УДК.662.6

ANALYSES, DEVELOPMENT AND VALIDATION OF SPECTRAL RADIATIVE MODELS 3-D MODELING OF NATURAL GAS COMBUSTION

P. Zasiadko, M. Priadko, Ia. Zasiadko
National University of Food Technologies

Key words:
Combustion
Black body
Irradiation
Absorption
Spectrum
Validation
Irradiative heat transfer

Article history:
Received 24.01.2015
Received in revised form 20.02.2015
Accepted 03.03.2015

Corresponding author:
Ia. Zasiadko
E-mail:
yaroslav@nuft.edu.ua

ABSTRACT

The paper deals with the 3-D modeling of natural gas combustion and, particularly, with the development of submodels which will allow to determine radiative characteristics of combustion gases. The analysis of radiative heat transfer has been performed, and a submodel for the determination of mean linear absorption coefficient is presented. This submodel takes into consideration a mean value of combustion gases absorptivity based upon calculation of the spectral fraction of black body irradiation. A CFX model of the methane combustion in the cylindrical burner has been developed. The model incorporates the mentioned above spectral absorptivity submodel. The results of the calculations, carried out within the 3-D CFX model, were compared with the available in the literature experimental results that had been obtained within the same working parameters and operative condition. The comparison shows a close conformity of the results which proves the validity of the proposed optical submodel for the determination of mean linear absorption coefficients of combustion gases and its applicability for the practical 3-D modeling of the combustion processes.

АНАЛІЗ, РОЗРОБКА І ВАЛІДАЦІЯ СПЕКТРАЛЬНИХ РАДІАЦІЙНИХ МОДЕЛЕЙ ПРИ 3-D МОДЕЛЮВАННІ ГОРІННЯ ПРИРОДНОГО ГАЗУ

П.Я. Засядько, М.О. Прядко, Я.І. Засядько
Національний університет харчових технологій

У статті розглянуто питання 3-D моделювання процесів спалювання природного газу, зокрема питання розробки підмоделей для визначення радіаційних характеристик продуктів спалювання. Виконано аналіз променевого теплоперенесення та запропоновано підмодель для визначення лінійних коефіцієнтів поглинання, що включає розрахунок частки випромінювання абсолютно чорного тіла на спектральних смугах випромінювання димових газів. Розроблено CFX модель спалювання метану в циліндричному пальнику. Зазначена модель включає підмодель спектрального випромінювання. Резуль-

тати розрахунків, виконані в рамках 3-D CFX моделі, порівняно з наявними у літературі даними, отриманими при аналогічних робочих і режимних параметрах процесу. Порівняння свідчить про близьку відповідність результатів, що підтверджує адекватність запропонованої оптичної підмоделі для визначення середнього лінійного коефіцієнта поглинання та визначає можливість застосування її при розробці 3-D моделей реальних процесів.

Ключові слова: *горіння, абсолютно чорне тіло, випромінювання, поглинання, спектр, валідація, радіаційний теплообмін.*

Постановка проблеми. При моделюванні складних взаємно регулюючих і залежних процесів, до яких належить процес горіння, валідація (підтвердження адекватності) моделі є складним завданням, оскільки безпосереднє визначення певного домінантного процесу і ступеня його впливу із складної сукупності діючих процесів є неможливим. Разом із широким застосуванням методів 3-D моделювання (особливо програмних пакетів FLUENT та CFX) для дослідження процесів горіння у промислових і експериментальних установках усе більшої актуальності набуває проблематика валідації розроблюваних моделей [1—8].

Аналітичний огляд літератури і теоретичні засади. Як відомо, рівняння перенесення променевої енергії (РППЕ) має вигляд [1, 3, 5]:

$$\frac{dI_\lambda}{ds} = -(K_{a\lambda} + K_{s\lambda})I_\lambda + K_{e\lambda}I_{b\lambda} + \frac{K_{s\lambda}}{4\pi}\int_0^{\infty}\int_0^{4\pi} \Phi(\vec{s}' - \vec{s}; \lambda' - \lambda) I'_\lambda(\vec{s}')\, d\Omega' \cdot d\lambda', \qquad (1)$$

де $I_\lambda; I_{b\lambda}$ — спектральна радіаційна інтенсивність газу й абсолютно чорного випромінювача, відповідно; $K_{a\lambda}; K_{e\lambda}; K_{s\lambda}$ — спектральний коефіцієнт поглинання, випромінювання та розсіяння середовища, відповідно, на довжині хвилі λ'.

Усі величини беруться при довжині хвилі λ і вони є постійними на певній смузі довжин хвиль $\lambda + d\lambda$; $\Phi(\vec{s}' - \vec{s}; \lambda' - \lambda) \cdot I'_\lambda \cdot d\Omega' \cdot d\lambda / 4\pi$ — враховує ймовірність того, що випромінювання відбувається у межах напрямку $\vec{s}' - \vec{s}$, на довжині хвилі λ' у діапазоні довжин хвиль $\lambda' - \lambda$, у межах тілесного кута $d\Omega'$; $-(K_{a\lambda} + K_{s\lambda})I_\lambda$ — визначає зниження інтенсивності випромінювання, що надходить до контрольного об'єму, внаслідок поглинання частини випромінювання в об'ємі та розсіянні частини енергії при проходженні променями відтинку шляху ds; $I'_\lambda = K_{e\lambda} I_{b\lambda}$ — відображає інтенсивність власного випромінювання контрольним об'ємом.

Очевидно, що інтегрування такого інтегро-диференціального рівняння не є можливим без певних припущень. Так, загальноприйнятним є припущення про локальну термодинамічну рівновагу випромінювально-поглинального середовища, у межах якого розглядається рівняння (1). У цьому випадку, згідно із законом Кірхгофа, для певної частоти випромінювання (довжини хвилі) коефіцієнти випромінювання та поглинання рівні між собою $K_{a\lambda} = K_{e\lambda}$. Що

стосується продуктів згоряння, то справедливим є припущення щодо можливості нехтуванням незначним розсіюванням падаючого випромінювання ($K_{s\lambda}=0$), тобто подвійним інтегралом у рівнянні (1) можна знехтувати, тоді рівняння (1) після інтегрування по всьому діапазоні довжин хвиль і за припущення, що $K_{a\lambda}$ та $K_{e\lambda}$ є постійними в усьому діапазоні довжин хвиль (K), набуде вигляду:

$$\frac{dI}{ds}=-KI+K(\sigma_0\frac{T^4}{\pi}),\ \text{або що теж саме}\ —\ \frac{dI}{ds}=-KI+KI_b, \tag{2}$$

де σ_0 — постійна Стефана-Больцмана; I_b — інтенсивність випромінювання абсолютно чорного випромінювача.

Рівняння (2) інтегрується у межах контрольного об'єму V та у межах певного тілесного кута $\Delta\Omega_i$ [1]:

$$\int_{\Delta\Omega_i}\int_{\Delta V}\frac{dI_i}{ds}dV\cdot d\Omega_i=\int_{\Delta\Omega_i}\int_{\Delta V}\left[-KI+K(\sigma T^4/\pi)\right]\cdot dV\cdot d\Omega_i. \tag{3}$$

Після застосування теореми Гауса-Остроградського отримаємо:

$$\int_{\Delta\Omega_i}\int_{\Delta A}I_i(\vec{s_i}\cdot\vec{n})\cdot dA\cdot d\Omega_i=\int_{\Delta\Omega_i}\int_{\Delta V}[-KI+K(I_b)]\cdot dV\cdot d\Omega_i, \tag{4}$$

де другий інтеграл у лівій частині рівняння передбачає інтегрування у межах поверхні ΔA виділеного диференційного кінцевого об'єму, до якого застосовується рівняння (1, 2). Загалом, рівняння (4) є основою для дискретизації рівняння радіаційного перенесення енергії.

Зважаючи на прийняті припущення, що суттєво спрощують задачу, формальне вирішення рівняння РППЕ інтегруванням на відрізку шляху променя $0-s$ набуде вигляду [6, 7]:

$$I_{0-S}=I_0exp(\int_0^s-K\cdot ds)+\int_0^{s'}KI_b\left[exp(-\int_{s'}^{s}K\cdot ds'')\right]\cdot ds', \tag{5}$$

де перший доданок визначає частку випромінювання, що з інтенсивністю I_0 надійшло при $s=0$ до контрольного об'єму та поглинулося на довжині шляху s, а другий — враховує частку власного випромінювання у межах контрольного об'єму довжиною $0-s'$ та поглинутого на подальшому відрізку у межах $s'-s$. Якщо припустити, що контрольний об'єм знаходиться у стані термодинамічної рівноваги, а розподіл оптичних параметрів поздовж $0-s$ є безградієнтним, то рівняння (5) набуде вигляду:

$$I_s=I_0e^{-K_s}+\frac{\sigma T^4}{\pi}(1-e^{-K_s}). \tag{6}$$

З іншого боку, рівняння (5) представлене у вигляді:

$$I_0-I_s=I_0(1-e^{-K_s})-\frac{\sigma T_g^4}{\pi}(1-e^{-K_s}), \tag{7}$$

може трактуватися як балансове співвідношення між часткою падаючого випромінювання, поглинутого у контрольному об'ємі на довжині s, і часткою власного випромінювання продуктів згоряння при температурі T_g, яка полишає контрольний об'єм. Таким чином встановлюється зв'язок між поверхневими та лінійними оптичними характеристиками, а саме:

$$\varepsilon_g \equiv \frac{\int_0^\infty I_{b\lambda}\varepsilon\cdot(T,p_i,p_t,\lambda,s)\cdot d\lambda}{\int_0^\infty I_{b\lambda}d\lambda} = \frac{\int_0^\infty I_{b\lambda}[1-exp(-K_s)]\cdot d\lambda}{\int_0^\infty I_{b\lambda}d\lambda}. \quad (8)$$

Величина поверхневого коефіцієнта поглинання ε_g визначається як співвідношення променевої енергії, випромінюваної контрольним об'ємом, до променевої енергії, що випромінюється абсолютно чорним тілом. Рівняння (8) записане у найбільш загальному вигляді, оскільки передбачає залежність ε від усіх параметрів середовища, які у той чи інший спосіб визначають характер взаємодії фотонів з молекулами газового середовища, а саме: температура газу, тиск газу (як загальний p_t, так і парціальний тиск компонентів суміші газів p_i), частоту випромінювання λ, а також довжину переміщення фотонів s у межах контрольного об'єму.

Слід зазначити, що визначення оптичних характеристик середовища при моделюванні складних процесів теплообміну, у яких радіаційний теплообмін має домінантний характер, є надзвичайно складним завданням [5—10], а дані та моделі, наведені у літературних джерелах, суттєво різняться. Враховуючи надзвичайно складний характер залежності взаємодії фотона з поглинаючим середовищем, навіть визначення осередненого значення коефіцієнта поглинання не є однозначним. Так, у [10] наведено та проаналізовано такі рекомендовані осереднені значення лінійних коефіцієнтів поглинання. Рівняння (9) характеризує середнє K_{Roos} за Руселендом (Rooseland), яке враховує профіль інтенсивності поглинання у межах спектральних смуг. Натомість середній лінійний

$$\frac{1}{K_{Roos}} = \frac{\int_0^\infty K_\lambda^{-1}\frac{dI_{b\lambda}}{dT}d\lambda}{\int_0^\infty \frac{I_{b\lambda}}{dT}d\lambda} \quad (9)$$

коефіцієнт поглинання за Планком (Planck) (10) співвідносить сумарну інтенсивність поглинання на всіх спектральних смугах з урахуванням залежності K_λ (λ) у межах смуг та інтенсивність випромінювання абсолютно чорного тіла:

$$K_{planck} = \frac{\pi\int_0^\infty K_\lambda\cdot I_{b\lambda}\cdot d\lambda}{6\cdot T^4}. \quad (10)$$

Середній коефіцієнт поглинання у сенсі Петча (Patch) [11] зіставляє частку поглинутої енергії з такою, що проходить крізь шар газу, та інтенсивність випромінювання, що проходить крізь шар газу:

$$K_{P_{at}} = \frac{\int_0^{\infty} K_\lambda \cdot I_{b\lambda} \cdot e^{-K_\lambda \cdot S} d\lambda}{\int_0^{\infty} I_{d\lambda} e^{-K_\lambda \cdot S} d\lambda}. \quad (11)$$

Метою дослідження є розробка підмоделі для визначення оптичних характеристик продуктів згоряння та інкорпорація її до розроблюваної 3-D моделі спалювання метану в циліндричному пальнику.

Матеріали і методи дослідження. При розробці радіаційних підмоделей для застосування у пакетах FLUENT або CFX оптичні характеристики модельованого середовища задаються або на основі «сірої» моделі поглинання та її модифікацій WSGG [11] (середньозваженої суми сірих газів), або на основі спрощених спектральних моделей поглинання [2, 9, 10]. Програмний пакет CFX передбачає можливість програмувати низку смуг поглинання-випромінювання з урахуванням змін меж окремих смуг із зміною температури. При цьому коефіцієнт поглинання, який може програмуватися як постійним, так і залежним від температури, задається однаковим для всіх смуг. Якщо ε_g птрактувати як частку енергії, що випромінюється абсолютно чорним тілом у діапазоні довжини хвиль $\lambda = 0...\infty$, та визначити енергію, що випромінюється диференціальним елементом газу в n-смугах, то отримаємо:

$$\varepsilon\sigma T^4 = \sum_{i=1}^{n} \int_{\Omega} \int_{\lambda=i-1}^{\lambda=i} (1 - exp(-K_{i\lambda} s)) \cdot I_{b\lambda} \cdot cos\theta \cdot d\Omega \cdot d\lambda .$$

Беручи до уваги, що у прийнятій моделі $K_{i\lambda} = \overline{K}_i$ є постійним у межах смуги та однаковим для усіх смуг, отримаємо:

$$\varepsilon\sigma T^4 = \pi(1 - exp(-\overline{K_i} s)) \cdot \sum_{i=1}^{n} \int_{\lambda=i-1}^{\lambda=i} I_{b\lambda} \cdot d\lambda . \quad (12)$$

Оскільки $\pi \frac{\sum_{i=1}^{n} \int_{\lambda=i-1}^{\lambda=i} I_{b\lambda} \cdot d\lambda}{\sigma T^4}$ є виразом для Планкової частки абсолютно чорного випромінювання $F(\lambda,T)$, отримаємо співвідношення для визначення коефіцієнта випромінювання (поглинання) у спектральних смугах:

$$\varepsilon(T) = (1 - exp(-\overline{K}_i s) \cdot F(\lambda,T) . \quad (13)$$

Таким чином, визначення $\overline{K}_i$ потребує попереднього розрахунку $\varepsilon\cdot(T)$ за наявними «сірими» моделями та спектральної частки потоку випромінювання на смугах довжин хвиль $F(\lambda,T)$, характерних для даного складу продуктів згоряння, їхніх мольних концентрацій, тиску й характерного лінійного розміру системи.

Як відомо [9, 12], величина спектрального потоку енергії абсолютно чорного тіла визначається на основі функції Планка:

$$E_{b\lambda}(T) d\lambda = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{d\lambda}{exp \cdot \left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) - 1}, \quad (14)$$

де h — постійна Планка, $6{,}62617 \cdot 10^{-34}$ Дж с; c — швидкість світла $-2{,}998 \cdot 10^{8}$ м/с; k — постійна Больцмана $1{,}38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К.

Застосовуючи методику, викладену у [9], для частки випромінювання абсолютно чорного тіла у спектральній смузі довжини хвиль $\lambda...\infty$ отримаємо:

$$F(\lambda,T)=\frac{15}{\pi^4}\int_{\frac{c_2}{\lambda T}}^{\infty}\frac{\zeta^3 e^{\zeta}d\zeta}{1-e^{-\zeta}}, \tag{15}$$

де $\zeta=\frac{c_2}{\lambda T};c_2=\frac{hc}{k}=14387{,}69\text{мкм}\cdot\text{K}$. Слід зазначити, що внаслідок заміни змінних межі інтегрування (15) $C_2/\lambda T$ відповідають спектральній смузі $0...\lambda$. Інтегрування (15) у квадратурах неможливе, але чисельне інтегрування може бути виконане у середовищі Mathcad. Натомість, отримати чисельні результати можна, представивши підінтегральний вираз рядом, почленно проінтегрувати його та подати у вигляді різниць для меж спектральних смуг $\lambda_1-\lambda_2$:

$$F(\lambda_1-\lambda_2,T)=\frac{15}{\pi^4}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{e^{\frac{-nc_2}{\lambda_2 T}}}{n}\left\{\left(\frac{c_2}{\lambda_2 T}\right)^3\left[1-e^{-n\frac{c_2}{T}\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda_1\lambda_2}\right)}\left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2}\right)^3\right]+\right.$$
$$\left.\left\{+\frac{3}{n}\left(\frac{c_2}{\lambda_1 T}\right)^2\left[1-e^{-n\frac{c_2}{T}\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda_1\lambda_2}\right)}\left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2}\right)^2\right]+\frac{6}{n^2}\left(\frac{c_2}{n^2}\right)\left[1-e^{-n\frac{c_2}{T}\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda_1\lambda_2}\right)}\cdot\left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2}\right)\right]\right\}\right. \tag{16}$$

Як показують розрахунки та зіставлення з результатами чисельного інтегрування (15), ряд (16) швидко сходиться при будь-яких λ, а при $T\succ 600K$ ряд сходиться вже при $n\succ 5$. При моделюванні процесів горіння метану в пальниках, які проводилися на кафедрі теплоенергетики та холодильної техніки Національного університету харчових технологій за допомогою пакетів FLUENT та CFX (Ліцензія № 1023420) значення коефіцієнтів $\varepsilon\cdot(T)$ розраховувалися за поліноміальними апроксимуючими співвідношеннями [6], які було отримано для сумішей триатомних газів продуктів згоряння CO_2 та H_2O за різних мольних концентрацій компонентів при варіації товщини поглинаючого шару й загального тиску шляхом інтегрування спектральних профілів поглинання газів HITEMP (База даних з високотемпературної молекулярної спектроскопії США) та HITRAN (База даних з високорезолюційної молекулярної абсорбції США).

Таблиця 1. **Смуги поглинання продуктів згоряння**

Смуга	CO_2			H_2O		
	λ, мкм	λ,мкм	Δλ, мкм	λ, мкм	λ, мкм	Δλ, мкм
1	2,4	3,0	0,6	1,02	1,21	0,19
2	4,0	4,8	0,8	1,32	1,42	0,10
3	12,5	16,5	4,0	1,70	2,00	0,30
4	-	-	-	2,20	3,00	0,80
5	-	-	-	4,80	8,50	3,70
6	-	-	-	12,0	30,0	18,0

Смуги випромінювання — поглинання CO_2 та H_2O визначалися на основі аналізу даних [7, 12, 14].

На рис. 1 наведено результати розрахунків спектрального потоку енергії випромінювання абсолютно чорного тіла при зміні його температури за співвідношенням для $E_{b\lambda}(\lambda)$ при $T = var$ (14) у діапазоні 1200…2400 К, тобто у межах температури, яка характерна для процесів горіння органічних палив.

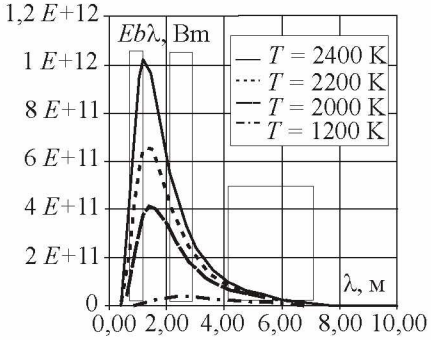


Рис. 1. Залежність спектрального потоку енергії випромінювання від довжини хвилі

Тут же нанесено три смуги випромінювання — поглинання (див. табл. 1). Як видно з рис.1, внесок смуги у межах 1,02…1,42 мкм у сумарний потік випромінювання буде суттєво змінюватися із зміною температури. Так, якщо при температурі випромінювача частка цієї смуги буде мізерною (на кривій T=1200 К), то при T=2000 К частка потоку енергії, перенесеної на цій же смузі довжин хвиль, буде значно більшою. Стосовно смуги довжини хвиль 4,0…8,5 мкм, яка є об'єднанням смуг CO_2 та H_2O, то очевидно, що частка її потоку випромінювання (поглинання) із зростанням температури падає. Така тенденція цілком відповідає законам випромінювання, зокрема закону зміщення Віна, який постулює зміщення максимумів випромінюваного потоку енергії у бік коротких хвиль.

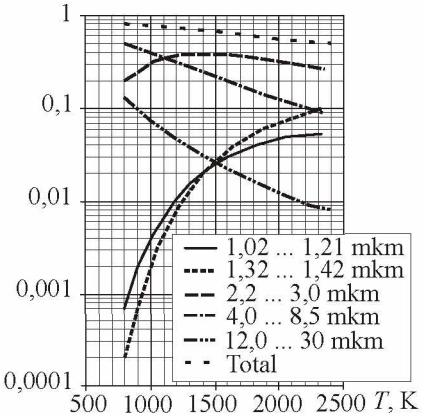


Рис. 2. Частка потоку випромінювання абсолютно чорного тіла на смугах довжин хвиль залежно від температури

Результати розрахунків за (15;16) для смуг, зазначених у табл. 1, наведено на рис. 2. Дані повністю підтверджують вищенаведені висновки. Так, можна відзначити різке зростання часток короткохвильових смуг. Наприклад, для найкоротших хвиль у смузі 1,02…1,21 мкм частка випроміненого потоку в діапазоні температур 800…2400 К зростає від величин порядку 0,0001 до помітних 0,1, а для найдовших хвиль у смузі 12,0…30,0 мкм спостерігається протилежна тенденція — їхня частка зменшується від 0,108 до 0,008. Очевидно, що в таких умовах вплив індивідуальних коефіцієнтів поглинання по смугах на формування загального потоку поглинутого випромінювання в об'ємі продуктів згоряння не враховується. У реальності ситуація є ще більш складною, оскільки відбувається не лише зміна індивідуальних коефіцієнтів поглинання по смугах, а й зміна протяжності смуг, яку на сьогоднішній день складно оцінити. Тому рівняння (13) і визначає ε — частку випромінювання абсолютно чорного тіла – як результат сумарного випромінювання по смугах з урахуванням поточної частки випромінювання у даній смузі від випромінювання абсолютно чорного тіла. На основі даних, представлених на рис. 1 та рис. 2, а також розрахунків ε за методикою [6] було визначено:

$$\overline{K}_i(T) = -\frac{1}{s}\mathrm{Ln}\left(1-\frac{s(T)}{F(\lambda T)}\right). \qquad (17)$$

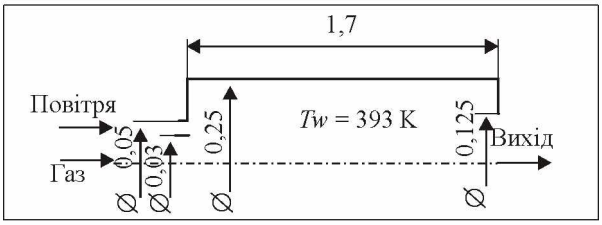
Валідація розробленої моделі та результатів 3-D CFD моделювання потребує наявності надійних експериментальних даних про поля швидкостей, концентрації, тиски температур тощо. Отримання таких даних в умовах, характерних для горіння органічних палив, є надзвичайно складним завданням, хоча б через різкоградієнтний характер самих полів, коли розміри зондів є співставними з масштабом турбулентних *T, K* пульсацій. Щодо вимірів локальних значень температури, то у [17—20] зазначається, що застосування термопар пов'язане із значними похибками через те, що корольок термопари є учасником складного теплообміну, включаючи також і перевипромінювання від королька до охолоджуваних стінок каналу, а отже, показує не температуру середовища, у яке є зануреним, а свою власну температуру. Вимірювання концентрацій компонентів за допомогою зондів-пробовідбірників обтяжується похибками внаслідок того, що при вимірах відсмоктуються нерівноважні компоненти, які реагують. Тобто на вході до вимірювального приладу концентрація компонентів може помітно відрізнятися від такої у місті відбору проби.

У працях [11, 15, 16,] наведено оригінальні дані з експериментального дослідження процесу горіння метану в простому циліндричному пальнику. У процесі досліджень було проведено вимірювання температури та концентрацій компонентів як по осі пальника, так і в радіальному напрямку у чотирьох перерізах. Особливу увагу автори досліджень приділяли точності вимірювань температури. Так, застосовувалися надтонкі (55 мкм) платино-платинородієві термопари з подвійним екрануванням та з відсмоктуванням продуктів згоряння. Такі термозонди дозволяють, з одного боку, суттєво знизити променевий потік від термопари, а з іншого — збільшити конвективний теплообмін між корольком термопари та локальним середовищем, наблизивши таким чином температуру

королька до місцевої температури. Опубліковані первісні дослідні дані застосовуються як еталонні для валідації 3-D моделей та розрахунків за ними.

3-D CFX модель спалювання метану. На рис. 3 (а, б) показані схематично розміри, компоновка й температурні граничні умови на зовнішній стінці розрахункового домена рис. 3 (а) та неструктуровану пірамідальну сітку з інфляцією (зменшенням) комірок розбиття у напрямку до стінок пальника та вхідних отворів, оскільки саме у цих зонах спостерігається зростання градієнтності полів.

(а)



(б)

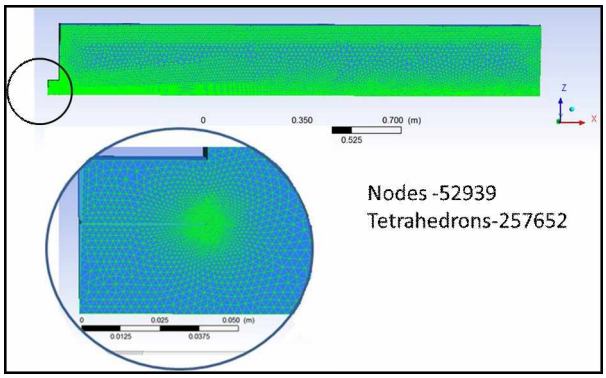


Рис. 3. (а) — схема і розміри пальника, (б) — розрахункова сітка 20^0 сектора пальника

Сітка генерувалася у програмному пакеті Workbench ANSYS 15 із застосуванням максимально можливих рекомендованих рівнів пристінної інфляції для забезпечення максимальної точності розрахунків [20]. Як видно з рис. 3 (б), було розроблено сітку на 20^0 секторі пальника, що є можливим, оскільки сам пальник є осесиметричним об'єктом, що, у свою чергу, дозволяє моделювати процес у секторі, задаючи граничні умови на бічних гранях як умови симетрії. Такий прийом надає можливість забезпечити найдрібніше розбиття у секторі для прийнятного часу розрахунку комп'ютера при наявній ємності ОЗУ та потужності процесора. Як видно з рис. 3 (б), згенерована сітка для сектора має 52939 вузлів при 257652 трикутних пірамідах, що при моделюванні всього циліндричного пальника дало б близько 1 мільйона вузлів та більше ніж 4,6 мільйона пірамідок. Моделювання проводилося у програмному середовищі CFX-15. Програмування пре-процесора виконувалося у повній відповідності з умовами проведення експериментів [11, 15, 16].

За умовами досліду витрати компонентів складали: палива — 0,01453 кг/с при температурі 313,15 К та повітря з масовою витратою — 0,1988 кг/с при

323,15 К. При розмірах вхідних отворів, як показано на рис. 3 (а), для газу діаметром 0,06 м та кільцевого отвору з шириною 0,02 м швидкості палива та окислювача складатимуть 7,23 м/с для газу та 36,29 для повітря. Паливний газ мав у своєму складі 90 % метану та 10 % нітрогену, а повітря складалося з 23 % кисню, 76 % нітрогену та 1 % водяної пари за масою. При таких витратних параметрах пальник мав теплову потужність 600КВт, а потік повітря мав значення Re=18000, тобто на вході потік був турбулентним із ступенем турбулентності 5 %. Кінетика горіння метану в умовах турбулентності моделювалася на основі врахування спільної дії механізмів хімічної кінетики та дисипації турбулентності (Finite Rate Chemistry and Eddy Dissipation). Реакцію горіння метану програмували у двоступеневому варіанті:

1. $CH_4 + 1{,}5\ O_2 = CO + 2H_2O$;
2. $2CO + O_2 = 2CO_2$.

Константи рівняння Арреніуса для цих реакцій було прийнято за рекомендаціями [11, 15, 16].

Таблиця 2. Константи Арреніуса і порядок реакцій

Ступ.	*E*, Дж/мол	*A* (с-1)	γ H_2O	γ CH_4	γ O_2	γ CO
1	2,03E8	2,8E12	—	–0,3	1,3	—
2	1,67E8	2691E12	—	—	0,25	1

Основною моделлю радіаційного переносу було прийнято модель P-1 при оптичних параметрах продуктів згоряння, визначених за (17).

Результати і обговорення. Отримані в результаті моделювання поля температури швидкості у пальнику наведені на рис. 4.

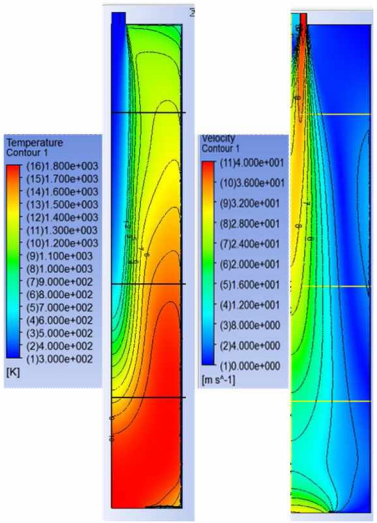


Рис. 4. Поля температури і швидкості у площині перерізу пальника з відповідними шкалами контурних смуг

Порівняння результатів моделювання та експериментальних даних наведено на рис. 5—9.

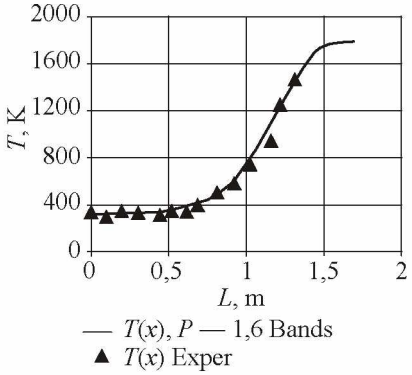


Рис. 5. Розподіл температури потоку по осі пальника

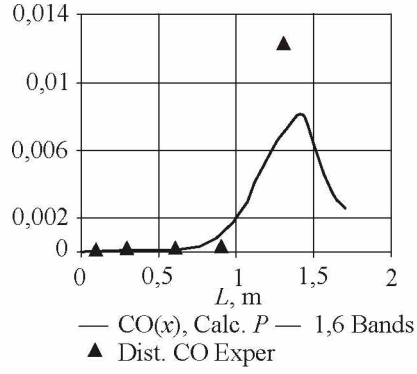


Рис. 6. Розподіл масової частки CO по осі потоку

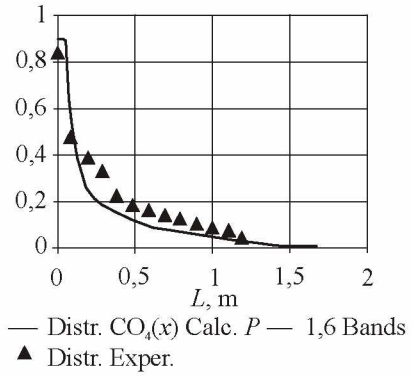


Рис. 7. Розподіл масової частки CH4 по осі потоку

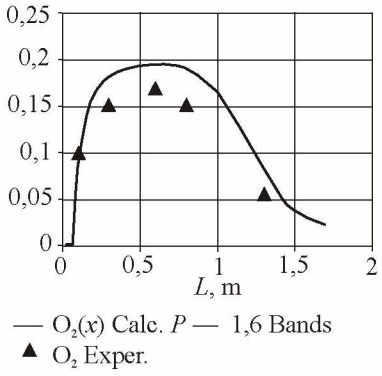


Рис. 8. Розподіл масової частки кисню по осі пальника

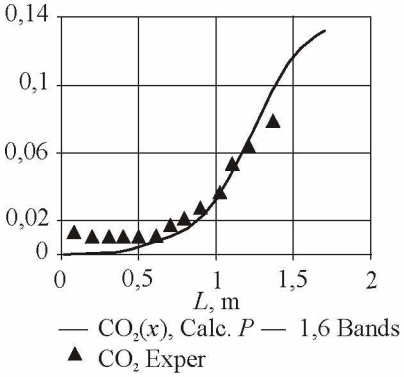


Рис. 9. Розподіл масової частки двоокису вуглецю по осі пальника

Результати розрахунків за моделлю було отримано у програмному пакеті CFX Postprocessor та безпосередньо імпортовано у програму EXCEL, а експериментальні точки отримано з [11, 15, 16] шляхом цифрування графічних даних і також імпортовано у програму EXCEL.

Очевидною є (рис. 5—9) близька відповідність результатів моделювання процесу горіння метану у лабораторному дослідному пальнику експериментальним даним вимірів розподілу температури та концентрації компонентів як палива та окислювача, тобто реагентів, так і продуктів згоряння, що свідчить про відповідність моделей кінетики процесу горіння, моделей турбулентного перенесення імпульсу та розробленої авторами моделі оптичних параметрів продуктів згоряння.

Висновки

Розроблено модель визначення оптичних характеристик продуктів згоряння органічних палив на основі урахування випромінювання у межах смуг власного випромінювання триатомних газів як частки від випромінювання абсолютно чорного тіла та коефіцієнтів поглинання у рамках моделей «сірого» випромінювання (13, 17).

Розроблено 3-D модель горіння метану у циліндричному пальнику, яка відповідає умовам експериментального дослідження й отримання еталонних даних з розподілу основних режимних параметрів компонентів горіння та продуктів згоряння у пальнику. Проведено зіставлення результатів розрахунку полів температури та концентрацій компонентів потоку із даними локальних вимірів відповідних параметрів у пальнику.

Близька відповідність модельних та експериментальних даних дозволяє стверджувати, що розроблена модель є адекватною реальному процесу, а підмодель визначення оптичних параметрів продуктів згоряння може бути використана при комп'ютерному моделюванні процесів спалювання органічних палив CFX і FLUENT у частині моделювання променевого теплопереносу.

Література

1. *Carvalho M.G., Farias T.L.* Modeling of heat transfer in radiating and combusting systems /M. G.Carvalho, T. L. Farias/ Trans. I.Chem Eng. — 1998. — Vol 76, Part A. — P. 175—185.

2. *ANSYS CFX-Solver* Theory Guide [Electronic resource]. — Release 14.5. — 2012, October. — 372 p. — Access: http://www.ansys.com

3. *Viskanta R., Menguc M.P.* Radiation heat Transfer in Combustion Systems / R. Viskanta, M.P. Menguc // Progr. Energy. Combust. Science. — 1987. — Vol. 13. — P. 97—160.

4. *Lallemant N., Sayret A., Weber R.* Evaluation of emissivity correlations for H20-C02-N2/AIR mixtures and coupling with solution methods of the radiative transfer equation /N. Lallemant, A. Sayret, R. Weber // Prog. Energy Combust. Sci'. — 1996. — Vol. 22. — P. 543—574.

5. *Rey Guillem* Colomer Numerical methods for radiative heat transfer: Doctoral Thesis/Guillem Colomer Rey; Centre Tecnol'ogic de Transfer'encia de Calor Departament de M'aquines i Motors T'ermics Universitat Polit'ecnica de Catalunya. — Catalunya, 2006. — 164 p.

6. *Maximov Alexander* Theoretical analysis and numerical simulation of spectral radiative properties of combustion gases in oxy/air-fired combustion systems: Thesis for the degree of Doctor of Science /A. Maximov; Lappeenranta University of Technology, Lappeenranta, Finland. — Lappeenranta, 2012. — 127 p.

7. *Исаченко В.П., Осипова В.А., Сукомел А.С.* Теплопередача / В.П. Исаченко, В.А. Осипова, А.С. Сукомел. — Москва: «Энергия», 1975. — 486 с.

8. *Ziemniczak Aline, Brittes Rogério, Cassol Fabiano,* França Francis Henrique Ramos Evaluation of the number of the grey gases in the WSGG model: 22nd International Congress of Mechanical Engineering (COBEM 2013) 2013, November 337, Ribeirão Preto, SP, Brazil / Ribeirão Preto, 2013. — P. 3337—3344.

9. *Lawson Duncan* The Blackbody Fraction / D. Lawson // Infinite Series and Spreadsheets*I Int. J. Engng Ed. — 2004. — Vol. 20, #. 6. — P. 984—990.

10. *Bogatyreva N., Bartlova M.* and Aubrecht V. Mean absorption coefficients of air plasmas: 11th European Conference on High-Technology Plasma Processes (HTPP 11) IOP 2011 // Publishing Journal of Physics: Conference Series, 2011.— # 275 (2011). — P. 1—10.

11. *Centeno Felipe Roman,* França Francis Henrique Ramos, Cassol Fabiano, Da Silva Cristiano Vitorino Evaluation of new WSGG model correlations on radiative source term in 2D axisymmetric turbulent diffusion flame: 14th Brazilian Congress of Thermal Sciences and Engineering 2012, November 18—22, Rio de Janeiro, Brazil [Electronic resource] — Access: http://www.abcm.org.br/pt/wp-content/anais/encit/2012/links/pdf/ENCIT2012-064.pdf.

12. *Зигель Р., Хаусл Дж.* Теплообмен излучением / Р. Зигель, Дж Хаусл. — М.: «Мир», 1975. — 934 с.

13. *Wakatsuki Kaori* High temperature radiation absorption and an evaluation of its influence on pool fire modeling: Dissertation for the degree of Doctor of Philosophy [Electronic resource] / Kaori Wakatsuki; Faculty of the Graduate School of the University of Maryland in partial fulfillment of the requirements. — Maryland, 2005. — 159 p. — Access: http://drum.lib.umd.edu/bitstream/1903/2366/1/umi-umd-2225.pdf.

14. *Da Silva C.V., Vielmo H.A., França F.H.R.* Numerical simulation of the combustion of methane and air in a cylindrical chamber / C.V. da Silva, H.A. Vielmo, F.H.R. França // Engenharia Térmica (Thermal Engineering). — July 2006. — Vol. 5, # 01. — P.12—21.

15. *Da Silva C.V., Vielmo H.A., França F.H.R.* Validation of a numerical simulation of the combustion of natural gas in a cylindrical chamber: 18th International Congress of Mechanical Engineering 2005, November 6—11, Ouro Preto, MG / [Electronic resource]. — Access: http://www.abcm.org.br/pt/wp-content/anais/cobem/2005/PDF/COBEM2005-0116.pdf.

16. *Kim S.Ch., Hamins A.* On the temperature measurement bias and time response of an aspirated thermocouple in fire environment / S. Ch. Kim, A. Hamins // Journal of Fire Sciences. — 2008. — # 26. — P. 509—529.

17. *Struk P., Dietrich D., Valentine R., Feier I.* Comparisons of Gas-Phase Temperature Measurements in a Flame Using Thin-Filament Pyrometry and Thermocouples // NASA/TM. — 2003-212096, February 2003.

18. *Z'Graggen A., Friess H., Steinfeld A.* Gas temperature measurement in thermal radiating environments using a suction thermocouple apparatus / A. Z'Graggen, H. Friess, A. Steinfeld // Meas. Sci. Technol. — 2007. — # 18. — P. 3329—3334.

19. *Blevins L.G., Pitts W.M.* Modeling of bare and aspirated thermocouples in compartment fires / L. G. Blevins, W. M. Pitts // Fire safety Journal. — 1999. — # 33. — P. 239—359.

20. *ANSYS* Modeling and Meshing Guide. [Electronic resource]. — release 14.5. — 2012 October. — Access: http://www.ansys.com, http://mostreal.sk/html/guide_55/g-mod/GMODToc.htm.

АНАЛИЗ, РАЗРАБОТКА И ВАЛИДАЦИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ РАДИАЦИОННЫХ МОДЕЛЕЙ ПРИ 3-D МОДЕЛИРОВАНИИ ГОРЕНИЯ ПРИРОДНОГО ГАЗА

П.Я. Засядько, М.О. Прядко, Я.И. Засядько
Национальний университет пищевых технологий

В статье рассмотрен вопрос 3-D моделирования процессов сжигания природного газа, в частности вопрос разработки подмоделей для определения радиационных характеристик продуктов сгорания. Выполнен анализ лучевого теплопереноса и предложена подмодель для определения линейных коэффициентов поглощения, включая расчет доли излучения абсолютно черного тела на спектральных полосах излучения дымовых газов. Разработана CFX модель

сжигания метана в цилиндрической горелке. Данная модель включает подмодель спектрального излучения. Результаты расчетов, выполненные в рамках 3-D CFX модели, сравнены с имеющимися в литературе данными, полученными при аналогичных рабочих и режимных параметрах процесса. Сравнение свидетельствует о близком соответствии результатов, подтверждает адекватность предложенной оптической подмодели для определения среднего линейного коэффициента поглощения и определяет возможность применения ее при разработке 3-D моделей реальных процессов.

Ключевые слова: *горение, абсолютно черное тело, излучение, поглощение, спектр, валидация, радиационный теплообмен.*