

Кузнецов В.А., д-р техн. наук, проф.,
Трулев А.В., асс.

Белгородский государственный технологический университет им. В.Г. Шухова

ПЕРЕНОС ИЗЛУЧЕНИЯ В СЕЛЕКТИВНО ПОГЛОЩАЮЩИХ ГАЗАХ

kouzn@intbel.ru

Теоретически обоснован метод учета селективных радиационных свойств трехатомных газов при математическом моделировании тепловой работы промышленных печей. Установлены правила предельного перехода от коэффициентов поглощения газами равновесного внешнего излучения к локальным коэффициентам поглощения ими собственного излучения в приближении антисерого спектра. Предложена формула взвешенного усреднения локальных коэффициентов поглощения для объемов газа промежуточных размеров.

Ключевые слова: математическое моделирование, радиационный перенос энергии, селективное поглощение.

Радиационный теплообмен является основным высокотемпературным процессом тепловой работы большинства промышленных печей. Несмотря на это, отдельные вопросы, связанные с расчетом излучения газообразной среды остаются нерешенными. Прежде всего, это касается способности расчетных методов учитывать селективность поглощения лучистой энергии трехатомными газами, такими как водяной пар и углекислый газ. Даже известная фирма Ansys Fluent признает, что разработанные ею компьютерные программы не пригодны для математического моделирования радиационного переноса в селективных газах [1].

Радиационные свойства трехатомных газов обычно характеризуются средним по спектру планковским коэффициентом поглощения $\alpha_{\text{п}}$ и усредненным по длине луча интегральным коэффициентом поглощения $\alpha_{\text{г}}$. Экспериментальные данные [2] и расчетные методики [3, 4] дают возможность находить значения этих коэффициентов и вычислять поглощательную способность $A_{\text{г}}$ объема газов, ограниченного стенами печи, в широком температурном диапазоне при различной эффективной толщине излучающего слоя $l_{\text{эф}}$ газов:

$$A_{\text{г}} = 1 - \exp(-\alpha_{\text{г}} l_{\text{эф}}). \quad (1)$$

В инженерной практике и научных исследованиях принято определять интегральные коэффициенты поглощения $\alpha_{\text{г}}$ в предположении, что на объем изотермических газов падает лучистая энергия равновесного (черного) спектрального состава. В этих условиях слой трехатомных газов испускает в участках спектра столько же лучистой энергии, сколько ее поглощает. Другими словами, поглощательная способность $A_{\text{г}}$ объема изотермической поглощающей среды равна его степени черноты $\varepsilon_{\text{г}}$:

$$A_{\text{г}} = \varepsilon_{\text{г}} \equiv I_{\text{л}}/I_{\text{о}}, \quad (2)$$

где $I_{\text{о}}$ – интенсивность равновесного излучения; $I_{\text{л}}$ – интенсивность излучения изотермической

среды в конце луча, длина которого равна эффективной толщине излучающего слоя $l_{\text{эф}}$.

Такой подход приводит к значительным расчетным проблемам при математическом моделировании радиационного теплообмена в промышленных печах, где необходимо учитывать поглощение газами лучистой энергии реального спектрального состава [5].

В основе разных математических моделей теплообмена излучением в поглощающей среде лежит дифференциальное уравнение радиационного переноса энергии по длине луча:

$$\frac{\partial I_{\text{л}}(\nu)}{\partial l} = \alpha_{\nu} I_{\text{о}}(\nu) - \alpha_{\nu} I_{\text{л}}(\nu),$$

где $I_{\text{о}}(\nu)$ – спектральная интенсивность равновесного излучения; $I_{\text{л}}(\nu)$ – спектральная интенсивность излучения по направлению луча; l – расстояние по длине луча; α_{ν} – спектральный коэффициент поглощения среды; ν – частота электромагнитного излучения.

После интегрирования этого уравнения по спектру во всем диапазоне частот оно преобразуется к следующему виду:

$$\frac{\partial I_{\text{л}}}{\partial l} = \alpha_{\text{п}} I_{\text{о}} - \alpha I_{\text{л}}, \quad (3)$$

где α – локальный коэффициент поглощения среды. Можно показать, что локальный коэффициент поглощения α обладает свойствами, во многом противоположными свойствам интегрального коэффициента $\alpha_{\text{г}}$ поглощения газами равновесного излучения.

Селективный спектр трехатомных газов состоит из множества линий, образующих полосы поглощения, разделенные участками ("окнами"), в пределах которых энергия лучей практически не поглощается. Поглощение лучистой энергии в линиях происходит в сотни раз интенсивнее, чем в окнах спектра. Поэтому, по мере прохождения лучей через слой газов, в спектре излучения возрастает доля плохо поглощаемой энергии. Если в первый момент интегральный коэф-

коэффициент α_r поглощения лучистой энергии равновесного спектрального состава, падающей на слой газов, равен среднему планковскому коэффициенту α_n , то при дальнейшем ее распространении лучистая энергия поглощается газами менее интенсивно. В результате отношение среднего планковского коэффициента α_n к интегральному коэффициенту поглощения трехатомных газов α_r всегда больше единицы (или в пределе равно ей):

$$\alpha_n/\alpha_r \geq 1.$$

Возрастание усредненного по длине луча интегрального коэффициента поглощения α_r , например при увеличении содержания трехатомных газов, приводит к возрастанию поглощающей способности объема газообразной среды в соответствии с формулой (1), к повышению ее степени черноты согласно равно равенству (2) и, следовательно, к улучшению радиационного теплообмена.

В то же время из уравнения (3), в котором левая часть обращается в нуль, если применить его к неограниченной среде изотермических газов, следует, что соотношение среднего планковского α_n и локального α коэффициентов поглощения всегда меньше единицы (или в пределе равно ей):

$$\alpha_n/\alpha = I_l/I_0 \leq 1.$$

Отсюда видно также, что возрастание локального коэффициента поглощения α приводит к уменьшению интенсивности излучения I_l и, согласно соотношению (2), к снижению степени черноты поглощающей среды, что ухудшает радиационный теплообмен.

Столь серьезные различия расчетных коэффициентов поглощения объясняются, прежде всего, тем, что локальный коэффициент α в уравнении (3) учитывает поглощение собственного излучения газов, спектральный состав которого существенно отличается от состава равновесного падающего излучения, используемого при определении интегрального коэффициента поглощения α_r трехатомных газов. Очевидно, что эти коэффициенты не равны друг другу, и в математических моделях радиационного переноса нельзя локальный коэффициент поглощения α напрямую заменять интегральным коэффициентом поглощения α_r трехатомных газов. Необходимо установить правила, создающие корректный переход от одного вида коэффициентов поглощения к другому при расчете радиационного переноса в ограниченной газообразной среде.

Между тем, применяемые в настоящее время методы математического моделирования ра-

диационного теплообмена в большинстве случаев не делают различия между планковским и локальными коэффициентами поглощения [1, 6]. Вместо них в дифференциальное уравнение (3) вводят коэффициенты поглощения в условном сером спектре, состоящем из шести, или более, полос поглощения, причем каждой из полос приписывается постоянная величина коэффициента поглощения. Такой подход к учету радиационных свойств газообразной среды далек от реальности, так как селективность газов проявляется в масштабе ширины спектральных линий. Например, экспериментальные данные [2] по коэффициентам поглощения водяного пара в 439 частях спектра показывают, что излучение не является серым даже в узких интервалах волновых чисел, равных 25 см^{-1} .

В качестве примера на рис. 1 приведено распределение по спектру интенсивности излучения водяного пара (пунктирные линии 2) при температуре 1000 К, парциальном давлении 20 кПа и длине луча 1 м, рассчитанное по спектральным коэффициентам поглощения [2] с помощью методики, изложенной в [3]. Кривая 1 на рисунке, представляет спектральную интенсивность равновесного излучения по закону Планка при той же температуре.

С увеличением эффективной толщины $l_{\text{эф}}$ излучающего слоя газов спектральная интенсивность излучения водяного пара в линиях поглощения будет приближаться к равновесным значениям. В пределе, при бесконечно большой толщине слоя газов, образуется антисерый спектр [7], свойственный неограниченной поглощающей среде. Он состоит из полос поглощения, в каждой линии которых спектральная интенсивность излучения достигает предельного равновесного значения. Антисерый спектр наиболее пригоден к применению в дифференциальном методе моделирования радиационного переноса в газах.

По своим характеристикам антисерый спектр существенно отличается от спектра излучения ограниченного объема газов. Из уравнения (3) следует, что соотношение среднего планковского и локального коэффициентов поглощения α_n/α в антисером спектре равно доле излучения изотермической неограниченной поглощающей среды в интегральном равновесном излучении и, следовательно, эквивалентно степени черноты ε_r и поглощательной способности A_r изотермической неограниченной поглощающей среды, параметры которой обозначены здесь индексом (∞):

$$\alpha_n/\alpha_{(\infty)} = I_l^{(\infty)}/I_0 \equiv \varepsilon_r^{(\infty)} = A_r^{(\infty)}. \quad (4)$$

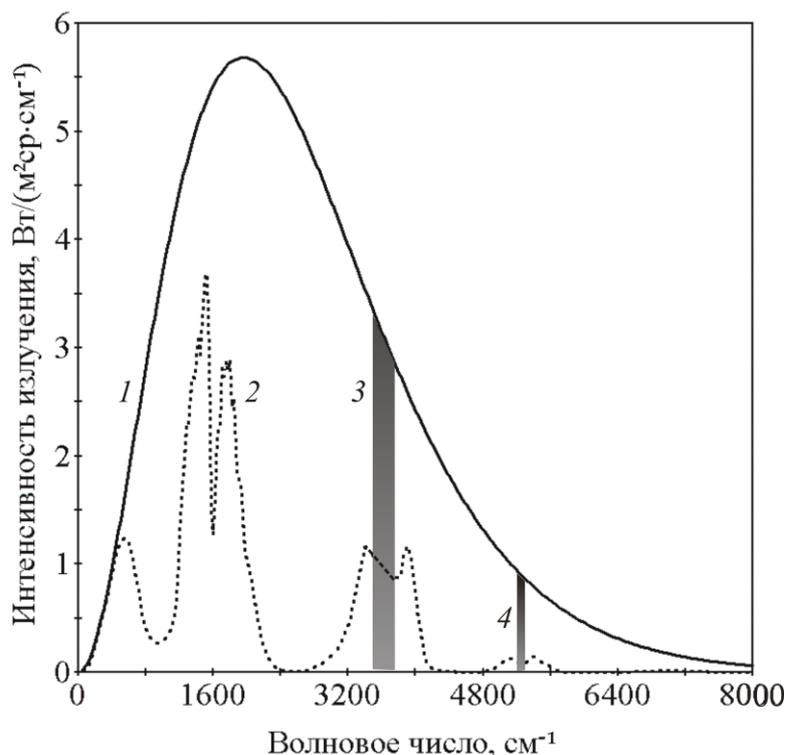


Рис. 1. Излучение в спектре водяного пара при температуре 1000 К, парциальном давлении 20 кПа и длине луча 1 м: 1 – равновесное; 2 – селективное; 3, 4 – антисерое

Если перенос излучения происходит в большом объеме поглощающей среды, оптическая толщина которой стремится к бесконечности, а спектр излучения приближается к антисерому, то локальный коэффициент поглощения в изотермических условиях может быть определен непосредственно из соотношения (4):

$$\alpha_{(\infty)} = \alpha_{\text{п}} I_0 / I_l^{(\infty)} = \alpha_{\text{п}} / A_{\Gamma}^{(\infty)}. \quad (5)$$

где $\alpha_{(\infty)}$ – локальный коэффициент поглощения в большом объеме газов.

Если же рассчитывается перенос излучения в ограниченном объеме газов, в спектре которого излучение не достигает равновесного состояния, то локальный коэффициент поглощения α следует связать с интегральным коэффициентом поглощения трехатомных газов α_{Γ} , введя понятие эквивалентного антисерого спектра гипотетической неограниченной поглощающей среды. Условием расчетной эквивалентности антисерого спектра и реального спектра ограниченного объема трехатомных газов, является равенство поглощаемой в них лучистой энергии, выражающееся, прежде всего, в равенстве поглощательных способностей газов, рассчитанных применительно к этим двум видам спектров:

$$A_{\Gamma} \equiv 1 - \exp(-\alpha_{\Gamma} l_{\text{эф}}) = \alpha_{\text{п}} / \alpha, \quad (6)$$

где поглощательная способность объема газов A_{Γ} определена по экспонентной формуле (1).

Принцип эквивалентного применения антисерого спектра вместо селективного спектра

трехатомных газов схематично представлен на рис. 1 для двух полос поглощения водяного пара (кривая 2), мысленно заменяемых полосами 3 и 4, в которых спектральные интенсивности излучения достигают своей предельной равновесной величины. Отношение суммарной площади всех полос поглощения эквивалентного антисерого спектра к общей площади под планковской кривой 1 должно быть равно соотношению среднего планковского и локального коэффициентов поглощения $\alpha_{\text{п}}/\alpha$ в ограниченном объеме газов. Чтобы в модели антисерого спектра продолжить полосы поглощения за пределы расчетного ограниченного объема газов, выделяется их доля в сером излучении ограждающих стен.

Если учесть, что при малой толщине излучающего слоя экспонентная формула (1) превращается в линейную зависимость,

$$A_{\Gamma} \approx \alpha_{\Gamma} l_{\text{эф}},$$

то равенство поглощения лучистой энергии в тонких слоях селективных газов и эквивалентной антисерой среды может быть представлено в виде соотношения

$$\alpha_{\Gamma} I_0 = \alpha_{(0)} I_l,$$

где интенсивности излучения I_0 и I_l характеризуют величину лучистой энергии, падающей на соответствующие выделенные слои с учетом того, что в антисером спектре интенсивность излучения I_l постоянна по длине луча; $\alpha_{(0)}$ – локальный коэффициент поглощения в тонком

слое газов. Отсюда, согласно соотношению (2), следует расчетная формула для математического моделирования радиационного переноса в слое малой толщины:

$$\alpha_{(0)} \approx \alpha_{\Gamma}^{(0)} / A_{\Gamma}^{(0)}, \quad (7)$$

где индексом (0) обозначены радиационные параметры тонкого слоя газов.

Так как в тонком слое газов интегральный коэффициент поглощения α_{Γ} близок по величине к среднему планковскому коэффициенту α_{Π} , то при равенстве поглощательных способностей (6) формула (7) для элементарного слоя газов практически совпадает с выражением (5) для бесконечно большого слоя газов, имеющего антисерый спектр поглощения.

По-видимому, локальный коэффициент поглощения α для слоев поглощающей среды промежуточной толщины допустимо вычислять как средневзвешенную величину, учитывая обе оценочные формулы (5) и (7). Полагая, что в полосах поглощения всегда присутствуют линии равновесного излучения и что число таких линий возрастает с увеличением оптической толщины слоя, усреднение должно производиться с учетом влияния как толщины поглощающего слоя, так и содержания в нем трехатомных газов. В таком случае в качестве весового множителя при усреднении целесообразно использовать условную "планковскую" поглощательную способность A_{Π} , определяемую с помощью экспонентной формулы типа (1) по величине среднего планковского коэффициента поглощения α_{Π} :

$$A_{\Pi} \equiv 1 - \exp(-\alpha_{\Pi} l_{\text{эф}}).$$

В этом выражении средний планковский коэффициент поглощения α_{Π} позволяет учесть влияние реальных радиационных свойств поглощающей среды, а эффективная толщина излучающего слоя $l_{\text{эф}}$ – влияние реальных размеров расчетного объема газов. Чтобы получить адекватное усреднение, расчетная формула для локального коэффициента поглощения должна иметь следующий вид:

$$\alpha = [\alpha_{\Gamma}(1 - A_{\Pi}) + \alpha_{\Pi} A_{\Pi}] / A_{\Gamma}. \quad (8)$$

Она показывает, что чем меньше оптическая толщина излучающего слоя, тем меньше значение весового множителя A_{Π} , и тогда результат усреднения (8) приближается к соотношению (7). И, наоборот, при возрастании оптической толщины излучающего слоя величина весового множителя A_{Π} постепенно увеличивается, и результат усреднения (8) приближается к соотношению (5).

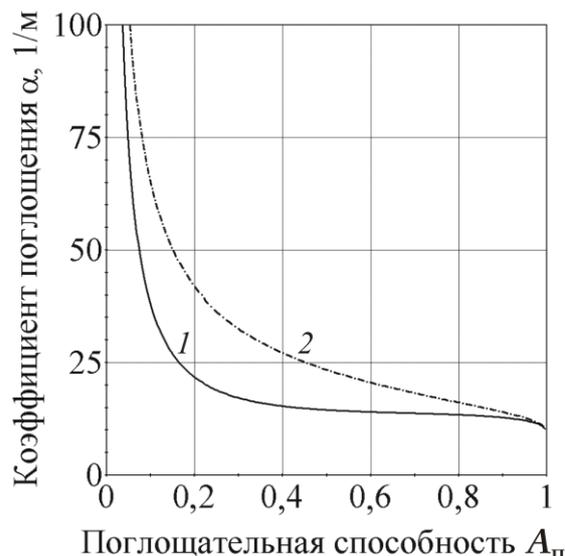


Рис. 2. Локальный коэффициент поглощения α смеси газов, рассчитанный при 1000 К: 1 – по формуле (8), 2 – по формуле (5)

На рис. 2 изображено изменение локального коэффициента поглощения α смеси газов, близкой по составу к продуктам горения природного газа (10 % углекислого газа, 20 % водяного пара), в зависимости от планковской поглощательной способности A_{Π} . Кривая 1 соответствует формуле (8), кривая 2 представляет характерные для неограниченной поглощающей газообразной среды предельно высокие значения, вычисленные по формуле (5). Сопоставление кривых 1 и 2 на рис. 2 показывает, что использование усредняющей формулы (8) снижает расчетные значения локального коэффициента поглощения α (кривая 1) по сравнению с его предельными значениями (кривая 2) почти вдвое на значительной части диапазона изменения весового множителя A_{Π} .

Так как соотношение α_{Π}/α , согласно (4), равно энергетической доле полос поглощения неограниченной изотермической среды в равновесном излучении, определяемом кривой 3 на рис. 1, то величина $(1 - A_{\infty})$ представляет собой энергетическую долю окон в антисером спектре, в пределах которых происходит прямой теплообмен между ограждающими стенами печи и технологическим материалом.

Несмотря на то, что такой приближенный подход позволяет выделять долю полос поглощения в антисером изотермическом спектре, этот вопрос остается проблемным для переноса излучения переменного спектрального состава в неоднородной неизолированной среде трехатомных газов. Возможная расчетная неточность смягчается тем, что при компьютерном вычислении среднего планковского α_{Π} и локального α коэффициентов поглощения учитывается состав и температура газов по всему расчетному

объему поглощающей среды.

Наибольшая погрешность появляется при математическом моделировании переноса энергии, излучаемой диффузионным факелом в газобразную среду с низкими значениями коэффициентов поглощения, такую, например, как воздух, подаваемый в печь на горение, но еще не вовлеченный в факел горящего топлива. Поскольку поглощение лучистой энергии влажным воздухом пренебрежимо мало по сравнению с потоками излучения продуктов горения топлива, эта погрешность практически не сказывается на конечных результатах компьютерных расчетов радиационного теплообмена в промышленных печах.

Предложенный теоретически обоснованный метод учета селективных свойств трехатомных газов применен в программе компьютерного моделирования тепловой работы промышленных печей и топок [8]. Достоверность результатов математического моделирования радиационно-конвективного теплообмена, подтверждена сопоставлением их с экспериментальными данными, полученными на огневом стенде при испытании газомазутной горелки на режиме горения природного газа [9].

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Ansys Fluent Theory Guide. Release 14.0. Canonsburg: ANSYS Inc., 2011. 794 p.
2. Handbook of Infrared Radiation from Combustion Gases / R. Goulard, A. L. Thomson. Washington: NASA, 1973. 486 p.
3. Детков С. П., Брюховских О. А. Базовые данные для расчета радиационных характеристик водяного пара // Инж.-физ. журнал. 1986. Т. 51, № 6. С. 1027–1030.
4. Трулёв А. В., Кузнецов В. А. Способ расчета поглощательных свойств трехатомных газов // Теплоэнергетика. 2013. № 6. С. 55–58.
5. Кузнецов В. А., Рязанцев О. А., Трулёв А. В. Численное моделирование горения и теплообмена в цементной вращающейся печи // Вестник БГТУ им. В.Г. Шухова. 2011. № 4. С. 161–164.
6. Вафин Д. Б. Дифференциальный метод теплового расчета топок: научное издание. Казань, 2008. 114 с.
7. Детков С. П., Еринов А. Е. Тепловые процессы в печных агрегатах алюминиевой промышленности. Киев: Наукова думка, 1987. 272 с.
8. Рязанцев О.А., Трулёв А.В., Кузнецов В.А. Компьютерное моделирование тепловой работы промышленных печей и топок // Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ №2012611599. М.: Федерал. служба по интеллект. собственности, 2012.
9. Трулёв А. В. Перенос излучения при горении природного газа // Молодежь и научнотехнический прогресс: сб. докладов междунар. науч. конф. Губкин, 2012. С. 391–393.