

MATEMATICKÝ MODEL REGENERÁTORU

PETR SCHILL

Státní výzkumný ústav sklářský, Škroupova 957, 501 92 Hradec Králové

Došlo 1. 6. 1987

Jsou formulovány bilanční rovnice tepelných procesů v regenerátoru, včetně stěn, horní a dolní nadstavby. Pro jejich numerické řešení je použita diferenční blokově implicitní metoda. Při výstavbě modelu je uvažována teplotní závislost všech materiálových veličin. Zvláštní pozornost je věnována výpočtu lokálních koeficientů přestupu tepla pro různé typy mřížoví. Model simuluje časový vývoj teplot mřížoví, stěn a proudících spalin a vzduchu v průběhu reverzačních period. Obsahuje rovněž kvazistacionární bilanční zhodnocení celkové činnosti regenerátoru a jeho účinnosti.

Model je zpracován v kompletní sestavě ve formě programů pro střediskový počítač a umožňuje provádět parametrické studie velmi obecných typů.

Ú V O D

Při návrzích nových, nebo úpravách stávajících regenerátorů pro sklářské pece se ukazuje, že již nelze vystačit pouze s odhady prováděnými na základě provozních zkušeností a výpočty přibližných bilancí. Změny v koncepci regenerátorů i v typech a materiálech mřížoví jsou často tak zásadní, že je pro konstrukci nutné volit exaktnější přístup. Nejčastěji se používají různé matematické modely, které se liší jak počtem zpracovávaných veličin, tak i úrovní aproximací fyzikálních jevů.

Jedna skupina matematických modelů se zabývá pouze výpočtem teplot (středních, nebo časového průběhu) vzduchu a spalin na výstupních koncích regenerátorů. Podrobný postup tohoto typu je uveden např. v práci Hausena [1] a přehled různých přístupů k vyjádření středního koeficientu přestupu tepla podává např. Monks [2], nebo Delrieux [3]. Tento způsob má výhodu v možnosti rychlého porovnávání regenerátorů, ovšem na úkor přesnosti, která je nízká v důsledku ignorace změn vlastností mřížoví, koeficientů přestupu tepla a proudících plynů po délce (po výšce) regenerátoru.

Druhá skupina matematických modelů se snaží řešit regenerátor po celé jeho výšce při použití různých stupňů aproximace. Modely jsou vždy jednorozměrné a evoluční, přičemž nejjednodušší vyjádření je dáno Nusseltovými [4] parciálními diferenčními rovnicemi, které při použití níže uvedeného jednotného značení mají tvar

$$SL\gamma Q_m c_m \frac{\partial T_m}{\partial t} = SL\psi\alpha(T_g - T_m), \quad (1)$$

$$SL\varphi Q_g c_g \frac{\partial T_g}{\partial t} + WLc_g \frac{\partial T_g}{\partial x} = SL\psi\alpha(T_m - T_g). \quad (2)$$

Rovnice (1) a (2) lze analyticky řešit několika způsoby, ale pouze v případě uzavřenosti, tj. s cyklickými okrajovými podmínkami, a navíc je nutná lineárnost celého modelu [5]. V praxi je však téměř vždy nutno uvažovat několik typů nelinearit (nekonstantní přestupy tepla, změny vlastností po délce regenerátoru apod.), což vede k použití numerických iteračních metod.

Diskrétní (numerické) modely regenerátorů jsou tedy nejrozšířenější, avšak jejich úroveň je značně rozdílná. Jejich nejslabším článkem je vyjádření koeficientu přestupu

pu tepla mezi mřížovými a procházejícími plyny. První, v praxi použitelné modely, začal sestavovat Kulakowski [6, 7], který rozdělil přestup tepla na zářivou a konvekční složku, avšak k jejich konkrétnímu vyjádření použil střední teploty z celé reverzační púlperiody. Pro vlastní numerické řešení převzal principy metody Willmotta [8]. Navíc však uvažoval vliv chemického složení procházejících plynů. Podrobně a velice korektně rozpracovaný model sestavený na základě elementárních energetických bilancí uvádí Abbott [9], ukazuje se však, že jím použitá Crank—Nicholsonova metoda řešení není vždy stabilní. Ani tento model není zcela kompletní, protože neobsahuje explicitní výpočet ztrát stěnami a uvažuje pouze konstantní materiálové vlastnosti, přičemž neuvádí žádné údaje o stanovení koeficientu přestupu tepla v mřížoví. Velmi jednoduchý a zestručněný model prezentuje Schmalenbach [10, 11], který pro stanovení konvektivního koeficientu přestupu tepla používá kritériální rovnice

$$Nu = A_m + B_m Re, \quad (3)$$

pro kterou uvádí empirické konstanty A_m , B_m určené převážně na základě práce Yazicizadeovy [15]. Nezmiňuje se však o stanovení zářivého koeficientu přestupu tepla. Řada dalších prací např. [12, 13, 14] se zabývají pouze využitím matematických modelů pro různé účely, avšak jejich popis je natolik stručný (často pouze v odkazech), že nelze ani odhadnout stupeň aproximace a tedy ani přesnost.

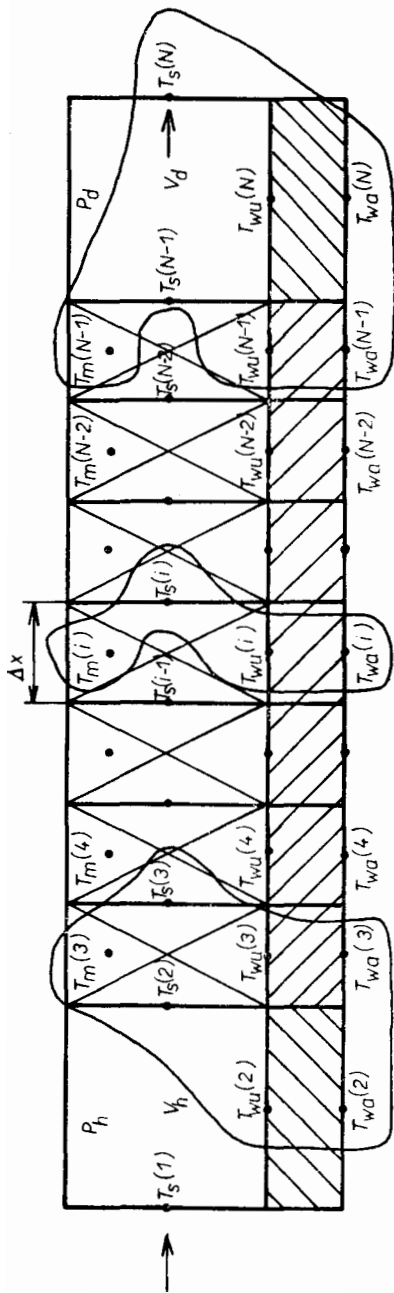
Velká pozornost je věnována stanovení koeficientu přestupu tepla mezi mřížovými různými typů a procházejícími plyny. O důležitosti tohoto faktoru svědčí skutečnost, že mnoho prací se stále zabývá výhradně tímto problémem.

Základem jsou zevrubná měření konvektivního koeficientu přestupu tepla, která provedl Yazicizade [15] pro 7 druhů mřížoví. Výsledky vyjádřil graficky ve formě kritériální závislosti $Nu = f(Re)$, která se stala východiskem i pro lineární vztah (3). Zářivý koeficient přestupu tepla se pro různá složení spalin nejčastěji stanovuje na principu střední délky paprsku v kanálcích mřížoví, jak uvádí např. Kulakowski [16]. Další práce [10, 14, 17] a zejména [18] se zabývají zpřesňováním empirických závislostí pro stanovení konvektivního koeficientu přestupu tepla v různých typech mřížoví.

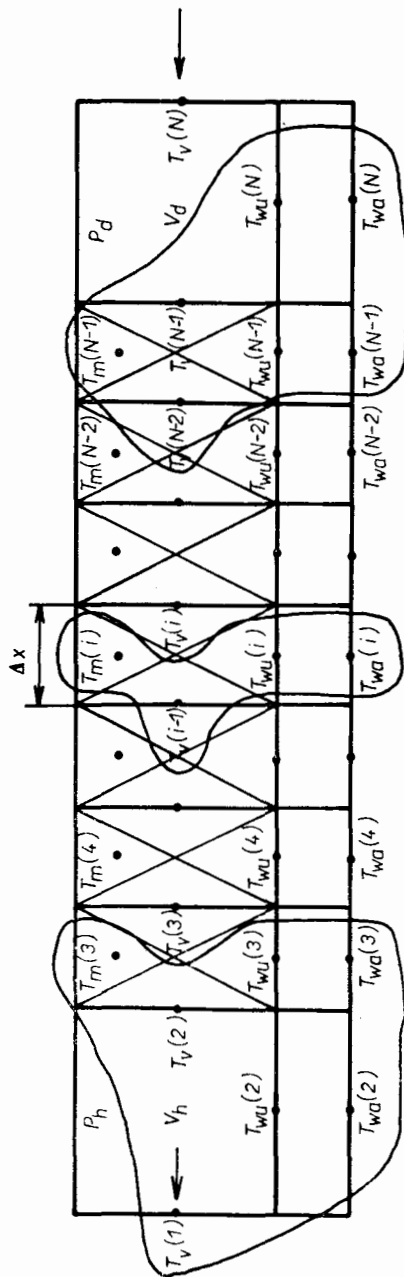
Cílem předloženého příspěvku je vytvoření kompletního a co nejpřesnějšího evolučního matematického modelu regenerátoru, který simuluje nejen časový vývoj rozložení teplot plynů, mřížoví, vnitřního a vnějšího povrchu stěn po výšce regenerátoru během ohřívací a ochlazovací púlperiody, ale zahrnuje navíc i horní a dolní nadstavbu, tzn. prostor mezi pecním odtahem a horním povrchem mřížoví a prostor mezi ústím kouřových kanálů a dolním povrchem mřížoví. Pokud je autorovi známo, modelové řešení nadstaveb se dosud neobjevilo v žádné dostupné publikaci. Model je sestaven na základě detailních energetických bilancí v elementárních objemech (rozšířením principů Abbotta [9]) a navíc v obou nadstavbách. Přitom je zabudována možnost obecného zadání typu mřížoví, stavby stěn a složení spalin a přihlíží se k lokálním koeficientům přestupu tepla a ke změnám fyzikálních vlastností materiálů a plynů v průběhu každé reverzační periody. Pro numerické řešení je aplikována diferenční vázaná blokově-implicitní metoda.

MODELOVÉ ROVNICE REGENERÁTORU

Uvažujeme, že plocha S průřezu mřížoví a obvod G zdiva stěn jsou po celé výšce L mřížoví konstantní. Souřadná osa x je orientována směrem dolů po výšce regenerátoru (ve směru proudění spalin) a v tomto smyslu je zavedeno indexování všech teplot.



Obr. 1. Schematické znázornění regenerátoru pro ohřívací periodu s vyznačeným blokem aktivovaných teplot implicitní metody ve vnitřním elementárním objemu a v horní a dolní nadstavbě.



● Obr. 2. Schematické znázornění regenerátoru pro ochlazovací periodu s implicitními bloky jako na obr. 1.

Vnitřní elementární objem $S \Delta x$ (obr. 1.) obsahuje teplotu mřížoví T_m , spalin T_s (nebo vzduchu T_v), vnitřního a vnějšího povrchu stěn T_{wu} , T_{wa} a přitom vlastní objem materiálu mřížoví je $\chi S \Delta x$, plynu $\varphi S \Delta x$, stěny $G \Delta x D_w$ a teplosměnná plocha mřížoví je $\psi S \Delta x$.

Odvození bilančních rovnic je názorné provést pro ohřívací púlperiodu, tj. pro případ, kdy regenerátorem proudí spaliny. Při elementární energetické bilanci uvažujeme přenos tepla prouděním plynu a kondukcí v materiálu mřížoví ve směru x , přestup tepla plyn — mřížoví a plyn — vnitřní povrch stěny, prostup tepla stěnou, přestup do okolního vzduchu a akumulaci tepla. Protože elementární objem obsahuje 4 teploty, je nutno sestavit 4 bilanční rovnice:

a) *Spaliny o objemu $\varphi S \Delta x$*

$$\begin{aligned} \varphi S \Delta x \rho_s c_s \cdot \frac{\partial T_s(x, t)}{\partial t} &= W_s c_s T_s(x, t) - W_s c_s T_s(x + \Delta x, t) - \\ &\quad \text{akumulace} \qquad \qquad \text{přivedeno} \qquad \qquad \text{odvedeno} \\ &\qquad \qquad \qquad \qquad \text{spalinami} \qquad \qquad \text{spalinami} \\ - \varphi S \Delta x \alpha_{sm} [T_s(x, t) - T_m(x, t)] &- G \Delta x \alpha_{sw} [T_s(x, t) - T_{wu}(x, t)]. \end{aligned} \quad (4)$$

odvedeno do mřížoví odvedeno do stěny

b) *Mřížoví o objemu $\chi S \Delta x$*

$$\begin{aligned} \chi S \Delta x \rho_m c_m \frac{\partial T_m(x, t)}{\partial t} &= \varphi S \Delta x \alpha_{sm} [T_s(x, t) - T_m(x, t)] + \\ &\quad \text{akumulace} \qquad \qquad \qquad \text{přivedeno ze spalin} \\ + \frac{(1 - \varphi) S \lambda_m}{\Delta x} [T_m(x + \Delta x, t) - 2T_m(x, t) + T_m(x - \Delta x, t)]. \end{aligned} \quad (5)$$

přenos kondukcí

c) *Vnitřní povrch stěny o ploše $G \Delta x$*

$$\begin{aligned} \frac{G \Delta x D_w \rho_w c_w}{2} \frac{\partial T_{wu}(x, t)}{\partial t} &= G \Delta x \cdot \alpha_{sw} [T_s(x, t) - T_{wu}(x, t)] - \\ &\quad \text{akumulace} \qquad \qquad \qquad \text{přivedeno ze spalin} \\ - \frac{G \Delta x}{R_w} [T_{wu}(x, t) - T_{wa}(x, t)]. \end{aligned} \quad (6)$$

odvedeno kondukcí

d) *Vnější povrch stěny o ploše $G \Delta x$*

$$\begin{aligned} \frac{G \Delta x D_w \rho_w c_w}{2} \frac{\partial T_{wa}(x, t)}{\partial t} &= \frac{G \Delta x}{R_w} [T_{wu}(x, t) - T_{wa}(x, t)] - \\ &\quad \text{akumulace} \qquad \qquad \qquad \text{přivedeno kondukcí} \\ - G \Delta x \alpha_{wa} [T_{wa}(x, t) - T_a]. \end{aligned} \quad (7)$$

odvedeno do okolí

Přitom hmotnostní tok spalin W_s [kg/s] zůstává konstantní v celém regenerátoru a veličiny ρ_s , c_s , α_{sm} , α_{sw} , ρ_m , c_m , λ_m , R_w , α_{wa} jsou vyjádřeny příslušnými teplotními materiálovými funkcemi. Hodnoty stěny ρ_w , c_w jsou vzhledem k zanedbatelnému významu odchylek zahrnuty v součinu $GLD_w \rho_w c_w$ (tepelná kapacita stěny rozm.

J/K), který se zadává v rámci konstantních vstupních dat. Pro diskretizaci těchto rovnic se v elementárním objemu $S \Delta x_1$ uvažují teploty $T_s(i-1)$, $T_s(i)$, $T_m(i)$, $T_{wu}(i)$, $T_{wa}(i)$, čímž rovnice (4)–(7) přejdou na diferenční tvary

$$\frac{1}{\Delta t} \left[\frac{T_s(i-1, n) + T_s(i, n)}{2} - \frac{T_s(i-1, n-1) + T_s(i, n-1)}{2} \right] =$$

$$= b_1 [T_s(i-1) - T_s(i)] + b_2 \left[T_m(i) - \frac{T_s(i-1) + T_s(i)}{2} \right] +$$

$$+ b_3 \left[T_{wu}(i) - \frac{T_s(i-1) + T_s(i)}{2} \right], \quad (4a)$$

$$\frac{T_m(i, n) - T_m(i, n-1)}{\Delta t} = b_4 \left[\frac{T_s(i-1) + T_s(i)}{2} - T_m(i) \right] +$$

$$+ b_5 [T_m(i-1) - 2T_m(i) + T_m(i+1)], \quad (5a)$$

$$\frac{T_{wu}(i, n) - T_{wu}(i, n-1)}{\Delta t} = b_6 \left[\frac{T_s(i-1) + T_s(i)}{2} - T_{wu}(i) \right] +$$

$$+ b_7 [T_{wa}(i) - T_{wu}(i)], \quad (6a)$$

$$\frac{T_{wa}(i, n) - T_{wa}(i, n-1)}{\Delta t} = b_7 [T_{wu}(i) - T_{wa}(i)] + b_8 [T_a - T_{wa}(i)], \quad (7a)$$

kde je pro koeficienty $b_1 - b_8$ zavedeno označení

$$b_1 = \frac{W_s}{\varphi S \rho_s \Delta x} = \frac{v_s}{\Delta x}, \quad b_5 = \frac{(1 - \varphi) \lambda_m}{\chi \rho_m c_m \Delta x^2},$$

$$b_2 = \frac{\psi \alpha_{sm}}{\varphi \rho_s c_s}, \quad b_6 = \frac{2 \alpha_{sw}}{D_w \rho_w c_w}, \quad (8)$$

$$b_3 = \frac{G \alpha_{sw}}{\varphi S \rho_s c_s}, \quad b_7 = \frac{2}{R_w D_w \rho_w c_w},$$

$$b_4 = \frac{\psi \alpha_{sm}}{\chi \rho_m c_m}, \quad b_8 = \frac{2 \alpha_{wa}}{D_w \rho_w c_w}.$$

Pro řešení těchto diferenčních rovnic (4a–7a) je možno použít několik způsobů. Vzhledem ke stabilitě a konvergenci při velkých časových krocích jsou nejvhodnější implicitní metody. Po provedení několika numerických experimentů bylo vybráno jako nejvhodnější svázané blokově-implicitní schéma, při kterém se v i -tém elementárním objemu v nové časové hladině n obnovují teploty $T_s(i)$, $T_m(i)$, $T_{wu}(i)$, $T_{wa}(i)$, ale teplota $T_s(i-1)$ (která spadá současně do dvou elementárních objemů $i-1$ a i) se použije jako známá hodnota z výpočtu n -té časové hladiny předešlého elementárního objemu $i-1$. Toto schéma se ukázalo jako velmi stabilní i pro extrémně velké časové kroky Δt a přitom poměrně rychle konvergující. Při zkouškách Crank–Nicholsonova schématu, které používá Abbott [9], se při určitých velikostech časového a diferenčního kroku projevovala nestabilita iteračního řešení ve formě zvětšujících se oscilací počítaných teplot.

V každém elementárním objemu i se tedy řeší soustava 4 rovnic

$$\begin{pmatrix} A_{11} & A_{12} & A_{13} & 0 \\ A_{21} & A_{22} & 0 & 0 \\ A_{31} & 0 & A_{33} & A_{34} \\ 0 & 0 & A_{43} & A_{44} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} T_s(i, n) \\ T_m(i, n) \\ T_{wu}(i, n) \\ T_{wa}(i, n) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_{15} \\ A_{25} \\ A_{35} \\ A_{45} \end{pmatrix}, \quad (9)$$

ze které pro neznámé teploty plynou vztahy

$$\begin{aligned} T_s(i, n) &= (a_3 a_2 - a_4 A_{13}) / a_5, \\ T_{wu}(i, n) &= (a_1 a_4 - a_3 A_{31}) / a_5, \\ T_m(i, n) &= (A_{25} - T_s(i, n) A_{21}) / A_{22}, \\ T_{wa}(i, n) &= (A_{45} - T_{wu}(i, n) A_{43}) / A_{44}. \end{aligned} \quad (10)$$

při následujícím označení koeficientů

$$\begin{aligned} a_1 &= A_{11} - A_{12} A_{21} / A_{22}, \\ a_2 &= A_{33} - A_{34} A_{43} / A_{44}, \\ a_3 &= A_{15} - A_{12} A_{25} / A_{22}, \\ a_4 &= A_{35} - A_{34} A_{45} / A_{44}, \\ a_5 &= a_1 a_2 - A_{31} A_{13}, \end{aligned} \quad (11)$$

$$A_{11} = -\frac{1}{\Delta t} - 2b_1 - b_2 - b_3; \quad A_{12} = 2b_2; \quad A_{13} = 2b_3,$$

$$A_{15} = \frac{1}{\Delta t} [T_s(i-1, n) - T_s(i-1, n-1) - T_s(i, n-1)] + \\ + T_s(i-1, n) (b_2 + b_3 - 2b_1),$$

$$A_{21} = b_4 / 2; \quad A_{22} = -\frac{1}{\Delta t} - b_4,$$

$$A_{25} = T_m(i, n-1) \left[2b_5 - \frac{1}{\Delta t} \right] - b_5 [T_m(i-1, n-1) + T_m(i+1, n-1)] - \\ - \frac{b_4}{2} T_s(i-1, n),$$

$$A_{31} = b_6 / 2; \quad A_{33} = -\frac{1}{\Delta t} - b_6 - b_7; \quad A_{34} = b_7,$$

$$A_{35} = -\frac{1}{\Delta t} T_{wu}(i, n-1) - \frac{b_6}{2} T_s(i-1, n),$$

$$A_{43} = b_7; \quad A_{44} = -\frac{1}{\Delta t} - b_7 - b_8,$$

$$A_{45} = -\frac{1}{\Delta t} T_{wa}(i, n-1) - b_8 T_a.$$

Pro ochlazovací půlperiodu, tj. pro případ, kdy regenerátorem proudí vzduch, se sestaví bilanční rovnice analogicky jako pro ohřívací půlperiodu. Při diferenciaci a v blokově implicitním schématu se postupuje ve směru proudění vzduchu (proti

směru osy x), přičemž indexace teplot se zachovává stejná jako pro ohřívací půlperiodu (z důvodů přímého přenosu hodnot při reverzací). V i -tém elementárním objemu se v n -té časové hladině tedy obnovují teploty $T_v(i-1)$, $T_m(i)$, $T_{wu}(i)$, $T_{wa}(i)$, ale teplota $T_v(i)$, která je společná pro elementární objem i a $i+1$, se použije jako známá hodnota z výpočtu n -té časové hladiny z předešlého elementárního objemu $i+1$ (obr. 2). Podrobný rozpis bilančních a diferenčních rovnic a jejich blokové implicitní řešení je uvedeno v Dodatku L.

POČÁTEČNÍ A HRANIČNÍ PODMÍNKY

Počáteční podmínky se v simulaci činnosti regenerátoru realizují periodickou formou. Při každé reverzací se do nové půlperiody přenášejí všechny teploty mřížoví a stěn přímo a teploty spalin a vzduchu se přebírají navzájem mezi sebou, tj.

$$T_s(i, 0) = T_v(i, t_r); \quad T_v(i, 0) = T_s(i, t_r), \tag{12}$$

přičemž výpočet v každé půlperiodě probíhá v čase $t \in \langle 0, t_r \rangle$. Po dokončení celé periody, tj. vždy v časech $2t_r, 4t_r, \dots$ se určí kvazistacionární stav mřížoví, tj. maximální odchylka teplot mřížoví mezi dvěma periodami n a $n-1$

$$\delta T_m = \text{Max}_{i \in \langle 3, N-1 \rangle} \{ |T_m(i, 2nt_r) - T_m(i, 2(n-1)t_r)| \}. \tag{13}$$

Výpočet se provádí po dobu tolika period, dokud odchylka δT_m neklesne pod předem zadanou hodnotu (řádově setiny až tisíciný stupně).

Hraniční podmínky a jejich korektní formulace je zvláště choulostivá v důsledku speciální situace, která pro procházející plyn vzniká vytvořením volných okrajů na odtahových koncích regenerátoru. Bylo prověřeno několik různých způsobů, z nichž byla jako optimální vybrána varianta, při které se spolu s nadstavbou řeší i přílehlý krajní elementární objem v rámci jednoho implicitního bloku. Většina ostatních variant byla sice jednodušší, ale téměř vždy zdrojem různých nestabilit. Byly sestaveny dvě soustavy bilančních a modelových rovnic: jedna pro stranu s odchodem plynu (tj. odchod spalin v dolní, nebo odchod vzduchu v horní nadstavbě) a druhá pro stranu se vstupem plynu (tj. vstup spalin v horní, nebo vstup vzduchu v dolní nadstavbě). Pro názornost je dále uvedeno odvození bilančních rovnic pro výstup a vstup spalin.

Ochod spalin v dolní nadstavbě

Pro bilanci se uvažuje poslední vnitřní element $\Delta V(N-1) = S \cdot \Delta x(N-1)$ a dolní nadstavba s celkovým efektivním povrchem P_d s aproximací rovnoměrné vnitřní a vnější teploty $T_{wu}(N, t)$, $T_{wa}(N, t)$ a s objemem plynu V_d o vstupní a výstupní teplotě $T_s(N-1, t)$, $T_s(N, t)$. V časové hladině n tohoto implicitního bloku se tedy aktivuje 7 teplot: $T_s(N-1)$, $T_m(N-1)$, $T_{wu}(N-1)$, $T_{wa}(N-1)$, $T_s(N)$, $T_{wu}(N)$, $T_{wa}(N)$, pro které byly sestaveny následující modelové rovnice (obr. 1):

a) Spaliny o objemu $\varphi S \Delta x(N-1)$

$$\begin{aligned} \varphi S \Delta x c_s \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{T_s(N-1) + T_s(N-2)}{2} \right] &= W_s c_s [T_s(N-2) - T_s(N-1)] - \\ &\quad \text{akumulace} \qquad \qquad \qquad \text{vstup — odchod spalin} \\ - \varphi S \Delta x \alpha_{sm} \left[\frac{T_s(N-1) + T_s(N-2)}{2} - T_m(N-1) \right] &- \\ &\quad \text{odvedeno do mřížoví} \end{aligned}$$

$$- G \Delta x \alpha_{sw} \left[\frac{T_s(N-1) + T_s(N-2)}{2} - T_{wu}(N-1) \right]. \quad (14)$$

odvedeno do stěny

b) *Mřížovi o objemu $\chi S \Delta x$*

$$\begin{aligned} & \chi S \Delta x \rho_m c_m \frac{\partial T_m(N-1)}{\partial t} = \\ & \text{akumulace} \\ & = \psi S \Delta x \alpha_{sm} \left[\frac{T_s(N-1) + T_s(N-2)}{2} - T_m(N-1) \right] + \\ & \text{přivedeno spaliny z objemu } \Delta V(N-1) \text{ na vnitřní povrch} \\ & + \frac{(1-\varphi) S \lambda_m}{\Delta x} [T_m(N-2) - T_m(N-1)] + \\ & \text{přivedeno kondukcí} \\ & + (1-\varphi) S \alpha_{sd} \left[\frac{T_s(N-1) + T_s(N)}{2} - T_m(N-1) \right]. \quad (15) \\ & \text{přivedeno spaliny z objemu } V_d \text{ na vnější povrch} \end{aligned}$$

c) *Vnitřní povrch stěny o ploše $G \Delta x$*

$$\begin{aligned} & \frac{G \Delta x D_w \rho_w c_w}{2} \frac{\partial T_{wu}(N-1)}{\partial t} = \\ & \text{akumulace} \\ & = G \Delta x \alpha_{sw} \left[\frac{T_s(N-2) + T_s(N-1)}{2} - T_{wu}(N-1) \right] - \\ & \text{přivedeno ze spalin} \\ & - \frac{G \Delta x}{R_w} [T_{wu}(N-1) - T_{wa}(N-1)]. \quad (16) \\ & \text{odvedeno kondukcí} \end{aligned}$$

d) *Vnější povrch stěny o ploše $G \Delta x$*

$$\begin{aligned} & \frac{G \Delta x D_w \rho_w c_w}{2} \frac{\partial T_{wa}(N-1)}{\partial t} = \frac{G \Delta x}{R_w} [T_{wu}(N-1) - T_{wa}(N-1)] - \\ & \text{akumulace} \qquad \qquad \qquad \text{přivedeno kondukcí} \\ & - G \Delta x \alpha_{wa} [T_{wa}(N-1) - T_a]. \quad (17) \\ & \text{odvedeno do okolí} \end{aligned}$$

e) *Spaliny v objemu V_d*

$$\begin{aligned} & V_d \rho_s c_s \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{T_s(N-1) + T_s(N)}{2} \right] = W_s c_s [T_s(N-1) - T_s(N)] - \\ & \text{akumulace} \qquad \qquad \qquad \text{vstup — odchod spalin} \\ & - (1-\varphi) S \alpha_{sd} \left[\frac{T_s(N-1) + T_s(N)}{2} - T_m(N-1) \right] - \\ & \text{odvedeno do vnějšího povrchu mřížovi} \end{aligned}$$

$$- P_d \alpha_{sd} \left[\frac{T_s(N-1) + T_s(N)}{2} - T_{wu}(N) \right]. \quad (18)$$

odvedeno do stěny nadstavby

f) Vnitřní povrch stěny nadstavby P_d

$$\frac{P_d D_d \rho_d c_d}{2} \frac{\partial T_{wu}(N)}{\partial t} = P_d \alpha_{sd} \left[\frac{T_s(N-1) + T_s(N)}{2} - T_{wu}(N) \right] -$$

akumulace přivedeno konvekčně

$$- \frac{P_d}{R_d} [T_{wu}(N) - T_{wa}(N)]. \quad (19)$$

odvedeno kondukcí

g) Vnější povrch stěny nadstavby P_d

$$\frac{P_d D_d \rho_d c_d}{2} \frac{\partial T_{wa}(N)}{\partial t} = \frac{P_d}{R_d} [T_{wu}(N) - T_{wa}(N)] -$$

akumulace přivedeno kondukcí

$$- P_d \alpha_{da} [T_{wa}(N) - T_a]. \quad (20)$$

odvedeno do okolí

Soustředěním do implicitního bloku vznikne soustava 7 rovnic

$$\begin{pmatrix} A_{11} & A_{12} & A_{13} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ A_{21} & A_{22} & 0 & 0 & A_{25} & 0 & 0 \\ A_{31} & 0 & A_{33} & A_{34} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & A_{43} & A_{44} & 0 & 0 & 0 \\ A_{51} & A_{52} & 0 & 0 & A_{55} & A_{56} & 0 \\ A_{61} & 0 & 0 & 0 & A_{65} & A_{66} & A_{67} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & A_{76} & A_{77} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} T_s(N-1, n) \\ T_m(N-1, n) \\ T_{wu}(N-1, n) \\ T_{wa}(N-1, n) \\ T_s(N, n) \\ T_{wu}(N, n) \\ T_{wa}(N, n) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_{18} \\ A_{28} \\ A_{38} \\ A_{48} \\ A_{58} \\ A_{68} \\ A_{78} \end{pmatrix} \quad (21)$$

s koeficienty

$$A_{11} = -\frac{1}{\Delta t} - 2b_1 - b_2 - b_3; \quad A_{12} = 2b_2; \quad A_{13} = 2b_3,$$

$$A_{18} = -\frac{1}{\Delta t} [T_s(N-2, n-1) + T_s(N-1, n-1)] +$$

$$+ T_s(N-2, n) \left(\frac{1}{\Delta t} - 2b_1 + b_2 + b_3 \right),$$

$$A_{21} = (b_4 + b_6)/2; \quad A_{22} = -\frac{1}{\Delta t} - b_4 - b_5 - b_6; \quad A_{25} = b_6/2,$$

$$A_{28} = -\frac{1}{\Delta t} T_m(N-1, n-1) - \frac{b_4}{2} T_s(N-2, n) - b_5 T_m(N-2, n),$$

$$A_{31} = b_7/2; \quad A_{33} = -\frac{1}{\Delta t} - b_7 - b_8; \quad A_{34} = b_8,$$

$$A_{38} = -\frac{1}{\Delta t} T_{wu}(N-1, n-1) - \frac{b_7}{2} T_s(N-2, n), \quad (22)$$

$$\begin{aligned}
 A_{43} &= b_9; & A_{44} &= -\frac{1}{\Delta t}, \\
 A_{48} &= -\frac{1}{\Delta t} T_{wa}(N-1, n-1) - b_{10} T_a, \\
 A_{51} &= -\frac{1}{\Delta t} + 2b_{11} - b_{12} - b_{13}; & A_{52} &= 2b_{12}; \\
 A_{55} &= -\frac{1}{\Delta t} - 2b_{11} - b_{12} - b_{13}; & A_{56} &= 2b_{13}, \\
 A_{58} &= -\frac{1}{\Delta t} [T_s(N-1, n-1) + T_s(N, n-1)], \\
 A_{61} &= b_{14}/2; & A_{65} &= b_{14}/2; & A_{66} &= -\frac{1}{\Delta t} - b_{14} - b_{15}; & A_{67} &= b_{15}, \\
 A_{68} &= -\frac{1}{\Delta t} T_{wu}(N, n-1), \\
 A_{76} &= b_{16}; & A_{77} &= -\frac{1}{\Delta t} - b_{16} - b_{17}, \\
 A_{78} &= -\frac{1}{\Delta t} T_{wa}(N, n-1) - b_{17} T_a,
 \end{aligned}$$

kde je označeno

$$\begin{aligned}
 b_1 &= \frac{W_s}{\varphi S \Delta x \varrho_s}, & b_{10} &= \frac{2\alpha_{wa}}{D_w \varrho_w c_w}, \\
 b_2 &= \frac{\psi \alpha_{sm}}{\varphi \varrho_s c_s}, & b_{11} &= \frac{W_s}{V_d \varrho_s}, \\
 b_3 &= \frac{G \alpha_{sw}}{\varphi S \varrho_s c_s}, & b_{12} &= \frac{(1-\varphi) S \alpha_{sd}}{V_d \varrho_s c_s}, \\
 b_4 &= \frac{\psi \alpha_{sm}}{\chi \varrho_m c_m}, & b_{13} &= \frac{P_d \alpha_{sd}}{V_d \varrho_s c_s}, \\
 b_5 &= \frac{(1-\varphi) \lambda_m}{\chi \varrho_m c_m \Delta x^2}, & b_{14} &= \frac{2\alpha_{sd}}{D_d \varrho_d c_d}, \\
 b_6 &= \frac{(1-\varphi) \alpha_{sd}}{\chi \varrho_m c_m \Delta x}, & b_{15} &= b_{16} = \frac{2}{R_d D_d \varrho_d c_d}, \\
 b_7 &= \frac{2\alpha_{sw}}{D_w \varrho_w c_w}, & b_{17} &= \frac{2\alpha_{da}}{D_d \varrho_d c_d}, \\
 b_8 &= b_9 = \frac{2}{R_w D_w \varrho_w c_w}, & &
 \end{aligned} \tag{23}$$

Vzhledem k tomu, že soustava (21) je diagonálně silně dominantní, řeší se běžnou Jacobiho metodou, přičemž pro dosažení poměrně velké přesnosti postačí provést pouze 2 až 3 iterace. Typ bilančních rovnic a blokové implicitní soustavy jsou při odpovídající změně indexů zcela stejné i pro odchod vzduchu z horní nadstavby.

Vstup spalin v horní nadstavbě

Pro bilanci se uvažuje první vnitřní element $\Delta V(3) = S \Delta x(3)$ a horní nadstavba s celkovým efektivním teplosměnným povrchem P_h s aproximací rovnoměrné vnitřní a vnější teploty $T_{wu}(2, t)$, $T_{wa}(2, t)$ a s objemem plynu V_h o vstupní konstantní teplotě $T_s(1)$ a výstupní teplotě $T_s(2, t)$. V časové hladině n tohoto implicitního bloku se tedy aktivuje 7 teplot: $T_s(2)$, $T_{wu}(2)$, $T_{wa}(2)$, $T_m(3)$, $T_s(3)$, $T_{wu}(3)$, $T_{wa}(3)$, pro které byly sestaveny následující modelové rovnice (obr. 2):

a) Spaliny v objemu V_h

$$V_h \rho_s c_s \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{T_s(1) + T_s(2)}{2} \right] = W_s c_s [T_s(1) - T_s(2)] - \text{akumulace} \quad \text{vstup} - \text{odchod spalin}$$

$$- (1 - \varphi) S \alpha_{sh} \left[\frac{T_s(1) + T_s(2)}{2} - T_m(3) \right] - P_h \alpha_{sh} \left[\frac{T_s(1) + T_s(2)}{2} - T_{wu}(2) \right]. \quad (24)$$

odvedeno do vnějšího povrchu mřížoví odvedeno do stěny nadstavby

b) Vnitřní povrch stěny nadstavby P_h

$$\frac{P_h D_h \rho_h c_h}{2} \frac{\partial T_{wu}(2)}{\partial t} = P_h \alpha_{sh} \left[\frac{T_s(1) + T_s(2)}{2} - T_{wu}(2) \right] - \text{akumulace} \quad \text{přivedeno konvekčně}$$

$$- \frac{P_h}{R_h} [T_{wu}(2) - T_{wa}(2)]. \quad (25)$$

odvedeno kondukcí

c) Vnější povrch stěny nadstavby P_h

$$\frac{P_h D_h \rho_h c_h}{2} \frac{\partial T_{wa}(2)}{\partial t} = \frac{P_h}{R_h} [T_{wu}(2) - T_{wa}(2)] - P_h \alpha_{ha} [T_{wa}(2) - T_a] \quad (26)$$

akumulace přivedeno kondukcí odvedeno do okolí

d) Mřížoví o objemu $\chi S \Delta x$

$$\chi S \Delta x \rho_m c_m \frac{\partial T_m(3)}{\partial t} = \psi S \Delta x \alpha_{sm} \left[\frac{T_s(2) + T_s(3)}{2} - T_m(3) \right] + \text{akumulace} \quad \text{přivedeno spalinami z objemu } \Delta V(3) \text{ na vnitřní povrch}$$

$$+ (1 - \varphi) S \alpha_{sh} \left[\frac{T_s(1) + T_s(2)}{2} - T_m(3) \right] - \frac{(1 - \varphi) S \lambda_m}{\Delta x} [T_m(3) - T_m(4)]. \quad (27)$$

přivedeno spalinami z objemu V_h na vnější povrch odvedeno kondukcí

e) Spaliny o objemu $\varphi S \Delta x(3)$

$$\varphi S \Delta x \rho_s c_s \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{T_s(2) + T_s(3)}{2} \right] = W_s c_s [T_s(2) - T_s(3)] - \text{akumulace} \quad \text{vstup} - \text{odchod spalin}$$

$$- \psi S \Delta x \alpha_{sm} \left[\frac{T_s(2) + T_s(3)}{2} - T_m(3) \right] - G \Delta x \alpha_{sw} \left[\frac{T_s(2) + T_s(3)}{2} - T_{wa}(3) \right]. \quad (28)$$

odvedeno do mřížoví odvedeno do stěny

f) *Vnitřní povrch stěny o ploše $G \Delta x$*

$$\frac{G \Delta x D_w \rho_w c_w}{2} \frac{\partial T_{wu}(3)}{\partial t} = G \Delta x \alpha_{sw} \left[\frac{T_s(2) + T_s(3)}{2} - T_{wu}(3) \right] - \frac{G \Delta x}{R_w} [T_{wu}(3) - T_{wa}(3)]. \quad (29)$$

akumulace přivedeno ze spalin odvedeno kondukcí

g) *Vnější povrch stěny o ploše $G \Delta x$*

$$\frac{G \Delta x D_w \rho_w c_w}{2} \frac{\partial T_{wa}(3)}{\partial t} = \frac{G \Delta x}{R_w} [T_{wu}(3) - T_{wa}(3)] - G \Delta x \alpha_{wa} [T_{wa}(3) - T_a]. \quad (30)$$

akumulace přivedeno kondukcí odvedeno do okolí

Soustředěním do implicitního bloku vznikne soustava 7 rovnic

$$\begin{pmatrix} A_{11} & A_{12} & 0 & A_{14} & 0 & 0 & 0 \\ A_{21} & A_{22} & A_{23} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & A_{32} & A_{33} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ A_{41} & 0 & 0 & A_{44} & A_{45} & 0 & 0 \\ A_{51} & 0 & 0 & A_{54} & A_{55} & A_{56} & 0 \\ A_{61} & 0 & 0 & 0 & A_{65} & A_{66} & A_{67} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & A_{76} & A_{77} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} T_s(2, n) \\ T_{wu}(2, n) \\ T_{wa}(2, n) \\ T_m(3, n) \\ T_s(3, n) \\ T_{wu}(3, n) \\ T_{wa}(3, n) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_{18} \\ A_{28} \\ A_{38} \\ A_{48} \\ A_{58} \\ A_{68} \\ A_{78} \end{pmatrix} \quad (31)$$

s koeficienty

$$\begin{aligned} A_{11} &= -\frac{1}{\Delta t} - 2b_{11} - b_{12} - b_{13}; & A_{12} &= 2b_{13}; & A_{14} &= 2b_{12}, \\ A_{18} &= -\frac{1}{\Delta t} T_s(2, n-1) + T_s(1) (b_{12} + b_{13} - 2b_{11}), \\ A_{21} &= b_{14}/2; & A_{22} &= -\frac{1}{\Delta t} - b_{14} - b_{15}; & A_{23} &= b_{15}, \\ A_{28} &= -\frac{1}{\Delta t} T_{wa}(2, n-1) - \frac{b_{14}}{2} T_s(1), \\ A_{32} &= b_{16}; & A_{33} &= -\frac{1}{\Delta t} - b_{16} - b_{17}, \\ A_{38} &= -\frac{1}{\Delta t} T_{wa}(2, n-1) - b_{17} T_a, \\ A_{41} &= (b_4 + b_6)/2; & A_{44} &= -\frac{1}{\Delta t} - b_4 - b_5 - b_6; & A_{45} &= b_4/2, \\ A_{48} &= -\frac{1}{\Delta t} T_m(3, n-1) - b_5 T_m(4, n-1) - \frac{b_6}{2} T_s(1), \\ A_{51} &= -\frac{1}{\Delta t} + 2b_1 - b_2 - b_3; & A_{54} &= 2b_2; \\ A_{55} &= -\frac{1}{\Delta t} - 2b_1 - b_2 - b_3; & A_{56} &= 2b_3, \end{aligned} \quad (32)$$

$$A_{58} = -\frac{1}{\Delta t} [T_s(2, n-1) + T_s(3, n-1)] ,$$

$$A_{61} = b_7/2; \quad A_{65} = b_7/2; \quad A_{66} = -\frac{1}{\Delta t} - b_7 - b_8; \quad A_{67} = b_8 ,$$

$$A_{68} = -\frac{1}{\Delta t} T_{wu}(3, n-1) ,$$

$$A_{76} = b_9; \quad A_{77} = -\frac{1}{\Delta t} - b_9 - b_{10} ,$$

$$A_{78} = -\frac{1}{\Delta t} T_{wa}(3, n-1) - b_{10}T_a ,$$

příčemž označení b_1 – b_{17} je stejné jako (23) při záměně příslušných hodnot dolní nadstavby hodnotami horní nadstavby. Soustava (31) je opět diagonálně silně dominantní, a proto se řeší Jacobiho iterační metodou analogicky jako soustava (21).

Bilanční rovnice a bloková implicitní soustava se pro vstup vzduchu do dolní nadstavby sestaví shodným způsobem jako rovnice (24–32).

PŘESTUP TEPLA V MŘÍŽOVÍ

Jak bylo řečeno v úvodu, je stanovení přestupu tepla mezi proudícím plynem a vnitřním povrchem mřížoví nejcitlivějším místem celého modelu.

Tepelný tok Q_{gm} mezi plynem a mřížovím lze aproximativně vyjádřit ve formě

$$Q_{gm} = S_m(\alpha_k + \alpha_z)(T_g - T_m) , \quad (33)$$

kde je S_m vnitřní povrch mřížoví (např. v elementárním objemu ΔV je $S_m = \psi S \Delta x$) a součet $\alpha_k + \alpha_z$ představuje efektivní koeficient přestupu tepla složený z konvektivní α_k a zářivé α_z komponenty. Konvektivní složka se stanoví většinou na základě poloempirických vztahů a zářivá složka pomocí střední délky paprsku a zářivosti plynu.

Konvektivní koeficient přestupu tepla

Pro α_k je v literatuře k dispozici několik přibližných výrazů, které se však po vyčíslení značně liší. Tak v [7] je uveden vztah Böhmův

$$\alpha_k = \frac{0,687T^{0,25}v^{0,8}}{H^{0,33}}$$

a Kistnerův (též Rummelův)

$$\alpha_k = \frac{v^{0,5}}{H^{0,33}} (6,18 + 0,00291T)$$

a v [2] vztah Nusseltův

$$\alpha_k = \frac{3,493}{H^{0,25}} v^{0,8} .$$

Např. pro hodnoty $T = 1000 \text{ K}$, $v = 0,8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$; $H = 0,18 \text{ m}$ dostaneme pro α_k [$\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$] odpovídající tři různé hodnoty: 5,7; 14,4 a 4,5. Solidnější přístup ke stanovení α_k představují rozsáhlá měření provedená na různých typech mřížoví a zpracovaná ve formě kriteriálního vztahu mezi Nu a Re [15, 18]. Tento vztah je v oboru provozních hodnot téměř lineární, a proto ho podobně jako Schmalenbach [10] použijeme k výpočtu lokálního α_k . Z lineární bezrozměrné rovnice

$$Nu = A_m + B_m Re, \quad (3)$$

kde je $Nu = \alpha_k H / \lambda_g$, $Re = v_g H / \nu_g$, plyne pro α_k vztah

$$\alpha_k(T) = \lambda_g(T) \left[\frac{A_m}{H} + \frac{B_m}{\nu_g(T)} v_g(T) \right], \quad (34)$$

kde $T \equiv T_g(x)$ je teplota plynu a A_m , B_m experimentální koeficienty pro konkrétní typ mřížoví. Tepelná vodivost $\lambda_g(T)$ a viskozita $\nu_g(T)$ byly aproximovány kvadratickými funkcemi na základě hodnot z [19]:

a) pro vzduch

$$\begin{aligned} \lambda_v(T) &= 4,032 \cdot 10^{-3} + 7,700 \cdot 10^{-5}T - 1,596 \cdot 10^{-8}T^2, \\ \nu_v(T) &= -9,298 \cdot 10^{-6} + 6,431 \cdot 10^{-8}T + 6,700 \cdot 10^{-11}T^2, \end{aligned} \quad (35a)$$

b) pro spaliny zemního plynu

$$\begin{aligned} \lambda_s(T) &= 4,020 \cdot 10^{-4} + 7,971 \cdot 10^{-5}T - 1,420 \cdot 10^{-8}T^2, \\ \nu_s(T) &= -8,921 \cdot 10^{-6} + 5,514 \cdot 10^{-8}T + 6,359 \cdot 10^{-11}T^2. \end{aligned} \quad (35b)$$

Hodnoty empirických konstant A_m , B_m byly pro nejběžnější typy mřížoví převzaty z prací [10, 15] a jsou shrnuty v tab. I. Je nutno poznamenat, že tyto hodnoty jsou pouze přibližné a mění se s různými faktory, např. během stárnutí mřížoví [18].

Tabulka I

Empirické konstanty pro výpočet konvektivního koeficientu přestupu tepla

Typ mřížoví	A_m	B_m
Lichte (roštové přeložené)	16,5	0,010 69
Siemens (roštové přímé)	13,0	0,006 70
Cruciforms (křížové)	6,5	0,006 05
Pletené	10,0	0,007 31

Zářivý koeficient přestupu tepla

Zářivý tepelný tok Q_z mezi plynem a mřížovím lze vyjádřit ve tvaru [16, 20]

$$Q_z = S_m \frac{\varepsilon_m + 1}{2} \sigma [\varepsilon_g T_g^4 - \eta_g T_m^4],$$

kde ε_g , η_g je úhrnná zářivost a pohltivost plynu a ε_m zářivost mřížoví. Zářivost

a pohltivost plynu je možno určit na základě střední délky paprsku l v daném prostoru a parciálních tlaků p příslušných zářivých složek plynů [20]:

$$\varepsilon_g = \varepsilon_g(T_g, pl); \quad \eta_g = \left(\frac{T_g}{T_m}\right)^\gamma \varepsilon_g\left(T_g, pl \frac{T_m}{T_g}\right); \quad \gamma \doteq 0,5.$$

Pro případ, kdy je T_g blízké T_m (což nastává v mřížoví), konkrétněji pro rozmezí $0,77 < T_g/T_m < 1,29$ uvádí Hottel [20, str. 297] přesnější vztah

$$Q_z = S_m \frac{\varepsilon_m + 1}{2} \sigma K(pl, T_g) \varepsilon_g(T, pl) (T_g^4 - T_m^4), \quad (36)$$

kde lze pro spaliny v mřížoví použít aproximaci [20, str. 233] funkce $K(pl, T_g) \doteq 1,175 - 0,000\ 375 \cdot T_g$. Pro nevelké rozdíly T_g a T_m platí dále přibližné vztahy

$$T = \sqrt[4]{\frac{T_g^4 + T_m^4}{2}} \doteq \frac{T_g + T_m}{2}; \quad T_g^4 - T_m^4 \doteq 4T^3(T_g - T_m),$$

takže vztah (36) lze aproximativně upravit na výraz obsahující přímo zářivý koeficient přestupu tepla α_z :

$$Q_z = S_m \alpha_z (T_g - T_m), \quad (37)$$

$$\alpha_z = \frac{\varepsilon_m + 1}{2} \sigma (4,7 - 0,001\ 5T) T^3 \varepsilon_g(T, pl). \quad (38)$$

Úhrnné zářivosti $\varepsilon_g(T, pl)$ je možno pro různé plyny a jejich směsi vyjádřit aproximativními funkcemi, které se získají z grafických závislostí ε_g na T a pl , obvykle uváděných v literatuře, např. [20, 21]. Konkrétně pro spaliny zemního plynu nebo svítiplynu, kde dosti přesně platí poměr parciálních tlaků $p_{H_2O}/p_{CO_2} = 2$, byla podrobným zpracováním grafů z [21] stanovena pro celkový tlak $p = 1 \text{ atm} = 10^5 \text{ Pa}$ aproximativní závislost

$$\varepsilon(T, p_{CO_2}l) = (A_s + B_s \sqrt{p_{CO_2}l} + C_s T)^2 \quad (39)$$

s koeficienty

$$A_s = 0,313\ 33, \quad B_s = 1,332\ 6, \quad C_s = -0,000\ 129\ 62 \quad \text{pro } 0,008 < p_{CO_2} \cdot l < 0,035,$$

$$A_s = 0,499\ 20, \quad B_s = 0,597\ 33, \quad C_s = -0,000\ 165\ 30 \quad \text{pro } 0,035 < p_{CO_2} \cdot l < 0,2.$$

Aproximace je velmi jednoduchá (na rozdíl od složitých výrazů s množstvím koeficientů např. v práci Kulakowského [16]) a přitom dostatečně přesná, jak je také zřejmé ze srovnávacích grafických průběhů na obr. 3.

Střední délka paprsku l se určí ze známého vztahu [20] $l = 3,5V/P$, kde $V = L\pi H^2/4$ je střední objem kanálku a $P = L\pi H + 2\pi H^2/4$ je střední vnitřní povrch kanálku v mřížoví, jehož úpravou dostaneme

$$l = \frac{0,875H}{1 + H/2L} \doteq 0,875H, \quad (40)$$

protože v regenerátorech je hydraulický průměr H kanálků značně menší než výška mřížoví L a tedy platí $H/2L \ll 1$. Dosazením (39) do (38) s použitím (40) plyne pro α_z pro spaliny při $p_{H_2O}/p_{CO_2} = 2$, $p_{CO_2} = 0,1 \cdot 10^5 \text{ Pa}$, $p = 10^5 \text{ Pa}$ souhrnný vztah

$$\alpha_z = \frac{\varepsilon_m + 1}{2} \sigma (4,7 - 0,001\ 5T) T^3 (A_s + 0,295\ 8B_s \sqrt{H} + C_s T)^2,$$

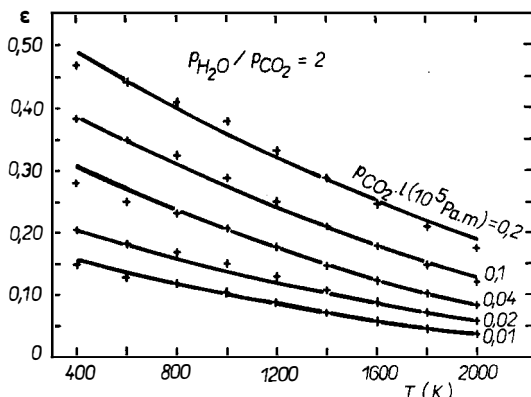
$$T = (T_s + T_m)/2. \quad (41)$$

Pro vzduch (bez dodatečných příměsí spalín) se pokládá $\alpha_z = 0$, protože se jeho zářivost a pohltivost považuje za zanedbatelnou.

V bilančních rovnicích je tedy platné označení

$$\begin{aligned}\alpha_{sm} &= \alpha_{sw} = \alpha_z + \alpha_k, \\ \alpha_{vm} &= \alpha_{vw} = \alpha_k,\end{aligned}\quad (42)$$

přičemž přestup tepla mezi plynem a stěnou se považuje v modelovém přiblížení za shodný s přestupem mezi plynem a mřížovím.



Obr. 3. Závislost úhrnné zářivosti spalín ϵ na teplotě T [K] a součinu $p_{CO_2} \cdot l$ [10^5 Pa · m] pro poměr $p_{H_2O}/p_{CO_2} = 2$ při celkovém tlaku $p = 10^5$ Pa. Hodnoty + převzaté od Hadviga [21] a spojité křivky jsou aproximace (37)

PŘESTUPY TEPLA V NADSTAVBÁCH A NA VNĚJŠÍCH STĚNÁCH

Stanovit přesně koeficient přestupu tepla v nadstavbách je prakticky nemožné, jednak vzhledem k nedostatečnosti experimentálních podkladů a jednak k velké variabilitě vlastní geometrie vnitřních povrchů. Byl proto zvolen střední aproximační přístup, kdy se pro určení α_k a α_z použijí analogické principy jako v případě mřížoví.

Konvektivní koeficient přestupu tepla pro horní a dolní nadstavbu α_{kh} , α_{kd} se odvodí se vztahu (34), kam se na místo hydraulického průměru kanálku dosadí hodnota \sqrt{S} , která přibližně představuje hydraulický průměr celého prostoru nadstavby. Po malých úpravách dostaneme jednoduchý výraz

$$\alpha_{kh} = \alpha_{kd} = \alpha_{km} - \lambda_g(T) A_m \left(\frac{1}{H} - \frac{1}{\sqrt{S}} \right), \quad (43)$$

kde α_{km} je konvektivní koeficient přestupu tepla v mřížoví daný vztahem (34).

Zářivý koeficient přestupu tepla pro horní a dolní nadstavbu α_{zh} , α_{zd} se odvodí z obecných vztahů (38) a (39), ve kterých je střední délka paprsku dána výrazy

$$l_h = 3,5 \frac{V_h}{(P_h + S)}; \quad l_d = 3,5 \frac{V_d}{(P_d + S)}. \quad (44)$$

Pro spaliny uvažované v předešlé kapitole, tedy v horní nadstavbě, dostaneme vztah

$$\alpha_{zh} = \frac{\varepsilon_h + 1}{2} \sigma (4,7 - 0,0015T) T^3 \left(A_s + 0,5916 B_s \sqrt{\frac{V_h}{P_h + S} + C_s T} \right)^2, \quad (45)$$

přičemž v dolní nadstavbě platí zcela analogický výraz.

Koeficient přestupu tepla z vnější stěny regenerátoru do okolí je dán obecně známým výrazem

$$\alpha_{wa} = A_w \sqrt[3]{T_{wa} - T_a} + \varepsilon_w \sigma \frac{T_{wa}^4 - T_a^4}{T_{wa} - T_a},$$

kde T_{wa} je povrchová teplota stěny a koeficient A_w nabývá různých hodnot podle polohy stěny: 1,4 pro horní vodorovnou, 1,1 pro svislou a 0,7 pro dolní vodorovnou stěnu. Tento vztah se při použití aproximace $T_{wa}^4 - T_a^4 = 4T^3(T_{wa} - T_a)$; $T = (T_{wa} + T_a)/2$ převede na tvar

$$\alpha_{wa} = A_w \sqrt[3]{T_{wa} - T_a} + \frac{\varepsilon_w \sigma}{2} (T_{wa} + T_a)^3$$

a dalšími úpravami (za účelem odstranění mocnin 3 a 1/3 a zavedení jednotné střední teploty okolí $T_a = 295$ K) zjednoduší [22] na konečnou formu

$$\alpha_{wa} = 1,5 + (A_w + 0,04869\varepsilon_w) (T_{wa} - 190). \quad (46)$$

BILANČNÍ HODNOCENÍ ČINNOSTI REGENERÁTORU

Při teplotním výpočtu během časových period se zároveň stanovuje střední teplota odcházejících spalin $T_s(N)$ a odcházejícího přehřátého vzduchu $T_v(1)$:

$$T_s(N) = \frac{1}{t_r} \sum_{t_n=0}^{t_r} T_s(N, t_n); \quad T_v(1) = \frac{1}{t_r} \sum_{t_n=0}^{t_r} T_v(1, t_n). \quad (47)$$

Na konci ohřívací a ochlazovací fáze se určí následující střední tepelné toky

a) celkový odvod spalinami z pece

$$Q_s = W_s [c_s(T_s(1)) T_s(1) - c_s(T_a) T_a], \quad (48a)$$

b) komínová ztráta

$$Q_0 = W_s [c_s(T_s(N)) T_s(N) - c_s(T_a) T_a], \quad (48b)$$

c) ztráty stěnami

$$Q_w = P_w \alpha_{wa} (T_{wa} - T_a), \quad (48c)$$

d) celkový přínos vzduchem do pece

$$Q_v = W_v [c_v(T_v(1)) T_v(1) - c_v(T_a) T_a]. \quad (48d)$$

Pro stanovení účinnosti regenerátoru existuje několik více nebo méně korektních přístupů, které se objevují téměř v každé práci [1—19]. Liší se zejména základní vztahnou energetickou hladinou a aproximací středních tepelných toků. V předlože-

ném příspěvku je účinnost regenerátoru hodnocena poměrem energie odváděné z regenerátoru předehřátým vzduchem k energii získatelné ze spalin vstupujících do regenerátoru. Vztažná hladina je přitom určena teplotou vstupujícího vzduchu $T_v(N)$, což odpovídá v praxi nejběžněji užívanému typu účinnosti (stupni účinnosti):

$$\Theta_v = \frac{W_v[c_v(T_v(1))T_v(1) - c_v(T_v(N))T_v(N)]}{W_s[c_s(T_s(1))T_s(1) - c_s(T_s(N))T_s(N)]} \cdot 100. \quad (49)$$

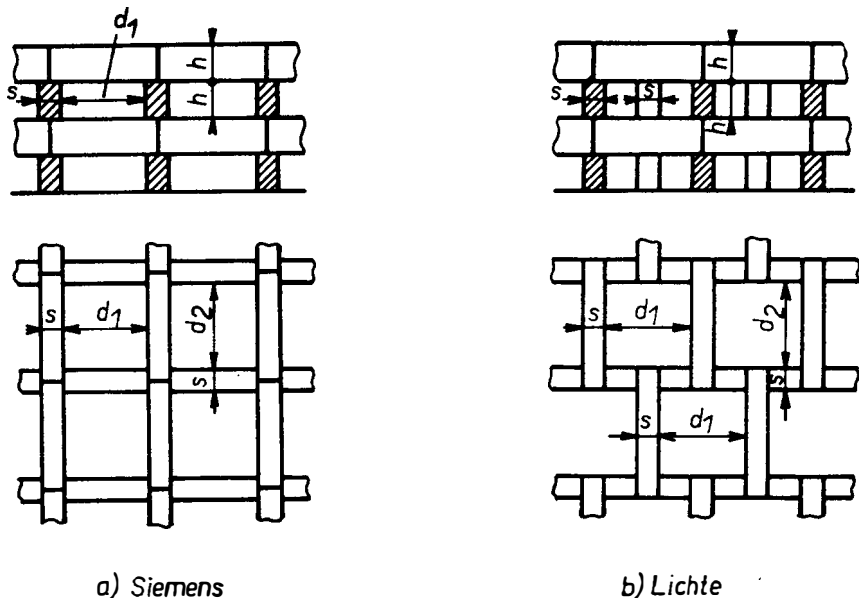
Je však možno používat i jiný typ účinnosti, vztažený přímo k tepelným tokům proudících spalin a vzduchu určeným vlastními teplotními rozdíly v každém plynu na vstupu a výstupu:

$$\Theta_s = \frac{W_v[c_v(T_v(1))T_v(1) - c_v(T_v(N))T_v(N)]}{W_s[c_s(T_s(1))T_s(1) - c_s(T_s(N))T_s(N)]} \cdot 100. \quad (50)$$

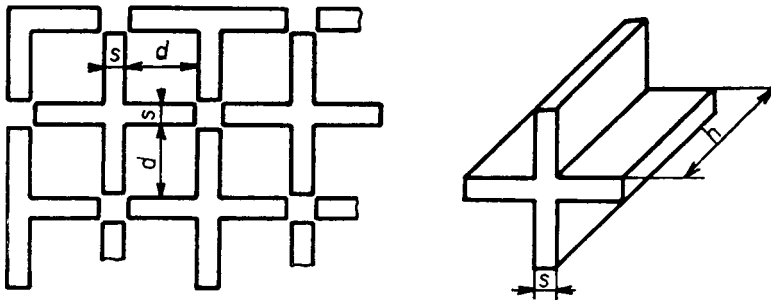
Hodnota Θ_s je přitom vyšší než Θ_v . Při provádění parametrických studií vykazují Θ_v , Θ_s různou citlivost ke změnám některých parametrů, a proto je výhodné používat obou typů účinnosti.

VLASTNOSTI MŘÍŽOVÍ, MATERIÁLŮ A PLYNŮ

Pro účely praktického využívání matematického modelu regenerátoru jsou uvedeny nejběžnější typy mřížoví, vlastnosti materiálů, spalin a vzduchu, které se nejčastěji používají. Pro speciální druhy mřížoví a materiálů lze získat informace jednak z firmní literatury a jednak z odborných časopisů, zejména *Glastechnische Berichte*, *Glass Technology*, *Glass Industry* a *Verres Réfractaires*.



Obr. 4. Základní typy mřížoví: a) = Siemens, b) = Lichte, c) = Cruciforms,



c) Cruciforms

Parametry mřížoví

Na obr. 4 je znázorněno uspořádání tří nejčastěji používaných typů mřížoví: roštové přímé (Siemens, gerade Rostpackung, Straight pigeon hole packing), roštové diagonálně přesazené (Lichte, diagonal versetzte Rostpackung, Diagonal staggered pigeon hole packing) a křížové (Cruciforms, Kreuzsteingitterung, Cross-shaped setting). Každý typ mřížoví je charakterizován třemi rozměry: d (popř. d_1, d_2) = rozměr kanálků, s = šířka tvarovky, h = výška tvarovky. Hydraulický průměr kanálku se určí ze vztahu $H = 2d_1d_2/(d_1 + d_2)$. Potřebné parametry ψ, φ, χ se vypočtou pomocí vzorců uvedených v tab. II.

Tabulka II

Parametry mřížoví

Typ mřížoví	Teplosměnná plocha ψ [m ² /m ³]	Průchodnost φ [m ² /m ²]	Měrný objem χ [m ³ /m ³]
Siemens	$\frac{h(d_1 + d_2 + 2s) + s(d_1 + d_2)}{h(d_1 + s)(d_2 + s)}$	$\frac{d_1d_2}{(d_1 + s)(d_2 + s)}$	$\frac{s(d_1 + d_2 + 2s)}{2(d_1 + s)(d_2 + s)}$
Lichte	$\frac{h(d_1 + d_2 + 4s) + s(d_1 + d_2 - s)}{h(d_1 + s)(d_2 + s)}$	$\frac{d_1d_2}{(d_1 + s)(d_2 + s)}$	$\frac{s(2d_2 + 3s)}{2(d_1 + s)(d_2 + s)}$
Cruciforms	$\frac{4d}{(d + s)^2}$	$\frac{d^2}{(d + s)^2}$	$\frac{4ds + s^2}{2(d + s)^2}$

Vlastnosti materiálů

Pro mřížoví se nejčastěji používají různé druhy šamotu, dinasu, magnezitu a litých hlinito-zirkonkřemičitých materiálů. Jejich vlastnosti se mohou uvnitř každé skupiny a i během stárnutí lišit, a tak hodnoty uvedené v tab. III jsou pouze průměrné a spíše orientační.

P. Schill:

Pro ilustraci byl proveden modelový výpočet, který simuluje činnost provozr
jednodrostorového regenerátoru s následujícími parametry:

spaliny svítiplynu: $1696 \text{ m}_N^3/\text{h} = 0,584 \text{ 2 kg/s}$

vzduch: $1484 \text{ m}_N^3/\text{h} = 0,531 \text{ 8 kg/s}$

mřížoví: Lichte, šamot, $d_1 = d_2 = 0,18 \text{ m}$, $s = 0,065 \text{ m}$, $h = 0,148 \text{ m}$, ψ
 $= 12,49 \text{ m}^2/\text{m}^3$, $\varphi = 0,54 \text{ m}^2/\text{m}^2$, $\chi = 0,30 \text{ m}^3/\text{m}^3$, příčný průřez $S = 5,724 \text{ m}^2$

výška $L = 4,74 \text{ m}$

nadstavby: $V_h = 10,3 \text{ m}^3$, $P_h = 23,1 \text{ m}^2$, $V_d = 2,87 \text{ m}^3$, $P_d = 13,9 \text{ m}^2$

stěny: $0,25 \text{ m}$ šamot + $0,13 \text{ m}$ perit, $R_w = 1,9 - 6,12 \cdot 10^{-4} \text{ T}$, obvod
 $G = 12,68 \text{ m}$

reverzační púlperioda: $t_r = 20 \text{ min}$.

Pro numerický výpočet byla zvolena diferenciacie v $N = 26$ uzlech při $\Delta x = 0,2$
a časovém kroku $\Delta t = t_r/10 = 120 \text{ s}$. Pro vstupní teplotu spalin $T_s(1) = 135$
a vzduchu $T_v(N) = 40 \text{ }^\circ\text{C}$ bylo simulováno celkem 121 reverzačních cyklů, přič
bylo dosaženo kvazistacionárního stavu s maximální odchylkou teploty mří
 $\delta T_m = 0,018 \text{ K}$ mezi dvěma cykly. Na počítači EC 1033 trval celý výpočet vč
linkování a tisku tabulek 5 min 40 s. Rozložení teplot plynů, mřížoví a stěn na k
ohřívací a ochlazovací púlperiody v regenerátoru je znázorněno na obr. 5 a čas
průběh teplot odcházejících spalin a vzduchu a koncových povrchů mřížoví bě
reverzační periody na obr. 6. Za účelem srovnání modelového výpočtu se skuteč
bylo provedeno měření teplot plynů na obou koncích regenerátoru. Z tab. V pl
že odchylky vypočtených a naměřených hodnot nejsou příliš velké, i když mode

Tabulka V

Porovnání naměřených a vypočtených teplot regenerátoru

Teploty [$^\circ\text{C}$]	Měření	Výpočet	Odchylka [%]
$T_s(1)$	1350	zadáno 1350	0
$T_v(N)$	40	zadáno 40	0
$T_s(2)$	1220	1279	+ 4,8
$T_s(N)$	440	432	- 1,8
$T_v(1)$	1080	1028	- 4,9

náhrada nadstaveb byla z konstrukčních důvodů velmi hrubá. Při bilančním zho
cení byly stanoveny jednotlivé položky (48) takto:
ohřívací púlperioda:

odvod spalinami z pece $Q_s = 1168,6 \text{ kW}$
komínová ztráta $Q_o = 305,4 \text{ kW}$
ztráty stěnami $Q_w = 53,2 \text{ kW}$

ochlazovací púlperioda:

$$\begin{array}{ll} \text{přínos vzduchem do pece} & Q_v = 645,4 \text{ kW} \\ \text{ztráty stěnami} & Q_w = 53,2 \text{ kW} \end{array}$$

Podle vztahů (49) a (50) byla vypočtena účinnost $\Theta_v = 55,1\%$ a $\Theta_s = 74,1\%$. Při srovnání s obdobnými publikovanými výpočty, např. [11] (které však nezahrnují nadstavby), lze bilanční činnost uvedeného provozního regenerátoru hodnotit jako průměrnou. Přitom je zřejmé, že zásadní vliv na efektivnost regenerátoru má komínová ztráta.

ZÁVĚR

Matematický model regenerátoru je zde uveden v kompletní formě, a proto ho lze přímo aplikovat pro řešení širokého spektra praktických problémů. Jeho činnost byla ověřena základními numerickými testy, přičemž se prokázala značná stabilita a rychlá konvergence. Kompletnost modelu umožňuje provádět rozsáhlé parametrické studie vzhledem k typům a rozměrům mřížoví, složení stěn, velikostem nadstaveb, tepelným vlastnostem použitých materiálů a plynů, změnám vstupních teplot plynů, apod. Ve spojení s modelem sklářské pece (např. se zónovým modelem spalovacího prostoru) lze také modelově simulovat kompletní tepelnou bilanci, což má zásadní význam při návrhu celého agregátu. Náзорný postup výstavby modelu poskytuje navíc základ pro jeho další úpravy a zdokonalování pro speciální účely, např. pro víceprostorové regenerátory.

DODATEK D1 ROVNICE PRO OCHLAZOVACÍ PŮLPERIODU

V ochlazovací púlperiodě se postupuje ve směru proudění vzduchu (proti směru osy x). Diferenční tvar bilančních rovnic v bloku pro i -tý objemový element (obr. 2) je

$$\begin{aligned} \frac{1}{\Delta t} \left[\frac{T_v(i-1, n) + T_v(i, n)}{2} - \frac{T_v(i, n-1) + T_v(i-1, n-1)}{2} \right] = \\ = b_1 [T_v(i) - T_v(i-1)] + b_2 \left[T_m(i) - \frac{T_v(i) + T_v(i-1)}{2} \right] + \\ + b_3 \left[T_{wu}(i) - \frac{T_v(i) + T_v(i-1)}{2} \right], \end{aligned} \quad (D1)$$

$$\begin{aligned} \frac{T_m(i, n) - T_m(i, n-1)}{\Delta t} = b_4 \left[\frac{T_v(i) + T_v(i-1)}{2} - T_m(i) \right] + \\ + b_5 [T_m(i-1) - 2T_m(i) + T_m(i+1)], \end{aligned} \quad (D2)$$

$$\begin{aligned} \frac{T_{wu}(i, n) - T_{wu}(i, n-1)}{\Delta t} = b_6 \left[\frac{T_v(i) + T_v(i-1)}{2} - T_{wu}(i) \right] + \\ + b_7 [T_{wa}(i) - T_{wu}(i)], \end{aligned} \quad (D3)$$

$$\frac{T_{wa}(i, n) - T_{wa}(i, n-1)}{\Delta t} = b_7 [T_{wu}(i) - T_{wa}(i)] + b_8 [T_a - T_{wa}(i)], \quad (D4)$$

kde je pro koeficienty b_1 — b_8 zavedeno stejné označení jako (8), ve kterém je pouze nutno zaměnit parametry spalín za vzduchové. Pomocí blokově implicitního sche-

matu se tyto čtyři rovnice řeší pro neznámé teploty $T_v(i-1)$, $T_m(i)$, $T_{wu}(i)$, $T_{wa}(i)$ ze soustavy, která je analogická soustavě (9):

$$\begin{pmatrix} A_{11} & A_{12} & A_{13} & 0 \\ A_{21} & A_{22} & 0 & 0 \\ A_{31} & 0 & A_{33} & A_{34} \\ 0 & 0 & A_{43} & A_{44} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} T_v(i-1, n) \\ T_m(i, n) \\ T_{wu}(i, n) \\ T_{wa}(i, n) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_{15} \\ A_{25} \\ A_{35} \\ A_{45} \end{pmatrix}, \quad (D5)$$

ze které dostaneme

$$\begin{aligned} T_v(i-1, n) &= (a_3 a_2 - a_4 A_{13})/a_5, \\ T_{wu}(i, n) &= (a_1 a_4 - A_{31} a_3)/a_5, \\ T_m(i, n) &= (A_{25} - T_v(i-1, n) A_{21})/A_{22}, \\ T_{wa}(i, n) &= (A_{45} - T_{wu}(i, n) A_{43})/A_{44}, \end{aligned} \quad (D6)$$

se stejným označením koeficientů a_i jako ve vztazích (11), ale s rozdílným označením koeficientů A_{ij} :

$$\begin{aligned} A_{11} &= -\frac{1}{\Delta t} - 2b_1 - b_2 - b_3; & A_{12} &= 2b_2; & A_{13} &= 2b_2, \\ A_{15} &= \frac{1}{\Delta t} [T_v(i, n) - T_v(i-1, n-1) - T_v(i, n-1)] + T_v(i, n) [b_2 + b_3 - 2b_1], \\ A_{21} &= b_4/2; & A_{22} &= -\frac{1}{\Delta t} - b_4, \\ A_{25} &= T_m(i, n-1) \left[2b_5 - \frac{1}{\Delta t} \right] - b_5 [T_m(i-1, n-1) + T_m(i+1, n-1)] - \\ &\quad - \frac{b_4}{2} T_v(i, n), \\ A_{31} &= b_6/2; & A_{33} &= -\frac{1}{\Delta t} - b_6 - b_7; & A_{34} &= b_7, \\ A_{35} &= -\frac{1}{\Delta t} T_{wu}(i, n-1) - \frac{b_6}{2} T_v(i, n), \\ A_{43} &= b_7; & A_{44} &= -\frac{1}{\Delta t} - b_7 - b_8, \\ A_{45} &= -\frac{1}{\Delta t} T_{wa}(i, n-1) - b_8 T_a. \end{aligned} \quad (D7)$$

SEZNAM SYMBOLŮ

T	teplota [K]
t	čas [s]
x	délková proměnná podél výšky regenerátoru s orientací ve směru proudění spalin [m]
α	koeficient přestupu tepla [$W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$]
c	měrné teplo [$J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$]

ρ	hustota [kg . m ⁻³]
λ	tepelná vodivost [W . m ⁻¹ . K ⁻¹]
ν	kinematická viskozita [m ² . s ⁻¹]
W	hmotnostní tok plynu [kg . s ⁻¹]
R	tepelný odpor [W ⁻¹ . m ² . K]
S	plošný průřez mřížoví regenerátoru [m ²]
L	celková výška mřížoví [m]
G	obvod zdiva stěny v příčném středním řezu regenerátoru [m]
V	objem [m ³]
P	plocha stěny [m ²]
D	tloušťka [m]
H	hydraulický průměr kanálek [m]
d	rozměr kanálek [m]
s	šířka tvarovky [m]
h	výška tvarovky [m]
ψ	teplosměnná plocha 1 m ³ mřížoví [m ² /m ³]
φ	průchodnost mřížoví (poměr plochy průřezu kanálek k celkové ploše S průřezu mřížoví) [m ² /m ²]
λ	měrný objem mřížoví (objem materiálu v 1 m ³ mřížoví) [m ³ /m ³]
v	rychlost proudícího plynu v mřížoví [m . s ⁻¹]
Nu	Nusseltovo číslo
Re	Reynoldsovo číslo
ε	zářivost
η	pohltivost
$\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$	= Stefan—Boltzmannova konstanta [W . m ⁻² . K ⁻⁴]
l	střední délka paprsku [m]
p	parciální tlak [10 ⁵ Pa]
Δ	diference
N	celkový počet uzlových bodů
Q	tepelný tok (výkon) [W]
Θ	účinnost [%]
A, B, a, b	různé koeficienty

Indexy

g	plyn
s	spaliny
v	vzduch
m	mřížoví
a	vnější okolí
i	diferenciace ve směru x
n	časová diskretizace
w	stěna regenerátoru
wu	vnitřní povrch stěny
wa	vnější povrch stěny
h	horní nadstavba
d	dolní nadstavba
k	konvektivní
z	zářivý
r	reverzace

Literatura

- [1] Hausen H.: *Int. J. Heat Mass Transfer* 13, 1753 (1970).
 [2] Clark C.—Monks: *Glass Technol.* 13, 66 (1977).
 [3] Delrieux J.: *Glas Technol.* 21, 162 (1980).
 [4] Nusselt W.: *Zeitschrift des Vereins Deutscher Ingenieure* 71, 85 (1927).
 [5] Kulakowski B., Anielewski J.: *Archiwum automatyki i telemechaniki* 24, 43 (1979).
 [6] Kulakowski B.: *Optimization of Heat Regenerators*, IFAC Symposium, Lafayette USA, 1973.
 [7] Kulakowski B., Tuszyński W.: *The Method for Improving Efficiency of Thermal Regenerators*, Int. Symp. on Glass „Glass Melting Today and Tomorrow“, Warszawa 1976.
 [8] Willmott A. J.: *Int. J. Heat Mass Transfer* 11, 1105 (1968).
 [9] Abbott K. M.: *Glass Technol.* 21, 284 (1980).
 [10] Schmalenbach B.: *Verres Réfract.* 36, 1005 (1982).
 [11] Schmalenbach B.: *Glastechn. Ber.* 56K, 244 (1983).
 [12] Poolos W. A., Nelson F. J.: *Ceram. Bull.* 63, 1419, 1426 (1984).
 [13] Teich V.: *Silikattechnik* 37, 10 (1986).
 [14] Gilbert S. V., Lippert J. W.: *Glass Industry* 67, 20, 30 (1986).
 [15] Yzicizade A. Y.: *Glastechn. Ber.* 39, 203 (1966).
 [16] Kulakowski B., Nowak J.: *Szkło i Ceramika* 29, 245 (1978).
 [17] Ercole P.: *Optimizing Regenerator Design by Using Actual Furnace Data in Simulation Models*, 14. International Congress on Glass, New Delhi, India 1986, Collected Papers, Vol. 3., p. 56—63.
 [18] Barklage H.—Hilgefert: *Glastechn. Ber.* 58, 65 (1985).
 [19] Trier W.: *Glassmelzöfen — Konstruktion und Betriebsverhalten*, Springer, Berlin 1984 str. 271.
 [20] Hottel H. C., Sarofim A. F.: *Přenos tepla zářením*. SNTL, Praha 1979.
 [21] Hadvig S., Dif M.: *Journ. Inst. Fuel* 43, 129, (1970).
 [22] Schill P.: *Sklář a keramik*, bude publikováno.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ РЕГЕНЕРАТОРА

Петр Шилл

*Государственный научно-исследовательский институт стекла,
 501 92 Градец Кралово*

Определяются уравнения баланса термических процессов в регенераторе включая стенки (4)—(6) верхнюю и нижнюю надстройки (14—20), (24—30). Для их численного решения применяли метод конечных разностей и связанную имплицитную блок-схему, состоящую из системы 4 уравнений для внутренней части (9) и системы 7 уравнений для надстроек (21), (31). При разработке модели учитывается температурная зависимость всех величин материала, табл. I—IV, рис. 3, 4. Детально проводится расчет локальных коэффициентов теплопередачи в насадке, заключающих в себе конвективный α_k (34) и радиационный α_z (41) компоненты. В модель входит критерий получения квазистационарного состояния (13), балансовая оценка деятельности регенератора (47, 48) и установление его эффективности (49, 50). Вся модель разрабатывается в виде программы в языке Фортран IV с требованием оперативного запоминающего устройства 25кБ. На основании численных тестов была установлена значительная устойчивость и большая скорость конвергенции. Приводится пример конкретного расчета промышленного регенератора, рис. 5, 6, табл. V. Укомпьютеризованность модели обеспечивает проведение параметрических исследований весьма общих типов.

Рис. 1. Схематическое изображение регенератора для нагревательного периода с обозначенным блоком активированных температур имплицитного метода во внутреннем элементарном объеме и в верхней и нижней надстройке.

Рис. 2. Схематическое изображение регенератора для охлаждающего периода с имплицитными блоками согласно рис. 1.

Рис. 3. Зависимость общей силы излучения продуктов сгорания ϵ от температуры T [K] и произведения $rho_{co_2} \cdot l$ [$10^5 Pa \cdot m$] для соотношения $rho_{H_2O}/rho_{co_2} = 2$

при общем давлении $p = 10^5$ Па. Величины + полученные Гадвигом [21] и связанные кривые представляют собой аппроксимации (37).

Рис. 4. Основные типы насадки: a = Siemens, b) = Lichte, c) = Cruciforms.

Рис. 5. Распределение температур T [°C] по высоте регенератора x [м] и в настройках: а) в конце нагревательного периода: T_s ... продукты сгорания, $\circ T_m$... насадки, $\square T_{wu}$... внутренняя поверхность стены, ∇T_{wa} ... внешняя поверхность стены; б) в конце охлаждающего периода: + T_v ... воздух, ΔT_m ... насадка.

Рис. 6. Временной ход температур [°C] уходящих продуктов сгорания $T_s(N)$, уходящего воздуха $T_v(1)$, верхней поверхности насадки $T_m(3)$ и нижней поверхности насадки $T_m(N-1)$ во время нагревательного и охлаждающего периодов 20 мин

MATHEMATICAL MODEL OF THE REGENERATOR

Petr Schill

State Glass Research Institute, 501 92 Hradec Králové

Balance equations of thermal processes in the regenerator are formulated including the walls (4)—(6), and the top and bottom hyperstructures (14—20), (24—30). Their numerical solution utilize the finite differences method and a couple block implicit technique consisting of ad system of 4 equations for the inner section (9) and a system of 7 equations for the hyperstructure (21, 31). In the construction of the model the temperature dependence of all the material quantities is considered Tables I—IV, Figs. 3 and 4. The local coefficients of heat transfer are calculated in detail for the checkerwork and comprise the convective α_x (34) component and the radiation α_r component (41). The model includes the criterion of attaining the quasistationary state (13), heat balance evaluation of the regenerator (47, 48) and determination of its efficiency (49, 50). The entire model has been elaborated in program form in the Fortran IV language with demands on the 25 kB main store. Numerical tests have proved a great stability and rate of convergence. An example of actual calculation of a full-scale regenerator is given (Figs. 5 and 6, Table V). The completeness of the model allows parametric studies of very general types to be carried out.

Fig. 1. Schematic representation of a regenerator for the heating period with indicated updated temperature block of the implicit method in the inner elementar volume and in the top and bottom hyperstructures.

Fig. 2. Schematic representation of a regenerator for the cooling period with implicit blocks as in Fig. 1.

Fig. 3. Total emissivity ϵ of combustion gases vs. temperature T [K] and the product $p_{CO_2} \cdot l$ [10^5 Pa \cdot m] for the ratio $p_{H_2O}/p_{CO_2} = 2$ under the total pressure $p = 10^5$ Pa. The + values are taken over from Hadvig [21] and the continuous curves are approximations (37).

Fig. 4. The basic types of checkerwork; a — Siemens, b — Lichte, c — Cruciforms.

Fig. 5. Temperature distribution along the regenerator height x [m] and in hyperstructure; а) at the end of the heating period: T_s ... waste gas, $\circ T_m$... checkerwork, $\square T_{wu}$... inner wall surface, ∇T_{wa} ... outer wall surface, б) at the end of the cooling period, + T_v ... air, ΔT_m ... checkerwork.

Fig. 6. Time course of temperatures [°C] of outgoing combustion gases $T_s(N)$, outgoing air $T_v(1)$ top checkerwork surface $T_m(3)$ and bottom checkerwork surface $T_m(N-1)$ in the course of the heating and cooling period of 20 minutes.

SKLENĚNÉ DISKY PRO UKLÁDÁNÍ INFORMACÍ, které jsou nedílnou součástí digitálních optických disků používaných pro ukládání informací, vyrábí britská firma Chance Pilkington. Disk se podobá průhledné LP desce. Vyznačuje se značnou kapacitou umožňující např. uložení celé Encyclopaedia Britannica včetně obrázků na jednu stranu disku. Informace jsou ukládány na citlivou kovovou vrstvu pomocí laseru.

Fryntová