

## МОДЕЛИРОВАНИЕ РАДИАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ ПРИ УТИЛИЗАЦИИ ВРЕДНЫХ ОТХОДОВ

**Л. Н. Панасенко, Е. М. Ермолаева\*, Ю. А. Харевич**

*Минский государственный высший авиационный колледж, Минск, РБ*

*\*Институт тепло- и массообмена НАН РБ, Минск*

В настоящее время одной из перспективных технологий утилизации вредных отходов, включая радиоактивные, является нагрев их плазменной струей в шахтной печи при последующем охлаждении с целью остекловывания [1]. При сжигании органических отходов и получении высококалорийного синтез-газа также используется плазменная струя, выходящая из плазмотрона. Численное моделирование процессов, возникающих при этом, часто является единственным способом определения температурных, газодинамических и электрических характеристик установок для утилизации отходов, так как проведение физических экспериментов связано с риском для здоровья людей.

Можно выделить три области в пространстве, где происходит нагрев и переработка отходов. Первая область – это зона формирования теплового потока в плазмотроне и создания плазменной струи. Вторая – зона нагрева шихты с отходами в объеме печи. Третья – это емкость, где собираются переработанные отходы. Задача расчета мощности теплового потока, температурных, электрических и газодинамических полей в канале и на выходе плазмотрона решена [2]. Поэтому можно, считая мощность теплового потока и распределение температуры, полученные в выходном сечении плазмотрона, начальными условиями для второй области, провести численное моделирование нагрева шихты в объеме печи. Областью расчета являлся цилиндр радиуса  $R = 0,5$  м и длиной  $L = 1,0$  м.

Граничными условиями являлись условия симметрии на оси  $\frac{\partial T}{\partial r} = 0$  и равенство температур на стенке  $T = T_w = 500$  К.

Математическая модель процесса нагрева вредных отходов плазменной струей, представляет собой уравнение теплового баланса:

$$\rho_g V_z c_{pg} \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \lambda_{ef} \frac{\partial T}{\partial r} \right) - \nabla \bar{q}_\Lambda \quad (1)$$

Рассматривался конвективный нагрев шихты с отходами плазменной струей и потери тепла за счет теплопроводности и излучения. Скорость  $V_z$  определялась из условия постоянства расхода рабочего газа

$$G = 2\pi \int_0^R \rho_g V_z r dr \quad (2)$$

Численное решение уравнения (1) осуществлялось потоковым вариантом метода прогонки, который обеспечивает устойчивый счет в случае резких изменений коэффициента при второй производной.

Одной из наиболее сложных и затратных по времени проблем в подобных задачах является учет переноса излучения в реальном спектре плазмообразующего газа. Удельная мощность излучения входит в уравнение (1) теплового баланса технологической установки и определяется решением уравнения переноса излучения

$$\vec{\Omega} \nabla I_\nu = k'_\nu (I_\nu^0 - I_\nu) \quad (3)$$

Поток излучения  $\bar{q}_\Lambda$ , являясь интегральной по объему и спектру величиной, имеет нелокальный характер. Поскольку коэффициент поглощения  $k_\nu(\nu, T, p)$  – это сложная осциллирующая функция частоты, зависящая еще и от давления и температуры, то прямое интегрирование уравнения (3) весьма затруднительно. Упрощения, вводимые при учете переноса излучения в реальном спектре

плазмообразующего газа, касаются, в первую очередь, частотной зависимости коэффициента поглощения. Если во всем спектре длина свободного пробега фотона  $l_v \sim 1/k_v \ll 1$ , то оптическая плотность системы мала и при условии изотропного излучения можно проинтегрировать уравнение (3) по всем направлениям и получить выражение для дивергенции потока излучения в приближении объемного высвечивания. Это так называемое приближение Планка:

$$\nabla q_\Lambda = Ck_p U^0, \text{ где } U^0 = \int_0^\infty U_v^0 dv, \quad k_p = \int k'_v U_v^0 dv / \int U_v^0 dv \quad (4)$$

Такой подход применим для непрерывного спектра, но не для линий. Попытки учесть линейчатые спектры привели к созданию методов группового осреднения коэффициентов поглощения [2]-[4]. Частным случаем такого подхода является модель «серого» газа, где в одну группу объединяются участки спектра с одинаковым осредненным коэффициентом поглощения. Разбиение на группы осуществляется при наиболее характерной для рассматриваемого процесса температуре. Поэтому эти методы можно применять при отсутствии больших градиентов в системе.

Более перспективными считаются интегральные методы, которые позволяют произвести интегрирование по частоте предварительно, до решения газодинамической части задачи, и составить таблицы соответствующих интегральных величин. Последующее использование таких таблиц осуществляется с помощью интерполяции по температурному полю, полученному при решении основной задачи. Такими методами являются метод замороженных коэффициентов [5], метод эффективных сечений [6] и метод парциальных характеристик [7]. Первый из этих методов использует модель Милна-Эддингтона для коэффициента поглощения

$$k'_v(T, P) = f_1(v) \cdot f_2(T, P) \quad (5)$$

и позволяет выразить решение уравнения переноса излучения (1) через функции,

$$F(|z|, T) = \int_{\omega|z|} f_1^2(v) I_v^0 dv \quad (6)$$

таблицы значений которой могут быть составлены заранее. Функция (6) учитывает спектральную зависимость коэффициента поглощения только в заданной точке пространства. В действительности же перенос излучения определяется поведением коэффициента слоя газа с изменением температуры на некотором интервале длины. Метод эффективных сечений использует модель Милна-Эддингтона относительно сечения поглощения

$$\sigma_v = \sum_k \psi_k(T) \cdot S_k(v), \quad (7)$$

а коэффициент поглощения при полной концентрации поглощающих частиц  $N$  полагается равным  $k'_v = \sigma_v N$ . Для заданного набора  $n_1, n_2, \dots, n_M$  плотностей поглощающих частиц на луче  $[\Gamma, \Gamma']$  составляются таблицы значений эффективных сечений, с помощью которых вычисляются потоки излучений в любой точке излучающего объема. Оба метода могут применяться для линейчатых и непрерывных спектров только в том случае, если выполняются условия (6) и (7). Но анализ реальных спектров показывает, что они плохо подчиняются этим моделям.

Метод парциальных вычислений обладает гораздо большей областью применения и считается в настоящее время наиболее перспективным. Считая, что внешнее излучение и отражение от границ отсутствуют, интенсивность излучения в точке  $X$  луча  $[L, X]$  может быть получена интегрированием по частоте уравнения переноса излучения (3) в направлении  $\vec{\Omega}$ , совпадающим с направлением заданного луча:

$$I(X, \vec{\Omega}) = \int_0^X \int_\xi^X I_v^0(\xi) k'_v \exp\left(-\int_\xi^X k'_v(\eta) d\eta\right) d\xi dv \quad (8)$$

Направленная дивергенция записывается в точке  $X$ , исходя из уравнения переноса излучения:

$$\nabla I(X, \vec{\Omega}) = \int_0^{\infty} I_v^0(X) k'_v(X) dv - \int_0^{\infty} k'_v(X) \int_{L_{ep}}^X I_v^0(\xi) k'_v(\xi) \exp\left(-\int_{\xi}^X k'_v(\eta) d\eta\right) dv \quad (9)$$

Эмпирически установленная слабая зависимость спектральной оптической плотности слоя

$$\tau_v = \int_{\xi}^X k'_v(\eta) d\eta \quad (10)$$

от вида распределения температуры и давления между точками  $\xi$  и  $X$  дает возможность выполнить интегрирование на луче  $[L, X]$  с помощью опорных (например, линейных) профилей  $T$  и  $P$ . Именно этот факт позволяет провести интегрирование по спектру, не упрощая и не схематизируя его, и составить таблицы парциальной интенсивности

$$\Delta I(\xi, X) = \int_0^{\infty} I_v^0(\xi) k'_v(\xi) \exp\left(-\int_{\xi}^X k'_v(\eta) d\eta\right) dv, \quad (11)$$

источника

$$S_{om}(X) \Big|_X^{L_{ep}} = \int_0^{\infty} I_v^0(X) k'_v(X) \exp\left(-\int_{\xi}^X k'_v(\eta) d\eta\right) dv, \quad (12)$$

и парциального стока

$$\Delta S_{im}(\xi, X) = \int_0^{\infty} [I_v^0(\xi) - I_v^0(X)] k'_v(\xi) k'_v(X) \exp\left(-\int_{\xi}^X k'_v(\eta) d\eta\right) dv. \quad (13)$$

Изменяя порядок интегрирования в выражениях (8) и (9), с помощью этих таблиц определяется интенсивность излучения в точке  $X$  в направлении  $\vec{\Omega}$

$$I(X, \vec{\Omega}) = \int_{L_{ep}}^X \Delta I(\xi, X) d\xi \quad (14)$$

и направленная дивергенция

$$\nabla I(X, \vec{\Omega}) = S_{om}(X) \Big|_X^{L_{ep}} - \int_{L_{ep}}^X \Delta S_{im}(\xi, X) d\xi. \quad (15)$$

Если представить излучающий объем так, как это сделано на рис. 1, то смысл названий «парциальная интенсивность», «сток», «направленная дивергенция» становится понятным. Парциальная интенсивность – это просуммированная по всему спектру интенсивность излучения, которое приходит в точку  $X$  из точки  $\xi$  на луче, заданном направлением  $\vec{\Omega}$ . Если точка  $\xi$  пробегает с некоторым шагом весь луч, получаем интенсивность  $I(X, \vec{\Omega})$ , которую еще надо просуммировать по всем направлениям  $\vec{\Omega}$ . Это можно сделать в процессе решения основной задачи и найти поток излучения

$$\vec{q}_{\Lambda} = \int_{\vec{\Omega}} I(X, \vec{\Omega}) \vec{\Omega} d\vec{\Omega} \quad (16)$$

и дивергенцию потока излучения

$$\nabla \vec{q}_{\Lambda} = \int_{\vec{\Omega}} \nabla I(X, \vec{\Omega}) d\vec{\Omega} \quad (17)$$

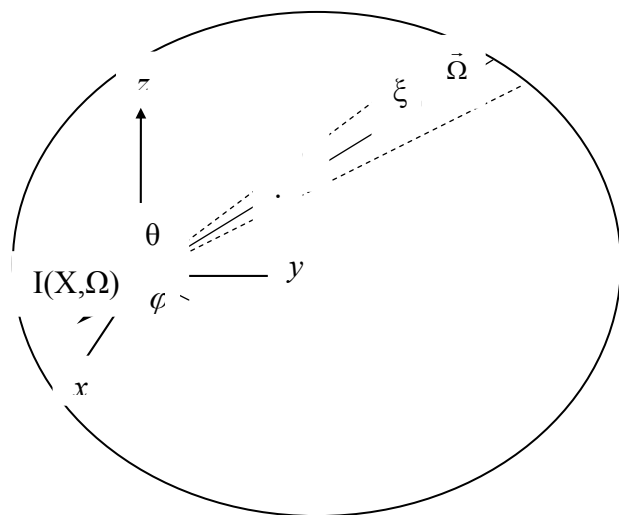


Рис. 1. Модель излучающего объема.

Метод парциальных характеристик (МПХ) позволяет проводить эти операции с шагом газодинамической сетки, не подвергая при этом реальный спектр никаким упрощениям. В работе [8] МПХ использован для расчета тепловых, электрических и газодинамических характеристик электрической дуги в цилиндрическом канале плазмотрона. Давление в канале плазмотрона на входе незначительно отличается от давления на выходе. Это упрощает использование МПХ: интерполяцию парциальных характеристик в точках  $X$  и  $\zeta$  можно проводить не по пяти, а по трем переменным  $T_x$ ,  $T_\zeta$ ,  $\Delta x$ . Расчет полной задачи проводится в два этапа. Сначала задача решается с учетом излучения в приближении оптически тонкого слоя. Это необходимо для нахождения поля  $T^0(r, z)$  – оно служит нулевым приближением для МПХ. На втором этапе учитывается реабсорбция излучения с помощью описанной методики и определяются компоненты потока излучения и его дивергенция.

Следует отметить, что расчет характеристик дуги во всем канале плазмотрона на первом этапе занимал 15 – 20 минут, а на втором – 24 часа. Это было вызвано тем, что алгоритм решения газодинамической части задачи, включающий в себя организацию внутренних (по нелинейности), промежуточных (осуществляющих корреляцию между уравнениями) и внешних итераций (по давлению), был дополнен в каждой расчетной точке интерполяцией излучательных характеристик по трем переменным  $T_x$ ,  $T_\zeta$ ,  $\Delta x$ . Были исследованы характеристики электродуговой плазмы в воздухе и аргоне в широких диапазонах определяющих параметров и отмечено хорошее согласие с экспериментом. Наиболее сильно влияние реабсорбции излучения сказывалось на температурных полях, тепловых потоках и среднемассовой энтальпии. Сравнение результатов, полученных на двух этапах, позволило выявить роль реабсорбции излучения в формировании температурного поля. Учет реабсорбции снижает осевую температуру на 500 – 2000 К, а у стенки канала повышает температуру плазмы на 1000 – 2000 К в различных вариантах расчета. Это позволяет сделать вывод о том, что в неэлектропроводной зоне, т. е. вблизи стенки, где существуют большие градиенты температуры, нагрев холодного газа происходит за счет теплопроводности и реабсорбции излучения. Поскольку реабсорбция излучения является дополнительным источником нагрева газа, то это особенно сказывается на величине среднемассовой энтальпии. В выходном сечении реабсорбция излучения увеличивает энтальпию в среднем на 30 %.

По полученным радиальным распределениям температуры  $T(r)$  и дивергенции потока излучения  $\nabla q_L(r)$  в процессе их анализа были построены температурные зависимости удельных мощностей излучения  $\nabla q_L(T)$  для воздуха и аргона. Позже на основании результатов работы [9] такая же зависимость была получена для водорода. Поскольку при учете переноса излучения в реальном спектре величина  $\nabla q_L(r)$  зависит от распределения температуры во всем объеме, то для разных вариантов счета зависимость  $\nabla q_L(T)$  представляется разными кривыми. В исследованных диапазонах параметров электродуговой плазмы ( $I = 50\text{--}500$  А,  $G = 1\text{--}5$  г/с для воздуха и  $I = 10\text{--}200$  А,  $G = 0,5\text{--}3$  г/с для аргона и водорода) температурные поля изменяются от варианта к варианту не сильно и все находятся в области существования низкотемпературной плазмы. Поэтому, несмотря на некоторый разброс, все кривые могут быть аппроксимированы одной «обобщенной» зависимостью  $\nabla q_L(T)$ , которая отличается от аналогичной зависимости в приближении объемного высвечивания наличием отрицательных значений при температурах в диапазоне 1000–10 000 К и большей величиной дивергенции излучения при высоких температурах. «Обобщенные» зависимости  $\nabla q_L(T)$  для воздушной, аргоновой и водородной плазмы

представлены формулами (18) и (20) соответственно:

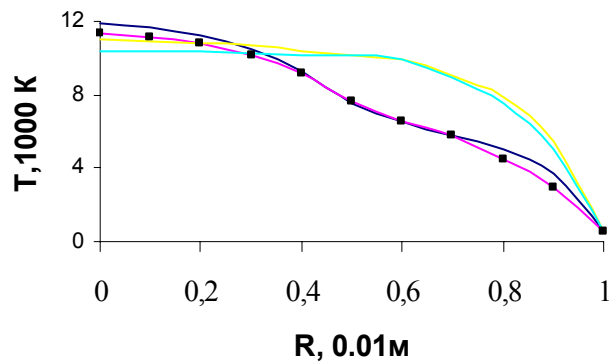
$$\nabla \bar{q}(\hat{T}) = -1,676 + 1,194 \cdot \hat{T} - 0,356 \cdot \hat{T}^2 + 0,128 \cdot 10^{-1} \cdot \hat{T}^3 + 0,237 \cdot 10^{-2} \cdot \hat{T}^4 - 0,155 \cdot 10^{-3} \cdot \hat{T}^5 + 0,250 \cdot 10^{-5} \cdot \hat{T}^6, \quad \hat{T} = T/10^3 K \quad (18)$$

$$\nabla \bar{q}(\hat{T}) = 10,285 \ln \hat{T} + 29,913 - 75,882 \cdot \hat{T} + 63,105 \cdot \hat{T}^2 - 16,038 \cdot \hat{T}^3, \quad \hat{T} = T/10^4 K \quad (19)$$

$$\nabla \bar{q}(\hat{T}) = 2,110 \cdot \hat{T}^{-1} - 2,707 \cdot \hat{T} + 0,353 \cdot \hat{T}^2 - 7,394 \cdot 10^{-3} \hat{T}^3, \quad \hat{T} = T/10^3 K \quad (20)$$

Использование этих зависимостей для моделирования радиационных характеристик с учетом переноса излучения существенно ускоряет проведение численных экспериментов, обеспечивая достаточную точность (10–15)% определения тепловых и газодинамических характеристик. На рис. 2 и рис. 3 приведены расчеты с использованием зависимостей (18) и (19) в сравнении МПХ.

Рис. 2. Изменение температуры по радиусу канала ( $I = 200$  А,  $G = 2$  г/с,  $z = 0,1$  м): воздух – кривые 1 (МПХ) и 2 (с формулой (18)); аргон – кривые 3 (МПХ) и 4 (с формулой (19))



При рассмотрении радиационных процессов в задаче (1) – (2) авторами данного сообщения была использована зависимость (20). Решая систему (1) – (2) с водородной плазменной струей на входе, были получены радиальные распределения температуры по длине области переработки отходов,

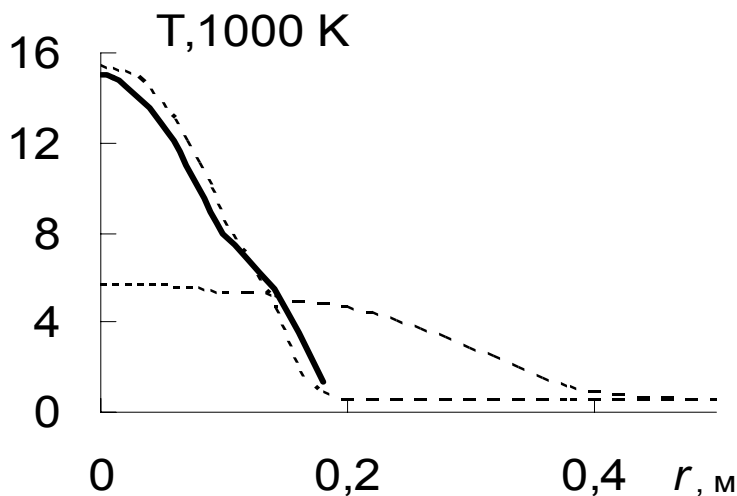


Рис. 3. Зависимость  $T(r)$  в области переработки отходов ( $R = 0,5$  м,  $G = 0,005$  кг/с): 1 – на входе ( $z = 0,01$  м); 2 –  $z = 0,2$  м; сплошная линия – расчет переноса излучения с использованием МПХ

показанные на рис. 3.

Для сравнения там же нанесены зависимости  $T(r)$ , рассчитанные с использованием метода частичных характеристик для учета переноса излучения в реальном спектре водорода. Время расчета варианта с формулой (20) – около 15 минут, а с МПХ – на два порядка больше. В обоих случаях получены почти одинаковые профили температуры.

Предложенная методика учета переноса излучения в реальных спектрах плазмообразующих газов может быть использована не только при мо-

делировании процессов утилизации вредных отходов. Расчеты дивергенций потоков излучения по формулам (18) – (20) можно проводить при рассмотрении радиационных процессов в области существования низкотемпературной плазмы ( $T < 20000$  К) для любых технологических процессов, где используется плазменный нагрев. В дальнейшем предполагается использовать этот подход при расчете авиационных двигателей.

### Обозначения

$c$  – удельная теплоемкость перерабатываемых отходов, Дж/кг·К;  $G$  – расход рабочего газа, кг/с;  $r$  и  $z$  – цилиндрические координаты, м;  $T$  – температура, К;  $\nabla \vec{q}$  – удельная мощность потока излучения, МВт/м<sup>3</sup>;  $\rho$  – плотность перерабатываемых отходов, кг/м<sup>3</sup>;  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности перерабатываемых отходов, Вт/м·К;  $\vec{\Omega}$  – направление, в котором распространяется излучение, стер;  $I_v^0$  – спектральная интенсивность излучения абсолютно черного тела, Вт/м<sup>2</sup>стер;  $I_v$  – спектральная интенсивность излучения плазмообразующего газа, Вт/м<sup>2</sup>стер;  $k_v'$  – коэффициент поглощения плазмообразующего газа, м<sup>-1</sup>;  $\vec{\nabla}$  – оператор Лапласа.

### Индексы

ef – эффективный; g – газообразный; z – по координате z;  $\Lambda$  – суммарный по всему спектру, w – стенка.

### Литература

1. Ермолаева Е. М., Моссэ А. Л., Панасенко Л. Н. и др. Численное моделирование нагрева вредных отходов при переработке их в шахтной печи // Материалы 2-го Международного симпозиума по теоретической и прикладной плазмохимии (ISTAPC – 95) / Иваново: ИГТУ, 1995. С.184-185.
2. Бронин С. Я., Брыкин М. В. О применимости некоторых спектральных моделей //ТВТ. 1977. Т.15, №1. С.137 – 142.
3. Онуфриев А. Т., Севастьяненко В. Г. Перенос лучистой энергии в спектральных линиях //ПМТФ. 1966. №2. С. 122 - 125.
4. Воронина И. С., Замураев В. П., Севастьяненко Расчет переноса энергии излучением в непрерывном спектре с учетом изменения коэффициента поглощения по частоте при наличии реабсорбции //ПМТФ. 1968. №1. С.98 – 102.
5. Гольдин В. Я., Четверушкин Б. Н. Методы решения одномерных задач радиационной газовой динамики //ЖВМ и МФ. 1972. Т. 12, №4. С.990 - 1000.
6. Овсянников В. М. Учет селективности поглощения излучения в гиперзвуковом потоке газа М.: Наука, 1983. 152 с.
7. Севастьяненко В. Г. Теплопередача излучением в реальном спектре: Автореф. дис. ...д.ф-м. н. Новосибирск. 1980. 20 с.
8. Панасенко, Л. Н. Влияние реабсорбции излучения на характеристики и термическое состояние электродуговой плазмы: Автореф. дис. ... к. ф-м. н. Минск. 1987. 20 с.
9. Панасенко, Л. Н. Определение характеристик электродуговой водородной плазмы // ИФЖ. 2004. Т. 77, № 4. С. 108-110.