

**ČESKÉ VYSOKÉ  
UČENÍ TECHNICKÉ  
V PRAZE**

**FAKULTA  
STROJNÍ**



**DIPLOMOVÁ  
PRÁCE**

**2022**



# ZADÁNÍ DIPLOMOVÉ PRÁCE

## I. OSOBNÍ A STUDIJNÍ ÚDAJE

Příjmení: **Balvín** Jméno: **Daniel** Osobní číslo: **466538**  
Fakulta/ústav: **Fakulta strojní**  
Zadávací katedra/ústav: **Ústav energetiky**  
Studijní program: **Energetika a procesní inženýrství**  
Specializace: **Energetika**

## II. ÚDAJE K DIPLOMOVÉ PRÁCI

Název diplomové práce:

**Přestup tepla ve fluidní vrstvě ve vzduchovém a oxyfuel spalování**

Název diplomové práce anglicky:

**Heat transfer in a fluidized bed in air and oxyfuel combustion**

Pokyny pro vypracování:

Práce je zaměřena na teoretickou a experimentální analýzu problematiky sdílení tepla mezi fluidní vrstvou a vnořenou teplosměnnou plochou ve spalovacím procesu v režimu konvenčního vzduchového spalování a v režimu oxyfuel spalování. Práce bude obsahovat tyto body:

- 1) Literární rešerše zaměřená na proces přestupu tepla ve fluidní vrstvě a na výpočetní postupy určené ke stanovení součinitele přestupu tepla mezi fluidní vrstvou a vnořenou teplosměnnou plochou
- 2) Experimentální analýza dvou zvolených materiálů fluidní vrstvy s cílem určit mezerovitost materiálů v závislosti na rychlosti fluidace. Pro tuto analýzu bude využit studený model fluidní vrstvy
- 3) Návrh experimentálního postupu pro určení součinitele přestupu tepla ve vzduchovém a oxyfuel spalovacím režimu v korelaci s teplotou fluidní vrstvy a fluidační rychlostí na experimentální fluidní jednotce miniBFBC, provedení experimentů
- 4) Zpracování a vyhodnocení získaných experimentálních dat, porovnání výpočtově získaných výsledků s experimentálními, diskuse výsledků, formulace závěrů

Seznam doporučené literatury:

Dle pokynů vedoucího práce.

Jméno a pracoviště vedoucí(ho) diplomové práce:

**prof. Ing. Jan Hrdlička, Ph.D. ústav energetiky FS**

Jméno a pracoviště druhé(ho) vedoucí(ho) nebo konzultanta(ky) diplomové práce:

Datum zadání diplomové práce: **21.04.2022**

Termín odevzdání diplomové práce: **03.06.2022**

Platnost zadání diplomové práce: **31.12.2023**

prof. Ing. Jan Hrdlička, Ph.D.  
podpis vedoucí(ho) práce

podpis vedoucí(ho) ústavu/katedry

doc. Ing. Miroslav Španiel, CSc.  
podpis děkana(ky)

## III. PŘEVZETÍ ZADÁNÍ

Diplomant bere na vědomí, že je povinen vypracovat diplomovou práci samostatně, bez cizí pomoci, s výjimkou poskytnutých konzultací. Seznam použité literatury, jiných pramenů a jmen konzultantů je třeba uvést v diplomové práci.

Datum převzetí zadání

Podpis studenta

## **Čestné prohlášení**

Prohlašuji, že jsem předloženou práci vypracoval samostatně a že jsem uvedl veškeré informační zdroje v souladu s Metodickými pokyny o dodržování etických principů při přípravě vysokoškolských závěrečných prací.

V Praze dne 3.6.2022

.....

Daniel Balvín

## **Anotační list**

**Jméno autora:** Daniel Balvín

**Název DP:** Přestup tepla ve fluidní vrstvě ve vzduchovém a oxy-fuel režimu

**Akademický rok:** 2021/2022

**Ústav:** Ústav energetiky 12115

**Vedoucí diplomové práce:** prof. Ing. Jan Hrdlička, Ph.D.

### **Bibliografické údaje:**

**Počet stran:** 86

**Počet obrázků:** 34

**Počet tabulek:** 28

**Počet příloh:** 19

**Klíčová slova:** Přestup tepla, Fluidní vrstva, Oxy-fuel

**Keywords:** Heat transfer, Bubbling fluidized bed, Oxy-fuel

## **Anotace**

Tato diplomová práce se zabývá přestupem tepla ve fluidní vrstvě se zaměřením na teoretické výpočty součinitele přestupu tepla mezi fluidní vrstvou a ponořenou teplosměnnou plochou. V první fázi experimentální části je provedena analýza dvou inertních materiálů písku a LWA zahrnující určení mezerovitosti v závislosti na fluidační rychlosti, určení charakteristických veličin pomocí sítové analýzy, experimentální určení sféricity a minimální rychlosti fluidace, která je porovnána s teoretickými výpočty. Druhá fáze experimentální části se věnuje určení součinitele přestupu tepla mezi fluidní vrstvou a ponořenou teplosměnnou plochou v porovnání vzduchového a oxy-fuel režimu při spalování dřevních pelet a využití LWA jako inertního materiálu. Experimentálně určený součinitel přestupu tepla je následně porovnán s teoretickými výpočty.

## **Abstract**

This diploma thesis deals with heat transfer in the fluidized bed with a focus on theoretical calculations of the heat transfer coefficient between the fluidized bed and the submerged heating surface. In the first phase of the experimental part, the analysis of two inert materials sand and LWA is performed, including determination of interstitiality depending on fluidization rate, determination of characteristic values by sieve analysis, experimental determination of sphericity and minimum fluidization rate, which is compared with theoretical calculations. The second phase of the experimental part is devoted to determining the heat transfer coefficient between the fluidized bed and the submerged heating surface in comparison with the air and oxy-fuel regime in the combustion of wood pellets and the use of LWA as an inert material. The experimentally determined heat transfer coefficient is then compared with theoretical calculations.

## **Poděkování**

Rád bych poděkoval svému vedoucímu práce prof. Ing. Janu Hrdličkovi, Ph.D. za cenné rady, jeho trpělivost během konzultací a čas, který mi věnoval při experimentálních měřeních, bez kterého by práce nemohla být dokončena.

## **Obsah**

Čestné prohlášení .....	3
Anotační list .....	4
Anotace.....	5
Abstract .....	5
Poděkování .....	6
Obsah.....	7
Seznam použitých symbolů.....	10
Řecká abeceda .....	10
Podobnostní čísla.....	11
Dolní indexy.....	11
1. Úvod.....	12
2. Charakteristika fluidní vrstvy.....	14
2.1. Tlaková ztráta fluidní vrstvy .....	14
2.2. Minimální rychlost fluidace .....	15
2.3. Úletová rychlost .....	16
2.4. Inertní materiály fluidní vrstvy .....	17
2.4.1. Geldartova klasifikace částic.....	17
2.4.2. Mezerovitost.....	19
2.4.3. Sféricita .....	19
3. Spalování v bublinkové fluidní vrstvě .....	20
3.1. Fluidní kotle .....	21
3.1.1. Fluidní kotle s bublinkovou fluidní vrstvou.....	21
3.2. Oxy-fuel spalování .....	22
4. Přenos tepla ve bublinkové fluidní vrstvě .....	25
4.1. Přenos tepla mezi částicemi a fluidačním médiem .....	26
4.2. Přenos tepla mezi fluidní vrstvou a teplosměnnou plochou.....	27

4.2.1. Výpočtové korelace konvektivního součinitele přestupu tepla mezi fluidní vrstvou na teplosměnnou plochou.....	30
4.2.2. Lokální konvektivní součinitel přestupu tepla fluidní vrstvy a horizontální plochy.....	35
4.2.3. Radiační člen součinitele přestupu tepla mezi fluidní vrstvou a teplosměnnou plochou.....	36
5. Praktická část.....	38
5.1. Cíl práce .....	38
5.2. Analýza korelací pro výpočet konvektivního součinitele přestupu tepla mezi fluidní vrstvou a teplosměnnou plochou.....	39
5.3. Popis experimentu .....	43
5.4. Popis zařízení .....	44
5.4.1. Studený fluidní reaktor.....	44
5.4.2. Experimentální jednotka s bublinkovou fluidní vrstvou .....	45
5.4.3. Měřicí sonda pro určení součinitele přestupu tepla.....	46
5.5. Inertní materiály a palivo .....	47
5.6. Metodika analýzy inertních materiálů.....	48
5.7. Metodika stanovení fyzikálních vlastností fluidačních médií.....	49
5.7.1. Stechiometrie vzduchového spalování .....	50
5.7.2. Stechiometrie oxy-fuel spalování.....	50
5.7.3. Hustota spalin.....	51
5.7.4. Dynamická viskozita spalin .....	52
5.7.5. Měrná tepelná kapacita spalin.....	52
5.7.6. Tepelná vodivost spalin.....	53
5.8. Metodika vyhodnocení naměřených dat a jejich použití.....	53
5.8.1. Stanovení naměřeného součinitele přestupu tepla mezi fluidní vrstvou a teplosměnnou plochou.....	53



5.8.2. Výpočet radiační složky součinitele přestupu tepla mezi teplosměnnou fluidní vrstvou a teplosměnnou plochou.....	54
5.8.3. Stanovení fluidační rychlosti.....	55
6. Výsledky a diskuse.....	56
7. Závěr.....	67
Zdroje .....	69
8. Přílohy .....	74
8.1. Fyzikální vlastnosti spalin.....	74
8.1.1. Stechiometrie.....	74
8.1.2. Konstanty pro výpočet fyzikálních vlastností spalin.....	74
8.2. Naměřená hodnoty .....	75
8.2.1. Naměřené data pro vzduchové spalování.....	76
8.2.2. Naměřená data pro oxy-fuel spalování.....	79
8.3. Porovnání korelací a experimentu.....	81
Seznam obrázků .....	83
Seznam tabulek .....	84
Seznam příloh.....	85

## Seznam použitých symbolů

A	Empirická konstanta, rovnice (41-43)	[-]
a	Povrch (obsah)	[m <sup>2</sup> ]
B	Empirická konstanta, rovnice (31-33, 41-42)	[-]
C	Empirická konstanta, rovnice (6, 41-42)	[-]
C <sub>c</sub>	Empirická konstanta, rovnice (44)	[-]
C <sub>D</sub>	Součinitel aerodynamického odporu, rovnice (7-8)	[-]
C <sub>R</sub>	Korelační člen, rovnice (25)	[-]
c <sub>p</sub>	Tepelná kapacita	[J/kg·K]
d <sub>p</sub>	Střední průměr částice	[m]
D	Vnější průměr trubky	[m]
e	Emisivita	[-]
f	Součinitel třecích ztrát	[-]
g	Tíhové zrychlení	[m/s <sup>2</sup> ]
h	Součinitel přestupu tepla	[W/m <sup>2</sup> ·K]
j	Počet měřených stavů	[-]
k	Součinitel prostupu tepla	[W/m <sup>2</sup> ·K]
l	Charakteristický rozměr, rovnice (29-30)	[m]
M	Molární hmotnost	[kg/mol]
m	hmotnost	[kg]
Q	Výkon	[W]
r	poloměr	[m]
S	průřez	[m <sup>2</sup> ]
T	Termodynamická teplota	[K]
t	Teplota	[°C]
t <sub>e</sub>	Čas kontaktu emulze	[s]
u	Rychlost	[m/s]
u <sub>e</sub>	Rychlost nad prahem fluidace	[m/s]
V	Objem	[m <sup>3</sup> ]
W <sub>p</sub>	Rychlost jedné částice	[m/s]
z	Koeficient pro výpočet fluidační rychlosti, rovnice (10)	[-]

### Řecká abeceda

α	Součinitel přebytku spal.vzduchu (okysličovadla)	[-]
Δt <sub>ln</sub>	Střední logaritmický teplotní spád	[°C]
δ	Frakce bublin plynu	[-]
ε	Mezerovitost	[-]
λ	Tepelná vodivost	[W/m·K]
μ	Dynamická viskozita	[Pa·s]
ρ	Hustota	[kg/m <sup>3</sup> ]
σ	Stefan-Boltzmannova konstanta	[W/m <sup>2</sup> ·K <sup>4</sup> ]
φ	Sféricita	[-]
φ <sub>b</sub>	Koeficient ekvivalentní tloušťky filmu mezi částicemi	[-]

$\varphi_w$	Koeficient ekvivalentní tloušťky filmu mezi částicemi a povrchem	[-]
$\omega$	Objemový podíl	[-]

#### Podobnostní čísla

Ar	Archimedovo číslo
Fr	Froudeho číslo
Kn	Knudsenovo číslo
Nu	Nusseltovo číslo
$Nu_{pw}$	Nusseltovo číslo mezi částicemi a stěnou
Pr	Prandtlovo číslo
Re	Reynoldsovo číslo

#### Dolní indexy

b	Fluidní vrstva, bublina
c	Konvektivní
e	Emulze
g	Plyn
h	Hořlavina
mf	Minimální fluidace
p	Částice
v	Voda
w	Stěna
r	Radiační
s	Materiál
t	Terminální (úletová)

#### Zkratky

BFB	Kotel s bublinkující fluidní vrstvou
CFB	Kotel s cirkulující fluidní vrstvou
d	Sušina
daf	Hořlavina
FGR	Recirkulace
LWA	Lehké keramické kamenivo
r	Původní vzorek

## 1. Úvod

Technologie fluidního spalování přináší nepopíratelné výhody při spalování paliv s nízkou výhřevností a vysokým obsahem vody [1]. V dnešní době, kdy je snaha o hledání náhrad za fosilní paliva, mohou být fluidní kotle efektivně využity při spalování homogenizovaných alternativních paliv, odpadů a biomasy [2]. Mezi další výhody patří nízká teplota spalování, která eliminuje termické a promptní emise oxidů dusíku a umožňuje aditivně odsiřovat přímo do vrstvy [1] [3]. Nespornou výhodou oproti ostatním spalovacím technologiím je velmi dobrý přenos hmoty a přestup tepla, na který se tato práce zaměřuje [4]. Přestupu tepla ve fluidní vrstvě se věnovala v minulosti řada studií. Výzkumy se zejména soustředily na empirické výpočty součinitele přestupu tepla mezi fluidní vrstvou a teplosměnnou plochou, na který mají vliv konstrukční a zejména provozní parametry fluidní vrstvy [5]. Vzhledem k řádově vyššímu tepelnému odporu na straně fluidní vrstvy než na straně chladicího média, je správné určení tohoto součinitele klíčové k optimalizaci odvodu tepla z fluidní vrstvy. Lepší návrh výměníků ponořených ve fluidní vrstvě a optimalizace spalovacího procesu vede ke zvýšení účinnosti fluidních kotlů [3].

V posledních letech narůstají obavy z možného vlivu člověkem produkováných emisí CO<sub>2</sub> na změnu klimatu, která by mohla vést k významným ekonomickým a sociálním problémům [6]. Využití oxy-fuel spalování, které patří do skupiny CCS technologií, umožňuje efektivní záchyt CO<sub>2</sub> produkovaného stacionárními zdroji. Hlavním rozdílem oxy-fuel spalování v porovnání s konvenčním vzduchovým spalováním je využití kyslíku jako okysličovadla [7]. Rozdílné okysličovadlo, složení spalin a charakter oxy-fuel spalovacího procesu má vliv na přestup tepla. Výzkum přestupu tepla ve fluidní vrstvě v oxy-fuel režimu může vést k optimalizaci odvodu tepla. Vzhledem k velké vlastní spotřebě elektráren s oxy-fuel technologií, která je způsobena nutností výroby kyslíku a stlačení CO<sub>2</sub>, je celková optimalizace všech parametrů ovlivňující účinnost velmi důležitá [8] [9].

Cílem této práce je rešeršní zpracování problematiky přestupu tepla v bublinkující fluidní vrstvě s důrazem na teoretické výpočty součinitele přestupu tepla mezi fluidní vrstvou a teplosměnnou plochou. Experimentální část se nejprve věnuje analýze dvou inertních materiálů a v druhé části se zabývá vlivem teploty fluidní vrstvy a fluidační rychlosti na tento součinitel v porovnání vzduchového a oxy-fuel režimu při spalování

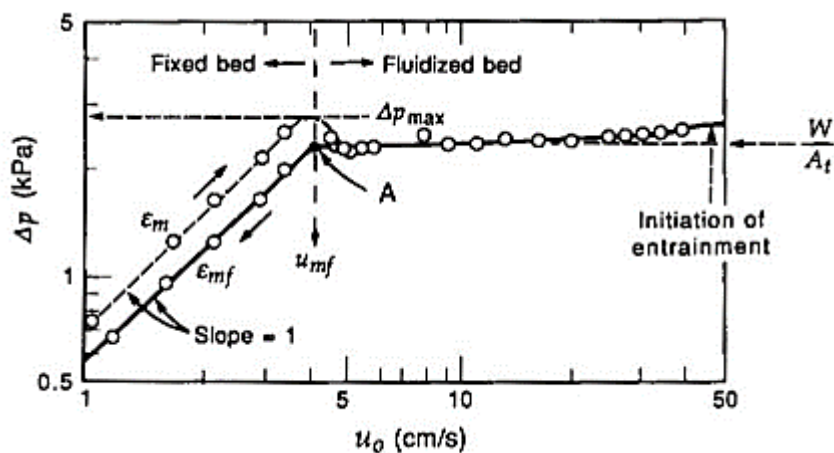
dřevních pelet. Experimentálně určené součinitele přestupu tepla jsou dále porovnány s teoretickými výpočty.

## 2. Charakteristika fluidní vrstvy

Na pevnou částici v gravitačním poli obtékanou tekutinou směrem vzhůru působí gravitační, vztlaková a odporová síla, jež je jako jediná závislá na rychlosti. To znamená, že s rostoucí rychlostí roste [1]. Jestliže pevné částice obtéká plyn (nebo kapalina) směrem vzhůru při nízkém průtoku, tekutina proniká pouze mezi stacionárními částicemi. Mluvíme tedy o fixní vrstvě. Vzájemná poloha částic sypkého materiálu v nádobě nezávisí na průtoku plynu až do určité mezní hodnoty, kdy se změní kvalitativní vlastnosti celého systému [1][4]. Se zvyšujícím se průtokem se částice pohybují od sebe a lehce kmitají v omezených oblastech. Při stále vyšší rychlosti dosáhneme stavu vyrovnání sil. Stav nazýváme stavem fluidace (vznosu) a vrstvu částic označuje jako minimální fluidní vrstvu. Rychlosti, při které dosáhneme tohoto stavu, říkáme prahová rychlost fluidace  $u_{mf}$ . Pokud budeme dále zvyšovat průtok nad prahovou rychlost částic, vzdálenosti mezi jednotlivými částicemi se budou zvětšovat, a tudíž bude růst i objem fluidní vrstvy. Fluidní vrstva dále expanduje až do mezní hodnoty (prahu úletu), při které se částice začnou pneumaticky transportovat z vrstvy [1]. Fluidací se v literatuře často označuje stav, kdy se sypký materiál chová vlivem proudění tekutiny jako kapalina [3].

### 2.1. Tlaková ztráta fluidní vrstvy

Tlaková ztráta fluidní vrstvy  $\Delta p$  nabývá svého maxima při dosažení minimální fluidní rychlosti. Dále se již mění pozvolna, jak lze vidět na závislosti těchto dvou parametrů na Obr. 1. Průběh závislosti tlakové ztráty na rychlosti fluidačního média poskytuje velké množství informací o charakteru fluidní vrstvy [1] [3].



Obrázek 1: Diagram závislosti tlakové ztráty na rychlosti [2]

Tlakovou ztrátu fixní vrstvy popisuje Ergunova rovnice, která závisí na rychlosti proudění. Rovnice platí pro široký rozsah materiálů, neboť zohledňuje setrvačné síly, které se stávají důležitými v režimu turbulentního proudění fluidizačního média [5]:

$$\Delta p = \frac{150 \cdot H \cdot (1 - \varepsilon)^2 \cdot \mu}{\varepsilon^3 \cdot \phi^2 \cdot d_p^2} \cdot u + \frac{1,75 \cdot H \cdot (1 - \varepsilon) \cdot \rho_g}{\varepsilon^3 \cdot \phi \cdot d_p} \cdot u^2 \quad (1)$$

Po dosažení mezní fluidace, kdy tlaková ztráta rovná hmotnosti fluidní vrstvy, platí vztah [3]:

$$\Delta p_b = (1 - \varepsilon) \cdot (\rho_s - \rho_g) \cdot g \cdot H \quad (2)$$

## 2.2. Minimální rychlost fluidace

Pro výpočet minimální rychlosti fluidace lze použít řadu teoretických i empirických vztahů, které se využívají v případě neznámých hodnot mezerovitosti při minimální fluidní rychlosti  $\varepsilon_{mf}$  a sféricity  $\phi$  [10]. Řada z nich má však omezenou platnost pro rozsah Reynoldsova čísla, Archimedova čísla či středního průměru částice. Jedním z nejvyužívanějších vztahů, který nemá omezující podmínky platnosti, vychází ze vztahů (1) a (2) jak uvádí literatura [1]:

$$\frac{1,75}{\varepsilon_{mf}^3 \phi} \left( \frac{d_p u_{mf} \rho_g}{\mu} \right)^2 + \frac{150(1 - \varepsilon_{mf})}{\varepsilon_{mf}^3 \phi^2} \left( \frac{d_p u_{mf} \rho_g}{\mu} \right) = \frac{d_p^3 \rho_g (\rho_s - \rho_g) g}{\mu^2} \quad (3)$$

Dále tento vzorec můžeme upravit za použití podobnostních čísel [5]:

$$\frac{1,75}{\varepsilon_{mf}^3 \phi} Re_{p,mf}^2 + \frac{150(1 - \varepsilon_{mf})}{\varepsilon_{mf}^3 \phi^2} Re_{p,mf} = Ar \quad (4)$$

Dle [5] Wen a Yu navrhli zjednodušený tvar Ergunovy rovnice na základě experimentálních dat za předpokladu:

$$\frac{1}{\varepsilon_{mf}^3 \phi} \cong 14; \frac{(1 - \varepsilon_{mf})}{\varepsilon_{mf}^3 \phi^2} \cong 11 \quad (5)$$

Z Ergunovy rovnici lze dojít na výpočetní vztah Reynoldsova čísla pro částice pomocí [5]:

$$Re_{mf} = \frac{d_p u_{mf} \rho_g}{\mu} = \sqrt{C_1^2 + C_2 Ar} - C_1 \quad (6)$$

Kde  $C_1$  a  $C_2$  jsou experimentálně určené koeficienty. V literatuře lze najít řadu hodnot pro tyto koeficienty. Následující tabulka obsahuje hodnoty od dvou autorů s jejich podmínkami platnosti [5].

Tabulka 1: Koeficienty pro empirickou rovnici (6) [5]

Autor	$C_1$	$C_2$	$Re_{mf}$ [-]	$d_p$ [mm]
Wen a Yu	33,7	0,0408	$10^{-3} - 4 \cdot 10^3$	0,04 – 20
Saxena a Vogel	25,3	0,0571	6 – 102	0,088–1,41

### 2.3. Úletová rychlost

Při dosažení prahu úletu, kdy gravitační síla působící na částice je menší než odporová a vztlaková síla, se začnou částice pneumaticky transportovat z nádoby při prahové rychlosti  $u_t$  [3]. Dle [4] lze pro výpočet úletové rychlosti částice použít vztah:

$$u_t = \left[ \frac{4d_p(\rho_s - \rho_g)g}{3\rho_g C_D} \right]^{1/2} \quad (7)$$

Kde  $C_D$  představuje součinitel aerodynamického odporu. Pro sférické částice ( $\phi = 1$ ) je definován jako [4]:

$$C_D = \frac{24}{Re_p} + 3,3643Re_p^{0,3471} + \frac{0,4607Re_p}{Re_p + 2682,5} \quad (8)$$

A pro nekulovité částice ( $\phi < 1$ ) jej lze určit pomocí [4]:

$$C_D = \frac{24}{Re_p} \left[ 1 + (8,1716e^{-4,0655\phi})Re_p^{0,0964+0,5565\phi} \right] + \frac{73,69e^{-5,0748\phi}Re_p}{Re_p + 5,378e^{6,2122\phi}} \quad (9)$$

Při výpočtu minimální rychlosti fluidace a úletové rychlosti reálné fluidní vrstvy je nutné brát v potaz její polydisperzitu. Obě rychlosti se budou lišit pro jemné částice odhořívajícího paliva či obrušujícího se sorbentu a částice inertního materiálu. Ve výpočtech se pracuje se středním průměrem částic. Skutečné hodnoty jsou také ovlivněny geometrií spalovací komory [1].

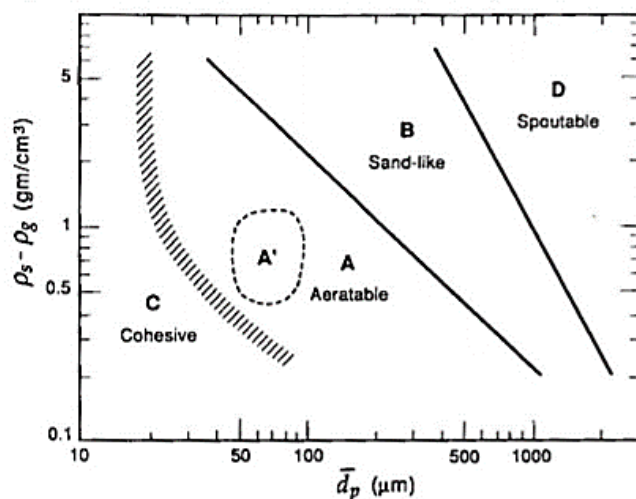


## 2.4. Inertní materiály fluidní vrstvy

Při spalování biomasy je hmotnostní obsah paliva v bublinkující fluidní vrstvě jen 1-2 % [11]. V případě spalování uhlí je obsah v rozmezí 2-5 % v závislosti na typu uhlí, velikosti částic paliva a rychlosti hoření [1]. Zbylou část fluidní vrstvy tvoří materiál, který musí být vůči spalovacím reakcím inertní. Funkcí tohoto materiálu je tepelná akumulace, rovnoměrná distribuce paliva v objemu fluidní vrstvy a zajištění dostatečné doby setrvání paliva v potřebných podmínkách s okysličovadlem. Inertním materiálem může být vlastní popel paliva, pokud má palivo dostatečné množství popela s vhodnými fluidizačními vlastnostmi (např. uhlí nebo čistírenské kaly s vhodnou velikostí částic). Pro primární biomasu dřevního i nedřevního původu je typický nízký obsah popelovin. Při spalování biomasy fluidní vrstvu tvoří externí inertní materiál, který do spalovací komory dodáváme samostatně. Pro stabilní spalovací proces musí mít inertní materiál některé specifické vlastnosti, mezi které patří zejména snadná a rovnoměrná fluidizovatelnost. Dále nesmí mít negativní vliv na tvorbu plynných znečišťujících látek a nesmí mít sklon k tvorbě eutektik a aglomerátů [11]. Nárůst středního průměru částic vlivem aglomerace může vést k nestabilitě fluidní vrstvy a v krajním případě až k odstavení zařízení [12] [13]. Nejčastěji používaným externím materiálem jsou křemičité písky [12]. Bylo zkoumáno použití dalších materiálů jako je oxid hlinitý, olivín nebo sepiolit, které nejsou náchylné na aglomeraci a dají se použít zejména u paliv náchylných na tavení popelovin, jako je sláma [12] [14]. Dalším použitelným materiálem je LWA, který se vyrábí výpalem a expandací jílu. Tento materiál vyniká svou nízkou objemovou a sypanou hustotou, vysokou pevností, objemovou stálostí a odolností vůči žáru [15]. Nižší hustota materiálu způsobuje nižší tlakovou ztrátu, což umožňuje snížit výkonové zatížení ventilátoru, který se významně podílí na provozních nákladech zařízení [12]. Tento materiál byl úspěšně použit již v několika laboratorních experimentech [12] [16].

### 2.4.1. Geldartova klasifikace částic

Zkušenosti s fluidací různých materiálů ukázaly, že chování fluidní vrstvy je významně ovlivněno typem materiálu, velikostí a tvarem částic. Chování jednoho materiálu při fluidaci nemůže být použito jako parametr pro chování jiného, byť zdánlivě podobného materiálu. Geldart jako první komplexně zkoumal chování různých materiálů v průběhu fluidace [1]. Materiály rozdělil do čtyř skupin, které jsou charakterizované rozdílem hustot částic a fluidačního média a středním průměrem částic [1] [5].



Obrázek 2: Geldartova klasifikace částic [4]

### Skupina C

Do této skupiny patří velmi kohezivní materiály, které se velmi obtížně dostávají do vzhonu. Síly mezi částicemi jsou větší než síly proudícího plynu. Materiál se tudíž shlukuje. U užších nádob částice vytváří zátku, která postupně stoupá. U širších nádob vzniká fixní vrstva, skrz kterou proudí plyn kanálky [1] [4].

### Skupina A

Tyto materiály mají malou a střední velikost částic a nízkou hustotu do  $\rho_p < 1400 \text{ kg/m}^3$ . Částice jsou přivedeny do vzhonu již při malých rychlostech fluidačního média. Bubliny vznikají již při minimální fluidační rychlosti a procházejí vrstvou rychleji než zbytek plynu [1] [4].

### Skupina B

Do této skupiny patří materiály, které jsou svojí hustotou (1400 do  $4000 \text{ kg/m}^3$ ) a velikostí velmi vhodné pro použití ve fluidních vrstvách. Bublující fluidní vrstva vzniká hned po dosažení minimální rychlosti fluidace. Bubliny fluidačního média se až lineárně zvětšují a jejich velikost je prakticky nezávislá na středním průměru částic. Stejně jako u skupiny A je rychlost bublin větší než zbytek proudícího fluidačního média. Silné probublávání zajišťuje rovnoměrné mísení částic v celé fluidní vrstvě [1] [4].

### Skupina D

Do poslední skupiny patří materiály o velké hustotě a rozměrech částic. Takové částice se obtížněji přivádí do vzhonu, neboť k tomu potřebují velké množství fluidačního média,

a tak udržení stabilní fluidní vrstvy je náročnější [1]. Vrstva pomaleji expanduje. Menší bubliny se rychleji spojují do velkých a stoupají pomaleji než zbytek plynu [4]. S touto skupinou se lze nejčastěji setkat v potravinářském, chemickém průmyslu nebo u fluidních kotlů [1] [4].

#### 2.4.2. Mezerovitost

Vyjadřuje poměr mezi celkovým objemem prázdneho prostoru mezi částicemi a objemem vrstvy. Mezerovitost závisí u fixní vrstvy na velikosti, tvaru, stavu povrchu částic a distribuci materiálu. Vztahuje se na všechny stavy a režimy fluidní vrstvy [1].

$$\varepsilon = \frac{V_b - V_p}{V_b} = 1 - \frac{m_p \rho_b}{\rho_p m_b} \quad (10)$$

Při zavedení předpokladu, že hmotnost částic se rovná hmotnosti fluidní vrstvy, lze vztah zjednodušit do následující podoby [5]:

$$\varepsilon = 1 - \frac{\rho_b}{\rho_p} \quad (11)$$

#### 2.4.3. Sféricita

Sféricita byla zavedena jako tvarový součinitel pro případy, kdy ve výpočtu figuruje vnější plocha částic. Povrchová plocha nepravidelné částice může být větší než povrchová plocha sférické částice o stejném objemu. Nepravidelné částice mají jiné hydrodynamické vlastnosti než částice sférické. Součinitel je obvykle definován jako poměr plochy povrchu koule ku povrchu nepravidelné částice o stejném objemu [1]:

$$\phi = \left( \frac{\text{plocha koule}}{\text{plocha částice stejného objemu}} \right) \quad (12)$$

Hodnota sféricity nabývá od 0 do 1. Čím se koeficient částice blíží více jedné, tím je částice více podobná kouli. Sféricitu lze stanovit experimentálně na fixní vrstvě pomocí Ergunovy rovnice (1), kdy se pro jednotlivé rychlosti fluidačního média určí tlaková ztráta fixní vrstvy, jak uvádí [10].

### **3. Spalování v bublinkové fluidní vrstvě**

V porovnání s ostatními spalovacími technologiemi je hlavním rozdílem fluidních kotlů ohniště tvořené inertním materiálem a palivem. Tyto dvě složky jsou spolu v neustálém kontaktu a vlivem toku fluidačního média se pohybují chaoticky. Fluidní kotle se řadí mezi nízkoteplotní spalovací technologie. Spalování probíhá při teplotách 760-900 °C [1] [3]. Řídicím faktorem rychlosti spalování proto není jen intenzita difúze okysličovadla na povrchu částic paliva, ale také rychlost chemických reakcí [1]. Promíchávání inertního materiálu ve fluidní vrstvě zajišťuje rovnoměrnou teplotu v loži a intenzivní přenos tepla mezi pevnými částicemi a fluidačním médiem. Tím jsou zajištěny podobné spalovací podmínky v celém loži. Nově přichozí částice paliva se distribuují ve vrstvě rovnoměrně v závislosti na jejich hustotě, velikosti a hustotě samotné fluidní vrstvy [1] [4]. Od okamžiku vstupu do fluidní vrstvy je částice paliva vystavena řadě fyzikálních, fyzikálně-chemických a chemických změn. Tyto změny a procesy probíhají současně, a proto se náročně samostatně analyzují [1]. Teplota částice paliva po vstupu do fluidní vrstvy prudce stoupá v důsledku intenzivního přenosu tepla. Po dosažení teploty 100 °C začíná proces odpařování a sušení. Další nárůst teploty způsobuje uvolňování těkavých látek. Tyto volatilní složky se začnou uvolňovat kolem teploty 450 °C u uhlí a 240 °C u primární biomasy [1] [3]. Mísí se s proudícím fluidačním médiem a při dosažení vhodných podmínek hoří. Samotná fluidní vrstva neposkytuje podmínky k úplnému vyhoření, a tak jejich spalování pokračuje v dohořivací oblasti neboli freeboardu za pomoci přívodu sekundárního spalovacího vzduchu [1] [5].

Účinnost spalování obecně klesá s rostoucí rychlostí fluidizace v důsledku vyšší elutriace nespálených jemných částic [1] [3]. Avšak při nízkých rychlostech fluidace hrozí nedostatečné vyvinutí fluidní vrstvy, což vede k nižší intenzitě mísení v loži, spékání paliva s inertním materiálem, nedostatečnému přívodu okysličovadla a odvodu tepla z vrstvy [1]. K zajištění stabilní fluidace by měla být fluidační rychlost minimálně trojnásobek až čtyřnásobek  $u_{mf}$  [3]. Fluidační rychlosti lze určit pomocí [12]:

$$u = u_{mf} + z \cdot (u_t - u_{mf}) \quad (13)$$

kde koeficient  $z$  nabývá hodnot od 0 do 1 a dle experimentů Vodička et al. [12] se při použití křemičitých písků a LWA  $z = 0,3$ .

### 3.1. Fluidní kotle

Podle typu fluidního režimu rozdělujeme fluidní kotle na dva základní typy:

- S bublinkovou fluidní vrstvou (BFB): Postupně se zvětšující bubliny fluidačního média prochází skrz vrstvu a čeří její hladinu, která je jasně zřetelná a lze ji vizuálně odlišit od zbytku spalovací komory [1]. Rychlost fluidačního média je ohraničena minimální a úletovou rychlostí [3] [4].
- S cirkulující fluidní vrstvou (CFB): Vlivem vysoké rychlosti fluidačního média, která převyšuje úletovou rychlost, jsou shluky částic unášeny ze spalovací komory. Jejich koncentrace se postupně snižuje. Recirkulaci částic zajišťuje cyklon, ve kterém se částice oddělí od spalin, a vrací se zpět do vrstvy [1].

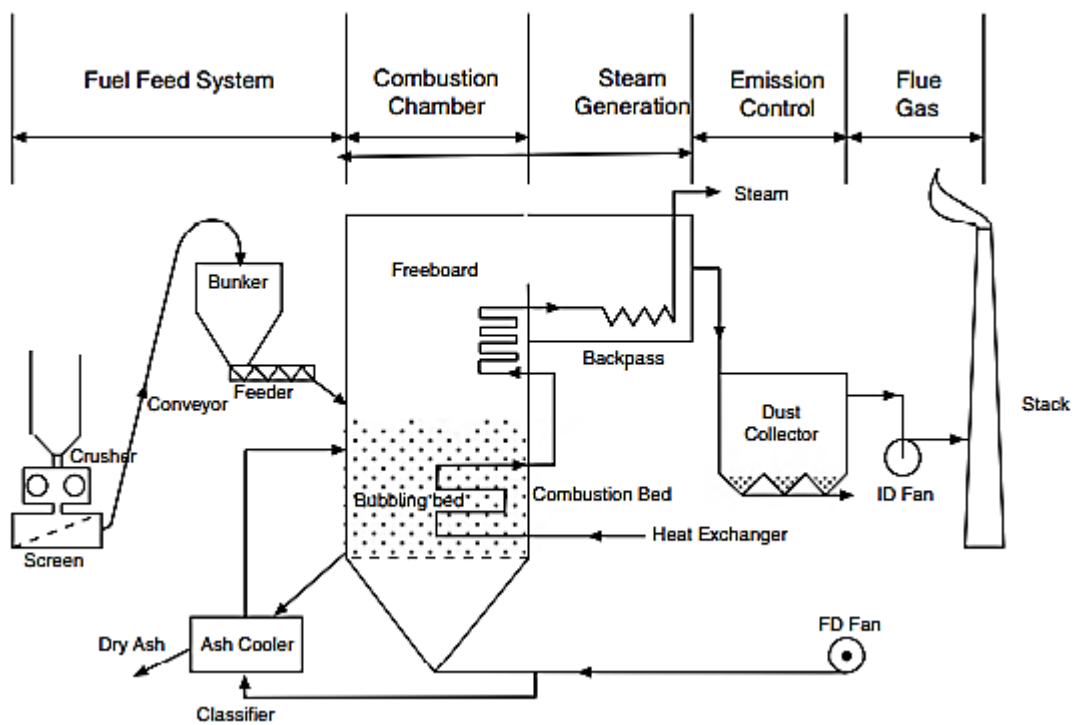
#### 3.1.1. Fluidní kotle s bublinkovou fluidní vrstvou

Jsou to zařízení s výkonovou kapacitou přibližně v rozmezí 1 až 50 MW [1] [12]. Využívají se hlavně v decentralizovaných energetických systémech. BFB disponují řadou výhod, které mají větší význam v případě spalování biomasy. Hlavní výhodou je široká škála paliv, které mohou BFB spalovat. Ve fluidní vrstvě se dají spalovat různé druhy biomasy a jejich směsi, uhlí s nízkou výhřevností a méně hodnotná paliva, např. kaly z čističek [12]. Hlavním omezujícím faktorem paliva je požadavek na jeho uniformnost. Typicky nevhodným palivem pro fluidní spalování je netříděná dřevní štěpka [17]. Přívod paliva a aditiva lze realizovat nad vrstvu či přímo do ní. Výhodou oproti práškovým kotlům je jednodušší příprava paliva. Uhlí se obvykle drtí na velikost pod 10 mm [3].

Fluidní ohniště lze rozdělit na oblast fluidní vrstvy, která má obvykle výšku od 0,5 do 1,5 m, a dohořivací oblast (freeboard). Rovnoměrnou distribuci fluidačního média napříč vrstvou zajišťuje fluidní rošt neboli distributor [1], jehož tlaková ztráta musí být dostatečně velká na to, aby došlo k rovnoměrnému průtoku skrz celý jeho průřez [2]. V závislosti na druhu inertního materiálu, fluidním režimu a průměru ohniště se volí vhodná geometrie a typ distributoru, které ovlivňují tvorbu, počet a velikost plynových bublin a jejich průchod skrz vrstvu [4].

Popel se z fluidní vrstvy odvádí dvěma způsoby. Jemná frakce popela je transportována spalinami. Hrubou část lze odvádět bočním výstupem nebo dnem komory v případě propadových distributorů. Popel je dále veden přes chladič, kde se ochladí přibližně 150 °C [1] [3].

Odvod tepla u BFB může být realizován v samotné fluidní vrstvě, ve freeboardu či v konvekčním spalinovém tahu. Teplotu fluidní vrstvy je možné řídit odvodem tepla pomocí výparníku, který je ve fluidní vrstvě ponořen, avšak je vystaven velké abrazi [3] [17]. Dalším způsobem regulace teploty fluidní vrstvy je recirkulace spalin. Výparník nebo přehřívák může tvořit stěny freeboardu. Spaliny jsou takto ochlazeny přibližně na 600 °C a dále pokračují do konvekčního spalinového tahu, kde může být trubkový přehřívák, jestliže nebyl ve freeboardu, přehřívák, ekonomizér a vzduchové ohříváky [3]. V případě vysoké elutriace nespáleného uhlíku z vrstvy lze částice vracet z horkého cyklonu nebo výsypky konvekčního tahu svodkou zpět do fluidní vrstvy, čímž se zvyšuje účinnost spalování [1].



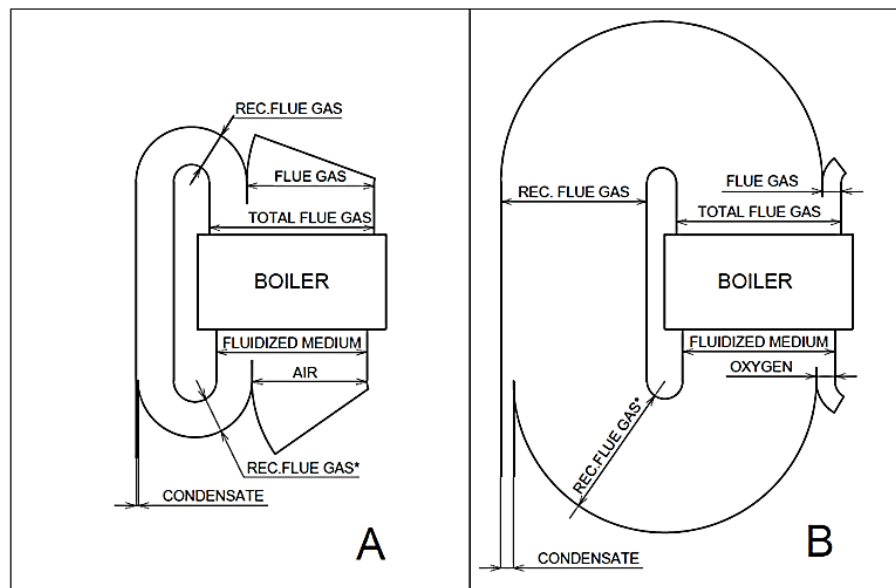
Obrázek 3: Schéma fluidního kotle s přidruženými systémy [3]

### 3.2. Oxy-fuel spalování

Konvenční spalování používá jako okysličovadlo vzduch, který se skládá ze 79 % z dusíku. Ten je tudíž hlavní složkou spalin, které mají nízkou koncentraci CO<sub>2</sub>. Dostupné technologie na separaci takto nízké koncentrace CO<sub>2</sub> jsou technologicky i ekonomicky náročné na realizaci. Při oxy-fuel spalování je okysličovadlem kyslík, obvykle s ekonomicky přijatelnou čistotou 95 %, a recirkulované spaliny, které se obsahují hlavně

vodní páru a CO<sub>2</sub>. Vodní pára se jednoduše oddělí od spalin kondenzací a z CO<sub>2</sub> je třeba odstranit jen její malé množství [7].

Vzduchové a oxy-fuel spalování využívají odlišné objemy toků plynů, které se účastní spalovacího procesu. Obr. 4 zobrazuje porovnání objemů těchto toků v reálném měřítku BFB kotlů, kdy schéma oxy-fuel spalování (B) zajišťuje stejný objem fluidačního média, jaký by byl potřeba pro vzduchové spalování [18].



Obrázek 4: Porovnání objemů toků plynů vzduchového (A) a oxy-fuel (B) spalování [18]

Recirkulace spalin má dva hlavní důvody. Prvním z nich je nahrazení objemu dusíku oxidem uhličitým, který zajišťuje dostatečné množství teplotně nosné látky. Dále zajišťuje dostatečný objem fluidačního média, což je důležité zejména u fluidních kotlů k udržení stabilní fluidace [19].

Výrobu kyslíku zajišťují většinou technologie kryogenní separace vzduchu (CAS), které využívají princip frakční destilace vzduchu při nízké teplotě. Oddělení probíhá na základě různých teplot varu složek vzduchu. Při čistotě kyslíku do 95 % je vlastní spotřeba 200 kWh/tO<sub>2</sub>, což je společně s vysokou pořizovací cenou (cca 14 % celkových nákladů elektrárny) hlavní nevýhoda této technologie [8].

Hlavní rozdíly fluidního oxy-fuel spalování jsou:

- Vzniká při něm pouze 20 % vlhkých spalin ve srovnání se vzduchovým spalováním [18].

- K dosažení stejné teploty nechlazeného plamene je nutné udržovat koncentraci kyslíku ve fluidačním médiu pod 30 % a recirkulovat více než 60 % celkových spalin z kotle [7].
- Spaliny s vyšší koncentrací CO<sub>2</sub> a vodní páry mají větší emisivitu, a tudíž i větší radiální přenos tepla [7].
- Hustota spalin je vyšší, neboť CO<sub>2</sub> má větší molární hmotnost (44 g/mol) než N<sub>2</sub> (28 g/mol) [19].
- Tepelná kapacita spalin vzniklých oxy-fuel spalováním je přibližně o čtvrtinu vyšší než tepelná kapacita spalin ze vzduchového spalování při recirkulaci vlhkých spalin a poměru  $\frac{O_2}{CO_2} = \frac{30}{70}$  [7] [18].

Vyšší tepelná kapacita spalin obvykle vede ke zvýšení přenosu tepla v konvekčním tahu spalin, avšak vzhledem k daleko menšímu množství spalin je celkový přenos tepla u oxy-fuel spalování menší. Zvýšený přestup tepla vlivem radiace před vstupem do konvekční části má za následek nižší teplotu spalin na jejím vstupu. Pro zajištění efektivního provozu je nutné optimalizovat přestup tepla v radiální a konvekční části kotle [9] [20].

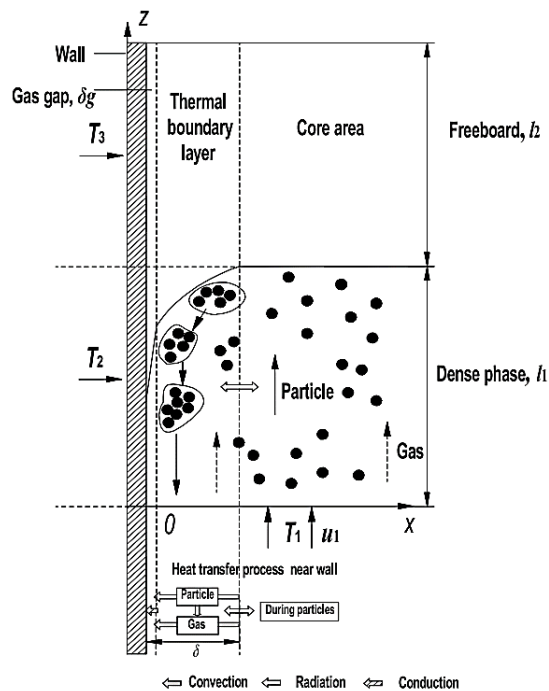


## 4. Přenos tepla ve bublinkové fluidní vrstvě

Přenos tepla ve fluidní vrstvě může probíhat mezi pevnou fází (palivo a inertní materiál), plynnou fází (spaliny a fluidační médium) a teplosměnnou plochou [5]. Při fluidním spalování dochází k přenosu tepla nejprve z fluidní vrstvy na palivo. Částice paliva se zahřívá, suší a uvolňuje se volatilní složka. Následně se po dosažení zápalné teploty vznítí volatilní složka a fixní uhlík paliva [4]. Fluidační médium exotermicky oxiduje uhlík na povrchu palivové částice, což vede k růstu teploty částice a ohřevu samotného fluidačního média. Přenos tepla tedy probíhá z palivové částice do fluidní vrstvy [4] [5].

Obecně se při přenosu tepla ve fluidní vrstvě uplatňují tři základní mechanismy: konduktce, konvekce a radiace neboli sálání [4] [5]. V závislosti na velikosti částic paliva se mění vliv konvekce a konduktce na celkový přestup tepla. Pro částice paliva stejné nebo menší, než částice inertního materiálu je dominantní přenos tepla konvekcí, zatímco pro velké částice má větší vliv přenos tepla prostřednictvím konduktce částic [5].

Spalovací komoru BFB kotlů lze rozdělit na podoblast fluidní vrstvy, přechodovou oblast (tzv. splash zone) a freeboard, kde probíhá dohořívání. V každé z těchto oblastí dochází k přenosu tepla jiným způsobem, a proto se k výpočtům přenosu tepla jednotlivých podoblastí přistupuje samostatně [3].



Obrázek 5: Schéma layer-core modelu [21]

Hydrodynamiku fluidní vrstvy ovlivňující součinitel přestupu tepla lze popsat na základě tzv. layer-core modelu. Ten rozděluje fluidní vrstvu v radiálním směru na mezní vrstvu plynu vznikající vlivem proudění fluidačního média u stěny ohniště, tepelnou mezní vrstvu, ve které je pohyb částic ovlivněn kontaktem se stěnou, a jádro fluidní vrstvy, které je tvořeno emulzí částic a bublin plynu. Konvekce probíhá mezi částicemi a plynem, který působí konvektivně i na stěnu s mezní vrstvou. Kondukce probíhá hlavně mezi částicemi a stěnou [21].

#### 4.1. Přenos tepla mezi částicemi a fluidačním médiem

Přenos tepla mezi částicemi a fluidačním médiem lze porovnávat s přenosem tepla jedné částice nebo více fixních částic. Pro tyto příklady lze definovat součinitelem přestupu tepla na základě povrchu jedné částice  $a_p$  [5]:

$$h_p = \frac{Q}{a_p \cdot (T_p - T_g)} \quad (14)$$

V případě jedné částice paliva je přenos tepla čistá konvekce určená mezní vrstvou plynu na jejím povrchu. V bublinkující fluidní vrstvě proces komplikuje neustálý pohyb částic a bublin fluidního média [5].

Velikost součinitele přestupu tepla mezi částicemi a fluidním médiem v běžných aplikacích nedosahuje vysokých hodnot ( $h_p = 1 \div 100 \text{ W/m}^2 \cdot \text{K}$ ) [5]. Přesto je přenos tepla mezi částicemi a plynem na jednotku objemu fluidní vrstvy velmi vysoký díky velké ploše povrchu částic, která je v neustálém kontaktu s plynem. S rostoucí fluidní rychlostí, tepelnou vodivostí, hustotou a snižující se viskozitou plynu roste  $h_p$  [5] [10]. V úvahu se musí brát skutečnost, že měrná tepelná kapacita plynu je velmi malá ve srovnání s měrnou tepelnou kapacitou částic. Při atmosférickém tlaku je měrná tepelná kapacita plynu řádově tisícina kapacity částic [5]. Fluidační médium se po výstupu z distributoru velmi rychle ohřeje na teplotu blízkou teplotě částic [5] [10]. Teplotní rozdíly jsou nižší jen v bezprostřední blízkosti distributoru (5-10 cm) [4]. V souladu s tím teplota částic určuje teplotu plynu ve vrstvě a spolu s ní hustotu a viskozitu [10]. Koeficient přestupu tepla  $h_p$  a celé chování fluidní vrstvy je tudíž podmíněno teplotou částic. Výsledky výzkumu [22] ukazují, že teplotní rozdíl částic a plynu klesá se zmenšující se velikostí částic. Menší velikost částic znamená větší mezerovitost fluidní vrstvy, což vede ke vyššímu konvektivnímu i konduktivnímu přestupu tepla mezi částicemi a plynem.

Při fluidním spalování však dochází k problémům určení skutečného součinitele přestupu tepla mezi směsí inertního materiálu s hořícími částicemi paliva, které jsou intenzivním zdrojem tepla, a plynem. Použití vztahu (14) nepřinášelo v praxi uspokojivé výsledky, neboť není možné přesně určit teplotu částic. Bylo potřeba hledat korelace pro určení skutečného součinitele přestupu tepla mezi částicemi a plynem. Nové korelace byly založené na různých idealizovaných modelech zjednodušující chování fluidní vrstvy [5]. Kuni a Levenspiel [4] poukázali na to, že menší rozptyl vykazují korelace založené na modelu pístového toku fluidní vrstvy, který umožňuje analogické srovnání s přenosem hmoty mezi částicemi a fluidačním médiem [5]. Tento model bere fluidní vrstvu jako heterogenní celek, ve kterém nedochází k dokonalému míšení plynu v celém průřezu fluidní vrstvy [4]. Na základě poznatků z 22 studií definovali součinitel přestupu tepla pomocí Nusseltova a Reynoldsova čísla s charakteristickým rozměrem částic a Prandtlova čísla fluidačního média [4] [5]:

$$Nu_p = \frac{h_p d_p}{\lambda_g} \quad (15)$$

$$R_p = \frac{d_p \rho_g u_g}{\mu_g} \quad (16)$$

$$Pr_g = \frac{c_{pg} \mu_g}{\lambda_g} \quad (17)$$

V závislosti na velikosti Reynoldsova čísla lze k výpočtu použít vztah (18) pro  $0,1 \leq R_p \leq 50$  a (19) pro  $50 \leq R_p \leq 10^4$  [5]:

$$Nu_p = 0,0282 R_p^{1,4} Pr_g^{0,33} \quad (18)$$

$$Nu_p = 1,01 R_p^{0,48} Pr_g^{0,33} \quad (19)$$

#### 4.2. Přenos tepla mezi fluidní vrstvou a teplosměnnou plochou

Přenos tepla mezi teplosměnnou plochou a fluidní vrstvou probíhá vždy, existuje-li mezi nimi rozdíl teplot [40]. Teplosměnnou plochou mohou být stěny ohniště, které fluidní vrstvu ohraničují, nebo výměníky tepla, které jsou do vrstvy vnořené. Díky odvodu tepla lze lépe regulovat teplotu fluidní vrstvy a umožňuje zvýšení tepelného zatížení ohniště [3]. Součinitel přestupu tepla do teplosměnné plochy lze vyjádřit jako [5]:

$$h_b = \frac{Q}{a_w \cdot (T_b - T_w)} \quad (20)$$

Vztah (20) zanedbává jakýkoliv rozdíl teplot mezi částicemi a plynem [5].

V bublinkové fluidní vrstvě přispívá k přenosu tepla konvekce plynů během kontaktu bublin s povrchem, konvekce/kondukcce částic, které omílají povrch, a v případě vysokých teplot i radiace [1]. Celkový součinitel přestupu tepla bublinkující fluidní vrstvy je v literatuře [3] [23] často vyjádřen součtem těchto tří složek:

$$h_b = h_p + h_g + h_{rad} \quad (21)$$

Kde  $h_p$  je „částicová konvekce/kondukcce“,  $h_g$  „konvekce plynné fáze“ a  $h_{rad}$  radiační složka. Relativní velikost těchto složek a jejich řídicí parametry závisí na vlastnostech částic a fluidačního média, provozním režimu a chování fluidní vrstvy [10] [23].

Ve výpočtech se obvykle neodlišují konvektivní členy částic a plynné fáze. Jejich součet se nazývá celkový konvektivní součinitel přestupu tepla mezi fluidní vrstvou a teplosměnnou plochou [10]:

$$h_c = h_p + h_g \quad (22)$$

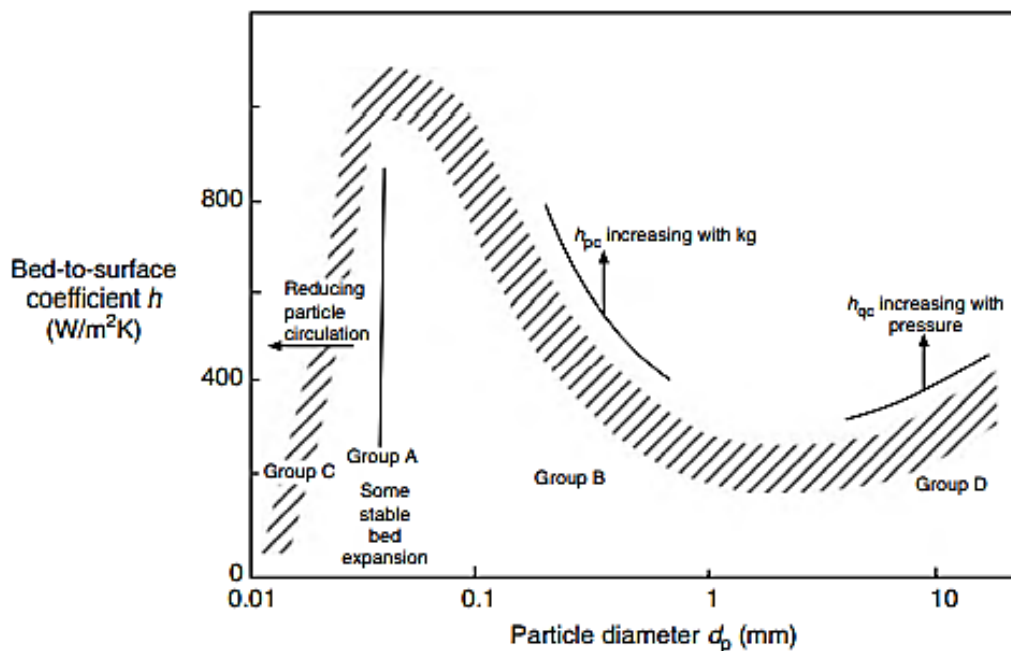
Celkový součinitel přestupu tepla fluidní vrstvy a teplosměnné plochy  $h_b$  je součtem celkového konvektivního součinitele tepla  $h_c$  a radiačního součinitele přestupu tepla  $h_{rad}$ . Obě tyto složky se počítají zvlášť a je jim věnována samostatná kapitola.

Experimentálně byl zkoumán vliv vybraných parametrů, jako je fluidační rychlost a střední průměr částic, na velikost součinitele přestupu tepla mezi fluidní vrstvou a teplosměnnou plochou, kterou můžou být vertikální plochy (stěny) a horizontální plochy (trubky) [5]. Pro rostoucí průměr trubek platí, že  $h_b$  klesá s jejich rostoucím průměrem. Čím větší je průměr trubky, tím déle se částice v jejím okolí zdrží. Tím se snižuje teplotní rozdíl mezi povrchem a částicí, což snižuje tok přenosu tepla [24].

Se zvyšující se fluidační rychlostí se zvyšuje tvorba bublin plynu, což snižuje dobu kontaktu směsi částic a plynu (emulze). Kontakt částic se dále snižuje s rostoucí fluidační rychlostí vlivem expanze a zvětšují se mezerovitosti fluidní vrstvy. Celkový koeficient přestupu tepla  $h_b$  se zvyšuje s rostoucí fluidační rychlostí až do jeho maxima, které je specifické pro střední průměr částic, a dále pozvolna klesá [3] [5].

Dalším důležitým parametrem, který ovlivňuje  $h_b$ , je velikost částic inertního materiálu fluidní vrstvy. V závislosti na velikosti částic se liší vliv kondukcce/konvekce částic a konvekce plynu na celkový součinitel přestupu tepla. U menších částic dominuje jejich kondukcce, zatímco u větších částic má větší vliv konvekce plynu, kdy má menší

tepelný odpor [25]. Částice při kontaktu s plochou vede teplo přes tenký film plynu, který vedení snižuje a závisí na průměru částice. Průměrná tloušťka je přibližně 1/6 až 1/10 průměru částice. Menší částice mají také kratší dobu setrvaní na povrchu trubky, tudíž mají vyšší součinitel přestupu tepla [3]. Tento předpoklad potvrdil výzkum [26], který zkoumal vliv velikosti částic v rozsahu 128-140  $\mu\text{m}$  na  $h_b$  u přehříváku páry ponořeného v bublinkové fluidní vrstvě. Na Obr. 6 lze vidět chování  $h_b$  v závislosti na Geldartovu klasifikaci částic a jejich průměru. Skupina C (jemné částice) vykazuje nízké  $h_b$ , které se zvyšuje s jejich velikostí. Kohezní síly převládají nad ostatními silami působící na částice této skupiny, což vede ke sníženému mísení částic, a tudíž i menšímu  $h_b$ . U částic skupiny A a B se  $h_b$  snižuje s rostoucí velikostí částic, což je primárně způsobeno poklesem konvekce částic, jak již bylo popsáno výše. U velmi velkých částic skupiny D, začíná konvekce plynu převládat nad konvekci částic. Konvekce plynu, která je funkcí rychlosti fluidačního média, se zvyšuje s velikostí částice, a proto lze pozorovat mírný nárůst  $h_b$ . Většina fluidních kotlů s bublinkovou fluidní vrstvou používá materiály skupiny B a D [3].



Obrázek 6: Vliv Geldartovy klasifikace částic a velikosti částic na  $h_b$  [3]

#### 4.2.1. Výpočtové korelace konvektivního součinitele přestupu tepla mezi fluidní vrstvou na teplosměnnou plochou

K výpočtu celkového konvektivního součinitele přestupu tepla se přistupuje několika různými empirickými způsoby. Následující tabulka shrnuje autory jednotlivých výpočetních korelací založených na čtyřech přístupech.

Tabulka 2: Přehled autorů jednotlivých korelací

Autor	Rovnice	Typ plochy	Teorie	Ref.
Leva et al.	(23)	Vertikální plochy		[5]
Wender a Cooper	(24)	Vertikální trubky		[5]
Vreedenberg	(26) (27)	Horizontální trubky	Tepelný odpor na stěně se snižuje výměnou částic	[5]
Andeen	(28)	Horizontální trubky		[5]
Molerus	(29)	Horizontální trubky	Společný vliv konvekce částic a plynu jako samostatných složek	[27] [28]
Borodulya	(35)	Horizontální i vertikální trubky		[29]
Paketový model	(36)	Horizontální trubky	Střídavý kontakt bublin plynu a emulze	[26] [30]
Martin	(44)	Horizontální trubky	Pohyb částic ve fluidním loži připodobněn k pohybu molekul v plynech	[33] [34]

První nejběžnější přístup vychází z úvahy tepelného odporu mezní vrstvy na teplosměnné ploše, jejíž efektivní tloušťka je snižována vlivem výměny částic [5]. Nusseltovo číslo je potom funkcí Prandtlova čísla plynné fáze a modifikovaného Reynoldsova čísla, přičemž charakteristickým délkovým rozměrem je buď průměr částice ( $R_p$ ) nebo vnější průměr trubky ( $R_D$ ). Leva et al. představili korelaci pro výpočet vertikálních ploch omílaných velkými částicemi, rozsah platnosti však v literatuře [5] nebyl definován:

$$Nu_c = \frac{h_c d_p}{\lambda_g} = 0,525(Re_p)^{0,75} = 0,525 \left( \frac{d_p \rho_g u_g}{\mu_g} \right)^{0,75} \quad (23)$$

Wender a Cooper publikovali vztah použitelný pro výpočet vertikálních trubek v rozsahu  $10^{-2} \leq Re_p \leq 10^2$  [5]:

$$\frac{h_c d_p}{\lambda_g} = 3,51 \cdot 10^{-4} C_R (1 - \varepsilon) Re_p^{0,23} \left( \frac{c_{pg} \rho_g}{\lambda_g} \right)^{0,43} \left( \frac{c_{ps}}{c_{pg}} \right)^{0,8} \left( \frac{\rho_s}{\rho_g} \right)^{0,66} \quad (24)$$

Korelační člen  $C_R$  je závislý na vzdálenosti trubky od středu  $r$  a poloměru ohniště  $R_b$ :

$$C_R = 1,07 + 3,04 \left( \frac{r}{R_b} \right) - 3,29 \left( \frac{r}{R_b} \right)^2 \quad (25)$$

Vreedenberg se věnoval korelacím výpočtu  $h_c$  pro horizontální trubky. Pro výpočet v rozsahu  $\frac{\rho_s}{\rho_g} Re_p \geq 2550$  lze použít (26) a pro  $\frac{\rho_s}{\rho_g} Re_p \leq 2050$  platí (27) [5]:

$$\frac{h_c D_t}{\lambda_g} = 420 \left( \frac{\rho_s}{\rho_g} Pr_g \frac{\mu_g^2}{g \rho_s^2 d_p^3} \right)^{0,3} Re_D^{0,3} \quad (26)$$

$$\frac{h_c D_t}{\lambda_g} = 0,66 Pr_g^{0,3} \left( \frac{\rho_s (1 - \varepsilon)}{\rho_g \varepsilon} \right)^{0,44} Re_D^{0,44} \quad (27)$$

Pro průnik intervalů platnosti se doporučuje použít průměr hodnot vypočtených z obou vztahů [5].

Andeen a Glicksman modifikovali Vreedenbergovu korelaci (26) pro stejný rozsah platnosti  $\frac{\rho_s}{\rho_g} Re_p \geq 2550$  tak, aby zohledňovala mezerovitost [5]:

$$\frac{h_c D_t}{\lambda_g} = 900 (1 - \varepsilon) \left( \frac{\rho_s}{\rho_g} Pr_g \left( \frac{\mu_g^2}{g \rho_s^2 d_p^3} \right) \right)^{0,3} Re_D^{0,3} \quad (28)$$

Pro mezerovitost  $\varepsilon = 0,53$  vychází stejné výsledky jako v případě vztahu (26).

Druhý empirický přístup určení konvektivního koeficientu přestupu tepla uvažuje společný vliv konvekce plynné a pevné fáze jako dvou samostatných složek [5]. Molerus et al. vyvinul semi-empirickou korelaci, která je dána následující rovnicí pro sférické nebo téměř sférické částice [27] [28]:

$$\frac{h_c l}{\lambda_g} = \frac{0,125 \varepsilon_{s,mf}}{B_1 \left[ 1 + B_2 \left( \frac{\lambda_g}{2 c_{ps} \mu_g} \right) \right]} + 0,165 Pr_g^{1/3} \left( \frac{\rho_g}{\rho_s - \rho_g} \right)^{1/3} \left( \frac{1}{B_3} \right) \quad (29)$$

Kde následující vztahy popisují jednotlivé koeficienty a veličiny [27] [28]:

$$l = \left( \frac{\mu_g}{\rho_s - \rho_g} \right)^{2/3} \left( \frac{1}{g} \right)^{1/3} \quad (30)$$

$$B_1 = 1 + 33,3 \left[ \left( \frac{u_e \rho_s c_{ps}}{u_{mf} g \lambda_g} \right)^{\frac{1}{3}} u_e \right]^{-1} \quad (31)$$

$$B_2 = 1 + 0,28\varepsilon_{s,mf}^2 u_e u_{mf} \left( \frac{\rho_g}{\rho_s - \rho_g} \right)^{1/2} \left( \frac{\rho_s c_{ps}}{g \lambda_g} \right)^{2/3} \quad (32)$$

$$B_3 = 1 + 0,05 \left( \frac{u_{mf}}{u_e} \right) \quad (33)$$

$$u_e = u_g - u_{mf} \quad (34)$$

Borodulya et al. [29] uvádí, že ve své korelaci správně zohlednil účinky tlaku a teploty pro široký rozsah platnosti řídicích parametrů, které ovlivňují vlastnosti plynné a pevné fáze fluidní vrstvy:

$$\frac{h_c d_p}{\lambda_g} = 0,74 Ar^{0,1} \left( \frac{\rho_s}{\rho_g} \right)^{0,14} \left( \frac{c_{ps}}{c_{pg}} \right)^{0,24} \varepsilon_s^{2/3} + 0,46 R_p Pr_g \frac{\varepsilon_s^{2/3}}{\varepsilon} \quad (35)$$

První člen představuje konvekci částic a druhý konvekci fluidačního média. Korelace se dá využít pro výpočet horizontálních i vertikálních ploch a platí pro rozsah průměru částic  $0,1 < d_p < 4\text{mm}$ , tlaku  $0,1 < P < 10\text{MPa}$  a Archimedova čísla  $140 < Ar < 1,1 \cdot 10^7$  [5] [29].

Třetí přístup se nazývá shluková (paketová) teorie, která uvažuje střídavý kontakt vznikajících bublin plynu a emulze na teplosměnné ploše po určitý rezidenční čas. Během kontaktu částic s povrchem dochází zejména ke kondukcii. Výpočtové korelace založené na tomto přístupu určují průměrný koeficient přestupu tepla vlivem emulze částic, kde velkou roli hraje stanovení vlastností a tvorby bublin na základě hydrodynamické teorie [4]. Model byl použit v [26] [30]:

$$h_c = (1 - \delta) \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\lambda_e \rho_e c_{pe}} \frac{1}{\sqrt{t_e}} + \delta h_g \quad (36)$$

Tepelná kapacita paketů  $c_{pe}$  se uvažuje rovná tepelné kapacitě částic  $c_{ps}$ . Hustota paketů  $\rho_e$  se určí z [30]:

$$\rho_e = (1 - \varepsilon_e) \rho_p \quad (37)$$

Mezerovitost v okolí teplosměnné plochy  $\varepsilon_e$  závisí na mezerovitosti při minimální fluidní rychlosti  $\varepsilon_{mf}$ , středním průměru částic  $d_p$  a vnějším průměru trubky výměníku  $D$  [30]:

$$\varepsilon_e = 1 - \frac{(1 - \varepsilon_{mf}) \left[ 0,7293 + 0,5139 \left( \frac{d_p}{D} \right) \right]}{1 + \frac{d_p}{D}} \quad (38)$$



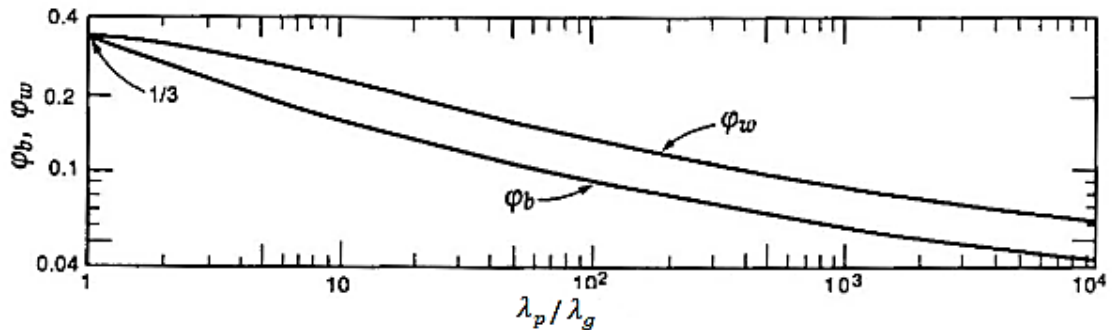
Koeficient přestupu tepla bublin plynu lze vypočíst z [26]:

$$h_g = 0,009 Ar^{0,5} Pr_g^{0,33} \left( \frac{\lambda_g}{d_p} \right) \quad (39)$$

Tepelná vodivost paketů závisí na jejich mezerovitosti, tepelné vodivosti částic a plynu [30]:

$$\lambda_e = \varepsilon_e \lambda_g + (1 - \varepsilon_e) \lambda_p \left[ \frac{1}{\varphi_b \left( \frac{\lambda_p}{\lambda_g} \right) + \frac{2}{3}} \right] \quad (40)$$

Dle [4] koeficient ekvivalentní tloušťky mezní vrstvy plynu mezi částicemi v kontaktu  $\varphi_b$  lze určit z Obr. 7. v závislosti na podílu tepelné vodivosti částic  $\lambda_p$  a plynu  $\lambda_g$ :



Obrázek 7: Monogram koeficientu ekvivalentní tloušťky filmu plynu mezi částicemi v kontaktu  $\varphi_b$ ; mezi částicemi a povrchem  $\varphi_w$  [4]

Veličiny  $\delta$  a  $t_e$ , které jsou závislé na hydrodynamice kolem ponořené trubky a vycházejí

z Froudeho čísla  $Fr = \frac{u^2}{gl}$ , lze je určit z [26]:

$$\delta = B \left[ \frac{d_p g}{u_{mf}^2 \left( \frac{u_g}{u_{mf}} - A \right)^2} \right]^C \quad (41)$$

$$t_e = B \left[ \frac{d_p g}{u_{mf}^2 \left( \frac{u_g}{u_{mf}} - A \right)^2} \right]^C \left( \frac{d_p}{D} \right)^{0,225} \quad (42)$$

V rovnicích (41) a (42) figurují koeficienty A, B, C. Koeficient A je pro vertikální plochy  $A = 0,8$  [26]. Pro horizontální plochy lze použít stejnou hodnotu jako pro vertikální nebo lze určit z průřezu fluidního ohniště S a plochy trubek výměníku  $a_w$  [26]:

$$A = 1 - \left( \frac{a_w}{S} \right) \quad (43)$$

Koeficienty B a C jsou určeny empiricky z experimentálních dat pro obě veličiny  $\delta_b$  a  $t_e$  samostatně [26].

Tabulka 3: Empirické koeficienty B a C [26] [31] [32]

Autor	$d_p$ [ $\mu\text{m}$ ]	A	$\delta_b$		$t_e$ [s]	
			B	C	B	C
<b>(typ plochy)</b>						
<b>Pence et al.</b>	256, 340, 568	0,8	0,323	-0,05	0,485	0,143
<b>(horizontální plocha)</b>						
<b>Blaszczuk et al. [31]</b>	219, 232, 246,	(43)	0,19	-0,23	1,2	0,3
<b>(horizontální plocha)</b>	365, 444					
<b>Baskakov et al. [32]</b>	120, 320, 650	0,8	0,33	-0,14	0,44	0,14
<b>(vertikální plocha)</b>						

Čtvrtý přístup představil H. Martin ve svých publikacích [33] [34]. Na základě kinetické teorie plynů využil analogii mezi pohybem částic ve fluidním loži a kinetickým pohybem molekul v plynech. Model zohledňuje transport tepelné energie pohybem částic přes mezní vrstvu na teplosměnné ploše [4] [34]:

$$\frac{h_c d_p}{\lambda_g} = Z(1 - \varepsilon)(1 - e^{-N/c_c Z}) \quad (44)$$

Kde Z je Zabrodskyho číslo, které udává charakteristickou skupinu konvekce částic [34]:

$$Z = \frac{\rho_s c_{ps} d_p w_p}{6\lambda_g} \quad (45)$$

Rychlost jedné částice  $w_p$  lze vyjádřit Maxwellovým vztahem jako [4]:

$$w_p = \sqrt{\frac{g d_p (\varepsilon - \varepsilon_{mf})}{5(1 - \varepsilon)(1 - \varepsilon_{mf})}} \quad (46)$$

Nusseltovo číslo pro přenos tepla při srážkách částice se stěnou lze vyjádřit v běžném případě, kdy platí pro tepelnou vodivost fází  $k_s \gg k_g$  [4]:

$$Nu_{pw} \cong 4(1 - Kn) \ln \left( 1 + \frac{1}{Kn} \right) - 4 \quad (47)$$

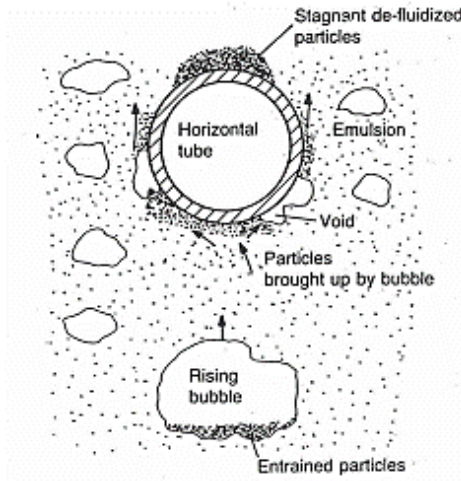
Kde Knudsenovo číslo pro plyn mezi částicí a teplosměnnou plochou lze vypočítat pomocí [4]:

$$Kn = \frac{4\lambda_g(2\pi RT/M_g)^{1/2}}{Pd_p(2c_{pg} - R/M_g)} \quad (48)$$

Martinův model obsahuje bezrozměrný parametr  $C_c$ , který experimentálně určil jako 2,6 [34].

#### 4.2.2. Lokální konvektivní součinitel přestupu tepla fluidní vrstvy a horizontální plochy

Trubky nemají konstantní součinitel přestupu tepla po obvodu. Výsledky experimentu Kim et al. [30] ukazují, že lokální součinitel přestupu u horizontálních trubek dosahuje maxima na bocích. Přisuzuje se to stagnující vrstvě částic na svrchní straně trubky, která izoluje a zabraňuje stejnému omílání částicemi, ke kterému dochází intenzivněji na bocích a na spodku trubky, kde je lokální součinitel přestupu tepla také vyšší [10] [30]. Rostoucí průměr trubky stírá rozdíl mezi hodnotami svrchní a spodní strany [24]. Lokální součinitel přestupu tepla se zvyšuje vlivem rostoucí fluidační rychlosti [33].



Obrázek 8: Chování fluidní vrstvy kolem horizontální trubky [10]

K výpočtu maximálního konvektivního součinitele přestupu tepla pro částice spadající do skupiny B Geldartovi klasifikace se využívá Zabrodskyho vztah [30]:

$$h_{max} = 35,8\rho_p^{0,2}k_g^{0,6}d_p^{-0,36} \quad (49)$$

Kim et al. [30] použili pro výpočet součinitel přestupu tepla fluidní vrstvy a svrchní strany trubky následující korelaci:

$$h_{top} = 47,56Re_p^{0,43}Pr_g^{0,33}\left(\frac{D_t}{d_p}\right)^{-0,74}\left(\frac{c_{ps}}{c_{pg}}\right)^{-1,69}\frac{\lambda_g}{d_p} \quad (50)$$

Vztah má však omezenou platnost  $0,97 \leq R_p \leq 12,56$ ;  $93,46 \leq \frac{D_t}{d_p} \leq 157,73$ ;  $Pr = 0,71$  a  $0,67 \leq \frac{c_{ps}}{c_{pg}} \leq 0,79$ . Hlavním omezením je tedy střední průměr částic a vnější průměr trubky, kdy pro částice o středním průměru 1 mm by trubka musela mít průměr nejméně 93,46 mm. Dále pak definovali celkový (průměrný) koeficient přestupu tepla mezi fluidní vrstvou a trůbkou [30]:

$$h_c = \frac{5}{8} h_{bottom} + \frac{3}{8} h_{top} \quad (51)$$

Kde pro výpočet  $h_{bottom}$  použili paketový model (36). Takto vypočtený  $h_c$  měl relativní odchylku 11,2 % oproti naměřeným hodnotám [30]. Vzhledem k omezené platnosti vnějšího průměru ku střednímu průměru částice, kterou experiment této práce nesplňuje, není výpočet pomocí rovnic (50) a (51) použit.

#### 4.2.3. Radiační člen součinitele přestupu tepla mezi fluidní vrstvou a teplosměnnou plochou

Při teplotách fluidní vrstvy do 500 °C tvoří radiační přenos tepla méně než 15 % z celkového součinitele přestupu tepla. Při fluidním spalování, kdy teploty přesahují 800 °C, nabývá podíl sálavé složky již více než 35 % [5] [10]. Literatura [5] uvádí poznatky z výzkumu Ozkaynak et al., který pozoroval lineárně narůstající příspěvek sálavé složky s rostoucí teplotou. Tento nárůst nebyl rychlejší, tedy úměrný rozdílu čtvrtých mocnin teplot (53), protože přenos tepla konvekcí/kondukcí také roste vlivem narůstající teploty v důsledku fyzikálních změn plynu. Dle [10] se sálavá a konvektivní složka navzájem ovlivňuje, přičemž sálavá složka přenáší teplo na úkor konvektivního přenosu, a to hlavně u větších částic. Lze rozlišovat dva různé případy, kdy dochází k sálavému přenosu tepla částic do teplosměnné plochy. V prvním případě je povrch v kontaktu s bublinou plynu, ve které jsou rozptýlené částice o teplotě fluidní vrstvy. Nebo povrch omílá emulze. Částice v přímém kontaktu s teplosměnnou plochou mají teplotu blízkou jejímu povrchu [3] [10].

Součinitel přestupu tepla sáláním lze vyjádřit jako [4]:

$$h_{rad} = \frac{Q_r}{a_w(T_b - T_w)} \quad (52)$$

Sálavý výkon  $Q_r$  lze vypočíst pomocí Stefan-Boltzmanovy rovnice pro sdílení tepla sáláním [5]:

$$Q_r = a_w e_{bw} \sigma (T_b^4 - T_w^4) \quad (53)$$

Efektivní emisivita  $e_{bw}$  závisí na emisivitě teplosměnné plochy  $e_w$  a na emisivitě fluidní vrstvy  $e_b$  [5]:

$$e_{bw} = \frac{1}{\frac{1}{e_b} + \frac{1}{e_w} - 1} \quad (54)$$

Literatura [5] uvádí rozsah hodnot efektivní emisivity  $e_{bw}$  0,8 až 1 pro fluidní vrstvu s inertním materiálem s podobnými vlastnostmi písku a teplotou nad 700 °C. Efektivní emisivita  $e_{bw}$  je málo citlivá na fluidní rychlost, a tudíž lze emisivitu fluidní vrstvy  $e_b$  pro zjednodušení uvažovat rovnou 0,9 [5]. Případně pro její výpočet lze použít vztah uvedený v [35]:

$$e_b = e_p^{0,64} \quad (55)$$

Emisivita částic inertního materiálu  $e_p$  je nižší než emisivita fluidní vrstvy [4] [5]. Pro inertní materiály s emisivitou  $0,3 < e_p < 0,6$  lze použít vztah [4]:

$$h_{rad} = 7,3 \sigma e_p e_w T_w^3 \quad (56)$$

Emisivita písku, jako nejvyužívanějšího inertního materiálu, je však 0,9 [36]. V takovém případě po dosazení rovnic (50) a (51) do vztahu (49) dostaneme výsledný tvar součinitele přestupu tepla sáláním [5]:

$$h_{rad} = \left( \frac{e_b e_w}{e_b + e_w - e_b e_w} \right) \frac{\sigma (T_b^4 - T_w^4)}{(T_b - T_w)} \quad (57)$$

## **5. Praktická část**

### **5.1. Cíl práce**

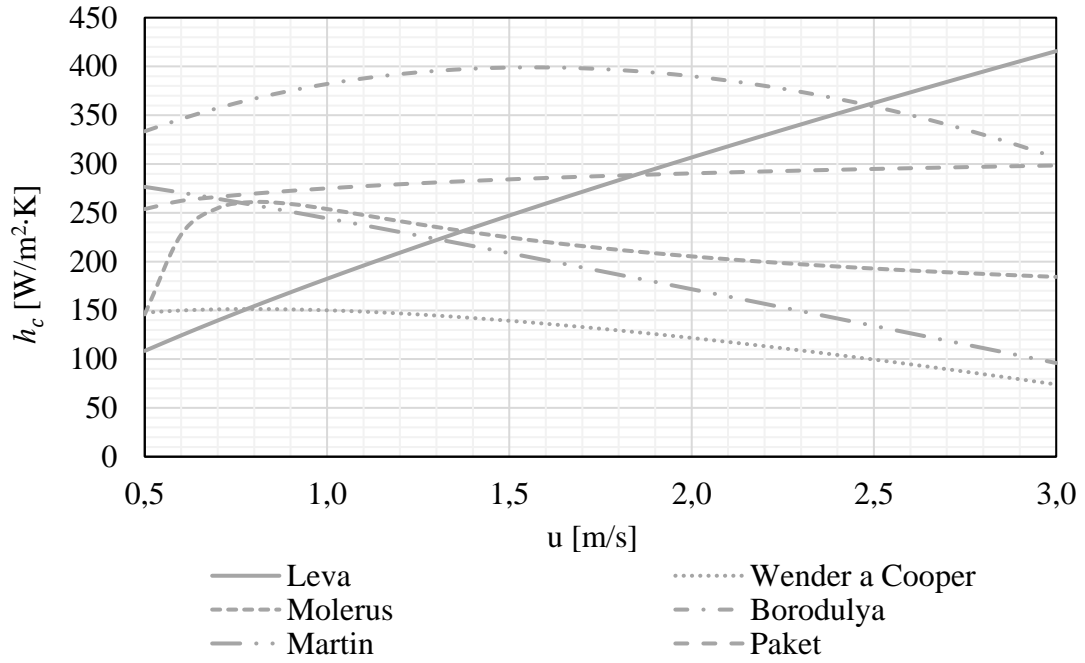
V první fázi se práce zaměřuje na analýzu dvou zvolených inertních materiálu křemičitého písku Střeleč 05/10 a LWA Liapor 0-2. Analýza je provedena k určení veličin jako je průměr částice, sféricita a mezerovitost, které se použijí k pozdějším teoretickým výpočtům součinitele přestupu tepla. Na základě obdržených dat sítové analýzy a je zkoumána polydisperzita těchto materiálů za účelem určení charakteristických hodnot, kterými je střední průměr, modus a medián. Určení průměru částic je důležité pro výpočty přestupu tepla vycházející z podobnostních čísel s charakteristickým délkovým rozměrem částic a teoretické výpočty minimální rychlosti fluidace, která figuruje v korelacích (29) a (36). K výpočtu minimální rychlosti fluidace je potřeba určit sféricitu obou materiálů. Pro písek literatura obsahuje velký rozsah hodnot sféricity podle původu písku a pro LWA je neuvádí. Proto byla sféricita určena na základě měření na studeném fluidním reaktoru ve stavu fixní vrstvy. Dále byla experimentálně určena minimální rychlost fluidace těchto dvou materiálu a porovnána s teoretickými výpočty dle (3), čímž se ověří možnost použití tohoto vztahu pro pozdější výpočty. Nakonec byla zkoumána expanze inertních materiálů vlivem zvyšující se rychlosti fluidace. Tím se určí závislost mezerovitosti na rychlosti fluidace, která se využije pro korelace (24), (27), (28), (35) a (36). Na základě zjištěných veličin je dále zhotovena analýza výpočetních korelací konvektivního součinitele přestupu mezi fluidní vrstvou a teplosměnnou plochou  $h_c$ .

Druhá fáze má za cíl experimentální stanovení a porovnání součinitele přestupu tepla mezi fluidní vrstvou a horizontální teplosměnnou plochou  $h_b$  pro vzduchové a oxy-fuel spalování dřevních pelet v závislosti na teplotě fluidní vrstvy a fluidační rychlosti. Pro experiment byla využita již využívaná aparatura zahrnující experimentální fluidní jednotku a smyčku sondy představující horizontální teplosměnnou plochu. Vzhledem k časové náročnosti tohoto experimentu byl tento experiment proveden jen pro LWA. Experimentálně určený součinitel přestupu tepla  $h_b$  je pro oba režimy porovnán s teoretickými výpočty.

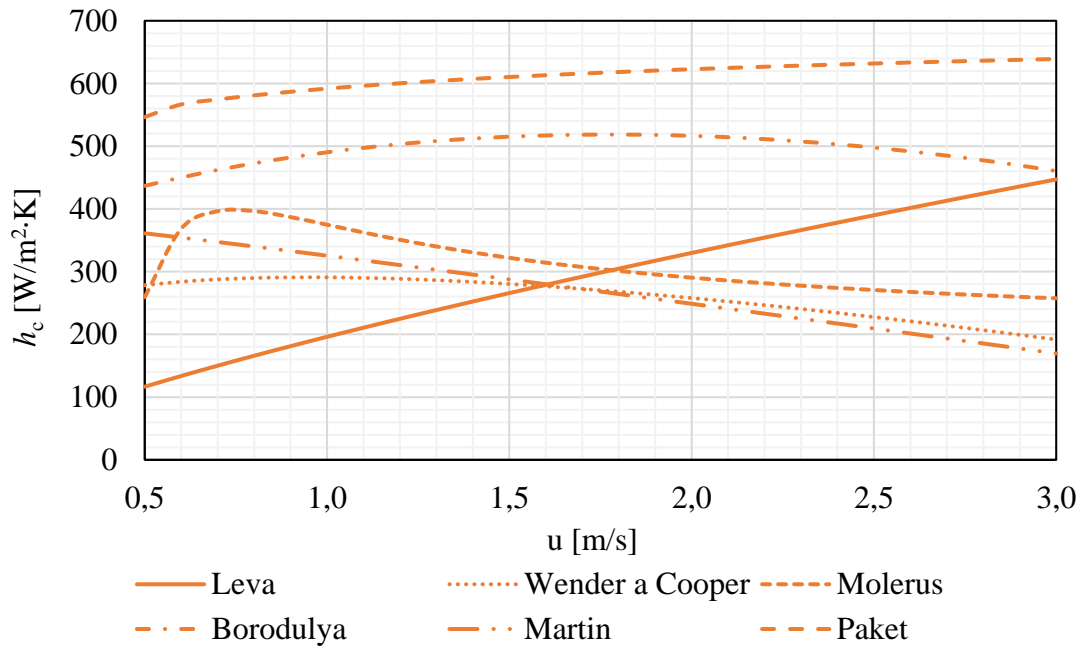
## 5.2. Analýza korelací pro výpočet konvektivního součinitele přestupu tepla mezi fluidní vrstvou a teplosměnnou plochou

Pro typické rozsahy, ve kterých se bublinkující fluidní vrstva při spalování provozuje, byly jednotlivé korelace nejprve porovnány na základě fluidační rychlosti, teploty fluidačního média, kterým jsou spaliny vzniklé spalováním dřevních pelet se součinitelem přebytkem spalovacího vzduchu  $\alpha = 1,4$  pro oba zvolené materiály. Střední průměr písku je 0,77 mm a LWA 1,03 mm. Dále je provedeno porovnání na základě zvyšujícího se středního průměru částic. Rozbor fyzikálních vlastností inertních materiálů je uveden v kapitole 5.5. společně se složením paliva. Mezerovitost je vypočtena na základě fluidační rychlosti ze vztahu (91) a (92). Pro model paketové teorie byly použity konstanty dle Pence et. al., které jsou uvedené v Tabulce 3. Ve výpočtech, kde figuruje vnější průměr horizontální trubky, bylo dosazeno  $D_t = 8$  mm. Vzhledem ke zvolené vnějšímu průměru horizontální trubky byly z porovnání vyřazeny korelace Vreedenberg (26) a Andeen a Glicksman (28), neboť konvektivní součinitel přestupu tepla vychází u těchto korelací vyšší než  $1000 \text{ W/m}^2\cdot\text{K}$ , což je v rozporu s literaturou, která uvádí maximální hodnoty ve vyšších jednotkách stovek [23]. U obou těchto korelací  $h_c$  se zvyšujícím se vnějším průměrem klesá. Paketový model, který je také závislý na vnějším průměru trubky, má naopak se zvyšujícím se vnějším průměrem rostoucí charakter.

Nejprve byly korelace porovnány na základě fluidační rychlosti v rozsahu 0,5-3 m/s při teplotě fluidní vrstvy  $850 \text{ }^\circ\text{C}$ . Typicky se bublinkující fluidní vrstva při spalování provozuje až od 1 m/s, avšak jak lze vidět na Obr. 9 korelace Molerus (29) a Wender a Cooper (24) dosahují svého maxima před touto hodnotou. Korelace Borodulya (35) má své maximum při fluidační rychlosti 1,6 m/s. Všechny tři korelace respektují vliv fluidační rychlosti na expanzi vrstvy, avšak každá z nich předpokládá maximum  $h_c$  při jiné hodnotě mezerovitosti. Rozdíl maxim lze pozorovat i vzhledem k rozdílnému průměru a hustoty částic LWA a písku. Martin (44) uvažuje nejvyšší konvektivní součinitel přestupu tepla  $h_c$  při fixním loži, neboť s rostoucí fluidační rychlostí klesá. Součinitel přestupu tepla má rostoucí charakter v závislosti na rostoucí fluidační rychlosti u korelací Leva (23), kdy je téměř lineární, a paketového modelu (36).



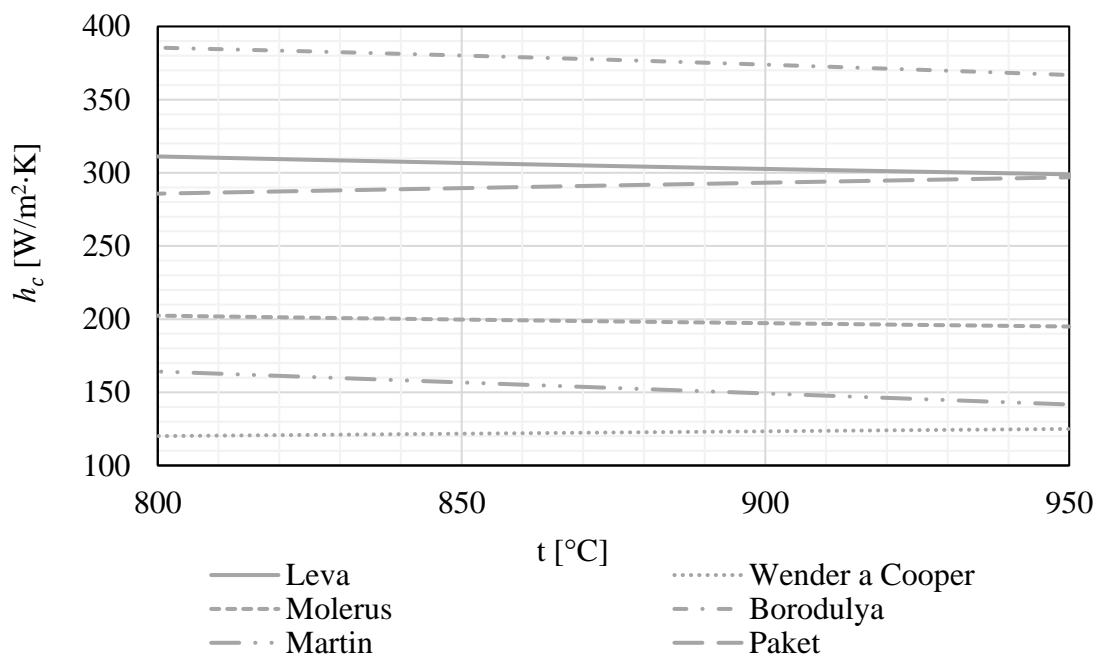
Obrázek 9: Závislost součinitele přestupu tepla  $h_c$  na fluidační rychlosti pro LWA 0-2



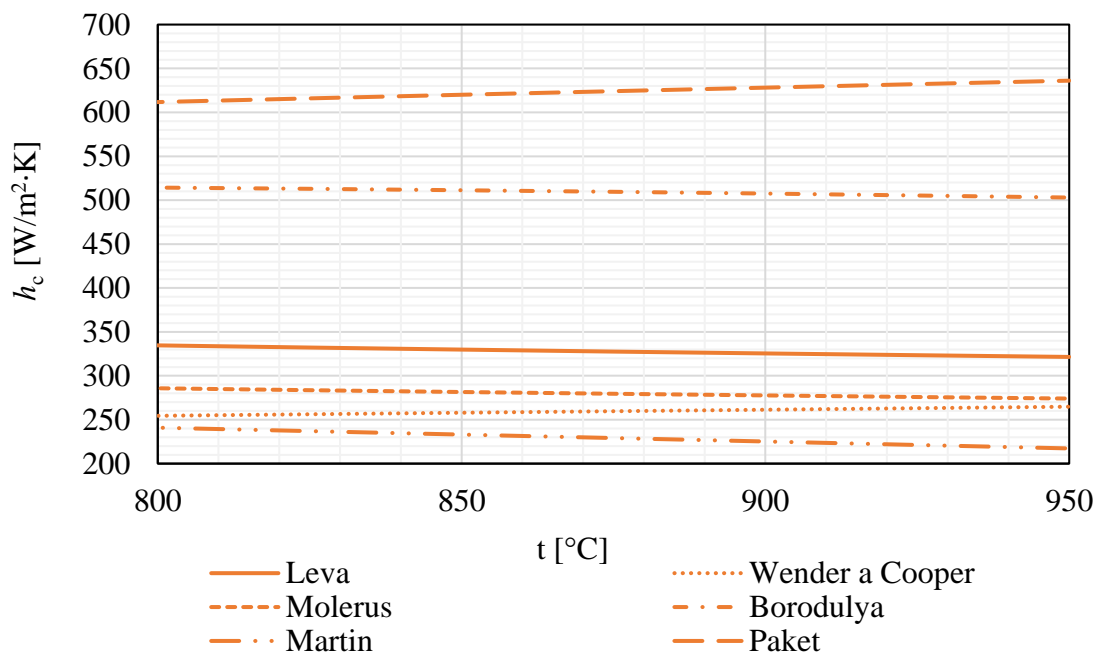
Obrázek 10: Závislost součinitele přestupu tepla  $h_c$  na fluidační rychlosti pro písek 05/10



V rozsahu teplot fluidní vrstvy 800-950 °C typického pro spalování jsou jednotlivé přístupy porovnány při fluidační rychlosti 2 m/s.



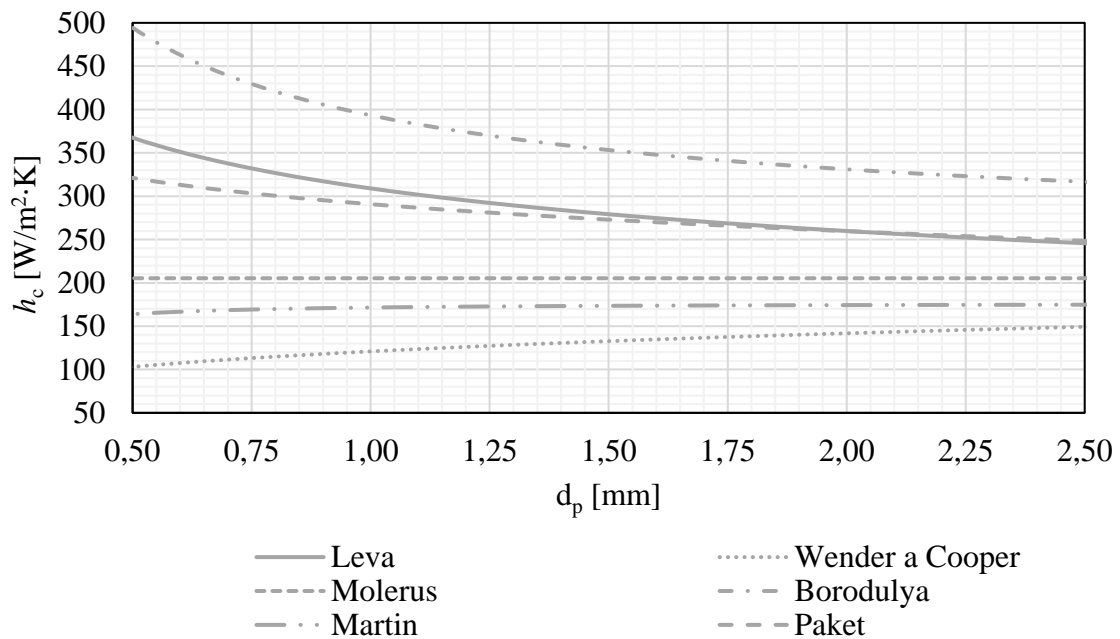
Obrázek 11: Závislost součinitele přestupu tepla  $h_c$  na teplotě fluidní vrstvy LWA 0-2



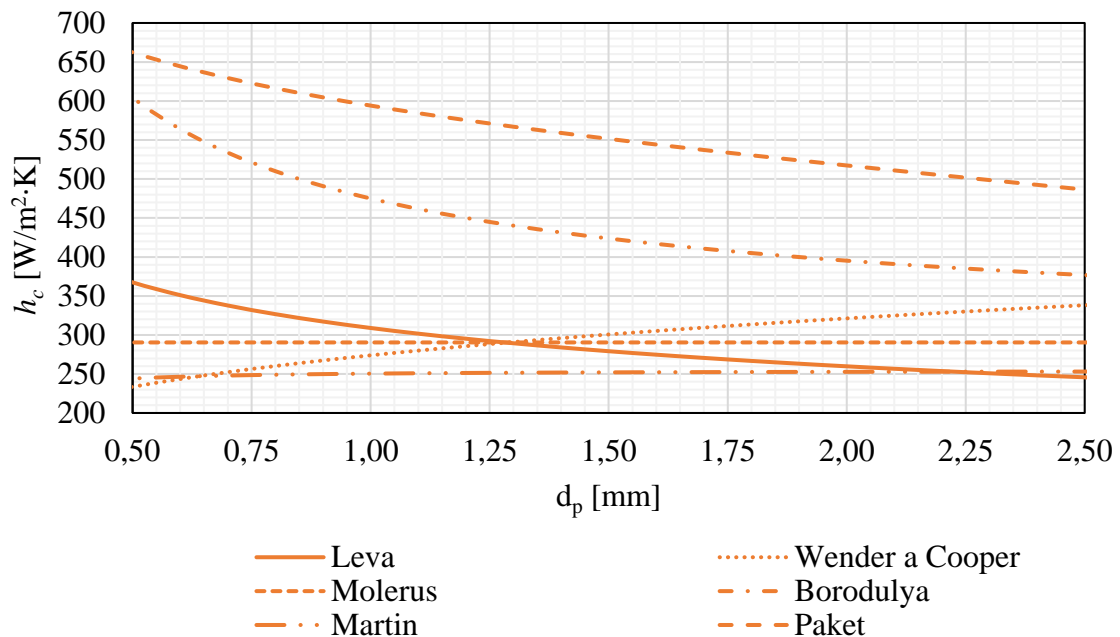
Obrázek 12: Závislost součinitele přestupu tepla  $h_c$  na teplotě fluidní vrstvy písku 05/10

Ve zvoleném rozsahu teplot se  $h_c$  mění pro jednotlivé korelace jen pozvolna. Borodulya (35), Leva (23), Molerus (29) a Martin (44) mají klesající lineární charakter. Zbylé vztahy mají rostoucí charakter.

Poslední porovnání ukazuje vliv středního průměru částice v rozsahu 0,5-2,5 mm při teplotě fluidní vrstvy 850 °C a fluidační rychlosti 2 m/s.



Obrázek 13: Závislost součinitele přestupu tepla  $h_c$  na středním průměru částic LWA 0-2



Obrázek 14: Závislost součinitele přestupu tepla  $h_c$  na středním průměru částic písk 05/10

Vztahy Borodulya (35), Leva (23) a paketový model (36) mají klesající charakter s rostoucím průměrem částic, čímž se shodují s uvedenou teorií podloženou výzkumy, jak je uvedeno v předchozí kapitole. V literatuře [3] bylo zmíněno, že korelace Leva (23) má

platnost pro velké částice. Přesná platnost však nešla dohledat. Z průběhu křivky a porovnání s modelem paketové teorie lze usuzovat, že ji lze použít pro zvolený rozsah  $d_p = 0,5-2,5$  mm. Molerova korelace není závislá na průměru částice. Lehce rostoucí charakter mají vztahy Martin (44) a Wender a Cooper (24).

Jak lze pozorovat na předešlých šesti grafech, jednotlivé výpočtové vztahy mají rozdílnou závislost vzhledem k fluidační rychlosti, teplotě a střednímu průměru. Nejvíce se odlišovaly vztahy Leva (23), Boroduly (35) a paketová teorie (36), které dosahuje mnohem vyšších hodnot  $h_c$  než zbylé vztahy. V porovnání obou materiálů vyšších hodnot  $h_c$  dosahuje písek. Nejznatelnější rozdíl je u modelu paketové teorie, kdy pro písek  $h_c$  dosahuje až dvojnásobných hodnot, přestože použité empirické konstanty byly experimentálně určeny pro materiál s bližším průměrem částic písku než LWA viz Tabulka 3. Dá se předpokládat, že materiál, na jehož základě byly určeny tyto empirické konstanty, měl svými ostatními fyzikálními a geometrickými vlastnostmi blíže LWA, neboť v porovnání s ostatními korelacemi paketový model pro písek  $h_c$  velmi nadhodnocuje.

### 5.3. Popis experimentu

Na studeném fluidním reaktoru je zkoumána minimální fluidační rychlost a mezerovitost fluidní vrstvy v závislosti na fluidační rychlosti pro stejnou navážku obou materiálů. Dále je na tomto studeném reaktoru stanovena sféricita na základě měření tlakové ztráty fixní vrstvy vzhledem k rychlosti protékajícího média mezi částicemi.

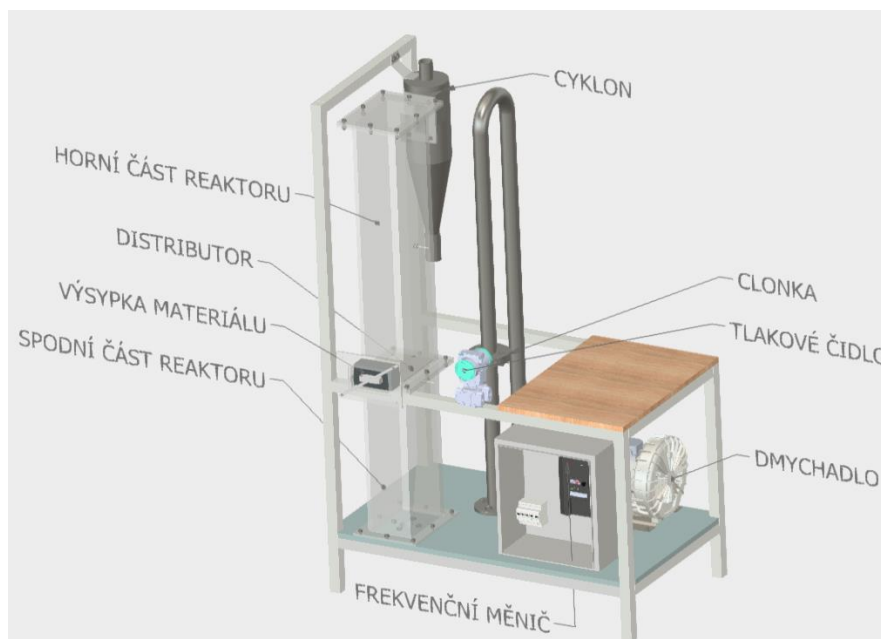
Experimentální určení součinitele přestupu tepla mezi fluidní vrstvou a teplosměnnou plochou je nejprve uskutečněno při vzduchovém spalování, kdy je snaha o ustálení spalovacího procesu na čtyřech různých teplotních profilech 800, 840, 880 a 920 °C. V každém z těchto teplotních profilů je fluidní vrstva udržována po 20 minut, při čemž se po 10 minutách mění průtok chladící vody z 3 l/min na 4 l/min. Takto je měření provedeno v rozsahu fluidační rychlosti 1,5-2,6 m/s. Dále je snaha o přiblížení těmto stavům při oxy-fuel spalování, při kterém je složitější řízení vzhledem k nutnosti zvyšování přísunu kyslíku s palivem, tudíž se normálový průtok fluidačního média a výsledná fluidační rychlost mění. Fluidační rychlost je u oxy-fuel režimu omezena shora výkonem dmyhadla recirkulovaných spalin, tudíž rozsah není takto široký. Během měření je každou sekundu zaznamenávána teplota fluidní vrstvy, normálový průtok primárního vzduchu, recirkulovaných spalin a kyslíku, objemový podíl kyslíku v suchých spalinách, průtok

chladícího média, teplota vody na vstupu a na výstupu ze sondy. Data jsou následně pro každý stav zprůměrovány a je stanovena směrodatná odchylka. Dále jsou použity pro vyhodnocení součinitel přestupu tepla fluidní vrstvy a vnořené teplosměnné plochy a pro teoretické výpočty.

## 5.4. Popis zařízení

### 5.4.1. Studený fluidní reaktor

Minimální fluidní rychlost, závislost mezerovitosti na fluidační rychlosti a sféricita vybraných inertních materiálů byly zkoumány na studeném fluidním reaktoru tzv. Plexi-fluidu, který je svými rozměry fluidního komory totožný s experimentálním fluidním kotlem. Samotný reaktor se skládá s dvou dílů, mezi kterými je umístěn distributor. Ten je složen z děrované ocelové desky a drátové sítě, která zabraňuje propadu jemných částic materiálu. Reaktor je zhotoven z polykarbonátu. Díky tomu lze i vizuálně zkoumat vznik a režimy fluidní vrstvy. Tlaková ztráta je měřena ve spodním díle reaktoru pod distributorem a přibližně v polovině horního dílu (freeboardu) pomocí tlakového čidla Siemens Sitrans P320, které má rozsah od 0 až 10 kPa. Průtok fluidačního média je měřen tlakovou ztrátou na clonce v potrubí. Data z tlakových čidel jsou zaznamenávány každou sekundu pomocí měřícího modulu NI USB-6009 a softwaru LabView. Pro kontrolu se používá i plovákový průtokoměr o rozsahu 20-160 m<sup>3</sup>/h. Průtok vzduchu zajišťuje dmychadlo, které je vybaveno frekvenčním měničem. Jedním z hlavních rozdílů oproti skutečnému kotli je, že vzduch je přiváděn přes dno spodního dílu ne ze strany, jako je to u zmiňovaného kotle, kterého popis naleznete v další kapitole. Když vzduch opustí freeboard, pokračuje do cyklonu, kde se odděluje úlet inertních materiálů.



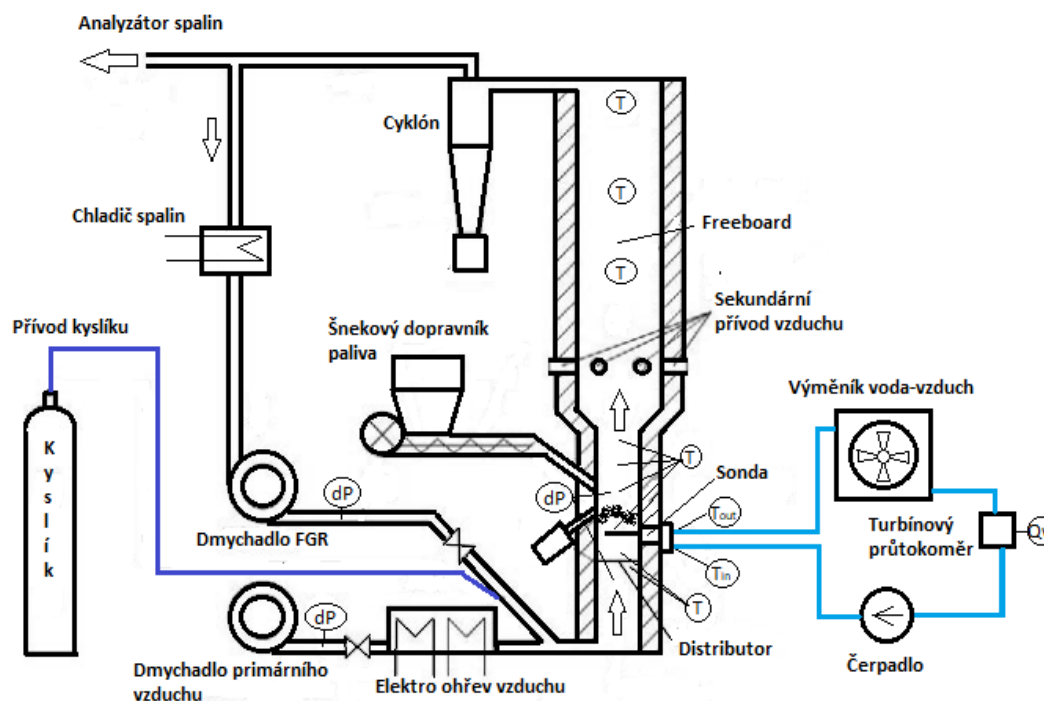
Obrázek 15: Model Plexi-fluidu

#### 5.4.2. Experimentální jednotka s bublinkovou fluidní vrstvou

Experimentální určení součinitele přestupu tepla mezi fluidní vrstvou a teplosměnnou plochou bylo provedeno na laboratorní jednotce s bublinkující fluidní vrstvou o výkonu 30 kW, který je schopný spalovat širokou škálu paliv ve vzduchovém, ale i oxy-fuel režimu. Schéma experimentální jednotky je na Obr.16. Spalovací komora se skládá z pléna, kloboučkového distributoru, fluidní vrstvy a freeboardu, kde je přiváděn sekundární vzduch. Fluidní komora má obdélníkový průřez o délkách stěn 150 a 225 mm, což odpovídá poměru délky stěn 1:1,5. Po výšce fluidního vrstvy jsou čtyři inspekční otvory. Nejspodnější slouží k výměně inertního materiálu. Do druhého inspekčního otvoru se umísťuje měřicí sonda. Horní inspekční otvory slouží k přivodu inertního materiálu. Na Obr.16 je zobrazen jen druhý inspekční otvor. Před freeboardem se průřez komory rozšiřuje a je přibližně 2,6× větší, aby se spaliny zpomalily. Z freeboardu vedou spaliny do cyklónu a následně jsou odváděny spalinovým ventilátorem do komína při vzduchovém spalování. Při oxy-fuel režimu není spalinový ventilátor používán. Spaliny pro recirkulaci jsou odváděny do vodou chlazeného výměníku a následně jsou vyvedeny před plénou. Primární vzduch i recirkulované spaliny přivádí dmychadla, jejichž výkon je regulován frekvenčním měničem. Kyslík pro oxy-fuel režim je dodáván ze svazku láhví a je přiveden k recirkulovaným spalinám. Palivo je přiváděno nad vrstvu šnekovým dopravníkem. Popel je z vrstvy odváděn přepaden do uzavřené nádoby.

Průtok primárního vzduchu a recirkulovaných spalin je měřen pomocí tlakové ztráty na clonkách. Množství dodávaného kyslíku je měřeno flowcontrollerem. Po výšce spalovací komory měří teplotu devět termočlánků. Koncentrace jednotlivých složek spalin zajišťuje online analýza. Měření jednotlivých veličin a řízení experimentální jednotky zajišťuje rozhraní v programu LabView, který hodnoty zaznamenává každou sekundu.

Experimentální jednotka se najíždí ve vzduchovém spalovacím režimu. K nahřátí fluidní vrstvy na zápalnou teplotu slouží elektrický ohřev vzduchu. Při přechodu na oxy-fuel režim se otevře ventil tahu recirkulovaných spalin, sníží se přívod primárního vzduchu a začne se přivádět menší množství kyslíku. Následně se úplně uzavře přívod primárního vzduchu a zvýší se přívod kyslíku.



Obrázek 16: Schéma laboratorního kotle se bublující fluidní vrstvou [18] (převzato a upraveno)

### 5.4.3. Měřicí sonda pro určení součinitele přestupu tepla

Do druhého inspekčního otvoru fluidní vrstvy je umístěna horizontálně orientovaná měřicí sonda simulující výměník tepla vnořený do fluidní vrstvy. Ten je přibližně 150 mm nad distributorem, což eliminuje postupný ohřev přiváděného fluidačního média. Průtočným chlazením, které zajišťuje čerpadlo a tepelný výměník voda-vzduch, je odváděno předané teplo. Na vstupu i výstupu teplosměnné plochy jsou termočlánky, které měří ohřátí vody fluidní vrstvou. Průtok je měřen na turbínovém průtokoměru. V přibližně stejné úrovni, ve které je sonda, měří teplotu fluidní vrstvy jeden z termočlánků. Samotná

teplosměnná plocha sondy je zhotovena z 450 mm dlouhé trubky o vnějším průměru 8 mm a tloušťce stěny 1 mm. Předpokládaná tepelná vodivost použité oceli je  $50 \text{ W/m}^2 \cdot \text{K}$ .



Obrázek 17: Měřicí sonda

### 5.5. Inertní materiály a palivo

Prvním zvoleným inertním materiálem je křemičitý písek Střeleč s technickým označením 05/10, což označuje rozsah velikosti částic 0,5-1,0 mm. Jako druhý materiál byl vybrán LWA Liapor 0-2, což je rozsah velikosti v milimetrech. Oba tyto materiály ukazují následující fotografie.



Obrázek 18: Písek Střeleč 05/10



Obrázek 19: LWA Liapor 0-2

Oba materiály mají velmi rozdílné fyzikální vlastnosti. Lze to vidět v Tabulce 4. Největší rozdíl je v hustotě a tepelné vodivosti materiálu, již hodnota LWA je mnohem nižší kvůli porozitě.



Tabulka 4: Fyzikální vlastnosti inertních materiálů [37][38][39]

Materiál	$\rho_s$ [kg/m <sup>3</sup> ]	$\rho_p$ [kg/m <sup>3</sup> ]	$c_{ps}$ [J/Kg · K]	$\lambda$ [W/m · K]
<b>Písek 05/10</b>	2650	1500	960	0,95
<b>LWA 0-2</b>	1500	575	1260	0,12

Experiment byl proveden při spalování dřevních pelet s výhřevností 17,6 MJ/kg, které jsou vidět na Obr. 20. Složení a přepočítání tohoto paliva ze stavu *daf* (dry ash free), který udává výrobce, na stav původní *r* (raw) je v Tabulce 5 níže. Hodnoty pro původní stav se dále využívají ve stechiometrických výpočtech.

Tabulka 5: Složení a přepočítání paliva

	<b>r</b>	<b>d</b>	<b>daf</b>
<b>C</b>	46,26	50,17	51,00
<b>H</b>	6,26	6,79	6,90
<b>N</b>	0,27	0,30	0,30
<b>S</b>	0,003	0,003	0,003
<b>O</b>	37,91	41,12	41,80
<b>A</b>	1,50	1,63	-
<b>W</b>	7,80	-	-



Obrázek 20: Dřevní pelety

## 5.6. Metodika analýzy inertních materiálů

Na základě obdržených dat síťové analýzy se zhotoví křivky rozsevu a četnosti pro dva inertní materiály křemičitý písek Střeleč 05/10 a LWA Liapor 0-2. Následně se zjištěné křivky proloží Rossin-Rammlerovou aproximací [40]. Dále jsou stanoveny charakteristické hodnoty pro oba inertní materiály střední průměr, medián a modus. Střední průměr byl vypočítán pomocí Sauterova průměru [5]:

$$d_{p_{stř}} = \frac{1}{\sum_i \frac{x_i}{d_{pi}}} \quad (58)$$



Medián je velikost zrna, při kterém je křivka rozsevu  $R(x_{med}) = 0,5$ , a modus je definován jako velikost zrna, při kterém má křivka četnosti maximum a křivka rozsevu (propadu) inflexní bod. Průměr částic se vyskytuje ve všech výpočtových korelacích konvektivního součinitele přestupu tepla fluidní vrstvy a teplosměnné plochy až na (29). Také je nezbytný k teoretickému výpočtu minimální rychlosti fluidace.

Na studeném fluidním reaktoru byla experimentálně stanovena sféricita a minimální fluidační rychlost při hmotnosti navážky inertních materiálů 3,1 kg. Měření minimální fluidační rychlosti proběhlo při zvyšujícím se, tak snižujícím se průtoku. Před samotným měřením se materiál přivedl do stavu fluidace a následně zpět do klidu, čímž se srovnala hladina materiálu a eliminovalo se jeho setřásání. Z naměřených dat byly zhotoveny diagramy závislosti tlakové ztráty fluidní vrstvy a fluidační rychlosti. Následně byla určena minimální fluidační rychlost pro vzestupný směr pomocí průniku rovnic polynomu druhého řádu pro stavy do fluidace a rovnice přímky ve stavu fluidace. Sféricita, která figuruje v teoretických výpočtech minimální rychlosti fluidace (3), byla stanovena na fixní vrstvě na základě tlakové ztráty při třech různých průtocích vzduchu ze vztahu (1). Hodnoty byly následně zprůměrovány.

V korelacích (24), (27), (28), (35) a (36) konvektivního součinitele přestupu tepla fluidní vrstvy a teplosměnné plochy figuruje mezerovitost, která se roste vlivem zvyšující se rychlosti fluidace. Pro určení závislosti na rychlosti fluidace bylo provedeno měření na studeném fluidním reaktoru, kdy se na navážce 3 kg pozorovala expanze vlivem zvyšujícího se průtoku. Na mobilní telefon byl pořizován záznam na základě, kterého byla odečítána výška vrstvy pro každý stav měření. Z výšky vrstvy byl následně dopočítán její objem, z kterého byla určena mezerovitost pomocí vztahu (10). Tímto postupem se určila mezerovitost fluidní vrstvy v závislosti na fluidační rychlosti.

### 5.7. Metodika stanovení fyzikálních vlastností fluidačních médií

Pro teoretické výpočty součinitele přestupu tepla a minimální fluidační rychlosti je potřeba vypočítat fyzikální vlastnosti fluidačního média. Určení potřebných veličin je závislé na složení fluidačního média definovaného objemovými podíly jednotlivých složek spalín, které vycházejí ze stechiometrie obou spalovacích režimů, teplotě a tlaku, jehož vliv byl vzhledem k blízkosti k atmosférickému tlaku při spalování zanedbán.

### 5.7.1. Stechiometrie vzduchového spalování

Stechiometrické výpočty vzduchového spalování jsou provedeny podle [41]. Hodnoty objemů pro stechiometrické spaliny vzniklé spalováním dřevní štěpky jsou uvedeny v Tabulce 14 v přílohách. Součinitel přebytku spalovacího vzduchu lze určit z naměřeného objemového podílu  $O_2$  v suchých spalinách jako [38]:

$$\alpha = \frac{21}{21 - \omega_{O_2}^{SS}} \quad (59)$$

Dále se určí skutečné množství mokřých spalin vzniklých spalováním 1 kg paliva:

$$O_{SV} = O_{SVmin} + (\alpha - 1) \cdot O_{VVmin} \quad (60)$$

Pro výpočet fyzikálních vlastností spalin se dále vypočítají objemové podíly jednotlivých složek, kdy u dusíku, oxidu uhličitého, argonu a vodní páru se musí započíst obsahy složek z přebytku vzduchu:

$$\omega_i^{SV} = \frac{O_i}{O_{SV}} \quad (61)$$

### 5.7.2. Stechiometrie oxy-fuel spalování

Pro výpočty oxy-fuel spalování platí obdobné vztahy jako pro vzduchové spalování. Hlavním rozdílem je okysličovadlo, kterým je pro zjednodušení uvažován čistý kyslík. Čistota kyslíku použitá v experimentu je 99,5 %. Minimální objem kyslíku ke spálení 1 kg paliva je stejný jako u vzduchového spalování. Ve výpočtu objemů jednotlivých složek spalin je vynechán člen zohledňující objemový podíl ve vzduchu. Počítány jsou tedy jen složky vázané v palivu dle [7]:

$$O_{CO_2} = \frac{22,26}{12,01} \cdot C^r \quad (62)$$

$$O_{N_2} = \frac{22,4}{28,016} \cdot N^r \quad (63)$$

$$O_{SO_2} = \frac{21,89}{32,06} \cdot S^r \quad (64)$$

Celkový objem stechiometrických suchých spalin bude pak součet objemu oxidu uhličitého, dusíku a oxidu siřičitého:

$$O_{SSmin} = O_{CO_2} + O_{SO_2} + O_{N_2} \quad (65)$$

Vodní pára vzniká jen z oxidace vodíku v palivu a uvolněním vlhkosti z něho:

$$O_{H_2O}^S = \frac{44,8}{4,032} \cdot H^r + \frac{22,4}{18,016} \cdot W^r \quad (66)$$

Následně je možné dopočítat objem stechiometrických vlhkých spalin:

$$O_{SVmin} = O_{SSmin} + O_{H_2O}^S \quad (67)$$

Výsledky stechiometrických výpočtů oxy-fuel spalování jsou uvedené v Tabulce 15 v přílohách. Při znalosti naměřeného objemového podílu  $O_2$  v suchých spalinách lze vypočítat součinitel přebytku okysličovadla z rovnice objemové koncentrace:

$$\omega_{O_2} = \frac{O_{O_2SS}}{O_{SS}} = \frac{(\alpha - 1)O_{O_2min}}{O_{SSmin} + (\alpha - 1)O_{O_2min}} \quad (68)$$

Po úpravě pak:

$$\alpha = 1 + \frac{\omega_{O_2}^{SS} \cdot O_{SSmin}}{(1 - \omega_{O_2}^{SS}) \cdot O_{O_2min}} \quad (69)$$

Skutečný objem mokrých spalin při přebytku okysličovadla:

$$O_{SV} = O_{SVmin} + (\alpha - 1)O_{O_2min} \quad (70)$$

Objemové podíly jednotlivých složek vlhkých spalin se pak vypočítají obdobně jako u vzduchového spalování (61). Fluidačním médiem pro oxy-fuel režim však nejsou takto vypočtené recirkulované spaliny, ale jejich směs s kyslíkem. Objemové podíly jednotlivých složek fluidačního média jsou vypočteny bilančně ze znalosti normálového průtoku spalin a kyslíku. Spaliny se berou vlhké, neboť nebyly zchlazeny na rosný bod.

### 5.7.3. Hustota spalin

Hustota jednotlivých složek spalin je vypočtena ze stavové rovnice ideálního plynu:

$$\rho_i = \frac{pM_i}{RT} \quad (71)$$

A výsledná hustota je vypočtena pomocí objemových zlomků:

$$\rho = \sum \rho_i \omega_i \quad (72)$$

#### 5.7.4. Dynamická viskozita spalín

K výpočtu dynamické viskozity jednotlivých složek spalín lze použít Sutherlandův vztah, který platí pro  $280 < T < 1500K$ . Jeho relativní odchylka je 3 % [42]:

$$\frac{\mu_i}{\mu_0} = \left(\frac{T}{T_0}\right)^{\frac{3}{2}} \frac{T_0 + S}{T + S} \quad (73)$$

Kde  $\mu_0$  a  $T_0$  jsou referenční hodnoty a  $S$  je Sutherlandova konstanta. Příslušné hodnoty lze najít v Tabulce 16 v přílohách. Pro směs plynu, kdy se molární podíl  $x_i$  jednotlivých složek příliš neliší, lze použít [43]:

$$\mu_{spalín} = \sum \omega_i \mu_i \quad (74)$$

V opačném případě lze použít [43]:

$$\mu_{spalín} = \frac{\sum \omega_i \mu_i \sqrt{M_i}}{\sum \omega_i \sqrt{M_i}} \quad (75)$$

Na základě obou vztahů byla vypočtena a porovnána dynamická viskozita spalín v závislosti na teplotě. Relativní odchylka byla maximálně 1,5 %. Pro celkové výpočty byl použit vztah (73).

#### 5.7.5. Měrná tepelná kapacita spalín

Tepelná kapacita jednotlivých složek spalín je vypočítána dle rovnice (76) a konstant uvedených v NIST WebBook [44]. Jejich hodnoty lze najít v Tabulce 17 v přílohách. Pro teploty fluidní vrstvy dosahuje uspokojivé přesnosti [23].

$$c_{p_i} = A + B \frac{T}{1000} + C \left(\frac{T}{1000}\right)^2 + D \left(\frac{T}{1000}\right)^3 + \frac{E}{\left(\frac{T}{1000}\right)^2} [J/mol K] \quad (76)$$

Kde teplota  $T$  se dosazuje v Kelvinech. Tepelnou kapacitu je nutné vydělit molární hmotností. Pro výpočet tepelné kapacity spalín byl použit vztah vycházející z Amagatova zákona [23]:

$$c_p^{id} = \sum \omega_i \frac{c_{p_i}}{M_i} \quad (77)$$

### 5.7.6. Tepelná vodivost spalin

Tepelná vodivost jednotlivých složek byla vypočtena podle rovnice polynomu 4. stupně dle [23]:

$$\lambda_i = A + BT + CT^2 + DT^3 + ET^4 \quad (78)$$

Jednotlivé konstanty jsou uvedené v Tabulce 18 v přílohách. Pro tepelnou vodivost platí Amagatův zákon stejně jako pro dynamickou viskozitu [23]. Byl použit stejný výpočetní postup.

### 5.8. Metodika vyhodnocení naměřených dat a jejich použití

Z naměřených dat každého stavu je určena střední hodnota a směrodatná odchylka. Pomocí průtoku chladicí vody a její teploty na vstupu a výstupu se vypočte experimentálně určený součinitel přestupu tepla mezi fluidní vrstvou a teplosměnnou plochou postupem uvedeným v kapitole 5.8.1. Na základě teploty fluidní vrstvy a objemového podílu kyslíku v suchých spalinách byly vypočteny fyzikální vlastnosti fluidačních médií pro oba spalovací režimy podle kapitoly 5.7. Výpočet celkového konvektivního součinitele přestupu tepla byl proveden pomocí 4 korelací pro horizontální plochy, konkrétně (29), (35), (36) a (44). Následně se dopočte radiační složka součinitele přestupu tepla pro každou korelaci iteračním postupem dle kapitoly 5.8.2. Součtem radiační složky a celkového konvektivního přestupu součinitele přestupu tepla se určí výsledná hodnota součinitele přestupu tepla mezi fluidní vrstvou a teplosměnnou plochou, která se porovná s experimentální hodnotou na základě relativní odchylky:

$$\bar{\delta} = \frac{100}{j} \sum_{i=1}^j \left| \frac{\text{výpočet} - \text{experiment}}{\text{experiment}} \right| \quad (79)$$

#### 5.8.1. Stanovení naměřeného součinitele přestupu tepla mezi fluidní vrstvou a teplosměnnou plochou

Na základě naměřených teplot na vstupu  $T_{in}$  a výstupu sondy  $T_{out}$  a průtoku vody  $\dot{m}$  se vypočítá výkon teplosměnné plochy kalorimetrickou rovnicí. Měrná tepelná kapacita  $c_p$  je určena ze střední teploty vody.

$$Q = \dot{m}c_p(T_{out} - T_{in}) \quad (80)$$

Díky znalosti velikosti teplosměnné plochy se dále určí součinitel prostupu tepla  $k$ :

$$k = \frac{Q}{a_w \Delta t_{ln}} = \frac{1}{\frac{r_2}{r_1 h_w} + \frac{r_2}{\lambda} \ln \frac{r_2}{r_1} + \frac{1}{h_b}} \quad (81)$$

Kde je střední logaritmický teplotní spád  $\Delta t_{ln}$ :

$$\Delta t_{ln} = \frac{(T_b - T_{in}) - (T_b - T_{out})}{\ln \frac{(T_b - T_{in})}{(T_b - T_{out})}} \quad (82)$$

Dále je potřeba vypočítat součinitel přestupu tepla na straně vody  $h_v$ , pro jehož výpočet byl zvolen výpočtový vztah (83) z [23], který má platnost  $0,5 < Pr < 2000$  a  $3000 < R < 5 \cdot 10^6$ . VDI Heat Atlasu tento vztah doporučuje při plně rozvinutém turbulentním proudění, kdy platí  $Re \geq 10^4$ . Tato podmínka byla pro oba průtoky chladicí vody splněna.

$$Nu_D = \frac{h_v D}{\lambda} = \frac{\frac{f}{8} (Re_D - 1000) Pr}{1 + 12,7 \left(\frac{f}{8}\right)^{\frac{1}{2}} (Pr^{\frac{2}{3}} - 1)} \quad (83)$$

Kde  $f$  je součinitel třecích ztrát [23]:

$$f = (0,79 \ln Re_D - 1,64)^{-2} \quad (84)$$

Následně jsou známy již všechny veličiny pro výpočet součinitele přestupu tepla na straně fluidní vrstvy  $h_b$  z rovnice součinitele prostupu tepla trubky  $k$ :

$$h_b = \frac{1}{\frac{1}{k} - \frac{r_2}{r_1 h_v} - \frac{r_2}{\lambda} \ln \frac{r_2}{r_1}} \quad (85)$$

Termo-fyzikální veličiny vody byly určeny pomocí knihovny Coolprop.

### 5.8.2. Výpočet radiační složky součinitele přestupu tepla mezi teplosměnnou fluidní vrstvou a teplosměnnou plochou

K výpočtu radiační složky součinitele přestupu tepla mezi fluidní vrstvou a teplosměnnou plochou je nutné znát teplotu stěny na straně fluidní vrstvy. Výpočet je založen na počátečním odhadu této teploty, dosazení do rovnice radiační složky součinitele přestupu tepla (57), následném výpočtu  $h_b$  (21) jako součet radiační a celkové konvektivní složky  $h_c$  pro jednotlivé korelace a určení tepelného toku do teplosměnné plochy [45]:

$$q_{bw} = h_b(T_b - T_{bw}) \quad (86)$$

Teplu předané z fluidní vrstvy do teplosměnné plochy se rovná teplu předanému skrz stěnu a teplu předanému z vnitřní strany plochy do teponosného chladícího média. Zmenšující plocha válcové stěny má vliv na velikost tepelných toků.

$$Q = Q_{\text{fluidní vrstva-vnější stěna}} = Q_{\text{vnější-vnitřní stěna}} = Q_{\text{vnitřní stěna-voda}} \quad (87)$$

Tepelný tok mezi chladícím médiem a vnějším povrchem teplosměnné plochy se dá vyjádřit jako [45]:

$$q_{vw} = \frac{T_{bw} - T_v}{\frac{r_2}{r_1 h_v} + \frac{r_2}{k} \ln \frac{r_2}{r_1}} \quad (88)$$

Úpravou dostaneme požadovanou rovnici:

$$T_{bw} = q_{vw} \left( \frac{r_2}{r_1 h_v} + \frac{r_2}{k} \ln \frac{r_2}{r_1} \right) + T_v \quad (89)$$

Takto vypočtená teplota se dosadí za odhadnutou teplotu a výpočet se iteračně opakuje, dokud odchylka není zanedbatelná.

Efektivní emisivita byla dopočtena z emisivity LWA 0,95 a odhadnuté emisivity stěny 0,9 jako 0,87 pro oba režimy.

### 5.8.3. Stanovení fluidační rychlosti

Fluidační rychlost je vypočtena na základě průřezu a teploty fluidní vrstvy, normálového průtoku spalin pomocí vztahu:

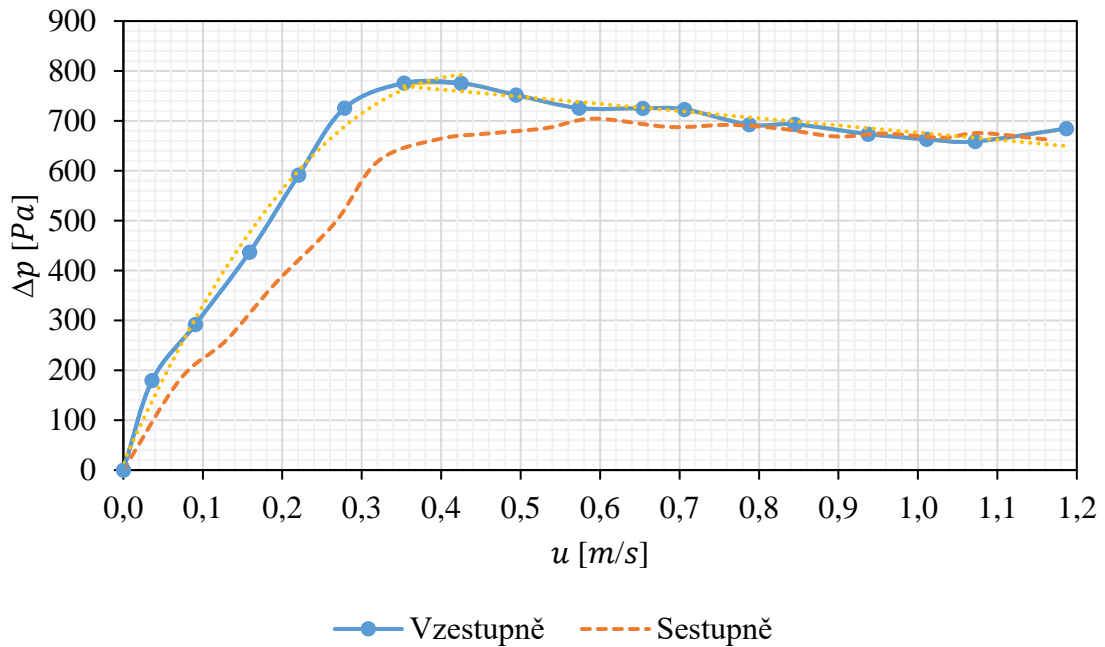
$$u = \frac{V}{3600S} \frac{273 + t_b}{288} \quad (90)$$

Kde normálový průtok je vztažený na 15 °C. Průtok spalin je dopočítán na základě stechiometrie, normálového průtoku vzduchu/kyslíku a poměru stechiometrickému objemu spalin ku potřebnému objemu vzduchu/kyslíku. "Normálový průtok se rozdělí na část, která se spotřebuje při spalování, ta se vynásobí zmíněným poměrem, a na přebytek. K průtoku vzniklých spalin u oxy-fuel režimu dále přičte průtok recirkulovaných spalin.

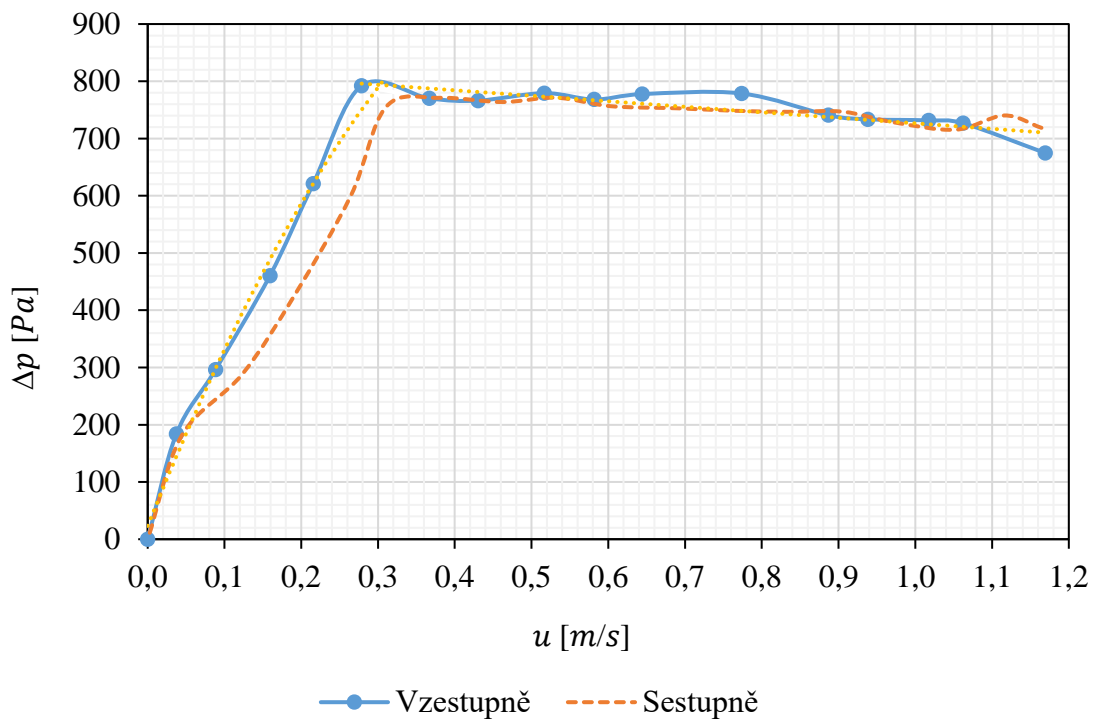




Na základě experimentálního měření minimální rychlosti fluidace byly zhotoveny diagramy závislosti tlakové ztráty fluidní vrstvy na fluidační rychlosti. Jak lze vidět z obou diagramů, LWA dosahuje prahu fluidace při nižší rychlosti fluidního média.



Obrázek 22: Diagram závislosti tlakové ztráty na fluidační rychlosti pro písek



Obrázek 23: Diagram závislosti tlakové ztráty na fluidační rychlosti pro LWA

Experimentálně určená minimální fluidační rychlost je porovnána s teoretickým výpočtem pomocí rovnice (3) pro všechny tři charakteristické hodnoty. Velkou shodu lze pozorovat u písku 05/10, pro který se nejvíce přibližuje výpočet se středním průměrem. LWA nedosahuje takové shody. Vliv na to může mít vysoká porozita, kterou vztah (3) nezohledňuje. Nejblíže se experimentální hodnotě přibližuje výpočet se středním průměrem. Dále byly teoreticky určeny a porovnány minimální fluidační rychlosti pro vzduch, spaliny vzniklé spalováním dřevní štěpky ( $\rho_s = 0,32 \text{ kg/m}^3$ ,  $\mu_s = 4,2 \cdot 10^{-5} \text{ Pa} \cdot \text{s}$ ) a oxy-fuel spaliny ( $\rho_{\text{oxy}} = 0,34 \text{ kg/m}^3$ ,  $\mu_{\text{oxy}} = 4,4 \cdot 10^{-5} \text{ Pa} \cdot \text{s}$ ) při teplotách 850 °C. Vlivem vyšší dynamické viskozity a nižší hustoty vzduchu je minimální rychlost fluidace nižší než u spalin obou režimů.

Tabulka 7: Porovnání minimální rychlost fluidace v závislosti na teplotě a fluidačním médiu

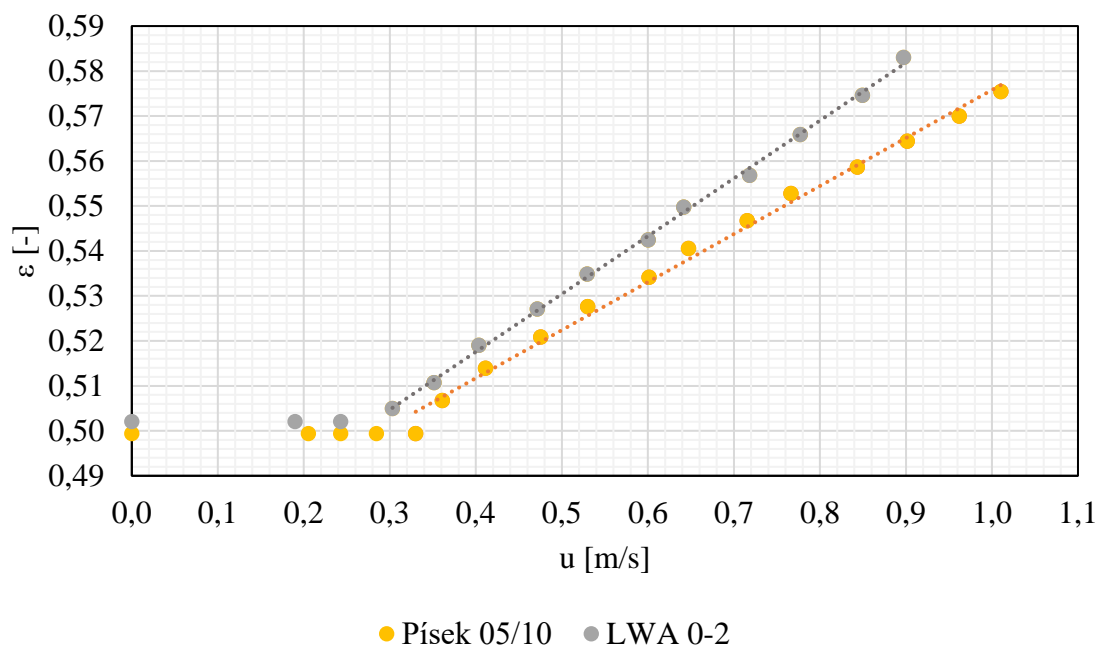
Stav	Materiál	$u_{mf}^{exp}$ [m/s]	$u_{mf}^{stř}$ [m/s]	$u_{mf}^{med}$ [m/s]	$u_{mf}^{mod}$ [m/s]
<b>Vzduch 20</b> °C	Písek 05/10	0,361	0,356	0,377	0,394
	LWA 0-2	0,303	0,347	0,458	0,459
<b>Vzduch 850</b> °C	Písek 05/10	-	0,174	0,189	0,200
	LWA 0-2	-	0,188	0,290	0,292
<b>Spaliny 850</b> °C	Písek 05/10	-	0,193	0,208	0,221
	LWA 0-2	-	0,208	0,318	0,320
<b>Oxy-fuel 850</b> °C	Písek 05/10	-	0,185	0,201	0,213
	LWA 0-2	-	0,200	0,307	0,308

Při výpočtu minimální rychlosti fluidace pro korelace (29) a (36) se minimální fluidační rychlost dopočítává pro každý stav v závislosti na teplotě a složení spalin pro oba režimy. Pro výpočty je použit střední průměr částic.

Na základě naměřených dat byla zhotovena závislost mezerovitosti na fluidační rychlosti proložením měřených stavů od minimální rychlosti fluidace přímkou. Výsledkem jsou lineární rovnice (91) (92), které mají platnost od stavu prahové fluidace.

$$\varepsilon_b^{pisek} = 0,469 + 0,1068u \quad (91)$$

$$\varepsilon_b^{LWA} = 0,4662 + 0,1285u \quad (92)$$



Obrázek 24. Závislost mezerovitosti na fluidační rychlosti obou inertních materiálů

Díky videozáznamu a průhlednému reaktoru je možné pozorovat odlišný charakter fluidní vrstvy těchto dvou materiálů. Vzhledem k nízké hustotě LWA dochází k expanzi materiálu v celém průřezu reaktoru již při nižších fluidačních rychlostech. U písku k expanzi dochází při nižších rychlostech jen ve střední oblasti. Při vyšších rychlostech je u písku daleko zřetelnější hladina vrstvy, kterou čerí menší bubliny než v případě LWA. Ten se při vyšších rychlostech dostává až do turbulentního stavu, kdy velké bubliny vzduchu zvedají hladinu a následně po jejich kolapsu hladina velmi poklesne. V čase byla hladina fluidní vrstvy LWA při vyšších průtocích velmi proměnlivá, což komplikovalo její odečtení a mohlo mít vliv na přesnost měření. Z výsledku měření lze usuzovat, že LWA expanduje vlivem rychlosti více než písek a hodnota mezerovitosti při stejné fluidační rychlosti bude větší.

V druhé části jsou prezentovány data experimentálně určeného součinitele přestupu tepla mezi fluidní vrstvou a horizontální teplosměnnou plochou pro vzduchový i oxy-fuel režim při využití LWA jako inertní materiál. Pro oba režimy byla snaha udržet teplotu fluidní vrstvy v teplotních profilech 800, 840, 880 a 920 °C. Pro vzduchové spalování byl rozsah fluidačních rychlostí 1,6-2,6 m/s a pro oxy-fuel spalování byl rozsah 1,9-2,3 m/s. Následující dvě Tabulky 8 a 9 obsahují experimentálně určený součinitel přestupu tepla mezi fluidní vrstvou a teplosměnnou plochou a hodnotu radiační složky, která byla z experimentálně určeného součinitele dopočtena.

Tabulka 8: Vyhodnocená data pro vzduchové spalování

Průtok vody [l/min]	$T_b$ [°C]	u [m/s]	$h_b$ [W/m <sup>2</sup> K]	$h_{rad}$ [W/m <sup>2</sup> K]
3,1	784	1,6	234	85
	827	1,7	230	94
	889	1,9	244	109
	927	1,9	268	120
	808	2,1	237	90
	835	2,1	248	96
	889	2,2	273	110
	933	2,3	274	121
	801	2,3	246	89
	838	2,4	256	97
	890	2,5	270	110
	935	2,6	286	122
4	783	1,6	170	83
	834	1,7	177	94
	892	1,9	185	108
	928	1,9	198	118
	806	2,2	194	88
	833	2,1	186	94
	883	2,2	181	106
	932	2,4	201	119
	810	2,3	194	89
	845	2,4	208	97
	889	2,5	219	108
	926	2,6	228	117

Tabulka 9: Vyhodnocená data pro oxy-fuel spalování

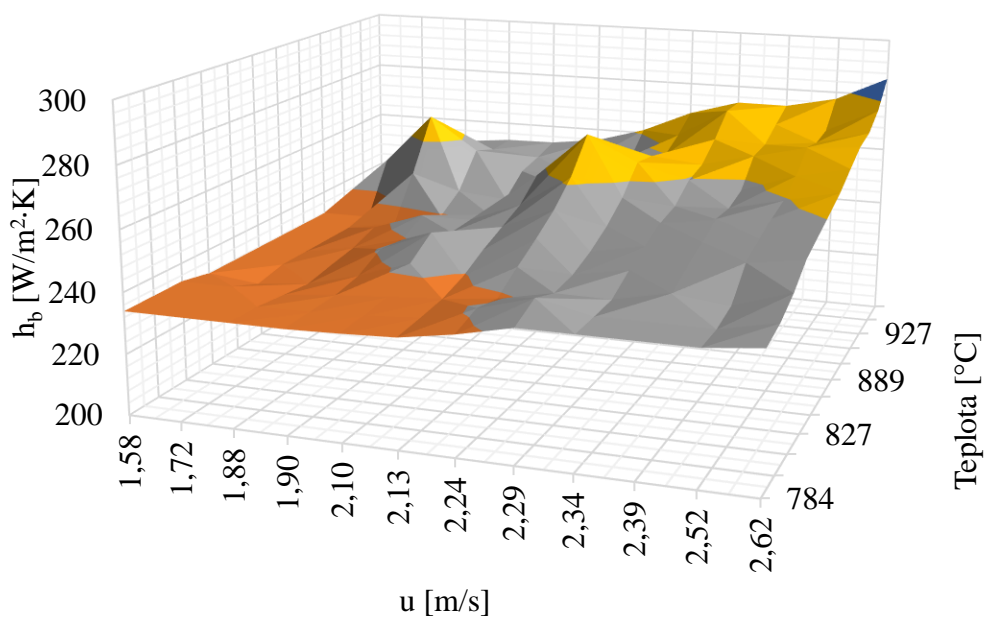
Průtok vody [l/min]	$T_b$ [°C]	u [m/s]	$h_b$ [W/m <sup>2</sup> K]	$h_{rad}$ [W/m <sup>2</sup> K]
3,1	782	1,9	267	85
	848	2,1	282	100
	886	2,1	293	110
	927	2,1	305	121
	799	2,2	306	90
	851	2,3	330	102
	888	2,3	332	111
	919	2,3	337	120
	4	795	1,9	221
850		2,0	230	99
892		2,2	236	109
922		2,1	242	117
791		2,2	262	86
846		2,3	272	99
893		2,3	265	110
921		2,2	273	116

Všechny naměřené veličiny definující každý stav měření včetně jejich směrodatných odchylek lze nalézt v přílohách Tabulky 19-27. Podíl radiční složky  $h_{rad}$  na celkovém součinitele přestupu tepla je více než 35 %, což se shoduje s literaturou. Výpočet efektivní emisivity vrstvy (54) však nezohledňuje rozdílné složení spalin, tudíž rozdíl mezi hodnotami radiční složky obou režimů není pozorovatelný. U oxy-fuel spalin by měl být vliv radiace kvůli většímu množství tří atomových plynů, a tudíž i větší emisivitě vyšší. Jak lze vidět v tabulce 8 a 9 vlivem zvýšení průtoku vody klesl součinitel přestupu tepla  $h_b$ . Průtok vody by však na tento součinitel neměl mít takto razantní vliv. Vlivem zvyšujícího průtoku chladicí vody roste její přestupní součinitel  $h_v$ , který však vzhledem k daleko menšímu tepelnému odporu na straně vody nemá mít razantní vliv na  $h_b$ . Následující Tabulka 10 ukazuje jeden měřený stav trvající dvacet minut, při kterém byl po deset minutách zvýšen průtok z 3,1 l/min na 4 l/min. Průměrná teplota fluidní vrstvy se pro tyto dva úseky změnila jen o jeden stupeň. Výkon však při vyšším průtoku klesl, což napovídá chybě měření při vyšším průtoku. Turbinový průtokoměr byl před experimentem kalibrován, přesto však s největší pravděpodobností při vyšším průtoku podměřoval. Nižší měřený průtok 3,1 l/min byl porovnán s experimentálními daty předchozích měření na této aparatuře, kdy pro stejné nastavení čerpadla při obou experimentech vycházel průtok stejný. Samotný turbínový průtokoměr během posledního uskutečněného měření přestal fungovat, proto nešlo zpětně pro daná nastavení čerpadla obou průtoků ověřit správnost měření. Grafické závislosti a porovnání experimentálních hodnot  $h_b$  budou dále provedeny jen na základě dat z měření s průtokem 3,1 l/min.

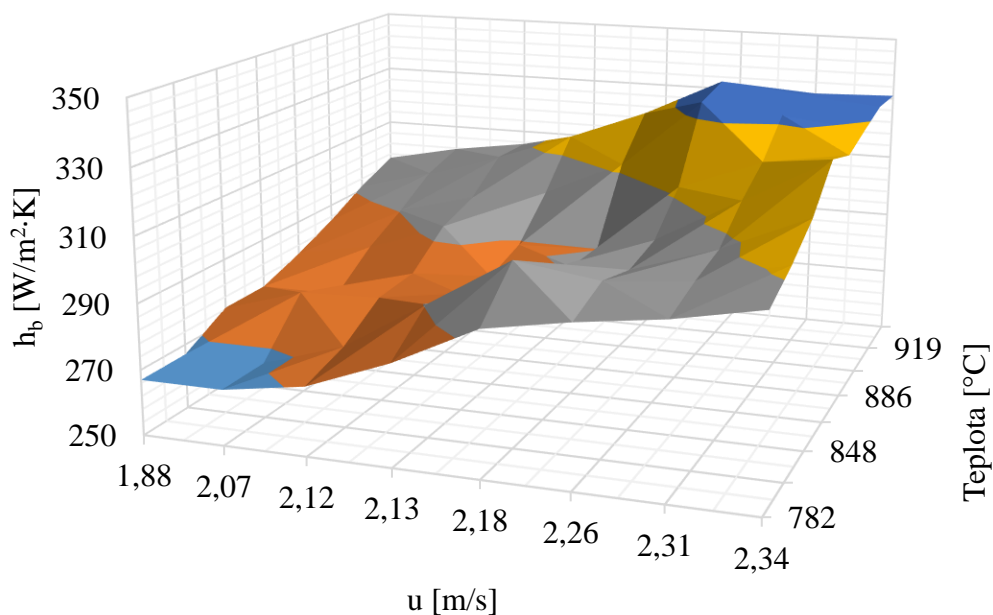
Tabulka 10: Vyhodnocené veličiny pro jeden měřený stav a změně průtoků

Průtok [l/min]	$T_b$ [°C]	$T_{in}$ [°C]	$T_{out}$ [°C]	Q [W]	$\Delta t_{log}$ [°C]	$h_v$ [W/m <sup>2</sup> K]	k [W/m <sup>2</sup> K]	$h_b$ [W/m <sup>2</sup> K]
3,1	890	29	41	2502	854	10263	259	270
4	889	30	37	2057	855	12867	213	219

Na Obr. 25 a 26 lze pozorovat porovnání  $h_b$  obou režimů v závislosti na teplotě fluidní vrstvy a fluidační rychlosti. Jasně lze vidět, že oxy-fuel režim dosahuje vyšších hodnot  $h_b$ . Vliv na to má bezesporu odlišné složení spalin. U obou režimů se projevuje rostoucí  $h_b$  vlivem zvyšující se fluidační rychlosti. Pro oxy-fuel režim je tento růst daleko vyšší než pro vzduchové spalování, kdy je velmi pozvolný.



Obrázek 25: Závislost  $h_b$  na teplotě fluidní vrstvy a fluidační rychlosti pro vzduchové spalování



Obrázek 26: Závislost  $h_b$  na teplotě fluidní vrstvy a fluidační rychlosti pro oxy-fuel spalování

Srovnání experimentálně určeného součinitele přestupu tepla mezi fluidní vrstvou a teplosměnnou plochou bylo provedeno s korelacemi pro výpočet horizontálních ploch. Na základě vypočteného konvektivního součinitele přestupu tepla mezi fluidní vrstvou a teplosměnnou plochou byla určena radiační složka celkové součinitele přestupu tepla

postupem popsaným v kapitole 5.8.2. pro každou korelaci samostatně. Pro paketový model byly použity empirické konstanty dle Pence et al. viz Tabulka 3. V následujících tabulkách se nachází srovnání experimentálních hodnot s korelacemi.

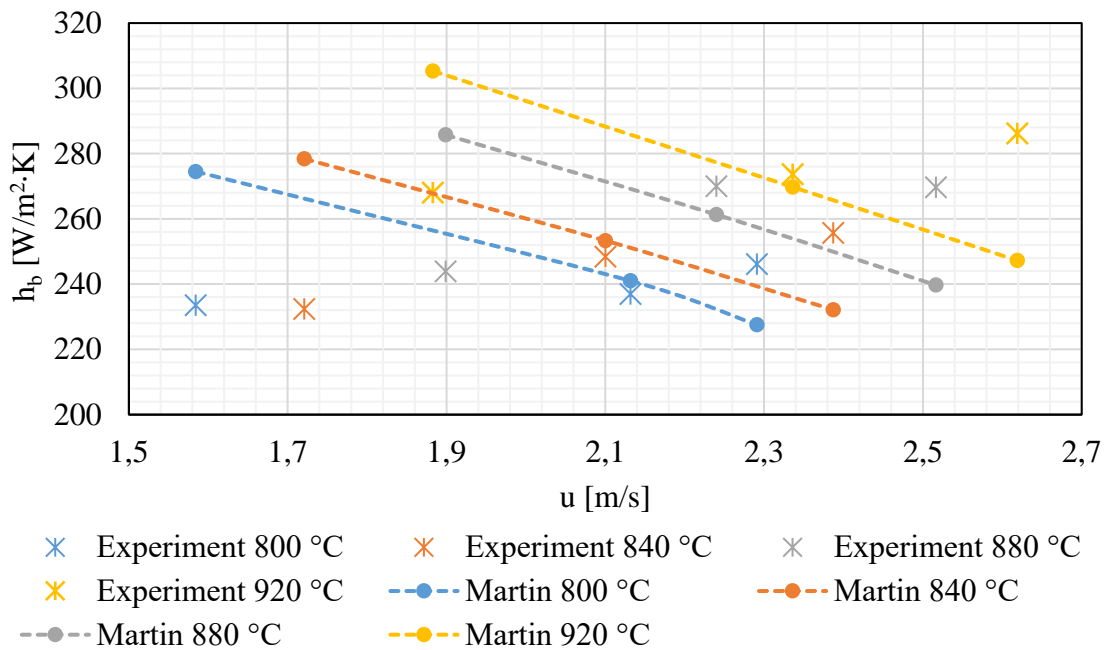
Tabulka 11: Porovnání experimentálně určeného  $h_b$  pro vzduchové spalování s korelacemi horizontálních ploch

$T_{skut}$ [°C]	$u$ [m/s]	$h_b$ [W/m <sup>2</sup> · K]				Experiment
		Molerus	Borodulya	Martin	Paket	
784	1,6	296	478	274	365	234
827	1,7	304	483	278	379	232
889	1,9	317	488	286	401	244
927	1,9	335	509	305	416	268
808	2,1	284	462	241	378	237
835	2,1	295	473	253	387	248
889	2,2	309	476	261	406	270
933	2,3	323	482	270	423	274
801	2,3	279	454	228	378	246
838	2,4	288	453	232	391	256
890	2,5	303	456	240	409	270
935	2,6	318	458	247	426	286
Relativní odchylka [%]		19	86	10	56	

Tabulka 12: Porovnání experimentálně určeného  $h_b$  pro oxy-fuel s korelacemi horizontálních ploch

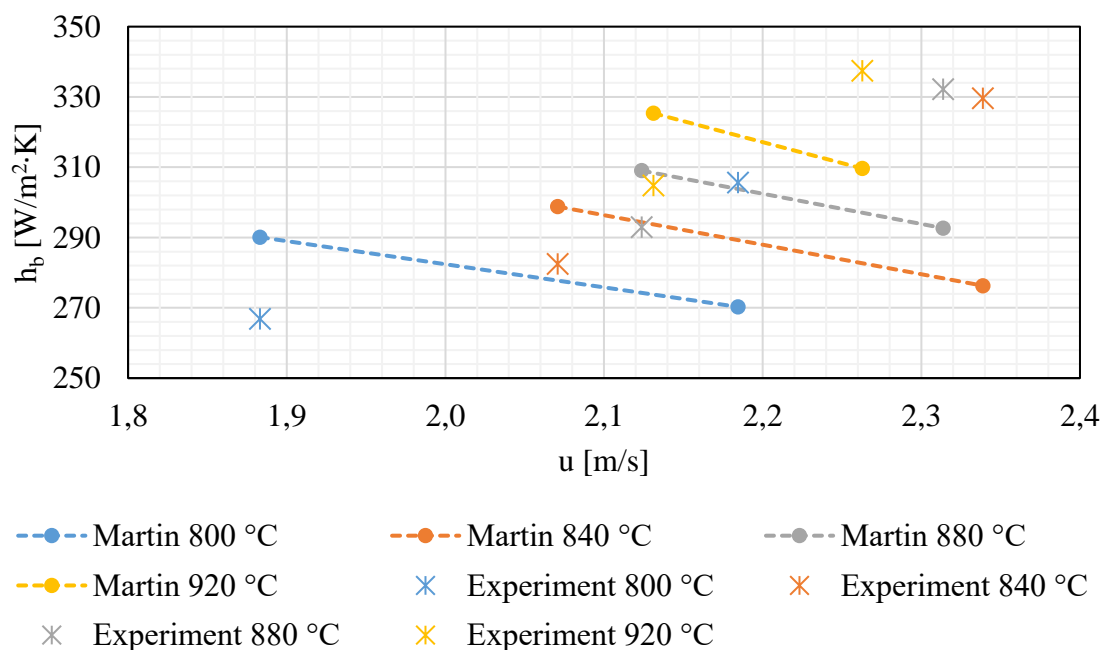
$T_{skut}$ [°C]	$u$ [m/s]	$h_b$ [W/m <sup>2</sup> · K]				Experiment
		Molerus	Borodulya	Martin	Paket	
782	1,9	323	592	290	387	267
848	2,1	340	594	299	411	282
886	2,1	352	597	309	425	293
927	2,1	367	605	325	440	305
799	2,2	319	578	270	395	306
851	2,3	334	577	276	415	330
888	2,3	348	584	293	428	332
919	2,3	361	594	310	439	337
Relativní odchylka [%]		8	63	6	24	

Z teoretických výpočtů horizontálních ploch nejlépe vychází korelace Martin (44) a následně Molerus (29). Obě tyto korelace mají klesající charakter součinitele přestupu tepla s rostoucí fluidační rychlostí, což nesouhlasí s experimentálními daty. Celkově nejhůře vychází korelace Borodulya (35), která spolu s paketovým modelem (36) výpočet nejvíce nadhodnocuje. Paketový model však jako jediný z korelací horizontálních ploch má rostoucí charakter vlivem zvyšující se fluidační rychlosti.



Obrázek 27: Porovnání experimentálních hodnot  $h_b$  a korelace Martin pro vzduchové spalování

V porovnání se vzduchovým spalováním mají teoretické výpočty pro oxy-fuel režim nižší relativní odchylku. Nejlépe opět vychází korelace Martin (44) a Molerus (29). Vliv na to má celkové nadhodnocování všech modelů a nižší rozsah fluidačních rychlostí, ve kterém bylo měření oxy-fuel oproti vzduchovému režimu provedeno. Daleko lepší přesnosti však dosahuje korelace paketového modelu (36) v porovnání se vzduchovým režimem.



Obrázek 28: Porovnání experimentálních hodnot  $h_b$  a korelace Martin pro oxy-fuel

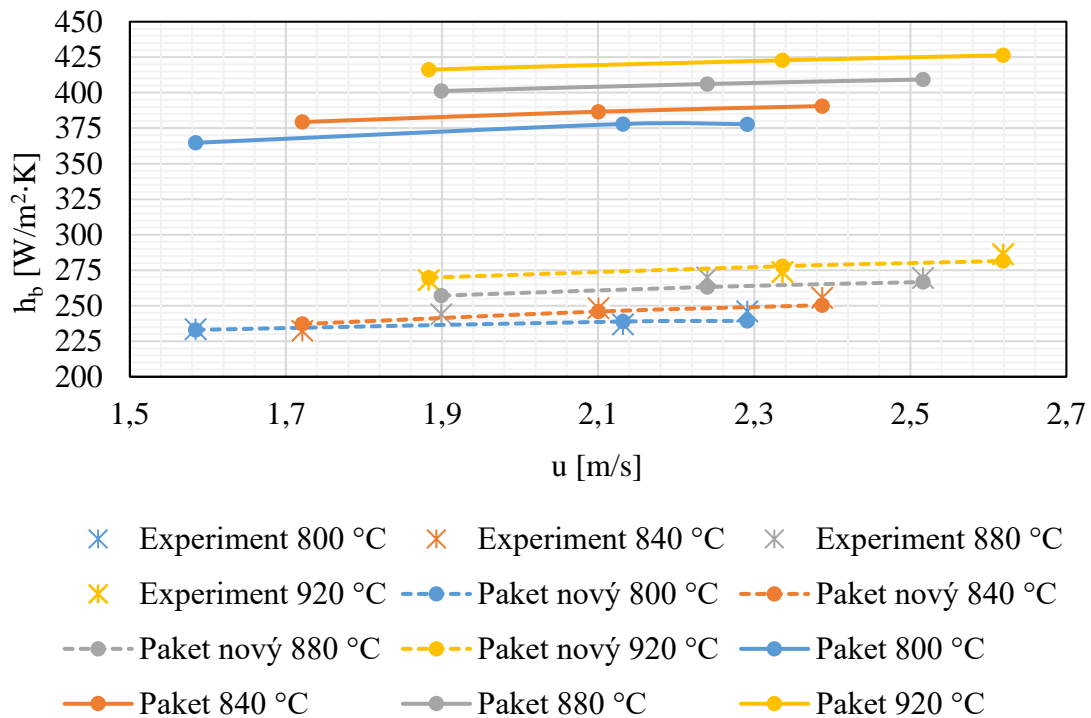


Vzhledem k velké relativní odchylce paketového modelu, který má jako jediný z korelací rostoucí charakter vlivem rostoucí fluidační rychlosti, byly stanoveny metodou nejmenších čtverců empirické konstanty B a C.

Tabulka 13: Nově vypočtené empirické konstanty pro paketový model

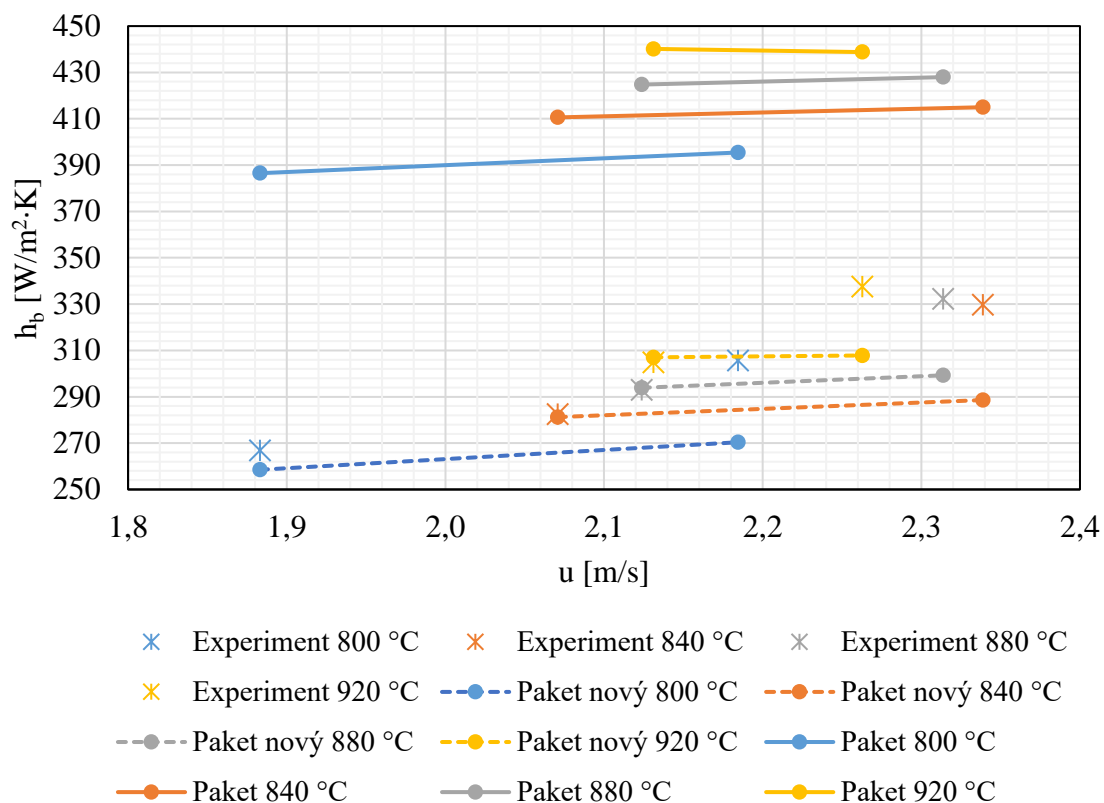
A	$\delta_b$		$t_e[s]$	
	B	C	B	C
0,8	0,581	-0,045	3,617	0,548

Paketový model s nově určenými empirickými konstantami má relativní odchylku 2 % pro vzduchové spalování a 4 % pro oxy-fuel spalování, což jsou nejmenší relativní odchylky pro oba režimy ze všech korelací.



Obrázek 29: Porovnání nově určeného paketového modelu s původním a experimentem pro vzduchové spalování

Jak lze vidět hodnoty  $h_b$  paketového modelu s nově určenými konstantami vycházejí přibližně o  $140 \text{ W/m}^2\text{K}$  nižší než při použití původních konstant. Nově určená závislost paketového modelu velmi přesně kopíruje trend zvyšujícího se  $h_b$  s fluidační rychlostí.



Obrázek 30: Porovnání nově určeného paketového modelu s původním a experimentem pro oxy-fuel spalování

Pro oxy-fuel spalování nově určená závislost paketového modelu nekopíruje trend zvyšujícího se  $h_b$  s fluidační rychlostí tak dobře jako u vzduchového spalování. Při vyšším rozsahu fluidačních rychlostí by byla relativní odchylka větší. Z experimentálních dat lze usuzovat, že růst vlivu konvekce plynu pro oxy-fuel spalování je daleko vyšší než pro vzduchové spalování. Pro potvrzení by však bylo potřeba provést měření ve větším rozsahu fluidační rychlosti. Porovnání experimentálně určeného  $h_b$  se zbylými korelacemi pro oba režimy je v přílohách Obr. 31-34.

Pro teoretické výpočty je problematické určit přesné složení spalin v průběhu spalování. Spaliny ve fluidní vrstvě nemají složení výsledných spalin, které jsou vyhodnoceny na základě měřené koncentrace kyslíku za spalovacím procesem, ale nemají ani složení fluidačního média před vstupem do fluidní vrstvy. Dalším parametrem, který může mít vliv na teoretické výpočty je mezerovitost. Její závislost na fluidační rychlosti byla zkoumána jen ve studeném stavu. Otázkou je, jaký vliv na ni mají vysoké teploty, kdy poklesne hustota spalin, ale naopak vzroste viskozita. Přesto mají korelace Molerus (29) a Martin (44), které mezerovitost respektují, velmi uspokojivé výsledky v porovnání s experimentálními hodnotami.

## **7. Závěr**

Prvotním cílem práce bylo zpracování rešerše na téma přestup tepla ve fluidní vrstvě se zaměřením na teoretické výpočty součinitele přestupu tepla mezi teplosměnnou plochou a fluidní vrstvou. Následně byla provedena analýza dvou vybraných inertních materiálů písku Střeleč 05/10 a LWA Liapor 0-2. Analýza byla zhotovena s cílem určit střední průměr částic, sféricitu a závislost mezerovitosti na fluidační rychlosti. Takto získané veličiny byly dále použity v teoretických výpočtových korelacích součinitele přestupu tepla mezi fluidní vrstvou a teplosměnnou plochy. Tyto korelace byly podrobeny analýze v závislosti na fluidační rychlosti, teplotě fluidní vrstvy a středním průměru částic pro oba zvolené inertní materiály.

Druhá část experimentální části se zaměřila na experimentální určení součinitele přestupu tepla mezi fluidní vrstvou a horizontální plochou při spalování dřevních pelet ve vzduchovém a oxy-fuel režimu. Zkoumán byl vliv fluidační rychlosti a teploty fluidní vrstvy na tento součinitel. Vzhledem k časové náročnosti tohoto experimentu, který se v průběhu potýkal s řadou technických problémů, byl součinitel přestupu tepla určen jen pro LWA. Výsledky experimentu ukazují, že součinitel přestupu tepla oxy-fuel spalování je vyšší než u vzduchového spalování. Oba režimy mají rostoucí charakter součinitele přestupu tepla vlivem rostoucí fluidační rychlosti. Lze tedy předpokládat, že pro LWA 0-2 má dominantní efekt na přestup tepla konvekce plynu, která se zvyšuje na úkor částicové konvekce/kondukce. Její snížení není vlivem expanze vrstvy, a tudíž menšího kontaktu částic s plochou, vyšší než přírůstek konvekce plynu. Pro oxy-fuel režim je tento nárůst daleko znatelnější. Z porovnání obou režimů lze tvrdit, že složení plynů má vliv na velikost součinitele přestupu tepla. Přestože byla mezerovitost v závislosti na fluidační rychlosti určena jen ve studeném stavu, mají korelace Molerus (29) a Martin (44) velmi uspokojivé výsledky v porovnání s experimentálními hodnotami. Obě korelace mají však opačnou závislost na fluidační rychlosti, než vychází v experimentu. Proto byly stanoveny nové empirické konstanty pro paketový model (36), kdy pro vzduchové spalování měla nově určená korelace relativní odchylku 2 % a pro oxy-fuel spalování 4 %.

Při návrhu vnořeného výměníku ve fluidní vrstvě je potřeba ke správnému určení součinitele přestupu tepla znát řadu parametrů. Použité korelace v této práci mají různou závislost na fluidační rychlosti a s ní spojenou mezerovitostí, středním průměru částic a složení plynu. Není proto žádoucí, se při určení součinitele přestupu tepla mezi fluidní vrstvou a teplosměnnou plochou zaměřit jen na jednu z nich. Z použitých teoretických výpočtů lze doporučit pro materiály s podobnými fyzikálními vlastnostmi LWA 0-2 korelace

Molerus (29) a Martin (44). Pro nově určené konstanty paketového modelu (36) by bylo žádoucí provést další měření a následné porovnání, zda mají skutečně stanovenou přesnost. Výpočtové korelace mohou sloužit k prvotnímu odhadu součinitele přestupu tepla, avšak je vždy lepší součinitel určit i experimentálně. Podmínkou je dobrá kalibrace měřící aparatury.

## **Zdroje**

- [1] OKA, S. N. ANTHONY, E. J. Fluidized Bed Combustion. 1. Vydání. New York: Marcel Dekker, Inc., 2004. 580 s. ISBN 0-8247-4699-6
- [2] SKOPEC P., HRDLIČKA J., OPATŘIL J., & ŠTEFANIKA J. (2013). *Studium problematiky využití fluidní vrstvy pro spalování biomasy a alternativních paliv*. Dostupné z eu.fme.vutbr.cz: [https://eu.fme.vutbr.cz/file/Sbornik-EnBio/2013/13\\_Skopec.pdf](https://eu.fme.vutbr.cz/file/Sbornik-EnBio/2013/13_Skopec.pdf)
- [3] BASU, P. Combustion and Gasification in Fluidized Beds. CRC Press, 2006. ISBN 0-8493-3396-2.
- [4] KUNII, D. LEVENSPIEL, O. Fluidization Engineering. 2. vydání. Howard Brenner Massachusetts institute of Technology: Butterworth-Heinemann, 1991. 522 s. ISBN 0-409-90233-0
- [5] YANG, W. Handbook of Fluidization and Fluid-Particle Systems. 1. vydání. New York: Marcel Dekker, Inc., 2003. 850 s. ISBN 0-8247-0259-X
- [6] HUAMAN, R. N. E., JUN, T. X. Energy related CO<sub>2</sub> emissions and the progress on CCS projects: A review. Renewable and Sustainable Energy Reviews. Volume 31, 2014, Pages 368-385, ISSN 1364-0321. Dostupné z: <https://doi.org/10.1016/j.rser.2013.12.002>.
- [7] SKOPEC, P., HRDLIČKA. J., SPECIFIC FEATURES OF THE OXYFUEL COMBUSTION CONDITIONS IN A BUBBLING FLUIDIZED BED. Acta Polytechnica [online]. Volume 56, Issue 4, 2016, Page: 312-318. ISSN 1805-2363. Dostupné z: doi:10.14311/AP.2016.56.0312.
- [8] BUHRE, B.J.P., ELLIOTT, L.K., SHENG, C.D., GUPTA, R.P., WALL, T.F. Oxy-fuel combustion technology for coal-fired power generation. Progress in Energy and Combustion Science. Volume 31, Issue 4, 2005, Pages 283-307, ISSN 0360-1285, Dostupné z: <https://doi.org/10.1016/j.pecs.2005.07.001>
- [9] SCHEFFKNECHT, G., AL-MAKHADMEH, L., SCHNELL, U., MAIER, J. Oxy-fuel coal combustion—A review of the current state-of-the-art. International Journal of Greenhouse Gas Control. Volume 5, Supplement 1, 2011, Pages S16-S35, ISSN 1750-5836. Dostupné z: <https://doi.org/10.1016/j.ijggc.2011.05.020>.

- [10] HOWARD, J.R. Fluidized Bed Technology: Principles and Applications. Taylor & Francis, 1989. ISBN 0-8527-4055-7
- [11] OBERNBERGER, I., 1998. Decentralized biomass combustion: state of the art and future development. Biomass Bioenergy, Volume 14, Issue 1, 1998, Pages 33–56, ISSN 0961-9534. Dostupné z: [https://doi.org/10.1016/S0961-9534\(97\)00034-2](https://doi.org/10.1016/S0961-9534(97)00034-2).
- [12] VODIČKA, M., MICHALIKOVÁ, K., HRDLIČKA, J., HOFBAUER, C., WINTER, F., SKOPEC, P., JENÍKOVÁ, J. External bed materials for the oxy-fuel combustion of biomass in a bubbling fluidized bed. Journal of Cleaner Production. Volume 321, 2021, 128882, ISSN 0959-6526. Dostupné z: <https://doi.org/10.1016/j.jclepro.2021.128882>.
- [13] WERTHER, J., SAENGER, M., HARTGE, E.-U., OGADA, T., SIAGI, Z. Combustion of agricultural residues. Progress in Energy and Combustion Science, Volume 26, Issue 1, 2000, Pages 1-27, ISSN 0360-1285. Dostupné z: [https://doi.org/10.1016/S0360-1285\(99\)00005-2](https://doi.org/10.1016/S0360-1285(99)00005-2).
- [14] MORRIS, J.D., DAOOD, S.S., CHILTON, S., NIMMO, W. Mechanisms and mitigation of agglomeration during fluidized bed combustion of biomass: A review. Fuel, Volume 230, 2018, Pages 452-473, ISSN 0016-2361. Dostupné z: <https://doi.org/10.1016/j.fuel.2018.04.098>.
- [15] Co je Liapor [Online]. Lias Vintřřov. [cit. 2022-3 -17]. Dostupné z: <https://www.liapor.cz/co-je-liapor>.
- [16] HRDLIČKA, J. Sborník příspěvků ze semináře „Energie z biomasy X“, VUT v Brně, 2009, ISBN 978-80-214-4027-2. Dostupné z: <https://biom.cz/cz/odborne-clanky/fluidni-kotel-na-biomasu-s-interni-naplni-liapor>
- [17] KOORNNEEF J., JUNGINGER M., FAAIJ A. Development of fluidized bed combustion—An overview of trends, performance and cost, Progress in Energy and Combustion Science. Volume 33, Issue 1, 2007, Pages 19-55, ISSN 0360-1285. Dostupné z: <https://doi.org/10.1016/j.peccs.2006.07.001>.
- [18] HRDLIČKA, J., SKOPEC, P., OPATRIL, J., DLOUHY, T. Oxyfuel Combustion in a Bubbling Fluidized Bed Combustor. Energy Procedia. Volume 86, 2016, Pages 116-123, ISSN 1876-6102. Dostupné z: <https://doi.org/10.1016/j.egypro.2016.01.012>.

- [19] SKOPEC, P., HRDLIČKA, J., VODIČKA, M., PILAŘ, L., OPATŘIL, J. Combustion of Lignite Coal in a Bubbling Fluidized Bed Combustor under Oxyfuel Conditions. *Energy Procedia*. Volume 114, 2017, Pages 600-607, ISSN 1876-6102, Dostupné z: <https://doi.org/10.1016/j.egypro.2017.03.1202>.
- [20] YADAV, S., MONDAL, S.S. A review on the progress and prospects of oxy-fuel carbon capture and sequestration (CCS) technology. *Fuel*, Volume 308, 2022, 122057, ISSN 0016-2361. Dostupné z: <https://doi.org/10.1016/j.fuel.2021.122057>.
- [21] BAI, Y., QI, J., HUI SI, H. Analytical study on the Heat-Transfer Characteristics of a Fluidized Bed Reactor Heated by Multi-Stage Resistance. *Chemical Engineering and Processing - Process Intensification*, Volume 164, 2021, 108395, ISSN 0255-2701. Dostupné z: <https://doi.org/10.1016/j.cep.2021.108395>.
- [22] NGOH, J., LIM, E. W. CH. Effects of particle size and bubbling behavior on heat transfer in gas fluidized beds. *Applied Thermal Engineering*. Volume 105, 2016, Pages 225-242, ISSN 1359-4311. Dostupné z: <https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2016.05.165>.
- [23] VDI Heat Atlas. Second edition. 2010. ISBN 978-3-540-77876-9. Dostupné z: DOI 10.1007/978-3-540-77877-6
- [24] DOHERTY, J.A., VERMA, R.S., SHRIVASTAVA, S., SAXENA, S.C. Heat transfer from immersed horizontal tubes of different diameter in a gas-fluidized bed. *Energy*, Volume 11, Issue 8, 1986, Pages 773-783, ISSN 0360-5442. Dostupné z: [https://doi.org/10.1016/0360-5442\(86\)90016-2](https://doi.org/10.1016/0360-5442(86)90016-2).
- [25] BASU P. *Fluidized Bed Boilers: Design and Application*. Pergamon Press, 1984 ISBN 0-08-025410-1. Dostupné z: 25
- [26] LI, D., KIM, K., KIM, M., ZENG, Y., YANG, Z., LEE, S., LU, X., JEON, Effects of particle size on bed-to-surface heat transfer in bubbling fluidized bed heat exchangers of 550 MWe ultra-supercritical CFB boiler. *Energy*, Volume 222, 2021, 119889, ISSN 0360-5442. Dostupné z: <https://doi.org/10.1016/j.energy.2021.119889>.
- [27] MOLERUS, BURSCHKA, DIETZ. Particle migration at solid surfaces and heat transfer in bubbling fluidized beds—I. Particle migration measurement systems. *Chemical Engineering Science*. Volume 50, Issue 5, 1995, Pages 871-877, ISSN 0009-2509. Dostupné z: [https://doi.org/10.1016/0009-2509\(94\)00445-W](https://doi.org/10.1016/0009-2509(94)00445-W).

- [28] MOLERUS, BURSCHKA, DIETZ. Particle migration at solid surfaces and heat transfer in bubbling fluidized beds—II. Prediction of heat transfer. *Chemical Engineering Science*. Volume 50, Issue 5, 1995, Pages 879-885, ISSN 0009-2509. Dostupné z: [https://doi.org/10.1016/0009-2509\(94\)00446-X](https://doi.org/10.1016/0009-2509(94)00446-X).
- [29] BORODULYA, TEPLITSKY, MARKEVICH, HASSAN, YERYOMENKO. Heat transfer between a surface and a fluidized bed: consideration of pressure and temperature effects. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. Volume 34, Issue 1, 1991, Pages 47-53, ISSN 0017-9310. Dostupné z: [https://doi.org/10.1016/0017-9310\(91\)90171-A](https://doi.org/10.1016/0017-9310(91)90171-A).
- [30] KIM, S.W., AHN, J.Y., KIM S.D., LEE, D. H. Heat transfer and bubble characteristics in a fluidized bed with immersed horizontal tube bundle. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Volume 46, Issue 3, 2003, Pages 399-409, ISSN 0017-9310. Dostupné z: [https://doi.org/10.1016/S0017-9310\(02\)00296-X](https://doi.org/10.1016/S0017-9310(02)00296-X).
- [31] BLASZCZUK, A., POGORZELEC, M., SHIMIZU, T. Heat transfer characteristics in a large-scale bubbling fluidized bed with immersed horizontal tube bundles, *Energy*, Volume 162, 2018, Pages 10-19, ISSN 0360-5442. Dostupné z: <https://doi.org/10.1016/j.energy.2018.08.008>.
- [32] BASKAKOV, A.P., BERG, B.V., VITT, O.K., FILIPPOVSKY, N.F., KIRAKOSYAN, V.A., GOLDOBIN, J.M., MASKAEV, V.K. Heat transfer to objects immersed in fluidized beds. *Powder Technology*, Volume 8, Issues 5–6, 1973, Pages 273-282, ISSN 0032-5910. Dostupné z: [https://doi.org/10.1016/0032-5910\(73\)80092-0](https://doi.org/10.1016/0032-5910(73)80092-0).
- [33] MARTIN, H. Heat transfer between gas fluidized beds of solid particles and the surfaces of immersed heat exchanger elements, Part I, *Chemical Engineering and Processing: Process Intensification*, Volume 18, Issue 3, 1984, Pages 157-169, ISSN 0255-2701. Dostupné z: [https://doi.org/10.1016/0255-2701\(84\)80005-7](https://doi.org/10.1016/0255-2701(84)80005-7).
- [34] MARTIN, H. Heat transfer between gas fluidized beds of solid particles and the surfaces of immersed heat exchanger elements, Part II. *Chemical Engineering and Processing: Process Intensification*, Volume 18, Issue 4, 1984, Pages 199-223, ISSN 0255-2701. Dostupné z: [https://doi.org/10.1016/0255-2701\(84\)87003-8](https://doi.org/10.1016/0255-2701(84)87003-8).



- [35] BASKAKOV, A.P., LECKNER, B. Radiative heat transfer in circulating fluidized bed furnaces. Powder Technology, Volume 90, Issue 3, 1997, Pages 213-218, ISSN 0032-5910. Dostupné z: [https://doi.org/10.1016/S0032-5910\(96\)03214-7](https://doi.org/10.1016/S0032-5910(96)03214-7) .
- [36] ENGINEERING TOOLBOX, Emissivity Coefficients common Products [online] 2003 [cit. 2022-4-18] Dostupné z: [https://www.engineeringtoolbox.com/emissivity-coefficients-d\\_447.html](https://www.engineeringtoolbox.com/emissivity-coefficients-d_447.html).
- [37] SKOLOPÍSEK STŘELEČ, Katalog písků [online]. [cit. 2022-5-25] Dostupné z: <https://glassand.eu/ke-stazeni>
- [38] LIAPOR, O liaporu [online]. [cit. 2022-5-25] Dostupné z: <https://www.liapor.cz/ke-stazeni>
- [39] TZB-INFO, Hodnoty fyzikálních veličin vybraných stavebních materiálů [online]. [cit. 2022-5-25] Dostupné z: <https://stavba.tzb-info.cz/tabulky-a-vypocty/58-hodnoty-fyzikalnich-velicin-vybranych-stavebnich-materialu>
- [40] VESILIND, P.A. Rosin-Rammler particle size distribution, Resource Recovery and Conservation, Volume 5, Issue 3, 1980, Pages 275-277, ISSN 0304-3967. Dostupné z: [https://doi.org/10.1016/0304-3967\(80\)90007-4](https://doi.org/10.1016/0304-3967(80)90007-4).
- [41] DLOUHÝ, T. Výpočty kotlů a spalinových výměníků. Vyd. 3. V Praze: Nakladatelství ČVUT, 2007, c1999. ISBN 978-80-01-03757-7.
- [42] WHITE, F. M. Viscous Fluid Flow. 2 ed. New York: McGraw-Hill Book Company, 1991, 614 s. ISBN 00-710-0995-7.
- [43] DAVIDSON, T. A. UNITED STATES DEPARTMENT OF THE INTERIOR. A Simple and Accurate Method for Calculating Viscosity of Gaseous Mixtures [online]. 1993 [cit.2022-05-1]. Dostupné z: [http://stacks.cdc.gov/view/cdc/10045/cdc\\_10045\\_DS1.pdf](http://stacks.cdc.gov/view/cdc/10045/cdc_10045_DS1.pdf)
- [44] NATIONAL INSTITUTE OF STANDARDS AND TECHNOLOGY. NIST Chemistry WebBook. [cit.2022-02-19]. Dostupné z: <https://doi.org/10.18434/T4D303>.
- [45] OPATŘIL J. Vliv fyzikálních parametrů bublinkové fluidní vrstvy na přenos tepla. Praha, 2015. Disertační práce. ČVUT v Praze. Vedoucí práce Prof. Ing. F. Hrdlička, CSc.

## 8. Přílohy

### 8.1. Fyzikální vlastnosti spalin

#### 8.1.1. Stechiometrie

Tabulka 14: Výsledky stechiometrických spalin pro vzduchového spalování

$O_i$	Výpočet [ $m_N^3/kg$ ]
$O_{O_2min}$	0,945
$O_{VSmin}$	4,498
$O_{VVmin}$	4,570
$O_{H_2O}^V$	0,072
$O_{CO_2}$	0,859
$O_{N_2}$	3,513
$O_{SO_2}$	$1,858 \cdot 10^{-5}$
$O_{Ar}$	0,041
$O_{SSmin}$	4,413
$O_{H_2O}^S$	0,864
$O_{SVmin}$	5,278

Tabulka 15: Výsledky stechiometrických spalin pro oxy-fuel spalování

$O_i$	Výpočet [ $m_N^3/kg$ ]
$O_{O_2min}$	0,945
$O_{CO_2}$	0,857
$O_{N_2}$	0,002
$O_{SO_2}$	$1,858 \cdot 10^{-5}$
$O_{SSmin}$	0,859
$O_{H_2O}^S$	0,792
$O_{SVmin}$	1,652

#### 8.1.2. Konstanty pro výpočet fyzikálních vlastností spalin

Tabulka 16: Referenční hodnoty a Sutherlandova konstanta pro výpočet dynamické viskozity [39]

	Sutherlandova konstanta S [K]	Referenční teplota T0 [K]	Referenční dynamická viskozita $\mu_0$ [Pa·s]
$O_2$	139	273	1,92E-05
$CO_2$	222	273	1,37E-05
$SO_2$	416	273	1,17E-05
$N_2$	107	273	1,66E-05
$Ar$	144	273	2,13E-05
Vodní pára	1064	350	1,12E-05
VS	111	273	1,72E-05

Tabulka 17: Výpočetní koeficienty pro měrnou tepelnou kapacitu [41]

<i>i</i>	<i>A</i>	<i>B</i>	<i>C</i>	<i>D</i>	<i>E</i>
<b>O<sub>2</sub>(700 – 1200K)</b>	30,03235	8,772972	-3,988133	0,788313	-0,741599
<b>CO<sub>2</sub>(298 – 1200K)</b>	24,99735	55,18696	-33,69137	7,948387	-0,136638
<b>CO<sub>2</sub>(+1200K)</b>	58,16639	2,720074	-0,492289	0,038844	-6,447293
<b>SO<sub>2</sub>(298 – 1200K)</b>	21,43049	74,35094	-57,75217	16,35534	0,086731
<b>SO<sub>2</sub>(+1200K)</b>	57,48188	1,009328	-0,07629	0,005174	-4,045401
<b>N<sub>2</sub>(500 – 2000K)</b>	19,50583	19,88705	-8,598535	1,369784	0,527601
<b>Ar(298 – 6000K)</b>	20,786	2,83E-07	-1,46E-07	1,09E-08	-3,66E-08
<b>H<sub>2</sub>O(500 – 1700K)</b>	30,092	6,832514	6,793435	-2,53448	0,082139

Tabulka 18: Výpočetní koeficienty pro tepelnou vodivost [23]

<i>i</i>	<i>A</i> · 10 <sup>-3</sup>	<i>B</i> · 10 <sup>-3</sup>	<i>C</i> · 10 <sup>-6</sup>	<i>D</i> · 10 <sup>-9</sup>	<i>D</i> · 10 <sup>-12</sup>
<b>O<sub>2</sub></b>	-1,285	0,107	-0,05263	0,02568	-0,00504
<b>CO<sub>2</sub></b>	-3,882	0,053	0,07146	-0,07031	0,0189
<b>SO<sub>2</sub></b>	0,358	1,30E-02	0,06952	-0,03207	-0,0083
<b>N<sub>2</sub></b>	-0,133	0,101	-0,06065	0,03361	-0,0071
<b>Ar</b>	0,4303	0,047	-0,00778	0	0
<b>H<sub>2</sub>O</b>	13,918	-0,047	0,258066	-0,183149	0,055092

## 8.2. Naměřená hodnoty

Každý stav měření je definován měřenými i dopočtenými veličinami v následujících Tabulkách 19-27. První sloupec každého požadovaného teplotního profilu je průměrná naměřená hodnota a druhý sloupec je směrodatná odchylka. V případě, kdy je směrodatná odchylka pro měřené veličiny pod 0,1, není uváděna. Dále tabulky obsahují fluidační rychlost a rozsah minimální rychlosti fluidace až úletové rychlosti.

### 8.2.1. Naměřené data pro vzduchové spalování

Tabulka 19: Data vzduchové spalování stav 1 průtok 3,1 l/min

$T_{požadovaná}$ [°C]	800		840		880		920	
$T_{skut}$ [°C]	784	±7	827	±10	889	±5	927	±3
<b>Vzduch</b> [Nm <sup>3</sup> /h]	49	±1,4	51	±1,6	54	±1,1	50	±1,5
<b>u</b> [m/s]	1,6		1,7		1,9		1,9	
<b>u<sub>mř</sub>-u<sub>t</sub></b> [m/s]	0,21-4,50		0,20-4,50		0,19-4,50		0,19-4,52	
<b>O<sub>2</sub></b> [%]	11,0	±0,7	11,5	±0,7	12,6	±0,5	7,8	±0,7
<b>CO<sub>2</sub></b> [%]	9,8	±0,6	9,0	±0,7	7,7	±0,5	12,7	±0,7
<b>Q<sub>v</sub></b> [l/min]	3,2	±2,0	3,1	±0,5	3,2	±0,2	3,2	±0,3
<b>T<sub>in</sub></b> [°C]	31	±2,1	29	±0,6	31	±0,3	34	±0,4
<b>T<sub>out</sub></b> [°C]	39	±0,1	39	±0,1	42	±0,1	45	±0,1
<b>h<sub>b</sub></b> [W/m <sup>2</sup> K]	234	±10	230	±5	244	±5	268	±5

Tabulka 20: Data vzduchové spalování stav 2 průtok 3,1 l/min

$T_{požadovaná}$ [°C]	800		840		880		920	
$T_{skut}$ [°C]	808	±8	835	±7	889	±11	933	±6
<b>Vzduch</b> [Nm <sup>3</sup> /h]	65	±1,7	61	±1,7	62	±1,3	62	v1,3
<b>u</b> [m/s]	2,1		2,1		2,2		2,3	
<b>u<sub>mř</sub>-u<sub>t</sub></b> [m/s]	0,20-4,49		0,20-4,51		0,20-4,51		0,19-4,52	
<b>O<sub>2</sub></b> [%]	12,5	±0,7	10,2	±0,5	9,7	±0,7	8,6	±0,8
<b>CO<sub>2</sub></b> [%]	7,5	±0,7	9,9	±0,5	10,5	±0,7	11,6	±0,8
<b>Q<sub>v</sub></b> [l/min]	3,2	±0,2	3,2	±0,3	3,2	±0,3	3,2	±0,5
<b>T<sub>in</sub></b> [°C]	32	±0,3	33	±0,3	34	±2,8	34	±0,4
<b>T<sub>out</sub></b> [°C]	41	±0,1	42	±0,1	45	±0,1	46	±0,1
<b>h<sub>b</sub></b> [W/m <sup>2</sup> K]	237	±6	248	±6	273	±8	274	±5

Tabulka 21: Data vzduchové spalování stav 3 průtok 3,1 l/min

$T_{požadovaná}$ [°C]	800		840		880		920	
$T_{skut}$ [°C]	801	±5	838	±5	890	±6	935	±5
<b>Vzduch</b> [Nm <sup>3</sup> /h]	70	±1,9	70	±1,4	70	±1,4	69	±1,4
<b>u</b> [m/s]	2,3		2,4		2,5		2,6	
<b>u<sub>mf</sub>-u<sub>t</sub></b> [m/s]	0,20-4,50		0,20-4,50		0,20-4,51		0,19-4,52	
<b>O<sub>2</sub></b> [%]	10,9	±1,1	10,8	±0,6	8,9	±0,6	7,9	±0,7
<b>CO<sub>2</sub></b> [%]	9,6	±0,4	9,8	±0,5	11,6	±0,6	12,5	±0,7
<b>Q<sub>v</sub></b> [l/min]	3,1	±1,7	3,0	±0,3	3,0	±0,2	3,1	±0,4
<b>T<sub>in</sub></b> [°C]	28	±1,6	28	±0,2	29	±0,3	31	±0,3
<b>T<sub>out</sub></b> [°C]	38	±0,1	39	±0,1	41	±0,1	44	±0,1
<b>h<sub>b</sub></b> [W/m <sup>2</sup> K]	246	±7	256	±5	270	±6	286	±6

Tabulka 22: Data vzduchové spalování stav 1 průtok 4 l/min

$T_{požadovaná}$ [°C]	800		840		880		920	
$T_{skut}$ [°C]	783	±4	834	±8	892	±3	928	±3
<b>Vzduch</b> [Nm <sup>3</sup> /h]	49	±1,4	51	±1,7	54	±1,0	50	±1,4
<b>u</b> [m/s]	1,6		1,7		1,9		1,9	
<b>u<sub>mf</sub>-u<sub>t</sub></b> [m/s]	0,21-4,50		0,20-4,50		0,19-4,50		0,19-4,52	
<b>O<sub>2</sub></b> [%]	11,0	±0,4	11,6	±0,6	12,5	±0,4	7,6	±0,7
<b>CO<sub>2</sub></b> [%]	9,6	±0,4	8,9	±0,6	7,8	±0,4	12,9	±0,7
<b>Q<sub>v</sub></b> [l/min]	3,8	±0,1	3,9	±0,1	3,9	±0,2	3,9	±0,1
<b>T<sub>in</sub></b> [°C]	29	±0,1	29	±0,1	32	±0,2	34	±0,1
<b>T<sub>out</sub></b> [°C]	34	±0,1	35	±0,1	39	±0,1	41	
<b>h<sub>b</sub></b> [W/m <sup>2</sup> K]	170	±6	177	±4	185	±4	198	±3

Tabulka 23: Data vzduchové spalování stav 2 průtok 4 l/min

$T_{požadovaná}$ [°C]	<b>800</b>		<b>840</b>		<b>880</b>		<b>920</b>	
$T_{skut}$ [°C]	806	±4	833	±5	883	±4	932	±6
<b>Vzduch</b> [Nm <sup>3</sup> /h]	66	±1,3	60	±1,4	62	±1,3	62	±1,3
<b>u</b> [m/s]	2,2		2,1		2,2		2,4	
<b>u<sub>mf</sub>-u<sub>t</sub></b> [m/s]	0,20-4,59		0,20-4,51		0,20-4,51		0,19-4,51	
<b>O<sub>2</sub></b> [%]	12,5	±0,6	10,0	±0,4	9,9	±0,4	7,7	±0,9
<b>CO<sub>2</sub></b> [%]	7,5	±0,7	10,2	±0,4	10,3	±0,4	12,5	±1,0
<b>Q<sub>v</sub></b> [l/min]	3,9	±0,4	3,9	±0,1	3,9	±0,5	3,9	±0,2
<b>T<sub>in</sub></b> [°C]	31	±0,4	33	±0,1	34	±0,5	33	±0,2
<b>T<sub>out</sub></b> [°C]	37	±0,0	39		40		41	±0,0
<b>h<sub>b</sub></b> [W/m <sup>2</sup> K]	181	±3	186	±2	194	±3	201	±3

Tabulka 24: Data vzduchové spalování stav 3 průtok 4 l/min

$T_{požadovaná}$ [°C]	<b>800</b>		<b>840</b>		<b>880</b>		<b>920</b>	
$T_{skut}$ [°C]	810	±4	845	±4	889	±5	926	±5,6
<b>Vzduch</b> [Nm <sup>3</sup> /h]	70	±1,8	70	±1,4	70	±1,4	69	±1,3
<b>u</b> [m/s]	2,3		2,4		2,5		2,6	
<b>u<sub>mf</sub>-u<sub>t</sub></b> [m/s]	0,20-4,50		0,20-4,51		0,20-4,51		0,19-4,52	
<b>O<sub>2</sub></b> [%]	11,0	±1,0	10,4	±0,8	9,3	±0,7	7,7	±0,7
<b>CO<sub>2</sub></b> [%]	9,6	±0,5	10,2	±0,6	11,2	±0,7	12,7	±0,7
<b>Q<sub>v</sub></b> [l/min]	3,9	±0,4	4,0	±0,4	4,0	±0,4	4,1	±0,2
<b>T<sub>in</sub></b> [°C]	28	±0,4	28	±0,4	30	±0,5	30	±0,3
<b>T<sub>out</sub></b> [°C]	34	±0,4	35	±0,3	37	±0,1	38	±0,1
<b>h<sub>b</sub></b> [W/m <sup>2</sup> K]	194	±14	208	±14	219	±7	228	±6,1

## 8.2.2. Naměřená data pro oxy-fuel spalování

Tabulka 25: Data oxy-fuel spalování stav 1 průtok 3,1 l/min

$T_{požadovaná}$ [°C]	800		840		880		920	
$T_{skut}$ [°C]	782	±5	848	±2	886	±4	927	±2
FGR [Nm <sup>3</sup> /h]	50	±0,8	51	±0,7	49	±0,9	46	±0,7
$V_{O_2}$ [Nm <sup>3</sup> /h]	7,4		8,3		9,0		9,2	
$u$ [m/s]	1,9		2,1		2,1		2,1	
$u_{mf}-u_t$ [m/s]	0,21-4,41		0,20-4,39		0,19-4,38		0,19-4,37	
$O_2$ [%]	7,7	±1,8	7,9	±1,7	7,8	±1,7	6,7	±1,7
$CO_2$ [%]	83,6	±1,9	84,4	±1,5	85,3	±1,5	86,8	±1,5
$(O_2/CO_2)_{prim}$ [-]	0,37		0,41		0,45		0,46	
$Q_v$ [l/min]	3,1		3,1	±0,3	3,1	±0,3	3,2	±0,4
$T_{in}$ [°C]	31	±0,1	33	±0,3	34	±0,4	35	±0,4
$T_{out}$ [°C]	42	±0,1	45	±0,1	47	±0,1	48	±0,1
$h_b$ [W/m <sup>2</sup> K]	267	±5	282	±6	293	±6	305	±6

Tabulka 26: Data oxy-fuel spalování stav 2 průtok 3,1 l/min

$T_{požadovaná}$ [°C]	800		840		880		920	
$T_{skut}$ [°C]	799	±4	851	±5	888	±3	919	±3
FGR [Nm <sup>3</sup> /h]	58	±2,0	58	±2,1	55	±2,3	51	±2,8
$V_{O_2}$ [Nm <sup>3</sup> /h]	8,0		8,7		8,9		9,0	
$u$ [m/s]	2,2		2,3		2,3		2,3	
$u_{mf}-u_t$ [m/s]	0,21-4,40		0,20-4,39		0,19-4,38		0,19-4,37	
$O_2$ [%]	12,4	±0,9	8,3	±1,0	10,4	±1,1	10,9	±1,0
$CO_2$ [%]	43,4	±2,4	56,6	±1,3	49,5	±1,4	41,8	±0,8
$(O_2/CO_2)_{prim}$ [-]	0,42		0,39		0,44		0,47	
$Q_v$ [l/min]	3,1	±0,1	3,1	±0,3	3,1	±0,2	3,1	±0,3
$T_{in}$ [°C]	40	±0,2	41	±0,3	42	±0,2	43	±0,4
$T_{out}$ [°C]	51		54		56		57	
$h_b$ [W/m <sup>2</sup> K]	306		330		332		337	

Tabulka 27: Data oxy-fuel spalování stav 1 průtok 4 l/min

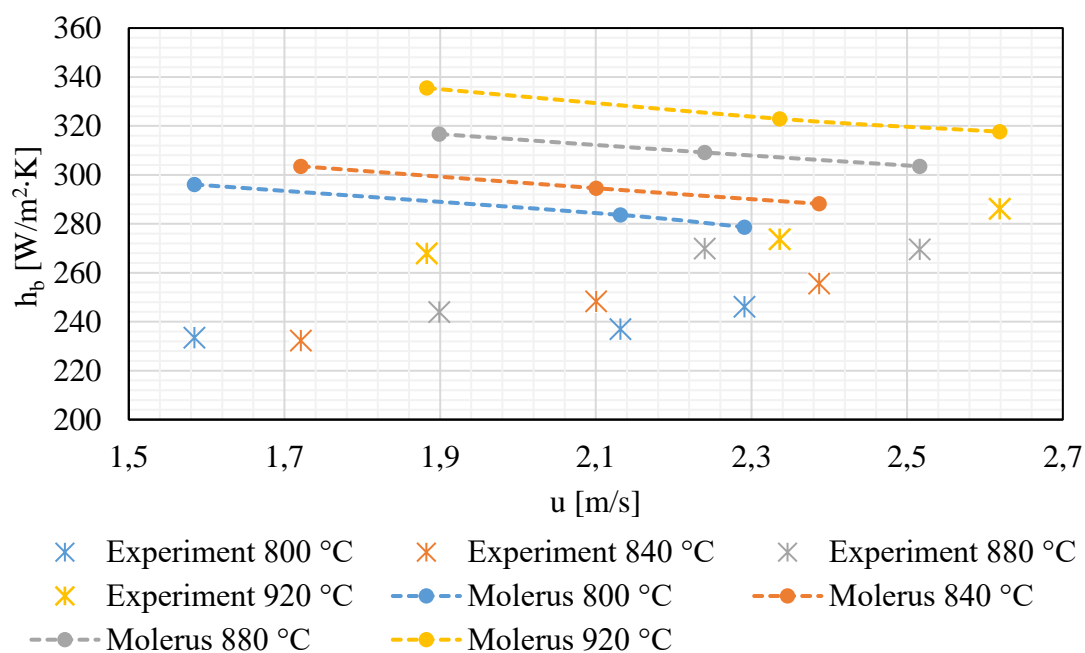
$T_{požadovaná}$ [°C]	800		840		880		920	
$T_{skut}$ [°C]	795	±12	850	±2	892	±2	927	±4
FGR [Nm <sup>3</sup> /h]	50	±0,7	49	±0,9	50	±0,7	46	±0,7
$V_{O_2}$ [Nm <sup>3</sup> /h]	7,9		8,3		8,9		9,2	
$u$ [m/s]	1,9		2,0		2,2		2,1	
$u_{mf}-u_t$ [m/s]	0,21-4,40		0,20-4,39		0,19-4,38		0,19-4,37	
$O_2$ [%]	7,4	±1,9	8,4	±1,8	11,0	±1,8	6,7	±2,2
$CO_2$ [%]	84,8	±1,6	84,3	±1,6	82,2	±1,7	86,8	±2,0
$(O_2/CO_2)_{prim}$ [-]	0,39		0,43		0,48		0,46	
$Q_v$ [l/min]	4,1	±0,2	4,1	±0,2	4,1	±0,5	3,2	±0,1
$T_{in}$ [°C]	32	±0,3	33	±0,2	35	±0,5	35	±0,2
$T_{out}$ [°C]	38		40		42		48	
$h_b$ [W/m <sup>2</sup> K]	221	±3	230	±3	236	±3	305	±3

Tabulka 28: Data oxy-fuel spalování stav 2 průtok 4 l/min

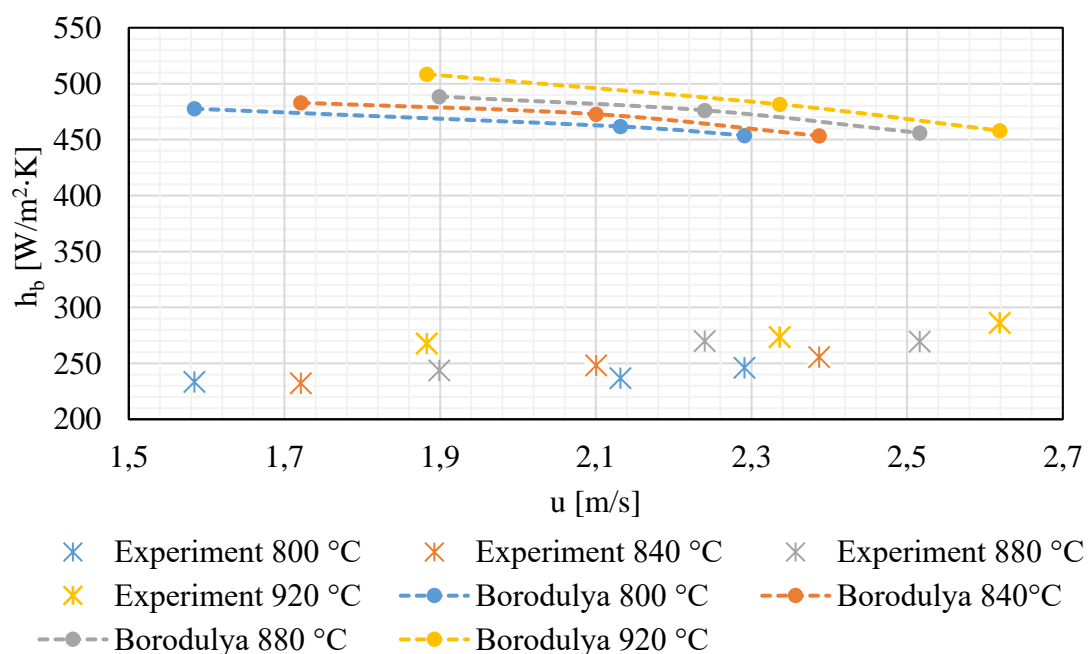
$T_{požadovaná}$ [°C]	800		840		880		920	
$T_{skut}$ [°C]	791	±4	846	±2	893	±3	921	±3
FGR [Nm <sup>3</sup> /h]	59	±1,8	58	±2,1	54	±2,4	50	±2,4
$V_{O_2}$ [Nm <sup>3</sup> /h]	8,0		8,7		8,8		9,1	
$u$ [m/s]	2,2		2,3		2,3		2,2	
$u_{mf}-u_t$ [m/s]	0,21-4,40		0,20-4,39		0,19-4,38		0,19-4,37	
$O_2$ [%]	11,9	±1,3	11,1	±1,2	11,0	±1,2	11,4	±0,9
$CO_2$ [%]	40,2	±1,5	42,3	±4,3	46,7	±1,1	43,0	±1,2
$(O_2/CO_2)_{prim}$ [-]	0,41		0,42		0,45		0,50	
$Q_v$ [l/min]	4,1	±0,5	4,1	±0,2	4,1	±0,4	4,1	±0,2
$T_{in}$ [°C]	40	±0,5	41	±0,2	43	±0,4	43	±0,2
$T_{out}$ [°C]	47		50		51		53	
$h_b$ [W/m <sup>2</sup> K]	262		272		265		272	



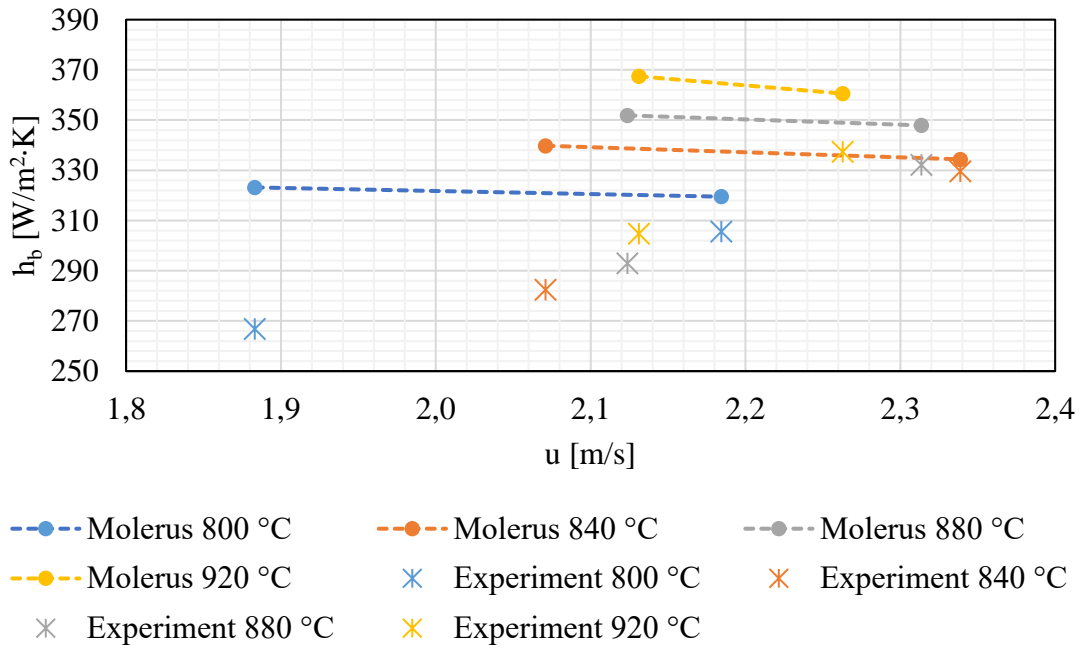
### 8.3. Porovnání korelací a experimentu



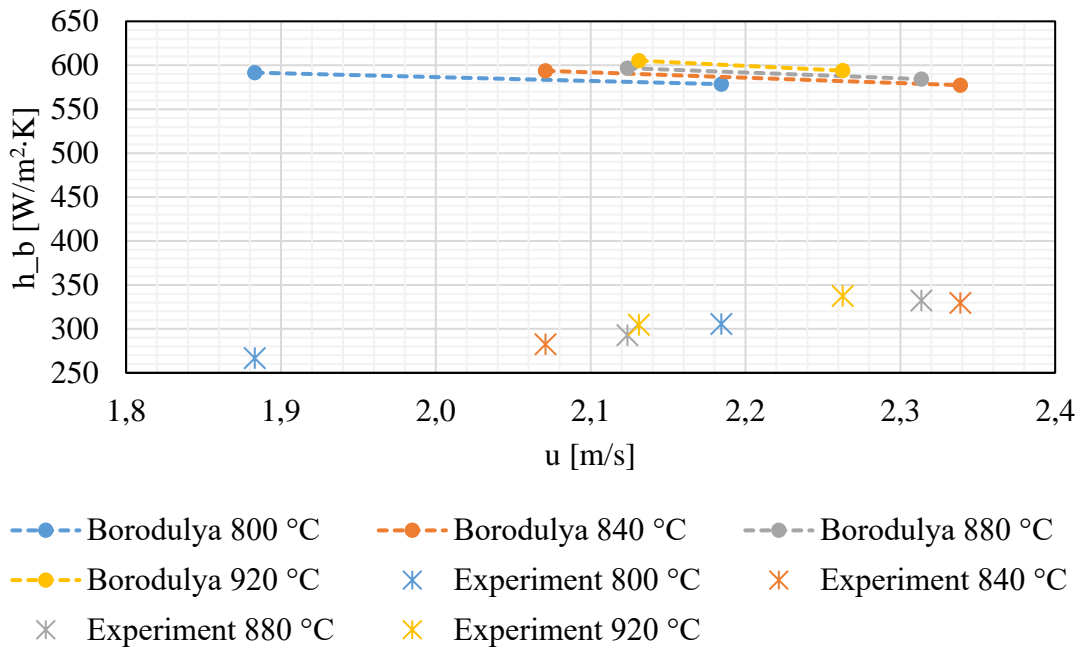
Obrázek 31: Porovnání experimentálních hodnot  $h_b$  a korelace Molerus pro vzduchové spalování



Obrázek 32: Porovnání experimentálních hodnot  $h_b$  a korelace Borodulya pro vzduchové spalování



Obrázek 33: Porovnání experimentálních hodnot  $h_b$  a korelace Molerus pro oxy-fuel spalování



Obrázek 34: Porovnání experimentálních hodnot  $h_b$  a korelace Borodulya pro oxy-fuel spalování

## Seznam obrázků

Obrázek 1: Diagram závislosti tlakové ztráty na rychlosti [2].....	14	
Obrázek 2: Geldartova klasifikace částic [4] .....	18	
Obrázek 3: Schéma fluidního kotle s přidruženými systémy [3].....	22	
Obrázek 4: Porovnání objemů toků plynů vzduchového (A) a oxy-fuel (B) spalování [18]...	23	
Obrázek 5: Schéma layer-core modelu [21].....	25	
Obrázek 6: Vliv Geldartovy klasifikace částic a velikosti částic na $hb$ [3] .....	29	
Obrázek 7: Monogram koeficientu ekvivalentní tloušťky filmu plynu mezi částicemi v kontaktu $\varphi b$ ; mezi částicí a povrchem $\varphi w$ [2].....	33	
Obrázek 8: Chování fluidní vrstvy kolem horizontální trubky [10].....	35	
Obrázek 9: Závislost součinitele přestupu tepla $hc$ na fluidační rychlosti pro LWA 0-2.....	40	
Obrázek 10: Závislost součinitele přestupu tepla $hc$ na fluidační rychlosti pro písek 05/10...	40	
Obrázek 11: Závislost součinitele přestupu tepla $hc$ na teplotě fluidní vrstvy LWA 0-2.....	41	
Obrázek 12: Závislost součinitele přestupu tepla $hc$ na teplotě fluidní vrstvy písku 05/10 .....	41	
Obrázek 13: Závislost součinitele přestupu tepla $hc$ na středním průměru částic LWA 0-2....	42	
Obrázek 14: Závislost součinitele přestupu tepla $hc$ na středním průměru částic písek 05/10.	42	
Obrázek 15: Model Plexi-fluidu.....	45	
Obrázek 16: Schéma laboratorního kotle se bublinkující fluidní vrstvou [18] (převzato a upraveno).....	46	
Obrázek 17: Měřicí sonda .....	47	
Obrázek 18: Písek Střeleč 05/10	Obrázek 19: LWA Liapor 0-2.....	47
Obrázek 20: Dřevní pelety .....	48	
Obrázek 21: Křivka četnosti pro LWA 0-2 a písek 05/10.....	56	
Obrázek 22: Diagram závislosti tlakové ztráty na fluidační rychlosti pro písek .....	57	
Obrázek 23: Diagram závislosti tlakové ztráty na fluidační rychlosti pro LWA.....	57	
Obrázek 24. Závislost mezerovitosti na fluidační rychlosti obou inertních materiálů.....	59	
Obrázek 25: Závislost $hb$ na teplotě fluidní vrstvy a fluidační rychlosti pro vzduchové spalování.....	62	
Obrázek 26: Závislost $hb$ na teplotě fluidní vrstvy a fluidační rychlosti pro oxy-fuel spalování .....	62	
Obrázek 27: Porovnání experimentálních hodnot $hb$ a korelace Martin pro vzduchové spalování.....	64	
Obrázek 28: Porovnání experimentálních hodnot $hb$ a korelace Martin pro oxy-fuel .....	64	

Obrázek 29: Porovnání nově určeného paketového modelu s původním a experimentem pro vzduchové spalování .....	65
Obrázek 30: Porovnání nově určeného paketového modelu s původním a experimentem pro oxy-fuel spalování .....	66
Obrázek 31: Porovnání experimentálních hodnot $hb$ a korelace Molerus pro vzduchové spalování.....	81
Obrázek 32: Porovnání experimentálních hodnot $hb$ a korelace Borodulya pro vzduchové spalování.....	81
Obrázek 33: Porovnání experimentálních hodnot $hb$ a korelace Molerus pro oxy-fuel spalování.....	82
Obrázek 34: Porovnání experimentálních hodnot $hb$ a korelace Borodulya pro oxy-fuel spalování.....	82

## **Seznam tabulek**

Tabulka 1: Koeficienty pro empirickou rovnici (6) [5].....	16
Tabulka 2: Přehled autorů jednotlivých korelací .....	30
Tabulka 3: Empirické koeficienty B a C [26] [31] [32] .....	34
Tabulka 4: Fyzikální vlastnosti inertních materiálů [37][38][39] .....	48
Tabulka 5: Složení a přepočet paliva .....	48
Tabulka 6: Charakteristické veličiny a sféricita obou materiálů .....	56
Tabulka 7: Porovnání minimální rychlost fluidace v závislosti na teplotě a fluidačním médiu .....	58
Tabulka 8: Vyhodnocená data pro vzduchové spalování .....	60
Tabulka 9: Vyhodnocená data pro oxy-fuel spalování.....	60
Tabulka 10: Vyhodnocené veličiny pro jeden měřený stav a změně průtoků .....	61
Tabulka 11: Porovnání experimentálně určeného $hb$ pro vzduchové spalování s korelacemi horizontálních ploch .....	63
Tabulka 12: Porovnání experimentálně určeného $hb$ pro oxy-fuel s korelacemi horizontálních ploch .....	63
Tabulka 13: Nově vypočtené empirické konstanty pro paketový model .....	65
Tabulka 14: Výsledky stechiometrických spalín pro vzduchového spalování .....	74
Tabulka 15: Výsledky stechiometrických spalín pro oxy-fuel spalování .....	74

Tabulka 16: Referenční hodnoty a Sutherlandova konstanta pro výpočet dynamické viskozity [39] .....	74
Tabulka 17: Výpočetní koeficienty pro měrnou tepelnou kapacitu [41] .....	75
Tabulka 18: Výpočetní koeficienty pro tepelnou vodivost [23] .....	75
Tabulka 19: Data vzduchové spalování stav 1 průtok 3,1 l/min .....	76
Tabulka 20: Data vzduchové spalování stav 2 průtok 3,1 l/min .....	76
Tabulka 21: Data vzduchové spalování stav 3 průtok 3,1 l/min .....	77
Tabulka 22: Data vzduchové spalování stav 1 průtok 4 l/min .....	77
Tabulka 23: Data vzduchové spalování stav 2 průtok 4 l/min .....	78
Tabulka 24: Data vzduchové spalování stav 3 průtok 4 l/min .....	78
Tabulka 25: Data oxy-fuel spalování stav 1 průtok 3,1 l/min .....	79
Tabulka 26: Data oxy-fuel spalování stav 2 průtok 3,1 l/min .....	79
Tabulka 27: Data oxy-fuel spalování stav 1 průtok 4 l/min .....	80
Tabulka 28: Data oxy-fuel spalování stav 2 průtok 4 l/min .....	80

## **Seznam příloh**

Obrázek 31: Porovnání experimentálních hodnot $hb$ a korelace Molerus pro vzduchové spalování.....	81
Obrázek 32: Porovnání experimentálních hodnot $hb$ a korelace Borodulya pro vzduchové spalování.....	81
Obrázek 33: Porovnání experimentálních hodnot $hb$ a korelace Molerus pro oxy-fuel spalování.....	82
Obrázek 34: Porovnání experimentálních hodnot $hb$ a korelace Borodulya pro oxy-fuel spalování.....	82
Tabulka 14: Výsledky stechiometrických spalín pro vzduchového spalování .....	74
Tabulka 15: Výsledky stechiometrických spalín pro oxy-fuel spalování .....	74
Tabulka 16: Referenční hodnoty a Sutherlandova konstanta pro výpočet dynamické viskozity [39] .....	74
Tabulka 17: Výpočetní koeficienty pro měrnou tepelnou kapacitu [41] .....	75
Tabulka 18: Výpočetní koeficienty pro tepelnou vodivost [23] .....	75
Tabulka 19: Data vzduchové spalování stav 1 průtok 3,1 l/min .....	76
Tabulka 20: Data vzduchové spalování stav 2 průtok 3,1 l/min .....	76
Tabulka 21: Data vzduchové spalování stav 3 průtok 3,1 l/min .....	77

Tabulka 22: Data vzduchové spalování stav 1 průtok 4 l/min .....	77
Tabulka 23: Data vzduchové spalování stav 2 průtok 4 l/min .....	78
Tabulka 24: Data vzduchové spalování stav 3 průtok 4 l/min .....	78
Tabulka 25: Data oxy-fuel spalování stav 1 průtok 3,1 l/min .....	79
Tabulka 26: Data oxy-fuel spalování stav 2 průtok 3,1 l/min .....	79
Tabulka 27: Data oxy-fuel spalování stav 1 průtok 4 l/min .....	80
Tabulka 28: Data oxy-fuel spalování stav 2 průtok 4 l/min .....	80