

Řešení průtoku vazké stlačitelné tekutiny minikanálem

Bc. Jindřich Hála

Vedoucí práce: Ing. Tomáš Hyhlík, Ph.D., Ing. Martin Luxa, Ph.D.

Abstrakt

Příspěvek se zabývá prouděním vazké stlačitelné tekutiny při vysokých rychlostech v minikanálech obdélníkového průřezu. Pro numerickou simulaci je formulována úloha řešení parametrů proudu stlačitelné vazké tekutiny minikanálem. Výsledky výpočtu jsou dosaženy užitím programu Fluent a je proveden jejich podrobný rozbor včetně porovnání s výsledky experimentů.

Klíčová slova

minikanál, součinitel tření, numerická simulace

1 Úvod

Proudění v minikanálech spadá do obecnější problematiky proudění v úzkých kanálech, kam patří také proudění v mikrokanálech a nanokanálech. Za minikanál je obecně považován kanál s hydraulickým průměrem $3 \text{ mm} > D_h > 200 \mu\text{m}$ [8]. Porozumění proudění v minikanálech je důležité kvůli jeho širokému uplatnění v mnoha technických aplikacích, jako jsou například jednotky pro dělení vzduchu, tepelné výměníky, odsolovací zařízení nebo například počítačové komponenty a mnohá další [3].

Problematika proudění v kanálech konstantního průřezu s uvažováním tření je zpracována v [5], kde jsou odvozeny základní vztahy jak pro proudění krátkými kanály, které se dá považovat za adiabatické, tak pro proudění delšími kanály, které je uvažováno neadiabatické a přibližně izotermické.

Z teoretických studií vyplývá, že proudění v úzkých kanálech je v mnoha aspektech odlišné od proudění kanály makroskopických rozměrů, tj. kanály s charakteristickým rozměrem v centimetrech. Se zmenšujícími se rozměry se začínají projevovat faktory jako je drsnost povrchu, hustota a stlačitelnost tekutiny, takovým způsobem, který doposud nebyl dostatečně prozkoumán. Znalost povrchového tření nebo součinitele povrchového tření nabývá velké důležitosti při výpočtech hydraulických i tepelných ztrát. Bylo publikováno [1], že stlačitelnost je nutno uvažovat již při relativně nízkých Machových číslech na rozdíl od proudění kanály makroskopických rozměrů, kde je pro $M < 0,3$ vliv stlačitelnosti obvykle zanedbán.

Dalším významným parametrem je hustota tekutiny. Charakter proudění je vyjádřen Knudsenovým číslem Kn , které vyjadřuje poměr střední volné dráhy molekul plynu k fyzikálnímu rozměru částice (1). Pouze pro $Kn \ll 10^{-3}$ je proudění považováno za tok kontinua. V rozsahu $10^{-3} < Kn < 10^{-1}$ je možné považovat proudění za tok kontinua s tím rozdílem, že je nutné uvažovat skluz tekutiny a teplotní skok u stěn kanálu. Při $10^{-1} < Kn < 10$ se proudění nachází v přechodovém režimu a není již možné k němu přistupovat jako ke kontinuu. Pro $Kn > 10$ je nutné proudění považovat za volný proud molekul (tak zvaný tok v kinetickém režimu) [8]. Je nutné uvést, že při určitých hodnotách Kn je možné dosáhnout s rostoucí rychlostí nižšího povrchového tření, což bylo vysvětleno teorií J. C. Maxwella o režimu toku se skluzem [8].

$$Kn = \frac{\lambda}{L} \quad (1)$$

U některých typů mikrokanálů bylo také zjištěno, že viskózní síly mohou být větší než síly setrvačné, tudíž velkého významu nabývá drsnost povrchu. Kvůli velkému teplotnímu a tlakovému gradientu podél kanálu může být výstupní Reynoldsovo číslo až dvakrát vyšší než vstupní. Tento jev může ovlivnit přechod z laminárního proudění na turbulentní. Všechny tyto faktory mohou negativně ovlivnit efektivitu přenosu tepla nebo zvýšit ztráty způsobené třením, což má významné důsledky pro účinnost různých technických zařízení. [8]

V článku [2] bylo pojednáno o jednorozměrném proudění, které je uvažováno neizoentropické - s přírůstem entropie. Byly odvozeny vztahy pro výpočet parametrů proudu s uvažováním konstantní termodynamické účinnosti v průběhu celého procesu. Závěrem byla vyjádřena závislost kritického tlakového poměru při aerodynamickém ucpání na termodynamické účinnosti rov. (2), kde z je definováno rovnicí (3), η je termodynamická účinnost (4), κ Poissonova konstanta (5), p statický tlak a p_0 celkový tlak. Bylo konstatováno, že vlivem nevratných procesů dojde k posunu podmínek aerodynamického ucpání do oblasti subsonického proudění. Je zdůrazněno, že takovéto kritické podmínky odpovídají podmínkám při maximální hustotě toku hmotnosti.

$$\left(\frac{p}{p_0}\right)_* = \left(z + \sqrt{z^2 + \frac{1-\eta}{\eta} \frac{2\kappa}{\kappa+1}}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \quad (2)$$

$$z = \frac{1}{2(\kappa+1)\eta} [(3\kappa+1)\eta - 3\kappa + 1] \quad (3)$$

$$\eta = \frac{T_0 - T}{T_0 - T_{is}} \quad (4)$$

$$\kappa = \frac{c_p}{c_p - r} \quad (5)$$

Prouděním v minikanálech se zabývá článek [4]. V článku je popsáno provedení experimentů ve vysokorychlostní aerodynamické laboratoři ÚT AV ČR v Novém Kníně, při nichž bylo cílem vyšetřit proudění minikanály konstantního průřezu s kritickým průřezem na výstupu. V experimentálním zařízení (Obrázek 1) bylo testováno několik variant rozměrů minikanálů (Tabulka 1), kde hydraulický průměr byl vypočten ze vztahu (6). Každá varianta byla měřena pro různé hodnoty tlakového poměru, definovaného rovnicí (7), kde p_B je tlak v uklidňovací komoře a p_{01} celkový tlak na vstupu do minikanálu. Celkem bylo proměřeno 5 variant tlakových poměrů od $\pi = 0,370$ do $\pi = 0,865$. Byly vyhodnocovány hodnoty statického tlaku a ztráty celkového tlaku. Dále byla provedena optická měření pro mikrokanály s $D_h = 3,922$ mm a $D_h = 1,980$ mm a měření hmotnostního toku pomocí škrtkové clonky, tlakových snímačů a snímačů teploty.

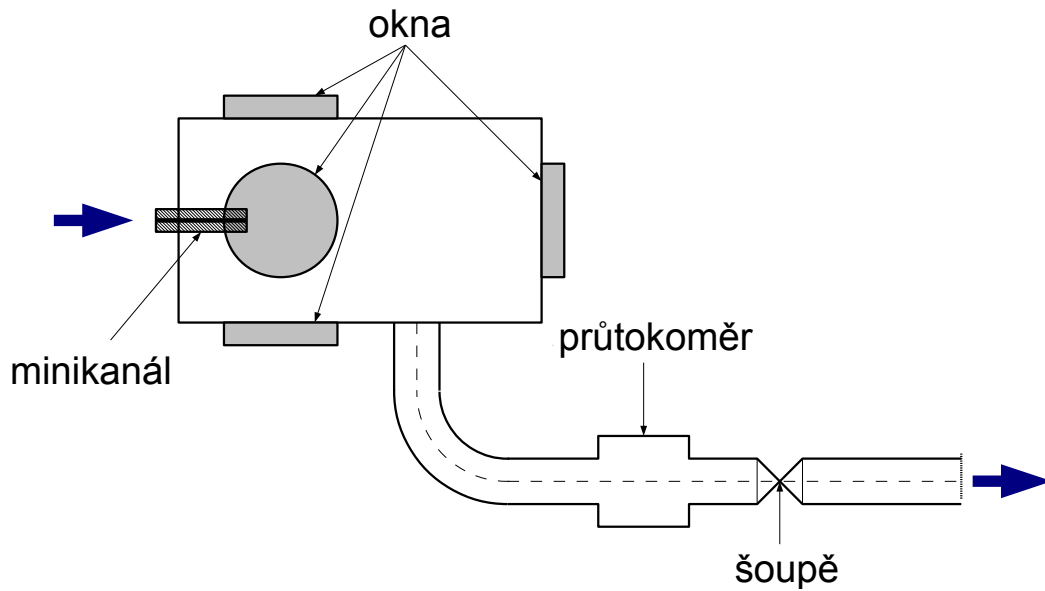
$$D_h = \frac{4A}{(2B + 2H)} \quad (6)$$

$$\pi = \frac{p_B}{p_{01}} \quad (7)$$

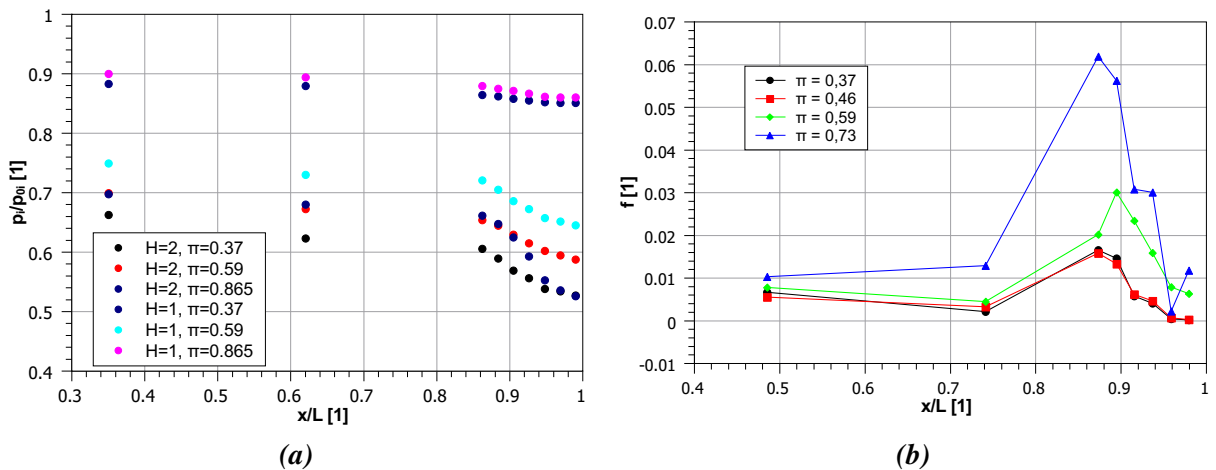
Experimentálně bylo zjištěno, že na rozdíl od makroskopických kanálů s obdélníkovým průřezem, u kterých často dochází k sekundárnímu proudění v rozích, se u měřených konfigurací sekundární proudění neprojevovalo, což bylo doloženo rovnoměrným rozložením statického tlaku napříč minikanálem. Na Obrázku 2a je zobrazeno obvyklé rozložení poměru statického a celkového tlaku podél osy minikanálu. Je patrný lineární pokles až do oblasti výstupu, kde dojde k prudkému poklesu na tlak výstupní, přičemž gradient je závislý na poměru π .

Délka	Šířka	Výška	Hydraulický průměr
$L[mm]$	$W[mm]$	$H[mm]$	$D_h[mm]$
100, 200	100	2	3,922
		1	1,980
		0,5	0,995
	50	2	3,846
		1	1,961
		0,5	0,990
	20	2	3,636
		1	1,905
		0,5	0,976
10	2	3,333	
	1	1,818	
	0,5	0,952	

Tabulka 1: Rozměry minikanálu.



Obrázek 1: Schéma experimentálního zařízení.



Obrázek 2: Rozložení hodnot poměru statického a celkového tlaku (a) součinitele tření (b) podél osy minikanálu o délce $L = 100$ mm a výšce $H = 2$ mm.

Součinitel tření f byl z naměřených hodnot určen pomocí modelu jednorozměrného adiabatického proudění se třením. Pro výpočet hydraulického průměru byl využit vztah (6), i když pro kanály s průřezem o velké štíhlosti se obvykle využívá pouze výška kanálku H . Rovnice (9) byla upravena do tvaru (10), kde M je Machovo číslo definované rovnicí (8). Použitím těchto rovnic mezi dvěma sousedními body o vzdálenostech L_1 a L_2 od místa průřezu L_{max} byl vyhodnocen součinitel tření f mezi těmito body. Aplikací bezrozměrné rychlosti definované rovnicí (11) byly použité vztahy zjednodušeny na rovnici (12).

$$M = \frac{w}{a} \quad (8)$$

$$\frac{f(L_1 - L_2)}{D_h} = \frac{f(L_{max} - L_2)}{D_h} - \frac{f(L_{max} - L_1)}{D_h} \quad (9)$$

$$\frac{f(L_{max} - L)}{D_h} = \frac{1 - M^2}{\kappa M^2} + \frac{\kappa + 1}{2\kappa} \ln \frac{\frac{\kappa + 1}{2} M^2}{1 + \frac{\kappa - 1}{2} M^2} \quad (10)$$

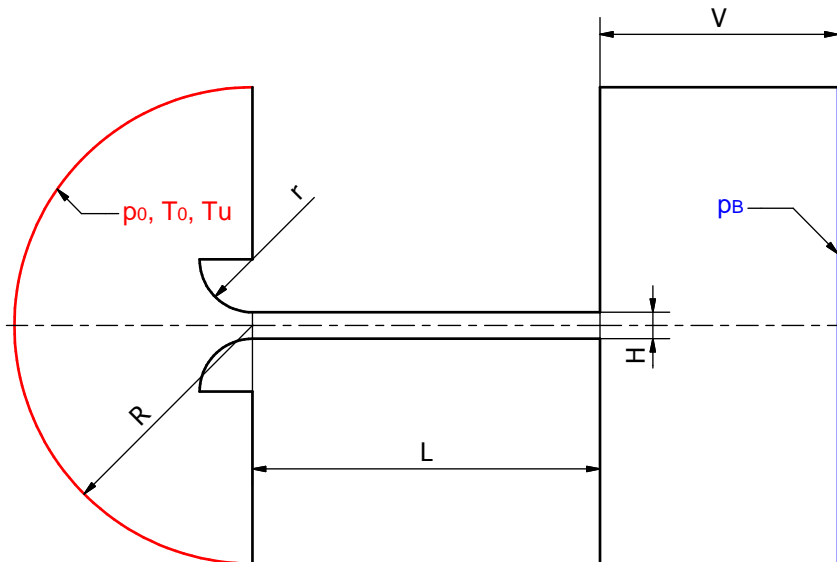
$$M_* = \frac{w}{c_*} \quad (11)$$

$$\frac{f(L_{max} - L)}{D_h} = \frac{\kappa + 1}{2\kappa} \left(\frac{1}{M_{*1}^2} - \frac{1}{M_{*2}^2} - \ln \frac{M_{*2}^2}{M_{*1}^2} \right) \quad (12)$$

Z výše uvedených rovnic je zřejmé, že pro Machovo číslo M blízké jedné, to jest v kritickém průřezu, se součinitel tření blíží nule. Tlaková ani optická měření tento jev nepotvrdila. Z interferogramů bylo navíc patrné, že v kritickém průřezu docházelo ke zrovnoměrnění rychlostního profilu, což může naopak odpovídat zvýšeným hodnotám smykového napětí a součinitele tření. Vypočtené hodnoty součinitele tření pro vysoké hodnoty tlakového spádu π odpovídaly datům známých z makroskopických kanálů. Pro malé tlakové spády π , kdy se proudění na výstupu přibližovalo kritickým podmínkám, součinitel tření na výstupu prudce narostl, ale v blízkosti výstupu poklesl téměř na nulu, jak je patrné z grafu na Obrázku 2b. V závěru autoři konstatují, že použitá metoda se neukázala příliš vhodná pro vyšetření součinitele tření v bezprostřední blízkosti kritického průřezu a v budoucnu bude nutné použít pro určení součinitele tření jinou metodu.

2 Formulace úlohy

Úloha numerického výpočtu proudění v minikanálu byla formulována jako dvourozměrná, turbulentní, kvůli jevům na výstupu také jako nestacionární a pro stlačitelnou, vazkou tekutinu. Pro výpočty byla vytvořena výpočtová síť pro oblast, která je zobrazena na Obrázku 3 a svými rozměry odpovídá experimentálnímu zařízení, které bylo použito při výzkumu zpracovaném v článku [4]. Síť byla tvořena v části před vstupem do minikanálu trojúhelníkovými elementy, zatímco v minikanálu a za ním byla strukturovaná a vytvořená z elementů čtyřúhelníkových. V minikanálu byla síť v blízkosti stěn zjemněna za účelem dodržení podmínky pro použití modelu turbulence SST $k-\omega$, kdy hodnota bezrozměrné vzdálenosti od stěny musí splňovat podmínku $y^+ \leq 1$. Výpočtový model zahrnoval rovnici kontinuity pro stlačitelnou tekutinu, pohybové rovnice turbulentního proudění, energetickou rovnici a stavovou rovnici ideálního plynu.



Obrázek 3: Znárodnění výpočtové oblasti.

2.1 Okrajové podmínky

Jako okrajová podmínka byl na vstupu do výpočtové oblasti zadán tlak odpovídající atmosférickému tlaku $p_0 = 1 \cdot 10^5$ Pa, klidová teplota $T_0 = 300$ K a kvůli konvergenci numerického řešení intenzita turbulence $Tu = 0,1\%$. Na výstupu byl v modelu uvažován výfuk do podtlaku vždy tak, aby byl dodržen tlakový poměr π . Hodnota intenzity turbulence na výstupu z výpočtové oblasti byla předepsána 2% .

3 Úvodní numerické řešení úlohy

Pro úvodní numerické výpočty byla zvolena varianta minikanálu s $D_h = 3,992$ mm (viz Tabulka 1) a délkou $L = 100$ mm. K úvodním výpočtům byl zvolen největší tlakový spád $\pi = 0,37$. Na vstupu byl předepsán atmosférický tlak $p_0 = 1 \cdot 10^5$ Pa a klidová teplota $T_0 = 300$ K na výstupu $p_B = 3,7 \cdot 10^4$ Pa. Výpočet byl nejprve prováděn stacionárně, ale zřejmě kvůli nestacionárním jevům v oblasti výtoku z minikanálu nekonvergoval. Proto byly následující výpočty provedeny jako nestacionární.

3.1 Zpracování vypočtených dat

Vypočtená data byla vyhodnocena pomocí metody redukce dat. V řezech kolmých na osu minikanálu byly vypočteny střední hodnoty rychlosti ve směru $x - u$, rychlosti ve směru $y - v$, statického tlaku p a hustoty ρ . Následujícím postupem byly tyto veličiny, které jsou ve dvou-rozměrné úloze funkcemi dvou souřadnic x a y , redukovány na veličiny závislé pouze na jedné souřadnici x . Toho je dosaženo důslednou bilancí toku hmotnosti Q , energie E , hybnosti ve směru $x - H_x$ a hybnosti ve směru $y - H_y$. [6] [7]

Nejprve byly vypočteny integrály hustoty toku hmotnosti, hybnosti a energie dle rovnic (13), (14), (15) a (16), kde e je celková energie v jednotce objemu definovaná rovnicí (17).

$$Q = \frac{1}{H} \int_{h_0}^{h_0+H} \rho(y)u(y)dy \quad (13)$$

$$H_x = \frac{1}{H} \int_{h_0}^{h_0+H} [\rho(y)u(y)^2 + p(y)]dy \quad (14)$$

$$H_y = \frac{1}{H} \int_{h_0}^{h_0+H} \rho(y)u(y)v(y)dy \quad (15)$$

$$E = \frac{1}{H} \int_{h_0}^{h_0+H} u(y)[e(y) + p(y)]dy \quad (16)$$

$$e = \frac{p}{\kappa - 1} \cdot \frac{\rho}{2}(u^2 + v^2) \quad (17)$$

Řešením následující soustavy nelineárních algebraických rovnic (18) až (21) byly získány vztahy pro redukované hodnoty rychlostí \tilde{v} a \tilde{u} , hustoty $\tilde{\rho}$ a statického tlaku \tilde{p} (rovnice (22) až (25)). [6]

$$\tilde{\rho}\tilde{u} = Q \quad (18)$$

$$\tilde{\rho}\tilde{u}^2 + \tilde{p} = H_x \quad (19)$$

$$\tilde{\rho}\tilde{u}\tilde{v} = H_y \quad (20)$$

$$\tilde{u}(\tilde{e}^2 + \tilde{v}^2) = E \quad (21)$$

$$\tilde{p} = \frac{H_x \pm \sqrt{H_x^2 - (\kappa^2 - 1)(2QE - H_x^2 - H_y^2)}}{\kappa + 1} \quad (22)$$

$$\tilde{u} = \frac{H_x - \tilde{p}}{Q} \quad (23)$$

$$\tilde{v} = \frac{H_y}{Q} \quad (24)$$

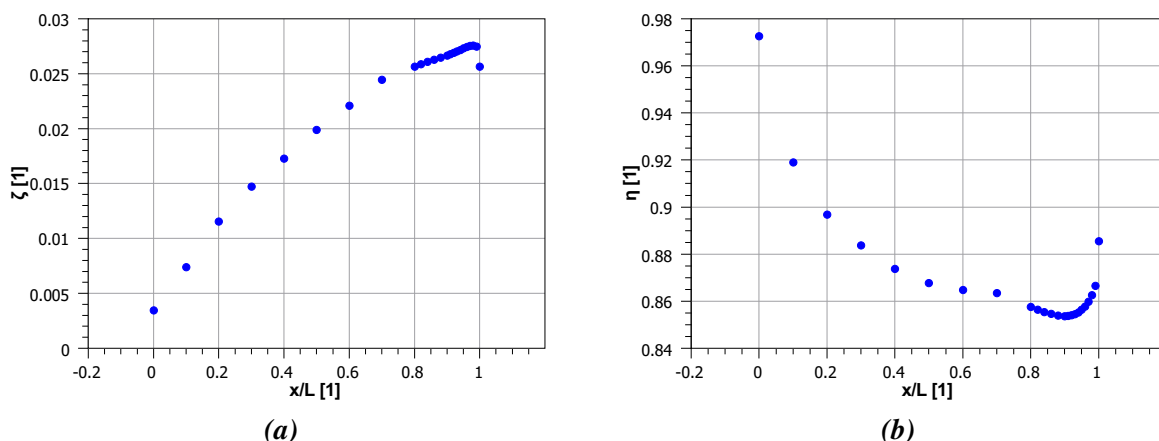
$$\tilde{\rho} = \frac{Q^2}{H_x - \tilde{p}} \quad (25)$$

Z redukovaných hodnot byla dle rovnic (26) a (27), kde M je Machovo číslo (rovnice 28), M_{is} isoentropické Machovo číslo (rovnice 29), w_{is} isoentropická rychlost v rovině řezu (rovnice 30) a κ Poissonova konstanta (rovnice 5), vypočtena hodnota ztrátového součinitele respektive termodynamické účinnosti ve všech vyhodnocovaných řezích minikanálem. [6]

$$\zeta = 1 - \frac{\tilde{u}^2 + \tilde{v}^2}{w_{is}^2} \quad (26)$$

$$\eta = \frac{T_{01} - T}{T_{01} - T_{is}} \quad (27)$$

$$M = \sqrt{\frac{\tilde{u}^2 + \tilde{v}^2}{\kappa \frac{\tilde{p}}{\tilde{\rho}}}} \quad (28)$$



Obrázek 4: Rozložení hodnot ztrátového součinitele (a) a termodynamické účinnosti (b) podél osy minikanálu o délce $L = 100$ mm a výšce $H = 2$ mm.

$$M_{is} = \sqrt{\frac{2}{\kappa - 1} \left[\left(\frac{\tilde{p}}{p_{01}} \right)^{\frac{1 - \kappa}{\kappa}} - 1 \right]} \quad (29)$$

$$w_{is} = \sqrt{\frac{2\kappa T_0 r}{\kappa - 1} \left[1 - \left(\frac{\tilde{p}}{p_0} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} \right]} \quad (30)$$

Na Obrázku 4a je zobrazen průběh ztrátového součinitele podél minikanálu a na Obrázku 4b je zobrazen průběh termodynamické účinnosti.

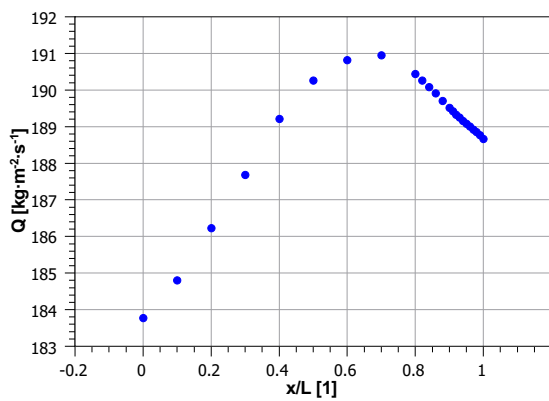
Dále byla za použití redukovaných hodnot ze vztahu (31), kde \tilde{w} je redukovaná absolutní rychlost definovaná rovnicí (32), vypočteno rozložení hustoty toku hmotnosti podél minikanálu zobrazené na Obrázku 5a. Při porovnání Obrázku 5a s Obrázkem 5b, kde je zobrazen průběh poměru redukovaných hodnot statického a celkového tlaku vypočtený z rovnice (33), je zřejmé, že nejvyšší hodnoty hustoty toku hmotnosti bylo dosaženo přibližně v 70% délky minikanálu při tlakovém poměru $\frac{\tilde{p}_i}{\tilde{p}_{0i}} = 0,65$. Tento výsledek odpovídá závěrům učiněným v článku [2], že kritický průřez se v důsledku nevratných procesů v proudící tekutině posune do subsonické oblasti, kde se také bude nacházet maximum hustoty toku hmotnosti.

$$Q = \tilde{\rho} \cdot \tilde{w} \quad (31)$$

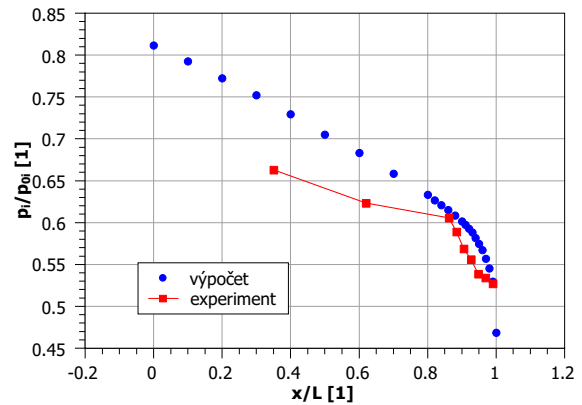
$$\tilde{w} = \sqrt{\tilde{u}^2 + \tilde{v}^2} \quad (32)$$

$$\frac{\tilde{p}_i}{\tilde{p}_{0i}} = \left(1 + \frac{\kappa - 1}{\kappa} M^2 \right)^{\frac{\kappa}{1 - \kappa}} \quad (33)$$

Z redukovaných hodnot celkového tlaku byl dle rovnice (34) vypočten součinitel ztráty celkového tlaku a na Obrázku 6a porovnán s hodnotami získanými experimentálně a publikovanými v článku [4].

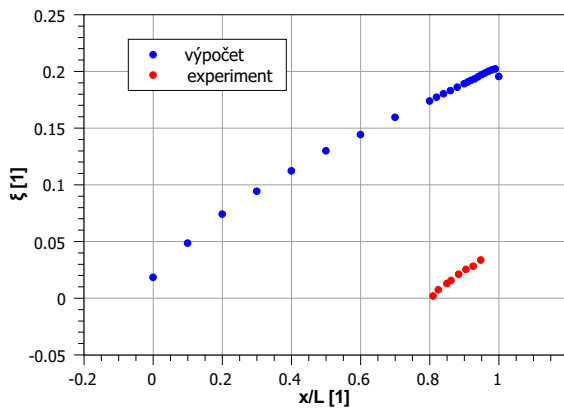


(a)

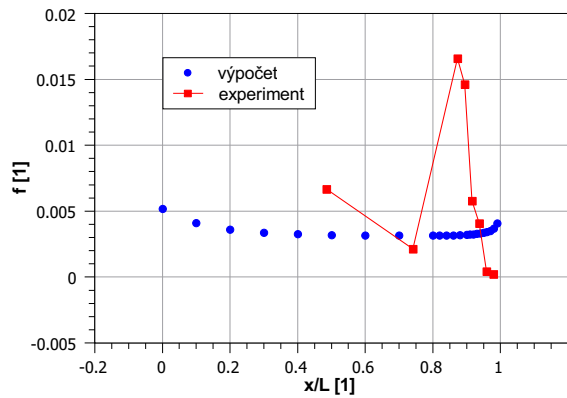


(b)

Obrázek 5: Rozložení hodnot hustoty toku hmotnosti (a) a poměru statického a celkového tlaku (b) podél osy minikanálu o délce $L = 100$ mm a výšce $H = 2$ mm.



(a)



(b)

Obrázek 6: Rozložení hodnot součinitele ztrát celkového tlaku (a) součinitele tření (b) podél osy minikanálu o délce $L = 100$ mm a výšce $H = 2$ mm.

$$\xi = 1 - \frac{\tilde{p}_{0i}}{p_0} \quad (34)$$

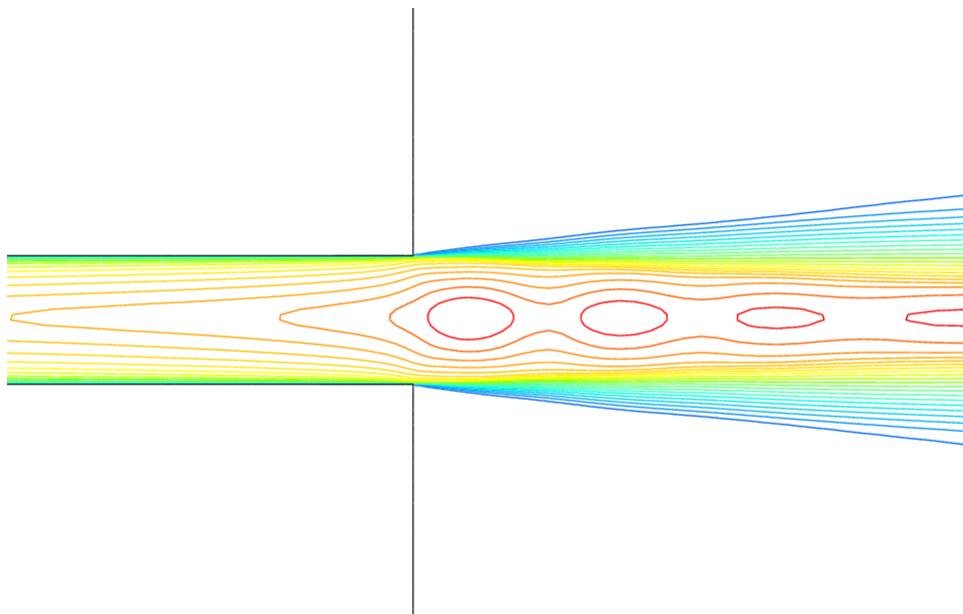
Za použití vztahu (35), kde τ je smykové napětí a \tilde{w} redukovaná absolutní rychlost vypočtená ze vztahu (32), byl vypočten součinitel tření podél minikanálu a opět porovnán s experimentálními daty (Obrázek 6b).

$$f = \frac{2\tau}{\tilde{\rho}\tilde{w}} \quad (35)$$

4 Závěr

4.1 Diskuse dosažených výsledků

Při srovnání vypočtených hodnot součinitele tření f je patrný rozdíl od experimentálních dat. Výpočet ovšem více odpovídá teoretickým předpokladům o zvýšení součinitele tření na výstupu z minikanálu. Tento rozdíl může být způsoben použitou experimentální metodou, která se dle autorů článku [4] ukázala pro oblast blízko výstupu z kanálku nevhodnou. Pro ilustraci je zde uveden obrázek izochar hustoty kolem výstupu, přičemž vizuálně odpovídá interferogra-



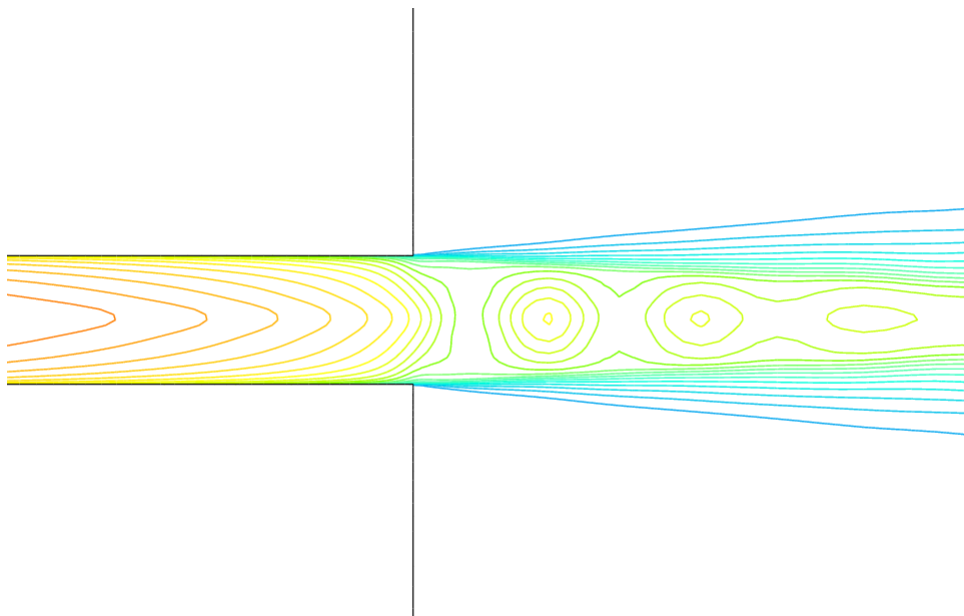
Obrázek 7: Zobrazení izochar Machova čísla na výstupu z minikanálu o délce $L = 100$ mm, výšce $H = 2$ mm a $\pi = 0,37$.

mům, které byly naměřeny při experimentech v laboratoři ÚT AV ČR v Novém Kníně (Obrázek 9). Rovnoměrnější průběh rychlostních profilů na výstupu může indikovat zvýšené smykové tření na stěnách kanálku, a tedy i vyšší součinitel tření v blízkosti výstupu z minikanálu.

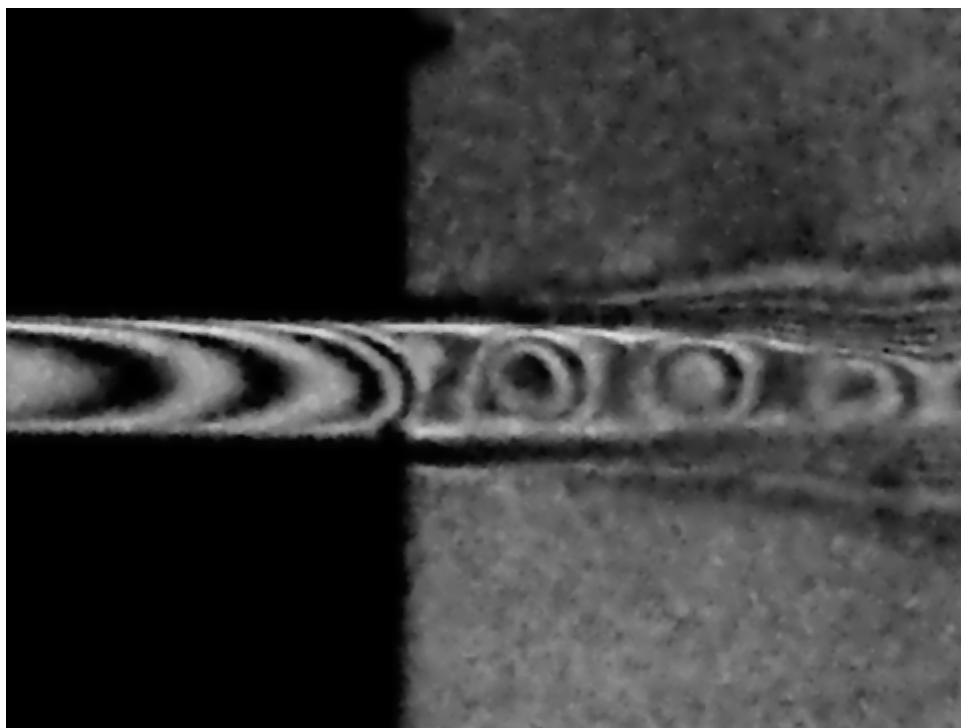
Při srovnání vypočtených hodnot součinitele ztráty celkového tlaku může být rozdíl způsoben tím, že při experimentu byla měřena hodnota celkového tlaku tak, aby odpovídala nejmenšímu tlakovému rozdílu [4], což může vést k tomu, že hodnoty ztrátového součinitele celkového tlaku vypočtené pomocí redukováných veličin jsou vyšší.

4.2 Doporučení pro další postup výzkumu

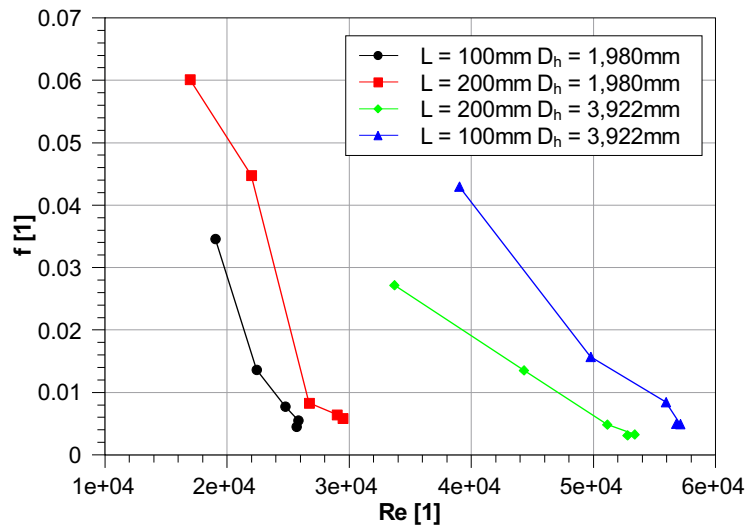
V následující etapě výzkumu bude hlavním cílem vyvynutí a osvojení nové metody měření součinitele tření. Za tímto účelem budou provedena další experimentální měření pro kombinace rozměrů minikanálů, které jsou uvedené v Tabulce 1. Měření budou provedena na novém měřicím zařízení, které by mělo eliminovat nedostatky měřicího zařízení použitého při měřeních zpracovaných v článku [4]. Mezi další cíle výzkumu bude patřit otázka, za jakých podmínek je možné proudění v minikanálu modelovat jako turbulentní a kdy nikoliv. Na Obrázku 10 je zobrazena závislost součinitele tření na Reynoldsově čísle, pro experimenty publikované v článku [4]. Z Reynoldsových čísel by bylo možné usuzovat na to, že proudění bude turbulentní, ale je otázkou do jaké míry lze na poměrně krátké délce zkoumaného minikanálu očekávat vyvinutý turbulentní rychlostní profil a zdali je simulování takového proudění pomocí modelů turbulence vhodné. Na Obrázku 11 jsou pro ilustraci zobrazeny vypočtené rychlostní profily v řezech minikanálu.



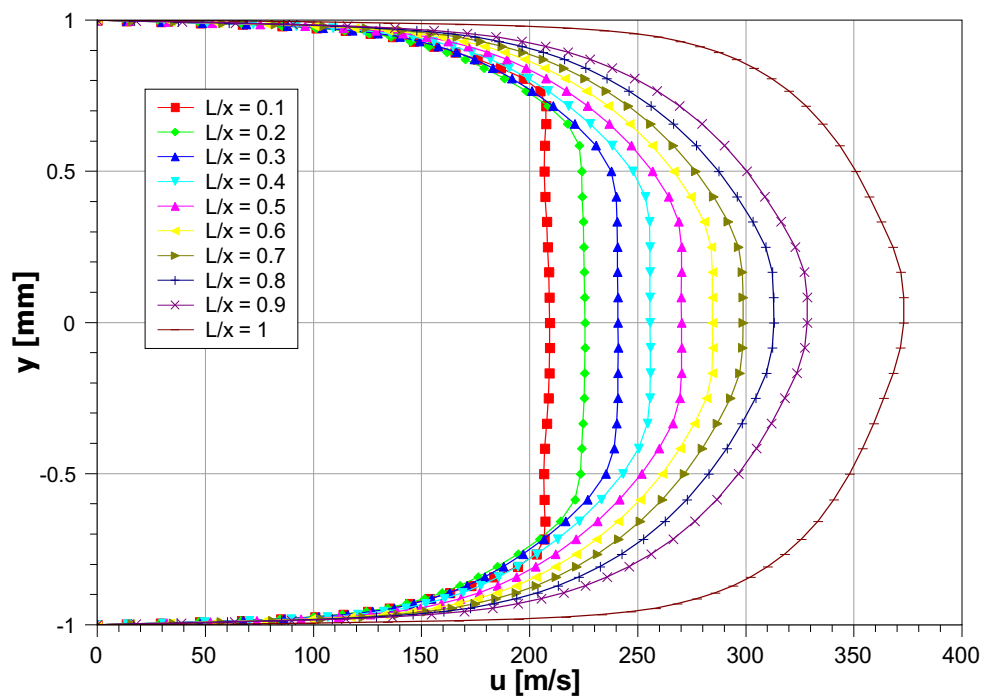
Obrázek 8: Zobrazení izočar hustoty na výstupu z minikanálu o délce $L = 100$ mm, výšce $H = 2$ mm a $\pi = 0,37$.



Obrázek 9: Interferogram oblasti výstupu z minikanálu délky $L = 100$ mm, výšky $H = 2$ mm a $\pi = 0,37$.



Obrázek 10: Graf závislosti součinitele tření na Reynoldsově čísle.



Obrázek 11: Zobrazení vypočtených rychlostních profilů v minikanálu o délce $L = 100$ mm , výšce $H = 2$ mm a $\pi = 0,37$.

Seznam symbolů

η	termodynamická účinnost	1
κ	Poissonova konstanta	1
λ	Střední volná dráha molekul plynu	1
π	tlakový poměr	1
ρ	hustota	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$
τ	smykové napětí na stěně	Pa
$\tilde{\rho}$	redukováná hustota	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$
\tilde{p}_0	redukový celkový tlak	Pa
\tilde{p}	redukový statický tlak	Pa
\tilde{u}	redukováná rychlost ve směru x	$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
\tilde{v}	redukováná rychlost ve směru y	$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
\tilde{w}	redukováná absolutní rychlost	$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
ξ	součinitel ztráty celkového tlaku	1
ζ	ztrátový součinitel	1
A	průřez kanálu	mm^2
a	rychlost zvuku	$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
B	šířka kanálu	mm
c_*	kritická rychlost	$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
c_p	měrná tepelná kapacita při konstantním tlaku	$\text{J} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{kg}^{-1}$
D_h	hydraulický průměr	mm
E	integrál hustoty toku energie	$\text{J} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$
f	součinitel tření	1
H	výška kanálu	mm
H_x	integrál hustoty toku hybnosti ve směru x	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$
H_y	integrál hustoty toku hybnosti ve směru y	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$
Kn	Knudsenovo číslo	1
L	Fyzikální rozměr částice (v rovnici (1))	1
M	Machovo číslo	1
M_*	bezrozměrná rychlost definovaná rovnicí (11)	1
M_{is}	isentropické Machovo číslo	1
p_{01}	celkový tlak na vstupu do minikanálu	Pa
p_B	tlak v uklidňovací komoře	Pa
Q	integrál hustoty toku hmotnosti	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$
r	měrná plynová konstanta	$\text{J} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{kg}^{-1}$
Re	Reynoldsovo číslo	1
T_0	celková teplota na vstupu	K
T_{is}	teplota odpovídající isentropickému procesu	K
Tu	intenzita turbulence	%
u	rychlost ve směru x	$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
v	rychlost ve směru y	$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
w	absolutní rychlost	$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
w_{is}	isentropická rychlost	$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
y^+	bezrozměrná vzdálenost od stěny	1

Seznam použité literatury

- [1] M. Gad-El-Hak. The fluid mechanics of microdevices - the Freeman scholar lecture. *ASME Journal of Fluid Engineering*, 121(1):5–33, 1999.
- [2] T. Hyhlík, J. Macek, a P. Šafařík. Příspěvek k řešení aerodynamického ucpání v průtočných částech strojů s uvažováním termodynamické účinnosti. In *Colloquium FLUID DYNAMICS*, strany 23–26, 2001.
- [3] S. G. Kandlikar, S. Garimella, D. Li, S. Colin, a M. R. King. *Heat Transfer and Fluid Flow in Minichannels and Microchannels*. Elsevier Ltd, 2006.
- [4] M. Luxa, R. Dvořák, D. Šimurda, a J. Vimmr. Gas flow in constant area minichannels. In *10th International Symposium on Experimental and Computational Aerothermodynamics of Internal Flows - ISAIF 10*, strany 52–58, Vrije Universiteit Brussel, 2011.
- [5] A. H. Shapiro. *The Dynamics and Thermodynamics of Compressible Fluid Flow. Vol. I*. The Ronald Press Company, 1953.
- [6] P. Straka. *Numerická simulace při podpoře experimentálního vysokorychlostního aerodynamického výzkumu proudění v přímých lopatkových mřížích*. Disertační práce, ČVUT v Praze, Praha, 2010.
- [7] P. Šafařík. Metoda redukce experimentálních a výpočtových dat proudových polí. Zpráva č. Z - 169/99, ČVUT v Praze, Fakulta strojní, Ústav mechaniky tekutin a energetiky, Odbor mechaniky tekutin a termodynamiky, Praha, listopad 1999.
- [8] J. Vimmr. Effects of surface roughness on flow and heat transfer in microchannels. Project description, Academy of Sciences of the Czech Republic, Czech Science Foundation, 2006.