



Message 2.
There are given the methods of calculation of spectral coefficient of furnace medium absorbing taking into account the geometry of steel slugs.

В. И. ТИМОШПОЛЬСКИЙ, М. Л. ГЕРМАН, ИТМО им. А.В. Лыкова,
Д. Н. АНДРИАНОВ, И. А. ТРУСОВА, С. М. КАБИШОВ, П. Н. САВАНЬ, БНТУ

УДК 669.04:536.244

РАЗРАБОТКА ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ РАДИАЦИОННОГО ТЕПЛОПЕРЕНОСА В ПЕЧАХ С УЧЕТОМ ГЕОМЕТРИИ СТАЛЬНЫХ ЗАГОТОВОК. СООБЩЕНИЕ 2. РАСЧЕТ СПЕКТРАЛЬНОГО КОЭФФИЦИЕНТА ПОГЛОЩЕНИЯ ПЕЧНОЙ СРЕДЫ

В состав продуктов сгорания природного газа входят молекулярные газы (CO , CO_2 , H_2O , SO_2 и др.), которые являются оптически активными в инфракрасной области спектра. Расчет излучательной способности смеси этих газов методом «линия за линией» [1] требует больших затрат машинного времени, что совершенно непригодно для инженерных и диагностических расчетов. Трудности такого расчета связаны с необходимостью выбора очень малых спектральных интервалов (10^{-4} – 10^{-2} см $^{-1}$). В связи с этим при расчетах выбирают спектральный интервал, содержащий несколько линий и затем описывают в нем спектроскопические свойства газов на основе модельных представлений.

Наиболее распространенными являются модели Эльзассера и Гуди, а также различные их комбинации. В модели Эльзассера принимается бесконечный набор равноудаленных друг от друга линий одинаковой интенсивности, а статистическая модель Гуди предполагает случайное распределение положений и интенсивности спектральных линий. В работе [1] проводится тестирование указанных выше моделей полос на точность в спектральном диапазоне 150–8000 см $^{-1}$ и интервале температур 300–1500 К. Авторы проводят контрольный расчет спектральных свойств углекислого газа и паров воды методом «линия за линией» и сравнивают с результатами расчета, проведенного на основе модельных представлений. Сопоставление показало, что для однородного слоя и характерных для печного пространства физических условий наилучшее приближение дает хаотическая модель Гуди.

В случае неоднородного распределения молекулярных газов по плотности и температуре задача расчета их излучательной способности в

значительной мере усложняется. В настоящее время для этих целей широко используется метод, предложенный независимо Куртисом [2] и Годсоном [3]. Суть метода состоит в замене пропускания вдоль неоднородного пути на пропускание вдоль гипотетического однородного слоя. При этом константы, определяющие пропускание гипотетического слоя, выбираются из условий совпадения указанных пропусканий в приближениях сильной и слабой линий [4]. Многочисленные результаты, полученные с помощью метода Куртиса-Годсона и их сопоставление с экспериментальными данными и результатами метода «линия за линией» [1], показывают, что это приближение вполне удовлетворительно для лоренцовского контура спектральных линий при отсутствии сильных неоднородностей в излучающем объеме.

В исследовании [5] предложена методика расчета для сильно неоднородных объемов молекулярных газов при хаотическом наборе лоренцовских спектральных линий одинаковой интенсивности. Как показано в [6], этот метод дает удовлетворительные результаты.

В работах [6–8] приводятся расчетные формулы для определения эффективного спектрального коэффициента поглощения молекулярных газов в конечном спектральном интервале с учетом рассеяния и сравнение результатов, рассчитанных по полученным формулам с данными других авторов и экспериментом. В основе найденных зависимостей лежит модель полосы поглощения Эльзассера, проведение детального интегрирования радиационного потока вдоль контура линии поглощения и математическая обработка полученных результатов. Предлагаемые конечные формулы позволяют с высокой точностью учитывать тонкую структуру линии поглощения при расчете

эффективного коэффициента поглощения для рассеивающих и нерассеивающих сред и существенно (на несколько порядков) сокращают время счета или обработки сигнала, что особенно важно для дистанционной диагностики и управления быстрыми процессами. В то же время использование их для расчетов в широком спектре (1–6 мкм) является также достаточно ресурсоемким процессом.

Как уже отмечалось выше, для задач моделирования печей с целью определения оптимального режима их работы, где одним из важных показателей служит время счета, указанные методы расчета излучательных способностей смеси молекулярных газов являются малоэффективными. С этой точки зрения больше подходит методика, описанная в работе [9], согласно которой вычисление суммарного коэффициента поглощения газовой фазы топочной среды проводится по формуле:

$$\chi(\lambda, T) = \frac{0,3}{t^2} \sum_{i=1}^{N_g} p_i(\vec{r}) \exp \left[A_i(\lambda) + \frac{B_i(\lambda)}{t} + \frac{C_i(\lambda)}{t^2} \right], \quad (1)$$

где $t=0,001T$; $p_i(\vec{r})$ – парциальное давление i -го газа в смеси; $A_i(\lambda)$, $B_i(\lambda)$ и $C_i(\lambda)$ – эмпиричес-

ки подобранные коэффициенты. Эта формула получена на основе анализа многочисленных экспериментальных данных [10, 11]. Формула применима в диапазоне температур 300–3000 К, а ошибки аппроксимации не превышают 10%. В работе [9] приведены коэффициенты A , B и C только для газов CO , CO_2 и H_2O , которые вносят основной вклад в излучение газовой фазы топочной среды. Расчет по формуле (1) требует незначительных затрат машинного времени [12–14]. В связи с этим в дальнейшем в работе расчет коэффициентов поглощения газовой смеси будет проводиться по описанной методике.

При использовании (1) следует помнить, что в случае равенства нулю всех трех коэффициентов коэффициент поглощения также равен нулю. Отметим также, что для заданной длины волны излучения λ следует интерполировать не сами коэффициенты формулы (1), а показатели поглощения, рассчитанные на соседних табличных значениях длины волны. В качестве примера на рис. 1, 2 приведены результаты расчета удельного (на 1 атм парциального давления) коэффициента поглощения H_2O и CO_2 .

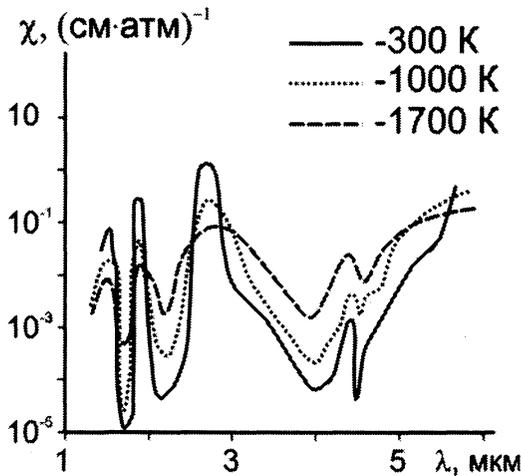


Рис. 1. Удельный коэффициент поглощения паров H_2O в зависимости от длины волны инфракрасного излучения

Среднеинтегральный по спектру (серый) коэффициент поглощения печной среды определяем по формуле

$$\tilde{\chi} = \pi \int_0^{\infty} \chi_{\lambda} B_{\lambda}(T) d\lambda / \sigma_0 T^4, \quad (2)$$

где $B_{\lambda}(T)$ – спектральная интенсивность излучения черного тела при температуре T ; $\sigma_0 = 5,68 \cdot 10^{-8}$ Вт/($\text{м}^2 \cdot \text{К}^4$) – постоянная Стефана–Больцмана.

Температурная зависимость серого коэффициента поглощения печной среды для среднего состава дымовых газов ($p_{\text{H}_2\text{O}} = 0,11$ и $p_{\text{CO}_2} = 0,13$) приведена на рис. 3. Из рисунка видно, что для интересующих нас температур кольцевой печи

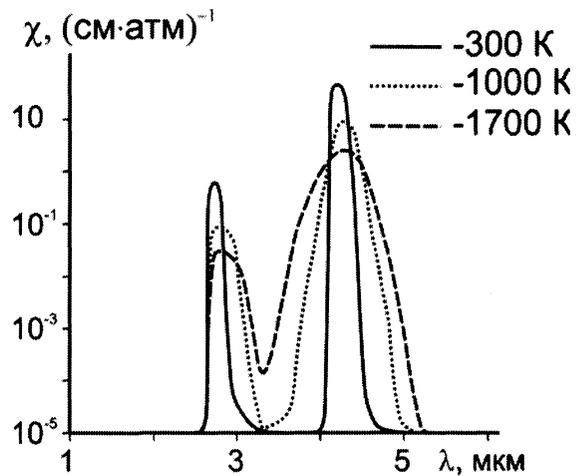


Рис. 2. Удельный коэффициент поглощения CO_2 в зависимости от длины волны инфракрасного излучения

800–1300°C серый коэффициент поглощения печной среды больше 1. Следовательно, с учетом геометрии печи (высота свода $h=1,5$ м и ширина пода $b=3,5$ м) минимальная оптическая толщина $\tau_b > 1,5$ и соотношение оптических толщин по ширине и высоте печи $\delta = \frac{\tau_b}{\tau_h} = 3,5$.

Исходя из этого, можно сделать вывод о достаточности рассмотрения переноса излучения в 2D постановке (ошибка по потоку не превышает 2%), полагая ширину пода печи бесконечной. При этом боковая футеровка печи не будет рассматриваться при определении радиационных потоков тепла на стальные заготовки и расчетная схема

процесса нагрева стальных заготовок и распространения излучения в кольцевой печи будет такой, как показана на рис. 4. Это существенно сокращает время расчета и упрощает математическую модель сопряженного теплообмена в пространстве кольцевой печи при нагреве стальных заготовок круглого и квадратного сечений.

С помощью разработанной математической модели и компьютерной программы для расчета $\bar{\kappa}$, 1/м

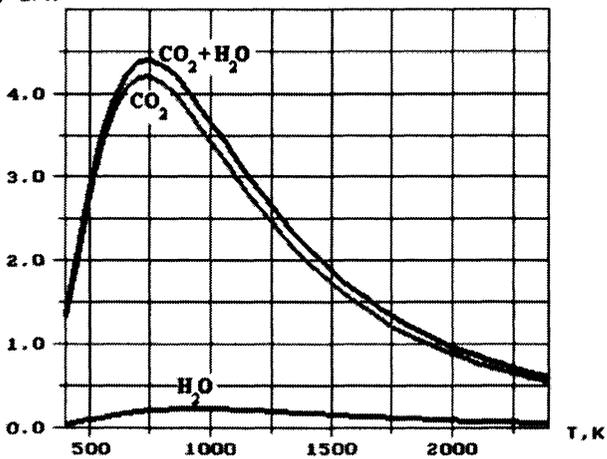


Рис. 3. Среднеинтегральный коэффициент поглощения газов H₂O и CO₂ и их смеси

На рис. 5, а, б приведены осредненные по поверхности заготовки плотности спектральных радиационных потоков на поверхность металла

$$Q_p^S = \int_{ABC} Q_p(l) dl / \int_{ABC} dl \text{ соответственно круглого (а)}$$

и квадратного (б) сечения (диаметр или сторона квадрата $d=0,3$ м) при различной температуре поверхности заготовок со следующими парамет-

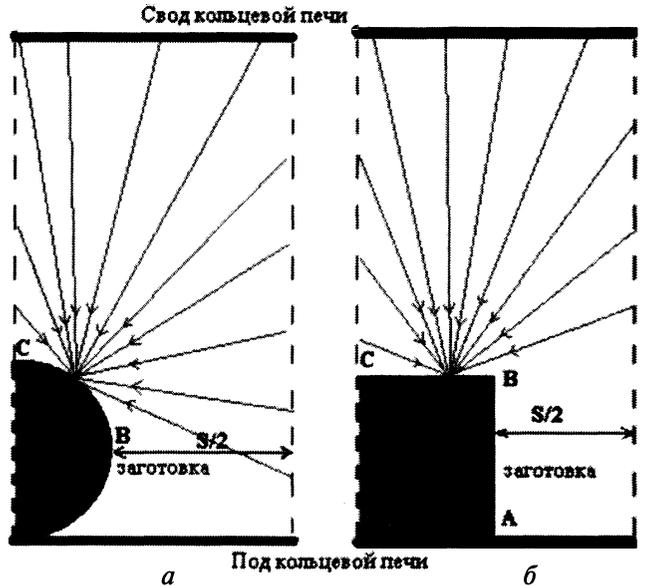
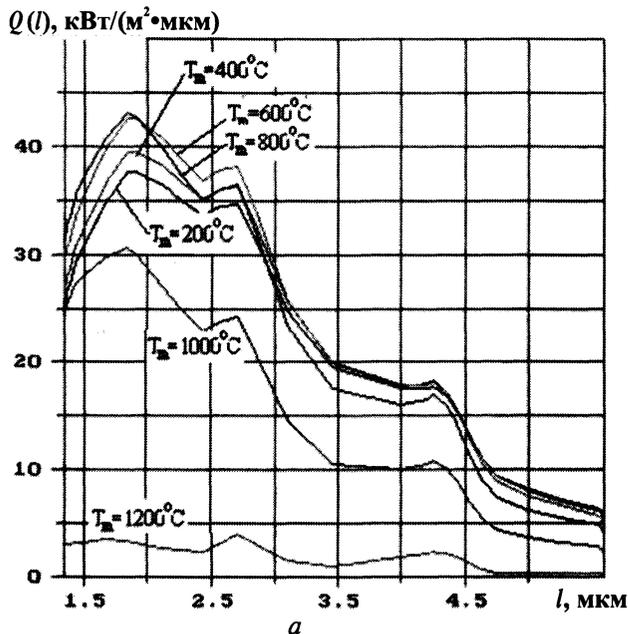


Рис. 4. Расчетная схема для определения плотности радиационных потоков на поверхности стальной заготовки и футеровки печи (S – расстояние между заготовками) при нагреве: а – круглой заготовки; б – квадратной заготовки

рами печи: температура дымовых газов $T_r=1250^\circ\text{C}$, температура пода печи $T_n=1200^\circ\text{C}$, температура свода печи $T_c=1240^\circ\text{C}$, высота свода $H=1$ м. Степень черноты футеровки выбиралась равной 0,75, а металла задавалась в зависимости от температуры его поверхности:

$T_m, ^\circ\text{C}$	0	500	800	1200
ϵ	0,5	0,6	0,8	0,9

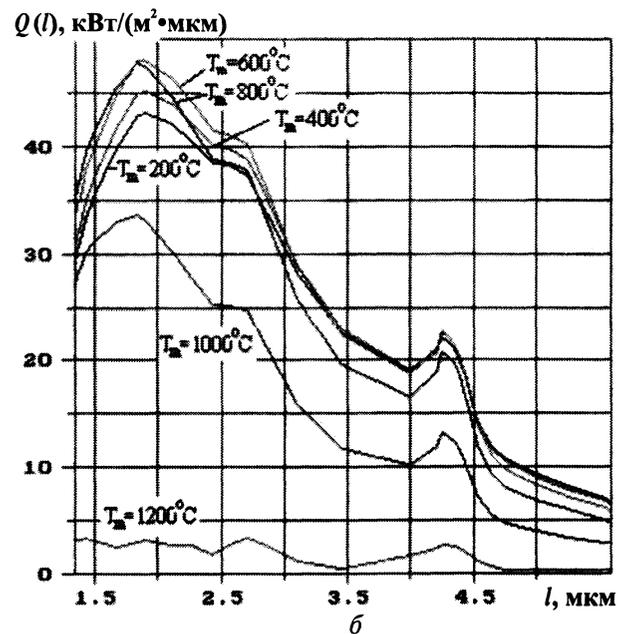


Рис. 5. Спектральные плотности потока излучения на поверхности заготовки с круглым (а) и квадратным (б) сечениями, осредненная по поверхности заготовки (для различных температур заготовки и расстояния между ними $s=0,1d$)

Из приведенных результатов видно, что с ростом температуры поверхности металла сначала наблюдается рост плотности радиационного потока на поверхность, а затем его уменьшение. Это вызвано совместным изменением степени черноты поверхности металла и его температуры. Дело в том, что приведенный на графиках результирующий поток сильнее зависит от степени черноты в области низких температур поверхности металла (рис. 6), чем от разности температур печной среды и металла и соответственно от падающего потока излучения:

$$Q_p(l) = \varepsilon(l)(Q_{\text{пад}}(l) - \pi B_l(T_m)),$$

где $Q_{\text{пад}}(l, \vec{r}) = \int_{2\pi} I_l(\vec{r}, \vec{\Omega})(\vec{\Omega} \cdot \vec{n}) d\Omega$ при $\vec{\Omega} \cdot \vec{n} \geq 0$ — плот-

ность падающего на поверхность металла радиационного потока, которая увеличивается с ростом разности температур излучающей среды и поверхности (\vec{n} — внешняя нормаль к тепловоспринимающей поверхности). Более подробно с закономерностями зависимости характеристик радиационного теплообмена от степени черноты ограничивающих поверхностей можно ознакомиться в работах [12, 15, 16].

Для дальнейшей работы важно выяснить ошибки, возникающие при расчете характеристик переноса излучения с использованием серого коэффициента (2) поглощения Q_p^{gray} и при интегрировании

спектральных характеристик $Q_p^{\text{select}} = \int_{0.6}^{10} Q_p(l) dl$ (в

нашем случае достаточно рассматривать спектральный диапазон $l = 0,6 - 10$ мкм). Результаты показывают, что различия между указанными величинами могут достигать 15–20%, что существенно для решения внутренней задачи нагрева стальной заготовки. То же можно сказать и о дивергенции лучистых потоков (радиационные источники тепла) в объеме печи, которые определяют в нем температурное поле:

$$\text{div} \vec{Q}_p^{\text{gray}}(\vec{r}) = \tilde{\chi}(\vec{r}) \left(4\sigma_0 T^4(\vec{r}) - \int_{4\pi} I(\vec{r}, \vec{\Omega}) d\Omega \right), \quad (3)$$

$$\text{div} \vec{Q}_p^{\text{select}}(\vec{r}) = \int_0^{\infty} \chi_l(\vec{r}) \left(4\pi B_l(T(\vec{r})) - \int_{4\pi} I_l(\vec{r}, \vec{\Omega}) d\Omega \right) dl. \quad (4)$$

Таким образом, при расчете характеристик переноса излучения в объеме кольцевой печи необходимо учитывать спектральные свойства печной среды в явном виде.

Литература

1. Soufiani A., Hartmann J.M., Taine J. Validity of band-calculations for CO₂ and H₂O applied to radiative properties and conductive-radiative transfer // J.Q.S.R.T. 1975. Vol. 33. N 3. P. 243–257.
2. Curtis A.R. A statistical model for water-vapour absorption. // Quart. J. Rog. Meteorol. Soc. 1952. Vol. 78. N 338. P. 638–640.

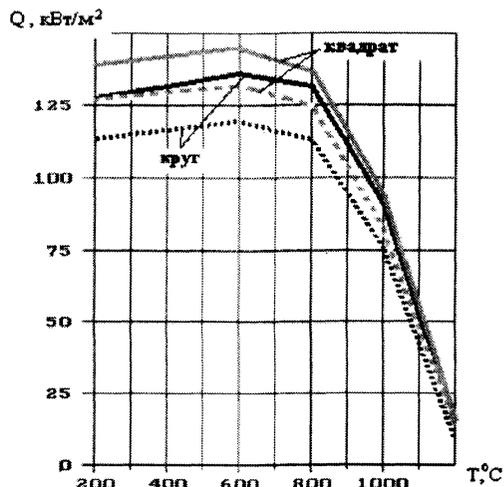


Рис. 6. Сравнение интегрального по спектру потока излучения на металл, рассчитанного с учетом спектра излучения (---) печной среды и с использованием среднеинтегрального коэффициента поглощения (—)

3. Godson W.L. The evaluation of infrared radiative flux due to atmospheric water vapour // Quart. J. Rog. Meteorol. Soc. 1953. Vol. 79. N 346. P. 367–376.
4. Гуди Р.М. Атмосферная радиация. М.: Мир, 1966.
5. Linqvist C.H., Simmons F.S. A band model formulation for very non-uniform path // J.Q.S.R.T. 1972. Vol. 12. N 5. P. 807–820.
6. Герман М.Л., Лемперт Д., Некрасов В.П., Ноготов Е.Ф., Розин С. Эффективный коэффициент поглощения селективной среды в конечном спектральном интервале. // Инж.-физ. журн. 1999. Т. 72. №4. С. 729–736.
7. Лемперт Д., Герман М.Л., Некрасов В.П. и др. Об учете влияния рассеяния на контур излучения, выходящего из слоя селективно поглощающей, излучающей и рассеивающей среды // Инж.-физ. журн. 1999. Т. 72. №5. С. 931–936.
8. Герман М.Л., Лемперт Д., Некрасов В.П., Ноготов Е.Ф. О методике расчета оптических характеристик селективно излучающих газов // Инж.-физ. журн. 2002. Т. 75. №1. С. 128–132.
9. Адзерихо К.С., Ноготов Е.Ф., Трофимов В.П. Радиационный теплообмен в двухфазных средах. Мн.: Наука и техника, 1987.
10. Ferriso C.C., Ludvig C.B., Thompson A.L. Empirically determined infrared absorption coefficients of H₂O from 300 to 3000 K // J.Q.S.R.T. 1966. Vol. 6. N 3. P. 241–275.
11. Ludvig C.B., Malkmus W., Reardon J.E., Thompson A.L. Handbook of infrared radiation from combustion gases. NASA SP-3080. Huntsville: Marshall Space Flight Center, 1973.
12. Герман М.Л. Влияние оптических свойств двухфазной среды и граничной поверхности на радиационный теплообмен в топочных камерах: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. Мн., 1993.
13. Герман М.Л., Бородуля В.А., Ноготов Е.Ф. Тепловой расчет топочной камеры жаротрубного котла с тупиковой топкой // Инж.-физ. журн. 2000. Т. 73. №6. С. 1191–1201.
14. Герман М.Л., Ноготов Е.Ф., Трофимов В.П. Расчет оптических характеристик радиационного теплообмена в топочных камерах // Инж.-физ. журн. 1993. Т. 64. №3. С. 308–312.
15. Герман Е.А., Герман М.Л., Некрасов В.П., Ноготов Е.Ф. Зависимость характеристик радиационного теплообмена от оптических свойств поглощающих, излучающих и рассеивающих сред и их граничных поверхностей // Инж.-физ. журн. 1996. Т. 69. №6. С. 1014–1020.
16. Martynenko O.G., German M.L., Nekrasov V.P., Nogotov E.F. The radiation transfer in emitting, absorbing and scattering media of complex geometric form // Int. J. Heat Mass Transfer. Vol. 41. N. 17. P. 2697–2704.