



# VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

## FAKULTA STROJNÍHO INŽENÝRSTVÍ

FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING

## ENERGETICKÝ ÚSTAV

ENERGY INSTITUTE

# ODVOD TEPLA AXIÁLNĚ CHLAZENÝCH FOREM

HEAT TRANSFER FROM AXIALLY-COOLED MOLDS

## DIPLOMOVÁ PRÁCE

MASTER'S THESIS

## AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Bc. Martin Hovorka

## VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

doc. Ing. Marek Baláš, Ph.D.

BRNO 2017



# Zadání diplomové práce

Ústav: Energetický ústav  
Student: **Bc. Martin Hovorka**  
Studijní program: Strojní inženýrství  
Studijní obor: Energetické inženýrství  
Vedoucí práce: **doc. Ing. Marek Baláš, Ph.D.**  
Akademický rok: 2016/17

Ředitel ústavu Vám v souladu se zákonem č.111/1998 o vysokých školách a se Studijním a zkušebním řádem VUT v Brně určuje následující téma diplomové práce:

## Odvod tepla axiálně chlazených forem

### **Stručná charakteristika problematiky úkolu:**

Cílem diplomové práce, která je orientovaná do praxe strojní výroby obalového skla, je modelovat přenos tepla axiálně chlazených forem. Pozornost má být primárně zaměřena na podmínky přestupu tepla z povrchu chladicích kanálů do chladicího vzduchu pro vybrané varianty geometrie kanálů kruhového průřezu. Problém má být řešen numericky pomocí libovolného (nekomerčního) CFD programu. Vypracovány budou případy podle návrhu odborného konzultanta - technologa strojního tvarování skla.

### **Cíle diplomové práce:**

Pro vybrané varianty:

- Shromáždit publikované údaje
- Formulovat výpočtové rovnice, okrajové a počáteční podmínky
- Řešit rychlostní a teplotní pole v kanálech
- Řešit nestacionární teplotní pole formy
- Stanovit množství odvedeného tepla a spotřebu chladicího vzduchu při jednom tvarovacím cyklu
- Shrnout a vyhodnotit získané poznatky

### **Seznam doporučené literatury:**

PAVELEK, Milan. Termomechanika. Brno: Akademické nakladatelství CERM, 2011. ISBN 978-8-214-4300-6.

JÍCHA, Miroslav. Přenos tepla a látky. 1. Brno: CERM, 2001. Učební texty vysokých škol. ISBN 80-214-2029-4.

KREITH, Frank., R. M. MANGLIK, Mark. BOHN a Shaligram. TIWARI. Principles of heat transfer. 7th ed., SI ed. / prepared by Shaligram Tiwari. Stamford, Conn.: Cengage Learning, 2011. ISBN 1439061866.

CSC - IT CENTER FOR SCIENCE LTD. ELMER Documentation [online]. Espoo, Finland: CSC - IT CENTER FOR SCIENCE LTD., 2015 [cit. 2016-11-04]. Dostupné z: <https://csc.fi/web/elmer/documentation>

SMRČEK, Antonín. Strojní tvarování skla. 1. vyd. Praha: Státní nakladatelství technické literatury (SNTL), 1981.

Termín odevzdání diplomové práce je stanoven časovým plánem akademického roku 2016/17.

V Brně, dne 1. 11. 2016



doc. Ing. Jiří Pospíšil, Ph.D.  
ředitel ústavu

doc. Ing. Jaroslav Katolický, Ph.D.  
děkan fakulty

## **Abstrakt**

Tato diplomová práce se zabývá řešením tepelných vlastností chladicích kanálů sklářských tvarovacích forem a jejich teplotními a rychlostními poli v závislosti na různých konstrukčních variantách, které se používají nebo mohou používat při strojním tvarování skla. To vše pomocí numerického modelování v prostředí CCM+. S nástupem numerických metod do inženýrských aplikací se otevírá prostor komplexního popisu dějů probíhajících napříč chladicím kanálem či samotnou tvarovací formou. Důraz v této práci byl kladen na porovnání teplotních polí, chladicích výkonů a intenzitu chlazení v jednotlivých částech vybraných konstrukčních variant chladicích kanálů ze sklářského provozu. Simulace byly provedeny za stejných okrajových podmínek odpovídajících provozním podmínkám sklárny a diskutovány. Některé veličiny byly vyneseny do bezrozměrných grafů pro snazší přepočítání na jiné okrajové podmínky. Vlastnosti kanálů opatřených difuzorem byly porovnány s experimentem a komentovány. Nestacionární teplotní pole formy bylo vypočteno za pomoci Ansysu APDL k získání teplotního rozdělení v akumulací a stacionární zóně formy a pro verifikaci okrajových podmínek simulace proudění v chladicích kanálech.

## **Klíčová slova**

Sklovina, sklářská forma, axiální chlazení, CFD, numerické modelování, teplotní pole, nestacionární pole formy

## **Summary**

The presented thesis deals with a numerical simulation of axially cooled glassmaking parison. Several types of cooling channels have been investigated according to its usage in glassmaking process. Software Star CCM+ was used to describe properties throughout the channels and also the parison itself. The main focus of this thesis lies in comparing of temperature fields, cooling effects and cooling intensity among the chosen channel designs. The boundary conditions were kept the same accordingly to glassmaking conditions for every design. Some outputs were transferred to non-dimensional diagrams in order to recalculation pursuant to other boundary conditions. Properties of diffuser channel designs were compared to an experiment. Transient temperature field of the parison were calculated with Ansys APDL in order to determine the accumulation and stationary zone of the parison and to verify the boundary conditions for cooling channels.

## **Key words**

Molten glass, mold, axial-cooling, CFD, numerical modelling, temperature field, transient field of mold



## **Bibliografická citace**

HOVORKA, M. *Odvod tepla axiálně chlazených forem*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2017. 79 s. Vedoucí diplomové práce doc. Ing. Marek Baláš, Ph.D.





## **Čestné prohlášení**

Prohlašuji, že jsem tuto diplomovou práci zpracovával samostatně pod vedením doc. Ing. Marka Baláše, Ph.D. a všechny zdroje jsou uvedené v seznamu literatury.

Brno, 25. 5. 2017

.....  
Bc. Martin Hovorka



## Poděkování

Na tomto místě bych rád poděkoval mému vedoucímu doc. Ing. Marku Balášovi, Ph.D. za věcné rady a připomínky při zpracovávání diplomové práce i v průběhu studia a Ing. Hugu Šenovi, který byl mým mentorem při tvorbě této práce a konzultantem v oblasti sklářské výroby a numerických simulací, za ochotu, porozumění, trpělivost, nespočet cenných poznatků a předaných zkušeností a zejména za jeho entusiasmus a nadšení dělat věci pořádně.

Rád bych také vyjádřil dík svým univerzitním kolegům Ing. Ladislavu Šnajdárkovi za zasvěcení mě do tajů a hlubin numerického modelování a Ing. Milanu Malému. Dalším akademickým pracovníkem jemuž patří poděkování je pan Ao.Univ.Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Reinhard Willinger z TU Wien, který mi byl vždy nápomocen při celém mém studiu v Rakousku.

V neposlední řadě bych chtěl poděkovat své milující rodině za jejich vytrvalou podporu během mého celého života, trpělivost a důvěru. Za což jim patří dík největší.



## Obsah

1	Úvod.....	15
2	Strojní tvarování skla .....	17
2.1	Obecný proces výroby skleněných lahví .....	17
2.2	Chlazení sklářských tvarovacích forem.....	18
2.2.1	Radiální chlazení .....	19
2.2.2	Axiální chlazení (Verti – flow) .....	20
2.3	Sdílení tepla ze skloviny do formy .....	21
2.4	Prostup tepla formou .....	21
3	Numerické řešení přenosu tepla a proudění .....	25
3.1	Obecné rovnice .....	26
3.2	Reynoldsovo průměrování pro turbulentní režim proudění .....	26
3.3	Boussinesquova turbulentní viskozita .....	28
3.4	Řešení v blízkosti pevné stěny.....	29
3.4.1	Laminární podvrstva .....	30
3.4.2	Plně vyvinutá turbulentní oblast.....	31
3.4.3	Stěnové funkce a jejich význam.....	32
3.5	Turbulentní modely .....	33
3.5.1	Model k- $\epsilon$ .....	34
3.5.2	Model k- $\omega$ .....	34
3.5.3	SST k- $\omega$ .....	35
3.6	Numerické řešení přenosu tepla .....	35
3.7	Bezrozměrná kritéria a analytický výpočet přestupu tepla.....	36
4	Numerické řešení vzduchem chlazených kanálů.....	39
4.1	Konečno-prvková síť a okrajové podmínky .....	39
4.2	Použité fyzikální a matematické modely.....	40
4.3	Průběhy sledovaných veličin při počáteční simulaci.....	40
4.4	Kanál konstantního průřezu (prizmatický) .....	44
4.4.1	Bezrozměrné závislosti prizmatického kanálu .....	44
4.4.2	Sledované veličiny prizmatických kanálů a jejich vlastnosti.....	47
4.4.3	Prizmatický kanál s difusorem .....	49
4.5	Odstupňovaný kanál s předvrtaným vstupním úsekem .....	51
4.5.1	Sledované veličiny odstupňovaných kanálů a jejich vlastnosti.....	54
4.5.2	Odstupňovaný kanál s výstupním difusorem .....	55
5	Srovnání řešených chladicích kanálů a diskuze výsledků.....	57

5.1	Chladicí výkony kanálů bez difusoru .....	57
5.2	Vliv výstupního difusoru .....	59
6	Nestacionární teplotní pole konečné formy .....	63
6.1	Výpočetní tvarovací cyklus konečné formy .....	63
6.2	Výpočetní síť a okrajové podmínky konečné formy .....	64
6.2.1	Počáteční podmínky a materiálové vlastnosti .....	66
6.3	Teplotní pole ve vybraných místech konečné formy a diskuze.....	66
6.3.1	Průběh teploty na stěně chladicího kanálu .....	66
6.3.2	Průběh teploty formy.....	67
6.4	Skalární teplotní pole konečné formy.....	70
6.5	Stanovení spotřeby chladicího vzduchu a množství odvedeného tepla.....	71
7	Závěr.....	73
	Seznam použité literatury .....	75
	Seznam použitých zkratk a symbolů .....	77
	Seznam grafů.....	79

## 1 Úvod

Tvarování skla je všeobecně komplexní proces formování roztavené skloviny do podoby konečného výrobku ve sklářské tvarovací formě a řízeným ochlazováním je ze skloviny odebráno požadované množství tepla tak, aby finální produkt po opuštění prostoru formy měl požadované vlastnosti. Rychlé ochlazení skloviny s sebou nese vnášení vysokých pnutí do materiálu a tím i nežádoucí a zhoršenou kvalitu výrobku. Naopak nedostatečné chlazení způsobí, že se výrobek po opuštění tvarovací formy deformuje svou vlastní vahou. Pro řízené ochlazování se používá nejčastěji stlačený vzduch, který je vháněn do chladicích kanálů ve formě a odebírá největší část z celkového odebraného množství tepla ze skloviny. Vzhledem k vysokým teplotám skloviny je další část tepla vysílána do okolí a také odvedena přirozenou konvekcí. Do procesu ochlazování skloviny tedy vstupuje velké množství faktorů, jež je potřeba zohlednit a zvládnout jak po stránce teoretické, tak praktické – resp. strojní. Zahrnutím a pochopením všech vlivů lze vytvořit technologický proces, kterým je možno produkovat kvalitní skleněné výrobky v sériové výrobě o milionech kusech denně tak, aby vyhovovaly stále náročnějším požadavkům zákazníků. Jedná se o technologické know-how, jež si každá sklárna pečlivě střeží.

Tato diplomová práce se zaměřuje zejména na chlazení za pomoci chladicích kanálů, jakožto stěžejní částí odvodu tepla ze skloviny, a to pomocí numerických simulací CFD a analýzy MKP. Použití numerických metod v inženýrských aplikacích je moderní trend v oblasti výpočtového modelování a po vhodném nastavení numerického modelu mohou CFD a MKP analýzy významně snížit provádění velkého množství drahých experimentů. Jedná se však pouze o nástroj pomocný. Z principu funkce numerického modelování není možné nikdy obdržet přesný výsledek, pouze výsledek s určitou odchylkou od skutečného řešení. Přítomnost experimentů je tedy vždy žádoucí a nedá se úplně vyloučit!

V rámci představené diplomové práce byly řešeny různé konstrukční varianty chladicích kanálů z hlediska teplotních polí, tepelných výkonů a hmotnostních toků (CFD část); stejně jako nestacionární pole tvarovací formy po čas jednoho tvarovacího cyklu (MKP část). Získané výsledky byly vyneseny do diagramů (jak bezrozměrných, tak rozměrových), srovnávacích grafů a diskutovány v příslušných kapitolách. Získané poznatky, zejména v diagramové podobě, mohou být využity konstruktéry sklářských forem při návrhu forem pro nové zakázky, popř. technologie sklářského provozu k porovnání rozdílů mezi vlastnostmi řešených kanálů.





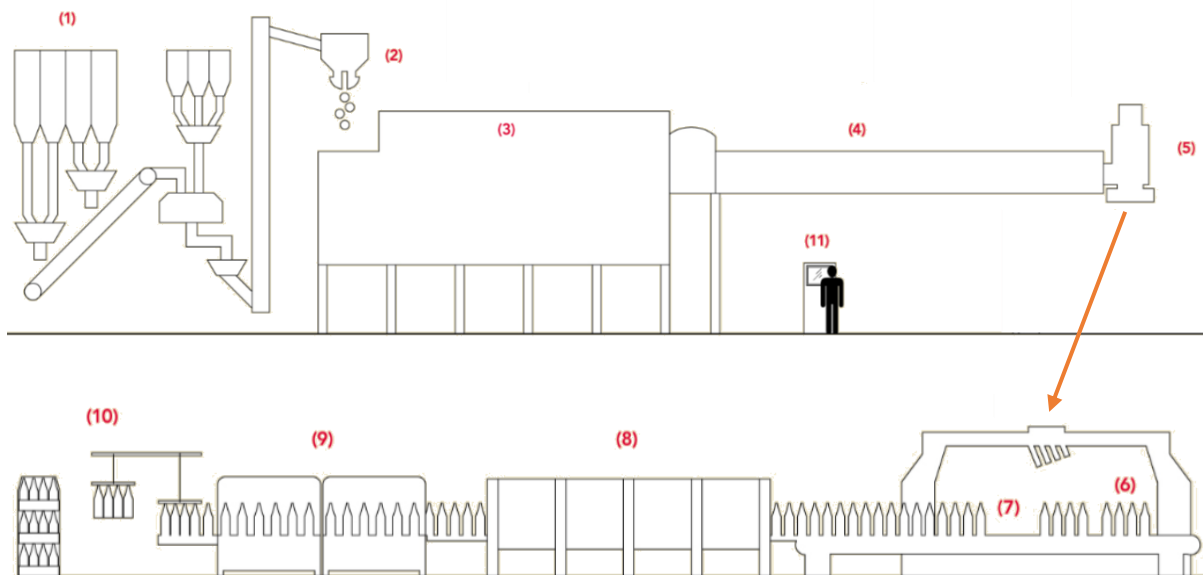
## 2 Strojní tvarování skla

Pod pojmem „strojní tvarování skla“ je v dnešní době rozuměno udělení požadovaného tvaru roztavené sklovině za pomoci strojního zařízení, popř. v automatizované lince. Roztavená sklovina je newtonovská kapalina, pro kterou platí, že rychlost tečení je přímo úměrná vyvolanému tečnému napětí. Vesměs všechny metody tvarování skla jsou založeny na rychlé změně viskozity roztavené skloviny. Toto se děje řízeným ochlazováním, protože viskozita skloviny je velmi silně závislá na teplotě. Množství celkového odvedeného tepla ze skloviny při tvarování musí být takové, aby viskozita výrobku odcházejícího ze stroje byla dostatečně vysoká a nedošlo k deformacím tvaru působením vlastní tíhy [1].

Fyzikální podstata tvarování skla je stejná pro vesměs všechny druhy výroby. Požadovaného tvaru je dosaženo působením vnějších sil na dávku roztavené skloviny a takto vytvořený konečný tvar je fixován řízeným odvodem tepla. Samotná změna tvaru je vyvolána poměrně rychle, tudíž výkon tvarovacího stroje je limitován zejména rychlostí odvodu tepla ze skloviny, potažmo z tvarovací formy. Základ pro zaručení kvality vyráběných produktů je zvládnutí procesu sdílení tepla při tvarování, který je možno rozdělit do několika kategorií. Hlavními dílčími kategoriemi jsou sdílení tepla ve sklovině, prostup tepla ze skloviny do tvarovací formy, následná konduktce ve formě samotné a přestup tepla z vnějšího povrchu formy do chladicího média. Rozhodující je tedy viskozita skloviny v návaznosti na teplotě, která má také dopad na finální geometrii a kvalitu povrchu, tvorbu trhlin a mechanické vlastnosti výrobku [2].

### 2.1 Obecný proces výroby skleněných lahví

Přestože automatizovaná výroba lahví byla započata začátkem 20. století a během této doby prošla významným vývojem, stěžejní části výroby jsou stejné jako před 100 lety. Schéma modelové výrobní linky je vyobrazeno na Obr. 1.



Obr. 1 Modelová výrobní linka pro skleněné lahve (upraveno z [19])

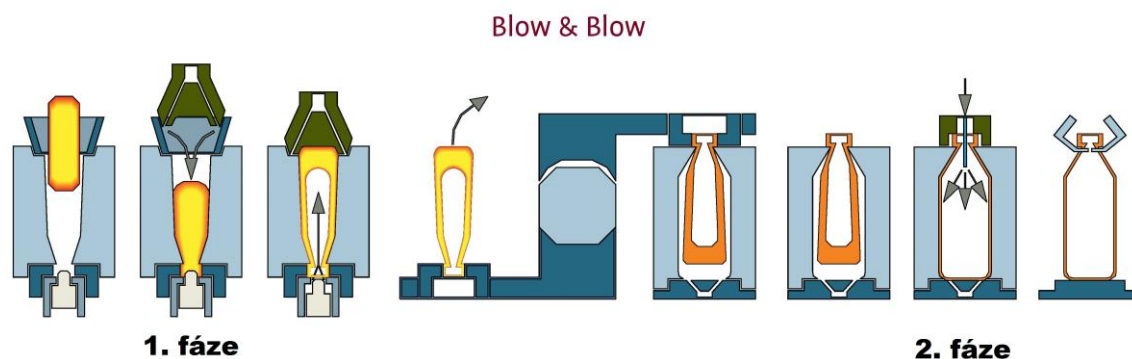
Na počátku procesu výroby skleněných výrobků je příprava tzv. sklářského kmene, což je směs surovin, které tvoří vsázku. Složky sklářského kmene se odměří vážením a smísí se (1). Tyto složky jsou zejména: recyklované roztříděné sklo, křemenný písek, soda ( $\text{Na}_2\text{CO}_3$ ), vápenec ( $\text{CaCO}_3$ ), dolomit ( $\text{CaMg}(\text{CO}_3)_2$ ) a živec. Pro výrobu lahví různých barev se přidávají dle přesně stanoveného poměru také sloučeniny, jakými jsou: oxid železa pro barvu zelenou, síra

pro barvu jantarovou a kobalt pro výrobu lahví s modrým odstínem. Tyto sloučeniny jsou přimíchány do vsázky, která je pásovým dopravníkem transportována do zásobníku vsázky (2) [3].

Tento zásobník plynule plní sklářskou pec (3) vsázkou. Tavení skloviny probíhá při teplotách až 1600 °C a jedná se o složitý chemicko-fyzikální proces. Roztavená sklovina je následně z pece vedena do tzv. předpeci (4), jež zajišťuje rovnoměrné prohřívání skloviny. Následuje fáze, kde se z celistvého objemu tekuté skloviny tvoří kapky skloviny (5) o hmotnosti daného finálního výrobku, které jsou posléze dále tvarovány. Jak soustavný tok skloviny vstupuje do podavače, je přitlačen plunžrem do úzké trubky, kde je ze souvislé vrstvy skloviny oddělena kapka nůžkami. Následuje proces samotné tvorby lahví a formování jejich tvaru (6). Tento proces je „srdcem“ celé výroby a zde dostávají výrobky svou finální podobu.

Podle typu požadovaného výrobku se tvarování děje metodou dvakrát-foukací *blow-and-blow* (pro lahve pивní či vinné) nebo metodou lisofoukací *press-and-blow* (např. pro zavařovací sklenice). Výrobek tak vzniká ve dvou krocích. V prvním kroku vzniká ústí a baňka, tzv. přední tvar, na straně předních forem stroje. Poté se baňka přenese do konečné formy a zde působením gravitace a foukáním stlačeného vzduchu vznikne z baňky finální tvar výrobku. Třetí fáze výroby je dochlazování výrobku proudem vzduchu na tzv. odstávce stroje.

Při lisofoukacím způsobu výroby se baňka vytváří lisováním skloviny ocelovým razníkem. Při dvakrát-foukacím (viz Obr. 2) způsobu výroby vzniká baňka předního tvaru foukáním.



Obr. 2 Metoda *blow-and-blow* výroby skleněných lahví (upraveno z [4])

Jakmile je dokončeno chlazení výrobků na odstávce, přemístí posunovací rameno produkty na pásový dopravník (7). Vyrobené lahve jsou transportovány do pásové chladicí pece, kde poté řízeně ochlazovány z důvodu relaxace mechanických napětí. Z pásové pece putují výrobky pásovým dopravníkem do inspekční části výroby (9), kde jsou již zcela vychladnuty, proto je tato část nazývána jako „chladný konec výroby“. Posledním stupněm výrobní linky je balení (10) a expedice, popř. skladování.

## 2.2 Chlazení sklářských tvarovacích forem

Typická strojní sklářská forma se povětšinou sestává ze dvou protikusů, jejichž vnitřní tvar udává podobu výrobku, a dna, které omezuje pohyb kapky. Modelová forma s axiálním chlazením (viz níže) je zobrazena na Obr. 3.



*Obr. 3 Strojní tvarovací forma na vinné lahve [4]*

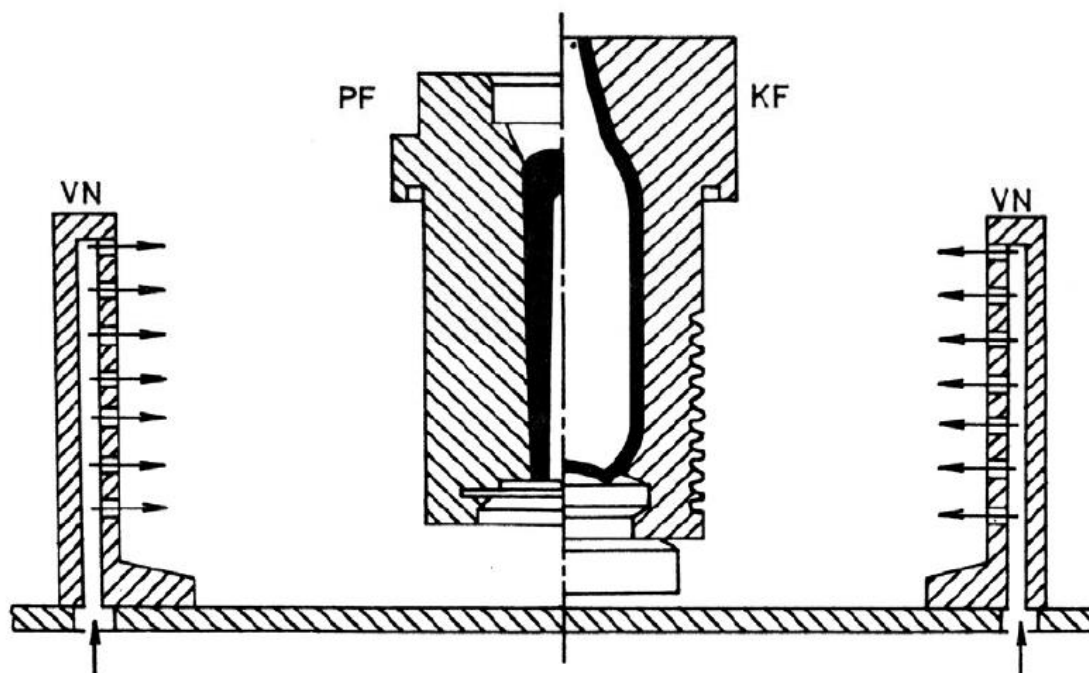
Hlavním konstrukčním materiálem tvarovacích forem je povětšinou litina. Běžná strojní litina se zpravidla pro sklářské formy nehodí, je zapotřebí používat litiny očkované, tvárné, či nízkolegované [2].

Chlazení je nejčastěji vzduchové, v ojedinělých případech se používá chlazení vodou. Vodní oběhové chlazení se používá u razníků automatických lisů, popř. u licích válců pro výrobu plochého skla. Jedná se o tiché a energeticky nenáročné chlazení, kde je třeba dbát důraz na udržení jednofázového proudění, tudíž teploty ve všech místech chladicích dutin musí být drženy pod 100 °C. Dalším, ne příliš rozšířeným, způsobem chlazení je metoda vypařovacího chlazení, při které dochází k ostříku vnějšího povrchu formy přesně stanoveným množstvím vody a následného využití výparného tepla. Stejně jako chlazení vodou se jedná o metodu nerovnoměrného chlazení, jež klade vysoké nároky na konstrukci samotné formy. V dnešní době se používá skoro výhradně chlazení vzduchem, zejména pro výrobu lahví. Na starších strojích je možno se setkat s chlazením radiálním, na strojích modernizovaných a moderních je již téměř vždy použito chlazení axiální, známé pod pojmem „verti-flow“ [5].

### **2.2.1 Radiální chlazení**

Radiální způsob chlazení spočívá v neustálém ofukování formy vzduchovými nástavci (VN), viz Obr. 4. Jedná se o jednoduchý a spolehlivý systém, který je ovšem značně hlučný a nehošpodárný důsledkem vysoké spotřeby elektrické energie na pohon ventilátoru. Optimalizačními procesy pro zefektivnění tohoto způsobu chlazení byla formám přidána žebra pro lepší odvod

tepla, vzduchotechnický rozvod s deflektory pro lepší využití proudu vzduchu nebo byl vzduch veden na formu tangenciálně. Tyto konstrukční změny však vedly k zvýšení náročnosti výroby forem, zejména kvůli žebrovaní, a byl zvětšen i obestavěný prostor [5].



Obr. 4 Schéma radiálního chlazení (PF – přední forma, KF – konečná forma) [6]

### 2.2.2 Axiální chlazení (Verti – flow)

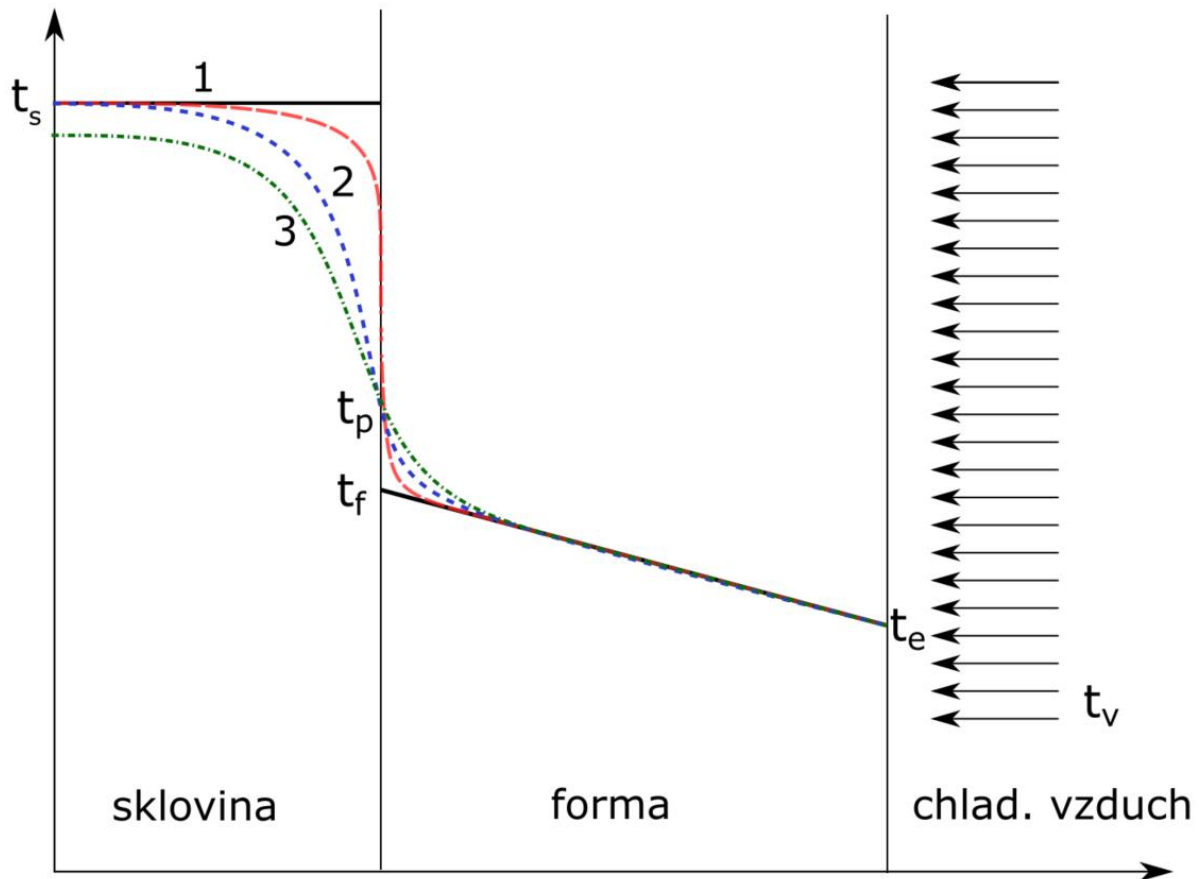
Chlazení forem technologií verti-flow spočívá v odvádění tepla axiálním prouděním vzduchu jednou, či více řadami otvorů ve formě. Tyto otvory jsou konstantního nebo proměnného průřezu, čímž je možno v tepelně více exponovaných místech, popř. v místech vyšších teplotních gradientů, měnit a nastavovat požadovaný tepelný tok z formy do chladicího média. Typická axiální forma pro chlazení verti-flow je zobrazena na Obr. 3

Chladicí vzduch je vháněn do komory před samotnými otvory nízkotlakým ventilátorem. Šachta komory je opatřena uzavíracím ventilem pro regulaci proudícího média. Tato komora také zajišťuje rovnoměrné rozložení tlaku na všechny chladicí kanály. Samotný chladicí efekt je tedy řízen tlakem dodaným ventilátorem. Přímá dráha proudění teplotnosné látky umožňuje výpočtově odhadovat chladicí účinek jednotlivých kanálů a také rozložení teplotního pole napříč kanálem. Chladicí vzduch je v provozu pouze při pobytu lahve ve formě a při úplném uzavření formy [7].

*„Při výrobě klasické pивní lahve je v každém tvarovacím cyklu odvedeno v konečné formě přibližně 80 kJ tepla. Z toho 70 – 80 % je odvedeno chladicími kanály.“* (citováno z [5]). Data odpovídají chlazení formy od firmy Sklostroj Turnov. Tyto formy mají kanály uspořádané do dvou řad, kde je v řadě blíže pracovnímu povrchu (středu formy) 24 otvorů o průměru 8 mm a v řadě druhé 32 otvorů o průměru 10 mm. Uvedené konstrukční uspořádání odpovídá převážně většině verti-flow forem, tudíž poměry odvedeného tepla zůstávají zachovány; z čehož vyplývá důležitost odvodu tepla kanály a požadavkům na kvalitu prostupu tepla a jeho odvodu chladicím vzduchem.

### 2.3 Sdílení tepla ze skloviny do formy

Při tvarování kapky skloviny o téměř rovnoměrné teplotě  $t_s$  dochází ke styku této kapky s kovovým povrchem formy o počáteční teplotě  $t_f$ , přičemž dochází k okamžitému poklesu povrchové teploty skloviny a zvýšení teploty formy až na teplotu skla i kovu po styku  $t_p$ . Teplo ze skloviny prostřednictvím formy odváděno do chladicího vzduchu dle následujícího Obr. 5, kde  $t_v$  je teplota chladicího vzduchu a  $t_e$  teplota vnějšího povrchu formy.



Obr. 5 Průběh teploty na rozhraní sklo – forma (upraveno z [2])

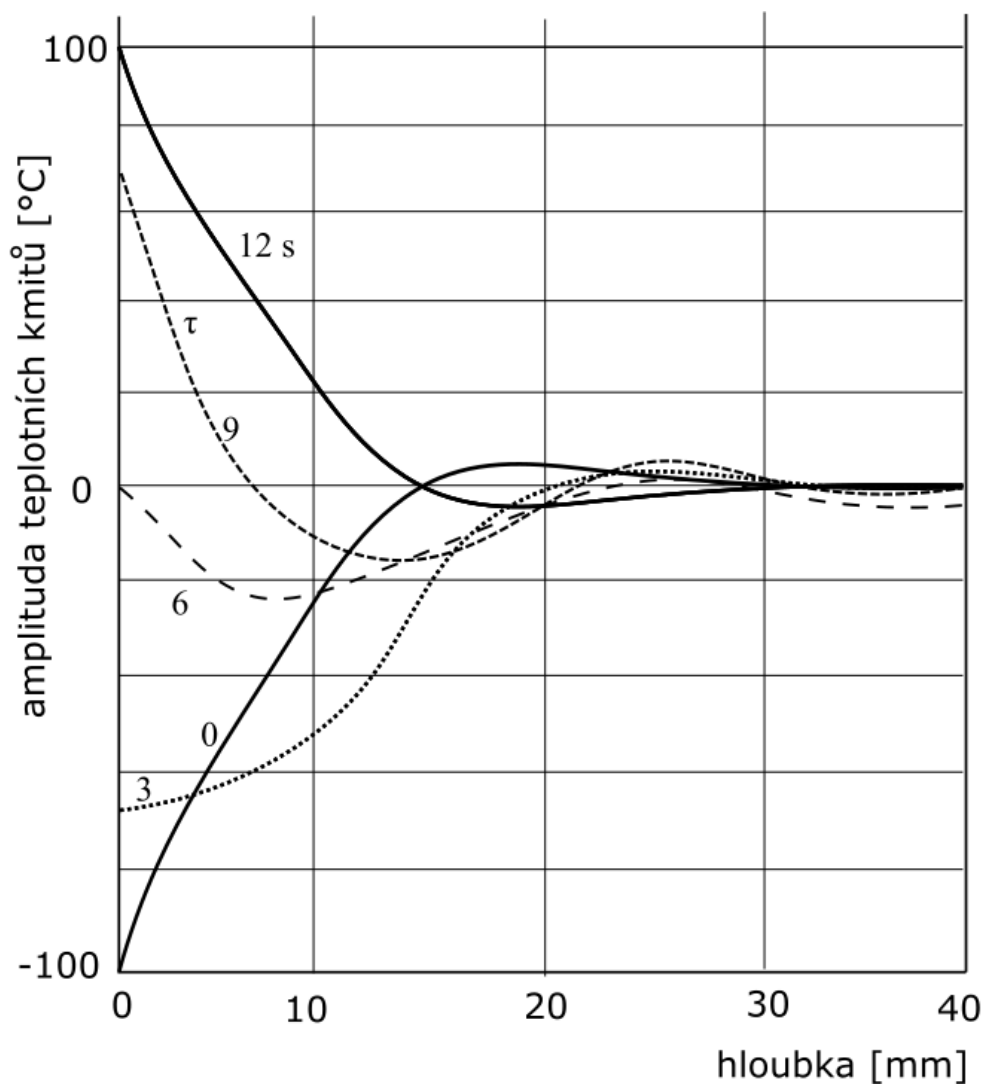
Křivky 1 – 3 na Obr. 5 popisují průběh teploty v různých údobích tvarovacího cyklu. Jak je ze schématu zřejmé, teplota pracovního povrchu formy (povrch, jenž je přímo v kontaktu se sklovinou) po kontaktu se sklovinou prudce vystoupí a ustálí se na přibližně konstantní hodnotě po celou dobu trvání styku, stejně jako je v rámci tvarovacího cyklu konstantní i teplotní pole v celém průřezu formy. Experimentální sledování přestupu tepla a teplot byl sledován mnohými odborníky sklářského průmyslu. Jedny z nejdetailnějších výsledků teplotního rozložení popsaného výše přinesly studie prováděné na poloprovozních strojích Naughtonem, McGrawem [8] a Babcockem [9]. Při pokusech byla zjištěna doba potřebná k ustálení na konstantní teplotě. Tato doba se pohybuje v intervalu 0,01 až 0,3 s [2].

### 2.4 Prostup tepla formou

Jak již bylo předloženo v kapitole výše, teplota vnějšího povrchu formy by měla být víceméně konstantní, ale na pracovním povrchu teplota kolísá. Ve stěně formy se tak od místa pracovního povrchu šíří tepelné vlny, které jsou poměrně rychle utlumeny. Z důvodu nepravidelného přestupu a přejímky tepla na pracovním povrchu dochází k střídavé akumulaci tepla ve formě. Dle

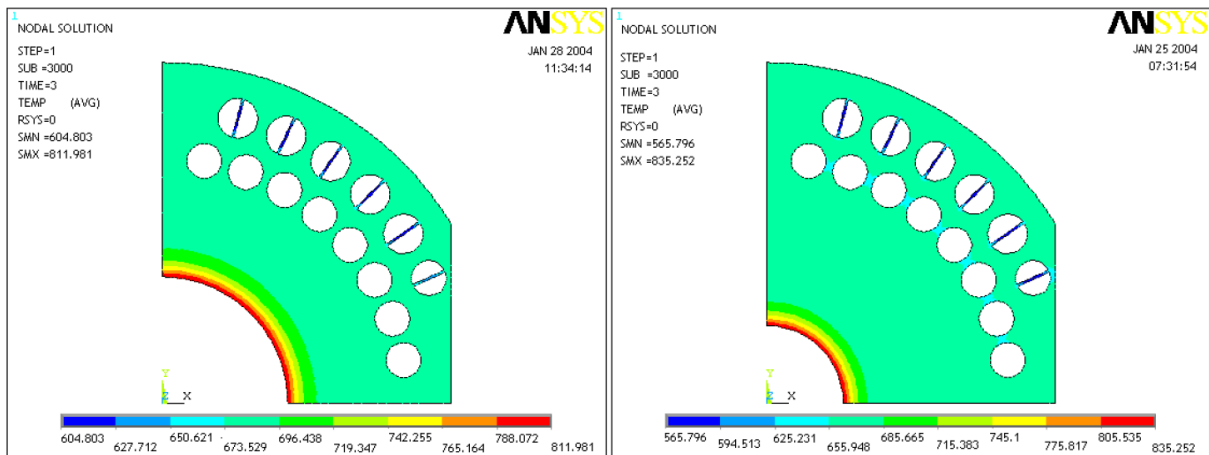
tohoto jevu se dá forma teoreticky rozdělit na část akumuláční a stacionární. V akumuláční části se diskontinuální teplotní pole s každým jednotlivým tvarovacím cyklem opakuje, tudíž lze hovořit o quasi stacionárním jevu. Pro výpočet množství odvedeného tepla a středních teplot lze použít vzorce pro stacionární přenos tepla a použít střední hodnoty pro celý tvarovací cyklus [2].

Rozdělení teploty v akumuláční zóně je znázorněno na Obr. 6. Při běžných dobách trvání tvarovacího cyklu kolem 10 s je v hloubce 20 mm pod povrchem litinové formy teplotní amplituda rovna pouze setině amplitudy na pracovním povrchu [2].



*Obr. 6 Tlumení teplotních kmitů směrem do hloubky litinové formy (upraveno z [2])*

Akumuláční a stacionární zónu je také možno pozorovat na numerické simulaci provedenou Warudem [1] na Obr. 7.



*Obr. 7 Numerická simulace tepelného pole pro 2 průřezy, vlevo – u dna lahve, vpravo – uprostřed hrdla (převzato z [1])*

V publikaci [1] jsou popsány různé režimy chlazení po celou dobu trvání tvarovacího cyklu (doba 3 s). Na Obr. 7 jsou zobrazena teplotní pole po otevření formy a vyjmutí výrobku, tudíž při zastaveném chlazení. Lze pozorovat akumulaci teploty v oblasti dna formy a přibližně konstantní rozložení teploty napříč formou. Znalost teplotního pole formy je žádoucí pro správné určení okrajových podmínek numerické simulace v oblasti chladicích kanálů. Těmto podmínkám a nestacionárnímu poli v konečné formě je věnována celá kapitola této práce, konkrétně kapitola 6.





### 3 Numerické řešení přenosu tepla a proudění

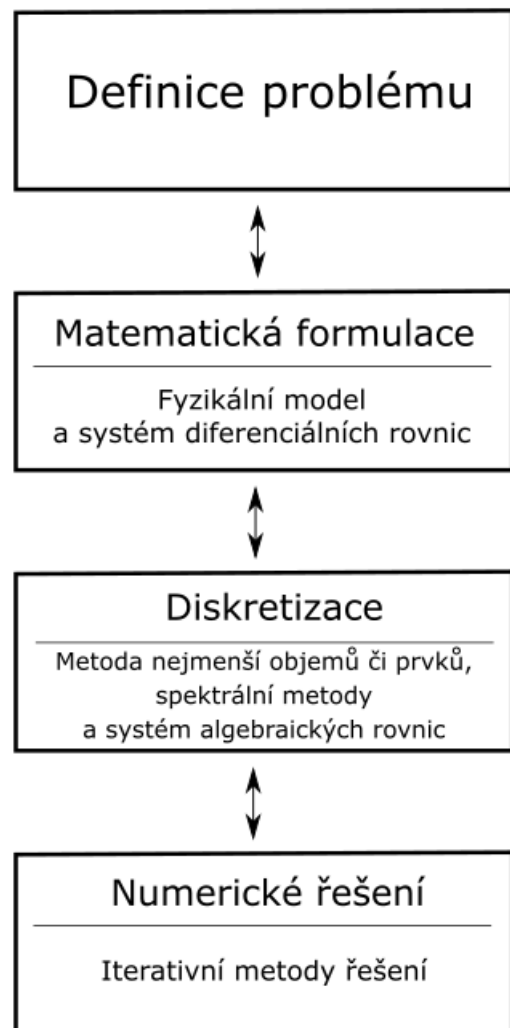
Kombinace proudění tekutiny a přenosu tepla je komplexní úlohou vhodnou pro řešení pomocí numerických metod. Před zahájením samotného použití numerických nástrojů je zapotřebí připravit a nadefinovat rovnice do takového tvaru, s nímž je možné dosáhnout efektivního, a pokud možno, co nejpřesnějšího řešení. Už z principu věci nelze numerickými metodami dosáhnout přesného výsledku, jakého lze dosáhnout metodami analytickými. Lze však řešit komplexní úlohy zejména v oblasti parciálních diferenciálních rovnic, kde je analytické řešení velice složité dosažitelné, popř. neexistuje vůbec (viz problém s analytickým řešením Navier – Stokesových rovnic<sup>1</sup>).

Typické schéma přípravy řešení transportních diferenciálních rovnic je zobrazeno na Obr. 8.

Prvním krokem je správná a jasná definice řešeného problému. Jedná se především o zvolení vhodného souřadného systému dané geometrie, či zvolení dimenze a zjednodušení úlohy pro potřeby efektivního řešení (2D, 3D nebo axisymetrické úlohy). Na základě zvolených parametrů je definována matematická formulace, kde je specifikován fyzikální model, sepsány obecné rovnice, popř. systém rovnic, který je dále zjednodušen pro řešený případ (např. vliv a zanedbání stlačitelnosti, stacionární vs. nestacionární jevy, vliv tíhového zrychlení, atp.). Třetím stěžejním krokem je diskretizace použitých diferenciálních rovnic vhodnými metodami a diskretizačními metodami (metoda konečných elementů, prvků nebo objemů) a schémata vhodnými pro definovaný problém (např. použití metod Upwind, implicitní vs. explicitní Euler nebo samotná definice typu parciální rovnice – hyperbolická, parabolická, eliptická). Posledním krokem je samotné numerické řešení, ve většině případů za pomoci iterativních metod řešení jakými jsou SIMPLE, PISO, popř. PIMPLE.

Samotné diskretizační a iterativní nástroje bývají často zahrnuty přímo ve výpočetních softwarech a uživatel je většinou nemusí vůbec zadávat. Pro přesné a spolehlivé výpočty je však potřeba mít přehled o jednotlivých metodách a schématech.

K důvěryhodnému numerickému řešení patří v neposlední řadě definice správných okrajových podmínek. Okrajové podmínky určují způsob transformace obecných rovnic pro daný případ a vytváří tak základ pro úspěšné řešení výpočtu. Tyto podmínky je zapotřebí definovat vždy, nezávisle na zvoleném diskretizačním schématu či použité metodě výpočtu. Jedná se zejména o popis stavů na začátku a konci děje, resp. na vstupu



Obr. 8 Schéma postupu při numerickém řešení

<sup>1</sup> Analytické řešení NS rovnic je považováno za jeden z problémů tisíciletí, za jehož vyřešení vypsál Clayův matematický ústav odměnu 1 milion dolarů, více viz [20]

a výstupu daného objemu, definici turbulentních a směšovacích délek, teplot, rychlostních či tlakových polí.

### 3.1 Obecné rovnice

Popis proudění stlačitelné, viskózní, tepelně vodivé Newtonovské tekutiny ve formě dokonalého plynu zajišťují následující 3 rovnice:

Rovnice kontinuity:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j) = 0 \quad (3.1)$$

rovnice pohybová:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (3.2)$$

kde člen  $\tau_{ij}$  představuje tenzor smykového napětí;

rovnice energetická:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho h) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho h u_j) = \frac{\partial p}{\partial t} + u_j \frac{\partial p}{\partial x_j} + \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \dot{q}_j}{\partial x_j} \quad (3.3)$$

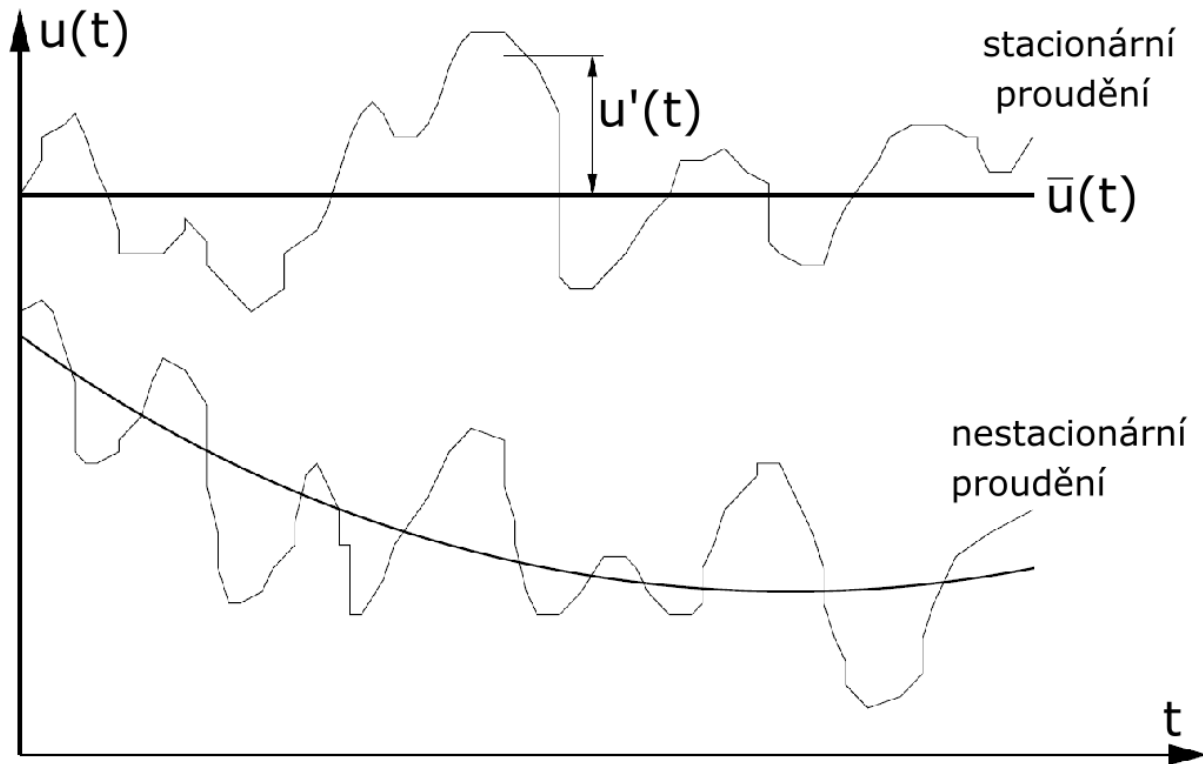
kde člen  $\dot{q}_j$  představuje hustotu tepelného toku.

Rovnice (3.1) – (3.3) jsou aplikovatelné jak pro laminární, tak pro turbulentní režim proudění a popisují rovnováhu v jakémkoli bodě soustavy. Pro režimy turbulentního proudění musí být hodnoty všech závislých proměnných nahrazeny jejich okamžitými hodnotami. Pro popis okamžitých hodnot je vhodné pracovat s hodnotami průměrovanými a vzhledem k povaze turbulence také s hodnotami fluktuantními [10], viz následující kapitola.

### 3.2 Reynoldsovo průměrování pro turbulentní režim proudění

Na Obr. 9 jsou vyobrazeny dva průběhy rychlostní složky  $u(t)$  v jednom pevném bodě soustavy při turbulentním režimu proudění. V obou případech se průběhy rychlostí s časem mění, tudíž lze oba průběhy označit za nestacionární. Avšak u proudění s horním průběhem je střední hodnota rychlosti  $\bar{u}(t)$  v čase konstantní a komponenta rychlosti  $u(t)$  osciluje s malou amplitudou  $u'(t)$  kolem této konstantní rychlosti. Proudění lze pak označit za turbulentní stacionární proudění, popř. statisticky stacionární, a je tedy možné toto proudění v čase zprůměrovat. Naopak proudění na obrázku níže lze popsat jako turbulentně nestacionární, protože hodnota  $\bar{u}(t)$  se v čase mění, a nedá se průměrovat v průběhu času [11].

Modelováním turbulence za pomoci turbulentních modelů snižuje počet stupňů volnosti, čímž dochází k silnému snížení náročnosti výpočtů. Popis stochastických jevů turbulence pak zajišťují matematické turbulentní modely, jež v ideálním případě popisují vlastnosti turbulence v co nejširším spektru turbulentních proudění. Pro statistický popis turbulence byl použit Reynoldsův přístup ve formě rovnice (3.4),



Obr. 9 Časový průběh rychlosti  $u(t)$  v pevném bodě (upraveno z [11])

kde aktuální hodnota rychlosti  $u(x, y, z, t)$  je složena z časově průměrné hodnoty  $\bar{u}(x, y, z)$  a turbulentní oscilační amplitudy  $u'(x, y, z, t)$ . Tato amplituda  $u'(x, y, z, t)$  je funkcí časovou a může být jak kladná, tak záporná. Z hlediska technické praxe je nejvíce důležitá průměrná hodnota rychlosti, která je získána integrací okamžitých amplitud turbulence přes velký interval  $\Delta t$ . Tento interval musí být mnohem větší, než jsou typická časová měřítka oscilační složky tak, aby průměrná hodnota  $\bar{u}(x, y, z)$  nezávisela na čase. Časové (Reynoldsovo) průměrování je pak dáno rovnicí (3.5).

$$u(x, y, z, t) = \bar{u}(x, y, z) + u'(x, y, z, t) \quad (3.4)$$

$$\bar{u}(x, y, z) = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} u(x, y, z, t) dt \quad (3.5)$$

přičemž tato rovnice (3.5) platí v ekvivalentní formě také pro komponenty rychlosti  $v$ ,  $w$ , tlak  $p$  i teplotu  $T$  [11].

Skrze Reynoldsovo průměrování lze sestavit systém rovnic popisující turbulentní proudění odvozením z rovnic obecných v kapitole 3.1. Aplikováním rovnice (3.4) na každou proměnnou rovnice kontinuity, pohybu a energie je vytvořen systém rovnic známý pod názvem RANS<sup>2</sup>, tedy průměrované Navier – Stokesovy rovnice.

<sup>2</sup> RANS – Reynolds Averaged Navier - Stokes

Před převedením rovnic kontinuity, pohybu a energie do tvaru pro turbulentní nestlačitelný režim je zaveden předpoklad nestlačitelnosti  $d\rho = 0$ . Po zavedení všech výše zmíněných předpokladů lze převést rovnice kontinuity na [10].

$$\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} = 0 \quad (3.6)$$

rovnici pohybovou na

$$\rho \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \rho \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_i \bar{u}_j) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\tau}_{ij} - \overline{\rho u'_i u'_j}) \quad (3.7)$$

a rovnici energetickou na

$$\rho \frac{\partial \bar{h}}{\partial t} + \rho \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{h} \bar{u}_j) = \frac{\partial \bar{p}}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} + \overline{u'_j \frac{\partial p}{\partial x_j}} + \frac{\partial}{\partial x_j} (-\bar{q}_j - \overline{\rho h' u'_j}) + \overline{\tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}} \quad (3.8)$$

příčemž členy pravé strany rovnice (3.8)

$$\bar{u}_j \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} - \text{představují práci tekutiny působící prostřednictvím tlakových sil na kontrolní objem k vyvození kinetické energie středního pohybu}$$

$$\overline{u'_j \frac{\partial p}{\partial x_j}} - \text{práci konanou turbulencí}$$

$$\overline{\tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}} - \text{viskózní disipaci způsobenou turbulentním proudem.}$$

Členy  $-\overline{\rho u'_i u'_j}$  a  $-\overline{\rho h' u'_j}$  lze pro 2D případy přepsat na  $-\overline{\rho u' v'}$ , potažmo  $\overline{\rho c_p v' T'}$ , a vyjádřit pomocí konceptu Boussinesquovy turbulentní viskozity  $\mu_t$  a teplotní vodivosti  $a_t$ .

### 3.3 Boussinesquova turbulentní viskozita

Úloha modelování turbulence spočívá obecně v převedení neznámých členů (hodnoty tenzoru napětí) na známé, definované, vztahy. Některé turbulentní modely jsou založeny na konceptu zvýšení viskozity. Při laminárním proudění probíhá disipace a přenos energie kolmo na směr proudnic, tudíž je zřejmé, že při zahrnutí turbulentních jevů dochází ke zvýšení viskozity v kontrolním objemu. Toto vedlo k zavedení pojmu Boussinesquova turbulentní viskozita:

$$\tau_{ij,turb} = -\overline{\rho u'_i u'_j} = \mu_t \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij}. \quad (3.9)$$

Zde zastupuje člen  $\mu_t$  onu zmiňovanou turbulentní viskozitu a člen  $\delta_{ij}$  Kronekerovu deltu

$$\delta_{ij} = \begin{cases} 1 & \text{při } i = j \\ 0 & \text{při } i \neq j \end{cases} \quad (3.10)$$

a člen

$$k = \frac{\overline{u_i u_i}}{2} \quad (3.11)$$

je definován jako specifická turbulentní kinetická energie [J/kg]. Turbulentní kinetická energie  $k$  je považována za měřítko intenzity, resp. „síly“, turbulence. Součet reprezentující rovnicí (3.11) je suma elementů na hlavní diagonále Reynoldsova tenzoru napětí. Poslední člen rovnice (3.9) zajišťuje, že je suma prvků diagonály tenzoru napětí vždy zároveň součinem hustoty a kinetické turbulentní viskozity, jinak by vzhledem k platnosti rovnice kontinuity byl tento součet nulový. Pomocí výše uvedených vztahů je nyní možno zredukovat 6 neznámých členů Reynoldsova tenzoru napětí na jednu neznámou veličinu, kterou je Boussinesquova turbulentní viskozita [11]. Pro hlavní napětí platí

$$\tau_{ii,turb} = -\rho \overline{u_i' u_i'} = 2\mu_t \frac{\partial u_i}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \rho k \quad (3.12)$$

potazmo pro vedlejší smyková napětí

$$\tau_{ij,turb} = -\rho \overline{u_i' u_j'} = \mu_t \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right). \quad (3.13)$$

Toto zjednodušení může být nyní pomocí vhodného turbulentního modelu spočítáno. Metoda Boussinesquovy turbulentní viskozity není však zcela korektní, protože předpokládá izotropii samotné turbulence. Je však díky své jednoduchosti implementována do řady turbulentních modelů. Pro laminární proudění mají Reynoldsovy rovnice (RANS) stejnou podobu za předpokladu zavedení molekulární viskozity  $\mu$  skrze takzvanou efektivní viskozitu

$$\mu_e(x, y, z) = \mu + \mu_t(x, y, z). \quad (3.14)$$

Potom lze vytvořit konečný tenzor napětí  $\tau_{ij}$ , který platí pro jak laminární, tak turbulentní část:

$$\begin{aligned} \tau_{ij} &= \tau_{ij,lam} + \tau_{ij,turb} = -p\delta_{ij} + \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + \mu_t \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \\ &= -\left( p + \frac{2}{3} \rho k \right) \delta_{ij} + (\mu + \mu_t) \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \end{aligned}, \quad (3.15)$$

kde

$$\tau_{ij,lam} = -p\delta_{ij} + \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.16)$$

### 3.4 Řešení v blízkosti pevné stěny

Výše uvedená pohybová rovnice reprezentuje rovnováhu mezi silami tlakovými, setrvačnými a viskózními. Jedná se o parciální nelineární rovnice, tudíž jejich řešení v obecném tvaru je téměř vždy extrémně složité, ať už pro proudění laminární či turbulentní. Postupnými úpravami

a zaváděním různých předpokladů (jakými jsou nestlačitelnost, viskozita pouze funkcí teploty atd.) lze tyto rovnice zredukovat do podstatně jednodušší formy [10].

Důležité zjednodušení je možno zavést v oblasti mezní vrstvy při proudění tekutiny s vysokým Reynoldsovým číslem. Mezní vrstva je tenká oblast u povrchu, v níž se rychlost a teplota tekutiny značně liší od hodnot, které jsou od povrchu vzdáleny více. V této vrstvě jsou rychlostní gradienty tak vysoké, že i při nízké viskozitě tekutiny mohou být viskózní síly stejného řádu jako síly setrvačné [10].

Z hlediska samotných numerických metod nastává v oblasti mezní vrstvy problém s konvergencí výpočtu, právě kvůli vysokým rychlostním i tepelným gradientům, které způsobují nestabilitu řešení. Pro úplné řešení oblastí kolem povrchů je potřeba velkého počtu buněk výpočetní sítě. Zjemněním sítě u stěn lze dosáhnout plynulejšího přechodu skrze rychlostní gradienty. Tento problém se dá zjednodušit použitím tzv. stěnových funkcí [11].

Mezní vrstva se dále sestává z vrstvy vnitřní a vnější. Ve vnitřní vrstvě, jež představuje asi 10 – 20 % tloušťky mezní vrstvy, je rozdělení střední rychlosti zcela určeno smykovým napětím na stěně  $\tau_w$ , hustotou  $\rho$ , viskozitou  $\mu$  a vzdáleností  $y$  od stěny. Pro hodnotu  $y$  platí obecný vztah, tzv. „zákon stěny“ pro axiální proudění podél osy  $x$ :

$$u^+ = \frac{u}{u_x} = f\{y^+\} \quad (3.17)$$

Tato závislost závisí na podmínkách a typu stěny (stěna hladká, drsná, porézní). Vnitřní vrstvu je nadále možno dělit na:

- laminární (viskózní) podvrstvu
- přechodnou oblast
- logaritmickou oblast (plně turbulentní)

### 3.4.1 Laminární podvrstva

Pohybovou rovnicí je pro 2D případ proudění v axiálním směru podél osy  $x$  v místě stěny ( $y = 0$ ) možno přepsat na:

$$0 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial y} \left( \mu \frac{\partial u}{\partial y} \right) \Bigg|_{y=0} \quad (3.18)$$

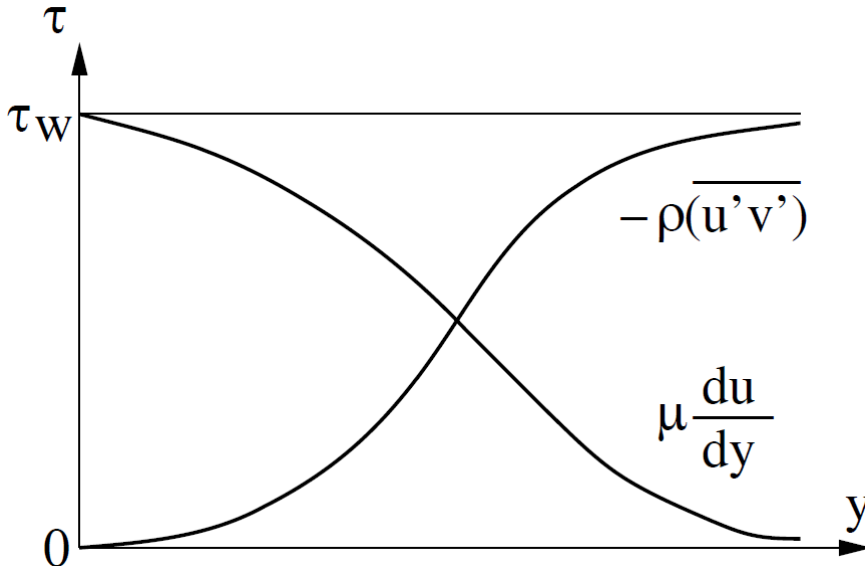
a za předpokladu konstantního tlaku v axiálním směru  $\frac{\partial p}{\partial x} = 0$  lze převést rovnici (3.18) na:

$$\frac{\partial}{\partial y} \left( \mu \frac{\partial u}{\partial y} \right) \Bigg|_{y=0} = 0 = \frac{\partial \tau_w}{\partial y} \Bigg|_{y=0} \quad (3.19)$$

A na základě nulového gradientu smykového napětí na stěně je možno poté odvodit:

$$\tau_w = \mu \frac{\partial u}{\partial y} - \overline{\rho u'v'} = konst \quad (3.20)$$

Z rovnice (3.20)<sup>3</sup> je patrné, že přímo na stěně nemá ještě turbulentní smykové napětí žádný vliv. Ten roste se zvětšujícím se odstupem od pevné stěny. Přesně naopak se chová laminární část stěnového smykového napětí tak, jak je znázorněno na Obr. 10.



Obr. 10 Rozdělení viskózních a turbulentních smykových napětí v oblasti pevné stěny [11]

Pro laminární podvrstvu je uvažováno se zanedbatelným turbulentním smykovým napětím a konstantní hodnotou celkového stěnového napětí  $\tau_w = \mu \frac{\partial u}{\partial y} = konst$  a na základě dimenzionální analýzy lze definovat stěnovou smykovou rychlost  $u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}$  a na základě výše uvedených poznatků formulovat tzv. Prandtlovu stěnovou větu:

$$\frac{u}{u_\tau} = \frac{u_\tau y}{\nu} \text{ resp. } u^+ = y^+, \quad (3.21)$$

kde  $u^+ = \frac{u}{u_\tau}$  je bezrozměrná rychlost a  $y^+ = \frac{u_\tau y}{\nu}$  je bezrozměrná vzdálenost od stěny. Celé odvození je uvedeno v [11].

### 3.4.2 Plně vyvinutá turbulentní oblast

Dále od stěny již nabývá přítomnost turbulence většího významu a v plně vyvinuté logaritmické oblasti již zcela převládá nad laminárním smykovým napětím. Pro získání bezrozměrné rychlosti v této oblasti se používá vztahu:

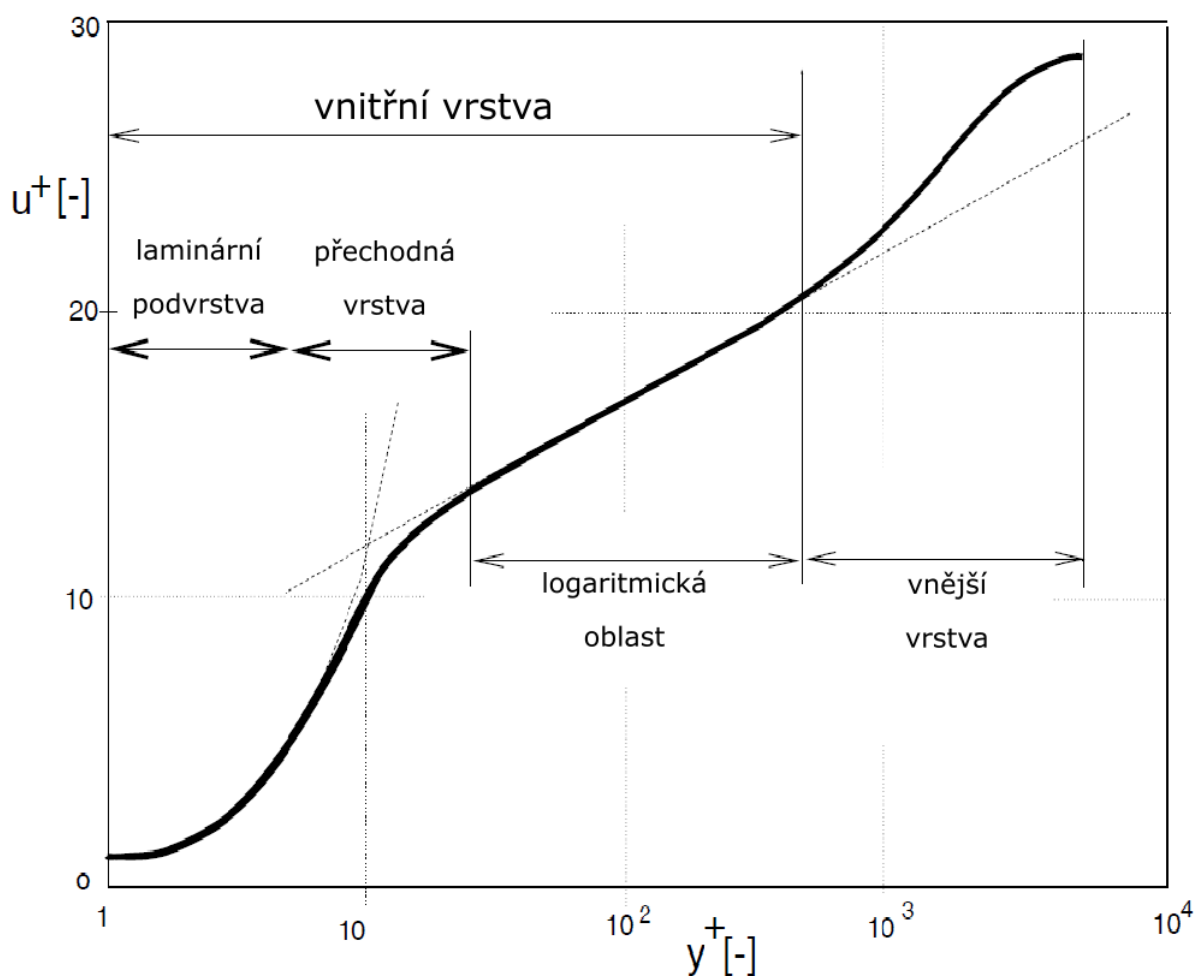
<sup>3</sup> Celkové stěnové smykové napětí  $\tau_w$  je součtem turbulentního a laminárního smykového napětí

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(Ey^+), \quad (3.22)$$

což je popsáno jako tzv. logaritmická stěnová věta s experimentálně zjištěnými konstantami. Konstanta  $\kappa = 0,41$  se nazývá Kármánova konstanta a konstanta  $E = 9,0$  je konstanta pro hydraulicky hladké stěny [11].

V přechodné oblasti nabývají obě složky celkového smykového napětí stejného významu a jsou vypočítávány integrací [10].

Na Obr. 11 je zobrazeno univerzální rychlostní rozdělení v turbulentní oblasti v blízkosti pevné stěny, které je rozděleno na několik částí (viz výše), přičemž každá oblast je popsána na základě fyzikálních a matematických premis. Rovnice popisující tyto oblasti tvoří spojitou křivku.



Obr. 11 Subdivize v blízkosti pevné stěny (upraveno z [12])

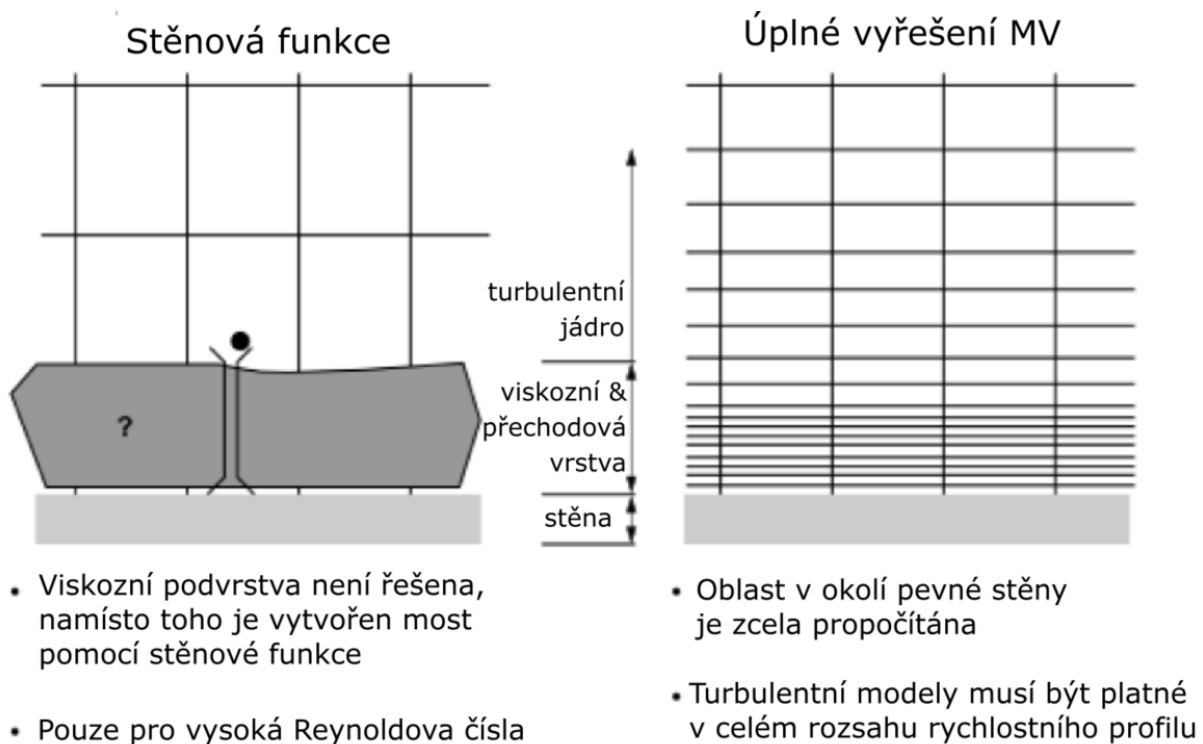
### 3.4.3 Stěnové funkce a jejich význam

Všeobecně existují dva přístupy pro řešení a modelování úloh turbulentního proudění v blízkosti pevné stěny. Jedním z nich je vnitřní vrstva, která je nejvíce ovlivněna viskózními silami, polo-empirickou funkcí, zvané „stěnová funkce“ (v angl. známé jako „wall function“). Tato funkce pak tvoří matematický most mezi vnitřní vrstvou a plně rozvinutým turbulentním proudem. Podmínkou pro samotné užití stěnových funkcí je znalost empirických konstant a formule a implementace těchto funkcí do příslušných turbulentních modelů. Těchto funkcí se



zejména využívá u případů, kde celkový proud tekutiny není ovlivněn přítomností stěny. Při použití stěnových funkcí je také možné použít větší velikost buněk výpočetní sítě, čímž docílit rychlejšího průběhu výpočtu; v některých případech i rychlejší konvergence [12].

Druhý přístup k řešení stěnových oblastí jsou turbulentní modely nepoužívající stěnové funkce. Tyto modely jsou vytvořeny tak, že umožňují úplné řešení v rozsahu celé mezní vrstvy. Pro vyřešení celé oblasti mezní vrstvy je však nutné uzpůsobit výpočetní síť. Hustota buněk výpočetní sítě musí být v tomto případě mnohonásobně větší tak, aby byly vysoké gradienty řešeny malým krokem, což vede k plynulejšímu průměrování výsledných hodnot. Na Obr. 12 jsou obě tyto metody schematicky znázorněny. V levé části Obr. 12 lze vidět virtuální most vedoucí přes vnitřní vrstvu proudu a větší buňky sítě, naopak napravo je hustá výpočetní síť pro úplné numerické řešení mezní vrstvy.



Obr. 12 Řešení oblastí v blízkosti pevných stěn (upraveno z [12])

Měřítkem pro kvalitu sítě a možnost použití stěnových funkcí, či validitu úplného vyřešení MV, představuje bezrozměrná vzdálenost od stěny  $y^+$ . Pro platnost předpokladu  $u^+ = y^+$  by měla hodnota  $y^+$  první výpočetní buňky sítě splňovat podmínku  $y^+ < 5$ . Pro zavedení stěnových funkcí se hodnota liší v závislosti na modelu. Lze však zavést podmínku  $20 < y^+ < 200$ .

### 3.5 Turbulentní modely

Úskalí výpočtu turbulentního proudění spočívá v přítomnosti Reynoldsova napětí ve výpočtu turbulentního smykového napětí  $\mu_t$ . Na rozdíl od laminárního proudění, kde je systém rovnic uzavřen, je třeba pro turbulentní proudění definovat dodatečný systém jedné, či více rovnic, popř. definovat konstantní turbulentní viskozitu nebo zavést tzv. Prandtlův model směšovací délky (což je základ pro tzv. 0 – rovnicové modely). Samotným turbulentním modelem se rozumí soubor přídavných rovnic a empirických vztahů, jež společně s rovnicemi (3.1) – (3.3)

tvoří jeden řešitelný systém. Nejpoužívanějšími modely jsou tzv. dvou-rovnicové modely turbulence [13].

### 3.5.1 Model $k-\varepsilon$

Dvourovnicové modely umožňují řešit obě měřítka turbulence, jak délkové, tak časové. Standardní model  $k-\varepsilon$  je založen na modelování transportní rovnice pro turbulentní kinetickou energii  $k$ , viz rovnice (3.11), a pro rychlost disipace  $\varepsilon$ .

$$\varepsilon = \nu \left( \overline{\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \frac{\partial u'_i}{\partial x_j}} \right) \quad (3.23)$$

Transportní rovnice pro  $k$  je odvozena z exaktní rovnice, zatímco rovnice pro  $\varepsilon$  bylo dosaženo použitím fyzikálního popisu turbulence a také pomocí matematických aparátů pro numerickou stabilitu. Transportní rovnice pro popisovaný model jsou uvedeny např. v [12].

Rovnice byly odvozeny za předpokladu plně vyvinutého turbulentního proudění a za předpokladu zanedbatelné molekulové viskozity. S těmito základy je model vhodný pro řešení volného turbulentního proudu při vysokých Reynoldsových číslech, avšak v oblastech blízko pevné stěny se jeho přesnost zhoršuje. Z tohoto důvodu se do téměř všech  $k-\varepsilon$  modelů zahrnují stěnové funkce [12], [13].

Turbulentní dynamická viskozita je pak dle modelu  $k-\varepsilon$  definována jako:

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}, \quad (3.24)$$

kde  $C_\mu$  je empirická konstanta modelu, nejčastěji  $C_\mu = 0,09$ .

### 3.5.2 Model $k-\omega$

U modelu  $k-\omega$  je kromě turbulentní kinetické energie  $k$  zavedena nová proměnná  $\omega$ , jež představuje vířivost popisující délkové měřítko turbulence a je definována:

$$\omega = \frac{\varepsilon}{k\beta^*}, \quad (3.25)$$

kde  $\beta^* = C_\mu = 0,09$ .

Tento model slouží pro popis turbulentního proudění obtékaných těles při nižších Reynoldsových číslech. Jeho výhodou je přesnost řešení v oblasti pevných stěn a v místech, kde turbulence ještě není plně vyvinuta. Naopak oproti modelu  $k-\varepsilon$  je přesnost výpočtu volného proudu nižší.

Turbulentní dynamická viskozita modelu  $k-\omega$  je definována dle vztahu:

$$\mu_t = \alpha^* \frac{\rho k}{\omega}, \quad (3.26)$$

kde součinitel  $\alpha^*$  reprezentuje korekci pro nízká Re a je definován jako:

$$\alpha^* = \alpha_\infty^* \left( \frac{\alpha_0^* + \text{Re}_t / \text{R}_k}{1 + \text{Re}_t / \text{R}_k} \right), \quad (3.27)$$

který je při vysokých Re číslech roven  $\alpha^* = \alpha_\infty^* = 1$  a  $\text{Re}_t = \frac{\rho k}{\mu \omega}$ ,  $\text{R}_k = 6$ ,  $\alpha_0^* = \frac{\beta_i}{3}$  a  $\beta_i = 0,072$

### 3.5.3 SST k- $\omega$

Tato modifikace turbulentního modelu  $k - \omega$  vzniknul pro spojení robustnosti a přesnosti formulace turbulentního modelu  $k - \omega$  v okolí pevných stěn a nezávislosti modelu  $k - \varepsilon$  ve volném proudu. Aby toto bylo umožněno, je model  $k - \varepsilon$  převeden do formulace modelu  $k - \omega$  za těchto úprav [12]:

- Standardní model  $k - \omega$  a transformovaný model  $k - \varepsilon$  jsou oba vynásobeny tzv. směšovací funkcí a sečteny. Směšovací funkce je navržena tak, aby v blízkosti pevné stěny aktivovala model  $k - \omega$  a byla rovna jedné; naopak ve větších vzdálenostech od povrchu nabývala hodnoty 0 a přetransformovala se na model  $k - \varepsilon$ .
- SST model zahrnuje také derivovaný tlumený difuzní člen v rovnici pro  $\omega$
- Definice turbulentní viskozity je upravena na přenos turbulentního smykového napětí
- Modelovací konstanty jsou různé

Turbulentní viskozita  $\mu_t$  je pak vypočtena následovně:

$$\mu_t = \frac{\rho k}{\omega} \frac{1}{\max \left[ \frac{1}{\alpha^*}, \frac{SF_2}{a_1 \omega} \right]}, \quad (3.26)$$

přičemž  $s$  je amplituda deformace a  $F_2$  je směšovací funkce dle [12].

### 3.6 Numerické řešení přenosu tepla

Přenos tepla v daném prostředí je řízen obecnou energetickou rovnicí (3.3). Při řešení přestupu tepla turbulentního proudění lze pro turbulentní tepelný tok použít Boussinesqův koncept turbulentní vodivosti [10]:

$$-\overline{\rho c_p u_i' T'} = \rho c_p a_t \frac{\partial T}{\partial x_j}, \quad (3.27)$$

kde je  $a_t$  turbulentní tepelnou vodivostí. Pro potřeby dalších výpočtů se zavádí také Prandtlovo

turbulentní číslo  $\text{Pr}_t = \frac{\nu_t}{a_t}$ .

Pro výpočet rychlostního pole je zapotřebí znalost rozdělení turbulentní kinematické (resp. dynamické při znalosti hustoty) viskozity v mezní vrstvě. Analogicky je tomu u přestupu tepla, kde je zapotřebí znát průběh a rozložení turbulentní tepelné vodivosti. Konceptů řešení turbulentní teplotní vodivosti bylo a je několik, velice často se však používá k vyjádření  $a_t$  koncept směšovací délky z roku 1974 od Cebeciho [14].

Cebecioho model, jež byl odvozen nejprve pro 2D proudění, poskytuje plynulé teplotní rozložení v mezní vrstvě, zohledňuje přenos hmoty a tlakové gradienty a je použitelný pro kapaliny o širokém spektru turbulentních Prandtlových čísel [10].

Pro nestlačitelné ustálené 2D proudění je možno přepsat energetickou rovnici (3.3) do tvaru:

$$\rho c_p \left( u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) = -\frac{\partial \dot{q}}{\partial y}, \quad (3.28)$$

přičemž tepelný tok  $\dot{q} = \dot{q}_l + \dot{q}_t = -\lambda \frac{\partial T}{\partial y} + \rho c_p \overline{v'T'} = -\frac{\mu c_p}{\text{Pr}} \frac{\partial T}{\partial y} + \rho c_p \overline{v'T'}$ . Jedná se opět o součet laminárního a turbulentního tepelného toku, který po aplikaci teorie turbulentní tepelné vodivosti dostává podobu:

$$\dot{q} = -\frac{\mu c_p}{\text{Pr}} \frac{\partial T}{\partial y} - \rho c_p a_t \frac{\partial T}{\partial y}. \quad (3.29)$$

Pro složky fluktuace rychlosti  $v'$  a teploty  $T'$  jsou dle Cebecioho [14] zavedeny konstanty směšovací délky  $\kappa$  a  $\kappa_h$  takto:

$$\left. \begin{aligned} T' &\approx y \frac{\partial T}{\partial y} = \kappa_h y \frac{\partial T}{\partial y} \\ v' &\approx y \frac{\partial u}{\partial y} = \kappa y \frac{\partial u}{\partial y} \end{aligned} \right\} \quad (3.30)$$

a po dosazení těchto vztahů do rovnice definice turbulentní tepelné vodivosti (3.27) je možno psát:

$$a_t = -\frac{\overline{v'T'}}{\frac{\partial T}{\partial y}} = \kappa \kappa_h y^2 \frac{\partial u}{\partial y}. \quad (3.31)$$

Pro obdržení teplotního plynulého profilu jsou do vztahu zaváděny ještě tlumící faktory A a B závislé na proudícím médiu. S výsledných rovnic lze formulovat podmínku pro výpočet turbulentního Prandtlova čísla a tuto sestavu dále použít při řešení numerického přestupu tepla. Celé odvození je uvedeno v [14], popř. postup odvození a tlumící faktory v [10].

### 3.7 Bezrozměrná kritéria a analytický výpočet přestupu tepla

Pro analytické určení množství přeneseného tepla konvekcí, stejně jako výpočtu teplotního pole, je nezbytné určit hodnotu součinitele přestupu tepla  $\alpha$  (ať už lokálního či středního). Lokální měrný tepelný tok pro přestup tepla konvekcí při přenosu tepla mezi stěnou a tekutinou je dán Newtonovým ochlazovacím zákonem:

$$q'' = \alpha (T_w - T_\infty), \quad (3.32)$$

kde  $\alpha$  je výše zmíněný lokální součinitel přestupu tepla. Vzhledem k změně režimu proudění podél obtékaného profilu dochází ke změně  $\alpha$  a tím celého tepelného toku, nabývá tudíž pro

inženýrské aplikace většího významu hodnota celkového tepelného toku získaného integrací Newtonova ochlazovacího zákona:

$$\dot{Q} = \int \dot{q} dS = \bar{\alpha} S (T_w - T_\infty), \quad (3.33)$$

kde je hodnota  $\bar{\alpha}$  střední součinitel přestupu tepla pro celý povrch [15].

Diferenciální rovnice a fyzikální vlastnosti proudění a přestupu tepla popsané v kapitolách výše nadále platí!

Řešení přestupu tepla se dá realizovat pomocí řešení diferenciálních rovnic výše nebo pomocí tzv. Buckinghamova  $\pi$ -teorému, jenž vyjadřuje počet nezávislých bezrozměrných kritérií pro výpočet  $\alpha$ . Odvození celého teorému je uvedeno v [16].

Pro součinitel  $\alpha$  se jedná o tato 3 kritéria [15]:

- Nusseltovo číslo  $Nu = \frac{\alpha L_c}{\lambda}$  jako poměr přenosu tepla konvekcí a vedením (difuzí)
- Reynoldsovo číslo  $Re = \frac{u L_c}{\nu}$  jako poměr setrvačných a vazkých sil
- Prandtlovo číslo  $Pr = \frac{\nu}{a}$  jako poměr hybnostní a tepelné difuze

Délka  $L_c$  je charakteristický rozměr.

Hodnota Nusseltova čísla se v inženýrské praxi určují pomocí empirických rovnic na základě experimentů. Pro proudění v trubkách a kanálech v případech nucené konvekce je korelace pro  $Nu$ , ze kterého je následně vypočtena hodnota  $\alpha$  následující [16]:

$$Nu = \phi(Re)\psi(Pr), \quad (3.34)$$

kde symboly  $\phi$  a  $\psi$  jsou experimentálně jištěné konstanty.



## 4 Numerické řešení vzduchem chlazených kanálů

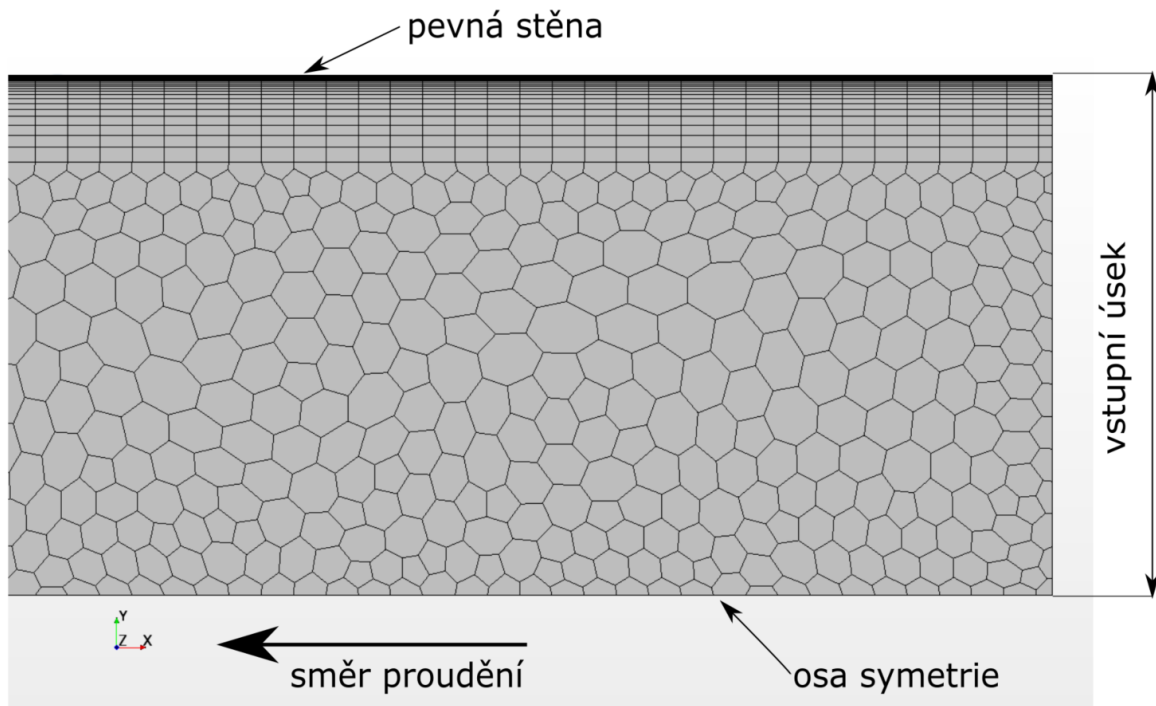
Geometrie reálné axiálně chlazené sklářské tvarovací formy (viz Obr. 3) byla pro numerická řešení zjednodušena na geometrii jednoho samostatného kanálu. Vzhledem k povaze prováděné úlohy a typu geometrie jsou výpočty prováděny v 2D za použití osové symetrie a v prostředí *Star CCM+*. Všechny kanály jedné řady chladicích kanálů reálné formy mají stejné okrajové podmínky, tudíž je možno numericky řešit jeden samostatný kanál a výsledky dále rozšířit dle počtu kanálů  $n$ -násobně.

Chladicí vzduch vstupuje do chladicích kanálů pod tlakem zespoda (po uzavření formy) a odebírá přes stěnu formy teplo sklovině po celé délce kanálu, až na horní části formy vystupuje do prostoru o atmosférickém tlaku.

Tato kapitola se věnuje stacionárnímu popisu proudění v samostatném chladicím kanále od vstupu vzduchu do kanálu po jeho výstup. Z reálných dat byla vytvořena prvotní simulace, na základě které jsou dále zpracovány hodnoty pro různé geometrické modifikace kanálu při zachování stejných okrajových podmínek. Výsledky jsou formulovány do grafů v závislosti na definované bezrozměrné teploty a odebíraného tepelného toku na poměru  $D/L$  průměru ku délce chladicího kanálu.

### 4.1 Konečno-prvková síť a okrajové podmínky

Základní 2D geometrii pro prvotní řešení je chladicí kanál od délce  $L = 200$  mm a poloměru kanálu 3 mm (průměr  $D_1 = 6$  mm). Konečno-prvková síť, jejíž část je zobrazena na Obr. 13, byla vytvořena přímo v řešiči *Star CCM+* za použití polygonálních prvků v kombinaci s prizmatickými prvky tvořícími okolí pevné stěny (tvořící rozšířenou mezní vrstvu zasahující do čtvrtiny geometrie v osové symetrii). Zjemnění v okolí této stěny je voleno tak, aby byly vždy všechny hodnoty  $y^+ < 1$ .



Obr. 13 Vstupní region konečno-prvkové sítě

Vzduch se do komory pod kanály vhání ventilátorem, jenž poskytuje zvýšení tlaku o 11 kPa. Vzhledem k tomu, že komora má větší objem než samotné kanály a rychlost vzduchu v komoře je vůči rychlosti proudění v kanálu/kanálech zanedbatelná, je možné prohlásit statický tlak v komoře za tlak celkový  $p_{st} = p_{tot}$  a formulovat vstupní okrajovou podmínku:

- Celkový tlak na vstupu do kanálu je  $p_{tot,in} = 11 \text{ kPa}$ ,
- Teplota proudícího média na vstupu  $T_{in} = 15 \text{ }^\circ\text{C}$ .

Proudící médium vystupuje z kanálu do atmosféry. Vzhledem k fyzikálnímu předpokladu konstantní hustoty (viz níže) se dá zavést hodnota atmosférického tlaku jako:

- Statický tlak na výstupu z kanálu  $p_{stat,out} = 0 \text{ Pa}$ .

Třetí okrajovou podmínkou je podmínka konstantní teploty stěny viz kapitola Prostup tepla formou:

- Konstantní teplota stěny kanálu  $T_w = 435 \text{ }^\circ\text{C}$ .

Poslední potřebnou okrajovou podmínkou je podmínka osové symetrie.

- Na ose symetrie platí:  $\frac{\partial u_i}{\partial x_j} = 0 \wedge \dot{q}_2 = 0$ .

## 4.2 Použité fyzikální a matematické modely

Jako turbulentní model je pro výpočty použit stacionární model *SST*  $k - \omega$  pro nestlačitelnou tekutinu bez použití stěnových funkcí a s parametry pro turbulentní délku na vstupu rovnu dvojnásobku charakteristického rozměru (pro 2D kanál kruhového průřezu se jedná o dvojnásobek průměru) a intenzitou turbulence 5 %. Úloha je řešena axisymetricky a jako proudící médium je zvolen vzduch, jehož hustota  $\rho$  a měrná tepelná kapacita  $c_p$  je zadána polynomicky v závislosti na teplotě.

Další fyzikální vlastnosti jako je dynamická viskozita nebo tepelná vodivost jsou zadány tabulkou, opět v závislosti na teplotě. Konvekční člen Navier-Stokesovy rovnice je řešen pomocí matematických aparátů druhého řádu (metody Upwind) a gradienty jsou řešeny nástrojem *Hybrid Gauss-LSQ*.

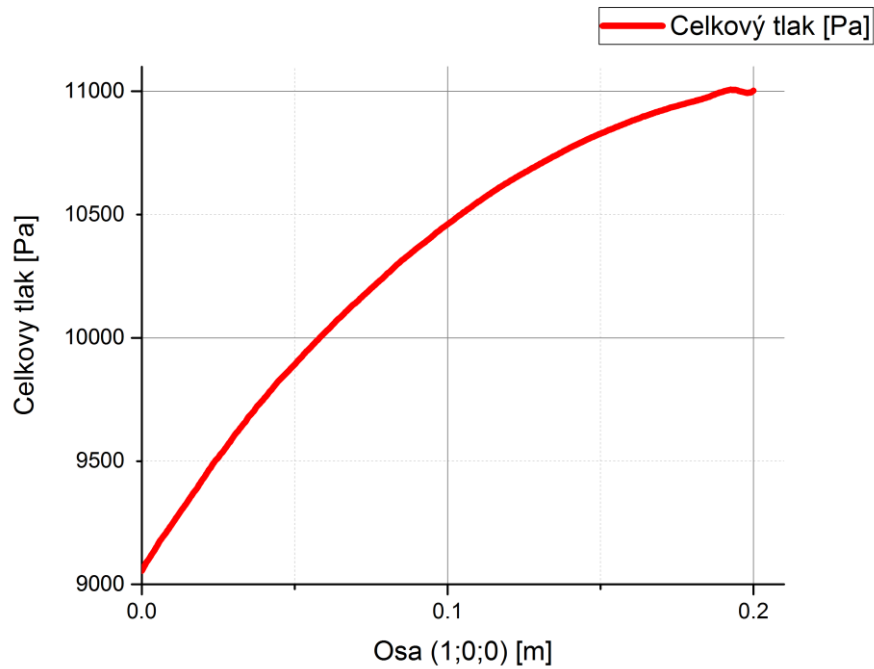
## 4.3 Průběhy sledovaných veličin při počáteční simulaci

Pro vytvoření numerického modelu byla použita data z provozu sklárny, dostupné teoretické nástroje a nastavení systému tak, jak je popsáno v předchozích kapitolách. Mezi hlavní sledované veličiny patří zejména průběhy teplot v ose a na výstupu z kanálu, průběh celkového tlaku v ose, rychlostní profil v různých průřezích kanálu, změna hustoty a viskozita proudícího vzduchu a také hodnoty  $y^+$  na pevné stěně.

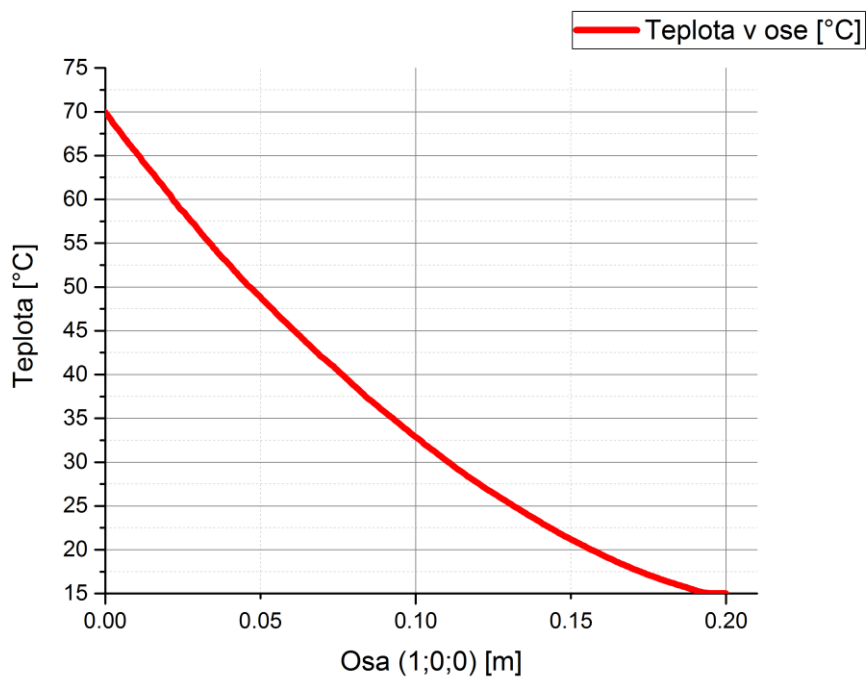
Průběh celkového tlaku v ose chladicího kanálu je zobrazen na obrázku Graf 1, kde mocninnou závislost změny celkového tlaku při proudění chladicího média kanálem. Počáteční nefyzikální oscilace tlaku je pravděpodobně způsobena předpokladem plně vyvinutého turbulentního proudění či počáteční matematické nestability. Jedná se o malou nepřesnost, která nemá vliv na kvalitu pozorovaných veličin. Graf 2 zobrazuje průběh teploty proudu vzduchu v ose kanálu



a jeho postupné ohřívání. Ze začátku je teplota konstantní, dokud se tepelně ovlivněná oblast neprojeví v ose proudu.

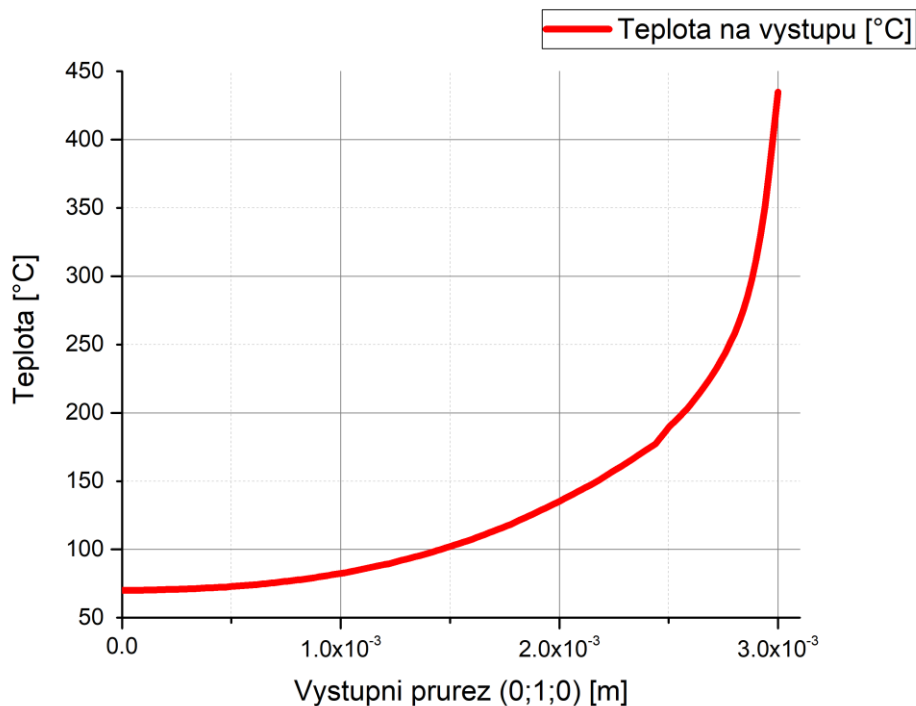


*Graf 1 Průběh celkového tlaku v ose chladicího kanálu*



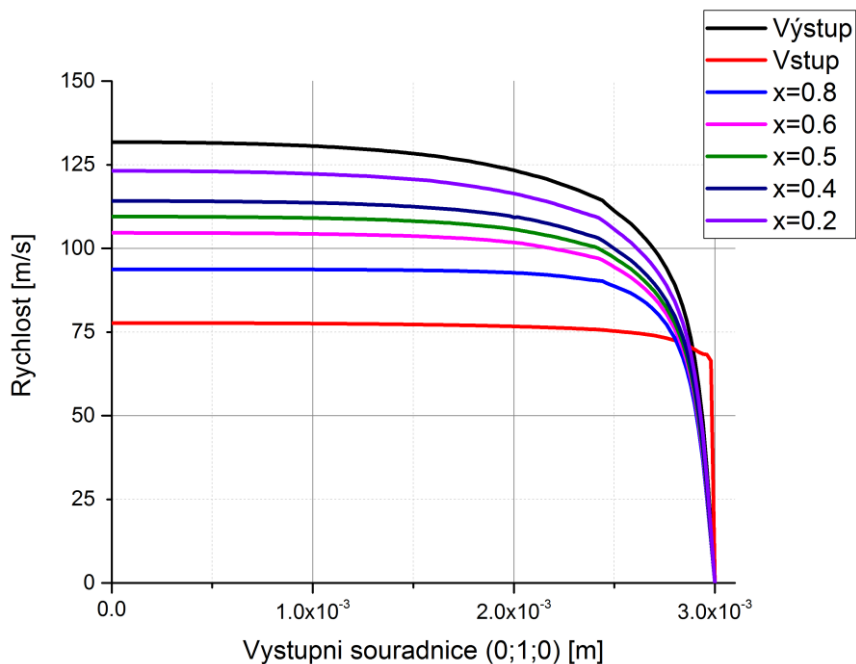
*Graf 2 Průběh teploty v ose kanálu*

Dalším důležitým průběhem je závislost teploty na výstupním otvoru kanálu ve směru od osy ke stěně, jak jej popisuje Graf 3.



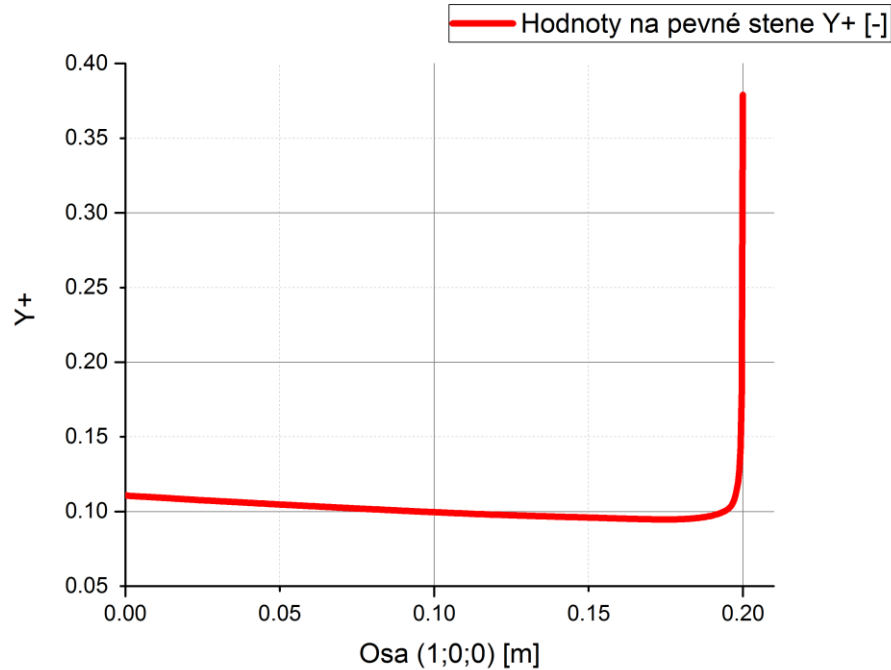
*Graf 3 Průběh teploty od osy ke stěně chladičského kanálu na výstupní části*

Zde jsou pozorovatelné největší teplotní gradienty napříč průřezem. Znalost teplotního pole na výstupu je žádoucí pro určení celkového tepla odebraného sklovině. Poslední sledovanou fyzikální veličinou jsou rychlostní profily, viz Graf 4, definované poměrně k délce kanálu s počátkem souřadného systému na výstupu ( $x = 0,2$  odpovídá pozici vzdálené  $0,2 \cdot L$  od konce kanálu).



*Graf 4 Rychlostní profily ve vybraných místech chladičského kanálu*

Pro ověření použitelnosti a validity použitého turbulentního modelu *SST k- $\omega$*  je nutné také znát bezrozměrné hodnoty  $y^+$ , které musí být menší než 1. Průběh těchto hodnot ukazuje Graf 5.



Graf 5 Průběh hodnot  $Y^+$

Jedním z analytických kritérií pro ověření přesnosti numerické simulace může být výpočet tlakové ztráty. Tento výpočet je znám pod názvem „tlaková ztráta na urychlení proudu teplotonositele“. Při průtoku chladiva kanálem o konstantním průřezu dochází k poklesu hustoty a při konstantním hmotnostním průtoku se zvyšuje na základě rovnice kontinuity rychlost proudícího média. Jedná se o analogii pozorovanou např. v jaderných reaktorech typu VVER. Tlakovou ztrátu vyvolanou urychlením chladiva, které se ve stacionárním stavu hořívá z teploty  $T_{in}$  na  $T_{out}$  lze odvodit podobným způsobem jako Bernoulliho rovnici jak popisuje Heřmanský v [17], přičemž je tato teorie aplikovatelná i na tento případ chlazení sklářské formy.

Tlaková ztráta na urychlení plynu je dle Heřmanského dána vztahem [17]:

$$\Delta p_w = \frac{1}{\rho} \left( \frac{\dot{m}}{S} \right)^2 \frac{T_{out} - T_{in}}{\bar{T}}, \quad (4.1)$$

kde  $T_{in}$ ,  $T_{out}$ ,  $\bar{T}$  jsou vstupní, výstupní a střední teplota plynu v chladicím kanálu ve stupních K.

V kanále se pak mění také v určitých mezích tlak média, což způsobuje další růst měrného objemu. Tuto tlakovou ztrátu lze vyjádřit rozšířením rovnice (4.1) o člen  $\ln \left( \frac{p_{in}}{p_{out}} \right)$  do konečné podoby rovnice:

$$\Delta p_w = \frac{1}{\rho} \left( \frac{\dot{m}}{S} \right)^2 \left[ \frac{T_{out} - T_{in}}{T} + \ln \frac{p_{in}}{p_{out}} \right]. \quad (4.2)$$

Po dosažení okrajových podmínek a hodnot vypočtených simulací do rovnice (4.2) lze obdržet hodnotu tlakové ztráty v kanále jako  $\Delta p_w \approx 2000 \text{ Pa}$ . Tato hodnota se v absolutních číslech liší od hodnoty rozdílu celkového tlaku vypočtené numerickou simulací přibližně o 7 %, což je při přihlédnutí na charakter numerické simulace přijatelné číslo.

#### 4.4 Kanál konstantního průřezu (prizmatický)

Nejběžnějším typem chladicího kanálu je kanál s konstantním kruhovitým průřezem skrze celou délku tvarovací formy. Jednoduchost geometrie umožňuje také relativně snadný analytický výpočet při znalosti potřebných parametrů.

Množství odvedeného tepla závisí krom fyzikálních podmínek také na průměru a délce kanálu. Ve standartním rozsahu sklářské výroby jsou používány formy o délce  $L = 120 \text{ mm}$  (pro menší lahve či zavařovací sklenice) až  $360 \text{ mm}$  (pro např.  $0,7 \text{ l}$  lahve na víno). Průměry  $D$  řešených chladicích kanálů nabývají hodnot  $6, 7,5, 8$  a  $10 \text{ mm}$ . Tyto průměry patří mezi nejvíce využívané ve sklářském provozu. Numerické simulace byly provedeny pro řadu geometrických kombinací při konstantních okrajových podmínkách a následné výsledky byly přepočtem přes podobnostní a bezrozměrná kritéria vyneseny do grafů, které tak popisují všeobecně chování kanálů s konstantním průřezem při zachování tlakového poměru na vstupu a výstupu z chladicího kanálu.

Z velikostního hlediska formy se velice často využívá chladicího kanálu o průměru  $6 \text{ mm}$ . V chladicí formě protkané kanály se právě využívá menšího průměru tak, aby byl vhodně vyplněn prostor formy k rovnoměrnému odvedení tepla z formy do chladicího vzduchu. Menší průměry kanálů umožňují také užití předvrtaných odstupňovaných kanálů či aplikaci difuzoru na výstupu z kanálu pro snížení tlakové ztráty. Z těchto důvodů jsou v dalších kapitolách podrobněji popsány vlastnosti chladicího kanálu o průměru  $6 \text{ mm}$  v nejčastějších délkových provedeních. Tyto délky –  $120, 200, 280$  a  $360 \text{ mm}$  – jsou vždy v grafech zaznamenány jako čtvercové body.

##### 4.4.1 Bezrozměrné závislosti prizmatického kanálu

Pro potřeby vytvoření bezrozměrných grafů bylo zapotřebí definovat některé veličiny a vztahy. Pro popis průběhu teploty na výstupu z chladicího kanálu tak, jak je zobrazen na Graf 6, je zavedena bezrozměrná teplota  $\Theta$ , jež je definována následovně:

$$\Theta = \frac{T_{in} - T_{out}}{T_{in} - T_w}. \quad (4.2)$$

Další, v následující kapitole, zobrazenou veličinou je střední tepelný tok odváděný jedním kanálem. Tento tok v jednotkách [W] je pak určen klasickou rovnicí pro tepelný výkon:

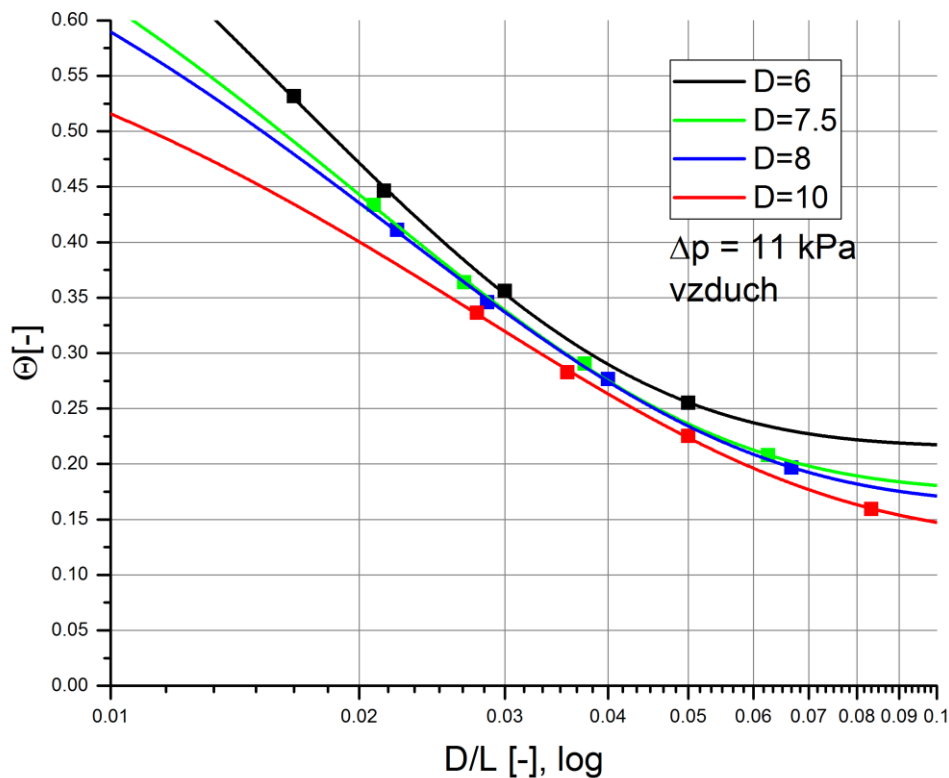
$$\bar{Q} = \bar{\rho}_{out} \cdot \bar{w}_{out} \cdot \bar{S}_{out} \cdot \bar{c}_p (T_{out} - T_{in}), \quad (4.3)$$

kde  $S$  je průřez kanálu v  $[\text{m}^2]$ , resp.

$$\bar{Q} = \bar{\rho}_{out} \cdot \bar{w}_{out} \cdot \frac{\pi}{4} \cdot D^2 \cdot \bar{c}_p (T_{out} - T_{in}). \quad (4.4)$$

Zavedením Reynoldsova čísla do vztahu (4.4) je pak možné definovat vztahovou závislost střední hodnoty tohoto bezrozměrného kritéria na tepelném toku:

$$\bar{Re} = \frac{4 \cdot \bar{Q}}{\pi \mu D c_p \Theta (T_w - T_{in})} \quad (4.5)$$



**Graf 6** Závislost bezrozměrné teploty na souřadnici  $D/L$  v prizmatických kanálech daného průměru

Z grafu vyplývá, že při stanovených teplotách stěny formy a chladicího vzduchu na vstupu se teplota na výstupu z chladicího kanálu se významněji liší při větších výškách chladicí formy, resp. délkách chladicího kanálu, kde dochází k významnějšímu nárůstu teploty  $T_{out}$ .

Na základě rovnice (3.33) a rovnice pro Nusseltovo číslo je možné definovat závislost středního Nusseltova čísla  $\bar{Nu}$  pro popis přestupu tepla v závislosti na poměru  $D/L$ . Střední hodnoty označované bez indexu jsou vztaženy ke kanálu jako k jednomu celku.

$$\bar{Nu} = \frac{D \cdot \bar{\alpha}}{\lambda}, \quad (4.6)$$

kde  $\bar{\alpha}$  je střední součinitel přestupu tepla obdrženy z Newtonova ochlazovacího zákona (3.33) takto:

$$\bar{\alpha} = \frac{\bar{Q}}{\pi DL \cdot (T_w - \bar{T}_a)}, \quad (4.7)$$

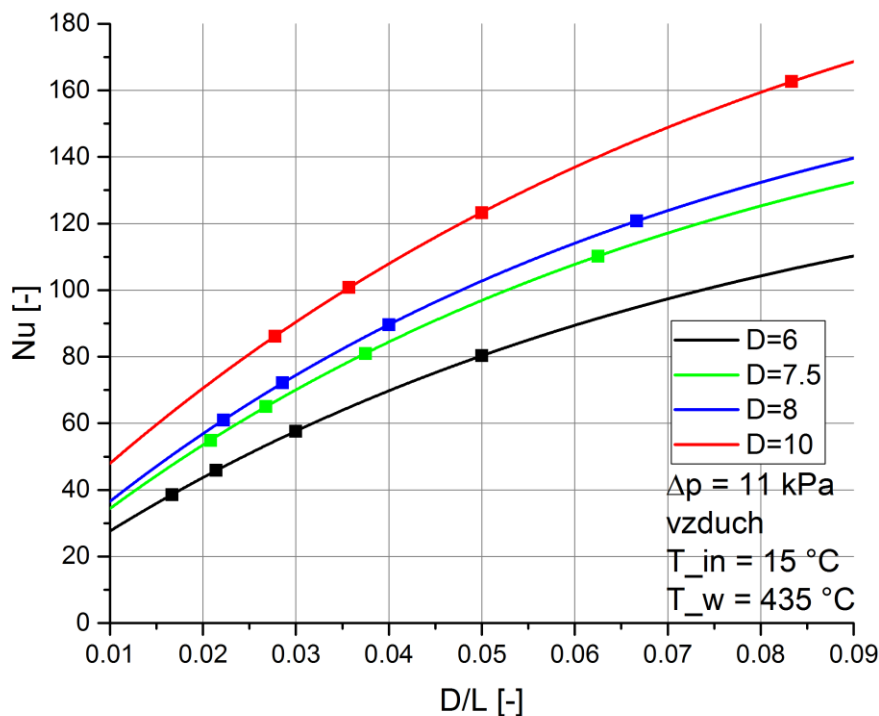
kde  $\bar{T}_a$  reprezentuje střední teplotu v ose kanálu.

Pro výpočet střední hodnoty rychlosti proudu vzduchu  $\overline{w_{out}}$  na výstupu z kanálu je třeba integrovat rychlostní profil přes průřez kanálu. Rychlost proudu se po svislé souřadnici mění a pro výpočty je potřeba brát její skutečnou hodnotu tak, aby byla splněna podmínka nahrazení hmotnostního průtoku. Integrace se řídí následující rovnicí:

$$\overline{w_r} = \frac{2}{R^2} \int_0^R w(r) r dr \quad (4.8)$$

Obdobně se řídí integrace průběhů i jiných veličin v libovolném průřezu kanálu tak, aby celková plocha pod křivkou průběhu dané veličiny se rovnala obdélníku vytyčeným střední hodnotou v průřezu. Analogicky jsou pak integrovány střední hodnoty vztažené k ose kanálu, např. hodnota teploty  $\bar{T}_a$ , přičemž za souřadnici  $x$  je považována osa chladicího kanálu:

$$\bar{T}_a = \frac{1}{L} \int_0^L T(x) dx. \quad (4.9)$$

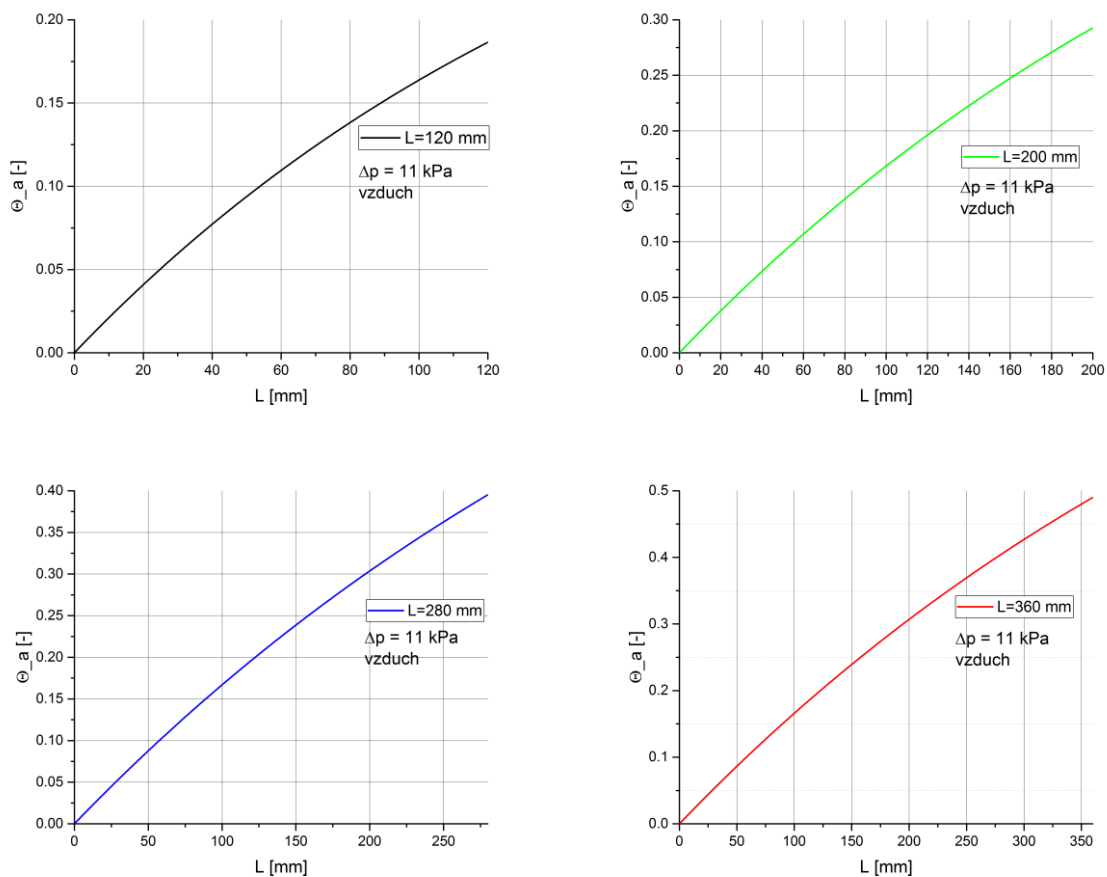


Graf 7 Závislost Nusseltova čísla na poměru D/L pro prizmatické kanály

Graf 7 zobrazuje křivky středního Nusseltova čísla kanálu v závislosti na bezrozměrné souřadnici  $D/L$  pro vybrané parametry. Zde jsou již pozorovatelné rozdíly mezi hodnotami veličiny pro různé průměry kanálů, tudíž je evidentní výrazná role hmotnostního průtoku při odvodu tepla z chladicí formy. Konkrétní hodnoty hmotnostních průtoků pro popisované kanály jsou zobrazeny v následující kapitole.

Poslední zkoumanou bezrozměrnou veličinou je závislost bezrozměrné teploty  $\Theta_a$  v ose kanálů jednotlivých délek. Graf 8 zobrazuje průběh této teploty v závislosti na poloze na ose  $x$ , jež je osa kanálu. Teplota  $\Theta_a$  je definována následovně:

$$\Theta_a(x) = \frac{T_{in} - T(x)}{T_{in} - T_w} \quad (4.10)$$

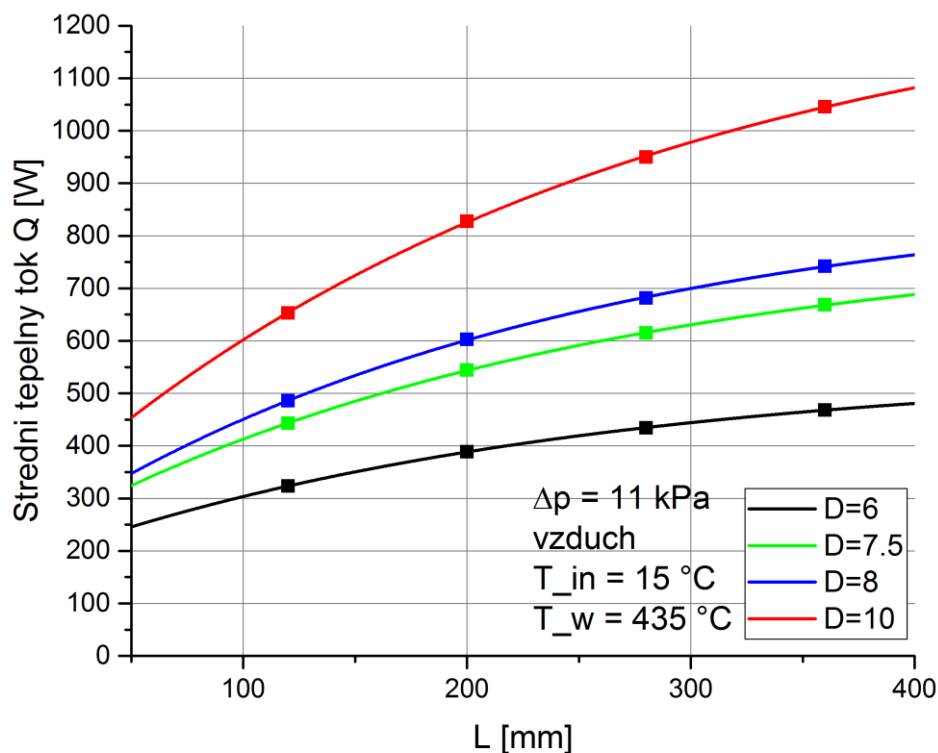


Graf 8 Průběh bezrozměrné teploty  $\theta_a$  pro jednotlivé délky kanálu o  $D = 6$  mm

#### 4.4.2 Sledované veličiny prizmatických kanálů a jejich vlastnosti

Hlavním kritériem pro určení kvality chlazení je samotný tepelný výkon chladicího kanálu a hmotnostní tok chladiva skrze kanál. Graf 9 zobrazuje křivky středního tepelného výkonu média proudícího osamoceným prizmatickým kanálem s konstantní teplotou stěny a teplotou na vstupu. Z tohoto grafu je patrný nárůst odvedeného výkonu s rostoucí délkou kanálu jednoho průřezu, což má za důsledek nárůst teploty chladiva na konci kanálu u delších kanálů tak, jak popisuje Graf 6. Kanály větších průřezů pak mají vyšší tepelný výkon než ty s menším průměrem,

což je způsobeno vyšším hmotnostním tokem procházejícího kanály větších průměrů. Závislost hmotnostního toku popisuje Graf 10.



Graf 9 Střední tepelný výkon prizmatických kanálů vybraných průřezů

Na křivkách hmotnostních průtoků (viz Graf 10) je patrný vliv jak většího průměru kanálu, kdy hmotnostní tok narůstá se zvyšujícím se průměrem, tak vliv délky kanálu, kdy se velikost hmotnostního toku naopak snižuje. Při pohledu na rovnici kontinuity (3.1), popř. upravenou rovnici kontinuity pro stacionární proudění v jednom směru:

$$\dot{m} = \rho_x w_x S \quad (4.11)$$

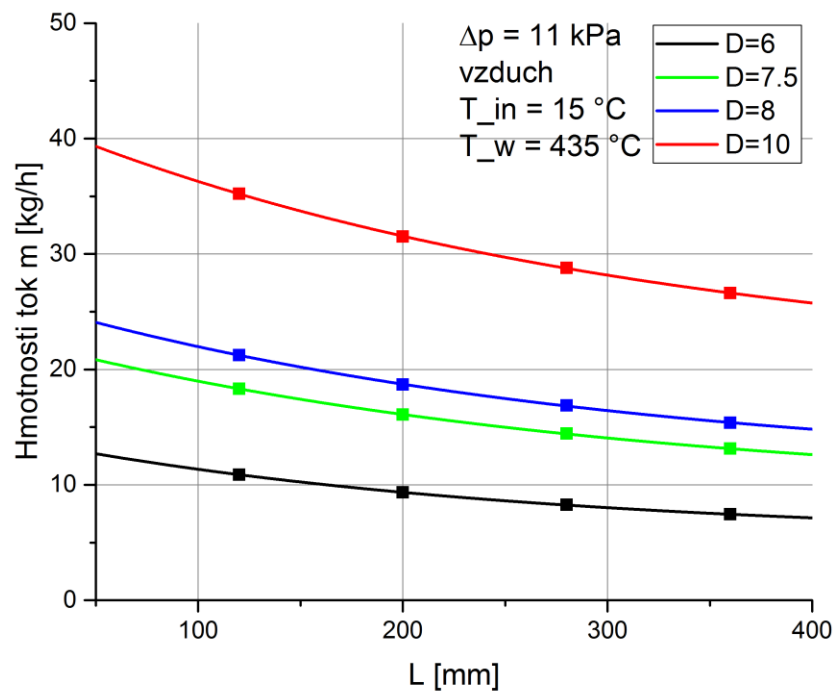
je vidět vliv většího průměru (větší plochy kanálu) na nárůstu průtoku. Člen  $\rho_x w_x$  je pak ovlivněn zejména délkou kanálu, kde pro větší délky se hustota snižuje s rostoucí teplotou média a s narůstající délkou se snižuje také rychlost, a to z důvodu vyšší tlakové ztráty. Při zachování stejného tlakového poměru  $\pi(\Delta p)$  se v ideálním případě rychlost na výstupu nemění, avšak při zahrnutí délkových (a místních) ztrát  $\sum \xi$ , které jsou úměrné délce kanálu, se velikost celkového tlaku snižuje přímo úměrně s rostoucí délkou dráhy proudícího média podle vztahu:

$$P_{tot,in} = P_{tot,out} + \sum \xi, \quad (4.12)$$

kde

$$P_{tot,out} = P_{stat,out} + \frac{\rho_{out} w_{out}^2}{2}. \quad (4.13)$$

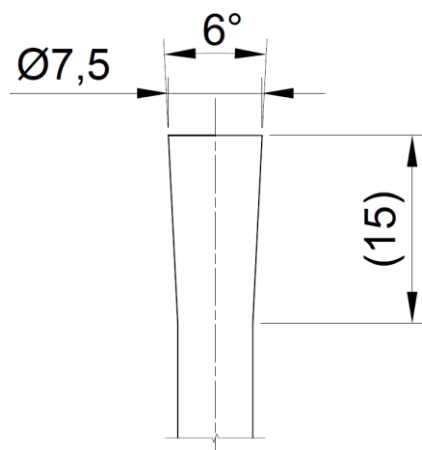




Graf 10 Hmotnostní tok skrze prizmatické chladicí kanály vybraných průřezů

#### 4.4.3 Prizmatický kanál s difusorem

Vyfrézování difusoru na vrchní (výstupní) část kanálu je jedna z možných variant podporující zvýšení přestupu tepla a tepelného toku. Přidáním difusoru se sníží celková tlaková ztráta kanálu, čímž se zvýší hmotnostní tok, který tak zvyšuje množství přeneseného tepla, resp. zkracuje dobu tvarovacího cyklu. Výstupní difusor byl aplikován pouze na kanál s průměrem  $D = 6$  mm, jak prizmatický, tak odstupňovaný, a to v následujícím provedení – viz Obr. 14.

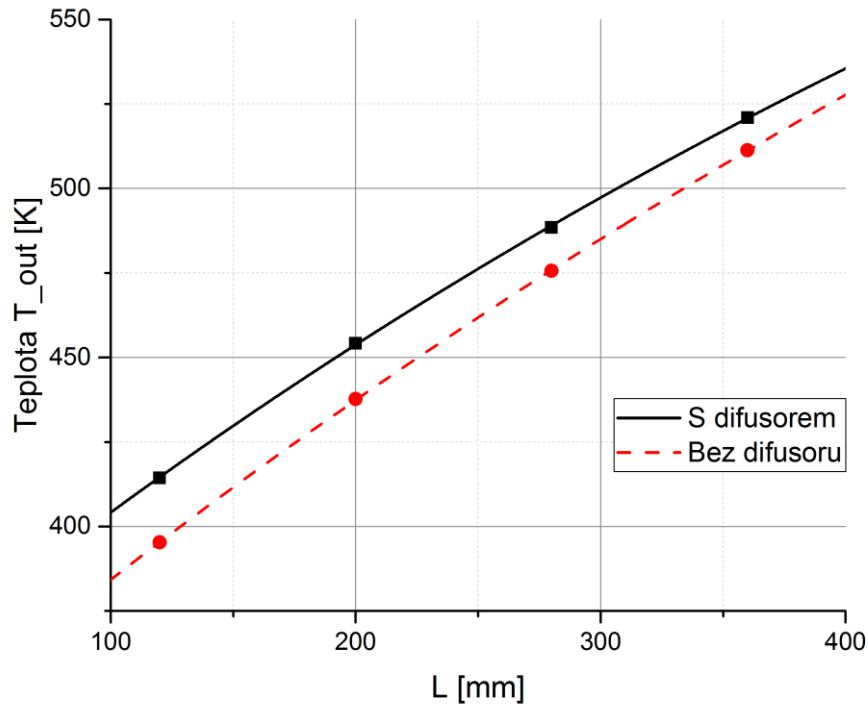


Obr. 14 Výstupní difusor pro kanál o průměru  $D = 6$  mm

Sledovanými veličinami pro zjištění vlivu difusoru na průběh chlazení axiálně chlazených kanálů jsou zejména teplota média na výstupu  $T_{out}$ , střední chladicí výkon  $\bar{Q}$  a hmotnostní tok

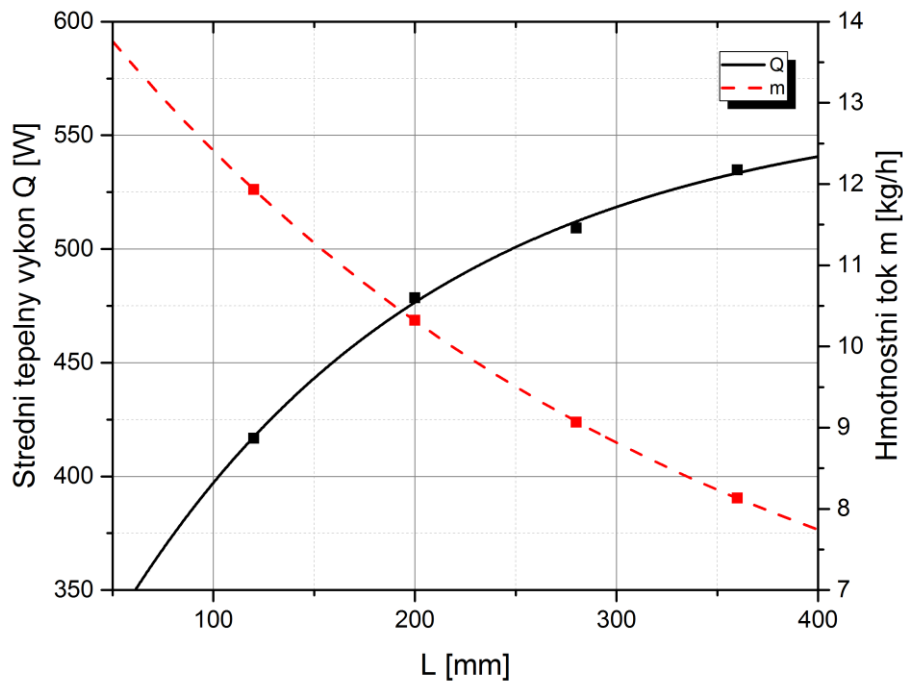
média kanálem  $\dot{m}$ . Vyhodnocení, porovnání a dílčí závěry jsou pak prezentovány v kapitole zabývající se vyhodnocováním výsledků simulací.

Graf 11 popisuje průběh teplot na výstupu z kanálů průměru 6 mm za přítomnosti difusoru i bez něj. U kanálů opatřených difusorem lze pozorovat nárůst teploty na výstupu přibližně o 20-25 K.



*Graf 11 Průběh teplot na výstupu z prismatických kanálů  $D = 6$  mm s výstupním difusorem a bez difusoru v závislosti na délce kanálu*

Graf 12 vyjadřuje závislosti tepelného toku (chladičho výkonu) a hmotnostního toku kanálu s výstupním difusorem.



Graf 12 Průběh hodnot tepelného výkonu a hmotnostního toku v prizmatických kanálech průměru  $D = 6$  mm s výstupním difusorem

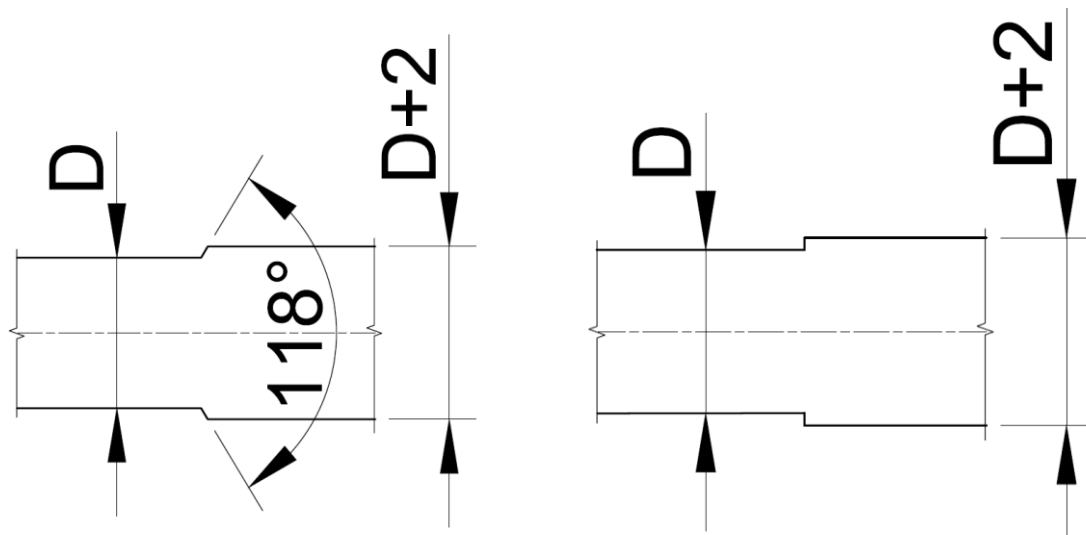
#### 4.5 Odstupňovaný kanál s předvrtaným vstupním úsekem

Odstupňovaný kanál je další variantou provedení chladicího kanálu pro potřeby sklářských forem. Klasický kanál konstantního průřezu je zvětšen vrtákem s průměrem o 2 mm větším než je původní průměr kanálu a předvrtání je vedeno do jedné třetiny výšky formy tak, aby se zvětšený úsek nacházel na spodní (vstupní) straně.

Spodní část formy, kde se nachází dno lahve, bývá většinou teplejší než vrchní část formy (větší množství skloviny u dna lahve – výrobku než u hrdla) a zároveň chladicí vzduch vstupující do formy zespoda má na tomto místě nejnižší teplotu. Tyto velké teplotní gradienty pak vedou k výraznějšímu přestupu tepla a rychlému ochlazení spodní části formy. Rychlé ochlazení skloviny vždy vede k různým nežádoucím efektům, jakými jsou vznik trhlin a šíření deformací ve výrobku, což je spojeno s nežádoucí ovalitou vyráběné lahve.

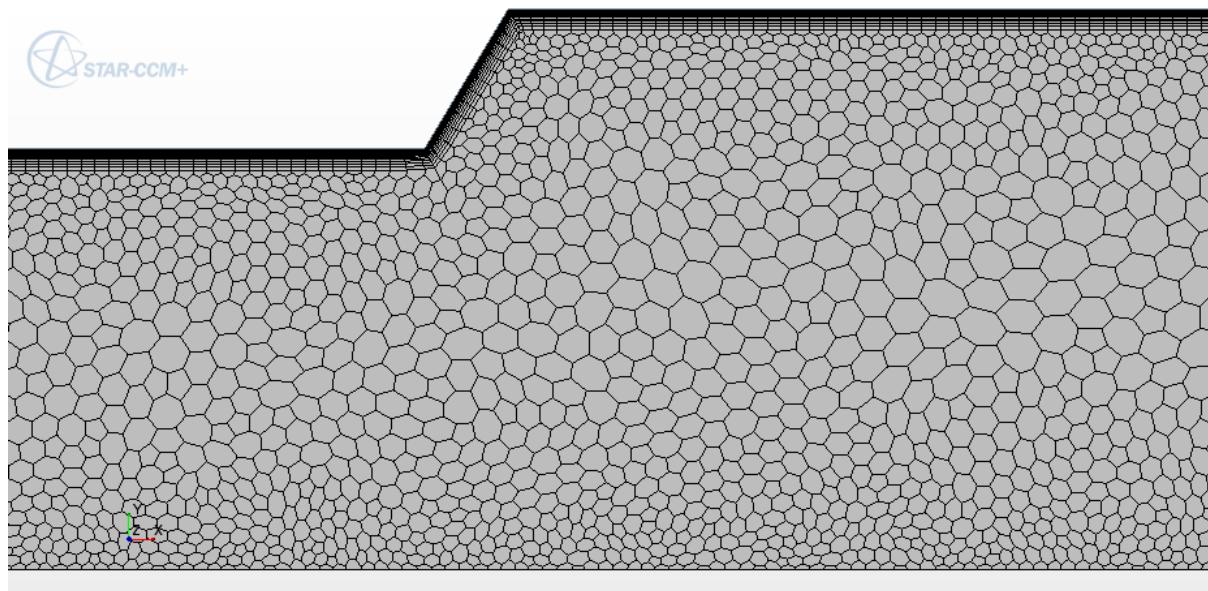
Zvýšený přestup tepla ve spodní části formy má také za následek snižování tepelných gradientů směrem do středu formy, kde jsou největší teploty, a je tudíž třeba z těchto míst odvést největší množství tepla. Předvrtáním (zvětšením průměru) vstupní části se sníží rychlosti proudícího média v tomto úseku, čímž dojde i k lokálnímu snížení přestupu tepla a zvýšení teplotního gradientu ve středu formy.

Pro předvrtání je použit vrták o standartním vrcholovém úhlu  $118^\circ$  (na Obr. 15 vlevo), což pozitivně ovlivňuje velikost úplavu za hranou přechodu mezi průměry. Takovýto úplav má na proudění a přestup tepla menší vliv než při vytvoření odstupňování frézou. Úplav je v rámci této práce zanedbán a výrobně náročnější varianta frézování není řešena.



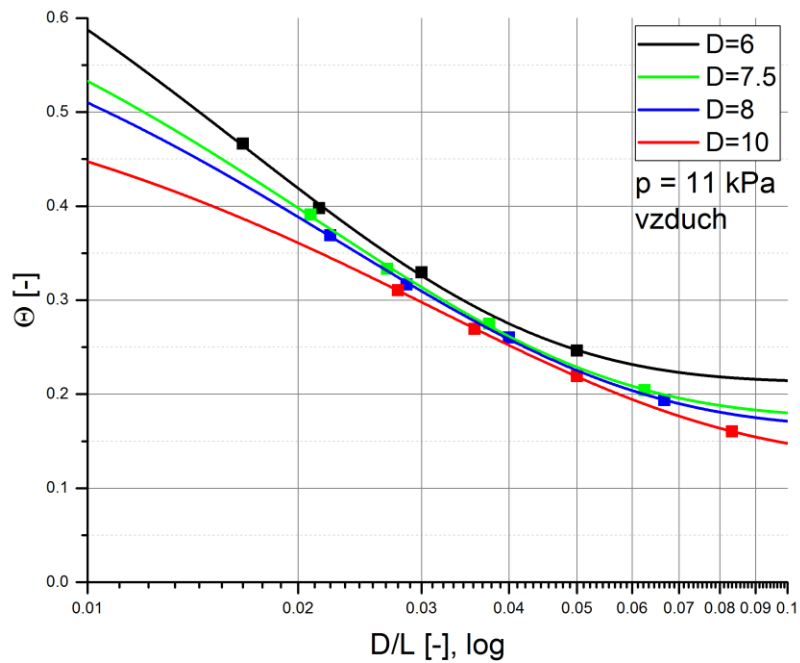
Obr. 15 Vytvoření odstupňovaného kanálu vrtáním (vlevo) a frézováním s nominálním průměrem  $D$

Vzhledem k zanedbání vlivu úplavu na průběh simulace, není provedeno výrazné zjemnění výpočetní sítě v okolí hrany přechodu. Řešení výpočetní sítě je zobrazeno na Obr. 16.

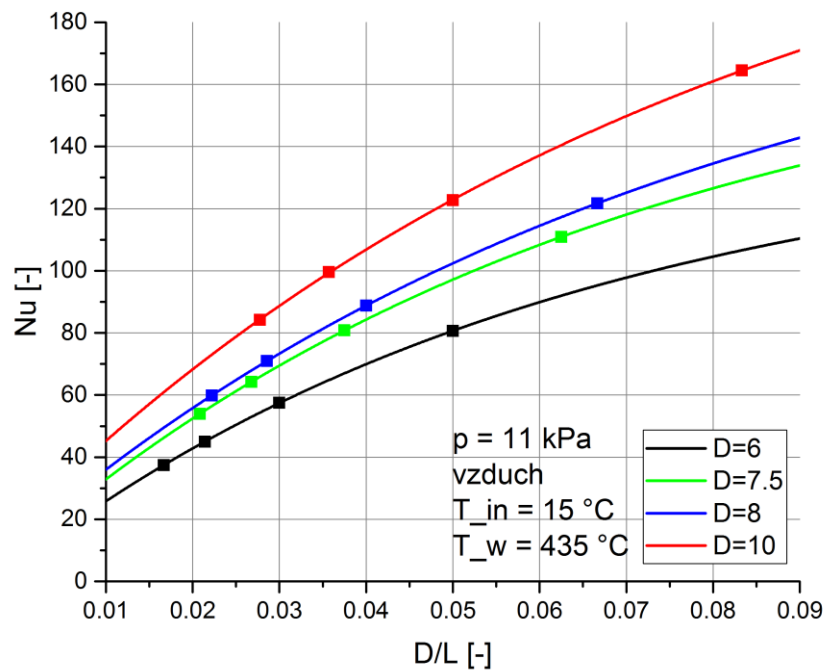


Obr. 16 Konečno-prvková výpočetní síť pro odstupňované kanály

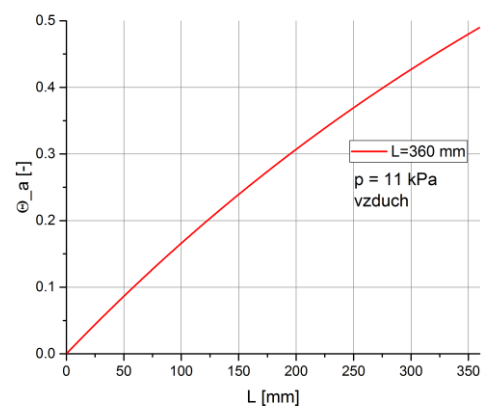
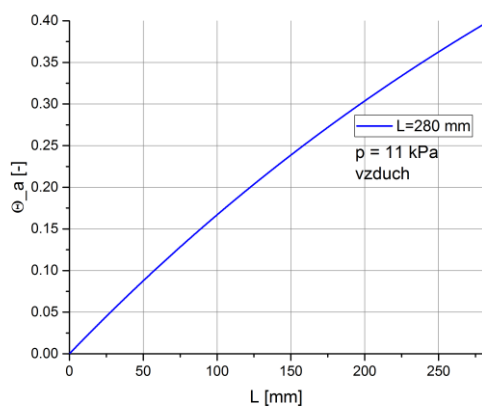
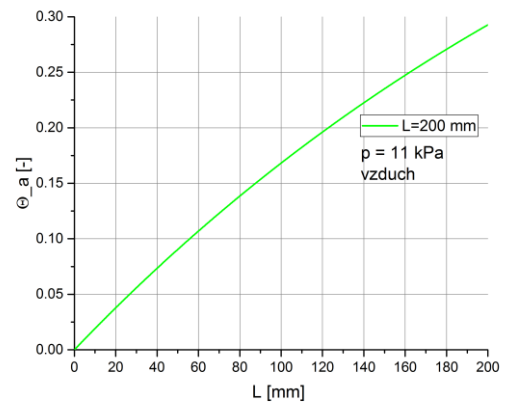
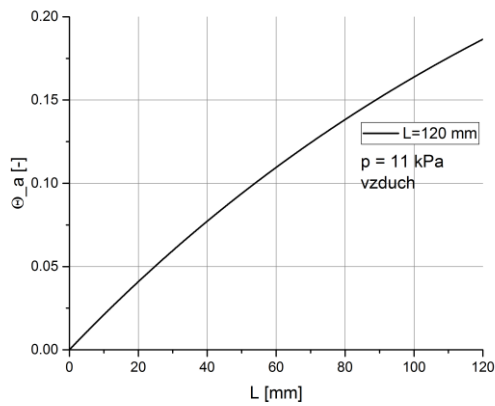
Simulace jsou provedeny ve stejném počtu a nastavení jako při simulacích prizmatických kanálů, jsou sledovány stejné veličiny a je také zachován princip a značení při převodu dat do grafů. Graf 13 zobrazuje závislost bezrozměrné teploty  $\Theta$  na bezrozměrné souřadnici  $D/L$ . Graf 14 popisuje závislost Nusseltova čísla jako opět funkci bezrozměrné souřadnice  $D/L$  a Graf 15 vykresluje závislost bezrozměrné teploty  $\Theta_a$  v ose kanálu v závislosti na jeho délce pro 4 konstrukční varianty. Trendy křivek odpovídají prizmatickému kanálu a liší se pouze absolutní hodnoty sledovaných veličin. Rozdíly a hodnocením se zabývá kapitola níže.



Graf 13 Závislost bezrozměrné teploty na souřadnici  $D/L$  v odstupňovaných kanálech daného průměru



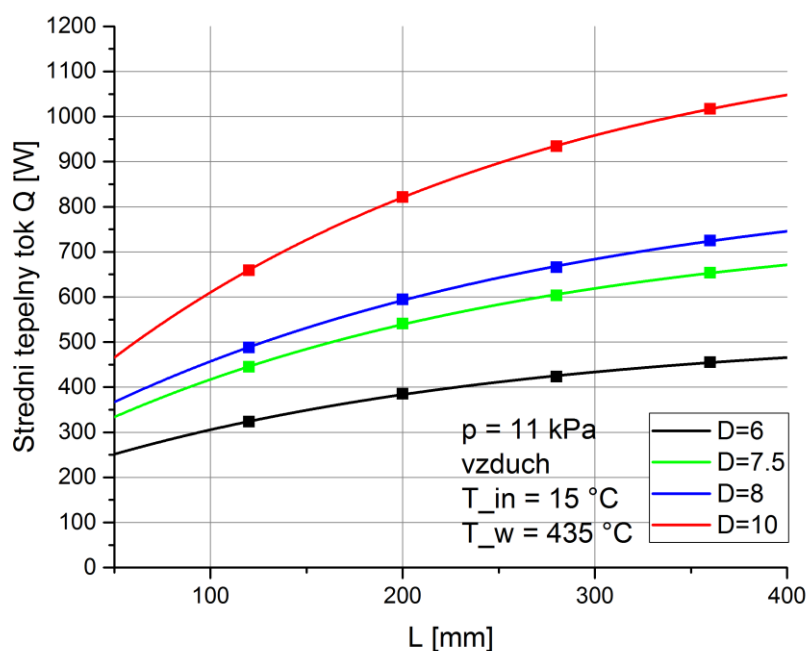
Graf 14 Závislost Nusseltova čísla na poměru  $D/L$  u odstupňovaných kanálů



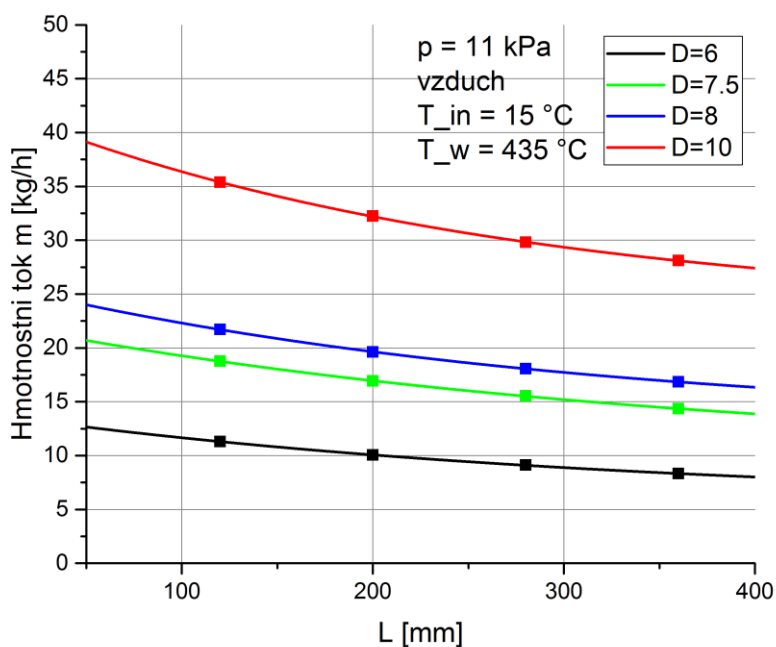
**Graf 15** Průběh bezrozměrné teploty  $\theta_a$  pro jednotlivé délky odstupňovaného kanálu o nominálním průměru  $D = 6$  mm

#### 4.5.1 Sledované veličiny odstupňovaných kanálů a jejich vlastnosti

Stejně jako u kanálů prizmatických jsou u těch odstupňovaných sledovány průběhy veličin středního tepelného toku a hmotnostního průtoku.



Graf 16 Průběh středních tepelných toků odstupňovaných kanálů vybraných průměrů

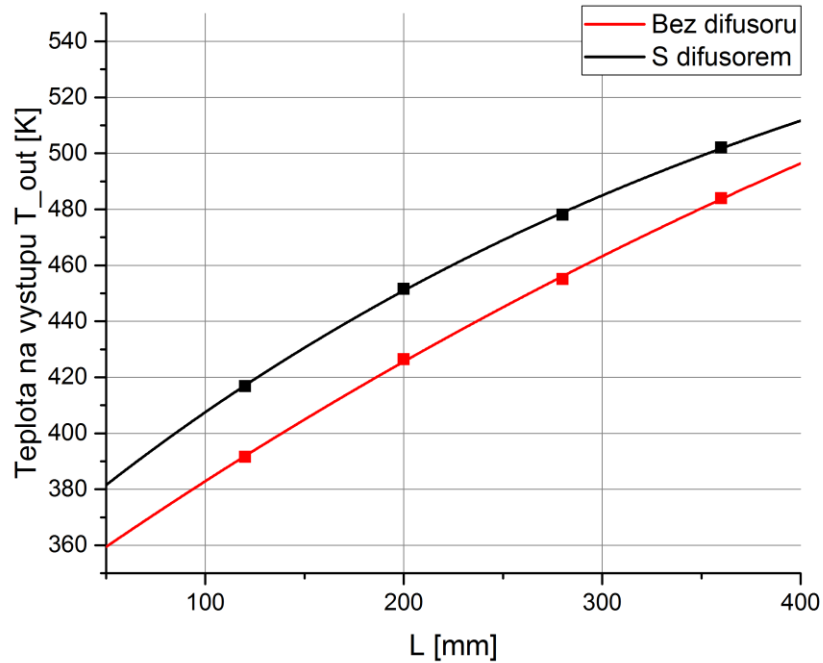


Graf 17 Průběh křivek hmotnostních toků jednotlivých odstupňovaných kanálů

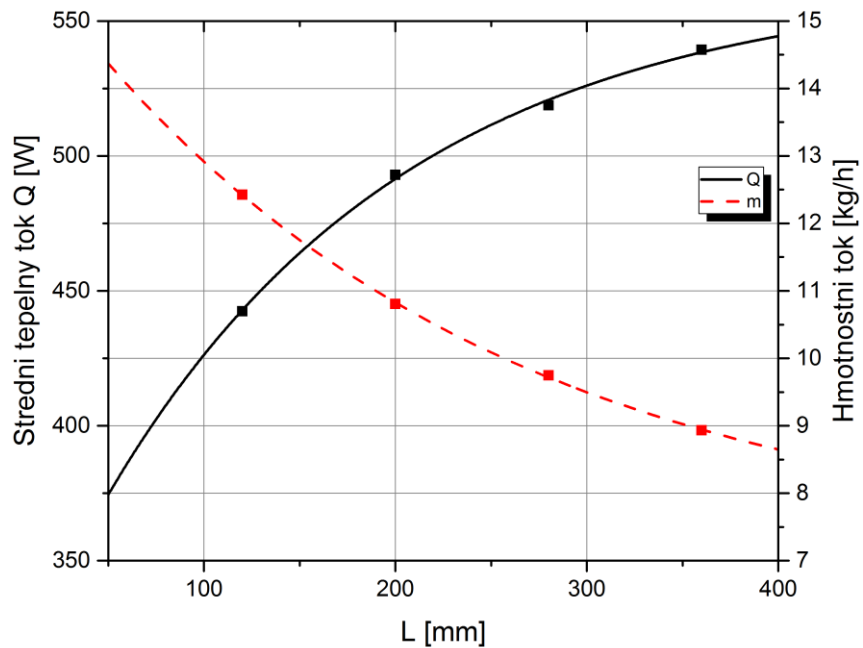
#### 4.5.2 Odstupňovaný kanál s výstupním difusorem

Stejně jako u prizmatického kanálu s difusorem zůstávají sledované veličiny stejné a vyhodnocení vlivu difusoru na odstupňovaný kanál je spolu s vlivem na kanál prizmatický uvedeno

v kapitole 5.2. Graf 18 popisuje průběh teploty na výstupu u kanálu s difusorem a bez něj a Graf 19 pak veličiny středního tepelného toku odvedený kanálem a hmotnostní tok tímto kanálem procházejícím. Opět jsou vyhodnoceny pouze kanály o průměru  $D = 6$  mm.



Graf 18 Průběh teplot na výstupu z odstupňovaných kanálů  $D = 6$  mm s výstupním difusorem a bez difusoru



Graf 19 Průběh hodnot tepelného výkonu a hmotnostního toku v odstupňovaných kanálech průměru  $D = 6$  mm s výstupním difusorem

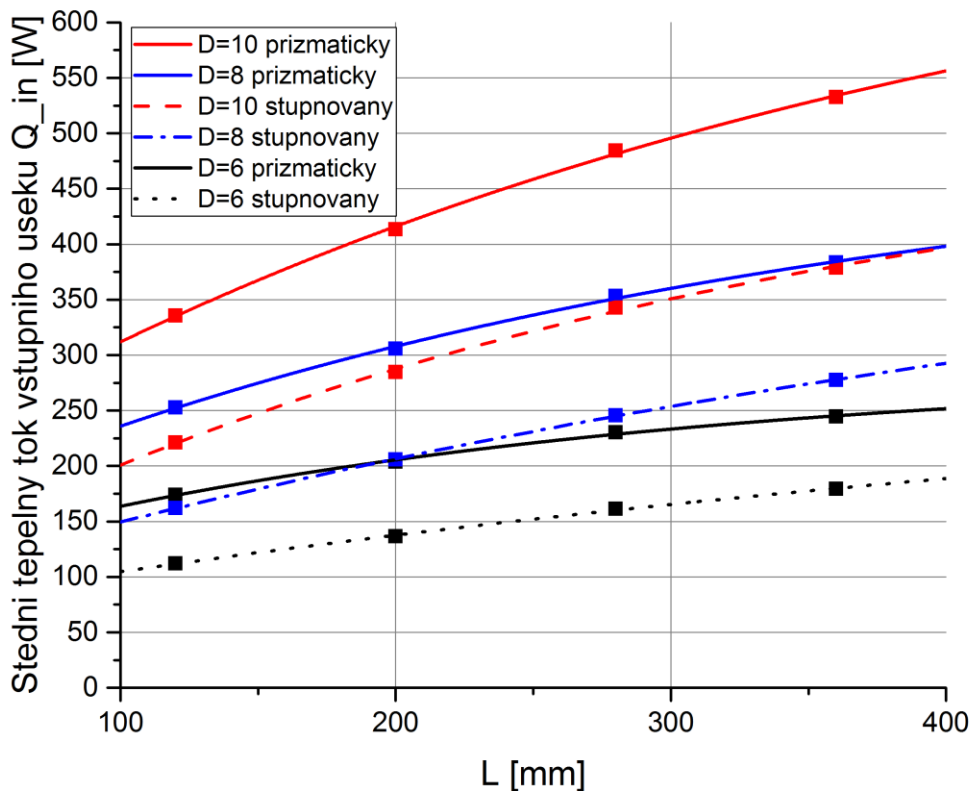


## 5 Srovnání řešených chladicích kanálů a diskuze výsledků

Jednotlivé varianty jsou porovnány a vyhodnoceny ve dvou kapitolách – bez difusoru a s difusorem. Graficky jsou znázorněny rozdíly hmotnostních toků a přeneseného tepelného výkonu jednotlivých variant.

### 5.1 Chladicí výkony kanálů bez difusoru

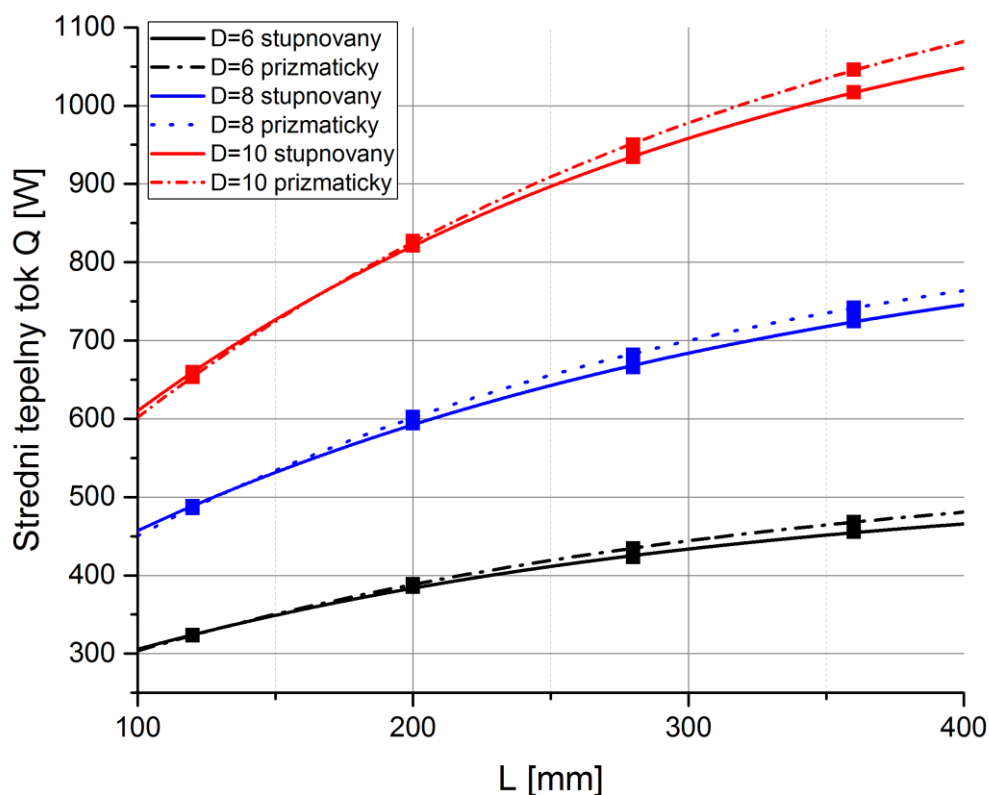
Největším rozdílem mezi prizmatickým a odstupňovaným kanálem je množství odvedeného tepla, resp. chladicí výkon, ve vstupním úseku. Tuto závislost popisuje Graf 20. Zde je vidět rozdíl chladicích výkonů vstupních úseků mezi kanály jednoho průměru přibližně 30 % (v rozsahu délek 120 – 360 mm se interval pohybuje mezi 27 a 35 %). Prizmatické kanály tedy odebírají ve vstupním úseku (třetině délky příčného kanálu) o 30 % více tepla než je tomu u kanálů s předvrtaným vstupní úsekem. Jak je zmíněno výše, důvodem je výrazné snížení rychlosti proudění chladicího média v dané sekci. Kvůli nižšímu chladicímu výkonu vrtaných kanálů je pak i nižší teplota chladicího média ve středu formy, kde je v největší míře naakumulováno teplo ze skloviny – tudíž i nejvyšší teploty ve formě, což má za následek vyšší teplotní gradient v těchto místech, a tudíž větší odvod tepla ze středu formy.



Graf 20 Srovnání tepelného výkonu jednotlivých vstupních úseků kanálů bez difusoru

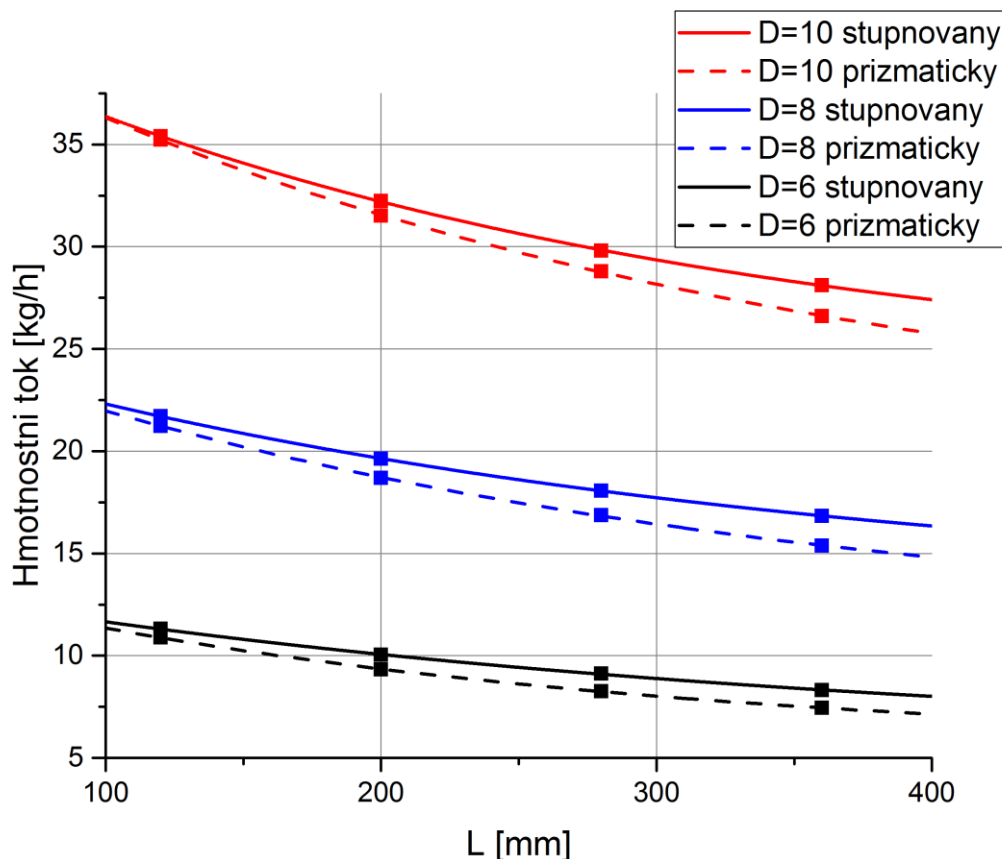
Při pohledu na křivky celkového tepelného výkonu sledovaných kanálů, jak je popisuje Graf 21, je vidno, že celkový střední tepelný výkon kanálu je přibližně stejný, tudíž i celkové odebrané teplo kanálem obou druhů je přibližně stejné. Celkový procentuální rozdíl mezi variantou

prizmatického kanálu a variantou kanálu odstupňovaného činí asi 2 % (celkový výkon se pro délky 120 – 360 mm pohyboval při simulacích v rozmezí -1% – 3% procentuálního rozdílu).



*Graf 21 Srovnání středních tepelných výkonů jednotlivých kanálů bez difusoru*

Na základě dat výše lze konstatovat, že chladicí vzduch proudící jak prizmatickým, tak stupňovaným kanálem stejného průměru a délky (při stejných OP) odvádí přibližně totožný tepelný výkon, avšak liší se intenzita tepelného výkonu po délce kanálu. U prizmatických kanálů je více ochlazována spodní část kanálu, resp. formy, a teplotní gradient se postupně snižuje stále stejným trendem. U kanálů odstupňovaných je intenzivněji chlazen střed kanálu, resp. formy, v porovnání s prizmatickým. Teploty chladicího média v průřezu o stejné souřadnici jsou u kanálu odstupňovaného nižší než u prizmatického, tudíž je pak i celkový teplotní gradient mezi výstupem a vstupem do kanálu nižší. Množství celkového odvedeného tepla kanálem předvrtaným je však přibližně stejné jako kanálem prizmatickým. Porovnání obou kanálů právě z hlediska celkového odvodu tepla popisuje Graf 22. Z tohoto grafu je patrný malý rozdíl v celkovém chladicím výkonu, který činí asi 6 %; přičemž poněkud víc odvede kanál předvrtaný, což je způsobeno vyšším hmotnostním tokem chladicího vzduchu.



Graf 22 Srovnání hmotnostních toků jednotlivých kanálů bez difusoru

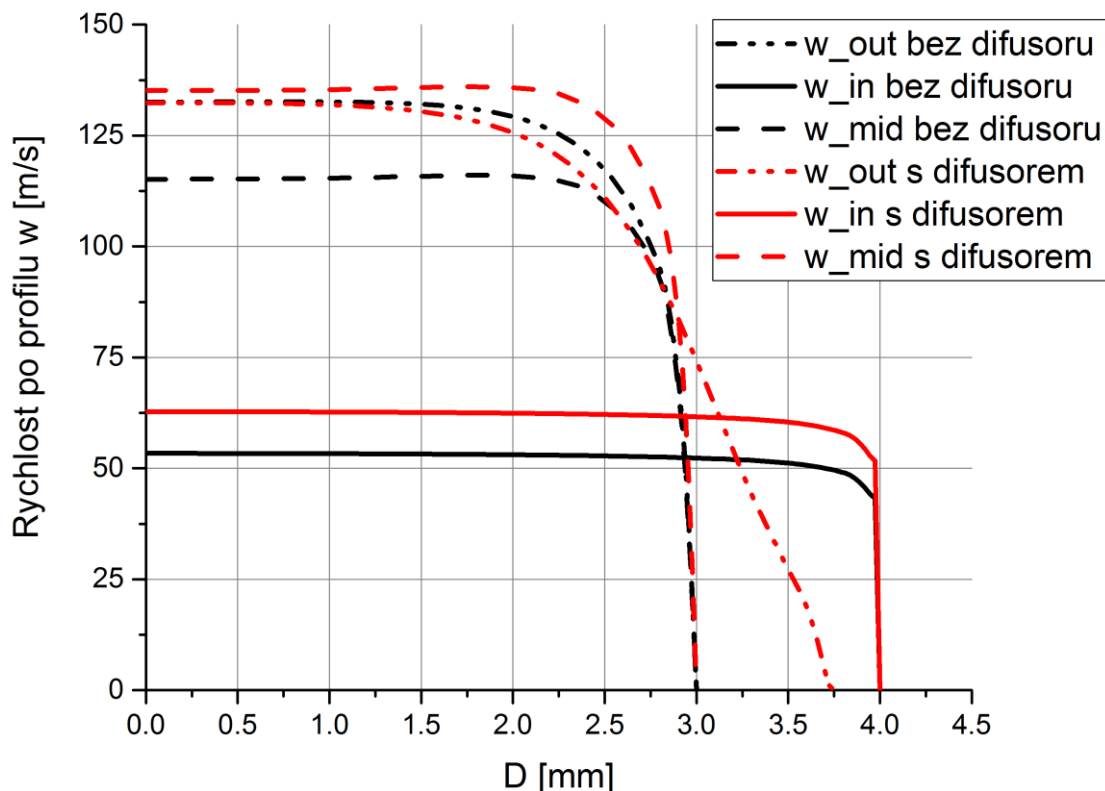
## 5.2 Vliv výstupního difusoru

V této kapitole jsou srovnány vlivy difusoru pouze u stejných typů kanálu – prizmatický a odstupňovaný zvlášť. Jak ukazují výsledky níže, přidání difusoru na výstup z kanálu je efektivním řešením zvýšení přenosu tepla při stejných okrajových podmínkách, avšak nelze zanedbat také negativní vlivy, jenž jsou popsány na konci textové části této kapitoly.

Jak je již předesláno výše, konstrukční provedení kanálu s výstupním difusorem vede ke zvýšení teploty na výstupu z kanálu (viz Graf 11 a Graf 18). Vyšší teplota na výstupu značí vyšší míru tepelného výkonu, což se děje v důsledku zvýšení rychlosti po délce kanálu. Difuzory jsou všeobecně tvarované kanály postupně se zvětšujícího průřezu, které využívají Venturiho efektu. A pokud při zachování stejného tlakového poměru je v ideálním případě rychlost na výstupu z kanálů stejná, Venturiho efekt způsobí významné zvýšení rychlosti v celém kanálu až po difusor. V reálném případě nebude rychlost na výstupu u všech kanálů zcela totožná, bude úměrně ponížena o délkové a místní ztráty  $\sum \xi$ . Takovýmto zvýšením kinetické energie se zvyšuje i Reynoldsovo číslo i hmotnostní průtok, tudíž je intenzivnější také přenos tepla a chladicí potenciál proudícího média.

Graf 23 srovnává rychlostní profily ve vybraném kanálu (průměr  $D = 6$  mm délky  $L = 120$  mm, odstupňovaný kanál) variant s výstupním difusorem a bez něj. Je možno vidět zaznamenaný nárůst velikosti rychlosti a také přibližně stejnou rychlost na výstupu  $w_{out}$  u obou případů.

V případě kanálu s výstupním difusorem je pak rychlost proudění ve středu kanálu  $w_{mid}$  vyšší než je rychlost  $w_{out}$ , což je způsobeno Venturiho efektem.



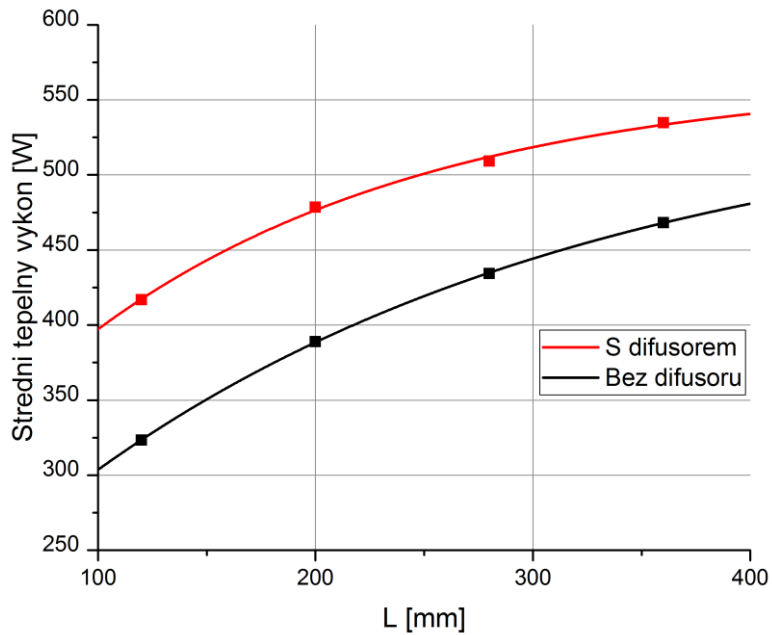
Graf 23 Srovnání rychlostních profilů kanálu  $D = 6 \text{ mm}$  a  $L = 120 \text{ mm}$  s difusorem a bez něj v odstupňovaném kanálu

Graf 24 a Graf 25 srovnává střední odvedený tepelný výkon jednotlivých kanálů v provedení s výstupním difusorem a bez něj. V obou případech je evidentní zvýšení chladicího výkonu, a to přibližně o 15-20 % pro prizmatický kanál a 20 – 25 % pro kanál odstupňovaný. Graf 26 a Graf 27 pak dává do poměru rozdíly mezi hmotnostními toky obou kanálů a obou variant – s difusorem a bez něj. Zde dochází při aplikaci difusoru ke zvýšení hmotnostního toku přibližně o 8 % u varianty prizmatického kanálu a o 10 % u kanálu odstupňovaného.

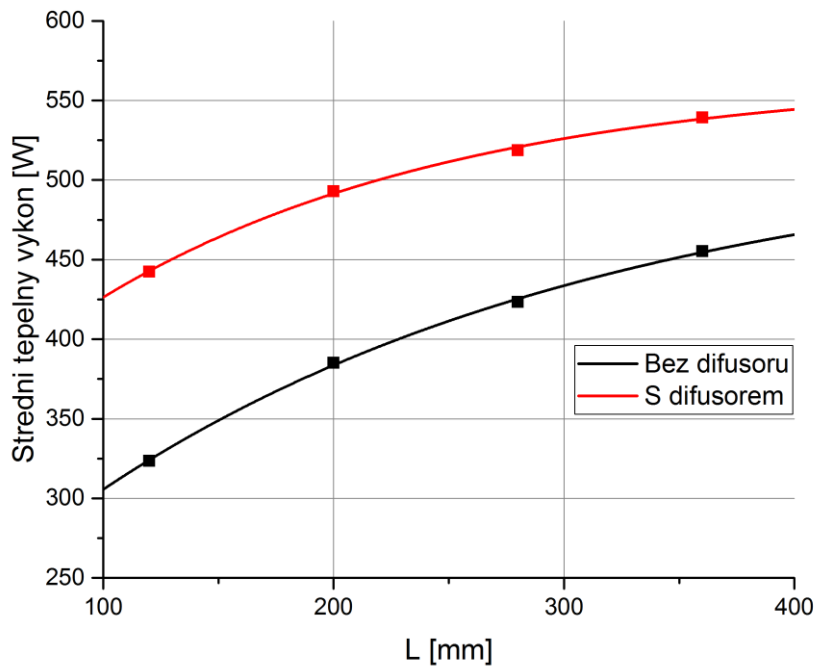
Při porovnání dat s experimentem [18] se vypočtené chladicí výkony kanálů s difusorem lišily přibližně o 5 % oproti naměřeným a hmotnostní, resp. objemové, toky byly přibližně o 10-12 % nižší. I přes odchylku 10 % u hmotnostních toků se jedná o přijatelnou shodu s experimentem.

Zvýšením chladicího výkonu použitím difusoru s sebou nese zkrácení celkové doby tvarovacího cyklu, z důvodu intenzivnějšího odvodu tepla. Avšak tento intenzivnější přestup tepla působí i negativně na kvalitu výrobku. Snížení teploty o výše zmíněných 15 – 20 K způsobí malé smrštění skloviny v axiálním směr, což ovšem vede k velkým deformacím ve směru radiálním! Takto vzniknutá deformace rychlým ochlazením se projevuje nežádoucí ovalitou výrobku a vyšším pnutím ve skle. Podobně jako vyšší gradienty na spodní části formy, může i rychlé ochlazení vést ke vzniku trhlin u některých výrobců. Z těchto důvodů je použití difusoru nutné

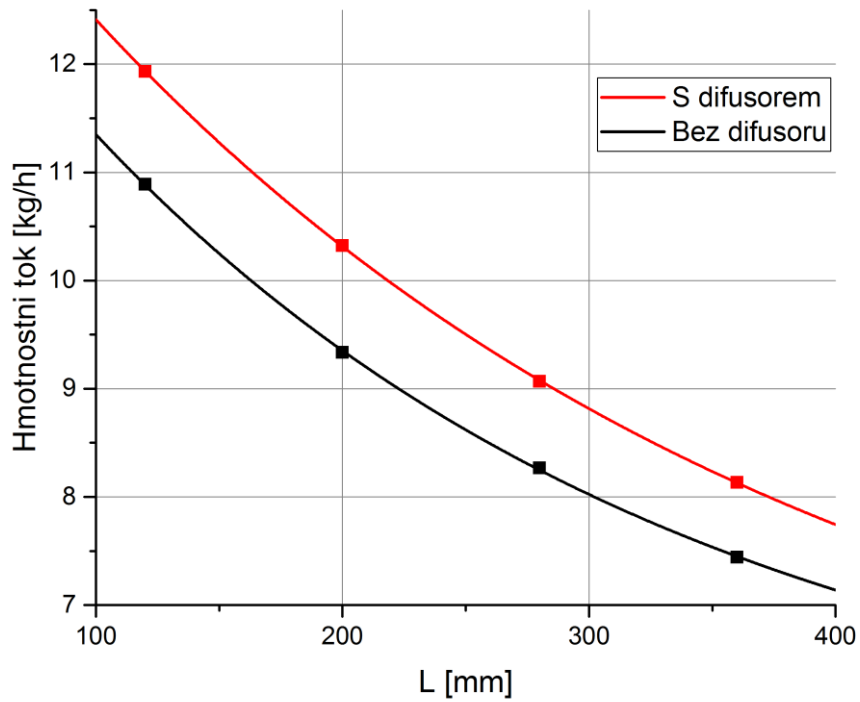
pro každý výrobek zvážit, aby nedocházelo k výrobě nekvalitních lahví na úkor zrychlení výroby.



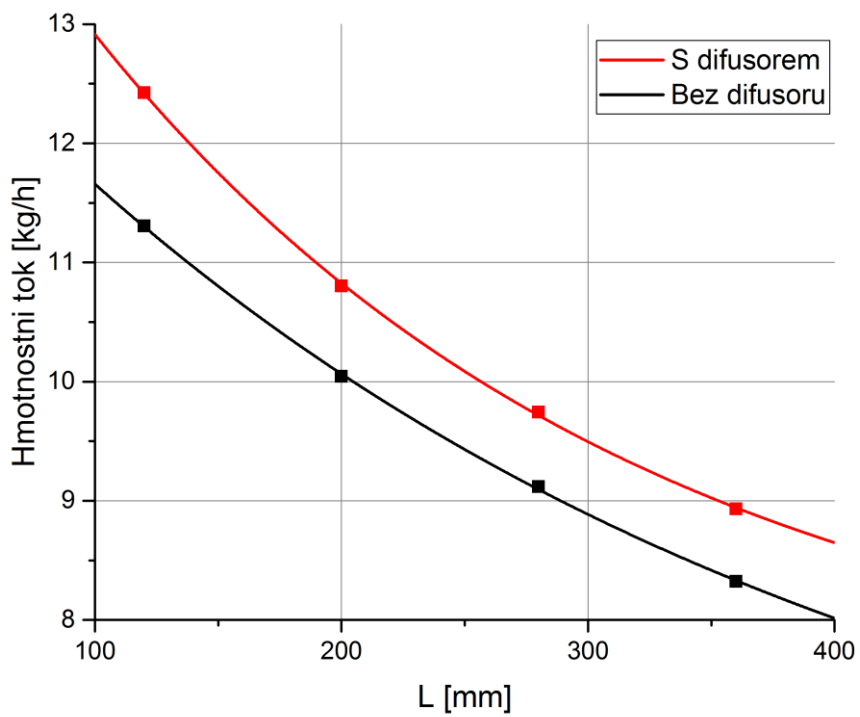
Graf 24 Srovnání odvedeného tepelného výkonu prizmatického kanálu  $D = 6 \text{ mm}$  s difusorem a bez něj



Graf 25 Srovnání odvedeného tepelného výkonu odstupňovaného kanálu  $D = 6 \text{ mm}$  s difusorem a bez něj



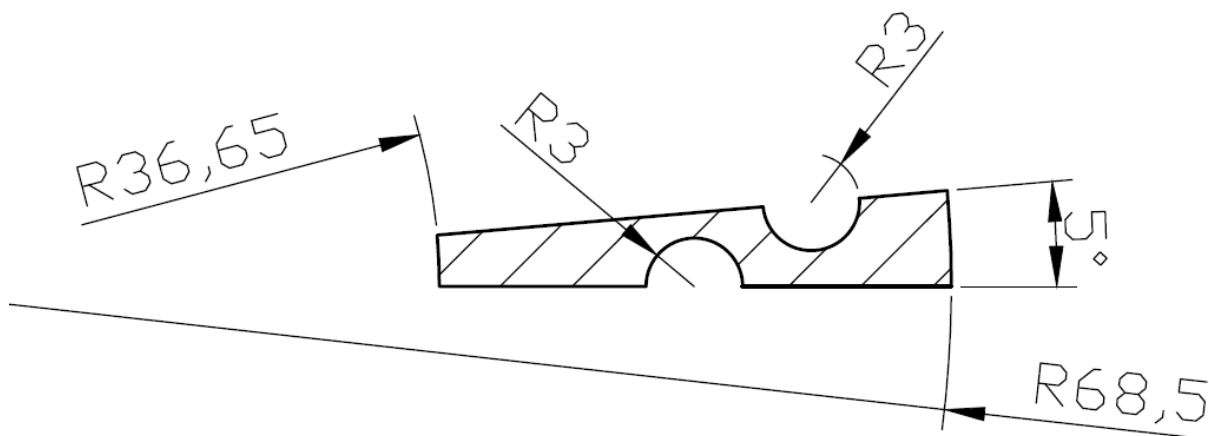
Graf 26 Srovnání hmotnostních toků prizmatického kanálu  $D = 6 \text{ mm}$  s difusorem a bez něj



Graf 27 28 Srovnání hmotnostních toků odstupňovaného kanálu  $D = 6 \text{ mm}$  s difusorem a bez něj

## 6 Nestacionární teplotní pole konečné formy

Pro numerický výpočet nestacionárního teplotního pole v konečné formě byl použit program Ansys APDL, který využívá MKP (FEM). Modelován byl celý jeden tvarovací cyklus konečné formy řízený pomocí virtuálního časovacího bubnu. Geometrií byl cyklicky symetrický výřez konečné formy viz Obr. 17 v jejím středu.



Obr. 17 Geometrie cyklicky symetrického výřezu konečné formy (jednotky [mm])

### 6.1 Výpočetní tvarovací cyklus konečné formy

Jeden tvarovací cyklus je roven době trvání styku skloviny s formou. Předlisek výrobku o teplotě cca 950 °C z přední formy je přenesen do prostoru otevřené konečné formy, která je následně uzavřena. Na základě rychlosti otáčení časovacího bubnu jsou po pootočení bubnu o určitý, předem definovaný, úhel spouštěny a vypínány jednotlivé úkony, jakými jsou např. zapnutí konečného foukání, zapnutí a vypnutí chlazení Verti-flow nebo otevření či uzavření konečné formy. V provozu je cyklus řízen již počítačem, avšak filosofie řízení procesů pomocí úhlových stupňů se nadále praktikuje.

Po uplynutí definované doby, resp. definovaného pootočení, je konečná forma otevřena a hotový výrobek vyjmut. Na Obr. 18 je vyfocena typická konečná forma



Obr. 18 Konečná forma

s dvěma řadami chladicích kanálů, každá po 28 kanálech.

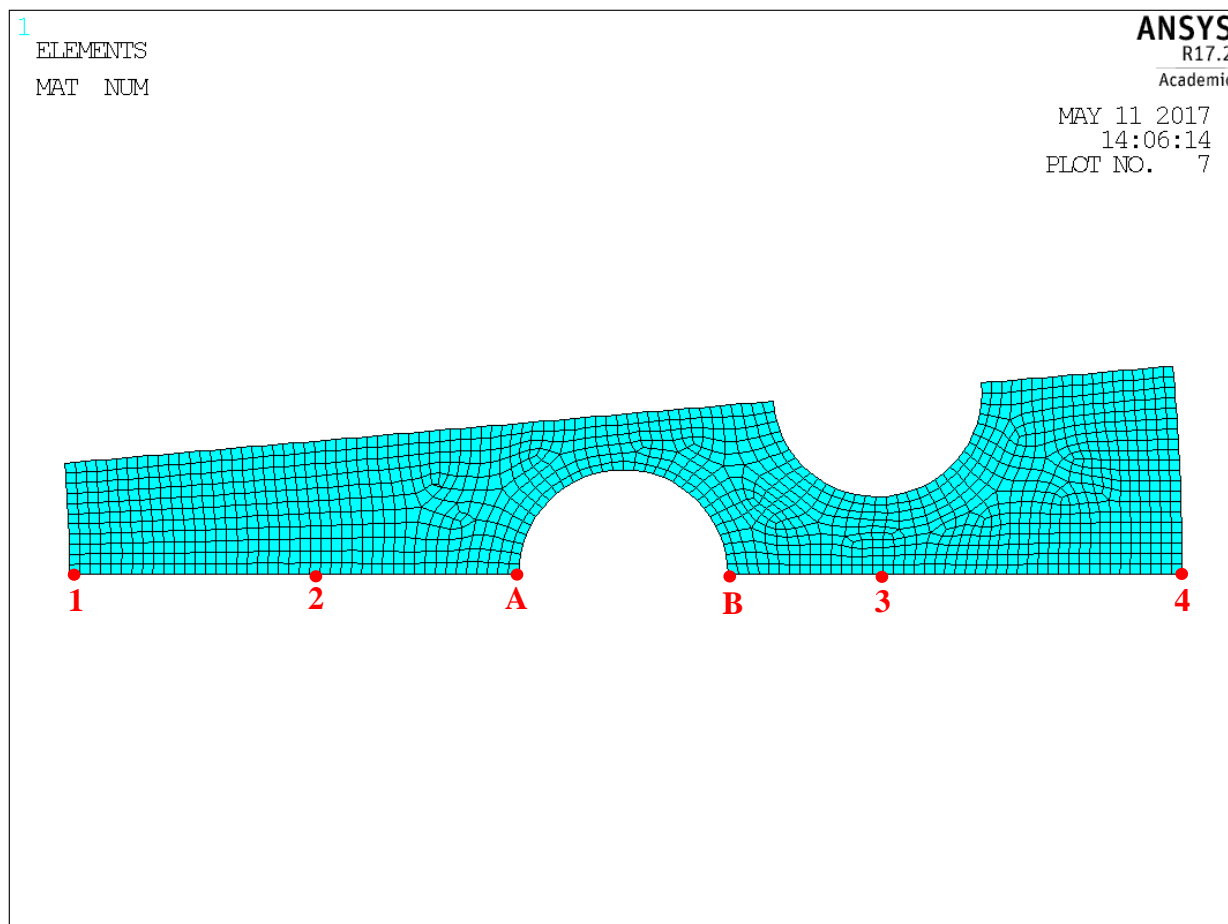
Pro potřeby výpočtu a modelování nestacionárního pole formy byl počátek výpočetního tvarovacího cyklu posunut. Začátek výpočetního cyklu, resp. čas simulace  $t = 0$ , je posunut do momentu zapnutí konečného foukání. Celý tento cyklus má rozsah  $30^\circ - 182^\circ$  (resp.  $0^\circ - 152^\circ$ ), což odpovídá 3,56 s, přičemž chlazení formy má dobu trvání přibližně 2 s v intervalu  $95^\circ - 180^\circ$  (1,45 – 3,4 s). Podrobnější nastavení tvarovacího cyklu popisuje Tabulka 1. Výpočet probíhal na formě, typově stejné s dvouřadou formou na Obr. 18, se zjednodušenou geometrií viz Obr. 17, kde se v každé řadě nachází 28 chladicích kanálů.

Tabulka 1 Parametry časovacího bubnu pro modelovaný tvarovací cyklus

Rychlost sekce	7,14 [1/min]	-
	ZAP	VYP
Konečné foukání	$30^\circ$	$180^\circ$
Chlazení KF – VertiFlow	$95^\circ$	$180^\circ$
Otevírání KF	$182^\circ$	-

## 6.2 Výpočetní síť a okrajové podmínky konečné formy

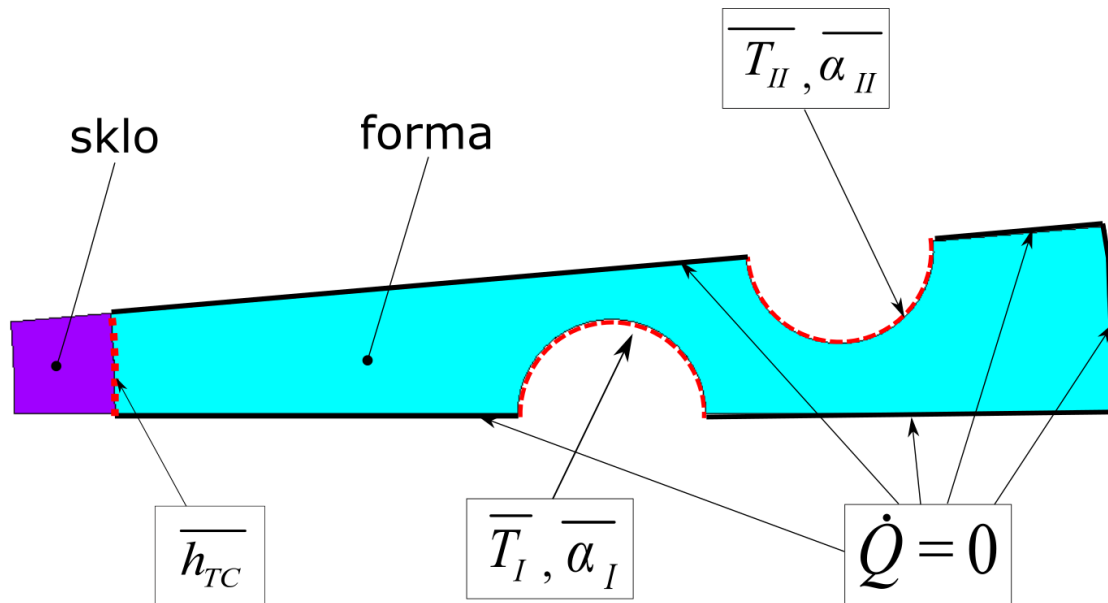
Výpočetní síť je strukturovaná 2D konečno-prvková síť vygenerovaná parametricky pomocí Ansysu APDL, jež je vyobrazena na Obr. 19 s vyznačenými body, kde je provedeno post-procesní vyhodnocení průběhu teploty po čas výpočetního tvarovacího cyklu.



Obr. 19 Výpočetní síť pro nestacionární pole konečné formy s body pro vyhodnocení časových průběhů teplot



Simulace je řešena s přidaným objemem skloviny simulující předlisek vstupující do tvarovacího cyklu konečné formy; na Obr. 20 fialovou barvou. Ve styku předlisku s kovem formy je definován součinitel prostupu tepla  $\overline{h_{TC}}$ . Nastavení okrajových podmínek reprezentuje Obr. 20.



Obr. 20 Okrajové podmínky konečné formy pro Ansys APDL

- Teplota předlisku (skloviny)  $T_{pred} = 950 \text{ } ^\circ\text{C}$  (počáteční podmínka), součinitel prostupu tepla ze skloviny do formy  $\overline{h_{TC}} = 3500 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$ .
- Střední teplota chladicího vzduchu první řady kanálů  $\overline{T_I} = 68,5 \text{ } ^\circ\text{C}$  a součinitel přestupu tepla  $\overline{\alpha_I} = 258,5 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$ .
- Střední teplota chladicího vzduchu druhé řady kanálů  $\overline{T_{II}} = 50,5 \text{ } ^\circ\text{C}$  a součinitel přestupu tepla druhé řady  $\overline{\alpha_{II}} = 267 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$ .
- Na vnější hranici formy, stejně jako v rovině výřezu jsou nastaveny jako roviny s adiabatickou okrajovou podmínkou. Tepelný tok skrze tyto plochy je tedy nulový, což znamená, že izotermy jsou na tuto adiabatickou hranici kolmé.
- Úloha je řešena 2D, tudíž přenos tepla po výšce formy není uvažován.

Hodnoty okrajových podmínek pro první řadu kanálů odpovídají hodnotám chlazených kanálů průměru 6 mm o délce 200 mm při konstantní teplotě stěny kanálu  $T_f = 435 \text{ } ^\circ\text{C}$  a jsou převzaty z grafů vypočtených v předchozí části této práce. Hodnoty okrajových podmínek pro druhou řadu jsou určeny přepočtem dat použitých pro první řadu kanálů, a to přepočtem na konstantní teplotu stěny kanálu  $T_{II} = 375 \text{ } ^\circ\text{C}$ .

Simulace je koncipována pro plně prohřátou konečnou formu. Nejsou zde řešeny případy nájždění či odstavování sklářské linky. V konečném důsledku to znamená, že každý (výpočetní) tvarovací cyklus je stejný, veličiny mají stejné průběhy a jedná se tak o kvazi stacionární stav konečné formy, jak je tomu za normálního provozu.

### 6.2.1 Počáteční podmínky a materiálové vlastnosti

Jako počáteční podmínka pro první krok iterace je zvolena konstantní teplota skloviny i formy. Teplota skloviny je definována výše, a to pouze pro první iteraci. Poté již dochází k ochlazování i předlisku samotného. Počáteční teplota konečné formy byla zvolena jako  $T_{0,KF} = 300 \text{ °C}$ . Při první iteraci dochází k vytvoření teplotního pole a probíhá výpočet. V každé iteraci následující se vždy jako výchozí teplotní pole použijí hodnoty z předcházející iterace.

Jako materiál je zvolena litina o následujících vlastnostech:

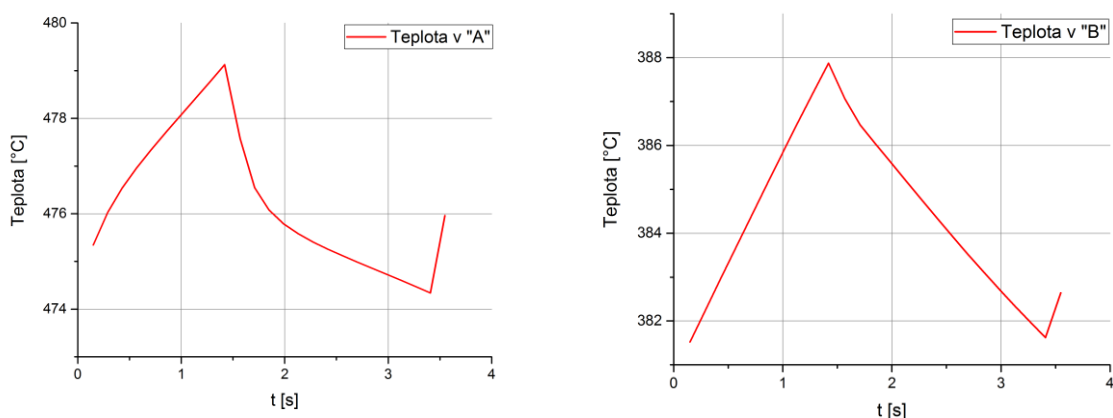
- Hustota  $\rho = 7080 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$
- Měrná tepelná kapacita  $C = 662 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
- Tepelná vodivost  $\lambda = 38,2 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$

### 6.3 Teplotní pole ve vybraných místech konečné formy a diskuze

Pro popis dynamiky a chování nestacionárního teplotního pole konečné formy v rámci jednoho tvarovacího cyklu byly zvoleny jednotlivé body („1, 2, 3, A a B“) viz Obr. 19, ve kterých jsou níže vykresleny průběhy teplot v závislosti na čase.

#### 6.3.1 Průběh teploty na stěně chladicího kanálu

Pro určení střední teploty stěny chladicího kanálu slouží body „A“ a „B“, což jsou body s největším gradientem teplot daného kanálu. Vzhledem k prostupu tepla ze skloviny do formy a dále přes formu do okolí ve směru největšího teplotního gradientu v centrifugálním směru je strana blíže středu formy víc zahřívána, resp. má vyšší teplotu. Vzdálenější část kanálu je jednak ovlivněna proudem chladicího média, tak větší vzdáleností od středu formy, čímž se zvyšuje také tepelný odpor a teplota stěny v místech bodu „B“ je nižší než v místě bodu „A“. Závislost teplot v obou těchto bodech popisuje Graf 29.



Graf 29 Průběh teploty v bodech „A“ a „B“ v rámci jednoho tvarovacího cyklu („A“ vlevo)

Výše zobrazené křivky reprezentují průběh teploty v rámci řešeného tvarovacího cyklu. Obě místa kanálu jsou od počátku simulace zahřívány až do momentu, kdy je zapnuto axiální chlazení. Poté nastává okamžité ochlazování obou sledovaných bodů. V bodě „B“ je tepelný tok odebíraný chladicím médiem přibližně konstantní, čemuž odpovídá téměř konstantní směrnice křivky. Bod „A“ je ochlazován přibližně parabolicky. Analogii lze hledat v teorii přenosu tepla

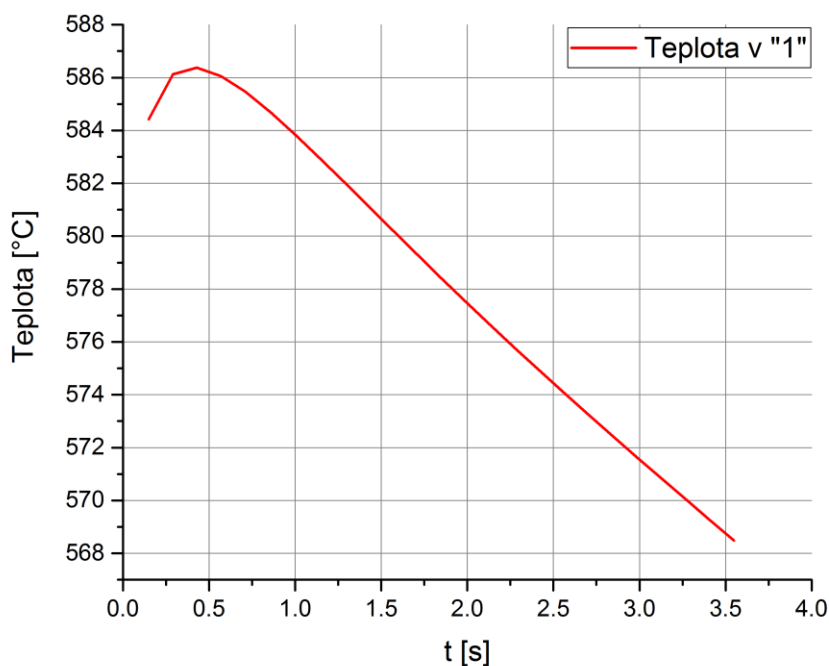
při ochlazování polo nekonečného tělesa, kde je tepelný tok úměrný odmocnině času. V čase přibližně 3,5 s, při dosažení úhlu virtuálního časovacího bubnu 180°, je zastaveno chlazení a forma se krátce, do svého otevření při 182°, začíná ohřívat zbytkovým naakumulovaným teplem. Z průběhu obou křivek na Graf 29 je zřejmé, že body „A“ a „B“ jsou ovlivňovány chladičím vzduchem přímo a bez zpoždění či setrvačnosti.

Z Graf 29 je možno určit průměrováním střední hodnotu teploty stěny po čas chlazení, což je v případě 1. řady kanálů přibližně hodnota  $T_{wI} = 435 \text{ °C}$ . Tato teplota odpovídá teplotě okrajové podmínky použité pro simulaci samostatného kanálu (stejným způsobem je pak možno určit teplotu 2. řady, a to  $T_{wII} = 375 \text{ °C}$ ).

Důležitým poznatkem je fakt, že rozdíl maximální a minimální teploty ve zkoumaném místě je necelých 6 K! Je tedy možné pracovat se střední hodnotou teplot jako s konstantou, poněvadž rozdíl 6 K je při těchto teplotách pro inženýrské aplikace nevýznamný.

### 6.3.2 Průběh teploty formy

Pro popis chování teplotního pole samotné formy v rámci jednoho tvarovacího cyklu byly vybrány číselné body „1-4“. Bod „1“ reprezentuje styk kovu se sklovinou a průběh teploty vykresluje Graf 30.

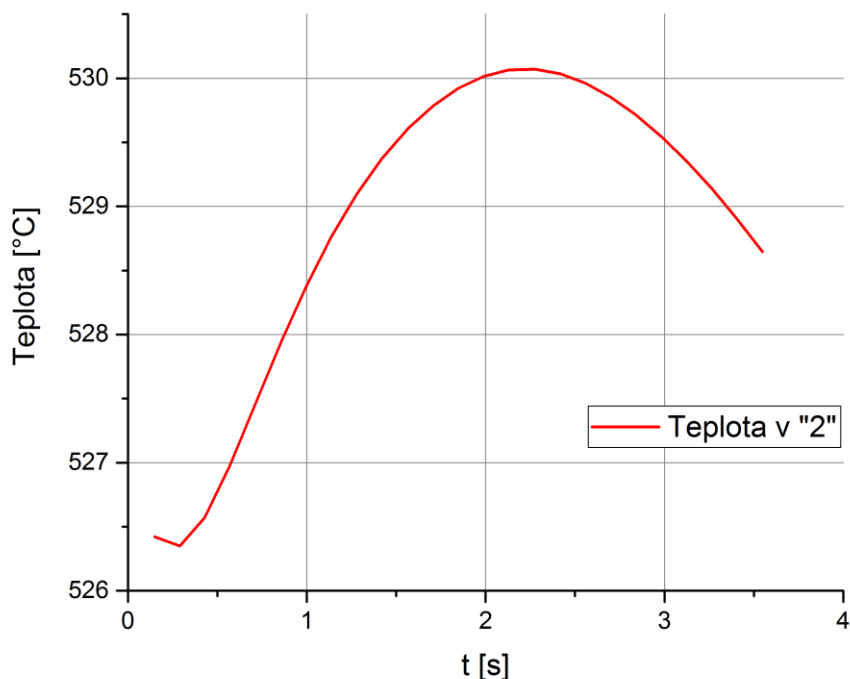


Graf 30 Průběh teploty formy v bodě „1“

Ihned po dotyku skla s kovem narůstá teplota formy, což zachycuje směrnice stoupající části křivky. S postupným ohříváním formy se však také ochlazuje vnější povrch předlisku. Jakmile dojde k ochlazení předlisku natolik, že již nemůže předávat tepelnou energii konečné formě, dochází také k postupnému ochlazování formy, opět konstantní tepelným tokem. Rozdíl maximální a minimální teploty v bodě „1“ v rámci jednoho tvarovacího cyklu je již značný, přibližně 20 K. Tento bod se nachází v tzv. akumulární zóně (viz kapitola 2.4) a podléhá tedy působení

větších teplotních kmitů. Z hlediska tepelné dynamiky se opět jedná o místo, které nepodléhá vyšším setrvačným pochodům a předlisku se projeví bez zpoždění (jedná se o místo styku).

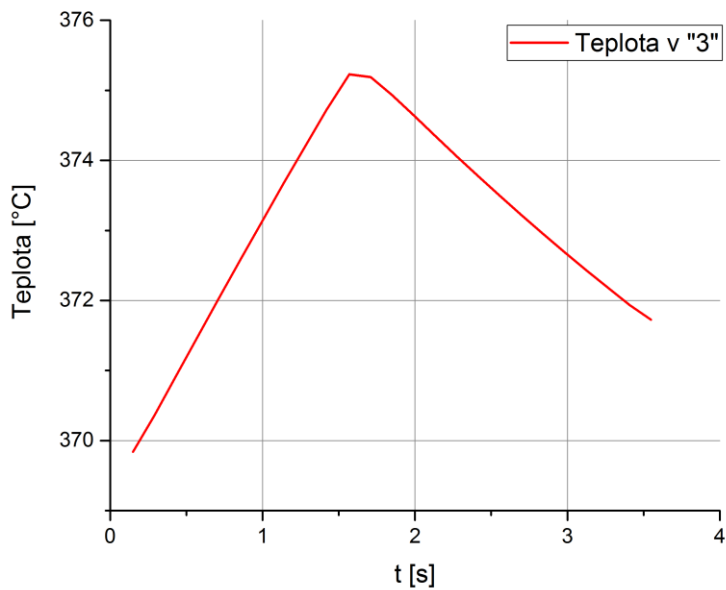
Prostup tepla dále formou směrem k jejímu vnějšímu průměru jako další popisuje bod „2“ v němž je průběh teploty zobrazen na Graf 31.



*Graf 31 Průběh teploty formy v bodě „2“*

Bod „2“ již podléhá setrvačným pochodům, jak je vidno na grafu výše. Na začátku cyklu se teplota ve vyšetřovaném bodě stále snižuje trendem odvodu tepla z předchozího cyklu. Po krátkém čase však teplo dodané z předlisku prostoupí až do bodu „2“ a teplota začíná opět narůstat až do bodu svého maxima. Efekt chlazení vzduchem v chladicích kanálech se také projeví s určitým zpožděním. Absolutní rozdíl maxima a minima teploty v bodě „2“ činí přibližně pouze 3,5 K, tudíž se bod „2“ již nachází ve stacionární teplotní zóně formy, kde se teplotní kmitý nijak významně neprojevují. Hodnotu teploty v tomto vyšetřovaném bodě pak lze již považovat jako konstantní.

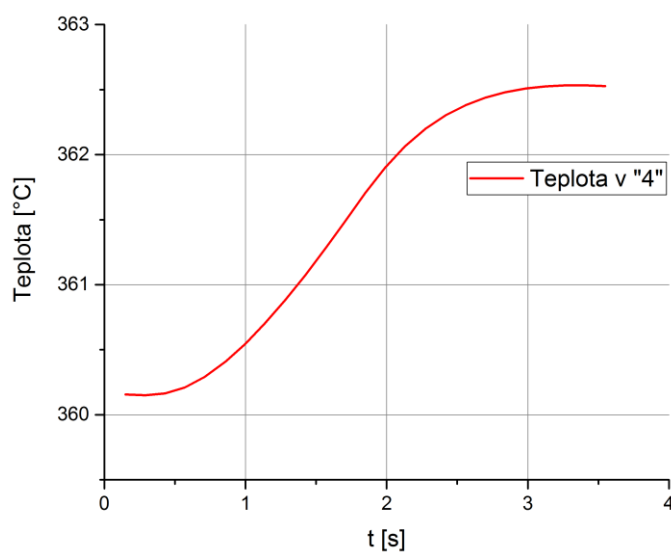
Předposledním vyšetřovaným místem formy je bod „3“, který se nachází na úrovni 2. řady chladicích kanálů a jeho průběh teploty je popsán níže, viz Graf 32.



**Graf 32 Průběh teploty formy v bodě „3“**

Na průběhu grafu je opět zřetelně vidět vliv chlazení chladicími kanály. Teplota konstantně narůstá až do doby spuštění chladicího vzduchu do chladicích kanálů, kdy pak s jemnou prodlouhou (krátká úsečka s jinou směrnicí) opět klesá. Vliv chlazení je patrný zejména na absolutnímu rozdílu hodnoty maxima a minima, který činí přibližně 5 K. Tento rozdíl je, byť nepatrně, vyšší než např. u bodu „2“, což je způsobeno větší blízkostí chladicích kanálů, tudíž rychlejší odezvy na tepelné změny.

Teplota vnější strany formy je reprezentována bodem „4“, jehož teplotní průběh je vykreslen na Graf 33.

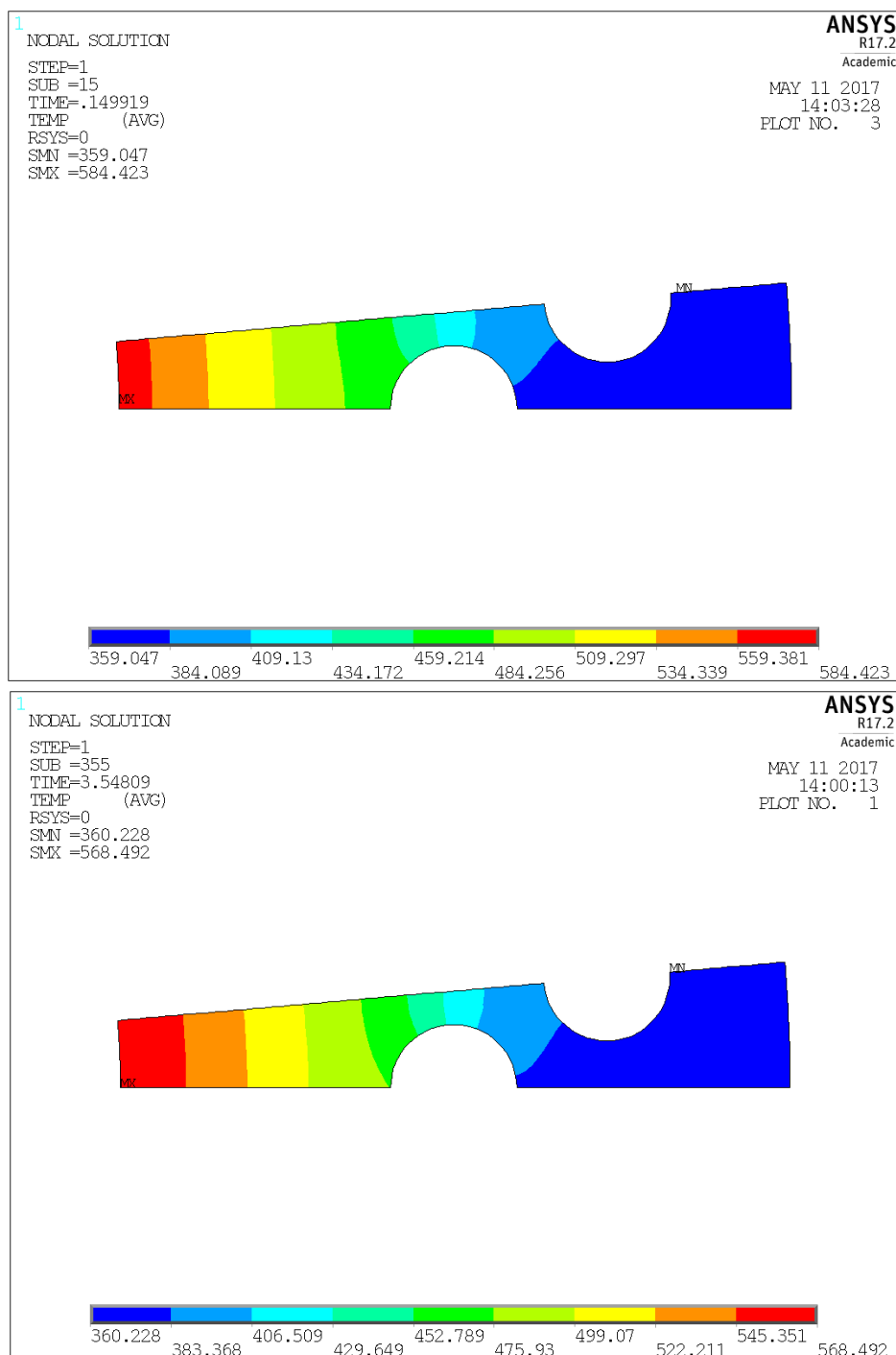


**Graf 33 Průběh teploty formy v bodě „4“**

Na okraji formy je již teplota víceméně konstantní, s odchylkou cca 2 K, a nepodléhá chladicím efektům z důvodu existence okrajové adiabatické podmínky. Okrajová adiabatická podmínka je sice zjednodušením simulace, avšak při zohlednění rozdílu teplot v tomto místě nevznáší do průběhu výpočtu téměř žádnou chybu.

#### 6.4 Skalární teplotní pole konečné formy

Celkový pohled na nestacionární pole formy v průběhu jednoho výpočetního tvarovacího cyklu, resp. rozložení teploty na začátku (koneční foukání zapnuto) a na konci (konečné foukání a axiální chlazení vypnuto) výpočetního cyklu, popisuje Obr. 21.



Obr. 21 Teplotní pole konečné formy na začátku (nahore) a na konci výpočetního tvarovacího cyklu

Obr. 21 zobrazuje na první pohled velice podobná teplotní pole konečné formy. Při pohledu na lištu měřítko teplot, lze v obou stavech pozorovat přibližně stejné teplotní minimum, které se nachází ve stacionární oblasti na vnějším okraji druhé řady kanálů a zůstává tak po celou dobu trvání tvarování konstantní, jak již bylo několikrát zmíněno v textu výše. Naopak maximální hodnota teploty se již na začátku a na konci liší, což koresponduje s průběhem teploty na Graf 30. Na Obr. 21 lze tedy pozorovat umístění hranice akumulací zóny řešené konečné formy. Z hlediska vzdálenosti od středu se tato hranice pohybuje cca 20 -25 mm vnitřní stěny formy, což odpovídá poznatkům zpracovaným v kapitole 2.3. Na obrázku teplotního pole se dá říci, že akumulací zóna je vymezena zprava žlutou barvou (včetně).

### 6.5 Stanovení spotřeby chladicího vzduchu a množství odvedeného tepla

Spotřeba chladicího vzduchu a množství odvedeného tepla během jednoho tvarovacího cyklu byly stanoveny pro modelovou formu viz Obr. 18. Jedná se tedy o formu popisovanou v této kapitole. Teploty stěn kanálů byly určeny zprůměrováním hodnoty maxima a minima na stěně jednotlivých kanálů pomocí FEM analýzy výše. Množství odebraného tepla a množství chladicího vzduchu pak na základě zmíněných teplot stěn a diagramů v kapitole 4. Pro teplotu stěny 2. řady kanálů  $T_{wII} = 375 \text{ }^\circ\text{C}$  byly hodnoty hmotnostního toku a tepelného výkonu přepočteny<sup>4</sup> opět a základě diagramů a rovnic téže kapitoly. Dosazované a vypočtené hodnoty jsou zesumovány v následující tabulce – Tabulka 2, kde  $n$  udává počet chladicích kanálů řady,  $m$  celkovou hmotnost spotřebovaného chladicího vzduchu,  $V$  jeho objem a  $Q$  celkové odvedené teplo.

*Tabulka 2 Parametry konečné formy pro stanovení celkových parametrů*

	<b>n [-]</b>	<b>m [kg]</b>	<b>V [Nm<sup>3</sup>]</b>	<b>Q [J]</b>
<b>1.řada</b>	28	0,145	0,178	21 777
<b>2.řada</b>	28	0,150	0,175	19 210
<b>SUMA</b>	-	<b>0,295</b>	<b>0,353</b>	<b>40 987</b>

Na základě uvedených dat je pro vybraný modelový případ konečné formy za daných okrajových podmínek potřeba spotřebováno během jednoho tvarovacího cyklu přibližně 0,3 kg stlačeného vzduchu na 11 kPa přetlaku o počáteční teplotě 15 °C. Tento chladicí vzduchu pak odvede při průchodu dvouřadou formou přibližně 41 kJ tepla.

<sup>4</sup> Výstupní rychlosti jsou přibližně stejné kvůli konstantnímu tlakovému poměru, vlastnosti vzduchu na výstupu jsou úměrné teplotě na výstupu, jež byla určena z Graf 6. Tepelný výkon je pak možné určit pomocí rovnice (4.4).





## 7 Závěr

Tato diplomová práce se zabývá chladicími kanály pro axiální chlazení sklářských tvarovacích forem, a to zejména z hlediska odvedených tepelných výkonů, a popisuje také nestacionární pole tvarovací formy. Byly vybrány konstrukční varianty a kombinace kanálů o různých délkách a průměrech, na kterých byly prováděny simulace za podmínek blízkým běžným podmínkám sklářského provozu.

Prizmatické kanály jsou nejjednodušší konstrukční variantou a odvádí teplo z formy nejintenzivněji v její spodní části. Míra celkového odvedeného tepla je úměrná průměru a délce kanálu při zachování stejných provozních podmínek. Pro dosažení jiného rozložení intenzity odvodu tepla je vhodné vstupní úsek kanálu předvrtat, v případě této práce otvorem o 2 mm větším než je nominální průměr kanálu. Optimální hloubka předvrtání se jeví do třetiny celkové délky kanálu. Množství celkového odebraného tepla se téměř nezmění, ale ve vstupním úseku se u předvrtaných kanálů sníží tepelný výkon přibližně o 30 %, jak popisuje Graf 21. V důsledku snížení množství odebraného tepla ve vstupním úseku je více ochlazována střední část formy, kde se akumuluje nejvíce tepelné energie ze skloviny. V předvrtaném úseku je proud vzduchu výrazně zpomalen, tím pádem se také vzduch méně ohřívá.

Pro zintenzivnění chladicího výkonu kanálů při zachování stejných okrajových podmínek je možno opatřit konce kanálů výstupním difusorem pro vytvoření Venturiho efektu v kanále. Venturiho efekt má za následek zvýšení rychlostí po délce kanálu (při téměř neměnné rychlosti výstupní), čímž dochází k zvýšení hmotnostního toku, jenž proudí kanálem. Tvarovací forma je tak intenzivněji chlazená a zvýšení chladicího výkonu pro prizmatické kanály činí přibližně 15 – 20 % a pro kanály s předvrtaným vstupním úsekem je zvýšení cca 20 – 25 % (to vše v porovnání se stejným typem kanálu bez difusoru).

Jednotlivé charakteristiky zkoumaných chladicích kanálů byly vyneseny do diagramů, jež mohou sloužit konstruktérům při návrhu tvarovacích forem jako podklad pro určení množství odvedeného tepla chladicími kanály.

Výpočtem nestacionárního pole tvarovací formy v rámci jednoho tvarovacího cyklu byla forma rozdělena na část akumulační a stacionární a popsány průběhy změn teploty v různých místech formy. Chladicí kanály se nachází v zóně stacionární, kde se teplota po celou dobu trvání tvarovacího cyklu významně nemění, je tudíž možné použít při výpočtech proudění a přenosu tepla v axiálních kanálech při krátké době styku skla s formou okrajovou podmínku konstantní teploty stěny kanálu.

Úkolem této práce bylo řešit rychlostní a teplotní pole v kanálech a formulovat výpočtové rovnice, okrajové a počáteční podmínky a vyhodnotit získané poznatky, čemuž se věnují kapitoly 3, 4 a 5. Dalším bodem zadání je řešení nestacionárního teplotního pole formy, které je popsáno v kapitole 6. V téže kapitole je také splněn poslední bod zadání, a to stanovení množství odvedeného tepla a spotřeby chladicího vzduchu. Tyto hodnoty zobrazuje Tabulka 2.



## Seznam použité literatury

- [1] WARUDE, Anand. *Analysis of glass mold to enhance rate of heat transfer*. University of South Florida, 2004. Vedoucí práce Roger Crane.
- [2] SMRČEK, Antonín. *Strojní tvarování skla*. 1. vyd. Praha: Státní nakladatelství technické literatury, 1981. ISBN -.
- [3] Tavení skla: Návod na laboratorní práci. *Vysoká škola chemicko-technologická v Praze* [online]. Praha: VŠCHT, [cit. 2017-01-17]. Dostupné z: [http://tresen.vscht.cz/sil/sites/default/files/Taven%C3%AD%20skel\\_lab.pdf](http://tresen.vscht.cz/sil/sites/default/files/Taven%C3%AD%20skel_lab.pdf)
- [4] The Forming Process. *Bucher Emhart Glass* [online], 2012 [cit. 2017-01-17]. Dostupné z: <http://emhartglass.com/products/container-forming/process-products/the-forming-process>
- [5] PÍREK, Lukáš. *Modelová stanice pro kapalinové chlazení forem*. Technická univerzita v Liberci, 2006.
- [6] BELDA, Jaroslav. *Sklářské a keramické stroje I*. 1. Liberec: TUL, 1994.
- [7] *VERTI-FLOW 9700 Series Blow Mold Cooling System* [online]. Emhart Glass [cit. 2017-01-18]. Dostupné z: [www.bucheremhartglass.com](http://www.bucheremhartglass.com)
- [8] MCGRAW, D. Transfer of heat in glass during forming. *Journ. Amer. Ceram. Soc.* 1961, **44**(7), 353.
- [9] BABCOCK, C. Application of glass properties data to forming operations temperature distribution in glass and mold during forming. In: *Sborník přednášek IV. mezinárodního sklářského průmyslu*. Paříž. 1956.
- [10] JÍCHA, Miroslav. *Numerické řešení turbulentní mezní vrstvy s přestupem tepla*. VUT Fakulta strojní, Brno, 1980. Habilitační práce.
- [11] WILLINGER, Reinhard. *Numerische Methoden für thermische Energiesysteme*. Technische Universität Wien, 2010.
- [12] ANSYS INC., *Ansys Fluent Theory Guide*. USA, 2013.
- [13] VONDRA, Marek. *Měření na turbínové mříži*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2015, 102 s. Vedoucí práce Doc. Ing. Jan Fiedler, Dr.
- [14] CEBECI, Tuncer. a A. M. O. SMITH. *Analysis of turbulent boundary layers*. New York: Academic Press, 1974. ISBN 01-216-4650-5.
- [15] JÍCHA, Miroslav. *Přenos tepla a látky*. 1. vydání. Brno: CERM, 2001. Učební texty vysokých škol. ISBN 80-214-2029-4.

- [16] KREITH, Frank a Mark S. BOHN. *Principles of heat transfer*. 6. vydání. USA: Brooks/Cole, 2001. ISBN 0-534-37598-0.
- [17] HEŘMANSKÝ, Bedřich. *Termomechanika jadrených reaktorů*. 1. Praha: Academia, 1986.
- [18] *Mould Design Interface Training*. Bucher Emhart Glass, 2016.
- [19] How glass containers are made. *Bucher Emhart Glass* [online]: firemní literatura, 2012 [cit. 2017-01-16]. Dostupné z:  
[http://bucheremhartglass.com/system/files/download\\_center/How%20glass%20containers%20are%20made.jpg](http://bucheremhartglass.com/system/files/download_center/How%20glass%20containers%20are%20made.jpg)
- [20] Navier - Stokes Equation. *Clay Mathematics Institute* [online]. Peterborough: CMI President's Office, 2017 [cit. 2017-01-30]. Dostupné z:  
<http://www.claymath.org/millennium-problems/navier%E2%80%93stokes-equation>

## Seznam použitých zkratk a symbolů

### Římské symboly

$a$	turbulentní tepelná vodivost	[Wm <sup>-2</sup> K <sup>-1</sup> ]
$C$	měrná tepelná kapacita kovu	[Jkg <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> ]
$c_p$	měrná tepelná kapacita média	[Jkg <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> ]
$D$	průměr kanálu	[m]
$h$	entalpie	[J/kg]
$\bar{h}$	střední součinitel prostupu tepla	[W/m]
$k$	turbulentní kinetická energie	[J/kg]
$L$	délka chladicího kanálu	[m]
$L_c$	charakteristický rozměr	[m]
$\dot{m}$	hmotnostní tok	[kg/s]
$Nu$	Nusseltovo číslo	[-]
$p$	tlak	[Pa]
$Q$	celkové odebrané teplo	[J]
$\dot{Q}$	celkový tepelný tok	[W]
$\dot{q}$	měrný tepelný tok	[W/kg]
$Re$	Reynoldsovo číslo	[-]
$t$	čas	[s]
$T$	teplota	[K]
$\bar{T}$	střední teplota	[K]
$T_{in}$	teplota na vstupu	[K]
$T_{out}$	teplota na výstupu	[K]
$T_w$	teplota stěny	[K]
$u$	rychlost	[m/s]
$u'$	oscilační složka rychlosti	[m/s]
$w$	složka rychlosti ve směru osy	[m/s]
$x$	souřadnice polohy	[m]

### Řecké symboly

$\bar{\alpha}$	střední součinitel přestupu tepla	$[\text{Wm}^{-2}\text{K}^{-1}]$
$\delta_{ij}$	Kroneckerova delta	$[-]$
$\lambda$	součinitel tepelné vodivosti	$[\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}]$
$\mu_t$	turbulentní viskozita	$[\text{Pa}\cdot\text{s}]$
$\nu$	kinematická viskozita	$[\text{m}^2/\text{s}]$
$\Sigma\xi$	suma tlakových ztrát	$[\text{Pa}]$
$\rho$	hustota	$[\text{kg}/\text{m}^3]$
$\tau_{ij}$	tenzor napětí	$[\text{Pa}]$

### Zkratky

*CFD* computational fluid dynamics

*FEM* finite element method

*KF* konečná forma

*MKP* metoda konečných prvků

*MV* mezní vrstva

*OP* okrajová podmínka

*PF* přední forma

## Seznam grafů

Graf 1 Průběh celkového tlaku v ose chladicího kanálu .....	41
Graf 2 Průběh teploty v ose kanálu .....	41
Graf 3 Průběh teploty od osy ke stěně chladicího kanálu na výstupní části .....	42
Graf 4 Rychlostní profily ve vybraných místech chladicího kanálu .....	42
Graf 5 Průběh hodnot $Y^+$ .....	43
Graf 6 Závislost bezrozměrné teploty na souřadnici D/L v prizmatických kanálech daného průměru .....	45
Graf 7 Závislost Nusseltova čísla na poměru D/L pro prizmatické kanály .....	46
Graf 8 Průběh bezrozměrné teploty $\theta_a$ pro jednotlivé délky kanálu o $D = 6$ mm .....	47
Graf 9 Střední tepelný výkon prizmatických kanálů vybraných průřezů .....	48
Graf 10 Hmotnostní tok skrze prizmatické chladicí kanály vybraných průřezů .....	49
Graf 11 Průběh teplot na výstupu z prizmatických kanálů $D = 6$ mm s výstupním difusorem a bez difusoru .....	50
Graf 12 Průběh hodnot tepelného výkonu a hmotnostního toku v prizmatických kanálech průměru $D = 6$ mm s výstupním difusorem .....	51
Graf 13 Závislost bezrozměrné teploty na souřadnici D/L v odstupňovaných kanálech daného průměru .....	53
Graf 14 Závislost Nusseltova čísla na poměru D/L u odstupňovaných kanálů .....	53
Graf 15 Průběh bezrozměrné teploty $\theta_a$ pro jednotlivé délky odstupňovaného kanálu o nominálním průměru $D = 6$ mm .....	54
Graf 16 Průběh středních tepelných toků odstupňovaných kanálů vybraných průměrů .....	55
Graf 17 Průběh křivek hmotnostních toků jednotlivých odstupňovaných kanálů .....	55
Graf 18 Průběh teplot na výstupu z odstupňovaných kanálů $D = 6$ mm s výstupním difusorem a bez difusoru ..	56
Graf 19 Průběh hodnot tepelného výkonu a hmotnostního toku v odstupňovaných kanálech průměru $D = 6$ mm s výstupním difusorem .....	56
Graf 20 Srovnání tepelného výkonu jednotlivých vstupních úseků kanálů bez difusoru .....	57
Graf 21 Srovnání středních tepelných výkonů jednotlivých kanálů bez difusoru .....	58
Graf 22 Srovnání hmotnostních toků jednotlivých kanálů bez difusoru .....	59
Graf 23 Srovnání rychlostních profilů kanálu $D = 6$ mm a $L = 120$ mm s difusorem a bez něj v odstupňovaném kanálu .....	60
Graf 24 Srovnání odvedeného tepelného výkonu prizmatického kanálu $D = 6$ mm s difusorem a bez něj .....	61
Graf 25 Srovnání odvedeného tepelného výkonu odstupňovaného kanálu $D = 6$ mm s difusorem a bez něj .....	61
Graf 26 Srovnání hmotnostních toků prizmatického kanálu $D = 6$ mm s difusorem a bez něj .....	62
Graf 27 28 Srovnání hmotnostních toků odstupňovaného kanálu $D = 6$ mm s difusorem a bez něj .....	62
Graf 29 Průběh teplota v bodech „A“ a „B“ v rámci jednoho tvarovacího cyklu („A“ vlevo) .....	66
Graf 30 Průběh teploty formy v bodě „1“ .....	67
Graf 31 Průběh teploty formy v bodě „2“ .....	68
Graf 32 Průběh teploty formy v bodě „3“ .....	69
Graf 33 Průběh teploty formy v bodě „4“ .....	69

