

České vysoké učení technické v Praze

Fakulta strojní

Ústav techniky prostředí

Disertační práce

**Proudění v deskových otopných tělesech se zaměřením
na optimalizaci distančního kroužku**

Ing. Tomáš Legner

Studijní obor:

Technika prostředí

Školitel:

prof. Ing. Jiří Bašta, Ph.D.

Praha, 2022

Souhrn

Tato disertační práce se zabývá prouděním v deskových otopných tělesech v závislosti na geometrii vstupního distančního kroužku. Distanční kroužek je nedílnou součástí každého otopného tělesa z technologického hlediska a má výrazný vliv na zatékání otopné vody po celé délce otopného tělesa. Proto je výhodné s jeho pomocí dosáhnout maximálního zrovnoměření teplot po délce tělesa. Nebyly nalezeny žádné publikace zabývající se problematikou distančních kroužků ani detailního modelování proudění v otopném tělese, a tím je tento výzkum jedinečný. Detailní model proudění v otopném tělese byl získán pomocí matematické simulace, která byla validována pomocí dat z experimentu, kde model odpovídá přesné geometrii reálného deskového otopného tělesa. Naměřené hodnoty teplot a průtoku byly použity jako okrajové podmínky do matematické simulace. Nastavení matematické simulace a zasíťování modelu bylo vytvořeno s ohledem na charakter proudění v otopném tělese, kde uvnitř dochází k proudění velice malými rychlostmi. Dále byl vybrán takový dvourovnicový model turbulence, aby úloha dostatečně konvergovala. Tímto je v této práci sepsán manuál, jak nastavit velikost buněk a parametry výpočtu v matematické simulaci pro dostatečně přesné výsledky proudění v otopném tělese pro budoucí využití.

Na základě takto vytvořeného simulačního modelu byla zkoumání podrobena jiná natočení distančního kroužku s jedním otvorem, který je použit v běžném deskovém otopném tělese. Toto natočení nepřineslo požadované zrovnoměření teplotního pole, proto byl výzkum zaměřen na změnu geometrie distančního kroužku. Konkrétně na distanční kroužky se dvěma otvory pro cílené směrování dvou proudů vody do otopného tělesa. Tyto dvouotvorové distanční kroužky také nepřinesly uspokojivé zrovnoměření teplotního pole. Na základě výsledků z natačení distančního kroužku a úpravy jednoho otvoru do dvou otvorů byl vytvořen model distančního kroužku s otvorem ve tvaru klínu. Tato změna geometrie přinesla dle výsledků z matematické simulace hodnoty teplotního pole, které byly po délce tělesa nejvíce rovnoměrné. Distanční kroužek s otvorem ve tvaru klínu byl patentován pod číslem patentu 309 019. Výsledky z výzkumu ukazují, že pomocí distančního kroužku, který je nedílnou součástí deskového otopného tělesa, už nelze více teplotní pole zrovnoměrnit. Pro větší zrovnoměření by se muselo zasáhnout do konstrukce otopného tělesa, resp. tvaru horní rozvodné komory.

Summary

This dissertation deals with the flow in panel radiators depending on the geometry of the inlet distance ring. The distance ring is an integral part of every radiator from a technological point of view and has a significant effect on the flow of heating water along the entire length of the radiator. Therefore, it is advantageous with its help to achieve maximum temperature uniformity along the length of the body. No publications were found dealing with the issue of spacer rings or detailed modeling of the flow in the radiator, which makes this research unique. A detailed model of the flow in the radiator was obtained by means of a mathematical simulation, which was validated using data from the measured experiment, where the model corresponds to the exact geometry of a real panel radiator. The measured values of temperature and flow were used as boundary conditions in the mathematical simulation. The settings of the mathematical simulation and meshing of the model were created with regard to the nature of the flow in the radiator, where the flow inside at very low speeds. Furthermore, such a two-equation turbulence model was chosen so that the problem converges sufficiently. Thus, a manual was written in this work on how to set the cell size and calculation parameters in the mathematical simulation for sufficiently accurate flow results in the radiator for future use.

Based on the simulation model created in this way, other rotations of a distance ring with one hole, which is used in a conventional panel radiator, were subjected to research. This rotation did not bring the required temperature field uniformity, so the research was focused on changing the geometry of the distance ring. Specifically for distance rings with two holes for targeted directing of two flows into the radiator. These two-hole distance rings also did not provide a satisfactory uniformity of the temperature field. Based on the results from the rotation of the distance ring and the adjustment of one hole into two holes, a model of the distance ring with a wedge-shaped hole was created. According to the results of the mathematical simulation, this change in geometry brought the values of the temperature field, which were the most uniform along the length of the body. This wedge-shaped distance ring has been patented under patent number 309 019. Research results show that with the distance ring, which is an integral part of a panel radiator, it is no longer possible to equalize the temperature field. It would be necessary to adjust the design of the radiator for greater uniformity.

Poděkování

Rád bych zde poděkoval vedoucímu disertační práce Jiřímu Baštovi za jeho čas, odborné vedení, trpělivost a ochotu, kterou mi v průběhu zpracování disertační práce věnoval. Také bych chtěl poděkovat své rodině a přátelům za trvalou podporu během studia.

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem autorem disertační práce s názvem: „Proudění v deskových otopných tělesech se zaměřením na optimalizaci distančního kroužku“ a vypracoval jsem ji samostatně pod vedením školitele prof. Ing. Jiřího Bašty, Ph.D., s použitím literatury, uvedené na konci mé disertační práce.

V Praze dne 30. 9. 2022

.....

Tomáš Legner

Obsah

Souhrn	2
Summary	3
Poděkování	4
Prohlášení	5
Soupis použitého značení	9
1 Úvod	11
2 Rešerše současného stavu problematiky	13
2.1 Distanční kroužek.....	13
2.2 Matematické simulace otopného tělesa.....	18
2.3 Shrnutí	20
3 Sdílení tepla konvekcí na straně vody	21
3.1.1 Přestup tepla na straně vody	22
3.2 Rozdělení mezních vrstev	23
3.2.1 Rychlostní mezní vrstva.....	23
3.2.2 Laminární a turbulentní proudění	24
3.2.3 Teplotní mezní vrstva	25
3.2.4 Shrnutí k mezním vrstvám.....	27
3.3 Pohybová rovnice pro laminární mezní vrstvu	28
3.3.1 Předpoklady	28
3.3.2 Odvození rovnice kontinuity pro mezní vrstvu	28
3.3.3 Odvození pohybové rovnice mezní vrstvy	29
3.3.4 Odvození tloušťky mezní vrstvy pro laminární proudění.....	32
3.4 Pohybové rovnice a RK pro turbulentní proudění	36
3.4.1 Rovnice kontinuity pro střední pohyb turbulentního proudění.....	37
3.4.2 Pohybové rovnice pro střední pohyb turbulentního proudění	38

3.5	Tloušťka mezní vrstvy pro turbulentní proudění	39
3.6	Modelování proudění u stěny – stěnové funkce.....	40
4	Formulace cílů práce	43
5	Použité metody řešení.....	44
5.1	Experiment	44
5.1.1	Průběh experimentu	46
5.1.2	Vyhodnocení experimentu.....	47
5.1.3	Nejistota měření	48
5.1.4	Vyhodnocení nejistoty snímání termovizní kamerou	49
5.2	Matematická simulace.....	50
5.2.1	Model tělesa	50
5.2.2	Zasíťování modelu	52
5.2.3	Nezávislost řešení	59
5.2.4	Nastavení parametrů simulace	60
5.3	Výsledky matematické simulace a jejich ověření	64
5.3.1	Validace výsledků matematické simulace s experimentem.....	64
5.3.2	Popis teplotního a rychlostního pole otopného tělesa.....	65
6	Natočení a změna geometrie distančního kroužku	70
6.1	Natočení vstupního distančního kroužku	70
6.2	Distanční kroužek se dvěma otvory	75
6.3	Distanční kroužek s otvorem ve tvaru klínu	79
6.4	Porovnání výsledků z matematických simulací	82
7	Závěr	87
7.1	Porovnání dosažených výsledků s uvedenými cíli.....	87
7.1.1	Definovat metodu matematického modelování pro komplikovanou geometrii a malé rychlosti proudění v otopném tělese.	87
7.1.2	Stanovení trendů proudění v horní rozvodné komoře otopného tělesa se změnou geometrie distančního kroužku	88

7.1.3	Návrh optimálního tvaru distančního kroužku, aby bylo dosaženo maximálně rovnoměrného teplotního pole po délce otopného tělesa.....	89
7.2	Přínos pro praxi	89
7.3	Teoretický přínos	90
8	Použitá literatura	91
8.1	Použité relevantní normy	95

Soupis použitého značení

C	[-]	konstanta
F	[N]	síla
H	[m]	výška
L	[m]	charakteristický rozměr
\dot{M}	[kg/s]	hmotnostní průtok
O	[m]	obvod
S	[m ²]	plocha povrchu
T	[K]	termodynamická teplota
a	[m ² /s]	součinitel teplotní vodivosti
c	[J/kg.K]	měrná tepelná kapacita
d_h	[m]	hydraulický průměr
g	[m/s ²]	gravitační zrychlení
k_T	[m ² /s ²]	kinetická energie turbulence
l_T	[m]	délkové měřítko turbulence
n	[-]	počet měření
p	[Pa]	tlak
q''	[W/m ²]	měrný tepelný tok
t	[°C]	teplota
u, v, w	[m/s]	rychlosti
x, y, z	[m]	souřadnice
y^+	[-]	bezrozměrná odlehlost od stěny
α	[W/m ² .K]	součinitel přestupu tepla
δ	[m]	tloušťka mezní vrstvy
ε	[m ² /s ³]	disipace kinetické energie
λ	[W/m.K]	součinitel tepelné vodivosti
ρ	[kg/m ³]	hustota
μ	[Pa.s]	dynamická viskozita
τ	[N/m ²]	tečné napětí

Základní bezrozměrná kritéria

<i>Gr</i>	[-]	Grashofovo číslo
<i>Nu</i>	[-]	Nusseltovo číslo
<i>Pr</i>	[-]	Prandtlovo číslo
<i>Re</i>	[-]	Reynoldsovo číslo

Indexy

<i>k</i>	konvekce
<i>l</i>	laminární
<i>m</i>	střední
<i>s, st</i>	stěna
<i>t</i>	tekutina, turbulentní
<i>w</i>	voda
<i>x,y,z</i>	ve vzdálenosti x,y,z
∞	volný proud
*	bezrozměrná veličina

1 Úvod

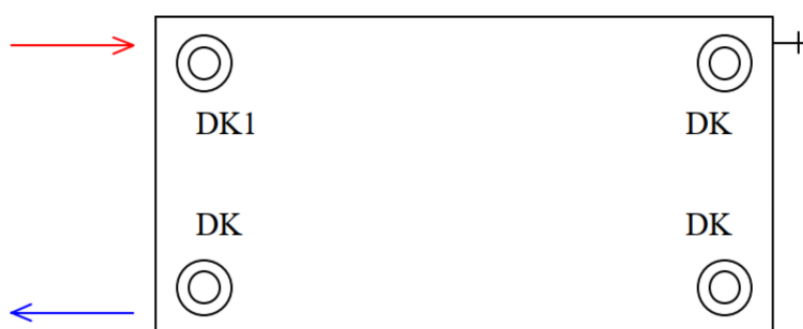
Desková otopná tělesa patří v dnešní době k nejpoužívanějším otopným tělesům pro vytápění domácností a kanceláří. Je to dáno jejich kompaktními rozměry a velkou rozměrovou a výkonovou řadou k pokrytí tepelné ztráty. Mohou být opatřena různými barevnými nátěry, které nejsou tvořeny metalickými barvami, protože ty mohou snižovat tepelný výkon sdílený sáláním až o 10 % [1]. Oproti ostatním otopným tělesům mají nižší typy (10, 11 a 20) vysoký podíl sálavé složky tepelného výkonu [2]. Další jejich výhodou je malý vodní obsah, což umožňuje rychlou reakci na regulační zásah a rovněž mají i nižší hmotnost než např. tělesa článková. [3]

Desková otopná tělesa se nejčastěji umisťují pod ochlazované plochy (okna). Je tedy důležité, aby docházelo k rovnoměrnému vyrovnávání jak sálavého tepelného toku po délce otopného tělesa, tak i rovnoměrně vyrovnávat chladné padající konvektivní proudy od okna. Aby byla sálavá složka výkonu otopného tělesa primárně předávaná přední deskou po celém povrchu co nejvíce rovnoměrná a zároveň se vyrovnaly vzhůru stoupající konvekční proudy, je nutné zrovnomenit teplotní pole podél tělesa. K tomu je potřeba z hlediska hydrauliky optimalizovat zatékání do jednotlivých kanálek tak, aby bylo otopné těleso po délce stejně prohřáté. Takové otopné těleso je poté použitelné jak pro vyšší teplotní parametry, tak především pro nízkoteplotní otopné soustavy v nízkoenergetických či pasivních domech. Zrovnomenění teplotního pole má z fyzikálního hlediska pozitivní vliv na výše uvedené jevy, ale také i psychologický efekt na uživatele. Ten při pocitu nedostatečného vytápění kontroluje pohmatem rovnoměrnost prohřátí otopné plochy.

Řešit zrovnomenění teploty na přední desce otopného tělesa lze dvojí cestou. První je upravení konstrukce otopného tělesa. Z pohledu mechaniky tekutin a termomechaniky se zcela jistě nabízí otázka: „Proč neoptimalizovat geometrii horní rozvodné komory cestou metody konstantního statického tlaku?“. Tato možnost, kdy by horní rozvodná komora měnila s délkou otopného tělesa svůj průřez, je však z hlediska praxe neschůdná. Tím, že se desková otopná tělesa vyrábí v mnoha rozměrových variantách (především různé délky těles) musela by být pro každou délku otopného tělesa k dispozici jiná lisovací hlava. To je z hlediska výroby a výrobních nákladů nepřijatelné. Rovněž by na koncového uživatele nepůsobilo z estetického hlediska vhodně otopné těleso, jehož horní rozvodná komora se zmenšuje (horní či spodní hrana rozvodné komory klesá) s délkou otopného tělesa a nad tělesem je vodorovný parapet.

Druhý přístup řešení zrovnoměnění teploty je pomocí distančních kroužků, které už jsou nedílnou součástí otopných těles, proč je tedy nevyužít. Nejčastější tvar kanálků v deskovém otopném tělese je kosodélník, který je vytvořen z prolisů dvou ocelových plechů. Tyto plechy jsou k sobě po obvodu a mezi kanálky odporově svařeny. V místě odporového tlakového přivaření přípojovací garnitury (kolínka, T-kusu) je mezi plechy vložen distanční kroužek, aby udržoval vzdálenost (distanci) mezi deskami. Tento distanční kroužek je nedílnou součástí deskových otopných těles z důvodu konstrukčního a technologického, který rozhodujícím způsobem ovlivňuje proudění vody po celé délce otopného tělesa. Je tedy vhodné využít tento prvek v otopném tělese pro optimalizaci proudění a následně teplotního pole.

Problematikou distančních kroužků se podrobně v rámci výzkumu nikdo nezabýval. Firmy vyrábějící desková otopná tělesa k problematice přistupují spíše intuitivně a pouze technologicky a z hlediska proudění jí nevěnují pozornost. V rámci rozsáhlé kritické literární rešerše byly zmapovány některé patenty distančních kroužků, pojaté však s ohledem na zjednodušení technologie výroby, nikoli na výše uvedené kritérium. Publikované články, které jsou detailněji popsány v další kapitole, se věnují obecně problematice otopných těles, a především pak vytvoření jejich 3D modelu, ale v žádném není uvažován reálný distanční kroužek. Je vždy buď výrazně zjednodušený, nebo úplně zanedbaný a proudění v otopném tělese neodpovídá reálnému proudovému poli. Proto je tento výzkum, kde je distanční kroužek v deskovém otopném tělese řešen detailně, jedinečný a přináší nové poznatky o proudění uvnitř otopného tělesa a doporučení stran, tvaru a natočení distančních kroužků.



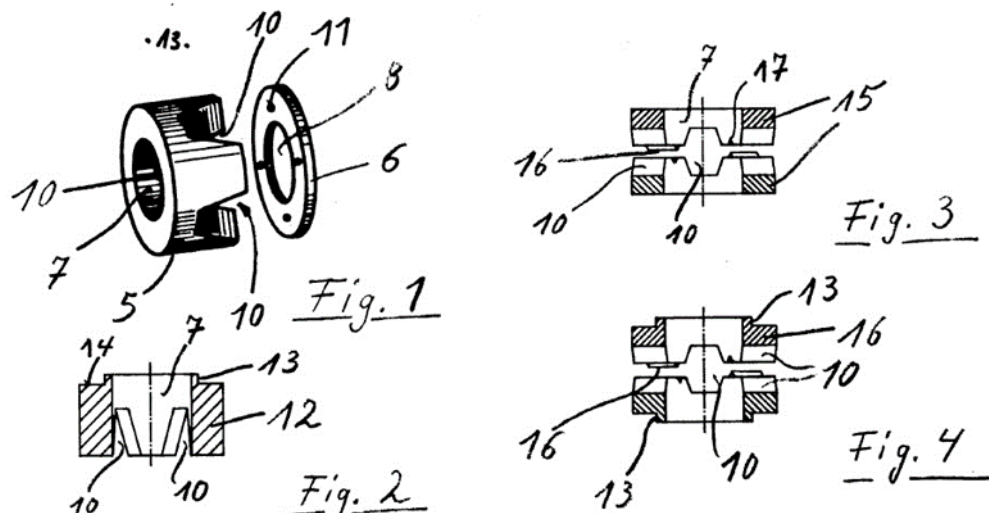
Obr. 1-1 Umístění distančních kroužků v deskovém otopném tělese, kde nejdůležitější roli hraje vstupní distanční kroužek DK1

2 Rešerše současného stavu problematiky

2.1 Distanční kroužek

Historicky prošel distanční kroužek značným vývojem. Z počátku byl kladen důraz pouze na jednoduchost a levnou výrobu. Distanční kroužky byly vyráběny tvářením, lisováním, ohýbáním, odléváním a následně i obráběním. Důležité je také popsat jakým způsobem je distanční kroužek vystředěn do přesné pozice před tlakovým odporovým přivařením přípojovací garnitury. V místě pozice vstupního otvoru do distančního kroužku byl plech nastřižen a poté byl kroužek vystředěn trnem, který rozevřel nastřižený plech směrem do kroužku. Tímto způsobem provedení však vznikají otřepy, které zasahují do radiálních otvorů distančního kroužku. Proto pokud je detailně řešeno přizpůsobení geometrie distančního kroužku, je nutné, aby nedocházelo k ucpávání radiálních otvorů těmito otřepy [4].

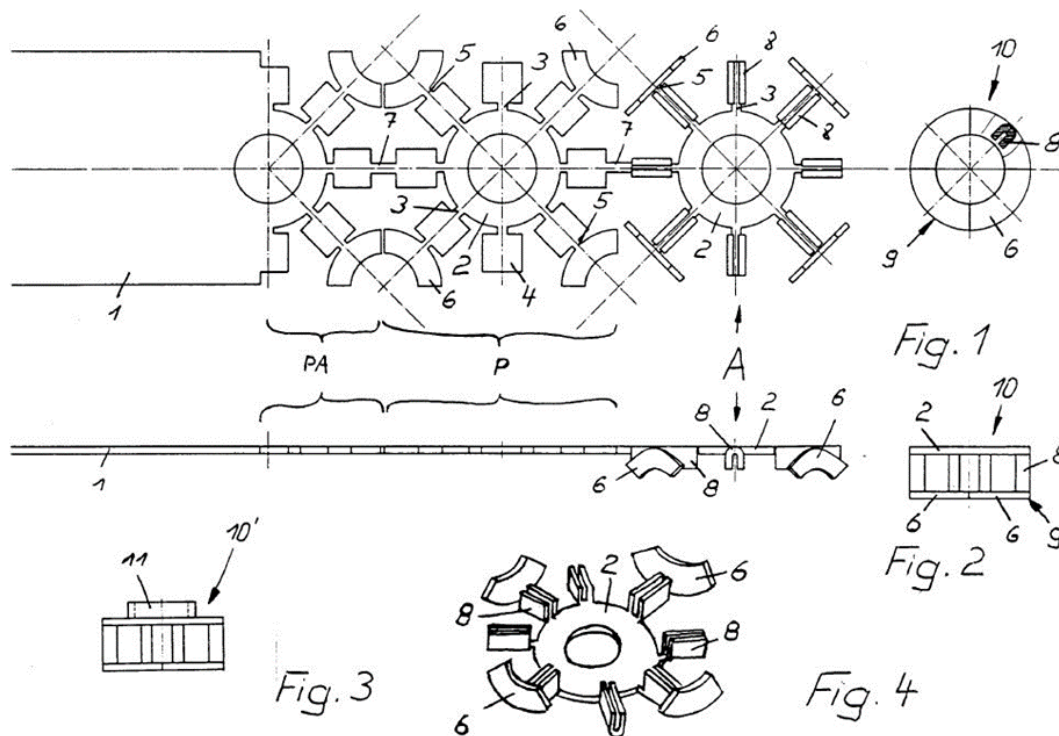
V první části rešerše jsou mapována dostupná patentová řešení a nároky. Z dostupných zdrojů, které zasahují až do roku 1973 lze pozorovat, že hlavní snahou bylo zjednodušit výrobu distančního kroužku. Kovoobrábění bylo nejspíše finančně náročnější, a proto byly vyráběny jako výkovky nebo výlisky z ocelového plechu. Vystředování těchto kroužků bylo pomocí prstenců, které zapadly do připravených otvorů v ocelovém plechu desky tělesa.



Obr. 2-1 Nákres sestavení distančního kroužku z roku 1975 [5]

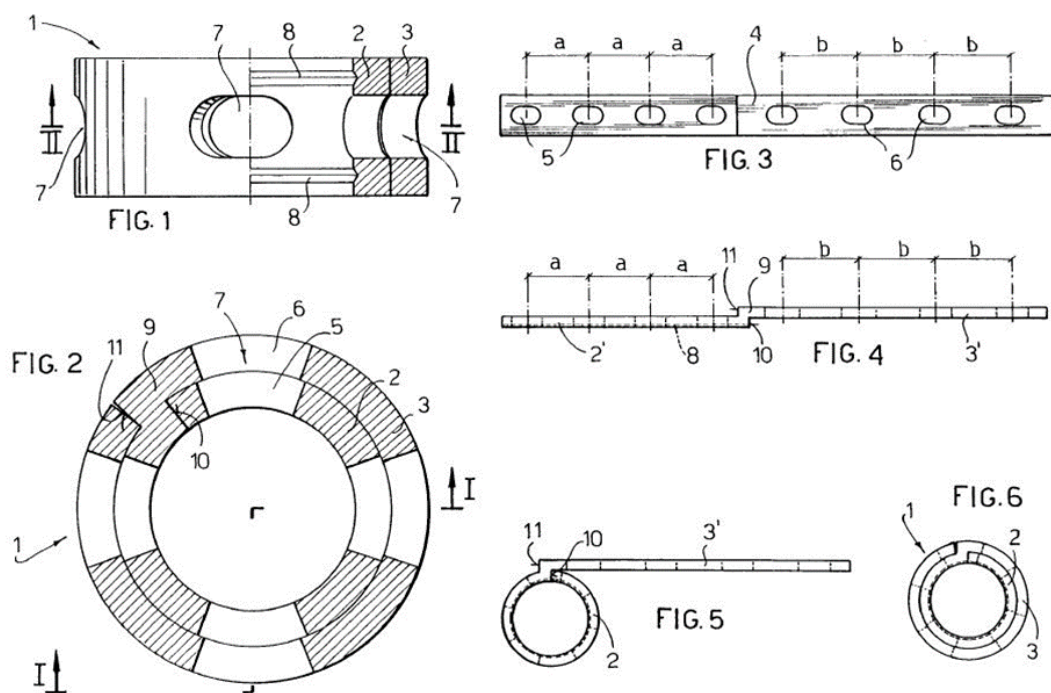
Na obr. 2-1 je jeden takový příklad zobrazen. Distanční kroužek byl tvořen dvěma částmi, které byly do sebe sesazeny pomocí výstupků a je zobrazen i případ s vystředovacím prstencem. Natočení těchto kroužků v komoře otopného tělesa nebylo řešeno. Dále byly distanční kroužky

vyráběny ražením a děrováním z ocelového plechu, který je potom ohýbán do tvaru distančního kroužku. Zajímavá jsou žebra distančního kroužku tvořící U profil pro větší pevnost. Distanční kroužek může být osazen také středícím prstencem na obr. 2-2 označeným 10'. Hlavní výhodou oproti předešlým typům je hlavně menší hmotnost, a tím menší spotřeba materiálu. Zajímavé je, že tento distanční kroužek má celkem 8 radiálních otvorů. Při umístění do komory už nebylo řešeno jeho natočení. Dle zkušeností docházelo k výrazně nerovnoměrnému proudění otopné vody prvním kanálkem.



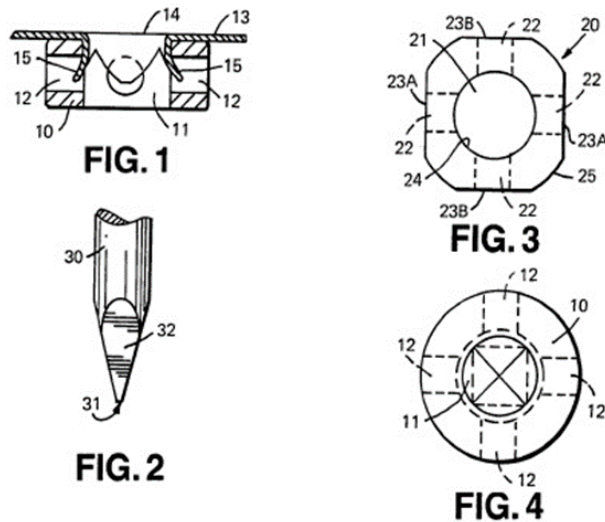
Obr. 2-2 Postupné sestavení distančního kroužku s 8 otvory z roku 1988 [6]

Další zajímavý způsob výroby distančního kroužku je navíjení nebo lisování dvou soustředných prstenců, které jsou předem děrované. Výhodou, jak bylo uvedeno je, že radiální otvory jsou v kovovém pásku vyraženy ještě před ohýbáním, a tím není potřeba vrtání a složitého natáčení při vrtání, což sníží výrobní cenu. Také je tímto zvýšena výrobní rychlost a tvoří se menší množství odpadu oproti původní výrobě. Tento postup výroby je buď ze dvou pásků, které se na sebe nalisují do prstenců, nebo z jednoho pásu, ze kterého se navíjí dvouvrstvý kroužek. Dvě vrstvy jsou navíjeny s ohledem na tuhost kroužku. Tento kroužek je zobrazený na obr. 2-3.



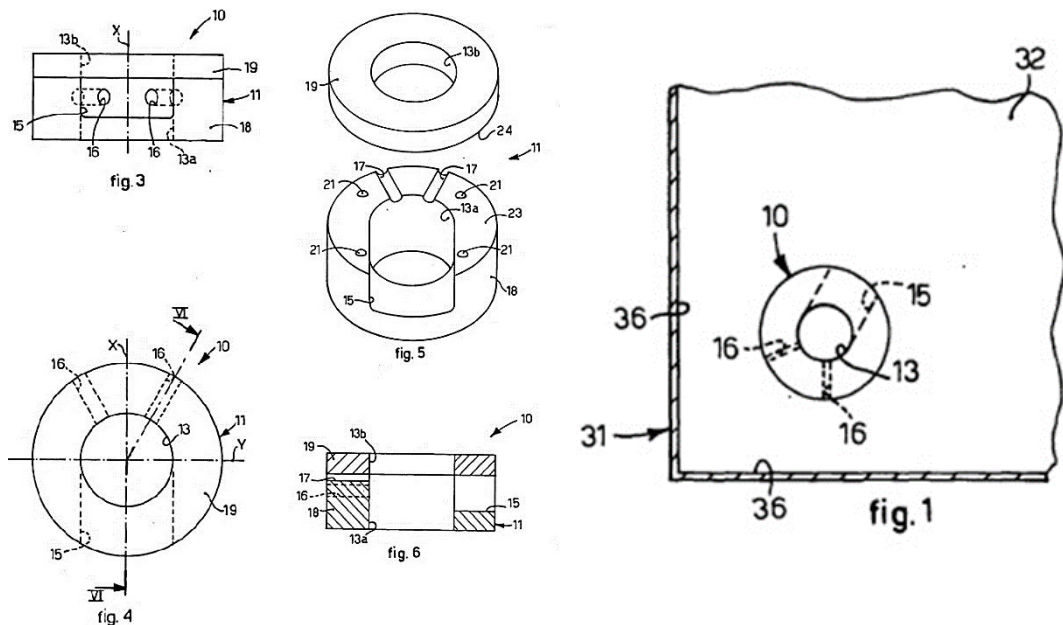
Obr. 2-3 Náskres stočení dvouvrstvého distančního kroužku z jednoho plechu 1992 [7]

Vývoj této výrobní technologie vedl později k navíjení jednovrstvého distančního kroužku z ocelového pásu ve tvaru C, který měl větší tuhost. Distanční kroužky byly také vyráběny odléváním, kde pro vytvoření čtyř radiálních kruhových otvorů byla forma sestavena z tyčových nástavců, které tvoří jádro a po odlití zanechají požadované otvory. Jakým způsobem dochází k vystředění distančních kroužků, které nemají středící kroužek a tím tedy po vložení nemusí být v přesné pozici, uvádí patentový nárok z roku 1993. Plech je v místě požadované pozice distančního kroužku nastřížen do kříže a následně tímto nastřížením projede trn, který provalí nastřížený plech. Distanční kroužek je tímto vystředěný do středu komory a v této pozici je následně odporově přivařen. Nevýhodou této metody jsou protlačené kusy plechu, které zasahují do otvorů distančního kroužku. Na obr. 2-4 je zobrazeno, jak prostřížený plech zasahuje přímo do otvorů distančního kroužku. S ohledem na tento fakt je v dalším patentovém nároku uvedeno řešení, kde jsou otvory vyvrtány tangenciálně ke vstupnímu otvoru do distančního kroužku proto, aby vstupní otvor do kanálku měl větší průtočnou plochu než samotný kanálek, a tím i jeho případné částečné zakrytí nebude mít takový negativní vliv na vytvoření větší tlakové ztráty.



Obr. 2-4 Náčrt nastříženého plechu, distančního kroužku a trnu 1993 [8]

Vývoj distančních kroužků vedl k tomu, že už byla vidět dílčí snaha o ovlivňování proudění v otopném tělese a byly vyráběny distanční kroužky s jedním nebo dvěma či více nasměrovanými otvory.

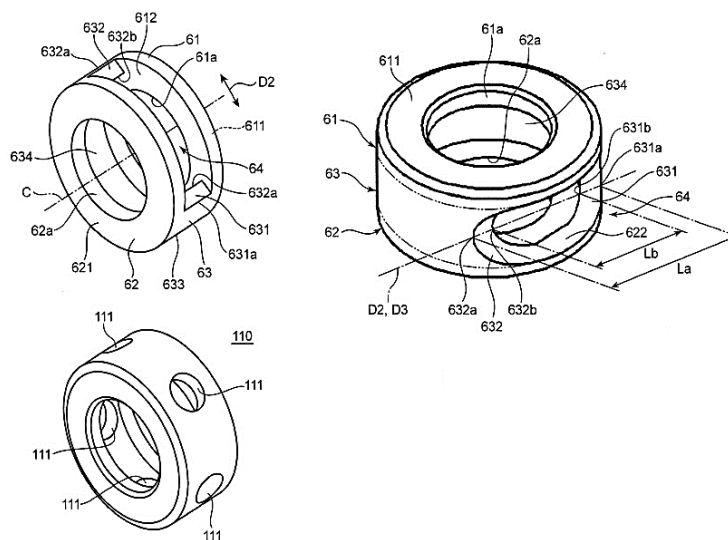


Obr. 2-5 Náčrt distančního kroužku a jeho uložení v otopném tělese 2006 [9]

Zde lze uvést patentový nárok z roku 2006, u kterého už byl pokus o zlepšení proudění v otopném tělese, ale není to v textu patentového nároku uvedeno. Distanční kroužek má hlavní radiální otvor pro směrování proudění, ale jsou zde i dva menší radiální otvory pro vytvoření sekundárního proudění. Aby byla výroba co nejvíce zjednodušena, je kroužek složen ze dvou částí, které jsou vyrobeny spékáním práškového kovu. Otvory pro sekundární proudění jsou

buď uzavřené, nebo pro zjednodušení vypadají jako otevřené kanály, které se uzavrou přivařením druhé části distančního kroužku, jak je zřejmé z obr. 2-5.

Dnešní tvary distančních kroužků se podobají geometrickým řešením z patentového nároku z roku 2014, který uvádí několik geometrických řešení distančních kroužků a technologický postup při jejich výrobě. Na obr. 2-6 uvedený horní levý distanční kroužek má celkem velký otvor oproti dříve uvedeným distančním kroužkům. Pravý horní distanční kroužek má navíc ještě eliptický průřez a otvor se k vnějšímu průměru rozšiřuje. Je to specifický tvar otvoru distančního kroužku.



Obr. 2-6 Náčrtů různých typů otvorů 2014 [10]

Jak je z patentové rešerše zřejmé, tak existuje mnoho patentovaných geometrických řešení distančních kroužků. Další zajímavé patenty mimo uvedených výše jsou: [11], [12], [13], [14] a [15]. Spousty tvarů byly nejspíš odhadovány na základě předpokladů, a hlavně byly také přizpůsobeny možnostem tehdejší technologie. Takže na jedné straně šlo o co nejlevnější výrobu a na druhé straně o vytvoření předpokládaného proudění otopné vody do otopného tělesa a dnes je tomu samozřejmě také tak. Nebyly nalezeny žádné zmínky o výzkumech ohledně závislosti proudění v deskovém otopném tělese na geometrii distančního kroužku. Firmy postupují spíše intuitivně, nebo si výzkum drží v tajnosti.

Pro rovnoměrné zatékání v otopném tělese je inspirující, dle rešerše patentových spisů, podrobit výzkumu distanční kroužků, který bude mít primární otvor směřující do horní rozvodné komory a pro vyrovnání proudění v prvních kanálcích bude využit doplňující sekundární otvor či otvory.

2.2 Matematické simulace otopného tělesa

V této podkapitole bude odkazováno na několik článků, které jsou nejvíce podobné tématu řešení disertační práce a lze z nich čerpat informace a postupy řešení. Jelikož nebyly nalezeny články s problematikou distančních kroužků, pozornost byla soustředěna alespoň na prameny týkající se tvorby simulačního modelu otopného tělesa.

Článek tureckého autora Aydara [16] se zabývá posouzením jmenovitého tepelného výkonu deskového otopného tělesa udávaného výrobcem s hodnotou z matematické simulace. Zasiťování modelu uvádí pomocí čtyřstěnných buněk a nezabývá se modelováním mezní vrstvy pro proudění u stěn. Není ani uvedeno, že by model obsahoval distanční kroužek. Dle průtoku na vstupu je vypočítána velikost Reynoldsova čísla na hodnotu 67,2 a na základě této hodnoty je uvažováno laminární proudění v celém tělese. Zde je dle mého názoru největší chyba, přesto, že je v tělese proudění s malými rychlostmi, tak je proudění turbulizováno. Navíc ani v kanálcích není úplné laminární proudění, protože dle výsledků matematické simulace uvedených v druhé polovině této práce zde dochází k téměř stojatému proudění ve středu kanálků na základě vztlakových sil. Při stejném teplotním spádu je uvedena hodnota celkového součinitele přestupu tepla na vnějším povrchu tělesa $6,5 \text{ W/m}^2\text{K}$, což je nepřiměřeně malá hodnota, pokud má zahrnout i sálavou složku. V modelu uvedeném v této disertační práci je hodnota celkového součinitele přestupu tepla experimentálně určena na $11,8 \text{ W/m}^2\text{K}$. V článku jsou uvedeny výsledky teplotního pole pro jednostranné i oboustranné napojení, kde teplotní pole nejsou zdaleka rovnoměrná. Je zde viditelné, že proudění na vstupu není směřováno, a tedy chybí zde důležitá část, kterou je distanční kroužek. Přesto autor uvádí odchylku výkonu tělesa od katalogových hodnot pouze o 3,5 %.

V této práci je inspirativní zobrazení průtoku v jednotlivých kanálcích vztažené k průtoku, který lze dostat při zcela rovnoměrném zatékání. Práce ukazuje, ve kterých kanálcích je nadprůtok a podprůtok, a může sloužit pro přehledné porovnání při změně geometrie, nebo natočení distančního kroužku. Ovšem neznamena to, že se pro rovnoměrné teplotní pole musí dostat rovnoměrné zatékání do každého kanálku. Naopak by měl být průtok kanálky blíže vstupnímu distančnímu kroužku nižší oproti těm vzdálenějším, protože dochází k ochlazování otopné vody.

Zajímavý je také článek Menéndez-Díaz [17] popisující porovnání chladnutí litinového článkového otopného tělesa a stejného tělesa zakrytého kameninovou deskou pro údajnou větší tepelnou setrvačnost. Porovnání vychází z experimentu a také ze CFD simulace. Tvarově se

jedná o jiný typ otopného tělesa a jeho vnitřní část je tvořena kruhovými trubkami, kde není umístěn distanční kroužek a voda proudí přímo do horní rozvodné komory. V článku není dostatečně popsáno rychlostní pole uvnitř tělesa. V závěru článku je zhodnoceno, že jak v případě experimentu, tak i v případě matematické simulace dochází k pomalejšímu nahřívání i chlazení otopného tělesa s kameninovou deskou.

Tento článek byl inspirativní ve vytvoření matematické simulace závislé na čase a sledování postupného prohřívání otopného tělesa a posouzení jakým způsobem dochází k prohřívání jednotlivých částí deskového otopného tělesa. Tento úkol je vzhledem k náročnosti výpočetního výkonu nereálný, protože deskové otopné těleso s distančním kroužkem má mnohem složitější geometrii, a tím může docházet ke spoustě problémům s prouděním.

V článku publikovaném Embayem [18] je uveden výzkum pro porovnání výkonu deskového otopného tělesa typu 10 a 11 při konstantním hmotnostním průtoku a při pulzujícím hmotnostním průtoku. Tématu pulzujícího průtoku a jeho využití v různých aplikacích bylo věnováno několik článků už v minulosti, ale tento článek se zabývá právě využitím pro otopnou soustavu, konkrétně úsporou energie na vytápění. Model tělesa je velice zjednodušený a není řešena problematika distančních kroužků. Z hlediska matematické simulace je vše velice zjednodušené a zasiťování je velice hrubé. Zásadní chyba je porovnání teplotních polí, kdy nejsou sjednocené teplotní stupnice. V této disertační práci je to důsledně dodržováno, aby jednotlivé případy byly porovnatelné.

Dále lze uvést článek autora Risberga [19], který se zabývá upravením turbulentního modelu $k-\varepsilon$ tak, aby více odpovídal turbulentnímu modelu $k-\omega$ při modelování přirozeného proudění na vnější straně otopného tělesa. Jelikož se disertační práce nezabývá řešením proudění na straně vzduchu, ale pouze vody, je vybírán takový model turbulence, aby daný výpočet nejlépe konvergoval při detailním modelování proudění u stěny ve vnitřní části otopného tělesa.

Matematickou simulací otopného tělesa se zabýval i Vavříčka [20]. Model tělesa byl zjednodušený a obsahoval pouze vnitřní část na straně vody. Nebyl zde řešený distanční kroužek a voda vstupovala kolmo do horní rozvodné komory. Výsledky rychlostního pole proto mohou být zkreslené.

Dále je několik studií ohledně matematické simulace otopného tělesa v určité místnosti o daných rozměrech. Tímto se zabýval i Bašta ve své disertační práci [21]. Sledoval rychlost a směr proudění ve vytápěném prostoru s ohledem na umístění ochlazovaných ploch

a na umístění a velikosti otopných ploch. Otopné těleso je v tomto případě velice zjednodušeno na kvádr o určité povrchové teplotě.

Další tematicky podobné články ohledně výkonu nebo měření povrchové teploty deskových otopných těles jsou [22], [23], [24], ale v žádném z nich není použita matematická simulace.

Z kritické literární rešerše vyplývá, že teoretickým rozborem proudění uvnitř deskového otopného tělesa v závislosti na distančním kroužku se doposud nikdo nezabýval. Přesto je již vymyšleno velké množství geometrických tvarů distančních kroužků nejspíš na základě odhadu o proudění uvnitř tělesa a některé tvary jsou velice inspirativní, zejména distančního kroužku s primárním a sekundárním otvorem. Tímto směrem ohledně změny geometrie je vhodné provést výzkum a ověřit, jestli lze dosáhnout rovnoměrnějšího zatékání.

2.3 Shrnutí

Na základě kritické literární rešerše bylo prokázáno, že problematikou distančních kroužků se v žádné dostupné publikaci nikdo nezabýval, a proto je tento výzkum jedinečný. Několik publikací se zabývalo vytvořením matematického modelu otopného tělesa, ale v žádném nebyl modelován distanční kroužek ani na vstupu, tzn. že výsledky teplotních a rychlostních polí jsou zkreslené. Matematické modely také nebyly tak detailní, jako je model popsáný v tomto výzkumu, proto je také část práce zaměřená na problematiku správného nastavení matematické simulace a detailního zasíťování modelu pro validní výsledky proudění uvnitř tělesa.

Aby bylo možné účinně změnit, resp. zrovnoměnit teplotní pole otopného tělesa, je zásadní podrobit stávající tvar distančního kroužku kritickému přístupu, zajistit korektnost výsledků dosahovaných simulačními nástroji a vydat se vlastní cestou optimalizace geometrie distančního kroužku. Z hlediska teoretického musí být podstatnou částí jak popis a porozumění sdílení tepla konvekcí u deskového otopného tělesa, tak pochopení proudových polí.

3 Sdílení tepla konvekcí na straně vody

Přenos tepla konvekcí se skládá ze dvou mechanismů přenosu. Energie je přenášena pomocí náhodného pohybu molekul, a hlavně také pomocí hromadného pohybu molekul a spolu s teplotním rozdílem dochází k přenosu tepla. Takže výsledný přenos je dán superpozicí těchto dvou pohybů molekul a nazývá se konvekce. Bez uvažování náhodného pohybu molekul, difundujících jedním směrem se jedná o advekci, která se však v rámci sdílení tepla u otopných těles nevyskytuje.

Důležitou podmínkou přestupu tepla je teplotní gradient, tedy rozdíl teplot tekutiny a povrchu, a dále závisí na rychlosti proudění, geometrii teplosměnného povrchu, vlastnostech tekutiny a charakteru proudění. Všechny tyto parametry jsou shrnuty v součiniteli přestupu tepla α_k , který má lokální charakter a jeho hodnota je v různých místech odlišná. Řešení sdílení tepla konvekcí je obtížné, a proto se používá teorie podobnosti, kde lze naměřené hodnoty využít k predikci přestupu tepla u reálných předmětů a usnadnit tím řešení.

Hodnoty součinitele přestupu tepla α_k tedy lze pro některé případy určit kriteriální rovnicí, které se pro to běžně používají, a získat z nich střední hodnotu součinitele přestupu tepla. Tvar kriteriálních rovnic pro daný děj však vždy vychází z experimentů. Pro určení se použije bezrozměrný komplex podobnostních kritérií (čísel) Nusseltovo číslo, značené jako Nu a vyjádřené vztahem

$$Nu = \frac{\alpha_k \cdot L}{\lambda}, \quad (3-1)$$

kde

α_k	součinitel přestupu tepla konvekcí [W/m ² .K],
λ	součinitel tepelné vodivosti tekutiny [W/m.K],
L	charakteristický rozměr [m].

Kriteriální rovnice pro určení součinitele přestupu tepla závisí na příčině proudění. Pro nucenou konvekci je základní funkční závislost kriteriální rovnice

$$Nu = f(Re, Pr), \quad (3-2)$$

kde

Re	Reynoldsovo číslo vyjadřující poměr setrvačných a třecích sil [-],
------	--

Pr Prandtlovo číslo vyjadřující podobnost rychlostních a teplotních polí při současném přenosu hybnosti a tepla [-].

Pro přirozenou konvekci je základní funkční závislost vyjádřena kritériální rovnicí

$$Nu = f(Gr, Pr), \quad (3-3)$$

kde

Gr Grashofovo číslo vyjadřuje poměr vztlakových a třecích sil [-].

3.1.1 Přestup tepla na straně vody

Teplonosná látka je do otopného tělesa dopravena čerpadlem. Jde tedy o nucené proudění při malých rychlostech, které vycházejí z toho, že se počítá ochlazení vody o 20 K (příp. 15, 10 K) v otopném tělese a dle [3] je proudový děj v laminární oblasti. Při splnění podmínky

$$Re \cdot Pr \cdot d_h / L > 12, \quad (3-4)$$

můžeme použít experimentálně určeného vztahu

$$Nu = 1,62 \cdot (Re \cdot Pr \cdot d_h / L)^{1/3}, \quad (3-5)$$

nebo dle Hausenova vztahu

$$Nu = \left[3,65 + \frac{0,0668 (Re \cdot Pr \cdot d_h / L)}{1 + 0,045 (Re \cdot Pr \cdot d_h / L)^{2/3}} \right] \cdot \left(\frac{\mu}{\mu_p} \right)^{0,14}, \quad (3-6)$$

kde

- μ dynamická viskozita proudící tekutiny [Pa.s],
- μ_p dynamická viskozita pro teplotu v mezní vrstvě [Pa.s],
- d_h hydraulický průměr [m].
- L charakteristický rozměr (délka kanálku) [m].

Poměr dynamických viskozit lze zanedbat v případě, že se předpokládá přibližně stejná střední teplota vody a teplota vody v termokinetické mezní vrstvě u povrchu tělesa. Charakteristickým rozměrem je v tomto případě u svislé desky její výška (resp. výška/délka kanálku).

Konvekce se rozděluje také podle vlivu prostoru na volnou a stísněnou konvekci. U konvekce volné se konvektivní proud může rozvinout a není omezen např. stěnou. Konvekce stísněná nastává právě v omezeném prostoru, kde je konvektivní proud značně ovlivněn geometrií

prostoru, což nastává právě v otopném tělese. Toto omezení ovlivňuje, zda bude proudění laminární nebo turbulentní, a tedy hodnotu kritického Reynoldsova čísla Re_{krit} .

3.2 Rozdělení mezních vrstev

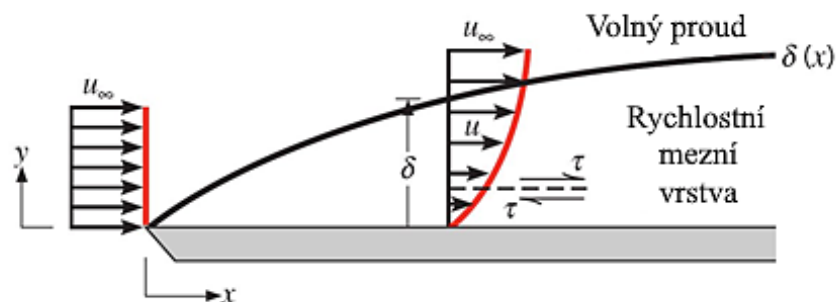
Více zdrojů se shoduje v tom, že pro porozumění povahy konvekce je výhodné porozumět vzájemnému vztahu s mechanikou tekutin, tj. zabývat se problematikou mezní vrstvy. V následujících odstavcích bude popsána teplotní a rychlostní mezní vrstva, dohromady nazývána také jako termokinetická.

3.2.1 Rychlostní mezní vrstva

Jako první se lze věnovat popisu rychlostní mezní vrstvy vazké tekutiny, kde pro smykové napětí platí známý vztah v závislosti na příčném gradientu rychlosti na povrchu, a to

$$\tau_s = \mu \left. \frac{\partial u}{\partial y} \right|_{y=0} . \quad (3-7)$$

Na obr. 3-1 je viditelný vliv třecího napětí, kde od náběžné hrany dochází na povrchu obtékané desky ke snížení rychlosti až k téměř nulové hodnotě. Pro zjednodušení se uvažuje rychlost proudění u stěny jako nulová, jak také vyplývá ze vztahu (3-7). Vytvořený rychlostní profil ve vzdálenosti x (m) od náběžné hrany je vidět na následujícím obrázku.



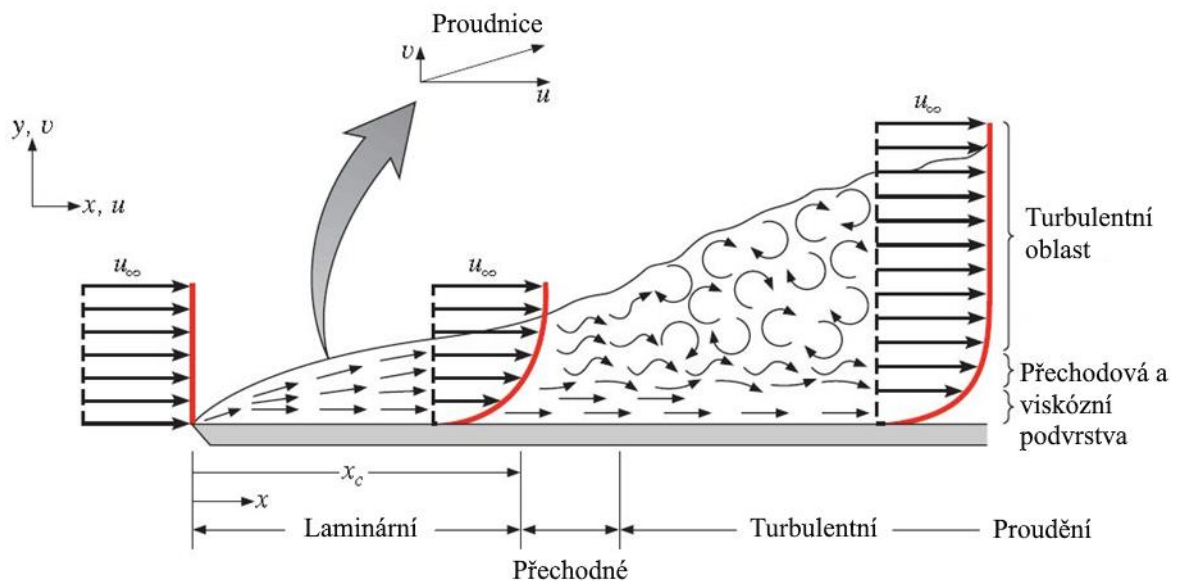
Obr. 3-1 Vývoj rychlostní mezní vrstvy [25]

Rychlostní profil ukazuje, že ve vzdálenosti $y = \delta$, kde δ (m) je tloušťka mezní vrstvy, dochází k dosažení rychlosti o velikosti téměř shodné s rychlostí volného proudu a vliv tření je téměř zanedbatelný, konkrétně se uvažuje $u = 0,99u_\infty$, kde u_∞ (m/s) je velikost rychlosti volného proudu. Mezní vrstva se od náběžné hrany vyvíjí a vliv tečného napětí se projevuje

rostoucí tloušťkou mezní vrstvy až do určité hodnoty. Určení tloušťky mezní vrstvy bude popsáno dále.

3.2.2 Laminární a turbulentní proudění

Přenos tepla konvekci závisí na charakteru proudění, jestli se jedná o laminární nebo turbulentní proudění. V určitých případech, kde je zatékáný prostor geometricky složitý (například při zatékání do otopného tělesa), se nemůže proudění vyvinout a mluvíme tedy o nevyvinutém proudění.



Obr. 3-2 Rychlostní mezní vrstva vyvinutého proudění [25]

Na obr. 3-2 je znázorněno, jak dochází k vývoji proudění od náběžné hrany. Nejprve má proudění laminární charakter a jsou viditelné uspořádané proudnice, tj. obalové čáry konstantních vektorů rychlosti. Tloušťka mezní vrstvy roste ve směru souřadnice x a rychlostní gradient se mění. V určité vzdálenosti od náběžné hrany dochází k překonání pomyslné hranice přechodného stavu, kde se začnou objevovat mírné turbulence vlivem fluktuací v proudění, drsnosti povrchu, geometrii obtékaného povrchu nebo vnějšími vibracemi. Spuštění turbulencí závisí na kritickém Reynoldsově čísle daném vztahem

$$Re_x = \frac{\rho u_\infty x}{\mu}, \quad (3-8)$$

Parametr x značí vzdálenost od náběžné hrany u obtékané desky. Velikost Reynoldsova čísla ukazuje, jak velký je vliv třecích a setrvačných sil. Pokud je Reynoldsovo číslo malé, tak

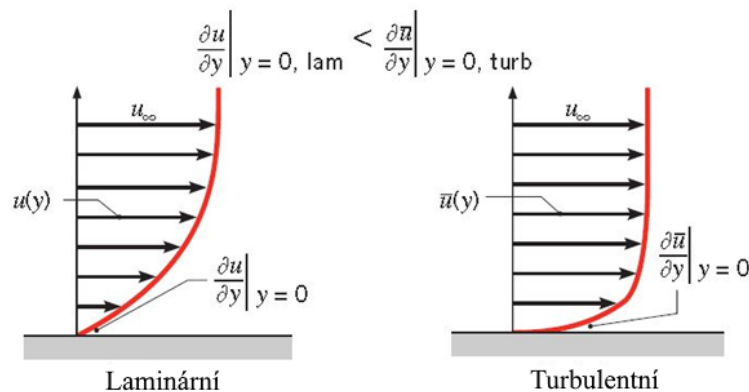
převládají setrvačné síly a turbulence pomalu ustanou, až se vytvoří laminární charakter proudění a naopak.

Přechodový stav nastává pro kritické Reynoldsovo číslo, které se pohybuje v rozmezí 10^5 až 3×10^6 dle [25] pro nestísněné proudění či proudění v trubce. Jiný zdroj [26] uvádí jako horní hranici 2×10^6 pro velikost Reynoldsova čísla u obtékané desky. Tato hodnota závisí na drsnosti povrchu a proudící tekutině. V laboratorních podmínkách lze dosáhnout vyšších hodnot. Reprezentativní hodnotu pro výpočty mezní vrstvy uvažujeme [25]

$$Re_{x,c} = \frac{\rho u_{\infty} x_c}{\mu} = 5 \times 10^5. \quad (3-9)$$

Tvar rychlostního profilu v oblasti laminárního charakteru proudění je přibližně parabolický, jak je vidět na obr. 3-3, a v oblasti turbulentního proudění dochází u stěny k vytvoření laminární podvrstvy, ve které je největší gradient rychlosti, a tvar rychlostního profilu je přibližně lineární. Mimo tuto laminární podvrstvu je tvar rychlostního pole plochý ve srovnání s tvarem v laminární podvrstvě.

Na obr. 3-3 je porovnání gradientu rychlosti pro laminární a turbulentní proudění pro stejnou velikost rychlosti volného proudu. Gradient rychlosti u laminárního proudění je větší než u turbulentního proudění. U turbulentního proudění je dosažena střední rychlost proudění.



Obr. 3-3 Porovnání rychlostní mezní vrstvy pro turbulentní a laminární proudění [25]

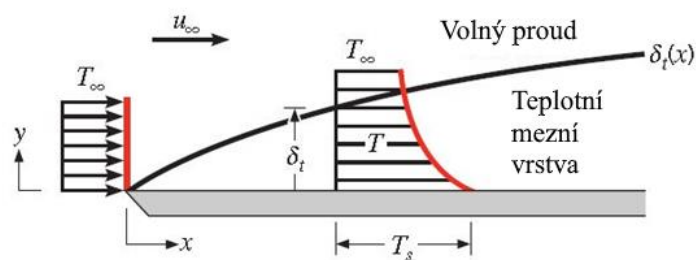
3.2.3 Teplotní mezní vrstva

K vytvoření teplotní mezní vrstvy dochází v oblasti, kde je dosaženo teplotního gradientu v proudu. Tento gradient může být výsledek přenosu tepla mezi tekutinou a obtékanou stěnou [26]. Teplota proudu na náběžné hraně $T_{(y)}$ (K) je rovna teplotě volného proudu T_{∞} (K). Částice

tekutiny postupně přicházejí do kontaktu s obtékanou deskou a dochází k tepelné rovnováze na povrchu desky. Nejbližší částice se ohřejí na teplotu desky a postupně probíhá přenos tepla do dalších vrstev částic proudící tekutiny a vzniká teplotní gradient. Velikost teplotní mezní vrstvy se označuje δ_t (m) a je definována jako vzdálenost od povrchu desky y , pro kterou platí dle [25]

$$\frac{(T_s - T)}{(T_s - T_\infty)} = 0,99. \quad (3-10)$$

S rostoucí vzdáleností x od náběžné hrany se velikost teplotní mezní vrstvy zvětšuje, jak znázorňuje následující obrázek. Zde se uvažuje proudění na isothermické horizontální desce.



Obr. 3-4 Vývin teplotní mezní vrstvy [25]

Na povrchu desky je rychlost proudění nulová, jak už bylo řečeno, a proto zde dochází k přenosu tepla pouze vedením (kondukcí). Měrný tepelný tok \dot{q} (W/m²) můžeme proto získat aplikací Fourierova zákona pro jednorozměrné proudění tekutiny ve vzdálenosti $y = 0$ jako [26]

$$\dot{q} = -a \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=0}, \quad (3-11)$$

kde a (W/mK) je součinitel teplotní vodivosti jako důležitá vlastnost tekutiny. Dále budeme uvažovat Newtonův ochlazovací zákon daný vztahem

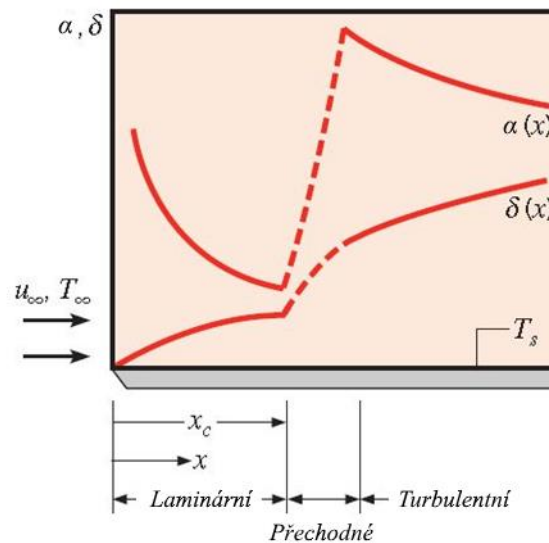
$$\dot{q} = \alpha(T_s - T_\infty). \quad (3-12)$$

Kombinací obou dostaneme vztah pro součinitel přestupu tepla a to

$$\alpha = \frac{-a \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=0}}{T_s - T_\infty}. \quad (3-13)$$

Ze vztahu je patrné, že součinitel přestupu tepla konvekcí ovlivňuje hlavně teplotní gradient na povrchu obtékané desky, protože teplotní vodivost je konstantou a rozdíl teplot povrchu

a volného proudu je také konstantní při uvažování isotermické desky. A jestliže tloušťka teplotní mezní vrstvy roste se vzdáleností x od náběžné hrany, tak musí dle vztahu klesat teplotní gradient. V opačném případě, jestliže velikost gradientu teploty klesá s rostoucí vzdáleností x , tak dle Fourierova zákona klesá měrný tepelný tok \dot{q} a dle Newtonova ochlazovacího zákona klesá i součinitel přestupu tepla α konvekcí s rostoucí vzdáleností. Ovšem součinitel přestupu tepla konvekcí α není závislý pouze na teplotním gradientu na povrchu desky, ale je třeba uvažovat i distribuci tepla z hlediska hybnosti, proto je nutné ještě doplnit analýzu hybnosti mezní vrstvy [26].



Obr. 3-5 Porovnání změny součinitele přenosu tepla konvekcí a tloušťky rychlostní mezní vrstvy [25]

3.2.4 Shrnutí k mezním vrstvám

Při proudění kolem obtékaného povrchu vždy dochází k vytvoření rychlostní mezní vrstvy a povrchovému tření. Velikost rychlostní mezní vrstvy je $\delta(x)$ a je charakterizována rychlostním gradientem a vytvořením smykového napětí. Pokud je rozdíl teplot mezi obtékaným povrchem a teplotou volného proudu, dochází ke vzniku teplotní mezní vrstvy a k přenosu tepla konvekcí. Velikost teplotní mezní vrstvy $\delta_t(x)$ je charakterizována teplotním gradientem u obtékaného povrchu. Koncentrační mezní vrstva byla pouze zmíněna a dochází k ní při rozdílné koncentraci částic mezi volným proudem a obtékaným povrchem. Velikost koncentrační vrstvy $\delta_c(x)$ je charakterizována koncentračním gradientem a přenosem částic. Tyto tři mezní vrstvy mohou existovat i současně a ve většině případů mají ve stejné vzdálenosti od náběžné hrany různou tloušťku [25].

3.3 Pohybová rovnice pro laminární mezní vrstvu

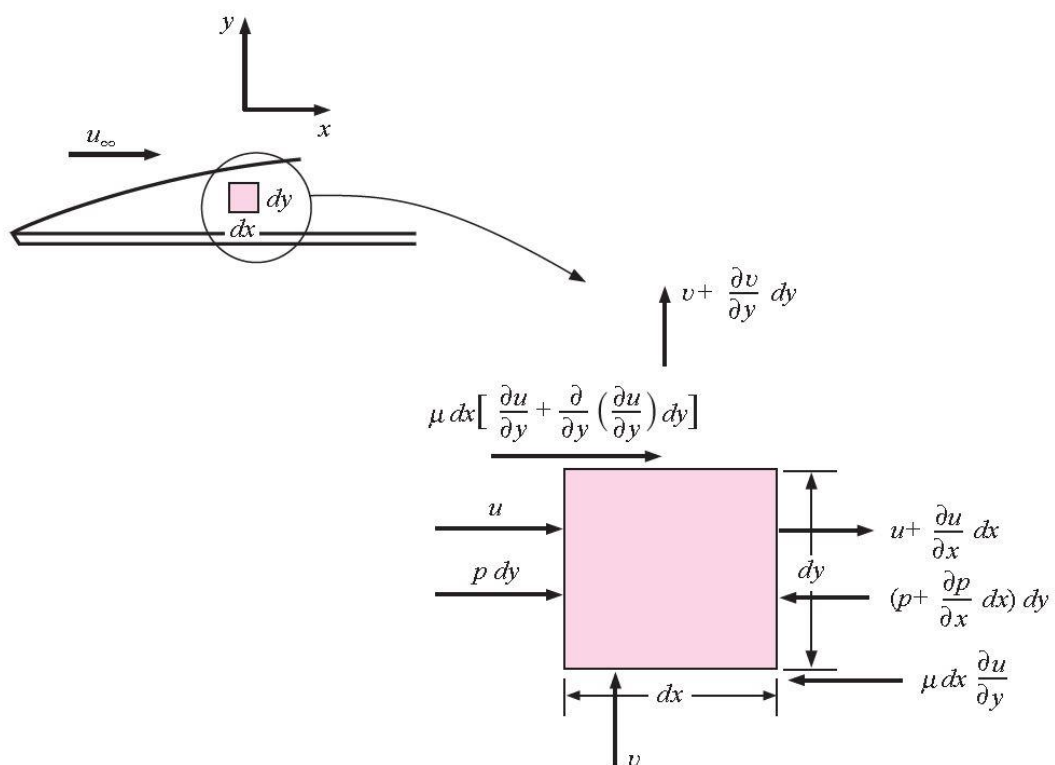
3.3.1 Předpoklady

Pro zjednodušení odvození je uvažováno:

- ustálené a nestlačitelné proudění,
- nedochází ke změně tlaku v kolmém směru na desku,
- viskozita je konstantní,
- zanedbáme smykové tření v kolmém směru na desku,
- neuvažujeme vliv tíhy.

3.3.2 Odvození rovnice kontinuity pro mezní vrstvu

Pro takto zjednodušenou situaci lze popsat analytické řešení. Při tomto odvození je element uvažován jako pevný kontrolní objem, který nemění svůj tvar, a přes který se bilancuje přenášená hmota, tedy je uvažován zákon zachování hmoty. Jelikož uvažuje stacionární proudění, tak nemůže docházet k žádné akumulaci hmoty uvnitř pevného kontrolního objemu, tudíž hmota, která vstoupí do pevného kontrolního objemu, z něho musí také odejít.



Obr. 3-6 Bilancování pro pevný kontrolní objem laminární mezní vrstvy [26]

Pro odvození rovnice kontinuity se bilancuje hustota hmotnostního toku ve směru x , kde se přivádí:

$$\rho \cdot u \cdot dy, \quad (3-14)$$

a odvádí z pevného kontrolního objemu ve směru x :

$$\rho \left(u + \frac{\partial u}{\partial x} dx \right) dy. \quad (3-15)$$

Podobné rovnice lze získat i ve směru y . Bilancí přívodu a odvodu z pevného kontrolního objemu, se dostává rovnice:

$$\rho u dy + \rho v dx = \rho \left(u + \frac{\partial u}{\partial x} dx \right) dy + \rho \left(v + \frac{\partial v}{\partial y} dy \right) dx. \quad (3-16)$$

Jednoduchým roznásobením členů, odečtením a anulováním rovnice se získá rovnice kontinuity pro laminární mezní vrstvu:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0. \quad (3-17)$$

3.3.3 Odvození pohybové rovnice mezní vrstvy

Pro odvození pohybové rovnice mezní vrstvy se aplikuje v rámci bilancování hmoty přes pevný kontrolní objem druhý Newtonův zákon ve směru x :

$$\sum F_x = \frac{d(mv)_x}{dt}, \quad (3-18)$$

kteřý dává do vztahu změnu hybnosti ve směru x a součet sil působících na pevný kontrolní objem. Provede se bilance toku hybnosti, jako produktu bilance hmoty na pevný kontrolní objem. Ve směru x vstupuje tok hybnosti:

$$\rho \cdot v \cdot u \cdot dx, \quad (3-19)$$

a vystupuje:

$$\rho \left(v + \frac{\partial v}{\partial y} dy \right) \left(u + \frac{\partial u}{\partial y} dy \right) dx. \quad (3-20)$$

Je rovněž nutné ještě uvažovat síly působící na pevný kontrolní objem. Jimi jsou tlakové síly a třecí síly, které se uvažují jako povrchové. Z objemových sil se neuvažují žádné.

Jelikož bylo v předpokladech zanedbáno smykové tření a tlakové síly ve směru kolmém na desku, tak se uvažují síly působící ve směru x . Na obr. 3-6 je znázorněna tlaková síla působící na levou stěnu kontrolního objemu a změna tlakové síly ve směru x působící na pravou stěnu a jejich součet je:

$$-\frac{\partial p}{\partial x} dx dy. \quad (3-21)$$

Dále působí třecí síly na spodní plochu a horní plochu kontrolního objemu, jak je znázorněno na obr. 3-6 a jejich součet je:

$$\mu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} dx dy. \quad (3-22)$$

Když se dosadí všechny silové členy a členy změny hybnosti do Newtonova zákona dostává se rovnice:

$$\begin{aligned} \mu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} dx dy - \frac{\partial p}{\partial x} dx dy = \rho \left(u + \frac{\partial u}{\partial x} dx \right)^2 dy - \rho u^2 dy \\ + \rho \left(v + \frac{\partial v}{\partial y} dy \right) \left(u + \frac{\partial u}{\partial y} dy \right) dx - \rho v u dx \end{aligned} \quad (3-23)$$

Po upravení jednotlivých stran rovnice, zanedbání diferenciálů druhého řádu a převedením do tvaru podobného tvaru rovnice kontinuity, se získá pohybová rovnice pro laminární mezní vrstvu ve tvaru:

$$\rho \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) = \mu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} - \frac{\partial p}{\partial x}. \quad (3-24)$$

Pohybovou rovnicí mezní vrstvy lze odvodit i experimentálně, jak provedl Prandtl, který vycházel při svém postupu z experimentálních výsledků při zjednodušení Navierových-Stokesových (N-S) rovnic pro 2-D stacionární proudění v mezní vrstvě na základě důležitosti jednotlivých členů rovnice.

Prandtlův rozbor vychází z rovnice kontinuity pro rovinné stacionární proudění vazké tekutiny, bez vlivu tíhového pole (viz rovnice (3-17)), a z již zmíněných Navierových-Stokesových rovnic ve tvaru:

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right), \quad (3-25)$$

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right), \quad (3-26)$$

kde se dostává soustava tří rovnic pro tři neznámé (u , v , p).

Měřené experimenty v historii ukazovaly, že ve větších vzdálenostech od obtékaného povrchu nemá tření velký význam a prokazuje se spíše platnost Eulerových rovnic. Experimentální metody nebyly dostatečně podrobné, a proto nebylo možné v polovině 19. století přesně měřit proudění v blízkosti stěny. Což lze dokázat i rozborem Navierových-Stokesových rovnic. Je vhodné jednotlivé členy převést do bezrozměrných tvarů, zavedením vhodného měřítka v podobě referenční hodnoty.

Pro podélnou u a příčnou v rychlost v mezní vrstvě to bude rychlost nabíhajícího proudu u_∞ . Pro souřadnice x a y se zvolí vzdálenost L (m) od náběžného bodu tělesa a pro tlak zvolíme dvojnásobek velikosti dynamického tlaku nabíhajícího proudu $\rho \cdot u_\infty^2$ (Pa). Vyjádření některých členů vypadá například takto:

$$u = u_\infty \cdot u^*; \quad x = L \cdot x^*; \quad dx = L \cdot dx^*; \quad p = \rho \cdot u_\infty^2 \cdot p^*; \quad dp = \rho \cdot u_\infty^2 \cdot dp^*.$$

Po rozepsání Navierových-Stokesových rovnic do bezrozměrných veličin se získá:

$$\frac{u_\infty^2}{L} \left(u^* \frac{\partial u^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial u^*}{\partial y^*} \right) = -\frac{u_\infty^2}{L} \frac{\partial p^*}{\partial x^*} + \nu \frac{u_\infty}{L^2} \left(\frac{\partial^2 u^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 u^*}{\partial y^{*2}} \right), \quad (3-27)$$

$$\frac{u_\infty^2}{L} \left(u^* \frac{\partial v^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial v^*}{\partial y^*} \right) = -\frac{u_\infty^2}{L} \frac{\partial p^*}{\partial y^*} + \nu \frac{u_\infty}{L^2} \left(\frac{\partial^2 v^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 v^*}{\partial y^{*2}} \right). \quad (3-28)$$

Po vydělení rovnic tvarem $\frac{u_\infty^2}{L}$ před třetím členem v obou rovnicích lze získat reciprokou hodnotu Reynoldsova čísla vztaženého k rychlosti nabíhajícího proudu, kde charakteristickým rozměrem je vzdálenost od náběžné hrany:

$$u^* \frac{\partial u^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial u^*}{\partial y^*} = -\frac{\partial p^*}{\partial x^*} + \frac{\nu}{u_\infty L} \left(\frac{\partial^2 u^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 u^*}{\partial y^{*2}} \right) = -\frac{\partial p^*}{\partial x^*} + \frac{1}{\text{Re}_L} \left(\frac{\partial^2 u^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 u^*}{\partial y^{*2}} \right), \quad (3-29)$$

$$u^* \frac{\partial v^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial v^*}{\partial y^*} = -\frac{\partial p^*}{\partial y^*} + \frac{1}{\text{Re}_L} \left(\frac{\partial^2 v^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 v^*}{\partial y^{*2}} \right). \quad (3-30)$$

Pokud bude Reynoldsovo číslo nabývat vyšších hodnot, pak bude pro vysokou rychlost nabíhajícího proudu vliv třetího členu menší. Takže ve větších vzdálenostech od obtékaného

povrchu se zmenšuje vliv třecího členu. Ovšem na obtékaném povrchu musí dojít k zastavení tekutiny vlivem tření, takže účinek třecích sil se soustředí pouze do úzké oblasti v blízkosti obtékaného povrchu.

Řádovým porovnáním velikosti členů v rovnici kontinuity se získá druhý poznatek [27]. Druhým důležitým poznatkem, který vyplýne z řádového hodnocení jednotlivých členů je, že ve svislém směru je tlak konstantní, protože všechny konvektivní i difuzní členy v druhé pohybové rovnici lze zanedbat a dospěje se k rovnici:

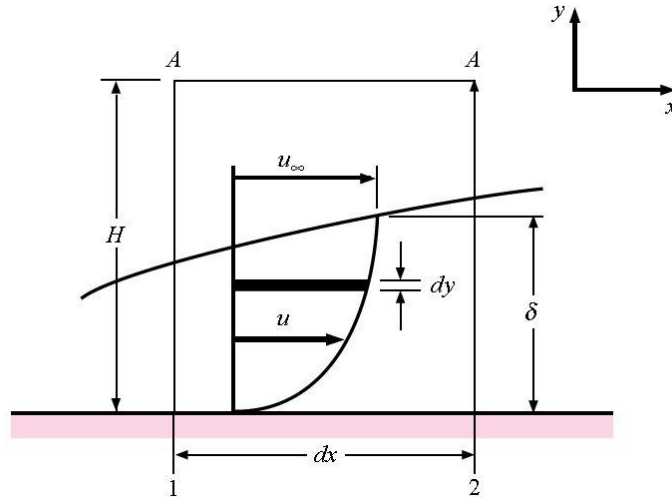
$$\frac{\partial p}{\partial y} = 0. \quad (3-31)$$

Statický tlak v mezní vrstvě (i na povrchu obtékaného tělesa) je dán statickým tlakem nad mezní vrstvou. Pro určení rychlostí u a v v mezní vrstvě nestačí jenom pohybová rovnice mezní vrstvy a rovnice kontinuity, ale musí se znát podélná změna tlaku, kterou lze přenést z tlakového pole nad mezní vrstvou. V případě rovinné stěny rovnoběžné s nabíhajícím prouděním je výpočet ještě jednodušší, protože podélná změna tlaku je nulová.

Praktický význam Prandtlova rozboru v historii umožnil řešení smykových vrstev, které nebylo do té doby z kompletních Navierových-Stokesových rovnic možné získat. Dnes už numerické řešení pokročilo, ale stejně má tento rozbor hlavně pedagogický význam, protože na řešení Prandtlova rozboru lze názorně ukázat poznatky vyplývající z řádového ohodnocení jednotlivých členů, tedy jejich důležitosti v rovnicích pro mezní vrstvu [27].

3.3.4 Odvození tloušťky mezní vrstvy pro laminární proudění

Pro odvození tloušťky mezní vrstvy pro laminární proudění je vhodné dle [26] provést bilanci zákona zachování hybnosti přes kontrolní objem ohraničený rovinami 1, 2, A-A a povrchem tělesa, jak je vidět na následujícím obrázku.



Obr. 3-7 Elementární kontrolní objem [26]

Uvažuje se, že výška kontrolního objemu H bude vždy vyšší, než je tloušťka mezní vrstvy δ . Bilance se provádí pouze ve směru x , protože složka rychlosti v normálovém směru k povrchu je zanedbatelná a jednotlivé členy jsou v integrálním tvaru.

Hmotnostní tok v integrálním tvaru přes plochu 1 je dán vztahem

$$\int_0^H \rho u \, dy \quad (3-32)$$

a tok hybnosti přes totožnou plochu je dán vztahem

$$\int_0^H \rho u^2 \, dy. \quad (3-33)$$

Hmotnostní tok přes plochu 2 je dán vztahem

$$\int_0^H \rho u \, dy + \frac{d}{dx} \left(\int_0^H \rho u \, dy \right) dx \quad (3-34)$$

a tok hybnosti plochou 2 je

$$\int_0^H \rho u^2 \, dy + \frac{d}{dx} \left(\int_0^H \rho u^2 \, dy \right) dx. \quad (3-35)$$

Při uvažování zákona zachování hmoty a předpokladu, že nedochází k žádnému toku přes pevný povrch vychází, že rozdíl mezi hmotnostním tokem plochou 1 a 2 je kompenzovaný hmotnostním tokem, který prochází plochou A-A. Tento hmotnostní tok vyvolá ve směru x tok hybnosti ve tvaru

$$u_{\infty} \frac{d}{dx} \left(\int_0^H \rho u dy \right) dx. \quad (3-36)$$

Výsledný tok hybnosti z kontrolního objemu je dán vztahem

$$\frac{d}{dx} \left(\int_0^H \rho u^2 dy \right) dx - u_{\infty} \frac{d}{dx} \left(\int_0^H \rho u dy \right) dx. \quad (3-37)$$

Z analýzy sil působících na kontrolní objem se zjistí, že na plochu 1 působí tlaková síla daná vztahem

$$pH \quad (3-38)$$

a na plochu 2 působí tlaková síla ve tvaru

$$\left(p + \frac{dp}{dx} dx \right) H. \quad (3-39)$$

Na stěnu působí smykové napětí ve tvaru

$$-\tau_w dx = -\mu dx \left. \frac{\partial u}{\partial y} \right|_{y=0}. \quad (3-40)$$

Po upravení toku hybnosti a dosazení do druhého Newtonova zákona se získá vztah pohybové rovnice pro mezní vrstvu v integrálním tvaru

$$-\tau_w - \frac{dp}{dx} H = -\rho \frac{d}{dx} \int_0^H (u_{\infty} - u)u dy + \frac{du_{\infty}}{dx} \int_0^H \rho u dy. \quad (3-41)$$

Pro konstantní tlakové podmínky, kdy se tlak po směru souřadnice x nemění, a při změně horní meze z H na δ , protože pro $\delta < y$ je integrál nulový, lze rovnici přepsat na tvar

$$\rho \frac{d}{dx} \int_0^{\delta} (u_{\infty} - u)u dy = \tau_w = \mu \left. \frac{\partial u}{\partial y} \right|_{y=0}. \quad (3-42)$$

Pokud je známá příslušná funkce rychlostního profilu, lze ji dosadit do předchozího vztahu a určit tloušťku mezní vrstvy v libovolné vzdálenosti od náběžné hrany. Pokud není tato funkce známá, je nutno ji určit z následujících okrajových podmínek pro rychlost proudění v mezní vrstvě:

- pro $y = 0$ je $u = 0$,
- pro $y = \delta$ je $u = u_{\infty}$,
- pro $y = \delta$ je $\frac{\partial u}{\partial x} = 0$,

- pro $y = 0$ a pro konstantní tlakové podmínky se z pohybové rovnice pro laminární mezní vrstvu získá rovnice $\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = 0$.

Pro splnění těchto okrajových podmínek lze zvolit polynomickou funkci třetího stupně a po aplikaci podmínek se dospěje dle [26] k funkci rychlostního profilu ve tvaru

$$\frac{u}{u_\infty} = \frac{3}{2} \frac{y}{\delta} - \frac{1}{2} \left(\frac{y}{\delta} \right)^3. \quad (3-43)$$

Dosazením rovnice rychlostního profilu do rovnice (3-42) vyjde

$$\frac{d}{dx} \left\{ \rho u_\infty^2 \int_0^\delta \left[\frac{3}{2} \frac{y}{\delta} - \frac{1}{2} \left(\frac{y}{\delta} \right)^3 \right] \left[1 - \frac{3}{2} \frac{y}{\delta} + \frac{1}{2} \left(\frac{y}{\delta} \right)^3 \right] dy \right\} = \mu \left. \frac{\partial u}{\partial y} \right|_{y=0} = \frac{3}{2} \frac{\mu u_\infty}{\delta}. \quad (3-44)$$

Po integraci se získá vztah

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{39}{280} \rho u_\infty^2 \delta \right) = \frac{3}{2} \frac{\mu u_\infty}{\delta}. \quad (3-45)$$

Rovnice se převede do tvaru (uvažujeme ρ a u_∞ konstantní)

$$\delta d\delta = \frac{140}{13} \frac{\mu}{\rho u_\infty} dx = \frac{140}{13} \frac{\nu}{u_\infty} dx. \quad (3-46)$$

Po derivaci rovnice lze zapsat vztah

$$\frac{\delta^2}{2} = \frac{140}{13} \frac{\nu x}{u_\infty} + C. \quad (3-47)$$

Uváží-li se okrajové podmínky, že pro $x = 0$ platí $\delta = 0$, získá se rovnice pro určení tloušťky rychlostní mezní vrstvy pro laminární proudění ve tvaru

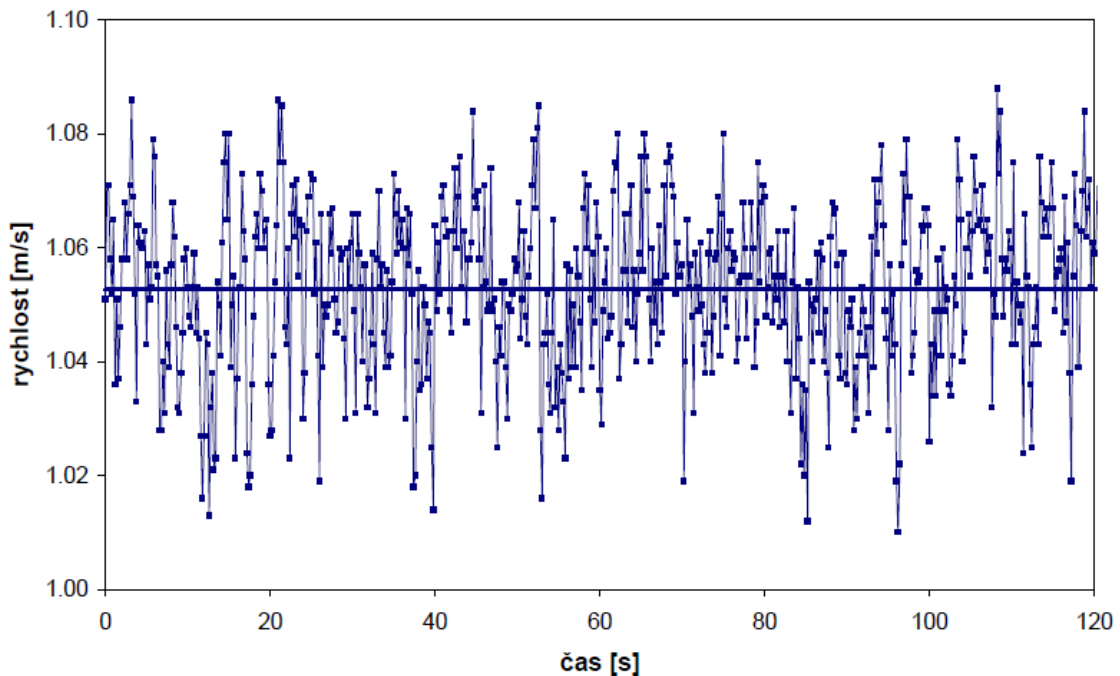
$$\delta = 4,64 \sqrt{\frac{\nu x}{u_\infty}}. \quad (3-48)$$

Tuto rovnici lze přepsat do tvaru

$$\frac{\delta}{x} = \frac{4,64}{\sqrt{\text{Re}_x}}. \quad (3-49)$$

3.4 Pohybové rovnice a RK pro turbulentní proudění

Detailní popis jednotlivých vrstev vyvinutého turbulentního proudění na obr. 3-2 ukazuje, že u stěny je tenká laminární podvrstva, ve které se více uplatňují molekulární přenosy a vedení tepla. Dále je přechodová vrstva, kde stále má hlavní význam molekulární přenos, ale už se objevují i turbulentní jevy. Ve třetí vrstvě, která se nazývá oblast plně vyvinuté turbulence, je přenos hybnosti intenzivnější a přeskakují i celé částice. V této vrstvě už ale nelze proudění popsat stejnými charakteristikami jako u laminárního proudění, protože v turbulentním proudění jsou okamžité hodnoty rychlosti a dalších veličin vždy proměnné v čase. A proto se pro popis turbulentního proudění používají turbulentní vlastnosti, které mohou být 10 až 20krát větší než jejich laminární ekvivalenty.



Obr. 3-8 Záznam okamžité rychlosti turbulentního proudění při frekvenci vzorkování 5 Hz. [28]

Tímto se zabýval Reynolds a využil popis proudění pomocí statistické metody. Na obr. 3-8 je záznam naměřené rychlosti turbulentního proudění při určité frekvenci. Hodnotu okamžité rychlosti pro turbulentní proudění lze vyjádřit vztahem

$$u(t) = \bar{u}(t) - u' \quad (3-50)$$

Vztah tedy udává, že okamžitá rychlost je dána hodnotou střední rychlosti $\bar{u}(t)$ s odchylkou, která se nazývá fluktuace rychlosti u' a může být kladná nebo záporná. Reynolds vyjádřil myšlenku, že pro popis proudění jsou pro nás důležité a rozhodující střední rychlosti a vliv

fluktuací je sekundární. A tímto přístupem vyjádřil rovnici kontinuity a pohybové rovnice proudění tekutiny (pro nestlačitelné proudění) pomocí Reynoldsova rozkladu, což znamená rozložit (dekompozitovat) tyto rovnice pro okamžité hodnoty a jejich následné zprůměrování. Tím se získá přibližný popis turbulentního proudění na základě průměrných hodnot a Navierovy-Stokesovy rovnice pro okamžité hodnoty se soustředí na hodnoty průměrné tzv. Reynoldsovy rovnice – RANS (Reynolds averaged Navier-Stokes equations). Jak dochází k samotnému rozkladu zde nebude popsáno a přejde se rovnou k samotným rovnicím pro přibližný popis turbulentního proudění, které budou užitečné v rámci zkoumání proudění v otopném tělese na straně vody.

3.4.1 Rovnice kontinuity pro střední pohyb turbulentního proudění

Rovnice kontinuity pro střední pohyb turbulentního proudění má po rozkladu okamžitých hodnot a jejich zprůměrování tvar

$$\frac{\partial \bar{u}_x}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}_y}{\partial y} + \frac{\partial \bar{u}_z}{\partial z} = 0. \quad (3-51)$$

Je patrné, že tvar rovnice je shodný s tvarem pro okamžité hodnoty a odečtením těchto dvou rovnic se získá vztah

$$\frac{\partial u'_x}{\partial x} + \frac{\partial u'_y}{\partial y} + \frac{\partial u'_z}{\partial z} = 0. \quad (3-52)$$

Rovnice kontinuity je tedy shodná a platí pro okamžité hodnoty rychlostí, průměrné hodnoty rychlostí i pro fluktuace rychlostí.

3.4.2 Pohybové rovnice pro střední pohyb turbulentního proudění

Pohybové rovnice pro střední pohyb turbulentního proudění odvozené pro pevný kontrolní objem v případě izotermického stacionárního proudění nestlačitelné tekutiny v zemském tíhovém poli mají tvar [29]

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x}(\bar{u}_x \bar{u}_x) + \frac{\partial}{\partial y}(\bar{u}_x \bar{u}_y) + \frac{\partial}{\partial z}(\bar{u}_x \bar{u}_z) = \\ & = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 \bar{u}_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{u}_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{u}_x}{\partial z^2} \right) - \left[\frac{\partial}{\partial x} \overline{(u'_x u'_x)} + \frac{\partial}{\partial y} \overline{(u'_x u'_y)} + \frac{\partial}{\partial z} \overline{(u'_x u'_z)} \right], \end{aligned} \quad (3-53)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x}(\bar{u}_y \bar{u}_x) + \frac{\partial}{\partial y}(\bar{u}_y \bar{u}_y) + \frac{\partial}{\partial z}(\bar{u}_y \bar{u}_z) = \\ & = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 \bar{u}_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{u}_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{u}_y}{\partial z^2} \right) - \left[\frac{\partial}{\partial x} \overline{(u'_y u'_x)} + \frac{\partial}{\partial y} \overline{(u'_y u'_y)} + \frac{\partial}{\partial z} \overline{(u'_y u'_z)} \right], \end{aligned} \quad (3-54)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x}(\bar{u}_z \bar{u}_x) + \frac{\partial}{\partial y}(\bar{u}_z \bar{u}_y) + \frac{\partial}{\partial z}(\bar{u}_z \bar{u}_z) = \\ & = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} + \nu \left(\frac{\partial^2 \bar{u}_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{u}_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{u}_z}{\partial z^2} \right) - \left[\frac{\partial}{\partial x} \overline{(u'_z u'_x)} + \frac{\partial}{\partial y} \overline{(u'_z u'_y)} + \frac{\partial}{\partial z} \overline{(u'_z u'_z)} \right] \end{aligned} \quad (3-55)$$

Oproti N-S rovnicím pro okamžité hodnoty proudění se tyto liší posledními členy na pravé straně, které vznikly následným průměrováním rozkladu N-S rovnic. Tyto rovnice společně s rovnicí kontinuity pro střední pohyb turbulentního proudění tvoří 10 neznámých (3 složky rychlosti, tlak, 6 členů středních hodnot součinů fluktuací na pravé straně) a soustava rovnic tedy není uzavřená. Posledních 6 členů má rozměr napětí a nazývají se Reynoldsova turbulentní napětí.

Tyto členy je nutné řešit poloempiricky a využívá se Boussinesqova hypotéza o analogii mezi turbulentním a laminárním přenosem hybnosti. Newtonův třecí zákon pro laminární proudění má tvar dle rovnice (2.1) a jeho analogie pro střední rychlost turbulentního proudění je

$$\tau_T = \mu_T \frac{\partial \bar{u}_x}{\partial y}. \quad (3-56)$$

Veličina μ_T [Pa.s] je turbulentní dynamická viskozita a je to charakteristický parametr proudění nikoli látková vlastnost. Dalšími úpravami lze nahradit členy zprůměrovaných součinů fluktuačních rychlostí za členy obsahující veličinu kinetická energie turbulence k_T [m²/s²] danou vztahem

$$k_T = \frac{1}{2} \overline{u'u'}. \quad (3-57)$$

Dále jsou zavedena měřítka turbulence, mezi která patří disipace kinetické energie turbulence ε [m^2/s^3], jejíž rozměr odpovídá rychlosti úbytku kinetické energie turbulentního proudění v čase

$$\varepsilon \approx -\frac{dk_T}{dt}. \quad (3-58)$$

Dále sem patří integrální délkové měřítko turbulence značené l_T [m] a platí

$$\varepsilon \approx -\frac{k_T^{3/2}}{l_T}. \quad (3-59)$$

Takto se problematika posouvá k modelování turbulentního proudění a modelům turbulence. Podstatné jsou dvourovnicové modely turbulence, které budou využity pro výpočet proudění v modelu otopného tělesa. Sestava RANS a RK je doplněna dvojicí transportních rovnic. Jedna je pro určení kinetické energie turbulence a další pro veličinu, kterou je l_T nebo jiný parametr, jímž lze l_T nahradit. Další popis jednotlivých dvourovnicových modelů turbulence a jejich modifikace rozšířená o popis konvergence úlohy na těchto modelech je uvedena v další kapitole.

3.5 Tloušťka mezní vrstvy pro turbulentní proudění

Pro výpočet tloušťky mezní vrstvy turbulentního proudění se vychází ze vztahu pro třecí napětí na stěně

$$\tau_w = \frac{C_f \rho u_\infty^2}{2}. \quad (3-60)$$

Pro proudění, které splňuje kritérium $\text{Re}_x < 10^7$, lze koeficient tření přepsat na tvar

$$\tau_w = 0,0296 \left(\frac{\nu}{u_\infty x} \right)^{1/5} \rho u_\infty^2. \quad (3-61)$$

Pokud se za třecí napětí dosadí z rovnice (3-42) integrál rovnice hybnosti pro nulový gradient tlaku, lze získat

$$\frac{d}{dx} \int_0^{\delta} \left[1 - \left(\frac{y}{\delta} \right)^{1/7} \right] \left(\frac{y}{\delta} \right)^{1/7} dy = 0,0296 \left(\frac{\nu}{u_{\infty} x} \right)^{1/5}. \quad (3-62)$$

Vyřešením integrálu v rovnici se dostává vztah

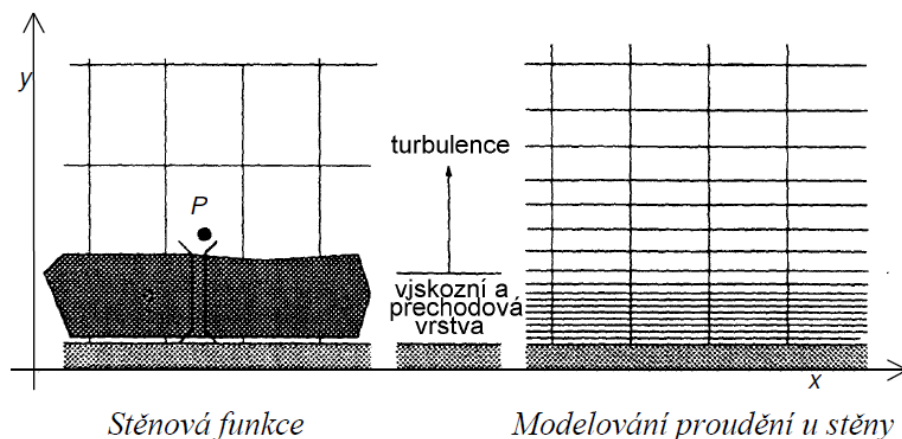
$$\frac{d\delta}{dx} = \frac{72}{7} 0,0296 \left(\frac{\nu}{u_{\infty} x} \right)^{1/5} x^{-1/5}. \quad (3-63)$$

Integrací rovnice za podmínek, že $Re_x < 5 \times 10^5$ a $\delta = 0$ při $x = 0$, platí vztah pro tloušťku mezní vrstvy při turbulentním proudění

$$\frac{x}{\delta} = 0,381 Re_x^{-1/5}. \quad (3-64)$$

3.6 Modelování proudění u stěny – stěnové funkce

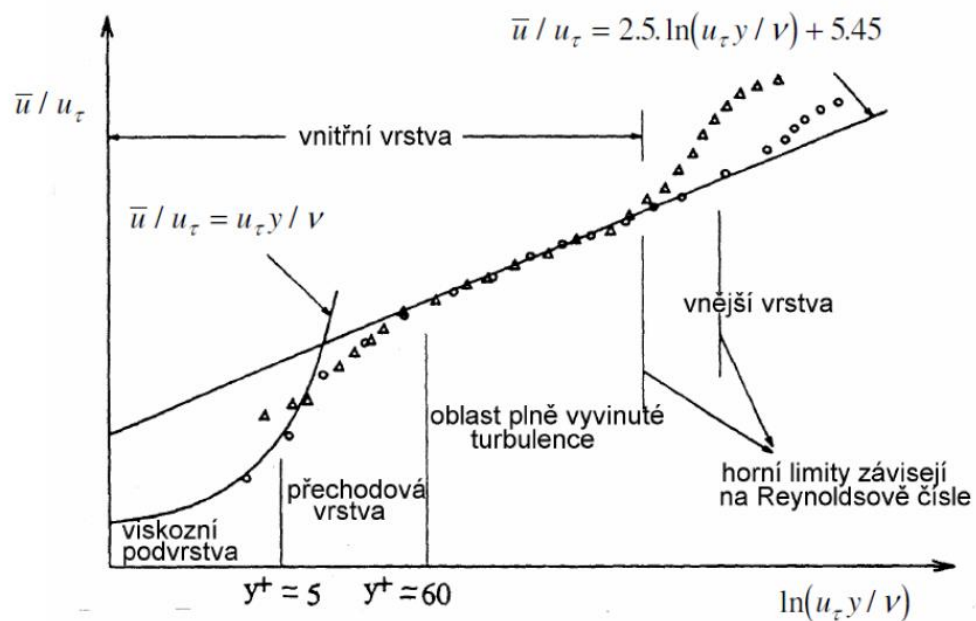
Modelovat proudění u stěny se může dvěma způsoby. Prvním způsobem je využití poloempirických vztahů tzv. stěnových funkcí, které překlenou viskózní podvrstvu a přechodovou podvrstvu. Stěnové funkce se uplatňují hlavně pro proudění s velkým Re , kde snižují nárok na výpočet, a přesto je řešení dostatečně přesné. Stěnová funkce umožňuje propojení řešené proměnné v buňce v blízkosti stěny s korespondující hodnotou na stěně. Stěnová funkce může být modelována v prostředí Fluent jako standardní stěnová funkce nebo nerovnovážná stěnová funkce, která se využívá v případě velkého tlakového gradientu.



Obr. 3-9 Modelování proudění u stěny [30]

Další způsob je podrobné modelování proudění u stěny, které se uplatňuje pro proudění s nízkým Re . Využívá se dvouvrstvého modelu, který umožňuje modelování v bezprostřední blízkosti stěny ovlivněné viskozitou proudící tekutiny. Jak je vidět na obr. 3-9, tak je pro

modelování proudění u stěny požadavek na velmi jemnou síť. Hustota numerické sítě při použití stěnových funkcí je podmíněna tím, že vzdálenost středů buněk sousedících se stěnou musí splňovat $y^+ < 30$ až 60 . V matematické simulaci této disertační práce je využíváno podrobné modelování u stěny a dvouvrstvý model, protože uvnitř deskového otopného tělesa jsou velmi nízké rychlosti, a tím i nízké Re . V tomto případě je hustota numerické sítě u stěny mnohem jemnější. Ve dvouvrstvěném modelu je celá oblast mezní vrstvy rozdělena na část, kde se projevuje vliv viskozity a na plně turbulentní oblast [31]. Dvouvrstvý předpis je platný pro $y^+ < 4-5$, ideálně by mělo být v laminární podvrstvě 10 buněk.



Obr. 3-10 Rozdělení proudění v blízkosti stěny [30]

Parametr y^+ [-] se nazývá bezrozměrná odlehlost od stěny a je definován jako

$$y^+ = \frac{u_\tau y}{\mu}, \quad (3-65)$$

kde veličina y [m] je vzdálenost středu buňky od stěny.

Další bezrozměrnou veličinou je bezrozměrná rychlost u stěny dána vztahem

$$u_{\tau} = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}. \quad (3-66)$$

Smykové napětí τ_w [N] u stěny se určí podle vztahu

$$\tau_w \cdot o \cdot L = \Delta p \cdot S, \quad (3-67)$$

Třecí tlaková ztráta na vnitřním povrchu kanálku se vypočte podle vztahu

$$\Delta p = \lambda \cdot \frac{L}{D_h} \cdot \rho \cdot \frac{u^2}{2}. \quad (3-68)$$

Pro součinitel tření λ [-] se využije vztahu

$$\lambda = \frac{0,316}{\sqrt[4]{\text{Re}}}. \quad (3-69)$$

Pomocí těchto vztahů se určí maximální velikost první buňky, aby byla splněna podmínka pro logaritmický předpis viskózní podvrstvy a možnost využití dvouvrstvého modelování proudění u stěny.

4 Formulace cílů práce

Tato práce se zabývá zrovnoměrněním teplotního pole především po délce deskového otopného tělesa. Tím budou rovnoměrně rozloženy povrchové teploty a bude i rovnoměrně rozložený sálavý tok tepla působící na člověka. Rovnoměrné rozložení teplot bude mít také vliv na rovnoměrné rozložení intenzity konvektivních proudů stoupajících vzhůru podél ohřáté desky a budou rovnoměrně působit na chladné dolů padající konvektivní proudy od ochlazovaných ploch. Aby toho bylo dosaženo, je nutné hydraulicky vyřešit zatékání do horní rozvodné komory a jednotlivých kanálků. Otopná tělesa mají nepřebornou rozměrovou řadu a nelze mít pokaždé jinou lisovací hlavu, a tím konstrukčně ošetřit zatékání do jednotlivých kanálků tvarem horní rozvodné komory. Proto je proudění v tělese primárně upraveno pomocí distančního kroužku, který je z technologického hlediska jeho nedílnou součástí. Řešení vlivu různých geometrií distančního kroužku je velice obtížné zvládnout experimentálně, proto je problematika řešena rovněž pomocí matematické simulace. Z rešerše vyplynulo, že se problematikou distančních kroužků s ohledem na jejich vliv na zatékání a následné proudění vody v otopném tělese nikdo nezabýval. Ani se nikdo uspokojivě nezabýval detailním popisem vytvoření matematické simulace a nastavení parametrů simulace pro simulování modelů otopných těles na straně vody. Jinými slovy, doposud publikované modely matematické simulace neposkytovaly požadovanou přesnost a nespĺňovaly ani experimentálně ověřené předpoklady o podmínkách proudění. V tomto směru bylo tedy třeba prozkoumat a následně ukázat cestu, jak modelovat proudění v otopných tělesech.

Jednotlivé cíle jsou stanoveny následovně:

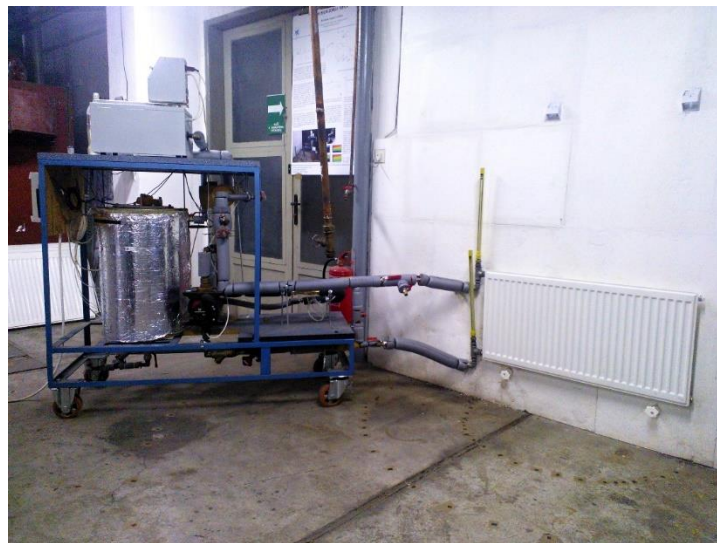
1. definovat metodu matematického modelování pro komplikovanou geometrii a malé rychlosti proudění v otopném tělese,
2. stanovit trendy proudění v horní rozvodné komoře otopného tělesa se změnou geometrie distančního kroužku,
3. navrhnout optimální tvar distančního kroužku, aby bylo dosaženo maximálně rovnoměrného teplotního pole po délce otopného tělesa.

5 Použité metody řešení

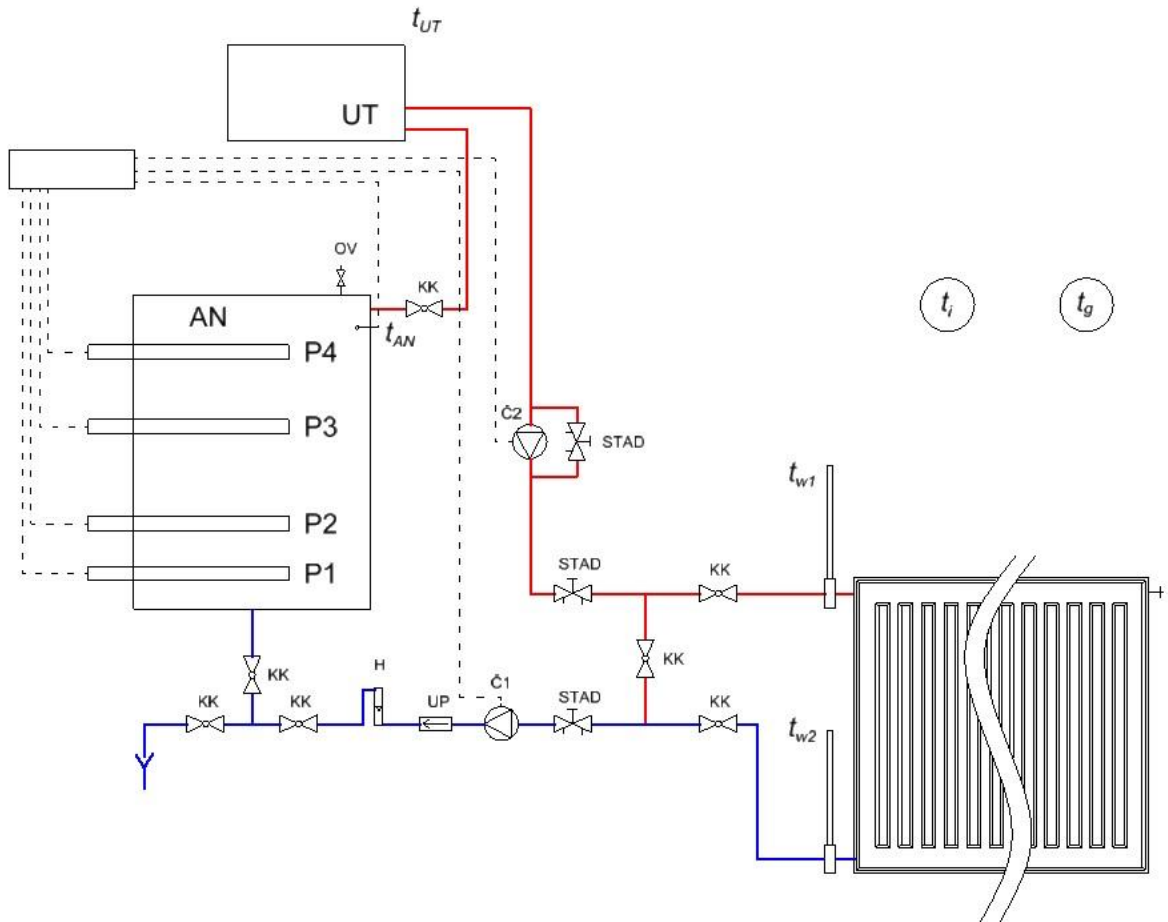
Matematické simulace se hojně využívají pro modelování různých případů proudění. A vždy je výhodné, když se výsledky z této simulace mohou ověřit na skutečném reálném experimentu. Proto byla nejprve vytvořena experimentální trať s deskovým otopným tělesem.

5.1 Experiment

Experiment je zaměřený na určení stacionárních jevů (např. výkon tělesa) i nestacionárních jevů (přechodových charakteristik) deskového otopného těla typu 10 o rozměrech 1000 x 500 mm pro teplotní spád 75/65 °C jednostranně připojeného shora-dolů. Toto připojení je nejvíce používáno a je normalizováno pro měření jmenovitých parametrů ve zkušebních komorách. Celá práce je zaměřena na jednostranné napojení shora dolů a není cílem mapovat ostatní způsoby napojení. Tím by byla oblast výzkumu neúčelně velice široká. Byl využit mobilní zdroj tepla (vyvinutý na Ústavu techniky prostředí) pro udržení konstantní vstupní teploty do otopného tělesa.



Obr. 5-1 Mobilní zdroj tepla napojený na deskové otopné těleso



Obr. 5-2 Schéma napojení mobilního zdroje tepla

Označení na schématu:

- AN – akumuláční nádoba 60 l,
- Č1 – mokroběžné čerpadlo Magna 32 – 100/180,
- Č2 – mokroběžné čerpadlo UPE 25 – 40/180,
- H – universální plovákový průtokoměr R3U,
- KK – kulový kohout,
- P – topné patrony (1 – 2000 W, 2 – 1000 W, 3 – 500 W, 4 – 400 W),
- STAD – vyvažovací ventil,
- t_{AN} – teplotní čidlo PT 500 – teplota na výstupu z akumuláční nádoby,
- t_{UT} – teplotní čidlo PT 100 – teplota na výstupu z ultratermostatu,
- t_{w1} – teploměrná jímka se rtuťovým teploměrem – teplota na vstupu do OT,
- t_{w2} – teploměrná jímka se rtuťovým teploměrem – teplota na výstupu z OT,
- t_i – rtuťový stíněný teploměr – teplota vzduchu,
- t_g – kulový teploměr – výsledná teplota,

- UP – ultrazvukový průtokoměr Ultraheat 2W5R,
- UT – ultratermostat MTB 06.

Termovizní kamerou bylo mapováno teplotní pole přední desky otopného tělesa a z něho, podle zabarvení a vykreslení jednotlivých isotherm, usuzováno na pole rychlostní. Využití termovizního snímání se již v minulosti ukázalo jako jednoduchá technika pro studium tepelného chování otopných těles [32]. Není možné deskové otopné těleso vyrobit z průhledného materiálu a použít k vizualizaci částice o přibližně stejné hustotě jako má voda. Tudíž je vizualizace rychlostních polí obtížný úkol, a i kdyby byl vytvořený takový průhledný model, tak by se do proudu musely umístit částice, které by musely být nenasákavé s přibližně stejnou hustotou jako voda a reflexní, aby se proudění zviditelnilo. Pokud by se použily např. hliníkové piliny, tak mají opět jiné vlastnosti než voda a zanášely by malé průtočné průřezy. Zároveň by výrazně členitý vnější tvar tělesa zkresloval obrazy snímány pohyb částic s různým odrazem světla do různých stran.

5.1.1 Průběh experimentu

Po nahřátí akumulární nádoby na teplotu blízkou se 75 °C, kde přesné dosažení teploty 75 °C zajistí ultratermostat, se zapne snímání teplotního pole termovizní kamerou FLIR T 460, přeruší se zkrat a otevřou se kulové kohouty do otopného tělesa. V blízkosti experimentu bylo nutné zhasnout veškeré osvětlení, aby nedošlo k reflexi tohoto záření na lesklém povrchu přední desky otopného tělesa. Během snímání byl kontrolován hmotnostní průtok a případně doregulován na požadovanou hodnotu pro jmenovitý výkon. Po dosažení výstupní teploty z otopného tělesa na hodnotě 65 °C bylo snímání zastaveno. V pěti opakováních v průběhu měření byly odečteny hodnoty teploty vzduchu, relativní vlhkosti vzduchu, vstupní a výstupní teploty z otopného tělesa pro přepočítání skutečného výkonu otopného tělesa a výsledné teploty pro určení střední radiační teploty.

Bylo naměřeno teplotní pole otopného tělesa s distančním kroužkem s jedním otvorem nasměrovaným do osy horní rozvodné komory. Nákres nasměrování distančních kroužků je uveden na obr. 5-6.

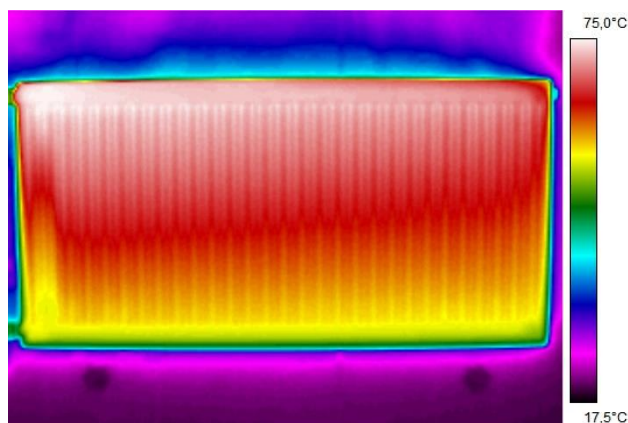
Byl proveden experiment pro otopné těleso, kde natočení distančních kroužků v tělese je známé a dané (ve starších otopných tělesech bylo natočení distančních kroužků s více otvory zcela nahodilé). To bylo prokázáno rozřezáním otopného tělesa. Bylo zřejmé, že zatékání do otvoru v distančním kroužku může být také ovlivněno tím, jak je kroužek technologicky umístěný,

resp. středěný na správnou pozici. Dle poznatků z rozřezání deskového otopného tělesa lze usuzovat, že distanční kroužek je středěný tak, že do předem určeného místa ve výlisku z plechu projede distančním kroužkem po podložení razicí nástroj kuželovitého tvaru přecházejícího až do tvaru válce (větší raznice v podobě důlčíku). Tímto způsobem se dostřihne a následně ohne materiál desky do distančního kroužku.

V deskovém otopném tělese jsou horní distanční kroužky natočeny směrem do horní rozvodné komory a slouží jako vstupní. Dolní distanční kroužky jsou natočeny tak, že otvor směřuje dolů proti spodní hraně dolní sběrné komory, a slouží jako výstupní. Těleso je tedy možné napojit pouze shora dolů, a to jednostranně nebo oboustranně. Při montáži je důležité zkontrolovat označení horní hrany deskového otopného tělesa, aby nedošlo k jeho nesprávnému napojení na otopnou soustavu. U těles typů 20, 21, 22 a 33 je natočení distančních kroužků stejné u všech paralelních desek tělesa.

5.1.2 Vyhodnocení experimentu

Na obr. 5-3 je uvedeno teplotní pole při dosažení plného výkonu otopného tělesa. Je zde viditelné snížené proudění prvním a druhým kanálkem. Bude to nejspíše dáno nasměrováním proudění z jednoho otvoru distančního kroužku směrem do osy horní rozvodné komory a tím dochází k omezení proudění v těchto prvních kanálcích. Toto bude objasněno na výsledcích rychlostního pole z matematické simulace, kde bude možné zobrazit proudění v každé části otopného tělesa a zjistit, proč dochází k různým průtokům jednotlivými kanálky.



Obr. 5-3 Teplotní pole na přední desce otopného tělesa v čase 10 minut [4]

Naměřené teplotní pole nového tělesa včetně nastavených parametrů (teplot, průtoků atd.) poslouží pro nastavení a validaci simulačního modelu.

5.1.3 Nejistota měření

Definice nejistoty měření je, že je to interval hodnot kolem naměřené hodnoty, ve kterém se s určitou pravděpodobností nachází skutečná hodnota veličiny [33]. Podle příčiny dělíme nejistoty na

- standardní nejistota typu A - u_A , která je dána náhodnými vlivy,
- standardní nejistota typu B - u_B , která zastupuje známé a předvídatelné příčiny vzniku.

Pokud měříme jednu veličinu po více měření, tak uvažujeme její aritmetický průměr a za standardní nejistotu typu A bereme výběrovou směrodatnou odchylku dle [34]

$$u_{Ax} = s_{\bar{x}} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}{n \cdot (n-1)}}, \quad (5-1)$$

kde

$s_{\bar{x}}$	směrodatná odchylka aritmetického průměru [-],
\bar{x}	aritmetický průměr naměřených hodnot [-],
x_i	jednotlivé hodnoty stanovené měření [-],
n	počet měření [-].

Standardní nejistota typu B je dána nepřesností měřicího přístroje a nastavením emisivity. Je tedy nutné zahrnout vliv více veličin a počítat je jednotlivě. Standardní nejistota typu B od jednotlivých zdrojů je dána

$$u_{z,x} = \sqrt{\frac{z_x^2}{3}}, \quad (5-2)$$

kde

z_x	nepřesnost přístroje, nepřesnost nastavení [-].
-------	---

Celková nejistota typu B se určí dle vztahu [34]

$$u_{B,x} = \sqrt{\sum_{i=1}^n A_{x,z_i}^2 \cdot u_{z_i}^2}, \quad (5-3)$$

kde

A_{x,z_i}	citlivostní koeficient [-].
-------------	-----------------------------

Citlivostní koeficient udává propojení mezi jednotlivými zdroji nejistot, pokud mezi nimi není, tak je tato veličina rovna 1.

Celková kombinovaná nejistota je pak dána

$$u = \sqrt{u_A^2 + u_B^2}. \quad (5-4)$$

5.1.4 Vyhodnocení nejistoty snímání termovizní kamerou

Snímání bylo provedeno termovizní kamerou Flir T460. Tato termovizní kamera pracuje s přesností $\pm 2 \text{ }^\circ\text{C}$ nebo $\pm 2 \%$ z naměřené hodnoty pro teploty nad $25 \text{ }^\circ\text{C}$ dle informací od výrobce. Měřené teploty byly v rozmezí $17,5$ až $75 \text{ }^\circ\text{C}$. Pro určení přesnosti kamery bylo uvažováno s nejvyšší měřenou hodnotou $75 \text{ }^\circ\text{C}$, ze které vyplývá rozsah přesnosti $\pm 1,5 \text{ }^\circ\text{C}$.

V určení nejistoty snímání termovizní kamerou byla uvažována pouze nepřesnost přístroje (emisivita povrchu je dána použitým nátěrem RAL). Dále byly stanoveny pouze hodnoty standardní nejistoty typu B dle vztahu (5-2), a tím určena i výsledná nejistota typu B. Standardní nejistota typu A je rovna nule. Výsledná standardní nejistota typu B je

$$u_{B,z1} = \sqrt{\frac{z_x^2}{3}} = \sqrt{\frac{1,5^2}{3}} = 0,87 \text{ }^\circ\text{C}.$$

5.2 Matematická simulace

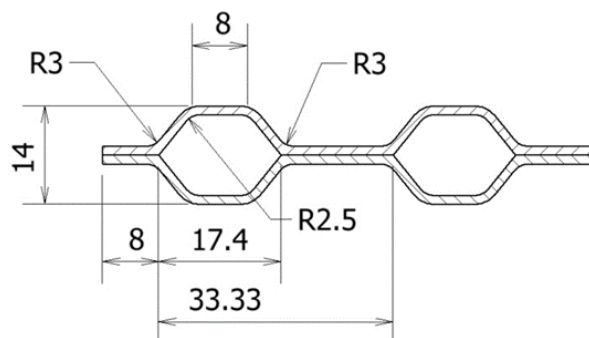
V dnešní době pokroku v oblasti výpočetní techniky a vyvinutých výpočetních programů je mnohem dostupnější vytvářet matematické simulace i složitějších modelů. Což je výhodné, protože výroba těles s novým nebo natočeným distančním kroužkem by byla časově i finančně náročná. Proto je vhodnější tento vliv změny geometrie a natočení distančního kroužku na zrovnoměnění teplotního pole přední desky otopného tělesa zkoumat pomocí matematické simulace. Samotná tvorba matematické simulace má dvě hlavní části. Zaprvé vytvoření vhodného zástupce geometricky shodného modelu pro výpočet metodou konečných objemů a zadruhé nastavení parametrů výpočtu (okrajových podmínek, modelu proudění atd.), aby model nahrazený matematickými rovnicemi odpovídal reálnému tělesu [35].

Tím, jak se výpočetní programy vyvíjí, tak je možné přesněji modelovat a sít'ovat určité detailní části otopného tělesa a části u vstupního a výstupního distančního kroužku. Dříve, jak bylo uvedeno v rešerši, byly modely otopného tělesa zjednodušené a neobsahovaly distanční kroužek. Bylo to omezením výpočetní techniky a vstup vody byl kolmo do horní rozvodné komory. První zde vytvořený simulační model také nebyl zcela přesný a výpočtová síť byla tvořena čtyřstěnnými buňkami o různé kvalitě, protože nástroj na tvorbu výpočetní sítě neumožňoval u takto geometricky složitého modelu udržet kvalitu buněk, která je potřebná pro přesnost výpočtu a konvergenci úlohy.

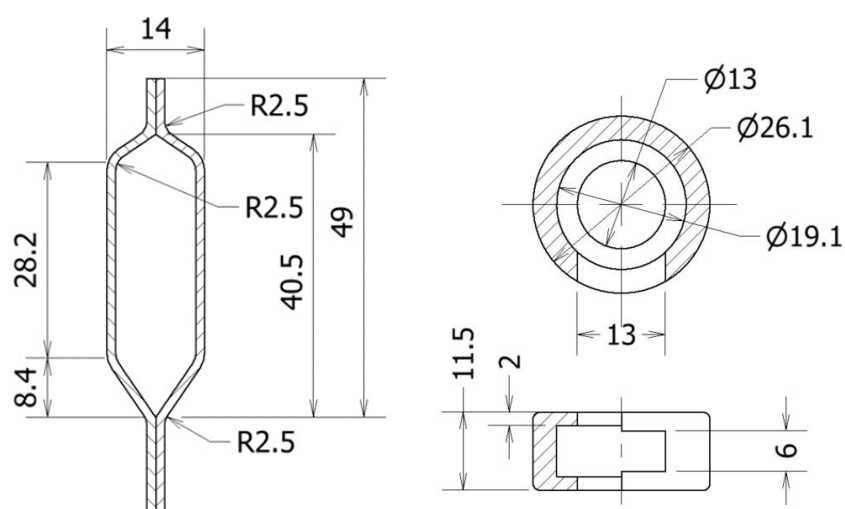
Postupem času přibyly nové nástroje a model je tvořen výpočtovou sítí, která je vytvořena v prostředí Fluent Meshing. Tento nástroj je optimalizovaný pro vytváření sítí u matematických simulací, kde dochází k proudění tekutin. Ve Fluent Meshing je oproti starším nástrojům umožněno vytvoření kvalitnější sítě s modelováním mezní vrstvy při menším počtu buněk díky jinému tvaru buněk a tím snížení nároků na výpočetní výkon.

5.2.1 Model tělesa

Geometrický model otopného tělesa je vytvořený dle reálných rozměrů deskového otopného tělesa velikosti 1000x500 mm typu 10 a napojení je jednostranné (z pravé strany) shora dolů. Jedná se o jeden z nejméně používaných rozměrů deskového otopného tělesa a napojení na otopnou soustavu. Také jde o normalizované napojení z hlediska měření výkonu otopných těles ve zkušebnách dle ČSN EN 442-2. Níže jsou uvedeny rozměry jednotlivých částí, které byly odměřeny rozřezáním reálného tělesa.



Obr. 5-4 Rozměry v [mm] plechu v oblasti kanálků [36]



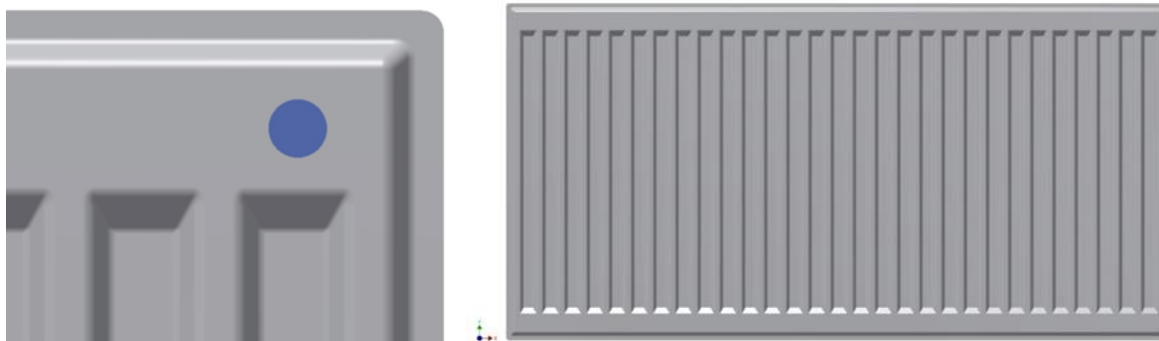
Obr. 5-5 Rozměry v [mm] plechu v oblasti rozvodné komory a rozměry distančního kroužku [36]

Geometrie a natočení distančních kroužků je uvažována také dle skutečných rozměrů v reálném tělese.



Obr. 5-6 Natočení distančních kroužků [37]

Výhodným nástrojem ve tvorbě modelu je, že už není nutné modelovat vnitřní objem tělesa, ale stačí vymodelovat pouze geometrii svařených ocelových plechů a vnitřní inverzní objem bude vytvořen novou funkcí viz další kapitola.



Obr. 5-7 Detail zaoblení prolisovaných ocelových plechů a pohled na celé otopné těleso [37]

5.2.2 Zasiťování modelu

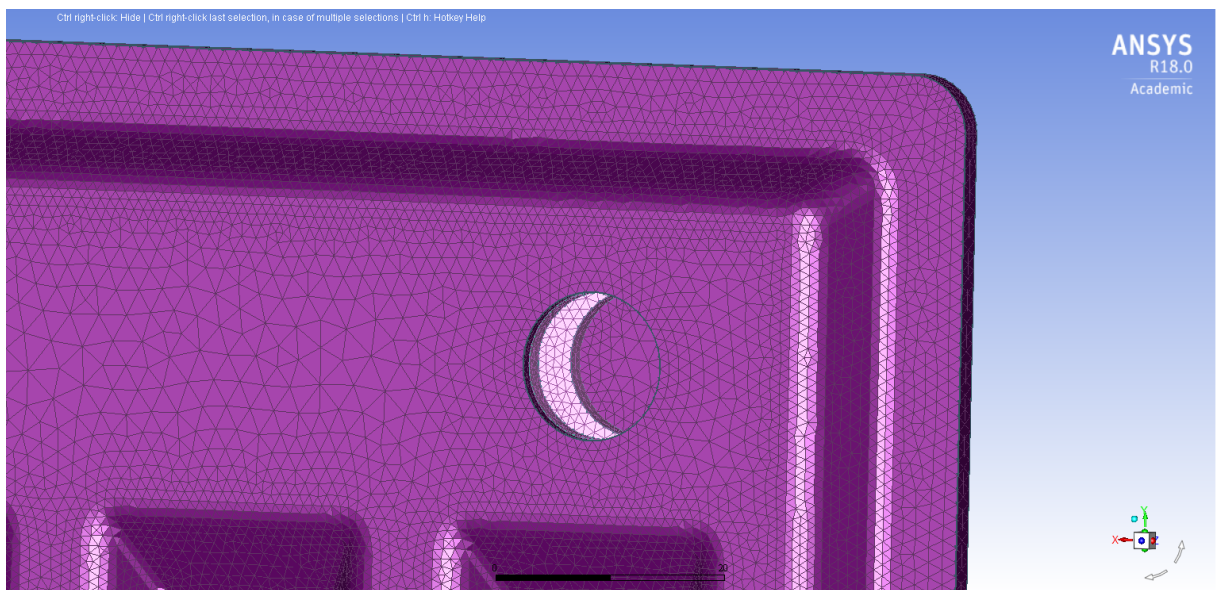
Dalším krokem je importování vytvořeného 3D modelu do prostředí Fluent Meshing. Pokud je model vytvořený v některém externím programu pro tvorbu 3D a bude importován přímo do Fluent Meshing, je důležité mít ověřeno, že jsou součásti správně sestaveny a nejsou v modelu chyby. Pokud to není zaručeno, je doporučeno model nejdříve načíst do prostředí Design Modeler nebo SpaceClaim (obojí součástí balíku Ansys) a toto ověřit.

Model otopného tělesa je sestavený z jednotlivých dílů velice přesně. Proto je model načtený přímo přes funkci Import. Při samotném procesu importování se nastavují základní parametry velikostí buněk a zasiťování zakřivení pro prvotní vytvoření povrchové sítě. Proces zasiťování ve Fluent Meshing umožňuje nejdříve vytvořit kvalitní povrchovou síť, kterou je možné přes různé funkce optimalizovat a následně je z této povrchové sítě vytvořena objemová síť. Je to odlišný proces od ostatních prostředí pro tvorbu sítě.

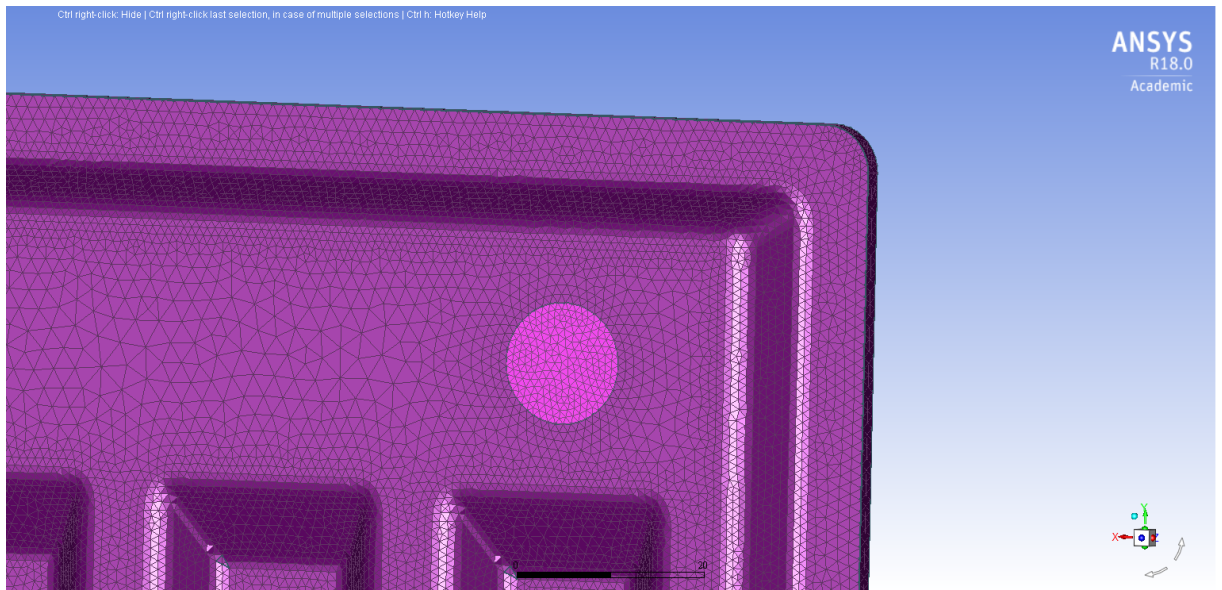
Velikost buněk při importu pro vytvoření základní povrchové sítě je zvolena v rozmezí 0,9 až 4,5 mm. Minimální hodnota je omezující zejména v oblasti zakřivení a dále jsou zde funkce na nastavení povrchové sítě na hranách a zakřivení (úhel mezi normálami dvou sousedních buněk atd.). Pokud je model složený z více součástí, je potřeba zvážit, jestli bude povrchová síť respektovat toto rozdělení, nebo bude sloučena do jednoho tělesa. Pokud byly jednotlivé součásti pojmenovány, tak lze importovat i názvy. Dále je uveden souhrn nastavení při importování pro vytvoření povrchové sítě:

- Minimální velikost buňky **0,9** mm,
- Maximální velikost buňky **4,5** mm,
- Curvature normal angle **10**,
- Edge proximity **ON**,
- Cells per gap **2**,
- Import named selection **ON**,
- One object per **part** and One zone per **body**,
- Jednotky **mm**,
- Extract features **ON**.

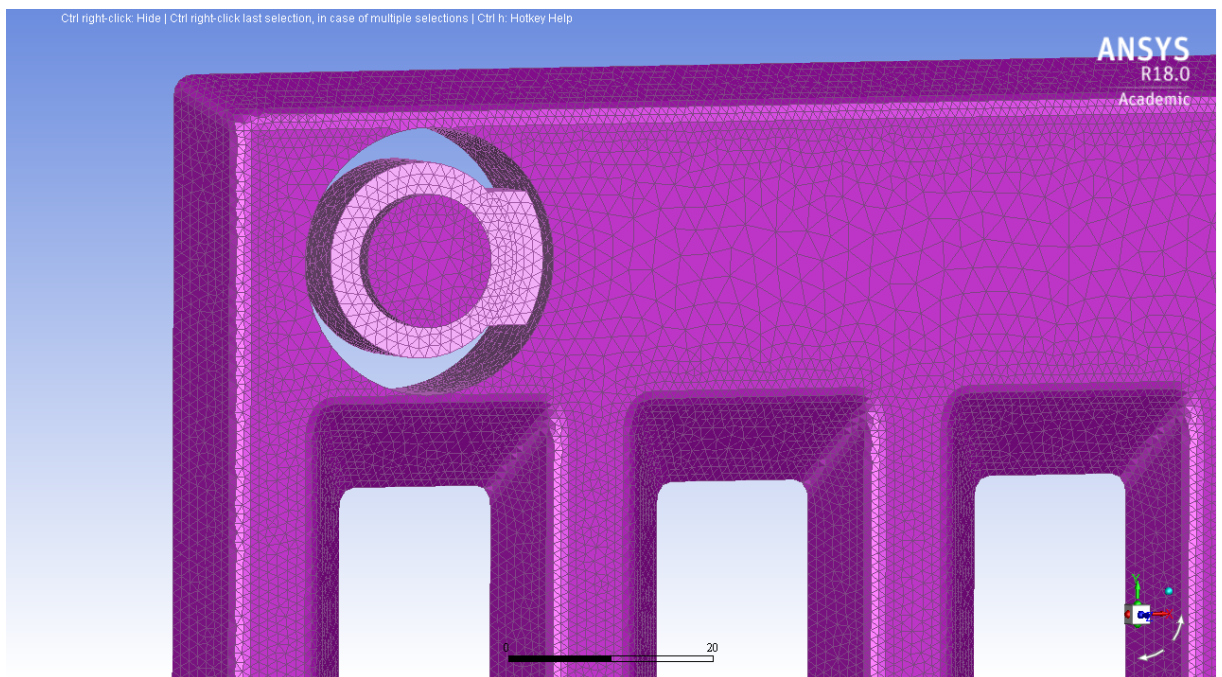
Jak bylo již uvedeno, lze inverzní objem (objem vody v otopném tělese) vytvořit pomocí integrované funkce a je tím ušetřena spousta času, protože vymodelovat tento objem není vždy jednoduché, zejména u složitých součástí. Přes funkci Patch definujeme, který otvor slouží jako vstup, který jako výstup a dojde k uzavření těchto otvorů plochou [38]. Prostor mezi nimi je definován jako tekutina a je zde vytvořena také povrchová síť pro objem tekutiny.



Obr. 5-8 Povrchová síť pouze pevných částí [36]



Obr. 5-9 Zaslepení a definování inverzního objemu [36]

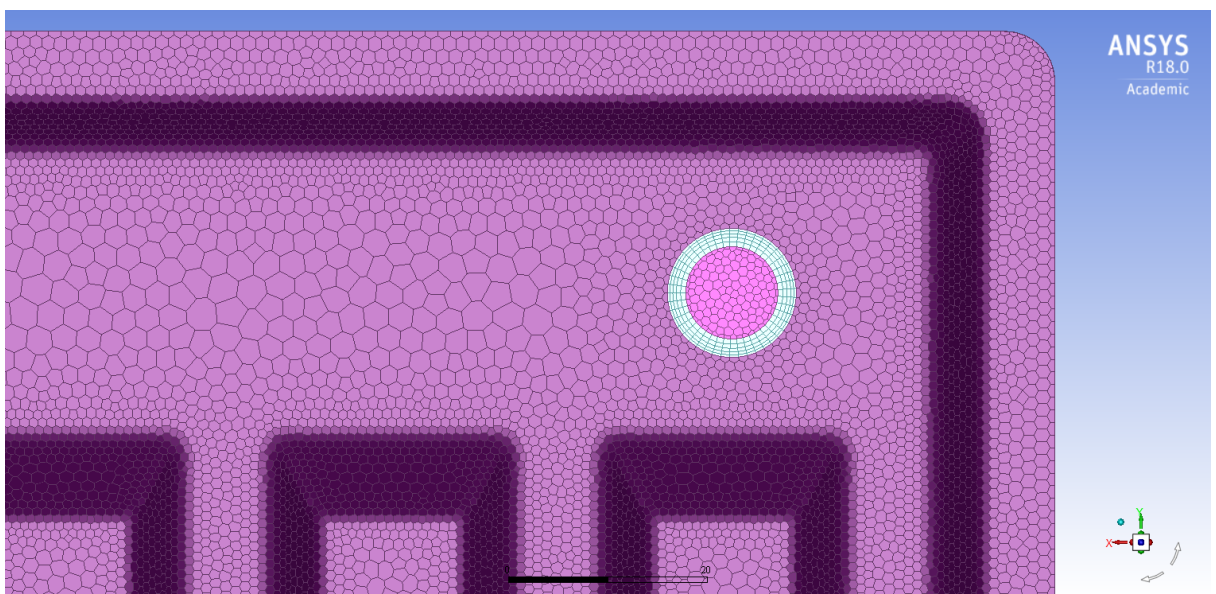


Obr. 5-10 Vytvořená povrchová síť modelu inverzního objemu, pohled na oblast vstupního distančního kroužku [36]

Pomocí dalších funkcí lze kontrolovat kvalitu vytvořené povrchové sítě, protože mohou vzniknout různé díry v síti nebo špatně zasítované hrany a zaoblení [38]. Tato síť je bez nedostatků a je tedy možné rovnou začít se zlepšením parametrů buněk jako např. skewness neboli zkosení, které je určujícím faktorem pro použití sítě v dalších výpočtech. Přes diagnostické funkce je nastavená kvalita povrchové sítě taková, aby parametr skewness povrchové sítě byl menší než hodnota 0,6, což vychází z doporučení pro vytváření sítě

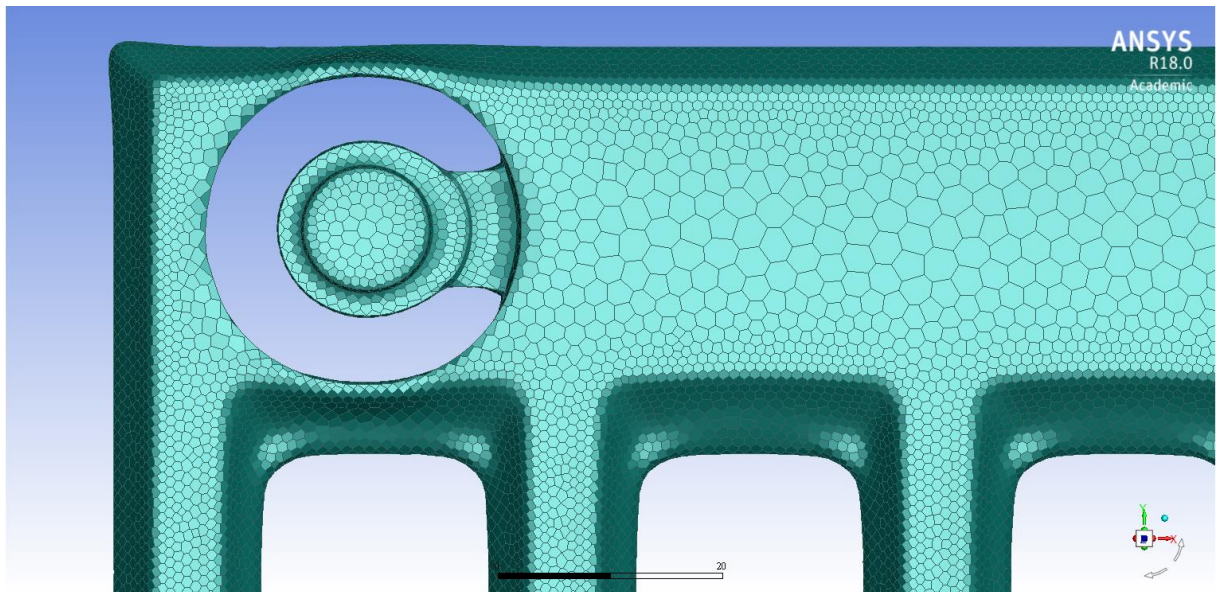
podobných úloh. Čím lépe se vytvoří kvalitní povrchová síť, tím kvalitnější získáme objemovou síť. Dalším krokem je tedy vygenerování objemové sítě.

Pro vygenerování objemové sítě je nutné nastavit, z jakých typů buněk má být objemová síť vytvořena. Jak bylo již uvedeno, tak první model byl složen převážně ze čtyřstěnných (tetraedrických) buněk. V posledních verzích výpočetního programu je možnost vygenerování polyedrických buněk. Tento tvar buňky je pro výpočet výhodný tím, že nevytváří hrany s ostrým úhlem. Další výhodou oproti tetraedrickým buňkám je, že ve stejném objemu při stejné velikosti hrany je těchto buněk méně. Tedy celkový model má menší počet buněk, a tím je snížen nárok na výpočetní výkon.



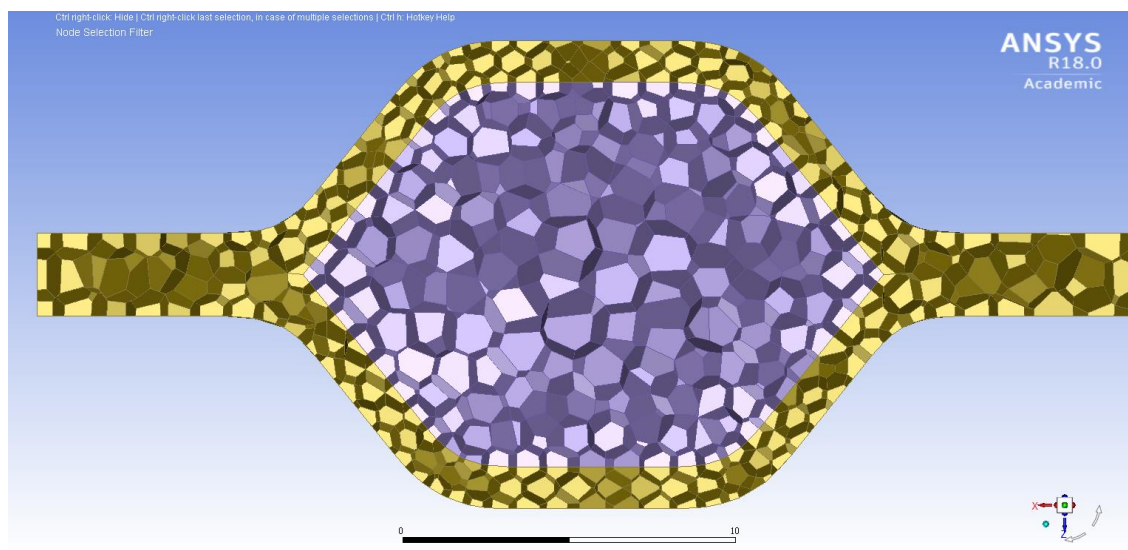
Obr. 5-11 Pohled na polyedrickou síť v oblasti vstupního distančního kroužku [36]

Na obr. 5-12 je pohled na vytvořenou polyedrickou objemovou síť pro inverzní objem otopného tělesa. Je zde viditelné, že zde došlo k nepatrné deformaci tvaru tohoto objemu z důvodu vytvoření kvalitnější sítě. Je možné buňky zmenšit a budou tak lépe kopírovat původní tvar, ale zvýší se počet buněk.



Obr. 5-12 Vytvořená objemová síť inverzního objemu [36]

Pro modelování oblasti proudění u stěny, tedy modelování mezní vrstvy, je k dispozici funkce, která umožní vytvoření daného počtu vrstev prismatických buněk u stěny. Velikost první buňky musí splňovat maximální velikost dle parametru y^+ dle použité metody výpočtu proudění u stěny.



Obr. 5-13 Zasítování vnitřního modelu bez použití prismatických buněk

Nastavení parametrů sítě pro vygenerování objemové sítě:

- Keep Solid Cell Zones **ON**,
- Grow Prisms **scoped**,
- Offset method **uniform**,

- First height **0.25 mm**,
- Number of layers **5**,
- Growth Rate **1.2**.

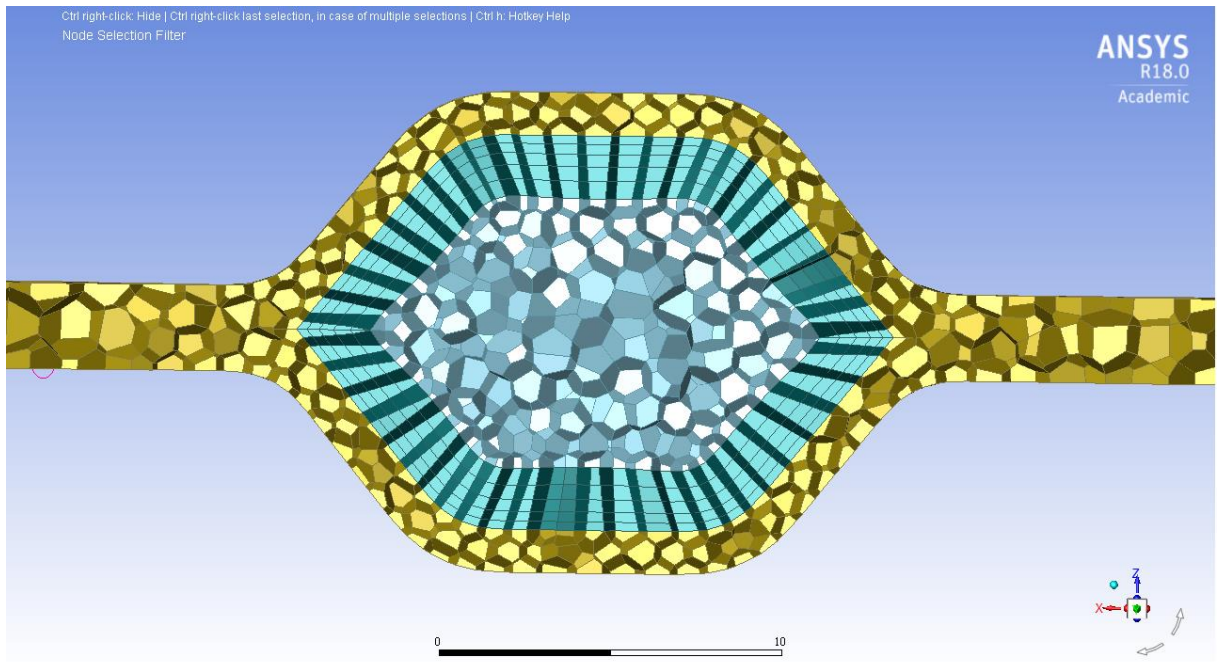
Velikost první buňky prismatických vrstev byla určena tak, aby nebyla vyšší, než kterou dovoluje parametr y^+ , a zároveň aby velikost buňky v poslední prismatické vrstvě svou velikostí navazovala na první buňku v objemu mimo modelování mezní vrstvy. Bylo tedy provedeno několik nastavení a vybráno takové, aby toto splňovalo. Počet vrstev buněk byl po zkoumání různých nastavení nastaven na 5 a velikost první buňky 0,25 mm. Růstový faktor tloušťky následujících vrstev je 1,2. Níže jsou uvedeny řezy zobrazující modelování u stěny.

Při výpočtu velikosti první buňky bylo uvažováno s těmito parametry pro střední teplotu vody 70 °C

Tab. 1 Vstupní parametry pro výpočet velikosti první buňky

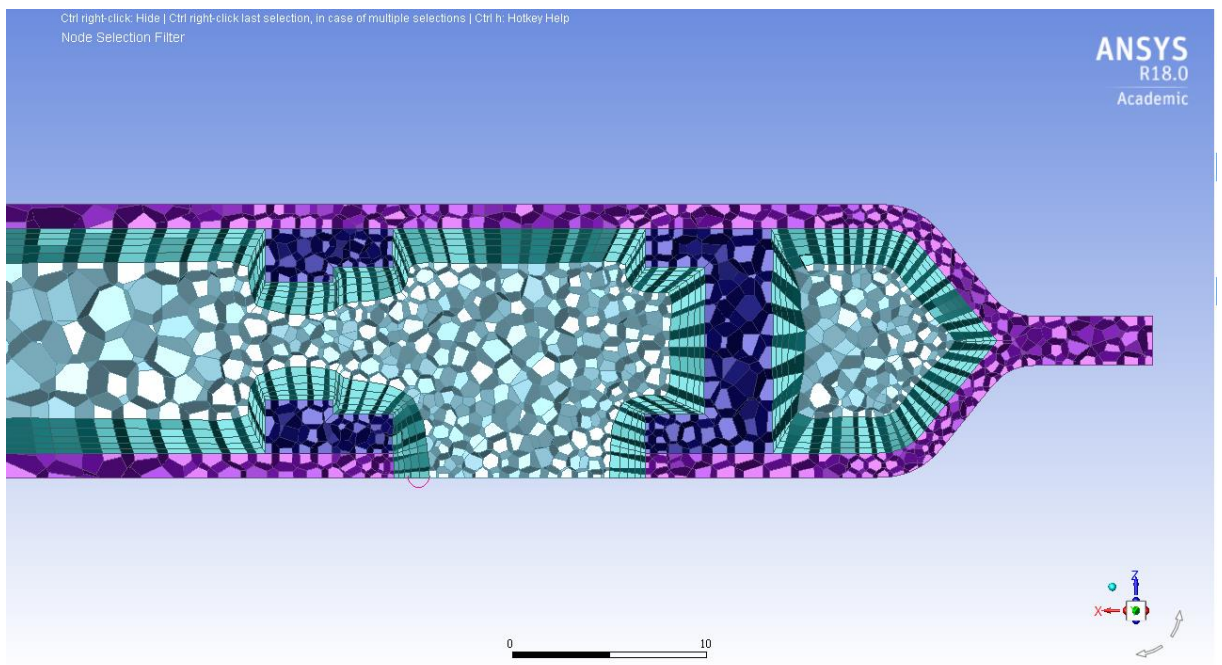
Hmotnostní průtok v kanálku	\dot{M}	$0,453 \cdot 10^{-3}$	kg/h
Plocha průřezu kanálku	S	$0,146 \cdot 10^{-3}$	m ²
Hustota vody	ρ	978	kg/m ³
Kinematická viskozita	ν	$0,404 \cdot 10^{-6}$	m ² /s
Obvod kanálku	O	$0,451 \cdot 10^{-1}$	m
Délka kanálku	L	0,45	m
Bezrozměrná vzdálenost od stěny	y^+	1	-

Dosažením vstupních parametrů uvedených v tabulce 1 vyjde výpočtem minimální velikost první buňky 2,3 mm. Ovšem pro modelování proudění u stěny uvnitř otopného tělesa je to hodnota velká a výše uvedeným nastavením s velikostí první buňky 0,25 mm je toto kritérium splněno. Na obr. 5-14 je také viditelné modelování plechu desky otopného tělesa. Tloušťka plechu je vymodelována ze 3 vrstev polyedrických buněk. Vždy platí, že větší počet vrstev je pro výpočet přenosu tepla výhodnější a výpočet je přesnější.



Obr. 5-14 Řez kolmo na osu kanálku s viditelným modelováním u stěny [36]

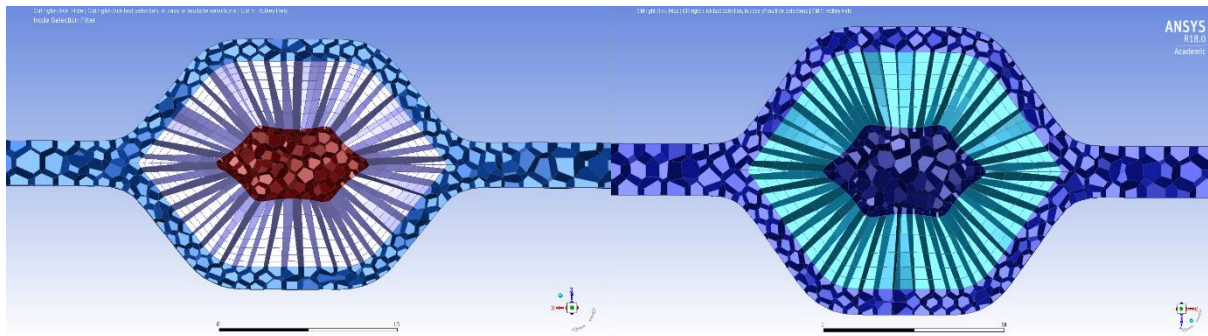
Na obr. 5-14 je zobrazen řez zasíťování jedním kanálkem a je viditelné, že je modelování proudění u stěny provedeno v celém objemu, tedy i ve vnitřním objemu distančního kroužku a v celém objemu horní i dolní rozvodné komory.



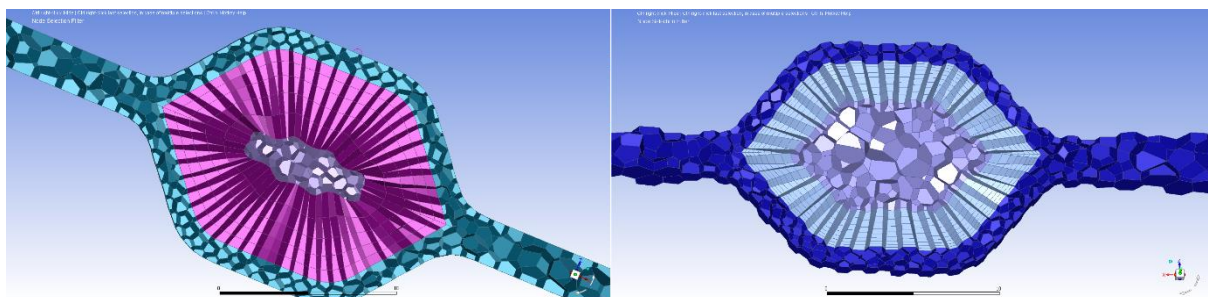
Obr. 5-15 Vodorovný řez osou horní rozvodné komory s viditelným modelováním u stěny [36]

Dále je možné uvést příklady několika nastavení velikosti buněk a počtu vrstev, kde bylo nastavení velikosti první buňky a počtu vrstev nevhodné vzhledem k návaznosti na polyedrickou síť uprostřed kanálku. Buď byla poslední buňka modelování mezní vrstvy

mnohem menší než první polyedrická buňka nebo naopak. Vhodné nastavení bylo provedeno systémem zkoušení různých nastavení.



Obr. 5-16 Vlevo nastavení velikosti první buňky 0,3 mm a 7 vrstev, vpravo velikost první buňky 0,5 mm a 5 vrstev [36]



Obr. 5-17 Vlevo nastavení velikosti první buňky 0,8 mm a 5 vrstev, vpravo velikost první buňky 0,15 mm a 8 vrstev

5.2.3 Nezávislost řešení

Takto nastavená a vytvořená síť je načtena do prostředí Fluent, kde bude vytvořen matematický výpočet proudění uvnitř modelu otopného tělesa. Počet buněk zasítovaného modelu s modelováním u stěny pomocí prismatických buněk je 9160000. Je důležité ještě provést nezávislost řešení na výpočtové síti. Tím je myšleno, že samotný výpočet bude proveden na výpočtové síti, která bude jemnější. Tato kontrola byla posouzena pro výpočtovou síť, která byla upravena v parametru největší a nejmenší velikosti buňky při vytváření povrchové sítě, a to na hodnoty max. 3 mm a min. 0,7 mm, z čehož vznikla výpočtová síť o hodnotě téměř 15 miliónů buněk, a ještě jedna výpočtová síť byla vytvořena pro hodnoty max. 3 mm a min. 0,5 mm s celkovým počtem buněk téměř 24 miliónů. Ve všech případech bylo vektorové pole rychlostí v okolí distančních kroužků i v kanálcích shodné a lze tedy na této výpočtové síti pokračovat v dalším výzkumu.

5.2.4 Nastavení parametrů simulace

Nejdříve jsou nastaveny parametry jednotlivých materiálů, kterými je pro tekutinu voda a pevnou látku tvoří ocelový plech.

Tab. 2 Nastavení parametrů materiálů

Tekutina	Voda	Hustota	Polynomická závislost na teplotě
		Měrná tepelná kapacita	4182 J/kg.K
		Tepelná vodivost	0,6 W/m.K
		Dynamická viskozita	Polynomická závislost na teplotě
Pevná látka	Ocel	Hustota	7850 kg/m ³
		Měrná tepelná kapacita	469 J/kg.K
		Tepelná vodivost	45 W/m.K

Polynomická závislost hustoty vody na termodynamické teplotě je [39]

$$\rho = -2003,25 + 34,53 \cdot T - 0,14 \cdot T^2 + 0,28 \cdot 10^{-3} \cdot T^3 - 0,20 \cdot 10^{-6} \cdot T^4. \quad (5.1)$$

Polynomická závislost dynamické viskozity vody na termodynamické teplotě je [39]

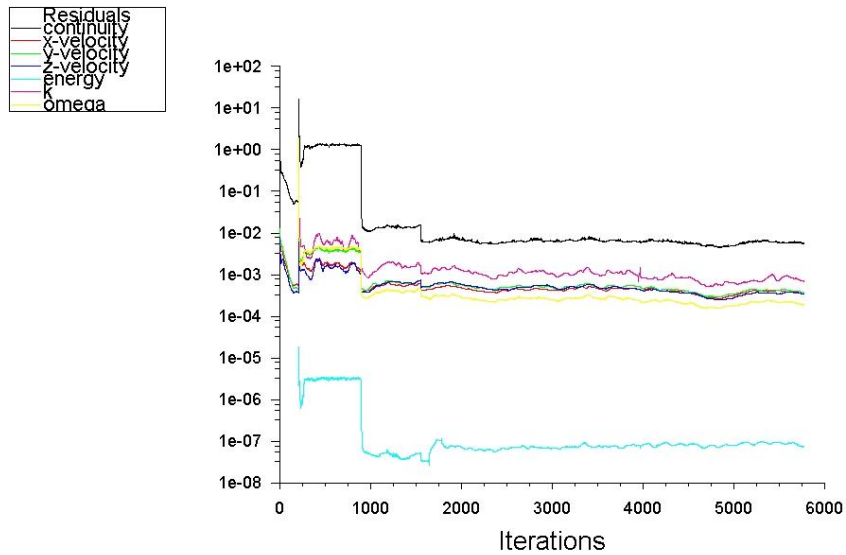
$$\nu = 0,455 - 0,526 \cdot 10^{-2} \cdot T + 0,229 \cdot 10^{-4} \cdot T^2 + 0,445 \cdot 10^{-7} \cdot T^3 + 0,324 \cdot 10^{-10} \cdot T^4 \quad (5.2)$$

Nastavení okrajových podmínek je dle následující tabulky 3.

Tab. 3 Okrajové podmínky

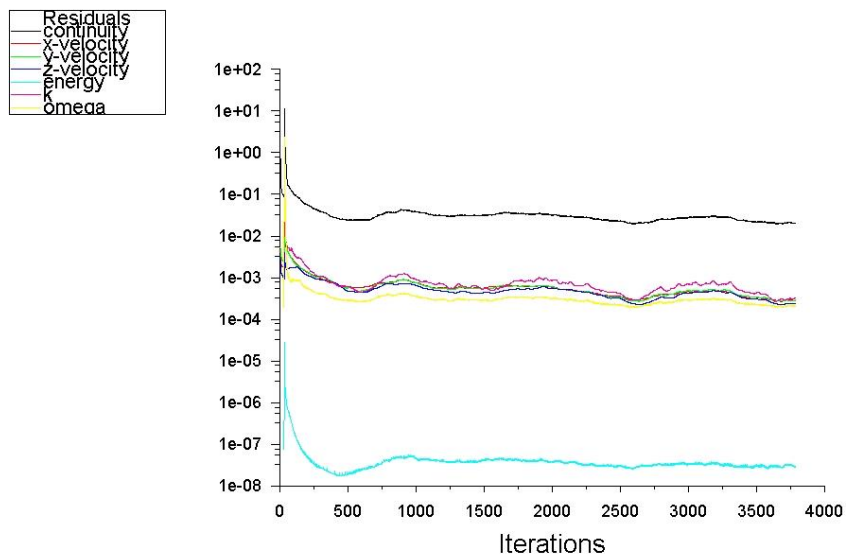
Vstup	Mass flow inlet	Hmotnostní průtok	0,0136 kg/s
		Vstupní teplota	75 °C
		Hydraulický průměr	0,13 m
		Intenzita turbulence	10 %
Výstup	Pressure outlet	Hydraulický průměr	0,13 m
		Intenzita turbulence	10 %
Povrch tělesa	Wall	Přenos tepla	Konvekce
		Teplota okolí	20 °C
		Součinitel přestupu tepla	11,8 až 12,2 W/m ² K

V předchozích simulacích byl vždy jako model turbulence nastaven SST $k-\omega$. Ovšem při výpočtu nedocházelo ke konvergenci residuí sledovaných veličin, a proto byl proveden výpočet i pro jiná nastavení modelů turbulence. Konvergence jednotlivých modelů jsou zobrazeny na následujících obrázcích.



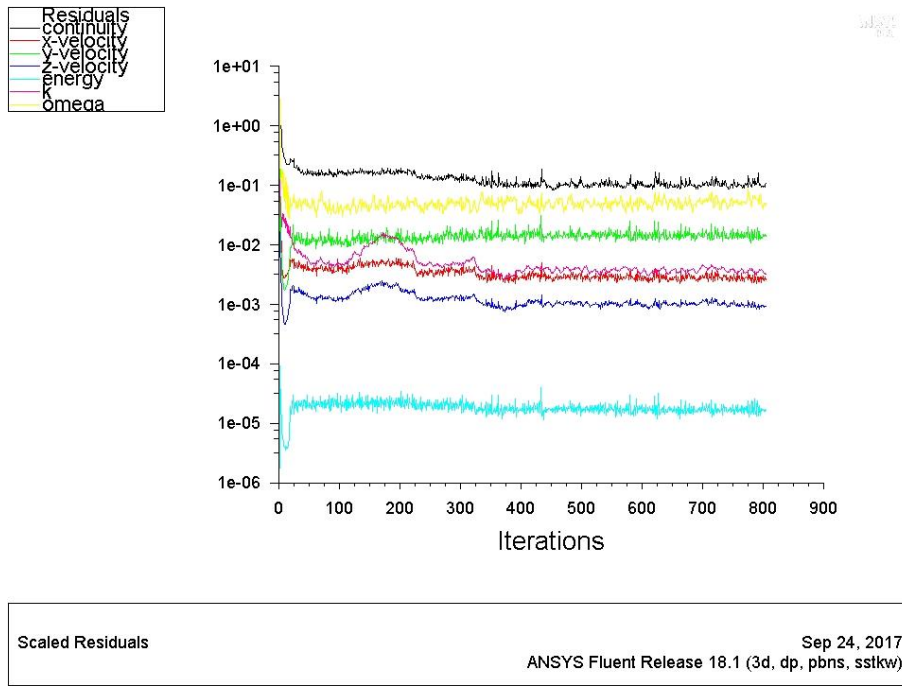
Scaled Residuals Sep 24, 2017
ANSYS Fluent Release 18.1 (3d, dp, pbns, skw)

Obr. 5-18 Model turbulence Standard k- ω [36]

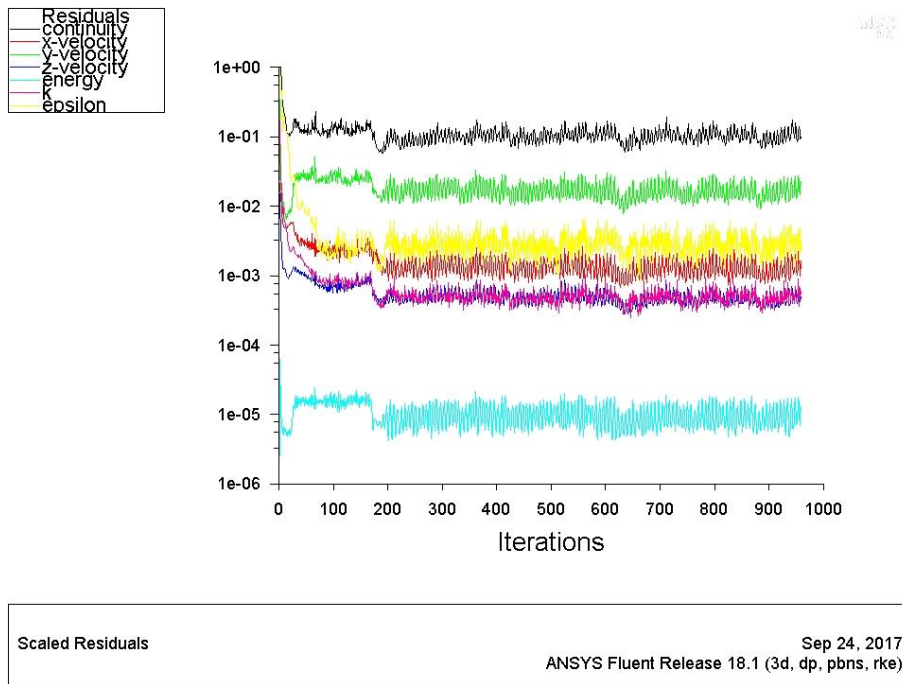


Scaled Residuals Sep 24, 2017
ANSYS Fluent Release 18.1 (3d, dp, pbns, sstk)

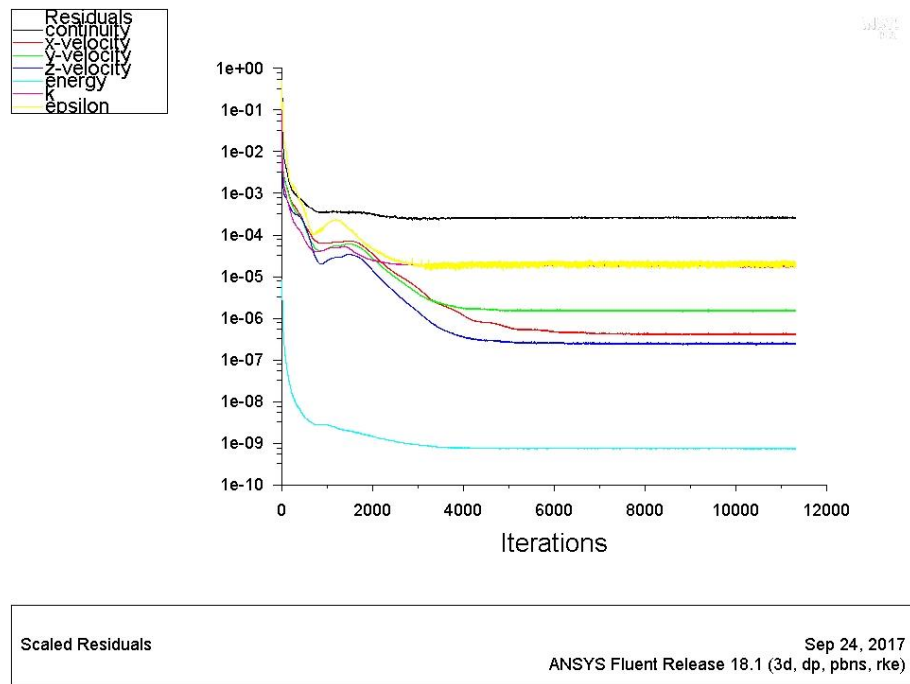
Obr. 5-19 Model turbulence SST k- ω [36]



Obr. 5-20 Model turbulence SST $k-\omega$ a propojený řešič tlaku-rychlosti při $Co=30$ [36]



Obr. 5-21 Model turbulence Realizable $k-\epsilon$ a propojený řešič tlaku-rychlosti při $Co=5$ [36]



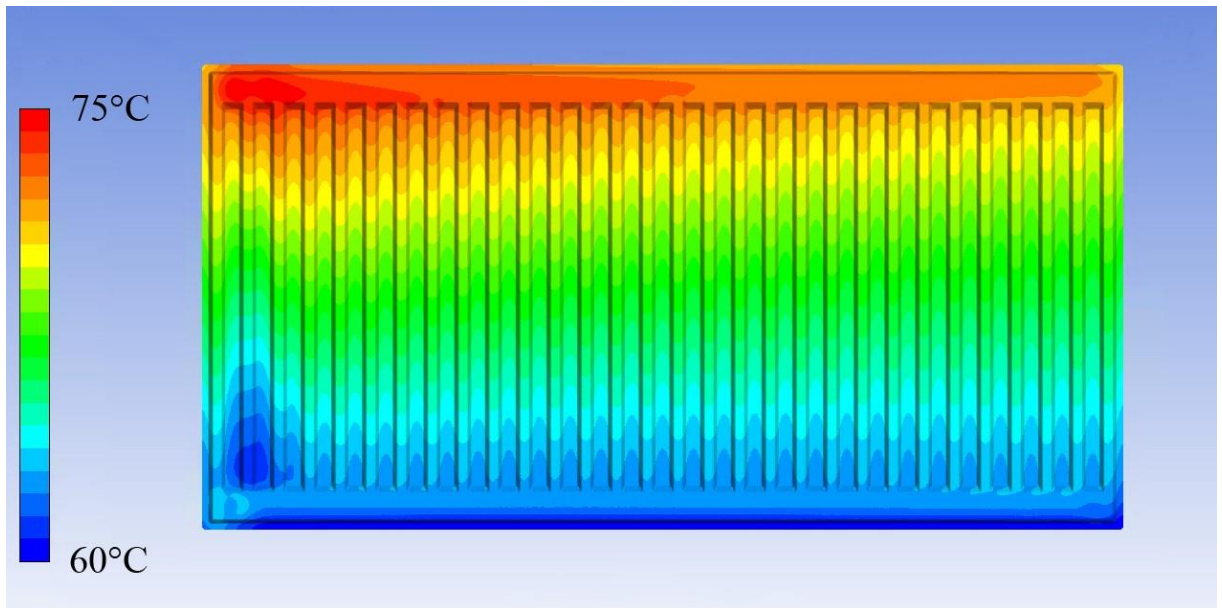
Obr. 5-22 Model turbulence Realizable $k-\varepsilon$ [36]

Jak je vidět na zobrazených výsledcích residuů sledovaných veličin, tak nejlépe konverguje model turbulence Realizable $k-\varepsilon$, což je nejnovější model ze skupiny $k-\varepsilon$ a měl by disponovat nejlepším výpočetním výkonem. Výsledky matematické simulace budou tedy na základě turbulentního modelu Realizable $k-\varepsilon$.

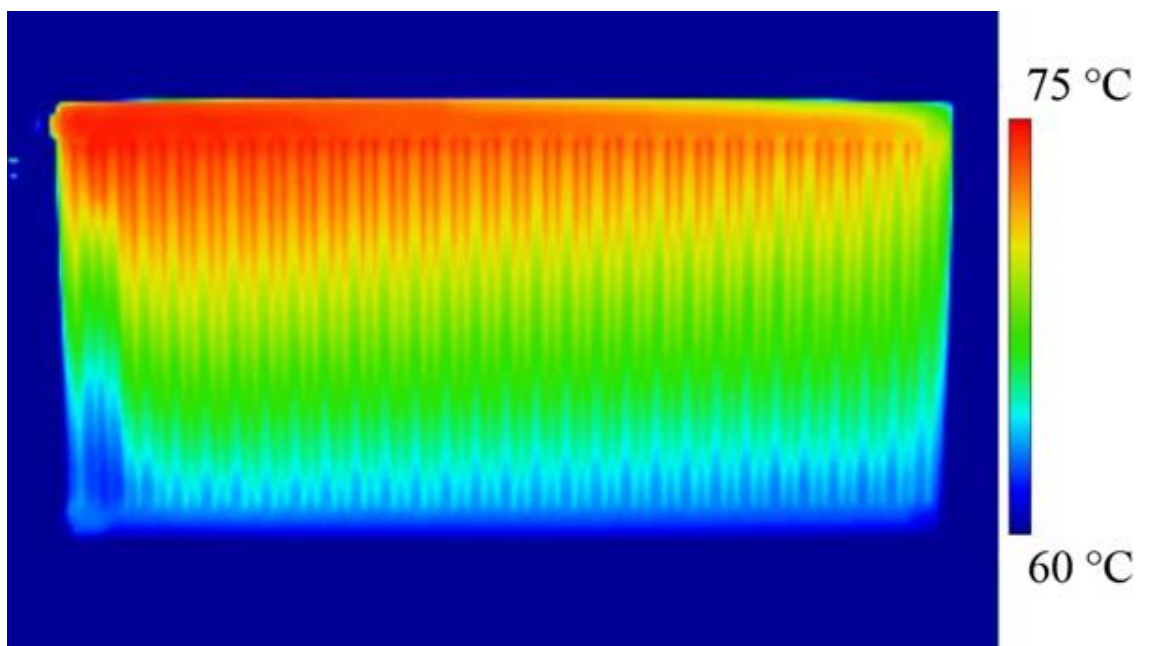
5.3 Výsledky matematické simulace a jejich ověření

5.3.1 Validace výsledků matematické simulace s experimentem

Tento výzkum má za jeden z hlavních cílů zaměřit se na zrovnoměnění teplotního pole podél desky otopného tělesa. Na obr. 5-23 je zobrazeno teplotní pole na povrchu modelu otopného tělesa z matematické simulace pro výše uvedené parametry. Barevná paleta je volena tak, aby byla dobře viditelná nerovnoměrnost teplotního pole. Pro porovnání je rovněž uvedeno teplotní pole získané z experimentu na obr. 5-24, kde byla paleta barev sjednocena s výsledkem matematické simulace. Na první pohled je zde dobře viditelný snížený průtok druhým kanálkem, což je dáno tím, že na vstupu do druhého kanálku je proudění, které je stočeno směrem k výstupnímu otvoru z distančního kroužku, jak je vidět na obr. 5-26. Dále je shodný tvar izoterm v horní části desky po délce tělesa. Je vidět chladnutí přívodní otopné vody po délce tělesa. Celkově se teplotní pole jeví velice shodně. Dá se tedy říci, že teplotní pole modelu odpovídá svým tvarem termogramu naměřeného v experimentu. Porovnání experimentu a matematické simulace lze pouze na základě teplotního pole, protože nejsme schopni v měřeném tělese naměřit například průtoky jednotlivými kanálky nebo rychlosti, protože by došlo k ovlivnění proudění, jak už bylo řečeno. Ale díky velice detailnímu modelu, který odpovídal reálnému tělesu a tím, že jde pouze o simulaci protékaného objemu, který umí dnešní software velice přesně počítat s výpočetním výkonem pro malou velikost buněk, tak lze takový model, nastavení síťování a nastavení matematické simulace, vypočítat celkem přesně. To, že je model takto detailní, je výhodné pro další část výzkumu a jeho využití pro další výpočty s úpravou vstupního distančního kroužku.



Obr. 5-23 Teplotní pole na přední desce otopného tělesa z matematické simulace [36]

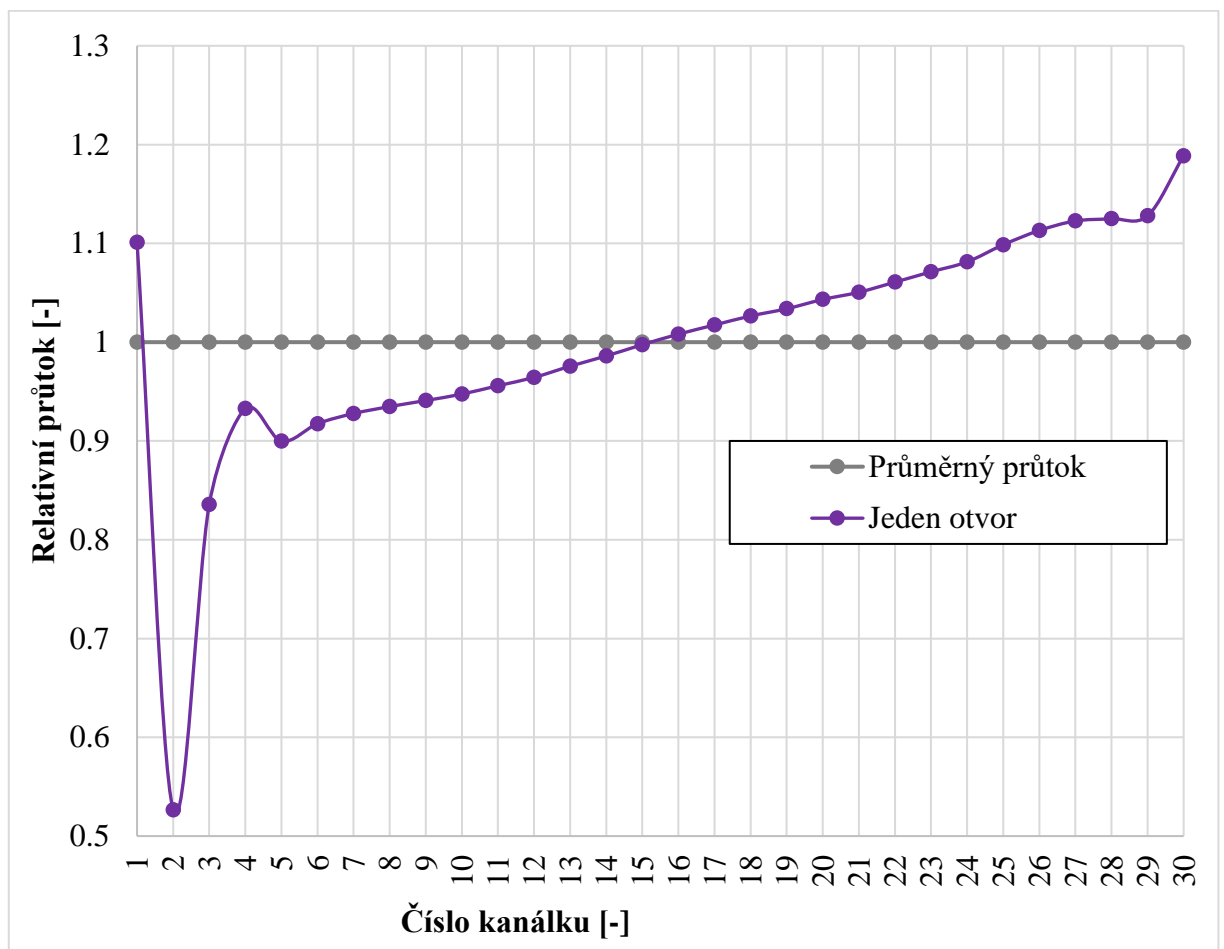


Obr. 5-24 Naměřené teplotní pole z experimentu

5.3.2 Popis teplotního a rychlostního pole otopného tělesa

Výsledky matematické simulace, kterou lze uvažovat z porovnání teplotních polí za validní, umožňují zobrazit teplotní a rychlostní pole v celém otopném tělese. Z pohledu teplotního pole bylo již uvedeno, že dochází k menšímu prohřátí spodní části druhého kanálku z důvodu rychlostního pole na jeho počátku. Dále je viditelné nerovnoměrné prohřátí horní části přední desky. Lze se oprávněně domnívat, že primární proud postupně ztrácí svou kinetickou energii tím, jak zatéká do jednotlivých kanálků. Rovněž dochází k chladnutí přívodní otopné vody. Na

obr. 5-25 jsou zobrazeny poměrné průtoky jednotlivými kanálky, které ukázala matematická simulace, v porovnání s hodnotou (čarou) průměrného průtoku v jedné třicetině celkového průtoku (počet kanálků je 30). Je zde patrný nadprůtok prvním kanálkem, který může negativně ovlivňovat teplotu zpátečky a výrazný propad absolutní hodnoty průtoku v oblasti druhého kanálku. Bylo usuzováno, že může v druhé polovině docházet ke ztrátě kinetické energie hlavního proudu horní rozvodnou komorou, proto je viditelné snížení povrchové teploty po délce tělesa. Na základě výsledků v grafu, je naopak v druhé polovině tělesa vyšší průtok jednotlivými kanálky. Takže lze konstatovat, že dochází především ke snižování teploty přírodní otopné vody na základě postupného přestupu tepla.



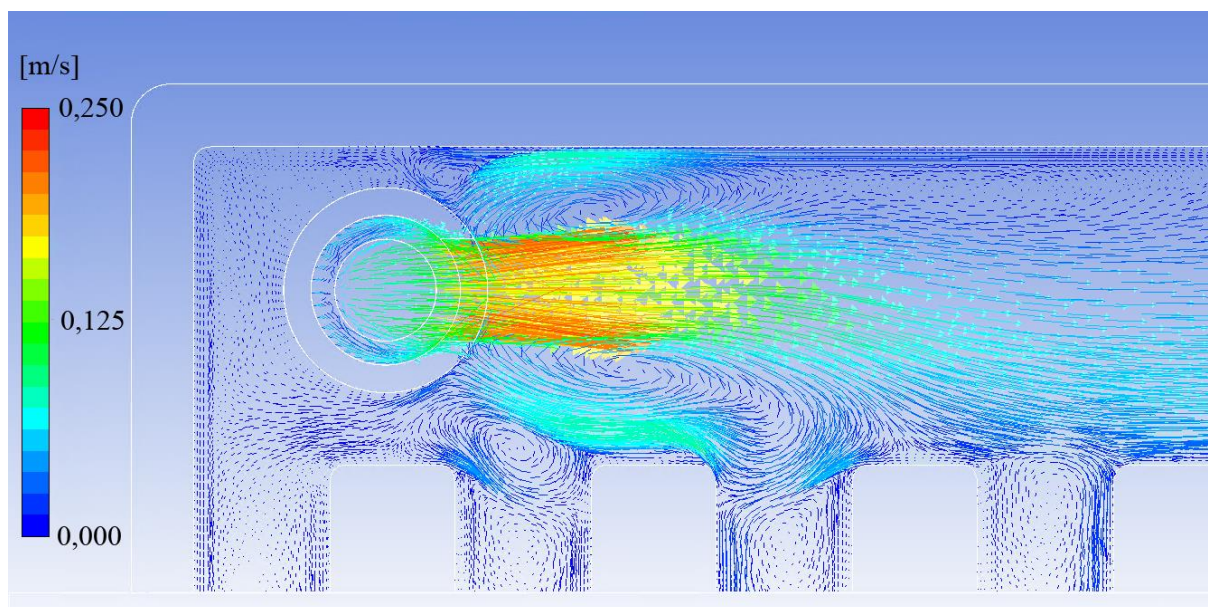
Obr. 5-25 Zobrazení průtoků v jednotlivých kanálcích

Podle grafu je zřejmé, že bude nutné posílit proudění v druhé části otopného tělesa, protože při proudění horní rozvodnou komorou dochází k velkému ochlazení na základě přenosu tepla do okolí a zvýšením rychlosti proudění by mohlo dojít ke zrovnomenění teplotního pole. Toho lze dle odhadu docílit natočením výstupního otvoru distančního kroužku směrem k horní hraně

přední desky. Velikost úhlu natočení, která bude mít pozitivní vliv na zvýšení proudění v kanálcích v druhé polovině tělesa, je nutné určit na základě dalších simulací.

Při popisu rychlostního pole byla nejdříve sledována oblast vstupního distančního kroužku. Na obr. 5-26 je zobrazeno vektorové rychlostní pole, kde velikost vektorů respektuje rychlost proudění. Zobrazení je voleno tak, aby bylo více zřejmé, jaké jsou rozdíly v rychlosti proudění v určitých částech tělesa. Pokud mají vektory v celém rozsahu stejnou velikost a liší se pouze zabarvením, mohlo by se jevit, že v některých částech, například uprostřed kanálků, dochází k mohutnějšímu proudění. Je třeba si však uvědomit prostorovost proudění a úhel, pod kterým je vektor rychlosti sledován.

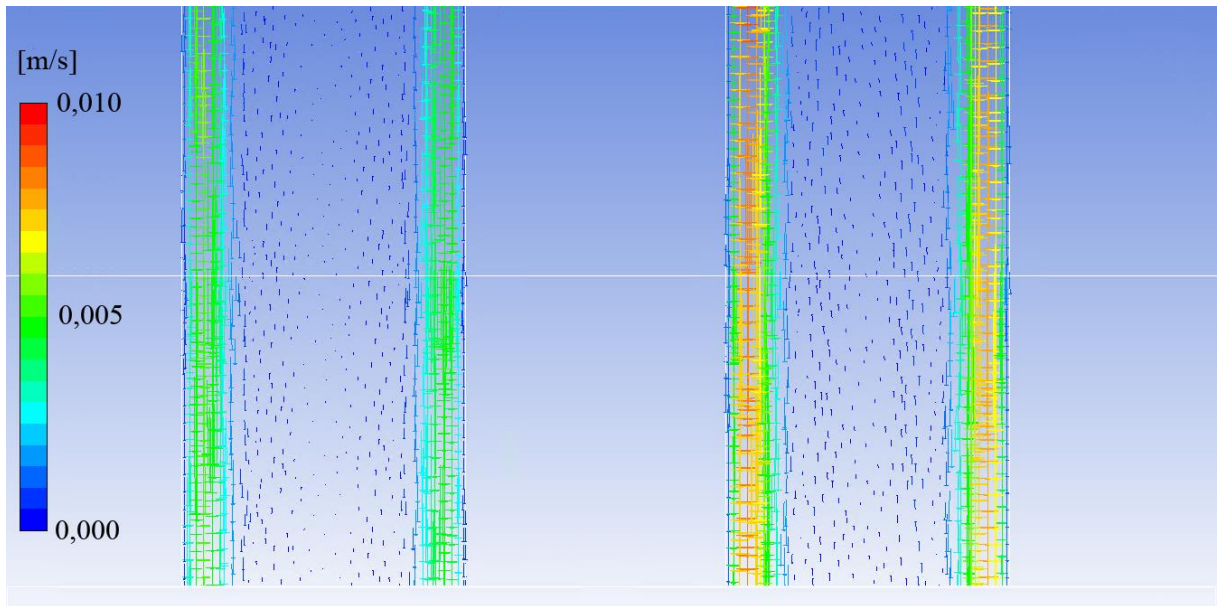
Na výstupu z distančního kroužku jsou největší vektory rychlostí a dle stupnice zde dochází k proudění s nejvyšší rychlostí. Z otvoru distančního kroužku vychází masivní proud, kde nelze hovořit o stísněném zatopeném proudu a jeho rychlost rychle klesá. V oblasti čtvrtého kanálku je tento proud zatočen směrem k dolní hraně rozvodné komory. Je to nejspíš dáno již ustáleným zatékáním směrem do jednotlivých kanálků. Mimo tento proud jsou viditelné dva sekundární víry, které indukují proud primární. Spodní sekundární vír negativně ovlivňuje proudění ve druhém a třetím kanálku, protože nedovoluje proudění z primárního proudu, a proto dochází ke sníženému průtoku v těchto kanálcích.



Obr. 5-26 Rychlostní pole u vstupního distančního kroužku s jedním obdélníkovým otvorem natočeným do osy horní rozvodné komory [36]

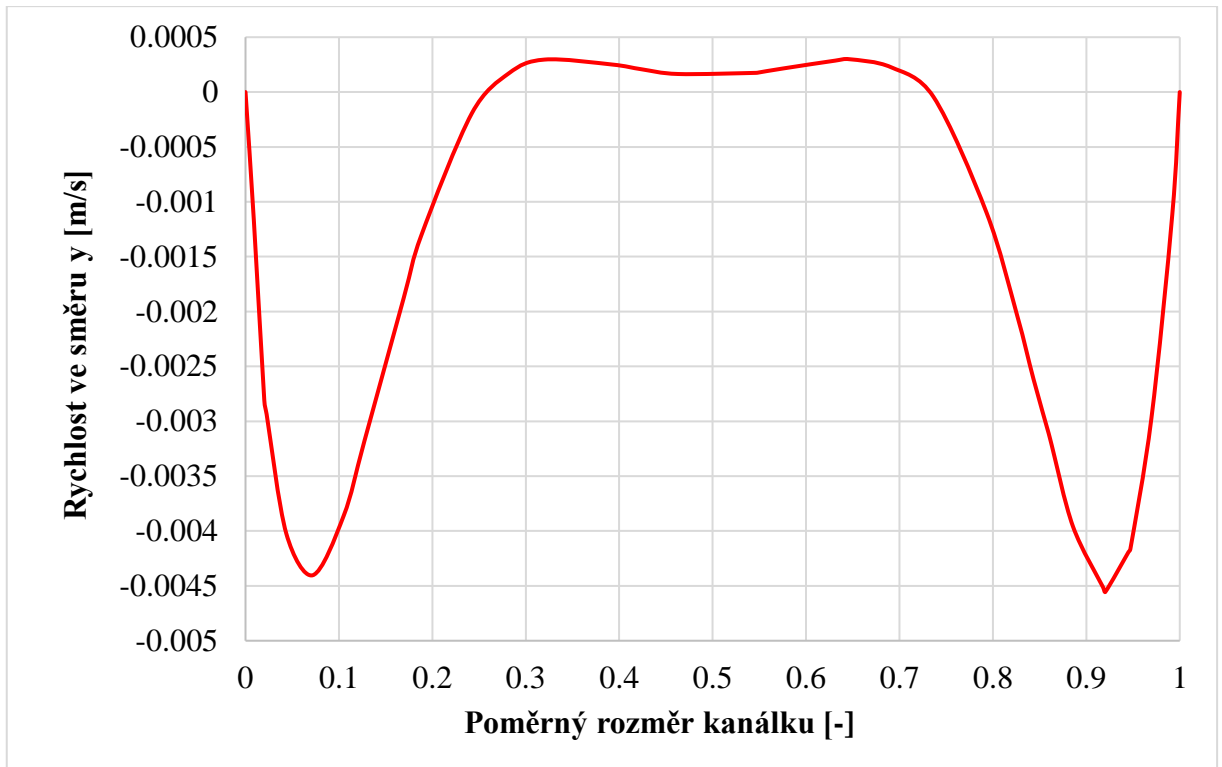
Dále je velice zajímavý výsledek rychlostního pole uprostřed jednotlivých kanálků otopného tělesa. Na obr. 5-27 je zobrazeno rychlostní pole v řezu v polovině výšky tělesa, kde je tato

hranice vyznačena bílou osovou čarou. Velikost vektorů je opět volena, aby odpovídala velikosti rychlosti proudění. Je zde viditelné výrazné proudění po obvodu jednotlivých kanálků, kde dochází k ochlazování tekutiny od ocelového plechu. Ta má vyšší hustotu než tekutina uprostřed kanálků. Uprostřed kanálku dochází k stagnaci proudu až mírně stoupajícímu proudění. Tento charakter proudění vzniká i přes to, že se jedná o nucené proudění na vstupu do otopného tělesa. Na jeden kanálek vychází z celkového průtoku velice malý průtok, tudíž uprostřed kanálků mohou převládat vztahové síly.



Obr. 5-27 Rychlostní pole v oblasti druhého (vlevo) a třetího (vpravo) kanálku

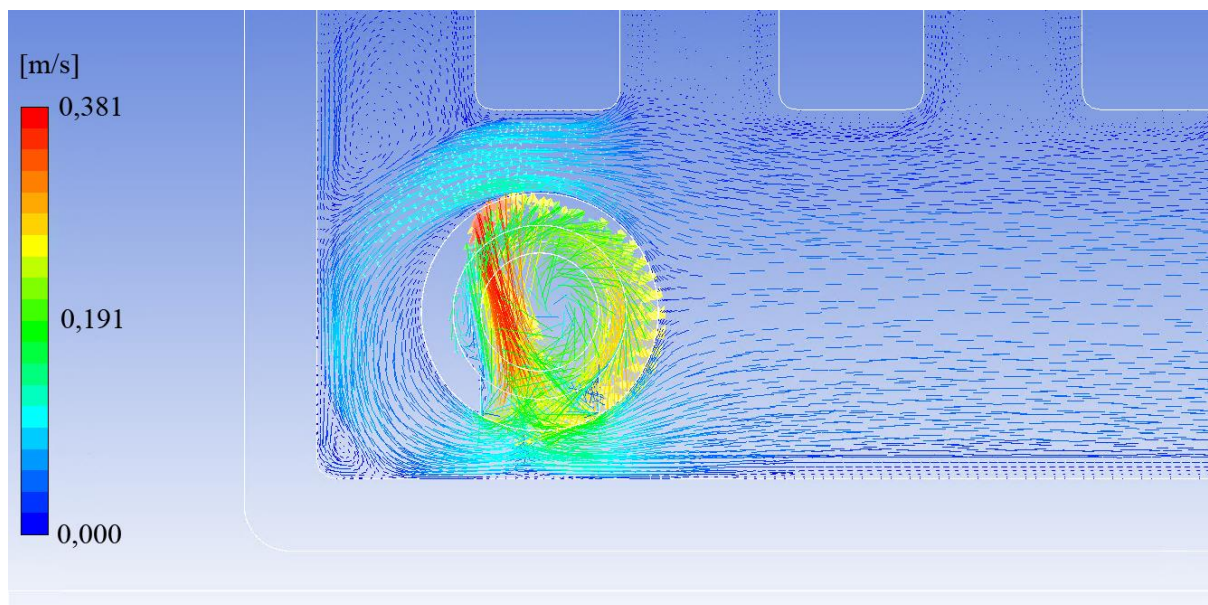
Na obr. 5-28 je zobrazeno rychlostní pole ve směru y tedy svislém. Jsou to hodnoty získané v $\frac{1}{2}$ délky druhého kanálku. Je zde vidět, jak dochází k proudění v blízkosti stěny a toto proudění je ve velice úzké oblasti. Ve středové oblasti kanálku převládá stagnace proudu. Ve druhém kanálku je rychlost proudění u stěn kanálku téměř poloviční oproti ostatním kanálkům. Díky detailnímu modelování proudění u stěny bylo možné získat přesnější hodnoty rychlostí v blízkosti stěny.



Obr. 5-28 Rychlostní profil uprostřed druhého kanálku ve směru y

Zobrazení rychlostního pole v blízkosti výstupního distančního kroužku ukazuje, že nejvyšších rychlostí v celém modelu je dosaženo právě při střetu dvou proudů uvnitř výstupního distančního kroužku. Vstupní otvor je umístěn v nejužším místě a tekutina v tomto místě mění výrazně svůj směr. Vektory jsou opět zobrazeny dle velikosti rychlostí proudění. Uprostřed distančního kroužku jsou tedy velké vektory rychlostí a zakrývají prostor kroužku, ale jejich zmenšením by nebyl patrný směr pomalejšího proudění okolo výstupního distančního kroužku.

Tvar proudění v okolí výstupního distančního kroužku ukazuje, že by mohlo být výhodnější natočit otvor výstupního distančního kroužku směrem do rohu dolní rozvodné komory, aby nedocházelo k odvodu otopné vody z nejužšího místa. Dle zkušeností by došlo ke snížení rychlosti potkávajících se proudů, a tím i ke snížení tlakové ztráty, což by naopak vedlo ke zvětšení průtoku prvním kanálkem, kde je už nyní průtok vyšší.



Obr. 5-29 Rychlostní pole v oblasti výstupního distančního kroužku

Tento výzkum je však zaměřen na vstupní distanční kroužek. Ten je rozhodující z hlediska vlivu na proudění potažmo na teplotní pole na přední desce otopného tělesa. Výsledky matematické simulace ukázaly, jaké tvary má rychlostní pole v jednotlivých uvedených částech otopného tělesa a jak rychlostní pole ovlivňuje pole teplotní, které by bylo možné pouhým natočením distančního kroužku měnit. Proto bylo nutné se dále zaměřit na změnu pozice a geometrie vstupního distančního kroužku.

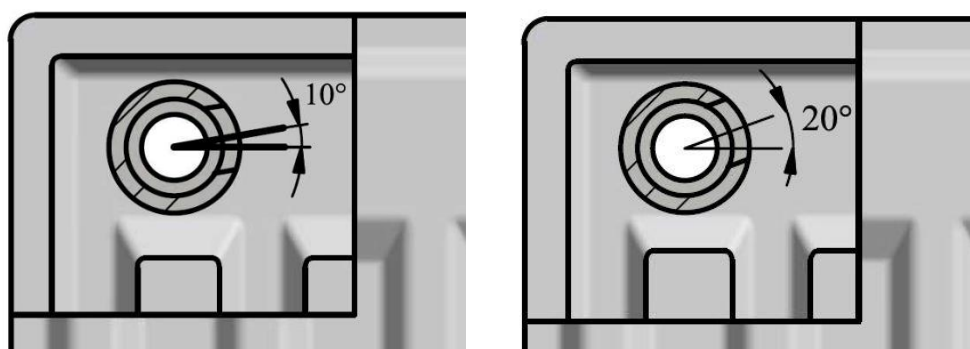
6 Natočení a změna geometrie distančního kroužku

Distanční kroužek je nedílnou součástí otopného tělesa z důvodu konstrukčního. Je tedy vhodné se nejdříve zabývat možností jeho pouhého natočení bez změny velikosti a tvaru výstupního otvoru pro pozorování vlivu změny proudění a případného zrovnoměnění teplotního pole na přední desce otopného tělesa.

6.1 Natočení vstupního distančního kroužku

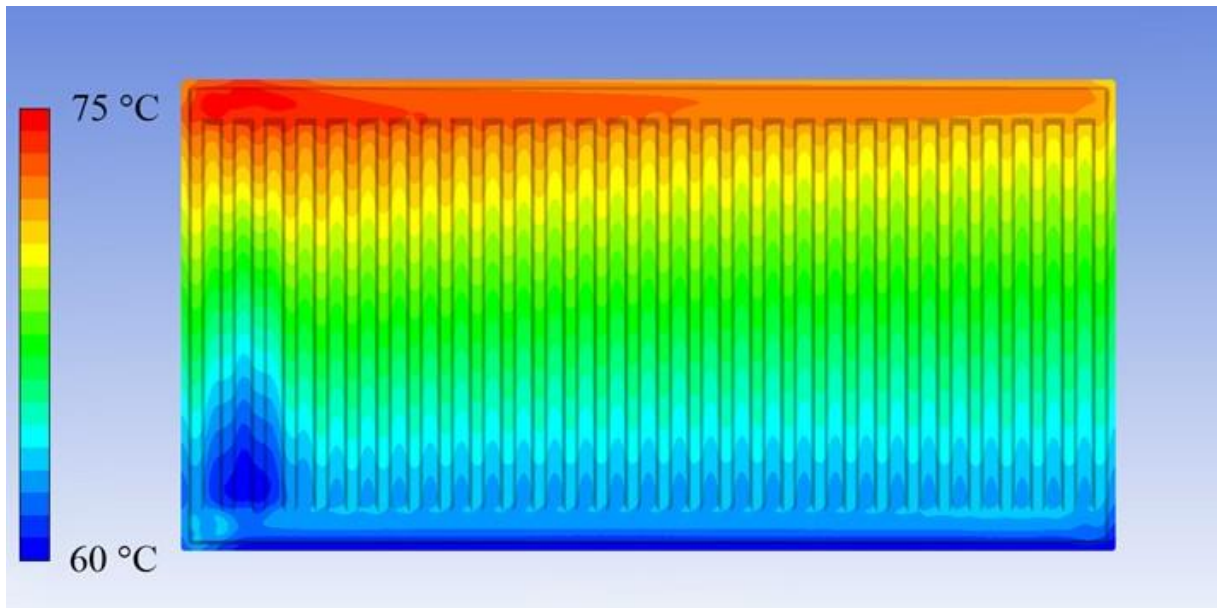
Pomocí další matematické simulace, jejíž výpočetní síť je vytvořena se stejnými parametry, jaké byly uvedeny v popisu předešlého modelu, dojde ke změně natočení vstupního distančního kroužku. Nastavení matematické simulace z hlediska výpočetních modelů je také uvažováno stejné. V této nové matematické simulaci je upraveno natočení vstupního distančního kroužku o 10° od osy horní rozvodné komory proti směru hodinových ručiček, tedy k horní hraně

rozvodné komory. Tímto natočením bude zjištěno, jaký má vliv natočení kroužku na průtok jednotlivými kanálky. Jak už bylo uvedeno, tak by bylo vhodné zvýšit průtok kanálky v druhé polovině tělesa, aby bylo teplotní pole rovnoměrnější v horní polovině přední desky po délce tělesa. A právě natočení otvoru směrem k horní hraně rozvodné komory může mít pozitivní vliv na prodloužení dosahu primárního proudu, který v případě nenatočeného distančního kroužku byl v úrovni čtvrtého kanálku sveden ke spodní hraně rozvodné komory. Toto natočení také ovlivní proudění prvními kanálky, protože dojde ke změně tvaru sekundárního proudu, který může být mohutnější a sníží proudění nejenom ve druhém kanálku, ale i v dalších kanálcích v přední části tělesa.



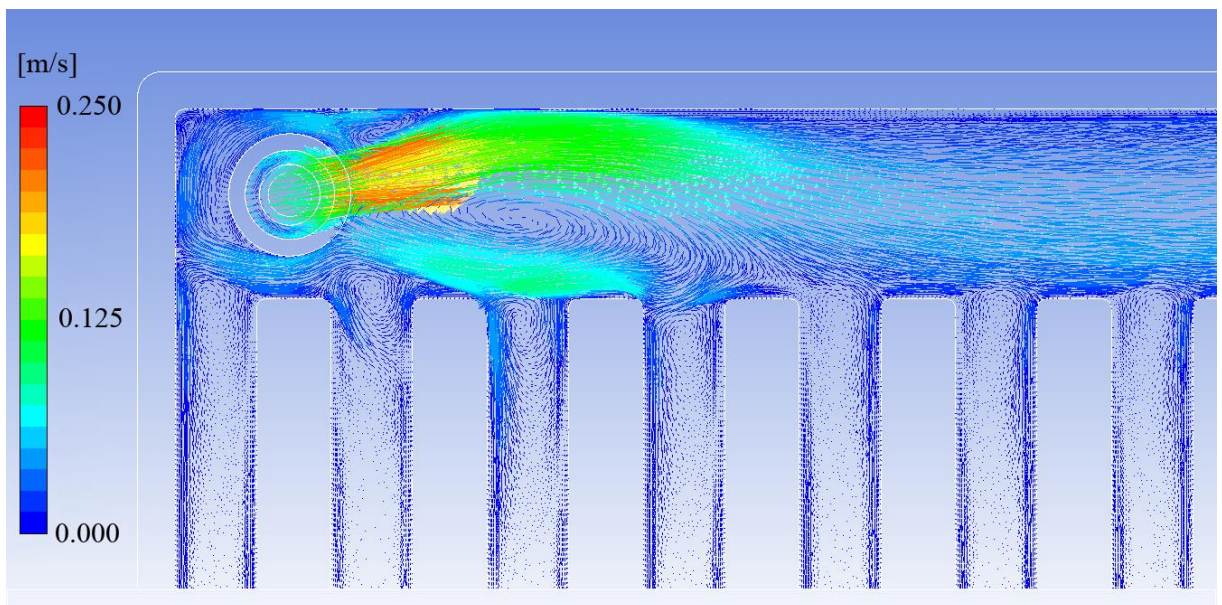
Obr. 6-1 Nákres natočení distančního kroužku o 10° a o 20° [40]

Na obr. 6-2 je zobrazeno teplotní pole na přední desce otopného tělesa s natočeným distančním kroužkem o 10°. Zobrazení naznačuje trendy vývoje teplotního pole a ukazuje patrné změny oproti teplotnímu poli bez natočeného distančního kroužku. Největší změna je však pozorovatelná pouze ve spodní části druhého až čtvrtého kanálku, nikoli však po délce otopného tělesa. Můžeme usuzovat na skutečnost, že natočením kroužku se snížil průtok zmiňovanými kanálky. Nicméně zdárný výsledek při pouhém natočení otvoru distančního kroužku se neprojevil, neboť v pravé části tělesa je rozložení teplotního pole téměř shodné s variantou nenatočeného kroužku.



Obr. 6-2 Teplotní pole tělesa s natočeným distančním kroužkem o 10° [40]

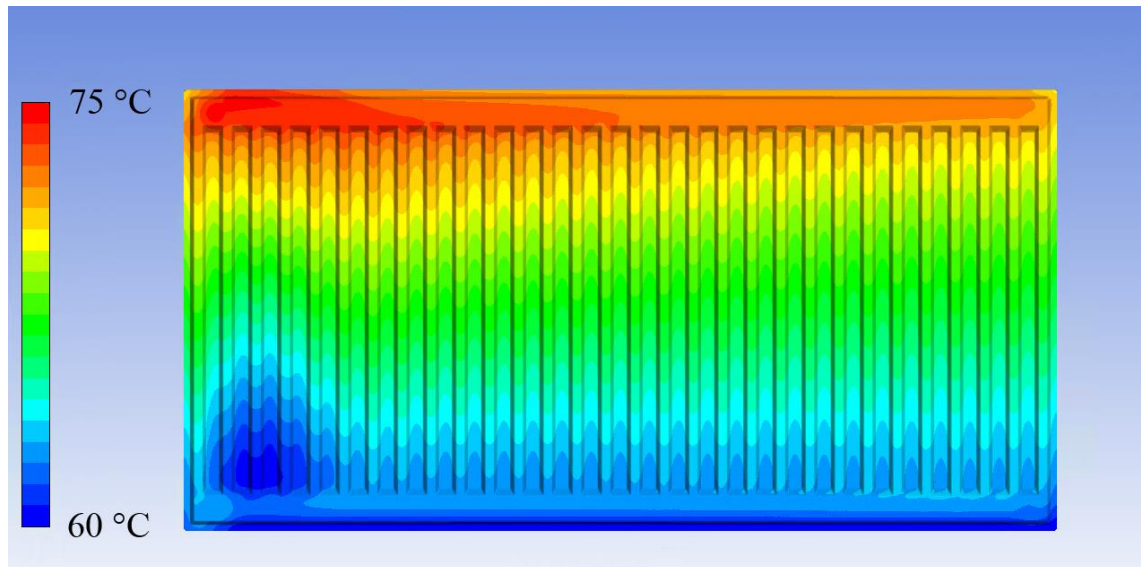
Na obr. 6-3 je rychlostní pole v oblasti vstupního distančního kroužku a je vidět, jak je primární proud směřován k horní hraně rozvodné komory, jak bylo předpokládáno, ale ve vzdálenosti šestého kanálku se opět stáčí ke spodní hraně rozvodné komory. Sekundární proud indukovaný hlavním prouděním je mohutnější, a hlavně zasahuje do proudění třetím kanálkem.



Obr. 6-3 Rychlostní pole s natočeným distančního kroužkem s jedním otvorem o 10° [40]

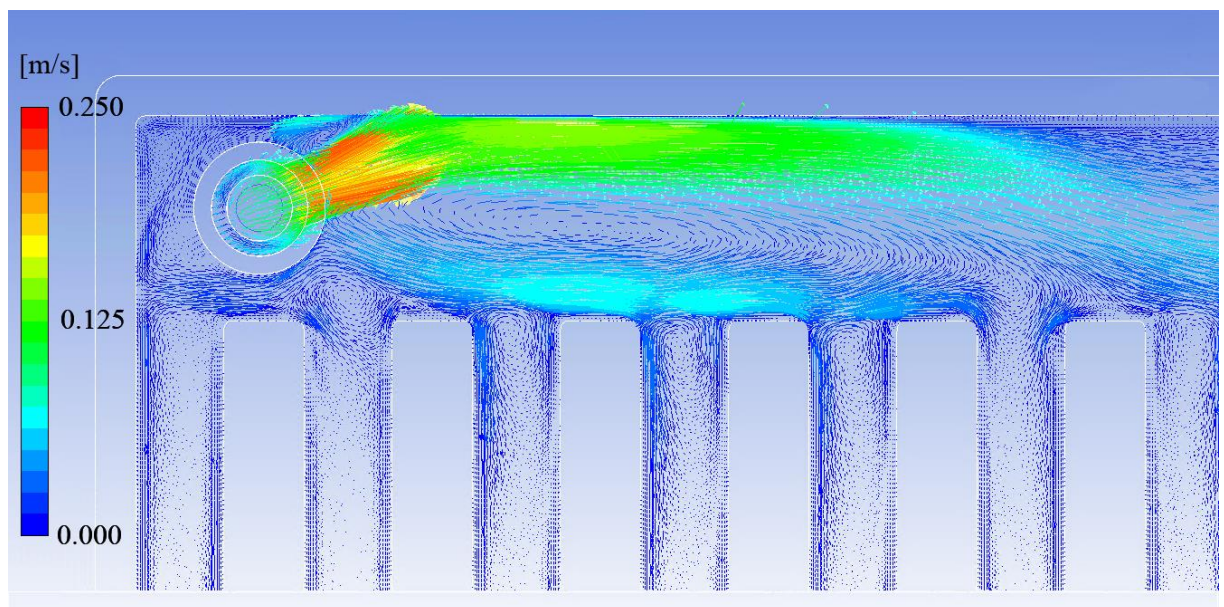
Pro potvrzení změny proudění a výsledků teplotního pole je v další simulaci v otopném tělese natočen distanční kroužek o 20° stejným směrem jako v předešlém případě. Posuzované teplotní pole na obr. 6-4 ukazuje větší chladnější oblast ve spodní části 2 až 4 kanálku. Je to dáno ještě větším snížením průtoku těmito kanálky. Naopak je na obr. 6-6 pozorovatelné

rovnoměrné zvýšení průtoků kanálky v druhé polovině délky otopného tělesa. Toto velmi mírné zvýšení průtoků však nevede ke změně teplotního pole jako celku.



Obr. 6-4 Teplotní pole s natočeným distančním kroužkem s jedním otvorem o 20° [41]

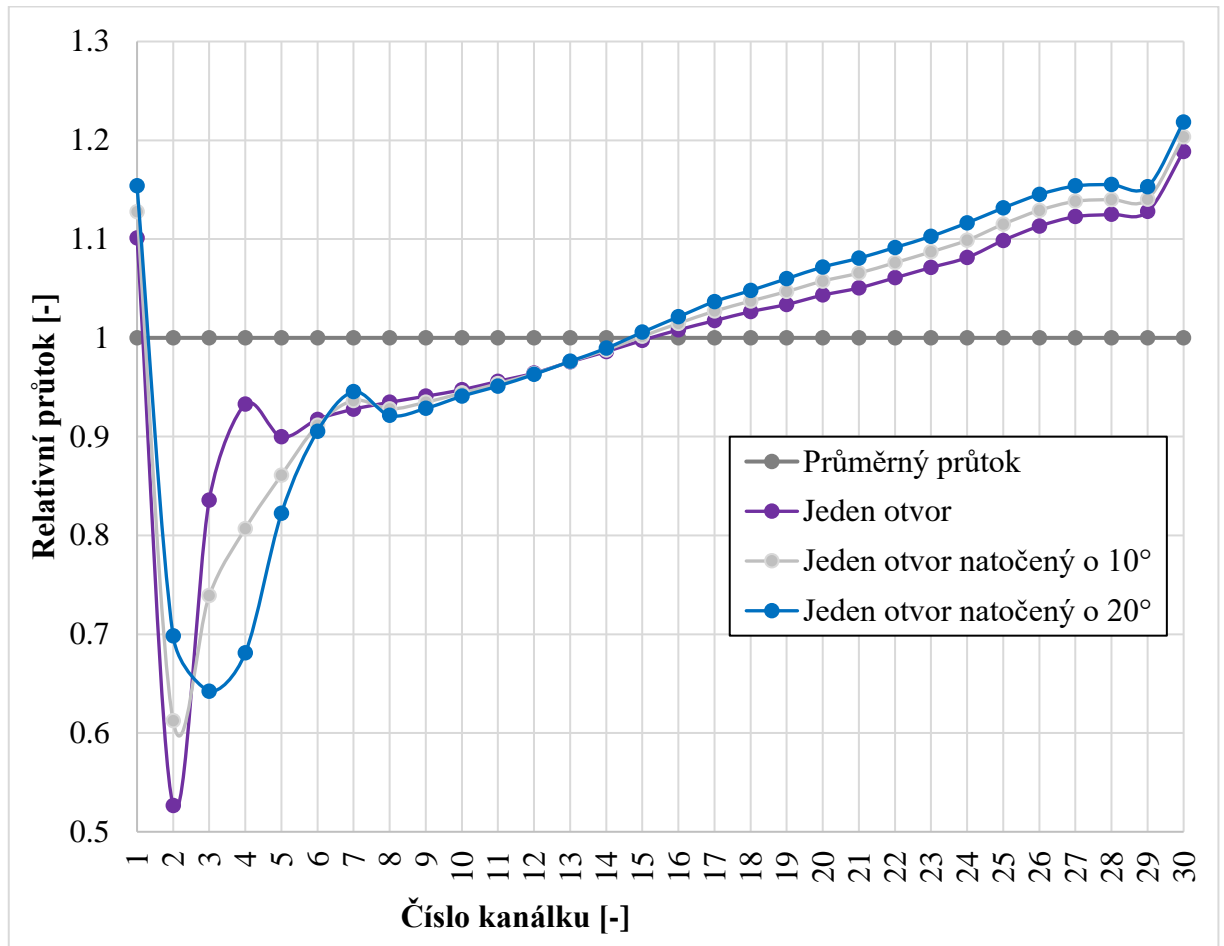
Rychlostní pole na obr. 6-5 ukazuje, jak je primární proud ještě více stočen k horní hraně rozvodné komory až k hranici sedmého kanálku. Toto je pravou příčinou snížení průtoku prvními kanálky.



Obr. 6-5 Rychlostní pole s natočeným distančním kroužkem s jedním otvorem o 20° [41]

Jaký má vliv natočení kroužku na průtoky jednotlivými kanálky je zobrazeno na následujícím obr. 6-6. Je zde viditelný značný rozdíl v průtocích prvních pěti kanálků. Graf potvrzuje snížené proudění nejenom druhým, ale i třetím až pátým kanálkem. Stejný průtok je v jedenáctém až

patnáctém kanálku a ve druhé polovině tělesa je průtok jednotlivými kanálky zvýšen. Natočení distančního kroužku tedy zvýšilo průtok v druhé části tělesa, ale nedošlo k viditelné změně teplotního pole natož ke zrovnoměření.



Obr. 6-6 Porovnání průtoků jednotlivými kanálky pro natočené distanční kroužky

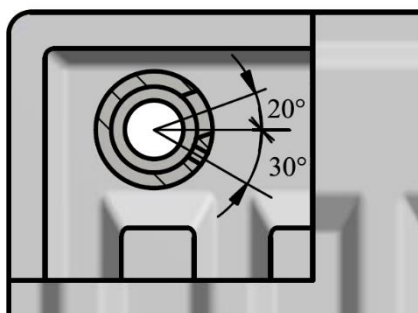
Realizované matematické simulace prokázaly, že natáčení distančního kroužku směrem k horní rozvodné komoře nemá pozitivní vliv na zrovnoměření teplotního pole otopného tělesa. Pokud by byl distanční kroužek natáčen jeho otvorem po směru hodinových ručiček, tj. opačně, tak by došlo naopak k výraznému navýšení průtoků prvními kanálky, a ke zhoršení prohřátí konce otopného tělesa.

Výsledky výše provedených matematických simulací tak jednoznačně stanovily další směr výzkumu se zaměřením na změnu geometrie výtokového otvoru distančního kroužku.

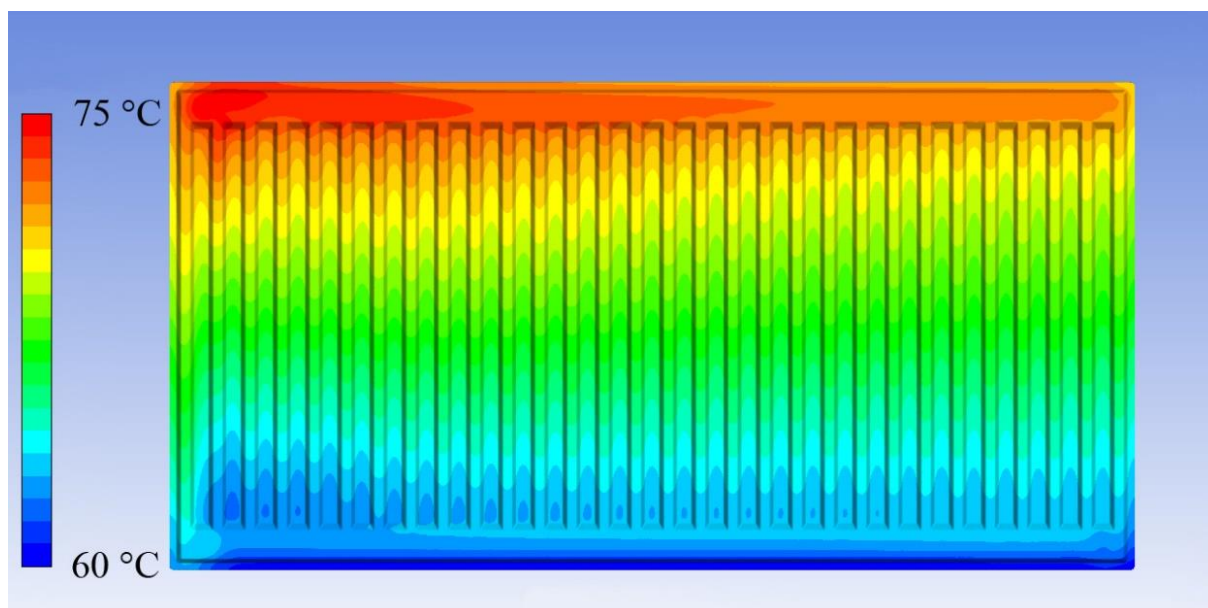
6.2 Distanční kroužek se dvěma otvory

Distanční kroužky se dříve vyráběly i s větším počtem radiálních otvorů. Je proto vhodné se zamyslet nad použitím dvou velikostně odlišných otvorů. Bylo by tak možné zachovat část proudu ve směru horní rozvodné komory a druhý otvor nasměrovat ke kanálkům, které vykazovaly nižší průtok a v jejich spodní části nižší povrchové teploty.

Byl tedy zvolen směr výzkumu zaměřený na dvou-otvorový distanční kroužek, kde je možné více ovlivňovat výstupní proudění do otopného tělesa. Průtočný průřez obou otvorů bude v součtu stejně veliký, jako byla plocha jednoho otvoru a je zachována i šířka otvoru. Poměr rozdělení jednoho otvoru do dvou byl volen pro první simulaci 10/3, kde větší otvor míří pod úhlem 20° k horní hraně rozvodné komory, a menší otvor je namířen mezi 2. a 3. kanálek otopného tělesa pod úhlem 30° po směru hodinových ručiček pod osu horní komory.

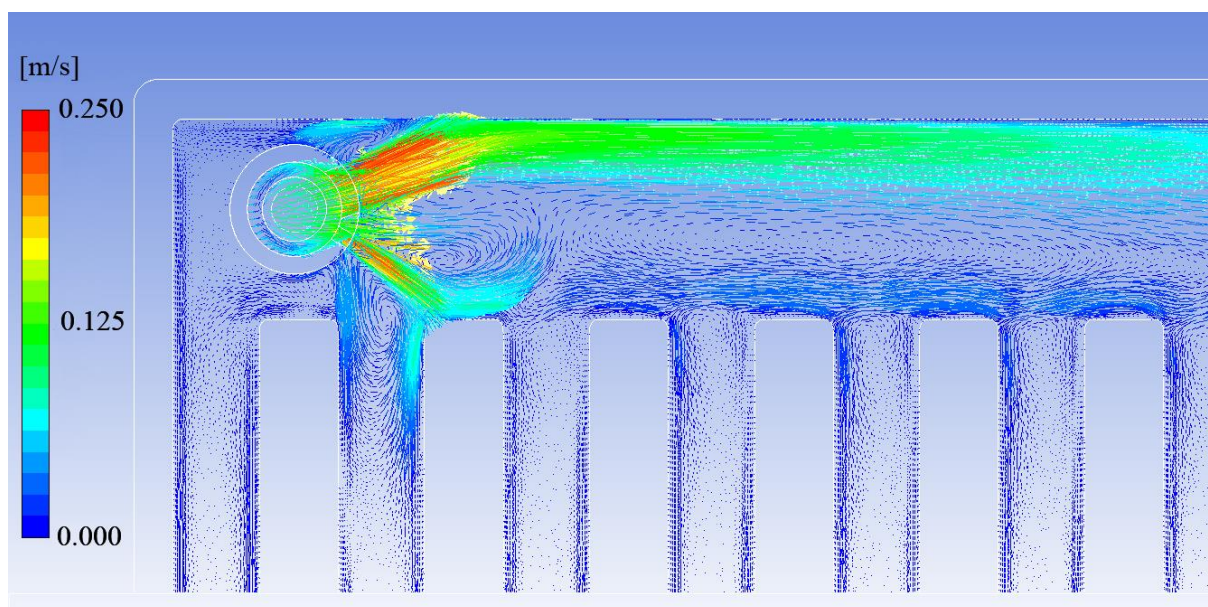


Obr. 6-7 Natočení distančního kroužku se dvěma otvory v poměru 10/3 [42]



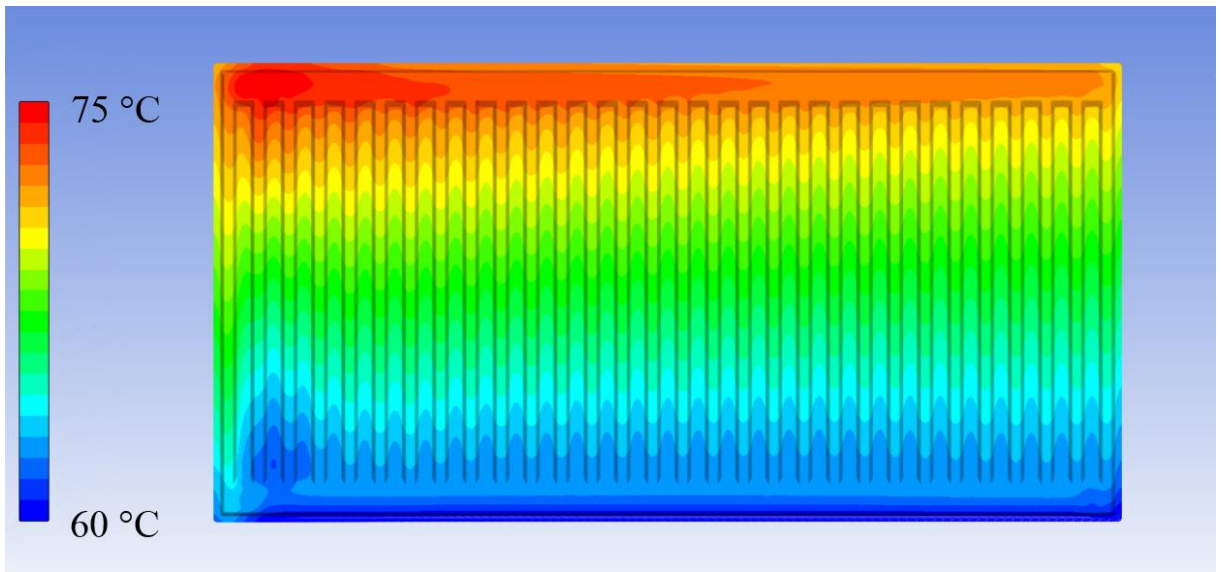
Obr. 6-8 Teplotní pole s distančním kroužkem se dvěma směřovanými otvory v poměru 10/3 [42]

Teplotní pole otopného tělesa s distančním kroužkem, který má dva otvory v poměru 10/3, je v přední části rovnoměrnější oproti otopnému tělesu s distančním kroužkem s jedním otvorem natočeným do osy horní rozvodné komory. Je viditelná menší chladná oblast v oblasti spodní části prvních kanálků. To je dáno právě namířením menšího otvoru mezi 2. a 3. kanálek. Horní otvor ovlivňuje hlavní proudění tak, že je přimknuté k horní hraně rozvodné komory až za hranici sedmého kanálku dle obr. 6-9, tedy dále než v případě natočeného distančního kroužku. Přesto v druhé polovině nedochází k viditelné změně teplotního pole. K dosažení této změny je potřeba upravit tvar a rychlost proudění v horní rozvodné komoře tak, aby docházelo k menšímu ochlazení vody. Dále by bylo vhodné zvětšit proudění prvními kanálky pro eliminování chladné oblasti ve spodní části těchto kanálků.



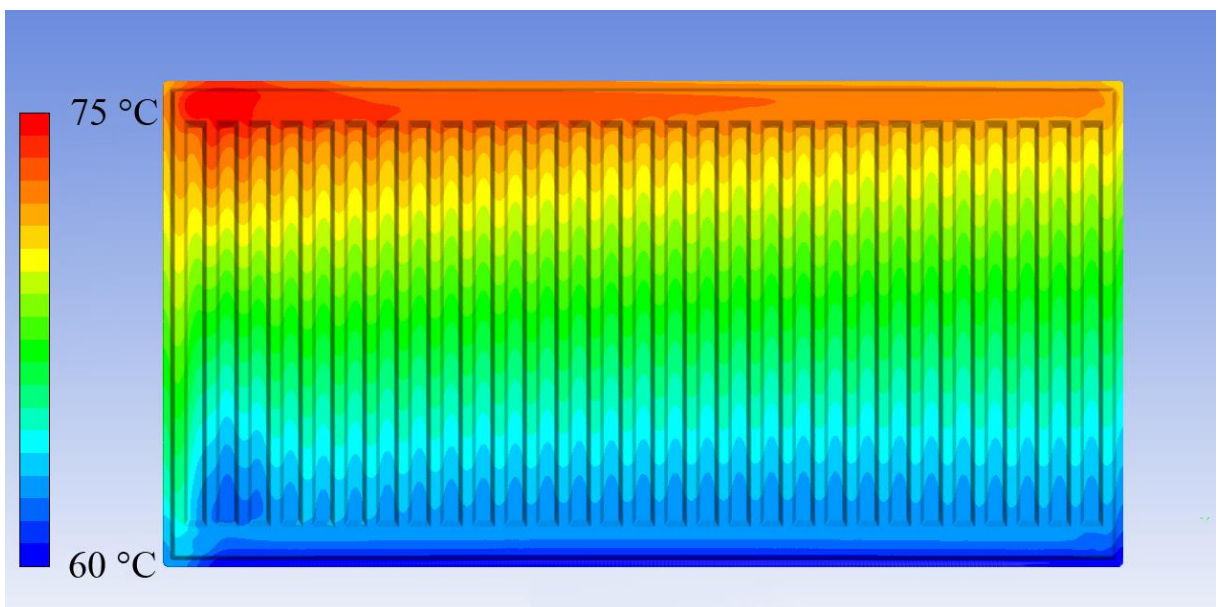
Obr. 6-9 Rychlostní pole s distančním kroužkem se dvěma směrovanými otvory v poměru 10/3 [42]

Proto byl další distanční kroužek upraven tak, aby poměr otvorů byl 9/4, kde by tyto předpoklady mohly být naplněny. Tato změna však nepřinesla uspokojivé ovlivnění teplotního pole v druhé polovině tělesa, jak je vidět na obr. 6-10. Viditelná změna byla opět v první polovině tělesa, kde došlo k navýšení průtoku prvními kanálky, a tím i zmenšení chladné oblasti ve spodní části. Teplotní pole otopného tělesa se jeví více nerovnoměrné v horní polovině, než bylo u předchozí simulace, ale přesto pro získání dalších výsledků byla ještě vytvořena matematická simulace pro otopné těleso s distančním kroužkem se dvěma otvory v poměru 8/5.



Obr. 6-10 Teplotní pole s distančním kroužkem se dvěma směrovanými otvory v poměru 9/4

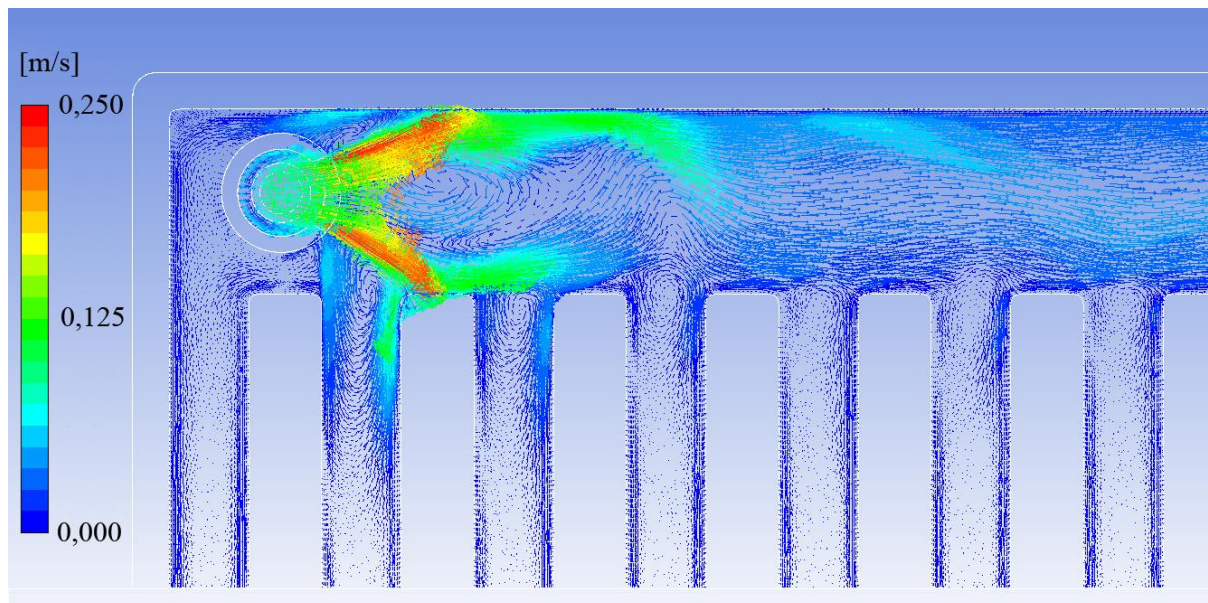
Na obr. 6-11 je výsledné teplotní pole pro distanční kroužek se dvěma otvory v poměru 8/5 a je vidět, jak zvětšování menšího otvoru směrovaného mezi druhý a třetí kanálek negativně ovlivňuje toto teplotní pole. Je více nerovnoměrné než u první simulace s distančním kroužkem se dvěma otvory v poměru 10/3. Tím, že byla snaha zmenšit chladnější část ve spodní části prvních kanálků, tak dochází také k většímu prohřívání horní části, kde se nerovnoměrnost teplot v horní polovině zvětšuje.



Obr. 6-11 Teplotní pole s distančním kroužkem se dvěma směrovanými otvory v poměru 8/5

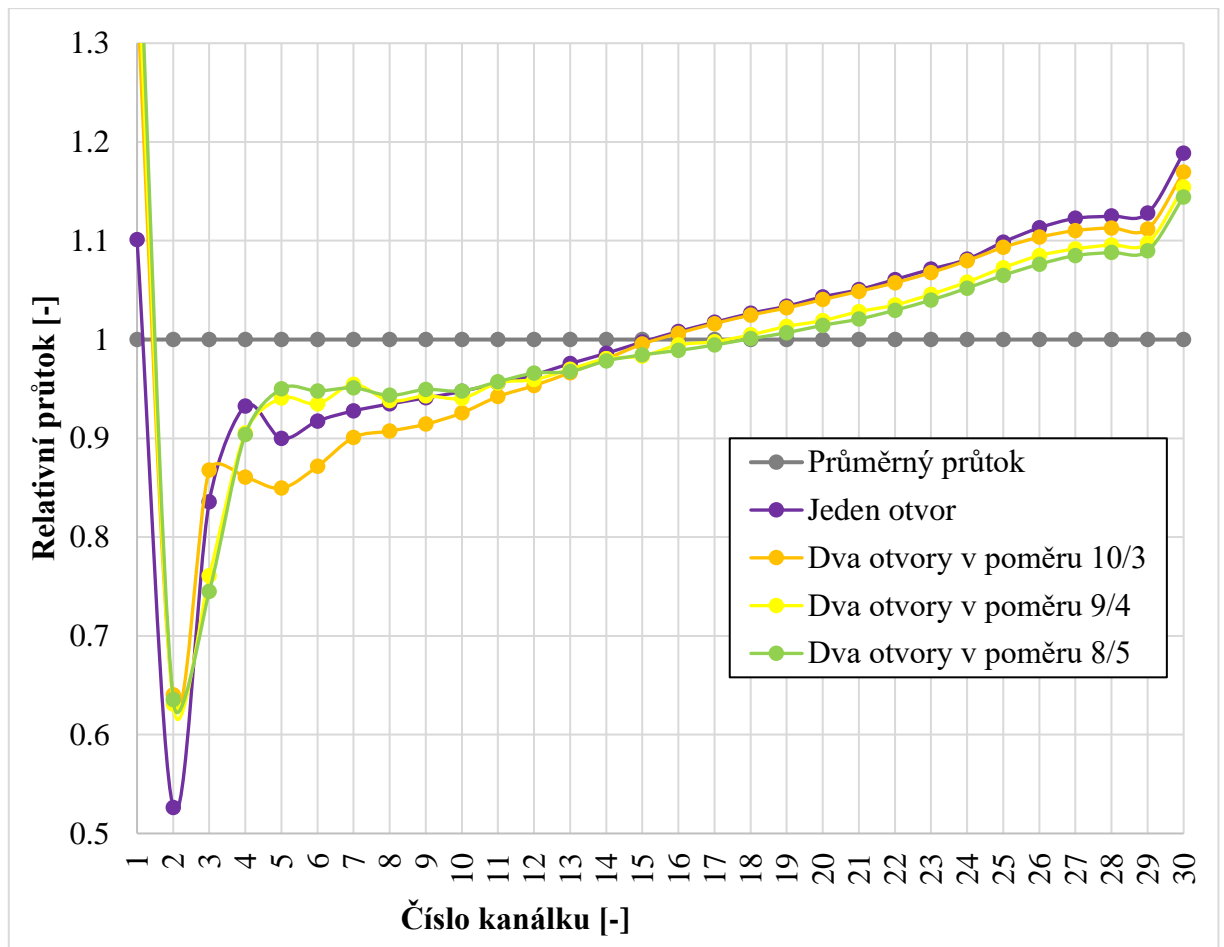
Výsledné rychlostní pole ukazuje rozdělení hlavního proudu dvěma otvory na dva menší proudy, které se ovlivňují. Proudění z většího otvoru směrované k horní hraně rozvodné

komory nemá takový dosah jako u simulace s poměrem 10/3, protože proudění z menšího otvoru se odráží a narušuje toto proudění.



Obr. 6-12 Rychlostní pole s distančním kroužkem se dvěma směrovanými otvory v poměru 8/5

Porovnání průtoků jednotlivými kanálky pro všechny případy distančního kroužku se dvěma otvory je na obr. 6-13. Ve všech případech úpravy distančního kroužku došlo ke zvětšení proudění prvním i druhým kanálkem, což přineslo zmenšení chladné oblasti ve spodní části těchto kanálků. V případě prvního kanálku je to zvýšení až na 1,5násobek průměrného průtoku, kde toto navýšení může vést k přivádění méně ochlazené vody k odvodnímu distančnímu kroužku a tím zvyšování teploty zpátečky. V oblasti od třetího do desátého kanálku se průtoky liší. U distančního kroužku s poměrem 10/3 jsou průtoky nižší. Je to dáno nejmenší velikostí druhého otvoru směrovaného k těmto kanálkům. V druhé polovině otopného tělesa dochází k celkovému snížení průtoku. Přesto, že je proudění z většího otvoru směrováno k horní hraně rozvodné komory, je objemový průtok nižší než v případě jednoho otvoru. Nejvíce se to projevuje pro případ distančního kroužku s poměrem 8/5.



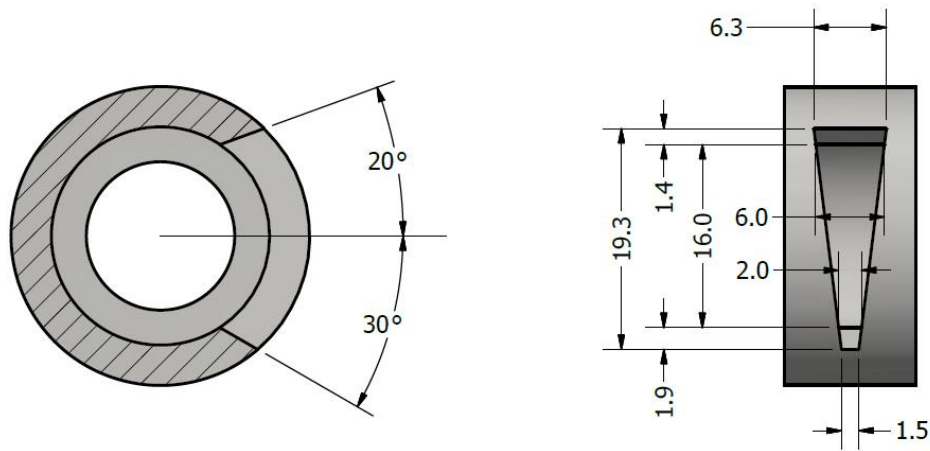
Obr. 6-13 Porovnání průtoků jednotlivými kanálky pro distanční kroužky se dvěma otvory [43]

Distanční kroužek se dvěma otvory se zprvu jevil jako jediná cesta ke zrovnomenění teplotního pole otopného tělesa. Ale návrh dvou otvorů v distančním kroužku a pozorování vlivu na proudění v otopném tělese nás přivedlo na myšlenku vytvořit distanční kroužek s jedním otvorem, který by měl rozšiřující se průřez. Tímto byl udán další směr výzkumu se zaměřením na změnu geometrie distančního kroužku s poznatky o proudění z distančního kroužku se dvěma otvory.

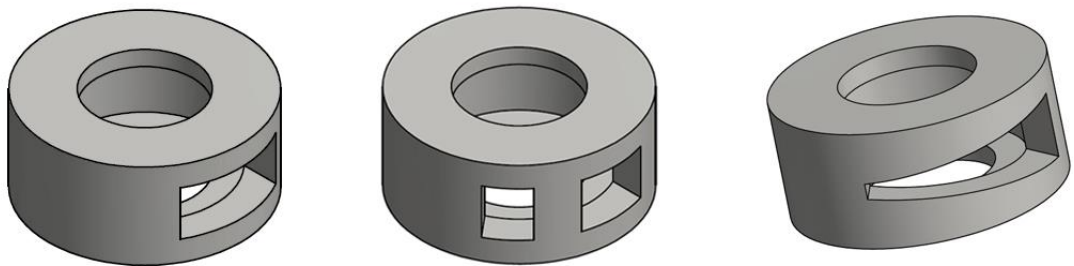
6.3 Distanční kroužek s otvorem ve tvaru klínu

Na základě předešlých poznatků byl vytvořen finální tvar distančního kroužku s otvorem ve tvaru klínu. Jeho model je patrný z obr. 6-15 a finální rozměry chráněné patentovým spisem [44] jsou na obr. 6-14. Předpoklad byl takový, že zúžením otvoru ve spodní části a jeho zkosením směrem mezi druhý a třetí kanálek, dojde ke směřování menší části průtoku mezi tyto kanálky a větší průtok půjde jeho širší částí, která je také zkosená a mírně napodobuje natočení distančního kroužku ve směru horní rozvodné komory. Průměrný průřez otvoru byl touto

úpravou zmenšen o 18 %, tedy došlo ke zvýšení rychlosti ve vstupním otvoru. Ovšem jeho rozšiřujícím se tvarem a zkosením je toto rychlejší proudění lépe nasměrováno.

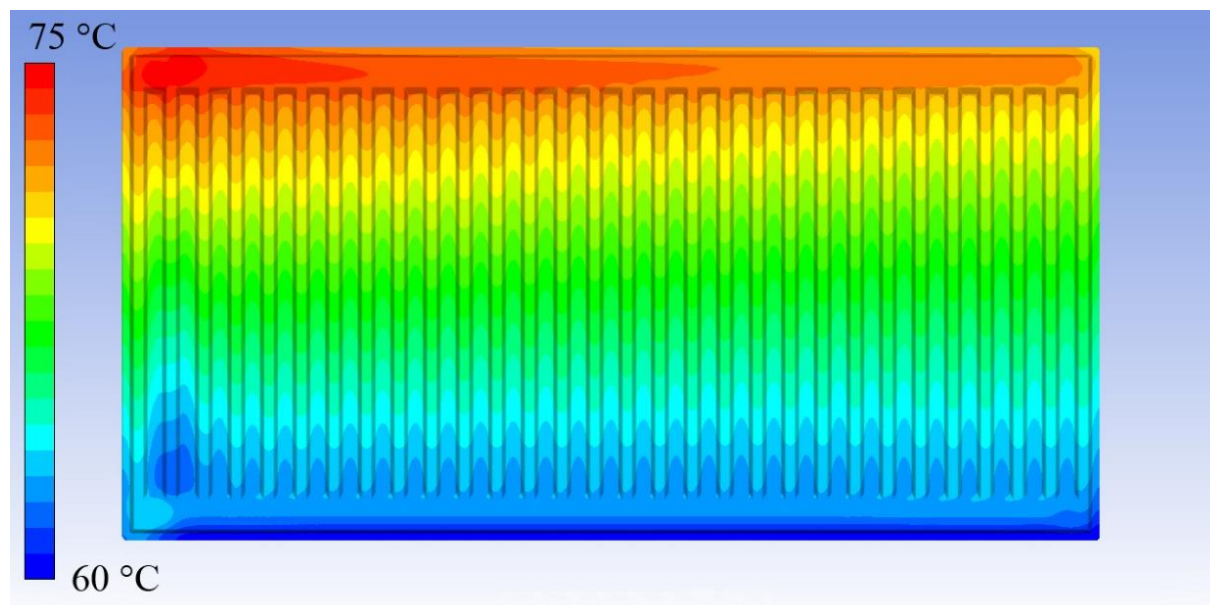


Obr. 6-14 Přesné rozměry v [mm] distančního kroužku s klínovým otvorem a natočení vůči ose horní rozvodné komory v tělese [44]



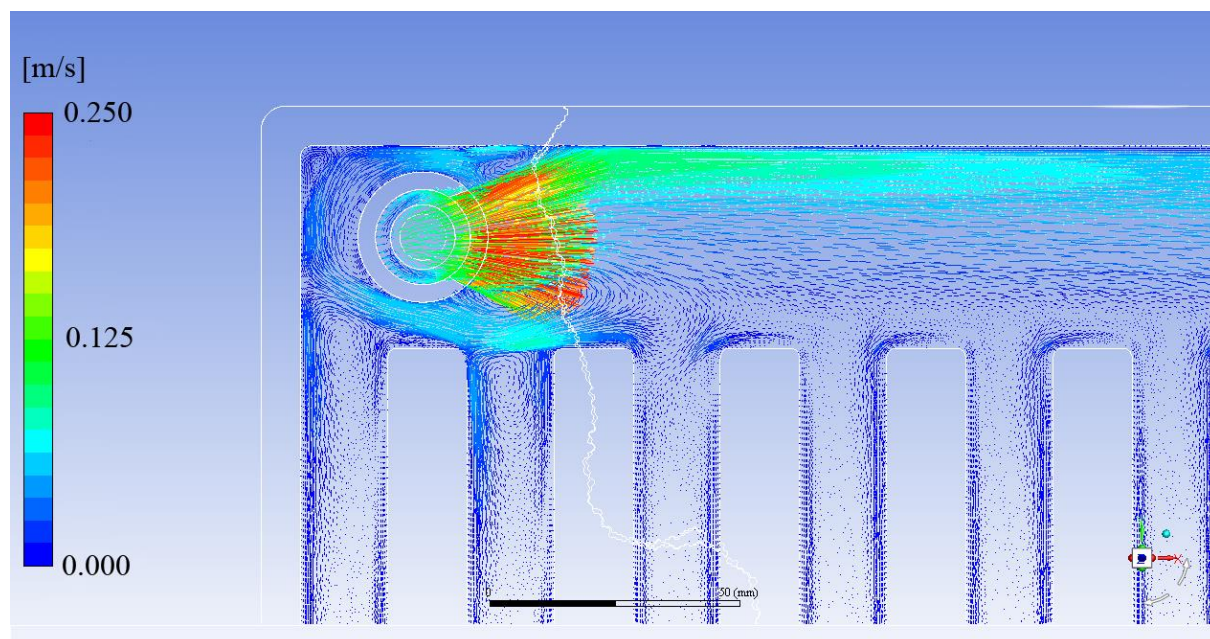
Obr. 6-15 Zleva – distanční kroužek s jedním otvorem, se dvěma otvory v poměru 10/3 a s klínovým otvorem [40]

Na výsledcích teplotního pole je patrné zmenšení chladnější oblasti ve spodní části druhého a třetího kanálku, kde dle grafu průtoků na obr. 6-18 je průtok nejnižší. Ovšem vyrovnává to vyšší průtok kanálkem třetím a z vizuálního pohledu je tedy ze všech variant tato chladná oblast nejmenší. Celkově se i pravá část teplotního pole jeví v rámci všech předešlých výsledků jako jedna z nejrovnoměrnějších.



Obr. 6-16 Teplotní pole s distančním kroužkem s otvorem ve tvaru klínu [42]

Na obrázku rychlostního pole pro distanční kroužek s otvorem ve tvaru klínu je patrné, jak se malá část proudu dostává do třetího kanálku, kde je proto zvýšený průtok, a větší část proudu je vedena při horní hraně rozvodné komory do druhé poloviny otopného tělesa.



Obr. 6-17 Rychlostní pole s distančním kroužkem s otvorem ve tvaru klínu [42]

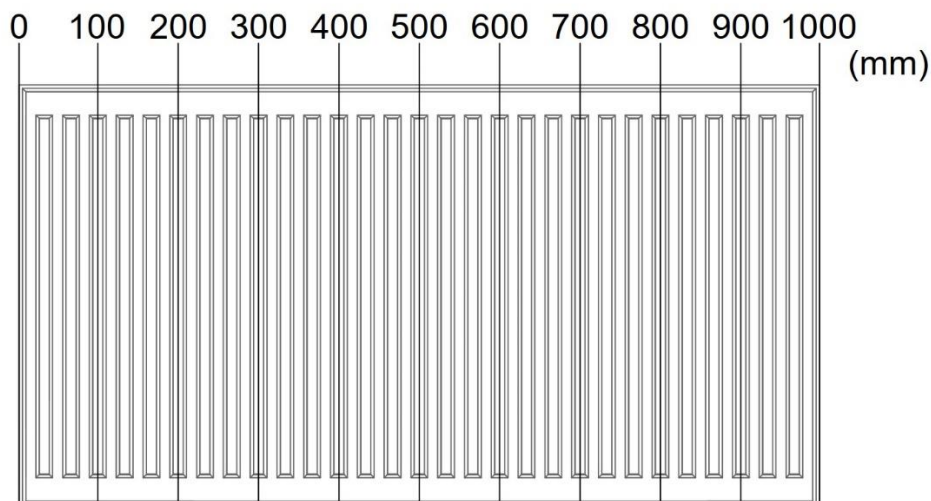
Výsledky průtoků jednotlivými kanálky ukazují, že tento distanční kroužek vykazuje nejnižší průtok prvním kanálkem oproti řešení s jedním otvorem. Naopak u třetího kanálku vykazuje vyšší průtok a tím se tedy průtoky blíží nejvíce průměrnému průtoku jednotlivými kanálky.



Obr. 6-18 Porovnání průtoků jednotlivými kanálky otopného tělesa pro různé typy distančních kroužků

6.4 Porovnání výsledků z matematických simulací

Aby bylo možné výsledky porovnávat na základě výsledných numerických hodnot, a nikoliv pouze dle vizuálního tvaru teplotního pole, jsou všechny výsledky teplotních polí na přední desce otopného tělesa porovnány na základě průměrné teploty v jednotlivých částech přední desky. Tato plocha je rozdělena na 10 sekcí po délce tělesa po 100 mm, kde do každé sekce připadají tři kanálky, a vždy je vypočítána střední povrchová teplota této sekce z výsledků matematické simulace. To umožní porovnat změnu teploty v jednotlivých úsecích, protože změnou proudění ovlivňujeme teplotu po celé výšce i délce tělesa.

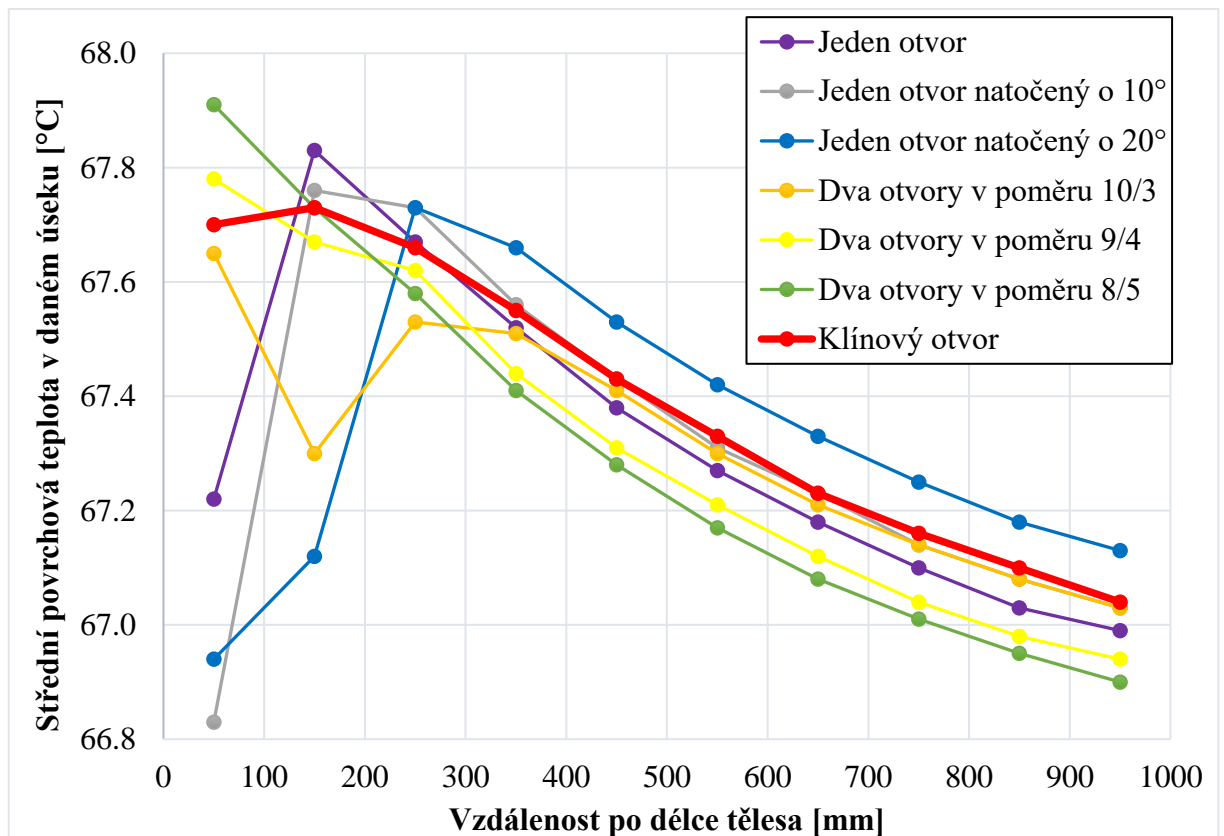


Obr. 6-19 Rozdělení přední desky otopného tělesa pro porovnání průměrných povrchových teplot

Na obr. 6-20 je celkové porovnání středních teplot části přední desky pro všechny varianty výše komentované. V ideálním případě se hledá těleso s distančním kroužkem, ve kterém jsou střední povrchové teploty v těchto úsecích po délce tělesa stejné, aby těleso umístěné pod ochlazovanými plochami rovnoměrně eliminovalo vliv studených konvektivních proudů. Samotný standardní distanční kroužek s jedním otvorem vykazuje střední povrchové teploty v prvním a druhém úseku hodně rozdílné, dokonce ve druhém úseku teplotu nejvyšší. Je to dáno přimknutím hlavního proudu ke spodní hraně rozvodné komory ve vzdálenosti od čtvrtého kanálku a tím zvýšení průtoku v tomto kanálku. V pravé části grafu patří výsledné teploty k těm nižším.

Natáčením distančního kroužku došlo ke snížení povrchových teplot v prvních dvou úsecích oproti standardní variantě natočení distančního kroužku. Je zajímavé, že nejnižší teplota je pro případ s natočením 10° a nikoliv pro natočení 20° , ale je to dáno tím, že se jedná o střední teplotu v šířce tří kanálků, kde natočení ovlivňuje zatékání do každého kanálku jinak. Toto je pozorovatelné na souhrnném grafu průtoků na dalším obr. 6-21. V oblasti od třetího úseku jsou již střední povrchové teploty vyšší. Pro případ natočením o 20° jsou nejvyšší ze všech variant. Tím, že je distanční kroužek natočen celým jedním otvorem o 20° k horní hraně rozvodné komory, je větší dosah tohoto proudění do pravé části tělesa a nedochází k takovému úbytku objemového průtoku do jednotlivých kanálků v levé části tělesa. V souhrnném grafu průtoků je tento jev dobře viditelný. V pravé části tělesa dosahuje případ s natočeným distančním kroužkem o 20° nejvyšších průtoků. Je tedy názorně zobrazeno propojení navyšování, nebo snižování průtoku kanálky se změnou střední povrchové teploty. Pouhým natáčením tedy nelze více zrovnomernit střední povrchové teploty, než byly ve variantě bez natočení.

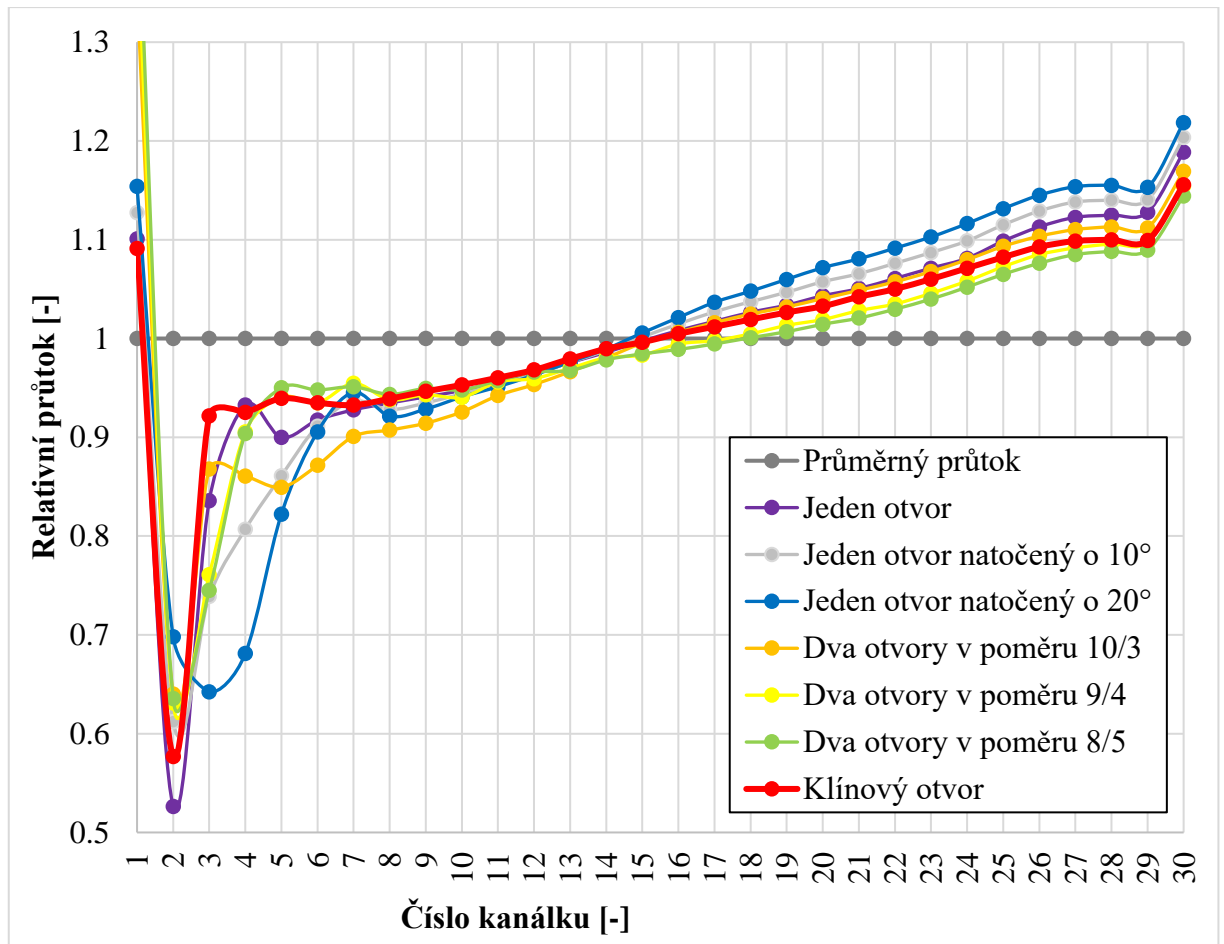
Ke zrovnoměnění středních povrchových teplot měly vést další varianty distančních kroužků se dvěma otvory. Předpokladem bylo navýšit proudění v prvních kanálcích menším otvorem namířeným mezi druhý a třetí kanálek oproti variantě s pouhým natočením jednoho otvoru. A dále částečně zachovat vyšší proudění pravou polovinou otopného tělesa natočením většího otvoru k horní hraně rozvodné komory. První varianta se dvěma otvory v poměru 10/3 přinesla zvýšení průtoku prvním až třetím kanálkem oproti variantě s jedním otvorem, a to se projevilo zvýšením střední povrchové teploty v první sekci. V dalších dvou sekcích došlo naopak k výraznému snížení teploty, protože dle výsledků průtoků jednotlivými kanálky je ve čtvrtém až dvanáctém kanálku průtok menší. Ve druhé polovině tělesa jsou teploty o trochu vyšší než v případě jednoho otvoru. Druhá varianta se dvěma otvory v poměru 9/4 měla zlepšit prohřátí prvních sekcí tím, že byl menší otvor zvětšen. K tomu skutečně došlo a v prvních třech sekcích se střední povrchová teplota celkem vyrovnala oproti všem předchozím variantám. V dalších sekcích je však tato teplota nižší.



Obr. 6-20 Porovnání středních povrchových teplot pro jednotlivé úseky po délce tělesa pro různé typy distančních kroužků [43]

Ve třetí variantě distančního kroužku se dvěma otvory v poměru 8/5 se předpokládalo ještě lepší zrovnoměnění střední povrchové teploty v prvních sekcích. Výsledky průtoků jednotlivými kanálky jsou nepatrně nižší téměř po celé délce tělesa a velice podobné variantě

s poměrem 9/4, přesto v první sekci došlo k nárůstu této teploty na nejvyšší hodnotu ze všech variant. Od čtvrté sekce k poslední jsou teploty nejnižší. Celkově je výsledek středních povrchových teplot nejvíce nerovnoměrný. Bylo tedy potřeba nalézt kombinaci distančního kroužku se dvěma otvory v poměru 9/4, kde je rovnoměrnější teplota v předních sekcích, s distančním kroužkem s jedním otvorem natočeným k horní hraně rozvodné komory, kde naopak byly vyšší hodnoty středních povrchových teplot v pravé části tělesa.



Obr. 6-21 Souhrnný graf průtoků jednotlivými kanálky pro všechny typy distančních kroužků [43]

Na základě těchto zkušeností z vlivu jednotlivých variant distančních kroužků na proudění v otopném tělese byl vytvořen finální tvar distančního kroužku s jedním otvorem ve tvaru klínu. V prvních třech sekcích vykazuje nejvyrovnanější střední povrchové teploty. Je to dáno tím, že v prvním kanálku je nejnižší průtok ze všech variant. To je také výhodné, protože nedochází ke zkratu velkého průtoku přívodní otopné vody rovnou do zpátečky. V pravé části tělesa jsou teploty druhé nejvyšší ze všech variant. Celkově je tedy teplotní pole nejrovnoměrnější a tento

tvár distančního kroužku maximálně využívá všech poznatků ze simulací předchozích variant distančních kroužků a splňuje uvedené předpoklady.

7 Závěr

Až s pokročilou technologií ohledně výkonu výpočetní techniky a nástrojů pro simulaci proudění tekutin a přenosu tepla bylo možné uskutečnit tento výzkum. Dříve bylo nepředstavitelné s běžnou výpočetní technikou vytvořit matematickou simulaci s takto detailním modelem, který je přesnou kopií deskového otopného tělesa typu 10. Vytápění pomocí těchto těles je stále velice oblíbené, protože jsou levná, mají širokou výrobní řadu a v případě tohoto tělesa typu 10 i velký poměr sálavé složky tepelného výkonu, který je žádoucí pro vytvoření tepelné pohody v obytných prostorech. Jak už bylo uvedeno, jsou tato desková otopná tělesa nejčastěji umístována pod ochlazované plochy pro eliminaci chladných konvektivních proudů. Aby byly rovnoměrně eliminovány tyto chladné proudy, je potřeba mít rovnoměrně zahřátou přední desku tělesa po jeho délce. Na rovnoměrné prohřátí má vliv zatékání do otopného tělesa, a to ovlivňuje vstupní člen, tj. distanční kroužek.

Jelikož je nedílnou součástí otopného tělesa z hlediska technologického a konstrukčního, tak se nabízí jeho využití pro zrovnomnění teplotního pole na přední desce otopného tělesa. Jiné konstrukční zásahy by byly nákladnější na výrobu a sériovost výroby jednotlivých velikostních řad a rovněž by nesplňovaly estetické požadavky koncového uživatele. Tak byl v rámci tohoto výzkumu vytvořen detailní model deskového otopného tělesa s přesnými rozměry běžně používaného distančního kroužku. Kritická literární rešerše potvrdila, že se nikdo takto detailním modelováním otopného tělesa nezabýval a už vůbec nebyl uvažován distanční kroužek v přípojních místech na otopnou soustavu. Tento výzkum je tedy jedinečný a zabývá se neprozkoumanou oblastí, a to detailním popisem proudění v otopném tělese v závislosti na geometrii distančního kroužku a optimalizací tvaru a natočení vstupního distančního kroužku s ohledem na zrovnomnění teplotního pole deskového otopného tělesa.

7.1 Porovnání dosažených výsledků s uvedenými cíli

7.1.1 Definovat metodu matematického modelování pro komplikovanou geometrii a malé rychlosti proudění v otopném tělese.

Pro splnění tohoto cíle bylo zapotřebí vytvořit detailní model otopného tělesa na základě geometrie deskového otopného tělesa typu 10, tedy s jednou deskou o rozměrech 1000 x 500 mm, které bylo použito v experimentální části pro získání hodnot okrajových podmínek do matematické simulace. Celému popisu vytvoření modelu a jeho zasíťování včetně

nastavení okrajových podmínek se zabývá kapitola 5.2. Zásadní pro zasítování vnitřního objemu, tedy objemu tekutiny, bylo detailně řešit velikost buněk u stěny v rozvodných komorách a jednotlivých kanálcích na základě výpočtu bezrozměrné odlehlosti u stěny, která definuje vzdálenost středu první buňky od stěny. Tento rozměr prismatických buněk u stěny udal velikost dalších polyedrických buněk v celém simulačním modelu. Nezávislost řešení prokázala, že větší počet buněk, tedy volba více menších buněk zasítování daného modelu, neměla vliv na výsledky matematické simulace. Výpočet byl spuštěn v několika variantách turbulentního modelu a nejlépe konvergoval pro daný model dvourovnicový turbulentní model Realizable $k-\varepsilon$. Výsledky matematické simulace s tímto nastavením turbulentního modelu a zasítování modelu byly validovány na základě naměřených dat z experimentální části uvedené v kapitole 5.1. Tímto popisem v kapitole 5.2 je udán praktický návod na zasítování a nastavení matematické simulace pro simulace proudění v otopném tělese a tím je tento cíl splněn. Tyto poznatky je možné použít při tvorbě simulačního modelu a matematické simulace pro typově a rozměrově obdobná desková otopná tělesa. Důležitým zjištěním a zároveň doporučením pro modelování proudění v otopném tělese je, že prostý $k-\varepsilon$ model je nepoužitelný a je potřebné použít Realizable $k-\varepsilon$ model.

7.1.2 Stanovení trendů proudění v horní rozvodné komoře otopného tělesa se změnou geometrie distančního kroužku

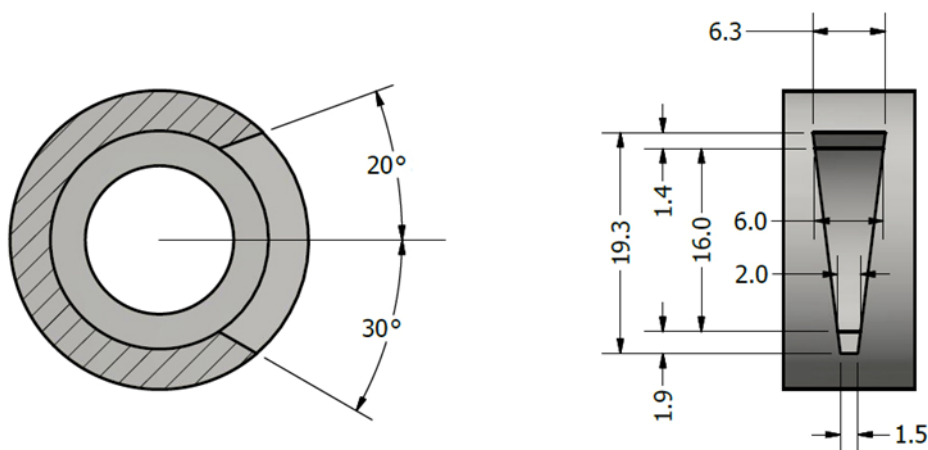
Bylo jednoznačně prokázáno, že změna natočení, nebo geometrie distančního kroužku má výrazný vliv na proudění celým deskovým otopným tělesem, což se projevovalo i změnou povrchové teploty po celé délce tělesa. Pomocí detailního a validovaného simulačního modelu deskového otopného tělesa s různě řešeným rozhodujícím vstupním distančním kroužkem bylo popsáno teplotní pole na povrchu přední desky. Dále bylo popsáno rychlostní pole uvnitř otopného tělesa, kde byly zjištěny nové poznatky ohledně zatékání do jednotlivých kanálků, které bylo ovlivněno nasměrováním a velikostí proudění do horní rozvodné komory z přívodního otvoru distančního kroužku. Pokud byl celý průtok z jednoho otvoru distančního kroužku směřován k horní hraně rozvodné komory, tak měl větší dosah do pravé části tělesa. Tím docházelo ke snižování průtoků kanálky v levé polovině a snižovala se střední povrchová teplota v této části. To mělo negativní vliv na zvyšování nerovnoměrnosti prohřátí celého otopného tělesa.

Vytvořením distančního kroužku se dvěma otvory bylo už možné pozitivně ovlivňovat proudění v obou částech tělesa. Menším otvorem byla směřována část proudění do prvních

kanálků a tím zmenšena chladná spodní část druhého a třetího kanálku a větším otvorem byla zbylá část proudění vedena k horní hraně rozvodné komory do druhé poloviny otopného tělesa. Tímto stanovením trendů proudění a změn teplotního pole se změnou geometrie distančního kroužku byl cíl splněn.

7.1.3 Návrh optimálního tvaru distančního kroužku, aby bylo dosaženo maximálně rovnoměrného teplotního pole po délce otopného tělesa

Tohoto cíle bylo dosaženo úspěšným řešením v podobě distančního kroužku s výtokovým otvorem ve tvaru klínu, který byl patentován v ČR pod číslem patentu 309019 [44]. Poznatky trendů proudění a teplotních polí u jednotlivých variant distančního kroužku vedly k návrhu distančního kroužku s otvorem ve tvaru klínu, jehož rozměry jsou znovu uvedeny na obr. 7-1. Bylo využito poznatků o natáčení otvoru distančního kroužku se zachováním větší části proudění k horní hraně rozvodné komory a poznatků ze simulací distančních kroužků se dvěma otvory, kde menším otvorem mířeným mezi druhý a třetí kanálek lze zrovnoměrnit střední povrchovou teplotu v levé části přední desky. Tento tvar výtokového otvoru podléhá patentové ochraně a jedná se o úspěšné splnění tohoto cíle.



Obr. 7-1 Přesné rozměry v [mm] distančního kroužku s klínovým otvorem a natočení vůči ose horní rozvodné komory v tělese [44]

7.2 Přínos pro praxi

Jednoznačným přínosem je detailní popis rychlostního pole uvnitř otopného tělesa. Doposud nebylo nikde publikováno, k jakým projevům proudění dochází v jednotlivých částech tělesa a také s jakými rychlostmi proudění můžeme uvažovat. Velice zajímavý tvar rychlostního pole

byl popsán a zobrazen na obr. 5-27, kde dochází uprostřed kanálek ke stagnaci proudění a převládají zde vztahové síly. Zde se jedná o přínos pro praxi a rovněž o teoretický přínos.

Hlavním přínosem pro praxi je návrh optimálního tvaru distančního kroužku s ohledem na maximální zrovnoměrnění teplotního pole na přední desce otopného tělesa. Jelikož je distanční kroužek nedílnou součástí deskového otopného tělesa z technologického hlediska, tak je výhodné pomocí jeho optimalizace tohoto dosáhnout bez zásahu do tvaru a konstrukce především horní rozvodné komory deskového otopného tělesa. A v tomto výzkumu je uvedeno maximální dosažení zrovnoměrnění teplotního pole pomocí optimalizace vstupního distančního kroužku. Pro větší zrovnoměrnění teplotního pole, než je v tomto výzkumu uvedeno, je nutné zasáhnout do konstrukce otopného tělesa.

7.3 Teoretický přínos

Teoretickým přínosem je na základě tohoto výzkumu jedinečný detailní popis neboli technický manuál, jak úspěšně připravit zasíťování modelu deskového otopného tělesa a jaké použít nastavení jednotlivých okrajových podmínek, parametrů a modelu turbulence pro validované výsledky matematické simulace otopného tělesa. Tento přínos se vskutku vymyká, neboť k matematické simulaci proudění v otopném tělese nelze přistupovat jako k proudění v běžné potrubní síti. Lze rovněž konstatovat, že přístup uvedený jinými autory komentovaný v rešeršní části přes kritické Reynoldsovo číslo, je nepoužitelný spolu s běžným turbulentním a laminárním modelem.

8 Použitá literatura

- [1] PEACH, S. Radiators and other convectors. *J. Inst. Heating Ventil. Eng.* 1972, (392), 239-253.
- [2] BECK, S.M.B, S.C GRINSTED, S.G BLAKEY a K WORDEN. A novel design for panel radiators. *Applied Thermal Engineering.* 2004, **24**(8), 1291-1300. ISSN 1359-4311. Dostupné z: doi:<https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2003.11.026>
- [3] BAŠTA, Jiří. *Otopné plochy - otopná tělesa*. 2. přepracované vydání. Praha: České vysoké učení technické v Praze, 2016. ISBN 978-80-01-05943-2.
- [4] LEGNER, Tomáš a Jiří BAŠTA. Vliv natočení distančních kroužků v deskových otopných tělesech. In: *Konference vytápění Třeboň 2017*. Praha: Společnost pro techniku prostředí, 2017, s. 76-88. ISBN 978-80-02-02712-6.
- [5] BERG KG. *Abstuetzring, insbesondere fuer flachheizkoerper*. 1975. Německo. DE 2506778 A1. Zapsáno 18.2.1975.
- [6] BERG HANS GMBH & CO KG. *Stuetzring fuer einen flachheizkoerper und verfahren zum herstellen eines stuetzrings*. 1988. Německo. DE 3838245 A1. Zapsáno 11.11.1988.
- [7] FERNA GROUP INTERNATIONAL S.P.A. *Spacer ring for heating radiators*. 1992. Itálie. EP 0553481 A1. Zapsáno 21.12.1992.
- [8] GT.B. COMPONENTS LTD. *Location a spacer*. 1993. Velká Británie. GB 2278671 A. Zapsáno 28.5.1993.
- [9] DADA SRL. *Spacer element for panel radiator and method of making the same*. 2006. Itálie. EP 1681530 A1. Zapsáno 13.1.2006.
- [10] DAIKIN INDUSTRIES, LTD. *Method for manufacturing panel radiator, backup member and panel radiator*. 2014. Japonsko. EP 3006836 A1. Zapsáno 3.6.2014.

- [11] CARADON STELRAD B.V. *Abstandshalter sowie verfahren zu dessen herstellung*. 2015. Belgie. EP 2995872 A1. Zapsáno 12.8.2015.
- [12] PHILIPS ELECTRONICS N.V. *Annular spacer for panel radiators*. 1990. Nizozemsko. EP 0382305 A1. Zapsáno 5.2.1990.
- [13] KERMI GMBH. *Stützteil für Flachheizkörper*. 2006. Německo. DE 202006017672 U1. Zapsáno 17.11.2006.
- [14] COMMITAL-SAMI S.R.L. - IN FALLIMENTO. *Spacer element for a radiant panel*. 2013. Itálie. EP 2685198 A2. Zapsáno 9.7.2013.
- [15] VOGEL & NOOT WAERMETECHNIK AG. *Paneelheizkörper sowie Stützteil hierfür*. 2001. Rakousko. DE 20017301 U1. Zapsáno 9.10.2001.
- [16] AYDAR, Emir a Ismail EKMEKCI. THERMAL EFFICIENCY ESTIMATION OF THE PANEL TYPE RADIATORS WITH CFD ANALYSIS. *ISI BILIMI VE TEKNIGI DERGISI-JOURNAL OF THERMAL SCIENCE AND TECHNOLOGY*. Turkey: TURKISH SOC THERMAL SCIENCES TECHNOLOGY, 2012, **32**(2), 63-71. ISSN 1300-3615.
- [17] MENÉNDEZ-DÍAZ, Agustín, Celestino ORDÓÑEZ-GALÁN, José BOUZA-RODRÍGUEZ a Javier FERNÁNDEZ-CALLEJA. Thermal analysis of a stoneware panel covering radiators. *Applied Energy*. 2014, **131**, 248-256. ISSN 03062619. Dostupné z: doi:<http://dx.doi.org/10.1016/j.apenergy.2014.06.025>
- [18] EMBAYE, M., R.K. AL-DADAH a S. MAHMOUD. Thermal performance of hydronic radiator with flow pulsation – Numerical investigation. *Applied Thermal Engineering*. 2015, **80**, 109-117. ISSN 13594311. Dostupné z: doi:<http://dx.doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2014.12.056>
- [19] RISBERG, Daniel, Mikael RISBERG a Lars WESTERLUND. CFD modelling of radiators in buildings with user-defined wall functions. *Applied Thermal Engineering*. 2016, **94**, 266-273. ISSN 13594311. Dostupné z: doi:<http://dx.doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2015.10.134>

- [20] VAVŘIČKA, Roman. *Proudové a teplotní pole u deskových otopných těles*. Praha, 2007. Disertační práce. ČVUT v Praze, Fakulta strojní, Technika prostředí.
- [21] BAŠTA, Jiří. *Intenzifikace konvekční složky tepelného výkonu deskových otopných těles*. Praha, 1999. Disertační práce. ČVUT v Praze, Fakulta strojní, Technika prostředí.
- [22] MAIVEL, Miik, Martin KONZELMANN a Jarek KURNITSKI. Energy performance of radiators with parallel and serial connected panels. *Energy and Buildings*. Elsevier, 2015, **2015**(86), 745-753. ISSN 0378-7788. Dostupné z: doi:10.1016/J.ENBUILD.2014.10.007
- [23] ROBINSON, A. J. A thermal model for energy loss through walls behind radiators. *Energy and Buildings*. Elsevier, 2016, **2016**(127), 370-381. ISSN 0378-7788. Dostupné z: doi:10.1016/J.ENBUILD.2016.05.086
- [24] SHATI, A. K.A., S. G. BLAKEY a S. B.M. BECK. The effect of surface roughness and emissivity on radiator output. *Energy and Buildings*. Elsevier, 2011, **2011**(43), 400-406. ISSN 0378-7788. Dostupné z: doi:10.1016/J.ENBUILD.2010.10.002
- [25] LAVINE, Adrienne, Theodore BERGMAN, Frank INCROPERA a David DEWITT. *Fundamentals of Heat and Mass Transfer*. 7th. Chichester, United Kingdom: Wiley, 2011. ISBN 978-0-470-50197-9.
- [26] HOLMAN, Jack P. *Heat Transfer*. 10th. New York: McGraw-Hill, 2010. ISBN 978-0-07-352936-3.
- [27] TESAŘ, Václav. *Mezní vrstvy a turbulence*. Dot. 2. vyd. Praha: České vysoké učení technické, 1996. ISBN 8001006751.
- [28] BARTÁK, Martin. *Reynoldsův popis turbulence*. Praha, 2014. Učební texty.
- [29] URUBA, Václav. *Turbulence*. Vyd. 1. V Praze: České vysoké učení technické, 2009. ISBN 978-80-01-04330-1.
- [30] KOZUBKOVÁ, Milada. *Modelování proudění tekutin, FLUENT, CFX* [online]. 1. vydání. Ostrava: VŠB - Technická univerzita Ostrava, 2008 [cit. 2016-08-02]. Dostupné z: <http://www.338.vsb.cz/wp-content/uploads/2016/03/Kozubkova-Fluent.pdf>

- [31] BLEJCHAR, Tomáš. *Turbulence - Modelování proudění CFX* [online]. 1. vydání. Ostrava: VŠB - Technická univerzita Ostrava, 2010 [cit. 2016-08-25]. Dostupné z: http://www.338.vsb.cz/wp-content/uploads/2016/03/Blejchar-Turbulence_ESF_v4.pdf
- [32] JANCIK, Ludek a Jiří BAŠTA. Dynamic behavior of panel radiators - thermographic investigation and computer modeling of heat-up. *EPJ Web of Conferences*. 2012, **25**, 02008. Dostupné z: doi:10.1051/epjconf/20122502008
- [33] MATUŠKA, Tomáš. *Experimentální metody v technice prostředí*. Vyd. 1. Praha: Česká technika - nakladatelství ČVUT, 2005. ISBN 80-01-03291-4.
- [34] VAVŘIČKA, Roman. *Bezkontaktní způsoby měření teploty*. 1. vyd. Praha: Společnost pro techniku prostředí, 2013. Sešit projektanta - pracovní podklady. ISBN 978-80-02-02515-3.
- [35] *ANSYS Fluent Tutorial Guide v18*. ANSYS, Inc., 2017.
- [36] LEGNER, Tomáš a Jiří BAŠTA. Vliv natočení a změny geometrie distančního kroužku u deskových otopných těles. In: *Simulace budov a techniky prostředí 2018*. Praha: IBPSA-CZ, 2018, s. 23-28. ISBN 978-80-907423-0-7.
- [37] LEGNER, Tomáš a Jiří BAŠTA. Proudění na straně vody u deskových otopných těles. In: *Simulace budov a techniky prostředí 2016 - sborník 9. konference IBPSA-CZ*. Brno: IBPSA-CZ, 2016, s. 51-56. ISBN 978-80-270-0772-1.
- [38] *ANSYS Fluent Users Guide v19.2*. ANSYS, Inc., 2018.
- [39] Water - Dynamic (Absolute) and Kinematic Viscosity vs. Temperature and Pressure. In: *Engineering ToolBox* [online]. 2004 [cit. 2021-06-08].
- [40] LEGNER, Tomáš a Jiří BAŠTA. Geometrie distančního kroužku a teplotní pole otopného tělesa. In: *Konference Vytápění Třeboň 2019*. Praha: Společnost pro techniku prostředí, 2019, s. 59-63. ISBN 978-80-02-02847-5.

- [41] LEGNER, Tomáš a Jiří BAŠTA. Influence of rotation and geometry change of distance rings in panel radiators. In: *Konference studentské tvůrčí činnosti*. 2018. ČVUT v Praze, fakulta strojní, 2018. ISBN 978-80-01-06421-4.
- [42] LEGNER, Tomáš a Jiří BAŠTA. Optimization of Distance Rings in Panel Radiators. In: *Central Europe towards Sustainable Buildings (CESB19)*. Bristol: IOP Publishing Ltd, 2019. IOP Conference Series. ISSN 1755-1307.
- [43] LEGNER, Tomáš a Jiří BAŠTA. Importance of Distance Ring in Panel Radiators. *Vytápění, větrání, instalace*. 2019, (286, 320-322. ISSN 1210-1389.
- [44] LEGNER, Tomáš a Jiří BAŠTA. *Distanční kroužek, zejména do přívodního rohu deskových otopných těles*. Česká republika. Patent CZ 309019. Uděleno 13.10.2021.

8.1 Použité relevantní normy

ČSN EN 442-1: *Otopná tělesa - Část 1: Technické specifikace a požadavky*. ED.2. 2015.

ČSN EN 442-2: *Otopná tělesa - Část 2: Zkoušky a jejich vyhodnocení*. 2015.

ČSN 06 1101: *Otopná tělesa pro ústřední vytápění*. 2005.