значения плотностей радиационных и конвективных тепловых потоков.

В четвертой главе проведено тестирование, как отдельных подпрограмм, так и пакета программ расчета внешнего теплообмена в целом. 1) Результаты расчетов в области квадратной формы и в цилиндрическом объеме сопоставлены с результатами точного решения для идеализированных случаев, с данными расчетов по зональному методу и между собой. Данные, полученные в P_3 – и S_6 – приближениях хорошо согласуются с данными зонального метода и точным решением при всех значениях оптической толщины среды при изотропно рассеивающих средах. В методе дискретных ординат реальную анизотропию рассеяния на частицах учесть затруднительно. Для чисто поглощающих сред при малых оптических толщинах среды точность P_1 – приближения оказывается не достаточной. В этих случаях, S_2 – приближение дает более точные результаты, отличающиеся от точных не более чем на 8 %. В случае оптически плотных рассеивающих сред ($\tau > 2$) погрешность P_1 – приближения не превышает 5 % и точность для рассеивающих сред получается лучше, чем у S_2 – приближения. Для условий топок трубчатых печей с плоской симметрий расчет лучистых потоков может быть выполнен на основе S_2 – или более высоких приближений метода дискретных ординат. В цилиндрических печах лучистый теплообмен можно рассчитать с помощью P_1 – или P_3 – приближений метода сферических гармоник, как хорошо проверенный метод для таких геометрий. 2) Выполнен расчет лучисто – конвективного теплообмена, полей температуры и скоростей в плоском и цилиндрическом каналах с учетом турбулентного течения газа и переменности теплофизических свойств, а также термогравитационных сил.

Поля температуры и скоростей течения, полученные в результате расчета, а также распределения тепловых потоков к тепловоспринимающей поверхности согласуются с имеющимися экспериментальными данными в пределах погрешностей самих опытов.

В работе [*] приведены результаты экспериментальных исследований теплообмена в плоском горизонтальном канале сечением 800×200 мм, длиной 2100 мм. Канал, кроме верхней стенки, футерован огнеупорным бетоном. Верхняя стенка образована поверхностью водоохлаждаемых калориметров. Продукты полного сгорания природного газа поступают из камеры сгорания в канал через водоохлаждаемое сопло с плавным входом.

В наших расчетах при определении спектральных коэффициентов поглощения газа использовалась шестиполосная модель спектра. Степень черноты образующих канал поверхностей принята равной $\varepsilon = 0,8$. Задавались температура верхней водоохлаждаемой поверхности (400К) и равенство нулю теплового потока через поверхность огнеупорной футеровки. Плотность конвективных потоков тепла вычислялась с применением метода пристеночных функций, задача лучистого переноса тепла решалась в S_2 – приближении. Рассматривались два режима течения и теплообмена, отличающиеся скоростью (62–113 м/с) и температурой газов на входе в канал (1370–1823 К).

На рис. 12 представлены опытные и расчетные значения поверхностных плотностей лучистых, конвективных и суммарных потоков тепла на водоохлаждаемую поверхность канала. Результаты расчетов в пределах погрешности измерений согласуются с экспериментальными данными. Распределение плотности лучистых потоков тепла по длине охлаждаемой поверхности, определенное в S_2 – приближении, находится в хорошем соответствии с рассчитанным по зонально –узловому методу [**].

Выполнены расчеты сложного теплообмена в топках цилиндрической нагревательной трубчатой печи, трубчатой печи коробчатого типа со сводовым сжиганием топлива ППР–1360, экспериментальной печи ЗР2 150/6 при настильном сжигании топлива и при использовании панельных горелок.

Схема камеры радиации трубчатой печи ППР–1360 аналогична показанной на рис 10в. Печь состоит из 13 секций и 12

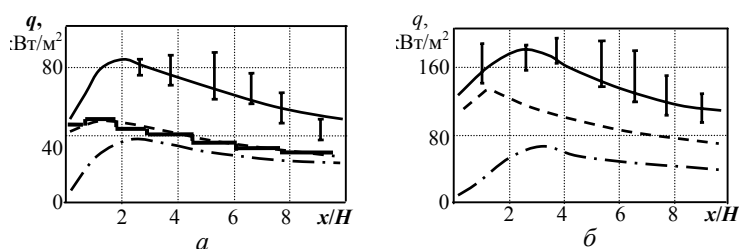


Рис. 12. Распределение поверхностных плотностей тепловых потоков по длине охлаждаемой поверхности: результаты расчета — суммарные, ---- лучистые, - · - · - конвективные; — — — — расчет по зонально-узловому методу [**]; I – разброс экспериментальных данных[*]; а) первый режим – $T_o = 1370\text{K}$, $u_o = 62$ м/с; б) второй режим – $T_o = 1823\text{K}$, $u_o = 113$ м/с; $H = 0,2$ м – высота канала

рядов вертикально расположенных реакционных труб. Общее количество труб – 504, диаметр труб 114×21 мм, длина 9,3 м. Шаг между трубами 260 мм, расстояние между рядами труб – 1,68 м. На своде радиантной камеры расположены 13 рядов горелок ГИС–1360, по 20 в каждом ряду. Состав топливного газа (в % об.): CH_4 – 59,24; C_2H_6 – 1,17; H_2 – 28,60; N_2 – 10,99. Расход топливного газа на радиантную камеру составляет $9,837 \text{ м}^3/\text{с}$. Низшая теплота сгорания $Q_u^p = 25170 \text{ кДж/м}^3$. Степень черноты стенки труб принималась равной $\varepsilon = 0,9$, футеровки – 0,67. Спектр излучения продуктов сгорания описывался шестиполосной моделью. Коэффициенты турбулентного переноса рассчитывались по k – ε модели турбулентности.

* Щербинин, В.И. Экспериментальное исследование сложного теплообмена и гидродинамики при отрывном течении излучающего газа в плоском канале / В. И. Щербинин, Е. М., Шлеймович // Сб. науч. трудов/ВНИИМГ: Совершенствование тепловой работы и конструкций металлургических агрегатов. – М.: Металлургия. – 1982. – С. 74 – 77.

** Маликов, Г. К. Зонально-узловой метод совместного решения уравнений гидродинамики и теплообмена излучением / Г. К. Маликов, В. Г. Лисиенко, Ю. К. Маликов, А. Б. Двинянинов // ТВТ.– 1985. – Т. 23, № 6. – С. 1103 – 1111.

На рис. 13 представлены изменения температуры продуктов сгорания по высоте радиантной камеры, определенные с использованием P_1 - и S_2 -приближений для расчета переноса энергии излучения. Расчетные значения температуры продуктов сгорания удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными работы [***] при использовании обоих приближений.

Трубчатая печь ЗР2 150/6 имеет две камеры радиации, расположенные симметрично относительно двухрядного змеевика двухстороннего облучения (рис. 10а). Ширина камеры радиации $H = 1,1$ м и высота $L = 5,2$ м. Диаметр труб – 152×8 мм, длина 6,6 м, шаг между трубами $S/d = 1,8$. Возможны два варианта сжигания топлива. Первый вариант – настильное сжигание топлива с помощью горелок, расположенных в один ряд в поду секции камеры радиации. Второй вариант – сжигание топлива с помощью панельных горелок, расположенных на боковых стенах в пять с каждой стороны. Состав топливного газа (в % об.):

$\text{CH}_4 - 84,88$; $\text{C}_2\text{H}_6 - 7,64$; $\text{C}_3\text{H}_8 - 2,47$; $\text{N}_2 - 5,01$. Расход топлива на одну секцию составляет при настильном сжигании $B_T = 0,094$ $\text{м}^3/\text{с}$, при сжигании с помощью панельных горелок $B_T = 0,097$ $\text{м}^3/\text{с}$.

Степень черноты поверхности нагрева принималась равной $\varepsilon = 0,6$; футеровки – $\varepsilon_w = 0,7$; поверхности, образуемой блоком панельных горелок – $\varepsilon_2 = 0,74$. Для вычисления интегрального по спектру коэффициента поглощения использовалась модель Хоттеля. В качестве граничных условий на поверхности трубчатого экрана задавалась температура наружной поверхности реакционных труб. В работе [***] тепловой расчет этой же печи выполнен по зональному методу, при этом выгорание топлива, коэффициенты массообмена и турбулентного переноса определены на основе экспериментальных исследований. В нашей работе поля течения и коэффициенты турбулентного переноса определены в результате решения уравнений Навье–Стокса и $k-\varepsilon$ модели турбулентности. Задача лучистого переноса энергии решалась в S_2 -приближении метода дискретных ординат.

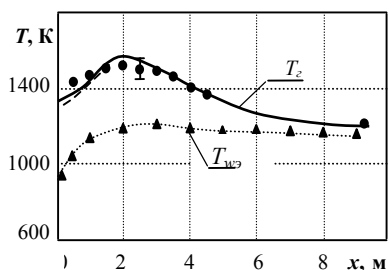


Рис. 13. Изменение температуры по высоте камеры радиации: ● – газов, ▲ – наружной стенки труб (эксперимент); — — — $-S_2$; — — — P_1

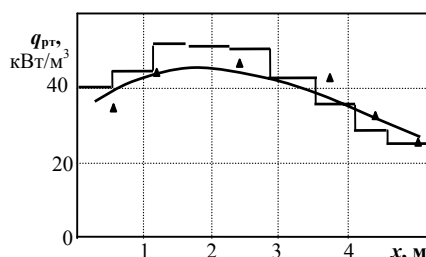


Рис. 14. Изменение теплоснапряженности труб при использовании панельных горелок: — — — — наши результаты; — — — — расчет по зональному методу; ▲ — экспериментальные значения [***]

На рис. 14 представлены кривые изменения теплоснапряженности реакционных труб по высоте камеры.

Удовлетворительное согласие результатов расчета внешнего теплообмена с данными экспериментальных исследований и расчетов по зональному методу позволяет сделать вывод о применимости разработанного дифференциального метода расчета для использования на этапе проектных разработок трубчатых печей коробчатого типа при разных режимах сжигания топлива. Отличие результатов расчета от экспериментальных данных не превышает: значений температуры дымовых газов – 5 %, локальной теплоснапряженности реакционных труб – 13 %, что находится в пределах разбросов самих опытных данных.

Удовлетворительное согласие результатов расчета внешнего теплообмена с данными экспериментальных исследований и расчетов по зональному методу позволяет сделать вывод о применимости разработанного дифференциального метода расчета для использования на этапе проектных разработок трубчатых печей коробчатого типа при разных режимах сжигания топлива. Отличие результатов расчета от экспериментальных данных не превышает: значений температуры дымовых газов – 5 %, локальной теплоснапряженности реакционных труб – 13 %, что находится в пределах разбросов самих опытных данных.

*** Седелкин, В. М. Исследование и разработка методов расчета теплообмена в трубчатых печах газовой и нефтехимической промышленности.: дис. ... д-ра техн. наук.: 05.14.04: защищена 16.12.82: утв. 30.09.83. – Саратов, 1982. – 577 с.

В пятой главе приведены результаты численного исследования сложного теплообмена в камерах радиации трубчатых печей. Проведено исследование влияния зависимости удельной теплоемкости, коэффициентов молекулярной теплопроводности и вязкости продуктов сгорания газообразного топлива от температуры на поле течения и лучистые потоки к реакционным трубам. Как показали расчеты, характер изменения распределения лучистых потоков q_p по поверхности нагрева и температуры продуктов сгорания при постоянных и переменных значениях теплоемкости продуктов сгорания получается одинаковым. Однако численные значения q_p и T , полученные при допущении о постоянстве теплоемкости продуктов сгорания c_p в объеме камеры радиации несколько отличаются от значений, полученных с учетом реальной зависимости теплоемкости продуктов сгорания от температуры. Максимальные отличия значений поверхностных плотностей результирующего излучения для первого и второго вариантов, полученные по разным моделям достигают 12%, а температуры – 4 %. Наибольшие отличия наблюдаются в области максимальной температуры. В то же время ближе к выходному сечению дымовых газов, как отличия поверхностных плотностей лучистых потоков, так и температуры незначительны. Наибольшие отклонения значений q_p наблюдаются при предположении постоянства коэффициента турбулентной теплопроводности по всему объему. Отличия между данными q_p в первом и третьем вариантах достигают 20 кВт/м², а отклонения значений температуры – 80 – 90К.

Проанализирована зависимость радиационных потоков от продуктов сгорания и поля температуры в топке от термогравитационных сил и наружной температуры реакционных труб. Расчеты показали, что численные значения поверхностных плотностей результирующих лучистых потоков к реакционным трубам q_p и температуры продуктов сгорания T_2 в определенной степени зависят от температуры стенки труб, но характер изменения этих величин не меняется. Это позволяет сделать вывод, что при совместном рассмотрении вопросов внешнего и внутреннего теплообмена стыковку задач можно осуществлять через температуру стенки труб. При этом корректировку температуры стенки можно делать через определенное количество итераций внешней и внутренней задач, а не на каждом шаге итерационного процесса. Термогравитационными силами, при расчете внешнего теплообмена в камерах радиации печей можно пренебречь.

Радиационные свойства продуктов сгорания зависят от химического состава горючего и организации процессов выгорания топлива в факеле. В расчетах, проведенных с целью выявления селективности излучения продуктов сгорания, использовались две модели: селективно – серая модель Хоттеля и модель ступенчатой широкой полосы. Предполагалось, что объем камеры радиации заполняют продукты полного сгорания природного газа: H_2O , CO_2 , N_2 , O_2 . Наличие O_2 обусловлено избытком воздуха, подаваемого на горелки (коэффициент избытка воздуха $\alpha_t = 1,15$). В модели широкой полосы учитываются полосы 1,5; 2,7; 6,3; 10 мкм спектра излучения H_2O и 2,7; 4,3; 15 мкм CO_2 . Учитывалась зависимость теплофизических и радиационных свойств продуктов сгорания от температуры. В качестве объекта исследования была рассмотрена камера радиации трубчатой печи конверсии коробчатого типа со сводовым сжиганием топлива. Расчеты проведены для случая сжигания природного газа с низшей теплотой сгорания $Q_H^p = 35807$ кДж/м³, расход топлива на одну секцию $B_T = 0,24$ м³/с. Ширина радиантной секции $H = 1,68$ м, высота $L = 9,6$ м. Эффективная степень черноты поверхности нагрева $\varepsilon_{\text{эф}} = 0,87$, футеровки – $\varepsilon_W = 0,67$. При расчетах учитывались зависимость ширины спектральных полос и коэффициента поглощения продуктов сгорания от температуры и вклад спектрального коэффициента поглощения частиц сажи.

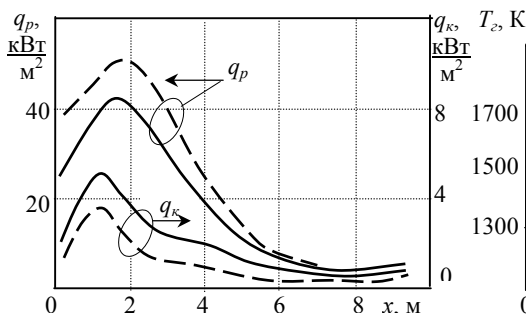


Рис. 15. Влияние селективности излучения на поверхностные плотности лучистых и конвективных потоков тепла: ——— — шестиполосная, - - - - - серая модель

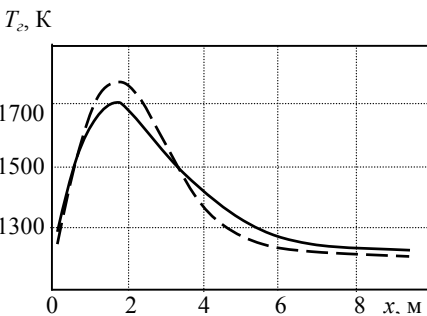


Рис. 16. Влияние селективности излучения на температуру газов на оси потока. Обозначения как на рис. 15

На рис. 15 представ-лены интегральные по спектру плотности результирующего потока излучения q_p и конвективных q_k потоков тепла к поверхности нагрева, а также изменение температуры дымовых газов на оси потока по высоте камеры, определенные в сером приближении и осредненной шестиполосной спектральной

модели. Расчет по серой модели в качественном и количественном отношении дает неудовлетворительные результаты. Завышение плотности результирующих потоков излучения в сером приближении по сравнению с результатами расчета по модели широкой полосы достигает 33%. Распределение плотности результирующего потока излучения, рассчитанное по шестиполосной модели, удовлетворительно согласуется с определенным по исходной девятиполосной модели спектра. Наибольшее отличие имеет место в области максимума результирующего потока излучения и составляет 6%. Ниже по течению результаты расчета по обеим моделям практически совпадают. Наибольшее влияние селективность излучения оказывает на величину поверхностной плотности конвективных потоков тепла к реакционным трубам (рис. 15) и на поперечный профиль температуры дымовых газов. Плотности конвективных потоков тепла, рассчитанные в приближении модели широкой полосы, вдвое превышают результаты расчета по серой модели спектра. Вместе с тем следует заметить, что доля конвекции в тепловом балансе рассмотренной трубчатой печи мала (составляет всего 1,1 %), поэтому погрешность в определении конвективной составляющей практически не влияет на характеристики суммарного теплообмена.

Выполнено численное исследование эффективной степени черноты трубчатого экрана на распределение поверхностных плотностей лучистого и конвективного потоков тепла к трубчатому экрану и на профиль температуры продуктов сгорания по высоте секции радиации трубчатой печи. Эффективная степень черноты трубчатого экрана оказывает значительное влияние на поля температуры и тепловых потоков в радиантной секции. При уменьшении $\epsilon_{\text{эф}}$ увеличивается доля отраженного от трубчатого экрана излучения, которое поглощается продуктами сгорания и идет на увеличение их внутренней энергии. Поэтому во всем объеме радиантной секции наблюдается рост температуры продуктов сгорания. В частности, при изменении степени черноты трубчатого экрана от 1,0 до 0,5 максимальная температура продуктов сгорания в области факела возрастает на 90°C. Вследствие этого наблюдается рост конвективного потока тепла к трубчатому экрану, который при малых значениях $\epsilon_{\text{эф}}$ в значительной степени компенсирует уменьшение радиационного потока тепла к трубчатому экрану. Однако наибольшее влияние на величину суммарного (радиация плюс конвекция) потока тепла эффективная степень черноты трубчатого экрана оказывает при значениях, $\epsilon_{\text{эф}} < 0,6$. В области $0,6 < \epsilon_{\text{эф}} < 1$, характерной для реальных трубчатых экранов, это влияние не превышает 5%. При увеличении $\epsilon_{\text{эф}}$ возрастает также степень неравномерности обогрева реакционных труб по их длине. Если при изменении степени черноты трубчатого экрана от 0,5 до

1,0 средняя поверхностная плотность суммарного потока тепла увеличивается на 8%, то ее максимальное значение в области факела возрастает на 18%. Степень черноты трубчатого экрана оказывает неоднозначное влияние на локальные значения поверхностной плотности радиационного потока тепла q_p . Собственное излучение трубчатого экрана вследствие его относительно низкой температуры мало, поэтому результирующий радиационный поток тепла к трубчатому экрану в основном зависит от его степени черноты и величины падающего радиационного потока. Интенсивное охлаждение факела при больших значениях ε_{ϕ} ниже по течению приводит к уменьшению падающего на трубчатый экран радиационного потока тепла. В результате этого в области факела при увеличении ε_{ϕ} поверхностная плотность лучистого потока тепла к трубчатому экрану возрастает, а ниже по течению наблюдается обратная картина: меньшим значениям ε_{ϕ} соответствует более высокая плотность радиационного потока тепла.

Проанализировано влияние характера выгорания топлива в объеме факела на радиационно-конвективный теплообмен. Рассмотрены 4 варианта: 1) равномерное тепловыделение в объеме факела, т.е. $q_v = q_o = \text{const}$; 2) тепловыделение по длине факела меняется по линейному закону $q_v = q_1(1 - x/l_{\phi})$; 3) тепловыделение задается в виде экспоненциальной зависимости $q_v = q_2 \exp(-A(x/l_{\phi})^n)$; 4) используется модель горения, тепловыделение вычисляется формулой $q_v = q'_o m_z m_{ок} \exp(-E/RT)/T$;

В численных экспериментах, проведенных с целью выявления взаимного влияния процессов переноса энергии излучением, конвекцией и горения газообразного топлива, а также турбулентного течения продуктов сгорания, расчеты проводились для цилиндрической трубчатой печи следующих размеров: внутренний диаметр $D = 1,68$ м; длина камеры радиации $L = 9,6$ м. Диаметр туннеля горелки $D_T = 0,5$ м. Эффективная степень черноты поверхности нагрева постоянна по длине топки и равна $\varepsilon_{\phi} = 0,8$. Температура частично сгоревшего топлива на выходе из туннеля горелки $T_o = 1269$ К. Температура внутренней поверхности футеровки свода 1212К. Скорость газов на входе камеру радиации $u_o = 10$ м/с.

На рис. 17 приведены профили температуры в разных сечениях топки, полученные при описанных выше зависимостях для мощности источников тепловыделений в объеме факела. Использование приближенных зависимостей для источников тепловыделений q_v приводит к значительно отличающимся распределениям q_p и расчетных значений температуры в области факела. Допущение о равномерном тепловыделении в объеме факела и использование линейной зависимости для q_v приводят к тому, что максимум теплонапряженности труб смещается вниз по потоку. Результаты расчетов q_p , полученные с использованием модели горения и экспоненциальной зависимости достаточно хорошо согласуются между собой, при некоторых отличиях положений максимумов этих распределений. Максимальные значения поверхностных плотностей результи-

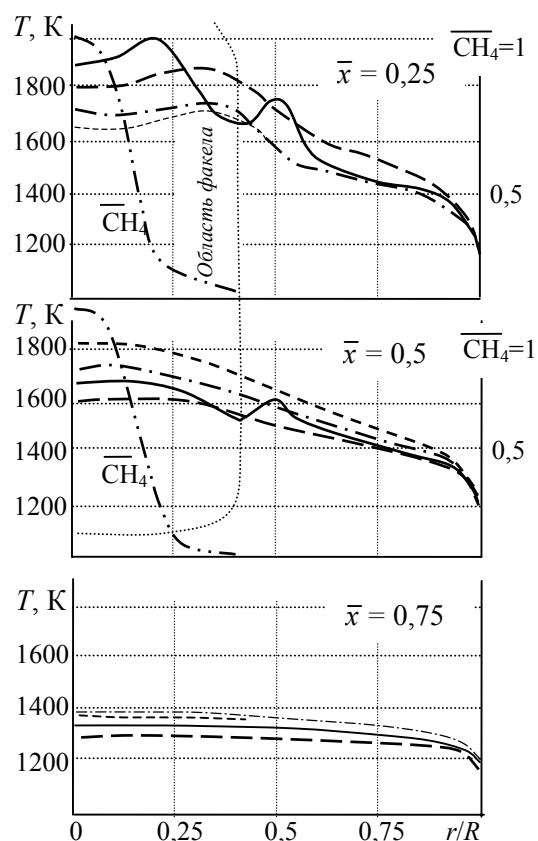


Рис. 17. Поперечные профили температуры газов в трех сечениях радиантной камеры при различных вариантах тепловыделений и изменении относительной концентрации $\overline{\text{CH}_4}$: - - - - 1-й вариант; — — — 2-й; — · — · — 3-й; — — — — 4-й вариант

рующих лучистых потоков при использовании модели горения и экспоненциальной зависимости для q_v получаются на расстояниях 2.7 м и 2.4 м от входного сечения, соответственно. Значения температуры на оси потока и поперечные профили температуры в области факела, рассчитанные при разных зависимостях для q_v , отличаются еще сильнее. Это можно объяснить тем, что в приближенных зависимостях не учитывается неравномерность тепловыделений поперек факела. В то же время результаты расчетов по модели горения показывают, что концентрация топлива сильно меняется как по длине, так и поперек факела. Это приводит к различной заполненности поперечного профиля температуры для приближенных зависимостей q_v и по модели горения. На рис. 17 для двух сечений камеры радиации показаны изменения относительной концентрации $\overline{C}_{\text{Н}_4}$ относительно значений на оси потока. Как видно выгорание топлива происходит в относительно узкой центральной области факела. При расчетах с использованием модели горения на внешней границе факела происходит снижение температуры, а за пределами – некоторое увеличение. Это можно объяснить наличием рециркуляционных течений. Процесс организации выгорания топлива в объеме факела сильно влияет на распределение плотностей результирующих лучистых потоков по длине реакционных труб. В то же время, ближе к выходному сечению отличия результатов, полученных по разным моделям, уменьшаются.

Для определения особенностей внешнего теплообмена в трубчатых печах при расположении горелок предварительного смешения топлива на своде камер радиации печи были сделаны численные исследования лучисто – конвективного теплообмена в трубчатой печи водяной конверсии природного газа типа промышленной печи БПК–9000. Упрощенная схема камер радиации данной печи аналогична схеме, показанной на рис. 10в и состоит из пяти радиантных секций, образованных четырьмя рядами вертикально расположенных реакционных труб и футерованными боковыми стенками печи. Общее количество реакционных труб – 128, диаметр 134×12 мм, шаг между трубами 341 мм, обогреваемая длина труб – 11,7 м. Ширина боковых секций печи равна 1,42 м, центральных секций – 2 м. Длина радиантной камеры – 11,1 м. На своде радиантной камеры

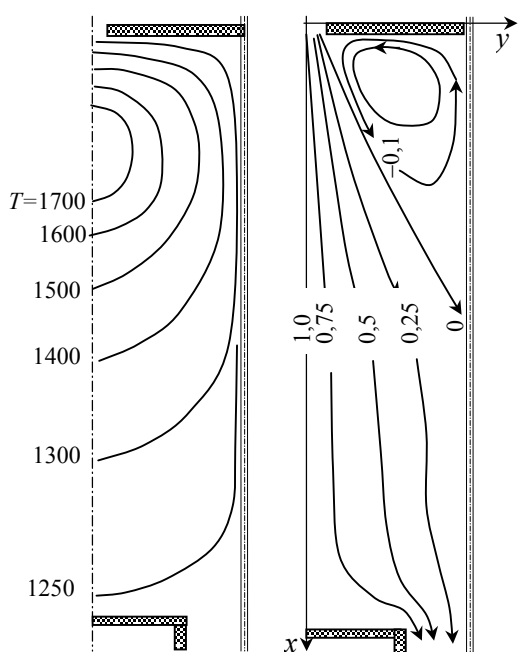


Рис. 18. Изотермы и линии тока (ψ/ψ_0) в камере радиации: $\psi_0 = 0,175$ кг/(м·с); $H = 2,0$ м

ры симметрично относительно трубчатых экранов расположены 65 горелок по одному ряду на каждую секцию и по 13 горелок в ряду. Коэффициент избытка воздуха $\alpha_t = 1,05$. Низшая теплота сгорания $Q_n^p = 53988$ кДж/м³, расход топлива на печь $B_T = 0,998$ м³/с.

Рассчитаны поля локальных характеристик радиационно – конвективного теплообмена и аэродинамики в камере радиации при значениях ширины секции $H = 1,4$ м; 2 м; 2,6 м. На рис. 18 изображены поля температуры и скорости движения продуктов сгорания при ширине радиантной секции $H = 2,0$ м. Характерной особенностью аэродинамики топочных камер со сводовым сжиганием топлива является наличие обширной зоны возвратного течения, расположенной за устьем горелок вблизи трубчатого экрана.

При сводовом сжигании топлива реализуется равномерно распределенный режим теплообмена.

Данный режим характеризуется тем, что поверхность нагрева непосредственному тепловому воздействию факела не подвергается, между факелом и поверхностью нагрева располагается область, имеющая более низкую по сравнению с факелом температуру, которая играет роль некоторого теплового экрана, препятствующего лучистому теплообмену между факелом и поверхностью нагрева. В области факела наблюдаются максимумы поверхностных плотностей лучистых q_D и конвективных q_K потоков тепла к трубчатому экрану. В узкой топочной камере максимум распределения q_D становится более выраженным, степень неравномерности обогрева реакционных труб по длине и плотность лучистого потока тепла к ним в области факела возрастают. Определенную роль при этом играет и зона возвратного течения, которая оттесняет область прямого тока, имеющую высокую температуру, от поверхности нагрева. Вследствие этого в широкой топочной камере ниже области факела дымовые газы имеют более высокую температуру по сравнению с узкой топкой. На расположение максимума в распределении конвективных потоков тепла влияет как аэродинамика газов в топке, так и поле температуры. В узкой топочной камере максимум конвективных потоков тепла смещается ближе к входному сечению, что объясняется малой длиной зоны обратного течения. При ширине секции радиации $H = 2,6$ м расположение максимума в распределении конвективных потоков тепла определяется только особенностями поля температуры в объеме топки и практически совпадает с расположением максимума в распределении плотностей лучистых потоков тепла.

Исследования закономерностей теплообмена и аэродинамики топочных газов при настильном сжигании топлива выполнены на примере радиантной камеры трубчатой печи водяной конверсии природного газа типа печи БПК-6К. Камера радиации указанной печи состоит из двух секций, расположенных симметрично относительно однорядного трубчатого змеевика с вертикальным расположением труб. Количество труб в змеевике 28, диаметр 134×12 мм, шаг между ними 300 мм, обогреваемая длина труб 10 м. Ширина H и длина L радиантной камеры составляют соответственно 3 и 10,5 м. Стенки камеры футерованы огнеупорными материалами. Значения теплопроводности футерованных стенок, вычисленные с учетом их многослойности равны: для настильной (боковой) стены – $\lambda_w = 0,3562$ Вт/(м·К), свода – $\lambda_w = 0,237$ Вт/(м·К), пода – $\lambda_w = 0,349$ Вт/(м·К).

Трубчатый экран обогревается с помощью горелок настильного пламени в количестве 40 штук (4 яруса по 10 горелок), расположенных на боковых стенах камеры. Упрощенная схема секции камеры радиации промышленной печи БПК-6К показана на левой части рис. 16. В численных исследованиях были рассмотрены другие возможные варианты ширины секции, расположения горелок и направления пламени, которые показаны в правой части рис. 16. Расход топливного газа в камеру радиации $V_T = 0,4$ м³/с, низшая теплота сгорания $Q_H^P = 35452$ кДж/м³, температура топливной смеси на входе в горелки 493К, температура воздуха, подаваемого в горелки, 453К. Коэффициент избытка воздуха $\alpha_T = 1,1$. Расчеты выполнены при равномерном распределении топливного газа по ярусам горелок.

Расчеты сделаны для следующих значений ширины радиантной секции $H = 0,75; 1,0; 1,5; 2,0$ м при схеме сжигания топлива, показанной в левой части схемы печи (рис. 19). На рис. 20 показаны поля температуры и скорости движения продуктов сгорания, рассчитанные при ширине секции радиации $H = 1,5$ м. Поле течения можно разделить на две зоны: прямого и обратного токов. Зона прямого тока расположена в непосредственной близости от настильной стены и характеризуется относительно большими значениями скорости движения и температуры продуктов сгорания. Большую часть топочного объема занимает зона обратного тока, расположенная вблизи поверхности нагрева.

Зона обратного тока имеет более низкую температуру, что объясняется, с одной стороны, охлаждающим действием поверхности нагрева и, с другой, значительной удаленностью от области тепловыделения. Вблизи поверхности нагрева на уровне между ярусами горелок происходит торможение течения, что приводит к распределению поверхностной плотности конвективного потока тепла q_k вдоль трубчатого экрана с двумя максимумами, показанное на рис. 21. Аналогичное распределение q_k сохраняется и при ширине секции радиации $H = 1,0$ м. Наблюдаемое в расчетах небольшое увеличение плотности конвективного потока тепла вблизи выходного сечения обусловлено уменьшением сечения потока и его ускорением.

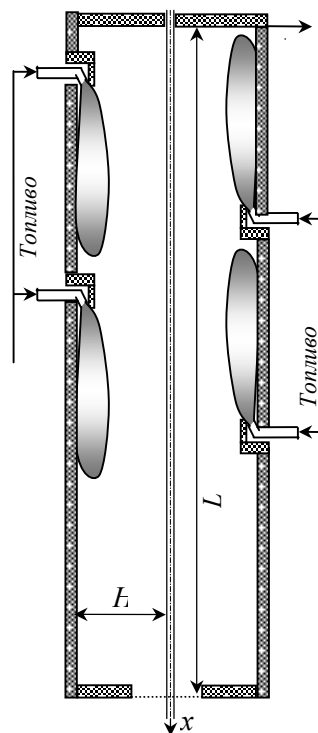


Рис. 19. Схема камеры радиации печи

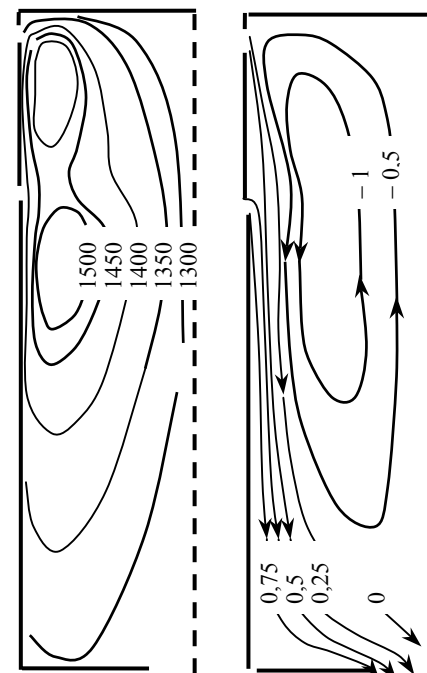


Рис. 20. Изотермы и линии тока (ψ/ψ_0) в секции камеры радиации трубчатой печи с настильным сжиганием топлива: $H = 1,5$ м, $\psi_0 = 0,173$ кг/(м·с)

На рис. 21 представлены также кривые распределения поверхностной плотности лучистого потока тепла q_p вдоль реакционных труб при значениях ширины секции радиации $H = 0,75; 1,0; 1,5$ м. При уменьшении H на уровне ярусов горелок наблюдается рост лучистых потоков тепла к поверхности нагрева, ниже по течению, наоборот, широкая топка обеспечивает более высокие значения плотности лучистого потока тепла. При уменьшении ширины радиантной секции вследствие ослабления экранирующего влияния зоны возвратного течения наблюдается более интенсивное охлаждение факела, и в узкой топочной камере ниже уровня ярусов горелок продукты сгорания имеют более низкую температуру по сравнению с широкой топочной камерой.

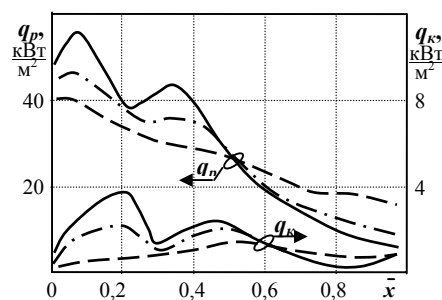


Рис. 21. Распределение поверхностных плотностей лучистых q_p и конвективных q_k потоков тепла вдоль реакционных труб при разной ширине секции: — — — $H = 0,75$ м; - · - · - $H = 1$ м; - - - $H = 1,5$ м

Проведены численные исследования с целью определения влияния направления настилающего факела и расположения ярусов горелок на локальные и интегральные параметры лучисто – конвективного теплообмена, а также на аэродинамику топочных газов. Для изучения данного вопроса выполнен аэродинамический и тепловой расчет радиантной камеры трубчатой печи для четырех возможных вариантов расположения ярусов горелок и направления настилающихся факелов: 1) топливоздушная струя направлена вверх, расстояние верхнего яруса горелок до свода камеры радиации $x_0 = 2$ м; 2) топливоздушная струя направлена вниз, $x_0 = 0,3$ м; 3) топливоздушная струя направлена вверх, $x_0 = 6$ м; 4) топливоздушная струя направлена вниз, $x_0 = 2,3$ м.

Варианты направления топливоздушной струи вниз и вверх обеспечивают практически одинаковую суммарную лучистую теплоотдачу к реакционным трубам. На рис. 22 представлены результаты расчетов, показывающие влияние расположения ярусов горелок на распределение поверхностных плотностей результирующих лучистых и конвективных потоков

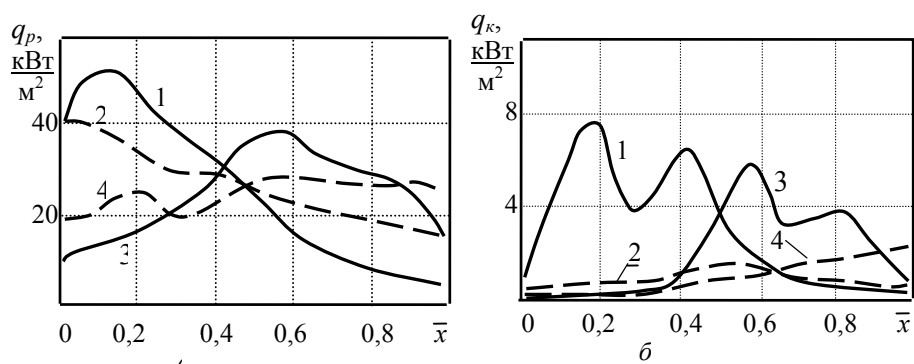


Рис. 22. Распределения поверхностных плотностей результирующих лучистых q_p и конвективных q_k потоков тепла к трубчатым реакторам при разных направлениях настилающихся факелов: — — — факелы направлены вверх; - - - - вниз. Номера распределений обозначают рассмотренные варианты расположения ярусов

результатирующих лучистых и конвективных потоков тепла к трубчатому экрану. Обнаружено, что максимумы в распределениях q_p и q_k при направлениях настилающихся факелов как вверх, так и вниз приблизительно находятся на уровне ярусов горелок. При расположении ярусов горелок ближе к выходному сечению распределения плотности тепловых потоков

становятся более равномерными, однако при этом уменьшается суммарная теплоотдача в топке и возрастает температура дымовых газов, покидающих топочную камеру. При расположении ярусов горелок на 4 м ниже по сравнению с первым вариантом теплоотдача в камере радиации уменьшается на 6,4%. Аналогичная зависимость суммарной теплоотдачи от расположения ярусов горелок наблюдается и при подаче топливоздушной струи вниз.

Оптимальным с точки зрения наибольшей теплоотдачи является направление настилающихся факелов вверх и расположение ярусов горелок вблизи свода радиантной камеры. В этом случае повышение суммарной теплоотдачи в камере радиации достигается в основном за счет интенсификации конвективного механизма теплообмена. В то же время, за счет направлений настилающихся факелов и расположения ярусов горелок можно обеспечить необходимое распределение теплонапряженности реакционных труб по их длине.

Проведен анализ сравнительной тепловой эффективности камер радиации трубчатых печей при настильном и сводовом режимах сжигания газообразного топлива выполнено на примере трубчатой печи коробчатого типа. При настильном сжигании топлива рас-

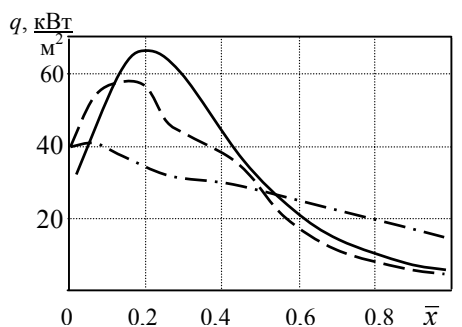


Рис. 23. Распределение поверхностных плотностей суммарного потока тепла вдоль труб: — — — сводовый режим (3 вар.); - · - · - настильный (1 вар.); - - - - (2 вариант)

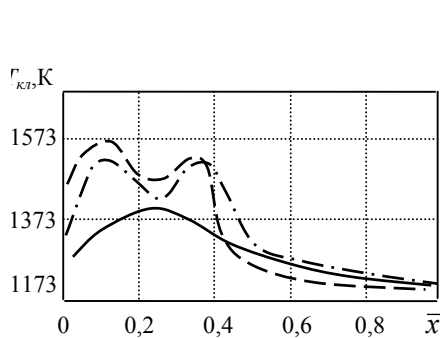


Рис. 24. Изменение температуры внутренней поверхности футеровки по высоте камеры радиации: обозначения как на рис. 23

смотрены два варианта: топливоздушная струя направлена вверх (первый) и вниз (второй). В третьем варианте рассматривалось сводовое сжигание топлива при расположении рядов горелок предварительного смешения газов посередине свода секции камеры радиации. На рис. 23 приведены обобщенные

результаты расчетов, показывающие влияние режима сжигания топлива на локальный и суммарный теплообмен в топочной камере. По интенсивности суммарного теплообмена рассмотренные варианты сжигания топлива можно расположить в следующем порядке: сводовый, настильный (первый вариант), настильный (второй вариант). Суммарная теплоотдача реакционным трубам в камере радиации при сводовом сжигании на 20,5% больше по сравнению с настильным сжиганием топлива во втором варианте. Установлено, что при одинаковой тепловой нагрузке сводовый режим сжигания топлива обеспечивает большее восприятие тепла поверхностью нагрева по сравнению с настильным режимом. Однако при этом увеличивается коэффициент неравномерности обогрева труб по длине, что при больших тепловых нагрузках топки может привести к локальному перегреву труб. При переходе к настильному режиму сжигания топлива распределение плотности теплового потока к поверхности нагрева по длине труб становится равномернее, но возрастает неравномерность температуры футеровки (рис. 24).

В реакционных трубах трубчатых печей паровой конверсии метана за счет подведенного извне тепла происходит разложение углеводородного сырья. Состав и температура получаемого продукта, температура наружной стенки реакционных труб определяются условиями протекания процессов как внутри труб, так и в объеме топочной камеры и представляют исключительно важное значение при проектировании таких установок. Поэтому метод теплового расчета камеры радиации трубчатой печи паровой конверсии углеводородного сырья должен основываться на совместном решении задач внешнего и внутреннего теплообмена. Выполнен расчет сопряженного теплообмена в радиантной камере трубчатой печи конверсии природного газа ППР-1360. Для задачи внутреннего теплообмена исходные данные следующие: 1) Состав исходного сырья (в % об.): $\text{CH}_4 - 96,8$; $\text{C}_4\text{H}_{10} - 0,17$; $\text{C}_2\text{H}_6 - 1,68$; $\text{CO}_2 - 0,03$; $\text{C}_2\text{H}_8 - 0,35$; $\text{N}_2 - 0,97$; всего – 100%; 2) давление на входе в трубу $p_o = 37,2$ атм; 3) температура на входе в трубу $t_o = 465^\circ\text{C}$; 4) объемное отношение пар : газ $R_o = 3,2$; 5) расход газа на 1 трубу $G_c = 83,28$ $\text{м}^3/\text{час}$; 6) диаметр трубы: $\phi 114 \times 21$ мм; 7) длина реакционной зоны трубы $L = 9,3$ м.

Некоторые результаты расчетов представлены на рис. 25 – 26. При температуре сырья на входе $t_o = 465^\circ\text{C}$ скорость реакции мала и на начальном участке трубы в основном происходит нагрев парогазовой смеси. Когда температура парогазовой смеси t_{ngc} достигает 600°C , начинается интенсивное разложение метана, степень конверсии метана при этом резко возрастает. В составе смеси в заметных количествах появляются CO_2 и CO . Большой расход тепла на компенсацию эндотермического эффекта реакции разложения метана приводит к замедлению роста температуры парогазовой смеси. На расстоянии $l = 2$ м от входа в трубчатый реактор скорость реакции достигает максимума, а ниже по течению резко уменьшается вследствие снижения концентрации метана.

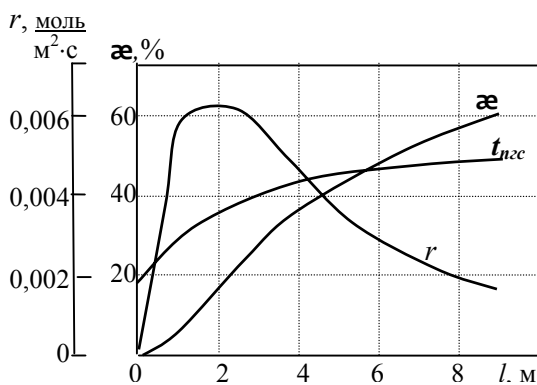


Рис.25. Изменение скорости реакции r , степени конверсии метана α и температуры парогазовой смеси t_{ngc} по длине реакционной трубы

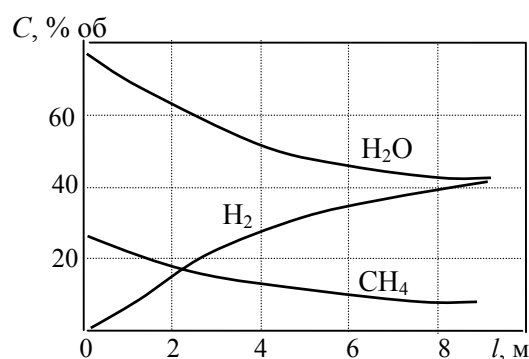


Рис. 26. Изменение концентрации H_2O , H_2 и CH_4 по длине реакционной трубы

Основные результаты работы

1. Разработана математическая модель и метод расчета излучения двухфазных потоков, учитывающая селективное излучение и поглощение среды, анизотропное рассеяние излучения частицами при неравномерном распределении концентрации, размеров и температурной неравновесности фаз.

2. Разработана математическая модель и метод расчета сложного теплообмена в топочных камерах трубчатых печей цилиндрического и коробчатого типов, основанный на совместном численном решении системы двумерных уравнений переноса излучения, энергии, движения продуктов сгорания, $k - \varepsilon$ модели турбулентности, простой модели горения газообразного топлива. Спектр излучения продуктов сгорания описывается в рамках модели широкой полосы, учитывающей полосы 1,5; 2,7; 6,3; 10 мкм водяного пара и 2,7; 4,3; 15 мкм двуокиси углерода. Метод позволяет рассчитывать распределения локальных значений лучистых и конвективных тепловых потоков, поля скоростей турбулентного течения и температуры продуктов сгорания в объеме камеры радиации, а также температуры футеровки и тепловых потерь через нее.

3. Опыт использования пакета прикладных программ, реализующего данный метод, показал его достаточно высокую эффективность, как с точки зрения вычислительной экономичности, так и достоверности получаемых результатов. Включение в математическую модель дифференциальных уравнений, описывающих турбулентное движение продуктов сгорания и горение топливовоздушной смеси, является основным преимуществом данного метода по сравнению с существующими суммарными и зональными методами теплового расчета. В результате этого расширилась область приложения, включая топочные камеры с многоярусным расположением горелок на боковых стенах печи, для которых нет надежных экспериментальных данных по полю течения и распределения источников тепловыделений. Появилась возможность более корректного учета влияния аэродинамики топочных газов и турбулентности на радиационно-конвективный теплообмен.

4. Разработанные методы тестированы на ряде модельных задач лучистого переноса энергии, результаты расчетов сопоставлены с данными экспериментальных исследований сложного теплообмена и поля течения в щелевом канале и радиантных камерах трубчатых печей коробчатого типа ППР-1360 и ЗР 150/6. Установлено, что отличия результатов расчета от соответствующих экспериментальных данных не превышает: температуры продуктов сгорания – 5%, локальной теплонапряженности реакционных труб – 13 %.

5. Проанализировано влияние неравномерного распределения концентрации и размеров частиц по поперечному сечению сопла на уровень радиационных потоков к стенке. Показано, что частицы конденсированной фазы, находящиеся в пределах пристеночного слоя, оказывают экранизацию излучения, приходящего из ядра потока. Когда предельная линия тока частиц отрывается от стенки, эффект экранизации практически отсутствует. Характерное для дозвуковой части сопла увеличение концентрации у стенки приводит к снижению лучистых потоков к стенке до 12 %. Неравномерности концентрации поперек потока, характерные для минимального сечения сопла и для сверхзвуковой области течения, могут привести к увеличению лучистых потоков к стенке до 50 %. Увеличение модального радиуса частиц к периферии потока приводит к росту лучистых потоков к стенке до 25 %, при уменьшении средних размеров к периферии потока – к их уменьшению до 16%. Неравномерности распределения концентрации и средних размеров частиц конденсированной фазы поперек потока, имеющее место в различных се-

чениях сопла Лавая, оказывают противоположное влияние на лучистые потоки от двухфазных потоков.

6. Предложено соотношение для спектрального коэффициента спонтанного излучения полидисперсных сред, когда температурное отставание частиц конденсата от температуры газовой фазы зависит от их размеров. Исследовано влияние температурного отставания частиц на уровень излучения двухфазных продуктов сгорания в соплах. Показано, что учет температурного отставания частиц приводит к увеличению лучистых потоков во всем спектральном диапазоне. Однако наиболее сильное увеличение лучистых потоков за счет температурного отставания частиц получается в коротковолновой части спектра при $\lambda < 1$ мкм. Задержка кристаллизации частиц за счет их переохлаждения также приводит к значительному увеличению лучистых потоков у выходного сечения сопла, особенно в коротковолновой части спектра ($\lambda < 3$ мкм).

7. Исследовано влияние зависимости теплофизических свойств продуктов сгорания от температуры на аэродинамические параметры течения, поле температуры и на результирующие тепловые потоки к трубчатому экрану. Установлено, что если использовать при вычислении локальных значений скорости течения средние по потоку теплофизические свойства, то характер поля течения практически не меняется при наличии определенных отличий в значениях локальных скоростей продуктов сгорания. В то же время пренебрежение переменностью теплофизических свойств может привести к отличию расчетных значений локальной температуры газа на 80–90 К, отклонения плотностей результирующих тепловых потоков к поверхности нагрева достигают 10 %.

8. Изучено влияние температуры поверхности реакционных труб на результаты расчета сложного теплообмена в камерах радиации трубчатых печей. При различных распределениях температуры поверхности нагрева, характерных в трубчатых печах, отличия в поверхностных плотностях результирующих потоков тепла к реакционным трубам не превышают 7 %, температуры газа 5 %. Температура труб в рассмотренных диапазонах их изменения не влияет на поле течения. Установлено также, что термогравитационные силы при расчете сложного теплообмена в топках трубчатых печей можно не учитывать.

9. Изучено влияние характера тепловыделений в объеме факела на лучисто – конвективный теплообмен в печах. Процесс организации выгорания топлива в объеме факела значительно влияет на распределение поверхностных плотностей результирующих лучистых потоков вдоль реакционных труб, на поля температур и скоростей вблизи факела. Суммарные тепловые потоки и средняя теплонапряженность труб при этом отличаются не более чем на 6 %, температуры дымовых газов на выходе почти одинаковы.

10. Изучено влияние эффективной степени черноты трубчатого экрана $\varepsilon_{\text{эф}}$ на локальные и суммарные характеристики результирующих тепловых потоков к поверхности нагрева. В областях изменения $0,6 < \varepsilon_{\text{эф}} < 1$, характерной для реальных установок, влияние степени черноты на величину суммарного потока тепла не превышает 5%. В то же время локальные значения лучистых потоков тепла вдоль трубы при таких изменениях эффективной степени черноты $\varepsilon_{\text{эф}}$ могут отличаться более чем на 20 %, а температуры продуктов сгорания в факеле на 90 °С. С увеличением $\varepsilon_{\text{эф}}$ возрастает степень неравномерности обогрева реакционных труб. Установлено также, что характер отражения футеровки практически не влияет на результаты расчетных значений лучистых потоков к реакционным трубам.

11. Установлено, что селективность излучения продуктов сгорания оказывает существенное влияние на характеристики локального и суммарного теплообмена в топочных камерах рассмотренных в данной работе трубчатых печей. Отличия расчетных характе-

ристик в приближении серой модели от соответствующих данных, полученных с учетом селективности, составляют: по локальным значениям поверхностных плотностей лучистого потока – 33%, конвективного потока – 31% , интегральному тепловосприятию поверхности нагрева – 23%.

12. В результате параметрических исследований сложного теплообмена в топочных камерах трубчатых печей при сводовом и настильном режимах сжигания топлива установлено, что в обоих случаях имеют место аналогичные по характеру зависимости параметров суммарного теплообмена от определяющих режимных и конструктивных характеристик. При уменьшении ширины топочной камеры наблюдается интенсификация суммарного теплообмена, что обусловлено ослаблением экранирующего влияния продуктов сгорания на факел и увеличением средней скорости движения дымовых газов. Обнаружено, что существует оптимальное парциальное давление излучающих компонент в составе продуктов сгорания p_{Σ} (или оптическая плотность топочного объема), обеспечивающее максимальную теплоотдачу поверхности нагрева. Это явление объясняется ростом оптической прозрачности топочной среды при уменьшении p_{Σ} .

13. Показано, что наибольшую теплоотдачу в топочной камере с настильным сжиганием топлива обеспечивает расположение ярусов горелок вблизи свода камеры. При смещении ярусов горелок вниз к поду суммарная теплоотдача в топочной камере снижается, однако распределение плотности теплового потока к поверхности нагрева становится более равномерным. Таким образом, при многоярусном расположении горелок на боковых стенах топочной камеры появляется возможность регулировать распределение поверхностной плотности теплового потока по длине реакционных труб.

14. В результате сравнительного анализа эффективности работы камер радиации трубчатых печей при сводовом и настильном режимах сжигания топлива показано, что сводовый режим обеспечивает большую суммарную теплоотдачу поверхности нагрева. Более низкое тепловое напряжение поверхности нагрева при настильном сжигании топлива объясняется относительно высокой оптической плотностью области топочного объема, расположенного между поверхностью нагрева и факелом, а также слабым влиянием настильной стены на формирование лучистого потока тепла к реакционным трубам.

15. Разработан метод расчета сопряженного теплообмена в трубчатой печи паровой конверсии природного газа. Создан пакет прикладных программ, реализующий алгоритм совместного численного решения задачи внешнего теплообмена и расчета внутриреакторных процессов. Полученные результаты показывают, что пакет программ позволяет получить достаточно полную информацию о процессах, происходящих как внутри реакционных труб, так и в объеме топочной камеры.

Основное содержание диссертации изложено в публикациях:

Статьи в изданиях, рекомендованных ВАК:

1. **Вафин, Д. Б.** Численное исследование влияния радиационных свойств трубчатого экрана и продуктов сгорания на теплообмен в топках трубчатых печей / А.М. Абдуллин, Д. Б. Вафин // ИФЖ. – 1993. – Т. 65. № 2. – С. 171 – 177.

2. **Вафин, Д. Б.** Численное моделирование локального теплообмена в топках трубчатых печей на основе дифференциальных приближений для лучистого переноса тепла / А. М. Абдуллин, Д. Б. Вафин // ИФЖ. – 1991. – Т. 60. № 2. – С. 291 – 297.

3. **Вафин, Д. Б.** Излучение двухфазных потоков в соплах Лавалья / Д. Б. Вафин, А. Ф. Дрегаллин, А. Б. Шигапов // ИФЖ. – 1981.– Т. 41. № 1. – С. 34 – 39.

4. **Вафин, Д. Б.** Выражение коэффициентов разложения индикатрисы рассеяния по полиномам Лежандра через коэффициенты Ми / Д.Б. Вафин, А.Ф. Дрегалин // ИФЖ. – 1978. – Т. 35. № 4. – С. 648 – 650.

5. **Вафин, Д. Б.** Тепловой расчет топок с многоярусным расположением настилающих горелок / Д. Б. Вафин // Изв. вузов. Проблемы энергетики. – 2009. – №1–2. – С. 53–60.

6. **Вафин, Д. Б.** Анализ эффективности работы технологических трубчатых печей при разных режимах сжигания топлива / Д. Б. Вафин, А. М. Абдуллин // Изв. вузов. Проблемы энергетики. – 2009. – № 3–4. – С. 52 – 57.

7. **Вафин, Д. Б.** Расчет излучения осесимметричных двухфазных сред с температурной неравновесностью фаз / Д. Б. Вафин // Вестник КГТУ им А. Н. Туполева. – 2009. – № 1. – С. 18 – 21.

В монографии:

8. **Вафин, Д. Б.** Дифференциальный метод теплового расчета топок (Научное издание) / Д. Б. Вафин. – Казань : Изд. центр «Школа», 2008. – 114 с.

Статьи в сборниках, авторские свидетельства на изобретения и материалы конференций:

9. **Вафин, Д. Б.** Сложный теплообмен в технологических печах нефтехимической промышленности / Д. Б. Вафин, А. М. Абдуллин // Вестник Казан. технол. универс. – 2009. – № 1. – С. 90 – 96.

10. **А. с. 778483 СССР, МКл³ G 01 1/28.** Способ получения прозрачного образца расплава тугоплавкого окисла / А. А. Ананьев, Д. Б. Вафин, В. Ю. Зыков, А. Б. Шигапов (СССР). – № 2707973 / 22–26; заявл. 05.01.79; опубл. 14.07.80, (не подлежит опубликованию в открытой печати). – 5с.

11 **А. с. 807170 СССР, МКл³ G 01 21/81.** Устройство для измерения оптических свойств расплавов окислов металлов и металлоидов/ А. А. Ананьев, Д. Б. Вафин, В. Ю. Зыков, А. Б. Шигапов (СССР).– № 2693469 /18–25; заявл. 09.11.78; опубл. 23.02.81, Бюл. № 7. – 3 с.: ил.

12. **Вафин, Д. Б.** Математическая модель сложного теплообмена во вращающихся цилиндрических печах / Д. Б. Вафин, А. В. Садыков; Казан. хим.–технол. ин–т. – Казань, 1992. – 13 с. Деп. ВИНТИ 9.09.92. № 2747 – В92.

13. **Вафин, Д. Б.** Применение дифференциального метода для теплового расчета радиантных камер трубчатых печей при настильном сжигании топлива / Д. Б. Вафин, А. М. Абдуллин, Р. А. Хаматвалеев // Реакционные трубчатые печи. Исследование и конструирование. – М.: Химия, 1990. – С. 47 – 54.

14. **Вафин, Д. Б.** Численное решение задачи сложного теплообмена и горения газообразного топлива в топках трубчатых печей / Д. Б. Вафин, А. В. Садыков, М. А. Харичко // Реакционные трубчатые печи. Исследование и конструирование. – М.: Химия, 1990. – С. 37 – 46.

15. **Вафин, Д. Б.** Влияние особенностей выгорания газообразного топлива на радиационно–конвективный теплообмен в цилиндрических печах / Д. Б. Вафин, А. В. Садыков // Межвуз. сб. Тепло– и массообмен в химической технологии.– Казань: КХТИ. – 1989. – С. 21 – 25.

16. **Вафин, Д. Б.** Особенности влияния селективности излучения на расчетные характеристики сложного теплообмена в топках трубчатых печей / Д. Б. Вафин, А. М. Абдуллин // Межвуз. сб. Тепло– и массообмен в химической технологии. – Казань: КХТИ. – 1989.– С. 15 – 20.

17. **Вафин, Д. Б.** Расчет турбулентных течений с химическими реакциями в задачах сложного теплообмена / Д. Б. Вафин, А. В. Садыков // Межвуз. сб. Тепло- и массообмен в химической технологии. – Казань: КХТИ. – 1988. – С. 16 – 20.
18. **Вафин, Д. Б.** Некоторые результаты численного исследования аэродинамики топочных устройств / Д. Б. Вафин, А. В. Садыков; Казан. хим.–технол. ин–т. – Казань, 1988. – 14 с. – Деп. в ОНИИТЭХИМ, Черкассы. 20. 07.88. № 722–ХП–88.
19. **Вафин, Д. Б.** Параметрический анализ внутреннего теплообмена в трубчатых реакторах / Н. Х. Ахунов, Д. Б. Вафин, А. А. Сагдеев; Казан. хим.–технол. ин–т. – Казань, 1986. – 15 с. – Деп. в ОНИИТЭХИМ, Черкассы. 20. 07.86. № 320–хп–86.
20. **Вафин, Д. Б.** Теплообмен излучением между коаксиальными цилиндрами конечной длины / Д. Б. Вафин, А. В. Садыков, А. М. Абдуллин; Казан. хим.–технол. ин–т. – Казань, 1986. – 12 с. – Деп. в ОНИИТЭХИМ, Черкассы. 03. 07.86. № 854–хп–86.
21. **Вафин, Д. Б.** К расчету оптимального теплового режима работы трубчатых печей / Д. Б. Вафин, А. М. Абдуллин // Межвуз. сб. Тепло- и массообмен в химической технологии. – Казань: КХТИ. – 1984. – С. 60 – 63.
22. **Вафин, Д. Б.** К измерению температуры гетерогенных сред / Д. Б. Вафин, А. Б. Шигапов // Межвуз. сб. Тепловые процессы и свойства рабочих тел двигателей летательных аппаратов. – Казань: КАИ.– 1984. – С. 56 – 66.
23. **Вафин, Д. Б.** Влияние процесса кристаллизации частиц окиси Al_2O_3 на излучение двухфазных потоков / Д. Б. Вафин, Г. А. Важинский, В. П. Ившин // Межвуз. сб. Тепловые процессы и свойства рабочих тел двигателей летательных аппаратов. – Казань: КАИ. – 1982. – С. 61 – 64.
24. **Вафин, Д. Б.** Зависимость излучения гетерогенных продуктов сгорания от температурной неравномерности фаз / Д. Б. Вафин, А. Б. Шигапов, В. И. Ибатуллин // В межвуз. сб. Тепловые процессы и свойства рабочих тел двигателей летательных аппаратов. – Казань: КАИ. – 1982. – С. 55 – 60.
25. **Вафин, Д. Б.** Влияние неравномерности распределения параметров двухфазного потока на излучение среды / А. Б. Шигапов, Д. Б. Вафин // Межвуз. сб. Тепловые процессы и свойства рабочих тел двигателей летательных аппаратов. – Казань: КАИ. – 1980. – С. 110 – 114.
26. **Вафин, Д. Б.** Радиационные свойства высокотемпературных продуктов сгорания, содержащих конденсированные частицы борного ангидрида и фтористого лития / А. Б. Шигапов, В. Ю. Зыков, Д. Б. Вафин // Межвуз. сб. Тепловые процессы и свойства рабочих тел двигателей летательных аппаратов. – Казань: КАИ. – 1980. – С. 99 – 110.
27. **Вафин, Д. Б.** Решение двумерного уравнения переноса излучения / А. Б. Шигапов, Д. Б. Вафин // Межвуз. сб. Тепло- и массообмен в двигателях летательных аппаратов. – Казань: КАИ. – 1979. – Вып. 2. С. 101–106.
28. **Вафин, Д. Б.** Влияние характера отражения футеровки на теплообмен излучением в топках / Д. Б. Вафин // Матер. межрег. науч.-пр. конф. Инновац. процессы в области образования, науки и производства. Т. 1. – Казань: Учреждение – редакция «Бутлеровские сообщения». – 2004. – С. 35 – 39.
29. **Вафин, Д. Б.** Взаимовлияние механизмов теплообмена в технологических печах / Д. Б. Вафин, А. М. Абдуллин, А. В. Садыков // Труды Всероссийской научн. конф. Тепло- и массообмен в хим.технологии. – Казань: КГТУ. – 2000. – С. 38.
30. **Вафин, Д. Б.** Вопросы радиационной газовой динамики в технологических печах / Д. Б. Вафин // Труды межд. н.техн. конфер. Техничко-экономические проблемы промышл. производства. – Н. Челны: КАМПИ. – 2000. – С. 63.

31. **Вафин, Д. Б.** Тепловой расчет трубчатых печей с излучающими стенками на основе дифференциального метода / Д. Б. Вафин, А. М. Абдуллин // Тезисы докл. V междунар. конф. Методы кибернетики химико–технологических процессов. – Казань: Казан. гос. технол. ун–т. – 1999. – С 17.

32. **Вафин, Д. Б.** Расчет интегрального теплообмена в трубчатой печи В101 и анализ её работы / Д. Б. Вафин, А. М. Абдуллин, А. В. Садыков // Труды V междунар. конференц. Нефтехимия – 99. – Нижнекамск. – 1999. – С. 55 – 57.

33. **Вафин, Д. Б.** Численное моделирование теплообмена и газодинамики в топках трубчатых печей при настильном режиме сжигания топлива / Д. Б. Вафин, А. М. Абдуллин // Сб. научн. тр. Интенсификация химических процессов и переработки нефтяных компонентов / КГТУ, Казань, – Нижнекамск: ИПЦ. – 1999. – С. 117–122.

34. **Вафин, Д. Б.** Автоматизация теплового расчета высокотемпературных технологических печей / Д. Б. Вафин, А. М. Абдуллин, А. В. Садыков // Тезисы докладов IV междунар. конференции Нефтехимия –96. – Нижнекамск. – 1996. – С. 47.

35. **Вафин, Д. Б.** Математическое моделирование сопряженного теплообмена в технологических печах / Д. Б. Вафин, А. М. Абдуллин, А. В. Садыков // Тезисы докл. междунар. н.–техн. конф. Актуальные проблемы математического моделирования и автоматизированного проектирования в машиностроении. – Казань: КАИ. – 1995. – С. 131 – 132.

36. **Вафин, Д. Б.** Теплообмен в огневых камерах трубчатых печей / Д. Б. Вафин, А. М. Абдуллин, А. В. Садыков // Тезисы докл. II Минского международного форума по тепло– и массообмену. Секция Радиационный и комбинированный теплообмен. – Минск. – 1992. – С. 23.

37. **Вафин, Д. Б.** Исследование сложного теплообмена во вращающихся цилиндрических печах / Д. Б. Вафин, А. М. Абдуллин, А. В. Садыков // Тезисы докл. VII Всесоюзн. конф. по радиационному теплообмену. – Ташкент. – 1991. – С. 136 – 137.

38. **Вафин, Д. Б.** Радиационно – конвективный теплообмен в радиантных камерах трубчатых печей прямоугольного сечения / А. М. Абдуллин, Д. Б. Вафин, А. В. Садыков // Тезисы докл. VII Всесоюзн. конф. по радиационному теплообмену. – Ташкент. – 1991. – С. 134 – 135.

39. **Вафин, Д. Б.** Программный комплекс для автоматизированного определения технологических и тепловых режимов работы высокотемпературных трубчатых печей / Д. Б. Вафин, А. М. Абдуллин, А. В. Садыков и др. // Материалы VII Всесоюз. конфер. Математические методы в химии. – Казань. – 1991. – С. 194 – 196.

40. **Вафин, Д. Б.** Пакет программ для теплового расчета трубчатых печей / Д. Б. Вафин, А. М. Абдуллин, А. В. Садыков и др. // Материалы Всесоюзн. выставки программных комплексов по численному решению задач термомеханики. – М.: МГТУ. – 1990. – С. 11.

41. **Вафин, Д. Б.** Пакет прикладных программ для теплового расчета топочных устройств / Д. Б. Вафин, А. М. Абдуллин, А. В. Садыков // Материалы Всесоюзн. засед. секции Теплообмен излучением ГКНТ СССР Современное состояние и основные направления повышения надежности и интенсификации тепло– массообмена в крупных теплоэнергетических агрегатах. – Куйбешев. – 1989. – С. 46.

42. **Вафин, Д. Б.** К математическому моделированию сложного теплообмена в топках трубчатых печей с учетом горения газообразного топлива / Д. Б. Вафин, А. В. Садыков, М. А. Харичко // Материалы Всесоюзного заседания секции Теплообмен излучением Научного совета по проблеме Массо– и теплоперенос в технологических процессах ГКНТ. –Грозный. – 1988. – С. 5.

43. **Вафин, Д. Б.** Роль селективности излучения в радиационно – конвективном теплообмене в топках трубчатых печей при сводовом сжигании топлива / А. М. Абдуллин, Д. Б. Вафин, Р. А. Хаматвалеев // Материалы Всесоюзного заседания секции Теплообмен излучением Научного совета по проблеме Массо– и теплоперенос в технологических процессах ГКНТ.– Грозный. – 1988. – С. 7–8.

44. **Вафин, Д. Б.** Интегрирование двумерных уравнений переноса излучения в P_1 – приближении методом конечных элементов / А. М. Абдуллин, Д. Б. Вафин // Тез. докл. VI Всесоюз. науч.-техн. конф. по радиационному теплообмену в техн. и технологии / ИФТПЭ . – Каунас.– 1987. – С. 8 – 9.

45. **Вафин, Д. Б.** Численное исследование радиационно–конвективного теплообмена в топках трубчатых печей / А. М. Абдуллин, Д. Б. Вафин, А. В. Садыков // Тез. докл. VI Всесоюз. науч.-техн. конф. по радиационному теплообмену в техн. и технологии / ИФТПЭ . – Каунас. – 1987. – С. 17 – 18.

46. **Вафин, Д. Б.** Исследование оптических констант расплавленных окислов металлов при высоких температурах / А. Ф. Дрегаллин, А. Б. Шигапов, В. Ю. Зыков, Д. Б. Вафин // Тезисы докладов 4-й Всесоюзная конференция по радиационному теплообмену. – Киев: Наукова думка. – 1978. – С. 80 –81.