



Termodynamické procesy při akumulaci tepla ve vodních zásobnících

Disertační práce

Studijní program: P2301 – Strojní inženýrství
Studijní obor: 3901V003 – Aplikovaná mechanika

Autor práce: **Ing. Petr Švarc**
Vedoucí práce: doc. Ing. Václav Dvořák, Ph.D.



Prohlášení

Byl jsem seznámen s tím, že na mou dizertační práci se plně vztahuje zákon č. 121/2000 Sb. o právu autorském, zejména § 60 -školní dílo.

Beru na vědomí, že Technická univerzita v Liberci (TUL) nezasahuje do mých autorských práv užitím mé dizertační práce pro vnitřní potřebu TUL.

Užiji-li dizertační práci nebo poskytnu-li licenci k jejímu užití, jsem si vědom povinnosti informovat o této skutečnosti TUL; v tomto případě má TUL právo ode mne požadovat úhradu nákladů, které vynaložila na vytvoření díla, až do jejich skutečné výše.

Dizertační práci jsem vypracoval samostatně s použitím uvedené literatury a na základě konzultací s vedoucím dizertační práce.

Současně čestně prohlašuji, že tištěná verze práce se shoduje s elektronickou verzí, vloženou do IS STAG.

Datum: 30. 10. 2016

Podpis:

Poděkování

Rád bych za vznik této práce poděkoval doc. Ing. Václavu Dvořákovi, Ph.D. a ostatním členům Katedry energetických zařízení za jejich věcnou a nesobeckou pomoc, dále svým rodičům, bratrovi, kamarádům, a v neposlední řadě své ženě za její každodenní podporu, velikou obětavost a porozumění.

Anotace

Tato práce shrnuje výsledky studia termodynamických procesů objevujících se při nabíjení a vybíjení vodních akumulčních zásobníků tepla. Obsahuje popis a posouzení různých způsobů ukládání tepelné energie a procesů vyskytujících se při přívodu a odvodu tepla z akumulčních zásobníků. Vyšetřování a posuzování dějů doprovázejících provoz zařízení bylo provedeno pomocí teoretických, numerických, ale i experimentálních metod. K teoretické studii byly použity základní zákony přenosu tepla a hmoty a znalosti termodynamiky. Byla aplikována teorie podobnosti pro studium dějů, ke kterým dochází při nabíjení a vybíjení vodních akumulčních zásobníků tepla, a pro studium přestupu tepla z horizontálně uloženého válce ve vodním prostředí. Pro numerické vyšetřování byly použity shodné fyzikální modely, byly definovány materiálové vlastnosti, okrajové a počáteční podmínky analogické se současně prováděnými experimenty. Získané výsledky byly porovnávány s výsledky ostatních autorů zabývajících se obdobnou tematikou. Pomocí provedených rozborů byly zkoumané děje identifikovány a kvantitativně a kvalitativně zhodnoceny.

Annotation

This work summarizes results of studies of thermodynamic processes, which occur during charging and discharging of the water thermal energy storages. It contains description and assessment of different ways to store thermal energy, and processes occurring during charging and discharging of storage tanks. Investigation and assessment of processes accompanying the operation were performed by using theoretical, numerical, and experimental methods. For the theoretical study were used basic laws of the heat and mass transfer, and knowledge of thermodynamics. The dimensional analysis was used for study of the processes which occur during charging and discharging of the water thermal energy storages and during heat transfer from surface of a horizontal cylinder in the water. Identical physical models of a fluid flow were used for numerical investigation of different material properties, which were defined, initial boundary conditions, and analogous conditions were implemented simultaneously to the experiments. The results obtained by the investigations were compared to the results of other authors dealing with similar issues. Consequently, all the studied processes were identified, and quantitatively and qualitatively evaluated on the bases of performed analyses.

Klíčová slova

Akumulační zásobník

Přirozená konvekce

Nabíjení

Vybíjení

Stratifikace

Termoklina

Ukazatele výkonu

Výměník

Key words

Thermal energy storage

Natural convection

Charging

Discharging

Stratification

Thermocline

Performance indicator

Heat exchanger

Cíle dizertační práce

Cílem dizertační práce je výzkum ukládání tepelné energie ve vodních akumulacích zásobníků tepla, studie dějů, které probíhají při nabíjení a vybíjení akumulacích zásobníků a vyhodnocení kvality ukládání tepelné energie. Dílčí cíle práce jsou:

1. V laboratořích Katedry energetických zařízení navrhnout a sestavit experimentální zařízení v podobě akumulacního zásobníku tepla, které bude umožňovat přímý zásah do vnitřních vestaveb, úpravu geometrie vtoků a připojení výměníků tepla různých konstrukcí. Zařízení by mělo umožnit studium dějů, které probíhají při nabíjení a vybíjení, tj. sledování teplotního rozložení v zásobníku a vyhodnocování toků hmoty, energie, případně dalších veličin.
2. Výzkum vlivu přívodu a odvodu tepla a přívodu a odvodu teplotnosné kapaliny na přirozené a nucené proudění v akumulacích zásobnících.
3. Výzkumu metod, případně tvorba nového nástroje k posouzení vlivu konstrukce a geometrického uspořádání zásobníků na tepelnou stratifikaci při nabíjení a vybíjení akumulacích zásobníků tepla.

Seznam použitých zkratk a symbolů

Latinská abeceda

<i>a</i>	[m ² ·s ⁻¹]	teplotní vodivost,
<i>A</i>	[m ²]	plocha vertikálního řezu v zásobníku tepla,
<i>B</i>	[m ⁴ ·s ⁻³]	impulz vztlakových sil,
<i>c</i>	[J·kg ⁻¹ ·K ⁻¹]	měrná tepelná kapacita,
<i>C</i>	[J·K ⁻¹]	tepelná kapacita,
<i>d</i>	[m]	průměr vtoku do zásobníku tepla,
<i>D</i>	[m]	vnitřní průměr válcového zásobníku tepla,
<i>E</i>	[J]	exergie,
<i>Ė</i>	[J·s ⁻¹]	exergetický tok,
<i>ELH</i>	[m]	Equivalent Lost Height,
<i>f</i>	[m·s ⁻²]	zrychlení způsobené objemovými silami,
<i>FOM</i>	[-]	Figure of Merit,
<i>Fr</i>	[-]	Froudeho číslo,
<i>g</i>	[m·s ⁻²]	gravitační zrychlení Země,
<i>Gr</i>	[-]	Grashofovo číslo,
<i>h</i>	[m]	odlehlost vstupů do nádrže,
<i>H</i>	[m]	výška akumulčního média,
<i>k</i>	[W·m ⁻² ·K ⁻¹]	součinitel prostupu tepla,
<i>L</i>	[m]	charakteristický rozměr pro výpočet bezrozměrných čísel,
<i>l</i>	[m]	délka horizontálního válce,
<i>m</i>	[kg]	hmotnost,
<i>ṁ</i>	[kg·s ⁻¹]	hmotnostní průtok,
<i>M</i>	[m ⁴ ·s ⁻²]	impulz síly vztažený k hustotě proudící tekutiny,
<i>Me</i>	[J·m]	moment energie,
<i>MIX</i>	[-]	číslo <i>MIX</i> ,
<i>N</i>	[-]	stratifikační číslo,
<i>n</i>	[m]	vzdálenost od povrchu tělesa v normálovém směru,
<i>Nu</i>	[-]	Nusseltovo číslo,
<i>p</i>	[Pa]	tlak,

P	[-]	Lavan-Thompsonův parametr,
Pr	[-]	Prandtlovo číslo,
\dot{q}	[W·m ⁻²]	plošná hustota tepelného toku,
Q	[J]	tepelná energie,
R	[m]	poloměr vtoku do zásobníku tepla,
Ra	[-]	Rayleighovo číslo,
Re	[-]	Reynoldsovo číslo,
Ri	[-]	Richardsonovo číslo,
S	[m ²]	plocha,
t	[s]	čas,
t^*	[-]	bezrozměrná doba děje,
T	[K]	termodynamická teplota,
T^*	[-]	bezrozměrná teplota,
U	[W·K ⁻¹]	celkový součinitel prostupu tepla,
v	[m ³ ·kg ⁻¹]	měrný objem,
V	[m ³]	objem,
\dot{V}	[m ³ ·s ⁻¹]	objemový průtok,
w	[m·s ⁻¹]	rychlost tekutiny,
x, y	[m]	osy v kartézském souřadném systému,
X	[-]	konstanta,
y^*	[-]	bezrozměrná výška,
z	[m]	penetrační hloubka.

Řecká abeceda

α	[W·m ⁻² ·K ⁻¹]	součinitel přestupu tepla,
β	[K ⁻¹]	objemová teplotní roztažnost,
δ	[m]	tloušťka mezní vrstvy,
ζ	[-]	bezrozměrný parametr,
η	[-]	účinnost,
λ	[W·m ⁻¹ ·K ⁻¹]	tepelná vodivost,
ν	[m ² ·s ⁻¹]	kinematická viskozita,

ξ	[-]	bezrozměrná polohová souřadnice,
Π	[-]	obecný zápis bezrozměrného čísla,
ρ	[kg·m ⁻³]	Hustota,
σ	[W], [kg·s ⁻¹], [K], [J·kg ⁻¹ ·K ⁻¹]	nejistoty měřených veličin,
Ψ	[-]	bezrozměrný Turnerův parametr.

Indexy

0	označení pro rovnovážnou teplotu okolí,
1/2	poloviční cyklus,
20	pokles teplotní difference o 20%,
∞	teplota tekutiny nezasažené teplotní mezní vrstvou,
<i>aw</i>	hodnota získaná průměrováním,
<i>c_p</i>	stanoveno pro měrnou tepelnou kapacitu,
<i>D</i>	vztaženo k průměru,
<i>e</i>	ekvivalentní,
<i>ef</i>	efektivní,
<i>EXE</i>	stanoveno pomocí exergie,
<i>extr</i>	extrakce,
<i>h</i>	stanoveno pro vzdálenost mezi vstupy zásobníku,
<i>Ch</i>	stanoveno podle autorů Chan a kol.,
<i>ini</i>	počáteční hodnoty - stav v zásobníku,
<i>L-T</i>	stanoveno pro Lavan-Thompsonův parametr,
<i>m</i>	ideálně promíchaný zásobník,
<i>\dot{m}</i>	stanoveno pro hmotnostní průtok,
<i>max</i>	maximální hodnoty,
<i>min</i>	minimální hodnoty,
<i>MIX</i>	stanoveno pomocí čísla <i>MIX</i> ,
<i>nab</i>	stanoveno v režimu nabíjení,
<i>no</i>	nezasažená oblast,
<i>o</i>	stanoveno pro stěnu nádrže,
<i>p</i>	označení pro izobarický děj,
<i>pf</i>	pístový tok "plug-flow",
<i>\dot{Q}</i>	stanoveno pro tepelný tok,

r	reakční čas,
s	statická veličina (hydrostatika),
str	ideálně stratifikovaný zásobník,
t	stanoveno pro teplotu,
T_{vst}	stanoveno pro vstupní teplotu,
$T_{výst}$	stanoveno pro výstupní teplotu,
v	označení pro izochorický děj,
vst	vstupní hodnoty,
vyb	stanoveno v režimu vybíjení,
$výst$	výstupní hodnoty,
w	stanoveno pro stěnu horizontálního válce,
x	podle souřadnice pravoúhlého souřadného systému,
y	podle souřadnice pravoúhlého souřadného systému,
ZG	stanoveno podle autorů Zurigat a Ghajar.

Zkratky

CFD	Computational Fluid Dynamics,
PCM	Phase Change Material,
$k-\omega$ SST	dvourovnicový turbulentní model,
IAPWS	The International Association for the Properties of Water and Steam,
PIV	Particle Image Velocimetry,
LIF	Laser Induced Fluorescent Technique.

Obsah

ANOTACE	4
ANNOTATION	5
KLÍČOVÁ SLOVA	6
KEY WORDS	6
CÍLE DIZERTAČNÍ PRÁCE	7
SEZNAM POUŽITÝCH ZKRATEK A SYMBOLŮ	8
OBSAH	12
1 ÚVOD	9
1.1 OBEČNÉ PRINCIPY AKUMULACE TEPLA.	9
1.2 ZÁKLADNÍ POJMY.	10
1.3 DALŠÍ DŮLEŽITÉ VLASTNOSTI LÁTEK VYUŽITELNÝCH K AKUMULACI TEPLA	10
1.4 ZÁSOBNÍKY VYUŽÍVAJÍCÍ LATENTNÍHO TEPLA	11
1.5 VODNÍ ZÁSOBNÍKY TEPLA A CHLADU	12
1.6 TEPLOTNÍ STRATIFIKACE V AKUMULAČNÍ NÁDRŽI	12
1.7 ZÁKLADNÍ TERMINOLOGIE PROVOZOVÁNÍ AKUMULAČNÍCH NÁDRŽÍ.....	17
1.8 PODOBNOSTNÍ ČÍSLA POUŽÍVANÁ PŘI POPISU DĚJŮ UVNITŘ ZÁSOBNÍKU	18
1.9 NEPŘÍMO NABÍJENÉ A VYBÍJENÉ ZÁSOBNÍKY	19
2 UKAZATELE VÝKONU	20
2.1 PŘEHLED ZÁKLADNÍCH METOD POUŽÍVANÝCH K POSOUZENÍ STRATIFIKACE AKUMULAČNÍCH ZÁSOBNÍKŮ	21
2.1.1 <i>Grafická reprezentace, bezrozměrná teplota, výška a průtok</i>	22
2.1.2 <i>Stupeň stratifikace a stratifikační číslo</i>	23
2.1.3 <i>Účinnost extrakce</i>	24
2.1.4 <i>Metody založené na prvním zákoně termodynamiky</i>	24
2.1.5 <i>Metody vycházející z druhého zákona termodynamiky</i>	29
3 EXPERIMENTÁLNÍ ZAŘÍZENÍ	31
3.1 ZÁKLADNÍ ZAPOJENÍ V REŽIMU NABÍJENÍ A VYBÍJENÍ PŘÍMÝM VTOKEM.....	33
3.2 OBJEM ZÁSOBNÍKU	37
3.3 TEORETICKÁ KAPACITA ZÁSOBNÍKU	38
3.4 IZOLACE A TEPELNÉ ZTRÁTY ZÁSOBNÍKU	39
3.5 PENETRAČNÍ HLOUBKA.....	40
3.5.1 <i>Dimensionální analýza penetrační hloubky</i>	41
3.5.2 <i>Experimentální vyhodnocení penetrační hloubky</i>	42
3.5.2.1 Horizontální vstupy.....	43
3.5.2.2 Vertikální vstup.....	46
3.5.2.3 Vybíjení.....	46
4 NEPŘÍMO NABÍJENÉ ZÁSOBNÍKY – PŘIROZENÁ KONVEKCE KOLEM HORIZONTÁLNĚ ULOŽENÉHO VÁLCE	47
4.1 ZÁKLADNÍ ANALÝZA PŘENOSU TEPLA A HMOTY PŘIROZENOU KONVEKČÍ	47
4.1.1 <i>Rovnice kontinuity</i>	47
4.1.2 <i>Rovnice hybnosti</i>	48
4.1.3 <i>Energetická rovnice</i>	49

4.2	DIMENZIONÁLNÍ ANALÝZA	50
4.2.1	<i>Nusseltovo číslo</i>	50
4.2.2	<i>Prandtlovo číslo a Buckinghamův teorém</i>	51
4.3	EXPERIMENTÁLNÍ STUDIE PŘESTUPU TEPLA Z POVRCHU HORIZONTÁLNÍHO VÁLCE PŘIROZENOU KONVEKČÍ	52
4.4	NUMERICKÉ VYŠETŘOVÁNÍ KONKRÉTNÍ PROBLEMATIKY POMOCÍ CFD	55
4.4.1	<i>Fyzikální model a jeho vlastnosti</i>	56
4.4.1.1	Okrajové a počáteční podmínky	57
4.5	EXPERIMENTÁLNÍ STANOVENÍ SOUČINITELE PŘESTUPU TEPLA NA HORIZONTÁLNÍM VÁLCI	58
4.5.1	<i>Základní geometrie modelu a provedení</i>	58
4.5.2	<i>Použitá zařízení a princip měření</i>	61
5	ANALÝZA ZÍSKANÝCH VÝSLEDKŮ	63
5.1	PŘÍMO NABÍJENÝ A VYBÍJENÝ ZÁSOBNÍK	63
5.1.1	<i>Hlavní výsledky měření a identifikace provozních režimů</i>	63
5.1.2	<i>Porovnání hlavních výsledků s dalšími autory</i>	64
5.1.2.1	Lavan a Thompson	67
5.1.2.2	Výsledky pro modifikované Richardsonovo číslo	69
5.1.3	<i>Ukazatele výkonu a souhrnné výsledky získaných účinností</i>	70
5.1.3.1	Stratifikační číslo	71
5.1.3.2	Stanovení účinnosti extrakce	73
5.1.3.3	Ztrátová výška ELH	74
5.1.3.4	Účinnost založená na prvním zákonu termodynamiky	75
5.1.3.5	Účinnost stanovená pomocí čísla MIX	76
5.1.3.6	Exergetická účinnost	77
5.1.4	<i>Průběžné výsledky získané z měření</i>	78
5.1.4.1	Teplotní profily	78
5.1.4.2	Účinnosti sledovaných procesů a jejich průběžný vývoj	80
5.2	ANALÝZA VÝSLEDKŮ STUDIE PŘIROZENÉ KONVEKCE NA HORIZONTÁLNÍM VÁLCI	88
5.2.1	<i>Řešení a výsledky numerické simulace</i>	88
5.2.1.1	Teplota povrchu válce a jeho časově středovaná hodnota	88
5.2.1.2	Nusseltovo číslo	91
5.2.2	<i>Výsledky experimentálního šetření</i>	93
5.3	VLIV TEPELNÉ VODIVOSTI VODY NA PENETRAČNÍ HLOUBKU	97
6	ZÁVĚR	102
6.1	VÝSLEDKY A NOVÉ POZNATKY	102
6.1.1	<i>Závěry porovnání hlavních výsledků s výsledky ostatních autorů</i>	102
6.1.2	<i>Ukazatele výkonu a souhrnné výsledky účinností</i>	103
6.1.2.1	Stratifikační číslo	103
6.1.2.2	Účinnost extrakce	104
6.1.2.3	Ztrátová výška ELH	104
6.1.2.4	Účinnost založená na prvním zákonu termodynamiky	104
6.1.2.5	Účinnost stanovená pomocí čísla MIX	104
6.1.2.6	Exergetická účinnost	105
6.1.3	<i>Průběžné výsledky získané z měření</i>	105
6.1.4	<i>Závěry výzkumu přirozené konvekce na horizontálním válci</i>	105
6.2	ZÁVĚRY PRO DALŠÍ VÝZKUM	107
	POUŽITÁ LITERATURA	109
	VLASTNÍ LITERATURA	113
	PŘÍLOHA	114

1 Úvod

Hledání nejlepšího způsobu uchování tepelné energie sahá hluboko do minulosti a je stále aktuální. Je zřejmé, že pro nejlepší provoz libovolného zařízení je vhodné využít takovou formu uchování energie v akumulátorech, která umožní odběr energie podle potřeby v libovolném čase a zajistí příkon v požadované výši. V tepelné technice se označují takové akumulátory jako zásobníky tepla.

1.1 Obecné principy akumulace tepla.

Obecně lze rozlišovat akumulaci realizovanou některým ze čtyř hlavních principů. Prvním principem je prostý ohřev akumulační látky, kdy je médium v akumulátoru ohříváno některým ze způsobů přenosu tepla. Druhý princip je změna skupenství akumulační látky, využívající výhod latentního tepla, často provázejícího právě změnu skupenství. Třetím principem je desorpce vlhkosti z porézních látek z rozsahu hygroskopické sorpční vlhkosti. Poslední princip spočívá v dehydrataci krystalických chemicky čistých látek, které ve své struktuře obsahují krystalovou vodu. Zásobníky využívající citelného tepla, kdy akumulační médium zůstává v jedné fázi, jsou pro svou jednoduchost nejrozšířenější skupinou. Všeobecně lze stanovit několik zásad pro tepelné zásobníky a jejich efektivní a ekonomické využití:

- jednoduchá a levná konstrukce,
- jednoduché použití v obytných budovách a prostorách, spolehlivost s nízkými náklady na údržbu,
- absence složitých monitorovacích, instalačních a kontrolních systémů,
- nezatežování životního prostředí při výrobě, instalaci, ale ani při likvidaci.

V tepelné technice těmto požadavkům nejlépe vyhovuje koncept samostatné nádrže bez vnitřních fyzických vestaveb, ať už pevných či pohyblivých. Nejčastěji používaným akumulačním médiem současnosti je voda, a to nejen díky své dostupnosti, ale také díky fyzikálním vlastnostem, které jsou zmíněny v této práci. Jednoduchá vodní nádrž s jedním či několika vstupy a výstupy, pokud možno co nejjednodušší konstrukce, je vhodná do tepelných systémů s nízkou teplotou média a díky nízkým pořizovacím i provozním nákladům se také nejčastěji vyskytuje v reálných soustavách. Výzkum a vývoj těchto nádrží usiluje o dosažení stejných výkonů a účinností v oblasti uchování tepelné energie, jakých se dosahuje podobnými systémy využívajícími fyzické zástavby, např. různé bariéry v nádržích, nebo jiné sofistikované instalace.

1.2 Základní pojmy.

Rozhodujícími vlastnostmi látek použitelných pro akumulaci tepelné energie jsou bezesporu jejich měrné tepelné kapacity, měrné hmotnosti neboli hustoty látek a celkový objem, který látka zaujme při daných podmínkách. Množství tepla, které je možné naakumulovat, je dáno kalorimetrickou rovnicí

$$Q = \int_{(T)} \rho V c dT, \quad [\text{J}] \quad (1)$$

kde Q [J] je naakumulované teplo, ρ [$\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$] je měrná hmotnost (hustota), V [m^3] celkový objem, který látka zaujme při daných podmínkách tlaku a teploty, c [$\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$] měrná tepelná kapacita a T [K] termodynamická teplota. Z této rovnice plyne fakt, že lze uchovat tepelnou energii jednoduše tím, že zvýšíme teplotu určitého množství látky. Tepelná kapacita závisí nejen na ohřívané látce a na jejím množství (jedná se o extenzivní veličinu), ale i na tom, zda proces probíhá při stálém tlaku, objemu či za jiných podmínek (platí zejména pro plyny). Tepelná kapacita látek je rovněž funkcí teploty. Izobarická tepelná kapacita C_p [$\text{J}\cdot\text{K}^{-1}$] při teplotě T [K] a konstantním tlaku p [Pa] je definována jako

$$C_p = \left(\frac{\partial Q}{\partial T} \right)_p. \quad [\text{J}\cdot\text{K}^{-1}] \quad (2)$$

Podobně je možné zapsat izochorickou tepelnou kapacitu C_v při teplotě T [K] a měrném objemu látky v [$\text{m}^3\cdot\text{kg}^{-1}$]

$$C_v = \left(\frac{\partial Q}{\partial T} \right)_v. \quad [\text{J}\cdot\text{K}^{-1}] \quad (3)$$

Kvůli eliminaci závislosti hodnoty tepelné kapacity na velikosti systému jsou definovány měrné tepelné kapacity

$$c_p = \frac{C_p}{m}, \quad c_v = \frac{C_v}{m}, \quad [\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}] \quad (4)$$

kde m [kg] je hmotnost celého systému. Podobně mohou být definovány tzv. molární tepelné kapacity, které jsou vztaženy na látkové množství.

1.3 Další důležité vlastnosti látek využitelných k akumulaci tepla

V tabulce 1 jsou orientační hodnoty měrných tepelných kapacit některých látek, které byly v minulosti uvažovány a případně použity pro akumulaci tepla. Hodnoty jsou uvedeny tak, jak je možné je získat dostupné literatuře např. [1]. Hodnoty měrných tepelných kapacit plynů a kapalin jsou uvedeny při konstantním tlaku 101325 Pa a termodynamické teplotě 300 K.

Tabulka 1.: Orientační hodnoty měrných tepelných kapacit některých látek různých fází. U plynů a kapalin odpovídá hodnota měrné tepelné kapacity za konstantního tlaku 101325 Pa a termodynamické teplotě 300 K. Hodnoty tuhých fází jsou uvedeny pro čisté kovy, bohužel není přesně známé složení žuly a vápence. Jejich hodnoty je nutné brát jako orientační [1].

Látka	Fáze	ρ [kg·m ⁻³]	c_p [J·kg ⁻¹ ·K ⁻¹]	c_p [J·m ⁻³ ·K ⁻¹]
Vzduch (suchý)	plyn	1,177	1007	1,185·10 ³
Helium (He)	plyn	0,1625	5193	0,844·10 ³
Vodík (H ₂)	plyn	0,08185	14314	1,172·10 ³
Dusík (N ₂)	plyn	1,138	1041	1,185·10 ³
Kyslík (O ₂)	plyn	1,301	920	1,197·10 ³
Oxid uhličitý (CO ₂)	plyn	1,7973	853	1,533·10 ³
Voda (H ₂ O)	kapalina	996,6	4181	4,167·10 ⁶
Metanol (CH ₃ OH)	kapalina	785	2534	1,989·10 ⁶
Čpavek (NH ₃)	kapalina	600	4800	2,880·10 ⁶
Hliník (Al)	tuhý	2707	905	2,450·10 ⁶
Měď (Cu)	tuhý	8954	384	3,438·10 ⁶
Železo (Fe)	tuhý	7897	447	3,530·10 ⁶
Žula	tuhý	≈2640	≈820	2,160·10 ⁶
Vápenec	tuhý	≈2300	≈900	2,070·10 ⁶

V tabulce 1 na první pohled zaujmou hodnoty měrné tepelné kapacity vodíku a helia. Jedná se ovšem o velice lehké plyny a jejich malá hustota v běžných podmínkách nezajistí dostatečnou koncentraci uchované energie v určitém objemu. Akumulační médium, které zabírá ideálně nejmenší možný prostor, je vhodné pro reálné aplikace, proto jsou v posledním sloupci hodnoty akumulované energie vztažené na jednotku krychlového metru objemu. Jsou-li brány v potaz další aspekty, mimo výše uvedené termofyzikální vlastnosti, jako například cena, ekologická stránka, dostupnost apod., vystupuje mezi nejvýhodnějšími voda.

1.4 Zásobníky využívající latentního tepla

Látky využívané v tzv. kalorických zásobnících lze rozdělit do dvou hlavních skupin. V první skupině jsou látky, které v daném teplotním rozsahu (pracovní rozsah zásobníku) setrvávají v jednofázovém stavu. Nejčastěji používané materiály v kalorických zásobnících tepla jsou voda, štěrk a písek. Druhou skupinu tvoří látky označované jako PCM (Phase Change Material) tedy látky, které mění v pracovním rozsahu zásobníku svůj fázový stav. Při přechodu látek z různých fází se obvykle uvolňuje, nebo vstřebává velké množství energie ve formě tepla. V neprospěch organických látek PCM hovoří nejen

cena, ale také ekologické faktory jejich výroby, použití a likvidace. Anorganické hydráty mají odlišné vlastnosti, zejména oblasti teplot tání a tuhnutí. Opakováním cyklu tání a tuhnutí některých druhů látek PCM může docházet ke srážení dalších fází, které se pak následujících cyklických dějů nemohou zúčastnit a akumulátor jako celek ztrácí kapacitu. Další častou nevýhodou látek PCM je nutnost jejich zapouzdření a zamezení přímého styku se stěnami výměníků a jiných ploch, aby při odebrání tepla nedocházelo k vytváření tuhé fáze na těchto plochách. Pouzdra pak bývají obklopena teplonosnou látkou (např. vodou) tak, aby obtékáním byl zajištěn přenos tepelné energie. Toto opatření ovšem značně zvyšuje cenu zásobníku.

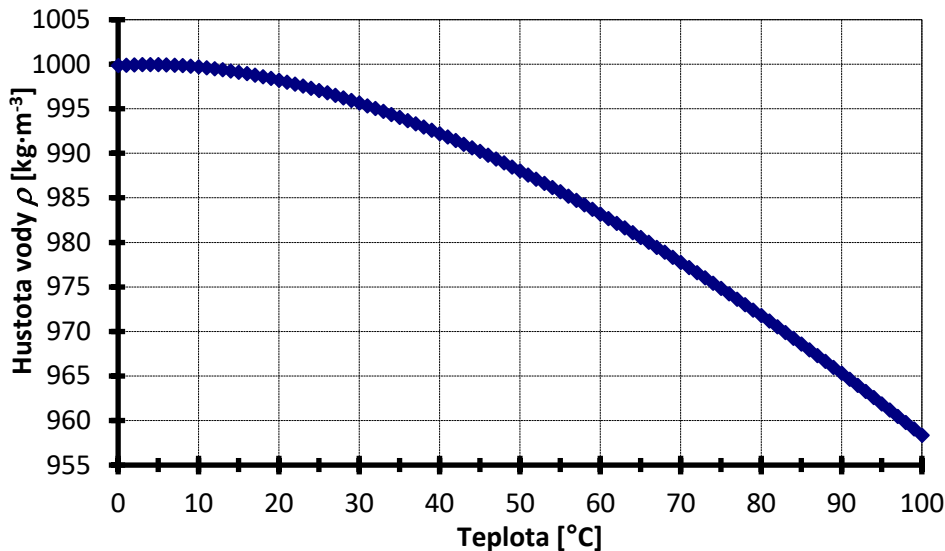
1.5 Vodní zásobníky tepla a chladu

Současné reálné systémy stále častěji přecházejí k nízkoteplotním zdrojům tepla a chladu, resp. ke zdrojům, kdy je k dispozici změna teploty pouze o několik stupňů. K uchování potřebného množství energie je proto nutné přistoupit k větším rozměrům zásobníku, který ale musí být jednoduchý a levný. Řízení zásobníku by také mělo být jednoduché, spolehlivé a snadno udržovatelné, a to nejen v bytových aplikacích. Vodní akumulátory tepla a chladu mají bezesporu všechny uváděné výhody a jsou proto světově nejrozšířenější skupinou. Provozují se jako parní, nebo horkovodní. Parní akumulátory se používají spíše pro průmyslové účely, zejména ve spojení s parními kotly. Instalace parních akumulátorů vycházejí z hlavního požadavku udržení stálého tlaku v celém systému. Mívají zpravidla horizontální tlakovou nádobu naplněnou z cca 90 % vodou, do které je přiváděna pára. Pokles tlaku v parním systému s vodou udržovanou nad teplotou sytosti způsobí, že se část vody přemění na páru a dojde k vyrovnání tlaků.

1.6 Teplotní stratifikace v akumulční nádrži

Pojem stratifikace pochází z latinského „stratum“ – vrstva. Stratifikační zásobníky využívají přirozené stratifikace, tedy přirozeného teplotního rozvrstvení, které vzniká vlivem rozdílných hustot různě teplých oblastí vody. Rozdílné hustoty tekutiny mají na svědomí vznik vztlačových sil, které jsou přímo zodpovědné za udržení a formování teplotní stratifikace. Všeobecně se hustota tekutin mění v závislosti na teplotě a tlaku, avšak v běžných provozních podmínkách vodních zásobníků jsou změny hustoty vlivem změny tlaku natolik zanedbatelné, že se zpravidla neuvažují. Změna hustoty vlivem změny tlaku je velmi malá v porovnání s její referenční hodnotou, a proto je možné ji zanedbat. Na druhou stranu změna v závislosti na teplotě je dostatečná pro vznik vztlačových sil. Pro praktické aplikace se tedy využívá fenomenologického popisu (tj. bez vlivu mezimolekulárních sil) nestlačitelné

homogenní tekutiny s fyzikálními vlastnostmi vody. Hustota je pak uvažována závislou pouze na teplotě. Průběh závislosti hustoty vody ρ na její teplotě při tlaku 101325 Pa v rozmezí teplot $0^\circ\text{C} \div 100^\circ\text{C}$ podle [2] je ukázán v grafu na obrázku 1.



Obrázek 1: Graf závislosti hustoty vody na její teplotě při tlaku 101325 Pa [2].

Fyzikálně je možné popsat vztlakové síly způsobující teplotní stratifikaci pomocí rovnic mechaniky tekutin. Eulerova rovnice hydrostatiky pro stacionární, homogenní tekutinu ve statické rovnováze udává

$$\frac{\partial p_s}{\partial y} = -\rho_\infty g, \quad [\text{Pa}\cdot\text{m}^{-1}] \quad (5)$$

kde p_s [Pa] je hydrostatický tlak tekutiny, ρ_∞ [kg·m⁻³] je hustota tekutiny (referenční hodnota hustoty) a g [m·s⁻²] gravitační zrychlení Země. Jedná se o změnu tlaku podél vertikální osy zásobníku s uvažovanou konstantní neboli referenční hodnotou hustoty ρ_∞ . Změnu hustoty vlivem změny tlaku je zde nutné uvažovat natolik nevýznamnou, že je možné ji zanedbat. Kladný směr vertikální souřadnice je uvažován opačným směrem, než je směr působení gravitačního zrychlení, tedy směrem od středu Země. Nyní je možné si představit nestabilitu způsobenou odlišnou hustotou elementárního objemu od tekutiny v okolí, způsobenou odlišnou teplotou sledovaného elementu. K popisu dynamického chování tekutiny bude použita základní rovnice hydrodynamiky pro nevazkou, nestlačitelnou tekutinu v podobě

$$\frac{dw}{dy} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + f_g, \quad [\text{m}\cdot\text{s}^{-2}] \quad (6)$$

kde w [$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$] je rychlost elementu tekutiny a f_g [$\text{m}\cdot\text{s}^{-2}$] představuje zrychlení způsobené objemovými silami. Jedná se též o Eulerovu rovnici, nicméně již ne hydrostatiky. Na element s odlišnou hustotou začnou působit vztahové síly. První člen rovnice popisuje zrychlení sledovaného elementu vlivem setrvačných sil, popisuje zrychlení elementu tekutiny v prostoru i v čase (totální, materiálový diferenciál). Druhý člen vyjadřuje změnu hybnosti vlivem tlakových sil a poslední člen popisuje v tomto případě vliv gravitačních sil na změnu hybnosti sledovaného elementu. Dosazením rovnice (5) do rovnice (6) získáme rovnici změny hybnosti v závislosti na vztahových silách

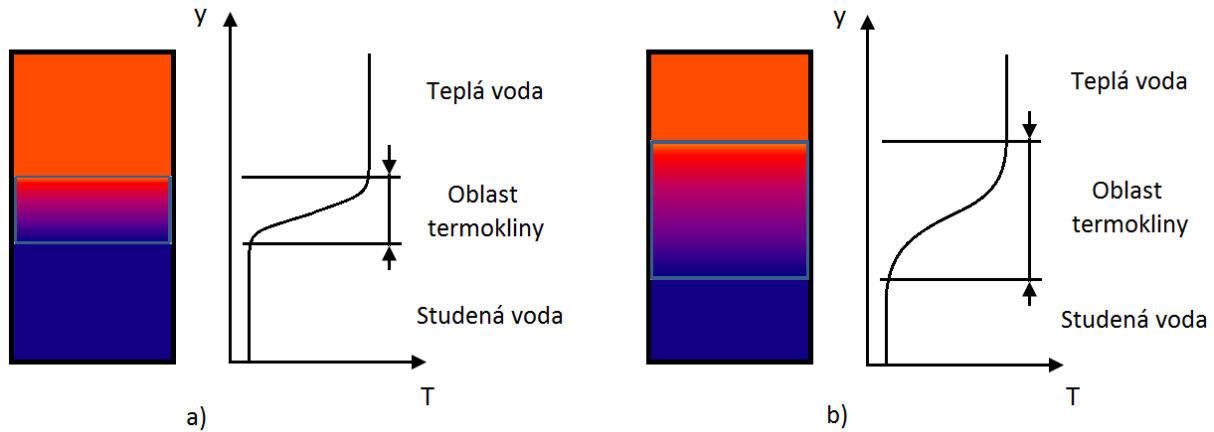
$$\frac{dw}{dt} = -\frac{1}{\rho}(-\rho_{\infty}g) - g = g\left(\frac{\rho_{\infty}}{\rho} - 1\right). \quad [\text{m}\cdot\text{s}^{-2}] \quad (7)$$

Rychlost w i gravitační zrychlení g jsou vektorové veličiny. Gravitační zrychlení má uvažovaný kladný směr ke středu Země. Je-li tedy hustota sledovaného elementu nižší (což odpovídá elementu tekutiny s vyšší teplotou, než je okolní) bude výsledné zrychlení kladné a element se bude pohybovat vzhůru.

Stratifikaci napomáhá i poměrně malá teplotní vodivost vody. Stratifikované vrstvy se uchovávají i po poměrně dlouhou dobu, což v určitých případech může být několik dní, ale jsou ovlivněny nucenou i přirozenou konvekcí uvnitř zásobníku. Přirozená konvekce se může objevit podél stěn zásobníku, nebo je chtěným projevem při sdílení tepla s povrchem výměníku uvnitř nádrže. Nucená konvekce se objeví v případě přímo nabíjeného a vybíjeného zásobníku. Například při nabíjení teplovodního zásobníku přímým vstupem teplejší tekutina vstupující do nádrže v její horní části bude mít díky své kinetické energii tendenci promíchávat tekutinu v zásobníku. Nicméně díky vyšší teplotě má výsledná vztahová síla tendenci zvednout proud k horní části zásobníku. Takto je promíchání omezoáno přirozeným způsobem do limitovaného prostoru blízko vtoku do nádrže. Při trvajícím přívodu tekutiny promíchaný objem postupně klesá dolů a zanechává za sebou oblast s teplotou blížíící se vstupní teplotě vody. Postupně dojde k tomu, že v blízkosti vstupu vznikne oblast s teplotou, která se dá považovat za konstantní a odpovídající vstupní teplotě vody. Mezi oblastmi teplé a studené vody v horní a spodní části nádrže, tam, kde se teplota výrazně mění, je přechodová oblast označovaná jako termoklina¹, nebo také skočná vrstva. Je definována jako oblast s nejstrmějším gradientem teploty podél vertikální souřadnice ($\partial T/\partial y$). Vztahové síly vzniklé rozdílem hustot napříč skočnou vrstvou omezují míchání oblastí se studenou a teplou vodou a působí tak jako přirozená bariéra. Z toho lze usuzovat, že termoklina a její tloušťka je důležitý ukazatel kvality stratifikace uvnitř nádrže. Na obrázku 2 jsou uvedeny dva případy stratifikovaného zásobníku. Pro ilustraci lze uvažovat, že oba

¹ „Důležitým faktorem, ovlivňujícím chování oceánu, je tloušťka tzv. směšovací (nebo povrchové) vrstvy, která leží při hladině oceánu nad chladnější vodou hlubších vrstev. V západním Pacifiku je většinou tato vrstva silnější a teplejší než v Pacifiku východním. Rozhraní mezi teplou povrchovou vodou a chladnější vodou hlubších vrstev je v hloubce asi 200 m v západním Pacifiku a asi 50 m ve východním Pacifiku a nazývá se termoklina.“ (zdroj ČHMÚ, slovy RNDr. Ladislava Metelky metelka@chmi.cz).

zásobníky obsahují stejné množství akumulované energie. Na obrázku 2 a) je úzká oblast termokliny, a tedy velký gradient teploty, zatímco na obrázku 2 b) je případ s mnohem širší oblastí termokliny. Gradient teploty je v této oblasti nižší, např. $(\partial T/\partial y)_a > (\partial T/\partial y)_b$.

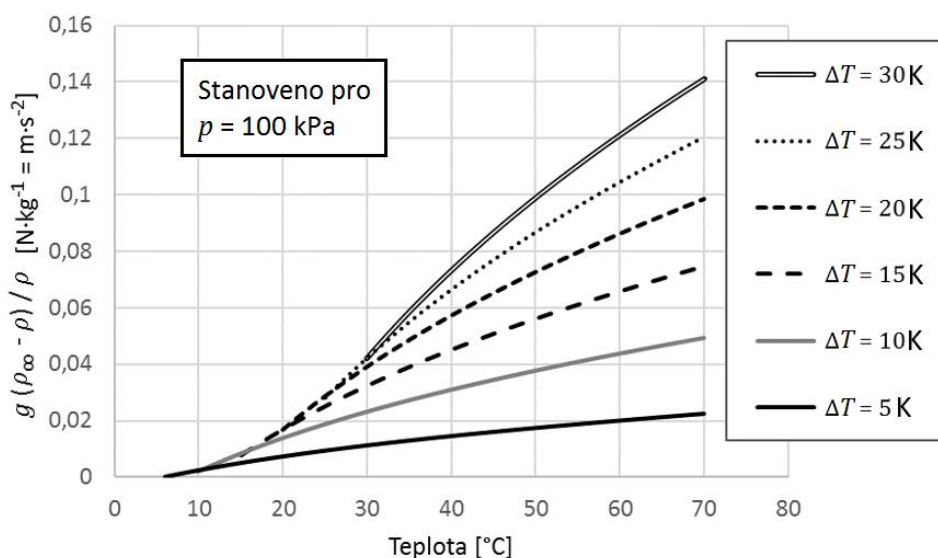


Obrázek 2: Dva podobné případy stratifikovaného zásobníku – a) stratifikovaný zásobník s užší oblastí termokliny (větší gradient teploty v této oblasti) – b) stratifikovaný zásobník s širší oblastí termokliny.

Tloušťka termokliny je ovlivněna geometrií nádrže, geometrií vstupů do nádrže a termo-hydrodynamickými vlastnostmi vstupujícího proudu vody, jako je teplota a její okamžitá rychlost. V reálných systémech, které jsou ohřívány například solárními kolektory, dochází ke kontinuální změně teploty přiváděné vody v průběhu celého pracovního cyklu. Voda vstupující do zásobníku může mít odlišnou teplotu než oblast v bezprostřední blízkosti vtoku a vzniklé vztlakové síly zapříčiní další pohyb tekutiny a podpoří míchání. Aby bylo zamezeno nadměrnému promíchání, proud vtékající do nádrže musí být v ideálním případě umístěn do přesně stanovené úrovně s co nejbližší teplotou. K dosažení tohoto úkolu bylo provedeno mnoho studií a experimentálních řešení, které umožňují snížit kinetickou energii vstupující tekutiny na minimum a zároveň umístit vtok do vhodné úrovně se shodnou teplotou tak, aby se zamezilo vzniku vztlakových sil. Předešlé studie prokázaly, že udržení teplotní stratifikace v nádrži může zvýšit výkon systému. Davis a Bartera prokázali už v roce 1975 navýšení výkonu solárního systému s akumulacním zásobníkem s přímým vtokem o 10 % [3]. Následně v roce 1979 Sharp a Loehrke provedli numerickou simulaci solárního systému s vodním akumulacním zásobníkem a prokázali zvýšení výkonu systému o 5 až 15 % [4]. Experimentální a analytická studie autorů Cole a Bellinger v roce 1982 prokázala zvýšení účinnosti teplovodního solárního systému o 5 až 20 % [5]. Simulace odlišných akumulacních zásobníků s konstantními, ale i časově proměnnými vstupními parametry vody, řešený pomocí software TRNSYS, byl prezentován autory Wuestling, Klein a Duffie v roce 1985 [6]. Porovnáním stratifikovaných a plně promíchaných

zásobníků ukázali na celoroční zvýšení výkonu o 12 až 19 %. Později bylo při teoretických simulacích publikováno autory Hollands a Lightstone [7] možné zvýšení výkonu celého solárního systému až o 37 %, zejména pro systémy s malým průtokem.

Při uchovávání chladu v zásobnících je nezbytné dodržet podmínky co nejnižších vstupních rychlostí a co nejpřesnějšího dosažení vrstvy vody s požadovanou teplotou mnohem striktněji, než je tomu u uchovávání tepla. Důvodem jsou menší rozdíly v hustotách vody v teplotní oblasti používané při akumulaci chladu. Menší rozdíly hustot mají za následek menší vztlakové síly působící pozitivně na zachování a zlepšení stratifikace uvnitř nádrže. V grafu na obrázku 3 je vynesena průběh objemových vztlakových sil u vody pro různé velké rozdíly teplot.



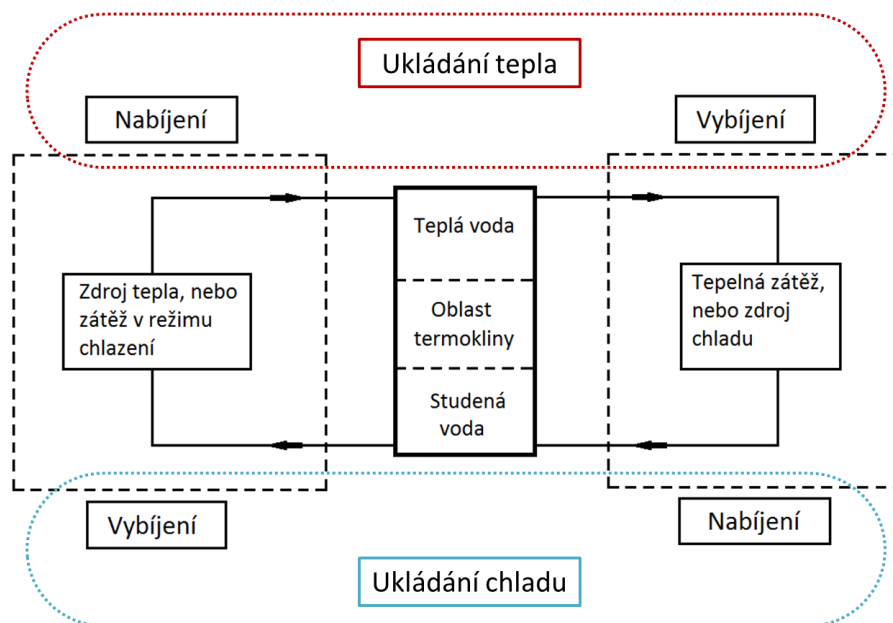
Obrázek 3: Změna objemových vztlakových sil u vody pro různé rozdíly teplot v rozsahu 5 ÷ 70°C a při tlaku 100 kPa.

V grafu na obrázku 3 je patrné, že změna objemových vztlakových sil se vzrůstající teplotou stoupá, a to tím strměji, čím je rozdíl teplot vyšší. Pro minimální rozdíly teplot je křivka velmi plochá, zatímco pro vyšší rozdíly strmě stoupá. Z toho plyne, že systémy pro uchovávání chladu, pracující v rozsahu teplot 2 ÷ 20°C, se potýkají s většími problémy při udržování stratifikace, nežli systémy teplovodní. Nutno poznamenat, že voda je v běžných tlakových podmínkách bez chemické úpravy použitelná od cca 2°C pro uchovávání chladu. Toto je však teoretická hodnota a v praxi se používá většího bezpečného odstupů od nuly. Na druhou stranu chlazení lze realizovat i teplejší vodou např. do 40°C, v závislosti na provozních podmínkách celého systému. Ačkoliv je v reálných podmínkách termoklina spojitá křivka a přechody teplotních profilů mezi různě teplými oblastmi plynulý, mohou být tyto

přechody velmi úzké. Tak je tomu například v blízkosti teplosměnných ploch výměníků a může být i při používání některých fyzických vestaveb minimalizující promíchávání přímých vstupů do nádrže.

1.7 Základní terminologie provozování akumulčních nádrží

V literatuře je možné nalézt velké množství publikací zabývajících se akumulací tepla a chladu v zásobnících. V souvislosti se zásobníky různého provedení a akumulací se hovoří o nabíjení a vybíjení. Význam se často liší podle zaměření publikace na ukládání chladu, nebo tepla. To, co je pro studii akumulace tepla proces vybíjení, kdy je teplo ze zásobníku odváděné, je z pohledu studie akumulace chladu procesem nabíjení a naopak. Analogicky je možné dívat se na zásobník z pohledu systému, který je tepelnou zátěží zásobníku anebo také zdrojem chladu. Na druhou stranu je zdroj tepla zátěží při ukládání chladu. Pro jednoznačné stanovení pojmů v této práci je proces nabíjení uvažován přívod tepla do zásobníku a analogicky vybíjení je přívod chladu, podle obrázku 4



Obrázek 4: Popis režimů při provozu zásobníku tepla.

V režimu nabíjení zásobníku je voda ze spodní části zásobníku ohřívána například solárními panely, tepelným čerpadlem, či jiným zdrojem tepla a ohřátá se vrací zpět do zásobníku do horní části.

1.8 Podobnostní čísla používaná při popisu dějů uvnitř zásobníku

Během procesů nabíjení a vybíjení zásobníku tepla, ale také při uchovávání tepla a chladu dochází k dějům, které zásadně ovlivňují jak množství ukládané energie, tak i možnost jejího opětovného využití. Množství uchované energie závisí na tepelných ztrátách, které jsou způsobeny sdílením tepla s okolím přes stěnu nádrže. Tepelné ztráty se ale mohou projevit také jako nechtěný odvod tepla v podobě energie vytékající ze zásobníku. Na ukládání tepelné energie je ale možné nahlížet i z jiného úhlu, z pohledu jejího opětovného využití. Opětovné využití akumulované energie je závislé na velikosti její degradace teploty v různě teplých oblastech zásobníku. K degradaci množství dostupné tepelné energie dochází snížením teplotních rozdílů v jednotlivých vrstvách. To může být způsobeno buď promícháním různě teplých oblastí vlivem setrvačných sil, nebo sdílením tepla vedením uvnitř zásobníku.

V zásobnících nabíjených, nebo vybíjených přímým vtokem s konstantní vstupní teplotou je hlavním původcem formování teplotního profilu (termokliny) míchání, způsobené setrvačnými silami. Samotný jev promíchání závisí na geometrii vtoku, podmínkách proudění a dalších fyzikálních podmínkách samotného děje, a tudíž ho není snadné vyhodnotit. Vzhledem k výraznému vlivu setrvačných a vztlakových sil na tvorbu tepelné stratifikace bylo definováno několik podobnostních čísel pomáhajících popsat děje uvnitř nádrže při sdílení tepla a proudění. Jedním z takových čísel je bezrozměrné Richardsonovo číslo Ri definované jako poměr vztlakových a setrvačných sil

$$Ri = \frac{Gr}{Re^2} = \frac{g \beta \Delta T L}{w^2}, \quad [-] \quad (8)$$

kde Gr [-] je Grashofovo číslo používané při popisu přirozené konvekce, Re [-] je Reynoldsovo číslo, β [K⁻¹] představuje objemovou teplotní roztažnost tekutiny, ΔT [K] je teplotní diference, L [m] charakteristický rozměr a w [m·s⁻¹] rychlost proudění tekutiny. Grashofovo číslo je možné získat porovnáním vazkých a vztlakových sil

$$Gr = \frac{g \beta \Delta T L^3}{\nu^2}, \quad [-] \quad (9)$$

kde ν [m²·s⁻¹] je kinematická viskozita. Reynoldsovo číslo vyjadřuje poměr vazkých a setrvačných sil a je definováno vztahem

$$Re = \frac{w L}{\nu}. \quad [-] \quad (10)$$

Z definic je patrná výhoda Richardsonova čísla, které se často používá právě pro popis chování systému, kde je zanedbána stlačitelnost a viskozita tekutiny.

Podobnostní čísla jsou často zapisována s indexem odkazujícím na rozměr, ke kterému se vztahují. Například Re_D znamená, že je Reynoldsovo číslo definováno k průměru D [m]. V tepelné technice se můžeme také často setkat s číslem pojmenovaným podle anglického inženýra Williama Froude Fr , které je ve druhé mocnině rovno poměru setrvačných a gravitačních sil. Froudeho číslo je používáno ve více vědních oblastech a v různých modifikacích. Rovnice pro modifikované Froudeho číslo pro porovnání vztlakových sil přejde do tvaru

$$Fr = \frac{w}{\sqrt{g \beta \Delta T L}} \quad [-] \quad (11)$$

Druhá mocnina Froudeho čísla může být vyjádřena pomocí výše uvedených podobnostních čísel, například pomocí čísla Richardsonova

$$Fr^2 = \frac{1}{Ri} = \frac{w^2}{g \beta \Delta T L}. \quad [-] \quad (12)$$

Součin teplotní difference a objemové teplotní roztažnosti vychází z definice rovnice (7) a nahrazuje rozdíl hustot vztažených k referenční hodnotě

$$\beta \Delta T = \frac{(\rho_\infty - \rho)}{\rho}, \quad [-] \quad (13)$$

kde ρ_∞ [$\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$] je, jak již bylo uvedeno, referenční hustota. Jako referenční hodnoty mohou být použity normálové hodnoty, to ovšem nebývá zvykem a mění se podle podmínek vyhodnocení, ale častěji se používají například počáteční hodnoty stanovené pro celý sledovaný děj. Použití referenčních hodnot je důležité pro porovnání výsledků studií různých autorů, ale může být zavádějící a komplikované provádět přepočty, proto se častěji využívá zápisu v podobě součin teplotní difference a objemové teplotní roztažnosti.

1.9 Nepřímo nabíjené a vybíjené zásobníky

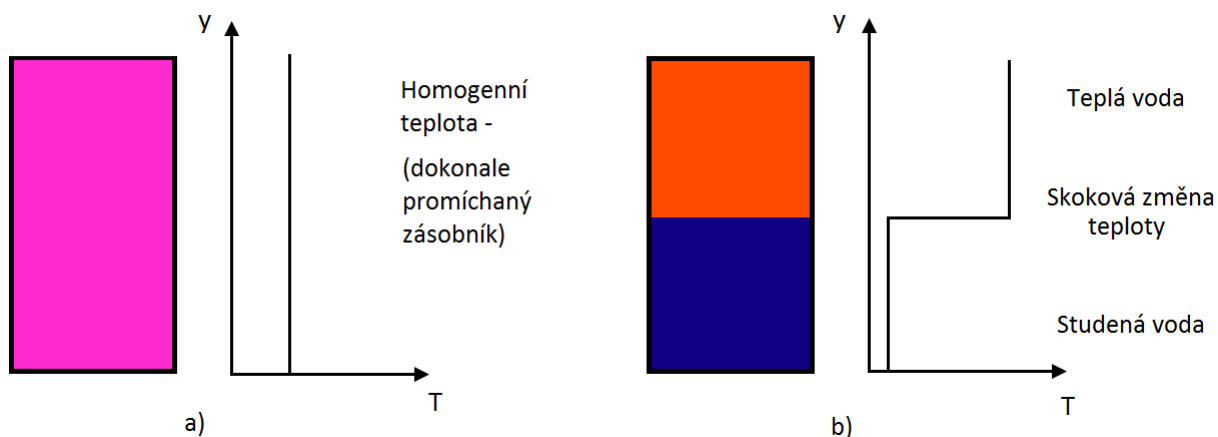
Nepřímo nabíjené a vybíjené zásobníky využívají tepelného toku přes teplosměnnou plochu, která může mít různé podoby a provedení. Zpravidla je zdroj tepla, nebo chladu vnořen do objemu nádrže, nicméně může být i součástí vnějšího pláště zásobníku. Tyto zdroje jsou z fyzikálního pohledu výměníky tepla. Zásobníky s instalovanými výměníky jsou sice konstrukčně náročnější, a tedy i dražší, ale mají neopomenutelné výhody. Tou nejdůležitější výhodou z pohledu tepelné stratifikace je absence míchání způsobeného dynamickými účinky vstupujícího proudu do okolní tekutiny. V konvenčních nádržích se nejčastěji používají elektrické topné patrony, trubkové a deskové vodní, nebo parní výměníky a v neposlední řadě je výměníkem vlastní vnitřní stěna zásobníku. V této práci je v samostatné sekci rozepsána studie chování tekutiny v zásobníku při nabíjení pomocí trubkového

výměníku, což jsou často horizontálně, případně téměř horizontálně uložené profily kruhového průřezu.

2 Ukazatele výkonu

Výsledky experimentálních a numerických studií tepelné stratifikace uvnitř zásobníku tepla uváděných v literatuře obsahují proměnné teplotní profily získané za odlišných teplotních, hydrodynamických a geometrických podmínek a někdy také za přijetí odlišných zjednodušujících předpokladů. Ke snadnějšímu posouzení a porovnání získaných dat byly definovány různé ukazatele výkonu a účinnosti. Díky tomu lze například posoudit zásobník tepla se stejnou geometrií, ale odlišnými geometrickými a teplotními parametry vstupu vody do vnitřního objemu na základě porovnání vývoje teplotních profilů a tloušťky termokliny. Přestože je silnější termoklina spojována s větší degradací využitelné energie, pouhá její tloušťka nevyovídá nic o tom, jak velká tato degradace je. Tloušťka termokliny sama o sobě nemá kvantitativní výpovědní hodnotu. Také nemůže být použita při posuzování tepelné stratifikace v nádrži s proměnnou vstupní teplotou. Kromě toho, tloušťka termokliny nemůže být použita při posuzování zcela odlišných, případně jinak geometricky neslučitelných geometrií vtoku. Proto byly definovány míry, případně ukazatele k posouzení účinnosti, či efektivity ukládání tepelné energie a chladu.

V mnoha případech je vliv různých parametrů na stratifikaci předpovídán srovnáním s teoretickými modely. Příkladem je model plně promíchaného zásobníku s teoreticky zcela homogenní teplotou, který je ukázán na obrázku 5 a). Teplota se podél vertikální souřadnice zásobníku nemění a zůstává konstantní. Na druhou stranu existuje model dokonale stratifikovaného zásobníku a model tzv. pístového toku „plug-flow“, což je v tomto případě ideální pohyb celého objemu tekutiny uvnitř nádrže pouze podél vertikální souřadnice. Představa dokonale stratifikovaného zásobníku se může měnit v závislosti na stanovených okrajových a počátečních podmínkách a na zvoleném přístupu vyhodnocení. Je-li akumulární nádrž s konstantní počáteční teplotou nabíjena, nebo vybíjena přímým vtokem média o konstantní teplotě v horní, nebo spodní části, je možné za dokonale stratifikovaný zásobník považovat dvě vrstvy média s konstantní teplotou, oddělené termoklinou o nulové tloušťce (obrázek 5 b).



Obrázek 5: a) Plně promíchaný zásobník s konstantní teplotou v celém objemu, b) jedna z variant dokonale stratifikovaného zásobníku.

Uvedené dva modelové případy jsou používány pro srovnání reálných zásobníků a sledovaných procesů. Srovnáním idealizovaného modelu s měřenými daty, nebo numerickými výpočty je časté, neboť umožňuje rychlé a jednoduché posouzení. Relativní výkon, případně účinnost procesu je pak možné získat porovnáním výsledků s chováním ideálního, modelového zásobníku.

2.1 Přehled základních metod používaných k posouzení stratifikace akumulčních zásobníků

V literatuře je možné nalézt velké množství výsledků analytických, numerických i experimentálních studií vodních zásobníků tepla a jejich získané teplotní profily za odlišných teplotních, hydrodynamických a geometrických podmínek. K posouzení vlivu těchto odlišných podmínek na formování a udržování teplotní stratifikace v nádržích byly zavedeny různé ukazatele, případně míry posouzení kvality uchování tepelné energie. V oblasti studia tepelné stratifikace se v přírodních vědách přistupuje zpravidla k posouzení založených na rozdílných hustotách, respektive na teplotním poli, vodních nádržích, mořích, ale i vodních akumulčních zásobníků. Kvalitativně lze posoudit efektivitu ukládání tepelné energie na základě grafického vyhodnocení teplotních profilů v zásobníku. Číselně lze toto posouzení zpřesnit pomocí rozložení teploty podél jeho vertikální osy. Ačkoliv jsou tyto údaje používány jako základ dalších metod, samy o sobě nepřinášejí jednoznačné výsledky a mohou být zavádějící, jak poukázali autoři Haller a kol. ve své práci z roku 2009 [8].

Nejvíce metod posouzení stratifikace je založeno na prvním zákonu termodynamiky, obecně se tento postup vyhodnocení nazývá „energetický přístup“ [9]. Druhým nejčastějším způsobem vyhodnocení je tzv. „exergetický“, ale také „entropický přístup“, vycházející z druhého zákona termodynamiky.

2.1.1 Grafická reprezentace, bezrozměrná teplota, výška a průtok

V jednoduchém 2D grafu je možné porovnat různé výsledky rozložení teplotního pole uvnitř různých zásobníků nabíjených a vybíjených za odlišných podmínek. Křivky mohou být vykresleny v různých časových intervalech, tak aby bylo možné sledovat vývoj teplotního pole. Bezrozměrná teplota T^* je odvozena jako podíl teplotních diferencí

$$T^* = \frac{T(y) - T_{min}}{T_{max} - T_{min}}, \quad [-] \quad (14)$$

kde $T(y)$ [K] popisuje teplotní profil vody podél vertikální osy nádrže, jedná se tedy o proměnnou hodnotu závislou na vertikální souřadnici. T_{min} a T_{max} [K] jsou minimální a maximální stanovené hodnoty teploty sledovaného procesu. Situace se může lišit tím, jakým způsobem jsou minimální a maximální hodnoty stanovené. Proces lze vyhodnocovat na základě počátečních extrémních hodnot, nebo extrémních hodnot stanovených za určitou dobu sledování (včetně celého času nabíjení a vybíjení současně), ale také mohou být stanoveny pro každý okamžik vyhodnocování zvlášť.

Bezrozměrná výška zásobníku podél jeho vertikální osy y^* [m] je definována poměrem vertikální souřadnice k výšce zásobníku

$$y^* = \frac{y}{H}, \quad [-] \quad (15)$$

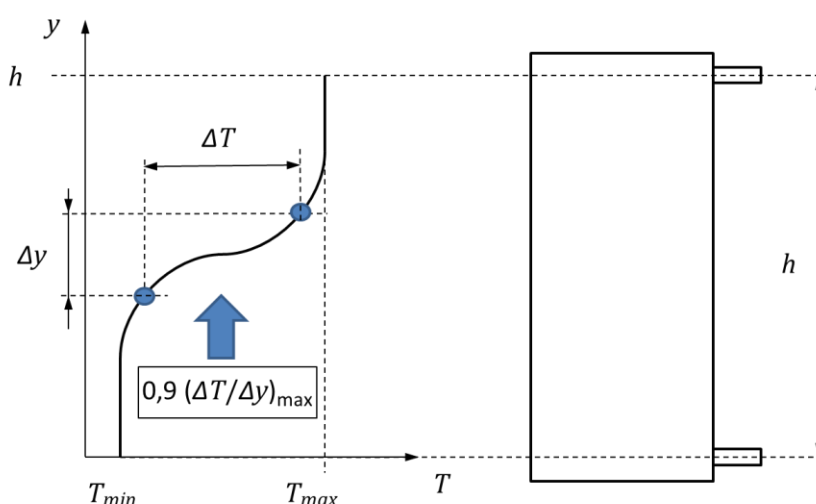
kde H [m] představuje výšku vodního sloupce zásobníku, která je využita při procesu nabíjení, vybíjení a ukládání tepelné energie. Bezrozměrná doba děje t^* (v literatuře často pojmenovaná jako bezrozměrný čas [8]) vychází z předpokladu ideálního pístového toku různě teplých objemů vody uvnitř celého zásobníku podél jeho vertikální osy. Je obvykle počítán pro posloupnost nabíjení a vybíjení tak, že jeho minimum odpovídá počátku děje. Maximum koresponduje s okamžikem, kdy je vyměněn celý objem zásobníku za předpokladu ideálního pístového toku.

$$t^* = \frac{t \cdot \dot{m}}{m}, \quad [-] \quad (16)$$

kde t [s] je doba trvání procesu od stanoveného počátku, \dot{m} [kg·s⁻¹] je hmotnostní tok přiváděného média v procesu nabíjení, nebo vybíjení a m [kg] je celková hmotnost vody v zásobníku, která je pro akumulaci využita.

2.1.2 Stupeň stratifikace a stratifikační číslo

Stupeň stratifikace použitý Sliwinskim a kol. (1978) [10] je charakterizován teplotním gradientem termokliny $\Delta T/\Delta y$. Jakmile dojde k vytvoření termokliny, je gradient počítán pro každý okamžik umístěním bodů na teplotním profilu takovým způsobem, aby gradient byl menší o 10 % než maximální gradient daného profilu.



Obrázek 6: Schématické znázornění postupu stanovení stratifikačního čísla, tak jak jej použil Sliwinski a kol. v roce 1978 [10].

Pro každý experiment se počítá střední hodnota průměrováním takto získaných gradientů. Zjednodušená Sliwinskiho metoda je používána pro maximální gradient termokliny. Jeho hodnota vztažená k podílu počátečního rozdílu teplot a odlehlosti horizontálních vstupů h [m] do nádrže je nazýván číslem stratifikace

$$N = \frac{\frac{\Delta T}{\Delta y}}{\frac{T_{max} - T_{min}}{h}}, \quad [-] \quad (17)$$

kde T_{max} a T_{min} [K] představují při nabíjení zásobníku vstupní teplotu a nejnižší teplotu v blízkosti výstupu, případně počáteční výstupní teplotu.

2.1.3 Účinnost extrakce

Účinnost extrakce je dalším ukazatelem používaným v dynamických operačních režimech. Toto kritérium bylo prvotně definováno pro vybíjení teplovodního zásobníku jako podíl

$$\eta_{extr} = \frac{\dot{V} \cdot t_{vyb}}{V_h}, \quad [-] \quad (18)$$

kde \dot{V} [$\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$] je objemový průtok zásobníkem, V_h [m^3] objem zásobníku mezi sledovanými vstupy a t_{vyb} [s] čas vybíjení od počátku děje do okamžiku, kdy teplota výstupu odpovídá teplotě předem stanovenému procentnímu poklesu počáteční teploty. Nevýhoda této metody spočívá právě ve stanovení procentního poklesu počáteční teploty, kterou autoři stanovují různě. Lavan a Thompson [11] použili např. deseti procentní odstup, tedy

$$0,9 = \frac{T_{výst}(t) - T_{vst}}{T_{ini} - T_{vst}}, \quad [-] \quad (19)$$

kde $T_{výst}(t)$ je výstupní proměnná teplota z nádrže, T_{vst} [K] a T_{ini} [K] jsou vstupní a počáteční teplota vody v nádrži. Takto definovaná účinnost extrakce představuje použitelný podíl akumulovaného objemu, ale nevypovídá o zpětně získané energii. Účinnost extrakce podle rovnice (18) bývá také často interpretována jako bezrozměrný tok.

2.1.4 Metody založené na prvním zákoně termodynamiky

Metody posouzení kvality stratifikace založené na prvním zákoně termodynamiky nejčastěji počítají s poměrem uložené energie a energie některého provozního procesu zásobníku, což bývá teoretická hodnota energie stanovená na základě počátečních podmínek. Vstupní teploty při procesu nabíjení a vybíjení jsou uvažovány konstantní s neměnným průtokem. Mezi procesy nabíjení a vybíjení může a nemusí být zahrnut režim uchovávání. Abdoly a Rapp [12] definovali podíl využitelného tepla jako míru degradace termokliny v režimu uchovávání. Při vybíjení uvažovali využitelné teplo do stavu, kdy teplota vody v nádrži nebyla degradována o více než 20 % směrem k teplotě okolí. Souhrnně byla tato metoda popsána a rozšířena na proces nabíjení a vybíjení autory Zurigat a Ghajar v roce 2002 [13] do podoby

$$\eta_{ZG} = \frac{\int_0^{t_{20}} \dot{m} c_p |T_{výst}(t) - T_{vst}| dt}{m c_p |T_{vst} - T_{ini}|}, \quad [-] \quad (20)$$

kde t_{20} [s] představuje čas, ve kterém byla teplotní diference snížena o více než 20%, tedy kdy zlomek v rovnici (20) bude menší než hodnota 0,8. Zde je nutné opět poznamenat, že hodnota 20% je volena různými autory odlišně. Kolem roku 1983 Chan se svým kolektivem [14] analyzovali průběhy nabíjení a vybíjení v nádrži s konstantní teplotou vstupu a konstantní inicializační teplotou vody podél vertikální osy nádrže. Byly definovány dvě související účinnosti. Jedna byla vztažena k celkovému množství energie, kterou by teoreticky bylo možné v nádrži uchovat za předpokladu děje beze ztrát a ideálního pístového toku na konci experimentu, kdy je celá nádrž naplněna vodou o vstupní teplotě. Druhá účinnost byla také vztažena k ideálnímu množství energie v nádrži za předpokladu ideálního děje pístovým tokem, ale stanovená v daný vyhodnocovaný okamžik

$$\eta_{ch}(t) = \frac{m c_p (\bar{T}_m(t) - T_{ini})}{t \dot{m} c_p (T_{vst} - T_{ini})} \quad [-] \quad (21)$$

kde $\bar{T}_m(t)$ [K] je průměrná teplota celého zásobníku ve vyhodnocovaném okamžiku

$$\bar{T}_m(t) \cong \frac{1}{m} \int_{(m)} T(y) dm. \quad [K] \quad (22)$$

Stanovení limitní hodnoty zde není nutné a metoda byla později díky své jednoduchosti použita řadou autorů, případně je lehce modifikována [15] [16] [17] [18] [19]. Už z definice je zřejmé, že hodnota takto stanovené účinnosti bude rovna jedné do okamžiku než první promíchané vrstvy dosáhnou úrovně výstupu z nádrže. V takovém okamžiku bude účinnost klesat. Metoda nepostihne ztráty vedením tepla kapalinou ani ztráty mícháním. Také cyklické opakování, případně neúplné nabíjení, či vybíjení nádrže může vést k nepřesné hodnotě, nebo obtížnému vyhodnocení.

Protože v praxi se měření se shodnými okrajovými a počátečními podmínkami realizuje velmi těžko a kvůli dříve uvedeným důvodům, byl zaveden další ukazatel, méně citlivý na počáteční rozložení teploty tzv. *Figure Of Merit (FOM)*. Poprvé byl použit autory Tran a kol. v roce 1989 [20] pro vyhodnocení ukládání chladu. *FOM* byl definován jako podíl kapacity akumulovaného chladu během procesu vybíjení k maximální dostupné chladicí kapacitě plně nabitého zásobníku. Jeho hodnota je počítána na základě teplotní diference mezi průměrnou vstupní teplotou během nabíjení $\bar{T}_{vst,nab}$ [°C] a průměrnou vstupní teplotou během vybíjení $\bar{T}_{vst,vyb}$ [°C]. Vybíjení při akumulaci chladu odpovídá nabíjení v oboru akumulace tepla a definice *FOM* z pohledu akumulace tepla je

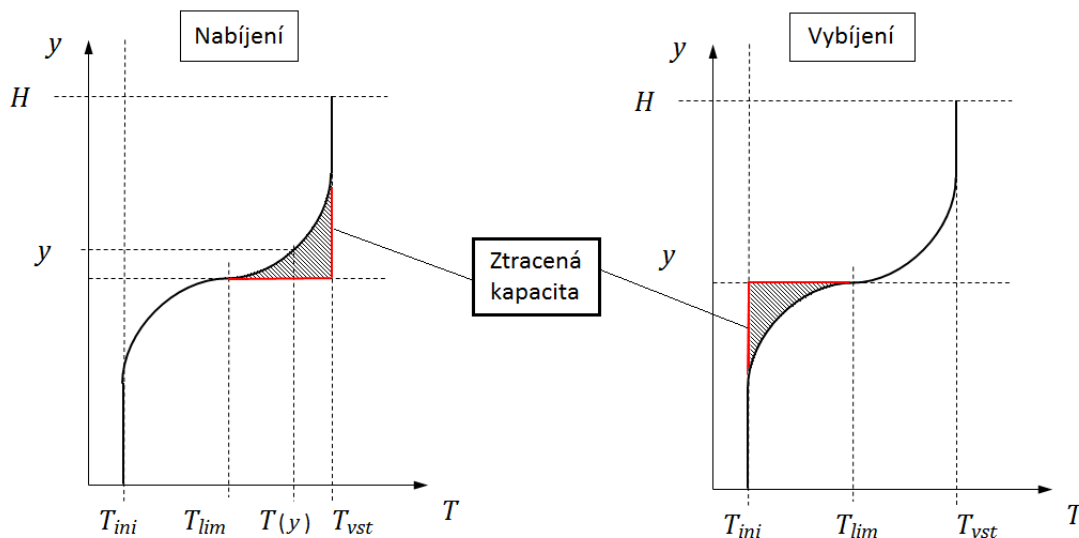
$$FOM = \frac{[\sum \dot{m} c_p (T_{vst} - T_{výst}) \Delta t]_{nab}}{m c_p (\bar{T}_{vst,nab} - \bar{T}_{vst,vyb})} \quad [-] \quad (23)$$

Ačkoliv je definice *FOM* jednoduchá, je pro vyhodnocení nutné, aby proběhly oba procesy nabíjení i vybíjení. Je také nutné zajistit, aby byly vyhodnocovány shodné objemy vody a aby podmínky na

konci jednoho procesu byly počátečními podmínkami následujícího procesu. Vzhledem k praktické obtížnosti vytvoření shodných podmínek pro oddělená měření je číslo FOM používáno téměř výhradně k posouzení cyklických dějů. Pro vyhodnocení nenavazujících dějů bylo později definováno číslo FOM polovičního cyklu „half-cycle Figure of Merit“ $FOM_{1/2}$ autory Bahnfleth a Musser v roce 1998 [21]

$$FOM_{1/2} = \frac{\sum \dot{m} c_p (T_{vst} - T_{výst}) \Delta t}{m c_p (T_{vst} - T_{ini})} \quad [-] \quad (24)$$

Ukazatel $FOM_{1/2}$ je možné stanovit pro nabíjení i vybíjení zvlášť, bez závislosti na předešlém cyklu. Velikou výhodou tohoto ukazatele je, že pro vyhodnocení postačuje měření vstupní a výstupní teploty. Iniciační teplotu je pak možné stanovit při napuštění zásobníku. Avšak autoři Bahnfleth a Musser [21] ukázali, že pomocí ukazatele $FOM_{1/2}$ a znalosti rozložení teplotního profilu uvnitř nádrže je možné stanovit tzv. ztracenou kapacitu. Jedná se o množství energie, která je zmařeno mícháním teplé a studené vody při vtékání do nádrže. Například v režimu nabíjení mají promíchané oblasti nižší teplotu, než je teplota vstupujícího toku a využitelnost ukládané energie klesá. Bahnfleth a Musser definovali toto množství energie pomocí limitní teploty T_{lim} .



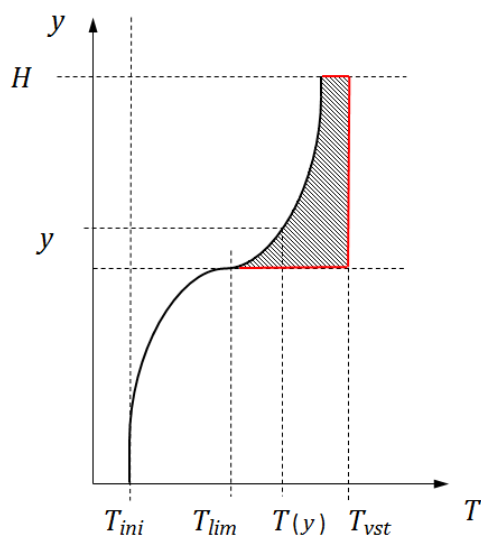
Obrázek 7: Schématické znázornění ztrátové kapacity definované autory Bahnfleth a Musser [21].

Limitní teplotu je možné teoreticky definovat jako oblast termokliny s největším gradientem. To je ovšem v praxi často nereálné a oblast s největším gradientem teploty neodpovídá hledané hodnotě. Pro reálné aplikace lze limitní teplotu definovat buď, jako střední hodnotu mezi vstupní a počáteční teplotou zásobníku, nebo jako teplotu na výstupu v okamžiku, kdy je vyměněn celý objem. Ani jedna z metod však není úplně přesná a v aplikacích, kde je znám průběh termokliny je vhodnější stanovit limitní teplotu v daném vyhodnocovaném okamžiku. Na obrázku 7 je schématicky znázorněna

ztracená kapacita pro režim nabíjení i vybíjení. Pomocí ztracené kapacity je možné ve vyhodnocovaný okamžik použít upraveného tvaru rovnice (24)

$$FOM_{1/2} = 1 - \frac{\sum \dot{m} c_p (T_{vst} - T(y)) \Delta t}{m c_p (T_{vst} - T_{ini})}, \quad [-] \quad (25)$$

kde $T_{lim} < T(y) < T_{vst}$ [K]. Podobně lze definovat $FOM_{1/2}$ pomocí ztrátové kapacity také pro vybíjení. Nabíjením, nebo vybíjením reálného zásobníku vzniká v blízkosti vstupu promíchaná oblast vody s teplotou odlišnou od teploty vstupující vody. Čím jsou ztráty mícháním větší, tím větší je i rozdíl těchto teplot. V případech, kdy je míchání natolik intenzivní, že se teplota oblasti vstupu jen pozvolna blíží vstupní teplotě, je nutné vyhodnocovat limitní teplotu odlišným způsobem, a to díky znalosti teplotního profilu. Na obrázku 8 je schematicky ukázán případ nabíjení zásobníku, kdy se teplota v horní části zásobníku liší od vstupní teploty. Z obrázku je patrné, že v takovémto případě je stanovení limitní teploty závislé na teplotním rozložení ve vyhodnocovaném okamžiku.



Obrázek 8: Schématické znázornění ztrátové kapacity v režimu nabíjení, kdy je teplota v oblasti blízko vstupu do zásobníku odlišná vstupní teplotě.

Ačkoliv může být stanovení $T(y)$ v okamžiku vyhodnocení obtížné, tato metoda je často používána jak pro experimentální výsledky, tak pro numerické simulace. Bahnfleth a Musser ve své následné studii [22] prezentovali řadu experimentálních výsledků, na nichž poukázali, že číslo $FOM_{1/2}$, definované na základě ztracené kapacity je závislé na velikosti zásobníku. Ukázali, že zásobníky s větším průměrem mají vyšší ztrátové kapacity, a to i v případě shodného rozložení teplot podle vertikální osy. Aby bylo možné mezi sebou porovnat odlišné zásobníky, nebo posoudit účinnosti difuzorů, či jiných úprav geometrie vtoku, byl definován parametr ztrátové výšky ELH [m] „Equivalent

“Lost Height”. Tento podíl ztracené kapacity a teoretické kapacity zásobníku stejného průřezu a jednotkové hloubky má rozměr délky. V režim nabíjení je parametr ELH

$$ELH = \frac{\sum A \rho c_p (T_{vst} - T(y)) \Delta y}{A \rho c_p (T_{vst} - T_{ini})}, \quad [m] \quad (26)$$

kde $A [m^2]$ je plocha horizontálního řezu zásobníku. Parametr ELH představuje výšku vodního sloupce zásobníku, která by vedla ke ztracené kapacitě při jmenovitém teplotním rozdílu ($T_{vst} - T_{ini}$). Se znalostí ztrátové výšky a jmenovitého teplotního rozdílu daného procesu, je možné porovnat zásobníky odlišných průřezů i různých úprav geometrie vtoku. Nevýhodou této metody je nutnosti znalosti teplotního rozložení podél vertikální osy nádrže, což může být pro praktické aplikace velmi nákladné.

Číslo MIX prezentované prvně autory Davidson a kol. v roce 1994 [23] je založeno na úrovni distribuce energie v zásobníku, podél vertikální souřadnice, určené pomocí tzv. momentu energie Me . Moment energie je odvozen analogicky k momentu síly působící na rameni páky a může být popsán jako

$$Me = \sum_i^n y_i Q_i, \quad [J \cdot m] \quad (27)$$

kdy je nádrž rozdělena do n horizontálních oblastí s uvažovanou konstantní teplotou, $y_i [m]$ je vertikální souřadnice středů jednotlivých oblastí a $Q_i [J]$ jejich energetický obsah. Na základě této definice má dokonale stratifikovaný zásobník největší moment energie Me_{str} a dokonale promíchaný zásobník nejmenší Me_m . Bezrozměrné MIX číslo je jednoduše definováno pomocí poměru

$$MIX = \frac{Me_{str} - Me}{Me_{str} - Me_m}. \quad [-] \quad (28)$$

MIX číslo s hodnotou nula odpovídá teoretickému případu dokonale stratifikovaného zásobníku a je rovno jedné, je-li zásobník plně promíchaný. MIX číslo je časově proměnná hodnota nezávislá na tom, který z dějů je právě vyhodnocován. Vlastní vyhodnocení je závislé na teplotním profilu uvnitř nádrže a dokáže tedy postihnout například proměnné vstupní teploty, geometrii nádrže, stejně jako ztráty tepla do okolí spolu se ztrátami způsobenými při promíchání a tepelnou vodivostí vody. MIX číslo nabývá hodnot mezi nulou a číslem jedna. V případě dokonale stratifikovaného zásobníku bude MIX číslo rovno nule, zatímco při plně promíchaném zásobníku nabyde hodnoty jedna. Účinnost, založenou na stratifikačním čísle je tedy možné získat prostým odečtením MIX čísla od hodnoty jedna

$$\eta_{MIX} = 1 - MIX = \frac{Me - Me_m}{Me_{str} - Me_m}. \quad [-] \quad (29)$$

2.1.5 Metody vycházející z druhého zákona termodynamiky

Metody odvozené pomocí prvního a druhého zákona termodynamiky vycházejí z předpokladu, že energie uchovaná v zásobníku bude použita ke konání práce. V takovém případě se hovoří o uchování exergie. Exergie tepelného toku zahrnuje nejen množství sdíleného tepla, ale také jeho kvalitu ve smyslu využitelnosti. Na rozdíl od energie, která podle prvního zákona termodynamiky nemůže být znehodnocena, pouze změni svou formu, exergie může být zcela eliminována nárůstem entropie systému. K nárůstu entropie dojde vždy, dojde-li ke změně teploty ve sledovaném procesu. Bilance exergie uvnitř nádrže může být formálně popsána pomocí toků exergie a rychlostí její degradace

$$\left(\begin{array}{c} \text{Změna} \\ \text{exergie} \\ \text{systému} \end{array} \right) = \left(\begin{array}{c} \text{Exergie} \\ \text{vstupující do} \\ \text{systému} \end{array} \right) - \left(\begin{array}{c} \text{Exergie} \\ \text{vystupující ze} \\ \text{systému} \end{array} \right) - \left(\begin{array}{c} \text{Rychlost} \\ \text{degradace} \\ \text{exergie} \end{array} \right). \quad (30)$$

Vstup a výstup akumulačního média do, nebo z nádrže představují vnější toky exergie. Hlavní faktory podílející se na degradaci exergie jsou tepelné ztráty do okolí, degradace exergie způsobená tepelným tokem mezi teplejšími a chladnějšími oblastmi vody v nádrži, tepelnou vodivostí stěn nádrže ve vertikálním směru a také mícháním vody v průběhu nabíjení a vybíjení. Míchání vstupující vody s objemem uvnitř nádrže s odlišnou teplotou při nabíjení i vybíjení je nejvýznamnějším faktorem degradace exergie, který se projevuje okamžitě. Na druhou stranu, tepelné ztráty do okolí a degradace exergie vlivem tepelné vodivosti uvnitř nádrže jsou jevy, které jsou nezanedbatelné v delším čase.

Exergetická analýza má oproti energetické dvě hlavní výhody. První výhodou je schopnost postihnout změny teploty uvnitř nádrže i v případě zachování celkové energie v nádrži a schopnost kvantifikovat tepelné ztráty. Okamžitou hodnotu energie uchované v zásobníku je možné zapsat jako integrál

$$Q(t) = \int_{(m)} c_p (T(y, t) - T_0) dm, \quad [J] \quad (31)$$

kde $T(y, t)$ [K] je okamžitá teplota vyšetřovaného elementu podél vertikální souřadnice a T_0 [K] je rovnovážná teplota okolí. Za předpokladu, že má zásobník podél vertikální souřadnice konstantní průřez, lze element hmotnosti dm popsat pomocí celkové výšky zásobníku a celkové hmotnosti vody

$$dm = \frac{m}{H} dy. \quad [\text{kg}] \quad (32)$$

Rovnici (31) lze, za zjednodušujících předpokladů, převést do tvaru

$$Q(t) = \frac{m}{H} \int_0^H c_p (T(y, t) - T_0) dy = m c_p (\bar{T}_m(t) - T_0), \quad [J] \quad (33)$$

kde $\bar{T}_m(t)$ [K] je okamžitá teplota odpovídající plně promíchanému zásobníku se stejnou energií. Z rovnic (22) a (32) bude okamžitá teplota plně promíchaného zásobníku rovna

$$\bar{T}_m(t) \cong \frac{1}{H} \int_0^H T(y, t) dy. \quad [\text{K}] \quad (34)$$

Okamžitou hodnotu exergie zásobníku ve vybraném časovém okamžiku $E(t)$ lze popsat odvozením z Gibbsovy energie [24]

$$E(t) = \int_{(m)} c_p \left[(T(y, t) - T_0) - T_0 \ln \left(\frac{T(y, t)}{T_0} \right) \right] dm, \quad [\text{J}] \quad (35)$$

kde druhý člen rovnice (35) bývá označován jako vázaná energie a představuje součin termodynamické rovnovážné teploty okolí T_0 a okamžité entropie elementu objemu vody v nádrži. Rosen v roce 2001 [24] odvodil ekvivalentní teplotu plně promíchaného zásobníku, který má stejnou hodnotu exergie jako reálný, stratifikovaný zásobník. Rovnici (35) je pak možné s přihlédnutím k výše uvedeným vztahům zapsat ve tvaru

$$E(t) = m c_p \left[(\bar{T}_m(t) - T_0) - T_0 \ln \left(\frac{T_e(t)}{T_0} \right) \right], \quad [\text{J}] \quad (36)$$

kde $T_e(t)$ [K] je ekvivalentní teplota, kterou jak Rosen ukázal, je možné odvodit ve tvaru

$$T_e(t) \cong \exp \left[\frac{1}{H} \int_0^H \ln(T(y, t)) dy \right]. \quad [\text{K}] \quad (37)$$

Rosen dále poukázal, že při vyhodnocování stratifikovaného zásobníku jsou ekvivalentní teplota a teplota plně promíchaného zásobníku různé. Existuje však jeden limitní stav, kdy si tyto dvě teploty jsou rovné, a to v případě vyhodnocování plně promíchaného zásobníku. Lze dokázat, že degradace exergie při míchání dvou tekutin o rozdílné teplotě, nebo minimum práce potřebné pro vytvoření teplotní difference, bude vždy kladná. Exergetická účinnost nabíjení tepelného zásobníku může být stanovena porovnáním okamžité exergie sledovaného systému a exergie vstupující do systému

$$\eta_{EXE}(t) = \frac{E(t)}{\int_0^t \dot{E}_{vst}(t) dt}. \quad [-] \quad (38)$$

kde $\dot{E}_{vst}(t)$ [$\text{J}\cdot\text{s}^{-1}$] je podle (30) exergie vstupující do systému, popsaná rovnicí

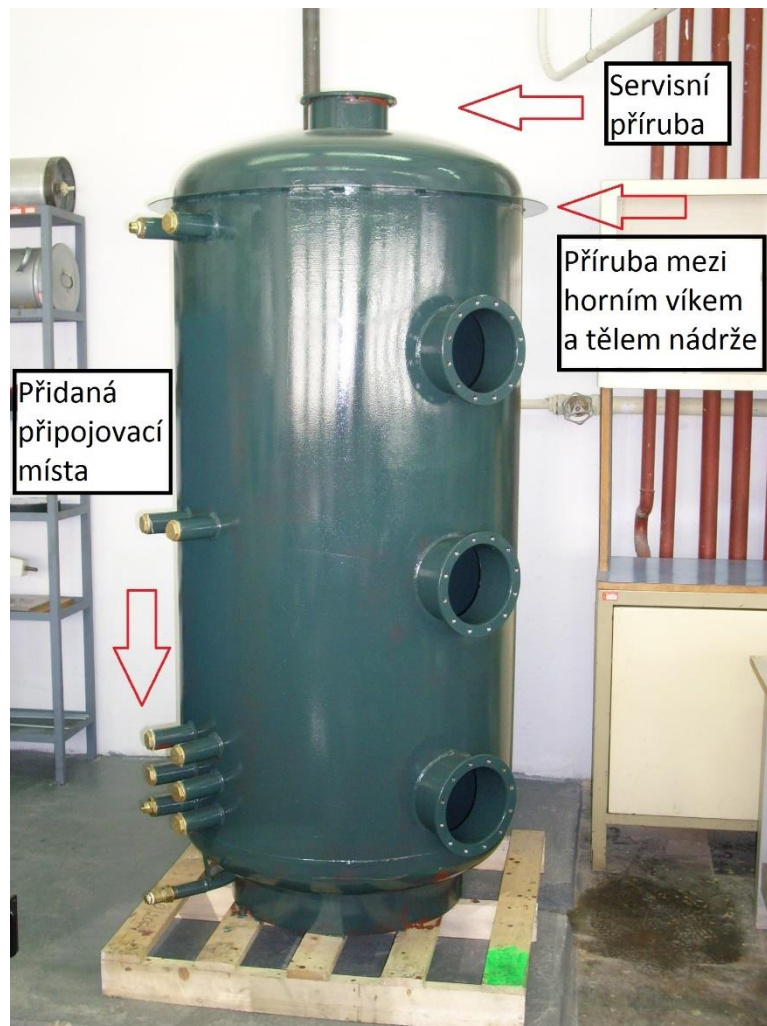
$$\dot{E}_{vst}(t) = \dot{m} c_p \left[(T_{vst}(t) - T_0) - T_0 \ln \left(\frac{T_{vst}(t)}{T_0} \right) \right]. \quad [\text{J}\cdot\text{s}^{-1}] \quad (39)$$

Při vybíjení zásobníku je možné na proces nahlížet z pohledu ukládání chladu, což je analogický postup pro ukládání tepla, nebo jako poměr získané exergie k reálné exergetické kapacitě zásobníku. Ačkoliv se druhý zmíněný postup jeví jako vhodnější pro vyhodnocení získávání exergie, je nutné

upozornit na úskalí, která tento postup skrývá. Zatímco celková získaná exergie časem poroste, aktuální exergetická hladina zásobníku klesá. Je možné vyhodnotit pouze počáteční exergetickou kapacitu, tím ale posouzení postrádá informace o průběhu vybíjení.

3 Experimentální zařízení

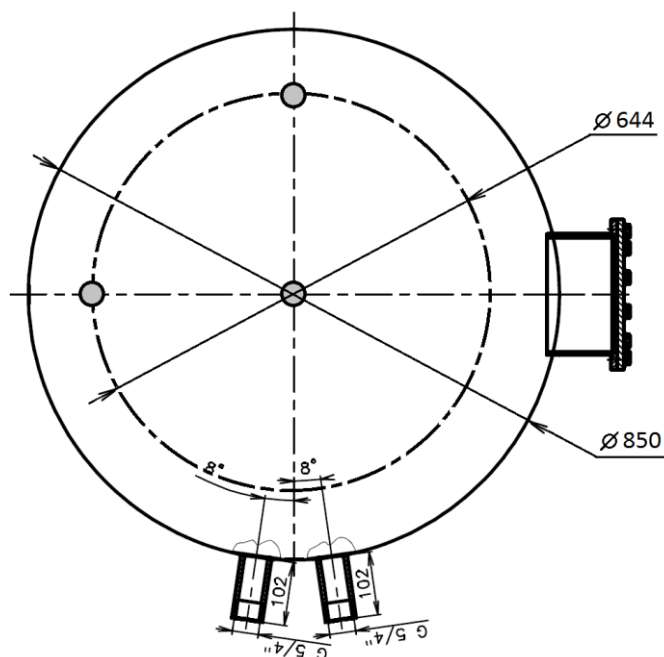
Studie byla provedena na upraveném standardním zásobníku NADO 1000 dodaném firmou DZD Dražice o celkovém objemu 1000 litrů. Zásobník byl atypicky upraven přidáním servisní příruby na horní vyduté víko a vytvořením přírubového spoje pod víkem na místě svaru mezi pláštěm a víkem. Přírubové spojení víka a pláště zásobníku slouží jako servisní a montážní přístup, což do značné míry usnadňuje manipulaci s měřicí technikou (výkresová dokumentace výrobce v příloze).



Obrázek 9: Upravený akumulční zásobník NADO 1000 před instalací v laboratoři. Zásobník má atypicky přidanou servisní přírubu na horním víku, přírubové spojení místo svaru mezi tělem zásobníku a horním víkem.

Vzhledem ke konstrukčním možnostem se bohužel nepodařilo vytvořit přírubové spojení dost těsné pro použití s přetlakovou expanzní nádobou a zásobník bylo tedy nutné provozovat jako otevřený systém. Další atypické provedení spočívalo v rozšíření počtu připojovacích míst k zásobníku ze standardní šesti míst na celkových deset.

Horní oddělené víko umožnilo vestavbu měřících termočlánků, které byly chyceny pomocí jednoduché konstrukce za horní servisní přírubu. Běžně dodávané termočlánekové vinutí není obecně určeno k měření ve vodním prostředí, proto bylo přistoupeno k uzavření termočlánků do plastových trubek DN20. Konce termočlánků vystupující vně ochranné trubky 25-30 mm v předpokládaném místě měření byly po celé vystupující délce potaženy ochranným povlakem, aby se zamezilo přímému styku s vodou. Jednotlivé sloty termočlánků tvořily v horizontálním řezu nádrže rovnostranný, pravoúhlý trojúhelník. Pozice slotů jsou znázorněny na obrázku 10. Pozice byly zvoleny v ose nádrže, na straně opačné vůči vtoku do nádrže a pod úhlem 90° vůči ose a vtoku do nádrže.



Obrázek 10: Horizontální řez nádrží s naznačenými pozicemi termočlánekových slotů. Každý slot obsahoval celkem 19 termočlánků.

Každý ze tří slotů obsahoval devatenáct termočlánků s konstantní roztečí 86 mm. Nejnižší pozice termočlánek ve středovém slotu, tedy v ose nádrže byla přibližně 130 mm, pozice krajních se pohybovala mezi 60 a 70 mm. Pro vyhodnocení měření byly pozice termočlánků v jednotlivých

slotech upřesněny pomocí dodatečného měření laserovým bodem a při zpracovávání dat byly použity konkrétní výšky. Termočlánky byly vyrobeny z termočlánekového vinutí typu „K“ (NiCr-NiAl) se skleněným opletem. Kalibrací byla ověřena přesnost použitých termočláneků $\pm 0,5^{\circ}\text{C}$. Hlavní záznamové zařízení celého systému byla měřicí stanice od firmy Dewetron DEWE 5000 s osmi termočlánekovými moduly pro čtení a zápis dat z celkového počtu 64 termočláneků. Záznam byl prováděn v časovém kroku jedné vteřiny. Data byla navíc mezi každým zápisem po dobu jedné vteřiny průměrována.

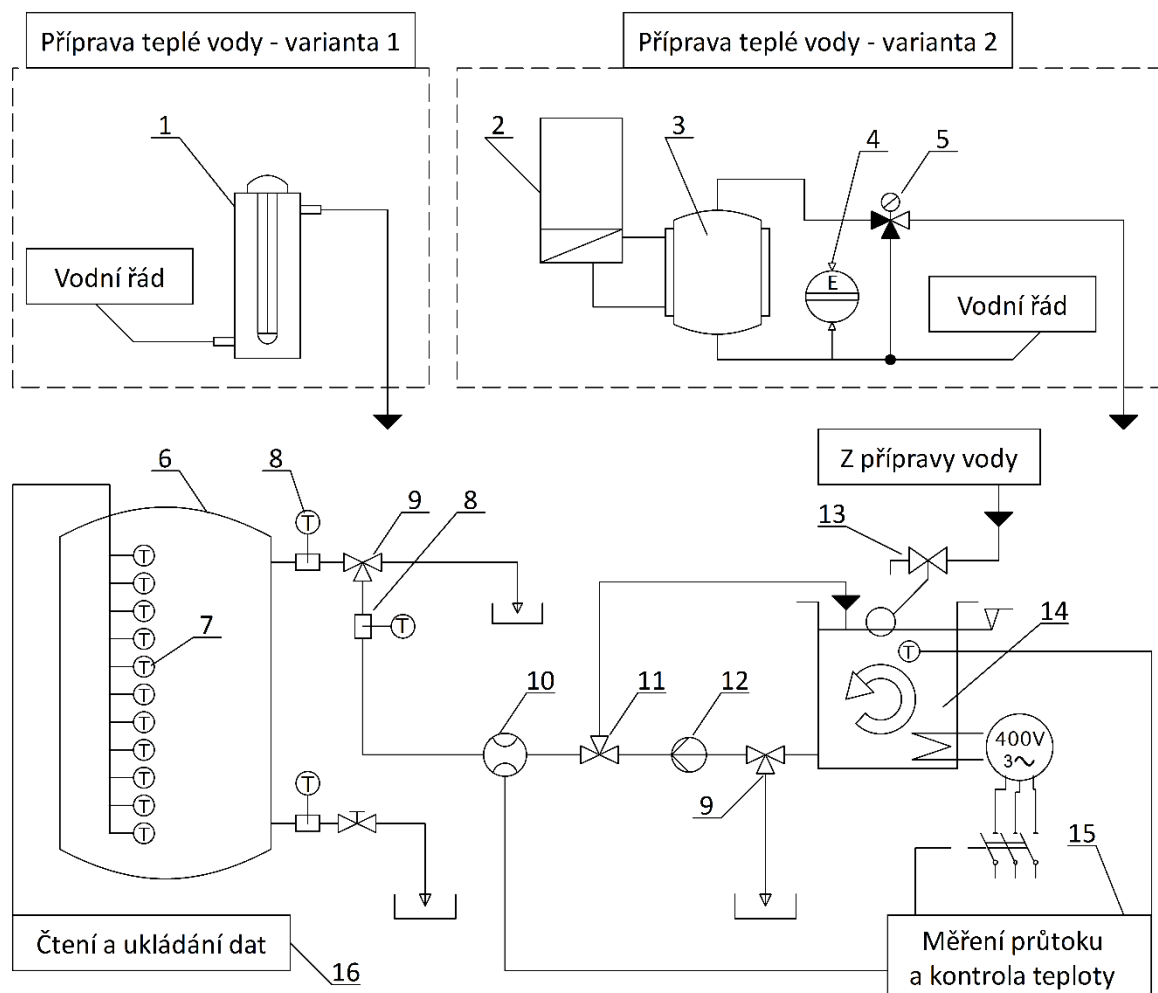


Obrázek 11: Měřicí systém DEWE 5000 firmy Dewetron s 64 termočlánekovými sloty, sloužil jako hlavní záznamové zařízení.

3.1 Základní zapojení v režimu nabíjení a vybíjení přímým vtokem

Zapojení vodního okruhu experimentálního zařízení pro studii procesu nabíjení je schematicky ukázáno na obrázku 12. Před měřicí systém byla zařazena příprava teplé vody, která byla v první fázi řešena průtokovým ohřivačem o výkonu 6 kW. Ve druhé fázi byl využit teplovodní kondenzační plynový kotel Viessmann s teoretickým výkonem až 15 kW. Plynovým kotlem byl přímo ohříván

pomocný teplovodní zásobník o objemu 150 litrů. Konstrukce pomocného zásobníku umožnila zapojení druhého tlakově odděleného okruhu s expanzní nádobou a automatickým směšovací ventilem. K udržení konstantní teploty vody byla použita přídatná temperovaná nádrž o užitečném objemu 50 litrů. Výška hladiny v přídatné nádrži a teplota vody byly udržovány na požadovaných hodnotách pomocí plovákového ventilu a dalšího elektrického topného tělesa o výkonu 4 kW. Vyhodnocení teploty a sepnutí topného tělesa obstarával sestavený program v softwaru ADAMView měřícího modulu ADAM 5000E. Promíchání nádrže bylo zajišťováno samotnou energií přiváděné vody a pomocí zpětné smyčky (obtoku) od elektronického čerpadla WILLO Stratos. Měření průtoku bylo zaznamenáváno analogovým signálem 4 - 20 mA z průtokoměru Sitrans FC MASS 2100 s integrovaným elektronickým převodníkem MASS 6000. Zaznamenávání dat bylo spuštěno při ustálení teploty vstupní vody a po přepnutí třicestného ventilu na vstupu (pozice 9). K měření teplotních profilů v nádrži bylo použito celkem 57 termočlánků ve třech měřících slotech.



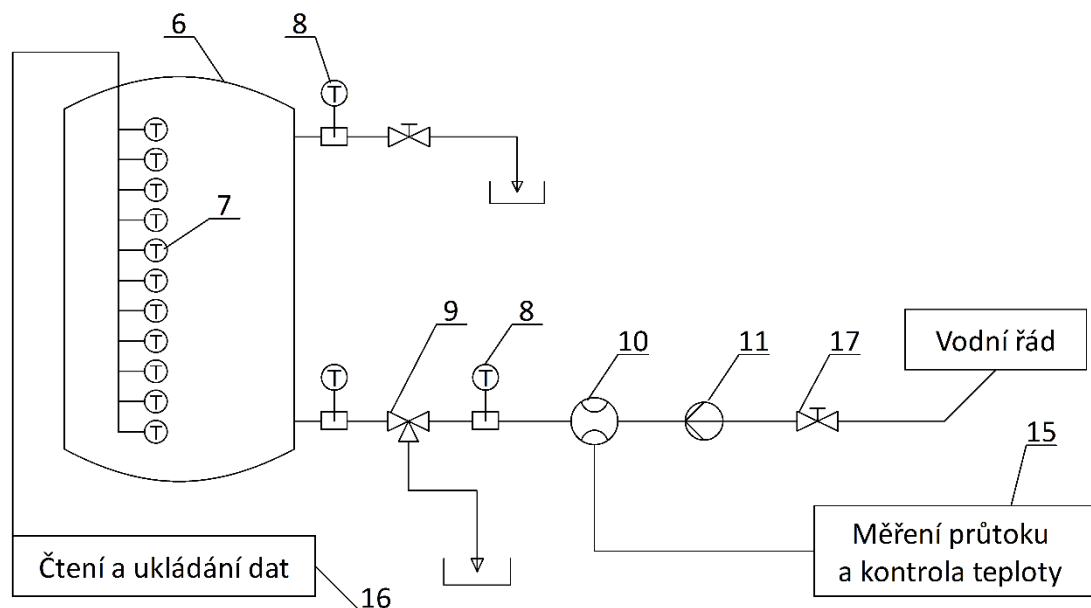
Obrázek 12: Schéma zapojení akumulčního zásobníku pro studii procesu nabíjení s přípravou vody ve dvou variantách. Popis pozic viz tabulka 2.

Rozpis pozic použitých ve schématu na obrázku 12 je uveden v tabulce 2. Stejné označení je použito také ve schématu zapojení vodního okruhu pro vybíjení výměníku, uvedeného na obrázku 13.

Tabulka 2.: Rozpis pozic ve schématu zapojení na obrázku 12 a 13.

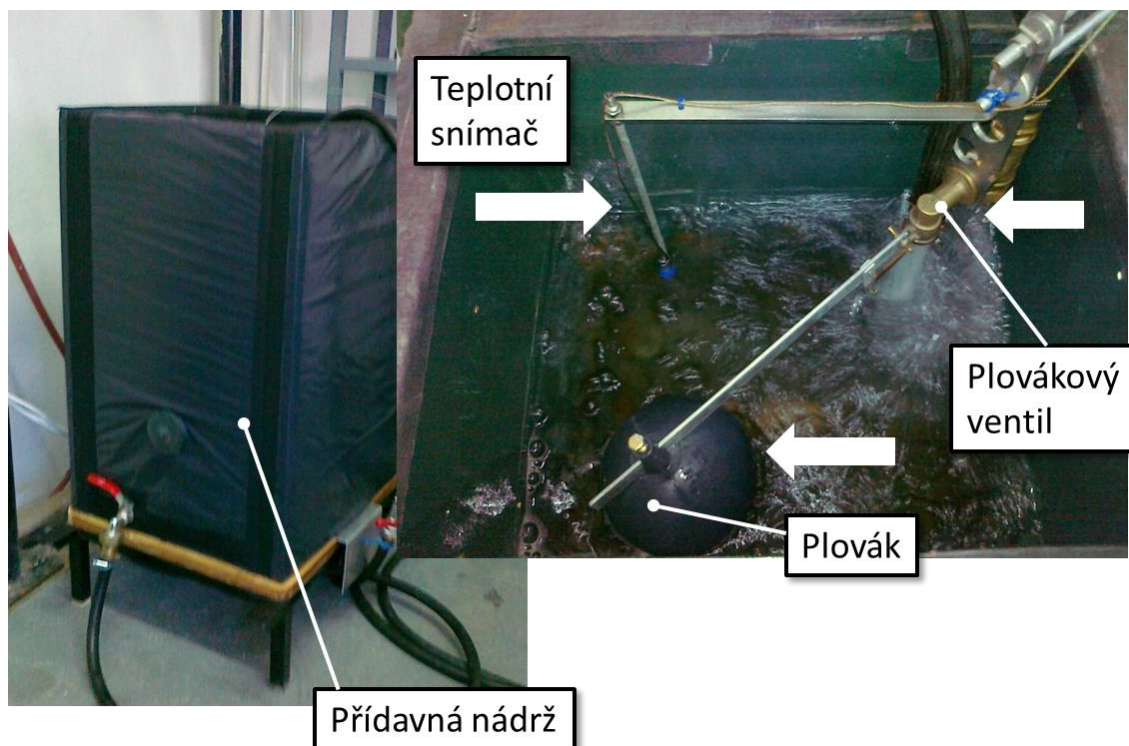
POZICE	OZNAČENÍ	PARAMETRY / TYP	KS
1	Elektrický průtokový ohřivač	3x 400V; 6kW;	1
2	Plynový kondenzační kotel	Viessmann Vitodens 200, 8 - 15kW	1
3	Pomocný zásobník TUV	Viessmann Vitocell 300-V, 0,15m ³	1
4	Expanzní nádoba	Cordivari, VM80, 0,08m ³	1
5	Termostatický směšovací ventil	ESBE VTA321, DN20; KVS 1,6;	1
6	Akumulační nádrž	DZD Dražice, NADO 1000	1
7	Teploměr	Termočlánek typ K (Cr-Al), -200 ÷ 1250°C	57
8	Teploměr – vestavěný	Termočlánek typ K (Cr-Al), -200 ÷ 1250°C	3
9	Třícestný kulový ventil	G 3/4"	2
10	Průtokoměr	Siemens Sitrans FC MASS 2100	1
11	Odbočovací ventil	G 3/4"	1
12	Elektronicky řízené čerpadlo	WILO Stratos 30/1-12	1
13	Plovákový ventil	G 3/4"	1
14	Temperovaná nádrž	0,05 [m ³], elektrické topení 3x 1,35kW	1
15	Měření průtoku a teploty	ADAM 5000E, 4-20mA	1
16	Ústředna	DEWE 5000, 8x8 termočlánků, typ K	1
17	Regulační ventil	G 3/4"	1

Pro měření procesu vybíjení nádrže nebyl použit žádný zdroj chladu, proto byla nádrž vybíjena vodou přímo z vodovodního řádu. Zapojení je schematicky naznačeno na obrázku 13. K ustálení teploty proudu vody byla opět použita odbočka na třícestném ventilu, pozice 9. Po ustálení teploty byl ventil přepnut pro průtok nádrží.



Obrázek 13: Schéma zapojení akumulčního zásobníku pro studium procesu vybíjení.

V průběhu různých fází experimentů nabíjení se ukázalo nejdůležitějším úkolem udržení konstantní teploty vody vstupující do zásobníku. Proto byla přídatná temperovaná nádrž vybavena jednoduchým elektrickým obvodem kontrolujícím topné těleso, který byl ovládán spínací elektronikou z měřícího modulu ADAM 5000E. Požadavek na ohřev přicházel ze softwaru na základě vyhodnocení odchylky od stanovené vstupní teploty. Toto uspořádání bylo dostatečně autonomní, nicméně vyžadovalo zkušenosti obsluhy k jejímu správnému nastavení. Jak se později ukázalo, tento systém dokázal udržet vstupní teplotu na požadované teplotě s odchylkou $\pm 0,2^{\circ}\text{C}$.



Obrázek 14: Přídavná nádrž sloužící k dodatečnému ohřevu a kontrole teploty vody vtékající do akumulčního zásobníku.

3.2 Objem zásobníku

Objem zásobníku byl vypočítán a později ověřen opakovaným měřením. Pro výpočet byla použita výkresová dokumentace zásobníku DZD Dražice. Do celkového objemu je zahrnut jak objem hlavní válcové části, tak vydutého dna a objem tří zatopených přírub na vnějším plášti zásobníku. Použití příruby horního víka a otevřeného systému přináší výhody při manipulaci s rozličnými vestavbami. Nicméně bylo nutné dodržovat jistá pravidla konstrukce připojení přepadu tak, aby při měření nebyla překročena maximální přípustná hladina. Pro ověření správně umístěného přepadu bylo měření objemu nádrže provedeno opakovaně při každé změně měřeného provozního režimu. Vypočítaný objem zásobníku podle výkresové dokumentace je $0,9108 \text{ m}^3$. Měřením byl objem zásobníku stanoven na hodnotu $0,914 \pm 0,005 \text{ m}^3$. Chyba měření je získána na základě chyb použitých průtokoměrů a nejistoty odečtu výšky hladiny 5 mm plné nádrže ke svaru horního víka. Měření bylo provedeno také pro objem vody, která se účastní procesů ukládání tepla při nabíjení a vybíjení. Jak bude později v této práci ukázáno, v nádrži existují oblasti, které jsou z pohledu ukládání tepla nevyužitelné. Při těchto měřeních byl zásobník postupně plněn a v několika fázích byly získávány objemy mezi jednotlivými vstupy do nádrže. Vstupy byly opatřeny fitinkou s vnitřním průměrem

9 mm, což zvyšuje chybu měření. Objem vody účastníci se tepelné akumulace při nabíjení horizontálním vstupem v horní části nádrže byl měřením stanoven na hodnotu $0,910 \pm 0,009 \text{ m}^3$. Objem účastníci se tepelné akumulace pro variantu nabíjení vertikálním vstupem byl stanoven hodnotou $0,808 \pm 0,009 \text{ m}^3$ a pro vybití horizontálním vstupem ve spodní části nádrže hodnotou $0,880 \pm 0,009 \text{ m}^3$.

3.3 Teoretická kapacita zásobníku

Výpočet teoretické kapacity zásobníku zahrnuje celkovou izobarickou kapacitu vody obsažené v zásobníku, kapacitu oceli zásobníku a tepelné izolace. Tělo zásobníku je ze svařované oceli ČSN EN 11 373, izolace z polyuretanové pěny hustoty přibližně $60 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$, tloušťky 100 mm a měrné tepelné kapacity $1760 \text{ J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ [25]. Tepelná izolace se ale neprohřeje celá. Proto jednoduše je možné uvažovat ohřátí přibližně do poloviny její tloušťky.

Tabulka 3.: Analýza celkové teoretické tepelné kapacity zásobníku. Termodynamické vlastnosti jsou stanoveny pro 20°C , termodynamické vlastnosti běžné polyuretanové pěny s hustotou $60 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ podle [25].

	Objem [m ³]	% Objemu	Hustota [kg·m ⁻³]	Hmotnost [kg]	% Hmotn.	c_p [J·kg ⁻¹ ·K ⁻¹]	C_p [J·K ⁻¹]	% C_p
Voda	0,914	55	998	912	83	4182	$3,81\cdot 10^6$	97,2
Ocel	0,018	1	7800	140	13	500	$7,02\cdot 10^4$	1,8
Izolace	0,725	44	60	22	2	1760	$3,87\cdot 10^4$	1,0
Celkem	1,657			1096			$3,92\cdot 10^6$	

Podle výsledné teoretické kapacity je při teplotním rozdílu 30°C energetický obsah uvedeného zásobníku včetně kapacit ocelového pláště a izolace $117,6\cdot 10^6 \text{ J}$, tedy přibližně 33 kWh.

3.4 Izolace a tepelné ztráty zásobníku

V experimentální studii tepelné stratifikace vody v zásobníku jsou tepelné ztráty do okolí přirozeným jevem. Jsou obsaženy v naměřených datech a nevyžaduje-li to podstata měření, není nutné ztráty tepla vyhodnocovat. Nicméně pro další posouzení kvality přenosu tepla a hmoty může být zásadní tuto hodnotu stanovit. Zanedbání tepelných ztrát zásobníku do okolí je možné provést pro relativně rychlé děje, kdy jsou ztráty vůči změně celkové vnitřní energie zanedbatelné. Pro dlouho trvající děje a pro ucelený náhled sledovaného jevu je ale nutné tepelné ztráty určit. Stanovení tepelných ztrát v průběhu nabíjení, případně vybíjení je obtížné kvůli nestacionárnímu vývoji teplotního profilu podél vertikální osy zásobníku. Jednodušší je určit tepelné ztráty při procesu uchování po dobu například několika dnů. V takovém případě je možné sledovat změnu uchované tepelné energie a stanovit jednoduše celkový ztrátový faktor neboli součinitel prostupu tepla k [$\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$]. Množství tepla přeneseného do okolí nebo z okolí zásobníku přes plochu zásobníku odpovídá změně energie zásobníku

$$-m c_p \frac{dT}{dt} = k S (\bar{T}_m(t) - T_0), \quad [\text{W}] \quad (40)$$

kde S [m^2] je celková plocha zásobníku stanovena pro perfektní válec, v tomto případě o průměru 0,85 m a výšce 1,63 m. Integrací rovnice (40) a její úpravou lze získat celkový součinitel prostupu tepla U

$$U = \frac{m c_p}{\Delta t} \ln \left| \frac{\bar{T}_m(t=0) - T_0}{\bar{T}_m(t) - T_0} \right|. \quad [\text{W}\cdot\text{K}^{-1}] \quad (41)$$

Celkové tepelné ztráty zásobníku byly měřeny po dobu přibližně jednoho týdne v režimu uchování tepla i chladu. Souhrnné informace pro daný experiment jsou uvedeny v tabulce 4.

Tabulka 4.: Počáteční a okrajové podmínky při experimentálním šetření celkových tepelných ztrát zásobníku.

	Počáteční teplota [°C]	Konečná teplota [°C]	Teplota okolí [°C]	Počet hodin [h]	Hmotnost vody [kg]	c_p [$\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$]	U [$\text{W}\cdot\text{K}^{-1}$]
Uchování tepla	53,1	36,9	20,1	149	912	4181	4,95
Uchování chladu	7,7	15,9	25,7	136	913	4182	4,77

Výsledná hodnota celkového součinitele tepla U uvedeného v tabulce 4 je ovlivněna jak podmínkami probíhajícího měření, jako jsou počáteční teplota zásobníku a teplota okolí, tak dobou trvání experimentu a přesností měření. Teplota okolí byla zaznamenávána v průběhu měření ve třech intervalech ráno, odpoledne a večer. Dalším faktorem, ovlivňujícím průběh měření jsou tepelné mosty, například styčná plocha ocelového těla nádrže a podlahy v laboratoři. Tělo nádrže je umístěno na ocelovém prstenci o průměru 600 mm a tloušťky 3 mm, který je v přímém styku s podlahou přes plochu 0,053 m². Měření tepelných ztrát bylo provedeno po experimentech nabíjení a vybíjení, kdy k nádrži zůstaly připojené příklady vody a použité snímače. Všechny tyto prvky vytváří tepelné mosty zvyšující ztráty zásobníku.

3.5 Penetrační hloubka

V blízkém okolí horizontálních vstupů do nádrže vznikají plně promíchané oblasti s teoreticky konstantní teplotou. Velikost takové oblasti je závislá na kinetické energii proudu vstupující vody, na konstrukčním uspořádání vtoku a na velikosti vztakových sil. Maximální rychlost proudu, a tedy největší kinetickou energii lze očekávat na hranici mezi vstupním průřezem přírodního potrubí a vnitřním objemem nádrže. Jak proud vody postupuje hlouběji do objemu zásobníku, rozpíná se a vlivem vazkých sil strhává okolní prostředí. Kinetická energie proudu se vzdáleností od vstupu klesá a je postupně předávána okolnímu prostředí. Vztakové síly vznikající na základě odlišných hustot různě teplého proudu a okolní tekutiny naopak pomáhají při tvorbě tepelné stratifikace a stáčejí proud vzhůru, případně dolů. Velikost oblasti zasažené mícháním se bude měnit podle použité geometrie vstupů, geometrie nádrže a na základě různých počátečních a okrajových podmínek. Z toho vyplývá potřeba stanovení bezrozměrného parametru, který by umožnil porovnání výsledků různých geometrií a podmínek měření. Obecně uznávaným postupem je využití dimensionální analýzy k získání vztahů popisujících sledované děje při experimentu. Turner [26] v roce 1966 definoval tzv. penetrační hloubku pro skleněný akumulací zásobník, čtvercového půdorysu o velikosti stěny 450 mm a výšky 1400 mm. Další autoři později jeho studii rozšířili pro horizontální i vertikální vstupy a proudění ideálních plynů [27], [28] a [29].

3.5.1 Dimensionální analýza penetrační hloubky

V roce 1966 Turner [26] vycházel z předpokladu, že hlavní faktory ovlivňující penetrační hloubku, v tomto případě označenou z [m], jsou vztahové síly a síly způsobené hybností vstupující tekutiny – celková průtoková hybnost. S využitím dimenzionální analýzy předpokládal, že je možné penetrační hloubku zapsat jako funkci dvou proměnných – změny hybnosti vtékající tekutiny a impulzu vztahových sil. Turner využil několika zjednodušujících předpokladů pro usnadnění odvození. Zanedbal průřez vstupu do nádrže, zanedbal vliv viskózních sil, a aby se zbavil závislosti na hmotnosti, dělil vztahové síly i celkovou průtokovou hybnost hustotou vstupující vody. Předpokládané řešení hledal ve tvaru

$$z = X M^x B^y, \quad [\text{m}] \quad (42)$$

kde X [-] je očekávaná konstanta, M [$\text{m}^4 \cdot \text{s}^{-2}$] představuje tok hybnosti proudící do nádrže, vztaženou k hustotě vstupující vody a B [$\text{m}^4 \cdot \text{s}^{-3}$] reprezentuje impulz vztahových sil působících na vstupující proud, tedy podle [26]

$$M = \frac{\dot{m} w_{vst}}{\rho_{vst}}, \quad [\text{m}^4 \cdot \text{s}^{-2}] \quad (43)$$

$$B = \frac{(\rho_{vst} - \rho) \dot{V} g}{\rho_{vst}}. \quad [\text{m}^4 \cdot \text{s}^{-3}] \quad (44)$$

Impulz vztahových sil v rovnici (44) je možné využitím rovnice (13) přepsat do tvaru

$$B = \beta \Delta T \dot{V} g. \quad [\text{m}^4 \cdot \text{s}^{-3}] \quad (45)$$

Rozepsáním objemového průtoku a využitím v rovnicích (43) a (44) je možné získat

$$M = \pi R^2 w_{vst}^2, \quad [\text{m}^4 \cdot \text{s}^{-2}] \quad (46)$$

$$B = \pi R^2 \beta \Delta T g w_{vst}, \quad [\text{m}^4 \cdot \text{s}^{-3}] \quad (47)$$

kde R [m] je poloměr vstupu a w [$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$] je střední rychlost vstupujícího proudu. Dimensionální analýza ukazuje, že exponenty x a y v rovnici (42) nabydou hodnot $3/4$ pro x a $-1/2$ pro y a rovnici (42) je tak možné s využitím rovnic (46) a (47) zapsat ve tvaru

$$z = X \pi^{1/4} (g \beta \Delta T)^{-1/2} R^{1/2} w_{vst}. \quad [\text{m}] \quad (48)$$

Rovnici (48) je možné vyjádřit v odlišném tvaru vyjádřením rychlosti pomocí hmotnostního toku, hustoty a vstupního poloměru R a využitím konstanty X jako násobku čísla π , tedy $X = \pi^{3/4}$

$$z = \frac{\dot{m}}{\rho_{vst}} R^{-3/2} (g \beta \Delta T)^{-1/2}. \quad [\text{m}] \quad (49)$$

Protože poprvé použil rovnici Turner, je pravá strana rovnice (49) často označována jako Turnerův parametr. Při experimentální šetření je ovšem penetrační hloubka získána odlišným způsobem, a proto se často objevuje spíše jako funkce Turnerova parametru. Jinou úpravou rovnice (48) je možné získat bezrozměrný tvar penetrační hloubky v závislosti na průměru vtoku d [m]. S využitím znalostí podobnostních čísel je možné s pomocí rovnice (8) přepsat do tvaru

$$\frac{z}{d} = X \left(\frac{\pi}{4}\right)^{1/4} (g \beta \Delta T d)^{-1/2} w_{vst} = X \left(\frac{\pi}{4}\right)^{1/4} Ri^{-1/2}, \quad [-] \quad (50)$$

kde X je jiná konstanta než v předchozím případě, která může být stanovena pomocí experimentálních dat, nebo výsledků matematicko-fyzikálního modelování. Richardsonovo číslo vztahené k charakteristickému rozměru, který je na sledované hranici vstupním průměrem d [m], je podle definice v rovnici (8)

$$Ri = \frac{g \beta \Delta T d}{w_{vst}^2}. \quad [-] \quad (51)$$

Díky zjednodušujícím předpokladům je uvedená závislost podobná mechanice tuhých těles. Pohyb tekutiny uvnitř nádrže je pro tento případ idealizován a uvažován bez disipace energie vlivem vazkých sil. Veškerá hybnost vstupujícího proudu je předána tekutině uvnitř nádrže a je ovlivněna pouze vztlačovými silami. Rovnice (50) se ukazuje být vhodná pro analýzu experimentálních výsledků, ačkoliv postrádá fyzikální význam hloubky, například poměru penetrační hloubky z a celkové výšky zásobníku H . Uvedená analýza naznačuje, že výška a průměr nemají zásadní ani přímý vliv na penetrační hloubku, ačkoliv jistý význam lze očekávat. Pomocí podílů vstupního průměru k celkové výšce, nebo průměru nádrže D [m] je možné rovnici (50) upravit do tvaru vztaheného k celkovému průměru nádrže, případně celkové výšce. Na použitém experimentální zařízení odpovídá poměr vstupního průměru a průměru zásobníku d/D hodnotě 0,046 a podíl vstupního průměru a celkové výšky d/H hodnotě 0,024. Vyšší hodnota poměru d/D a tedy větší vstupní průměr znamená nižší průtokovou rychlost a menší účinek setrvačných sil. Hodnota Richardsonova čísla vzroste a penetrační hloubka klesá.

3.5.2 Experimentální vyhodnocení penetrační hloubky

Experimentální vyhodnocení penetrační hloubky bylo v této studii provedeno na akumulární nádrži pro režimy nabíjení i vybíjení. Režim nabíjení byl rozšířen o další z méně příznivých variant geometrií vtoku, kdy je vertikální vstup v ose nádrže orientován směrem ke dnu. Pro režim vybíjení byly využity pouze horizontální vstupy.

3.5.2.1 Horizontální vstupy

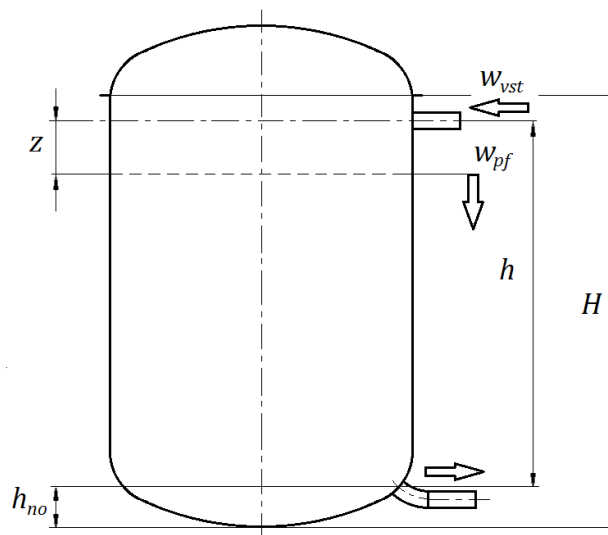
Horizontální vstup pro režim nabíjení je na nádrži situován přibližně 60 mm od horní dělicí roviny mezi válcovou částí a víkem nádrže. V blízkém okolí vstupu vznikají různě velké plně promíchané oblasti s teoreticky konstantní teplotou. Oblasti jsou různě velké, podle okrajových a počátečních podmínek. Na počátku děje, kdy voda uvnitř nádrže v blízkosti vstupu a vtékající proud vody mají největší rozdíl teplot, se míchání nejvíce projeví na výsledné teplotě právě v oblasti blízko vstupu. Tento děj má zásadní vliv na formování termokliny uvnitř nádrže. Promícháním vznikají oblasti s teplotou mezi počáteční teplotou zásobníku a teplotou vstupující vody. Naopak, na stranách výtoku bylo pozdějším zpracováním výsledků zjištěno, že teplota objemu zásobníku mezi osou výtoku a dnem se v průběhu měření nemění. V případě nabíjení, kdy teplá voda vstupuje do horní části zásobníku a je odváděna ze spodu, není teplota vody mezi výstupem a dnem ovlivněna formováním a posunem termokliny. Z teoretického hlediska, při zanedbání tepelné vodivosti vody a stěn, zůstane teplota v této oblasti neměnná pro celý proces nabíjení. Analogicky při vybíjení, kdy studená voda vstupuje do zásobníku ve spodní části a teplá je odváděna horním výstupem, existuje v nádrži objem vody mezi osou výstupu a hladinou, ve které se neprojevuje změna termokliny a teplota v této oblasti zůstane v průběhu měření neměnná. Tyto oblasti jsou označovány pojmem „dead space“ a jedná se o oblasti nezasažené formováním termokliny, které není možné dále využít pro ukládání tepla.

Turner [26] ve své původní studii v roce 1966 vyšel z předpokladu ideálního pístového toku různě teplých, dokonale horizontálně rozložených oblastí uvnitř nádrže a své experimenty vizuálně ověřoval. Předpoklad dokonalého pístového toku s sebou přináší další zjednodušení v podobě konstantní rychlosti pohybu různě teplých oblastí podél vertikální osy. Je-li průřez nádrže mezi vstupy konstantní, pak ze zákona zachování hmoty vyplývá zanedbání závislosti hustoty na teplotě. Rychlost pístového toku w_{pf} [$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$] je pak snadno definovatelná na základě znalosti vstupních podmínek průtoku a geometrie nádrže

$$w_{pf} = \frac{\dot{m}}{\rho_{vst} A}, \quad [\text{m}\cdot\text{s}^{-1}] \quad (52)$$

kde A [m^2] je řez nádrží mezi vstupy kolmý ke směru proudění pístového toku.

Na obrázku 15 je schematicky znázorněna nádrž v režimu nabíjení s hlavními parametry, potřebnými ke stanovení penetrační hloubky z . Obrázek 15 odpovídá konstrukci nádrže použité při experimentální studii použité v této práci, proto je celková výška nádrže H kótována k otevřené hladině na úrovni přírubového spoje horního víka. Vertikální odlehlost vstupů je označena výškou h a výška oblasti nezasažené formováním termokliny h_{no} [m]. Rychlost pístového toku je naznačena kolmo k vertikální ose nádrže.



Obrázek 15: Schématické znázornění akumulární nádrže a penetrační hloubky při studii nabíjení horizontálním vstupem.

Pro objem bez nezasažené oblasti a s přijetím uvedených zjednodušujících předpokladů lze penetrační hloubku stanovit na základě znalosti okamžiku, kdy se výstupní teplota poprvé změní. Tento časový okamžik byl Turnerem [26] v roce 1966 označen jako reakční čas t_r

$$z = h - \frac{\dot{m} t_r}{\rho_{vst} A} \quad [\text{m}] \quad (53)$$

Tento zápis je podobný účinnosti extrakce definované podle rovnice (18), kde je vyhodnocována účinnost na základě poklesu teplotní difference mezi vstupy do nádrže. Lavan a Thompson [11] použili desetiprocentní pokles difference ke stanovení času vybíjení t_{vyb} , nutného k vyhodnocení účinnosti extrakce. Ve své práci provedli široké spektrum měření pro horizontální vstupy vody s různou rychlostí a teplotou. Okamžik poklesu teplotní difference, který je nutný k vyhodnocení účinnosti extrakce, je podobný reakčnímu času. V principu se jedná o totožný okamžik, i když Lavan s Thompsonem stanovili úroveň citlivosti na 10 %. Účinnost extrakce podle rovnice (18) je možné vyjádřit jako

$$\eta_{extr} = \frac{w_{pf} t_{vyb}}{H} \quad [-] \quad (54)$$

Lavan a Thompson použili k experimentu zásobníky se vstupy v těsné blízkosti dna a víka, takže se v jejich práci nevyskytují žádné nevyužitelné oblasti a výška ve jmenovateli rovnice (54) odpovídá hodnotě h . Cohen a O'Callaghan v roce 1986 [30] poukázali, že objem účastníci se akumulace tepla je spíše $H - h_{no}$. Malý rozdíl v definici mezi t_{vyb} a t_r vedl zmíněné autory k rozhodnutí převést rovnici

(53) do bezrozměrného tvaru, označovaného jako účinnost penetrace a porovnat jej s výsledky Lavan a Thompsona. Bezrozměrný tvar rovnice (53) je

$$\eta_{L-T} = 1 - \frac{z}{H - h_{no}} = \frac{w_{pf} t_r}{(H - h_{no})}. \quad [-] \quad (55)$$

Lavan a Thompson svou práci zaměřili na studii vlivu vztakových a setrvačných sil na vstupující proud a výsledky prezentovali pomocí podobnostních čísel. Odvodili korelační koeficient P [-], později podle autorů pojmenovaný Lavan-Thompsonův parametr, definovaný pomocí Reynoldsova a Grashofova podobnostního čísla a vzdálenosti vstupů a průměru zásobníku

$$P = Re^{-0,55} Gr^{0,35} \left(\frac{h}{D}\right)^{0,58}. \quad [-] \quad (56)$$

Výsledky účinnosti extrakce vynesené do grafu v závislosti na definovaném parametru P (56) vedly autory k získání křivky účinnosti extrakce definované rovnicí

$$\eta_{L-T} = 1 - e^{-0,067P}. \quad [-] \quad (57)$$

Sliwinski v roce 1980 [31] prezentoval výsledky měření nabíjení akumulčního zásobníku pomocí dvou horizontálních vstupů různých průměrů. Hledal parametr popisující hloubku zasažení plně promíchaných oblastí v nádrži, které mají zásadní vliv na formování termokliny uvnitř nádrže. Vyšel z předpokladu, že oblasti nad vstupem a pod výstupem z energetického hlediska nelze využít (nezasažené oblasti – „dead space“) a penetrační hloubku vztáhl k odlehlosti vstupů. Analýzu výsledků penetrační hloubky ovšem založil na modifikovaném Richardsonově čísle s charakteristickým rozměrem odlehlosti vstupů h [m]

$$Ri^* = \frac{g \beta \Delta T h}{w_{vst}^2}. \quad [-] \quad (58)$$

Ačkoliv tento předpoklad úplně nevyhovuje uvedené analýze, Sliwinski využil odlehlost horizontálních vstupů ke zjednodušení hledané závislosti a na základě experimentálních výsledků vytvořil interpolaci pro modifikované Richardsonovo číslo v rozsahu $0,001 \leq Ri^* \leq 10$ založenou na rovnici (50) v následujícím tvaru:

$$\frac{z}{h} = 0,0313 (Ri^*)^{-1/2}. \quad [-] \quad (59)$$

Vzhledem k odlišnému použití charakteristického rozměru ve Sliwinskiho definici Richardsonova čísla je pro tuto práci nutné rovnici (50) převést do tvaru odpovídajícího Sliwinskiho definici. Rovnice (50) po rozšíření poměrem vstupního průměru a odlehlosti vstupů nabyde tvar

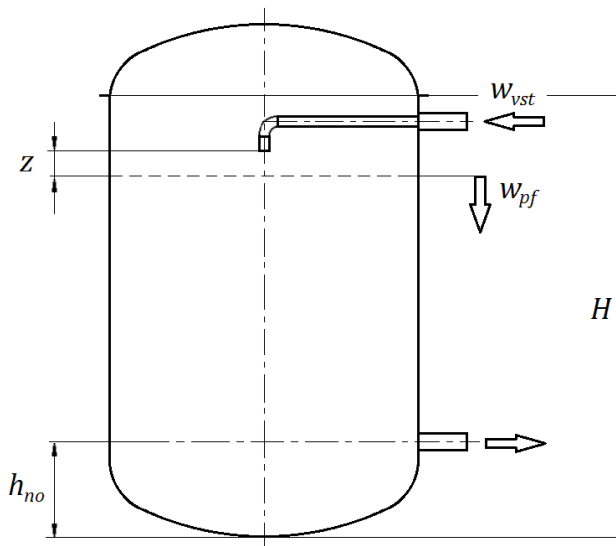
$$\frac{z}{d} \frac{d}{h} = X \frac{d}{h} \left(\frac{\pi}{4}\right)^{1/4} Ri^{-1/2}, \quad [-] \quad (60)$$

kde X je konstanta. Vztah mezi Richardsonovým číslem definovaným v rovnici (51) a modifikovaným Richardsonovým číslem použitým Sliwinskim lze získat rozšířením zlomku

$$Ri^* = \frac{g \beta \Delta T h d}{w_{vst}^2} \frac{d}{d} = Ri \frac{h}{d}. \quad [-] \quad (61)$$

3.5.2.2 Vertikální vstup

Měření vertikálního vstupu v této práci bylo provedeno v režimu nabíjení v ose nádrže dalších 50 mm pod horizontálním vstupem, tedy 110 mm od horní dělící roviny. Na obrázku 16 je schematicky naznačeno nabíjení nádrže pomocí vertikálního vstupu v ose nádrže. K vyhodnocení výsledků byl použit Turnerův parametr na pravé straně rovnice (49).



Obrázek 16: Schématické znázornění akumulární nádrže a penetrační hloubky při studii nabíjení vertikálním vstupem.

Pro variantu nabíjení zásobníku vertikálním vstupem byl použit odlišný výstup z nádrže než ve variantě horizontálního vstupu. Výška nezasažené oblasti byla počítána 0,19m ode dna nádrže.

3.5.2.3 Vybíjení

Režim vybíjení byl proveden podle uspořádání na obrázku 16 vtokem ve spodní části nádrže a výtokem v horní části nádrže bez vertikální vestavby. Kvůli nezanedbatelnému objemu vyduté spodní části bylo vyhodnocení provedeno od okamžiku, kdy voda v režimu vybíjení dosáhla úrovně osy vtoku, tj. nádrž byla vyplněna do úrovně h_{no} podle obrázku 16.

4 Nepřímě nabíjené zásobníky – přirozená konvekce kolem horizontálně uloženého válce

Jak již bylo dříve uvedeno, nepřímě nabíjené a vybíjené zásobníky využívají tepelného toku přes teplosměnnou plochu, která je výměníkem tepla různých konstrukcí. Zásobníky s instalovanými výměníky jsou sice konstrukčně náročnější, a tedy i dražší, ale mají neopomenutelné výhody. Tou nejdůležitější výhodou z pohledu tepelné stratifikace je absence míchání způsobeného dynamickými účinky vstupujícího proudu do okolní tekutiny. V akumulčních nádržích běžně dostupných na trhu se často používají elektrické topné patrony, nebo trubkové vodní výměníky tepla pro dodatečný ohřev teplé užitkové vody, nebo chladicí smyčky ze zdrojů chladu, pro nabíjení zásobníku chladem. V obou případech se často jedná o horizontálně, případně téměř horizontálně uložené profily kruhového průřezu. V následující sekci bude rozvinuta problematika nepřímého nabíjení zásobníku ohřevem vody horizontálně uloženým, příčně obtékaným válcem.

Při ohřevu je teplota stěny výměníku T_w [K] vyšší než teplota okolní tekutiny T_∞ [K] a v blízkosti povrchu výměníku se vytvoří teplotní mezní vrstva o tloušťce δ_t [m]. Rozdíl hustot tekutiny v této mezní vrstvě a v okolí způsobí vznik vztlakových sil, které mají za následek pohyb tekutiny, jak bylo popsáno dříve. Tomuto jevu se obecně říká přirozená, nebo také volná konvekce.

4.1 Základní analýza přenosu tepla a hmoty přirozenou konvekcí

K popisu přenosu tepla a hmoty přirozenou konvekcí jsou používány rovnice kontinuity, hybnosti a energetická rovnice. V případě přirozené konvekce vznikající při příčném obtékání horizontálního válce je problematika přenosu tepla a hmoty poměrně složitá. Nicméně pro každou tekutinu obklopující libovolné těleso lze zavést určité limitující předpoklady, které umožní zjednodušit analýzu děje.

4.1.1 Rovnice kontinuity

Rovnici kontinuity nestlačitelné tekutiny pro laminární dvourozměrné stacionární proudění kolem tělesa jednotkové hloubky je možné zapsat ve tvaru

$$\rho \frac{\partial w_x}{\partial x} + \rho \frac{\partial w_y}{\partial y} = 0, \quad [\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}\cdot\text{s}^{-1}] \quad (62)$$

kde w_x a w_y [$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$] jsou složky rychlosti proudění každé částice tekutiny v dimenzích x a y dvourozměrného systému, kde y náleží vertikální souřadnici a x horizontální. Další limitující předpoklad uvažuje změny tlaku v tekutině natolik nevýrazné, že neovlivní její termodynamické vlastnosti vyjádřitelné pomocí entalpie, měrné tepelné kapacity a hustoty. Nicméně pro přirozenou konvekci je nezbytný vliv vztlakových sil, který je způsoben právě rozdílem hustot. Tento předpoklad tedy říká, že hustota je funkcí pouze teploty $\rho = f_n(T)$ nikoliv však tlaku a její změna také není nijak výrazná. Tyto předpoklady umožňují zapsat rovnici kontinuity jako

$$\frac{\partial w_x}{\partial x} + \frac{\partial w_y}{\partial y} = 0. \quad [\text{s}^{-1}] \quad (63)$$

Změny teploty v tekutině by také neměly ovlivnit její tepelnou vodivost ani viskozitu. Tečné napětí by nemělo způsobovat následný ohřev při pohybu tekutiny. Další zjednodušení spočívá v zanedbání kinetické a potenciální energie, které by měly být nevýrazné ve srovnání s vlivem změn tepelné energie.

4.1.2 Rovnice hybnosti

Za předpokladu existence mezní vrstvy způsobené dvourozměrným stacionárním prouděním nestlačitelné tekutiny podél příčného řezu horizontálně orientovaného povrchu tělesa ve vertikálním směru, kde také působí gravitační zrychlení, je možné dokázat, že gradient tlaku napříč mezní vrstvou ve směru normály plochy je nulový. Tedy může být pro každý element tekutiny s ohledem na výše uvedené limitující předpoklady zapsána pohybová rovnice, tzv. Navier-Stokesova rovnice v podobě

$$w_x \frac{\partial w_x}{\partial x} + w_y \frac{\partial w_y}{\partial y} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \frac{\partial^2 w_y}{\partial x^2} - g. \quad [\text{m}\cdot\text{s}^{-2}] \quad (64)$$

První člen na pravé straně představuje tlakový gradient podél obtékané plochy, definovaný rovnicí (5). Rovnici (64) je pak možné zapsat ve tvaru

$$w_x \frac{\partial w_x}{\partial x} + w_y \frac{\partial w_y}{\partial y} = \left(\frac{\rho_\infty}{\rho} - 1 \right) g + \nu \frac{\partial^2 w_y}{\partial x^2}. \quad [\text{m}\cdot\text{s}^{-2}] \quad (65)$$

Nyní lze první člen na pravé straně přepsat podle základních termodynamických vlastností pro roztažnost tekutiny a s přihlédnutím k uvedeným limitujícím a zjednodušujícím předpokladům

$$\beta = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial T} \Big|_p \equiv \frac{\left(\frac{\rho_\infty}{\rho} - 1 \right)}{(T_\infty - T)}, \quad [\text{K}^{-1}] \quad (66)$$

kde T_∞ [K] může být rovnovážná teplota okolí, resp. teplota okolní tekutiny. Zde je nutné poznamenat, že pro budoucí použití bude uvažována také zněna okolní teploty, tedy formálně by zápis T_∞ měl být $T_\infty(t)$. Jedná se o teplotu tekutiny, která není zasažena teplotní mezní vrstvou. Díky definici v předchozí rovnici je možné rovnici (65) přepsat ve tvaru s objemovou teplotní roztažností a teplotami s gravitačním zrychlením působícím směrem do středu Země

$$w_x \frac{\partial w_x}{\partial x} + w_y \frac{\partial w_y}{\partial y} = -\beta g (T_\infty - T) + \nu \frac{\partial^2 w_y}{\partial x^2}. \quad [\text{m}\cdot\text{s}^{-2}] \quad (67)$$

Okrajové podmínky v mezní vrstvě na povrchu tělesa jsou

$$w_{x;(x=0)} = 0; w_{y;(x=0)} = 0; w_{x;(x=\delta)} = 0, \quad [\text{m}\cdot\text{s}^{-1}] \quad (68)$$

kde δ [m] je tloušťka mezní vrstvy způsobené obtékáním povrchu. Zde je nutné dodat, že tloušťka teplotní mezní vrstvy a tloušťka mezní vrstvy při obtékání povrchu nejsou totožné $\delta_t \neq \delta$. Dále na povrchu tělesa není uvažováno žádné odtržení a rychlosti na povrchu v horizontálním i vertikálním směru jsou nulové. Pohyb okolní tekutiny mimo mezní vrstvu, tedy pro vzdálenost $x \geq \delta$, lze zanedbat.

4.1.3 Energetická rovnice

Podobně jako pro rovnici hybnosti může být zapsána energetická rovnice s přijetím zjednodušujících předpokladů. Diferenciální tvar Fourier-Kirchhoffovy rovnice dvourozměrného stacionárního proudění nestlačitelné tekutiny bez vnitřního zdroje tepla, s konstantní měrnou tepelnou kapacitou a tepelnou vodivostí je

$$w_x \frac{\partial T}{\partial x} + w_y \frac{\partial T}{\partial y} = a \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}, \quad [\text{K}\cdot\text{s}^{-1}] \quad (69)$$

kde a [$\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$] představuje tzv. teplotní vodivost tekutiny, nebo také tepelnou difuzivitu definovanou jako poměr

$$a = \frac{\lambda}{c_p \rho}, \quad [\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}] \quad (70)$$

kde λ [$\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$] je tepelná vodivost tekutiny. Rychlost w_y ve vertikálním směru podél povrchu je způsobena vztakovými silami, které jsou popsány vztahem $[-\beta g (T - T_\infty)]$ v momentové rovnici (67). Z toho plyne, že obě rovnice, energetickou a hybnosti, není možné řešit odděleně.

4.2 Dimenzionální analýza

Aplikace rozměrové analýzy na sledovaný problém pomáhá redukovat počet nezávislých proměnných. Porovnáním počtu proměnných s počtem rozměrů, resp. počtem základních jednotek veličin vstupujících do studovaného problému, je možné získat přehled o počtu podobnostních čísel, které děj popisují.

4.2.1 Nusseltovo číslo

Porovnáním tepla odvedeného vedením (kondukcí) z povrchu tělesa okolní tekutinou s teplem, odvedeným pohybující se tekutinou vyjádřeným pomocí součinitele přestupu tepla α [$\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$] získáme rovnici

$$-\lambda \left. \frac{\partial T}{\partial n} \right|_{n=0} = \alpha (T_w - T_\infty), \quad [\text{W}\cdot\text{m}^{-2}] \quad (71)$$

kde n [m] je nyní obecná souřadnice ve směru normály povrchu obtékaného tělesa. V tomto případě je použití Fourierova zákona vodivosti pro tekutinu na místě, neboť se tekutina na povrchu tělesa nepohybuje ve směru tepelného toku, tedy ve směru normály povrchu. Rovnice (71) sice vypadá jako Fourierova okrajová podmínka třetího druhu, ale ve skutečnosti není. Jedná se o definici součinitele přestupu tepla α uvnitř tekutiny a není použita jako známá informace na stěně. Tato rovnice může být přepsána pro kruhový průřez příčně obtékaného válce s charakteristickým rozměrem průměru D do tvaru

$$\left. \frac{\partial \left(\frac{T_w - T}{T_w - T_\infty} \right)}{\partial \left(\frac{n}{D} \right)} \right|_{\frac{n}{D}=0} = \frac{\alpha D}{\lambda} = Nu_D, \quad [-] \quad (72)$$

kde Nu_D je bezrozměrné Nusseltovo číslo, jehož fyzikální význam lze zapsat jako poměr D/δ_t . Z pohledu přenosu tepla a hmoty lze výraz formulovat jako poměr tepla přeneseného konvekcí mezi tekutinou a tělesem k teplu přenesenému kondukcí [1]. Na levé straně rovnice (72), v čitateli, je zápis bezrozměrné teploty podobný rovnici (14), kam ale vstupují jiné teploty.

4.2.2 Prandtlovo číslo a Buckinghamův teorém

Je-li rovnice hybnosti pro dvourozměrné stacionární proudění nestlačitelné tekutiny uvažována bez vlivu vztahových sil a platí-li pro nucenou konvekci s rychlostí volného proudu w_∞ ve vertikálním směru osy y , definovanou pomocí bezrozměrné rychlosti (w_y/w_∞), je možné rovnici (64) zapsat do tvaru

$$w_x \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{w_y}{w_\infty} \right) + w_y \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{w_y}{w_\infty} \right) = \nu \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(\frac{w_y}{w_\infty} \right). \quad [s^{-1}] \quad (73)$$

Do energetické rovnice (69) je možné dosadit vtaž pro bezrozměrnou teplotu T_w^* použitý v rovnici (72)

$$T_w^* = \frac{T_w - T}{T_w - T_\infty}. \quad [-] \quad (74)$$

Energetická rovnice pro nestlačitelnou tekutinu zapsaná s využitím bezrozměrné teploty podle vztahu (74) přejde do tvaru

$$w_x \frac{\partial}{\partial x} T_w^* + w_y \frac{\partial}{\partial y} T_w^* = a \frac{\partial^2}{\partial x^2} T_w^*. \quad [s^{-1}] \quad (75)$$

Je patrné, že rovnice (73) a (75) jsou téměř identické, jediným rozdílem je použití kinematické viskozity v rovnici hybnosti a teplotní vodivosti v energetické rovnici. Porovnáním obou rovnic je definované tzv. Prandtlovo číslo Pr

$$Pr = \frac{\nu}{a}. \quad [-] \quad (76)$$

Prandtlovo bezrozměrné číslo ukazuje poměr viskózní difuzivity a teplotní vodivosti (difuzivity tepla). Jedná se o materiálové číslo a jeho hodnota závisí pouze na termodynamických vlastnostech tekutiny. Je-li Prandtlovo číslo rovno jedné, znamená to, že je $\nu = a$ z čehož plyne, že v takovém případě je tloušťka mezní vrstvy způsobená konvekcí a teplotní mezní vrstva stejná, $\delta = \delta_t$.

Hlavní úlohou při sledování přirozené konvekce na vnější straně stěny tělesa ponořeného do tekutiny je stanovení součinitele přestupu tepla α v daném místě na stěně, nebo její střední hodnoty na sledované ploše. Z výše uvedených rovnic vyplývá, že hodnota součinitele přestupu tepla je závislá na následujících proměnných

$$\alpha = fn(\lambda; |T_w - T_\infty|; L; \nu; a; g; \beta). \quad [-] \quad (77)$$

Je zde tedy osm proměnných pro čtyři základní jednotky [W], [m], [s], [°C] resp. [K]. S využitím Buckinghamova π -teorému vyplývá nutnost čtyř až osmi bezrozměrných čísel pro popis chování tekutiny, tedy další dvě mimo už zavedená Nusseltova a Prandtlova čísla [1]

$$\Pi_3 \equiv \frac{L^3}{\nu^2} |g|, \quad [-] \quad (78)$$

$$\Pi_4 \equiv \beta |T_w - T_\infty| = \beta \Delta T, \quad [-] \quad (79)$$

kde první rovnice pro Π_3 charakterizuje význam vztahových sil vztažených k viskózním silám a Π_4 teplotní roztažnost tekutiny. Tato čísla nenesou jména slavných osobností, ale často se objevují v součinu nesoucím jméno německého inženýra, profesora aplikované mechaniky Franze Grashofa, Grashofovo číslo $Gr = \Pi_3 \Pi_4$, uvedeném rovnicí (9). Další frekventovaně používanou proměnnou dimenzionální analýzy je Rayleighovo číslo Ra , jako výsledek součinu Gr a Pr . Nusseltovo číslo se potom vyskytuje jako funkce

$$Nu = fn (Gr; Pr), \quad [-] \quad (80)$$

$$Nu = fn (Ra; Pr). \quad [-] \quad (81)$$

Rayleighovo číslo a Grashofovo číslo zde vystupují jako primární parametr, podle něž je možné stanovit charakter proudění kolem povrchu tělesa, zatímco Prandtlovo číslo je zde sekundárním parametrem, a ačkoliv jeho vliv může být výrazný, jeho hodnota vypovídá pouze o fyzikálních vlastnostech tekutiny, nikoliv o charakteru proudění.

4.3 Experimentální studie přestupu tepla z povrchu horizontálního válce přiřozenou konvekcí

Volná konvekce kolem tělesa komplexního tvaru přináší řadu problémů, neboť úhel mezi vektorem gravitace a tečnou libovolného bodu na ploše tělesa se mění podél směru proudění tekutiny. Obtékání horizontálně orientovaného válce takový problém přináší, ale protože se v praxi často vyskytuje, byl vyšetřován různými autory a v široké škále parametrů. Nicméně úloha analytického řešení lokálního součinitele přestupu tepla je velmi obtížná, a dokonce i pomocí numerických metod přináší poměrně významné výpočetní problémy při řešení kompletní energetické a pohybové rovnice, které není možné řešit separátně, jak již bylo uvedeno výše, a výsledky často nelze zobecnit. V dnešní době existuje celá řada různých přístupů k řešení problematiky volné konvekce na horizontálním válci a v této části jsou vybrány některé z častěji používaných.

Jako výsledek velikého množství dat získaných experimentálním vyšetřováním byl vytvořen soubor vzorců doporučených pro výpočet součinitele přestupu tepla z dlouhého horizontálního válce ve velkém rozsahu Rayleighova čísla (Morgan a Collis – Williams, 1954) [32], [33]

$$Nu_D = 0,675 Ra_D^{0,058}; Ra_D = 10^{-10} \div 10^{-2}, \quad [-] \quad (82)$$

$$Nu_D = 0,675 Ra_D^{0,148}; Ra_D = 10^{-2} \div 10^2, \quad [-] \quad (83)$$

$$Nu_D = 0,675 Ra_D^{0,188}; Ra_D = 10^2 \div 10^4, \quad [-] \quad (84)$$

$$Nu_D = 0,675 Ra_D^{0,25}; Ra_D = 10^4 \div 10^7, \quad [-] \quad (85)$$

$$Nu_D = 0,675 Ra_D^{0,333}; Ra_D = 10^7 \div 10^{10}, \quad [-] \quad (86)$$

kde Ra_D je Rayleighovo číslo s charakteristickým rozměrem stanoveným pro průměr horizontálního válce. V uvedených rovnicích jsou všechny potřebné parametry získány pro průměrnou teplotu mezi střední hodnotou teploty sledovaného povrchu a teplotou okolní tekutiny, nezasažené teplotní mezní vrstvou. Vzhledem k danému rozsahu a jeho vhodnosti pro pozdější použití byla vybrána pouze rovnice (85) k další studii.

Pro laminární volnou konvekci kolem povrchu dlouhého válce s konstantní teplotou byla autory Fand, Morris a Lum v roce 1977 [34] empiricky definována závislost

$$Nu_D = 0,474 Ra_D^{0,25} Pr^{0,47}, \quad [-] \quad (87)$$

v rozsahu pro $Ra_D = 3 \cdot 10^2 \div 2 \cdot 10^7$ a $Pr = 0,7 \div 3090$. Autoři Brdlik a Kuptsova v roce 1977 [35] definovali podobnou závislost v jiném rozsahu obou čísel jako

$$Nu_D = 0,375 Ra_D^{0,25} Pr^{0,125}, \quad [-] \quad (88)$$

pro $Ra_D = 7,1 \cdot 10^4 \div 10^8$ a $Pr = 0,01 \div 100$ a dále obdobně pro čistě laminární režim s konstantním tepelným tokem z povrchu horizontálního válce

$$Nu_D = 0,563 Ra_D^{0,2} Pr^{0,04}, \quad [-] \quad (89)$$

pro $Gr_D = 10^3 \div 10^8$ a $Pr = 0,01 \div 100$. Použitím metody tenkých mezních vrstev podle Raithbyho a Hollandse, (1976) [36] pro Rayleighovo číslo $Ra_D > 10^2$ tedy pro laminární i turbulentní proudění kolem horizontálního válce s konstantní teplotou povrchu byly získány následující závislosti [36]

$$Nu_D^{3,337} = \left[2/\ln \left(1 + \frac{\pi}{1,294^{3/4}} X_1 Ra_D^{0,25} \right) \right]^{3,337} + \left(0,72 X_2 Ra_D^{1/3} \right)^{3,337}, \quad [-] \quad (90)$$

kde X_1 a X_2 jsou faktory závislé na Prandtlově čísle, první je funkční závislost a druhý faktor je volen podle velikosti Prandtlova čísla

$$X_1 = 0,5 \left[1 + \left(\frac{0,49}{Pr} \right)^{9/16} \right]^{-4/9}, \quad [-] \quad (90)$$

$$X_2 = [0,14 Pr^{0,084}; 0,15]. \quad [-] \quad (91)$$

Ve faktoru X_2 se volí levá část v případě, že $0,14 Pr^{0,084} \leq 0,15$ a pravá část v případě $0,14 Pr^{0,084} > 0,15$.

Průměrné Nusseltovo číslo na průměru válce počítané integrální metodou (Jaluria, 1980) [37] platné pro všechny Prandtlovo čísla, může být získáno podle následujícího vztahu

$$Nu_D = F(Pr) (Gr_D Pr)^{1/4}, \quad [-] \quad (91)$$

pro rozsah Grashofova čísla $Gr = 10^5 \div 10^{12}$ a $F(Pr)$ představuje funkční závislost Prandtlava čísla a podle různých autorů [38], [39], [40], [41], [42] a [43] je

$$F(Pr) = [Pr / (4 + 9Pr^{1/2} + 10Pr)]^{1/5}. \quad [-] \quad (92)$$

Poměrně komplexní řešení, nicméně s dobrými výsledky je podle autorů Churchill a Chu (1975) [44] pro opravdu široký rozsah Rayleighova čísla $Ra_D \geq 10^{-6}$, tedy pro laminární i turbulentní proudění a pro všechna Prandtlava čísla

$$Nu_D = \left[0,6 + \frac{0,378 Ra^{1/6}}{[1 + (0,559/Pr)^{9/16}]^{8/27}} \right]^2. \quad [-] \quad (93)$$

Od stejných autorů je pouze pro laminární proudění v rozsahu $Ra_D = 10^{-6} \div 10^9$ je Nusseltovo číslo

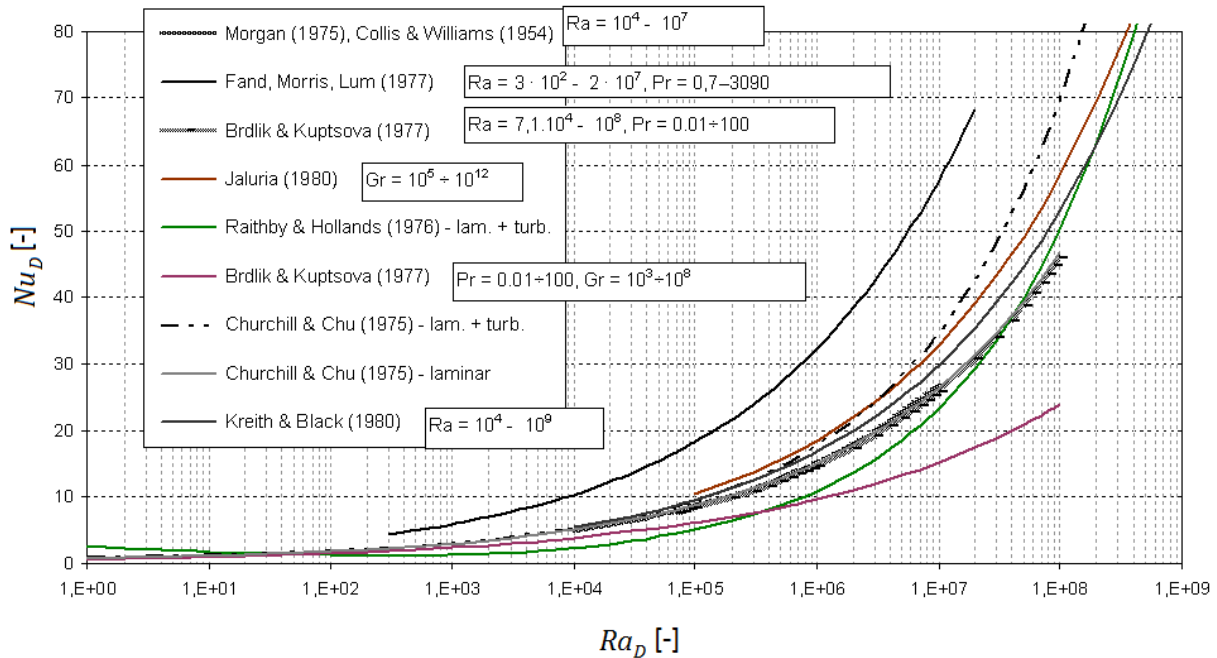
$$Nu_D = 0,36 + \frac{0,518 Ra^{1/4}}{[1 + (0,559/Pr)^{9/16}]^{4/9}}. \quad [-] \quad (94)$$

Poslední a neméně důležitý přístup uvedený v tomto textu je pro laminární proudění kolem horizontálního válce v rozsahu Rayleighova čísla $Ra_D = 10^{-4} \div 10^9$ podle autorů Kreith a Black (1980) [45] v podobě

$$Nu_D = 0,53 Ra^{0,25}. \quad [-] \quad (95)$$

Experimentální studie přestupu tepla z horizontálně orientovaného válce od různých autorů přinášejí odlišné výsledky v odlišných podmínkách. Zde je nutné dodat, že z výše uvedených přístupů pouze rovnice (89) od autorů Brdlik a Kuptsova počítá s konstantním tepelným tokem z povrchu tělesa. U ostatních autorů se pro výpočet používá konstantní teplota povrchu, která může vnést do problematiky určitou nepřesnost, zejména při studiu kapalin, kdy se teplota bude výrazněji měnit podél křivkové souřadnice na vnějším obvodu. Dále je nutné poznamenat, že uvedené vztahy byly zjišťovány pro zcela otevřený prostor v okolí válce a všechny potřebné parametry v závislosti na průměrné teplotě mezi střední teplotou povrchu a teplotou tekutiny mimo mezní vrstvu.

Jednotlivé funkční závislosti Nusseltova čísla jako funkce Rayleighova čísla dle vybraných autorů jsou viditelné v grafu na obrázku 17.



Obrázek 17: Výsledky experimentálního šetření přirozené konvekce na povrchu horizontálního válce vybraných autorů pro bezrozměrné Nusseltovo číslo.

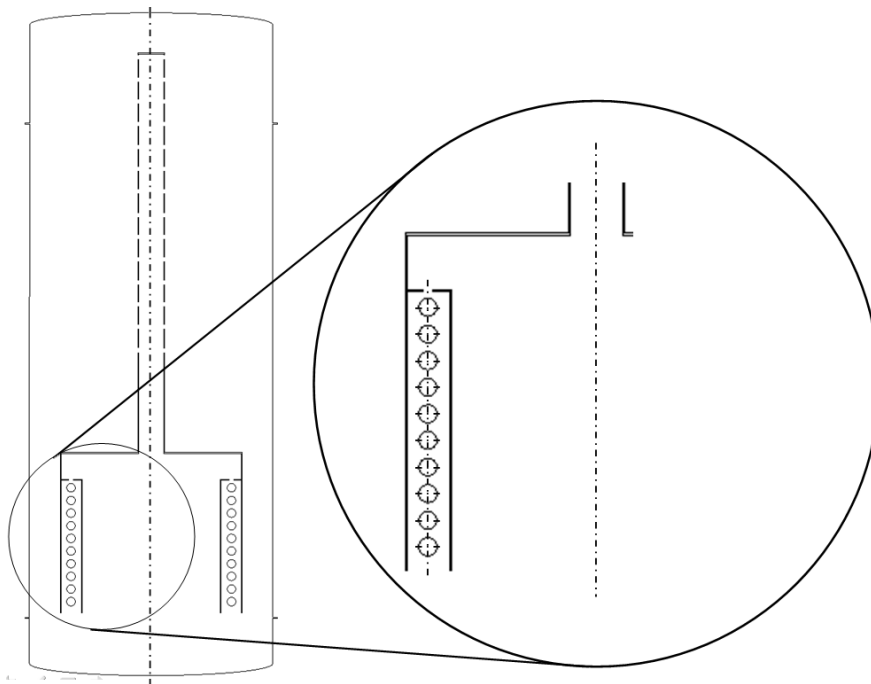
V grafu na obrázku 17 je patrná shoda v případech Brdlik a Kuptsova (88) [35], Morgan (1954) a Collis – Williams (85) [32], [33] a konečně Churchill - Chu – laminární režim [44] (94). Z těchto tří závislostí byla vybrána rovnice (93) pro další porovnání.

4.4 Numerické vyšetřování konkrétní problematiky pomocí CFD

V reálných případech působí na proudění tekutiny kolem tělesa mnoho faktorů, které mají vliv na stanovení součinitele přestupu tepla. K vyšetřování složitějších případů se s výhodou používá nástrojů CFD (Computational Fluid Dynamics). V této části je popsán reálný případ obtékání horizontálního válce řešený pomocí CFD.

4.4.1 Fyzikální model a jeho vlastnosti

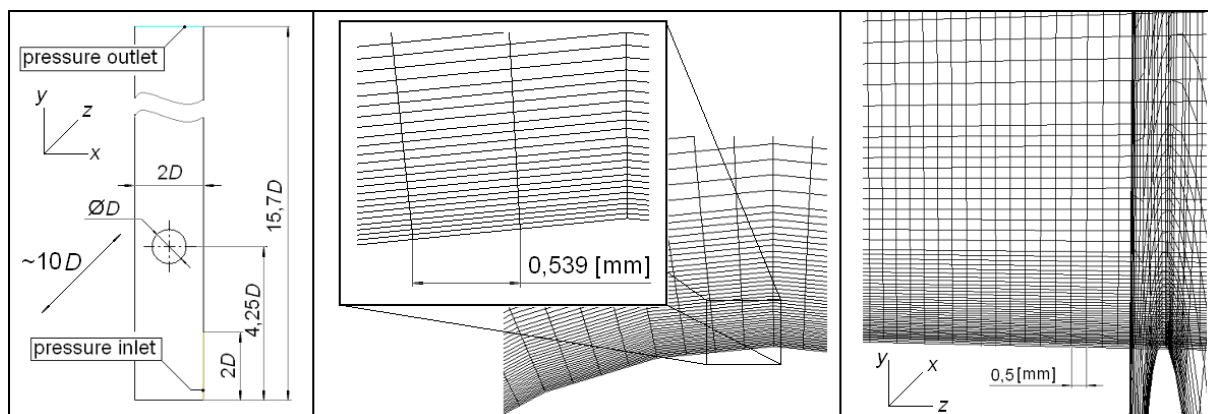
Fyzikální model představující reálný problém je umístěn v gravitačním poli definovaným gravitačním zrychlením $g \approx -9,81 \text{ [m}\cdot\text{s}^{-2}]$ působícím ve vertikálním směru osy y . Strukturovaná síť, která rozměry odpovídá experimentálnímu zařízení je vytvořena ve třech dimenzích kartézského souřadného systému. Model reprezentuje spodní část stratifikační vestavby s omezením prostoru v okolí trubkového výměníku. Jedná se o ideu převzatou z úkolu optimalizace konstrukce a rozměrů stratifikační vestavby, řešenou na Katedře energetických zařízení. Náhled na řešenou problematiku je na obrázku 18.



Obrázek 18: Ukázka řešení konkrétního případu stratifikační vestavby, který posloužil jako námět další studii přirozené konvekce v okolí horizontálně uloženého válce ve vodním prostředí.

Kvůli zjednodušení byl uvažován samostatný horizontální válec uložený ve vodním prostředí v omezeném prostoru. Původní a hlavní idea směřovala k variantě samostatného topného tělesa (například elektrické topné patrony), která by byla umístěna v konstrukčně podobné zástavbě. Jelikož stanovení Nusseltova čísla má zásadní vliv na zjištění výkonu a řada autorů se zabývala studiem proudění ve volném prostředí, bylo přistoupeno ke studiu volné konvekce kolem horizontálního válce v limitovaném okolí. Základní geometrie s okrajovými podmínkami je zobrazena na obrázku 19, vlevo. Jako volitelný parametr byl vybrán průměr válce D , k jehož velikosti jsou vztaženy ostatní rozměry.

Uprostřed a vpravo obrázku 19 je pohled na síť v bezprostředním okolí válce, kde je očekáván výskyt teplotní a hybnostní mezní vrstvy. Údaje o rozměrech jsou vybrány pro průměr válce $D = 22$ [mm].



Obrázek 19: Levá část – základní geometrie modelu s okrajovými podmínkami vztážená na průměr válce D , který byl vybrán jako variabilní parametr. Střední a pravá část – náhled na síť v bezprostředním okolí válce, kde lze očekávat výskyt mezních vrstev. Údaje o rozměrech jsou vybrány pro průměr válce $D = 22$ [mm].

Tekutina vyplňující sledovaný prostor je simulována nestlačitelnou kapalinou s konstantní tepelnou vodivostí $\lambda_f = 0,6$ [$\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$], měrnou tepelnou kapacitou $c_p = [4182 \text{ J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}]$ a dynamickou viskozitou $\mu = 0,001003$ [$\text{Pa}\cdot\text{s}$]. Hustota vody je definována jako polynommická regresní funkce absolutní teploty pro rozsah teplot $273,15 \text{ K} \leq T \leq 343,15 \text{ K}$, získaná podle korelačních rovnic termodynamických vlastností vody a vodní páry při tlaku 0,1 MPa pro specifickou Gibsovu energii, měrný objem a izotermické derivace měrného objemu při dodržení podmínky uvedeného tlaku podle IAPWS [2] jako

$$\rho(T) = 2,55076 \cdot 10^{-5} T^3 - 2,76915 \cdot 10^{-2} T^2 + 9,45537 T - 3652627. \quad [\text{Kg}\cdot\text{m}^{-3}] \quad (96)$$

4.4.1.1 Okrajové a počáteční podmínky

V modelu se vyskytuje vstupní a výstupní okrajová podmínka, na které je definován nulový tlakový gradient s teplotou odpovídající počáteční teplotě výpočtu 293,15 K. Na počátku výpočtu byl model uveden do klidového stavu při tlaku 98 kPa pro všechny uvažované varianty. Na povrchu válce byl definován konstantní tepelný tok, vnější hranice sledované oblasti byly uvažovány zcela adiabatické. V tabulce 5 jsou uvedeny konstantní tepelné toky zadané jako okrajová podmínka pro různé průměry na povrchu válce a pro získání přibližné hodnoty ΔT .

Tabulka 5.: Hodnoty konstantních tepelných toků zadaných jako okrajové podmínky na povrchu obtékaného válce pro přibližné hodnoty ΔT a odlišné parametry modelu D .

Tepelný tok [W·m ⁻²]		ΔT [K]					
		0,5	2	5	10	20	40
D [mm]	20	122,4	696,4	5464	5464	12692	30262
	22	119,6	680,0	5160	5160	12393	29550
	35	106,5	605,5	4595	4595	11035	26311
	50	97,4	553,8	4345	4345	10094	24067

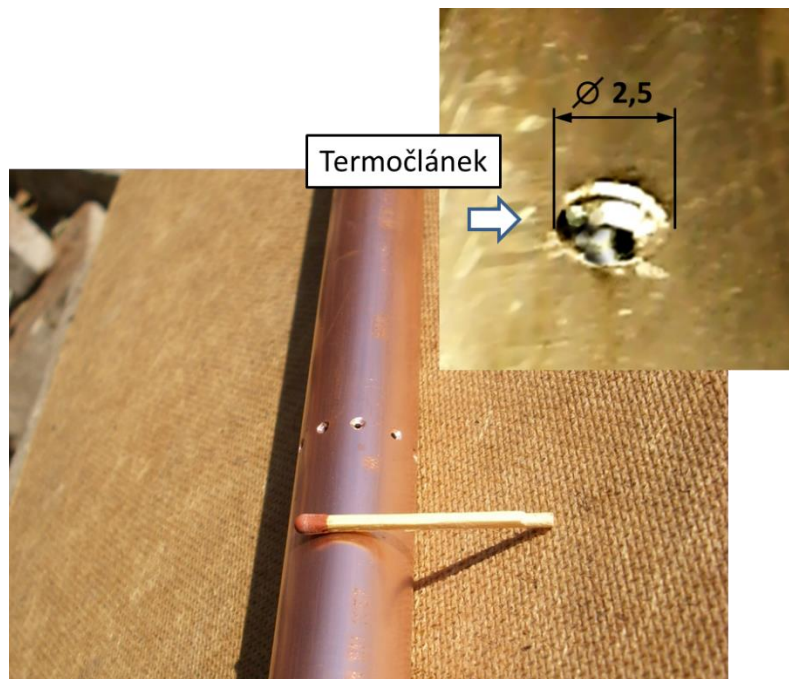
Přibližné hodnoty výkonů jsou stanoveny pro teoretickou hodnotu teploty na povrchu, která by se objevila při tepelném toku šířícím se zcela rovnoměrně do všech stran. Na základě této teoretické hodnoty byl zadán do CFD konstantní tepelný tok, uvedený v tabulce. Výsledná střední teplota povrchu se liší od teoretické teploty použité pro stanovení tepelného toku.

4.5 Experimentální stanovení součinitele přestupu tepla na horizontálním válci

Numerická a analytická studie přirozené konvekce tekutiny kolem povrchu tělesa s odlišnou teplotou dává poměrně dobré výsledky. Nicméně, jak již bylo uvedeno v předchozí části, získání kriteriálních rovnic pro přenos tepla a hmoty při příčném obtékání horizontálního válce není snadná úloha a většina parametrů je stanovena experimentálním šetřením. Protože se tato studie zabývá zcela konkrétním případem konstrukce, bylo přistoupeno k experimentu, při kterém byl využit model stratifikační vestavby určený pro vizualizaci proudění metodou PIV a LIF v okolí povrchu horizontálního válce [46].

4.5.1 Základní geometrie modelu a provedení

Na obrázku 20 je naznačena základní geometrie použitého experimentálního zařízení. Pro ohřev tekutiny horizontálním válcem byla použita měděná trubka odpovídající normě EN 1057 o průměru 22 mm a síle stěny 1 mm, tepelné vodivosti 385 W·m⁻¹·K⁻¹. Do vnitřní části válce po celé jeho délce byla zavedena trubka průměru 11 mm pro odvod topné kapaliny.



Obrázek 21: Otvory pro zaletování konců termočlánekových vedení a detail umístění termočláneku v povrchu válce.



Obrázek 22: Trubka průměru 22 mm se zabudovanými deseti termočláneky po obvodu ve středové části a detailní pohled na zabroušenou část.

Zaletování konců termočlánků vytvoří z pohledu vedení tepla téměř dokonalý styk s materiálem válce. Nicméně měření v takovém případě nepřináší přesné lokální hodnoty z vnější strany, ale spíše jakousi střední hodnotu z blízkého okolí měřicího místa, a to z celé síly materiálu trubky. Na druhou stranu, vzhledem k velmi dobré tepelné vodivosti mědi a vzhledem k poměrně malé tloušťce stěny 1 mm, lze vliv zmíněných faktorů brát za nevýrazný. I s přihlédnutím k tepelné vodivosti použité pájky, která je cca. 7krát nižší než mědi, je takové řešení výhodnější než umístění termočlánků z vnější strany měřeného válce. V takovém případě by byla ovlivněna mezní vrstva na vnějším povrchu.

4.5.2 Použitá zařízení a princip měření

Hlavní částí experimentu byla nádrž o objemu čtyřiceti litrů vytvořená z tvrzeného PMMA s hustotou $1180 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ a tepelnou vodivostí $0,19 \text{ W}\cdot\text{K}^{-1}$, obrázek 23.



Obrázek 23: Experimentální zařízení pro studii součinitele přestupu tepla na povrchu horizontálního válce. Materiál, tvrzený PMMA, byl vybrán pro ověření výsledků pomocí PIV a LIF [46].

Všechny použité termočlánky zapojené do konkrétních portů měřících přístrojů byly před zaletováním konců vedení kalibrovány na přesnost jedné desetiny stupně pomocí kalibrační pece AMETEK-Jofra. Kalibrace byla provedena pro rozsah teplot $25 \div 90$ °C v deseti bodech. K měření teploty vody vstupující do sledované oblasti byl použit kalibrovaný ponorný odporový teploměr Pt 100 a dále dva samostatné izolované termočlánky. Pro snímače měření povrchové teploty válce a okolního prostředí byl použit měřící systém Dewetron DEWE5000.

Ke stanovení celkového tepelného výkonu odváděného volnou konvekcí z povrchu válce byla měřena vstupní a výstupní teplota topné kapaliny v osách vyústek válce, jak je ukázáno na obrázku 20. Hodnoty teploty byly získávány přesnými teploměry Pt 100 s citlivostí 0,01 K zasahujících do středu vyústek. Kalibrace těchto odporových teploměrů byla provedena v několika bodech na hodnotu 0,02 K, ale výsledná přesnost je stanovena nižší, na hodnotu 0,05 K. Důvodem je přesnost ostatních zařízení a použitých snímačů. Teploměry byly napojeny na univerzální měřící systém Almemo 2590. Průtok topné kapaliny byl v průběhu měření porovnáván rotametrem od firmy OMEGA. Jako zdroj tepelné energie byl použit kalorimetr HAAKE K35, jehož teplota lázně byla kontrolována rtuťovým teploměrem s dělením půl desetiny stupně.

5 Analýza získaných výsledků

Analýza výsledků je v této části rozdělena pro nabíjení a vybíjení zásobníku přímým vtokem a pro studium přirozené konvekce v okolí povrchu horizontálního válce.

5.1 Přímě nabíjený a vybíjený zásobník

Experimentální studie přímého nabíjení zásobníku byla provedena vtokem topné a chladící vody přímo do objemu nádrže. Měření bylo provedeno pro devět režimů nabíjení v horní části nádrže horizontálním vstupem a další čtyři režimy nabíjení vertikálním vstupem orientovaným směrem ke dnu nádrže. Režim nabíjení byl doplněn měřením vybíjení horizontálním vstupem ve spodní části nádrže, jak je popsáno výše. Před každým měřením byl celý objem zásobníku důkladně promíchán, aby byla teplota podél vertikální osy zásobníku konstantní a bylo možné určit počáteční teplotu jako konstantní hodnotu.

5.1.1 Hlavní výsledky měření a identifikace provozních režimů

Základní parametry měření nabíjení horizontálním a vertikálním vstupem a vybíjení zásobníku jsou shrnuty v tabulce 6. V levém sloupci tabulky jsou referenční hodnoty měření, přibližný průtok a použitý výkon, sloužící k rychlé orientaci a k identifikaci procesu. V pravé části tabulky jsou uvedeny přesnější specifikace procesů, jako jsou teplota vstupní vody, počáteční teplota promíchaného zásobníku, průtok a reakční čas měření, což je okamžik, kdy se poprvé změní teplota vody vytékající z nádrže. Další v pořadí jsou uvedeny výsledky získané penetrační hloubky. Ke snadnějšímu přiřazení provozních režimů měření s výsledky jiných autorů jsou zde Richardsonova čísla vztažená ke vstupnímu průměru přímého vtoku Ri a Richardsonova čísla vztažená k odlehlosti vstupů Ri^* tak, jak je použil Sliwinski v roce 1980 [31]. Všechna uvedená data spolu s informací o velikosti objemu vody, která se účastní procesů při akumulaci tepelné energie, jsou nezbytná pro porovnání získaných výsledků s výsledky jiných autorů.

Tabulka 6.: Hlavní parametry při experimentálním šetření nabíjení a vybíjení akumulčního zásobníku.

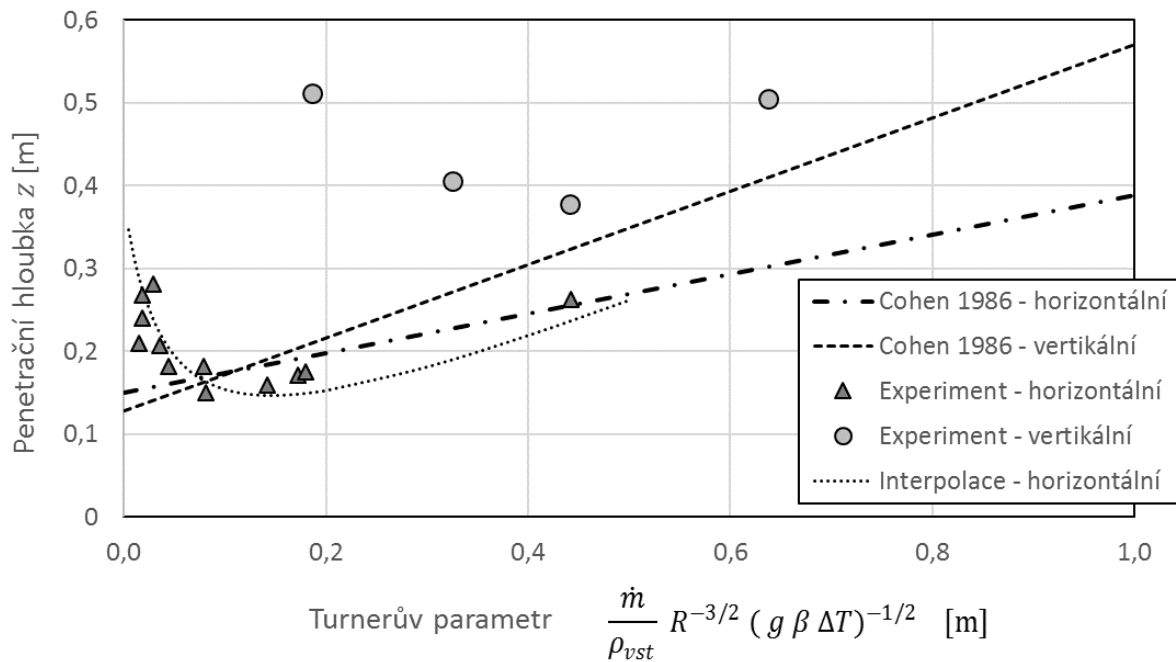
Referenční hodnota měření	Vstupní teplota [°C]	Počáteční teplota [°C]	\dot{m} [kg·s ⁻¹]	t_r [h]	z [m]	Ri [-]	Ri^* [-]
Horizontální vstup – nabíjení – (objem 0,910 [m ³])							
400 [l/h]; 11 [kW]	42,5	17,2	0,105	2,072	0,159	0,371	14,9
400 [l/h]; 7,5 [kW]	34,9	16,1	0,103	2,105	0,171	0,252	10,1
400 [l/h]; 3 [kW]	21,8	18,0	0,097	2,150	0,221	0,038	1,5
200 [l/h]; 11 [kW]	74,5	20,3	0,046	4,723	0,147	5,901	237,5
200 [l/h]; 7,5 [kW]	58,1	18,7	0,045	4,685	0,182	3,774	151,9
200 [l/h]; 3 [kW]	37,1	20,9	0,048	4,597	0,151	1,127	45,4
100 [l/h]; 4,5 [kW]	71,1	21,5	0,018	11,378	0,210	33,776	1359,7
100 [l/h]; 3 [kW]	58,5	19,8	0,018	11,123	0,240	23,064	928,5
100 [l/h]; 1,5 [kW]	37,4	21,5	0,017	11,813	0,281	8,949	360,3
Vertikální vstup – nabíjení - (objem 0,808 [m ³])							
400 [l/h], 12 [kW]	41,7	16,2	0,111	1,139	0,505	0,0027	0,24
300 [l/h], 11 [kW]	46,1	15,0	0,087	1,678	0,378	0,0057	0,50
200 [l/h], 7 [kW]	43,5	15,3	0,060	2,361	0,405	0,0105	0,93
100 [l/h], 4 [kW]	44,2	17,6	0,034	3,667	0,512	0,0319	2,82
Horizontální vstup – vybíjení - (objem 0,880 [m ³])							
400 [l/h], 9 [kW]	13,7	35,0	0,112	1,763	0,175	0,232	8,6
200 [l/h], 4 [kW]	19,5	39,0	0,051	3,842	0,182	1,192	44,0
100 [l/h], 3 [kW]	20,1	56,6	0,018	9,911	0,268	21,920	809,3

5.1.2 Porovnání hlavních výsledků s dalšími autory

Většina výsledků získaných experimentálním šetřením leží v oblasti pro Turnerův parametr menší než 0,4 m, což bylo autory Cohen a O'Callaghan [30] označeno za nízké průtoky, ačkoliv ve své studii nestanovili žádné přesné hranice pro nízké průtoky. Autoři provedli širokou škálu měření pro velký rozsah průtoků a teplot. Výsledkem jejich studie byla lineární interpolace Turnerova parametru a penetrační hloubky. Řešení hledali podle rovnice (49) pro Turnerův parametr ve tvaru

$$z = X_1 + X_2 \frac{\dot{m}}{\rho_{vst}} R^{-3/2} (g \beta \Delta T)^{-1/2}. \quad [m] \quad (97)$$

Konstanty X_1 a X_2 jsou v rovnici (97) autory Cohen a O'Callaghan stanoveny jako $X_1 = 0,15$ a $X_2 = 0,238$ pro horizontální vstup a pro vertikální vstup $X_1 = 0,128$ a $X_2 = 0,442$, viz obrázek 24. Ačkoliv provedli většinu měření pro Turnerův parametr menší než jedna, některé jejich výsledky přesahovaly hodnotu čtyři. Jejich lineární interpolace pak velmi dobře odpovídá výsledkům Turnerova parametru větším než jedna. Na druhou stranu systémy s nižšími průtoky se jeví výhodnější z pohledu ukládání tepelné energie díky nižší degradaci tepelné energie, způsobené mícháním vtékajícího proudu vody s objemem nádrže v blízkosti vtoku. Ve výsledcích autorů Cohen a O'Callaghan je dobře patrný pokles penetrační hloubky do hodnoty Turnerova parametru 0,4 m pro vertikální vstupy a pro horizontální vstupy do Turnerova parametru 0,2 [30].

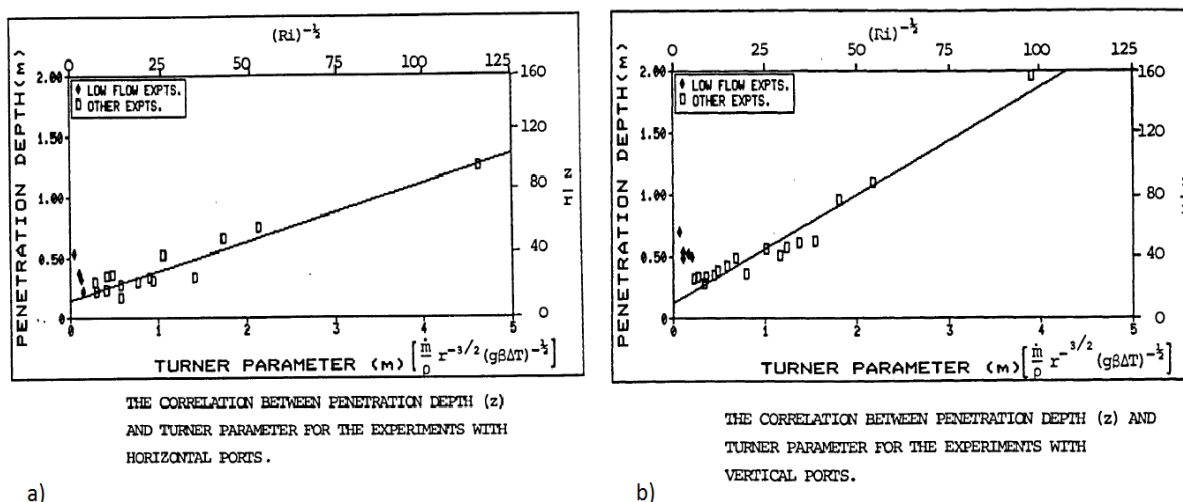


Obrázek 24: Penetrační hloubka v závislosti na Turnerově parametru ve srovnání s výsledky autorů Cohen a O'Callaghan [30].

V grafu na obrázku 24 jsou vyneseny výsledky experimentálního šetření nabíjení a vybíjení akumulární nádrže s přímým horizontálním a vertikálním vtokem. Odlišná geometrie vtoků má za následek odlišné chování vstupující tekutiny, které je z grafu patrné na první pohled. Výsledky ukazují, že vliv vertikálního vtoku na velikost penetrační hloubky je větší než v případě horizontálního

uspořádání. Měření s vertikálním vtokem však byla provedena jen čtyři a není proto možné vynášet obecnější závěry. V grafu jsou výsledky porovnány s lineární interpolací publikovanou autory Cohen a O'Callaghan [30] v roce 1986 pro vertikální i horizontální vtoky. Data na levé straně grafu odpovídající malým průtokům ukazují větší penetrační hloubku, než je možné očekávat u idealizovaného případu. V tabulce 6 jsou tyto nejmenší průtoky označeny referenčním průtokem 100 l/h, což ale ve skutečnosti byla hodnota ještě nižší. U pomalých dějů je možné očekávat vliv tepelné vodivosti vody a stěn nádrže, což Turnerův parametr, s přijetím zjednodušujících předpokladů, nepostihuje. Z toho lze usuzovat, že se ve skutečnosti nejedná o měření penetrační hloubky v pravém slova smyslu, a že kinetická energie vstupujícího proudu není jediným parametrem ovlivňujícím kvalitu ukládání tepelné energie.

Velmi podobný vývoj výsledků je možné pozorovat také v práci zmíněných autorů Cohen a O'Callaghan [30], jak je znázorněno na obrázku 25.



Obrázek 25: Výsledky penetrační hloubky autorů Cohen a O'Callaghan v závislosti na Turnerově parametru - Cohen a O'Callaghan, 1984 [30].

V krajním případě, kdy by bylo žádoucí provést interpolaci dat pro nízká čísla Turnerova parametru, bylo by možné využít například racionální funkce. Racionální funkce je ovšem podíl dvou mnohočlenů a pro jednoduchost je vhodné Turnerův parametr označit jako jednu proměnou. V této práci bylo zvoleno písmeno řecké abecedy psi, ψ . Turnerův parametr je tedy

$$\psi = \frac{\dot{m}}{\rho_{vst}} R^{-3/2} (g \beta \Delta T)^{-1/2}. \quad [m] \quad (98)$$

Hledaná racionální funkce pro interpolaci dat měření nabíjení a vybíjení horizontálním vtokem je např.

$$z = \frac{X_{T1} \psi^2 + X_{T2}}{X_{T3} \psi + X_{T4}}, \quad [\text{m}] \quad (99)$$

kde X_{T1} až X_{T4} [-] jsou hledané koeficienty obou polynomů racionální funkce. Využitím metody nejmenších čtverců, lze koeficienty stanovit již po několika přiblíženích jako $X_{T1} = 2,069$, $X_{T2} = 0,071$, $X_{T3} = 4,123$ a $X_{T4} = 0,184$. Racionální funkce pro data z horizontálního vtoku v rozsahu Turnerova parametru $0,013 < \psi < 0,45$ vynesena v grafu na obrázku 24 má tvar

$$z = \frac{2,069 \psi^2 + 0,071}{4,123 \psi + 0,184}. \quad [\text{m}] \quad (100)$$

Vhodnost takové funkce je ale diskutabilní. Použití Turnerova parametru jako proměnné další funkce není přínosem, pokud by nebylo žádoucí odhadnutí penetrační hloubky na základě velikosti vstupní teploty a průtoku pro uvedený experiment.

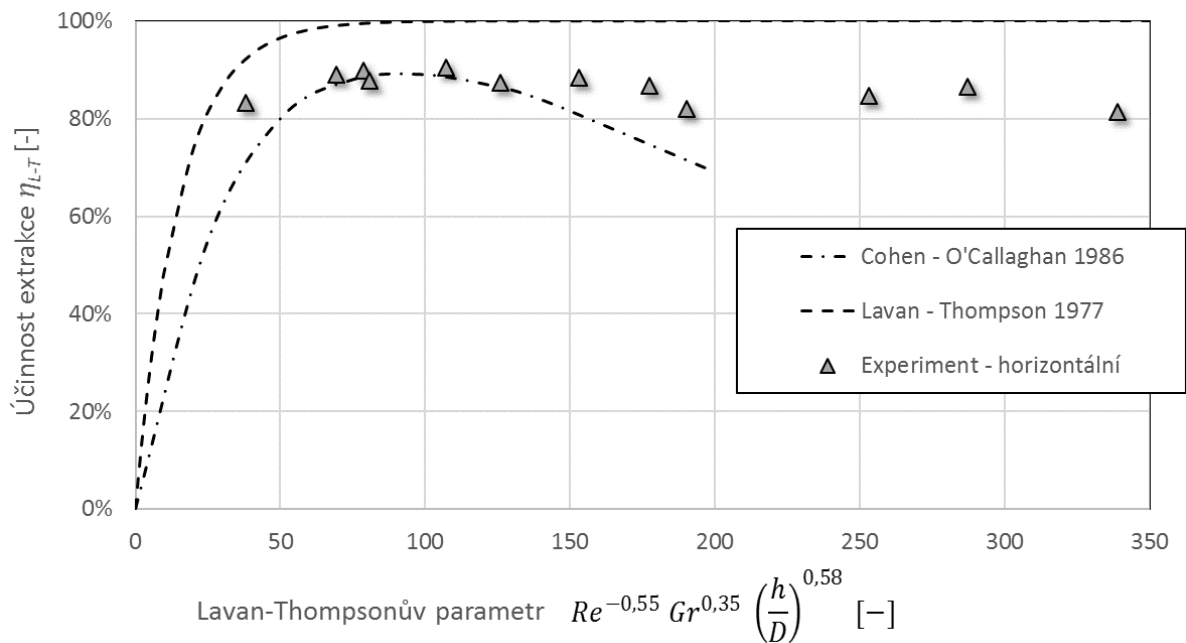
5.1.2.1 Lavan a Thompson

Výsledky měření nabíjení a vybíjení horizontálním vstupem byly zpracovány pro Lavan-Thompsonův parametr podle rovnice (56) a účinnost penerace, rovnice (55). Výsledky jsou uvedeny v tabulce 7. Lavan a Thompson použili ve svém experimentu horizontální vstupy v těsné blízkosti dna a víka relativně malého zásobníku o objemu 50 litrů. Naproti tomu Turner a O'Callaghan provedli svůj experiment na zásobníku o celkovém objemu 3000 litrů pro horizontální a vertikální vstupy a pro křížový distributor umístěný v blízkosti dna nádrže. Své experimentální šetření nabíjení a vybíjení horizontálními vstupy porovnali s výsledky měření autorů Lavan a Thompson v podobě účinnosti extrakce podle rovnice (57). Jejich výsledkem byla polynomická závislost ukázaná v grafu na obrázku 26.

Tabulka 7.: Výsledky experimentálního šetření nabíjení zásobníku horizontálním vstupem pro Lavan-Thompsonův parametr a účinnost extrakce.

Referenční hodnota měření	Vstupní teplota [°C]	Počáteční teplota [°C]	\dot{m} [kg·s ⁻¹]	Lavan-Thompsonův parametr P [-]	η_{L-T} [%]
400 [l/h]; 11 [kW]	42,5	17,2	0,105	72,6	89,9
400 [l/h]; 7,5 [kW]	34,9	16,1	0,103	63,9	89,1
400 [l/h]; 3 [kW]	21,6	18,4	0,097	33,2	83,2
200 [l/h]; 11 [kW]	74,5	20,3	0,046	163,9	86,8
200 [l/h]; 7,5 [kW]	58,1	18,7	0,045	141,4	88,4
200 [l/h]; 3 [kW]	37,1	20,9	0,048	99,3	90,4
100 [l/h]; 4,5 [kW]	71,1	21,5	0,018	265,5	86,6
100 [l/h]; 3 [kW]	58,5	19,8	0,018	234,0	84,7
100 [l/h]; 1,5 [kW]	37,4	21,5	0,017	176,0	82,1
Vybíjení					
400 [l/h]; 10 [kW]	13,7	35,0	0,112	80,6	87,8
200 [l/h]; 4 [kW]	19,5	39,0	0,051	125,9	87,4
100 [l/h]; 3 [kW]	20,1	56,6	0,018	338,7	81,4

Lavan a Thompson [11] provedli svůj experiment pro parametr $P < 50$ [-] a jejich matematická interpolace účinnosti extrakce definovaná rovnicí (57) se po překročení této hodnoty rychle blíží limitní hodnotě 100%. Na druhou stranu Cohen a O'Callaghan postavili svůj experiment pro většinu výsledků parametru $P < 200$ [-] [30]. Jejich experimentální šetření vykazují mírnější vzrůst parametru P do hodnoty $P = 90$ [-]. Odtud jejich výsledky vykazují pozvolný pokles účinnosti extrakce.

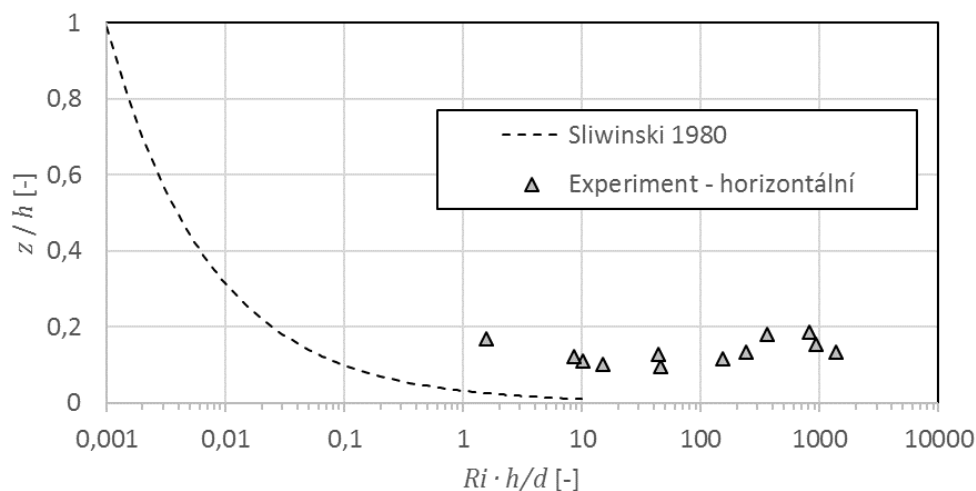


Obrázek 26: Účinnost extrakce v závislosti na Lavan – Thompsonově parametru ve srovnání s výsledky autorů Lavan - Thompson a Cohen - O'Callaghan.

Experimentální výsledky této práce ukazují na setrvání účinnosti extrakce nad 80% i pro Lavan Thompsonův parametr $P > 200$ [-]. Na rozdíly mezi výsledky může mít vliv řada faktorů. Lavan a Thompson použili pro svou studii solný roztok a malou nádrž o objemu okolo 140 litrů, čtvercového půdorysu. Cohen a O'Callaghan naopak větší akumulární zásobník o objemu téměř 3000 litrů a uzavřený systém s přetlakem. Neopomenutelná je také blízkost hladiny v režimu nabíjení. Tyto vlivy jsou však spekulativní a v této práci nebyly zkoumány.

5.1.2.2 Výsledky pro modifikované Richardsonovo číslo

V grafu na obrázku 27 jsou výsledky penetrační hloubky vztažené k odlehlosti vstupů v závislosti na modifikovaném Richardsonově čísle, tak jak ho zavedl Sliwinski v roce 1980 [31] při nabíjení a vybíjení zásobníku horizontálním vstupem. Výsledky jsou podle rovnice (61) přepočítány a vztaženy k poměru penetrační hloubky a odlehlosti vstupů.



Obrázek 27: Penetrační hloubka vztážená k odlehlosti vstupů v závislosti na modifikovaném Richardsonově čísle při nabíjení a vybíjení zásobníku horizontálním vstupem v porovnání se Sliwinskiho interpolací.

Sliwinski k experimentu použil nádrž s půlpalcovým a čtvrtpalcovým vstupem s odlehlostí horizontálního vstupu a výstupu 0,88 metrů. V této práci je odlehlost vstupů pro horizontální nabíjení 1,57 m a vybíjení 1,44 m. Velikost zlomku h/d v obou případech přesahuje hodnotu 36. Zatímco tedy Sliwinski prezentoval většinu svých výsledků pro nižší Richardsonova čísla a pouze dva výsledky s hodnotou vyšší než $Ri^* = 1,5$ [-], je v této práci větší část výsledků modifikovaného Richardsonova čísla větší než 100. Sliwinski použil Richardsonovo číslo zcela odlišným způsobem a pro charakteristický rozměr si zvolil odlehlost vstupů. Tento přístup sice nevychází z uvedené idey Richardsonova čísla definovaného na vstupu, rovnice (51), ale i přesto je jeho modifikovaná verze v literatuře často použita.

5.1.3 Ukazatele výkonu a souhrnné výsledky získaných účinností

Souhrnné výsledky ukazatelů výkonu a získané účinnosti jednotlivých měření jsou uvedeny v tabulce 8. Všechny výsledky jsou vztážené k Richardsonovu číslu Ri , definovaném na vstupním průměru. Uvedeny jsou průměrné hodnoty od počátku děje do okamžiku, kdy dojde k výměně celého objemu zásobníku, bezrozměrné doby děje $t^* = 1$. Pokud byly vyhodnocovány teplotní profily, byl celý sledovaný objem rozdělen do konečného počtu vrstev, objemů tak, aby v každém byly umístěny právě tři termočlánky a teplotu bylo možné průměrovat nejen v čase. Pozice termočlánekových slotů vůči vstupům do nádrže jsou znázorněny na obrázku 10.

Tabulka 8.: Hlavní parametry při experimentálním šetření nabíjení a vybíjení akumulčního zásobníku – další výsledky.

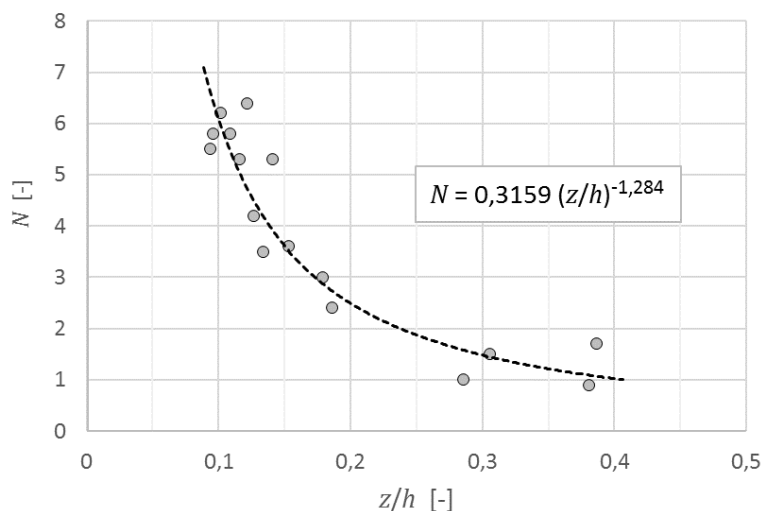
Referenční hodnota měření	Ri [-]	N [-]	η_{extr} [-]	ELH [m]	η_{Ch} [-]	η_{MIX} [-]	η_{EXE} [-]
Horizontální vstup – nabíjení – odlehlost vstupů 1,57 [m]							
400 [l/h]; 11 [kW]	0,371	6,2	89,9%	0,034	95,5%	72,6%	83,3%
400 [l/h]; 7,5 [kW]	0,252	5,8	89,1%	0,042	96,4%	74,3%	83,2%
400 [l/h]; 3 [kW]	0,038	5,3	83,2%	0,053	95,5%	60,4%	83,7%
200 [l/h]; 11 [kW]	5,901	5,5	86,8%	0,048	98,7%	68,8%	85,1%
200 [l/h]; 7,5 [kW]	3,774	5,3	88,4%	0,048	97,7%	63,9%	84,4%
200 [l/h]; 3 [kW]	1,127	5,8	90,4%	0,047	96,4%	56,6%	88,9%
100 [l/h]; 4,5 [kW]	33,776	3,5	86,6%	0,063	97,4%	60,1%	78,2%
100 [l/h]; 3 [kW]	23,064	3,6	84,7%	0,073	98,4%	71,7%	85,5%
100 [l/h]; 1,5 [kW]	8,949	3	82,1%	0,096	96,3%	68,4%	81,0%
Vertikální vstup – nabíjení – odlehlost vstupů 1,39 [m]							
400 [l/h], 12 [kW]	0,0027	0,9	61,9%	0,519	96,2%	20,9%	40,9%
300 [l/h], 11 [kW]	0,0057	1	71,4%	0,371	93,8%	29,7%	45,9%
200 [l/h], 7 [kW]	0,0105	1,5	69,4%	0,330	97,5%	38,2%	54,1%
100 [l/h], 4 [kW]	0,0319	1,7	61,4%	0,214	97,3%	56,0%	71,9%
Horizontální vstup – vybíjení – odlehlost vstupů 1,44 [m]							
400 [l/h], 9 [kW]	0,232	6,4	87,8%	0,029	96,6%	51,6%	86,2%
200 [l/h], 4 [kW]	1,192	4,2	87,4%	0,038	95,7%	65,0%	92,5%
100 [l/h], 3 [kW]	21,920	2,4	81,4%	0,068	97,9%	52,5%	90,4%

5.1.3.1 Stratifikační číslo

Bezrozměrné stratifikační číslo N , rovnice (17), je přímo úměrné odlehlosti vstupů a nejvyššímu teplotnímu gradientu vyhodnocované termokliny. V nepřímé úměře je maximální rozdíl teplot, stanovený pro celý experiment. Odlehlost vstupů, jako parametr vstupující do čitatele, nemá přímý vliv na tvorbu stratifikace v zásobníku, ani není jinak přímo fyzikálně spojen s dějem uvnitř a pro různé konstrukce zásobníků se liší. Za předpokladu několika měření na akumulční nádrži se stejnou odlehlostí vstupů, bude stratifikační číslo tím vyšší, čím vyšší bude gradient teploty na termoklině. Vyšší gradient znamená, že dojde ke změně teploty ve vertikálním směru v kratší vzdálenosti, kdy je oblast termokliny užší. Z uvedeného plyne, že v takovém případě vyšší stratifikační číslo značí menší

degradaci energie mícháním, ale není jinak možné celý proces blíže specifikovat ani hovořit o účinnosti. Je možné porovnat několik výsledků mezi sebou a stanovit, který ze sledovaných dějů je „výhodnější“. To ale platí pouze pro zásobníky se stejnou odlehlostí vstupů. Snadno si lze představit dvě měření na dvou zásobnících s rozdílnou odlehlostí vstupů, které budou mít stejné, nebo velmi podobné stratifikační číslo. Akumulační nádrž s větší odlehlostí vstupů bude v takovém případě mít oblast termokliny větší než zásobník s menší vzdáleností mezi vstupy. Větší oblast termokliny znamená, že při procesu ukládání tepla nebo chladu probíhají děje, které způsobí promíchání vtékajícího proudu s větším objemem uvnitř zásobníku a způsobí tím větší degradaci ukládané tepelné energie. Stratifikačním číslem je proto možné porovnat měření provedená pouze na zásobnících se stejnou odlehlostí vstupů. V tabulce 8 jsou všechna měření rozdělena podle odlehlosti vstupů pro nabíjení horizontálním a vertikálním vstupem i pro vybíjení. V případech nabíjení a vybíjení horizontálním vtokem jsou vidět menší stratifikační čísla pro měření s nízkými průtoky. Paradoxně vycházejí lépe měření s vyššími průtoky. To může být způsobeno vedením tepla uvnitř zásobníku. Očekávaný vývoj je patrný v režimu nabíjení vertikálním vstupem, kde pro vzrůstající průtoky stratifikační číslo klesá. Celkové stratifikační číslo pro každý režim je získáno průměrováním postupně získaných stratifikačních čísel za celé měření. Přístup je možné zjednodušit výběrem pouze několika okamžiků k vyhodnocení, což však přináší zvýšení chyby. V této práci bylo stratifikační číslo vyhodnoceno ve dvaceti vybraných okamžicích měření. Velkou nevýhodou této metody je její náročnost, nutnost znalosti teplotního profilu a nemožnost přímého porovnání výsledků získaných na zásobnících s odlišnou odlehlostí vstupů.

Nejvyšší gradient teploty na termoklině může být použit k hrubému odhadu její tloušťky. Bude se sice jednat jen o její lineární aproximaci, ale pro řadu případů je takový odhad dostatečný. Za pomoci znalosti vstupní teploty proudu vody při nabíjení, nebo vybíjení a počáteční teploty zásobníku je pak možné přibližně odvodit tloušťku termokliny. Jakmile je termoklina jednou formována, je možné si představit, že se během dějů nabíjení a vybíjení postupně posouvá podél vertikální osy zásobníku. V okamžiku, kdy se teplota vody vytékající ze zásobníku začne měnit, okraj termokliny dosáhl k úrovni výtoku. Sledováním výstupní teploty a se znalostí velikosti hmotnostního toku vody zásobníkem je tloušťka termokliny snadno měřitelná. V kapitole 3.5 je popsán postup, kde je možné sledováním výstupní teploty stanovit penetrační hloubku. Penetrační hloubka a tloušťka termokliny spolu přímo souvisí. Jedná se odlišné způsoby popisu stejného projevu dějů, které mají na svědomí tvorbu termokliny. Je tedy možné vyvodit, že gradient teploty na termoklině, resp. stratifikační číslo samotné a penetrační hloubka spolu přímo souvisí. Na obrázku 28 je znázorněn vzájemný vztah mezi stratifikačním číslem a penetrační hloubkou, která byla vztažena k odlehlosti vstupů.



Obrázek 28: Bezrozměrné stratifikační číslo v závislosti na penetrační hloubce vztažené k odlehlosti vstupů.

V tomto případě vztažení penetrační hloubky k odlehlosti vstupů není přínosem, nicméně k němu bylo přistoupeno pro zachování vazby na právě zmíněnou odlehlost vstupů. Určení penetrační hloubky je podstatně jednodušší proces než odvozování stratifikačního čísla pomocí teplotního gradientu na termoklině.

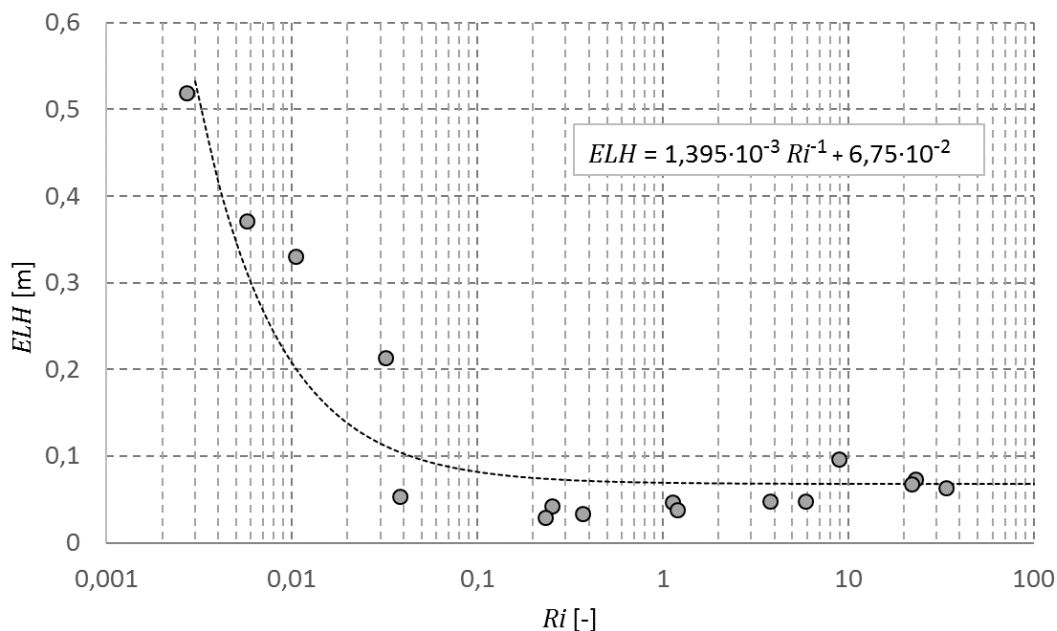
5.1.3.2 Stanovení účinnosti extrakce

Účinnost extrakce, rovnice (18), je jedno číslo získané z celého průběhu měření a je možné ji stanovit pouze za předpokladu znalosti počátečních podmínek měření a pro dokonale promíchaný zásobník na počátku. Není například možné provést vyhodnocení nabíjení již stratifikovaného zásobníku. Nehodí se proto pro cyklické děje a je vhodné pro laboratorní posuzování experimentu, případně vyhodnocení matematických modelů nabíjení. Je také žádoucí, aby teplota vtékající vody byla konstantní. To je další předpoklad, který limituje použití účinnosti extrakce. Jiné komplikace nastávají při určení okamžiku pro vyhodnocení, času vybíjení t_{vyb} , kdy dojde ke stanovené změně teploty vytékající vody. V reálném měření může výstupní teplota kolísat a její změna bude plynulá. Čas vybíjení, tedy okamžik stanovený pro vyhodnocení, je pak spíše časový úsek, ve kterém se teplota postupně mění. V této práci byl čas vybíjení určen pomocí dvou bodů na časové ose. První bod náležel počátku očekávané změny teploty, kdy ke stanovené změně už dochází a druhý bod v okamžiku, kdy teplota bezpečně převýšila stanovenou hodnotu. Hledaný čas vybíjení pak ležel uprostřed tohoto úseku. Výsledky účinnosti extrakce jsou v tabulce 8 ve třetím sloupci a byly stanoveny pro čas vybíjení t_{vyb} , ve kterém došlo k 10 % změně rozdílu teplot vtékající a vytékající

vody. Tady je na místě upozornit na měření v režimu nabíjení horizontálním vtokem pro Richardsonovo číslo 0,038, kdy byl objemový tok zásobníkem přibližně 400 litrů za hodinu a přenášený výkon přibližně 3 kW. V tomto režimu měření byly příliš malé rozdíly teplot a zmíněná desetiprocentní změna byla nad hodnotou nejistoty použitých termočlánků 0,5 °C. Z toho důvodu byla v tomto konkrétním měření vyhodnocena účinnost extrakce při změně rozdílu teplot odvislé od přesnosti termočlánků, což v tomto případě odpovídalo 30 % změny teploty. Z výsledků plyne, že účinnosti extrakce se pohybují v rozsahu 80 % až 90 % pro nabíjení a vybíjení horizontálním vtokem. Režim nabíjení vertikálním vtokem vykazuje o přibližně o 20 % nižší účinnosti.

5.1.3.3 Ztrátová výška *ELH*

Ztrátová výška podle definice (26) představuje teoretickou výšku objemu zásobníku, který obsahuje stejné množství energie, jako je ztrátová kapacita vyhodnocovaného procesu. Zmíněná ztrátová kapacita zásobníku je množství energie definované pomocí teplotního profilu na konkrétním zásobníku, s konkrétním průřezem a teplotním profilem. Stejnou energií potom disponuje teoretický objem definovaný stejným průřezem, ztrátovou výškou *ELH* a jmenovitým teplotním rozdílem. Ztrátová kapacita má rozměr délky, a i když se nejedná o účinnost, její podstata umožňuje snadnou představu o kvalitě sledovaného procesu. Umožňuje ale také sledovaný proces kvantifikovat jednoduchým zpětným určením ztracené kapacity. Pomocí ztrátové výšky lze porovnat zásobníky zcela odlišné konstrukce, ale také zcela odlišné procesy. Nevýhodou je nutnost detailní znalosti teplotního profilu uvnitř zásobníku. Další nevýhodou je stanovení limitní teploty na křivce teplotního profilu a volba času pro vyhodnocení. Často je jako okamžik pro vyhodnocení použita polovina doby sledovaného děje a střední teplota mezi vstupní a počáteční teplotou [22]. Tyto informace by měly být uváděny spolu s výsledky čísel *ELH*. Pro vyhodnocení výsledků v této práci byly také použity data z poloviny doby vyhodnocovaného děje. Výsledné ztrátové výšky v závislosti na vstupním Richardsonově čísle jsou ukázány v grafu na obrázku 29.



Obrázek 29: Výsledné ztrátové výšky ELH definované v polovině doby sledovaných dějů v závislosti na vstupním Richardsonově čísle.

Vyhodnocením výsledků je možné ukázat závislost ztrátové výšky ELH na parametrech vtékajícího proudu vody definovaného pomocí bezrozměrného Richardsonova čísla. Richardsonovo číslo roste s klesající vtokovou rychlostí a stoupajícím teplotním rozdílem mezi proudem vody a objemem vody v blízkosti vtoku. S vyšším Richardsonovým číslem lze očekávat menší tloušťku oblasti termokliny, a tedy menší degradaci tepelné energie způsobenou mícháním. Funkční závislost ztrátové výšky na bezrozměrném Richardsonově čísle v rozsahu $2 \cdot 10^{-3} \leq Ri \leq 10^2$ je možné popsat rovnicí

$$ELH = 1,395 \cdot 10^{-3} Ri^{-1} + 6,75 \cdot 10^{-2} . \quad [m] \quad (101)$$

5.1.3.4 Účinnost založená na prvním zákonu termodynamiky

Tyto metody porovnávají energii uloženou v akumulčním zásobníku s teoretickým množstvím energie, kterou by za stejných podmínek měření a za stejný časový úsek bylo možné teoreticky uchovat. V této práci byla k porovnání vybrána účinnost definovaná autory Chan a kol. [14] v roce 1983 podle rovnice (21). Takto stanovená účinnost bude teoreticky rovna jedné po celou dobu procesu až do okamžiku, kdy se teplota vytékající vody z nádrže začne lišit od své počáteční hodnoty. Tedy za předpokladu adiabatického děje, kdy nedochází ke sdílení tepla s okolím zásobníku. V reálných případech ale může nastat situace, kdy je sdílení tepla s okolím natolik výrazné, že tyto ztráty nejsou zanedbatelné. V takovém případě se objeví pokles účinnosti dříve. Souhrnné výsledky v závislosti na velikosti Richardsonova čísla jsou spolu s dalšími účinnostmi vyneseny v grafu na

obrázku 30. Účinnost definovaná Chanem a jeho kolektivem v roce 1983 sleduje proces z pohledu celkové uchované energie. Pro všechny studované procesy se pohybuje v rozmezí 93 % až 99 %. Je možné si všimnout, že i pro malá Richardsonova čísla definovaná na vstupu do nádrže se účinnost pohybuje okolo 96 %. Malá Richardsonova čísla byla získána pro vertikální vstup orientovaný směrem ke dnu nádrže a znamenají, že vstupní rychlosti jsou veliké, a naopak rozdíly teplot, které by mohli způsobit vznik vztlačových sil působících pozitivně na utváření tepelné stratifikace, jsou malé. Z pohledu ukládání energie je to ovšem v pořádku i přesto, že nevypovídá nic o tom, co se s energií dál děje. Pokud jsou informace o tom, kolik z celkového množství bylo skutečně uloženo v zásobníku, dostatečné, pak je tato velmi jednoduchá metoda ideální pro praktické využití. Na základě znalosti vstupní a počáteční teploty, průtoku a celkové hmotnosti je možné celý proces kvantifikovat a porovnat s dalšími procesy i na zcela odlišných zásobnících.

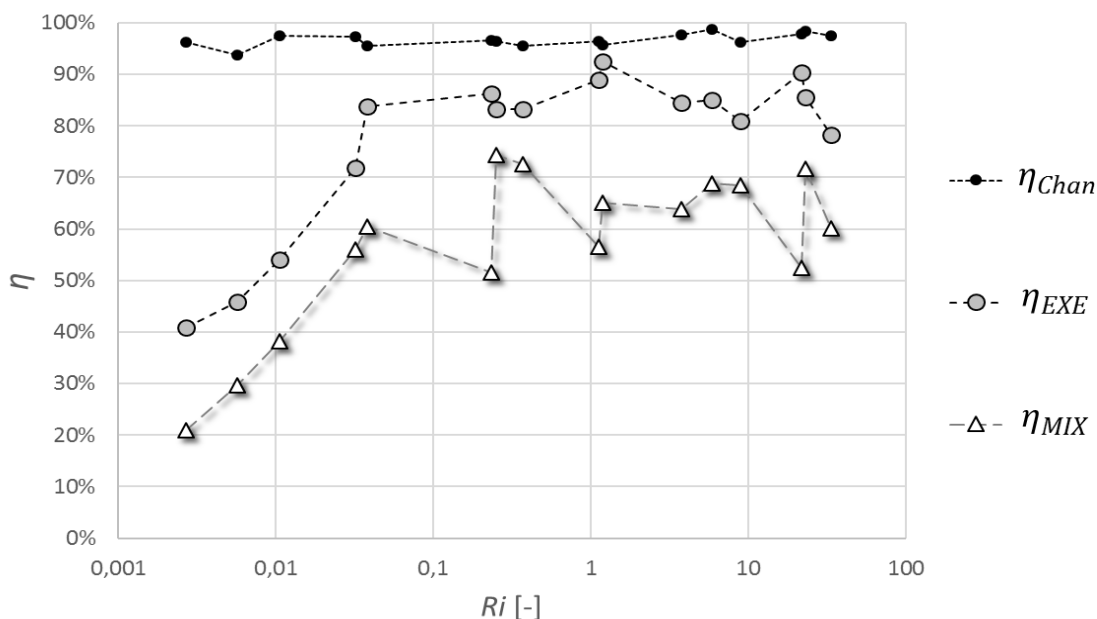
5.1.3.5 Účinnost stanovená pomocí čísla *MIX*

Číslo *MIX* využívá tzv. momentů energie k posouzení kvality procesu ukládání tepelné energie. Momenty energie jsou definované analogicky k mechanice tuhých těles jako množství energie předem stanoveného objemu působící na rameni páky. V případě akumulčních zásobníků má rameno počátek situován ke dnu nádrže, nebo do osy výtoku z nádrže. Druhá z variant byla použita pro vyhodnocení dat v této práci. Účinnost založená na čísle *MIX* porovnává rozdíl aktuálního momentu energie s momentem plně promíchaného zásobníku a rozdíl mezi momentem energie ideálně stratifikovaného zásobníku s plně promíchaným, viz rovnice (29). Moment energie dokáže popsat jaké množství energie je uchováno v určité části zásobníku. Pomocí čísla *MIX* je pak možné tento moment energie porovnat s ideálním, dokonale stratifikovaným a promíchaným případem, uvažovaném na stejném zásobníku. V případě, kdy je tepelná energie z pohledu prvního zákona termodynamiky uchována se stoprocentní účinností, projeví se díky degradaci teploty promíchaných oblastí změna čísla *MIX*. Účinnost založená na čísle *MIX* dokáže postihnout děje, které se během ukládání energie projeví. Nevýhodou je nutnost znalosti teplotního profilu ve vyhodnocovaném okamžiku. Celkové účinnosti provedených měření jsou vyneseny v grafu na obrázku 30. V levé části grafu, pro malá Richardsonova čísla je vidět postupný vzestup účinnosti s rostoucím Richardsonovým číslem. To odpovídá obecnému předpokladu. Od hodnoty Richardsonova čísla přibližně 0,032 se účinnost pohybuje v rozmezí 50 % až 80 %. Ze všech uvedených případů a pro všechny vyšetřované varianty je účinnost založená na čísle *MIX* nejmenší.

5.1.3.6 Exergetická účinnost

Exergetická účinnost vychází z prvního a druhého zákona termodynamiky. Na rozdíl od metod založených pouze na prvním zákoně termodynamiky, existuje v tomto případě předpoklad, že uchovaná energie bude dále použita a že bude konat práci. Veliká výhoda tohoto přístupu spočívá v tom, že změna exergie zásobníku může nastat i v případě, kdy se celková uchovaná energie nemění. Je snadné si představit případ, kdy zásobník na počátku s nehomogenním rozložením teploty v celém objemu bude adiabaticky promíchán tak, aby bylo teplotní pole homogenní. Z energetického pohledu si tento ideálně promíchaný zásobník zachoval stejné množství energie a k žádné změně nedošlo. Průměrná teplota zásobníku, rovnice (34), se nezmění. Na druhou stranu je možné ukázat, že došlo ke změně ekvivalentní teploty, rovnice (37) a tudíž ke změně exergie zásobníku, rovnice (36). Také změna teploty způsobená sdílením tepla mezi různě teplými oblastmi, při uvažování adiabatického děje, se neprojeví na změně celkové energie zásobníku, ale stejně jako v předchozím případě vyvolá produkci entropie. Pokles okamžité exergie je pak důsledkem nárůstu entropie. Exergetická analýza je proto komplexní přístup studie uchovávání tepelné energie, který reaguje na všechny procesy uvnitř zásobníku spojené se změnou teploty. Nevýhodou této metody je nutnost detailní znalosti teplotního profilu a její komplikovanost. Pro praktické účely se vyskytuje zřídka, díky malé obecné znalosti této formy popisu energie.

Celkové exergetické účinnosti jednotlivých měření jsou společně s ostatními účinnostmi vyneseny v grafu na obrázku 30. Pro vyhodnocení exergetické účinnosti vybíjení bylo k procesu přistupováno z pohledu ukládání chladu. Tím byla jednak zachována podstata účinnosti definovaná rovnicí (38) a jednak způsob nahlížení na problematiku ukládání tepelné energie do akumulárního zásobníku, nikoli její opětovné získávání. Z výsledků v grafu na obrázku 30 je viditelný postupný vzestup celkových účinností s rostoucí hodnotou Richardsonova čísla do hodnoty přibližně 0,035, podobným způsobem, jakým je tomu u účinnosti založené na čísle *MIX*. To opět odpovídá očekávanému chování, kdy malá Richardsonova čísla značí velké rychlosti vtoku a malé teplotní spády. Pro ostatní studované režimy se celkové účinnosti dějů pohybují v rozmezí 72 % a 93 %.



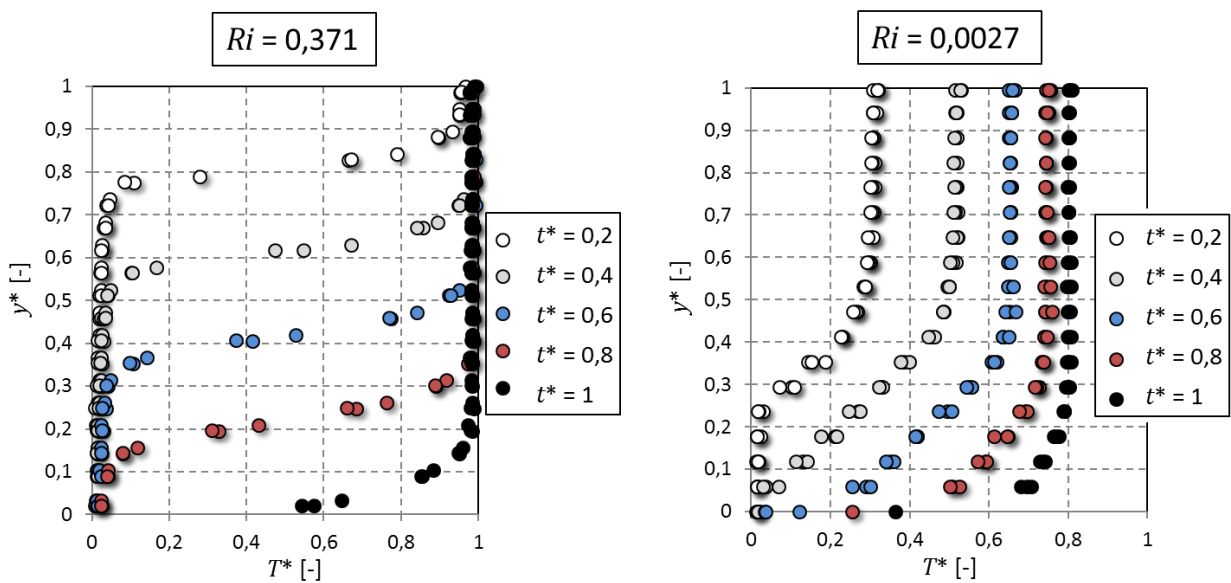
Obrázek 30: Celkové účinnosti měření definované na základě prvního a druhého zákona termodynamiky podle autorů Chan a kol. [14], exergetická účinnost a účinnost založená na momentu energie a MIX čísle.

5.1.4 Průběžné výsledky získané z měření

5.1.4.1 Teplotní profily

Hlavními výsledky z každého měření byly soubory teplot, které po přiřazení informací o poloze představovaly teplotní profily uvnitř nádrže. Teplotní profily se zpravidla vynášejí do bezrozměrných souřadnic teploty a výšky, tak jak byly definovány rovnicemi (14) a (15) pro různé doby měření. Je zažitým zvykem otáčet osy u teplotních profilů, proto jsou teploty vynášeny na osách pořadnic. Doby měření jsou časové úseky vztažené k průtoku a celkové hmotnosti zásobníku podle rovnice (16) tak, aby bylo možné porovnávat měření s různou dobou. Teplotní profily je možné vyhodnotit kvalitativně, ale bez znalosti hlavních parametrů měření, jakými jsou například vstupní a počáteční teplota, průtok a hmotnost zásobníku, není možné o procesu říci nic určitého. Tato práce se nezabývá studii teplotních profilů, i když jsou to velmi důležitá data a pro vyhodnocení některých výsledků jsou naprosto nezbytné. V grafech na obrázku 31 byly vybrány dva případy teplotních profilů v odlišných režimech nabíjení tak, aby bylo možné alespoň stručně popsat jejich rozdílný vývoj. V levém grafu jsou teplotní profily získané při nabíjení horizontálním vtokem. V grafu na pravé straně jsou profily získané při nabíjení zásobníku vertikálním vtokem s podstatně menším vstupním Richardsonovým číslem.

V grafu na levé straně, při nabíjení horizontálním vtokem nedochází k příliš výraznému promíchání vtékajícího proudu vody s objemem vody v blízkosti vtoku a je dobře vidět, že již v pětina doby sledovaného děje jsou teploty v horní části zásobníku téměř rovné maximálním teplotám (teplota vtékajícího proudu). Termoklina se během procesu posouvá téměř výhradně vertikálním směrem a nijak zdatně nemění svůj sklon. Takové chování je blízko ideálnímu pístopvému toku. Viditelně jiná situace je v grafu na pravé straně při nabíjení vertikálním vtokem. Je vidět postupné přibližování teplotních profilů k hranici bezrozměrné teploty $T^* = 1$, které nemusí být dosaženo ani při výměně celého objemu zásobníku, tj. v době, která odpovídá $t^* = 1$.



Obrázek 31: Teplotní profily uvnitř nádrže pro variantu nabíjení horizontálním a vertikálním vtokem v bezrozměrných souřadnicích a pro různou dobu měření.

Důvodem je intenzivní promíchání objemu v zásobníku způsobené kinetickou energií vtékající vody a situování vtoku v ose nádrže směrem ke dnu zásobníku. Vývoj termokliny a její posun v průběhu procesu není pouze ve vertikálním směru. Gradient teploty na termoklině je viditelně menší, než je tomu při nabíjení horizontálním vtokem v grafu na levé straně. Čím je gradient termokliny menší, tím více se proces blíží plně promíchanému zásobníku, což je případ, kdy je teplotní profil vertikální přímkou, která se v průběhu děje posouvá směrem k vyšším teplotám. Z uvedených úvah vyplývá, jaký z procesů je z pohledu tvorby stratifikace při ukládání tepelné energie lepší, ale už není jednoduché uvedené závěry kvantifikovat.

5.1.4.2 Účinnosti sledovaných procesů a jejich průběžný vývoj

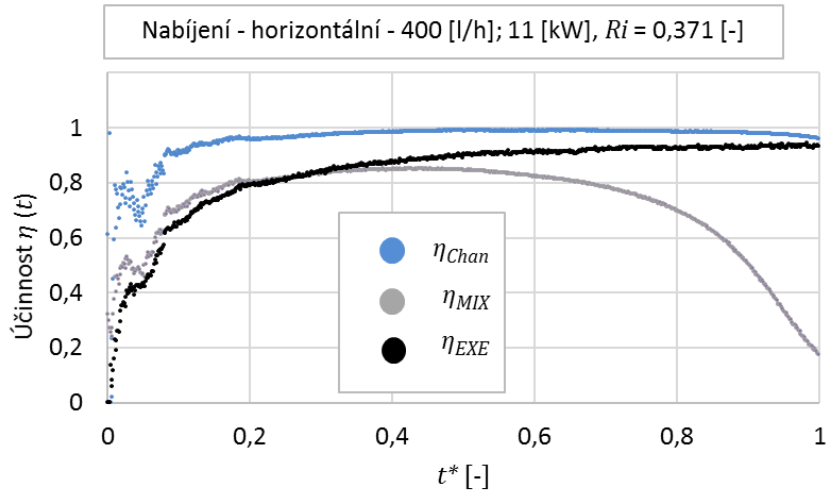
Účinnost definovaná autory Chan a kol. [14], účinnosti založené na *MIX* čísle a exergii byly vyhodnoceny v předchozích kapitolách jako průměrné hodnoty sledovaných procesů. Byly ale také zpracovány jejich průběhy v intervalech bezrozměrné doby měření $0 \leq t^* \leq 1$ pro detailnější náhled na probíhající děje. Grafy jsou postupně ukázány v obrázcích pro jednotlivé režimy, obrázek 32 až 37.

Účinnost definovaná Chanem, rovnice (21), se pro všechny režimy pohybuje těsně pod hranicí 100 %. Na počátku některých dějů je vidět postupný vzestup účinnosti. To může být způsobeno vyhodnocením průměrné teploty zásobníku. Rozteč termočlánků ve vertikálním směru je 0,086 m a tím jsou vymezené velikosti vyhodnocovaných oblastí, které se používají pro průměrování teploty. Pokud nastane situace, kdy je postupně rostoucí oblast s odlišnou teplotou sice blízko, ale stále ještě mimo dosah termočlánku, pak se může zdát, že do zásobníku nebylo přivedeno stejné množství energie, ke kterému se účinnost porovnává. To je ostatně jev, který se projeví i u všech dalších uvedených účinností. Ošetření takového problému by vyžadovalo hustější síť měřících bodů. Pokles účinnosti η_{Chan} na konci doby procesu je způsoben změnou teploty vytékající vody z nádrže, kdy energie do zásobníku nejen vstupuje a ukládá se, ale také z něj odchází.

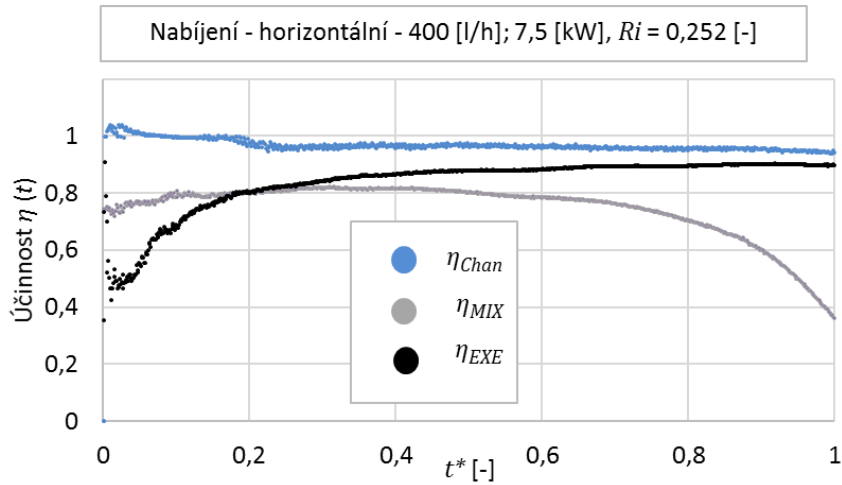
Účinnost stanovená pomocí čísla *MIX* a momentů energie jsou v grafech hodnoty s nejnižší účinností. Stejně, jako v předchozím případě, je na počátku sledovaných dějů vidět postupný vzestup, případně větší rozptyl výsledků. To je také způsobeno velikostí vyhodnocovaných oblastí způsobenou roztečí termočlánků. Nicméně zde hrají roli také velikosti momentů energie promíchaných oblastí. Na počátku dějů, kdy je rozdíl teplot mezi vtékajícím proudem a objemem v blízkosti vtoku největší, dochází k největší degradaci energie mícháním. Jinými slovy v počátku nabíjení a vybíjení přímým vtokem je změna momentu energie velmi blízko změně momentu energie plně promíchaného zásobníku a výsledná účinnost je tedy menší. V průběhu děje rozdíl mezi aktuálním momentem energie zásobníku a momentem energie plně promíchaného případu poroste, ale pouze do určitého okamžiku. Tím, jak se zásobník postupně plní, výsledný moment energie zásobníku Me [J·m] se svou velikostí začne blížit plně promíchanému zásobníku. Výsledné rameno se zkracuje a celkový moment energie zásobníku se blíží momentu energie plně promíchaného zásobníku. Rozdíl momentů klesá. V případě ideálního zásobníku s dokonalou stratifikací, kdy jsou v zásobníku pouze dvě oblasti o různé teplotě oddělené nekonečně tenkou termoklinou, je moment energie dokonale stratifikovaného zásobníku roven momentu energie plně promíchaného zásobníku právě v okamžiku, kdy je zásobník zcela naplněn, tedy t^* se blíží hodnotě jedné. V tomto případě, poněkud paradoxně, čím více se

reálná stratifikace uvnitř zásobníku podobá dokonalé stratifikaci, tím více se účinnost na konci měření přiblíží k nule.

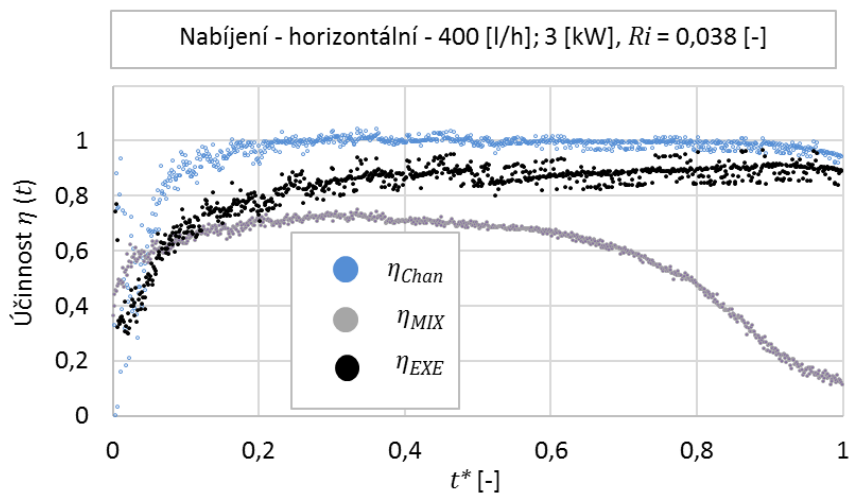
Exergetická účinnost, použitá v této práci, byla definována jako poměr aktuální uložené exergie a celkové přivedené exergie. Už bylo několikrát uvedeno, že na počátku nabíjení i vybíjení dochází k největším změnám teplot díky míchání různě teplých oblastí. Ve spojení s energií je ale možné hovořit pouze o degradaci energie, nikoliv o ztrátách. V případě exergie je ale situace odlišná. Jakákoliv změna teploty má za následek nárůst entropie, která je součástí exergie. Změny teplot uvnitř zásobníku způsobené mícháním, nebo teplotní vodivostí mezi různě teplými oblastmi, se ukáží jako pokles exergie. Exergetický přístup se zdá proto být nejvhodnější pro posouzení všech dějů spojených s provozováním akumulačních zásobníků tepla. Průběhy exergetických účinností jsou v grafech na obrázcích 30 až 35 vyneseny černou barvou. Nejen aktuální dosažená účinnost exergie může sloužit k vyhodnocení. Je možné se podívat i na tvar křivky průběhu účinnosti k tomu, aby bylo možné vynést detailnější závěry. Počáteční změnu exergie lze očekávat vzrůstající, díky již zmíněnému míchání. Na počátku je produkce entropie největší, ale také rychleji klesá. Jakmile se formuje termoklina a rozdíly teplot mezi vtékajícím proudem vody a oblastí v blízkosti vstupu se začnou snižovat, rychlost produkce entropie bude klesat a exergie zásobníku by měla stoupat jen zvolna. Samozřejmě bude záležet na všech okolnostech takového děje. Je možné si představit, že exergetická účinnost plně promíchaného zásobníku nelineárně poroste, zatímco exergetická účinnost ideálně stratifikovaného zásobníku bude konstantní. V grafech a) až c) na obrázcích 32, 33 a 34 jsou průběhy účinností nabíjení horizontálním vstupem. Chování na počátku dějů bude opět ovlivněno použitou roztečí měřících bodů, a proto by mělo být posuzováno jen informativně. Nicméně ve všech případech exergetická účinnost od jistého okamžiku stoupá jen zvolna a je téměř konstantní. Z toho je možné soudit na proces nabíjení blízký ideálnímu stavu. Naproti tomu v grafech a) až c), na obrázku 35 a na obrázku 36, jsou průběhy účinností pro nabíjení vertikálním vstupem. Účinnost v těchto případech výrazně roste po celou dobu měření. Je zřejmé, že takový průběh účinnosti je spíše podobný průběhu plně promíchaného zásobníku.



a)

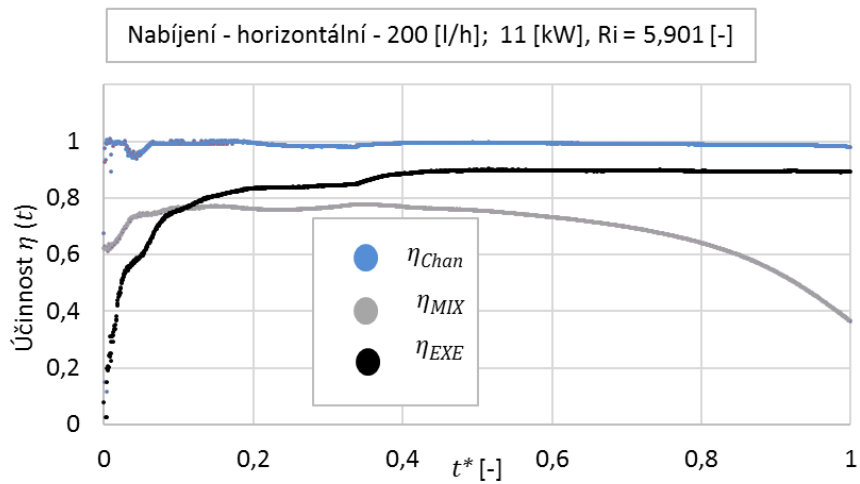


b)

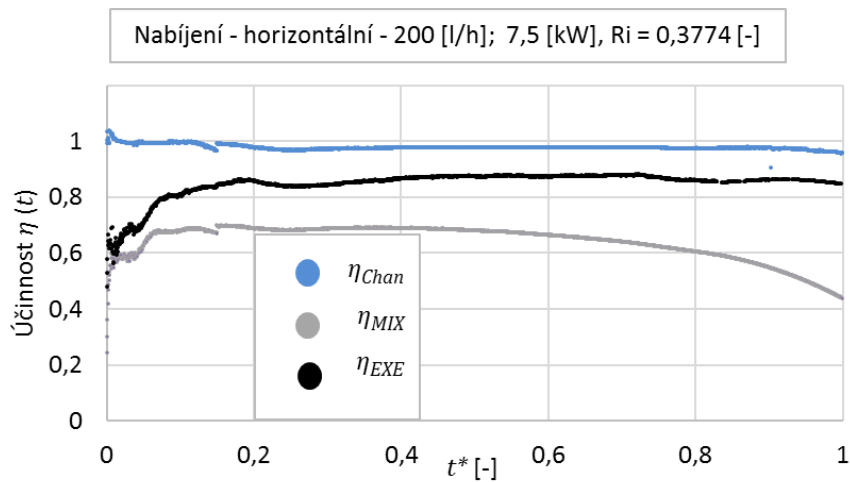


c)

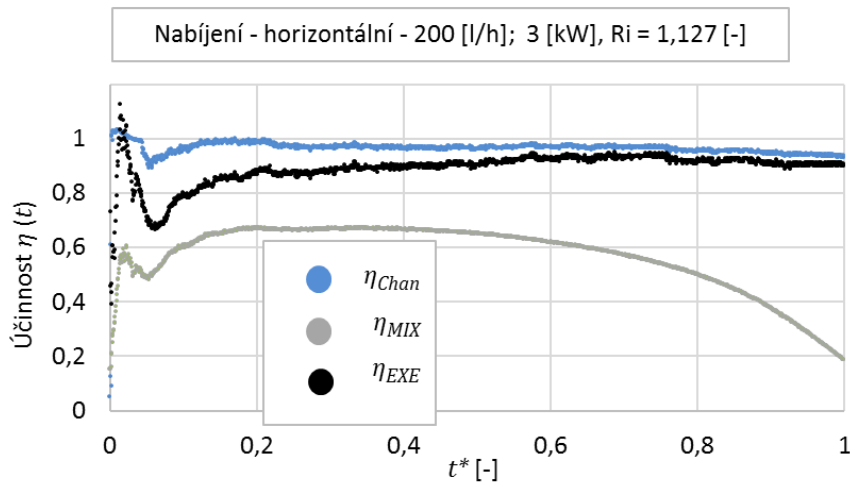
Obrázek 32: Průběhy sledovaných účinností v režimu nabíjení horizontálním vtokem pro referenční průtok 400 l/h.



a)

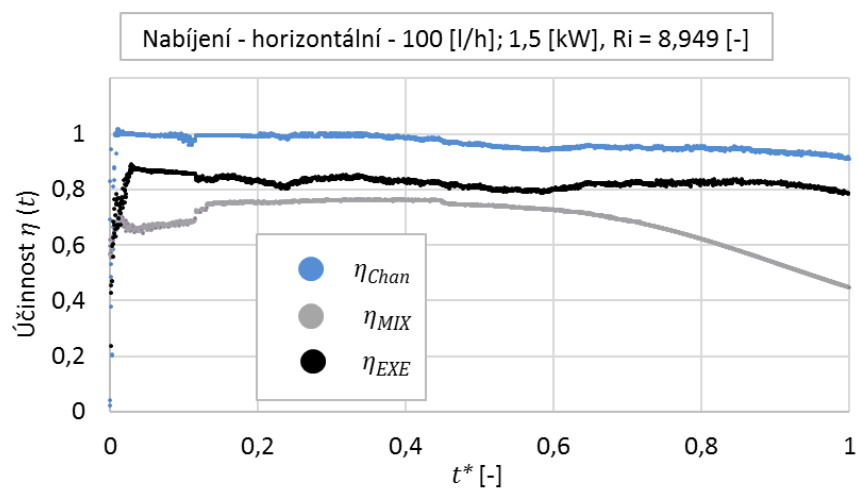
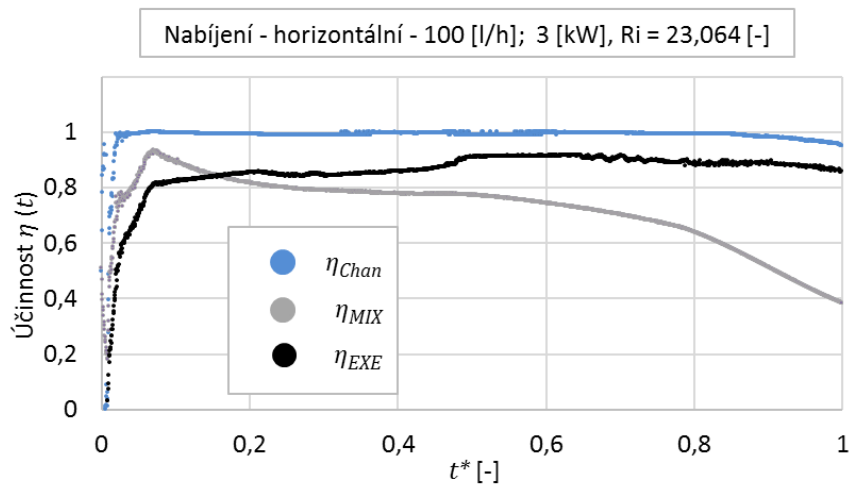
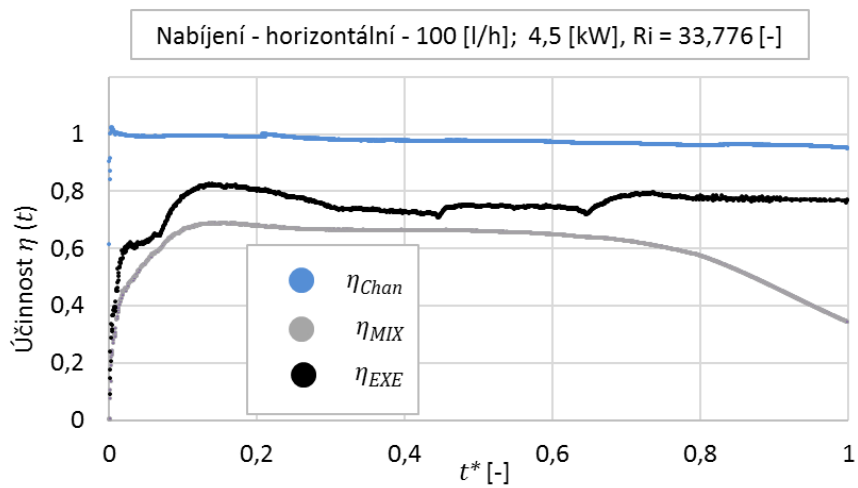


b)

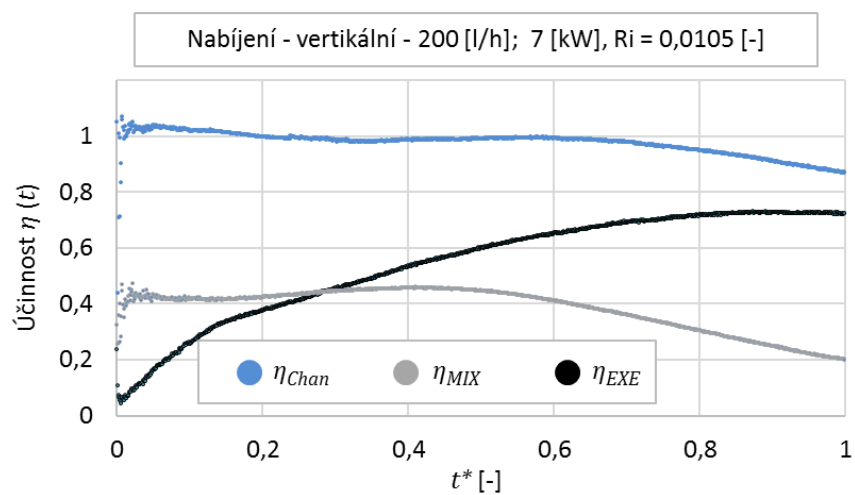
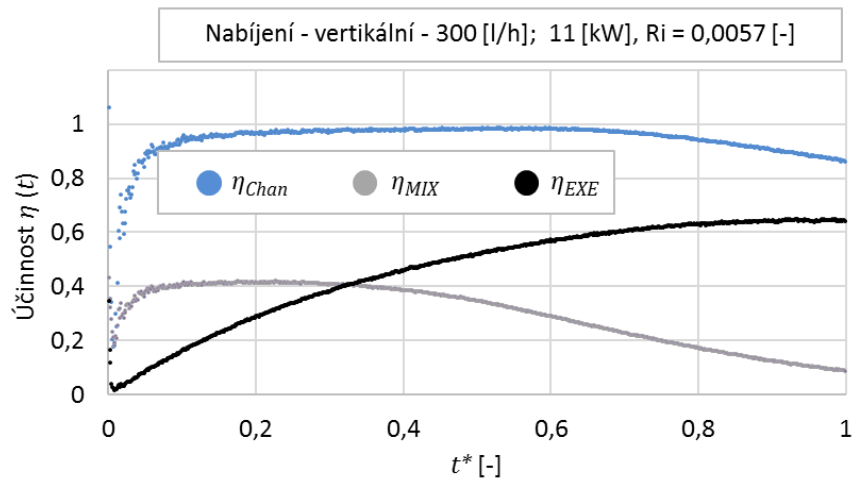
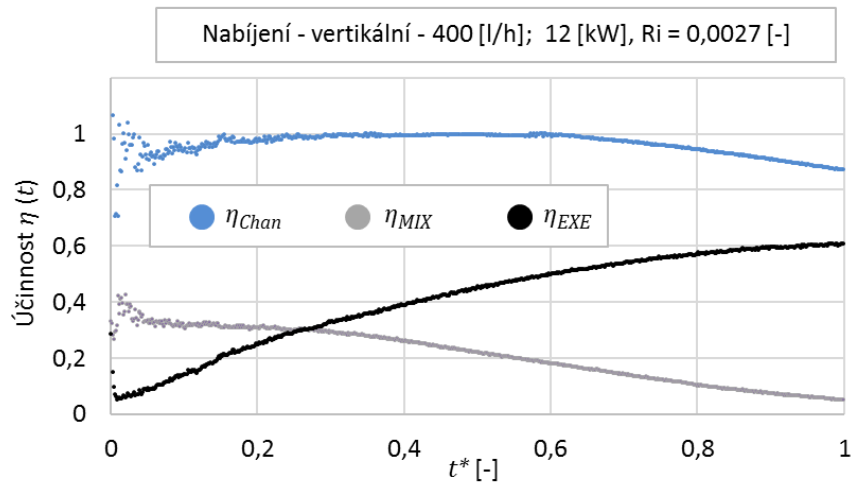


c)

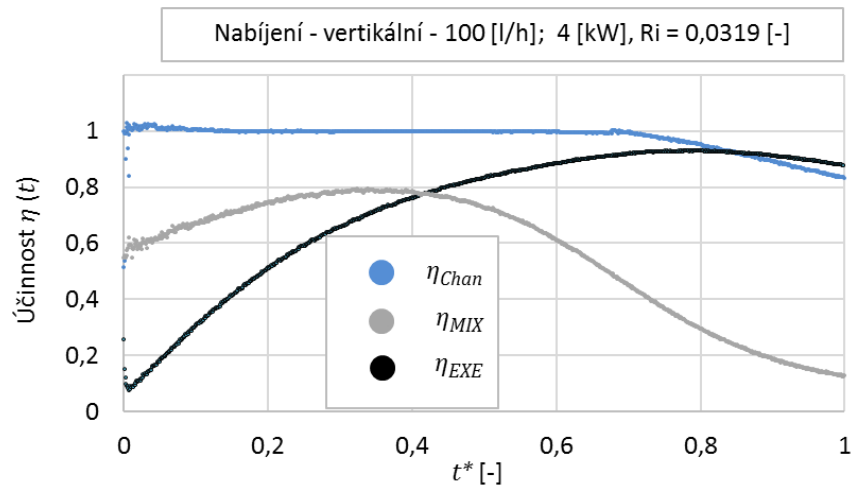
Obrázek 33: Průběhy sledovaných účinností v režimu nabíjení horizontálním vtokem pro referenční průtok 200 l/h.



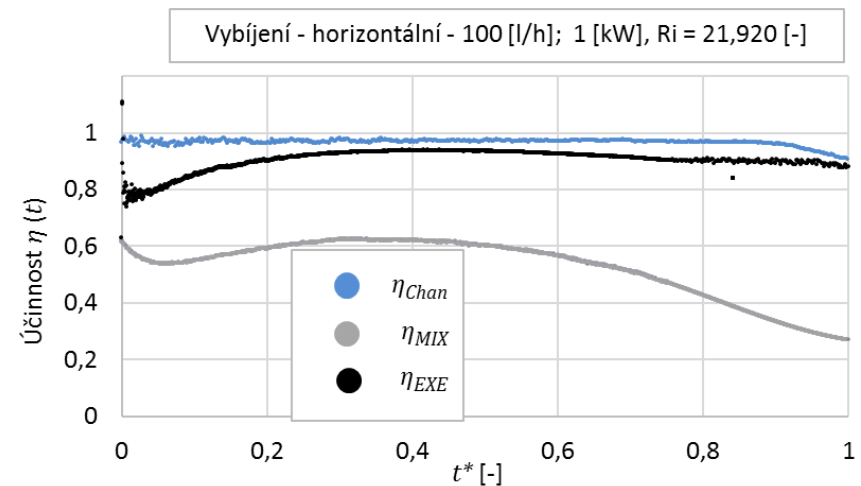
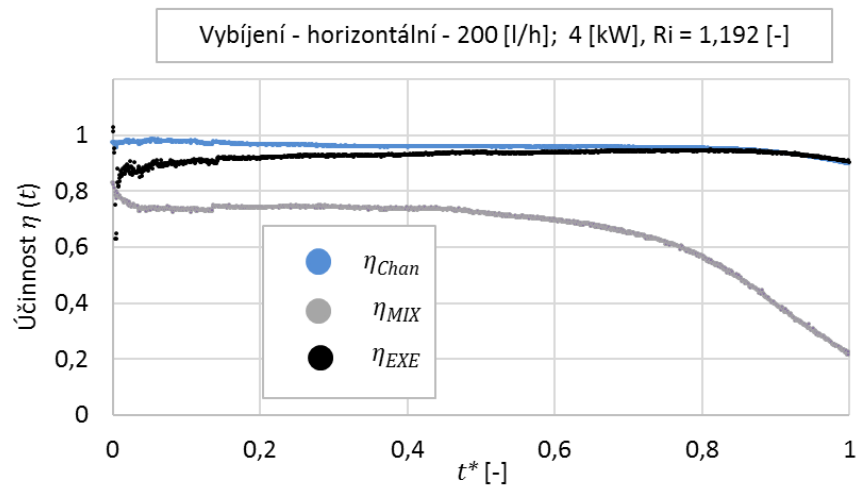
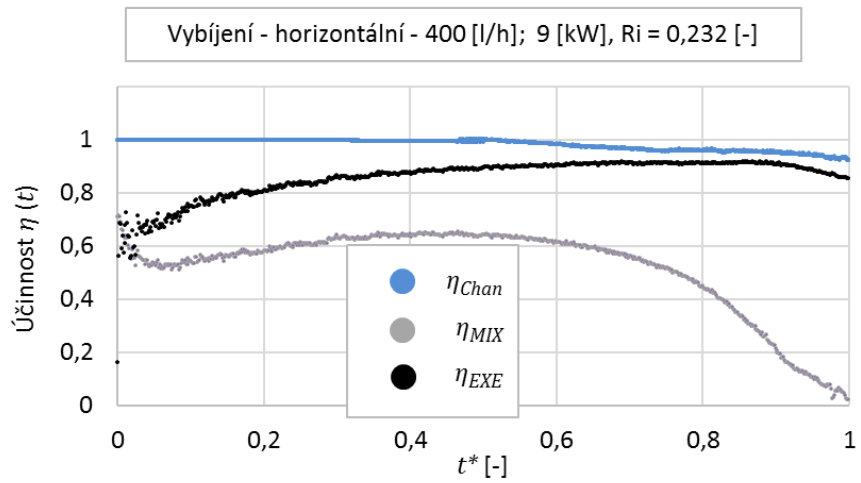
Obrázek 34: Průběhy sledovaných účinností v režimu nabíjení horizontálním vtokem pro referenční průtok 100 l/h.



Obrázek 35: Průběhy sledovaných účinností v režimu nabíjení vertikálním vtokem.



Obrázek 36: Průběhy sledovaných účinností v režimu nabíjení vertikálním vtokem.



Obrázek 37: Průběhy sledovaných účinností v režimu vybíjení horizontálním vtokem.

5.2 Analýza výsledků studie přirozené konvekce na horizontálním válci

Numerická simulace byla provedena pro čtyřadvacet nastavení tepelného toku pro čtyři různé průměry, a pro šest teplotních diferencí střední hodnoty teploty povrchu a teploty okolí tabulka 5. Geometrie modelu vycházela z rozměrů skutečného experimentálního zařízení s volitelným parametrem průměru horizontálního válce. Simulace byla provedena pro 3D nestacionární laminární proudění tekutiny s fyzikálními vlastnostmi vody.

Experimentální šetření bylo provedeno na zařízení jednoduché konstrukce, ve které byl temperovaný horizontální válec umístěn ve vodním prostředí. Podél horizontální osy válce se nacházely vertikální stěny limitující sledovaný prostor. V povrchu válce v jeho středové části bylo po obvodu zabudováno deset termočlánků a bylo provedeno celkem osmnáct měření s odlišnými teplotními diferencemi střední hodnoty teploty povrchu a teploty okolí. Měření mělo za úkol potvrdit, či vyvrátit výsledky numerické simulace.

5.2.1 Řešení a výsledky numerické simulace

Může se zdát, že je úloha z pohledu přenosu tepla a hmoty stacionární, nicméně je nutné upozornit na poměrně úzký prostor v okolí válce. Proud ohřáté tekutiny putující ve vertikálním směru osy y je vlivem vztlakových sil vychylován do stran, ve směru horizontální osy x , několika faktory. Jedním z faktorů je nesymetrie vstupní okrajové podmínky, dalšími faktory jsou tečné síly v blízkosti vnějších stěn modelu a v neposlední řadě hraje svou roli třetí rozměr oblasti.

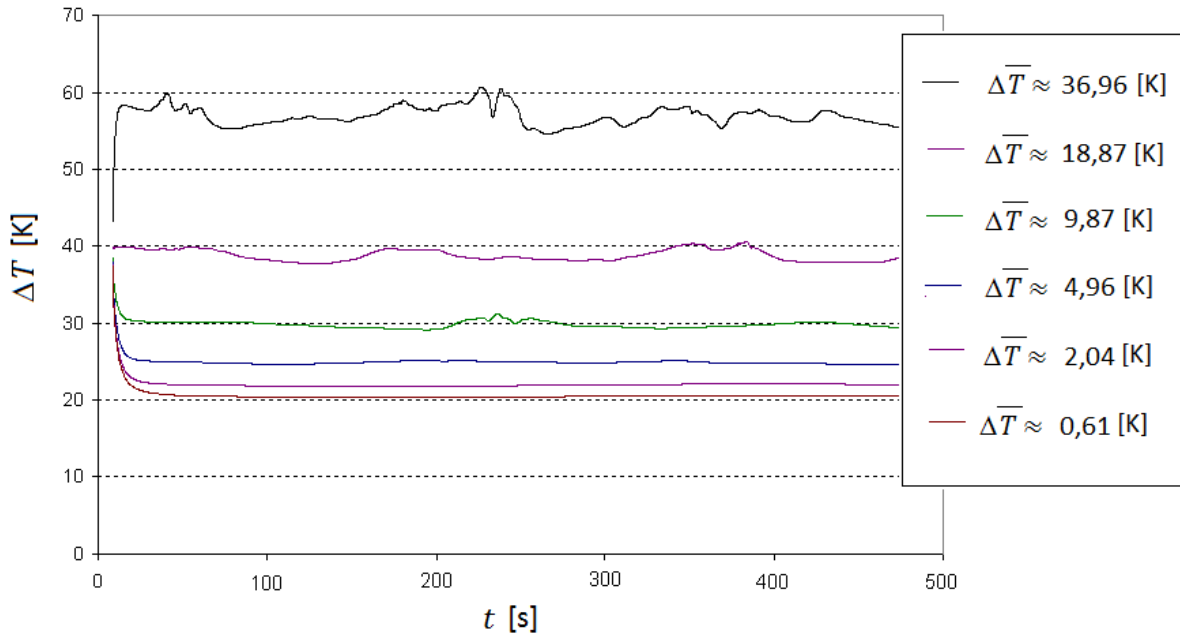
S přihlédnutím k těmto faktům byl model řešen v programu Fluent 6.3., implicitní nestacionární formulací druhého řádu metodou konečných objemů. K výpočtu byl použit laminární viskózní model proudění. Energetická rovnice a rovnice hybnosti byla řešena s přesností druhého řádu. I přestože implicitní model není citlivý na velikosti časového kroku, byl brán zřetel na Curantovo kritérium a velikost časového kroku byla zvolena s ohledem na velikost buněk 0,2 [s] pro celkový čas děje 500 [s].

5.2.1.1 Teplota povrchu válce a jeho časově středovaná hodnota

V grafu na obrázku 38 jsou jako příklad vyneseny časové průběhy rozdílů teplot $\Delta T = T_{aw}(t) - T_{\infty}$ [K] pro parametr průměru válce $D = 22$ [mm], kde $T_{aw}(t)$ [K] představuje váhovou funkci teploty na povrchu válce (Area Weighted Average) v každém čase t [s] a je vyjádřena jako

$$T_{aw}(t) = \frac{1}{S} \sum_{i=0}^n T_i(t) |S_i|, \quad [\text{K}] \quad (102)$$

kde $T_i(t)$ [K] je teplota jednoho elementu sítě o velikost S_i [m²] v čase t [s] na povrchu válce, n [-] je celkový počet elementů a S [m²] celková plocha obtékaného válce, pro kterou platí $S = S_i \cdot n$.



Obrázek 38: Průběhy rozdílů teplot středních hodnot teploty povrchu válce a okolní tekutiny pro parametr průměru válce $D = 22$ [mm].

Hodnota $\Delta\bar{T}$ [K] v pravé části grafu je střední hodnota aritmetických průměrů, použitá pro další výpočty v podobě

$$\Delta\bar{T} = \bar{T}_w - T_\infty, \quad [\text{K}] \quad (103)$$

kde \bar{T}_w [K] je střední hodnota teploty povrchu získaná časovým středováním $T_{aw}(t)$

$$\bar{T}_w = \frac{1}{t} \int_0^t T_{aw}(t) dt = \frac{1}{tS} \int_0^t \left(\sum_{i=0}^n T_i(t) |S_i| \right) dt. \quad [\text{K}] \quad (104)$$

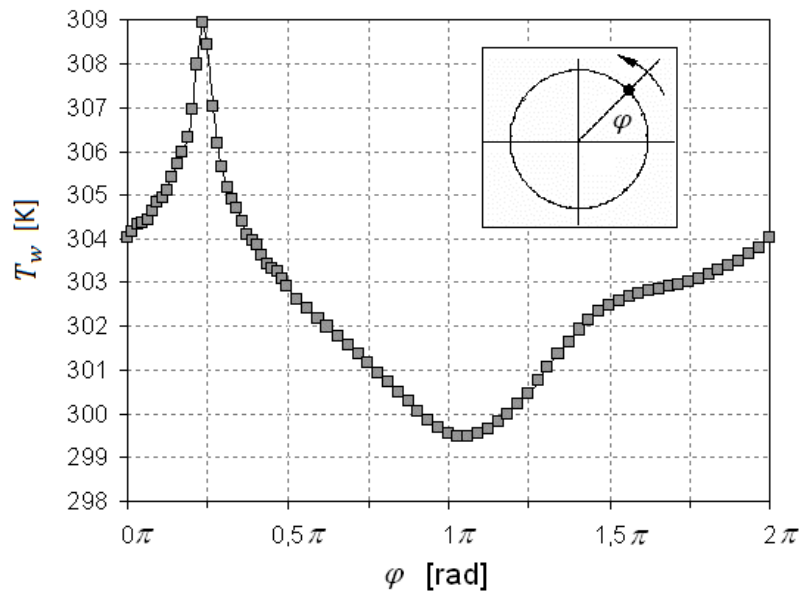
Pro tuto hodnotu by mělo platit, že velikost její střední flukтуаční složky \bar{T}'_w [K] bude nulová, tedy

$$\bar{T}'_w = \frac{1}{t} \int_0^t T'_{aw}(t) dt = 0, \quad [\text{K}] \quad (105)$$

kde $\bar{T}'_{aw}(t)$ [K] je flukтуаční složka $T_{aw}(t)$ v čase t [s].

V grafu na obrázku 38 jsou dobře patrné fluktuace průměrné teploty povrchu, které jsou dány nestacionaritou děje, kdy se vlivem změny proudění v bezprostřední blízkosti obtékaného povrchu válce změní velikost lokálního součinitele přestupu tepla, který, při podmínce konstantního tepelného toku, způsobí lokální změnu teploty na povrchu válce. Tento efekt se následně promítá do střední hodnoty Nusseltova čísla.

Na obrázku 39 je ukázka rozložení povrchové teploty obtékaného válce podél úhlové souřadnice celého obvodu zvoleného řezu. Příklad byl vybrán opět pro parametr $D = 0,022$ [m] a pro $\Delta\bar{T} = 9,87$ [K] v polovině délky válce. V horní části grafu je schematicky naznačen počáteční bod a směr čtení vynášených dat. Pro maximální vertikální souřadnici válce y odpovídá úhlová souřadnice $\varphi = 0,25 \pi$.



Obrázek 39: Příklad rozložení teploty T_w [K] na povrchu obtékaného válce podél úhlové souřadnice celého obvodu s vyznačeným směrem a startovním bodem pro parametr $D = 22$ [mm], $\Delta T = 9,87$ [K] v polovině délky válce.

Tekutina z okolí o teplotě T_∞ vstupující do sledované oblasti ochlazuje povrch válce. Tím, jak vlivem vztahových sil putuje vzhůru podél povrchu, postupně se více ohřívá. Proudění podél povrchu válce je vícerozměrné a parametry proudění se podél úhlové souřadnice mění. Vzhledem k zadané okrajové podmínce konstantní plošné hustoty tepelného toku se pak zákonitě mění i teplota povrchu válce.

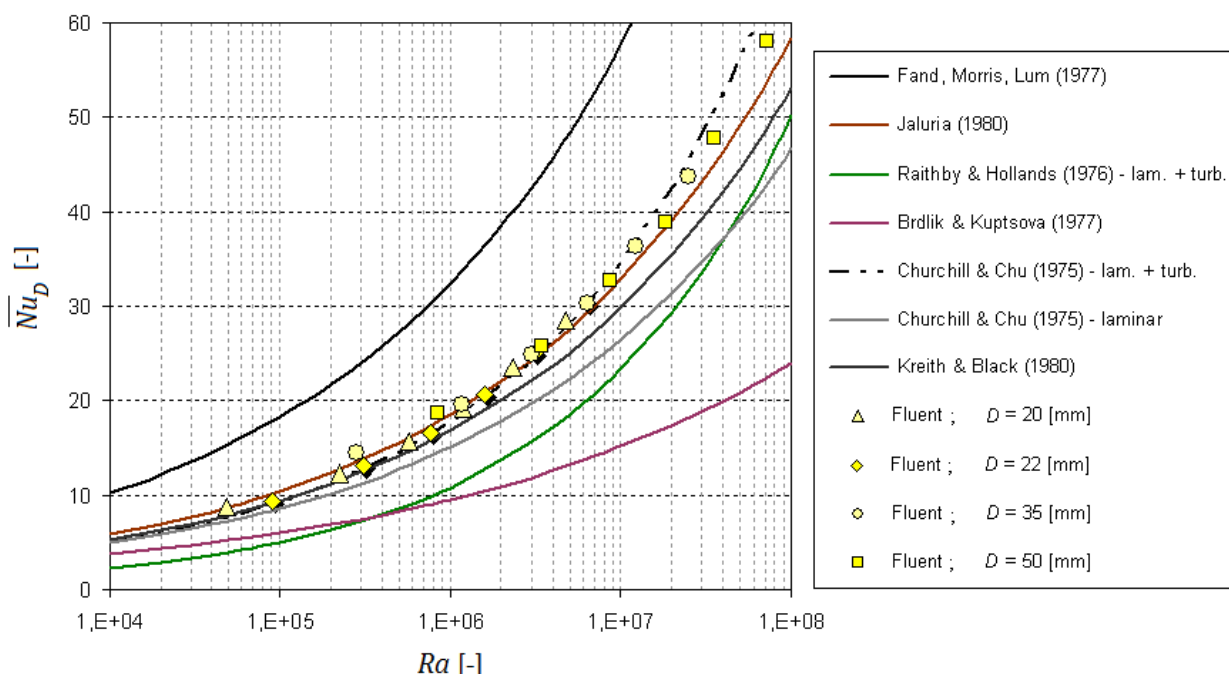
5.2.1.2 Nusseltovo číslo

Hodnotu Nusseltova čísla vztaženou na průměr horizontálního válce je možné určit podle rovnice (72). V její základní definici se objevují bezrozměrné hodnoty teploty a průměr válce vztažený na normálovou vzdálenost od povrchu. S ohledem na stanovenou okrajovou podmínku konstantního tepelného toku zadanou na povrchu válce je možné určit součinitel přestupu tepla i jiným způsobem, jako poměr plošné hustoty tepelného toku a rozdílu teplot ΔT . Střední hodnota Nusseltova čísla \overline{Nu}_D je pak rovna

$$\overline{Nu}_D = \frac{1}{t} \int_0^t Nu_{aw}(t) dt = \frac{1}{t} \int_0^t \frac{\dot{q} D}{\lambda (T_{aw}(t) - T_\infty)} dt, \quad [-] \quad (106)$$

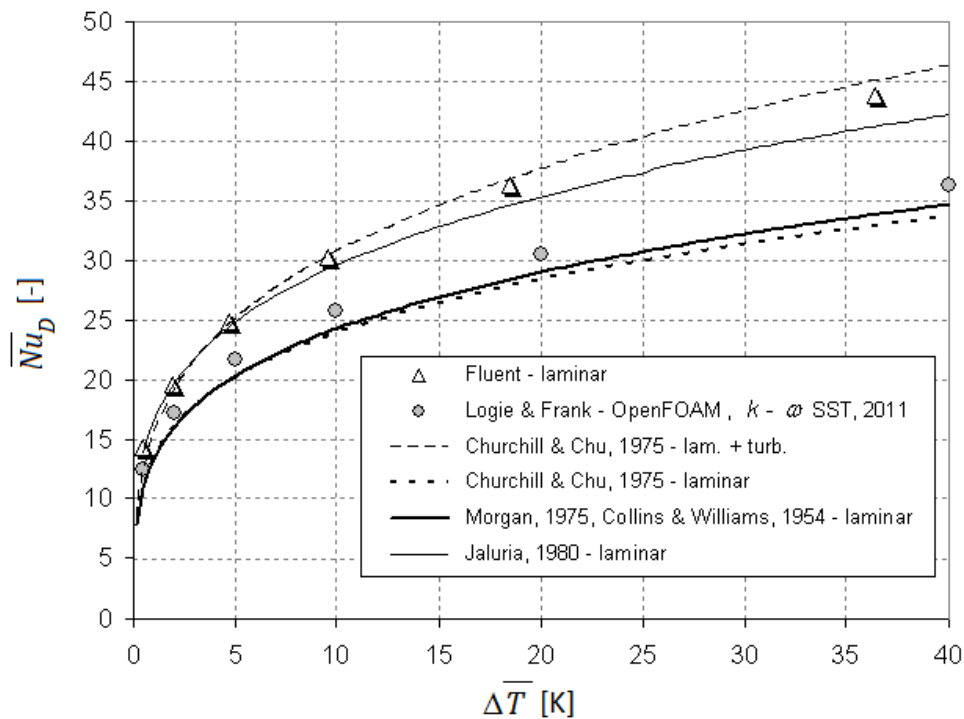
kde $Nu_{aw}(t)$ [-] označuje průměrné Nusseltovo číslo na povrchu válce v daný časový okamžik a \dot{q} [$W \cdot m^{-2}$] konstantní plošnou hustotu tepelné toku na válci.

Výsledky získané numerickou simulací proudění v programu Fluent 6.3 pro různé parametry průměru D fyzikálního modelu válce pro odlišné tepelné toky z povrchu jsou znázorněny v grafu na obrázku 40, kde jsou uvedeny časově střední hodnoty průměrného Nusseltova čísla \overline{Nu}_D pro laminární oblast proudění.



Obrázek 40: Střední hodnoty průměrného Nusseltova čísla získané simulacemi laminárního proudění příčně obtékaného horizontálního válce pro různé průměry D a odlišné hustoty tepelných toků.

Z grafu na obrázku 40 je dobře patrná shoda výsledků získaných numerickou simulací s výsledky experimentálního vyšetřování autorů Churchill a Chu [44] rovnice (94) a Jaluria [37] rovnice (91). Rovnice (91) a (94) byly vybrány k dalšímu zpracování. Problematikou volné konvekce při přenosu tepla z povrchu horizontálního válce téměř všech tekutin se zabývá více autorů s odlišným přístupem a pomocí různých nástrojů. V grafu na obrázku 41 jsou výsledky porovnání podobné studie autorů Logie a Frank [47] přirozené konvekce tekutiny s fyzikálními vlastnostmi vody ve volném prostoru kolem horizontálního válce o průměru 35 mm.



Obrázek 41: Střední hodnoty průměrného Nusseltova čísla získané simulacemi laminárního proudění příčně obtékaného horizontálního válce o průměru 35 mm a odlišné hustoty tepelných toků.

Zmínění autoři použili k numerickému výpočtu kódu OpenFOAM pro dvou-rovnicový turbulentní model $k-\omega$ SST s definovanou nulovou turbulencí na povrchu obtékaného válce. Jejich výsledky jsou ve velmi dobré shodě s autory Morgan a Collis – Williams [32] a [33], rovnice (82) a (86) pro oblast laminárního i turbulentního proudění. Data z numerické studie obtékání horizontálního válce průměru 35 mm laminárního proudění v programu Fluent 6.3 se přibližují spíše k výsledkům autorů Churchill – Chu [44], rovnice (93). Zde je nutné poznamenat, že v tomto článku je sledováno laminární proudění v omezeném prostoru, jak je ukázáno na obrázku 19 vlevo.

5.2.2 Výsledky experimentálního šetření

V tabulce 9 jsou uvedeny výsledné střední hodnoty Nusseltova čísla, hodnoty výkonů a střední hodnoty tepelné difference $\Delta\bar{T}$ [K] mezi hodnotami aritmetických průměrů teploty povrchu válce a střední hodnotou teploty okolí $\Delta T = T_w - T_\infty$ [K]. Střední hodnoty $\Delta\bar{T}$ [K] jsou vypočítány podle rovnice (103), kde je

$$\bar{T}_w = \frac{1}{10} \sum_{i=1}^{10} \bar{T}_i, \quad [\text{K}] \quad (107)$$

kde \bar{T}_i [K] je časově středovaná teplota povrchu válce získaná jedním termočlánkem v jednom bodě ze souboru n vzorků s ekvidistantním časovým intervalem odečtu dat. Poté tedy pro průměrnou teplotu povrchu platí

$$\bar{T}_i = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n T_{ij}(t), \quad [\text{K}] \quad (108)$$

kde $T_{ij}(t)$ [K] je teplota i -tého snímače v časovém intervalu j . Teplota okolí není konstantní a je také proměnnou, proto

$$\bar{T}_\infty = \frac{1}{3n} \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^n T_{\infty ij}(t), \quad [\text{K}] \quad (109)$$

kde \bar{T}_∞ [K] je střední teplota okolí válce měřená třemi teplotními čidly a $T_{\infty ij}(t)$ [K] je hodnota získaná jedním snímačem v daný okamžik v souboru n vzorků. Obdobným způsobem, ovšem pouze pro časově průměrovaná data byly získávány průměrné teploty na straně měření tepelných výkonů odváděných z povrchu válce přirozenou konvekcí.

V tabulce 9 jsou uvedeny střední hodnoty teplotních diferencí mezi povrchovou teplotou válce a okolím s jejich příslušnými nejistotami měření. Tady je vhodné upozornit na dva odlišné přístupy zpracování nejistoty měření. Zatímco pro měření tepelného výkonu válce byly použity přesné odporové teploměry Pt 100, měření teploty povrchu válce bylo z konstrukčních důvodů provedeno pomocí termočlánků. Termočlánky mají obecně nižší citlivost, zejména typ „K“ použitý v tomto případě. K tomu je nutné přihlédnout i přesto, že na snímačích byla provedena kalibrace pomocí kalibrační pece i laboratorního termostatu. Příslušná nejistota měření pro termočlánky na povrchu válce a jejich měřidlo byla proto stanovena hodnotou 0,2 K. Pro přesné odporové teploměry Pt 100 je výrobcem uváděna přesnost hodnotou $\pm 0,02$ K. Pro účely toho měření byla ale počítána přesnost $\pm 0,05$ K. V každém režimu probíhalo měření přibližně 15 minut, sběr dat po jedné vteřině, což přibližně představovalo soubor vzorků o devíti stech řádcích v každém režimu, které byly časově

přůměřovány. Při dalším nastavení vyššího výkonu následoval časový úsek nutný pro ustálení procesu a proces měření byl opakován.

Tabulka 9.: Střední hodnoty teplotní difference mezi povrchem válce a okolím, výkon odváděný okolní tekutinou a příslušná Nusseltova čísla na horizontálním válci průměru $D = 22$ [mm] a patřičné hodnotě Rayleighova čísla.

$\Delta\bar{T}$ [K]	\dot{Q} [W]	Rel. chyba \dot{Q} [W]	\overline{Nu}_D	Rel. chyba \overline{Nu}_D	Ra_D
3,2	15 ± 7	45%	12 ± 5	39%	6,20 · 10 ⁵
4,3	28 ± 7	25%	17 ± 4	18%	7,39 · 10 ⁵
6,1	44 ± 7	16%	19 ± 3	13%	1,32 · 10 ⁶
9,3	83 ± 8	10%	23 ± 3	9%	1,56 · 10 ⁶
9,9	82 ± 8	10%	22 ± 2	8%	2,35 · 10 ⁶
11,2	100 ± 9	9%	24 ± 2	7%	2,80 · 10 ⁶
12,6	111 ± 10	9%	24 ± 2	7%	3,30 · 10 ⁶
14,2	122 ± 10	8%	23 ± 2	7%	3,89 · 10 ⁶
15,5	134 ± 11	8%	23 ± 2	7%	4,47 · 10 ⁶
16,7	147 ± 11	8%	23 ± 2	6%	5,05 · 10 ⁶
17,4	153 ± 11	7%	23 ± 2	6%	2,71 · 10 ⁶
18,0	165 ± 12	7%	24 ± 2	6%	5,69 · 10 ⁶
19,2	176 ± 13	7%	24 ± 2	6%	6,40 · 10 ⁶
20,5	190 ± 13	7%	24 ± 2	6%	7,15 · 10 ⁶
21,7	204 ± 14	7%	24 ± 2	6%	7,94 · 10 ⁶
23,1	208 ± 14	7%	24 ± 2	6%	3,40 · 10 ⁶
23,8	223 ± 15	7%	24 ± 2	6%	9,22 · 10 ⁶
32,7	312 ± 16	5%	25 ± 2	6%	5,12 · 10 ⁶

U nepřímo měřených veličin, jako například u tepelného výkonu odváděného z povrchu válce a Nusseltova čísla byla stanovena nejistota na základě věty o přenosu chyby. Je-li hodnota výkonu dána rovnicí

$$\dot{Q} = c_p \dot{m} (T_{vst} - T_{výst}), \quad [\text{W}] \quad (110)$$

kde T_{vst} a $T_{výst}$ [K] jsou teploty vody vstupující a vystupující z topného válce z kalorimetru HAAKE K35. Tepelná kapacita, jako tabelovaná hodnota, byla stanovena pomocí střední teploty v každém režimu měření zvlášť. Chyba konstanty měrné tepelné kapacity zde nebyla stanovena o řád nižší, než je velikost ostatních chyb [48], ale byla uvažována vyšší, tedy stejného řádu.

Pro ostatní veličiny a jejich patřičné nejistoty $\bar{\sigma}_{\dot{m}}$ [$\text{kg}\cdot\text{s}^{-1}$], $\bar{\sigma}_{T_{vst}}$ [K], $\bar{\sigma}_{T_{výst}}$ [K] je výsledná hodnota nejistoty nepřímo získané veličiny tepelného toku dána rovnicí

$$\bar{\sigma}_{\dot{Q}} = \sqrt{\left(\frac{\partial \dot{Q}}{\partial \dot{m}} \bar{\sigma}_{\dot{m}}\right)^2 + \left(\frac{\partial \dot{Q}}{\partial T_{vst}} \bar{\sigma}_{T_{vst}}\right)^2 + \left(\frac{\partial \dot{Q}}{\partial T_{výst}} \bar{\sigma}_{T_{výst}}\right)^2 + \left(\frac{\partial \dot{Q}}{\partial c_p} \bar{\sigma}_{c_p}\right)^2}. \quad [\text{W}] \quad (111)$$

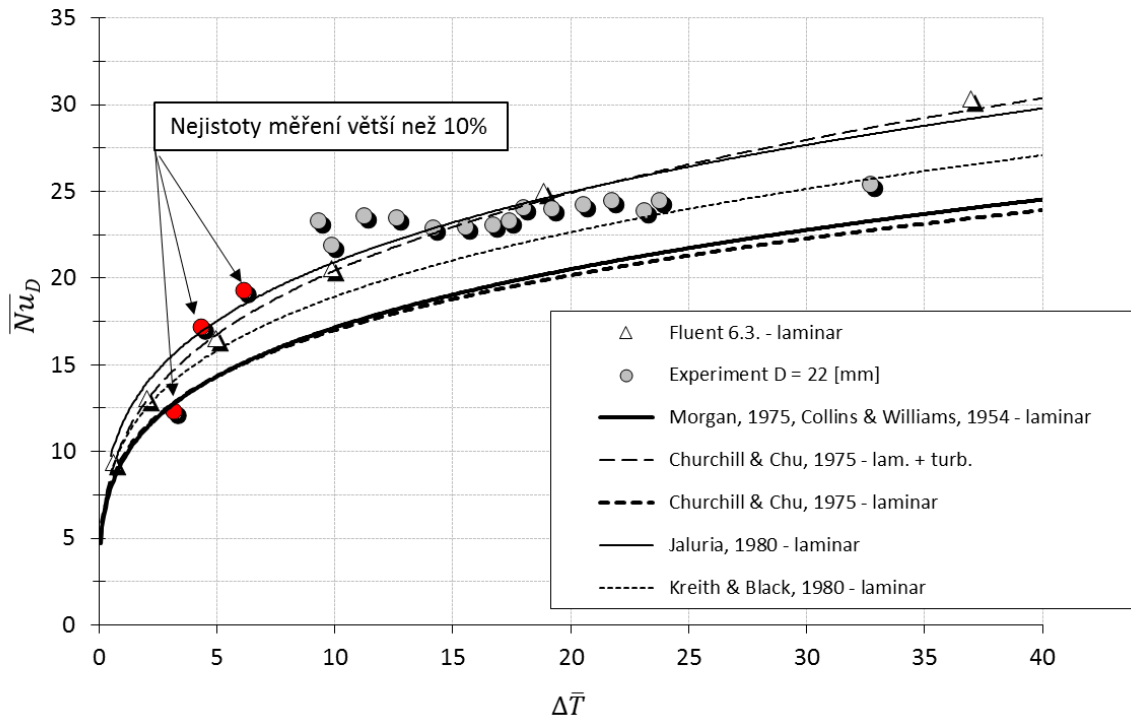
Pomocí stejného postupu byla stanovena nejistota pro střední hodnotu Nusseltova čísla získaného úpravou rovnice (106)

$$\overline{Nu}_D = \frac{\dot{m} c_p (T_{vst} - T_{výst})}{\lambda \pi l (T_{aw}(t) - T_{\infty})}, \quad [-] \quad (112)$$

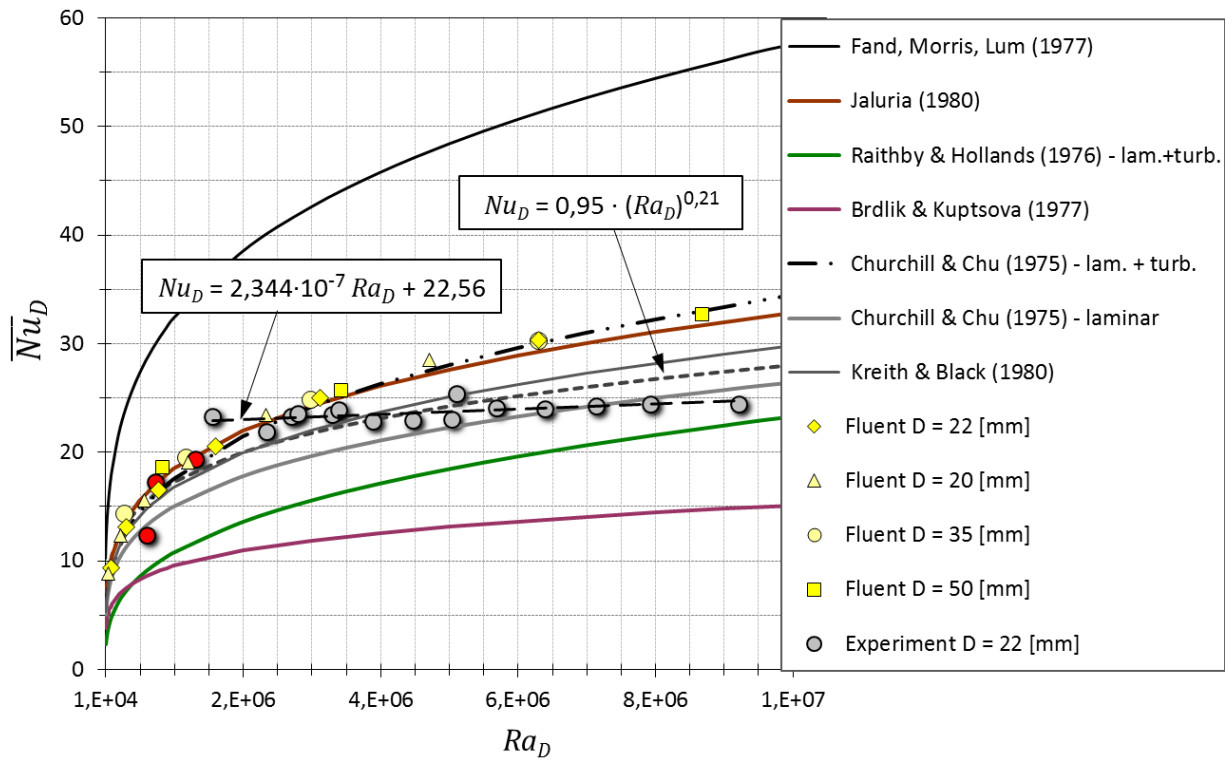
kde l [m] je délka horizontálního válce obtékaného tekutinou. Pro hodnoty teplotní difference uvedené v tabulce 9 jsou pro střední hodnoty teplotní difference do 6 K patrně vyšší hodnoty relativní chyby měřeného výkonu i Nusseltova čísla. To je způsobeno malým teplotním rozdílem mezi teplotou stěny a teplotou okolní tekutiny, ale také malými rozdíly teplot při měření výkonu. Ačkoliv byly výsledky použity k dalšímu zpracování, je nutné dodat, že jejich vypovídající hodnota a významnost je malá. Proto jsou tyto hodnoty v následujících grafech označeny červenou barvou a pro přesnější vyhodnocení by bylo vhodné měření opakovat, nebo použít odlišné metody, či přístroje.

V grafu na obrázku 42 je zobrazena závislost střední hodnoty Nusseltova čísla na střední hodnotě tepelné difference okolní tekutiny. Pro srovnání jsou zde uvedeny výsledky numerické simulace matematického modelu laminárního obtékání horizontálního válce počítané programem Fluent 6.3 s kritériálními rovnicemi podle vybraných autorů - stanoveno pro průměr válce 22 mm. Výsledky numerické simulace pro průměr válce 22 mm velmi dobře odpovídají kritériálním rovnicím (91) a (93) autorů Churchill a Chu [44] a Jaluria [37]. Experimentální výsledky byly nejprve posouzeny s ohledem na přesnost měření. V grafu jsou červeně označeny výsledky, které mají nejistotu měření větší než deset procent. První bod pro nízké rozdíly teplot dokonce má nejistotu měření téměř 50 %. Tyto výsledky by měly být brány pouze jako informativní a jsou uvedeny pro úplnost.

V grafu na obrázku 43 je vynesena funkční závislost střední hodnoty Nusseltova čísla na získaném Rayleigho čísle s přidáním hodnotami experimentálního vyšetřování horizontálního válce průměru 22 mm. Ve zvoleném teplotním intervalu lze určit, ve které oblasti Nusseltova čísla děj probíhá. Z výsledků plyne, že pro popis uvedeného děje je možné použít rovnic (91), (95) a (93) autorů Jaluria [37], Churchill – Chu [44], Kreith – Black [45].



Obrázek 42: Střední hodnoty průměrného Nusseltova čísla získané experimentálním vyšetřováním a simulacemi laminárního proudění příčně obtékaného horizontálního válce o průměru 22 mm s různými hustotami tepelných toků.



Obrázek 43: Střední hodnoty průměrného Nusseltova čísla získané při experimentálním vyšetřování a simulacemi laminárního proudění příčně obtékaného horizontálního válce různých průměrů.

V grafu na obrázku 43 jsou kromě kritériálních rovnic uvedených autorů a výsledků numerické simulace a experimentu také interpolační křivky stanovené pro experimentální data pro Rayleighova čísla v intervalu $10^4 \leq Ra_D \leq 10^7$. Jako základní interpolace byla vybrána lineární funkce, popsána rovnicí

$$Nu_D = 2,344 \cdot 10^{-7} Ra_D + 22,560. \quad [-] \quad (113)$$

Interpolace pro všechny experimentální výsledky, bez ohledu na velkou nejistotu označených bodů měření by mohla být použita mocninná funkce

$$Nu_D = 0,95 (Ra_D)^{0,21}. \quad [-] \quad (114)$$

Takový závěr je ale nutné ověřit novým měřením za použití mnohem přesnějších snímačů a měřících přístrojů. S přihlédnutím k platnému intervalu Rayleighova čísla je lineární interpolace, dána rovnicí (115) dostatečná a pro teplotní diferencii v intervalu 10 K až 40 K a Prandtlovo číslo $3 < Pr < 7$ je vyhovující pro odhad Nusseltova čísla při proudění přirozenou konvekcí kolem horizontálního válce průměru 22 mm.

5.3 Vliv tepelné vodivosti vody na penetrační hloubku

Voda je díky poměrně malé tepelné vodivosti vhodným médiem pro vytvoření tepelné stratifikace. Tepelná vodivost vody je funkcí teploty a se vzrůstající teplotou mírně stoupá. Podle IAPWS [2] lze její závislost vyjádřit pomocí jednoduchého matematického vztahu, nebo pomocí polynomu druhého řádu v rozsahu teplot $0 \div 100^\circ\text{C}$ a při konkrétním tlaku. Její hodnota se pak pohybuje v rozmezí $0,56 \div 0,68 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$. V režimu uchovávání tepelné energie, za předpokladu nulového pohybu vodní masy v nádrži, je možné řešit nestacionární vedení tepla pomocí zjednodušené Fourier-Kirchhoffovy rovnice. Zanedbáním konvektivního přenosu tepla se voda v nádrži bude chovat jako pevné těleso a úlohu je možné řešit pro nestacionární vedení tepla v polo-neomezeném prostředí. K posouzení lze prakticky vyjít z teorie nestacionárního vedení tepla a Biotova čísla. Bezrozměrné Biotovo číslo Bi uvádí do vztahu vnitřní konduktivní termický odpor s vnějším termickým konvektivním odporem popsáním rovnicí

$$Bi = \frac{\alpha L}{\lambda}, \quad [-] \quad (115)$$

kde $\alpha [\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}]$ je součinitel přestupu tepla. V případech, kdy je Biotovo číslo podstatně větší než jedna (například více než 100), je nestacionární teplotní profil v objemu řešen se zadáním okrajové podmínky prvního druhu a skokové změny teploty.

S přijetím zjednodušujících předpokladů je Fourier-Kirchhoffova rovnice vedení tepla obecně

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}, \quad [\text{K}\cdot\text{s}^{-1}] \quad (116)$$

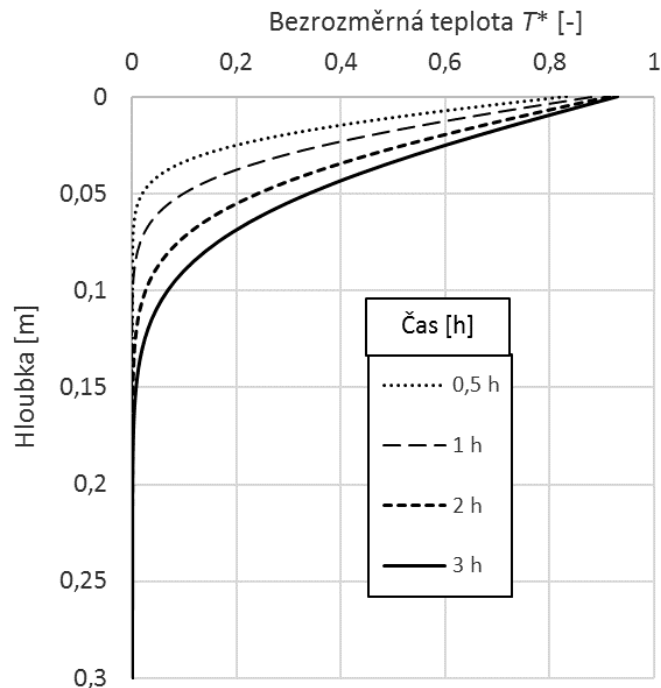
kde y [m] představuje vertikální souřadnici. Bezrozměrný, nestacionární teplotní profil je řešen pomocí Gaussova integrálu, tzv. Error funkce

$$T^* = \frac{T - T_0}{T_S - T_0} = 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\xi e^{-\zeta^2} d\zeta, \quad [-] \quad (117)$$

kde T_0 [K] je počáteční teplota tělesa, odpovídající rovnovážné počáteční teplotě okolí, T_S [K] skoková změna teploty na povrchu tělesa a ξ [-] je bezrozměrná polohová souřadnice ve směru nestacionárního vedení tepla definovaného jako

$$\xi = \frac{y}{2\sqrt{a t}}. \quad [-] \quad (118)$$

V grafu na obrázku 44 jsou výsledky analytického modelování vedení tepla vodním prostředím se zadáním okrajové podmínky prvního druhu. K numerickému řešení teplotního profilu byla použita obdélníková metoda. V grafu je vidět postupný teoretický vývoj teplotního profilu ve vodním polo-neomezeném prostředí způsobený tepelnou vodivostí vody pro různé časové intervaly. Z prvotní analýzy je patrné, že již po jedné hodině je možné očekávat 10 % ovlivnění teploty v hloubce 50 mm a po třech hodinách v hloubce 100 mm. I přesto je přenos tepla napříč termoklinou díky nízké tepelné vodivosti vody považován za nevýznamný jev ve srovnání s dalšími faktory, jako jsou ztráty do okolí, výrazné míchání v počátku nabíjení, nebo vybíjení a v neposlední řadě tepelná vodivost stěny nádrže ve vertikálním směru. Jedna z dřívějších studií rozpadu termokliny vlivem tepelné vodivosti stěn nádrže byla prezentována Millerem [49] již v roce 1977.



Obrázek 44: Nestacionární teplotní profil v polo-neomezeném prostředí vody způsobený teplotní vodivostí.

Miller publikoval experimentální výsledky pro odlišné materiály zásobníků a ukázal, že vliv vodivosti stěn není zanedbatelný. Z dostupných materiálů vybral sklo, které se tepelnou vodivostí blíží vodě a hliník, který naproti tomu má vodivost přibližně 250krát větší než voda. V roce 1979 Sherman a kol. [50] prezentovali velké množství experimentálních výsledků pro měděné, duralové, ocelové, nerezové a laminátové válcové zásobníky. Ukázali, že je možné použít prostou lineární aproximaci vlivu stěn v případech, kde je poměr součinů tepelných vodivostí a ploch kolmých na směr tepelných toků menší než hodnota 3

$$3 > \frac{\lambda_o A_o}{\lambda A}, \quad [-] \quad (119)$$

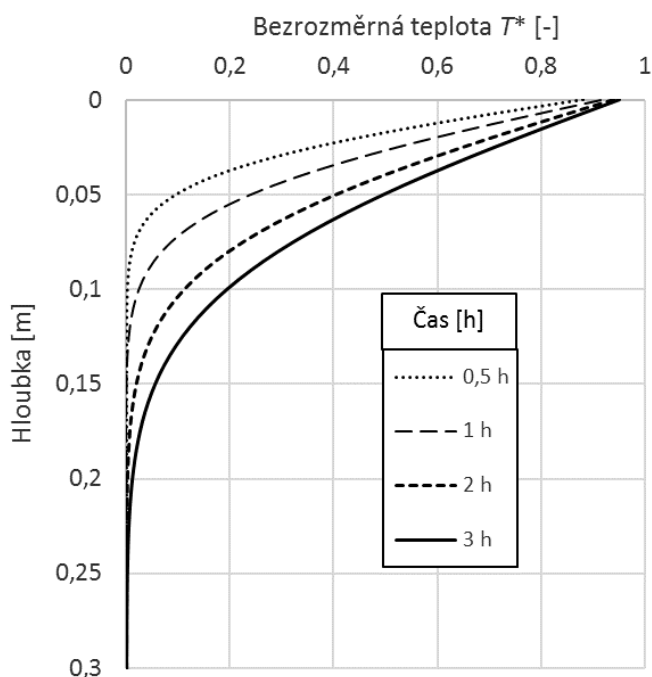
kde λ_o [$\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$] je tepelná vodivost stěny nádrže a A_o , A [m^2] jsou plochy řezu kolmé na směr tepelného toku stěnou zásobníku a akumulčního média. Newton [51] v roce 1995 ukázal, že zmíněná aproximace může být použita k výpočtu „efektivní“ tepelné vodivosti, v případě, kdy nejsou k dispozici rozsáhlá experimentální data a s přijetím následujících zjednodušujících předpokladů:

1. stěna a tekutina jsou uvažovány se stejnou teplotou v každém bodě,
2. tepelná vodivost akumulčního média a stěn je v každém bodě konstantní
3. a tloušťka stěny je podstatně menší než radius zásobníku.

Poslední podmínka odpovídá předpokladu publikovanému Sharmanem v roce 1979 podle rovnice (119). John [52] a Heimrath [53] v roce 2002 a 2004 využili uvedeného předpokladu pro identifikaci vhodné konstrukce velkých zásobníků, kdy zásobníky s objemem akumulčního média 5000 litrů a více označili jako „vhodné“ mají-li efektivní tepelnou vodivost v rozmezí $1 \div 1,5$ násobku tepelné vodivosti vody. Zásobníky o objemu mezi pěti a jedním metrem krychlovým pak v rozsahu $1,5 \div 2$ násobku tepelné vodivosti vody. Efektivní tepelná vodivost

$$\lambda_{ef} = \frac{A_o \lambda_o + A \lambda}{A_o + A} \quad [W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}] \quad (120)$$

Tělo nádrže použité v této práci je z oceli, tloušťky 2,5 mm, vnějším průměrem 0,85 m s tepelnou vodivostí $54 W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$. Poměr podle rovnice (119) vychází přibližně 1, čímž je splněna i podmínka použitelnosti. Efektivní tepelná vodivost pro uvedený akumulční zásobník je podle rovnice (120) $1,266 W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$. V grafu na obrázku 45 jsou výsledky analytického modelování vedení tepla v prostředí s modifikovanou tepelnou vodivostí podle (120) pro bezrozměrnou teplotu a hloubku podle (117) a (118) se zadáním okrajové podmínky prvního druhu.



Obrázek 45: Nestacionární teplotní profil v polo-neomezeném prostředí způsobený efektivní výpočtovou teplotní vodivostí.

Z grafu na obrázku 45 je patrný vliv efektivní výpočtové tepelné vodivosti na teplotním profil uvnitř nádrže. Je zřejmé, že například po dvou hodinách je možné očekávat 10 % ovlivnění v hloubce kolem 100 mm. Na druhou stranu pro rychlejší děje, například pro 0,5 h, je 10 % vliv v poloviční hloubce.

6 Závěr

Díky výsledkům studie nabíjení a vybíjení vodního akumulčního zásobníku tepla přímým vtokem a výsledkům studie přirozené konvekce ve vodním prostředí na povrchu horizontálně uloženého válce mohou být vyneseny následující závěry a náměty pro další výzkum.

6.1 Výsledky a nové poznatky

V laboratořích Katedry energetických zařízení bylo postaveno experimentální zařízení, vycházející z konstrukce běžných akumulčních zásobníků tepla. Nově vytvořené zařízení umožňuje vkládání různých fyzických vestaveb, výměníků, nebo jiných konstrukcí, které mění geometrii přímých vtoků. Zařízení je možné využít nejen pro studium dějů uvnitř akumulčního zásobníku, ale také ke studiu chování zásobníku jako části určitého systému. Pro tuto studii bylo experimentálně vyšetřeno šestnáct odlišných režimů nabíjení i vybíjení akumulčního zásobníku tepla pro rozličné geometrie přímých vtoků. Nabíjení zásobníku přímým vtokem bylo měřeno pro devět režimů s horizontálním vstupem a další čtyři režimy nabíjení s vertikálním vtokem v horní části zásobníku. Vertikální vtok byl orientován směrem ke dnu nádrže a situován do vertikální osy zásobníku. Geometrie vertikálního vtoku byla zvolena jako jedna z nejméně vhodných konstrukcí pro přiblížení se teoretickému případu nabíjení ideálního zásobníku tepla. Režim vybíjení byl měřen horizontálním vtokem ve spodní části zásobníku. Výsledky byly zpracovány a diskutovány pro různé metody posouzení účinnosti ukládání tepelné energie. Byly vybrány odlišné přístupy vyhodnocování výsledků ať už z kvalitativního pohledu, tak z pohledu prvního i druhého zákona termodynamiky. Bylo přistoupeno ke zpracování metody založené na posouzení exergetické účinnosti. Jednotlivé procesy byly sledovány nejen z hlediska celkového zhodnocení experimentu, ale také byly vyhodnoceny vlastní průběhy měřených dějů.

6.1.1 Závěry porovnání hlavních výsledků s výsledky ostatních autorů

Hlavní parametry, získané při experimentální vyšetřování nabíjení a vybíjení vodního akumulčního zásobníku tepla přímým vtokem, byly konfrontovány s výsledky jiných autorů. Výsledky studie v této práci ukazují výskyt větší penetrační hloubky při měření vtoku vertikálním vstupem oproti výsledkům získaným při měření horizontálními vstupy. Podobné chování bylo ukázáno ve výsledcích autorů

Cohen a O'Callaghan. Uvedení autoři prezentovali lineární interpolaci získaných dat penetrační hloubky, která dobře odpovídá vyšším hodnotám Turnerova parametru. Pro nízké hodnoty Turnerova parametru je však patrné nelineární chování, což je ve shodě s výsledky této práce. Proto byla navržena nelineární interpolace penetrační hloubky pro nízké hodnoty Turnerova parametru v rozsahu $0,013 < \psi < 0,45$ při nabíjení a vybíjení zásobníku horizontálním ve tvaru

$$z = \frac{2,069 \psi^2 + 0,071}{4,123 \psi + 0,184} \quad [m]$$

Výsledky nabíjení a vybíjení horizontálním vtokem byly porovnány také pro bezrozměrný Lavan-Thompsonův parametr. Měřením byly získány účinnosti extrakce pro vyšší hodnoty Lavan-Thompsonova parametru, než prezentovali Lavan a Thompson [11], nebo Cohen a O'Callaghan. Bylo ukázáno, že získaná účinnost extrakce vykazuje spíše konstantní průběh okolo 85 % v rozsahu hodnoty Lavan-Thompsonova parametru od hodnoty 33 až 338.

Výsledky penetrační hloubky pro horizontální vstupy, které byly získány v této studii, byly porovnány s výsledky prezentovanými Sliwinskim v roce 1980 pro modifikované Richardsonovo číslo. Výsledky ukazují na nenulové hodnoty i v případě Richardsonova čísla většího než 10.

6.1.2 Ukazatele výkonu a souhrnné výsledky účinností

6.1.2.1 Stratifikační číslo

V kapitole 5.1.2.1 bylo poukázáno, že odlehlost vtoků do nádrže nemá přímý vliv na tvorbu a tloušťku termokliny, ale naopak znemožňuje porovnání stratifikačních čísel získaných pro zásobníky s odlišnou odlehlostí vtoků. Vzhledem k náročnosti zpracování potřebných dat a nutnosti přepočtu hodnoty stratifikačního čísla pro zásobník s jinou odlehlostí vstupů, se tato metoda jeví značně nevýhodnou pro další výzkum, případně použití v praktických aplikacích. Bylo poukázáno, že existuje vazba mezi stratifikačním číslem a penetrační hloubkou. S ohledem na zachování vazby na odlehlost vstupů bylo navrženo použití podílu penetrační hloubky a odlehlosti vstupů jako náhradní varianty stratifikačního čísla.

6.1.2.2 Účinnost extrakce

Účinnost extrakce je jednoduchá metoda, která vede k přímému posouzení účinnosti děje. Její nevýhodou je potřeba mít na počátku experimentu dokonale promíchaný zásobník, neboť analýza měření na stratifikovaném zásobníku by přinášela nepřesné údaje. Vyhodnocením měření bylo ukázáno, že výsledky měření pro horizontální vtoky vykazují přibližně o 20 % vyšší účinnost extrakce, než je tomu pro vertikální vtok, kde se hodnota účinnosti pohybuje kolem 75 %.

6.1.2.3 Ztrátová výška ELH

V této práci bylo poukázáno, že ztrátová výška může sloužit k porovnání různých dějů ve zcela odlišných zásobnících tepla, díky velikosti hodnoty ztrátové energie. Bylo poukázáno, že ztrátová energie je větší pro děje s menšími Richardsonovými čísly, kdy jsou rychlosti vstupujícího proudu nejvyšší a zároveň nejmenší rozdíly teplot. Pomocí experimentálních výsledků byla odvozena funkční závislost ztrátové výšky na vstupním Richardsonově čísle v rozsahu $2 \cdot 10^{-3} \leq Ri \leq 10^2$

$$ELH = 1,395 \cdot 10^{-3} Ri^{-1} + 6,75 \cdot 10^{-2}. \quad [m]$$

Bylo poukázáno, že ztrátová výška nemůže být porovnáвана s účinností, ale díky své definici je snadno představitelná.

6.1.2.4 Účinnost založená na prvním zákonu termodynamiky

Účinnost definované pomocí prvního zákona termodynamiky dosahuje jsou nevyšších hodnot, které byly v této práci získány. Pro většinu sledovaných režimů se celková účinnost pohybovala nad hodnotou 95 %. Na základě výsledků bylo poukázáno, že metody založené na prvním zákonu termodynamiky jsou sice velmi jednoduché a snadno pochopitelné, na druhou stranu nevypovídají nic o tom, co se v průběhu sledovaných procesů s ukládanou energií děje.

6.1.2.5 Účinnost stanovená pomocí čísla MIX

Bylo poukázáno, že pomocí čísla MIX je možné postihnout děje, které se projeví během sledovaných procesů. Ve srovnání s prvním zákonem termodynamiky je v případě účinnosti stanovené pomocí čísla MIX sledován také průběh ukládání tepelné energie. Pro malá Richardsonova čísla do hodnoty 0,1 je účinnost nejmenší a se vzrůstající hodnotou Richardsonova čísla stoupá, což odpovídá

obecnému předpokladu. Ze všech uvedených případů dosahují účinnosti založené na čísle *MIX* nejmenších hodnot.

6.1.2.6 Exergetická účinnost

Exergetická účinnost se pro praktické účely vyskytuje jen velmi zřídka díky malé obecné znalosti popisu této formy energie. Na druhou stranu exergetický přístup dokáže postihnout všechny změny energie, které jsou provázené změnami teploty. Tento fakt činí z exergetické analýzy velmi komplexní nástroj k posouzení všech dějů, ke kterým během sledovaných procesů dochází. Jedná se pravděpodobně o nejlepší popis dějů ve vodním akumulčním zásobníku tepla. Stejně tak, jako je tomu u účinnosti stanovené pomocí čísla *MIX*, exergetická účinnost roste s rostoucí hodnotou Richardsonova čísla. V rozsahu Richardsonova čísla $5 \cdot 10^{-2} \leq Ri \leq 10^2$ se výsledné účinnosti pohybují mezi 80 % a 90 %.

6.1.3 Průběžné výsledky získané z měření

Pro každý sledovaný režim byla získána data, která umožňují sestavit teplotní profily v časových krocích po jedné vteřině, v devatenácti ekvidistantních úrovních podél vertikální osy a ve třech bodech v každé takové úrovni. Teplotní profily sloužily zejména jako vstupní data pro další detailnější vyhodnocení a samotné nebyly předmětem výzkumu.

Byly vybrány a vyhodnoceny tři průběžné vývoje účinností všech sledovaných procesů. Výsledky byly vyneseny v samostatných grafech pro každý režim měření zvlášť. Ke každému grafu bylo přiřazeno vstupní Richardsonovo číslo, sloužící k přesné specifikaci procesu. Výsledky účinností jednotlivých procesů byly diskutovány a porovnány mezi sebou. Z průběžných výsledků měření vychází, že nabíjení zásobníku vertikálním vstupem se blíží spíše dokonale promíchanému zásobníku.

6.1.4 Závěry výzkumu přirozené konvekce na horizontálním válci

Vyšetřování přirozené konvekce při příčném obtékání horizontálního válce bylo v této práci vybráno jako jeden z mnoha modelových případů teplosměnné plochy u nepřímo nabíjených zásobníků. Byl vybrán konkrétní případ horizontálního válce uloženého v prostoru omezeného ze dvou stran podél osy válce. Analýza byla provedena pomocí nástrojů matematicko-fyzikálního modelování a experimentálního vyšetřování. Byly stanoveny a popsány limitující a zjednodušující podmínky

sledovaného jevu. Získané výsledky bezrozměrného Nusseltova čísla byly porovnány s výsledky dalších autorů.

Při numerickém vyšetřování fyzikálního modelu bylo provedeno celkem čtyřicet výpočtů laminárního proudění pro čtyři odlišné průměry horizontálního válce a odlišné teplotní rozdíly mezi průměrnou teplotou povrchu a okolní tekutiny. Získané výsledky simulace byly porovnány s kritériálními rovnicemi experimentálních studií různých autorů. Byla ukázána shoda výsledků numerické simulace s kritériálními rovnicemi autorů Churchill a Chu [44] a Jaluria [37]. Výsledky byly také konfrontovány s numerickou studií autorů Logie a Frank [47].

V laboratořích Katedry energetických zařízení bylo zkonstruováno experimentální zařízení určené k vyšetřování přirozené konvekce na povrchu horizontálního válce s vnějším průměrem 22 mm. Horizontální válec obsahuje deset termočlánků, zabudovaných v povrchu tak, aby nebyl porušen vnější profil válce. Celé zařízení je navíc konstruováno pro měření experimentálními metodami PIV a LIF. Získané hodnoty bezrozměrného Nusseltova čísla byly také porovnány s kritériálními rovnicemi vybraných autorů a na základě získaných výsledků byly stanoveny vlastní kritériální rovnice specifické pro tento případ. S přihlédnutím k analýze nejistot měření byla jako základní interpolace vybrána lineární funkce bezrozměrného Rayleighova čísla v intervalu $10^4 \leq Ra_D \leq 10^7$

$$Nu_D = 2,344 \cdot 10^{-7} Ra_D + 22,560 . \quad [-]$$

Jako vedlejší interpolace výsledků experimentálního šetření, kterou by bylo vhodné podrobněji prověřit, pro všechna data bez ohledu na velikost nejistot měření, byla vybrána mocninná funkce

$$Nu_D = 0,95 (Ra_D)^{0,21} . \quad [-]$$

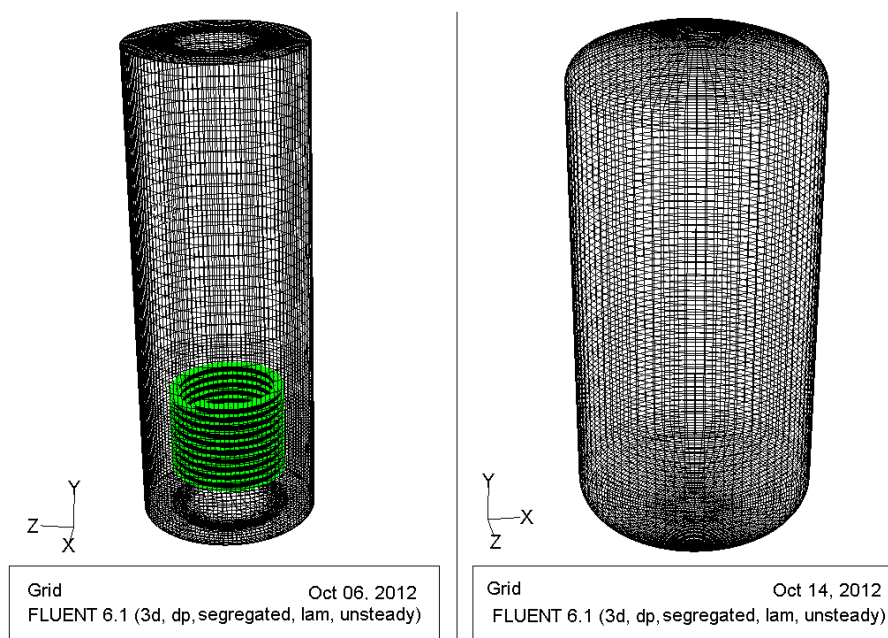
Pro výsledné kritériální rovnice byl také stanoven rozsah limitující použití pro tekutiny s bezrozměrným Prandtlovým číslem mezi hodnotami $3 < Pr < 7$.

6.2 Závěry pro další výzkum

Z uvedených výsledků je patrné, že při nabíjení a vybíjení zásobníků přímým vtokem dochází ke vzniku promíchaných oblastí. Je zřejmé, že na velikost takové oblasti mají vliv nejen termofyzikální vlastnosti proudu, ale také geometrické uspořádání vtoku, tj. vstupní průměr, orientace apod. Z naměřených dat zatím není možné odvodit konkrétní závěry pro odhad velikosti promíchané oblasti v závislosti na tvaru a uspořádání vtoku, ale je možné v budoucnu provedená měření rozšířit a doplnit o výsledky získané na odlišných konstrukcích vtoků. Podobně, jako autoři Zurigat, Ghajar a Morreti [54], kteří v roce 1988 prezentovali výsledky numerické a experimentální studie vlivu geometrie vtoků na velikost promíchané oblasti a definovali efektivní difuzivitu pro tři různé geometrie vtoků. Pro studované geometrie vtoku pak odvodili patřičné korelační rovnice, umožňující zjednodušený numerický výpočet.

V této práci bylo ukázáno, že velikost penetrační hloubky a tloušťka termokliny jsou ovlivněny nejen vlastním probíhajícím procesem, ale také délkou trvání děje. Pro další výzkum by proto bylo vhodné provést mnohem detailnější analýzu vlivu tepelné vodivosti na velikost penetrační hloubky pomocí efektivní tepelné vodivosti, popsané v kapitole 5.3.

Realizace experimentů a získání výsledků je časově i energeticky náročné, proto by pro budoucí studie dějů mělo být využito matematicko-fyzikálních modelů s využitím CFD.



Obrázek 46: Ukázky připravených modelů pro výpočet dějů uvnitř zásobníku metodou konečných objemů.

Na obrázku 46 je ukázka dvou připravených modelů pro výpočet metodou konečných objemů. Studie budou provedeny pro děje vyskytující se při nabíjení a vybíjení akumulčních zásobníků tepla přímým vtokem, ale také pro nabíjení a vybíjení akumulčních zásobníků tepla pomocí teplosměnných ploch výměníků. Rovněž může být sledován režim uchovávání tepelné energie, nebo vliv tvaru zásobníku a odlehlosti vstupů na kvalitu ukládání tepelné energie.

Ke studiu chování zásobníku jako celku a pro mnohem jednodušší výpočty s rychlým získáním výsledků by bylo vhodné připravit jednorozměrný matematicko-fyzikální model akumulční nádrže. Jednorozměrné modely se v současné době i přes rozšíření CFD používají velmi často, neboť mohou přinést ucelený obraz chování zásobníku. Modely mohou být použity pro rychlé odhady a simulace, které bývají později detailněji zkoumány ať už experimentálně, nebo pomocí nástrojů CFD. Pro tyto modely jsou vhodné korelační rovnice, které umožňují odhadnout již zmíněnou efektivní difuzivitu, a tedy i velikost promíchané oblasti a tloušťku přechodové oblasti termokliny.

V neposlední řadě je dobré připomenout, že konstrukce použité experimentální akumulční nádrže umožňuje instalaci nejrůznějších fyzických vestaveb, difuzorů, případně zabudování výměníků tepla různého provedení. Díky tomu může být výzkum v budoucnu rozšířen i do dalších oblastí.

Studie přirozené konvekce kolem horizontálně uloženého válce ve vodním prostředí by měla být rozšířena o experiment, který by mohl potvrdit, či vyvrátit platnost nelineární interpolace experimentálních výsledků, viz. rovnice (114). Tato rovnice byla odvozena na základě experimentálních výsledků, ale bylo uvedeno, že není brán ohled na získané nejistoty měření. Použitím přesnějších měřících přístrojů, opakováním a zvětšením rozsahu měření by bylo možné potvrdit, nebo vyvrátit získané výsledky Nusseltova čísla a odvozený vztah. K rozšíření oblasti platnosti Nusseltova čísla by bylo možné použít různých vodních roztoků, například etylenglykolu, nebo lihového roztoku, či čistého lihu. Měření vyšších rozdílů teplot by mohlo ukázat další trend výsledků pro vzrůstající Rayleighovo číslo. Pro nízké rozdíly teplot by mohly být použity velmi citlivé snímače, případně by měření mělo být ověřeno jinou metodou. Experimentální nádrž je navržena také pro vyhodnocování některou z laserových metod anemometrie, nebo metodou laserové fluorescence LIF. Pomocí sestaveného zařízení je možné vytvořit i odlišné měření různých geometrických variant, které by se v nádrži mohly vyskytnout. Není vyloučeno také měření odlišných tvarů teplosměnných ploch.

Použitá literatura

- [1] J. H. Lienhard IV a J. H. Lienhard V, A Heat Transfer Textbook, III Edition, Cambridge, Massachusetts, USA: Phlogiston Press, 2005.
- [2] IAPWS, „Revised Supplementary Release on Properties of Liquid Water at 0.1 MPa,“ 2011. [Online]. Available: www.iapws.org.
- [3] E. S. Davis a R. Bartera, „Stratification in solar water heater storage tank,“ v *Solar Energy Subsystems for the Heating and Cooling of Buildings*, Charlottesville, Virginia, 1975.
- [4] M. K. Sharp a R. I. Loehrke, „Stratified thermal storage in residential solar energy applications,“ *Energy* 3, pp. 106-113, 1979.
- [5] R. I. Cole a F. O. Bellinger, „Thermally stratified tanks,“ *ASHRAE Transactions* 88, sv. 2, pp. 1005-1017, 1982.
- [6] M. D. Wuestling, S. A. Klein a J. A. Duffie, „Promising control alternatives for solar water heating systems,“ *Journal of Solar Energy Engineering* 107, pp. 215-221, 1985.
- [7] K. G. T. Hollands a M. F. Lightstone, „A review of low-flow, stratified tank solar water heating systems,“ *Solar Energy* 43, pp. 97-106, 1989.
- [8] Y. M. Haller, C. A. Cruickshank, W. Streicher, S. J. Harrison, E. Andersen a S. Furbo, „Methods to determine stratification efficiency of thermal energy storage processes - Review and theoretical comparison,“ *Solar Energy* 83, pp. 1847-1860, 2009.
- [9] V. Pathalookaran, W. Heidemann a H. Müller-Steinhagen, „A new method of characterization for stratified thermal energy stores,“ *Solar Energy* 81, pp. 1043-1054, 2007.
- [10] B. J. Sliwinski, A. R. Mech a T. S. Shih, „Stratification in thermal energy storage during charging,“ *VI International Heat Transfer Conference*, pp. 149-154, 1978.
- [11] Z. Lavan a J. Thompson, „Experimental study of thermally stratified hot water storage tanks,“ *Solar Energy*, č. 19, pp. 519-524, 1977.
- [12] M. A. Abdoly a D. Rapp, „Theoretical and experimental studies of stratified thermocline storage of hot water,“ *Energy Conversion and Management* 22, pp. 275-285, 1982.
- [13] Y. H. Zurigat a A. J. Ghajar, „Chapter 6: Heat transfer and stratification in sensible heat storage,“ v *Thermal Energy Storage – Systems and Applications*, New York, John Wiley & Sons, 2002, pp. 264-270.

- [14] A. M. C. Chan, P. S. Smereka a D. Giusti, „A Numerical Study of transient mixed convection flows in a thermal storage tank,“ *Journal of Solar Energy Engineering*, č. 105, pp. 246-253, 1983.
- [15] H. Yoo a E. Pak, „Theoretical model of the charging process for stratified thermal storage tank,“ *Solar Energy 51*, pp. 513-519, 1993.
- [16] P. Mavros, V. Belessiotis a D. Haralambopoulos, „Stratified energy storage vessels: characterization of performance and modeling of mixing behavior,“ *Solar Energy 52*, pp. 327-336, 1994.
- [17] E. Hahne a Y. Chen, „Numerical study of flow and heat transfer characteristics in hotwater stores,“ *Solar Energy 64*, pp. 9-18, 1998.
- [18] A. Bouhdjar a A. Harhad, „Numerical analysis of transient mixed convection flow in storage tank: influence of fluid properties and aspect ratios on stratification,“ *Renewable Energy 25*, p. 555–567, 2002.
- [19] L. Shah, E. Andersen a S. Furbo, „Theoretical and experimental investigations of inlet stratifiers for solar storage tanks,“ *Applied Thermal Engineering 25*, p. 2086–2099, 2005.
- [20] N. Tran, J. F. Kreider a P. Brothers, „Field measurement of chilled water storage system thermal performance,“ *ASHRAE Transactions 95*, sv. I, pp. 1106-1112, 1989.
- [21] W. P. Bahnfleth a A. Musser, „Thermal performance of a full scale stratified chilled water storage tank,“ *ASHRAE Transaction 104*, pp. 377-388, 1998.
- [22] A. Musser a W. P. Bahnfleth, „Field-measured performance of four Full-scale cylindrical stratified chilled-water thermal storage tanks,“ *ASHRAE Transaction 105*, pp. 218-230, 1999.
- [23] J. H. Davidson, D. A. Adams a J. A. Miller, „A coefficient to characterize mixing in solar water storage tanks,“ *Solar Energy Engineering 116*, pp. 94-96, 1994.
- [24] M. A. Rosen, „The exergy of stratified thermal energy storage,“ *Solar Energy Vol.71*, sv. III, pp. 173-185, 2001.
- [25] „www.thermtest.com,“ THERMTEST-Thermophysical Instruments, 2015. [Online]. Available: <https://www.thermtest.com/index.php?page=material-property-search>.
- [26] J. S. Turner, „Jets and plumes with negative or reversing buoyancy,“ *Fluid Mechanics*, sv. IV, č. 26, pp. 779-792, 1966.
- [27] H. B. Fischer, E. J. List, R. C. Koh, J. Imberger a N. H. Brooks, *Mixing in inland and coastal waters*, New York: Academic Press, 1979.
- [28] D. Bond a H. Johari, „Effects of initial geometry on the development of thermals,“ *Experiments in Fluids*, 39, pp. 589-599, 2005.

- [29] Wang, Ruo-Qian, A. W. Law, E. E. Adams a O. B. Fringer, „Large-Eddy simulation of starting buoyant jets,“ *Environmental Fluid Mechanics*, pp. 591-609, 2011.
- [30] R. R. Cohen, P. W. O'Callaghan a S. D. Probert, „Thermal analysis of the behaviour of a low-pressure hot-water store,“ v *First E.C. Conference on Solar Heating*, Amsterdam, Springer Science & Business Media, 1984, pp. 899-908.
- [31] B. J. Sliwinski, „Investigation of methods to predict thermal stratification and its effect on solar energy system performance,“ Construction Engineering Laboratory, Special Report E-160, Illinois, USA, 1980.
- [32] V. T. Morgan, „The overall convective heat transfer from smooth circular cylinders,“ v *Advances in Heat Transfer, Volume 11*, New York, Academic Press, 1975, pp. 199-264.
- [33] D. C. Collis a M. J. Williams, Free convection of heat from fine wires, Melbourne: Aeronautical Research Laboratories, 1954.
- [34] R. M. Fand, E. W. Morris a M. Lum, „Natural convection heat transfer from horizontal cylinders to air, water and silicone oils for Rayleigh numbers between $3 \cdot 10^2$ and $2 \cdot 10^7$,“ *International Journal of Heat and Mass Transfer* 20, pp. 1173-1184, 1977.
- [35] P. M. Brdlik, V. S. Kuptsova a V. G. Malinin, „Collection of Papers of Institute of Forest Engineering, No 102,“ p. 58, 1977.
- [36] G. D. Raithby a K. G. T. Hollands, „Laminar and turbulent free convection from elliptic cylinders with a vertical plate and horizontal cylinder as special cases,“ *Transactions of ASME* 98, pp. 72-80, 1976.
- [37] Y. Jaluria, Natural Convection Heat and Mass Transfer, Oxford, U.K.: Pergamon Press, 1980.
- [38] E. M. Sparrow a J. L. Gregg, „Laminar free convection from a vertical plate with uniform surface heat flux,“ *Transaction ASME, Journal of Heat Transfer*, sv. Volume 78, pp. 435-440, 1956.
- [39] K. S. Chang, R. G. Akins, L. Burris a S. G. Bankoff, „Free convection of a low prandtl number fluid in contact with a uniformly heated vertical plate,“ Argonne National Laboratory Report , 1964.
- [40] B. Gebhart, „Effects of viscous dissipation in natural convection,“ *Journal of Fluid Mechanics*, sv. Volume 14, č. 02, pp. 225-232, 1962.
- [41] T. Fujii, M. Takeuchi, M. Fujii, K. Suzaki a H. Uehara, „Experiments on natural convection heat transfer from the outer surface of a vertical cylinder to liquids,“ *International Journal of Heat and Mass Transfer*, sv. Volume 13, pp. 753-787, 1970.
- [42] H. K. Kuiken, „An asymptotic solution for large Prandtl number free convection,“ *Journal of Engineering Mathematics*, sv. Volume 2, č. 4, pp. 355-371, 1968.

- [43] H. K. Kuiken, „Axisymmetric free convection boundary-layer flow past slender bodies,“ *International Journal of Heat and Mass Transfer*, sv. Volume 11, č. 7, pp. 1141-1153, 1968.
- [44] S. W. Churchill a H. H. S. Chu, „Correlating equations for laminar and turbulent free convection from a vertical plate,“ *International Journal Heat and Mass Transfer*, sv. Volume 18, pp. 1049-1053 a 1323-1329, 1975.
- [45] H. K. Kreith a W. Black, *Basic Heat Transfer*, New York: Harper and Row, 1980.
- [46] D. Jašíková, P. Švarc, V. Dvořák a V. Kopecký, „Fluid Velocity and LIF Temperature Measurement in a Real Model of Heat Exchanger,“ v *International Conference of Experimental Fluid Mechanics*, Liberec, 2010.
- [47] W. Logie a E. Frank, „A Computational Fluid Dynamics Study on the Accuracy of Heat Transfer From a Horizontal Cylinder Into Quiescent Water,“ *Proceedings Thermal Storages*, pp. 1571-1577, 2011.
- [48] M. Benda, J. Ferdinand, T. Tögl, M. Voršíková a O. Mašková, „Fyzikální praktikum,“ Plzeň, Západočeská univerzita v Plzni, 2002, p. 18.
- [49] C. W. Miller, „The effect of a Conducting wall on a stratified fluid in a cylinder,“ v *12th AIAA Thermophysics Conference*, Albuquerque, New Mexico, USA, 1977.
- [50] C. Sherman, B. D. Wood a J. Mason, „Effect of vertical wall conductance on temperature relaxation in thermally stratified liquid thermal storage tanks,“ v *ISES Conference*, Atlanta, Georgia, USA, 1979.
- [51] B. J. Newton, *Modelling of solar storage tanks*, University of Wisconsin-Madison: Department of Mechanical Engineering, 1995.
- [52] R. John, *Validierung eines Rechenmodells für Großspeicher*, Marburg: Philipps-Universität Marburg, 2002.
- [53] R. Heimrath, *Simulation, Optimierung und Vergleich solarthermischer Anlagen zur Raumwärmeversorgung für Mehrfamilienhäuser*, Gratz: Institut für Wärmetechnik, Technische Universität Gratz, 2004.
- [54] Y. H. Zurigat, A. J. Ghajar a P. M. Morreti, „Stratified thermal storage tank inlet mixing characterization,“ *Applied Energy* 30, pp. 99-111, 1988.

Vlastní literatura

- [A1] P. Švarc, V. Dvořák, Numerický výpočet radiálního ventilátoru v klimatizační jednotce, 16. ANSYS konference, Luhačovice 2008, ISBN 978-80-254-3355-3
- [A2] P. Švarc, J. Unger, V. Dvořák, D. Jašíková, Vizualizace rychlostních polí vznikajících při nabíjení dvourozměrného modelu akumulčního zásobníku, XXIX. Setkání kateder mechaniky tekutin a termomechaniky 2010, Rožnov pod Radhoštěm, ISBN 978-80-248-2244-0.
- [A3] D. Jašíková, P. Švarc, V. Dvořák, V. Kopecký, Fluid Velocity and LIF Temperature Measurement in a Real Model of Heat Exchanger, *Experimental Fluid Mechanics*, 2010, TUL November 2010, ISBN 978-80-7372-670-6.
- [A4] P. Švarc, V. Dvořák, Measuring of Temperature Profiles in a Thermal Energy Storage, XXX. Setkání kateder mechaniky tekutin a termomechaniky, 2011, Špindlerův Mlýn, ISBN 978-80-7372-747-5.
- [A5] P. Švarc, V. Dvořák, Numerical and Experimental Studies of Laminar Natural Convection on a Horizontal Cylinder, *Experimental Fluid Mechanics* 2012, Vol. 1, VUT Brno, ISBN 978-80-214-4529-1.
- [A6] P. Švarc, V. Dvořák, Numerical and Experimental Studies of Laminar Natural Convection on a Horizontal Cylinder, *Engineering mechanics*, 2013, Vol. 20, ISSN 1802-1484.
- [A7] P. Švarc, J. Seidl, V. Dvořák, Experimental study of influence of inlet geometry on thermal stratification in thermal energy storage during charging proces, *Experimental Fluid Mechanics*, 2013, Kutná Hora, ISBN 978-80-260-5375-0

Příloha

