

Д. Б. Вафин

**ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЙ МЕТОД
ТЕПЛОВОГО РАСЧЕТА ТОПОК**

НАУЧНОЕ ИЗДАНИЕ

Казань 2008

УДК 536.3:621.181

ББК 31.31

В 21

*Рекомендовать монографию к изданию,
по решению редакционно-издательского совета
Казанского технологического университета*

Рецензент: А. Б. Шуганов – д-р техн. наук, профессор, заслуженный деятель науки и техники Республики Татарстан

Вафин, Д. Б.

В 21 Дифференциальный метод теплового расчета топков:
научное издание / Д. Б. Вафин. – Казань, 2008. – 114 с.
ISBN 5-88846-050-8

В работе описана математическая модель и дифференциальный метод расчета сложного теплообмена в топочных камерах трубчатых печей цилиндрического и коробчатого типов, основанный на совместном численном решении системы двухмерных уравнений переноса излучения, энергии, движения продуктов сгорания, $k - \varepsilon$ модели турбулентности, простой модели горения газообразного топлива. Уравнения турбулентного движения, энергии и модели турбулентности решаются в физических $u-v-p$ переменных.

Исследовано влияние зависимости теплофизических свойств продуктов сгорания от температуры на аэродинамические параметры течения, поле температуры и на результирующие тепловые потоки к трубчатому экрану. Изучено влияние характера тепловыделений в объеме факела на лучисто-конвективный теплообмен в печах, влияние эффективной степени черноты трубчатого экрана $\varepsilon_{\text{эф}}$ на локальные и суммарные характеристики результирующих тепловых потоков к поверхности нагрева. Установлено, что селективность излучения продуктов сгорания оказывает существенное влияние на характеристики локального и суммарного теплообмена в топочных камерах рассмотренных в данной работе трубчатых печей. Проведен сравнительный анализ эффективности работы камер радиации трубчатых печей при сводовом и настильном режимах сжигания топлива. Разработан метод расчета сопряженного теплообмена в трубчатой печи паровой конверсии природного газа.

ISBN 5-88846-050-8

© Д. Б. Вафин, 2008

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	5
1. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ РАСЧЕТА ВНЕШНЕГО ТЕПЛООБМЕНА В ТОПКАХ ТРУБЧАТЫХ ПЕЧЕЙ	7
1.1. Постановка задачи	7
1.2. Математическая модель внешнего теплообмена	10
1.3. Решение уравнения переноса излучения методом дискретных ординат	17
1.4. Численный метод расчета осредненных характеристик турбулентного потока в объемах с плоской симметрией	21
1.4.1. Алгоритм решения обобщенного уравнения турбулентного течения	21
1.4.2. Алгоритм расчета поля давления	26
1.4.3. Аппроксимация граничных условий	27
1.4.4. Линеаризация источниковых членов	31
1.5. Алгоритм совместного численного интегрирования уравнений радиационно-конвективного теплообмена	32
2. ОБОСНОВАНИЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО МЕТОДА РАСЧЕТА ЛУЧИСТО – КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛООБМЕНА	35
2.1. Тестирование подпрограмм расчета переноса излучения	35
2.1.1. Только изотропно рассеивающая среда	35
2.1.2. Поглощающая и излучающая однородная среда	38
2.1.3. Точность расчета P_1 -приближения в случае плоской геометрии	39
2.1.4. Тестирование подпрограммы расчета переноса энергии излучением в цилиндрической геометрии	40
2.2. Сравнение расчетных и экспериментальных данных по полю течения осесимметричного турбулентного потока	41
2.3. Сопоставление результатов расчета сложного теплообмена в плоском канале с экспериментальными данными	45
2.4. Сравнение результатов теплового расчета в цилиндрической печи с экспериментальными данными	48
2.5. Сравнение результатов расчета теплообмена в печах коробчатого типа с экспериментальными данными	49
2.5.1. Результаты расчета внешнего теплообмена в радиантной камере трубчатой печи ППР –1360	49

2.5.2. Сравнение данных для печи ЗР2 150/6	51
3. ЛУЧИСТО –КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛООБМЕН В КАМЕРАХ РАДИАЦИИ ТРУБЧАТЫХ ПЕЧЕЙ	55
3.1. Сложный теплообмен в цилиндрических печах	55
3.1.1. Влияние переменности теплофизических свойств продуктов сгорания на результаты теплового расчета	56
3.1.2. Зависимости лучистых потоков от геометрических размеров цилиндрической топки и температуры трубчатого экрана	58
3. 2. Влияние радиационных свойств продуктов сгорания и их селективности на сложный теплообмен в топках	61
3.2.1. Влияние коэффициента поглощения газов на радиационно –конвективный теплообмен	61
3.2.2. Влияние селективности излучения продуктов сгорания на радиационно – конвективный теплообмен	64
3.3. Влияние эффективной степени черноты трубчатого экрана и оптической толщины газов на радиационно–конвективный теплообмен в топках печей коробчатого типа	72
3.4. Взаимное влияние радиационно – конвективного теплообмена и процессов горения газообразного топлива	76
3.5. Исследования сложного теплообмена в камере радиации трубчатой печи с расположением горелок на своде	84
3.6. Сложный теплообмен и аэродинамика топочных газов в камере радиации трубчатой печи с настильным сжиганием топлива	89
3.7. Сравнительный анализ эффективности работы трубчатых печей при сводовом и настильном сжигании топлива в камере радиации	98
3.8. Сопряженный теплообмен в камере радиации трубчатой печи паровой конверсии природного газа	101
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	106
Литература	110

Введение

Трубчатые печи являются одним из основных установок нефтеперерабатывающих и нефтехимических производств. Из-за несовершенства конструкции и низких теплотехнических показателей трубчатых печей перерасходуется значительное количества энергии. Для сооружения трубчатых печей с высокими технико-экономическими показателями необходимо дать комплексное решение, удовлетворяющее: 1) условиям оптимального метода сжигания топлива; 2) интенсификации процесса теплопередачи к трубчатым реакторам; 3) рациональному распределению тепла по трубам экрана; 4) созданию печи с небольшими габаритами при невысокой стоимости сооружения и малых расходах металла и огнеупорного кирпича.

Теплообмен излучением играет решающую роль в топках трубчатых печей. Основные элементы конструкций современных высокотемпературных трубчатых печей (пиролиза, конверсии, риформинга и прочих) работают на пределе возможностей материалов. Речь идет о реакционном змеевике, огнеупорном слое футеровки топочного объема. 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, что в итоге оборачивается дополнительными значительными затратами на поддержание печи в работоспособном состоянии при проектном режиме. Имеющиеся программные комплексы, базирующиеся на зональных методах решения задач внешнего теплообмена, показали свою надежность при расчетах нагревательных печей с низким и средним уровнем температур и тепловых потоков на лучевоспринимающую поверхность. Попытка повышения достоверности результатов, получаемых с помощью зональных методов, путем увеличения числа зон не оправдали надежд в случае высокотемпературных печей. Причиной является необходи-

мость использования большого количества эмпирических данных, которые обычно отсутствуют при разработке новых типов печей.

В целях снижения материалоемкости, создания энергосберегающих технологий и обеспечения надежности конструкций печей необходимо анализировать влияние многочисленных режимных и конструктивных параметров на сложный теплообмен. Для этого необходимо разработать методы расчета полей локальных характеристик лучисто-конвективного теплообмена и аэродинамики в топочных камерах. При этом основное внимание должно быть уделено повышению точности и детализации распределений прогнозируемых характеристик теплообмена в объеме камеры и на ограждающих ее поверхностях.

Одним из направлений в развитии методов расчета сложного теплообмена является использование дифференциальных методов, основанных на достаточно полной математической модели взаимосвязанных процессов радиационно-конвективного теплообмена, турбулентного движения продуктов сгорания и горения топлива в объеме камеры. Точность дифференциальных методов в основном определяется корректностью моделей излучения, турбулентности и горения.

Предложенный дифференциальный метод расчета сложного теплообмена в камерах радиации трубчатых печей основан на совместном численном интегрировании двухмерных уравнений переноса излучения, энергии, турбулентного движения продуктов сгорания, $k - \varepsilon$ модели турбулентности и уравнений простой модели горения газообразного топлива. Для расчета поля излучения в камерах радиации трубчатых печей, где рассеяние излучения на частицах сажи незначительное, в основном использованы уравнения $S_2 -$, $S_4 -$ и $S_6 -$ приближений метода дискретных ординат. Создан пакет прикладных программ, позволяющий провести тепловые расчеты цилиндрических и печей коробчатого типа. Метод апробирован на ряде модельных задач лучистого теплообмена, результаты расчетов сопоставлены также с данными экспериментальных исследований теплообмена в топках. Разработан метод расчета сопряженного теплообмена в камерах радиации трубчатых печей паровой конверсии природного газа, основанный на совместном решении задач внешнего теплообмена в топке и внутриреакторных процессов.

1. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ РАСЧЕТА ВНЕШНЕГО ТЕПЛООБМЕНА В ТОПКАХ ТРУБЧАТЫХ ПЕЧЕЙ

1.1. Постановка задачи

Тепловые потоки к реакционным трубам в топках трубчатых печей формируются в результате совместного действия лучистого, конвективного и кондуктивного механизмов переноса тепла. При этом при высоких температурах около 90% общего количества теплоты передается трубам посредством излучения от топочного объема и кладки. Распределение лучистых потоков тепла в объеме топочной камеры зависит от поля температуры, а для расчета поля температуры должны быть известны поля скорости движения дымовых газов и коэффициентов турбулентного переноса. Следовательно, уравнение переноса излучения следует рассматривать совместно с уравнениями энергии, сохранения компонент количества движения и массы, моделей турбулентности, горения и состояния топочной среды.

На нефтехимических установках наиболее часто применяют печи с вертикально расположенными трубчатыми змеевиками. Имеются печи с беспламенными горелками на излучающих стенах (рис.1.1*а*), с горелками настольного (рис.1.1*б*) и открытого сжигания газообразного топлива (рис.1.1*в, з*). В случае настольного сжигания топлива и использования беспламенных горелок имеет место косвенный направленный режим теплообмена, при использовании горелок открытого факела теплоотдача к реакционным трубам осуществляется главным образом за счет теплового излучения продуктов сгорания. 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 z (рис.3.2.) намного меньше, чем по ее ширине y и высоте x . Поэтому задачу теплообмена и газовой динамики продуктов сгорания можно рассматривать в двухмерной постановке. Малый диаметр труб реакционного змеевика по сравнению с размерами камеры радиации и малый шаг между ними позволяет рассматривать трубчатый экран как твердую стенку, что также упрощает решение газодинамической задачи.

При рассмотрении задачи сложного теплообмена и радиационной газовой динамики в двухмерной постановке вводим следующие допущения:

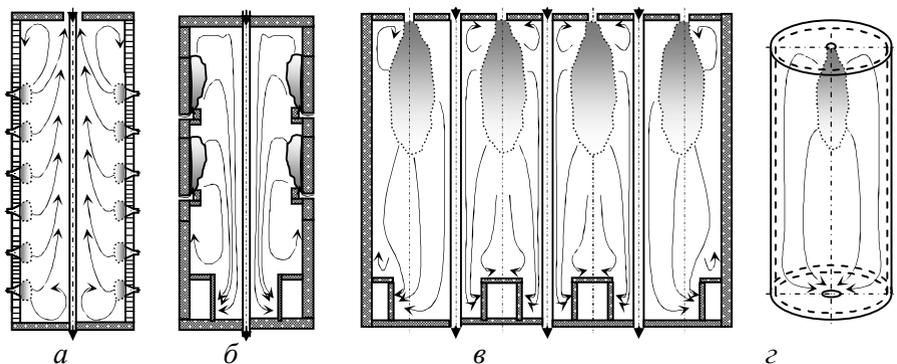


Рис. 1.1. Схемы трубчатых печей

1. Ввиду симметричного расположения труб и горелок, ряд труб заменим сплошной непрозрачной для теплового излучения лучевоспринимающей поверхностью с эффективной степенью черноты. Эффективную степень черноты $\varepsilon_{\text{эф}\lambda}$ и отражательную способность $r_{\text{эф}\lambda}$ такого трубчатого экрана можно вычислить по формулам [1]:

$$\varepsilon_{\text{эф}\lambda} = \frac{\varphi_{n\vartheta}(2-\varphi_{n\vartheta})\varepsilon_{\lambda}}{\varepsilon_{\lambda}+n\varphi_{n\vartheta}(2-\varphi_{n\vartheta})r_{\lambda}}; \quad r_{\text{эф}\lambda} = 1 - \varepsilon_{\text{эф}\lambda}, \quad (1.1)$$

где ε_{λ} , r_{λ} – спектральная степень черноты и отражательная способность наружной поверхности труб; $\varphi_{n\vartheta}$ – угловой коэффициент, зависящий от расстояния между трубами (шага) S_{ϑ} и внешнего диаметра труб d :

$$\varphi_{n\vartheta} = 1 + \frac{d}{S_{\vartheta}} \arctg \sqrt{\frac{S_{\vartheta}}{d} - 1} - \sqrt{1 - \left(\frac{d}{S_{\vartheta}}\right)^2}, \quad n = \frac{S_{\vartheta}}{\pi d}. \quad (1.2)$$

2. Ряд отдельно расположенных горелок на своде заменим узкой щелью с поперечным сечением, равным общей площади амбразуры всех горелок в ряду и будем считать, что топливно-воздушная смесь поступает в объем радиантной камеры сплошным потоком.

Для обоснования второго допущения можно воспользоваться результатами работы [2], где приведены результаты экспериментального исследования аэродинамики воздушной модели трубчатой печи с факельным сжиганием топлива. Горелки расположены в шахматном порядке с шагом $1,5d$ (d – диаметр амбразуры горелки). Показано, что

отдельные струи от горелок сливаются, образуя плоский поток полушириной, равной $1,6 d$ уже на расстоянии от горелок порядка $2 d$, а на расстоянии $4 d$ течение газов становится полностью двухмерным.

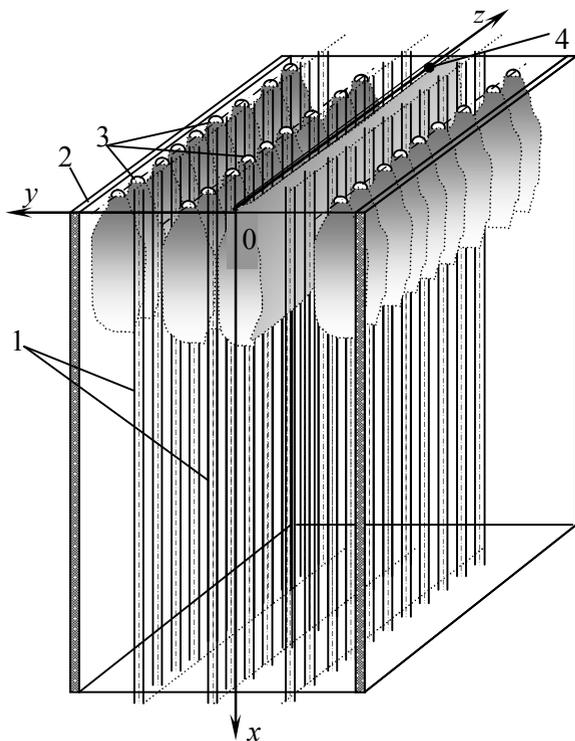


Рис. 1.2. Упрощенная схема многокамерной трубчатой печи и система координат. Обозначения: 1 – трубчатый экран; 2 – боковая стенка; 3 – горелки; 4 – щель, заменяющая ряд горелок.

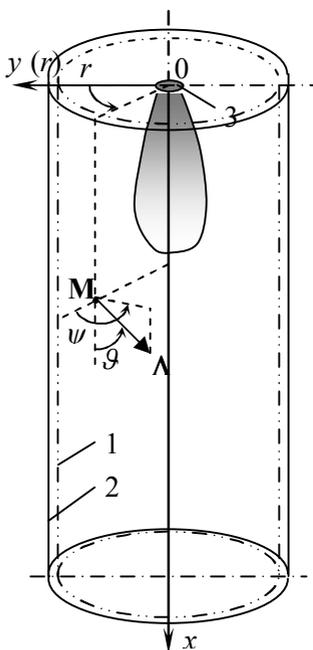


Рис. 1.3. Система координат для цилиндрической печи

Для многосекционной трубчатой печи достаточно сделать тепловой расчет одной средней и одной крайней секций (рис. 1.2), при этом наличие плоскости симметрии Oxz позволяет рассматривать только половину этих секций. Полученные результаты можно распространить на другие аналогичные секции камеры радиации.

1.2. Математическая модель внешнего теплообмена

Для определения лучистых потоков к реакционным трубам необходимо решить интегро-дифференциальное уравнение переноса излучения в поглощающей и рассеивающей среде:

$$\begin{aligned} \mathbf{s}\nabla I_{\lambda}(\mathbf{M},\Lambda) + k_{\lambda}(\mathbf{M}) I_{\lambda}(\mathbf{M},\Lambda) = \alpha_{\lambda}(\mathbf{M})I_{b\lambda}(T) + \\ + \frac{\beta_{\lambda}(\mathbf{M})}{4\pi} \int_{4\pi} I_{\lambda}(\mathbf{M},\Lambda')\gamma_{\lambda}(\Lambda,\Lambda')\Lambda\Lambda'd\Omega, \end{aligned} \quad (1.3)$$

где $I_{\lambda}(\mathbf{M},\Lambda)$ – спектральная интенсивность излучения в точке \mathbf{M} в направлении Λ ; $I_{b\lambda}(T)$ – спектральная интенсивность излучения черного тела при температуре T ; $k_{\lambda}(\mathbf{M}) = \alpha_{\lambda} + \beta_{\lambda}$ – спектральный коэффициент ослабления; $\alpha_{\lambda}(\mathbf{M})$, $\beta_{\lambda}(\mathbf{M})$ – спектральные коэффициенты поглощения и рассеяния; $\gamma_{\lambda}(\Lambda,\Lambda')$ – индикатриса рассеяния.

На граничных поверхностях необходимо учитывать излучение и отражение стенки

$$\begin{aligned} I_{\lambda}(\mathbf{M},\Lambda) = \varepsilon_{\lambda}(\mathbf{M},\Lambda)I_{b\lambda}(T_w) + \\ + \frac{1}{\pi} \int_{\Lambda'\mathbf{n}>0} I_{\lambda}(\mathbf{M},\Lambda')r_w(\mathbf{M},\Lambda')p_{\lambda}(\mathbf{M},\Lambda',\Lambda)\mathbf{n}\Lambda'd\Omega \end{aligned} \quad (1.4)$$

при $\Lambda\mathbf{n} < 0$. Здесь $\varepsilon_{\lambda}(\mathbf{M},\Lambda)$, $r_w(\mathbf{M},\Lambda')$ – спектральные степень черноты и отражательная способность стенки в граничной точке \mathbf{M} ; $p_{\lambda}(\mathbf{M},\Lambda',\Lambda)$ – индикатриса отражения стенки.

Поле температуры в объеме топки определяется в результате решения уравнения энергии, записанного относительно температуры:

$$\rho c_p u \frac{\partial T}{\partial x} + \rho c_p v \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x}(\lambda_{\text{эф}} \frac{\partial T}{\partial x}) + \frac{1}{y^{\alpha}} \frac{\partial}{\partial y}(\lambda_{\text{эф}} y^{\alpha} \frac{\partial T}{\partial y}) + (q_v - \text{div} \mathbf{q}_p), \quad (1.5)$$

где u , v – компоненты скорости продуктов сгорания вдоль осей x и y ; c_p – изобарная удельная теплоемкость; $\lambda_{\text{эф}} = \lambda + \lambda_{\tau}$ – коэффициент эффективной теплопроводности; λ и λ_{τ} – коэффициенты молекулярной и турбулентной 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.

Уравнение (1.5) не учитывает вязкую диссипацию энергии движения и работу расширения газов вследствие их относительного малого вклада в общий тепловой баланс в топках.

Поле течения определяется в ходе решения уравнений движения:

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} (\mu_{\text{эф}} (2 \frac{\partial u}{\partial x} - \text{div} \mathbf{v})) + \\ + \frac{1}{y^\alpha} \frac{\partial}{\partial y} (y^\alpha \mu_{\text{эф}} (\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x})) + f_1, \quad (1.6)$$

$$\rho u \frac{\partial v}{\partial x} + \rho v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} (\mu_{\text{эф}} (\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x})) + \\ + \frac{1}{y^\alpha} \frac{\partial}{\partial y} (y^\alpha \mu_{\text{эф}} (2 \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3} \text{div} \mathbf{v})) + \frac{\mu_{\text{эф}}}{y^\alpha} (2 \frac{v}{y^\alpha} - \frac{2}{3} \text{div} \mathbf{v}) + f_2, \quad (1.7)$$

где $\mu_{\text{эф}} = \mu + \mu_\tau$ – эффективная вязкость; f_1, f_2 – массовые силы. Если ось x направлена по вертикали вниз, то

$$f_1 = \rho g(1 - \beta(T - T_\infty)), \quad f_2 = 0, \quad (1.8)$$

где $\beta = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial T}$ – коэффициент объемного расширения; g – ускорение свободного падения; T_∞ – температура, принимаемая за начало отсчета при учете архимедовых сил.

К уравнениям движения добавляются уравнение неразрывности

$$\frac{\partial(\rho \cdot u)}{\partial x} + \frac{1}{y^\alpha} \frac{\partial}{\partial y} (y^\alpha \rho v) = 0 \quad (1.9)$$

и уравнение состояния газа

$$p = \frac{\rho}{\mu_{\text{см}}} RT, \quad (1.10)$$

где $\mu_{\text{см}}$ – молярная масса смеси газов.

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

$$\frac{\partial}{\partial x} (\rho u \phi) + \frac{1}{y^\alpha} \frac{\partial}{\partial y} (y^\alpha \rho v \phi) = \frac{\partial}{\partial x} (\Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x}) + \frac{1}{y^\alpha} \frac{\partial}{\partial y} (y^\alpha \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial y}) + S_\phi, \quad (1.11)$$

где $\phi = \{k, \varepsilon\}$; $\Gamma_\phi = \mu + \mu_\tau / \sigma_\phi$ – коэффициент переноса; S_ϕ – источник член. По рекомендациям работы [3]:

$$S_k = G - c_k \rho \varepsilon; \quad S_\varepsilon = (c_{1\varepsilon} G \varepsilon - c_{2\varepsilon} \rho \varepsilon^2)/k, \quad (1.12)$$

где G – функция, характеризующая генерацию энергии турбулентности

$$G = \mu_t \left\{ 2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \alpha \left(\frac{v}{y} \right)^2 \right] + \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 \right\}. \quad (1.13)$$

Коэффициенты турбулентной вязкости и теплопроводности вычисляются по формулам

$$\mu_t = c_\mu f_{\mu 1} \rho k^2 / \varepsilon, \quad \lambda_t = c_p \mu_t / \text{Pr}_t, \quad (1.14)$$

где Pr_t – турбулентное число Прандтля, $f_{\mu 1}$ – функция, учитывающая влияние турбулентного числа Рейнольдса $\text{Re}_t = \rho k^2 / \varepsilon \mu$ на μ_t вблизи стенки:

$$f_{\mu 1} = \exp \left[- \frac{a_3}{1 + a_4 \text{Re}_m} \right]. \quad (1.15)$$

Эмпирические коэффициенты $k - \varepsilon$ модели турбулентности взяты по рекомендациям работы [3]:

$$c_{1\varepsilon} = 1,44; \quad c_k = 1,0; \quad \sigma_k = 1; \quad \sigma_\varepsilon = 1,3.$$

Здесь используется модификация $k - \varepsilon$ модели турбулентности [3], согласно которой для течения с небольшими Re_t вблизи стенки:

$$c_\mu = 0,09 f_\mu; \quad c_{2\varepsilon} = 1,92 f_\varepsilon, \quad (1.16)$$

где

$$f_\mu = \exp(-2,5/(1 + 0,02 \text{Re}_t)), \quad f_\varepsilon = 1,0 - 0,3 \exp(-\text{Re}_t^2). \quad (1.17)$$

При $\text{Re}_t \rightarrow \infty$: $f_\mu \rightarrow 1$, $f_\varepsilon \rightarrow 1$.

На срезе горелок (на входе в топку) значения k и ε определяются из соотношений [4]:

$$k_o = 1,5 \text{Tu} u_o^2; \quad \varepsilon_o = C_\mu^{0,75} k_o^{1,5} / (0,1h), \quad (1.18)$$

где Tu , u_o – интенсивность турбулентности и скорость продуктов сгорания (газовоздушной смеси) на входе в топочную камеру ($\text{Tu} = 0,05 - 0,1$); h – ширина входного сечения. Как отмечается в работе [5], при таких параметрах турбулентности на срезе горелок расчетные значения параметров потока удачно согласуются с экспериментом.

На твердой границе диффузионный поток кинетической энергии турбулентности полагается равным нулю, а вблизи границы за пределами вязкого подслоя скорость диссипации турбулентных пульсаций вычисляется из соотношения:

$$\varepsilon = 1,225 c_{\mu}^{0,75} k^{1,5} / (\alpha_2 \zeta), \quad (1.19)$$

где α_2 – эмпирическая постоянная, равная $\alpha_2 = 0,17 - 0,19$; ζ – расстояние от стенки.

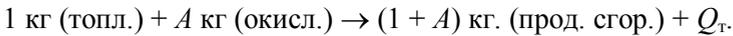
На плоскости симметрии для всех параметров турбулентного потока используется условие симметричности решения:

$$\frac{\partial \phi}{\partial y} = 0; \quad v_o = 0, \quad (1.20)$$

где обобщенная переменная $\phi = (T, u, v, k, \varepsilon)$.

Краевым условием для уравнений движения (1.6, 1.7) на твердой границе является равенство нулю составляющих скорости потока: $u = 0$, $v = 0$. На входе в топку задается скорость истечения газов из среза сопла горелок, определенная исходя из расхода топлива на камеру радиации, коэффициенты избытка воздуха и других данных. В качестве граничного условия для уравнения неразрывности (3.9) на выходном сечении задается нулевое избыточное давление дымовых газов [6].

Распределение источников тепловыделений q_v в уравнении (1.5) зависит от характера выгорания газообразного топлива. В данной работе используется модель простой химической реакции, согласно которой горение предварительно перемешанной газовой смеси протекает в одну стадию



В любом малом объеме топочного пространства имеет место соотношение: $m_r + m_{ок} + m_{пр} = 1$, где m_r , $m_{ок}$, $m_{пр}$ – массовые концентрации горючего, окислителя и продуктов сгорания соответственно. В рамках этой модели равновесный состав продуктов сгорания в объеме топки описывается уравнениями переноса для m_r и переменной $\varphi_r = m_r - m_{ок}/A$. Уравнение для m_r имеет вид [7]:

$$\frac{\partial}{\partial x} (\rho u m_r) + \frac{1}{y^\alpha} \frac{\partial}{\partial y} (y^\alpha \rho v m_r) = \frac{\partial}{\partial x} (\Gamma_r \frac{\partial m_r}{\partial x}) + \frac{1}{y^\alpha} \frac{\partial}{\partial y} (\Gamma_r y^\alpha \frac{\partial m_r}{\partial y}) + S_r. \quad (1.21)$$

Такому же уравнению удовлетворяет уравнение для $m_{ок}$. Источниковый член уравнения для окислителя определяется соотношением $S_{ок} = S_r A$, где A – стехиометрическое количество окислителя для сгорания 1 кг горючего. Из этих двух уравнений в предположении равенства коэффициентов переноса ($\Gamma_r = \Gamma_{ок}$), получается уравнение для пере-

менной $\varphi_2 = m_r - m_{ок}/A$ с нулевым источниковым членом. Коэффициент переноса в (1.21) $\Gamma_r = \mu / \sigma_r$, где σ_r – число Шмидта. Скорость химической реакции R_r (источниковый член S_r) определяется осредненной по времени моделью Аррениуса

$$R_r = C_r p^2 m_r m_{ок} \exp(-E/RT) \quad (1.22)$$

или по модели «обрыва вихрей» [8]:

$$R_r = -C_E \rho g^{1/2} \frac{\varepsilon}{k}. \quad (1.23)$$

Для метановоздушных смесей $E/R = 20\,000$ [9, 7], а значение $C_r = 0,5$ [7]. C_E – универсальная константа, для течения при высоких числах Рейнольдса, ее значение $C_E = 0,53$ [7, 8].

Нами были апробированы обе модели. При использовании модели обрыва вихрей получались лучшие соответствия с экспериментом. При использовании этой модели для определения среднеквадратичной пульсационной составляющей горючего g нужно решить соответствующее уравнение переноса вида (1.21) с источниковым членом [8]

$$S_g = C_{g1} \mu_r \left(\frac{\partial m_2}{\partial y} \right)^2 - C_{g2} \rho g \frac{k^{1/2}}{l},$$

где l – длина пути перемешивания; C_{g1}, C_{g2} – эмпирические постоянные, значения которых соответственно равны 3,0 и 1,32. Если учесть, что $l = k^{3/2}/\varepsilon$, то последнее выражение можно переписать в виде

$$S_g = C_{g1} \mu_r \left(\frac{\partial m_2}{\partial y} \right)^2 - C_{g2} \rho g \frac{\varepsilon}{k}.$$

Если предположить, что генерация равна диссипации, то g можно определить из следующего простого соотношения:

$$g = \frac{C_{g1} \mu_r k}{C_{g2} \rho \varepsilon} \left(\frac{\partial m_2}{\partial y} \right)^2, \quad (1.24)$$

что и было сделано в данной работе.

Граничными условиями для уравнений модели горения на входе в камеру радиации являются $m_r = m_{r0}$; $\varphi_r = \varphi_{r0}$. На оси симметрии: $\partial m_2 / \partial y = \partial \varphi_2 / \partial y = 0$. На жесткой границе – условие отсутствия потока. На выходном сечении $\partial m_2 / \partial x = \partial \varphi_2 / \partial x = 0$.

Источник тепловыделений в уравнении энергии через найденные значения концентрации горючего и окислителя вычислялся по формуле [10]:

$$q_v = \frac{13,5 \cdot 10^{12} m_z m_{ок}}{T} \exp(-E/RT).$$

В некоторых случаях распределение плотностей тепловыделений в объеме факела задавалось на основе эмпирической зависимости для степени выгорания топлива по длине факела:

$$\alpha = 1 - \exp[-A(\frac{x}{l_\phi})^n], \quad (1.25)$$

где A , n – эмпирические коэффициенты; l_ϕ – длина факела. В работах [11, 12] зависимость (1.25) при $n = 2$ предлагается для теплового расчета металлургических печей. В работе [13] рекомендована инженерная методика расчета горения топлива в топках трубчатых печей, основанная на этой же зависимости, определены эмпирические коэффициенты A , n в зависимости от режима сжигания топлива. В наших работах [14, 15, 16, 17] выполнен сравнительный анализ моделей горения на основе зависимости (1.25) и описанной выше одноступенчатой химической реакции.

Для определения дивергенции лучистых потоков решается уравнение переноса излучения (1.3) с использованием метода сферических гармоник или метода дискретных ординат. Вектор плотности спектрального потока излучения через спектральную интенсивность излучения определяется интегрированием по всем направлениям:

$$\mathbf{q}_{p\lambda} = \int_{4\pi} I_\lambda(\mathbf{M}, \Lambda) \Lambda d\Omega.$$

Вектор плотности интегрального потока излучения получается интегрированием спектральной плотности в пределах всего спектра излучения:

$$\mathbf{q}_p = \int_0^\infty \mathbf{q}_{p\lambda} d\lambda.$$

Составляющая этого вектора в любом заданном направлении \mathbf{s} называется поверхностной плотностью потока результирующего излучения в направлении \mathbf{s} и определяется выражением

$$\mathbf{q}_{ps} = \mathbf{s} \cdot \mathbf{q}_p = \int_{\Omega=4\pi} I(\mathbf{M}, \Lambda) \Lambda \cdot \mathbf{s} d\Omega.$$

Граничным условием для уравнения энергии на ограничивающих топку стенках является условие теплового баланса у стенки, составленное с учетом плотностей результирующих лучистых, конвективных потоков тепла и тепловых потерь через нее:

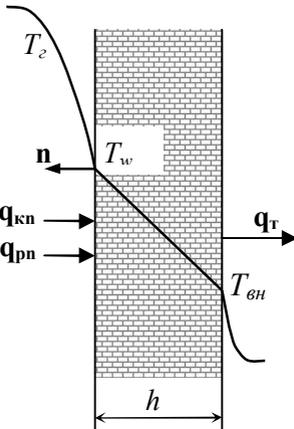


Рис. 3.3. Изменение температуры вблизи стенки

$$\mathbf{q}_{кн} + \mathbf{q}_{рн} = -\mathbf{q}_т, \quad (1.26)$$

где $\mathbf{q}_{кн}$ и $\mathbf{q}_{рн}$ – поверхностные плотности результирующих конвективных и лучистых потоков в направлении внутренней нормали \mathbf{n} к стенке (рис.1.3); $\mathbf{q}_т$ – поверхностная плотность кондуктивного теплового потока через стенку.

Если градиент температуры поперек кладки намного больше, чем вдоль кладки, то плотность тепловых потерь через стенку можно вычислить, решив одномерное уравнение теплопроводности:

$$q_т = \frac{\lambda_{кл}}{h} (T_w - T_{вн}), \quad (1.27)$$

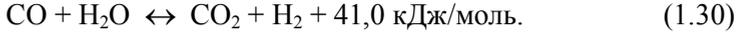
где T_w и $T_{вн}$ – температуры внутренней и внешней поверхностей стенки соответственно; h и $\lambda_{кл}$ – толщина и коэффициент теплопроводности кладки.

Для вычисления поверхностной плотности результирующего конвективного теплового потока в направлении внутренней нормали \mathbf{n} к стенке используется выражение:

$$\mathbf{q}_{кн} = -\lambda_{эф} \left(\frac{\partial T}{\partial \mathbf{n}} \right)_w. \quad (1.28)$$

На входном сечении в топку задается температура входящих газов T_o , рассчитанная по методу интегральных тепловых балансов [18].

Состав и температура получаемого целевого продукта, температура поверхности трубчатого экрана должна определяться из совместного решения внутренней и внешней задач теплообмена с учетом физико-химических процессов, происходящих внутри реакционных труб. Для расчета внутреннего теплообмена используется пакет прикладных программ, разработанный в Институте газа АН УССР и ВНИИНЕФ-ТЕМАШ [19, 20]. В основу метода положена равновесная модель, учитывающая следующие реакции окисления метана:



Если исследуется только внешний теплообмен без учета внутриреакторных процессов, то задается экспериментально определенное распределение температуры внешней поверхности труб.

1.3. Решение уравнения переноса излучения методом дискретных ординат

При использовании метода дискретных ординат уравнение переноса излучения (1.3) 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 величине проекции единичного вектора направления S_m на оси координат $0x$ и $0y$ соответственно (рис.1.4). В зависимости от их количества различают S_2 – приближение ($N_o = 4$), S_4 – приближение ($N_o = 12$), и другие [21]. Таким образом, вместо интегродифференциального уравнения (1.3) получается система дифференциальных уравнений относительно интенсивности излучения I_m^k в k -ом спектральном диапазоне вдоль каждого из этих направлений m :

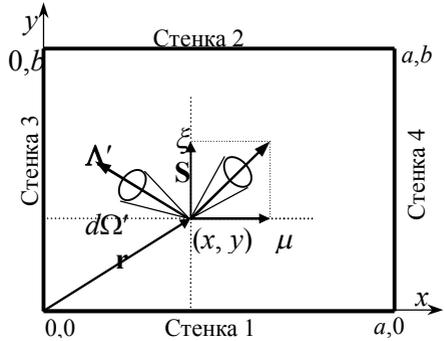


Рис. 1.4. Система координат для метода дискретных ординат

$$\mu_m \frac{\partial I_m^k}{\partial x} + \xi_m \frac{\partial I_m^k}{\partial y} = \alpha_k \int_{\lambda_{k-1}}^{\lambda_k} I_{b\lambda} d\lambda + (\alpha_k + \beta_k) I_m^k + \frac{\beta_k}{4\pi} \sum_{m'=k}^{N_o} w_{m'} \phi_{m'm} I_{m'}^k, \quad (1.31)$$

где α_k, β_k – осредненные спектральные коэффициенты поглощения и рассеяния в определенном спектральном диапазоне k ; μ_m, ξ_m – угловые координаты и w_m – весовые коэффициенты [22].

Интегральный член в уравнении переноса (1.3) вычисляется с помощью квадратуры Гаусса. Интенсивности излучения вдоль различных направлений связаны между собой через угловые весовые коэффициенты $w_{m'}$, которые численно равны площади единичной сферы, отсекаемой соответствующим направлением S_m телесным углом $\Delta\Omega$. Индикатриса рассеяния представляется в виде

$$\gamma(\theta) = 1 + g_1 \cos \theta. \quad (1.32)$$

Тогда коэффициент $\phi_{m'm}$, учитывающий анизотропию рассеяния при квадратурном представлении интегрального члена вычисляется по формуле

$$\phi_{m'm} = 1 + g_1 [\mu_m \mu_{m'} + \xi_m \xi_{m'} + \eta_m \eta_{m'}]. \quad (1.33)$$

Граничное условие (1.4) в методе дискретных ординат для различных стенок аппроксимируются следующими выражениями:

$$I_m^k = \varepsilon_k I_{bk}(T_w) + \frac{r_k}{\pi} \sum_{m'}^{N_o} w_{m'} |\mu_{m'}| I_{m'}^k, \quad (1.34)$$

при $x = 0$ (стенка 3 рис.1.4) $\mu_m > 0$ и $\mu_{m'} < 0$; при $x = a$ (ст. 4) $\mu_m < 0$ и $\mu_{m'} > 0$;

$$I_m^k = \varepsilon_k I_{bk}(T_w) + \frac{r_k}{\pi} \sum_{m'}^{N_o} w_{m'} |\xi_{m'}| I_{m'}^k, \quad (1.35)$$

при $y = 0$ (стенка 1) $\xi_m > 0$ и $\xi_{m'} < 0$; при $y = b$ (ст. 2) $\xi_m < 0$ и $\xi_{m'} > 0$.

Для разностной аппроксимации уравнения (1.31) проинтегрируем по направлениям S–N и W–E контрольного объема вокруг точки (i, j) , показанного на рис. 1.5. В результате получаем систему алгебраических уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \mu_m A_j (I_{m(i+1,j)}^k - I_{m(i-1,j)}^k) + \xi_m B_i (I_{m(i,j-1)}^k - I_{m(i,j+1)}^k) &= F_{ij} - \psi_{ij} + S_{ij}; \\ F_{ij} &= \alpha_{i,j}^k I_b^k(T_{ij}) \sigma_{ij}; \quad \psi_{ij} = (\alpha_{i,j}^k + \beta_{i,j}^k) \sigma_{ij}; \\ S_{ij} &= \frac{\beta_{i,j}^k \sigma_{i,j}}{4\pi} \sum_{m'=1}^{N_o} w_{m'} \phi_{m'm} I_{m'(i,j)}^k; \quad I_b^k(T_{ij}) = \int_{\lambda_{k-1}}^{\lambda_k} I_{b\lambda}(\lambda, T_{i,j}) d\lambda; \\ \sigma_{ij} &= 4B_i A_j; \quad A_j = 0,5(y_{j+1} - y_j); \quad B_i = 0,5(x_{i+1} - x_i). \end{aligned} \right\} (1.36)$$

Значения угловых координат и весовых коэффициентов приведены в табл. 1.1. Для остальных направлений получаются аналогичные уравнения.

Покажем, как получаются формулы для численного решения алгебраических уравнений. Рассмотрим направление, для которого $\mu_m > 0$ и $\xi_m > 0$. Предположим, что искомая величина $I_{m(k,l)}^k$ в узловой точке (k,l) связана со значениями в соседних точках согласно соотношению:

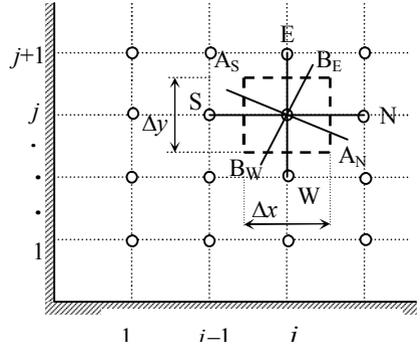


Рис. 3.5. Разностная сетка

$$I_{m(i,j)}^k = \omega I_{m(i,j+1)}^k + (1 - \omega) I_{m(i,j-1)}^k = \omega I_{m(i+1,j)}^k + (1 - \omega) I_{m(i-1,j)}^k, \quad (1.37)$$

где ω – интерполяционный коэффициент. Подставляя (1.37) в (1.36), получаем прогоночную формулу:

$$I_{m(i,j)}^k = \frac{\mu_m A_j I_{m(i-1,j)}^k + \xi_m B_i I_{m(i,j-1)}^k + \omega(F_{i,j} + S_{i,j})}{\omega \psi_{i,j} + \mu_m A_j + \xi_m B_i}. \quad (1.38)$$

Для отрицательных значений μ_m и ξ_m получаются аналогичные выражения.

Система уравнений (1.36) решается по итерационной схеме:

- 1) задается начальное приближение $I_{m(i,j)}^k$ в узловых точках области;
- 2) по уравнениям (1.34), (1.35) вычисляются значения $I_{m(i,j)}^k$ в узловых точках границ;
- 3) по прогоночной формуле (1.38) производится покоординатное вычисление значений $I_{m(i,j)}^k$ следующего приближения с учетом знака μ_m и ξ_m для всех направлений $m = 1, N_o; k = 1, N;$

Таблица 3.1

Угловые координаты и весовые коэффициенты для S_N –приближения

№ направ.	μ_m	ξ_m	η_m	w_m/π
S_2 –приближение				
1	-0,57735026	-0,57735026	0,57735026	1
2	0,57735026	-0,57735026	0,57735026	1
3	-0,57735026	0,57735026	0,57735026	1
4	0,57735026	0,57735026	0,57735026	1
S_4 –приближение				
1	-0,33333333	-0,88191710	0,33333333	1/3
2	0,33333333	-0,88191710	0,33333333	1/3
3	-0,88191710	-0,33333333	0,33333333	1/3
4	-0,33333333	-0,33333333	0,88191710	1/3
5	0,33333333	-0,33333333-	0,88191710	1/3
6	0,88191710	-0,33333333	0,33333333	1/3
7	-0,88191710	0,33333333	0,33333333	1/3
8	-0,33333333	0,33333333	0,88191710	1/3
9	0,33333333	0,33333333	0,88191710	1/3
10	0,88191710	0,33333333	0,33333333	1/3
11	-0,33333333	0,88191710	0,33333333	1/3
12	0,33333333	0,88191710	0,33333333	1/3
S_6 –приближение				
1	-0,25819889	-0,93094934	0,25819889	0,16086125
2	0,25819889	-0,93094934	0,25819889	0,16086125
3	-0,68313005	-0,68313005	0,25819889	0,17247209
4	-0,25819889	-0,68313005	0,68313005	0,17247209
5	0,25819889	-0,68313005	0,68313005	0,17247209
6	0,68313005	-0,68313005	0,25819889	0,17247209
7	-0,93094934	-0,25819889	0,25819889	0,16086125
8	-0,68313005	-0,25819889	0,68313005	0,17247204
9	-0,25819889	-0,25819889	0,93094934	0,16086125
10	0,25819889	-0,25819889	0,93094934	0,16086125
11	0,68313005	-0,25819889	0,68313005	0,17247204
12	0,93094934	-0,25819889	0,25819889	0,16086125
13	-0,93094934	0,25819889	0,25819889	0,16086125
14	-0,68313005	0,25819889	0,68313005	0,17247204
15	0,25819889	0,25819889	0,93094934	0,16086125
16	0,25819889	0,25819889	0,93094934	0,16086125
17	0,68313005	0,25819889	0,68313005	0,17247204
18	0,93094934	0,25819889	0,25819889	0,16086125
19	-0,68313005	0,68313005	0,25819889	0,17247204
20	-0,25819889	0,68313005	0,68313005	0,17247204
21	0,25819889	0,68313005	0,68313005	0,17247204
22	0,68313005	0,68313005	0,25819889	0,17247204
23	-0,25819889	0,93094934	0,25819889	0,16086125
24	0,25819889	0,93094934	0,25819889	0,16086125

4) принимая полученные значения величин $I_{m(i,j)}^k$ за начальное приближение, выполняется переход в пункт 2) до выполнения условия сходимости:

$$\max_{i,j} \left| \frac{\varphi_{i,j}^n - \varphi_{i,j}^{n+1}}{\varphi_{i,j}^n} \right| < \delta, \quad (1.39)$$

где n – номер итерации; δ – наперед заданная малая величина;

$$\varphi = \sum_{m=1}^{N_o} w_m I_m^k.$$

Компоненты вектора плотности результирующего излучения в направлениях x и y вычисляются суммированием по выбранным направлениям и N_o и по спектральным диапазонам N :

$$q_x = \sum_k \sum_m^N \mu_m w_m I_m^k; \quad q_y = \sum_k \sum_m^N \zeta_m w_m I_m^k. \quad (1.40)$$

Дивергенция лучистых потоков в контрольном объеме:

$$\operatorname{div} \mathbf{q}_{p(i,j)} = \frac{q_{x(i+1,j)} - q_{x(i,j)}}{\Delta x_{i,j}} + \frac{q_{y(i,j+1)} - q_{y(i,j)}}{\Delta y_{i,j}}. \quad (1.41)$$

1.4. Численный метод расчета осредненных характеристик турбулентного потока в объемах с плоской симметрией

1.4.1. Алгоритм решения обобщенного уравнения турбулентного течения

Описанные уравнения энергии, движения, k - ε модели турбулентности и одноступенчатой модели горения можно объединить в одно общее дифференциальное уравнение, которое имеет вид:

$$\rho u \frac{\partial \phi}{\partial x} + \rho v \frac{\partial \phi}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) + S_\phi; \quad (1.42)$$

$$S_\phi = S_c - S_p \phi,$$

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 $S_p \geq 0$.

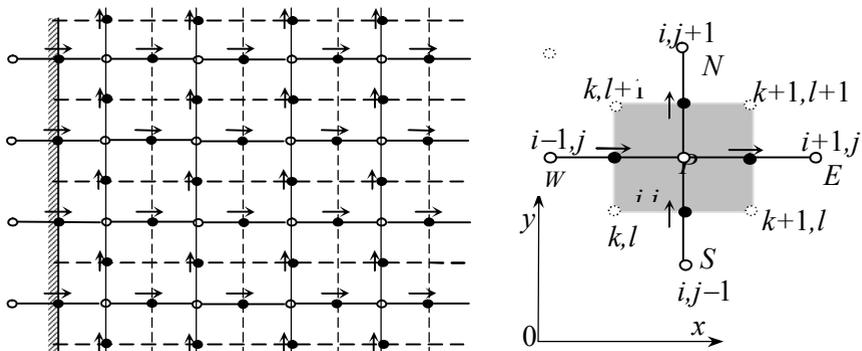


Рис. 1.6. Конечно – разностная сетка «шахматного» типа и система индексации: \circ – основные узлы; \bullet , \uparrow , \rightarrow – узлы хранения составляющих скорости соответственно в направлениях $0x$ и $0y$

Для алгебраической аппроксимации уравнения (1.42) рассмотрим разностную сетку «шахматного» типа (рис. 1.6). Узлы, в которых определяются продольная u и поперечная v составляющие скорости (на рис. 1.6 черные кружечки), сдвинуты относительно «основных» узлов (светлые кружечки) на полшага в продольном и поперечном направлениях соответственно.

Обобщенное уравнение (1.42) представим в виде:

$$\frac{\partial J_x}{\partial x} + \frac{\partial J_y}{\partial y} = 0, \quad (1.43)$$

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

$$\left. \begin{aligned} J_x &= F_x + D_x \equiv \rho u \phi - \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x}; \\ J_y &= F_y + D_y \equiv \rho v \phi - \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial y}. \end{aligned} \right\} \quad (1.44)$$

Интегрируя уравнение (1.43) по контрольному объему (закрашенная область на рис. 1.6), получаем систему разностных уравнений:

$$(J_{k+1,j} - J_{k,j}) \Delta y_l + (J_{i,l+1} - J_{i,l}) \Delta x_k = S_{\phi ij} \Delta x_k \Delta y_l; \quad (1.45)$$

$$\Delta x_k = x_{k+1} - x_k ; \Delta y_l = y_{l+1} - y_l.$$

Аналогичным образом можно получить разностные уравнения для уравнения неразрывности (1.9):

$$(F_{k+1,j} - F_{k,j}) \Delta y_l + (F_{i,l+1} - F_{i,l}) \Delta x_k = 0; \quad (1.46)$$

Умножим уравнение (1.46) на $\phi_{i,j}$ и вычтем полученное выражение из (1.45):

$$\begin{aligned} [(J_{k+1,j} - F_{k+1,j} \phi_{i,j}) - (J_{k,j} - F_{k,j} \phi_{i,j})] \Delta y_l + (J_{i,l+1} - F_{i,l+1} \phi_{i,j}) - (J_{i,l} - F_{i,l} \phi_{i,j}) \Delta x_k = \\ = (S_{c,i,j} - S_{p,i,j} \phi_{i,j}) \Delta x_k \Delta y_l. \end{aligned} \quad (1.47)$$

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

$$\left. \begin{aligned} J_{k+1,j} - F_{k+1,j} \phi_{i,j} &= a_{i,j} (\phi_{i,j} - \phi_{i+1,j}); \\ J_{k,j} - F_{k,j} \phi_{i,j} &= c_{i,j} (\phi_{i-1,j} - \phi_{i,j}). \end{aligned} \right\} \quad (1.48)$$

Аналогичные соотношения можно получить для потоков вдоль направления $0y$. Подставляя выражения (1.48) в (1.47), получаем систему алгебраических уравнений относительно значений искомой функции ϕ в узлах сетки:

$$p_{i,j} \phi_{i,j} = a_{i,j} \phi_{i+1,j} + c_{i,j} \phi_{i-1,j} + b_{i,j} \phi_{i,j+1} + d_{i,j} \phi_{i,j-1} + f_{i,j}, \quad (1.49)$$

где

$$\left. \begin{aligned} a_{i,j} &= D_{k+1,j} A(|R_{k+1,j}|) + [- F_{k+1,j}, 0]; \\ c_{i,j} &= D_{k,j} A(|R_{k,j}|) + [F_{k,j}, 0]; \\ b_{i,j} &= D_{i,l+1} A(|R_{i,l+1}|) + [- F_{i,l+1}, 0]; \\ d_{i,j} &= D_{i,l} A(|R_{i,l}|) + [F_{i,l}, 0]; \\ p_{i,j} &= a_{i,j} + c_{i,j} + b_{i,j} + d_{i,j} + S_{p,i,j} \Delta x_k \Delta y_l; \\ f_{i,j} &= S_{c,i,j} \Delta x_k \Delta y_l. \end{aligned} \right\} \quad (1.50)$$

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

$$F_{k,j} = (\rho u)_{k,j} \Delta y_l; \quad F_{i,l} = (\rho v)_{i,l} \Delta x_k. \quad (1.51)$$

Величины, называемые проводимостями, вычисляются по соотношениям

$$\left. \begin{aligned} D_{k+1,j} &= \Gamma_{k+1,j} \frac{\Delta y_l}{x_{j+1} - x_i}; & D_{k,j} &= \Gamma_{k,j} \frac{\Delta y_l}{x_i - x_{i-1}}; \\ D_{i,l+1} &= \Gamma_{i,l+1} \frac{\Delta x_k}{y_{j+1} - y_j}; & D_{i,l} &= \Gamma_{i,l} \frac{\Delta x_k}{y_j - y_{j-1}} \end{aligned} \right\} \quad (1.52)$$

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. Функция $A(R)$ введена для интерполяции значения переменной ϕ между двумя узловыми точками [6]:

$$A(R) = [[0, (1 - 0,1 R)^5]].$$

Система алгебраических уравнений (1.49) решается полинейным методом с привлечением матричной прогонки ТДМА (Tri – diagonal – Matrix – Algorithm – трехдиагональный матричный алгоритм) или метода матричной прогонки для всей области. Название ТДМА является результатом того, что когда матрица коэффициентов этих уравнений записана, все ненулевые коэффициенты группируются вдоль трех диагоналей матрицы. Уравнения (1.46) для всей области интегрирования может быть записана в виде следующей системы трехточечных векторных уравнений:

$$-A_i \phi_{i+1} + B_i \phi_i - C_i \phi_{i-1} = F_i, \quad (1.53)$$

где $\phi_i = |\phi_{i,j}|$, $F_i = f_{i,j}$ – векторы, состоящие из сеточных значений искомой функции ϕ одного столбца сетки с номером i (рис. 1.6) и из значений сеточных источниковых величин; A_i – двухдиагональная матрица; B_i – трехдиагональная матрица; C_i – диагональная матрица. Элементами этих матриц являются узловые коэффициенты уравнений (1.47):

$$A_i = \left\| \begin{array}{ccccccc} a_{i,1}+d_{i,1} & 0 & 0 & \dots & 0 & 0 & 0 \\ -d_{i,2} & a_{i,2} & 0 & \dots & 0 & 0 & 0 \\ \cdot & \cdot & \cdot & \dots & \cdot & \cdot & \cdot \\ 0 & 0 & 0 & \dots & -d_{i,M-1} & a_{i,M-1} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \dots & 0 & -d_{i,M-1} & a_{i,M}+b_{i,M} \end{array} \right\| ; \quad (1.55)$$

$$B_i = \left\| \begin{array}{ccccccc} a_{i,1}-d_{i,1} & -b_{i,1} & 0 & \dots & 0 & 0 & 0 \\ -d_{i,2} & p_{i,2} & -b_{i,2} & \dots & 0 & 0 & 0 \\ \cdot & \cdot & \cdot & \dots & \cdot & \cdot & \cdot \\ 0 & 0 & 0 & \dots & -d_{i,M-1} & p_{i,M-1} & -b_{i,M-1} \\ 0 & 0 & 0 & \dots & 0 & -d_{i,M-1} & p_{i,M}-b_{i,M} \end{array} \right\| ; \quad (1.54)$$

$$C_i = \left\| \begin{array}{ccccccc} c_{i,1} & 0 & 0 & \dots & 0 & 0 & 0 \\ 0 & c_{i,2} & 0 & \dots & 0 & 0 & 0 \\ \cdot & \cdot & \cdot & \dots & \cdot & \cdot & \cdot \\ 0 & 0 & 0 & \dots & 0 & c_{i,M-1} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \dots & 0 & 0 & c_{i,M} \end{array} \right\| ;$$

Алгоритм матричной прогонки для векторного уравнения (1.53) области интегрирования записывается в виде:

$$\begin{aligned} \alpha_{i+1} &= (B_i - C_i \alpha_i)^{-1} A_i; \quad i = 2, 3, \dots, N; \quad \alpha_2 = (B_1 - C_1)^{-1} A_1; \\ \beta_{i+1} &= (B_i - C_i \alpha_i)^{-1} (F_i + C_i \beta_i); \quad i = 2, 3, \dots, N; \quad \beta_2 = (B_1 - C_1)^{-1} F_1; \\ \phi_i &= \alpha_{i+1} \phi_{i+1} + \beta_{i+1}; \quad i = N, N-1, \dots, 1; \quad \phi_{N+1} \text{ из граничных условий,} \end{aligned}$$

где N, M – число узловых точек вдоль осей Ox и Oy соответственно.

Алгоритм корректен если, матрицы $(B_1 - C_1)$, $(B_i - C_i \alpha_i)$ для $1 \leq i \leq N$ не вырождены. Для устойчивости алгоритма (1.55) необходимо, чтобы нормы матриц удовлетворяли следующим условиям

$$\|(B_1 - C_1)^{-1} A_1\| \leq 1, \quad \|B_i^{-1} C_i\| + \|B_i^{-1} A_i\| \leq 1, \quad 1 \leq i \leq N.$$

В случае использования полинейного метода ТДМА вместо векторного уравнения (1.53) используется аналогичного вида сеточное алгебраическое уравнение: $A_i \equiv a_{i,j}$, $B_i \equiv p_{i,j}$, $C_i \equiv c_{i,j}$, $\phi_i \equiv \phi_{i,j}$. Источниковый член уравнения F_i тоже не является вектором, но включает данные из двух соседних узлов по оси y : $F_i = f_{i,j} + b_{i,j} \phi_{i,j+1} + d_{i,j} \phi_{i,j-1}$. В качестве значений искомой функции $\phi_{i,j+1}$ и $\phi_{i,j-1}$ можно взять зна-

чения из предыдущей итерации и вдоль линии $i = \text{const}$ алгебраическое уравнение (1.53) можно решить с помощью одномерного метода ТДМА по алгоритму (1.55) учитывая, что все операции алгебраические. Эта процедура выполняется для всех линий в направлении оси Ox (или Oy). С помощью перемены направлений, в которых метод ТДМА применяется поперек, можно быстро передать информацию о граничных условиях внутрь области интегрирования. Так как в трубчатых печах градиенты термодинамических и газодинамических параметров потока в направлении оси Oy намного больше, то свойства задачи отражаются в коэффициентах дискретного аналога для точек в этом направлении. В таком случае особенно быстрая сходимость получается, когда поперечный метод ТДМА применяется в направлении оси Oy .

1.4.2. Алгоритм расчета поля давления

Обобщенный дискретный аналог (1.49) дифференциальных уравнений представим в виде:

$$p_{i,j} \phi_{i,j} = \sum_{i,j} (B\phi)_{i,j} + f_{i,j}, \quad (1.56)$$

где введено условное обозначение:

$$\sum_{i,j} (B\phi)_{i,j} = a_{i,j} \phi_{i+1,j} + c_{i,j} \phi_{i-1,j} + b_{i,j} \phi_{i,j+1} + d_{i,j} \phi_{i,j-1}.$$

Тогда дискретный аналог для оставляющей скорости потока u может быть записан в таком виде:

$$p_{k,j} u_{k,j} = \sum_{k,j} (B\phi)_{k,j} + f_{k,j} + (p_{i-1,j} - p_{i,j}) \Delta y_{i,l}. \quad (1.57)$$

При получении уравнения (1.57) использован смещенный на полшага в направлении оси Ox контрольный объем. Соответственно для определения коэффициентов уравнения смещаются на полшага в том же направлении индексы соотношений (1.50) – (1.52), т.е. делаются замены: $(k + 1) \rightarrow i, i \rightarrow k$. Коэффициенты для составляющей скорости v также определяются по соотношениям (1.50) – (1.52), используя смещение узлов в направлении оси Oy : $(l + 1) \rightarrow j, j \rightarrow l$.

Разностные уравнения (1.57) можно решить только при известном поле давления. При использовании приближенного поля давления $\{p^*\}$, определенное поле скоростей не будет удовлетворять уравнению неразрывности. Обозначим такое поле скорости через $\{u^*, v^*\}$, которое находится в результате решения рекуррентных соотношений:

$$p_{k,j} u^*_{k,j} = \sum_{k,j} (Bu^*)_{k,j} + f_{k,j} + (p^*_{i-1,j} - p^*_{i,j}) \Delta y_{i,l}, \quad (1.58)$$

$$p_{i,l} v^*_{i,l} = \sum_{i,l} (Bv^*)_{i,l} + f_{i,l} + (p^*_{i,j-1} - p^*_{i,j}) \Delta x_{k,j}. \quad (1.59)$$

Предположим, что истинные значения давления определяются как:

$$p_{i,j} = p^*_{i,j} + p'_{i,j}, \quad (1.60)$$

где $p'_{i,j}$ – поправка на давление. Аналогичным образом введем поправки на составляющие скорости:

$$u_{k,j} = u^*_{k,j} + u'_{k,j}; \quad v_{i,l} = v^*_{i,l} + v'_{i,l}. \quad (1.61)$$

Вычитая соотношения (1.58) из (1.57) и пренебрегая влиянием поправки давления в соседних точках на $u'_{k,j}$, получаем корректирующую формулу для составляющей скорости $u_{k,j}$:

$$u_{k,j} = u^*_{k,j} + \frac{\Delta y_{i,l}}{p_{k,j}} (p'_{i-1,j} - p'_{i,j}). \quad (1.62)$$

Аналогично может быть получена корректирующая формула для составляющей скорости поперечного направления $v_{i,l}$:

$$v_{i,l} = v^*_{i,l} + \frac{\Delta x_{k,j}}{p_{i,l}} (p'_{i,j-1} - p'_{i,j}). \quad (1.63)$$

Подставляя соотношения (1.62) и (1.63) в дискретный аналог уравнения неразрывности (1.46) и группируя соответствующие члены уравнения, получаем систему алгебраических уравнений относительно узловых значений поправки на давление $p'_{i,j}$:

$$t_{k,j} p'_{i,j} = r_{k+1,j} p'_{i+1,j} + r_{k,j} p'_{i-1,j} + z_{i,l+1} p'_{i,j+1} + z_{i,l} p'_{i,j-1} + \delta_{i,j}, \quad (1.64)$$

где

$$\left. \begin{aligned} r_{k,j} &= \rho_{k,j} \frac{\Delta y_{i,l}^2}{p_{k,j}}; & z_{i,l} &= \rho_{i,l} \frac{\Delta x_{k,j}^2}{p_{i,l}}; & t_{k,j} &= r_{k+1,j} + r_{k,j} + z_{i,l+1} + z_{i,l}; \\ \delta_{i,j} &= [(\rho u^*)_{k,j} - (\rho u^*)_{k+1,j}] \Delta y_{i,l} + [(\rho v^*)_{i,l} - (\rho v^*)_{i,l+1}] \Delta x_{k,j}. \end{aligned} \right\} (1.65)$$

Система разностных алгебраических уравнений может быть решена методом пятидиагонального матричного алгоритма ПДМА [23].

1.4.3. Аппроксимация граничных условий

В топках технологических энергетических установок можно выделить пять типов границ, отличающихся условиями однозначности: 1) входное сечение топливо–воздушной смеси или продуктов сгорания; 2) плоскость симметрии; 3) поверхность футеровки; 4) поверх-

ность нагрева (трубчатый экран); 5) выходное сечение для дымовых газов.

Рассмотрим границу $y = 0$, совпадающую с внутренней поверхностью футеровки (рис. 1.7). При $j = 1$ разностное уравнение (1.49) имеет вид:

$$p_{i,1} \phi_{i,1} = a_{i,1} \phi_{i+1,1} + c_{i,1} \phi_{i-1,1} + b_{i,1} \phi_{i,2} + d_{i,j} \phi_{i,0} + f_{i,1}. \quad (1.66)$$

Уравнение (3.66) оказывается не замкнутой, поскольку содержит значение искомой величины $\phi_{i,0}$, лежащей за пределами расчетной области.

Пусть граничное условие для переменной ϕ при $l = 1$ имеет вид:

$$\phi_{i,l=1} = \phi_{i,0}, \quad (1.67)$$

где $\phi_{i,0}$ – известная величина. Учитывая, что точки $(i, 1)$ и $(i, 0)$ расположены симметрично относительно граничной поверхности, используя предположение о среднем арифметическом, можно написать:

$$\phi_{i,0} = 2\phi_{i,0} - \phi_{i,1}. \quad (1.68)$$

Подставляя (1.68) в (1.66), получаем замкнутое урав-

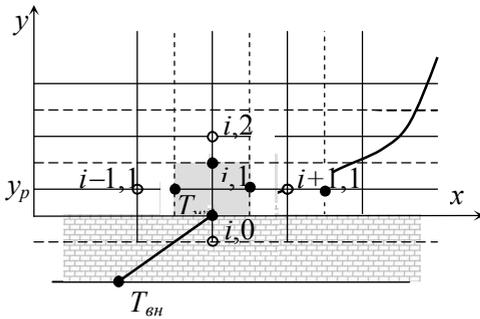


Рис. 3.7. Расположение узловых точек у стенки

нение относительно $\phi_{i,1}$:

$$p'_{i,1} \phi_{i,1} = a_{i,1} \phi_{i+1,1} + c_{i,1} \phi_{i-1,1} + b_{i,1} \phi_{i,2} + f'_{i,1}, \quad (1.69)$$

где

$$p'_{i,1} = p_{i,1} + d_{i,1}; \quad f'_{i,1} = f_{i,1} + 2 d_{i,1} \phi_{i,0}.$$

Если рассматривается задача для внутренних секций печей коробчатого типа или для цилиндрических печей, то ось $0x$ является осью симметрии и условие однозначности переменных (1.20) аппроксимируется следующим образом:

$$\phi_{i,0} = \phi_{i,1}. \quad (1.70)$$

Подстановка условия (1.70) в разностное уравнение (1.69) приводит вновь к соотношению (1.69) со следующими коэффициентами:

$$p'_{i,1} = p_{i,1} + d_{i,1}; \quad f'_{i,1} = f_{i,1}.$$

Определенные трудности возникают при определении граничных условий на выходном сечении, где обычно неизвестны ни сама искомая величина ϕ , ни ее поток \mathbf{J} . Однако, как показано в [6], условие на выходном сечении мало влияет на результаты решения во внутренних точках. У выходного сечения сеточное число Рейнольдса $R_{i,j} > 10$, т.е. роль диффузии достаточно мала, и как видно из соотношений (1.50), коэффициенты $d_{N,j}$ стремятся к нулю. Таким образом, неизвестная величина $\phi_{N,j}$ исключается из уравнений типа (1.69). Как показали расчеты [24], для трубчатых печей, где выходное сечение достаточно далеко расположено от источников тепловыделений, такой способ замыкания не вносит погрешности в результаты расчетов из-за малых градиентов характеристик течения вблизи выходного сечения.

В турбулентных течениях вблизи твердой границы в пределах тонкого пограничного слоя имеют место большие градиенты характеристик течения. Для достаточного пространственного разрешения этих градиентов необходимо использовать очень мелкую разностную сетку. Это с одной стороны не экономично с точки зрения времени вычислений, с другой стороны очень мелкая сетка приведет к накоплению ошибок округления. К тому же надо учитывать, что теплофизические и радиационные свойства продуктов сгорания определены с определенной погрешностью и модель турбулентности является приближенной. Поэтому в инженерных расчетах логичнее использовать метод пристеночных функций, в основе которого лежит экспериментально установленный характер профиля скорости в пределах турбулентного пограничного слоя δ [3]:

$$u^+ = \ln(Ey^+)/\delta, \quad (1.71)$$

где $u^+ = u/u_\tau$; $u_\tau = \sqrt{\tau_w}$ – динамическая вязкость; τ_w – касательное напряжение у стенки; $y^+ = \rho u_\tau \zeta / \mu$; ζ – расстояние от стенки; $E = 8,8 - 9,0$ – эмпирическая постоянная. Зависимость (1.71) справедлива при $30 \leq y^+ \leq 400$. Касательное напряжение у стенки вычисляется по соотношению:

$$\tau_w = \frac{\delta C_\mu^{0,25} k_p^{0,5} u_p}{\ln(Ey^+)}. \quad (1.72)$$

Согласно методу пристеночных функций, градиенты продольной скорости и температуры на твердой границе определяются по формулам:

$$\left(\frac{\partial u}{\partial \zeta}\right)_{wi} = \frac{y_p^+}{\zeta_p} \frac{u_{i,1}}{F_u}; \quad \left(\frac{\partial v}{\partial \zeta}\right)_{wj} = \frac{y_p^+}{\zeta_p} \frac{u_{1,j}}{F_u}; \quad (1.73)$$

$$\left(\frac{\partial T}{\partial \zeta}\right)_{wi} = \text{Pr} \frac{y_p^+}{\zeta_p} \frac{T_{i,1} - T_{wi}}{F_p}; \quad \left(\frac{\partial T}{\partial \zeta}\right)_{wj} = \text{Pr} \frac{y_p^+}{\zeta_p} \frac{T_{1,j} - T_{wj}}{F_p}, \quad (1.74)$$

где индекс « p » обозначает значение величины в точках $(i, 1)$ или $(1, j)$ в зависимости от того, на боковой или торцевой поверхности рассматриваются условия; F_u, F_p – функции, которые по рекомендациям работ [3, 25] равны:

$$F_u = \ln(E y_p^+) / \delta; \quad F_p = \text{Pr}_r \ln(E y_p^+) / \delta + 9,24 \text{Pr} \left(\frac{\text{Pr}}{\text{Pr}_m} - 1 \right) \left(\frac{\text{Pr}_m}{\text{Pr}} \right)^{0,25}. \quad (1.75)$$

Используя центральные разности для аппроксимации (1.73), (1.74) и группируя соответствующие члены, получаем:

$$u_{i,0} = (1 - 2 y_p^+ / F_u) u_{i,1}; \quad (1.76)$$

$$T_{i,0} = (1 - 2 \text{Pr} y_p^+ / F_u) T_{i,1} + 2 \text{Pr} y_p^+ / F_u T_{wi}. \quad (1.77)$$

Аналогичные выражения получаются на торцевых футеровках.

Соотношения (1.76), (1.77) используются при конечно-разностной аппроксимации диффузионных потоков на твердой границе. Граничное условие (1.26) с учетом выражения (1.75) приобретает следующий вид:

$$\lambda_{i,1} \text{Pr} \frac{y_p^+}{\zeta_p} \frac{T_{i,1} - T_{wi}}{F_p} - q_{y(i,1)} = \frac{\lambda_{кл}}{d} (T_{wi} - T_{en}). \quad (1.78)$$

Введем величины, которые имеют смысл термического сопротивления футеровки и пограничного слоя соответственно:

$$R_{кл} = \frac{d}{\lambda_{кл}}; \quad R_w = \frac{\zeta_p F_p}{\lambda \text{Pr} y_p^+}.$$

Тогда из уравнения (3.78) получаем формулу для вычисления температуры внутренней поверхности футеровки в узловых точках (рис. 1.7):

$$T_{wi} = \frac{T_{i,1} + T_{вн} \frac{R_{wi}}{R_{кли}} - R_{wi} q_{yi,1}}{1 + \frac{R_{wi}}{R_{кли}}}. \quad (1.79)$$

Расчет по формуле (1.79) осуществляется в такой последовательности:

- 1) задается начальное приближение $\{T_{wi}^0\}$;
- 2) путем численного решения системы уравнений радиационно-конвективного теплообмена определяются плотности результирующих лучистых потоков и поле температуры $\{T_{i,j}\}$ в том числе у границ топки $\{T_{i,1}\}$;
- 3) по формуле (1.79) вычисляется следующее приближение для $\{T_{wi}^n\}$;
- 4) переход в п.2 и продолжение расчетов до выполнения условия:

$$\max \left| 1 - T_{wi}^{n+1} / T_{wi}^n \right| \leq \xi,$$

где ξ – заданная малая величина.

1.4.4. Линеаризация источниковых членов

Некоторые искомые переменные задачи радиационно-конвективного теплообмена по своей физической природе имеют только положительные значения (например, температура, кинетическая энергия и диссипация турбулентности, концентрации горючего и окислителя). В уравнениях переноса для таких величин источникивые члены могут принимать как положительные, так и отрицательные значения. Если в ходе итерационного процесса решения системы уравнений переноса источниковый член в некоторых узловых точках примет большое отрицательное значение, то номинально положительная переменная может принять отрицательные значения. Как правило, в этом случае итерационный процесс расходится. Для преодоления этой трудности источникивые члены в уравнениях переноса для температуры, кинетической энергии k и диссипации турбулентности ε подвергались линеаризации.

Источниковый член в уравнении энергии (1.5) записывался следующим образом:

$$S_T = q_v - \text{div} \mathbf{q}_p = S_c - S_p T, \quad (1.80)$$

где $S_c = q_v + \text{div} \mathbf{q}_p$; $S_p = \frac{1}{T^*} \sum_{k=1}^N \bar{\alpha}_k \int_{\lambda_{k-1}}^{\lambda_{k+1}} q_{b\lambda}(\lambda, T) d\lambda$; T^* – значение температуры, полученное в процессе предыдущей итерации.

В уравнениях переноса кинетической энергии турбулентности и скорости ее диссипации (1.11) источниковые члены представлялись в виде:

$$\left. \begin{aligned} S_k &= G - \left[\rho \frac{\varepsilon}{k^*} \right] k = S'_c - S'_p k; \\ S_\varepsilon &= C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} G - \left[C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon}{k} \right] \varepsilon = S''_c - S''_p \varepsilon, \end{aligned} \right\} (1.81)$$

где k^* – значение кинетической энергии турбулентности, вычисленное на предыдущей итерации.

Как показали расчеты, такой способ линеаризации источниковых членов в выше перечисленных уравнениях обеспечивает устойчивость итерационного процесса.

1.5. Алгоритм совместного численного интегрирования уравнений радиационно-конвективного теплообмена

Вследствие наличия значительных поперечных и продольных градиентов температуры в топочном объеме трубчатых печей процессы теплообмена могут оказать существенное влияние на аэродинамику продуктов сгорания. Поэтому в таких системах процессы теплообмена, горения топливно-воздушной смеси и турбулентного течения газов должны рассматриваться совместно. В данной работе в основу метода расчета внешнего теплообмена в топках трубчатых печей положена итерационная процедура.

Расчет параметров турбулентного потока дымовых газов в топке и уравнений модели горения (первый итерационный цикл) включает в себя следующую последовательность операций:

1. Вводятся исходные данные для расчета топочной камеры: геометрические параметры секции радиации, расход и состав топливно-воздушной смеси, скорость газов на входе. Задаются начальные приближения для температуры в топочном объеме и на границах, давления, составляющих осредненной скорости, концентрации горючего и окислителя.

2. Вычисляются теплофизические свойства (удельная теплоемкость, коэффициенты молекулярной вязкости и теплопроводности), плотность газов в узловых точках.

3. Решаются дискретные аналоги уравнений переноса количества движения (1.58), (1.59) и определяются поля составляющих осредненной скорости.

4. Решается уравнение Пуассона для поправки давления (1.64) до достижения сходимости во всех узловых точках расчетной сетки.

5. Определяется новое поле давления по формуле (1.60).

6. Вычисляются скорректированные поля составляющих осредненной скорости по формулам (1.62), (1.63).

7. Решаются дискретные аналоги уравнений модели турбулентности (1.49) при $\phi = k$ и $\phi = \varepsilon$.

8. Рассчитываются коэффициенты турбулентной вязкости и теплопроводности по формулам (1.14).

9. Решаются разностные уравнения (3.49) для концентраций горючего газа m_z , и окислителя $m_{ок}$.

10. Полученные значения для $u, v, k, \varepsilon, m_z, m_{ок}$ принимаются в качестве начальных и операции, начиная с третьего пункта, повторяются.

11. Итерации заканчиваются, когда рассогласования продольной скорости и кинетической энергии турбулентности на последовательных итерационных шагах становятся меньше 1% и источниковый член в уравнении (1.64) становится близким к нулю:

$$\max_{i,j} |\delta_{i,j}| \leq 0,0001 .$$

Для обеспечения сходимости итерационной схемы решения уравнений турбулентного течения газов для некоторых переменных применяется нижняя релаксация:

$$p = p^* + \sigma_1 p'; \quad k = \sigma_2 k^{n+1} + (1 - \sigma_2) k^n; \quad \mu_\tau = \sigma_3 \mu_m^{n+1} + (1 - \sigma_3) \mu_m^n;$$

где $\sigma_1 = 0,1 - 0,2$; $\sigma_2 = 0,1$; $\sigma_3 = 0,4$.

Тепловой расчет камеры радиации включает совместное решение уравнений энергии и переноса излучения при известных полях осредненной скорости и коэффициентов турбулентной теплопроводности. В результате определяются поле осредненных значений температуры и распределения плотности лучистых и конвективных потоков тепла к поверхности нагрева и футеровке.

Расчет теплообмена в камере радиации (второй итерационный цикл) можно выразить следующей схемой:

1. Задаются исходные данные: температура поверхности нагрева, степени черноты граничных поверхностей, параметры футеровки.

2. Вычисляются интегральные или средние для каждой спектральной полосы коэффициенты ослабления и поглощения продуктов сгорания в узловых точках в зависимости от применяемой модели спектра излучения.

3. Решается дискретный аналог уравнения переноса излучения (1.37) или разностные уравнения метода сферических гармоник при известном поле температуры. Определяются плотности результирующих лучистых потоков к стенкам и дивергенция лучистых потоков в узловых точках расчетной сетки.

4. Решается дискретный аналог уравнения энергии (1.49) при известных значениях дивергенции лучистых потоков, определяются поле осредненной температуры и профиль температуры футеровки.

5. Полученное поле осредненной температуры принимается как начальное и действия, начиная со второго пункта, повторяются.

6. Итерации заканчиваются при выполнении условия сходимости:

$$\max_{i,j} \left| 1 - \frac{T_{i,j}^{n+1}}{T_{i,j}^n} \right| \leq 0,001,$$

где n – номер итерации.

Несмотря на линеаризацию источникового члена в уравнении энергии, описанная выше итерационная процедура при характерных для топочных камер трубчатых печей тепловых нагрузках может расходиться. Для подавления этой неустойчивости к дивергенции лучистых потоков применяется нижняя релаксация:

$$\operatorname{div} \mathbf{q}_p = \sigma \operatorname{div} \mathbf{q}_p^{n+1} + (1 - \sigma) \operatorname{div} \mathbf{q}_p^n$$

с параметром $\sigma = 0,1 - 0,2$.

Первый и второй итерационные циклы поочередно повторяются до тех пор, пока рассогласование локальных значений суммарных тепловых потоков к поверхности нагрева на двух последовательных итерационных циклах не станет меньше 1%. Как показывает численный эксперимент, для топок трубчатых печей достаточно выполнить 3 – 4 итерационных цикла.

2. ОБОСНОВАНИЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО МЕТОДА РАСЧЕТА ЛУЧИСТО – КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛООБМЕНА

2.1. Тестирование подпрограмм расчета переноса излучения

В работе [21] приведены результаты численного решения задачи переноса энергии излучением в прямоугольной области, заполненной изотропно рассеивающей, поглощающей и излучающей средой (рис. 2.1) зональным методом, в P_3 -приближении метода сферических гармоник и точное решение. Рассмотрены три случая:

- 1) изотропно рассеивающая среда и абсолютно черные границы;
- 2) изотропно рассеивающая среда и серые границы;
- 3) поглощающая среда и абсолютно черные границы.

Нами эти же задачи решены численно в S_2 -, S_6 -приближениях метода дискретных ординат и P_1 -приближении метода сферических гармоник. На конечно-разностной сетке 15×25 итерации продолжались до достижения максимального значения рассогласования объемной плотности энергии излучения в двух последовательных итерациях не более 0,1%. Результаты расчета представлены в безразмерном виде. Поверхностные плотности лучистых потоков отнесены к интегральной поверхностной плотности излучения черного тела (АЧТ) при соответствующей температуре $q_b = \sigma T^4$ ($\tilde{q} = q/q_b$), масштабом расстояния является длина стороны квадратной области интегрирования.

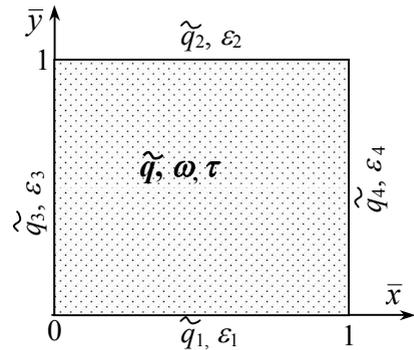


Рис. 2.1. Система координат и область интегрирования

2.1.1. Только изотропно рассеивающая среда

Излучающей стенкой считалась первая стенка ($\tilde{q} = 1$), а остальные границы – полностью диффузно отражающими ($\tilde{q}_2 = \tilde{q}_3 = \tilde{q}_4 = 0$).

Расчеты проводились при оптической толщине в обоих направлениях $\tau = kl = 1$ и при альбедо рассеяния (критерий Шустера) $Sc = \beta/k = 1$.

На рис. 2.2 приведены графики изменения относительной объемной плотности энергии излучения \tilde{U} в зависимости от безразмерной координаты \bar{y} для двух сечений $\bar{x} = 0,3$ и $\bar{x} = 0,5$. Как видно, результаты, полученные в S_6 -, P_3 -приближениях и зональным методом хорошо согласуются во всей области интегрирования. S_2 -приближение дает завышение объемной плотности излучения излучающей поверхности и занижение – вблизи отражающей поверхности. Отличие результатов, полученных в P_1 - и S_6 -приближениях максимально вблизи излучающей стенки и составляет 29% при $\bar{x} = 0,5$ (рис. 1.2a). Погрешности S_2 - и P_1 -приближений вблизи боковых стенок становятся меньше, и, как показали расчеты, при $\bar{x} = 0,1$ не превышают 9%.

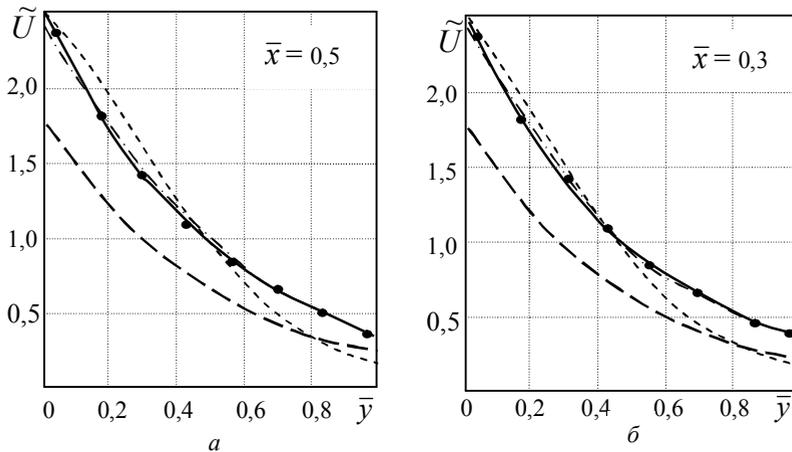


Рис. 2.2. Изменение объемной плотности энергии излучения в поперечном направлении: ———— S_6 ; - - - - - P_3 [21]; - - - - - S_2 ; - · - · - P_1 ; точки • – расчет по зональному методу [21]

На рис. 2.3 представлены распределения безразмерных поверхностных плотностей потока результирующего излучения от излучающей стенки 1 при различных значениях ее степени черноты: $\varepsilon_1 = 1; 0,5; 0,1$. Результаты, полученные в S_6 -приближении во всей области хо-

рошо согласуются с результатами расчета по зональному методу. Отличия при $\varepsilon_1 = 1$ не превышают 2% (для S_2 – приближения – 11%). P_1 – приближение при абсолютно черной излучающей стенке дает результаты, превышающие соответствующие данные, полученные зональным методом на 45 %, а P_3 – на 19%.

Необходимо отметить, что здесь рассматриваются худшие условия сравнения для P_1 – приближения при небольшой оптической толщине слоя ($\tau = 1$) и при отсутствии излучения и поглощения самой среды. В топках трубчатых печей, естественно, такие условия не реализуются, оптическая толщина излучающей и поглощающей среды во всех направлениях $\tau > 1$ и поэтому самое низкое приближение метода сферических гармоник в таких условиях дает намного лучшие результаты. Точности P_1 – и P_3 – приближений при уменьшении степени черноты границы возрастает. Максимальные отличия между значениями безразмерных плотностей результирующих лучистых потоков, полученных зональным методом и в P_1 – приближении, составляет 39% при $\varepsilon_1 = 0,5$ (для P_3 –3,5%) и 12% при $\varepsilon_1 = 0,1$. Точность S_2 – приближения при уменьшении степени черноты ухудшается. Это объясняется тем, что увеличивается доля отраженного излучения и в граничных условиях доминирующим становится член, учитывающий падающее на границу излучение, а собственное излучение границы становится незначительным. Так как в методе дискретных ординат угловое распределение интенсивности излучения

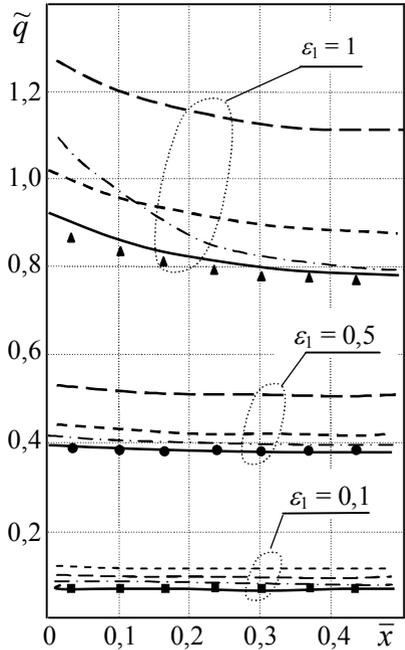


Рис. 2.3. Распределение плотностей лучистых потоков к стенке 1: — $-S_6$; - - - $-P_3$ [21]; $-S_2$; - - - $-P_1$; точки – расчет по зональному методу

аппроксимируется конечным числом угловых интервалов, то как анизотропия рассеяния, так и анизотропия отражения в низких приближениях S_N – метода не учитываются. Погрешность S_2 – приближения при $\varepsilon_1 = 0,5$ составляет 12%.

2.1.2. Поглощающая и излучающая однородная среда

В этом подразделе приводятся сравнение результатов расчетов при таких идеализированных случаях: 1) граничные поверхности не излучают, но полностью поглощают ($\tilde{q}_1 = \tilde{q}_2 = \tilde{q}_3 = \tilde{q}_4 = 0$, $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon_3 = \varepsilon_4 = 1$ – абсолютно холодные черные стенки); 2) газ не рассеивает ($Sc = 0$).

На рис. 2.4 показаны распределения безразмерных плотностей потока результирующего излучения к стенке 1 при двух значениях оптической толщины чисто излучающей и поглощающей однородной среды. Отличия результатов расчетов в S_6 – во всех случаях не превышает 6%. При малой оптической толщине среды $\tau = 1$ отличие результатов расчета в P_1 – приближении от точного решения достигает 16%, а при $\tau = 10$ погрешность уменьшается до 8%. Точность S_2 – приближения при малых значениях оптической толщины среды в целом выше по сравнению с P_1 – приближением. При большой оптической толщине ($\tau = 10$) P_1 – приближение точнее описывает распределение \tilde{q} вдоль оси x , чем S_2 – приближение.

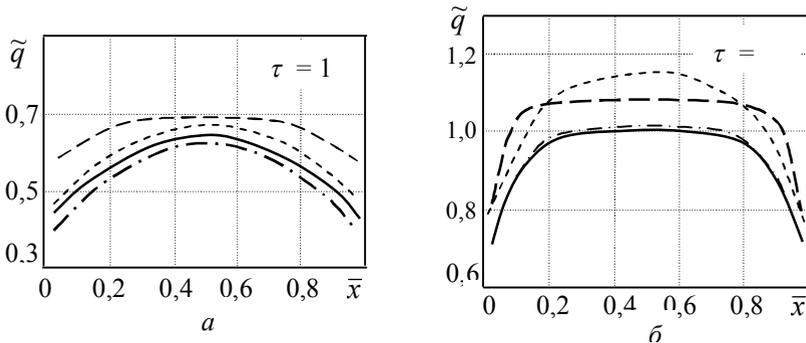


Рис. 2.4. Распределение безразмерных плотностей результирующих потоков излучения: ———— точное решение [21]; - - - - - S_6 ; - · - · - S_2 ; · · · · · P_1 – приближения

2.1.3. Точность расчета P_1 – приближения в случае плоской геометрии

В работе [26] приведены результаты точного решения одномерной задачи переноса излучения в однородной изотропно рассеивающей среде с неизлучающими стенками ($T_w = 0$) при различных значениях альbedo рассеяния Sc и оптической толщины слоя τ . В табл. 2.1 приведены сравнения результатов точного решения q_{po} со значениями безразмерной поверхностной плотности результирующих лучистых потоков к стенке 1, полученными с помощью P_1 – приближения q_{p1} . В последнем столбце таблицы приведены относительные отличия этих результатов:

$$\xi = \left| \frac{q_{p1} - q_{po}}{q_{po}} \right| \times 100.$$

Таблица 4.1

Сравнение результатов P_1 – приближения для одномерного плоского слоя при неизлучающих стенках ($T_w = 0$) с точными данными [26]

τ	Sc	ε_1	ε_2	\tilde{q}_{p1}	\tilde{q}_{po}	$\xi, \%$
0,1	0	1,0	1,0	0,1846	0,1674	10,3
0,1	0,5	1,0	0	0,1845	0,1736	6,3
0,1	0,5	1,0	0,5	0,5931	0,5753	3,1
0,1	0,5	1,0	1,0	0,9876	0,9616	2,7
0,1	1,0	0,5	1,0	0,4866	0,4780	1,8
0,1	1,0	1,0	1,0	1,0001	0,9157	2,5
1,0	0	1,0	1,0	0,8539	0,7806	9,4
1,0	0,5	1,0	0	0,7988	0,7572	5,5
1,0	0,5	1,0	0,5	0,8390	0,8154	2,9
1,0	0,5	1,0	1,0	0,8883	0,8658	2,6
1,0	1,0	0,5	1,0	0,3601	0,3562	1,1
1,0	1,0	1,0	1,0	0,5548	0,5534	0,26
10	0	1,0	1,0	1,0720	1,0000	7,2
10	0,5	1,0	0	0,8989	0,8535	5,3
10	0,5	1,0	0,5	0,8989	0,8535	5,3
10	1,0	0,5	1,0	0,1052	0,1045	0,69
10	1,0	1,0	1,0	0,1176	0,1167	0,77

Во всех случаях, результаты, полученные в P_1 -приближении метода сферических гармоник, оказываются завышенными, по сравнению с точными данными, в то же время, для чисто рассеивающих сред в случае одномерной геометрии совпадение результатов хорошее. Для излучающих, поглощающих и рассеивающих сред точность увеличивается с ростом оптической толщины слоя и критерия Шустера. Можно заметить, что в работе [27] приводятся аналогичные сравнения результатов, которые получены на основе аналитических формул, выведенных из одномерных уравнений P_1 – приближения при изотропном рассеянии с использованием граничных условий Маршака. Наши данные, полученные численным путем лучше, при $\tau \geq 1$.

2.1.4. Тестирование подпрограммы расчета переноса энергии излучением в цилиндрической геометрии

Расчеты теплового излучения в топках цилиндрических печей проводились в P_1 – приближении метода сферических гармоник. Для проверки работоспособности подпрограммы и для оценки точности P_1 – приближения для задач с цилиндрической симметрией были сделаны специальные расчеты. В данных расчетах цилиндрический объем считался заполненным однородной изотермической поглощающей и рассеивающей средой. Температура среды считалась равной 3000К; первый коэффициент разложения индикатрисы рассеяния в ряд по полиномам Лежандра – $g_1 = 0,7$. Боковая поверхность цилиндра считалась абсолютно черной ($\varepsilon = 1$) при температуре $T_w = 900\text{К}$, а торцевые поверхности только отражающими ($r_w = 1$). Расчеты выполнены при длине волны излучения $\lambda = 2$ мкм. Конкретные значения температуры и длины волны не уменьшают общности результатов. Так как в параметрических расчетах радиационные свойства среды варьировались независимо от температуры и длины волны, безразмерные поверхностные плотности результирующих лучистых потоков будут одинаковы при различных значениях T и λ . Результаты $q_{\lambda R}$, полученные в центральном сечении конечного цилиндра с помощью P_1 – приближения для различных значений критерия Шустера и оптической толщины $\tau_d = 2k_\lambda$ сравнивались с соответствующими данными, полученными в P_3 – приближении. Результаты сравнения представлены на рис. 2.5.

При численном решении уравнений метода сферических гармоник для данных расчетов использована равномерная разностная сетка с количеством шагов интегрирования в каждом направлении $N = M = 30$. Расчеты показывают, что при альбедо рассеяния $Sc \geq 0,95$ данные, полученные в этих приближениях, практически совпадают. С уменьшением критерия Sc результаты P_1 – приближения получают несколько завышенными. Например, при $Sc = 0,5$ – завышение на 3,5% при оптической толщине $\tau_d = 2$ и на 1,2% при $\tau_d = 100$. Однако, такие отличия результатов, в теплотехнических расчетах существенной роли не играют, либо неточности при задании термодинамических и радиационных характеристик продуктов сгорания, а также неопределенности при расчете газодинамических параметров приводят к более значительным ошибкам. Можно заметить, что результаты P_1 – приближения для цилиндрической геометрии лучше согласуются с соответствующими данными более точных приближений, чем в случае плоской геометрии.

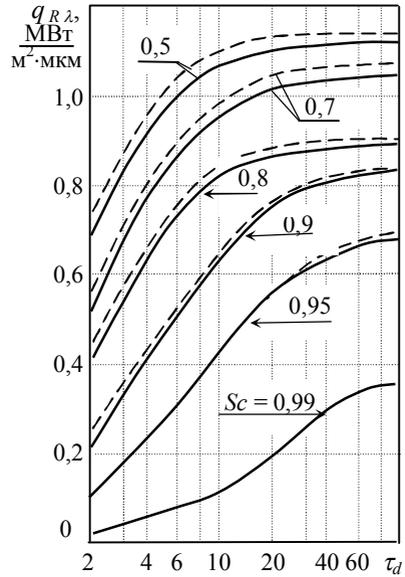


Рис. 2.5. Сравнение результатов P_1 – и P_3 – приближений:
 ————— $-P_3$; ————— $-P_1$

2.2. Сравнение расчетных и экспериментальных данных по полю течения осесимметричного турбулентного потока

Химические реакции горения газообразного топлива протекают очень быстро, поэтому определяющими в полном выгорании топлива являются аэродинамические процессы, обеспечивающие перемешивание топлива с воздухом. Обычно считают, что термогравитационные силы практически не влияют на турбулентное течение газов в топках. Однако при малых скоростях движения продуктов сгорания это далеко не бесспорно. Поэтому в уравнениях движения были учтены термо-

гравитационные силы. В данном подразделе проведено сравнение расчетных данных по полю течения как при определяющих, так и при не определяющих значениях термогравитационных сил с экспериментальными данными других авторов [28].

В указанной работе в качестве рабочего тела использовался нагретый воздух, подаваемый через сопло сверху (по направлению оси x на рис. 2.6). Размеры канала следующие:

диаметр канала – 0,63 м; диаметр входного сечения – 0,05 м; высота канала – 3,25 м. Структура течения показана на рис. 2.6. На левой половине рис. 2.6 показана картина изотермического течения, т.е. при отсутствии градиента температуры в объеме канала. В этом случае термогравитационными силами можно пренебречь. На правой половине того же рисунка приведена картина течения для неизоотермической струи. Неизоотермичность струи достигается за счет подачи нагретого воздуха. Из-за теплопередачи через стенку канала в окружающую среду температура потока в канале и плотность оказываются неоднородными. В этом случае на формирование поля течения оказывают влияние и выталкивающие силы.

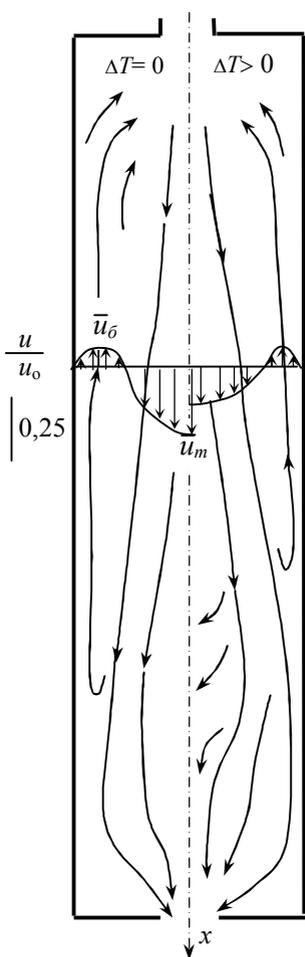


Рис. 2.6. Структура течения в канале

При учете архимедовых сил в уравнении движения в направлении оси x массовые силы вычисляются по зависимости $f_1 = -\rho g\beta(T-T_0)$, а в изотермическом случае – $f_1 = 0$. В уравнении энергии источниковый член в этом случае равен нулю, так как в объеме камеры отсутствуют источники тепловыделений. Турбулентное число Прандтля было взято равным $Pr_t = 0,7$. Изобарная теплоемкость зависит от температуры, т.е. $c_p = c_p(T)$.

Для воздуха в интервале температур 273К ÷ 573К экспериментальные значения теплоемкости с удовлетворительной точностью можно аппроксимировать следующей линейной функцией:

$$c_p = 0,04T + 994,08, \text{ Дж/(кг·К)}. \quad (2.1)$$

Условие у стенки канала для уравнения энергии имеет вид

$$\alpha (T' - T_w) = q,$$

где q – мощность отвода тепла через стенку канала, величина которой определяется из уравнения одномерной теплопроводности поперек стенки. Коэффициент теплоотдачи α (от нагретого воздуха к стальной стене) определяется из уравнения подобия

$$St = 0,0167 (Re Pr)^{-0,8} \left(\frac{T_m}{T_w} \right)^{0,35}.$$

В изотермическом случае расчеты проведены при следующих значениях скорости воздуха на входе – u_{mo} : 3,7; 4; 4,8 м/с, а в неизо-термическом случае – при – u_{mo} : 6,6 и 4 м/с.

Некоторые результаты сравнения расчетных данных с экспериментальными данными [28] приведены на рис. 2.7 – 2.8.

На рис. 2.7 приведено сравнение относительных скоростей вдоль оси струи и вблизи границы. Значения, соответствующие на оси струи отмечены индексом « m », вблизи стенки – « b » и у входного сечения – « o ». На оси струи расчетные и экспериментальные данные качественно и количественно хорошо согласуются. Вблизи стенки имеются некоторые отличия. Возможно, это связано с неполным соответствием фактических значений характеристик турбулентности и профиля скорости газа на входе с принятыми в расчете. Кроме того, непосредственно около стенки, видимо, необходимо использовать более мелкую разностную сетку. Отличия могут быть также связаны с погрешностями эксперимента и принятыми допущениями. На рис. 2.7 а приведены данные при $Ar_o = 0,0025$ ($u_o = 6,6$ м/с). Здесь число Архимеда определяется следующим образом: $Ar_o = g \beta (T_o - T_{wo}) d_o / u_{mo}^2$, где d_o – диаметр входного сечения.

При заметном влиянии архимедовых сил расчетные данные качественно согласуются с экспериментальными данными, но в численных значениях скоростей имеются отклонения. Возможно, причиной

этого является некоторая закрученность струи на входе в канал, что не учтено в расчетах.

На рис. 2.8 приведено сравнение данных по температуре на оси

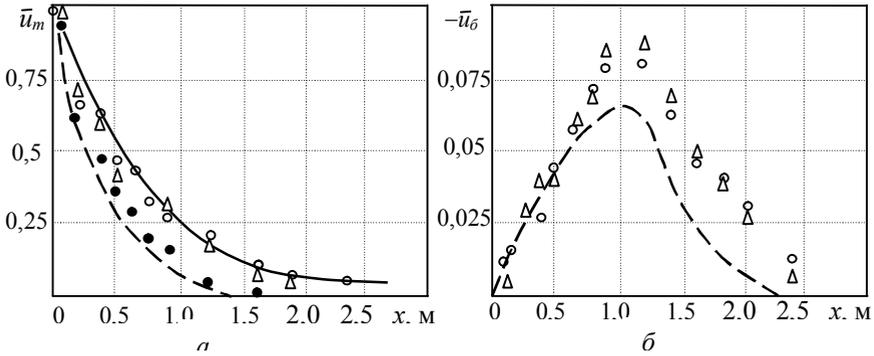


Рис.2.7. Изменение осредненной осевой скорости: а) на оси струи — $\bar{u}_m = u/u_o$; ———— — расчет при $u_{m0} = 3,7$ м/с; $\theta = T_o/T_{6o} = 1$; - - - - при $u_{m0} = 6,6$ м/с; $\theta = 378/309$; Δ, \circ, \bullet — эксперимент, Δ — $u_{m0} = 3,7$ м/с; $\theta = 1$; \circ — $u_{m0} = 4,8$ м/с; $\theta = 1$; \bullet — $u_{m0} = 6,6$ м/с; $\theta = 378/309$; б) на расстоянии 2 см от стенки, граница струи — $\bar{u}_6 = u_6/u_{m0}$; - - - - - расчет при $u_{m0} = 4,0$ м/с; $\theta = 1$; Δ, \circ — эксперимент, так же как в а

струи. Соответствие расчетных и экспериментальных данных удовлетворительное. Следует отметить хорошее соответствие расчетных и экспериментальных полей скоростей, когда термогравитационные силы не оказывают сильного влияния на характер течения. Влияние выталкивающих сил приводит к более быстрому затуханию струи, что

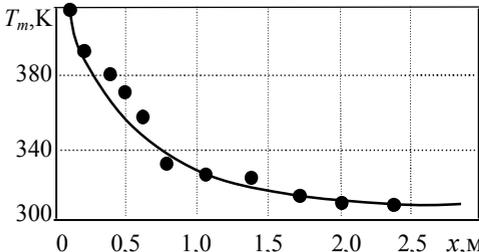


Рис. 2.8. Изменение температуры на оси: ———— — расчет, $u_o = 4$ м/с, $\theta = 423/325$; \bullet — эксперимент [28]

согласуется с опытом.

Расчеты аэродинамики струйного течения в цилиндрическом объеме показывают, что разработанные подпрограммы численного интегрирования уравнений движения турбулентных потоков обеспечивают качественно и

количественно хорошо согласующееся с опытом поле скоростей в ядре потока. Хотя непосредственно у стенки абсолютные значения осредненных скоростей, полученные расчетным путем и экспериментально несколько отличаются, качественная картина течения описывается правильно – размеры зон обратных течений почти одинаковы.

2.3. Сопоставление результатов расчета сложного теплообмена в плоском канале с экспериментальными данными

В работе [29] опубликованы результаты экспериментальных исследований радиационно–конвективного 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, расположенным в центре канала. Однако наблюдаемое течение было несимметричным, и плоская струя всегда прижималась к нижней стенке канала. Поэтому, как и в работе [30], в расчетах было принято, что входная щель высотой 28 мм расположена у нижней стенки канала.

В расчетах учитывалась зависимость теплофизических свойств продуктов сгорания от температуры, при определении спектральных коэффициентов поглощения газа использовалась шестиполосная модель спектра [31]. Степень черноты образующих канал поверхностей принята равной $\varepsilon = 0,8$.

В качестве граничных условий задавались температура верхней водоохлаждаемой поверхности (400К) и равенство нулю теплового потока через поверхность огнеупорной футеровки. На входе в канал задавался прямоугольный профиль скорости, а на твердых границах – условия прилипания. Границы на входе и выходе принимались диффузно отражающими все падающее на них излучение. Плотность конвективных потоков тепла вычислялась с применением метода пристеночных функций, задача лучистого переноса тепла решалась в S_2 – приближении метода дискретных ординат.

Рассматривались два режима течения и сложного теплообмена, отличающихся скоростью (62–113 м/с) и температурой газов на входе в канал (1370–1823 К). При этих условиях температурный уровень и число Рейнольдса имеют характерные для топочных камер трубчатых печей значения ($Re = 14800$ – 18700 соответственно). Система уравнений радиационной газовой динамики совместно с уравнениями $k - \epsilon$ модели турбулентности решалась на разностной сетке 17×11 и сходилась за 10 (первый режим) и 6 (второй режим) итерационных циклов.

На рис. 2.9 – 2.10 представлены опытные и расчетные значения поверхностных плотностей лучистых, конвективных и суммарных потоков тепла на водоохлаждаемую поверхность канала и поперечные профили температуры газа по высоте канала на различном расстоянии от входа для двух режимов течения и теплообмена. Результаты расчетов в пределах погрешности измерений согласуются с экспериментальными данными. Распределение плотности лучистых потоков тепла по длине охлаждаемой поверхности, определенное S_2 – приближении, находится в хорошем соответствии с рассчитанным по зонально – узловому методу [30].

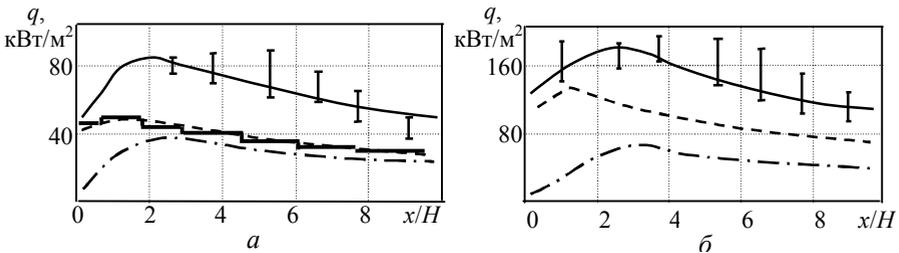


Рис. 4.9. Распределение поверхностных плотностей тепловых потоков по длине охлаждаемой поверхности: результаты расчета – ——— суммарные, ······ лучистые, — · — · — конвективные; — — — — расчет по зонально-узловому методу [30]; I – разброс экспериментальных данных; а) первый режим – $T_o = 1370\text{K}$, $u_o = 62\text{ м/с}$; б) второй режим – $T_o = 1823\text{K}$, $u_o = 113\text{ м/с}$; $H = 0,2\text{ м}$ – высота канала

На рис. 2.11. приведены экспериментальные и расчетные значения динамического напора газа – $p_u = \rho u^2/2$ для тех же режимов теплообмена для двух сечений канала. Как видно в пределах погрешно-

стей экспериментов расчетные значения хорошо согласуются с этими данными

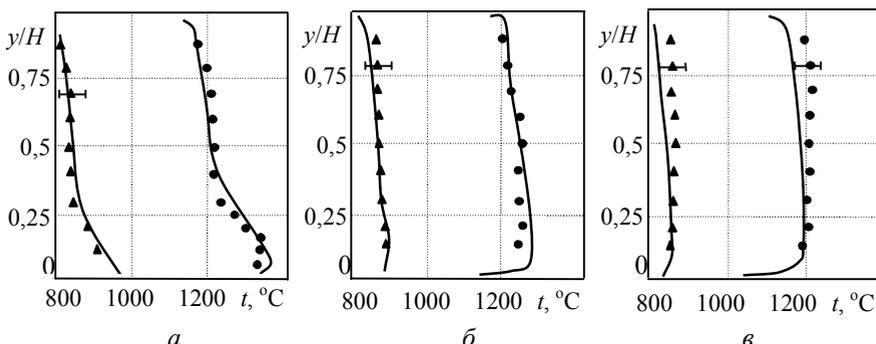


Рис. 2.10. Поперечный профиль температуры по высоте канала на разных расстояниях от входного сечения: а) $x = 0,34$ м; б) $x = 0,87$ м; в) $x = 1,39$ м; \blacktriangle – первый режим; \bullet – второй режим; --- – разброс экспериментальных данных; — – результаты расчета

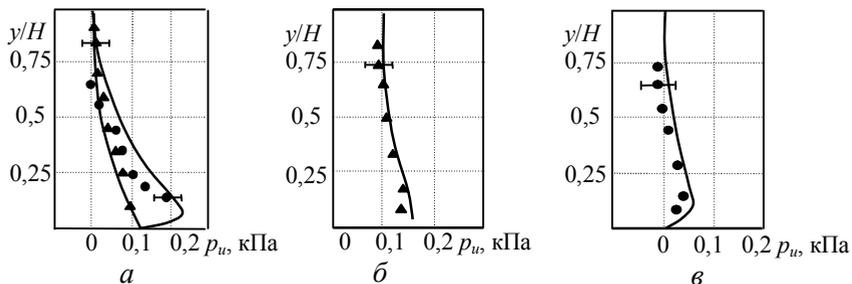


Рис. 2.11. Изменение динамического напора по высоте канала: а) $x = 0,87$ м; б) $x = 1,13$ м; в) $x = 1,39$ м; \blacktriangle – первый режим; \bullet – второй режим; --- – разброс экспериментальных данных; — – расчет

Приведенные сопоставления результатов расчета сложного теплообмена с помощью пакета прикладных программ, основанных на численном интегрировании дифференциальных уравнений радиационной газовой динамики с экспериментальными данными, позволяют считать, что метод подходит для расчета лучистого теплообмена в топках печей технологических установок. При этом в печах с плоской симметрией приемлемые результаты получаются при использовании

достаточно низких приближения метода дискретных ординат (S_4 – или даже S_2 – приближений).

2.4. Сравнение результатов теплового расчета в цилиндрической печи с экспериментальными данными

С целью проверки дифференциального метода расчета сложного теплообмена в цилиндрической печи и разработанного пакета программ для ЭВМ проведено сравнение расчетных данных поверхностных плотностей результирующих лучистых потоков к трубчатому экрану в цилиндрической печи. В работе [32] описывается методика измерения лучистых потоков к трубчатому экрану в промышленной пламенной нагревательной цилиндрической трубчатой печи. В работе [33] эти экспериментальные данные сравниваются с результатами зонального метода теплового расчета. Для этих же условий нами были сделаны тепловые расчеты дифференциальным методом.

Размеры камеры радиации трубчатой печи следующие: диаметр $d = 0,6$ м; длина $L = 3,75$ м. В качестве топлива используется сырая нефть, которая сгорает в топочном объеме в виде открытого осесимметричного факела. Тепловыделение по длине факела L_ϕ , как и в работе [33], задавалось по экспоненциальной зависимости:

$$q_v = q_o \exp(-x/L_\phi).$$

Внутри труб нагревается водяной пар, расход которого составляет $\dot{m}_{пар} = 0,556$ кг/с. Для уравнения энергии на поверхности нагрева ставилось граничное условие первого рода. Изменение температуры по длине трубчатого экрана определено на основе экспериментальных данных по значениям полных тепловых потоков к стенке трубы решением одномерного уравнения теплопроводности поперек ее стенки [33].

Нами были сделаны расчеты радиационно – конвективного теплообмена путем совместного численного интегрирования уравнений движения турбулентного потока, уравнения энергии и переноса излучения в рамках P_1 – приближения. Лучистый перенос рассматривался в рамках модели Хоттеля. При расчетах учтена переменность теплофизических свойств продуктов сгорания.

На рис. 2.12 приведено сравнение расчетных и экспериментальных плотностей лучистых потоков к поверхности нагрева. Как видно из рисунка характер распределения плотностей лучистых потоков по длине труб, полученный расчетным путем, качественно согласуется с экспериментальным распределением. Максимальные отклонения (около 15%) наблюдаются в области входного сечения. Отклонения расчетных и экспериментальных данных объясняются неполным соответствием исходных данных расчета условиям эксперимента, допущениями относительно распределения источников тепловыделений в объеме факела, неточностью модели Хотгеля, а также погрешностями эксперимента.

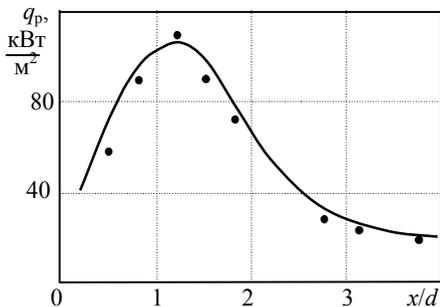


Рис. 2.12. Распределение лучистых потоков вдоль труб: • – эксперимент [32]; — – расчет

2.5. Сравнение результатов расчета теплообмена в печах коробчатого типа с экспериментальными данными

Для проведения реального тестирования разработанного метода теплового расчета трубчатых печей проведены расчеты для коробчатых печей двух типов, для которых имеются экспериментальные значения температуры продуктов сгорания и тепловых потоков к реакционным трубам [34]: печь ППР–1360 и ЗР2 150/6.

2.5.1. Результаты расчета внешнего теплообмена в радиантной камере трубчатой печи ППР –1360

Схема камеры радиации трубчатой печи ППР–1360 аналогична показанной на рис 1.2. Печь состоит из 13 секций и 12 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.):

$$\begin{array}{r} \text{CH}_4 - 59,24 \\ \text{H}_2 - 28,60 \\ \hline \text{C}_2\text{H}_6 \text{ и выше} - 1,17 \\ \text{N}_2 - 10,99 \\ \hline 100\% \end{array}$$

Расход топливного газа на радиантную камеру составляет $9,837 \text{ м}^3/\text{с}$. Низшая теплота сгорания $Q_n^p = 25170 \text{ кДж/м}^3$. Степень выгорания топлива по длине факела задавалась формулой (1.25) при $n = 2$ и $A = 4,61$. Степень черноты стенки труб по данным работы [34] принималась равной $\varepsilon = 0,9$, футеровки – $0,67$. При решении уравнений переноса излучения входное и выходное сечения заменялись диффузно отражающими все падающее излучение поверхностями. Спектр излучения продуктов сгорания описывался шестиполосной моделью, ограничивающие радиантную секцию поверхности считались серыми. Учитывалась зависимость теплофизических свойств продуктов сгорания от температуры, коэффициенты турбулентного переноса рассчитывались по $k - \varepsilon$ модели турбулентности. В качестве граничного условия на поверхности нагрева задавалась экспериментально определенная температура реакционных труб (рис. 2.13).

Ввиду наличия плоскости симметрии в расчетах рассматривалась только одна половина радиантной секции. На рис. 2.14 представлены распределения плотности лучистых потоков тепла к поверхности нагрева по длине труб и изменение температуры продуктов сгорания по высоте радиантной камеры, определенные с использованием P_1 -приближения метода сферических гармоник и S_2 -приближении метода дискретных ординат для расчета переноса энергии излучения. Расчетные значения температуры продуктов сгорания удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными при использовании обоих приближений. Необходимо отметить хорошее согласие расчетных и опытных значений температуры продуктов сгорания на выходе из радиантной камеры.

Как видно из рис. 2.14, результаты расчетов поверхностных плотностей результирующих лучистых потоков к реакционным трубам в P_1 - и S_2 -приближениях в сочетании с полосовой моделью спектра излучения продуктов сгорания удовлетворительно согласуют-

ся почти по всей длине труб. Объясняется это достаточно большими значениями оптической толщины топочной среды в пределах каждой спектральной полосы.

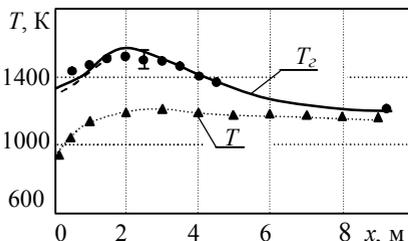


Рис. 2.13. Изменение температуры по высоте камеры радиации: ● – газов, ▲ – наружной стенки труб (эксперимент); — — — S_2 , - - - - P_1

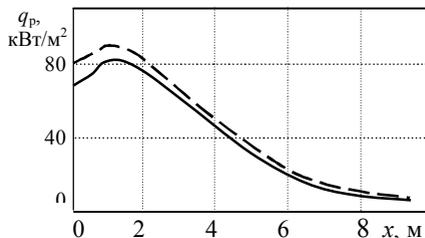


Рис. 2.14. Распределение поверхностной плотности лучистых потоков по длине труб: — — — S_2 , - - - - P_1

2.5.2. Сравнение данных для печи ЗР2 150/6

Трубчатая печь ЗР2 150/6 имеет две камеры радиации, расположенные симметрично относительно двухрядного змеевика двухстороннего облучения (рис. 2.15). 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.): CH_4 – 84,88; C_2H_6 – 7,64; C_3H_8 и выше – 2,47; N_2 – 5,01; всего 100 %.

Расход топлива на одну секцию составляет при настильном сжигании $B_{\tau} = 0,094 \text{ м}^3/\text{с}$, при сжигании с помощью панельных горелок $B_{\tau} = 0,097 \text{ м}^3/\text{с}$. Низшая теплота сгорания топлива $Q_{\text{н}}^p = 37683 \text{ кДж/м}^3$.

Степень черноты поверхности нагрева принималась равной $\varepsilon = 0,6$; футеровки – $\varepsilon_w = 0,7$; поверхности, образуемой блоком панельных горелок – $\varepsilon_2 = 0,74$, как и в работе [34]. Радиационные свойства продуктов сгорания описывались в сером приближении. Для вычисления интегрального по спектру коэффициента поглощения использовалась модель Хоттеля. При расчетах учитывалась зависимость теплофизических свойств продуктов сгорания от температуры.

В качестве граничных условий на поверхности трубчатого экрана

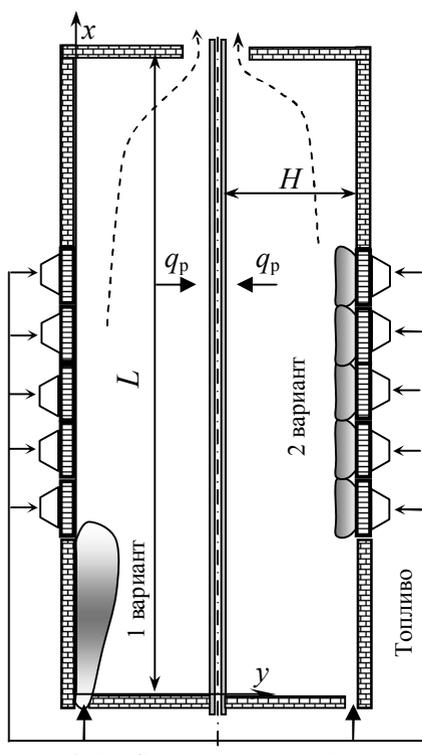


Рис. 2.15. Схема топки трубчатой печи ЗР2 150/6

задавалась температура наружной поверхности реакционных труб [34]. Входное и выходное сечения при постановке граничных условий для уравнения переноса излучения рассматривались как полностью отражающие поверхности.

В работе [34] 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 с помощью S_2 – прибли-

жения метода дискретных ординат. Степень выгорания топлива по длине факела вычислялась по формуле (3.23) при $n = 2$ и $A = 4,61$.

На рис. 2.16, 2.17 представлены кривые изменения теплонапряженности реакционных труб по высоте камеры. В обоих вариантах сжигания топлива имеет место удовлетворительное согласие результатов расчета с среднезональными и экспериментальными значениями теплонапряженности реакционных труб.

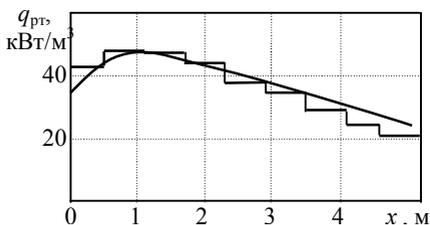


Рис. 2.16. Изменение теплонапряженности труб при настильном сжигании топлива:
 — наши результаты; — — — расчет по зональному методу

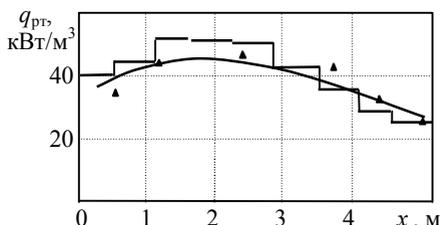


Рис. 2.17. Изменение теплонапряженности труб при использовании панельных горелок:
 — наши результаты; — — — расчет по зональному методу;
 ▲ — экспериментальные значения

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. Таким образом, для условий топков 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, так как этот метод для цилиндрических геометрий хорошо проверен.

2. Выполнен расчет лучисто – конвективного теплообмена, полей температуры и скоростей в плоском и цилиндрическом каналах с учетом турбулентности течения вязкого 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.

3. 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. Во всех четырех случаях, расчетные распределения температуры продуктов сгорания по высоте камеры радиации и теплонапряженности реакционных труб по их длине удовлетворительно согласуются как с экспериментальными данными, так и с результатами расчета по зональному методу. Следует отметить хорошее соответствие расчетных значений температуры дымовых газов на выходе из радиантной камеры печи ППР–1360 с ее опытным значением.

4. 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 теплонапряженности реакционных труб – 13 %, что находится в пределах разбросов самих опытных данных.

3. ЛУЧИСТО –КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛООБМЕН В КАМЕРАХ РАДИАЦИИ ТРУБЧАТЫХ ПЕЧЕЙ

3.1. Сложный теплообмен в цилиндрических печах

Математическая модель радиационно – конвективного теплообмена в камерах радиации топков трубчатых печей была описана в первой главе работы. Там же приведены методы численного интегрирования двухмерных дифференциальных уравнений переноса, составляющих основу модели и алгоритмы их реализации на ЭВМ. Нами создан пакет прикладных программ, в котором реализован дифференциальный метод расчета сложного теплообмена в камерах радиации цилиндрических трубчатых печей, а также печей коробчатого типа. С помощью этого пакета проведено численное исследование радиационно – конвективного теплообмена в камерах круглого и прямоугольного поперечного сечений. Результаты некоторых исследований для цилиндрических топков были сообщены в работе [35].

В этом разделе приводятся результаты исследований влияния переменности теплофизических свойств, геометрических размеров, температуры поверхности нагрева на результаты расчета сложного теплообмена в цилиндрических топках. Как показывают расчеты, в топках трубчатых печей доля конвективного переноса тепла к трубчатому экрану по сравнению с лучистым переносом энергии мала. Поэтому в этом разделе приведены значения лишь поверхностных плотностей результирующих лучистых тепловых потоков. Интегральный коэффициент поглощения газообразных продуктов сгорания определили по модели Хоттеля.

Расчеты проводились для печи следующих размеров: Диаметр камеры радиации – $D = 1,68$ м (диаметр сечения, проходящего по осям труб, расположенных вертикально вдоль футеровки); высота – $L = 9,6$ м; диаметр туннеля сводовой горелки – $D_T = 0,5$ м; диаметр канала для отвода дымовых газов – $D_o = 0,9$ м. Температура частично сгоревшей в туннеле горелки газозвоздушной смеси на входе в топку – $T_o = 1269$ К, а скорость газов на входе – $u_o = 10$ м/с.

3.1.1. Влияние переменности теплофизических свойств продуктов сгорания на результаты теплового расчета

Для исследования влияния переменности теплофизических свойств на значения лучистых потоков и температуры дымовых газов в топке проведены три варианта расчета, результаты которых приведены на рис. 3.1, 3.2. В первом варианте считалось, что теплоемкость продуктов сгорания зависит от температуры $c_p = c_p(T)$ и меняется от итерации к итерации (внешние итерации). Во втором варианте теплоемкость считается постоянной ($c_p = \text{const}$, значение которой определяется как среднее арифметическое распределения $c_p(T)$ полученного в первом варианте. В этом случае коэффициент турбулентной теплопроводности достаточно определить в начале итерационного процесса. В третьем варианте постоянны и теплоемкость и теплопроводность ($c_p, \lambda_t = \text{const}$). Значение теплоемкости такое же, как и во втором варианте. Коэффициент турбулентной теплопроводности определен при температуре дымовых газов на выходе из топки.

В первом и втором вариантах расчеты проведены с использованием модели горения, описанной в разделе 1.2, и заданием тепловыделения в области факела. В последнем случае тепловыделение задавалось в виде экспоненциальной зависимости $q_v = q_o \exp(-x/l_\phi)$. При этом граница области факела определялась при расчетах с учетом модели горения. В третьем варианте расчеты проводились только при распределении источников тепловыделений в области факела по экспоненциальной зависимости. При использовании модели горения источниковый член имеет вид

$$q_v = \frac{q'_o m_c m_{ок}}{T} \exp(-E/RT). \quad (3.1)$$

Множители q_o и q'_o в этих формулах определяются из расчета интегрального теплового баланса топки.

В расчетах полагалось, что радиационные свойства поверхности нагрева постоянны. Эффективная степень черноты трубчатого экрана принята равной $\varepsilon_{\phi} = 0,8$. В данных расчетах задавалось характерное для печей паровой конверсии метана изменение наружной температуры труб, которое приведено в нижней части рис. 3.2. На рис. 3.1 приведены распределения плотностей результирующих лу-

чистых потоков q_{Rp} вдоль реакционных труб. На рис. 3.2 приведены распределения температур на оси потока.

Как видно из рисунков характер изменения распределения лучистых потоков по длине поверхности нагрева и температуры продуктов сгорания при постоянных и переменных значениях теплоемкости продуктов сгорания получается одинаковым. Однако численные значения q_{Rp} 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_{Rp} наблюдаются при предположении постоянства коэффициента турбулентной теплопроводности по всему объему. Отличия между данными q_{Rp} в первом и третьем вариантах достигают 20 кВт/м², а отклонения значений температуры – 80 - 90К. Результаты этих рас-

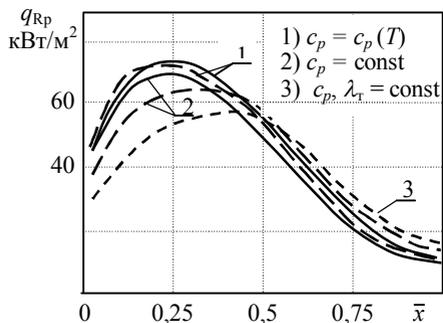


Рис. 3.1. Распределение поверхностных плотностей результирующих лучистых потоков вдоль труб: — — по модели горения; - - - тепловыделения по экспоненциальной зависимости

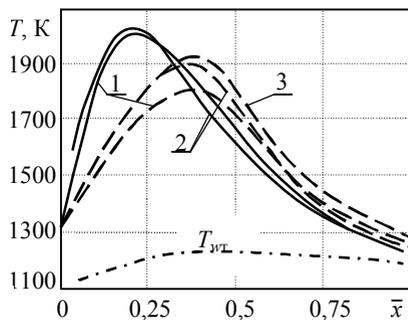


Рис. 3.2. Изменение температуры вдоль оси камеры радиации: обозначения как на рис. 3.1

четов показывают, что пренебрежение переменностью теплофизических свойств продуктов сгорания может привести к значительным погрешностям.

Можно также заметить, что при использовании одноступенчатой модели горения максимум температуры продуктов сгорания смещается ближе к срезу туннеля горелки. Это означает, что в рамках этой модели горение топлива как бы происходит быстрее, чем это наблюдается в топках. В то же время, распределения плотностей результирующих лучистых потоков вдоль труб при учете переменности теплофизических свойств продуктов сгорания, полученные по модели горения и при применении эмпирической зависимости для источников тепловыделений отличаются незначительно. Это видимо, связано тем, что результирующие лучистые потоки формируются не только излучением из областей самых высоких температур, но и переносом энергии излучения из более отдаленных областей топки, а также зависят от температуры труб.

На основе проведенного анализа можно сделать следующий вывод. При тепловых расчетах топок трубчатых печей по предложенной методике не обязательно в каждой итерации определять теплофизические свойства. В первых итерациях можно положить $c_p = \text{const}$, взяв в качестве константы характерное для данных условий значение теплоемкости. В целях экономии машинного времени вычисление теплофизических свойств можно включать через определенное количество внешних итераций.

3.1.2. Зависимости лучистых потоков от геометрических размеров цилиндрической топки и температуры трубчатого экрана

С целью определения влияния диаметра цилиндрической трубчатой печи на закономерности внешнего теплообмена проведена серия расчетов. Основные исходные данные такие же, как и для приведенных выше исследований. Задавались различные значения диаметра топки при постоянстве остальных исходных технологических параметров.

Некоторые результаты расчетов приведены в виде графиков на рис. 3.3 и 5.4. На рис. 3.3 показаны распределения поверхностных

плотностей результирующих лучистых потоков к реакционным трубам для двух значений диаметра топки ($D_1 = 2,24$ м, $D_2 = 1,68$ м), а на рис. 3.4 – значения температуры продуктов сгорания на оси потока для тех же случаев. Увеличение диаметра печи приводит, к изменению аэродинамики топки и к увеличению оптической толщины излучающих продуктов сгорания. Уменьшение средних скоростей потока при постоянном расходе топлива с увеличением диаметра топки приводит к уменьшению конвективного теплообмена. С увеличением диаметра топки увеличиваются и тепловые потери через футеровку. Но сначала суммарные тепловые потоки к трубчатому экрану возрастают за счет увеличения оптической толщины топки. Чем меньше диаметр топки, тем больше температура продуктов сгорания на выходе из камеры радиации.

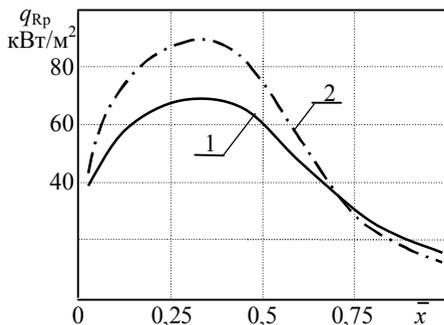


Рис. 3.3. Распределение q_{Rp} вдоль труб: 1) $D = 1,68$ м; 2) $D = 2,24$ м

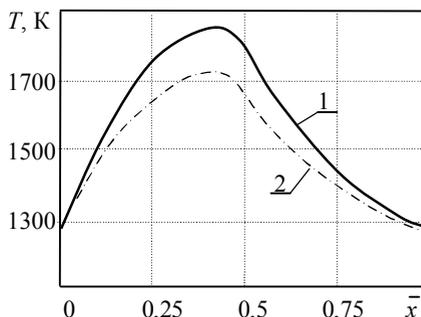


Рис. 3.4. Температура продуктов сгорания на оси печи

Определенное влияние на суммарную теплопередачу к нагреваемому продукту оказывают и особенности протекания химических реакций и теплообмена внутри трубчатых реакторов. Это можно заметить по результатам расчетов, приведенным на рис. 3.5, где показаны распределения q_{Rp} и температуры на оси потока для двух распределений температуры по внешней стенке труб.

Равновесная температура стенок трубчатого реактора, вообще говоря, устанавливается в результате взаимодействия как процессов в топке, так и внутриреакторных процессов. Для каждого набора технологических и конструкционных параметров аппарата, соответствуют

вполне определенные значения температуры стенок трубчатых реакторов. Однако численный эксперимент, в отличие от реального опыта, позволяет проводить параметрические исследования, т.е. некоторые данные можно задавать произвольно.

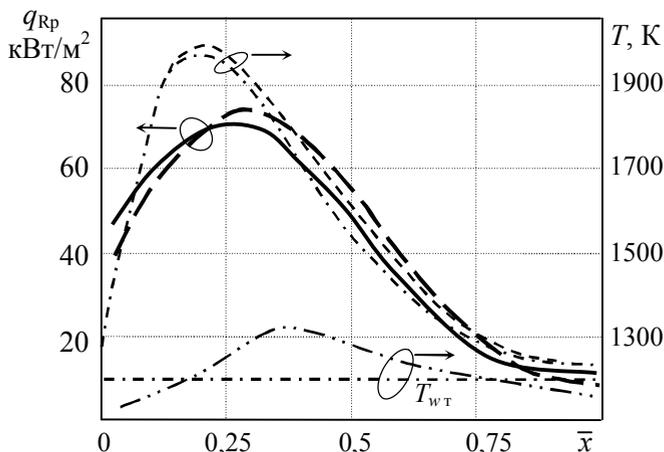


Рис. 3.5. Температура газа на оси потока и результирующие лучистые потоки к трубам при их различных температурах: --- — q_{Rp} и T_c при переменной температуре труб T_{wT} ; --- — при $T_{wT} = 1193 \text{ K}$

Как видно из рисунков, численные значения поверхностей плотностей результирующих лучистых потоков к реакционным трубам q_{Rp} и температуры продуктов сгорания T_c 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.

К вопросам влияния геометрических параметров топки и радиационных характеристик труб и футеровки на сложный теплообмен мы еще вернемся при исследовании радиационно – конвективного теплообмена в печах коробчатого вида.

3. 2. Влияние радиационных свойств продуктов сгорания и их селективности на сложный теплообмен в топках

3.2.1. Влияние коэффициента поглощения газов на радиационно – конвективный теплообмен

Радиационные свойства продуктов сгорания зависят от химического состава горючего и организации процессов выгорания топлива в факеле. Основные исследования сложного теплообмена в цилиндрических топках выполнены в «селективно–сером приближении». Коэффициенты поглощения газообразных продуктов сгорания вычислены по модели Хоттеля. В нашей работе [36] и в следующем подразделе проанализировано влияние селективности излучения продуктов сгорания на тепловые потоки к трубчатым экранам топок прямоугольного сечения. Показано, что при отсутствии сажистых частиц, результаты, полученные по серой модели и с учетом реального спектра, могут значительно отличаться. В то же время основные закономерности в распределении лучистых потоков в сером приближении такие же, как и при учете селективности излучения. В продуктах сгорания даже газообразного топлива в небольшом количестве присутствуют сажистые частицы. Концентрация сажистых частиц увеличивается при неполном сгорании горючего и для газомазутных топлив. Учитывая эти обстоятельства в численных экспериментах, выполненных с целью изучения взаимного влияния радиационно-конвективного теплообмена и процесса выгорания топлива селективность излучения учитывалась только по модели Хоттеля. Но созданный пакет подпрограмм позволяет учитывать полосатый спектр излучения молекулярных газов.

На рисунках 3.6 и 3.7 можно видеть влияние радиационных свойств продуктов сгорания на распределения поверхностных плотностей результирующих лучистых потоков q_{Rp} к трубчатому экрану и температуры продуктов сгорания на оси потока цилиндрической топки. Исходные данные для расчетов такие же, как и в подразделе 3.1. Сплошными линиями приведены результаты, полученные для коэффициента поглощения продуктов сгорания природного газа α_c при коэффициенте избытка воздуха $\alpha_t = 1,05$ (без учета сажи). Штрихпунктирные и штриховые линии соответствуют результатам, полученным при искусственном завышении коэффициента поглощения

продуктов сгорания природного газа, вычисленного по модели Хоттеля, в 1,5 и 2 раза соответственно. Коэффициент поглощения в реальных условиях может увеличиться, как было сказано выше, при присутствии сажистых частиц или при использовании в качестве горючего более тяжелых углеводородов. Видно, что с увеличением коэффициента поглощения максимум в распределении q_{Rp} становится резче и значения результирующих лучистых потоков на начальном участке топки увеличиваются.

Увеличение неравномерности обогрева по длине труб при больших значениях коэффициента поглощения газов связано с ростом оптической толщины среды. При больших оптических плотностях влияние отдаленных объемов на значения лучистых потоков уменьшаются. Поэтому результирующие лучистые потоки в основном зависят от уровня температуры близлежащих к трубам объемов. При меньших оптических плотностях тепловое излучение из области факела и верхней стенки достигает поверхности труб и вблизи выходного сечения. В результате распределение q_{Rp} по длине труб получается более равномерным.

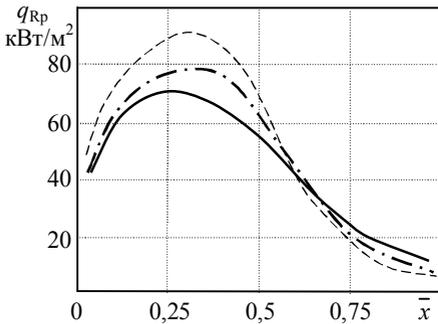


Рис. 3.6. Влияние радиационных свойств продуктов сгорания на распределение q_{Rp} : — при $\alpha = \alpha_2$; - - - при $\alpha = 1,5\alpha_2$; - · - · при $\alpha = 2\alpha_2$

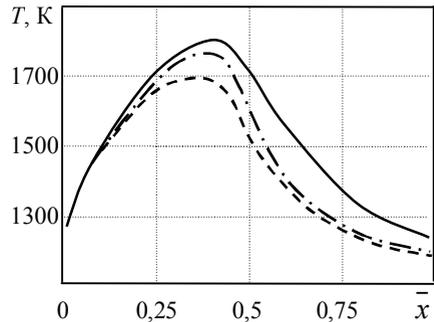


Рис. 3.7. Влияние радиационных свойств продуктов сгорания на температуру на оси потока. (обозначения как на рис. 3.6)

При больших значениях коэффициента поглощения увеличивается результирующий лучистый поток от факела, что приводит к более быстрому уменьшению температуры дымовых газов (рис.3.7) и как

результат к снижению q_{Rp} ближе к выходному сечению. Расчеты показали также, что увеличение коэффициента поглощения продуктов сгорания приводит к уменьшению поперечного градиента температуры в пограничном слое. В то же время изменение коэффициента поглощения практически не влияет на поперечный профиль осредненной скорости движения дымовых газов.

О влиянии радиационных свойств продуктов сгорания (или в какой-то мере интенсивности радиационного теплообмена) на характеристики турбулентности потока можно судить по результатам, приведенным на рис. 3.8. На этом рисунке показаны поперечные профили относительной кинетической энергии турбулентности k/k_o в различных сечениях топки (k_o – значение кинетической энергии турбулентности на входе в топку) для разных значений коэффициента поглощения.

Из рис. 3.8 видно, что значения кинетической энергии турбулентности увеличиваются у внешней границы факела и в определенной степени зависят от коэффициента поглощения продуктов сгорания, хотя характер изменения энергии турбулентности в объеме топки в целом сохраняется при разных значениях α .

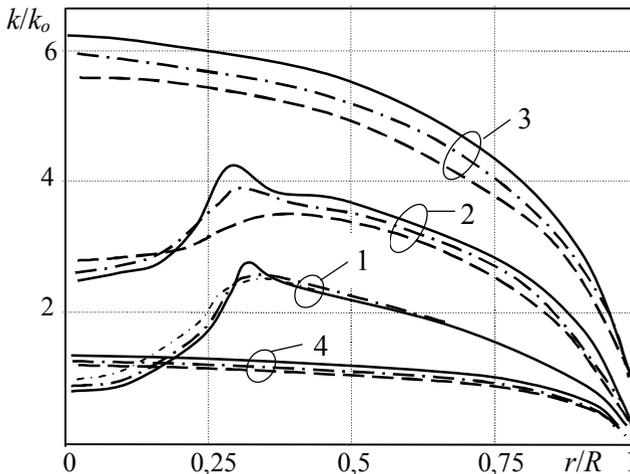


Рис. 3.8. Поперечные профили относительной энергии турбулентности в разных сечениях печи: 1) $\bar{x} = 0,3$; 2) $\bar{x} = 0,35$; 3) $\bar{x} = 0,5$; 4) $\bar{x} = 0,75$; $k_o = 0,025 u_o^2$; остальные обозначения как на рис. 3.6

3.2.2. Влияние селективности излучения продуктов сгорания на радиационно – конвективный теплообмен

В расчетах, проведенных с целью выявления селективности излучения продуктов сгорания, использовались две модели: селективно – серая модель Хоттеля и модель ступенчатой широкой полосы.

Параметры ступенчатой модели, включающей спектральные полосы 15; 4,3; 2,7 мкм излучения CO_2 и 10; 6,3; 2,7; 1,5 мкм H_2O приведены в работе [37]. Модели такого же рода использованы для анализа лучистого теплообмена в топках трубчатых печей [38].

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. В результате количество полос уменьшается до шести.

Рассмотрим спектральные полосы излучения H_2O и CO_2 с центром при $\lambda = 2,7$ мкм, которые показаны на рис. 3.9. Там же показаны заменяющие их ступенчатые прямоугольные полосы. В интервале

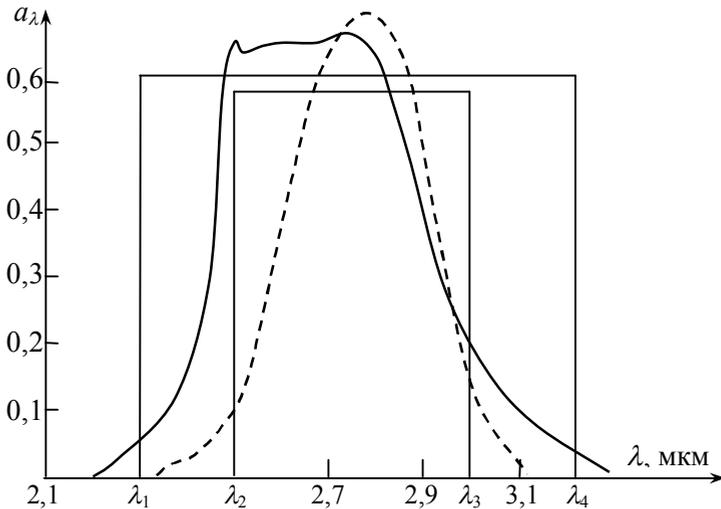


Рис. 3.9. Перекрывание полос H_2O , CO_2 в области спектра 2,7 мкм и заменяющие их ступенчатые прямоугольные полосы

спектра (λ_1, λ_2) и (λ_3, λ_4) излучает и поглощает энергию в основном H_2O , в интервале (λ_2, λ_3) полосы поглощения H_2O и CO_2 перекрываются. Вычислим средний по Планку коэффициент поглощения в интервале спектра излучения (λ_1, λ_4) :

$$\bar{\alpha} = \frac{\bar{\alpha}_{\lambda_1} p_1 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I_{b\lambda} d\lambda + (\bar{\alpha}_{\lambda_1} p_1 + \bar{\alpha}_{\lambda_2} p_2) \int_{\lambda_2}^{\lambda_3} I_{b\lambda} d\lambda + \bar{\alpha}_{\lambda_1} p_1 \int_{\lambda_3}^{\lambda_4} I_{b\lambda} d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_4} I_{b\lambda} d\lambda},$$

где $\bar{\alpha}_{\lambda_1}$, $\bar{\alpha}_{\lambda_2}$ – средние по полосе коэффициенты поглощения H_2O и CO_2 ; p_1 , p_2 – парциальные давления этих газов. Используя свойства определенных интегралов, это выражение можно привести к виду:

$$\bar{\alpha} = \bar{\alpha}_{\lambda_1} p_1 + \bar{\alpha}_{\lambda_2} p_2 \zeta(T), \tag{3.2}$$

где

$$\zeta(T) = \frac{\int_{\lambda_3}^{\lambda_4} E(z) dz}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_4} E(z) dz}; \quad E(z) = \frac{1}{z^5 [\exp(C_2/z) - 1]}.$$

Здесь $z = \lambda T$; C_2 – вторая постоянная в функции Планка. Поправочный коэффициент $\zeta(T)$ протабулирован в интервале температур 900 – 2000 К и может быть представлен в виде функциональной зависимости [39]:

$$\zeta(T) = 0,611 (10^{-3} T)^{0,095}.$$

Таким же образом усреднены спектральные коэффициенты поглощения для полосы H_2O 10 мкм и 15 мкм CO_2 . Среднепланковский коэффициент поглощения данных полос определяется выражением:

$$\bar{\alpha} = \bar{\alpha}_{\lambda_1} p_1 \beta(T) + \bar{\alpha}_{\lambda_2} p_2. \tag{3.3}$$

Поправочный коэффициент $\beta(T)$ определяется по следующей эмпирической формуле:

$$\beta(T) = 0,71 (10^{-3} T)^{0,37} \quad \text{при} \quad T \in [900 - 2000\text{K}].$$

Учитывая, что в продуктах сгорания газообразных и металлизированных топлив содержание сажистых частиц незначителен, их спектральный коэффициент поглощения вычисляли по эмпирической формуле [40]:

$$\alpha_{s\lambda} = \frac{3\pi}{2} \frac{\Phi(\lambda)}{\lambda} f_v, \quad (3.4)$$

где $\Phi(\lambda)$ – функция, описывающая дисперсию оптических констант сажи. По данным работы [41] в спектральном диапазоне до 10 мкм можно пользоваться формулой:

$$\Phi(\lambda) = 1,75/(1 + 0,3\lambda).$$

Объемная фракция сажи f_v определяется по эмпирической формуле:

$$f_v = 0,068(2 - \alpha_r) C_p/H_p,$$

где α_r – коэффициент избытка воздуха в топке, величина C_p/H_p характеризует относительный вес углерода в рабочей массе топлива:

$$\frac{C_p}{H_p} = 0,12 \sum \frac{m}{n} C_m H_n.$$

С целью сравнительного анализа лучисто-конвективного теплообмена в топках трубчатых печей кроме спектральных расчетов были проведены расчеты по селективно серой модели Хоттеля [18]. Согласно этой модели интегральная степень черноты выделенного контрольного объема представляется в виде взвешенной суммы степеней черноты четырех газов:

$$\varepsilon = \sum_{n=0}^3 a_n(T) [1 - \alpha_n P_\Sigma L_{\text{эф}}], \quad (3.5)$$

где P_Σ – суммарное парциальное давление H_2O и CO_2 ; $L_{\text{эф}}$ – эффективная толщина контрольного объема; α_n – приведенные коэффициенты поглощения для полос, значения которых приведены в [38]; $a_n(T)$ – полином, полученный в результате обработки экспериментальных данных по спектру поглощения H_2O и CO_2 и имеет следующий вид:

$$a_n(T) = a_{n0} + a_{n1}T + a_{n2}T^2 + a_{n3}T^3.$$

Интегральный по спектру коэффициент поглощения вычисляется исходя из закона Бугера:

$$\bar{\alpha} = -\ln(1 - \varepsilon) / L_{\text{эф}} \quad (3.6)$$

Интегральный коэффициент поглощения сажистых частиц определены по эмпирической формуле [41]:

$$\alpha_s = 0,03(1,6 \cdot 10^{-3} T - 0,5)(2 - \alpha_t) C_p / H_p.$$

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 $\alpha_t = 1,1$). В расчетах учитывалась зависимость теплофизических и радиационных свойств продуктов сгорания от температуры. При сжигании газообразного топлива размеры частиц сажи малы (параметр дифракции частиц $\rho < 0,1$). Поэтому коэффициент рассеяния сажистых частиц может быть вычислен по приближенной формуле

$$\beta_\lambda = \frac{32\pi r_s^2}{3} \left| \frac{\tilde{n}^2 - 1}{\tilde{n}^2 + 1} \right| n_o \rho^2, \quad (3.7)$$

где вместо размера частиц r_s берется среднемассовый радиус. Рассеяние излучения на частицах сажи считали изотропной. Состав продуктов сгорания и парциальные давления H_2O и CO_2 определялись из предположения полного сгорания топлива.

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 $Q_n^p = 35807$ кДж/м³, расход топлива на одну секцию $B_t = 0,24$ м³/с, коэффициент избытка воздуха $\alpha_t = 1,15$. Ширина радиантной секции $H = 1,68$ м, высота $L = 9,6$ м. Эффективная степень черноты поверхности нагрева $\varepsilon_{\phi} = 0,87$, футеровки – $\varepsilon_w = 0,67$.

Лучистый теплообмен описывался в P_1 – приближении метода сферических гармоник. В объеме задавалось характерное для топок трубчатых печей поле температуры. Учитывалась зависимость ширины спектральных полос и коэффициента поглощения продуктов сгорания от температуры.

В исходной девятиполосной модели интервалы спектра, где происходит перекрывание полос излучения водяного пара и двуокиси уг-

лерода, выделялись как отдельные полосы с суммарным коэффициентом поглощения: $\alpha_{\Sigma} = \alpha_{H_2O} P_{H_2O} + \alpha_{CO_2} P_{CO_2}$

На рис.3.10 приведены распределения интегральных по отдельным полосам плотностей результирующих потоков излучения к поверхности нагрева по высоте камеры. Наибольший вклад в интегральное излучение вносят спектральные полосы 2,7; 4,3; 6,3 мкм. По интенсивности излучения полоса 1,5 мкм и объединенная полоса 15 мкм сравнимы между собой. При данных условиях их совокупная доля в интегральном излучении составляет не более 9%. Поэтому в расчетах лучистого теплообмена представляется возможным ограничиться рассмотрением трех основных полос излучения H_2O и CO_2 [36]. Расчет по среднепланковским коэффициентам поглощения (по серой модели) дает более высокие значения лучистых потоков. Отличие максимальных значений плотности лучистых потоков составляет 8 % для полосы 2,7 мкм и 20% для объединенной полосы 15 мкм.

На рис. 3.11 представлены интегральные по спектру плотности результирующего потока излучения, определенные в сером приближении, по исходной девятиполосной и осредненной шестиполосной спектральным моделям. Расчет по серой модели в качественном и количественном отношении дает неудовлетворительные результаты. В частности, максимум результирующих потоков излучения располагается ближе к входному сечению. Завышение плотности результирующих потоков излучения в сером приближении по сравнению с результатами расчета по модели широкой полосы достигает 100 %. 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.

В описанных выше исследованиях расчеты лучистых потоков проводились при заданном поле температуры в объеме топки. Таким образом, обратного влияния переноса энергии излучения на температуру продуктов сгорания не было. С целью выявления роли теплового излучения продуктов сгорания на поле температуры, и при этом исследовать влияние селективности излучения на лучисто – конвектив-

ный теплообмен в камере радиации, для той же трубчатой печи проведены совместные решение уравнения переноса излучения, уравнений энергии, движения турбулентных продуктов сгорания и моделей турбулентности.

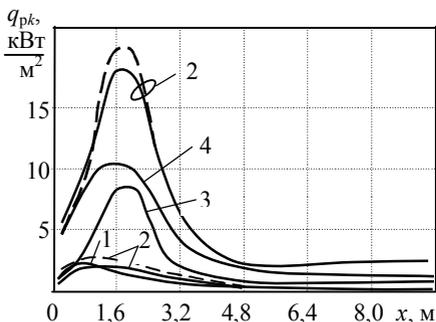


Рис. 3.10. Распределение интегральных по спектральным полосам лучистых потоков:

— — — — — девятиполосная модель;
 - - - - - шестиполосная модель;
 обозначения полос – 1) 1,5 мкм;
 2) 2,7 мкм; 3) 4,3 мкм; 4) 6,3 мкм;
 5) 15 мкм

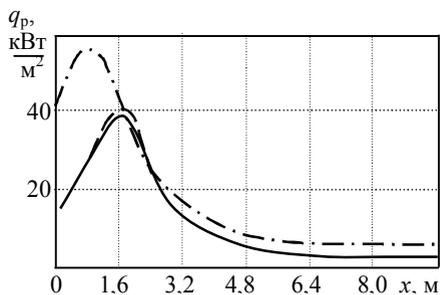


Рис. 3.11. Распределение интегральной поверхностной плотности лучистых потоков:

— — — — — девятиполосная модель;
 - - - - - шестиполосная модель;
 - · - · - · серая модель

Лучистый теплообмен рассматривался в рамках S_2 – приближения метода дискретных ординат. Поля осредненных значений скорости движения дымовых газов и коэффициентов турбулентного переноса определялись из решения осредненных уравнений Навье–Стокса и k – ϵ модели турбулентности. Учитывалась зависимость оптических и теплофизических свойств дымовых газов от температуры.

На рис. 3.12 и 3.13 приведены расчетные распределения поверхностных плотностей интегральных лучистых q_p и конвективных q_k потоков тепла к поверхности нагрева по длине реакционных труб, а также изменение температуры дымовых газов на оси потока по высоте камеры, определенные в сером приближении и по шестиполосной модели спектра изучения дымовых газов. Необходимо отметить качественное согласие результатов, полученных по этим двум спектральным моделям. В области факела наблюдается максимум тепловых потоков

и температуры дымовых газов, ниже по течению энергетические характеристики монотонно уменьшаются. Вблизи выходного сечения плотность конвективных потоков тепла несколько увеличивается, что обусловлено сужением потока и увеличением коэффициента конвективной теплоотдачи.

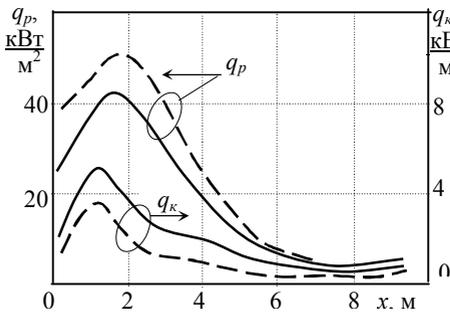


Рис. 3.12. Влияние селективности излучения на поверхностные плотности лучистых и конвективных потоков тепла: — — — — — шестиполосная, - - - - - серая модель

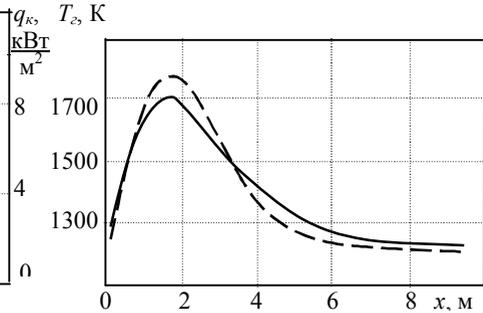


Рис. 3.13. Влияние селективности излучения на температуру газов на оси потока. Обозначения как на рис. 3.12

Серая модель спектра излучения дымовых газов дает завышенные значения плотности лучистых потоков тепла, как и в предыдущих исследованиях. Максимальное отличие имеет место в области факела и составляет 33 %. Следует отметить более слабое влияние селективности излучения на лучистые потоки по сравнению с расчетами при

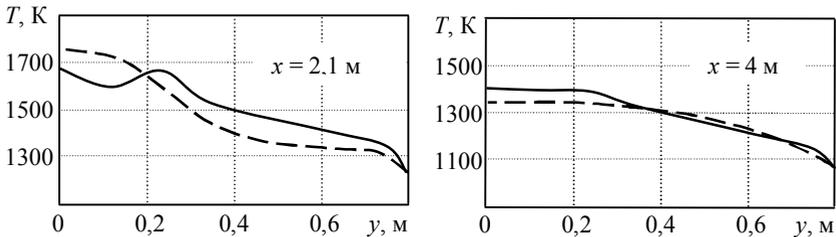


Рис. 3.14. Поперечный профиль температуры газов в двух сечениях печи. Обозначения как на рис. 3.11

заданном поле температуры, для которых отличие в распределениях лучистых потоков тепла достигало 100 %. Объяснение заключается в том, что в результате взаимодействия лучистого переноса энергии от дымовых газов на их температуру, более высокие значения лучистых потоков в сером приближении приводят к заниженным значениям температуры дымовых газов в области факела. Это в свою очередь обуславливает уменьшение расчетных значений лучистых потоков. Таким образом, происходит компенсация погрешности определения лучистых потоков по серой модели.

Наибольшее влияние селективность излучения оказывает на величину поверхностной плотности конвективных потоков тепла к реакционным трубам (рис. 3.12) и на поперечный профиль температуры дымовых газов (рис. 3.14). Плотности конвективных потоков тепла, рассчитанные в приближении модели широкой полосы, вдвое превышают результаты расчета по серой модели спектра. Как следует из рис. 3.14, в рамках спектральной модели широкой полосы происходит более интенсивное по сравнению с серой моделью выравнивание поперечного профиля температуры дымовых газов за счет лучистого отвода энергии. Это объясняется относительно высокой температурой дымовых газов в области факела, при которой большую роль играет перенос энергии излучением в спектральных полосах с большой оптической плотностью, расположенных в коротковолновой области спектра. В результате температура дымовых газов вблизи поверхности нагрева повышается, что приводит к увеличению конвективных потоков тепла. 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.

В табл. 3.1 приведены расчетные характеристики суммарного теплообмена. Интегральное тепловое восприятие поверхности нагрева, определенное в сером приближении, выше по сравнению с рассчитанным по шестиполосной модели спектра на 23 %. Этому соответствует занижение расчетной температуры дымовых газов на выходе из топочной камеры на 27°C, что качественно согласуется и с данными других авторов [41].

Таблица 3.1

Влияние селективности излучения на суммарный теплообмен

Модель спектра	Количество тепла, переданное трубчатому экрану, кВт		Температура газов на выходе из топки, К
	Излучением	Конвекцией	
серая	6756,9	34,4	1220
шестиполосная	5481,2	61,4	1247

Таким образом, спектральная модель излучения продуктов сгорания оказывает существенное влияние на расчетные характеристики локального и суммарного теплообмена в камере радиации трубчатой печи со сводовым сжиганием газообразного топлива. Можно также отметить, что перенос энергии излучением оказывает существенное влияние на формирование поля температуры в объеме топки. Основной причиной этого является относительно небольшие скорости продуктов сгорания в камерах радиации трубчатых печей.

3.3. Влияние эффективной степени черноты трубчатого экрана и оптической толщины газов на радиационно–конвективный теплообмен в топках печей коробчатого типа

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. 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 $\alpha_t = 1,1$). Длина факела $l_f = 4$ м. Спектр излучения продуктов сгорания описывается моделью широкой полосы, учитывающей полосы 1,5; 2,7; 6,3; 10 мкм спектра излучения H_2O и 2,7; 4,3; 10 мкм CO_2 .

На рис. 3.15 приведены расчетные распределения поверхностных плотностей радиационного q_p и конвективного q_k потоков тепла к трубчатому экрану и профиль температуры продуктов сгорания по высоте радиантной секции при $\varepsilon_{экр} = 0,5; 0,7; 1,0$. Эффективная степень черноты трубчатого экрана оказывает значительное влияние на

поля температуры и тепловых потоков в радиантной секции. При уменьшении $\varepsilon_{\text{эф}}$ 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 $\varepsilon_{\text{эф}}$ 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, $\varepsilon_{\text{эф}} < 0,6$ (рис. 3.15). В области $0,6 < \varepsilon_{\text{эф}} < 1$, характерной для реальных установок, это влияние не превышает 5%. При увеличении $\varepsilon_{\text{эф}}$ 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 $\varepsilon_{\text{эф}}$ ниже по течению приводит к уменьшению падающего на трубчатый экран радиационного потока тепла. В результате этого в области факела при увеличении $\varepsilon_{\text{эф}}$ поверхностная плотность лучистого потока тепла к трубчатому экрану возрастает, а ниже по течению наблюдается обратная картина: меньшим значениям $\varepsilon_{\text{эф}}$ соответствует более высокая плотность радиационного потока тепла.

Численно исследовано также влияние парциального давления излучающих компонентов в составе продуктов сгорания на харак-

теристики локального и суммарного теплообмена в радиантной секции, рассматриваемой в настоящей работе трубчатой печи. В расчетах отношение парциального давления водяного пара p_1 к парциальному давлению двуокиси углерода p_2 поддерживалось равным двум, а их суммарное парциальное давление p_{Σ} варьировалось от 0 до 0,48 атм. Так как коэффициент поглощения продуктов сгорания прямо пропорционально зависит от парциальных давлений H_2O и CO_2 , данное исследование можно рассматривать также с точки зрения влияния, оптической толщины топочного объема на радиационно-конвективный теплообмен.

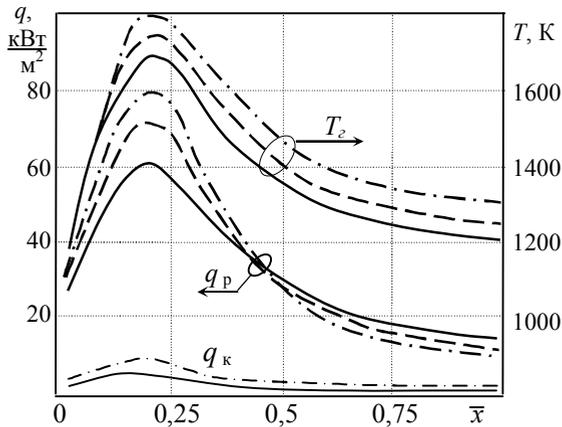


Рис. 3.15. Распределение поверхностных плотностей радиационного q_p , конвективного q_k потоков тепла и профиль температуры по высоте радиантной секции: — $\epsilon_{0\phi} = 1$; - - - $\epsilon_{0\phi} = 0,7$; · - - $\epsilon_{0\phi} = 0,5$

Обнаружено весьма своеобразное влияние p_{Σ} на величину радиационного потока тепла к трубчатому экрану. На интенсивность теплообмена между трубчатым экраном и продуктами сгорания оказывают влияние два взаимосвязанных фактора. При увеличении парциального давления излучающих компонентов повышается степень черноты топочного объема, что обуславливает увеличение его собственного излучения. Второй фактор связан с увеличением оптической плотности и уменьшением прозрачности топочной

среды, что приводит к ослаблению роли высокотемпературной области факела в формировании радиационного потока тепла к трубчатому экрану. Как следует из рис. 3.16, 3.17 в области значений $p_{\Sigma} < 0,03$ атм фактор экранирования факела вследствие достаточно высокой прозрачности топочной среды не оказывает существенное влияние на условия теплообмена, поэтому при увеличении p_{Σ} радиационный поток тепла к трубчатому экрану возрастает. При дальнейшем увеличении p_{Σ} достигается максимум радиационной теплоотдачи, затем радиационный поток тепла к трубчатому экрану несколько уменьшается. Это объясняется малой оптической прозрачностью продуктов сгорания при относительно высоких значениях парциального давления излучающих компонентов в их составе.

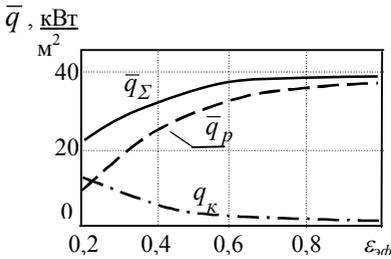


Рис. 3.16. Зависимость средних плотностей суммарного \bar{q}_{Σ} , лучистого \bar{q}_p , конвективного \bar{q}_{κ} потоков тепла от эффективной степени черноты $\varepsilon_{эф}$

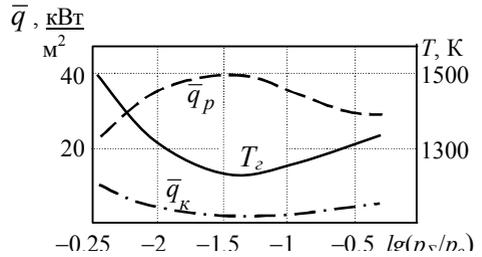


Рис. 3.17. Зависимость средних плотностей лучистого \bar{q}_p , конвективного \bar{q}_{κ} потоков тепла и температуры газов T_g на выходе из топки от суммарного парциального давления H_2O и CO_2 p_{Σ} : $p_o = 1$ атм

Таким образом, установлено, что при данной ширине радиантной секции существует оптимальное парциальное давление излучающих компонентов в составе продуктов сгорания (или оптическая толщина топочного объема), обеспечивающее максимальную теплоотдачу трубчатому экрану. Вместе с тем следует отметить, что характерное для реальных условий работы трубчатых печей значение $p_{\Sigma} = 0,27$ атм приблизительно на порядок превышает его оптимальное с точки зрения максимальной теплоотдачи значение.

3.4. Взаимное влияние радиационно – конвективного теплообмена и процессов горения газообразного топлива

При тепловых расчетах топочных устройств обычно задаются величиной мощности источников тепловыделений в объеме факела. Для этого необходимы эмпирические данные о длине факела и о характере выгорания топлива. Но эти данные в свою очередь зависят от условий теплообмена, т.е. от особенностей конкретного горелочного устройства. Наиболее простым способом, с точки зрения выполнения расчетов, является допущение равномерного тепловыделения во всем объеме факела. Однако такое допущение не отражает реальный процесс выгорания топлива. Как показывают эксперименты [11], интенсивность тепловыделений уменьшается по длине факела. Поэтому с определенной точностью выгорание топлива можно задавать линейной или экспоненциальной зависимостью. Правда, вопрос определения области тепловыделений остается открытым, требующим экспериментальных исследований.

В данном разделе проведены численные исследования характера выгорания топлива в объеме факела на радиационно–конвективный теплообмен. Расчеты проводились для печи цилиндрического типа. Изучено влияние различного характера тепловыделения в объеме печи при одних и тех же условиях на результаты теплового расчета топки. Были 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

$$q_v = q_1 (1 - x_1/l_\phi);$$

- 3) тепловыделение задается в виде экспоненциальной зависимости

$$q_v = q_2 \exp(-x_1/l_\phi);$$

- 4) используется модель горения, тепловыделение вычисляется формулой

$$q_v = q'_o m_z m_{ок} \exp(-E/RT)/T.$$

Для первых трех вариантов считается, что тепловыделение происходит в области факела, а вне этой области $q_v = 0$, Форма факела задается в виде цилиндрического объема. Граница этой области определяется по данным модели горения. За область факела можно принять

ту область, вне которой массовые концентрации горючего m_c достаточно малы, например, менее 1% относительно массовой концентрации во входном сечении.

Значения q_o , q_1 , q_2 , q'_o определяются из условия постоянства суммарного тепловыделения в топке. Общее тепловыделение в объеме определяется следующим образом:

$$Q = \iiint_V q_v dV,$$

где V – объем области факела. Для цилиндрической геометрии

$$Q = \int_0^{2\pi} d\theta \int_0^{l_\phi} dx \int_0^{r_\phi} q_v r dr.$$

Так как ни в одном из рассматриваемых случаев q_v не зависит от θ , имеем

$$Q = 2\pi \int_0^{l_\phi} dx \int_0^{r_\phi} q_v r dr.$$

Для первых трех вариантов интеграл легко вычисляется и для Q получаются следующие выражения:

$$Q = 0,5 q_1 \pi r_\phi^2 l_\phi, \quad Q = (1 - 1/e) q_2 \pi r_\phi^2 l_\phi,$$

соответственно для первого, второго и третьего вариантов.

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 $\varepsilon_{\phi} = 0,8$. Сводовые и подовые части футеровки считались адиабатными. Интегральный коэффициент поглощения продуктов сгорания в объеме определяется по селективно-серой модели Хоттеля. Температура частично сгоревшего топлива на выходе из туннеля горелки $T_o = 1269$ К. Температура внутренней поверхности футеровки свода 1212К. Распределение температуры поверхности

трубчатого экрана по его длине приведено на нижней части рис. 3.18. Скорость газов на входе камеры радиации $u_o = 10$ м/с.

На рис. 3.18 – 3.20 приведены распределения температуры газов, поверхностных плотностей результирующих лучистых потоков по тепловоспринимающей поверхности q_p вдоль оси потока и поперечные профили температуры в разных сечениях топки, полученные при описанных выше эмпирических зависимостях для мощности источников тепловыделений в объеме факела. На этих же рисунках приведены результаты расчетов сложного теплообмена с учетом выгорания топлива по модели горения.

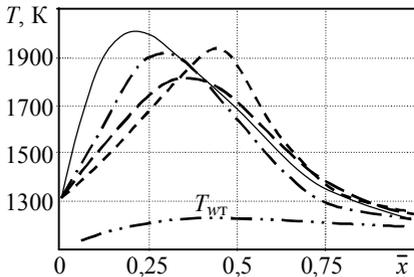


Рис. 3.18. Изменение температуры газа вдоль оси камеры при разных вариантах тепловыделений: - - - - 1-й вариант; - - - - 2-й; - · - · - 3-й; ——— 4-й вариант

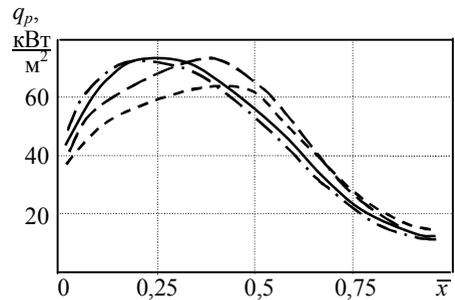


Рис. 3.19. Распределения поверхностной плотности результирующих лучистых потоков по поверхности нагрева. Обозначения как на рис. 3.18

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. Поэтому в тех задачах, где первостепенное значение имеет обеспечение регулируемой теплонапряженности по длине труб, не корректное задание источников тепловыделений в объеме факела могут привести к существенным погрешностям. 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 результирующих 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.

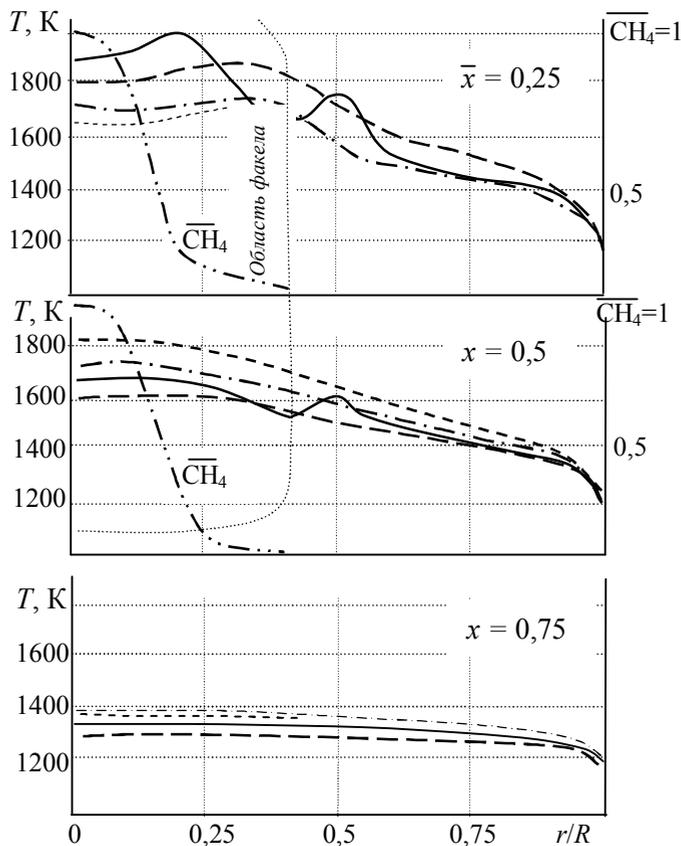


Рис. 3.20. Поперечные профили температуры газов в трех сечениях радиантной камеры при различных вариантах тепловыделений и изменение относительной концентрации CH_4 . Обозначения как на рис. 3.18

Значения температуры на оси потока и поперечные профили температуры в области факела, рассчитанные при разных зависимо-

стях 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. 3.20 для двух сечений камеры радиации показаны изменения относительной концентрации $\overline{C_{H_4}}$ 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.

Приведенные результаты показывают также, что 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.

По результатам расчетов были определены значения суммарных тепловых потоков Q и средние теплонапряженности радиантных труб \bar{q} для всех вариантов, которые приведены в табл. 3.2.

Таблица 3.2

Тепловые потоки к поверхности нагрева и средние теплонапряженности труб

№ варианта	1	2	3	4
Q , кВт	2161	2342	2229	2291
Средняя теплонапряженность – \bar{q} , кВт/м ²	44	47,6	45,5	46,7

Как видно из таблицы, несмотря на то, что поле температуры в области факела и распределение поверхностной плотности лучистых потоков к трубчатому экрану q_p по длине труб сильно зависят от организации процесса выгорания топлива, суммарная теплоотдача Q в топке и средняя теплонапряженность труб для рассмотренных случаев

отличаются незначительно (около 6%). Значения температуры дымовых газов на выходе из радиантной камеры, также незначительно зависят от характера выгорания топлива.

Были также проведены численные исследования влияния скорости истечения топливной смеси из туннеля горелки на характер теплообмена в трубчатых печах. На рис. 3.21 и 3.22 показаны линии тока и линии постоянных значений массовой концентрации горючего в объеме топки при двух значениях начальной скорости u_o . На левой половине рисунков приведены данные, соответствующие скорости истечения $u_o = 7,5$ м/с, на правой – $u_o = 10$ м/с. Как и следовало ожидать, увеличение скорости истечения топлива приводит к удлинению факела. Например, при $u_o = 7,5$ м/с концентрация горючего уменьшается до 1% на расстоянии 3,8 м от среза туннеля горелки, а при $u_o = 10$ м/с – на расстоянии 4,3 м. Из рис. 3.22 видно, что с увеличением на-

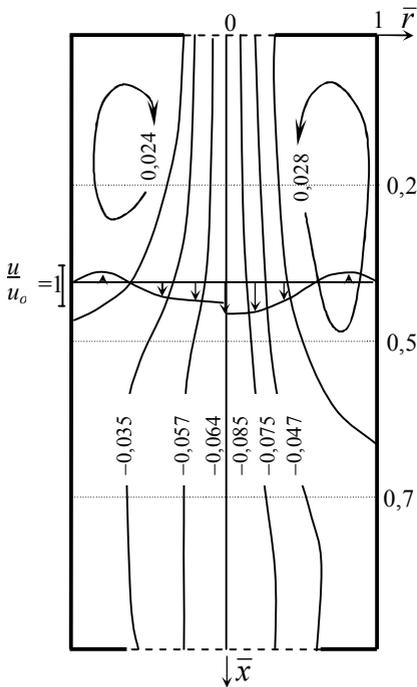


Рис. 3.21. Изолинии функции тока

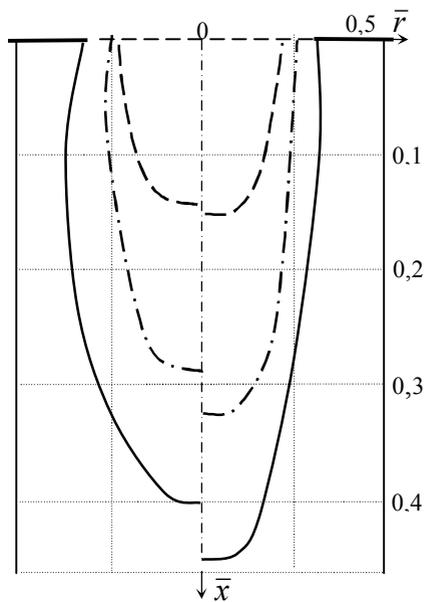


Рис. 3.22. Линии постоянных значений концентрации CH_4 в объеме топки (в % относительно входного сечения):

--- 60%; - · - · 10% — 1%

начальной скорости смеси на входе в топку увеличивается зона обратных течений. Это приводит к более интенсивному перемешиванию продуктов сгорания и топливной смеси. Если первый фактор приводит к сглаживанию максимума температуры факела, то второе обстоятельство способствует увеличению скорости выгорания топлива. При увеличении начальной скорости проявляется два механизма, действующие в противоположных направлениях на длину факела.

С целью выявления степени влияния лучистого отвода тепла из области факела на особенности выгорания топлива были проведены численные исследования. Для этого проводились тепловые расчеты для разных значений коэффициента поглощения продуктов сгорания α . При этом происходит изменение дивергенции лучистых потоков в объеме факела, что через источниковый член уравнения энергии может повлиять и на характер изменения концентрации горючего. Расчеты показали, что уровень радиационного отвода тепла, в исследованных диапазонах, практически не влияет на длину факела. В то же время имеется некоторое изменение в характере выгорания топлива. При большем лучистом отводе тепла факел получается несколько уже. На рис. 3.23 показано изменение относительной концентрации горючего \bar{m}_2 по отношению к ее значению m_{20} на входе в топку вдоль оси факела для двух значений коэффициента поглощения: α и 2α . На начальном участке факела на его оси большим значениям коэффициента поглощения соответствуют большие значения массовой концентрации

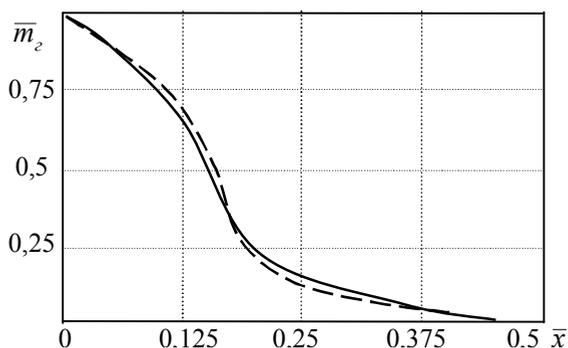


Рис. 3.23. Изменение относительной массовой концентрации горючего при разных коэффициентах поглощения: — — — — 2α ; — — — — α

горючего. Но максимальные отклонения концентрации горючего при разных уровнях радиационного отвода тепла составляют 3–4 %.

На рис. 3.24 приведены поперечные профили кинетической энергии турбулентности потока k отнесенной к энергии турбулентности на входе в камеру радиации k_o в разных сечениях топки для двух значений скорости топливо – воздушной смеси на выходе из туннеля горелки u_o . Расчеты показывают, что в зоне горения энергия турбулентности возрастает. Турбулентность генерируется в зоне интенсивных химических реакций горения, где возникают большие градиенты скоростей. Ниже по потоку кинетическая энергия турбулентности постепенно уменьшается.

На рис. 3.25 показаны распределения поверхностных плотностей результирующих лучистых потоков к трубчатому экрану и изменение температуры продуктов сгорания по оси камеры радиации при разных скоростях газов на входе в топку, но одинаковом расходе топлива. Большее перемешивание продуктов сгорания наряду со сглаживанием значений температуры продуктов сгорания приводит и к уменьшению пика в распределении лучистых потоков. С уменьшением скорости подачи топливной смеси максимум в распределении q_p смещается ближе к входу. Эти расчеты в целом подтверждают опытные данные о характере влияния начальной скорости газов на выходе из го-

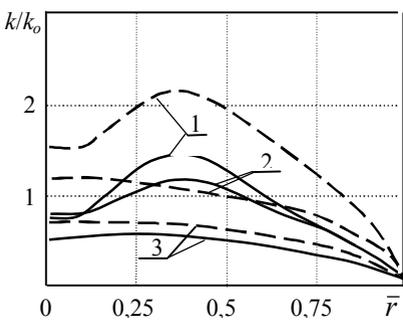


Рис. 3.24. Поперечные профили относительной энергии турбулентности: 1) $\bar{x} = 0,3$; 2) $\bar{x} = 0,5$; 3) $\bar{x} = 0,75$; — — — — $u_o = 7,5 \text{ м/с}$; — — — — $u_o = 10 \text{ м/с}$

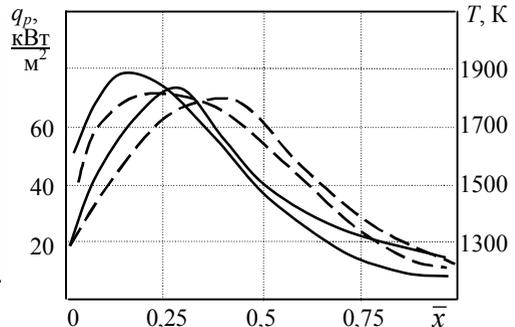


Рис. 3.25. Распределение поверхностных плотностей лучистых потоков к поверхности нагрева и изменение температуры по оси топки: 1) $u_o = 7,5 \text{ м/с}$; 2) $u_o = 10 \text{ м/с}$

релки на длину факела. В то же время результаты расчетов еще раз подчеркивают о сильном взаимном влиянии механизмов различных процессов, происходящих в толках.

3.5. Исследования сложного теплообмена в камере радиации трубчатой печи с расположением горелок на своде

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. 1.2 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 симметрично относительно трубчатых экранов расположены 65 горелок по одному ряду на каждую секцию и по 13 горелок в ряду. Состав топливного газа (в % об.):

CH_4 – 48,78	C_5H_{12} – 0,33
C_2H_6 – 38,77	C_3H_6 – 4,42
C_3H_8 – 5,90	<u>C_4H_8 – 1,13</u>
C_4H_{10} – 0,67	100 %

Низшая теплота сгорания $Q_n^p = 53988$ кДж/нм³, расход топлива на печь $V_T = 0,998$ нм³/с. Коэффициент избытка воздуха $\alpha_T = 1,05$.

Длина факела по данным работы [42] принята равной 4 м. Степень выгорания топлива по длине факела задавалась по экспоненциальной эмпирической формуле.

Характерный для данной печи профиль температуры наружной поверхности реакционных труб приведен на рис. 3.18. Степень черноты наружной стенки реакционных труб по данным работы [34] принята $\varepsilon_w = 0,9$, при которой расчет по формуле (1.1) дает значение эф-

фактивной степени черноты трубчатого экрана $\varepsilon_{\text{эф}} = 0,74$. Принята следующая степень черноты футеровки: $\varepsilon_{\text{ф}} = 0,67$.

По нормативному методу суммарного теплового расчета трубчатых печей [18] выполнено вычисление ряда интегральных параметров, результаты которого приведены в табл. 3.3. Эти значения в дальнейшем использованы в качестве исходных данных.

Таблица 3.3

Исходные данные для расчета внешнего теплообмена

№ п/п	Название параметра	Численное значение	Единица измерения
1	Расход воздуха в радиантную камеру	14,807	м ³ /с
	Количество дымовых газов	16,372	м ³ /с
2	Объемные доли компонент в составе продуктов сгорания		
3		N ₂	0,716
		O ₂	0,009
		H ₂ O	0,174
4	CO ₂	0,101	
5	Начальная температура горения топливной смеси	882	К
6	Количество тепла, выделяемое в объеме секции радиации	7545,5	кВт
	Скорость газов на входе в камеру радиации	5,069	м/с

В расчетах лучистый теплообмен рассматривался в S_2 -приближении метода дискретных ординат. Селективность излучения продуктов сгорания описывалась шестиполосной моделью спектра, ограничивающие радиантную камеру поверхности и реакционные трубы считались серыми. Поля осредненных значений скорости турбулентного движения продуктов сгорания и коэффициентов турбулентного переноса определялись в результате совместного решения двумерных дифференциальных уравнений движения и $k-\varepsilon$ модели турбулентности. Расчеты выполнялись на неравномерной конечно-разностной сетке с количеством узловых точек 11×17 .

Рассчитаны поля локальных характеристик радиационно – конвективного теплообмена и аэродинамики в камере радиации при зна-

чениях ширины секции $H = 1,4$ м; 2 м; 2,6 м. На рис. 3.26 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. Длина этой зоны может быть достаточно велика, и как показывают расчеты, зависит также от ширины радиантной секции (табл. 3.4).

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

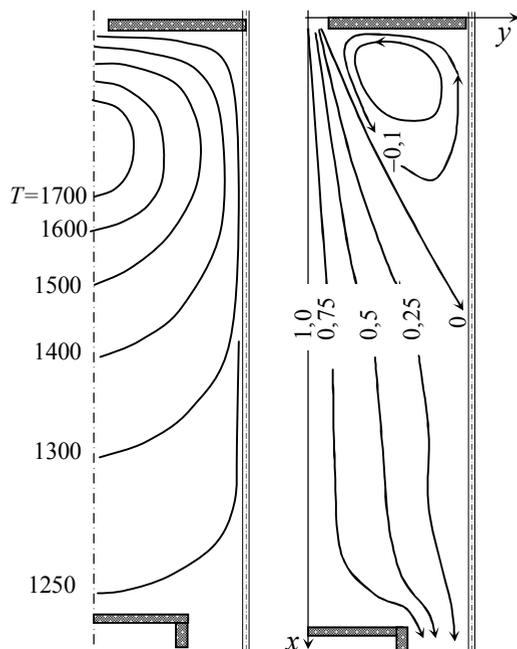


Рис. 3.26. Изотермы и линии тока (ψ / ψ_0) в камере радиации:
 $\psi_0 = 0,175$ кг/(м·с); $H = 2,0$ м

температуру. Так как коэффициенты поглощения излучающих компонентов газа – H_2O и CO_2 обратно пропорциональны температуре, данная область играет роль некоторого теплового экрана, препятствующего лучистому теплообмену между факелом и поверхностью нагрева. Это подтверждается результатами расчета, приведенными на рис. 3.27. В области факела наблюдаются максимумы поверхностных плотностей лучистых q_p и конвективных q_k потоков тепла к трубчатому экрану. В узкой топочной камере максимум распределения q_p становится более выраженным, степень неравномерности обогрева реакционных труб по длине и плотность лучистого потока тепла к ним в области факела возрастают. Объяснение заключается в том, что при уменьшении H уменьшается также толщина относительно холодной области, экранирующей факел от поверхности нагрева. В результате ослабляется экранирующее влияние топочной среды на факел, что способствует большему отводу тепла от факела за счет излучения к трубчатому экрану. 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 (рис. 3.28). Это приводит к так называемому явлению инверсии.

На рис. 3.27 видно, что все три кривые распределения лучистых потоков тепла к поверхности нагрева пересекаются примерно в одной точке и ниже этой точки широкая топочная камера обеспечивает более высокие значения лучистых потоков тепла. Такое поведение распределений локальных значений лучистых потоков тепла, как было показано в разделе 3.3, и при исследованиях влияния степени черноты поверхности нагрева на радиационно–конвективный теплообмен. Следует заметить, что расположение точки инверсии существенно может повлиять на зависимость интегрального восприятия тепла поверхностью нагрева от ширины топочной камеры. Очевидно, наибольший эффект будет наблюдаться тогда, когда эта точка расположена вблизи выходного сечения.

С уменьшением ширины секции радиации конвективный теплообмен интенсифицируется, что может быть объяснено увеличением средней скорости движения дымовых тазов и повышением уровня

температуры (рис.3.28). 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.

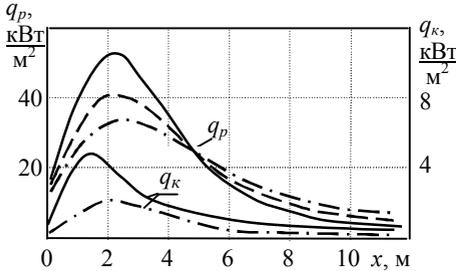


Рис. 3.27. Влияние ширины камеры радиации на распределение поверхностных плотностей лучистых и конвективных потоков тепла к реакционным трубам:
 — $H = 1,4$ м — — — $H = 2$ м;
 — · — — $H = 2,6$ м

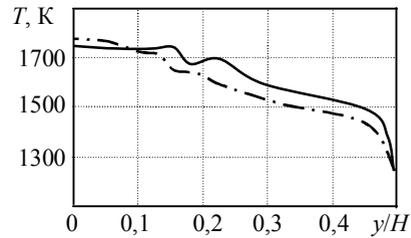


Рис. 3.28. Поперечные профили температуры газов в области факела при различных значениях ширины камеры радиации. Обозначения как на рис. 3.27

В табл. 3.4 приведены результаты расчета суммарного теплообмена при различных значениях ширины секции радиации. Получено, что узкая топочная камера обеспечивает большее тепловосприятие поверхности нагрева. Этот результат противоречит данным, полученным при рассмотрении лучистого теплообмена без учета радиационно-конвективного взаимодействия и характера движения продуктов сгорания. При ширине радиантной секции $H = 1,4$ м тепловосприятие поверхности нагрева на 16% больше по сравнению с тем, когда $H = 2,6$ м. Доля конвекции в тепловом балансе в рассмотренных пределах изменения ширины радиантной секции практически остается постоянной и составляет 7 %.

Таблица 3.4

Результаты расчета суммарного теплообмена при разной ширине секции радиации

Ширина секции, м	Средняя поверхностная плотность потоков тепла, кВт/м ²		Длина зоны обратного течения, м	Температура газов на выходе из топки, К
	\bar{q}_p	\bar{q}_k		
H	\bar{q}_p	\bar{q}_k	$L_{ц}$	$T_{вых}$
1,4	36,9	2,9	2,8	1221
2,0	33,8	2,6	5,5	1226
2,6	31,1	2,4	6,4	1230

3.6. Сложный теплообмен и аэродинамика топочных газов в камере радиации трубчатой печи с настильным сжиганием топлива

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, по данным работы [43] равны: для настильной (боковой) стены – 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. 3.29. В численных исследованиях были рассмотрены другие возможные варианты ширины секции, расположения горелок и направления пламени, которые показаны в правой части рис. 3.29. Состав топливного газа (в % об):

$\text{CH}_4 - 25,0$; $\text{H}_2 - 52,0$; $\text{C}_2\text{H}_6 - 8,74$; $\text{C}_3\text{H}_8 - 6,5$; $\text{C}_4\text{H}_{10} - 6,0$; $\text{C}_5\text{H}_{12} - 1,3$;
 $\text{N}_2 - 0,4$; $\text{CO} - 0,03$; $\text{CO}_2 - 0,03$. Всего – 100 %.

Расход топливного газа в камеру радиации $B_T = 0,4 \text{ м}^3/\text{с}$, низшая теплота сгорания $Q_H^P = 35452 \text{ кДж/м}^3$, температура топливной смеси на входе в горелки 493 К, температура воздуха, подаваемого в горелки, 453 К. Коэффициент избытка воздуха $\alpha_r = 1,1$. Степень выгорания топлива по длине факела задавалась по экспоненциальной формуле. Принятый в расчетах характерный профиль температуры наружной стенки реакционных труб представлен на рис. 3.29.

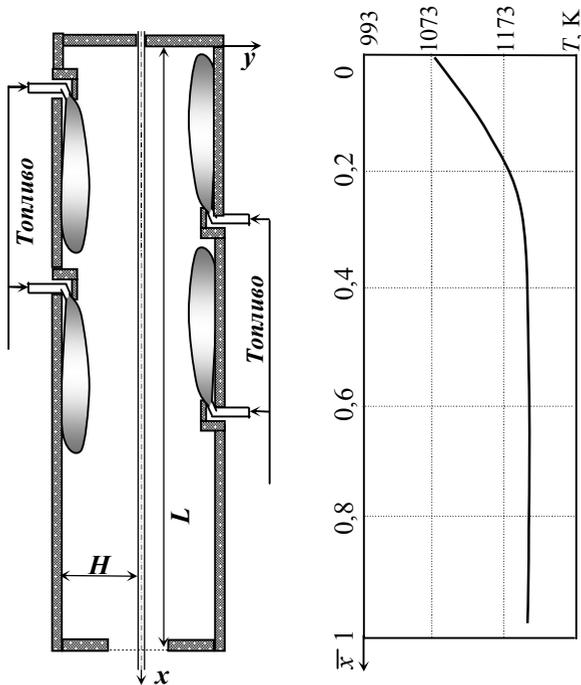


Рис. 3. 29. Схема камеры радиации печи и профиль температуры наружной стенки реакционных труб

В таблице 3.5 представлены данного суммарного теплового расчета печи, которые используются как исходные данные при численных исследованиях аэродинамики продуктов сгорания и лучисто –

конвективного теплообмена трубчатой печи при настильном сжигании топлива. Расчеты выполнены при равномерном распределении топливного газа по ярусам горелок. Лучистый теплообмен рассматривался в S_2 –приближении метода дискретных ординат, поля скорости и коэффициентов турбулентного переноса определялись в результате численного решения системы осредненных уравнений Навье–Стокса, неразрывности и $k - \varepsilon$ модели турбулентности. Селективность изучения продуктов сгорания описывалась в рамках шестиполосной модели спектра, учитывалась зависимость теплофизических и оптических, свойств продуктов сгорания от температуры. В расчетах использовалась неравномерная конечно-разностная сетка с количеством узловых точек 11×17 .

Таблица 3.5

Результаты интегрального теплового расчета печи БПК–6К

№ п/п	Название параметра	Численное значение	Единица измерения
1	Расход воздуха в печь	3,93	нм ³ /с
2	Расход топливоздушнной смеси в печь	4,33	нм ³ /с
3	Расход дымовых газов	11,01	нм ³ /с
4	Мольные доли компонент в в составе продуктов сгорания		
	N ₂	0,709	
	O ₂	0,017	
	H ₂ O	0,190	
	CO ₂	0,084	
5	Тепловыделение в объеме радиантной секции	5672630	кВт
6	Скорость газов на входе в камеру радиации	1,76	м/с
7	Температура газов на входе в камеру радиации	930	К

Исследовано влияние ширины секции радиации на аэродинамику продуктов сгорания и лучисто – конвективный теплообмен в топочной камере трубчатой печи, показанной на рис. 3.29. Для моделирования настильного характера сжигания топлива на входном сечении задавалась касательная составляющая скорости частично сгоревшей в горелках топливоздушнной смеси, величина которой определялась из

условия равенства суммарной площади сечений сопел горелок одного яруса и площади проекции принятого в расчетах входного сечения на плоскость, перпендикулярной направлению топливоздушную струи. 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. 3.29).

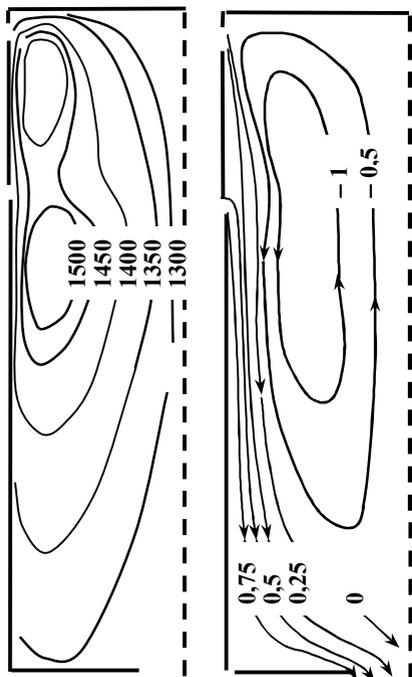


Рис. 3.30 . Изотермы и линии тока (ψ / ψ_0) при направлении факелов вниз: $H = 1,5$ м;
 $\psi_0 = 0,173$ кг/(м·с)

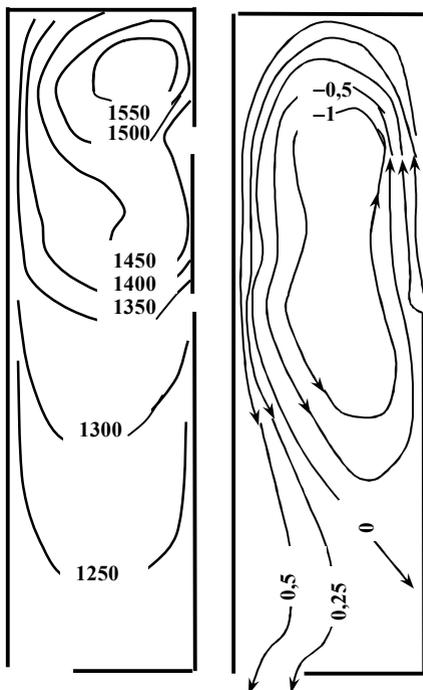


Рис. 3.31. Изотермы и линии тока (ψ / ψ_0) при направлении факелов вверх: $\psi_0 = 0,173$ кг/(м·с)

На рис. 3.30 показаны поля температуры и скорости движения продуктов сгорания, рассчитанные при ширине секции радиации $H = 1,5$ м. При расположении горелок на боковых стенах камеры радиации аэродинамическая картина течения продуктов сгорания и пространственное распределение тепловых характеристик становятся более

сложными. 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. При уменьшении ширины радиантной секции происходит существенная перестройка поля течения. В узкой топке под воздействием истекающей из нижнего яруса горелок топливовоздушной смеси область возвратного течения расщепляется на две более маленькие по размерам области возвратного течения, расположенные на уровне ярусов горелок. При этом изменяется характер омывания трубчатого экрана продуктами сгорания. 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. 3.32. 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.

На рис. 3.32 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, т.е. в распределении q_p имеет место явление инверсии. Объяснение заключается в том, что, как и при сводовом сжигании топлива, на формирование лучистых потоков тепла к поверхности нагрева значительное влияние оказывает зона возвратного течения. Имея более низкую температуру, она оказывает экранирующее влияние, а также оттесняет область прямого тока от поверхности нагрева. При уменьшении ширины радиантной секции вследствие ос-

лабления экранирующего влияния зоны возвратного течения наблюдается более интенсивное охлаждение факела, и узкой топочной камере ниже уровня ярусов горелок продукты сгорания имеют более низкую температуру по сравнению с широкой топочной камерой. В результате ниже уровня ярусов горелок при увеличении H поверхностная плотность лучистого потока тепла к трубчатому экрану возрастает.

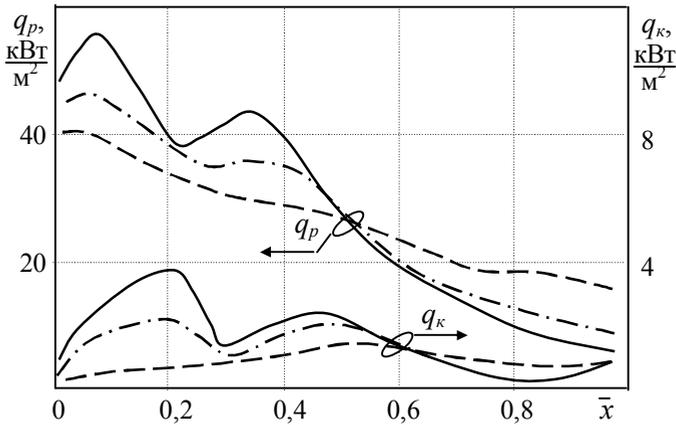


Рис. 3.32. Распределение поверхностных плотностей лучистых q_p и конвективных q_k потоков тепла вдоль реакционных труб при разной ширине сечения:

— $H = 0,75$ м; - · - · - $H = 1$ м;
 - - - - $H = 1,5$ м

Обращает внимание наличие двух максимумов в распределении поверхностных плотностей лучистого потока тепла вдоль реакционных труб, что объясняется двухъярусным расположением горелок. При увеличении ширины радиантной сечения, вследствие уменьшения оптической прозрачности топочной среды, распределение q_p становится более равномерным.

В табл.3.5 приведены осредненные характеристики теплообмена в зависимости от ширины радиантной сечения. Уменьшение ширины радиантной сечения сопровождается ростом как лучистого, так и конвективного потоков тепла к поверхности нагрева. При изменении H от 2,0 м до 0,75 м лучистая теплоотдача возрастает на 12%, конвективная

теплоотдача на 91%, доля конвективной составляющей в суммарном тепловом балансе при этом изменяется от 3,1% до 5,2%. Следует отметить, что наблюдаемое в распределении q_p явление инверсии в значительной степени ослабляет зависимость интегрального тепловосприятия поверхности нагрева от ширины радиантной секции камеры радиации рассмотренной трубчатой печи.

Таблица 3.6

Осредненные параметры радиационно – конвективного теплообмена

Ширина секции H , м	Средние теплонпряженности труб, кВт/м ²			Температура газов на выходе, К
	\bar{q}_p	\bar{q}_k	\bar{q}_Σ	
0,75	49,48	2,74	52,22	1233
1,0	47,25	2,22	49,47	1245
1,5	46,84	1,56	48,40	1270
2,0	44,29	1,43	45,72	1297

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) топливовоздушная струя направлена вверх, расстояние верхнего яруса горелок до свода камеры радиации $x_o = 2$ м;
- 2) топливовоздушная струя направлена вниз, $x_o = 0,3$ м;
- 3) топливовоздушная струя направлена вверх, $x_o = 6$ м;
- 4) топливовоздушная струя направлена вниз, $x_o = 2,3$ м.

В качестве исходных параметров во всех четырех вариантах использованы данные табл. 3. 5.

Результаты расчетов представлены на рис. 3.30 – 3.33. Из рис. 3.30 и 3.31, где показаны поля температуры и скорости движения продуктов сгорания для первого и второго вариантов, следует, что в обоих случаях в объеме секции радиантной камеры возникают зоны обратного и прямого токов. Если факелы настилаются вниз (рис. 3.30), то зона обратного тока располагается вблизи поверхности нагрева,

ухудшая, таким образом, условия теплообмена в области ярусов горелок. При направлении топливоздушной струи вверх (рис. 3.31) в направлении свода камеры зона обратного тока вытесняется ближе к футерованной боковой стене. В этом случае поверхность нагрева по всей длине реакционных труб омывается газами из зоны прямого тока. Такой характер движения продуктов сгорания оказывает существенное влияние на распределение температуры продуктов сгорания в объеме секции камеры радиации. Сравнение полей температуры, представленных на тех же рисунках, показывает, что при подаче топливоздушной струи вверх температура продуктов сгорания вблизи реакционных труб на уровне ярусов горелок значительно возрастает. Объясняется это рециркуляцией продуктов сгорания, способствующей переносу тепла из области тепловыделений в зону прямого тока. В результате, когда факелы настилаются вверх, на уровне ярусов горелок наблюдается значительное повышение как лучистой, так и конвективной составляющей теплового потока к поверхности нагрева (рис. 3.33а, 3.33б). Однако ниже по течению поверхностная плотность результирующих лучистых потоков тепла к поверхности нагрева q_p резко падает и становится меньше по сравнению со вторым вариантом направления топливоздушной струи, т.е. в распределении поверхностной плотности результирующих лучистых потоков к трубчатому

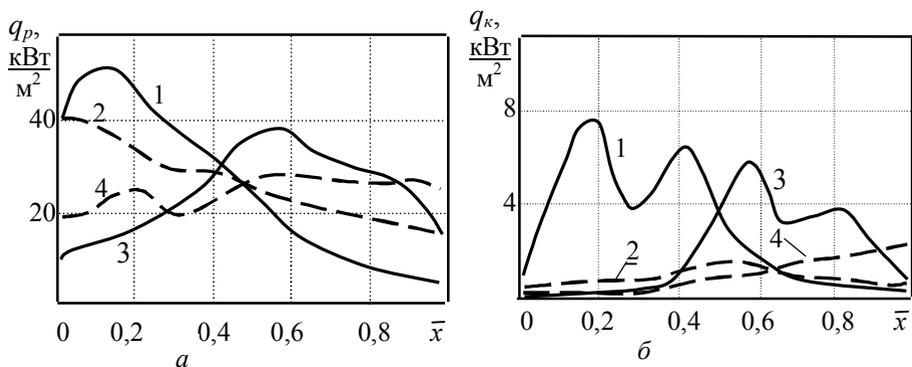


Рис. 3.33. Распределения поверхностных плотностей результирующих лучистых q_p и конвективных q_k потоков тепла к трубчатым реакторам при разных направлениях настилающихся факелов: — — — — факелы направлены вверх; - - - - вниз. Номера распределений обозначают рассмотренные варианты расположения ярусов

экрану q_p имеет место явление инверсии. За счет этого явления относительно низкая лучистая теплоотдача к поверхности нагрева на уровне ярусов горелок во втором варианте полностью компенсируется более высокими значениями плотности лучистого потока тепла ниже по течению.

Из рис. 3.33б видно, что наибольшее влияние направление топливовоздушной струи оказывает на величину и распределение поверхностной плотности конвективного потока тепла к реакционным трубам. Более высокие значения температуры и скорости движения продуктов сгорания вблизи поверхности нагрева при направлении настилающихся факелов вверх приводят к увеличению конвективной теплоотдачи. В этом случае доля конвективной составляющей в суммарном тепловом балансе составляет 10,7 % (при подаче топливовоздушной струи вниз она равна 3,2 %).

Как следует из табл. 3.7, оба варианта направления топливовоздушной струи обеспечивают практически одинаковую суммарную лучистую теплоотдачу к реакционным трубам. На рис. 3.33 и в табл. 3.7 представлены также результаты расчетов, показывающие влияние расположения ярусов горелок на распределение поверхностных плотностей результирующих 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. Как следует из табл. 3.7, 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 топливовоздушной струи вниз.

Таким образом, показано, что 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 ра-

диации достигается в основном за счет интенсификации конвективного механизма теплообмена. В то же время, за счет направлений настиляющихся факелов и расположения ярусов горелок можно обеспечить необходимое распределение теплонапряженности реакционных труб по их длине.

Таблица 3.7

Влияние направления настиляющихся факелов и расположения ярусов горелок на осредненные и суммарные параметры теплообмена

№ вар.	Средние значения поверхностных плотностей результирующих потоков тепла, кВт/м ²			Коэффициент неравномерности обогрева труб по их длине	Температура газов на выходе из камеры
	\bar{q}_p	\bar{q}_k	\bar{q}_Σ		
1	46,14	5,51	51,65	1,97	1226
2	46,78	1,56	48,34	1,52	1270
3	44,78	3,56	48,34	1,61	1278
4	44,45	1,69	46,14	1,13	1320

3.7. Сравнительный анализ эффективности работы трубчатых печей при сводовом и настильном сжигании топлива в камере радиации

Анализ сравнительной тепловой эффективности камер радиации трубчатых печей при настильном и сводовом режимах сжигания газообразного топлива выполнен на примере трубчатой печи коробчатого типа, аналогичной показанной на рис. 3.29. При настильном сжигании топлива рассмотрены два варианта: топливовоздушная 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. Во всех вариантах в качестве исходных использованы данные, приведенные в табл. 3.5. В расчетах использовалась шестиполосная модель спектра излучения продуктов сгорания с учетом зависимости их теплофизических свойств от температуры. Рассчитывались также потери тепла через футеровку путем решения одномерного уравнения теплопроводности через стенки камеры радиации.

На рис. 3.34 и в табл. 3.8 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 реакционными трубами в камере радиации при сводовом сжигании на 20,5% больше по сравнению с настильным сжиганием топлива во втором варианте.

Лучистые потоки тепла к поверхности нагрева, как было отмечено уже и выше, в основном формируются за счет энергии излучения факела. На величину лучистых потоков тепла большое влияние оказывает также область топочного объема, занятого продуктами сгорания с относительно низкой температурой. Как при сводовом, так и при настильном сжигании топлива эта область располагается между поверхностью нагрева и факелом, выполняя таким образом роль теплового экрана. Если при настильном сжигании топлива область высоких температур (факел) локализована непосредственно у боковой стены, то при сводовом режиме факел располагается между поверхностью нагрева и боковой стеной топочной камеры. В результате при сводовом сжигании топлива влияние теплового экрана уменьшается, что

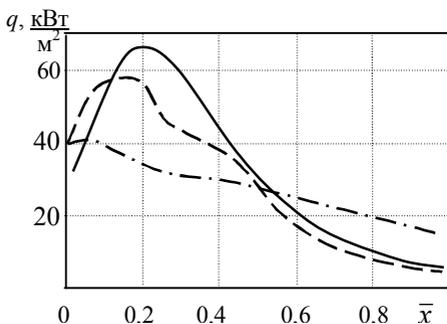


Рис. 3.34. Распределение поверхностных плотностей суммарного потока тепла вдоль труб:
 — — сводовый режим (3 вар.);
 ···· — настильный (1 вар.),
 - - - - (2 вариант)

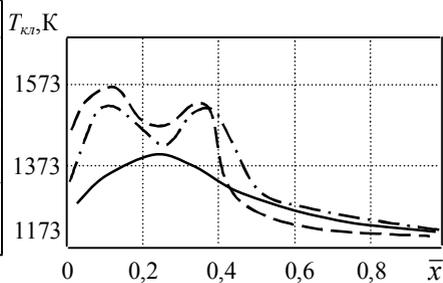


Рис. 3.35. Изменение температуры внутренней поверхности футеровки по высоте камеры радиации: обозначения как на рис. 3.34

при одинаковой тепловой нагрузке приводит к большей лучистой теплоотдаче. По интенсивности теплообмена первый вариант настильного сжигания топлива занимает промежуточное положение между сводовым режимом и вторым вариантом настильного сжигания. Следует также отметить некоторое сходство в распределениях поверхностных плотностей суммарного теплового потока по высоте поверхности нагрева при сводовом и настильном сжигании топлива с факелами, направленными вверх.

Таблица 3.8

Характеристики суммарного теплообмена в камерах радиации при настильном и сводовом режимах сжигания топлива

№ п/п	Параметры	Режим сжигания топлива		
		Настильный 1 вариант	Настильный 2 вариант	Сводовый
1	Суммарная теплоотдача в камере радиации, кВт	6092,9	5703,6	6870,8
2	Потеря тепла через футеровку, кВт	96,6	311,6	160,7
3	Относительное тепловосприятие труб (в % от количества введенного в камеру тепла)	43,1	40,4	48,6
4	Доля конвективной составляющей в суммарном тепловом балансе, %	10,7	3,3	2,1
5	Коэффициент неравномерности обогрева по длине труб, q_{max}/\bar{q}_{Σ}	1,97	1,52	2,1

На рис. 3.35 показаны профили температуры внутренней поверхности футеровки $T_{кл}$ боковой стены по высоте радиантной камеры для рассмотренных режимов сжигания топлива. В случае настильного сжигания топлива вследствие большей конвективной теплоотдачи на уровне ярусов горелок температура футеровки возрастает и в первом варианте достигает 1300°C . Ниже ярусов горелок $T_{кл}$ резко уменьшается. За счет переизлучения поглощенной энергии футеровка играет активную роль в формировании лучистого потока тепла к поверхности нагрева, поэтому одним из способов интенсификации теплооб-

мена при настильном сжигании топлива является обеспечение более равномерного профиля температуры футеровки, например путем увеличения количества ярусов горелок. Более высокая температура футеровки при подаче топливоздушной струи вверх объясняется влиянием свода радиантной камеры, который переизлучает подведенное за счет конвекции тепло обратно в топочный объем.

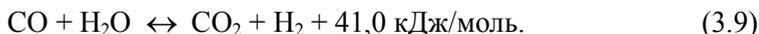
Таким образом, установлено, что при одинаковой тепловой нагрузке сводовый режим сжигания топлива обеспечивает большее восприятие тепла поверхностью нагрева по сравнению с настильным режимом. Однако при этом увеличивается коэффициент неравномерности обогрева труб по длине, что при больших тепловых нагрузках 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 более равномерным. В этом случае тепловосприятие поверхности нагрева можно повысить путем увеличения тепловой нагрузки топочной камеры в пределах допустимых значений температуры радиантных труб.

3.8. Сопряженный теплообмен в камере радиации трубчатой печи паровой конверсии природного газа

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.

На основе предложенного в данной работе дифференциального метода расчета внешнего теплообмена разработан комплекс программ, реализующий решение сопряженного теплообмена в радиантной камере трубчатой печи паровой конверсии углеводородов. Для расчета внутреннего теплообмена используется пакет прикладных программ, разработанный в Институте газа АН УССР и ВНИИНЕФ-

ТЕМАШ [19, 20]. В основу метода положена равновесная модель, учитывающая следующие реакции окисления метана:



При конверсии тяжелых углеводородов водяным паром при температуре выше 600°C в продуктах реакции из углеводородов содержится только метан [44], поэтому равновесный состав газа, получаемого конверсией углеводородов при указанной температуре, можно определить, исходя только из констант равновесия реакций (3.8) и (3.9). При этом содержание углеводородов в исходном газе выражается эквивалентным количеством метана и учитывается расход водорода на гидрирование высших углеводородов. Метод позволяет рассчитывать конверсию природного газа с суммарным содержанием метана и водорода не менее 90 % по объему. Кроме метана и водорода в сырье могут содержаться тяжелые углеводороды, CO и CO₂ в сумме не более 10% об., а также инертные газы. Сделано предположение, что все реакционные трубы работают в одинаковых условиях. Поэтому в расчетах рассматривается отдельная труба, полученные результаты распространяются затем на весь трубчатый реактор. Теплопередача через стенку трубы рассчитывается путем решения двухмерного уравнения теплопроводности в поперечном сечении трубы с учетом неравномерности обогрева по её окружности.

Для расчета внутреннего теплообмена по данному методу должны быть заданы следующие исходные данные: 1) состав исходного сырья в объемных долях – R_i ; 2) давление на входе в трубу – p_o ; 3) температура на входе в трубу – t_o ; 4) объемное отношение пар : газ – R_o ; 5) расход газа (сырья) – G_c ; 6) диаметр трубы (наружный и внутренний) – $d_n, d_{вн}$; 7) длина реакционной зоны трубы – L ; 8) теплонапряженность реакционных труб – $q_{тн}$.

В результате решения задачи внутреннего теплообмена определяются следующие параметры: изменение температуры и давления продукта, состава реакционной смеси, степени конверсии метана по длине трубы, а также профиль температуры наружной стенки реакционных труб.

Температура наружной стенки реакционных труб является наиболее удобным связующим параметром для стыковки задач внешнего и внутреннего теплообмена, поэтому алгоритм расчета сопряженного теплообмена можно выразить следующей итерационной схемой:

1. Задаются исходные данные для расчета внешнего теплообмена в радиантной камере и начальное приближение для температуры наружной стенки реакционных труб t_{cm}^0 .

2. Решается задача внешнего теплообмена, определяется распределение тепловых потоков к реакционным трубам по их длине $q_{mn}^n(l)$.

3. Значения $q_{mn}^n(l)$ передаются в пакет прикладных программ для расчета внутреннего теплообмена,

4. Решается задача внутреннего теплообмена, определяется следующее приближение для температуры наружной стенки реакционных труб $t_{cm}^{n+1}(l)$.

5. Проверяется условие сходимости итерационного процесса:

$$\max \left| t_{cm}^{n+1} - t_{cm}^n \right| \leq \Delta t, \quad (3.10)$$

где Δt – наперед заданная малая величина.

6. Если условие сходимости (5.8) не выполняется, значения $t_{cm}^{n+1}(l)$ передаются в пакет прикладных программ для расчета внешнего теплообмена.

7. Осуществляется переход в п.2, расчеты продолжаются до выполнения условия (3.10).

Проведенные нами расчеты показывают, что при $\Delta t = 2$ °С описанный выше итерационный процесс; сходится за 6–7 итераций.

Выполнен расчет сопряженного теплообмена в радиантной камере трубчатой печи конверсии природного газа ППР-1360. Исходные данные для задачи внешнего теплообмена приведены в подразделе 2.5.1.

Для задачи внутреннего теплообмена исходные данные следующие:

- 1) Состав исходного сырья (в % об.): $\text{CH}_4 - 96,8$; $\text{C}_4\text{H}_{10} - 0,17$; $\text{C}_2\text{H}_6 - 1,68$; $\text{C}_2\text{H}_8 - 0,35$; $\text{CO}_2 - 0,03$; $\text{N}_2 - 0,97$; 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: $\phi \text{ } 114 \times 21 \text{ мм}$;
- 7) длина реакционной зоны трубы $L = 9,3 \text{ м}$.

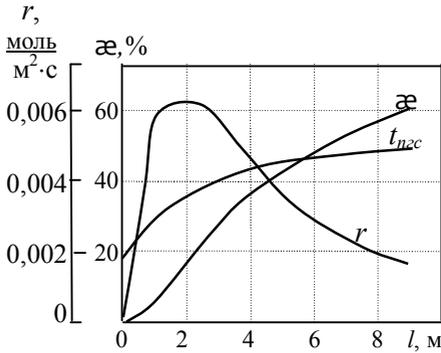


Рис. 3.36. Изменение скорости реакции r , степени конверсии метана α и температуры парогазовой смеси t_{nzc} по длине реакционной трубы

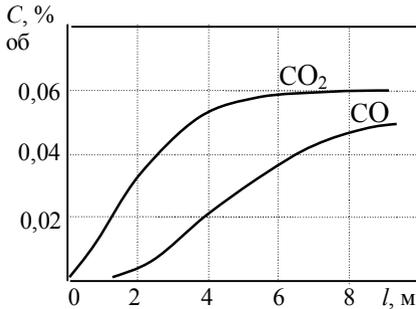


Рис. 3.38. Изменение концентрации CO_2 , и CO по длине реакционной трубы

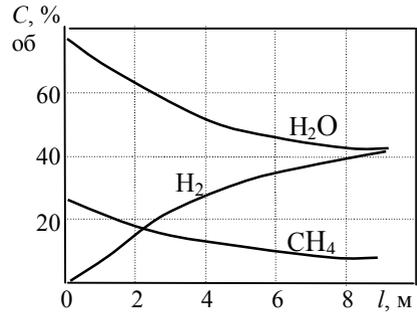


Рис. 3.37. Изменение концентрации H_2O , H_2 и CH_4 по длине реакционной трубы

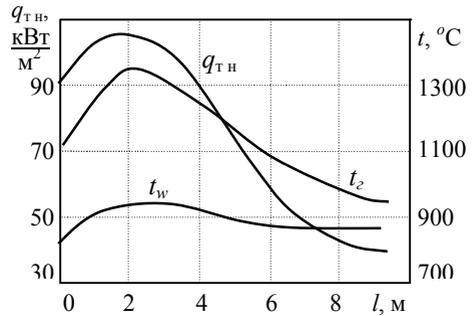


Рис. 3.39. Профили температуры продуктов сгорания t_2 , наружной стенки труб t_w и теплонпряженности труб $q_{тн}$ по высоте камеры радиации

Результаты расчетов представлены на рис. 3.36 – 3.39. 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_{nc} достигает 600°C , начинается интенсивное разложение метана, и как видно из рис. 3.36, степень конверсии метана при этом резко возрастает. Концентрация CH_4 и H_2O в парогазовой смеси уменьшается, концентрация водорода увеличивается (рис.3.37). В составе смеси в заметных количествах появляются CO_2 и CO (рис. 3.38). Большой расход тепла на компенсацию эндотермического эффекта реакции разложения метана приводит к замедлению роста температуры парогазовой смеси. На расстоянии $l = 2\text{ м}$ от входа в трубчатый реактор скорость реакции достигает максимума, а ниже по течению резко уменьшается вследствие снижения концентрации метана (рис. 3. 36).

Как следует из рис. 3.39, расположение максимума температуры наружной стенки реакционных труб совпадает с максимумом в распределении тепловых потоков к реакционным трубам. Некоторое уменьшение t_{cm} ниже по течению объясняется снижением суммарной теплонапряженности труб $q_{\text{тн}}$ и отводом тепла на проведение реакции разложения метана.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. В работе описана математическая модель и дифференциальный метод расчета сложного теплообмена в топочных камерах трубчатых печей цилиндрического и коробчатого типов, основанный на совместном численном решении системы двухмерных 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 поглощения 1,5; 2,7; 6,3; 10 мкм водяного пара и 2,7; 4,3; 15 мкм двуокиси углерода. Уравнения турбулентного движения, энергии и модели турбулентности решаются в физических $u - v - p$ переменных.

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.

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.

2. Разработанные программы 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 на 5%, локальной теплонапряженности реакционных труб – 13 %.

3. 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 %.

4. 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.

5. Изучено влияние характера тепловыделений в объеме факела на лучисто–конвективный теплообмен в цилиндрических 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.

6. 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.

6. 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 характеристик 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%.

7. 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 ос-

лаблением 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} .

8. 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.

9. 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.

10. 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 внутривреакторных 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.

Литература

1. **Гориславец, С. П.** Пиролиз углеводородного сырья / С. П. Гориславец. – Киев: Наукова думка, 1977, – 305с.
2. **Седелкин, В. М.** Моделирование массотеплопереноса в вертикально-факельных трубчатых печах / В. М. Седелкин, А. В. Руденко, Э. С. Светлакова // Мат. моделирование и оптимизация процессов тепломассообмена в установках промышленной теплоэнергетики. – Иваново. – 1983. – С. 29 – 34.
3. **Белов, И. А.** Теплоотдача и сопротивление пакетов труб / И. А. Белов, Н. А. Кудрявцев. – Л.: Энергоатомиздат, 1987. – 223 с.
4. **Шкляр, Ф. Р.** Гидродинамика и теплообмен конвекцией в полости сталеразливочного ковша с учетом термогравитационных сил / Ф. Р. Шкляр, Г. К. Маликов, Е. М. Шлеймович // Пром.теплотехника. – 1987. – Т. 9. №5. – С. 51 – 57.
5. **Устименко, Б. П.** Численное исследование аэродинамики и горения в топочных и технологических устройствах / Б. П. Устименко, К. Б. Джакупов, В. О. Кроль. – Алма-Ата: Наука, 1986. – 222 с.
6. **Патанкар, С.** Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости / С. Патанкар /Пер. с англ.– М.: Энергоатомиздат, 1984.–150 с.
7. **Лилли, Д.** Простой метод расчета скоростей и давления в сильно завихренных течениях / Д. Лили // РТК.–1976.– Т. 14. № 6.–С. 57 – 67.
8. **Лилли, Д. Г.** Расчет пламени в турбулентном закрученном потоке / Д. Г. Лилли // РТК. – 1974. – Т. 12. № 2. – С. 117 – 123.
9. **Иссерлин, А. С.** Основы сжигания газового топлива: Справочное пособие / А. С. Иссерлин. – Л.: Недра, 1987. – 336 с.
10. **Шика, Я.** Сложный теплообмен в камерах с турбулентным течением / Я. Шика, В. Конечни // Материалы Междунар. школы-семинара. Турбулент.течения в реагирующих потоках. – Минск, 1986. – С. 66 – 83.
11. **Лисиенко, В. Г.** Интенсификация теплообмена в пламенных печах / В. Г. Лисиенко. – М.: Металлургия, 1979. – 224 с.
12. **Невский, А. С.** Математическое моделирование процессов радиационного теплообмена в металлургической теплотехнике / А.С. Невский, В. Г. Лисиенко // ИФЖ. –1979. – Т. 36. № 2. – С. 255 – 260.

13. **Седелкин, В. М.** Совершенствование методов расчета сложного теплообмена в экранированных камерах / В. М. Седелкин, А. В. Паимов, М. С. Угольников // Тез. докл. научн. техн. конф. Современное состояние и основные направления повышения надежности и интенсификации тепломассообмена в крупных теплоэнергетических агрегатах. – Куйбышев: КПИ. – 1989. – С. 83.

14. **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.

15. **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 // Сб. трудов ВНИИНЕФТЕМАШ. Реакционные трубчатые печи. Исследование и конструирование. – М.: Химия. – 1990. – С. 37 – 46.

16. **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.

17. **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: Уч-реждение – редакция «Бутлеровские сообщения». – 2004. – с. 35 – 39.

18. **РТМ 26-02-40-77.** Нормативная методика теплового расчета трубчатых печей.-Введ. 01.01.78 . М.: ВНИИНефтемаш, – 360 с.

19. **Степанов, А. В.** Математическая модель трубчатой печи каталитической конверсии углеводородов / А.В. Степанов, Н.И. Сульжик, Л.А. Кадыгроб и др.// Хим. пром-сть. – 1981. – № 2. – С. 15 – 18.

20. **Петров, А. Д.** Отчет о научно-исследовательской работе по автоматизации проектирования змеевиков блоков конверсии углеводородов / А. Д. Петров, М. А. Харичко, Р. А. Хаматвалеев и др. // Тема 0251–85–116 (ВНИИНЕФТЕМАШ). – М. – 1986. – 121 с.

21. **Fiveland, W. A.** Discrete – ordinate solutions of the radiation transport equation for rectangular enclosures / W. A. Fiveland // Trans. ASME: J. Heat Transfer. –1984. – v. 106. №4. p. 699 – 706.
22. **Truelov, J. S.** Discrete – ordinate solutions of the radiation transport equation / J. S. Truelov // Trans. ASME: J. Heat Transfer. –1987. – v. 109. №4. p. 1048 – 1051.
23. **Markatos, N. C.** Mathematical modeling of buoyancy - induced smoke flow in enclosures / N. C. Markatos, M. R. Malin // Int. J. Heat Mass Transfer. – 1982. v. 25. № 1. – p. 63 –75.
24. **Абдуллин, А. М.** Теплообмен в топках печей коробчатого типа.: дис. ...канд. тех. наук.: 05.14.05: защищена 30.03.90: утв. 5.09.90 / Абдуллин Айрат Махмутович. – Казань, 1990. – 172 с.
25. **Antonopoulos, K.A.** Heat transfer in tube banks under conditions of turbulent inclined flow / K. A. Antonopoulos // Int. J. Heat Mass Transfer. –1985. v. 28. №9. – p. 1645–1656.
26. **Beach, H. L.** Radiative Transfer in Linearly Anisotropic–Scattering, Conservative and Non-conservative Slabs with Reflective Boundaries / H. L. Beach, M. N. Ozisik, C. E. Siewrt // Int. J. Heat Mass Transfer. –1971. – v. 14, – p. 1551 – 1565.
27. **Оцисик, М. Ц.** Сложный теплообмен / М.Ц. Оцисик. – М.: Мир, 1976. – 616 с.
28. **Глебов, Г. А.** Турбулентная струя в канале при воздействии архимедовых сил / Г. А. Глебов, А. П. Козлов // ИФЖ. – 1988. – Т. 55. № 2. – С. 191 – 198.
29. **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.
30. **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.

31. **Абдуллин, А. М.** 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.

32. **Abdel, Al. O. M.** Characteristics of Heat Liberation in a Cylindrical Water-Cooled Flame Tube / Al. O. M. Abdel // MSc. Thesis, 1982, Cairo University.

33. **Khalil, E. E.** Numerical computations of Heat transfer Characteristics in Combustion chambers and furnaces /E. E. Khalil //AMSE Rev. – 1984. – v. 1. – p. 1 – 20.

34. **Седелкин, В. М.** Исследование и разработка методов расчета теплообмена в трубчатых печах газовой и нефтехимической промышленности: Дис. ... д-ра техн.наук. – Саратов, 1981. – 577 с.

35. **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 // Сб. научн. трудов ВНИИНЕФТЕМАШ. Реакционные трубчатые печи. Исследование и конструирование. – М.: Химия. – 1990. – С. 37 – 46.

36. **Абдуллин, А. М.** 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.

37. **Антонов, В. И.** Определение обобщенных угловых коэффициентов с учетом селективности поглощения среды / В. И. Антонов, Л. И. Здорова // ИФЖ. – 1986. – №.1. – С. 98 – 104.

38. **Абдуллин, А. М.** 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.

39 **Абдуллин, А. М.** О применении модели широкой полосы при исследовании радиационного теплообмена в топочных средах / А. М. Абдуллин, А. А. Казеннов, Р. А. Хаматвалеев, М. А. Харичко // Межвуз. сб. Тепло-и массообмен в химической технологии. – Казань: КХТИ. – 1988. – С. 10 – 16.

40. **Hubbard, G. L.** Infrared Mean Absorption Coefficients of Luminous Flames and Smoke / G. L. Hubbard, C. L. Tien // J. Heat Transfer. – 1978. – v. 100. – p. 235 – 239.

41. **Блох, А. Г.** Теплообмен в топках паровых котлов / А. Г. Блох. – Л.: Энергоатомиздат, 1984. – 240с.

42. **Кривоногов, Б. М.** Повышение эффективности сжигания газа и охрана окружающей среды /Б.М. Кривоногов.– Л.: Недра, 1986.– 280 с.

43. **Ентус, Н. Р.** Трубчатые печи в нефтеперерабатывающей и нефтехимической промышленности / Н. Р. Ентус, В. В. Шарихин. –М.: Химия, 1987. – 304 с.

44. **Справочник азотчика:** Физико-химические свойства газов и жидкостей. Производства технологических газов. Очистка технологических газов. Синтез аммиака. – М.: Химия, 1986. – 512 с.

Данил Биалович Вафин

Научное издание

**ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЙ МЕТОД
ТЕПЛОВОГО РАСЧЕТА ТОПОК**

В авторской редакции

Формат 60×84^{1/16}. Бумага офсетная
Гарнитура «Геймс». Печать ризографическая.
Усл. печ. л. 7,125. Тираж 500 экз. Заказ К-285

Министерство образования и науки РТ
Редакционно-издательский центр «Школа»
420111, Казань, Дзержинского, 3, Тел. 292-24-76
Отпечатано с готового оригинал-макета
на множительном участке центра