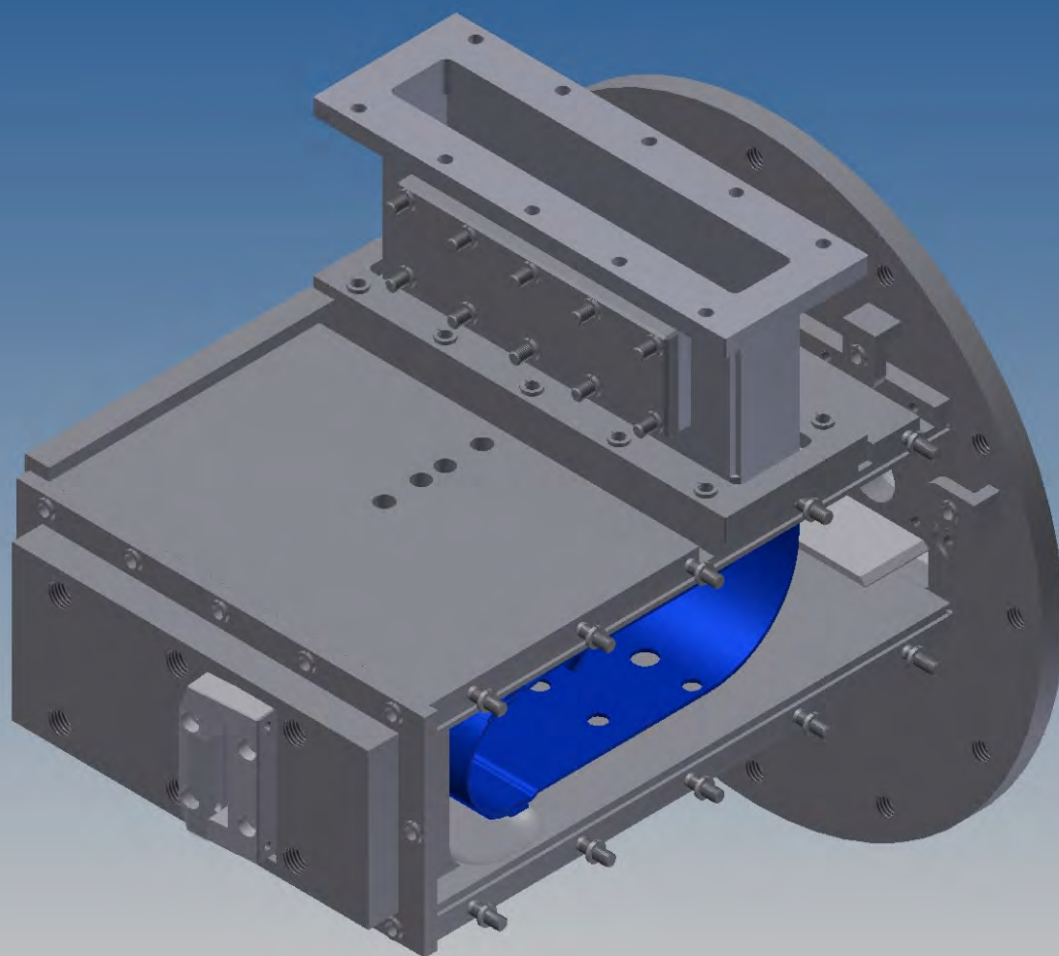


TRANSFER

Výzkum a vývoj pro letecký průmysl

č. 18 / 2012



Toto číslo elektronického sborníku obsahuje příspěvky přednesené na 7. ročníku seminářů VZLÚ - Věda, výzkum a vývoj v českém leteckém průmyslu, jehož téma bylo „Modelování proudění v leteckých a průmyslových aplikacích“.

ISSN 1801 - 9315



„Modelování proudění v leteckých a průmyslových aplikacích“

Praha 20.9.2012

TRANSFER

Výzkum a vývoj pro letecký průmysl
Elektronický sborník VZLÚ, a.s.
číslo 17, září 2012, 7. ročník

Adresa redakce:

Výzkumný a zkušební letecký ústav, a.s.
Beranových 130, 199 05 Praha 9, Letňany
Tel.: 225 115 223, fax: 286 920 518

Šéfredaktor:

Martina Monteforte Hrabětová (e-mail: monteforte@vzlu.cz)

Odborní garanti semináře:

Ing. Jiří Fiala (VZLÚ), 225 115 260 • fiala@vzlu.cz
Ing. Petr Vrchota (VZLÚ), 225 115 406 • vrchota@vzlu.cz

Vydavatel:

Výzkumný a zkušební letecký ústav, a.s.
© 2010 VZLÚ, a.s.

Vychází nepravidelně na webových stránkách www.vzlu.cz u příležitosti seminářů pořádaných VZLÚ.
Veškerá práva vyhrazena.

VÝZKUM, VÝVOJ A INOVACE V ČESKÉM LETECKÉM PRŮMYSLU: „Modelování proudění v leteckých a průmyslových aplikacích“

Jednodenní setkání ve VZLÚ týkající se modelování proudění v letectví a dalších odvětvích průmyslu navazuje na tradici seminářů o aplikované aerodynamice. Tématicky se seminář zaměřuje na problematiku aerodynamiky letadel, pozemních dopravních prostředků, budov, lopatkových strojů a jiných průmyslových aplikací a je významným kontaktním místem odborníků z různých podniků českého leteckého průmyslu, akademických, výzkumných a vývojových pracovišť.

V přednáškách budou prezentovány zajímavé výsledky z posledního období, které byly dosaženy na různých pracovištích v České republice. Významnou součástí semináře je diskuse nejen k předneseným referátům, ale i k současným a budoucím potřebám průmyslového výzkumu a vývoje, což by mělo pomoci lepšímu vzájemnému porozumění mezi výzkumnými laboratořemi a aplikačními pracovišti v průmyslu, a tak přispět ke kvalifikovanému třibení názorů na směry vývoje v oblasti modelování proudění. Přínosem pro každého účastníka bude získání přehledu, zhodnocení stavu a možnost diskuse k aktuálním problémům.

Organizační výbor semináře, pod garancí generálního ředitele VZLÚ

ČASOVÝ PRŮBĚH SEMINÁŘE:

8.30 - 9:00	Registrace účastníků
9:00 - 9:15	Zahájení, úvodní slovo generálního ředitele VZLÚ
9:15 - 11:00	I. blok přednášek
11:00 - 11:30	Přestávka
11:30 - 13:00	II. blok přednášek
13:00 - 13:45	Polední přestávka s občerstvením
13:45 - 15:30	III. blok přednášek
15:30 - 15:45	Přestávka
15:45 - 17:00	Diskusní blok
17:00	Zakončení semináře

Obsah sborníku

- 6 **Vizualizace proudění v regulačním ventilu s tvarovanou kuželkou**
Ing. Lukáš Bednář, Ing. Ladislav Tajč, CSc.; ŠKODA POWER s. r. o.
- 10 **Využití multikriteriálního genetického algoritmu pro optimalizaci turbínové lopatky**
Mgr. Jan Šimák, Ing. Petr Straka, Ph.D., Mgr. András Szöllős
- 14 **Výpočet statických deformací elastického křídla**
Mgr. Martin Lahuta, Doc. Ing. Zdeněk Pátek, CSc, VZLÚ a.s.
- 16 **Aerodynamické zatížení T-uspořádání ocasních ploch s využitím výsledků CFD simulace**
Ing. František Vaněk, Ph.D., Ing. Petr Doupník, Ph.D.
- 21 **Aplikace EARSM turbulentního modelu na výpočet stacionárního nereaktivního proudění v komoře JETIS**
Ing. Vojtěch Běťák, Ing. Jan Kubata, Ing. Jan Tůma, VZLÚ a.s.
- 24 **Úniky páry ucpávkami a jejich vliv na aerodynamické parametry 2-stupňové turbíny**
Ing. Michal Hoznedl, Ph.D.
- 30 **Proměření vlastností záchytného ventilu MW800**
Ing. Martin Mackovič, Ing. Martin Němec, Ing. David Jícha
- 35 **Selfsimilar solutions of the second order boundary layer equations**
Mgr. Karel Vostruha, RNDr. Jaroslav Pelant CSc., Ing. Katerina Jandova.
- 38 **Porovnání experimentálního měření zatížení budov větrem s normovým zatížením**
Mgr. David Zacho, Ph.D a kolektiv

Vizualizace proudění v regulačním ventilu s tvarovanou kuželkou

Ing. Lukáš Bednář, Ing. Ladislav Tajč, CSc.; ŠKODA POWER s. r. o.

V práci se uvádějí výsledky aerodynamického výzkumu na modelu regulačního ventilu uvažovaného pro parní turbínu ŠKODA POWER. Experimentální práce se uskutečnily na pracovišti CKTI v St. Peterburku. Provedlo se měření tlakových pulsací pod kuželkou ventilu v širokém pásmu provozních režimů. Uvádějí se výsledky optické vizualizace stínovou a interferometrickou metodou.

ÚVOD

Požadavky na stavbu turbín provozovaných při stále větších admisních tlacích a větších jednotkových výkonech vede k potřebě používat k řízení okamžitého výkonu turbíny regulační ventily s odlehčením. ŠKODA POWER s.r.o. tyto typy ventilu zatím ve svém výrobním programu nemusí. Po nepřilíh úspěšné aplikaci licence na odlehčený ventil pro turbínu 1000 MW je problematice spolehlivosti provozu i tvaru kuželky regulačního ventilu věnována systematické pozornost. Jednotlivé varianty možných provedení ventilů jsou důkladně otestovány na různých laboratorních stendech. Velmi užitečným přínosem je i možnost vizualizace proudění ve ventilech, která se podle pokynů společnosti ŠKODA POWER realizuje v CKTI St. Petersburg [1]. Přínosné jsou i výpočty proudění ve ventilech [2].

Četné experimenty ukázaly na nevhodnost použití jednoho centrálního odlehčovacího otvoru. Nově publikované práce [3] doporučují používat perforovanou stěnu kuželky. U ventilu pro turbínu 1000 MW perforovaný kroužek – tlumič, napomohl k potlačení extrémních tlakových pulsací při najíždění, kdy je na ventilu velký tlakový spád s vysokými místními hodnotami Machových čísel. Nevýhodou tlumiče je jeho existence i při jmenovitých provozních stavech. Tento nedostatek může právě odstranit řízený výtok páry přes perforovanou stěnu kuželky.

V laboratoři CKTI se ověřovala tvarovaná kuželka ventilu s odlehčovacími otvory. Pro potřeby vizualizace se musel vytvořit deskový model ventilové kuželky včetně otvorů. Vizualizace se realizovaly pomocí stínové metody Töplerovým přístrojem a též pomocí Mach - Zandova interferometru. Tlakové pulsace se vyhodnocují ze změny lokálního optického signálu. Poměrná změna měrné hmotnosti je úměrná poměrné změně intenzity světla

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{\lambda}{\pi L K \rho} \cdot \frac{\Delta I}{J_0}$$

$\Delta I, J_0$ změna intenzity interferenčního obrazu a jeho základní hodnota

$\Delta \rho, \rho$ změna měrné hmotnosti a měrné hmotnost páry

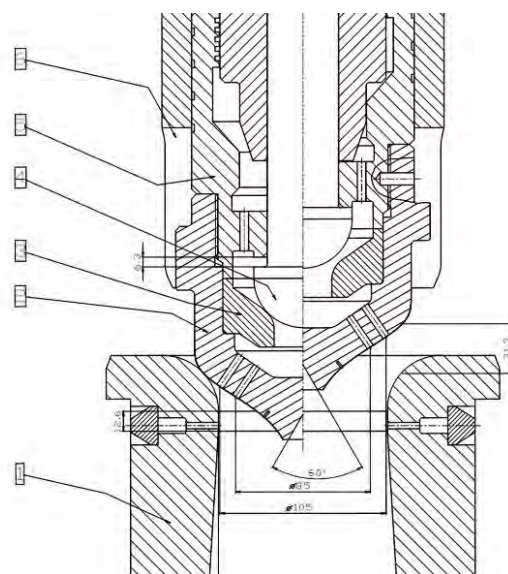
λ, K vlnová délka světla a konstanta $k = 22,7 \cdot 10^{-5} \text{ m}^3/\text{kg}$

L šířka pracovního úseku

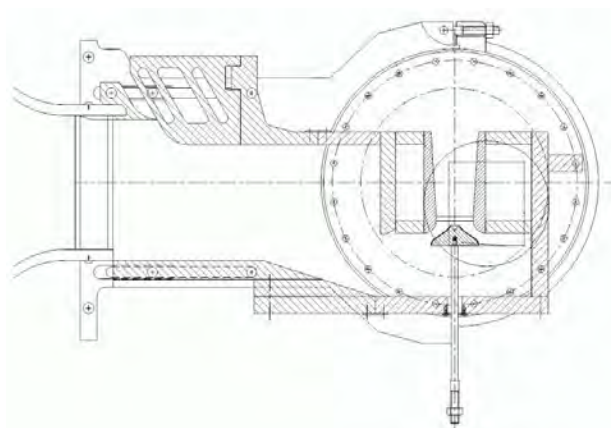
Pro pulsace tlaku platí rovnice

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{T}{R} \cdot \frac{\Delta \rho}{\rho}$$

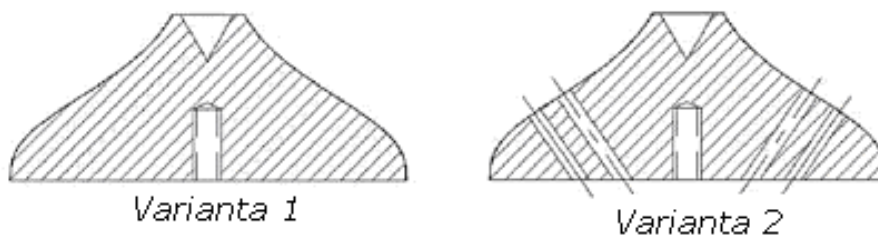
T teplota
R plynová konstanta.



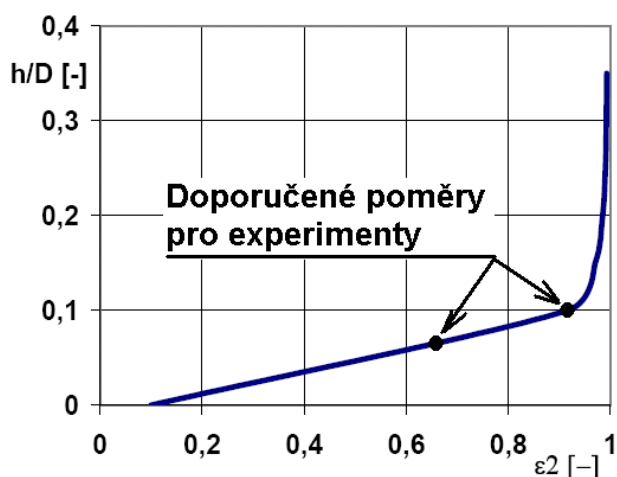
Obr. 1 - Reálné provedení kuželky odlehčeného ventilu



Obr. 2 - Model ventilu s tvarovanou kuželkou a odlehčením



Obr. 3 - Testované varianty kuželky



Obr. 4 - Provozní charakteristika ventilu MEI

NÁVRH EXPERIMENTU A MODELU VENTILU

Provedení ventilu určeného k experimentálnímu ověření je zobrazeno na obr. 1. Profilování kuželky je vytvořeno podle podkladu MEI (Moskevského energetického institutu). Model pro vizualizaci proudění vyžaduje přechod 3D provedení sledované části na 2D uspořádání. Z toho důvodu se upravil počet otvorů na modelu tak aby se zachovala poměrná průtočná plocha vztážená na plochu hrdla. Model kuželky je oproti originálu zjednodušen viz obr. 2. Nad kuželkou se uvažuje stejný tlak jako je na vstupu do ventilu. Testované varianty jsou zakresleny na obr. 3. První provedení se týká kuželky bez perforace, druhá varianta modeluje dvě řady odlehčovacích otvorů.

Aerodynamický tunel CKTI umožňuje modelovat tlakové poměry na ventilu v rozmezí $p_2/p_0 = 0,27 \div 0,97$, čemuž odpovídá poměrný zdvih kuželky $h/D_0 = 0,05$ a $p_2/p_0 = 0,66$ a pak $h/D_0 = 0,1$ s $p_2/p_0 = 0,92$.

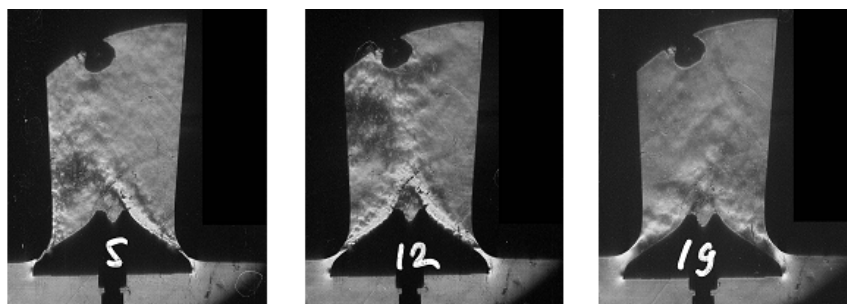
VIZUALIZACE PROUDĚNÍ

Vizualizace proudění pomocí stínové metody se uskutečnila pro široké pásmo provozních režimů. Na obr. 5 je přehled tří tlakových poměrů a zdvihu pro variantu 1 (kuželka bez perforace). Při malém zdvihu a malém tlakovém poměru dochází k nerovnoměrnému uspořádání proudových polí. Na jedné straně kuželky dochází ke vzniku odtr-

ženého proudění od kuželky, zatímco na druhé straně převládá přilnutí proudů ke kuželce. S rostoucím zdvihem a tlakovým poměrem dochází k vyrovnání proudových polí se stálým přilnutím proudů ke kuželce.

Při zdvihu $h/D_0 = 0,11$ a tlakovém poměru $p_2/p_0 = 0,87$ je již zaplněn celý prostor difuzoru pod kuželkou.

Obr. 5 - Vizualizace proudění pod kuželkou bez perforace

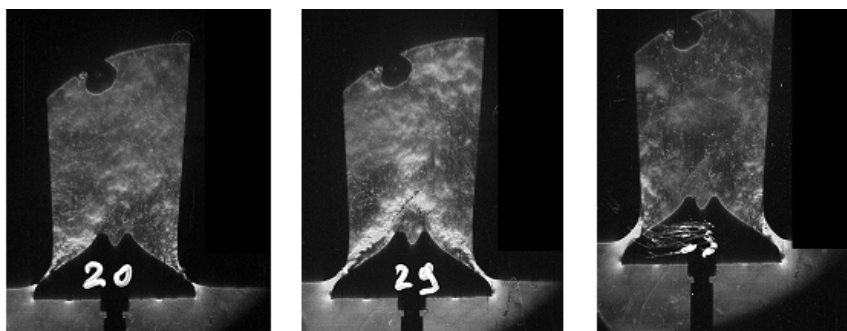


Var. 1, $h/D_0=0.02$, $p_2/p_0=0.35$

Var. 1, $h/D_0=0.06$, $p_2/p_0=0.41$

Var. 1, $h/D_0=0.11$, $p_2/p_0=0.87$

Obr. 6 - Vizualizace proudění pod kuželkou s perforací



Var. 2, $h/D_0=0.01$, $p_2/p_0=0.35$

Var. 2, $h/D_0=0.06$, $p_2/p_0=0.41$

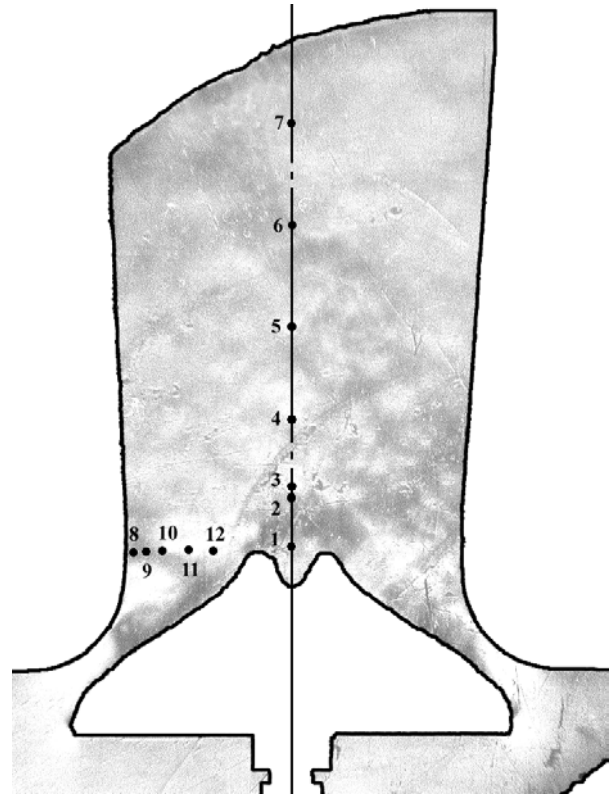
Var. 2, $h/D_0=0.09$, $p_2/p_0=0.75$

Vliv odlehčovacích otvorů lze vypořádat ze série zobrazení proudových polí na obr. 6. Odlehčovací otvory napomáhají ke stabilizaci proudových polí s odtržením proudů od kuželky. Proudové paprsky z otvorů mají ejekční účinek, kdy dochází k přisávání páry z okolí. Jistá asymetrie v rozložení hustoty se projevuje při $h/D_0 = 0,06$ a $p_2/p_0 = 0,41$. Na povrchu kuželky se ale zachovává symetrické rozložení tlaku.

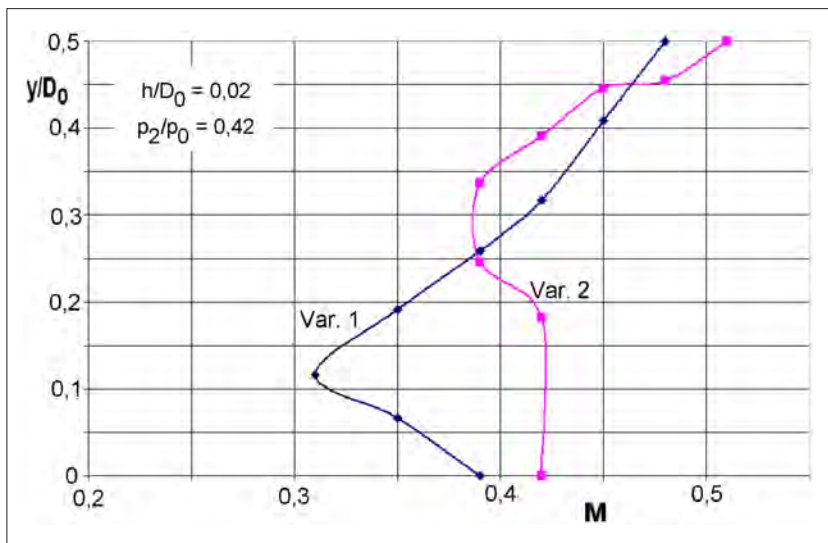
MĚŘENÍ TLAKOVÝCH PULSACÍ

Interferometrická měření umožňují stanovit rozložení rychlostních polí, Machových čísel a změn tlakových pulsací ve sledovaném místě. Místa měření tlakových pulsací jsou zaznamenána na obr. 7. Uvažují se místa měření v ose ventilu pod kuželkou a dále pak místa napříč hrdlem difuzoru. Rozložení Machových čísel pro odlehčenou a neodlehčenou kuželku v hrdle difuzoru se nachází na obr. 8. Porovnávají se při stejném otevření ventilu $h/D_0 = 0,02$ a tlakovém poměru $p_2/p_0 = 0,92$. Maximální rychlosti se vyskytují na povrchu sedla difuzoru. U neodlehčené kuželky se ve střední části difuzoru vyskytuje výrazný pokles rychlosti. Odlehčovací otvory napomáhají k vyrovnání rychlosti ve střední části difuzorového kanálu. Větší rychlosti v oblasti sedla přispívají k omezení případného odtržení proudů od stěny difuzoru. Účinnost difuzoru se tak zlepšuje.

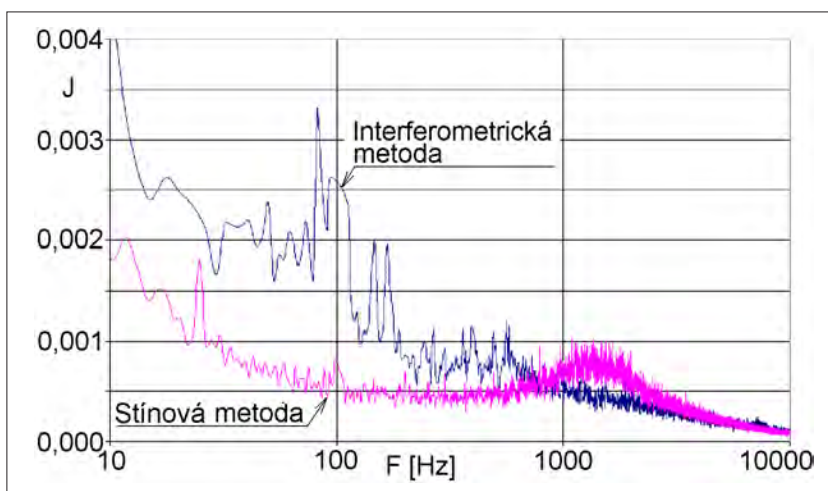
Srovnávací studie frekvenčních spekter intenzity světla získané pomocí stínové a interferenční metody vykazují větší citlivost při použití interferenční metody. Větší citlivost se projevuje zejména v oblasti nízkých frekvencí. Interferenční metoda reaguje na změny hustoty, zatímco stínová metoda zaznamenává změny gradientu hustoty.



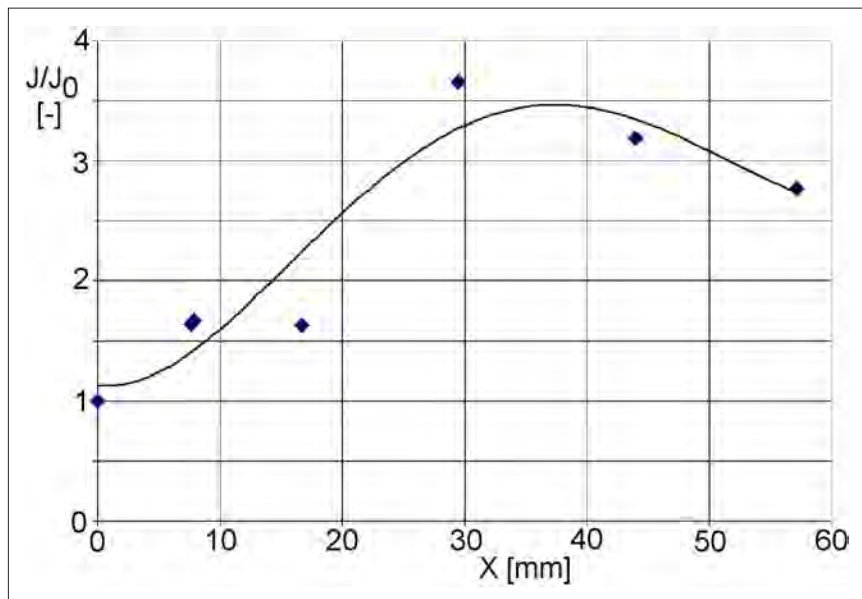
Obr. 7 - Místa měření tlakových pulsací



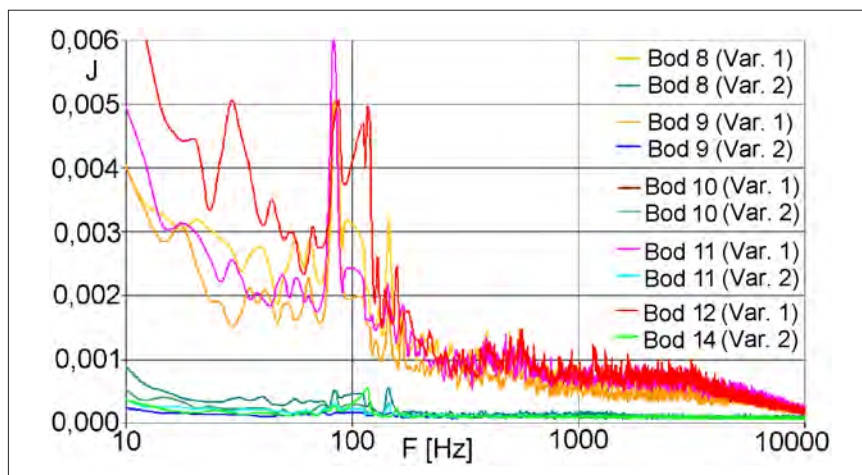
Obr. 8 - Rozložení Machových čísel v hrdle difuzoru pro dvě varianty provedení kuželky



Obr. 9 - Měření pulsací pomocí různých optických metod



Obr. 11 - Rozložení intenzity pulsací podél osy kanálu



Obr. 12 - Spektra pulsací v hrdle difuzoru u odlehčené a neodlehčené kuželky

Srovnání spekter intenzity světla v závislosti na frekvenci pořízené v bodě 3 pod kuželkou se nachází na obr. 9.

Jednotlivé špičky pro diskrétní frekvence odpovídají vlastním frekvencím systému. Záznamy intenzity světla v ose pod kuželkou (body 0 ÷ 7) se nacházejí na obr. 10. Potvrzuje se široké pásmo frekvencí se zvýrazněnými hodnotami při vlastních frekvencích. Pulsace v komoře před ventilem v klidové komoře (bod 0) jsou o řád nižší než v prostoru pod kuželkou. Rozložení integrální hodnoty intenzity pulsací vztahované k hodnotě v bodě 1 se nachází na obr. 11. S rostoucí vzdáleností se intenzita pulsací zesílí až 3,5 krát. Maximální hodnoty se vyskytují v místě, kde se spojují proudy media z jedné i druhé strany kuželky. Na sledovaném modelu se jedná o vzdálenost 30 mm od dna kuželky.

Pozornost se věnovala i vlivu perforace kuželky na intenzitu pulsace v proudu. Na obr. 12 se nachází srovnání spekter pulsací v hrdle difuzoru při použití kuželky bez perforace a s perforací. Perforace prokazatelně napomáhá k tlumení tlakových pulsací.

V rozsahu frekvencí 90 ÷ 100 Hz je útlum 10 ÷ 15 násobný, v rozsahu 100 ÷ 1000 Hz je to 5 ÷ 10 násobný útlum a v pásmu frekvencí 1000 ÷ 10000 Hz 3 ÷ 5 násobný. Hodnocení intenzity tlakových pulsací ukazuje, že v různých místech proudového pole se vyskytuje v rozsahu od 2 do 10 %.

ZÁVĚR

- Proudění pod kuželkou regulačního ventilu tvarovanou podle podkladů MEI může být při určitých tlakových poměrech a malých poměrných zdvizích nestabilní s rozdílným uspořádáním proudu na protilehlých stranách kuželky.
- Perforace kuželky napomáhá stabilizaci proudění v difuzoru i pod kuželkou. Zajišťuje symetrické proudové pole v okolí kuželky. Dochází k vyrovnání rychlostí v hrdle difuzoru. Projevuje se odtržení proudu od kuželky.
- Tlakové pulsace u neodlehčené kuželky se vyskytují v rozsahu 2 ÷ 10 %.
- Maximální pulsace se vyskytují v prostoru pod kuželkou v místě splynutí proudů z obou stran kuželky.
- Perforace kuželky napomáhá k tlumení tlakových pulsací. V oblasti nízkých frekvencí je útlum 10 ÷ 15 násobný.

Literatura:

- [1] Л. А. Фелдберг: Исследование аэродинамических характеристик разгруженного регулирующего клапана на оптическом стенде, счет ЦКТИ, 2005.
- [2] R. Matas: Numerická simulace proudění v tvarových modifikacích regulačních ventilů parních turbín pro nadkritické parametry páry, Výzkumná zpráva NTC Plzeň, 2004.
- [3] А. Е. Зарянкин, Б. М. Симонов: Регулирующие и стопорно-регулирующие клапаны паровых турбин, Издательство МЭИ, 2005.

Využití multikriteriálního genetického algoritmu pro optimalizaci turbínové lopatky

Mgr. Jan Šimák, Ing. Petr Straka, Ph.D., Mgr. András Szöllös

Tato práce popisuje možnost využití multikriteriálního genetického algoritmu v úloze optimalizace tvaru turbínové lopatky. Zaměřujeme se především na návrh tvaru profilu. Hlavním kritériem je snížení profilových ztrát při současném zachování ostatních návrhových parametrů lopatkového stupně. Vlastnosti navržených tvarů profilu lopatky jsou pak ověřovány pomocí CFD výpočtů ve 2D.

ÚVOD

Zvyšování účinnosti lopatkových strojů je snahou každého jejich výrobce, jak udržet svou konkurenceschopnost. Díky velkému rozvoji počítačů v posledních letech se problematika optimalizace stává stále dostupnější, moderní výpočetní metody tento problém výrazně usnadňují. Přesto všechno se však stále jedná o velice náročný problém. Lopatkový stroj obsahuje velké množství součástí, které mají větší či menší vliv na vzniklé ztráty, ať jsou to ztráty mechanické, aerodynamické, energetické či jiné. Naše pozornost se soustředí především na ztráty vznikající v jednotlivých turbínových stupních. Jedněmi z těchto ztrát, které mohou výrazně ovlivňovat celkový výkon, jsou ztráty vznikající v lopatkových mřížích, tzv. profilové ztráty.

Součástí interního projektu DEGLOP probíhajícího ve VZLÚ, který je zaměřen na studium opotřebení turbínových lopatek a zvýšení účinnosti turbínových stupňů je tak i návrh vhodnějších tvarů turbínových lopatek. Cílem tohoto úkolu je navrhnout výpočetní metodu pro optimalizaci tvaru turbínových lopatek pomocí počítačových programů dostupných ve VZLÚ. Řešení tohoto problému se skládá ze tří hlavních částí, konkrétně parametrizace tvaru lopatky, výpočet jejich charakteristik a optimalizačního algoritmu.

PARAMETRIZACE TVARU LOPATKY

Aby bylo možné nějak rozumně pracovat s tvarem lopatky, je nutné vhodně zvolit popis její geometrie. Občas používaná bodová reprezentace není pro účely optimalizace nejvhodnější, jednak pro velké množství návrhových parametrů a jednak pro nutnost zajistit hladkost povrchu lopatky. Výhodnější je reprezentace tvaru lopatky pomocí několika málo parametrických funkcí. Tím se sníží počet návrhových parametrů na únosnou mez a navíc zajistí požadavky na výsledný tvar.

V současné době pracujeme, pro jednoduchost, s prizmatickými lopatkami, tedy tvar lopatky zůstává stejný po celé její délce. Tím se celá problematika zjednodušuje, neboť je potřeba parametrizovat pouze dvourozměrný profil.

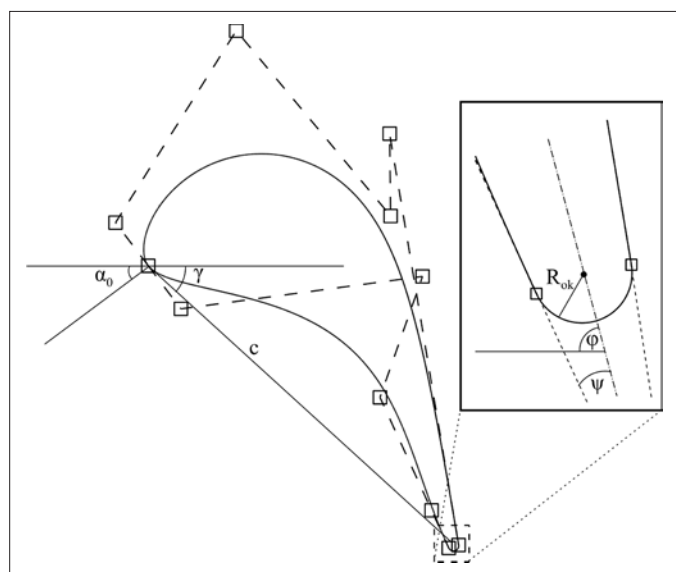
Použitá parametrizace tvaru profilu je založena na metodě ŠKODA AP1 [1], která používá k popisu tvaru 20 návrhových parametrů. Profil je tvořen dvojicí Bézierových křivek 5. stupně popisujících tvar sací a přetlakové strany. Tyto křivky mají v bodě dotyku na náběžné hraně

spojitou derivaci a spojitou křivost. Šestice řídicích bodů P_1, \dots, P_6 pak pro každou křivku určuje geometrické body profilu pomocí vztahu

$$\mathbf{V} = (t^5, t^4, t^3, t^2, t, 1) \mathbf{B} \begin{pmatrix} P_1 \\ P_2 \\ M \\ P_6 \end{pmatrix}, \quad t \in \langle 0,1 \rangle$$

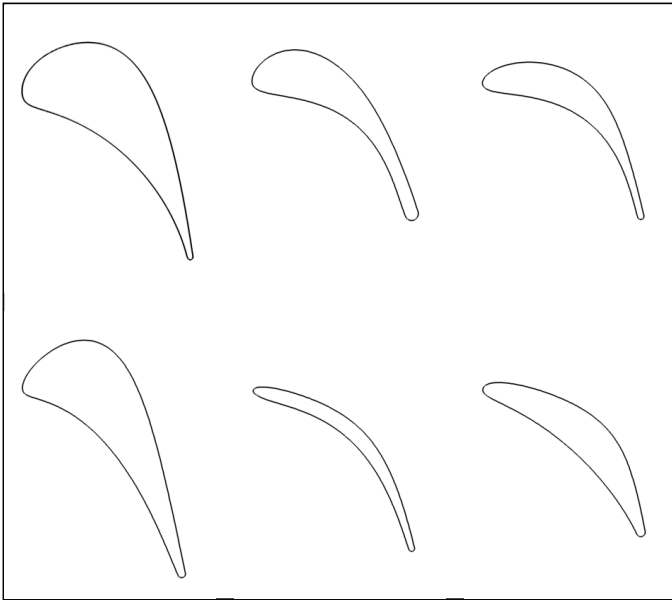
Zvolená parametrizace popisuje řídicí body pomocí jejich vzájemné polohy a tak dodává návrhovým parametrům určitý geometrický význam.

Tvar profilu je dále tvořen částí kružnice, která vytváří odtokovou hranu. Původní parametrizace umožňuje doplnění o transsonickou úsečku u odtokové části sací strany, případně o zesilující oblouk u odtokové části přetlakové strany. Tyto segmenty, vzhledem k podzvukovému proudění a našim potřebám, nejsou zatím použity. Z celkového počtu 20 parametrů je pro potřeby optimalizace význačných 15 z nich. Ukázka profilu vytvořeného touto parametrizací je na obrázku 1.



Obr. 1 - Ukázka parametrizovaného profilu se zobrazením řídicích polygonů Bézierových křivek

Z hlediska úlohy optimalizace je nutné určit návrhový prostor, ve kterém se metoda bude pohybovat. V našem případě vycházíme ze skutečného profilu, který se pokoušíme vylepšit. Proto jsme určili parametrizaci odpovídající tomuto profilu a zvolili rozsah možných změn jednotlivých parametrů. Získali jsme tak poměrně širokou množinu „blízkých“ profilů, jejíž někteří zástupci jsou na následujícím obrázku 2.



Obr. 2 - Možný rozsah parametrizovaných profilů v úloze optimalizace

ÚLOHA OPTIMALIZACE

Multikriteriální mikrogenetický algoritmus s adaptací rozsahu prohledávání návrhového prostoru

Je dávno známo, že přírodní druhy se během velmi dlouhé evoluce dokázaly dokonale přizpůsobit svému prostředí a evoluční optimalizační metody se snaží přírodu v tomto smyslu napodobit použitím množiny jedinců (návrhových kandidátů), které se říká populace. Ta prochází určitým vývojem, neboť se na ni aplikují (v případě genetických algoritmů) operátory selekce, křížení a mutace. Z populace se vyberou dva vhodné jedinci, spolu se zkříží a jeden, případně několik jedinců populace se ještě náhodně perturbuje (mutuje) se snahou dostat do evoluce novou genetickou informaci. Tím se kvalita jedinců populace postupně zlepšuje do doby, kdy se dospěje k optimu, čímž se získal nový kvalitnější návrhový kandidát, než byl k dispozici před optimalizací.

Optimalita získaného nového designu se posuzuje buď podle jednoho, nebo podle několika kritérií. V případě prvním se jedná o jednokriteriální, v druhém o vícekriteriální evoluční optimalizaci. Zatímco první případ je jednoduchý, neboť výsledkem optimalizace je jediný optimální návrhový kandidát, ve druhém se získá celá kompromisní plocha mezi jednotlivými kritérii, již se říká paretovská fronta. Rozhodování o tom, kterého návrhového kandidáta vybrat, pak může být složitější. Jelikož naprostá většina optimalizačních úloh je vícekriteriální, je třeba použít metody, které dokážou vygenerovat paretovskou frontu dostatečně přesně a pokud možno, v jediném běhu. Genetické algoritmy se ukázaly v tomto smyslu jako obzvláště vhodné, proto se dnes hojně používají.

Ovšem mezi jejich nevýhody patří velká časová náročnost vyhodnocování nově vzniklých jedinců. Urychlit optimalizaci lze proto dvojnásobem: použitím rychlejších počítačů, nebo snížením počtu jedinců populace a samozřejmě kombinací obou. Snížením velikosti populace lze dospět v krajním případě k takzvanému mikrogenetickému algoritmu,

jež využívá pouze čtyř až pěti jedinců. Byl poprvé navržen K. Krishnakumarem. Na druhé straně i tak je nutno prohledat dostatečně rozsáhlou oblast návrhového prostoru, aby bylo hledání opravdu efektivní. K tomuto účelu se velice hodí koncept tzv. adaptace rozsahu, zavedený M. Arakawou a A. Hagiwarou, kteří jí použili ve svém binárně kódovaném genetickém algoritmu. Ovšem binární kódování vedlo k použití jistých umělých veličin s nejasným významem. Tento nedostatek odstranil A. Oyama, když napsal svou verzi genetického algoritmu s adaptací rozsahu v reálném kódování.

My jsme se snažili spojit výhody jak mikroevoluce, tak adaptace rozsahu návržením multikriteriálního genetického algoritmu s adaptací rozsahu (μ ARMOGA). Počáteční populace se tvoří zpravidla náhodně, použitím generátoru náhodných čísel Mersenne-Twister, ve spojení s Latinskou hyperkrychlí. Pak jsou vybráni jedinci pomocí náhodné selekce s uplatněním elitistického principu. Jako křížící schéma používáme konvenční vícebodové křížení, ovšem v reálné doméně. Pak se na novou populaci aplikuje operátor rovnoměrné mutace. Následně jednou za několik generací se provede adaptace s reinicializací. Podrobný popis našeho konceptu lze nalézt v článcích [1,2].

Aplikace mikrogenetického algoritmu na úlohu optimalizace tvaru lopatky

Jak již bylo dříve řečeno, cílem optimalizace je především snížení profilových ztrát. V našem případě jsme se zaměřili zejména na snížení ztrát kinetické energie a tlakových ztrát. Jak se však ukázalo později při výpočtech, existuje pro daný režim proudění a zvolenou množinu možných tvarů profilů lineární závislost mezi oběma druhy ztrát. Stačí tedy minimalizovat pouze jedno kritérium, přičemž druhé se zmenšuje současně. Zároveň je však třeba zachovat návrhové parametry turbínového stupně, tedy zajistit dostatečně malou odchylku výstupního proudu od zadané hodnoty a dostatečně malou odchylku od předepsané hustoty průtočného množství plynu. Tato podmínka navíc zajistí, že výsledkem nebude příliš tenký profil, jak by se mohlo jinak stát. Kromě aerodynamických vlastností nového návrhu je také třeba brát ohled na mechanické hledisko. Je nutné zajistit, aby nedocházelo k deformacím lopatky z důvodu nevhodného tvaru. Proto je kladen požadavek na moment setrvačnosti průřezu lopatky, který nesmí poklesnout pod danou mez.

Takto jsme definovali celkem čtyři optimalizační kritéria. Je však třeba si uvědomit, že díky konfiguraci typu stator-rotor dopadá proudění na lopatku pod různým úhlem, v závislosti na aktuální poloze lopatky. Je proto nutné vyhodnocovat kritéria nikoliv pro jeden konkrétní úhel náběhu ale pro celý interval. To vede k získání mnohem robustnějšího designu, který není tolik citlivý na úhel nabíhajícího proudu, jak by se mohlo stát při optimalizaci jen pro jeden úhel. Závěrem tedy minimalizujeme ztráty kinetické energie pro každý spočtený úhel, odchylku od průtoku a od výstupního úhlu (maximum ze všech úhlů náběhu) a konečně maximalizujeme moment setrvačnosti profilu.

VYHODNOCOVÁNÍ CHARAKTERISTIK LOPATKY

Kvalita jednotlivých navržených tvarů profilu je ověřována pomocí CFD výpočtů založených na řešení Navierových-Stokesových rovnic metodou konečných objemů. Pohybové rovnice jsou doplněny TNT k-w modelem turbulence [4]. Pro výpočty byl použit vlastní numerický software. Pohybové rovnice stejně jako rovnice pro turbulentní energii a specifickou rychlost disipace jsou diskretizovány metodou konečných objemů na čtyřúhelníkové síti strukturované po blocích s implementací překrývání bloků (bližší viz. [5]). Vyhodnocování profilových ztrát a výstupního úhlu je prováděno metodou redukce dat, shodnou s metodikou

vyhodnocování aerodynamických měření přímých lopatkových mříží, používanou v laboratoři aerodynamiky vysokých rychlostí VZLÚ [6].

Jak již bylo výše uvedeno, je z důvodu pevnosti lopatky nutno vyhodnocovat i moment setrvačnosti průřezu (vzhledem k hlavním těžišťovým osám), definovaný jako

$$I_x = \int_A (\tilde{y} - y_i)^2 dA,$$

$$I_y = \int_A (\tilde{x} - x_i)^2 dA,$$

kde A značí průřez lopatky, (x_i, y_i) je těžiště a \tilde{x}, \tilde{y} souřadnice ve směru hlavních těžišťových os. Triangulace vnitřku profilu potřebná pro výpočet plošného integrálu je vytvořena programem ANGENER [7].

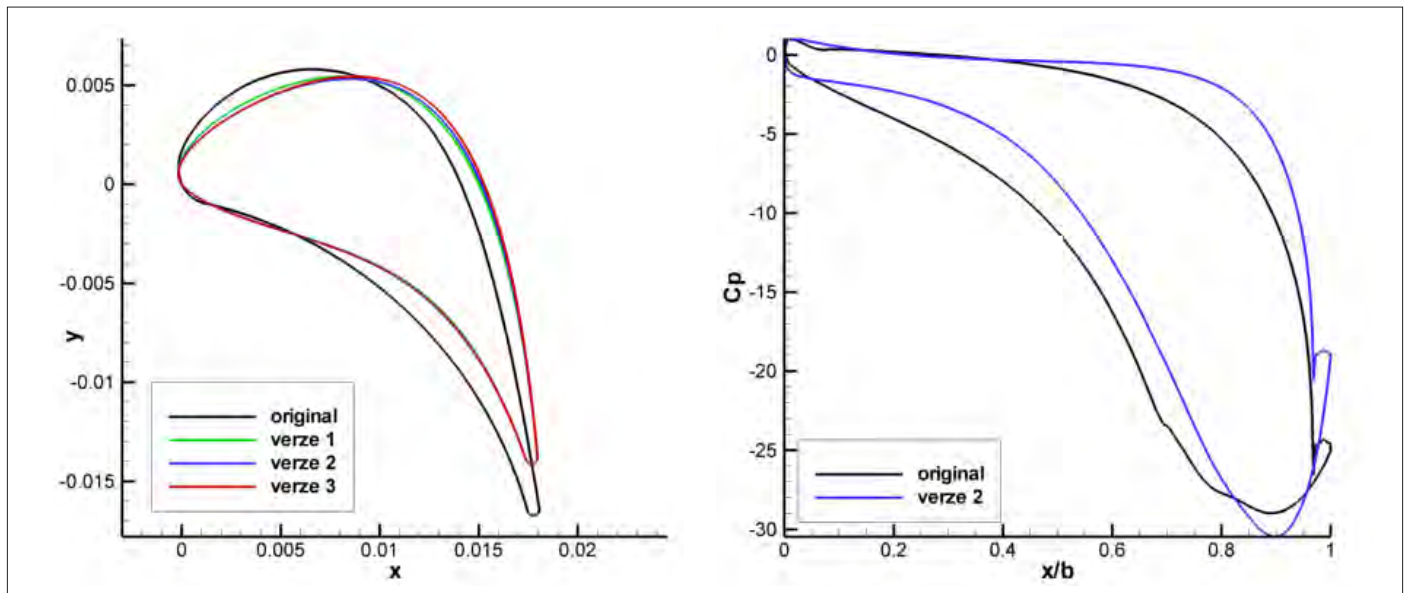
DOSAŽENÉ VÝSLEDKY

Výše popsaná metoda návrhu lopatkového profilu byla testována pro skutečný turbínový stupeň. Tento stupeň je navržen tak, aby výstupní izentropické Machovo číslo dosahovalo $M_{is}=0,7$, hustota průtočného množství $q=42,95 \text{ kg/m}^3$ a úhel výstupního proudu $\alpha_{out}=77,58^\circ$. Pro úhel nabíhajícího proudu byl zvolen rozsah $\pm 20^\circ$ kolem střední hodnoty

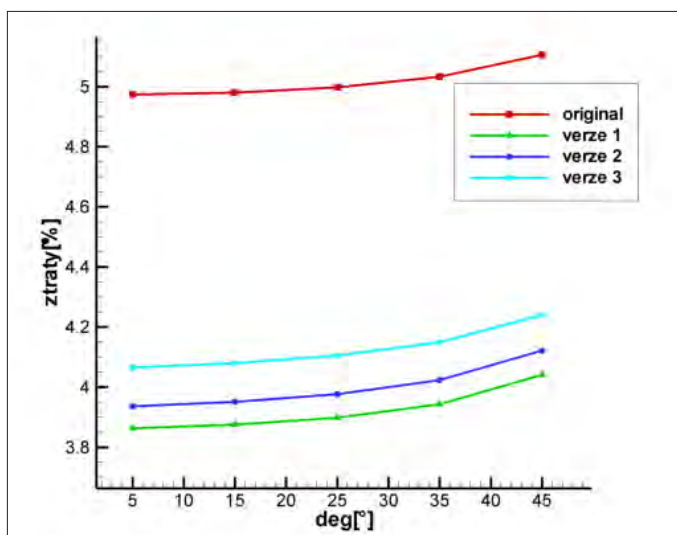
$\alpha=25^\circ$. Vyhodnocování charakteristik profilu probíhalo v pěti úhlech tohoto intervalu, celkem jsme tak měli osm kritérií pro genetický algoritmus. V každé populaci se nacházejí čtyři jedinci, dohromady tak dostáváme potřebu 4x5 výpočtů na jednu iteraci, které se dají provést paralelně. Výpočet jedné iterace trvá zhruba hodinu, byl vypracován počítačový skript, který zajišťuje automatizaci celého procesu.

Z výsledků je vidět snaha metody zkrátit původní profil, aby se snížily ztráty v mezní vrstvě. Dále tak je vidět ztenčení náběžné hrany a posunutí největšího zakřivení na horní straně dále po profilu. Nalezením nového tvaru došlo ke snížení ztrát kinetické energie na lopatce o cca 1%.

Výsledkem použitého optimalizačního algoritmu je soubor paretovské optimálních návrhů, z nichž je poté třeba vybrat vhodného kandidáta. Některé návrhy jsou uvedeny v tabulce 1. Na obrázcích je vidět srovnání tvarů původního profilu a optimálních návrhů, rozložení koeficientu tlaku C_p a také pole Machova čísla v profilové mříži. Obrázek 4 ukazuje průběh ztrát v závislosti na úhlu nabíhajícího proudu. Je tu patrná určitá lineární závislost, ta je však spíše dílem náhody a evolučního procesu, obecně toto chování nelze očekávat.



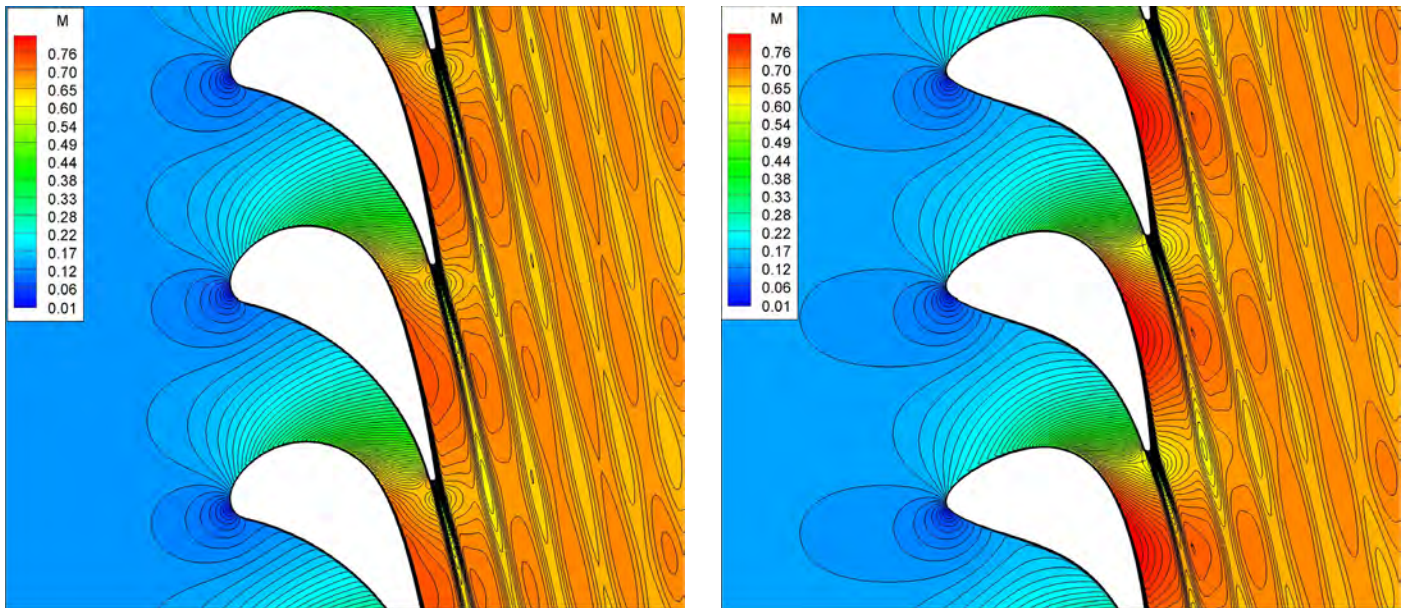
Obr. 3 - Vlevo: tvar originálního a optimalizovaných návrhů profilu, vpravo: tlakový součinitel



Obr. 4 - Ztráty kinetické energie v závislosti na úhlu nabíhajícího proudu

	ztráty kinetické energie ($\alpha=25^\circ$)	ztráty celkového tlaku ($\alpha=25^\circ$)	odchylka výstupního úhlu	odchylka průtoku	moment setrvačnosti [m^4]
originální profil	4,997%	1,697%	-	-	8,351e-10
Verze 1	3,898%	1,330%	1,297%	7,71%	8,279e-10
Verze 2	3,977%	1,357%	0,772%	4,548%	8,496e-10
Verze 3	4,105%	1,399%	0,118%	0,644%	8,958e-10

Tab. 1 - Srovnání ztrát u originálního a optimalizovaného profilu



Obr. 5 - Pole Machova čísla, vlevo originální profil, vpravo optimalizovaný profil verze 2

ZÁVĚR

Uvedená metoda využívající mikrogenetický algoritmus vykazuje schopnosti úspěšně řešit problém návrhu optimálního tvaru profilu lopatky. Navržené tvary přitom dosahují snížení ztrát kinetické energie z 5% na 4% při splnění dalších požadovaných kritérií.

Literatura:

- [1] Pacák A., Krivánka D., Synáč J., Šimka Z.: Parametrizace ŠKODA AP1 – nový popis profilových mříží. Sborník Současné trendy při návrhu a výpočtu turbostrojů, Praha, 2009
- [2] Szöllös A., Šmíd M. and Hájek, J.: Aerodynamic Optimization via Multi-objective Micro-genetic Algorithm with Range Adaptation, Knowledge-Based Reinitialization, Crowding and ϵ -Dominance. Advances in Engineering Software, Vol.40, No.6, 2009
- [3] Hájek J., Szöllös A., Šístek J.: A new mechanism of maintaining diversity of Pareto archive in multi-objective optimization. Advances in Engineering Software, Vol.41, No.7-8, pp.1031-1057, 2010
- [4] Kok J.C.: Resolving the dependence on free-stream values for the k- ω turbulence model. AIAA J., Vol. 38, No. 7, pp. 1292-1295, 2000
- [5] Straka P.: Higher order chimera grid interface for transonic turbomachinery application. Finite Volumes for Complex Application VI, pp.751-759, Prague, 2011
- [6] Němec M., Jelínek T., Mackovič M.: Aerodynamické měření a vyhodnocení přímé lopatkové mříže, Zpráva VZLÚ R-5163, 2011
- [7] Dolejší V.: software ANGENER 3.0. Matematicko-fyzikální fakulta, Univerzita Karlova v Praze. <http://www.karlin.mff.cuni.cz/~dolejsi/angen/angen.htm>

Výpočet statických deformací elastického křídla

Mgr. Martin Lahuta, Doc. Ing. Zdeněk Pátek, CSc, VZLÚ a.s.

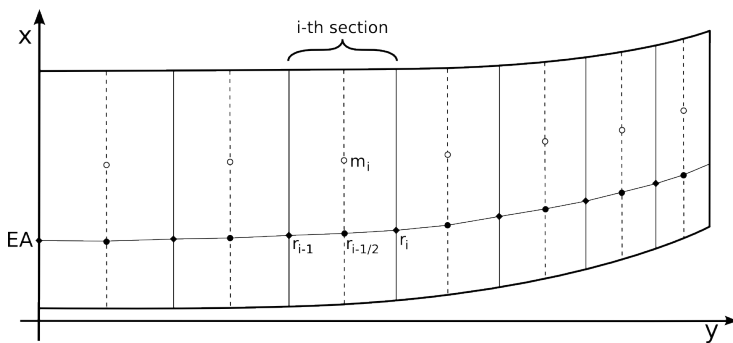
Tento článek popisuje metodu výpočtu statických torzních a ohybových deformací elastického křídla působením aerodynamických, elastických a tíhových sil pomocí jednoduchého lineárního modelu deformací. Aerodynamické síly působící na křídlo jsou vyhodnocovány programem NLWing2 používajícím nelinearizované profilové charakteristiky. Jsou prezentovány výsledky pro obdélníkové křídlo.

Poděkování: Výsledky byly získány za finanční podpory z rozpočtu ministerstva průmyslu a obchodu České republiky.

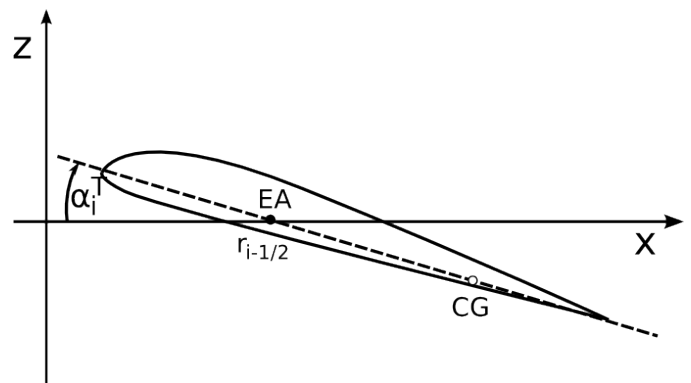
ÚVOD

Konvenční přístup, kdy je uvažováno absolutně tuhé křídlo pro aerodynamické výpočty je v určitých případech nedostatečný. Obzvláště v případě křidel s vysokou štíhlostí je někdy vhodné nebo i někdy nezbytné započítat deformace křídla do aerodynamických výpočtů. Typickým příkladem je křídlo větroně, které se v některých letových režimech obvykle výrazně deformuje vlivem aerodynamických sil. Tyto deformace

mohou být tak významné, že certifikační úřady mohou požadovat jejich zahrnutí do aerodynamických výpočtů, obzvláště do výpočtů rozložení aerodynamických sil, které jsou podkladem pro kontrolu pevnosti křídla. Tudiž použití přesnějších metod zahrnujících vzájemné ovlivnění deformací a aerodynamických sil může být nezbytné.



Obr. 1 - křídlo v rovině xy



Obr. 2 - řez křídlem v rovině xz

POPIS METODY

Matematická formulace

Mějme křídlo umístěné v následujícím souřadném systému: osa x míří ve směru myšleného trupu vpřed, y je ve směru podél rozpětí a z míří nahoru.

V této metodě uvažujeme pevnostní model křídla, který se skládá z elastické osy tvořené n lineárními segmenty ohraničenými dvojicí bodů \vec{r}_{i-1}^{EA} a \vec{r}_i^{EA} , $i = 1, \dots, n$ (viz. Obr. 1) a n lokálními těživami c_i procházejícími středy segmentů $\vec{r}_{i-1/2}^{EA}$, na nichž je v bodě \vec{r}_i^{CG} umístěna hmota i -tého panelu m_i (viz. Obr. 2).

Pro deformace předpokládáme dvě zjednodušení:

- segmenty elastické osy se deformují pouze ohybem a to pro i -tý segment pouze kolem osy rovnoběžné s osou x procházející počátkem tohoto segmentu \vec{r}_{i-1}^{EA} .

- lokální těživy c_i se deformují pouze krutem a to pro i -tou těživu pouze kolem osy rovnoběžné s osou y (tj. v rovině rovnoběžné s rovinou symetrie) a procházející bodem $\vec{r}_{i-1/2}^{EA}$.
- Pro výsledný úhel deformace i -té těživy α_i^T krutem předpokládáme lineární závislost na momentu působící síly:

$$\alpha_i^T = \alpha_0^T + \sum_{j=1}^i \frac{M_j^T}{GJ_j^T} (y_j^{EA} - y_{j-1}^{EA}), \quad i = 1, \dots, n \quad (1)$$

$$M_j^T = M_j^{T(m)} + M_j^{T(g)} + M_j^{T(l)}$$

$$M_j^{T(m)} = c_j^m q S_j c_j$$

$$M_j^{T(g)} = n m_j g (x_{j-1/2}^{CG} - x_{j-1/2}^{EA})$$

$$M_j^{T(l)} = c_j^l q S_j (x_{j-1/2}^{2C} - x_{j-1/2}^{EA})$$

kde α_0^T je úhel náběhu křídla, GI_i^T je torzní tuhost i -té tětivy, $M_i^{T(m)}$, $M_i^{T(g)}$ a $M_i^{T(l)}$ jsou lokální klopivý, tíhový a vztakový kroutící moment, c_i^m je lokální koeficient klopivého momentu, c_i^l je lokální koeficient vztaku, c_i je délka tětivy, S_i je plocha i -tého panelu, q je dynamický tlak, n je násobek, m_i je hmotnost i -tého panelu, g je gravitační zrychlení.

Obdobně pro výsledný úhel deformace i -tého segmentu β_i^B ohybem předpokládáme lineární závislost:

$$\beta_i^B = \beta_0^B + \sum_{j=1}^i \frac{M_j^B}{EJ_j^B} c_j, \quad i = 1, \dots, n \quad (2)$$

$$M_j^B = M_j^{B(g)} + M_j^{B(l)}$$

$$M_j^{B(g)} = n m_j g (y_j^{EA} - y_{j-1}^{EA})$$

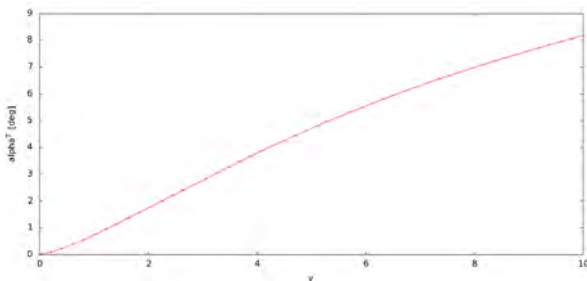
$$M_j^{B(l)} = c_j^l q S_j (y_j^{EA} - y_{j-1}^{EA})$$

kde β_0^B je vzepětí křídla, EJ_i^B je tuhost i -tého segmentu v ohybu, $M_i^{B(g)}$, $M_i^{B(l)}$ jsou lokální tíhový a vztakový ohybový moment. Vzhledem k tomu, že uvažujeme pouze ohyb kolem osy rovnoběžné s osou x , jsou lokální úhly ohybu i -tého segmentu dané vztahem

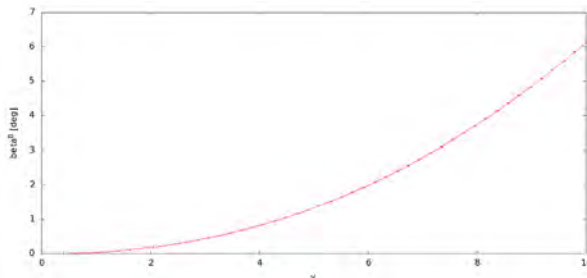
$$\beta_i^B = \arctan((z_i^{EA} - z_{i-1}^{EA}) / (y_i^{EA} - y_{i-1}^{EA})) \quad (3)$$

Výpočet aerodynamických koeficientů

Pro výpočet koeficientů c_i^m a c_i^l byl použit program NLWing2 [1], [2] vyvinutý ve VZLÚ. Je to implementace metody nelineární vztakové čáry, která umožňuje rychlý výpočet rozložení vztaku, odporu a klopivého momentu po rozpětí křídla. Metoda využívá zadané vazké i nevazké profilové charakteristiky, které mohou být vypočteny 2D metodou (jako např. XFOIL [3]) nebo získány experimentálně. Tato metoda je vhodná pro 3D



Obr. 3 - úhel zkroucení tětív α_i^T podél rozpětí křídla



Obr. 4 - úhel ohybu segmentů elastické osy β_i^B podél rozpětí křídla

ZÁVĚR

Představili jsme jednoduchou metodu pro výpočet aerodynamických charakteristik křídla deformovaného krutem a ohybem vlivem působení aerodynamických sil. Tyto první výsledky jsou slibné, neboť vcelku odpovídají očekávanému průběhu deformací reálných křidel. Metoda samozřejmě závisí na přesnosti vstupních dat, obzvláště přesnosti zadání parametrů tuhosti. Další vývoj bude zaměřen na validaci získaných výsledků a zjištění mezí platnosti metody.

analýzu štíhlých křidel. Spočívá v nahrazení křídla soustavou potencionálních vírů a nalezení lokální rovnováhy mezi vztakem vyplývajícím ze zákona Žukovského-Kutty a vztakem predikovaným 2D vazkou analýzou. Je nutno dodat, že podkovový model nemusí být vhodný pro křídla s velkou šípovitostí nebo vzepětím. NLWing2 byl implementován jako přídatný balíček pro systém GNU Octave [4].

Metoda řešení

Výsledná deformace křídla je počítána iterační metodou. V každém kroku jsou nejprve vypočteny aerodynamické koeficienty c_i^m a c_i^l z aktuálního tvaru křídla. Pomocí rovnic (1) a (2) jsou potom vypočteny nové hodnoty úhlů ohybu a krutu β_i^B a α_i^T . Tvar křídla je poté změněn na uvedené hodnoty úhlů a celá procedura se opakuje dokud maximum změny úhlů β_i^B a α_i^T je menší než zadaná tolerance. Zde předpokládáme, že deformace křídla je stacionární a tudíž metoda konverguje.

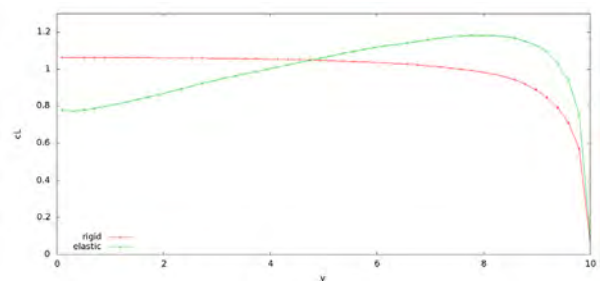
PŘÍKLAD VÝPOČTU

Uvedenou metodu jsme použili pro výpočet deformací obdélníkového křídla s následujícími parametry:

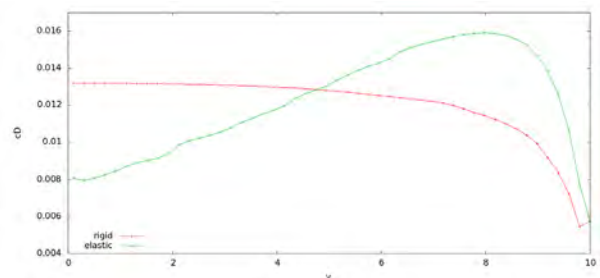
Polorozpětí 10 m, hloubka $c_i = 1$ m, vzepětí $\beta_0^B = 0^\circ$, zkroucení $\alpha_0^T = 0^\circ$, šípovitost 0° . Elastická osa byla umístěna v 50% hloubky křídla, lokální těžiště jsou v 70% hloubky.

Rychlost letu je 250 km/h. Torzní a ohybové tuhosti GI_i^T a EJ_i^B byly stejné s hodnotami měnícími se lineárně od $2.0 \cdot 10^5 \text{ kg} \cdot \text{m}^3 \cdot \text{s}^{-2} \cdot \text{rad}^{-1}$ u kořene křídla do $5.0 \cdot 10^3 \text{ kg} \cdot \text{m}^3 \cdot \text{s}^{-2} \cdot \text{rad}^{-1}$ na konci. Hustota hmotnosti se měnila také lineárně od $0.2 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-1}$ u kořene do $0.005 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-1}$ na konci.

Průběhy vypočtených veličin i srovnání pro tuhé a netuhé křídlo jsou uvedeny na Obr. 3-6.



Obr. 5 - rozložení koeficientu vztaku podél rozpětí tuhého a netuhého křídla



Obr. 6 - rozložení koeficientu odporu podél rozpětí tuhého a netuhého křídla

Literatura:

- [1] Hájek, J., Zablouil M., Wing Optimization Constrained by Boundary Layer Separation Using Nonlinear Lifting Line Method; Czech Aerospace Proceedings, No. 3, 2009, pp. 9-14
- [2] Hájek, J., Program NLWing2 pro vazkou analýzu štíhlých křidel; R-4722, VZLU report
- [3] XFOIL; <http://web.mit.edu/drela/Public/web/xfoil/>
- [4] Octave; <http://www.octave.org/>

Aerodynamické zatížení T-uspořádání ocasních ploch s využitím výsledků CFD simulace.

Ing. František Vaněk, Ph.D., Ing. Petr Doupník, Ph.D.

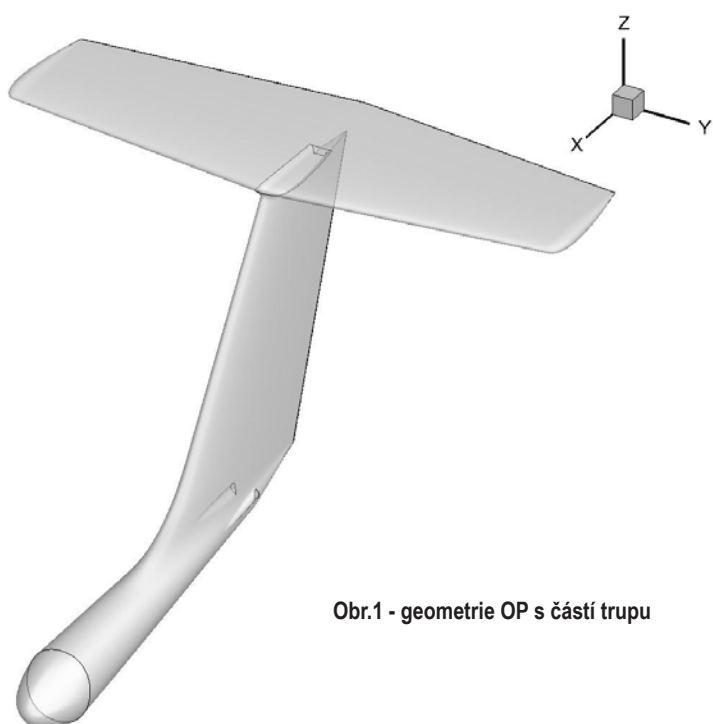
Příspěvek se zabývá aerodynamickým zatížením ocasních ploch T-uspořádání, pro jehož stanovení bylo využito výsledků CFD simulace a tyto výsledky byly následně porovnány s používanými analytickými metodami a požadavky pevnostních předpisů.

ÚVOD

Ocasní plochy uspořádané do T sebou přinášejí značnou interferenci mezi VOP a SOP a tím pádem i vzájemnou vazbu jejich zatížení. Nejvýznamnější je vznik indukovaného klonivého momentu na VOP při vybočení ocasních ploch, popř. výchylce směrového kormidla, přesun výslednice vzdušného zatížení na SOP směrem nahoru a zvýšení sklonu vztlačkové čáry SOP. Tyto skutečnosti pak znamenají značné zatížení závěsů VOP-SOP (většinou o malé rozteči), zvýšení ohybového zatížení SOP a významné kroucení trupu.

POUŽITÁ GEOMETRIE

Použitá geometrie vyšla z ocasních ploch letounu kategorie UL a VLA, kdy kromě samotných ocasních ploch byla použita i část trupu nacházející se před ocasními plochami, která byla v místě odřezání od letounu upravena uzavřením, viz Obr. 1.



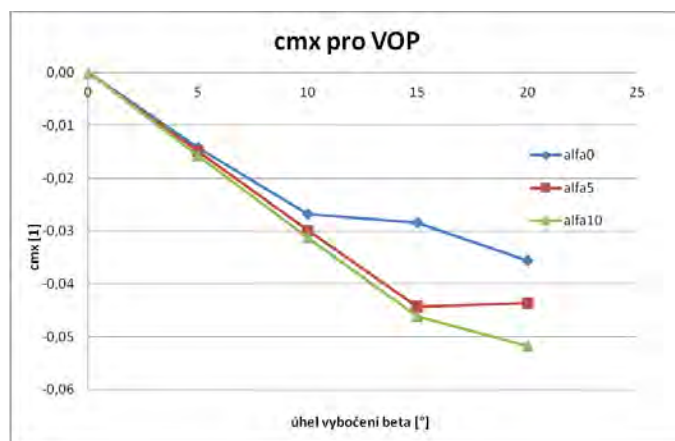
Obr. 1 - geometrie OP s částí trupu

PARAMETRY VÝPOČTŮ

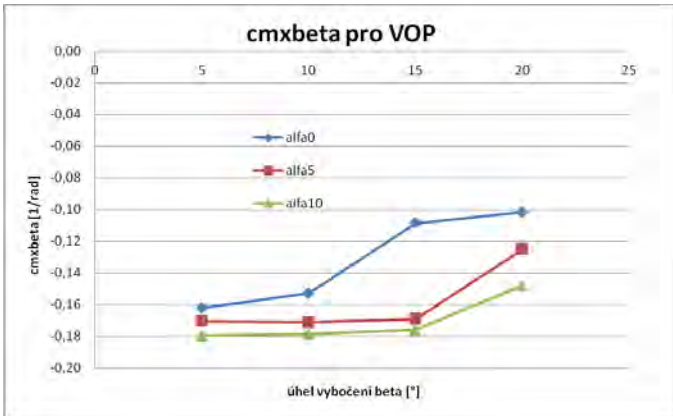
Výpočty byly provedeny pro rychlost 200km/h a úhly náběhu $\alpha = 0^\circ, 5^\circ, 10^\circ$ v kombinaci s úhly vybočení $\beta = 0^\circ, 5^\circ, 10^\circ, 15^\circ, 20^\circ$. Výpočetní sítě byly zvoleny jako hybridní nestrukturované, kdy na povrchu letounu je několik vrstev prizmatických elementů určených pro řešení mezní vrstvy a zbytek prostoru vyplňují tetraedry. Výška první prizmatické vrstvy byla zvolena s ohledem na splnění podmínky $wall\ y^+ > 30$. Vnější hranice výpočetních sítí byly tvořeny kulovou plochou s okrajovou podmínkou pressure-far-field. Pro vytvoření sítí byl použit program Ansys ICEM CFD 12.1, ze kterého byly následně exportovány do řešiče Ansys FLUENT 12.1. V programu Fluent byl pro výpočet zvolen implicitní řešič a proudění bylo simulováno jako stlačitelné s modelem turbulence Spalart-Almaras.

INTEGRÁLNÍ VÝSLEDKY VÝPOČTŮ

Zde byl položen důraz na stanovení velikosti součinitele klonivého momentu VOP podle úhlu vybočení cm_x^β . Výsledky jsou uvedeny v Obr. 2 a 3, kde je patrné lineární chování součinitele klonivého momentu cm_x pro úhly náběhu 5° a 10° a úhly vybočení 5 až 15° a tímto i konstantní součinitel cm_x^β jehož „nejvyšší“ hodnota byla -0,18. Hodnota stanovená pomocí [1] byla -0,226. Pevnostní předpis [2] udává konzervativní hodnotu -0,3.



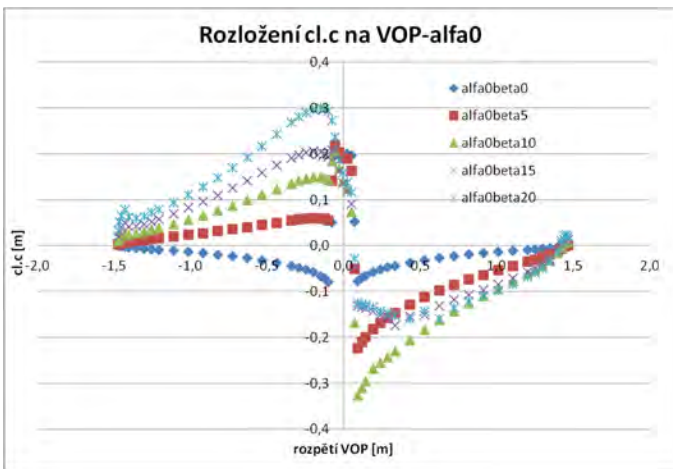
Obr. 2 - součinitel cm_x pro VOP z CFD



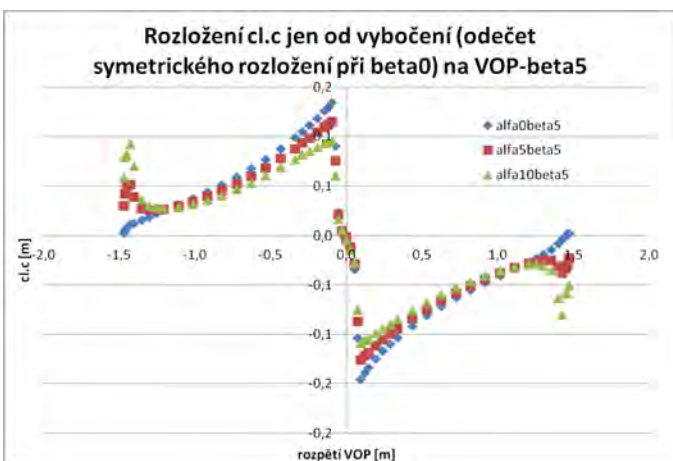
Obr. 3 - součinitel cm_x^β pro VOP z CFD

METODA ZPRACOVÁNÍ VÝSLEDKŮ CFD-DISTRIBUCE

Rozložení vzdušného zatížení bylo z výsledků CFD simulace stanoveno standardní metodou již dříve uvedenou např. v [4], tj. s využitím rozložení součinitele tlaku c_p v požadovaných řezech z programu Tecplot a následným zpracováním v programu Integrace řezů, kdy byla oproti předchozím úlohám navíc zpracována z hlediska zatížení ocasních ploch zajímavá poloha působíště vzdušných sil (resp. tlaku) po hloubce.



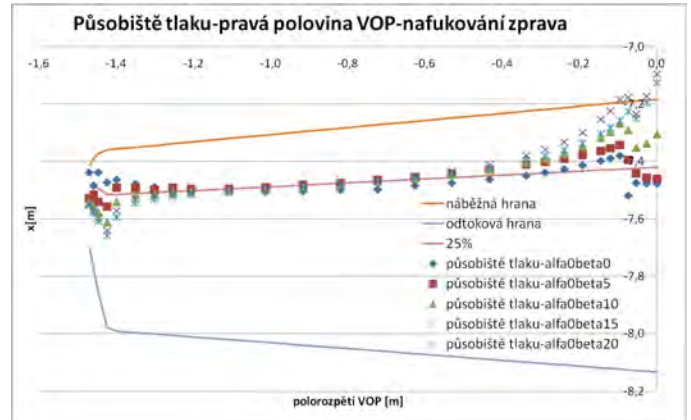
Obr. 4 - Rozložení vztlaku $cl.c$ na VOP z CFD pro $\alpha = 0^\circ$



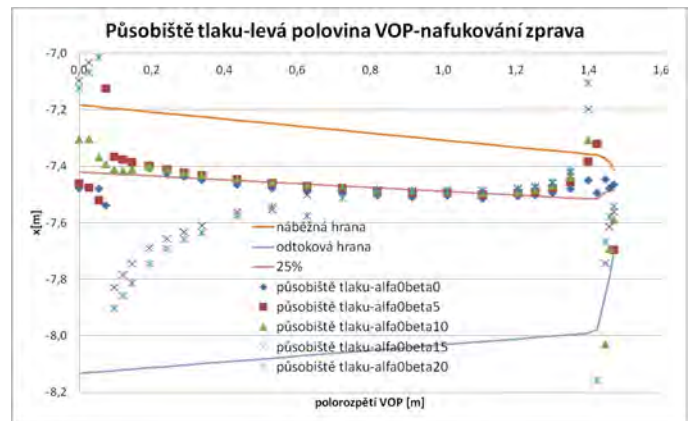
Obr. 5 - Rozložení vztlaku $cl.c$ na VOP z CFD pouze od vybočení pro $\beta = 5^\circ$

ROZLOŽENÍ ZATÍŽENÍ Z CFD NA VOP

Typické rozložení vztlaku $cl.c$ na VOP při vybočení ukazuje Obr.4. Průběh rozložení vztlaku pouze od vybočení, kdy bylo od celkového rozložení vždy odečteno rozložení z odpovídajícího případu se stejným úhlem náběhu bez vybočení (tj. symetrické) ukazuje Obr.5. Poloha působíště tlaku po hloubce se pohybovala kolem předpokládaných 25% s výraznými posuny na koncích VOP a v blízkosti SOP, typický průběh viz Obr.6 a 7.



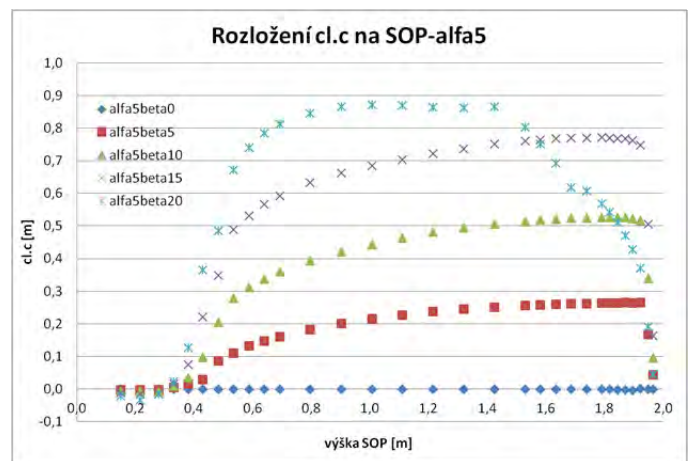
Obr. 6 - Působíště tlaku-pravá polovina VOP (osa y směřuje doleva), $\alpha = 0$



Obr. 7 - Působíště tlaku-levá polovina VOP (osa y směřuje doleva), $\alpha = 0$

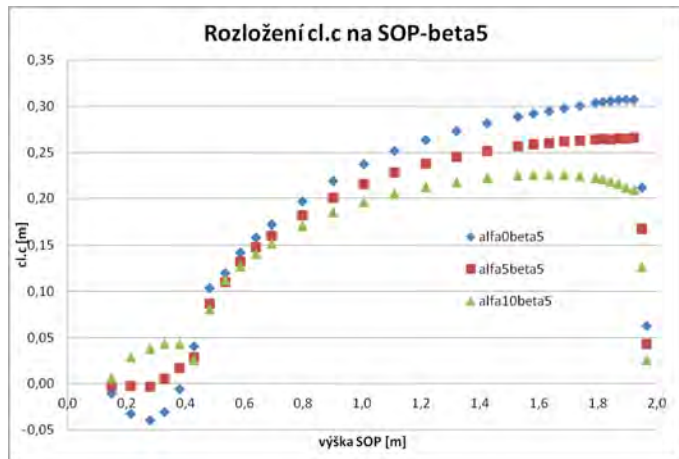
ROZLOŽENÍ ZATÍŽENÍ Z CFD NA SOP

Výsledky CFD ukázaly předpokládaný posun výslednice vztlaku na SOP směrem nahoru (ke koncové desce představované VOP)

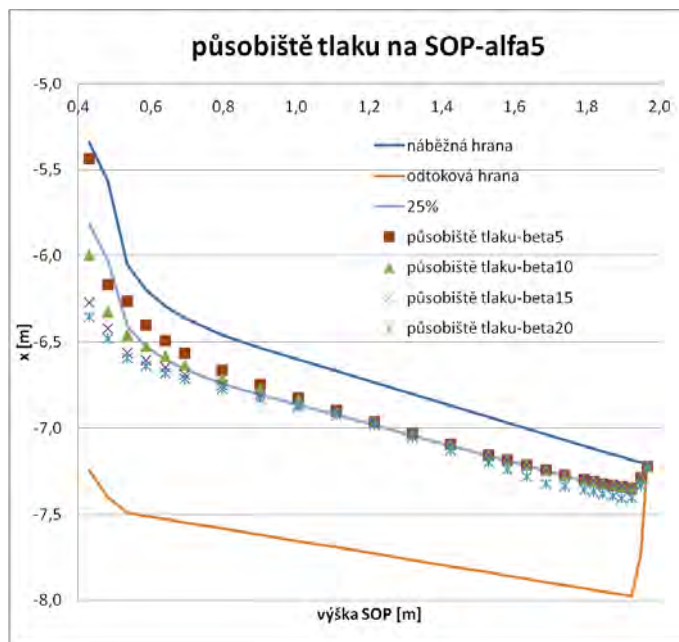


Obr. 8 - Rozložení vztlaku $cl.c$ na SOP pro $\alpha = 5^\circ$

a při vyšších úhlech vybočení v důsledku odtržení proudu posun výslednice dolů oproti výchozí poloze bez odtržení, viz Obr.8. Byl zjištěn jistý vliv úhlu náběhu na změnu rozložení, viz Obr.9. Poloha působitě tlaku po hloubce se pohybovala opět kolem předpokládaných 25% s nepřilíš výraznými posuny v blízkosti VOP, viz Obr.10.



Obr. 9 - Rozložení vztlaku cl.c na SOP pro $\beta = 5^\circ$

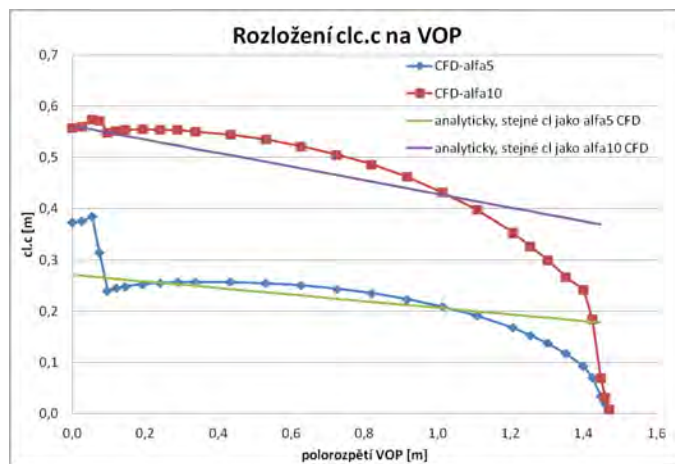


Obr. 10 - působitě tlaku na SOP pro $\alpha = 5^\circ$

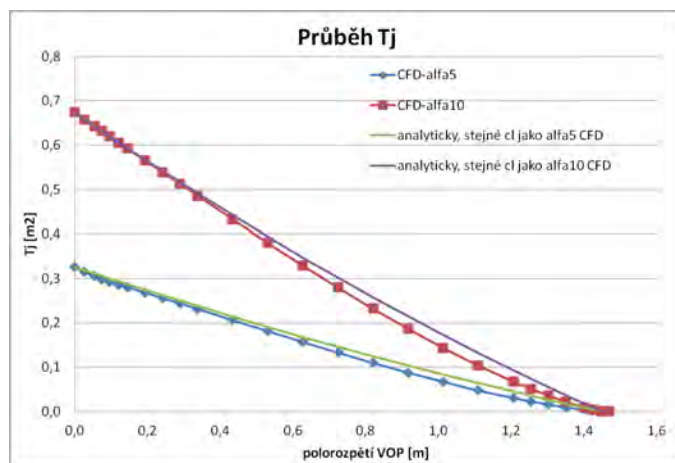
POROVNÁNÍ VÝSLEDKŮ Z CFD S ANALYTICKÝMI METODAMI

Symetrické obtékání VOP

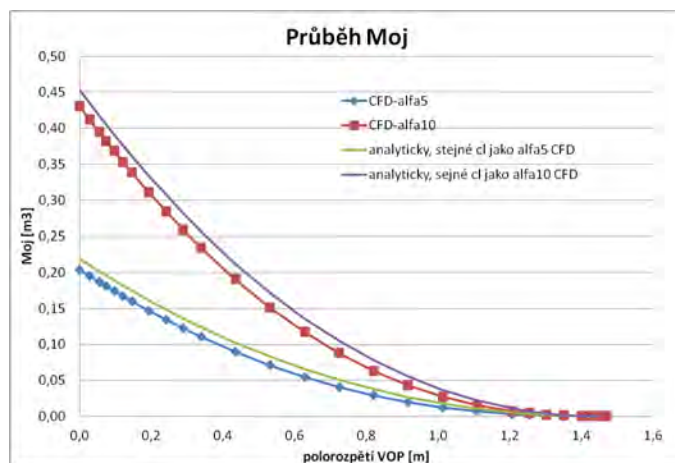
Nejprve bylo provedeno porovnání rozložení vztlaku na VOP pro lety bez vybočení, kdy analytický přístup představovalo rozložení vztlaku úměrné místní hloubce, běžně používané pro výpočty zatížení VOP. Přes rozdílný tvar rozložení vztlaku, viz Obr.11, byla „míra konzervatismu“ pro velikost ohybového momentu v kořenu VOP (pro stejnou posouvající sílu v kořeni) pro úhel náběhu 5° jen 7,6% a pro úhel náběhu 10° dokonce 5,4%, viz Obr. 12 a 13. Lze tedy konstatovat, že použití jednoduchého rozložení úměrného místní hloubce je pro výpočet symetrického zatížení VOP postačující (zvážíme-li také „rozptyl“ metod pro stanovení klíčové hodnoty sklonu vztlakové čáry VOP s malou štihlostí).



Obr. 11 - porovnání symetrického rozložení vztlaku cl.c pro VOP



Obr. 12 - porovnání průběhů jednotkové posouvající síly pro VOP



Obr. 13 - porovnání průběhů jednotkového ohybového momentu pro VOP

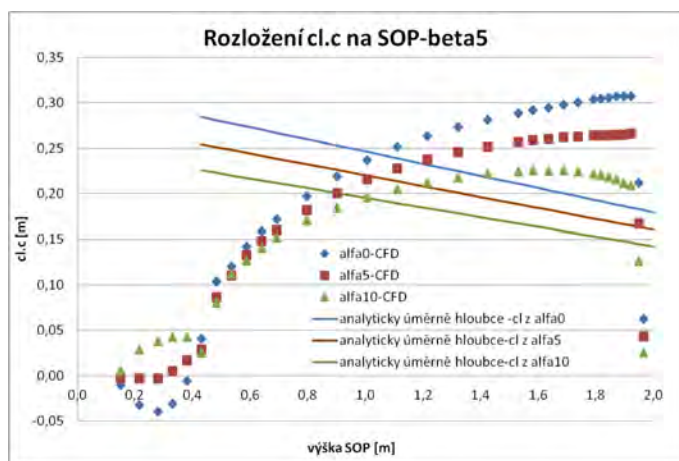
Případy s vybočením - SOP - analytický přístup č.1

Použitý analytický přístup č.1 spočívá v tom, že rozložení vzdušného zatížení po výšce SOP je úměrné místní hloubce, takže není brán v úvahu vliv koncové desky představované VOP na T-ocasných plochách. Současně derivace součinitele klonivého momentu VOP podle úhlu vybočení má velikost $-0,3$, tak jak ji požaduje pevnostní předpis CS-VLA [2] v případě absence racionální analýzy.

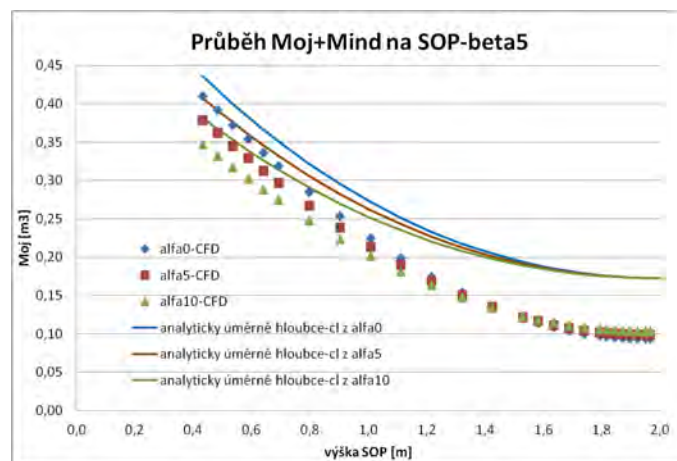
Obr. 14 ukazuje typický průběh rozložení vztlaku cl.c na SOP pro malý úhel vybočení, kde je vidět značný rozdíl mezi analytickým a CFD rozložením.

Průběh posouvající síly je uveden na Obr. 15, kořenový řez vztahně SOP je 0,43m, pod tímto řezem je již geometrie považována za trup, který nemá podstatný vliv na průběhy zatížení a nebyl do porovnání zahrnut. Typický průběh ohybového momentu na SOP od samotného rozložení vzdušného zatížení na SOP ukazuje Obr. 16, kde analytické rozložení dalo nižší hodnoty ohybového momentu než rozložení z CFD. Pokud je ale do ohybového zatížení SOP započten i indukovaný klonivý moment na VOP, který pro analytickou metodu uvažuje konzervativní hodnotou $cm_{\chi}^{\beta} = -0,3$, (ta je ve všech případech vyšší než hodnoty plynoucí z CFD výpočtu - zde byla „nejvyšší“ hodnota $cm_{\chi}^{\beta} = -0,18$), tak potom dává ana-

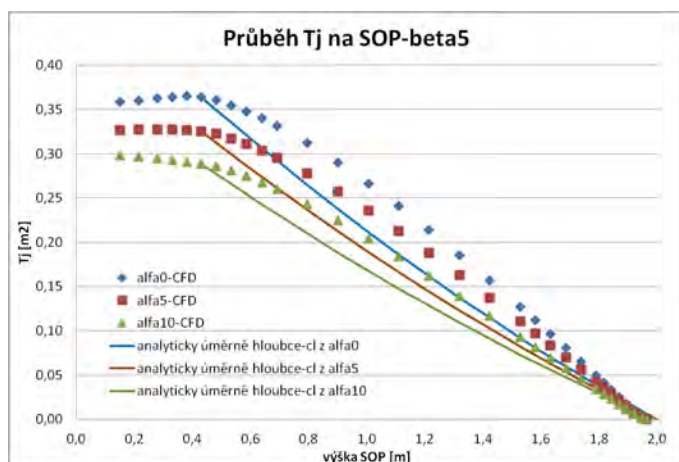
lytická metoda vyšší hodnoty ohybového momentu po celé výšce SOP, viz Obr. 17. Pro vyšší úhly vybočení, kdy se výslednice na SOP posouvá směrem dolů, k nižšímu ohybovému zatížení, se potom tato „pevnostní rezerva“ analytické metody ještě zvyšuje. Uvedený analytický přístup, kdy je rozložení vztřaku na SOP úměrné místní hloubce a je použita konzervativní hodnota derivace součinitele klonivého momentu na VOP, je tedy pro použitou geometrii T-ocasních ploch z hlediska průběhů ohybových momentů na SOP a tím pádem i velikosti kroutícího momentu na zadní části trupu postačující.



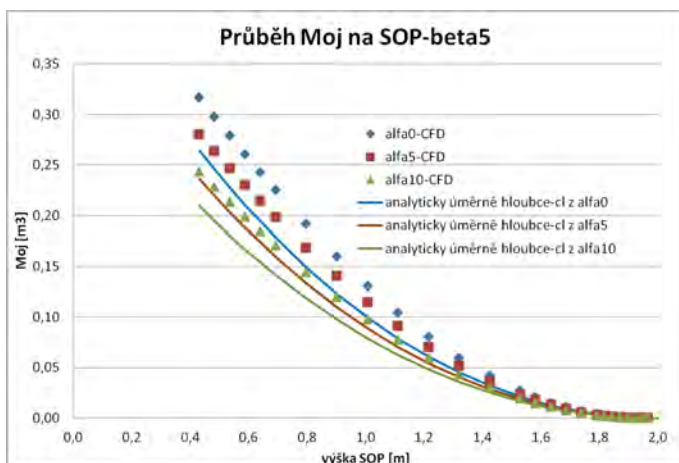
Obr. 14 - porovnání rozložení cl.c pro SOP - $\beta = 5^\circ$



Obr. 17 - porovnání průběhů jednotkového ohybového momentu pro SOP - $\beta = 5^\circ$



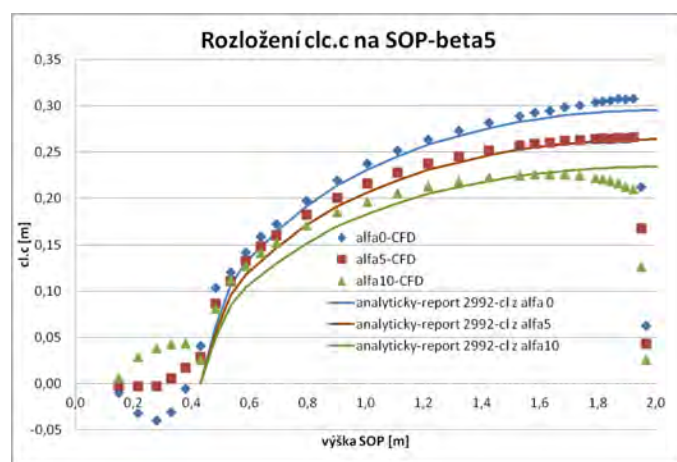
Obr. 15 - porovnání průběhů jednotkové posouvající síly pro SOP - $\beta = 5^\circ$



Obr. 16 - porovnání průběhů jednotkového ohybového momentu pro SOP - $\beta = 5^\circ$

Případy s vybočením-SOP-analytický přístup č.2

[1] popisuje metodu, kdy lze v oblasti potenciálního proudění za pomoci konformní transformace stanovit rozložení vzdušných sil na vzájemně různě uspořádaných jednoduchých ocasních plochách.



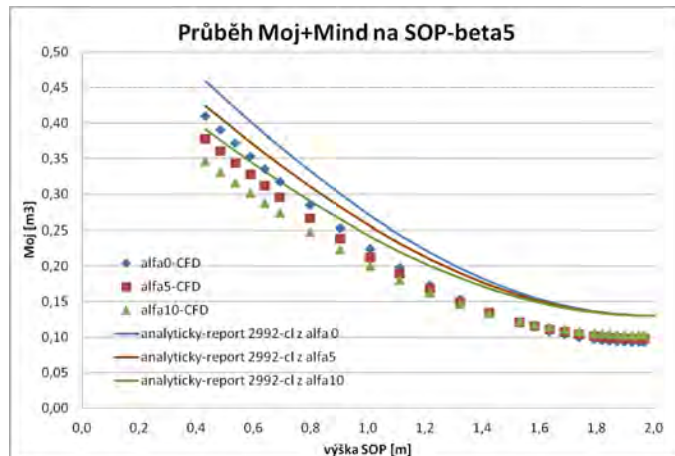
Obr. 18 - porovnání rozložení cl.c pro SOP - $\beta = 5^\circ$

Poloha VOP může být od T-uspořádání s VOP na konci SOP až po klasické uspořádání s VOP v kořenu SOP, včetně trupu. V tabulkách pak uvádí výsledné hodnoty pro reprezentativní případy vzájemné polohy VOP a SOP a jejich velikosti, takže pro konkrétní geometrii OP lze většinou vybrat z těchto hodnot, případně je interpolovat.

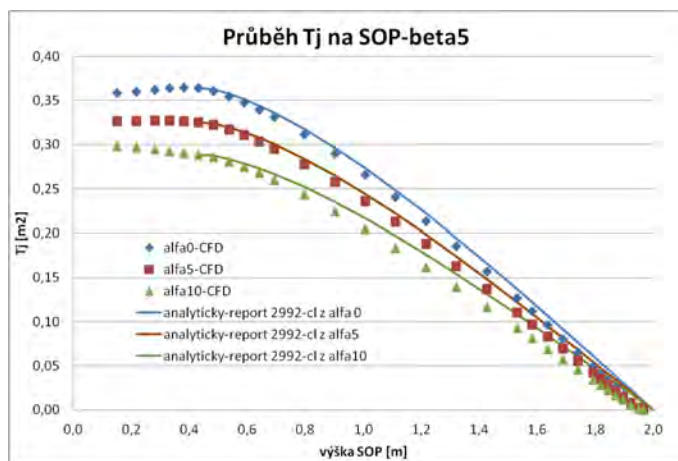
Hodnota cm_{χ}^{β} byla dle [1] stanovena jako -0,226. Dále bylo dle [1] stanoveno rozložení vztlaku na SOP pro úhel vybočení 1 rad, které bylo pro porovnání rozložení vždy přepočteno tak, aby pro konkrétní porovnávaný případ dalo stejnou hodnotu posouvající síly v kořenovém řezu SOP (0,43m). Tímto se pak porovnání týkalo pouze distribuce a byl vyloučen vliv mírně odlišného sklonu vztlakové čáry SOP dle výsledků CFD a dle [1].

Obr. 18 ukazuje velmi dobrou shodu analytického a CFD rozložení vztlaku na SOP pro malé úhly vybočení. Tomu odpovídá i dobrá shoda průběhů posouvající síly, viz Obr. 19. Z hlediska průběhů ohybového momentu dává analytická metoda mírně vyšší hodnoty než CFD, viz Obr. 20. Zahnutí vlivu indukovaného momentu ukazuje Obr. 21, kde je již od konce SOP patrný rozdíl díky vyšší analytické hodnotě cm_{χ}^{β} oproti CFD vycházející vždy z konkrétního případu. Pro vyšší úhly vybočení je analytická metoda oproti CFD již konzervativní i z pohledu rozložení vztlaku.

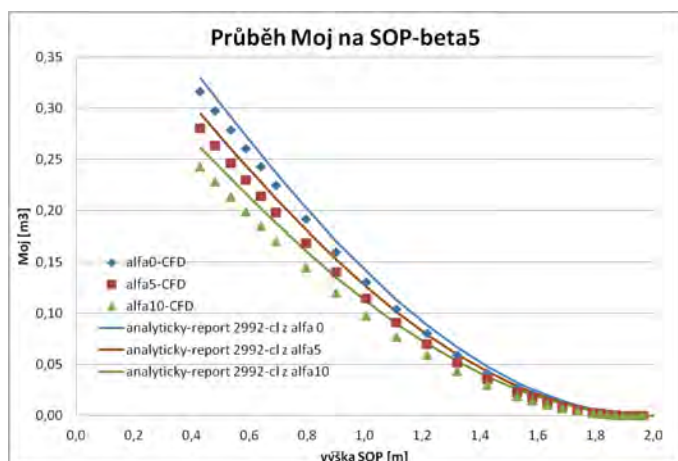
Z porovnání vyplynulo to, že použití metody dle [1] pro danou geometrii OP je z hlediska zatížení také postačující.



Obr. 21 - porovnání průběhů jednotkového ohybového momentu pro SOP - $\beta = 5^\circ$



Obr. 19 - porovnání průběhů jednotkové posouvající síly pro SOP - $\beta = 5^\circ$



Obr. 20 - porovnání průběhů jednotkového ohybového momentu pro SOP - $\beta = 5^\circ$

ZÁVĚR

Provedené CFD simulace T-ocasných ploch a jejich porovnání s uvedenými analytickými přístupy dalo velmi dobrou představu o vlivu uspořádání řešené geometrie OP na jejich zatížení, prozatím v teoretické rovině.

Literatura:

- [1] Weber, J., Hawk, A.,C.: Theoretical Load Distributions on Fin-Body-Tailplane Arrangements in a Side-wind, R&M No.2992
- [2] Předpis CS-VLA, verze ze 14.11.2003
- [3] Poradní oběžník FAA, AC No 23-9, 27.1.1988
- [4] VANĚK, F.; DOUPNÍK, P.: Aerodynamické zatížení konfigurace křídlo-trup s využitím výsledků CFD simulace, Transfer, Vol.2011, (2011), No.15, pp.38-40, ISSN 1801-9315, VZLU

Aplikace EARSM turbulentního modelu na výpočet stacionárního nereaktivního proudění v komoře JETIS

Ing. Vojtěch Běták, Ing. Jan Kubata, Ing. Jan Tůma, VZLÚ a.s.

V příspěvku je popsána aplikace RANS Explicitního Algebraického Reynolds Stress Modelu (EARSM) na výpočet nereaktivního proudění ve spalovací komoře JETIS. Tento model byl implementován do OpenFOAMu a je srovnán se standardním k-omega SST modelem.

ÚVOD

Pro řadu simulací je důležitá volba vhodného turbulentního modelu. V případě nestacionárních výpočtů jsou vhodnou volbou simulovat turbulenci metodou LES (Large Eddy Simulation), která má značné výpočetní a časové nároky. Pro případ stacionárních simulací jsou vhodné modely z rodiny RANS (Reynolds-Averaged Navier-Stokes) modelů. Řada těchto modelů je postavena na Boussinesquově předpokladu o izotropní turbulenci (1). Tento předpoklad umožňuje značně zjednodušit

$$\overline{\rho u_i' u_j'} = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad (1)$$

MATEMATICKÝ MODEL

Pro výpočet nereaktivního proudění je nutné zvolit vhodný matematický model. Výpočtový režim komory je dán protitlakem 0,45 MPa, teplotou vzduchu na vstupu 460 K a hmotnostním tokem 1,7 kgs⁻¹. Proto je zde uvažováno stacionární proudění stlačitelného ideálního plynu, které je definováno pomocí následujícímu systému rovnic

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j) = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \mu_t) \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) - \rho \left(\frac{2}{3} k \delta_{ij} + a_{ij}^{(ex)} \right) \right], \quad (4)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (h u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\alpha + \frac{\mu_t}{Pr_t} \right) \frac{\partial h}{\partial x_j} \right], \quad (5)$$

Kde ρ je hustota, u_j složka vektoru rychlosti, p tlak, μ dynamická viskozita, h entalpie, α koeficient tepelné difuze. K uzavření systému rovnic je potřeba definovat termodynamický model

$$\rho = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \cdot \frac{p}{h} \quad (6)$$

a EARSM model turbulence, který vychází z k-omega SST modelu

$$\begin{aligned} \frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial k u_j}{\partial x_j} &= P_k - \beta^* k \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(v + v_t \sigma_k) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right], \\ \frac{\partial \omega}{\partial t} + \frac{\partial \omega u_j}{\partial x_j} &= \gamma \frac{\omega}{k} P_k - \beta \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(v + v_t \sigma_\omega) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \frac{\sigma_d}{\omega} \max \left(\frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 0 \right), \end{aligned} \quad (8)$$

turbulentní modely, které mají ale omezenou platnost. Toto lze odstranit aplikací Full Reynolds Stress Model, které mají vyšší výpočetní nároky a jsou citlivé na volbu diskretizačních schémat. Proto byla vyvinuta turbulentní modely jako v2-f [1] nebo EARSM [2], [3].

(2)

$$\overline{\rho u_i' u_j'} = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) - \rho \left(\frac{2}{3} k \delta_{ij} + a_{ij}^{(ex)} \right)$$

Tyto modely obsahují nelineární vztah pro turbulentní viskozitu μ_t , anisotropní členy $a_{ij}^{(ex)}$. Tento model náleží do skupiny LowRe turbulentních modelů, které jsou definovány až ke stěně a tudíž dochází k eliminaci stěnových funkcí. Tyto vlastnosti umožňují rozšířit oblast platnosti modelu a jeho numerickou stabilitu.

kde k je kinetická energie turbulence a ω specifická rychlost Reynoldsova napětí jsou definována v (2). Turbulentní viskozita a anizotropní členy jsou definovány následovně

$$\mu_t = -\frac{1}{2}\rho(\beta_1 + II_\Omega)\beta_6 \quad (9)$$

a (10)

$$\begin{aligned} a_{ij}^{(ex)} = & \beta_3 \left(\Omega_{ik}\Omega_{kj} - \frac{1}{3}II_\Omega\delta_{ij} \right) + \beta_4 (\%_{0ik}\Omega_{kj} - \Omega_{ik}\%_{0kj}) \\ & + \beta_6 \left(S_{ik}\Omega_{kl}\Omega_{lj} + \Omega_{ik}\Omega_{kl}S_{lj} - II_\Omega S_{ij} - \frac{2}{3}IV\delta_{ij} \right) \\ & + \beta_9 (\Omega_{ik}S_{kl}\Omega_{lm}\Omega_{mj} + \Omega_{ik}\Omega_{kl}S_{lm}\Omega_{mj}) \end{aligned}$$

Tensory rychlosti deformace a vířivosti jsou definovány následovně (11)

$$S_{ij} = \frac{1}{2}\tau \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right), \Omega_{ij} = \frac{1}{2}\tau \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{\tau}{A_0}\Omega_{ij}^{(r)},$$

kde $\Omega_{ij}^{(r)}$ je volitelná část modelu reprezentující efekt zakřivení proudnic (12)

$$\Omega_{ij}^{(r)} = -e_{ijk} \frac{II_S^2\delta_{km} + 12III_S S_{km} + 6II_S S_{kl}S_{lm}}{2II_S^3 - 12III_S^2} S_{pr}S_{rq}e_{pqm},$$

kde

$$\dot{S}_{ij} = -(S_{ik}\Omega_{kj}^{(r)} - \Omega_{ik}^{(r)}S_{kj}). \quad (13)$$

Časové měřítko je pak definováno následovně

$$\tau = \max \left(\frac{1}{\beta^*\omega}, 6.0 \sqrt{\frac{\nu}{\beta^*k\omega}} \right). \quad (14)$$

Definici jednotlivých modelových funkcí a konstant je možné najít v [3].

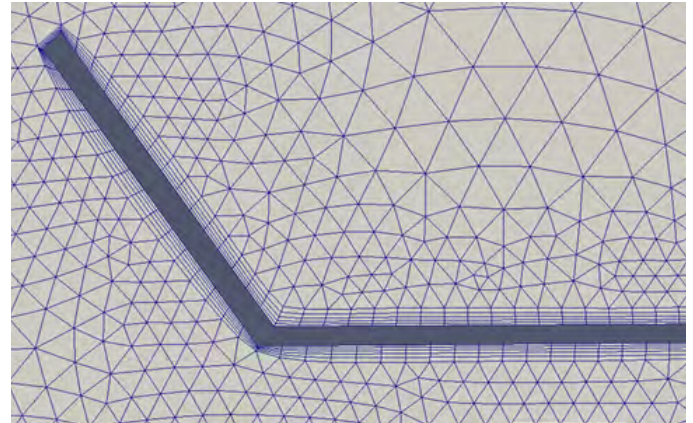
VÝPOČTOVÁ GEOMETRIE

Simulace byla prováděna na dvou segmentech spalovací komory JETIS, které umožňují definovat periodickou okrajovou podmínku a virtuálně uzavřít prstevník komory (Obr. 1).



Obr. 1 - 2 segmenty komory JETIS

Počet buněk v síti závisí na zvoleném turbulentním modelu (Tab. 1). Pro turbulentní modely typu HighRe není potřeba detailního rozlišení u stěny (Obr. 2), což vede k nižšímu počtu buněk. Modely typu LowRe vyžadují detailní rozlišení sítě v oblasti v blízkosti stěny, což vede k nárůstu počtu buněk



Obr. 2 - Detail zjemnění v mezní vrstvě

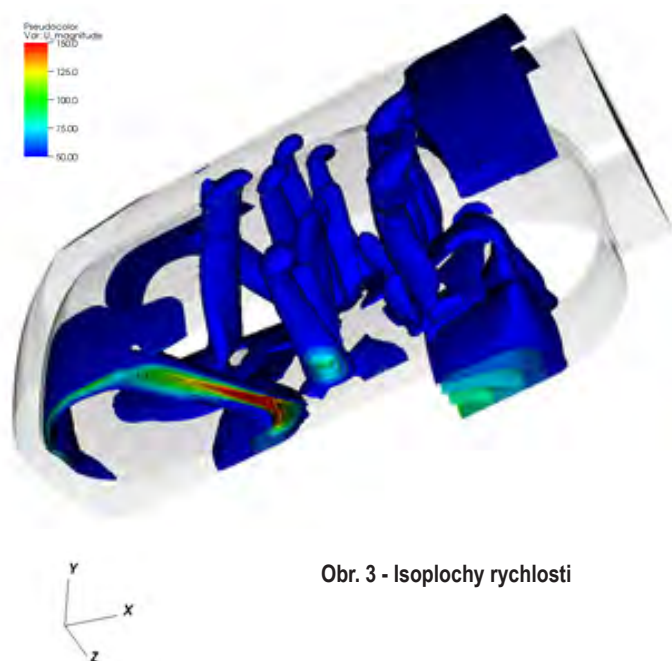
	Počet buněk		
	Celkový	Tetraedrání	Prizmatické
HighRe	2 M	1,3 M	0,7 M
LowRe	9,6 M	4,1 M	5,5 M

Tab. 1 - Počet buněk pro jednotlivé typy sítí

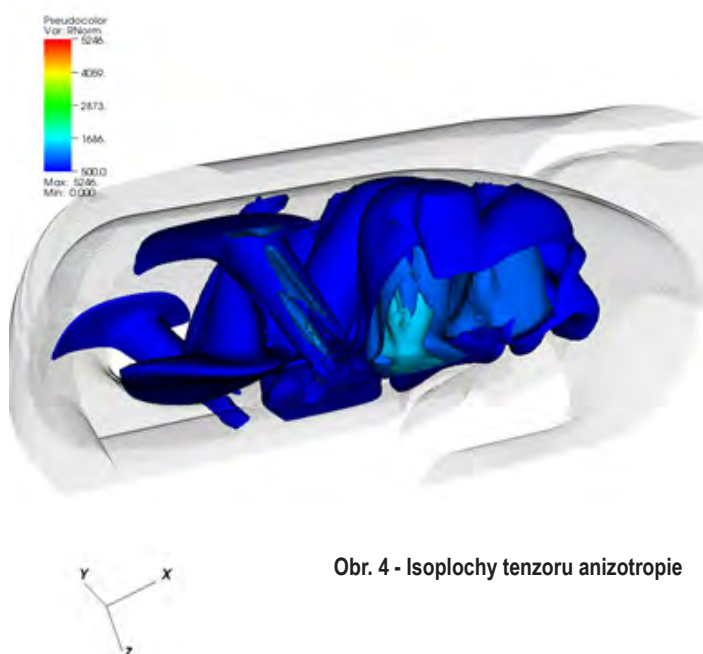
VÝSLEDKY

Na Obr. 3 jsou znázorněny isoplochy velikosti rychlosti. Je zde znázorněno základní směřování jednotlivých proudů v komoře. V dopravní trubici na vnitřním průměru dochází k značnému odtržení z důvodu lokálního otočení proudu o 125°.

Hlavní výhodou EARSMD modelu je výpočet tensoru anizotropních složek turbulence. Ty jsou znázorněny prostřednictvím L2 normy na Obr. 4. Kde lze pozorovat, že anizotropie v proudovém poli je generována převážně v oblastech, kde dochází ke směřování proudů.



Obr. 3 - Isoplochy rychlosti



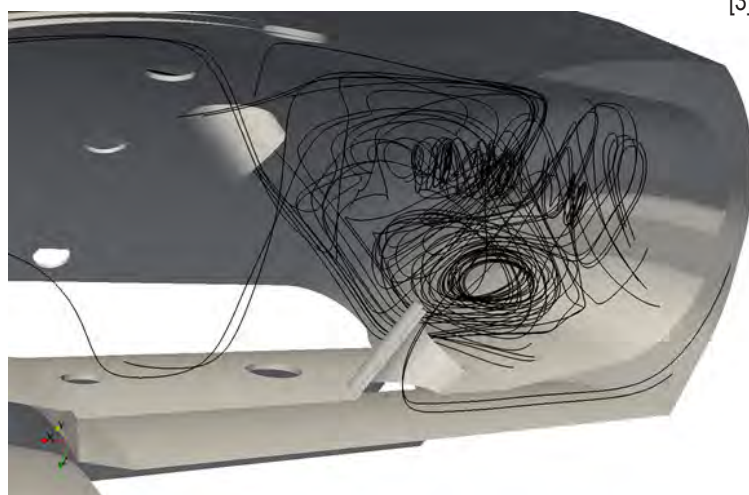
Obr. 4 - Isoplochy tenzoru anizotropie

Pro správný chod komory JETIS je důležité, aby hmotnostní tok přívodními trubkami byl přibližně stejný. Toho ale není dosaženo, protože přívodní trubky na vnější straně dodávají do primární zóny více vzduchu. Důsledkem je deformace proudového pole, jak je patrné z Obr. 5. Kdy vír tvořený proudem z vnější části pláště je mohutnější než vír tvořený proudem z vnitřní části

V Tab. 2. je uvedeno porovnání turbulentních modelů pomocí vybraných veličin. Je patrné, že EARSM model udává vyšší tlakovou ztrátu a poměr hustot v oblasti.

	P_{inlet} [$kgm^{-1} s^{-2}$]	$ \bar{U} _{out}$ [ms^{-1}]	ρ_{max} [kgm^{-3}]	ρ_{min} [kgm^{-3}]
k-omega SST	508558	79.49	3.87	3.24
EARSM	519228	79.64	3.99	3.12

Tab. 2 - Srovnání turbulentních modelů na vybraných veličinách



Obr. 5 - Proudnice v primární zóně komory JETIS

ZÁVĚR

Aplikace EARSM turbulentního modelu na nereaktivní proudění v komoře JETIS potvrdila a zpřesnila data získaná pomocí k-omega SST modelu. Tyto data budou dále ověřována pomocí LES simulací. Významnými přínosy EARSM modelu je identifikace oblastí se silnou turbulentní anizotropií, kde standardní modely mají omezení, a zvýšení stability stacionárních simulací.

Další práce bude zaměřena na aplikaci EARSM modelu na problematiku reaktivního proudění, kde se předpokládá vliv anizotropní členů na určení časového měřítka chemických reakcí.

Literatura:

- [1] Durbin, P. A.: Separated flow computations with the k-ε-v2 model," AIAA Journal, vol. 33, no. 4, pp. 659–664, 1995.
- [2] Wallin, S., Johansson, A.V.: Modeling streamline curvature effects in explicit algebraic Reynolds stress turbulence models. Int. J. Heat and Fluid Flow 23, 721–730, 2002
- [3] Hellsten, A.: New Two-Equation Turbulence Model for Aerodynamics Applications, Espoo, Finland, 2004

Úniky páry ucpávkami a jejich vliv na aerodynamické parametry 2-stupňové turbíny

Ing. Michal Hoznedl, Ph.D.

Uvádějí se dopady úpravy vůlí nadbandážových ucpávek 2-stupňové experimentální turbíny s bubnovým uspořádáním rotoru na vybrané aerodynamické parametry. Pozornost se věnuje příslušným hmotnostním tokům, reakci stupňů, tlakovým poměrům a účinnosti turbíny. Testuje se vliv úniku páry z hřídelové ucpávky i proudění přes vyrovnávací štěrbinou obou stupňů. Uvažuje se různá intenzita úniku páry hřídelovou ucpávkou. Porovnávají se rozdílné štíhlosti lopatek.

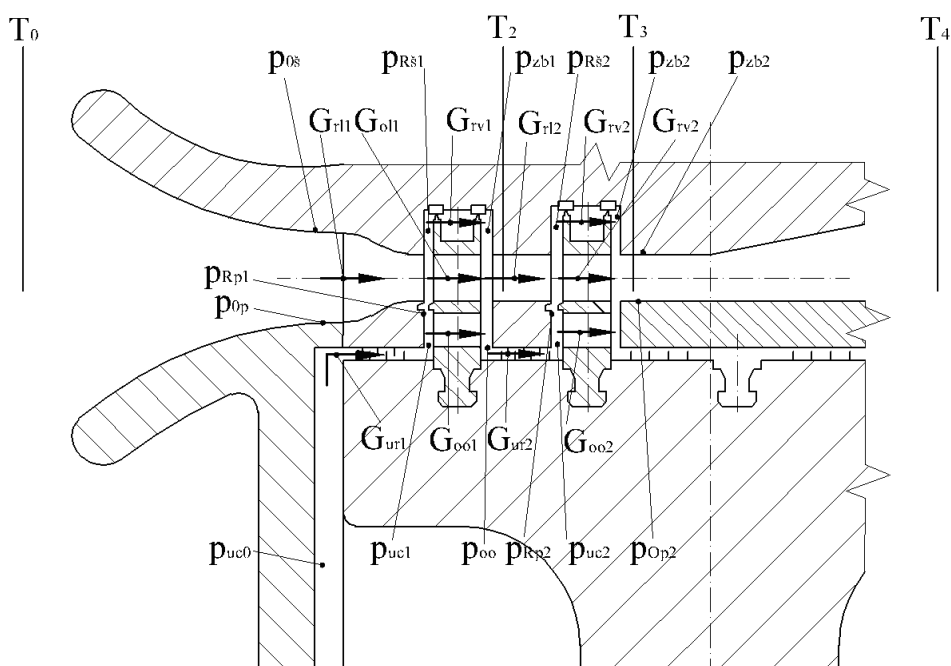
ÚVOD

Na experimentální 2-stupňové turbíně s bubnovým uspořádáním rotoru bylo možné uspořádat řadu experimentů [1, 2, 3]. Určitá část testů se soustředila na sledování souvislostí mezi velikostí vůlí na nadbandážových ucpávkách a na dosažení termodynamické účinnosti. Zároveň bylo možné na 1. stupni turbíny ovlivňovat tok páry přes hřídelovou ucpávku. Na 2. stupni se vždy nastavil na hřídelové ucpávce přirozený tok páry, který odpovídal provozním parametrům tohoto stupně. Zároveň bylo možné experimentovat s odkrytými nebo zakrytými vyrovnávacími štěrbinami pod patou jednotlivých oběžných lopatek. Štěrbiny slouží k odvodu páry z hřídelové ucpávky za stupeň. Jaké množství páry proteče štěrbinami závisí na ploše štěrbin, patní reakci i na vlastní geometrii štěrbin. Výsledný efekt souvisí s tím, zda pára protéká hřídelovou ucpávkou nebo zda je přisávána z prostoru lopatek.

Na 1. stupni lze ovlivňovat hmotnostní tok hřídelovou ucpávkou. Pára se může odsávat nebo přivádět k ucpávce. Tím se ovlivňuje i zdroj páry, která se dostává ke štěrbinám. Na 2. stupni je již neregulovaný průtok páry hřídelovou ucpávkou i štěrbinami. Závisí jen na provozních parametrech na tomto stupni. Při experimentech se neměnila vůle nad břity hřídelových ucpávek. U nadbandážových ucpávek se vůle postupně zvětšovala z $s = 0,21$ mm na $s = 0,51$ mm a pak na $s = 0,91$ mm. Základní údaje o provedení lopatkové části stupně jsou v tab. 1.

EXPERIMENTÁLNÍ TURBÍNA

Provedení experimentální turbíny je znázorněno na obr. 1. Ve schématu jsou vyznačena místa měření tlaků a teplot. Nachází se zde i označení jednotlivých hmotnostních toků. Teplota se snímá ve vstupní a výstupní komoře turbíny. Pomocí termočlánků se snímá teplota T_2 a T_3 za 1. a 2. stupněm. Jednotlivé hmotnostní toky přes ucpávky se stanovují pomocí měřených tlaků. Výkon turbíny se nechá získat z kroutícího momentu měřeného torquemetrem. Uvažuje se i výkon zmařený na ložiskách turbíny a ventilační ztráty disku, na němž jsou instalovány oba stupně. Štěrbiny pod patou oběžných lopatek mohou být z vnější strany utěsněny přivařenou destičkou. Veškerá pára z hřídelové ucpávky se pak dostává do oběžné lopatky.



Obr. 1 - Provedení experimentální turbíny

Stupeň	1.		2.	
Lopatková mříž	rozváděcí	oběžné	rozváděcí	oběžné
Těživa b [mm]	27	21	27	21
Délka l [mm]	22,7	25,2	25,3	27,8
Počet lopatek z [mm]	170	227	170	257
Patní průměr Dp [mm]	1000	998	1000	998

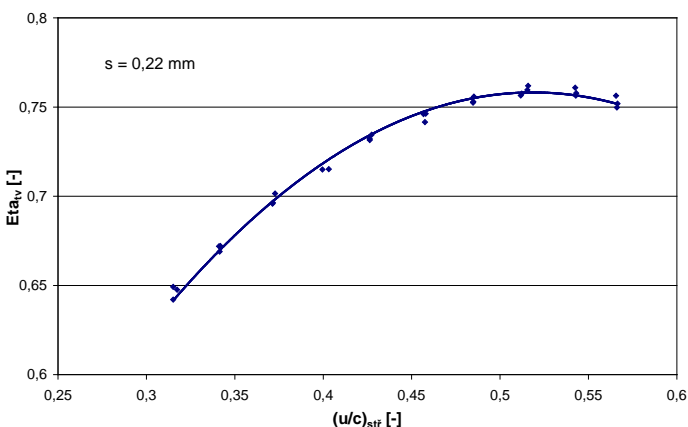
Tab. 1 - Parametry stupňů

Vstupní parametry páry byly udržovány na teplotě cca $T_0 = 151^\circ\text{C}$ a tlaku $p_0 = 0,875$ bar. Výstupní tlak se reguloval změnou průtočné plochy síta před kondenzátorem a udržoval se na hodnotě 0,405 bar. Účinnost závisí především na rychlostním poměru u_p/c_{is} , kde u_p je obvodová rychlost na patě a c_{is} je rychlost z izentropického entalpického spádu na stupni. Pro dvoustupňovou turbínu je udávána střední hodnota rychlostního poměru.

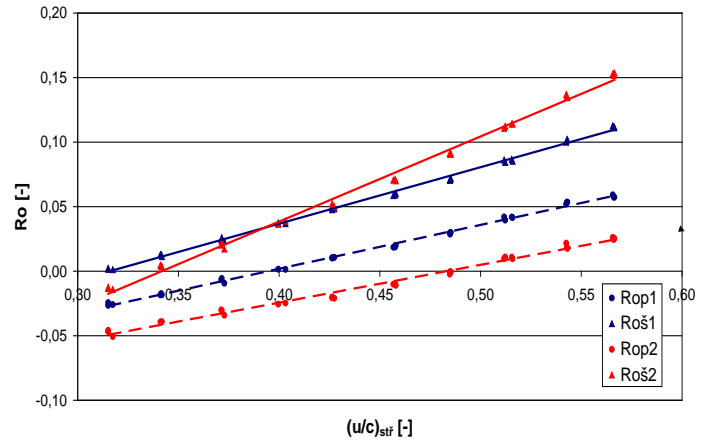
$$\left(\frac{u_p}{c_{is}}\right)_{stř} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^2 u_{pi}^2}{2 \cdot h_{his}}}$$

POZNATKY Z EXPERIMENTŮ

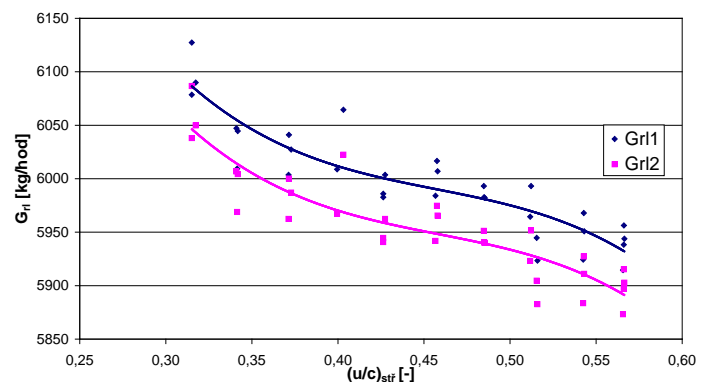
Jak spolu souvisí některé provozní parametry turbínových stupňů lze posoudit z následujících grafů. Jedná se o variantu s vůlí v nadbandážové ucpávce $s = 0,22$ mm. Vyrovnávací štěrbin jsou odkryté a hřídelová ucpávka 1. stupně je zahlcována parou s tokem $G_{ur1} = 70$ kg/hod. Na obr. 2 je průběh termodynamické účinnosti. Maximální hodnota nastává při $(u/c)_{stř} = 0,525$. Jak se mění reakce na patě a na špičce jednotlivých stupňů ukazuje obr. 3. Reakce udává poměr entalpického spádu zpracovávaném v oběžné lopatce k celkovému spádu stupně. Při nižších rychlostních poměrech se může nastavit i záporná reakce. Reakce na stupních ovlivňuje i jednotlivé hmotnostní toky. Jak se mění množství páry proteklé rozváděcími lopatkami ukazuje obr. 4. Úniky páry přes ucpávky jsou zachyceny na obr. 5. Reakce ovlivňuje zejména množství páry uniklé přes nadbandážové ucpávky. Zakrytí štěrbin má též vliv na rozložení reakce. Zavisí i na tom, zda je hřídelová ucpávka zahlcována parou či nikoliv. Rozložení tlaků před a za štěrbinami 1. stupně pro varianty s odkrytými a zakrytými štěrbinami je zachycena na obr. 6 až obr. 9.



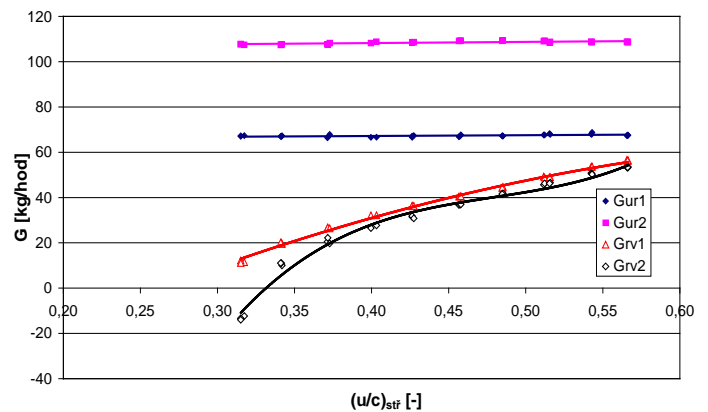
Obr. 2 - Účinnost dvoustupňové turbíny



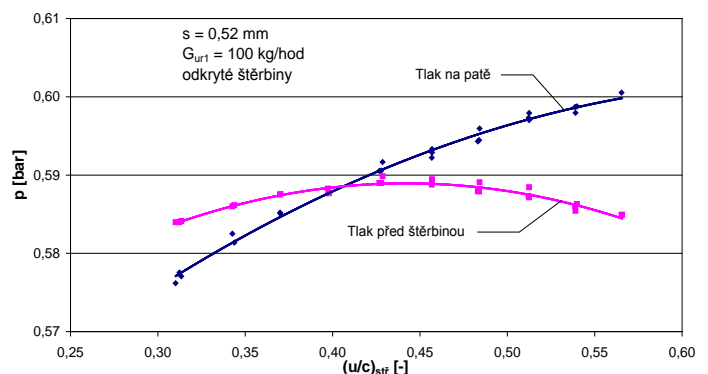
Obr. 3 - Rozložení reakce na stupních



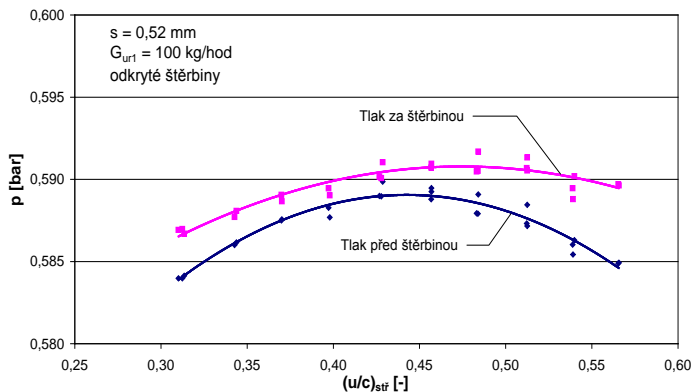
Obr. 4 - Hmotnostní toky stupněm



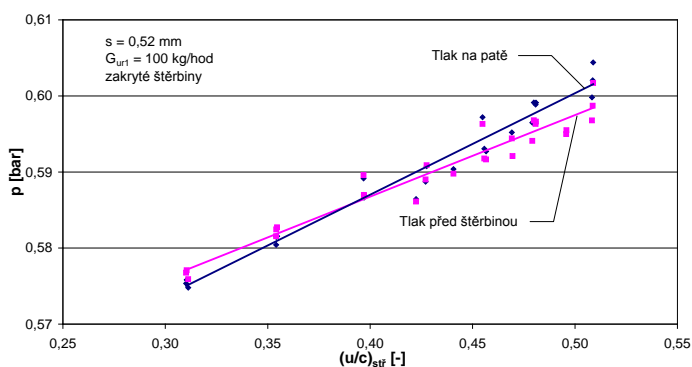
Obr. 5 - Toky páry přes ucpávky



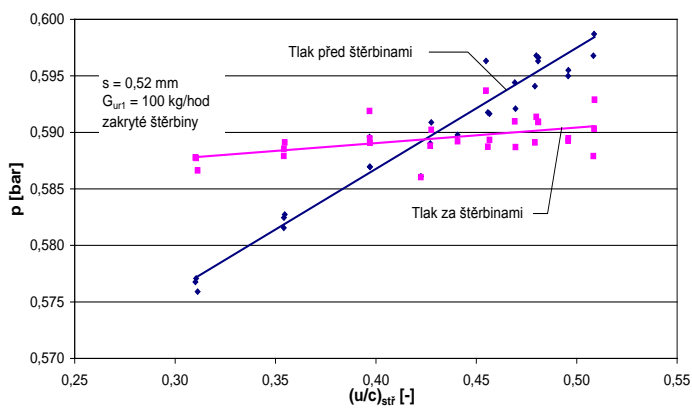
Obr. 6 - Tlaky před štěrbinami 1. stupně



Obr. 7 - Tlaky na štěrbinách 1. stupně



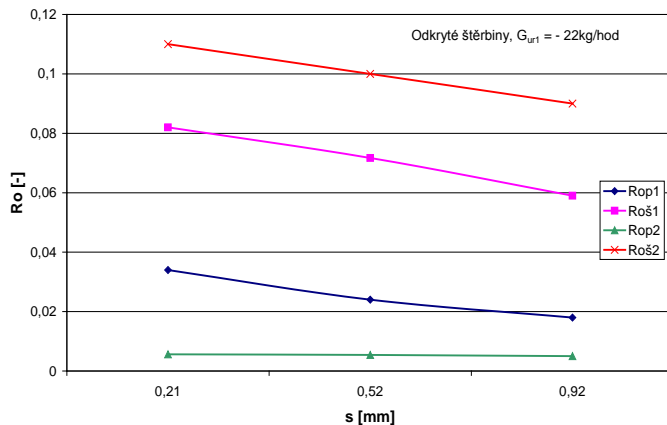
Obr. 8 - Tlaky před štěrbinami 1. stupně



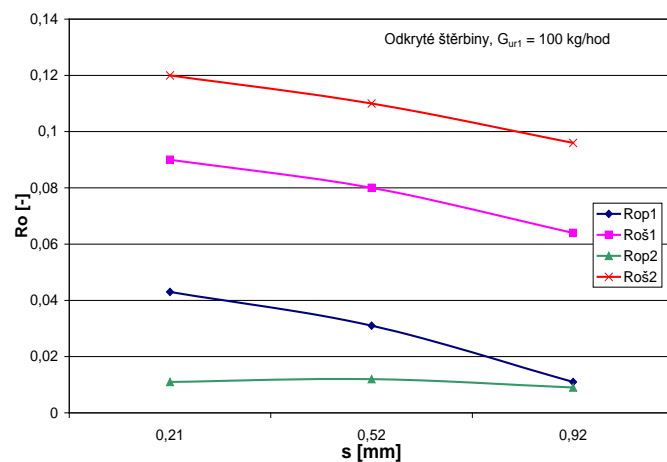
Obr. 9 - Tlaky na štěrbinách 1. stupně

Na stupni mohou nastat případy, kdy se na štěrbinách udržuje zpětné proudění. Zakrytí štěrbin vede k nárůstu reakce na patě. Provozní tlaky a tím i reakce na patě a na špičce jednotlivých stupňů ovlivňují proudění v těchto místech a tím úniky páry přes ucpávky. V další části studie se budou uvažovat jen aerodynamické parametry na stupních při optimálním rychlostním poměru a jejich souvislost se změnou úniku páry na ucpávkách.

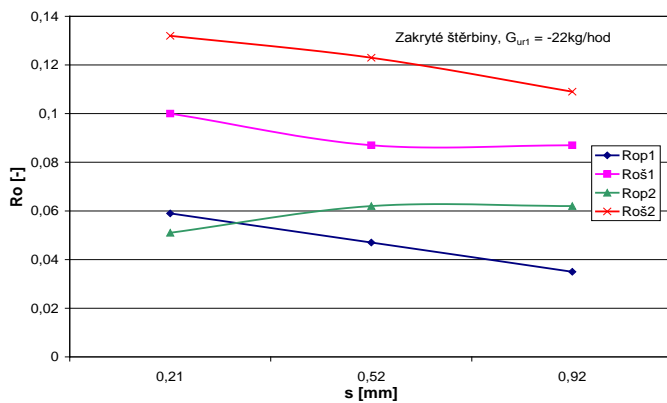
Na obr. 10 a obr. 11 je uvedena patní a špičková reakce pro stupeň se zakrytými štěrbinami. Uvažuje se případ s mírným odsáváním páry a případ se zahlcováním hřídelové ucpávky 1. stupně. Při zvětšování vůle na nadbandážové ucpávce reakce mírně klesá. Podobný výsledek nastane i u stupňů se zakrytými štěrbinami. Tato varianta je zachycena na obr. 12 a obr. 13. Zakryté štěrbinové způsobují mírný nárůst reakce.



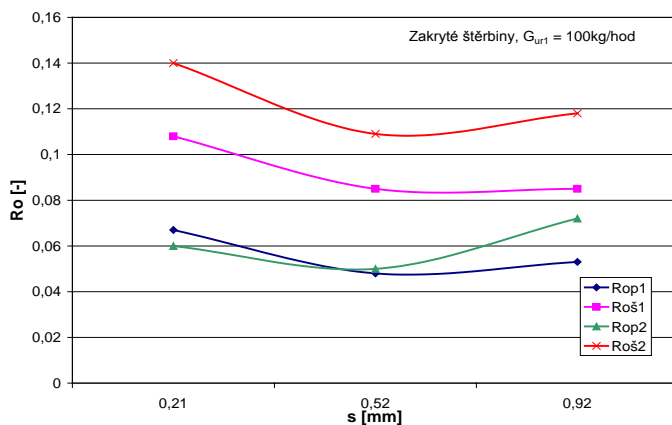
Obr. 10 - Reakce na stupních - odsávání páry na 1. stupni



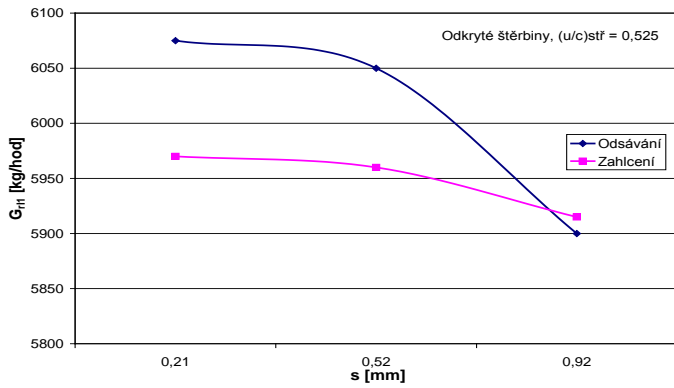
Obr. 11 - Reakce na stupních - zahlcování hřídelové ucpávky 1. stupně



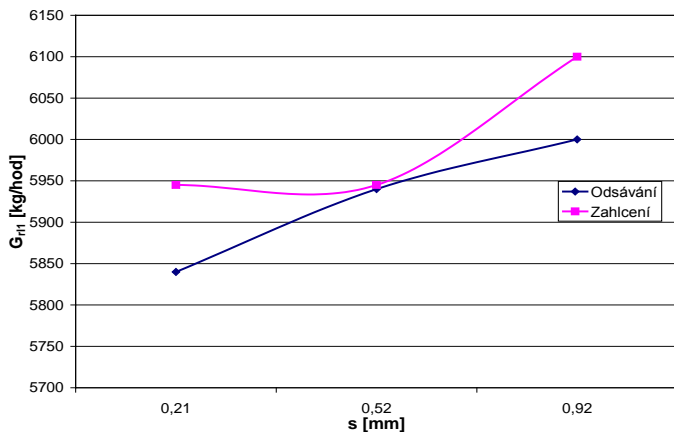
Obr. 12 - Reakce na stupních - odsávání páry na 1. stupni



Obr. 13 - Reakce na stupních - zahlcování hřídelové ucpávky 1. stupně



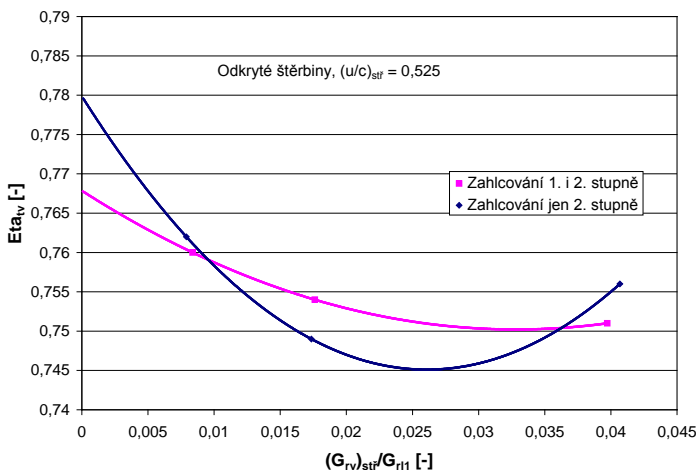
Obr. 14 - Toky páry stupněm s odkrytými štěrbinami



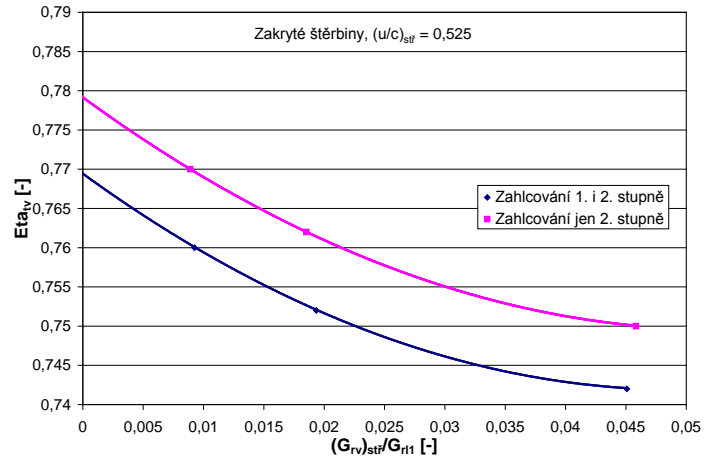
Obr. 15 - Toky páry stupněm se zakrytými štěrbinami

Změny reakce na jednotlivých stupních ovlivňují i hmotnostní toky páry stupněm. Dalo by se očekávat, že při poklesu reakce se bude hmotnostní tok zvyšovat. Platí to však jen pro případ se zakrytými štěrbinami. Obě varianty se zakrytými i odkrytými štěrbinami jsou zachyceny na obr. 14 a obr. 15. Jsou-li štěrbinu odkryté, dochází při růstu vůle na nadbandážové ucpávce k poklesu hmotnostního toku stupněm. Platí to pro případ zahlcování hřídelové ucpávky i pro případ jejího odsávání. Může to být způsobeno změnami v proudění přes vyrovnávací štěrbinu, které mají vliv na hodnotu průtokového součinitele. Jistý vliv má i teplota seškrncení páry, která se dostává před 2. stupeň z hřídelové ucpávky 1. stupně.

Jak ovlivňují úniky páry přes ucpávky účinnost turbíny ukazují obr. 16 a obr. 17.



Obr. 16 - Účinnost turbíny s odkrytými štěrbinami



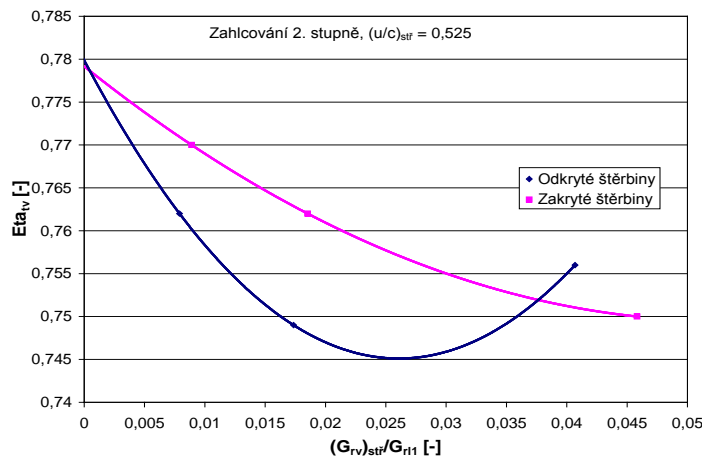
Obr. 17 - Účinnost turbíny se zakrytými štěrbinami

Účinnost je definovaná jako:

$$\eta_{tv} = \frac{M_k \cdot \omega + N_l + N_v}{(G_{r11} + G_{ur1}) \cdot h_{is1} + (G_{r12} + G_{ur2}) \cdot \left(h_{is1} - \frac{c_{4z}^2}{2} \right)}$$

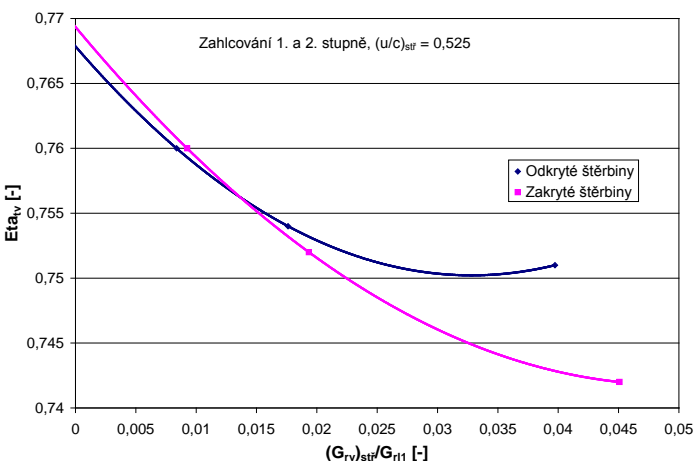
Vedle výkonu na torquemetro se uvažují i ložiskové a ventilační ztráty ($N_l + N_v$). Pracuje s hmotnostními toky přes lopatky G_{l1} a přes hřídelové ucpávky G_{ur} . Na výstupu z turbíny se uvažuje i kinetická energie z osové složky rychlosti. Uvažují se případy s odkrytými i zakrytými štěrbinami. U varianty s odkrytými štěrbinami je účinnost při zahlcování hřídelové ucpávky 2. stupně srovnatelná s účinností při zahlcování obou hřídelových ucpávek. Jsou-li štěrbinu zakryté, pak výsledná účinnost závisí na rozsahu zahlcování ucpávek. Nejlepší účinnost nastane u varianty se zakrytými štěrbinami a nulovými úniky páry na všech ucpávkách. Jsou-li štěrbinu odkryté, pak dochází ke vzniku přídavných ztrát. Jelikož úniky páry na nadbandážových ucpávkách 1. a 2. stupně se liší jen málo, je vliv úniku páry na účinnost vyjádřen přes parametr $(G_{nv})_{stf}/G_{r11}$, kde $(G_{nv})_{stf} = (G_{nv1} + G_{nv2})/2$.

Jak zakrytí štěrbin ovlivňuje výslednou účinnost je možné vyhodnotit s pomocí grafu na obr. 18 a obr. 19. Srovnává se zde i zahlcování jen jedné nebo obou hřídelových ucpávek. Jsou-li zahlcovány obě ucpávky, viz obr. 19, pak je vhodné mít na lopatkách štěrbinu. Přínos na účinnosti je větší pro větší vůle nadbandážových ucpávek. Je-li zahlcována hřídelová ucpávka druhého stupně a na 1. stupni se pára přes hřídelovou ucpávku odsává, pak se vyplatí štěrbinu zakryt všude nebo alespoň na 1. stupni.



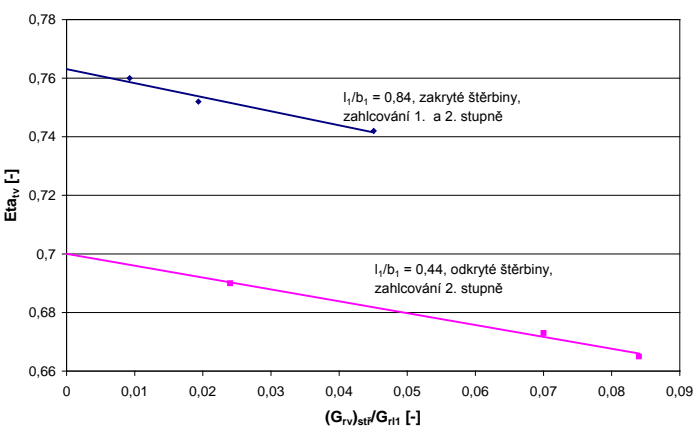
Obr. 18 - Účinnost turbíny při zahlcování hřídelové ucpávky 2. stupně

Bubnové uspořádání rotoru se zavedlo s cílem prodloužit lopatky a zmenšit okrajové ztráty. S ohledem na menší průtočnou plochu na ucpávkách by se měla zmenšit i ztráta způsobená úniky páry přes ucpávky. Nabízí se otázka, jaký je skutečný vliv účinnosti stupňů s diskovými koly a stupňů na bubnovém rotoru. Jelikož se uskutečnilo měření účinnosti a příslušných ztrát pro dvě štíhlosti lopatek bubnového uspořádání, je možné se o takové porovnání pokusit. Bohužel se jednotlivé experimenty neuskutečnili za stejných okrajových podmínek. U kratších lopatek se neprovádělo zakrytí všech vyrovnávacích otvorů. Jedná se tedy jen o určitý odhad vlivu štíhlosti na účinnost, provedený na základě dostupných podkladů. Detailní zpracování měření na stupni s kratšími lopatkami je uvedeno v řadě publikací [3, 4, 5].

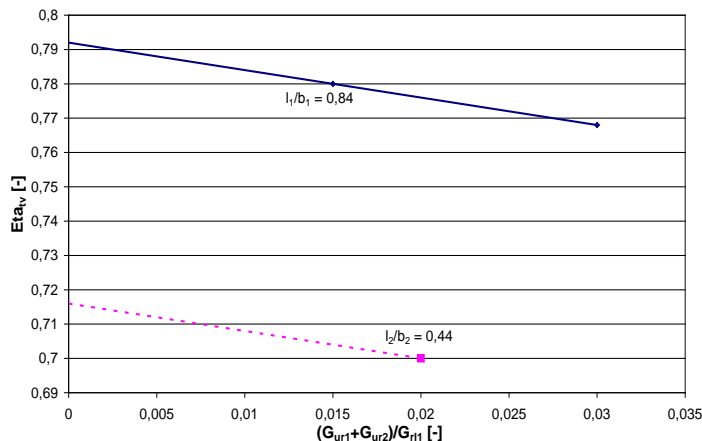


Obr. 19 - Účinnost turbíny při zahlcování hřídelové ucpávky 1. a 2. stupně

Na obr. 20 se nachází účinnost změřená pro dvě různé štíhlosti lopatek. U delších lopatek se jedná o variantu se zakrytými štěrbinami. U kratších lopatek byly štěrbiny odkryté. Zahlcovala se jen hřídelová ucpávka 2. stupně. Z příslušné extrapolace do nulového úniku páry přes nadbandážové ucpávky se získá účinnost ovlivněná jen únikem přes hřídelové ucpávky. Vliv hřídelové ucpávky je vykompenzován pomocí závislosti uvedené na obr. 21. U kratších lopatek je podchycen pouze případ, kdy je zahlcena jen jedna hřídelová ucpávka. Předpokládá se stejná funkční závislost jako u stupňů s větší štíhlostí lopatek. Největší nejistota v přepočtu účinnosti na dílo spočívá v odlišné hodnotě Reynoldsova čísla. Vlivem vstupních parametrů páry a menšími rozměry tětivy se na modelu turbínových stupňů pohybujeme na úrovni o dva řády nižším, než jaký se vyskytuje na díle a o jeden řád nižším než je očekávaný počátek autodelové oblasti.



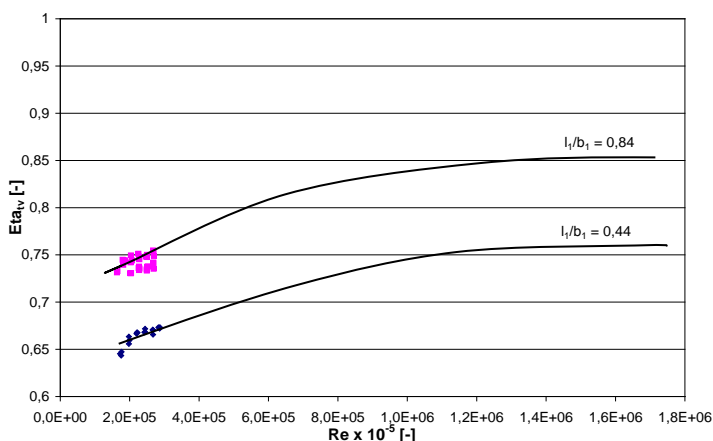
Obr. 20 - Vliv štíhlosti a úniku páry přes nadbandážové ucpávky na účinnost



Obr. 21 - Vliv úniku páry přes hřídelové ucpávky

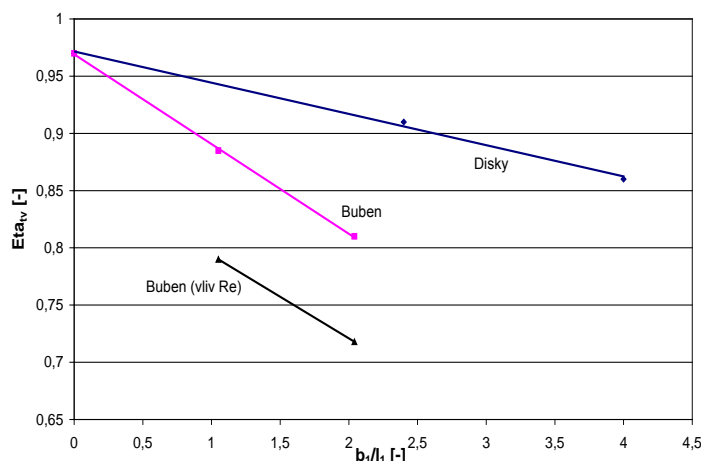
Na základě řady experimentů na turbínových stupních s rozdílným Re číslem [6, 7] a rozdílnou drsností povrchu lopatek se nechá odhadnout, že vlivem nízké hodnoty Re čísla poklesla účinnost cca o 10%. Na modelové turbíně bylo možné měnit hodnotu Re čísla. Prokázal se sice jeho vliv na účinnost, ale příslušný rozsah Re čísel byl velmi úzký. Je to znázorněno na obr. 22. Jestliže se z měření stanovená obvodová účinnost vylepší o 10%, pak se získá účinnost pro dílo. Ukazuje se, že účinnost pro bubnové rotory vychází výrazně menší než pro disková kola. Srovnání se nachází na obr. 23. Pokles účinnosti představuje několik procent. Kdyby tomu tak skutečně bylo, pak by nebyl důvod stavět vysokootáčkové rotory s převodovkou. Není znám žádný důvod, proč by se výsledná obvodová účinnost pro stupně s bubnovým rotorem měla lišit od účinnosti pro stupně na discích. V obou případech se používají stejné profily. Jediný rozdíl je v uspořádání experimentů. Účinnost pro disková kola byla získávána měřením na samostatném stupni, kdežto u bubnového rotoru se jednalo o dvoustupňové provedení turbíny. Lopatkování dvoustupňové turbíny bylo převzato z aktivního provedení turbíny. Experimenty na modelu však probíhají na jiné tlakové hladině než na díle. Jelikož se vytvářejí jiné objemové toky přes lopatky, není vyloučeno, že se na jednotlivých stupních nenastaví ideální provozní parametry. Svědčí o tom několik ukazatelů. Na jednotlivých stupních existují rozdíly v rychlostních poměrech u/c , je zde odlišný průběh reakcí na patě a na špičce, zpracovávají se odlišné entalpické spády a je zde rozdílná účinnost stanovená z teplot pro jednotlivé stupně. Ukázka průběhu účinnosti je na obr. 24 a obr. 25.

Jedná se o variantu s kratšími lopatkami. Podobné výsledky však platí i pro stupeň s delšími lopatkami.

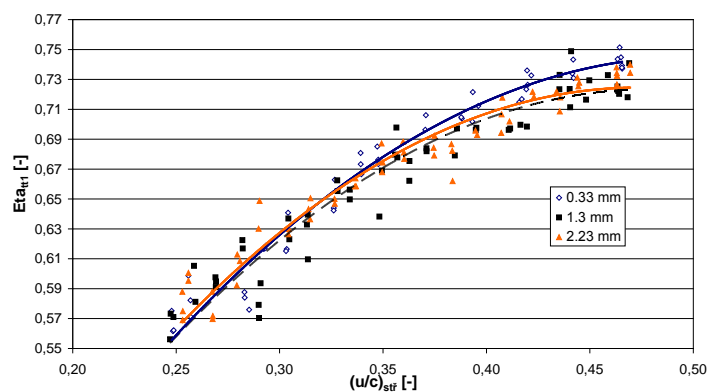


Obr. 22 - Vliv Reynoldsova čísla na účinnost

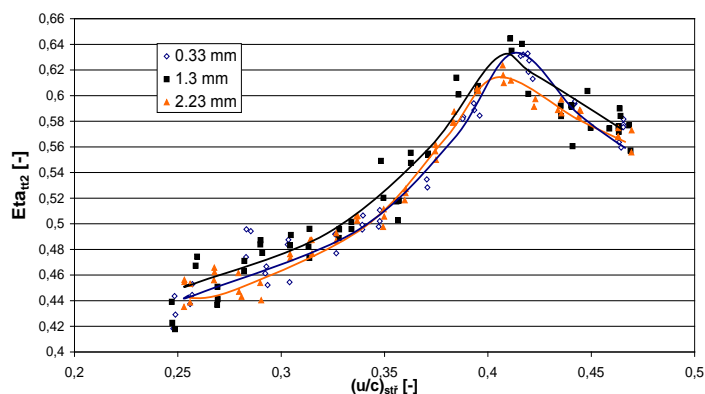
Na 2. stupni je nižší účinnost. Vyskytují se zde určité odlišnosti v závislosti účinnosti na rychlostním poměru. Účinnost 2. stupně může být ovlivněna i neuspořádaným rychlostním polem na výstupu z 1. stupně. Účinnost z teplot nemusí být ideálním ukazatelem kvality expanze v jednotlivých stupních. Jedná se jen o měření ve vybraných bodech na stupních. Rozdílné průběhy účinností však nelze přehlédnout. Nižší účinnost stupňů na bubnovém rotoru může souviset s nevhodným návrhem lopatek pro experiment.



Obr. 23 - Účinnost pro lopatky na bubnovém rotoru



Obr. 24 - Účinnost z teplot na 1. stupni



Obr. 25 - Účinnost z teplot na 2. stupni

ZÁVĚR

- Zvětšování vůle v nadbandážových ucpávkách způsobuje mírný pokles reakce na špičce a na patě jednotlivých stupňů
- Reakci na stupních ovlivňuje i únik páry přes hřídelové ucpávky a též zakrytí a odkrytí vyrovnávacích štěrbin.
- Únik páry přes nadbandážové ucpávky způsobuje snížení účinnosti. Pokles reakce však tuto ztrátu mírně zmenšuje.
- Únik páry z hřídelové ucpávky způsobuje vždy snížení termodynamické účinnosti. Účinnost se zakrytými štěrbinami při zahlcování obou stupňů je horší než v případě s odkrytými štěrbinami jen pro největší vůle v nadbandážových ucpávkách.
- Při zahlcování jen hřídelové ucpávky 2. stupně je výsledná účinnost lepší pro variantu se zakrytými štěrbinami. Pro běžné provozní vůle na ucpávkách se nevyplatí používat na bubnovém rotoru vyrovnávací štěrbinu.
- Výsledná účinnost je ovlivněna nízkou hodnotou Re čísla.
- Obvodová účinnost pro stupně na bubnovém uspořádání rotoru vychází menší než pro stupně na discích. Příčina může být způsobena nevhodným uspořádáním lopatkování u VT dílu turbíny, měřením účinnosti na 2-stupňové turbíně a větším podílem ventilačních ztrát na štěrbinách.

Literatura:

- [1] Hoznedl M., Bednář L., Tajč L., Kovandová D.: Analýza proudění dvoustupňovou turbínou s bubnovým uspořádáním rotoru; Výzkumná zpráva ŠKODA POWER 1058, Plzeň, 2011
- [2] Hoznedl M., Tajč L., Kovandová D., Miczán M.: Modelování úniku páry nadbandážovými ucpávkami u 2-stupňové turbíny s bubnovým uspořádáním rotoru; In: Modelování proudění v leteckých a průmyslových aplikacích, VZLÚ Praha, 2011
- [3] Hoznedl M., Bednář L., Tajč L.: Poznatky z experimentálního výzkumu dvoustupňové parní turbíny s bubnovým uspořádáním rotoru a se zkrácenými lopatkami; Výzkumná zpráva ŠKODA POWER, VZTP 1049, Plzeň, 2010
- [4] Yun K.: Vliv vyrovnávacích štěrbin bubnového rotoru s rovnotlakým lopatkováním na proudění v turbínovém stupni; Výzkumná zpráva ŠKODA POWER, VZTP 1048, Plzeň, 2010
- [5] Hoznedl M., Bednář L., Tajč L.: Vliv vůle nadbandážové ucpávky na provozní parametry dvoustupňové turbíny s extrémně krátkými lopatkami; In: Modelování proudění v leteckých a průmyslových aplikacích, VZLÚ Praha, 2011
- [6] Tajč L., Bednář L., Šťastný M.: Experimentální výzkum tří turbínových s rozdílnou geometrií průtočné části; Výzkumná zpráva ŠKODA POWER, VZTP 1030, Plzeň, 2010
- [7] L. Tajč., L. Bednář, M. Šťastný, M. Hoznedl, O. Bláhová, B. Lorenc, R. Valenta, J. Benetka: Losses in Steam Turbine Stages with Increase Surface Roughness of Blades; In: 8th European Conference on Turbomachinery, Graz, Austria, 2009

Poděkování:

Autoři příspěvku děkují za finanční podporu grantu MPO TIP FR-T13/432 "Komplexní vývoj přetlakového stupně s vysokou účinností".

Proměření vlastností záchytného ventilu MW800

Ing. Martin Mackovič, Ing. Martin Němec, Ing. David Jícha

Článek popisuje měření záchytného ventilu, které bylo provedeno na základě požadavku Škoda Power Doosan Company. První kapitoly jsou věnovány popisu zkušebního zařízení a zkoušeného ventilu. Následně jsou uvedeny výsledky z měření ztráty celkového tlaku, měření tenzometrem a měření tlaků uvnitř dutin velké kuželky. Závěrečná kapitola se zabývá extrapolací důležitých tlaků a srovnáním použitých metod pro zjištění síly působící na kuželku.

ÚVOD

Zařízení k přívodu páry k turbíně je nedílnou součástí každé parní turbíny. Jak je uvedeno v [1], se zvyšujícími se parametry páry dochází současně k extrémnímu zatěžování kuželky záchytného ventilu a proto je snaha vyvinout a používat odlehčené regulační prvky. Před vlastní diskuzí o naměřených parametrech musí být zdůrazněno, že záchytný ventil v současné době vyvíjený specialisty ze Škody Power Doosan Company, prošel během posledních let několika stádii vývoje, přičemž se využilo i spolupráce s ruským partnerem [1, 2, 3].

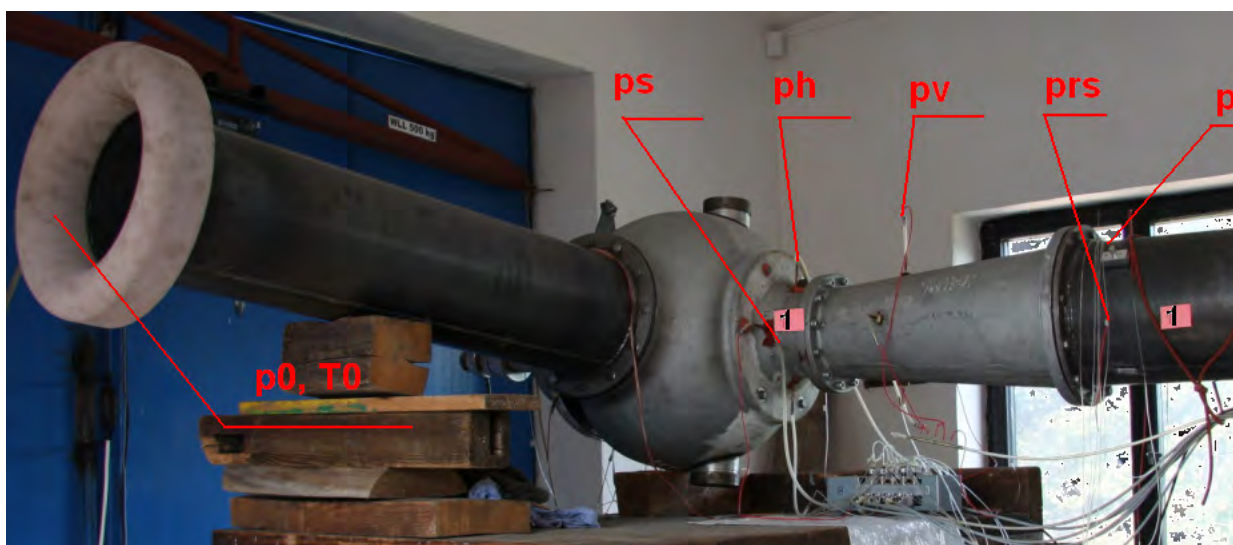
Cílem popisovaného experimentu bylo proměření zadaných provozních charakteristik záchytného ventilu, během něhož se zjišťoval součinitel ztráty celkového tlaku s použitím a bez použití síta, měření síly zabudovaným tenzometrem a snímání tlaků uvnitř velké kuželky. Zkušební zařízení nedovolovalo dosažení nízkých tlaků na výstupu z ventilu, proto byla provedena pro některé režimy extrapolace tlaků, na jejímž základě je proveden rozbor síly působící na vřeteno kuželky.

POPIS EXPERIMENTU

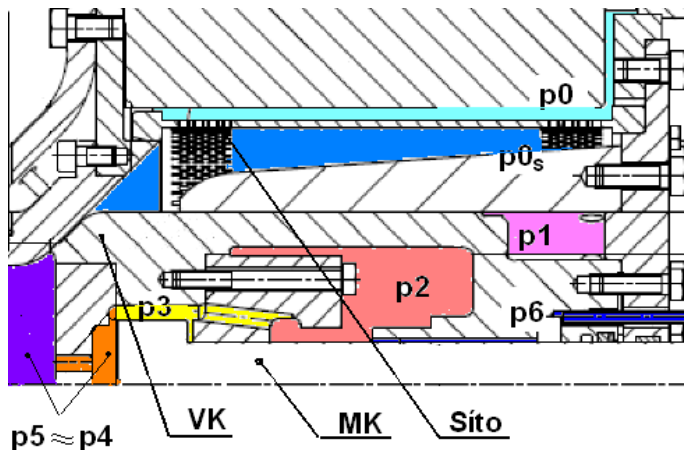
Měření ve VZLÚ proběhlo se záchytným ventilem ve vodorovné poloze jak je patrné z obr. 1., jenž byl připojen do sestavy měřicí tratě VZLÚ, kde je hmotnostní průtok vzduchu měřen pomocí normalizované clony.

Vstup do ventilu byl propojen s atmosférou přímým potrubím, výstup byl přes měřicí trať přiveden k podtlakové nádobě s minimálním dosažitelným absolutním tlakem 40 kPa. Naměřené veličiny byly přepočítávány na parametry páry. Podrobný postup přepočtu je uveden v [4] spolu s podrobným popisem měření. Dále jsou na obr. 1 naznačeny roviny, ve kterých byly snímány tlaky v sedle velké kuželky (p_s), hrdle difuzoru (p_n), na výstupu (p_v) a rovina za výstupem ventilu s měřením celkového resp. statického tlaku (p , resp. p_{st}).

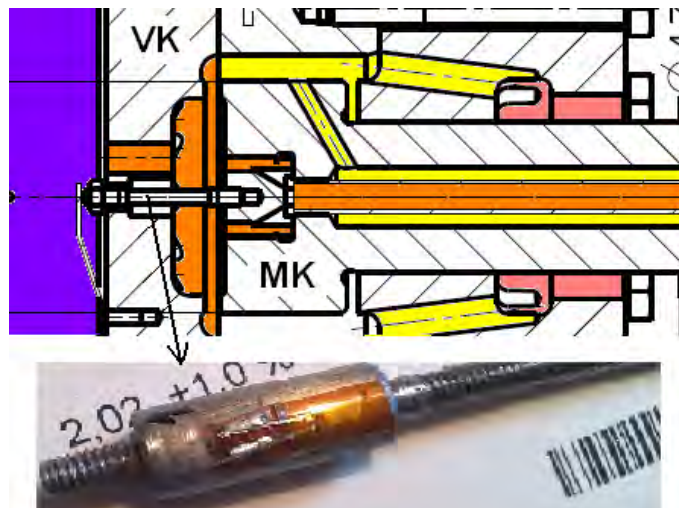
Na obr. 2 je zobrazen řez velké kuželky s označením měřených tlaků, síta a malé kuželky. Tenzometr upevněný na tažném členu, spojujícím velkou a malou kuželku ventilu, je znázorněn na obr. 3.



Obr. 1 - Roviny snímáních parametrů

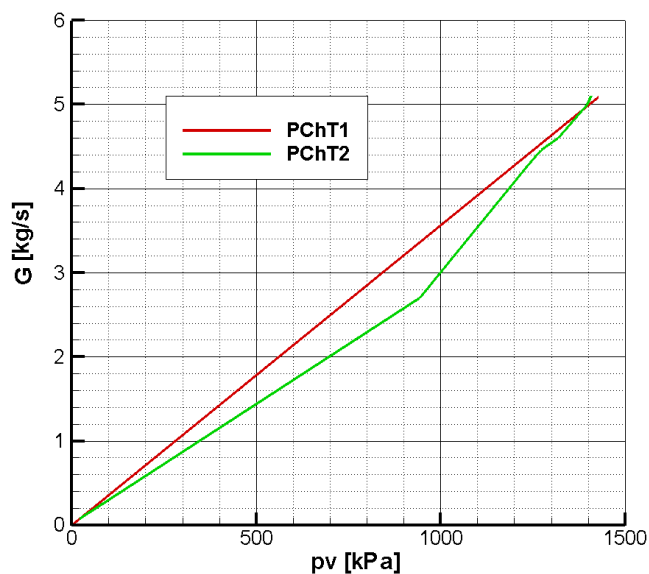


Obr. 2 - Tlaky uvnitř kuželky

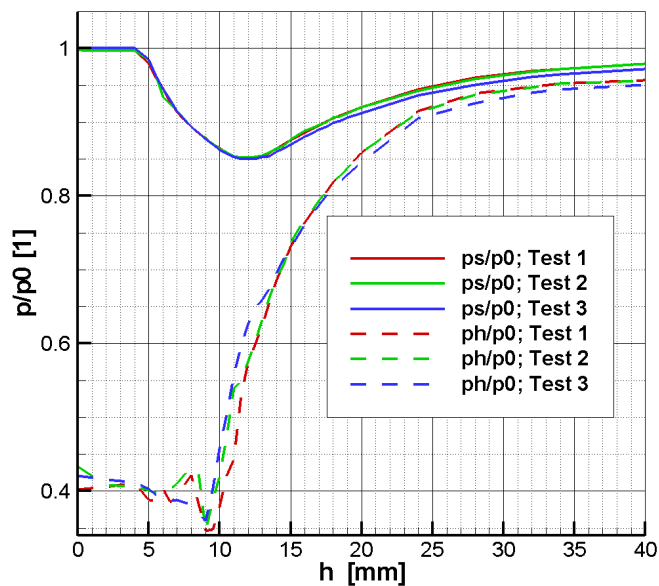


Obr. 3 - Tenzometr

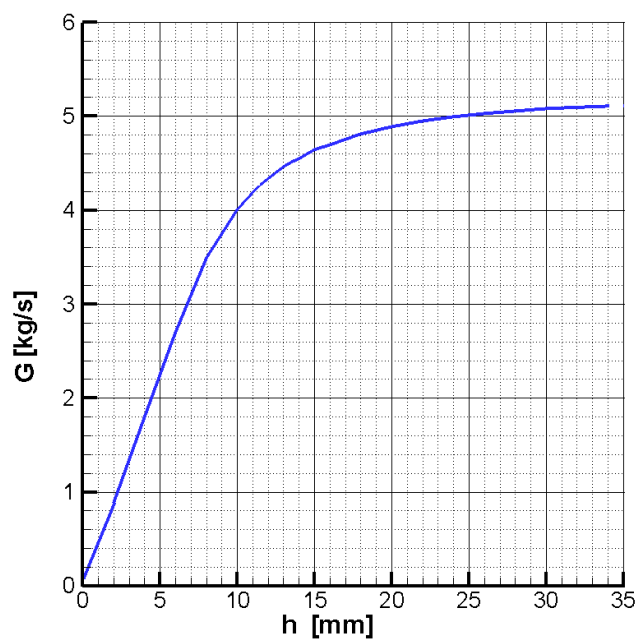
Na obr. 4 a 5 jsou uvedeny zadané provozní resp. průtokové charakteristiky.



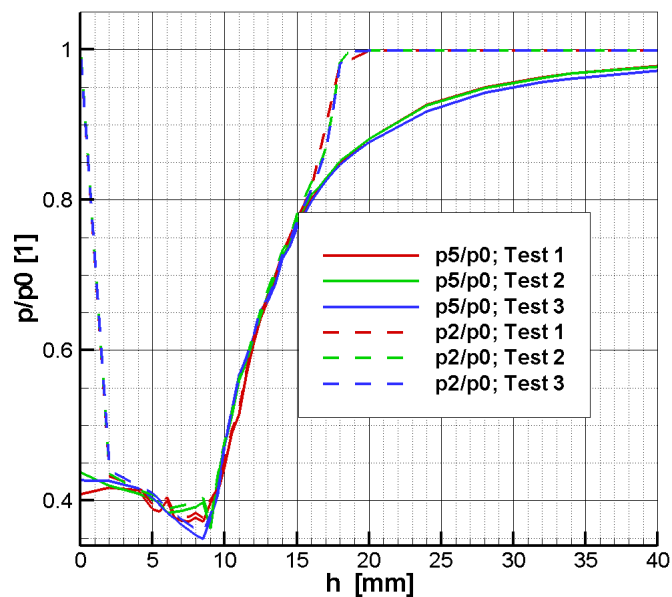
Obr. 4 - PChT 1 a PChT 2



Obr. 6 - $p_h, p_s = f(h)$



Obr. 5 - Průtoková charakteristika



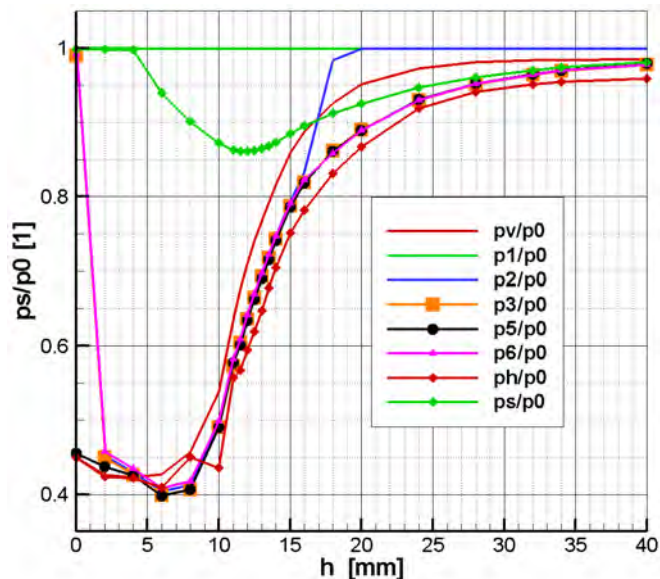
Obr. 7 - $p_2, p_5 = f(h)$

VÝSLEDKY MĚŘENÍ

Statické tlaky v měřených rovinách a v dutinách ventilu

Výpočet sil působící na těleso velké kuželky je proveden na základě měřených tlaků p_2 , p_5 , p_h a p_s , proto byla jejich zánamu věnována zvláštní pozornost. Obr. 6 a 7 ukazují výsledky z několika měření, z nichž je patrné, že všechny testy jsou ve velmi dobré shodě.

Pro přesnější představu o vzájemném vztahu tlaků týkajících se velké kuželky jsou tyto tlaky vyneseny do společného grafu na obr. 8.



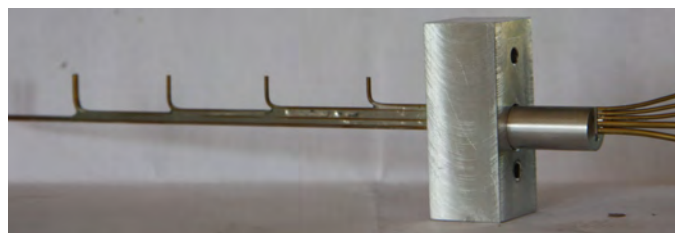
Obr. 8 - Tlaky uvnitř velké kuželky

V grafu na obr. 9 jsou shrnuty výsledky získané měřením síly na kuželku. Patrné jsou výrazné rozdíly mezi jednotlivými testy. V případě testu 1 byla data zaznamenávána v průběhu zavírání ventilu. Z toho vyplývá výrazně nižší absolutní hodnota zaznamenané síly v porovnání s navazujícími testy 2 a 3. Při těchto testech byla naopak kuželka otevírána, vřeteno tudíž muselo překonávat i třecí odpory vedení kuželky. Výrazný rozptyl výsledků jednotlivých měření zřejmě souvisí s mechanickým zadrháváním kuželky.

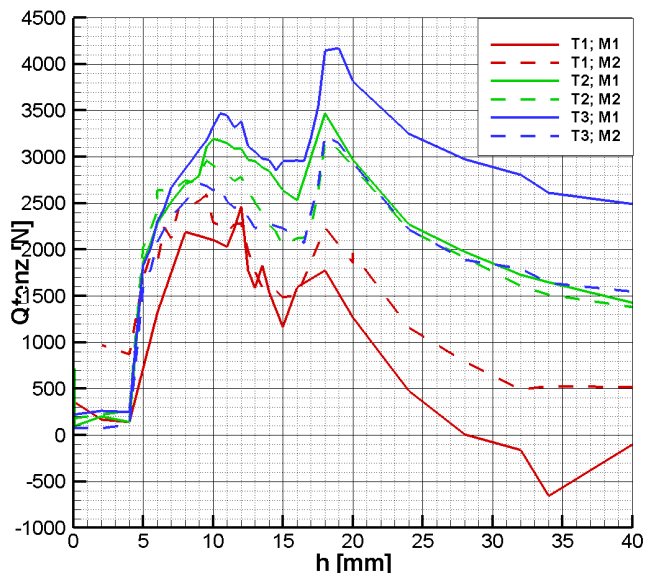
SOUČINTEL ZTRÁTY CELKOVÉHO TLAKU

K měření celkového tlaku byla použita pětiovorová hřebenová sonda (obr. 10). Měření proběhlo s použitím a bez použití síta. Na obr. 11 je vynesena důležitá část průběhu součinitele tlakových ztrát, která zachycuje oblast zdvihu vřetene, v nichž jsou rozdíly mezi oběma měřeními nejvýraznější. Součinitel je definován vztahem (1).

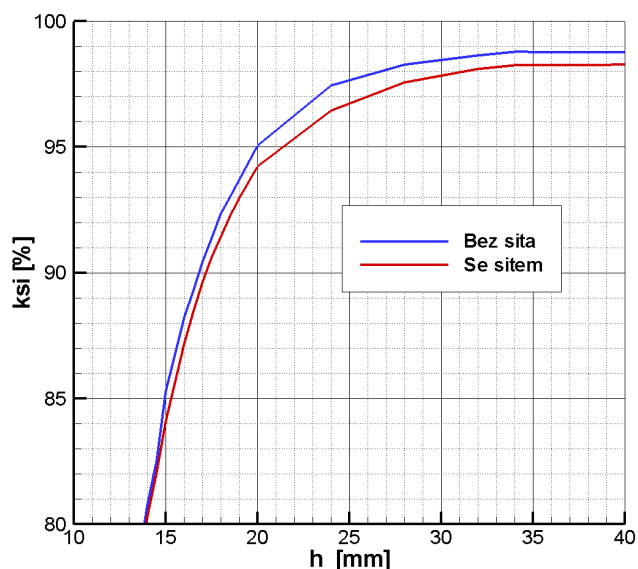
$$\zeta = \left(p_{sonda} / p_{vstup} \right) \cdot 100 \quad (1)$$



Obr. 10 - Sonda celkového tlaku



Obr. 9 - $Q_{tenz} = f(h)$



Obr. 11 - Souč. ztráty celk. tlaku

MĚŘENÍ TENZOMETREM

Přestože byla provedena podrobná kalibrace dvojice tenzometru HBM 350 popsaná v [4], hodnoty síly působící na kuželku, získané z měření, vykazují vysokou míru nespolehlivosti, která souvisí zejména s třecími odpory. Vliv třecích odporů je umocněn uložením ventilu ve vodorovné poloze.

SÍLA PŮSOBÍCÍ NA VŘETENO

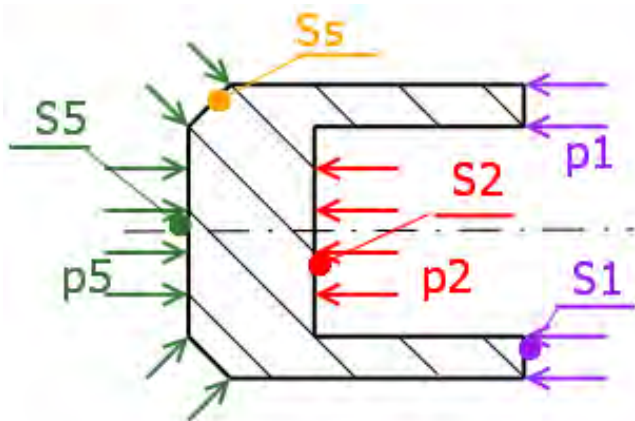
Klíčovým parametrem pro návrh odlehčené kuželky ventilu je síla, která působí na ovládací vřeteno. Ve Škodě Power Doosan Company je vyvinut propracovaný způsob jejího určení na základě změřených tlaků uvnitř kuželky. Ve VZLÚ byl proveden nezávislý návrh zjednodušeného výpočtu určeného pro kontrolu hodnot měřených tenzometrem.

Nejprve však rozebereme zásadní změny v konfiguraci vnitřních prostor ventilu v průběhu jeho otevírání. Při zcela zavřené poloze jsou obě kuželky v sedlech. S vřetenem je spojena obtoková kuželka, na jejíž plochy působí celkový tlak na vstupu proti tlaku ve výstupu z ventilu. Po jejím odtržení nepůsobí na vřeteno téměř žádná síla, neboť je kuželka obklopena ze všech stran stejným tlakem.

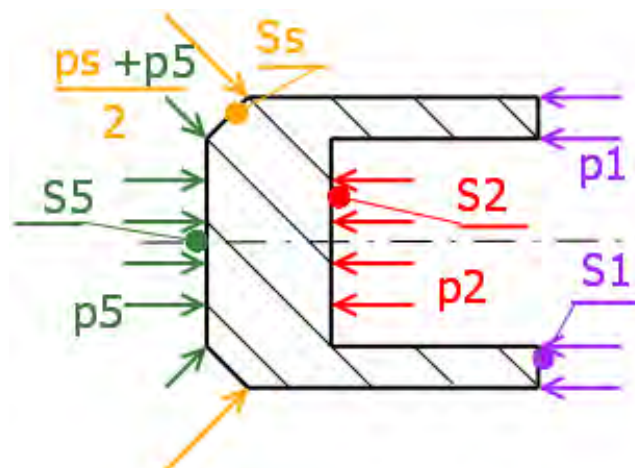
SÍLA PŮSOBÍCÍ NA VŘETENO

Klíčovým parametrem pro návrh odlehčené kuželky ventilu je síla, která působí na ovládací vřeteno. Ve Škodě Power Doosan Company je vyvinut propracovaný způsob jejího určení na základě změřených tlaků uvnitř kuželky. Ve VZLÚ byl proveden nezávislý návrh zjednodušeného výpočtu určeného pro kontrolu hodnot měřených tenzometrem. Nejprve však rozebereme zásadní změny v konfiguraci vnitřních prostor ventilu v průběhu jeho otevírání. Při zcela zavřené poloze jsou obě kuželky v sedlech. S vřetenem je spojena obtoková kuželka, na jejíž plochy působí celkový tlak na vstupu proti tlaku ve výstupu z ventilu. Po jejím odtržení nepůsobí na vřeteno téměř žádná síla, neboť je kuželka obklopena ze všech stran stejným tlakem.

Při dosažení polohy 4 mm začíná vřeteno (pomocí tažného členu s tenzometrem) zvedat i velkou kuželku. V tomto okamžiku působí na vřeteno maximální síla, která odpovídá působení tlaku p_1 na plochu S_1 , tlaku p_2 na plochu S_2 a tlaku p_5 na plochu S_5 . Po odtržení velké kuželky ze sedla je odkryta i kuželová plocha S_5 . Informace o tlaku v sedle není úplná a proto je pro zdvih vřetene vyšší než 4 mm výpočet síly proveden s pomocí následujících vztahů (2) a (3).



Obr. 12 - Výpočet síly č.1



Obr. 13 - Výpočet síly č.2

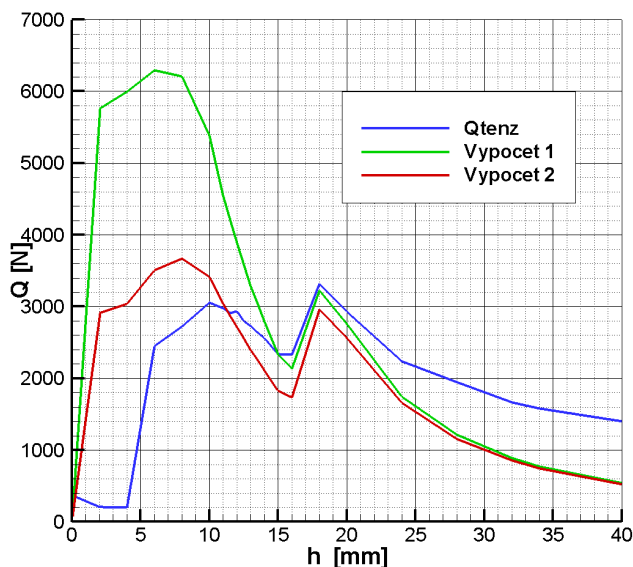
$$Q_{Vypocet1} = p_1 \cdot S_1 + p_2 \cdot S_2 - p_5 \cdot (S_5 + S_s \cdot \sin 45^\circ) \quad (2)$$

$$Q_{Vypocet2} = p_1 \cdot S_1 + p_2 \cdot S_2 - p_5 \cdot S_5 - \left(\frac{p_s + p_5}{2} \right) S_s \cdot \sin 45^\circ \quad (3)$$

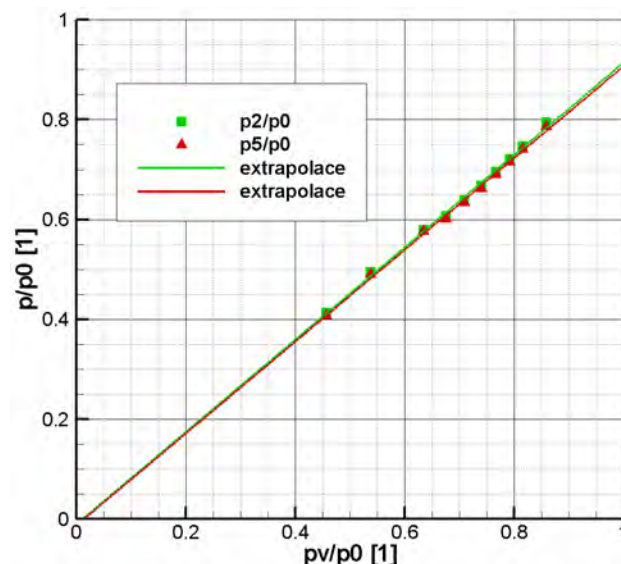
Jednodušší vztah (2) uvažuje, že tlak p_5 působí na celou spodní plochu kuželky. Bližší skutečnosti zřejmě bude určení síly vztahem (3), který uvažuje, že na kuželovou plochu působí tlak vypočtený jako střední hodnota tlaků p_5 a p_s . Shodné výpočty jsou použity až do maximálního otevření ventilu.

Z pohledu sil působících na vřeteno je důležité překročení zdvihu 16 mm. V tomto okamžiku přestává pracovat odlehčení ventilu a propojují se prostory s tlaky p_1 a p_2 .

Významným mezníkem z hlediska prezentovaného experimentu je otevření ventilu na polohu 8 mm. V důsledku omezení tlaku ve výstupu bylo nezbytné pro nižší polohy (tj. 4 - 8 mm) extrapolovat tlaky v dutinách velké kuželky.



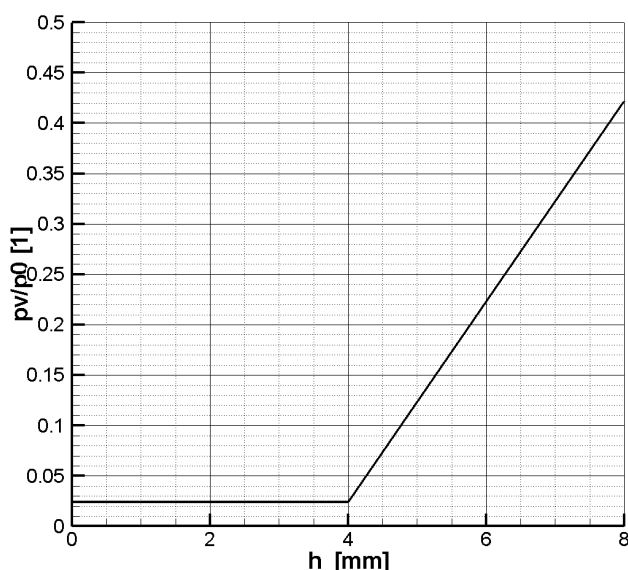
Obr. 14 - Porovnání vypočtených sil



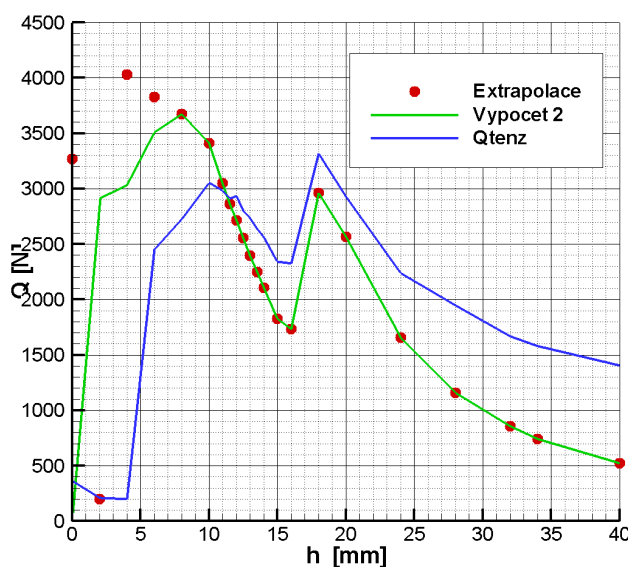
Obr. 15 - $(p_2, p_5)/p_0 = f(p_v/p_0)$

Průběhy síly získané s pomocí obou vztahů jsou uvedeny na obr. 14 spolu s průběhem sil měřených tenzometrem (test 2). Jednodušší výpočet zřejmě nadhodnocuje sílu v oblasti pro zdvih nižší než 15 mm. Výpočet 2 zachycuje měřené tendence lépe včetně poklesu síly v oblasti pod 10 mm. Tento pokles je způsobený nedostatečným podtlakem ve výstupu ventilu.

Extrapolace tlakových poměrů uvnitř velké kuželky (p_2/p_0) a (p_3/p_0) je provedena na základě porovnání jejich vztahu k tlaku ve výstupu (obr. 15) pro hodnoty zdvihu $h = 8-16$ mm. Při nižších zdvizech by byly tlaky ovlivněny nedostatečným podtlakem a pro vyšší hodnoty zdvihu se mění vnitřní konfigurace a tím i tlakové poměry uvnitř kuželky. Závislost v uvažované oblasti je velmi blízká přímkce, proto byly použity lineární vztahy pro extrapolování na nižší hodnoty tlakových poměrů (p_v/p_0).



Obr. 16 - $(p_v/p_0) = f(h)$



Obr. 17 - Extrapolace síly působící na vřeteno

Dále byla provedena extrapolace poměru výstupního tlaku (p_v/p_0) v závislosti na zdvihu vřetene tak, že v bodě $h = 8$ mm je k dispozici změřený tlakový poměr (p_v/p_0) = 0,422154 a v bodě $h = 4$ mm je jeho hodnota (p_v/p_0) = 0,0243 získána pomocí extrapolace z obr. 15, která je

pokládána za konstantu až do zcela uzavřeného ventilu při $h = 0$. Tento průběh extrapolace je znázorněn na obr. 16. Průběh tlakového poměru (p_s/p_0) je uvažován shodný se změřeným (viz obr. 6), protože pro zdvihy nižší než 9 mm dochází k aerodynamickému ucpání a tlak p_s již není protitlakem ovlivněn, neboť se nachází před hrdlem vznikajícím v sedle ventilu. Síla na vřeteno spočítaná na základě výše uvedeného postupu je uvedena na obr. 17 v porovnání s měřením pomocí tenzometru (test 2) a s výpočtem bez extrapolace.

ZÁVĚR

V průběhu experimentu byly změřeny tlaky v dutinách velké kuželky, byl určen součinitel ztráty celkového tlaku a síla na vřeteno měřená tenzometrem.

Nejnižší ztráta celkového tlaku byla zaznamenána při plném otevření ventilu. Významný nárůst ztráty (nad 5%) nastává pro polohy zdvihu pod 20 mm. Konfigurace bez síta je charakterizována ztrátou celkového tlaku nižší o 0,5% v porovnání v konfiguraci se sítem.

Během kalibrace tenzometru bylo zjištěno, že při změně zdvihu vřetene působí na kuželku pasivní odpory. Tento vliv se podařilo při kalibraci odstranit. Nicméně v průběhu měření nebylo možné vliv pasivních odporů žádným způsobem ovlivnit a navíc jejich vliv byl umocněn umístěním ventilu do vodorovné polohy. Z tohoto důvodu byl zaznamenán výrazný rozptyl nominální hodnoty síly v určitém zdvihu vřetene naměřený v průběhu rozdílných testů. Přes tento nedostatek je tenzometr schopný věrně zachytit průběh síly v závislosti na zdvihu vřetene. Z hlediska statistiky by muselo být provedeno podstatně více testů, aby bylo možné dospět ke spolehlivějším výsledkům.

Omezení minimálním podtlakem ve zkušebním zařízení má za následek, že nebylo možné proměřit veškeré požadované režimy. Použita proto byla extrapolace klíčových tlaků uvnitř kuželky. S takto získanými hodnotami tlaků byly vypočteny průběhy sil na vřeteno kuželky pomocí zjednodušených vztahů. Srovnání sil vypočtených z měřených tlaků se silou měřenou tenzometrem ukazuje, že zjednodušený výpočet je schopen dobře postihnout průběhy síly na vřeteno.

Literatura:

- [1] Bednář L., Tajč L., Feldberg L. A.: Vizualizace proudění v regulačních ventilech s profilovanou kuželkou; Power system engineering, thermodynamics & fluid flow, Plzeň, 2008
- [2] Bednář L., Tajč L.: Regulační ventily s profilovaným přechodem a rovinným dnem kuželky; Colloquium fluid dynamics 2007, Ústav termomechaniky AV ČR, Praha, 2007
- [3] Bednář L., Tajč L., Václavík J.: Dynamické namáhání ventilů trámcové regulace parních turbín; Sborník referátů turbostroje 2010, Plzeň, 2010
- [4] Mackovič M., Němec M.: Proměření vlastností záchytného ventilu; Zpráva VZLÚ, Praha, 2012

Selfsimilar solutions of the second order boundary layer equations

Mgr. Karel Vostruha, RNDr. Jaroslav Pelant CSc., Ing. Katerina Jandova

Presented paper shows how to use neglecting method for deriving the first and the second order boundary layer equations. The first order equations are solved using classical "self-similar solution" method - Falkner-Skan solution. The same method and results of Falkner-Skan solution is used for the second order boundary layer equations. It is shown, that self-similar solution occur in the second order equations. Presented results are useful in approximation in special cases of flows with low Reynolds numbers.

1. INTRODUCTION

Perturbation analysis was firstly used by L.Prandtl in theory of flow. L.Prandtl derived the first order boundary layer equations for high Reynolds number.

The same method was used for small Reynolds numbers with assumed geometry of the boundary - the second order boundary layer equations. The first order and the second order boundary layer equations were tested by experiments and they yield almost exact solution. This article is focused on selfsimilar solutions of the first and the second order boundary layer equations. Selfsimilar solutions of the first order equations were found by Falkner and Skan, it is in literature. We assume a incompressible flow in 2D with constant kinematic viscosity, a smooth plate and a inviscid horizontal outer flow. We lost dependence on the boundary geometry and we assume non-zero angle of attack - similar situation as in the case of Falkner-Skan solution. The point of attack is placed into origin of coordinate system.

2. ASYMPTOTIC EXPANSION

In this chapter we introduce method of asymptotic expansion and deriving higher order boundary layer equations.

$$\begin{aligned}\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} &= 0 \\ u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left(\frac{4}{3} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{1}{3} \frac{\partial^2 v}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \\ u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \left(\frac{4}{3} \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{1}{3} \frac{\partial^2 u}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} \right)\end{aligned}$$

We assume a flat smooth plate and a horizontal flow (i.e. vertical component of velocity is 0). Our goal is eliminate "small" elements from the Navier-Stokes equations. For this sake we introduce Reynolds number in form:

$$Re = \frac{LV}{\nu},$$

where L is length of the plate, V is characteristic velocity and ν is kinematic viscosity, The perturbation coefficient ε :

$$\varepsilon = \frac{1}{\sqrt{Re}}$$

We define new variable $N = \frac{y}{\varepsilon}$. Re-normed the Navier-Stokes equations yield:

$$\begin{aligned}\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial v}{\partial N} &= 0 \quad (1) \\ u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{\varepsilon} v \frac{\partial u}{\partial N} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + LV \varepsilon^2 \left(\frac{4}{3} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{1}{3\varepsilon} \frac{\partial^2 v}{\partial x \partial N} + \frac{1}{\varepsilon^2} \frac{\partial^2 u}{\partial N^2} \right) \quad (2) \\ \varepsilon u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial N} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial N} + LV \varepsilon^3 \left(\frac{1}{\varepsilon^2} \frac{4}{3} \frac{\partial^2 v}{\partial N^2} + \frac{1}{3\varepsilon} \frac{\partial^2 u}{\partial x \partial N} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \quad (3)\end{aligned}$$

We have system of equations prepared for singular perturbation analysis (the perturbation coefficient stands at the highest derivation). We assume solution and outer inviscid flow U_N in the form of infinite series:

$$u(x, N) = U_1(x, N) + \varepsilon U_2(x, N) + \dots \quad (4)$$

$$v(x, N) = \varepsilon V_1(x, N) + \varepsilon^2 V_2(x, N) + \dots \quad (5)$$

$$p(x, N) = P_1(x, N) + \varepsilon P_2(x, N) + \dots \quad (6)$$

$$U_N(x, y) = U(x) + \varepsilon h(x) + \dots \quad (7)$$

We put asymptotic expansions for u, v and p into the Navier-Stokes equations and separate elements with magnitude ε^0 and ε^1 . We call equations for magnitude ε^0 the first order equations and for magnitude ε^1 these second order equations.

We will need asymptotic expansion of outer inviscid flow:

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = U_N(x) \frac{dU_N(x)}{dx} = U(x) \frac{dU(x)}{dx} + \varepsilon \frac{d}{dx} (U(x)h(x)) + \dots \quad (8)$$

First order equations

$$\frac{\partial U_1}{\partial x} + \frac{\partial V_1}{\partial N} = 0 \quad (9)$$

$$U_1 \frac{\partial U_1}{\partial x} + V_1 \frac{\partial U_1}{\partial N} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P_1}{\partial x} + LV \frac{\partial^2 U_1}{\partial N^2} \quad (10)$$

$$\frac{\partial P_1}{\partial N} = 0 \quad (11)$$

With these boundary conditions:

$$N = 0 : U_1(x, 0) = V_1(x, 0) = 0, P_1(x, 0) = P_1(x)$$

$$N \rightarrow \infty : U_1 = U, V_1 = 0, P_1 = P_1(x)$$

$$x = 0 : U_1 = U, V_1 = 0, P_1 = P_1$$

We need to know solution of the first order equations and than we can seek for solution of the second order boundary layer equations.

We will see, that we need only information about outer flow. We will substitute pressure element from inviscid outer flow and the Euler equations. We can do it due to condition $\frac{\partial P_1}{\partial N}$.

3. THE FIRST ORDER EQUATIONS

Main goal of this section is introducing method for finding selfsimilar solutions of the first order equations. We introduce new variables:

$$\xi = \frac{x}{L} \quad \eta = \frac{N}{\delta L} \quad (15)$$

Where L is length of the plate and $\delta(\xi) = \frac{\delta(\xi)}{L}$, δ is the boundary layer thickness. We introduce the stream function $\Psi_1(x, N)$, which satisfies:

$$U_1(x, N) = \frac{\partial \Psi_1(x, N)}{\partial N} \quad V_1(x, N) = -\frac{\partial \Psi_1(x, N)}{\partial x}$$

We assume, that the stream function is enough smooth. Then continuity equation is satisfied. We assume the stream function in new coordinates (ξ, η) in the form:

$$\Psi_1(\xi, \eta) = \varepsilon L U(\xi) \delta(\xi) f(\xi, \eta),$$

where U and f are enough smooth functions. Our main goal are self-similar solutions - $f(\xi, \eta) = f(\eta)$. We can find parts of velocity vector as:

$$U_1(\xi, \eta) = U(\xi) f'(\eta) \quad (16)$$

$$V_1(\xi, \eta) = -\frac{d}{d\xi} (\delta(\xi) U(\xi)) f(\eta) + \frac{d\delta(\xi)}{d\xi} \frac{U(\xi)}{\delta} \eta f'(\eta). \quad (17)$$

Then equation for movement from the first order equations transformed into new variables (ξ, η) and the Euler equation for pressure outer inviscid flow yields:

$$\delta^2 \frac{U_1}{V} \frac{\partial U_1}{\partial \xi} + \delta \frac{V_1}{V} \frac{\partial U_1}{\partial \eta} = \delta^2 \frac{U_N}{V} \frac{dU_N}{dxi} + \frac{\partial^2 U_1}{\partial \eta^2}. \quad (18)$$

We put formulas for U_1 and V_1 into the previous equation:

$$\delta^2 \frac{d}{d\xi} \left(\frac{U}{V} \right) (f')^2 - \delta \frac{d}{d\xi} \left(\frac{\delta U}{V} \right) f f' = \delta^2 \frac{U_N}{U} \frac{d}{d\xi} \left(\frac{U_N}{V} \right) + f'''. \quad (19)$$

We seek for selfsimilar solutions, it yields, that all coefficients in equation have to be constant.

$$\alpha_1 = \delta \frac{d}{d\xi} \left(\frac{\delta U}{V} \right), \quad \alpha_2 = \delta^2 \frac{U_N}{U} \frac{d}{d\xi} \left(\frac{U_N}{V} \right), \quad \alpha_3 = \delta^2 \frac{d}{d\xi} \left(\frac{U}{V} \right).$$

From the condition for α_2 we can see, that $U_N(\xi) = C_1 U(\xi)$. If we resign constants in equation by α_i , then can be rewritten in the form of the boundary valued ODE:

$$f''' + \alpha_1 f f'' + C_1^2 \alpha_3 - \alpha_3 (f')^2 = 0.$$

$$\begin{aligned} f(0) &= 0 \\ f'(0) &= 0 \\ f(\infty) &= 1 \end{aligned}$$

4. SELF-SIMILAR SOLUTIONS OF THE SECOND ORDER BOUNDARY LAYER EQUATIONS

We will seek for conditions on the outer flow and find conditions, when we can find selfsimilar solution of the second order boundary layer equations. From form of the second order boundary layer equations, we have to keep same variables as in the case of the first order boundary layer equations. We use the stream function $\Psi_2(x, N)$ for integrating continuity equation:

$$U_2(x, N) = \frac{\partial \Psi_2}{\partial N} \quad V_2(x, N) = -\frac{\partial \Psi_2}{\partial x}$$

We transform momentum the second order equations into (ξ, η) variables:

$$U_1 \frac{\partial U_2}{\partial \xi} + U_2 \frac{\partial U_1}{\partial \xi} + \frac{V_1}{\delta} \frac{\partial U_2}{\partial \eta} + \frac{V_2}{\delta} \frac{\partial U_1}{\partial \eta} = \frac{d}{d\xi} (U(\xi) h(\xi)) + \frac{V}{\delta^2} \frac{\partial^2 U_2}{\partial \eta^2} \quad (20)$$

We set P_2 like P_1 using asymptotic expansion of the Euler equation for outer inviscid flow. Argument is the same as in the first order equations system case. We assume the stream function Ψ_2 with respect to selfsimilar solutions:

$$\Psi_2(\xi, \eta) = \varepsilon L \delta(\xi) h(\xi) g(\eta).$$

Then formulas for U_2 and V_2 are:

$$U_2(\xi, \eta) = h(\xi) g'(\eta) \quad (21)$$

$$V_2(\xi, \eta) = -\frac{d}{d\xi} (\delta(\xi) h(\xi)) g(\eta) + \frac{d\delta(\xi)}{d\xi} \frac{h(\xi)}{\delta} \eta g'(\eta) \quad (22)$$

We put formulas for U_2 and V_2 into momentum equation of the second order system and use already founded formulas for U_1 and V_1 . It yields:

where

$$g''' + A_1 f g'' + A_2 g f'' - A_3 f' g' + A_4 = 0,$$

$$A_1 = \delta \frac{d}{d\xi} \left(\frac{\delta U(\xi)}{V} \right), \quad A_2 = \frac{\delta U(\xi)}{V h(\xi)} \frac{d}{d\xi} (\delta h(\xi))$$

$$A_3 = \frac{\delta^2}{h(\xi) V} \frac{d}{d\xi} (U(\xi) h(\xi)), \quad A_4 = \frac{\delta^2}{V h(\xi)} \frac{d}{d\xi} (U(\xi) h(\xi))$$

We want to find self-similar solutions, i.e. A_i are constants. Special choice $h(\xi) = C_2 U(\xi)$ yields:

$$A_1 = A_2 = \alpha_1 \quad A_3 = A_4 = 2\alpha_3 \quad (23)$$

$C_2 = 1$. We have this system of boundary valued ODEs:

$$\begin{aligned} f''' + \alpha_1 f f'' + \alpha_3 (C_1^2 - (f')^2) &= 0 \\ g''' + \alpha_1 (f g'' + g f'') + 2\alpha_3 (1 - f' g') &= 0 \end{aligned}$$

With these boundary conditions:

$$\begin{aligned} g(0) &= 0 & f(0) &= 0 \\ g'(0) &= 0 & f'(0) &= 0 \\ g(\infty) &= 1 & f(\infty) &= 1 \end{aligned}$$

We can choose $C_2 = 1$. Due to the form of asymptotic expansion of U_N , we can choose $C_1 = 1/(1-\varepsilon)$. Then the asymptotic expansion for U_N is in the form:

$$U_N = (1-\varepsilon) (U_N + \varepsilon U_N \dots) \quad (24)$$

5. SOLUTION RECONSTRUCTION

We will reconstruct selfsimilar solutions. We start with α_1 . We can assume only 3 values of α_1 , due to variability in characteristic velocity V . We evaluate constant $C_1 = 1/(1-\varepsilon)$. Due to conditions for $U(\xi)$, $U_N(\xi)$ and $h(\xi)$ we can find solution only for special values of $U(\xi)$. Angle of attack is $\beta = \alpha_3 \pi/2$

$$\alpha_1 = 1$$

$$\frac{U(\xi)}{V} = B \xi^m \quad \delta = \sqrt{\frac{2}{B(m+1)}} \xi^{\frac{1-m}{2}} \quad \alpha_3 = \frac{2m}{m+1} \quad (25)$$

$$f''' + f f'' + \alpha_3 ((1-\varepsilon)^{-2} - (f')^2) = 0 \quad (26)$$

$$g''' + (f g'' + g f'') + 2\alpha_3 (1 - f' g') = 0 \quad (27)$$

$$g(0) = 0 \quad f(0) = 0 \quad (28)$$

$$g'(0) = 0 \quad f'(0) = 0 \quad (29)$$

$$g(\infty) = 1 \quad f(\infty) = 1 \quad (30)$$

For $-0,5 \leq m \leq 0$ corner flow, $0 \leq m \leq \infty$ wedge flow.
 $\alpha_3 = -1$ - backflow

$$\frac{U(\xi)}{V} = -B\xi^m \quad \bar{\delta} = \sqrt{\frac{2}{B(m+1)}} \xi^{\frac{1-m}{2}} \quad \alpha_3 = \frac{2m}{m+1} \quad (31)$$

$$f''' - +ff'' - \alpha_3((1-\varepsilon)^{-2} - (f')^2) = 0 \quad (32)$$

$$g''' - (fg'' + gf'') - 2\alpha_3(1 - f'g') = 0 \quad (33)$$

$$g(0) = 0 \quad f(0) = 0 \quad (34)$$

$$g'(0) = 0 \quad f'(0) = 0 \quad (35)$$

$$g'(\infty) = 1 \quad f'(\infty) = 1 \quad (36)$$

$\alpha_1 = 0$ - sink flow

$$\bar{\delta}U(\xi) = K \quad (37)$$

Case $\varepsilon \ll 1$ is treated in literature as the Falkner-Skan solution. With this assumption we don't need equation for g. We reconstruct solution by the formulas for asymptotic expansions. We already know formulas how find U_1 and V_1 . More details about the Falkner-Skan solution is in [1;p.167-173]

6. CONCLUSION

We saw methods and way how find selfsimilar solutions of the second order boundary layer equations. We saw conditions for inviscid outer flow and angle of attack, then selfsimilar solutions occur.

We cant forget on reformation of the boundary layer thickness. We used variability in value of V to simpler equations. This action was without lost on generality and real boundary layer thickness is:

$$\bar{\delta} = f^{-1}(0.99)L\bar{\delta} \quad (38)$$

We should see clash of theory and physic in pictures. Solutions with non monotone ($f' + \varepsilon g'$) are non-physical and osculating depends on values of parameter α_3 .

7. PICTURES

We can see solutions of classical Falkner-Skan function and we can see existence of non-physical solutions for some values of α_3 . In another words, all non monotone solutions in \$\$\$ are non-physical. modified Falkner-Skan fiction for $\varepsilon = 0.-1$

We can see solution of the sekond order eqyations - dotted line, and Falkner-Skan fiction - same colour = same data

Literatura:

[1] H. Schlichting, K. Gerstenk Boundary layer theory - 8th revised and enlarged edition. Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2000

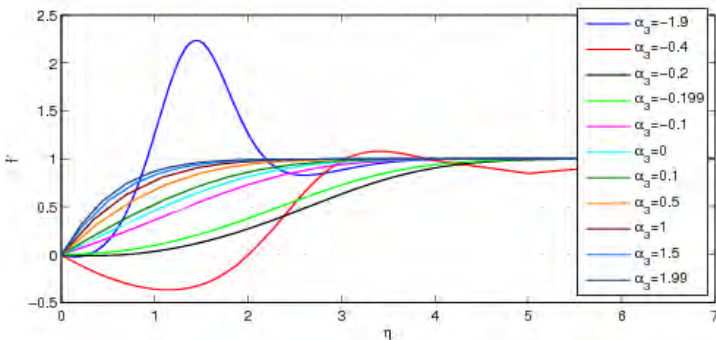


Figure 1: Classical Falkner-Skan function derivative

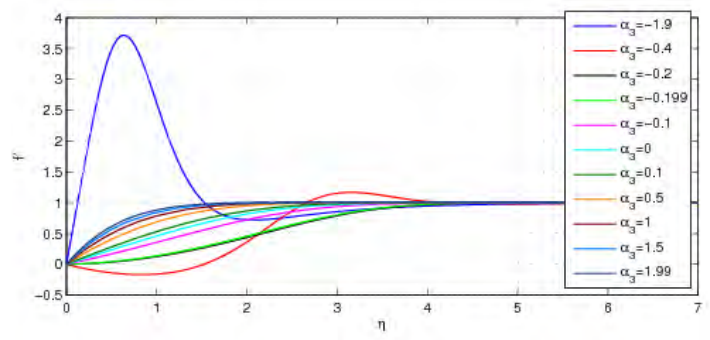


Figure 2: Modied Falkner-Skan function derivative

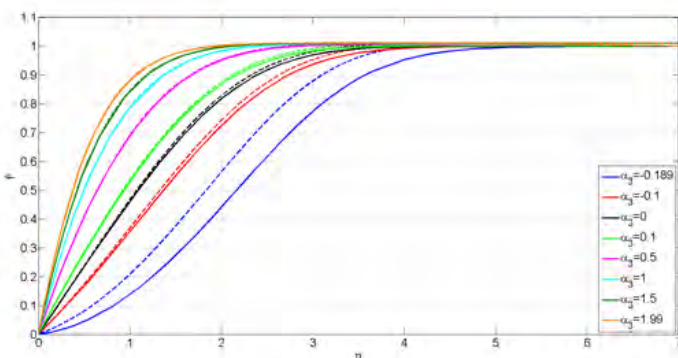


Figure 3: derivative of correction function g

Porovnání experimentálního měření zatížení budov větrem s normovým zatížením

Mgr. David Zacho, Ph.D a kolektiv

Příspěvek o zatížení budov větrem shrnuje výsledky srovnání experimentu s normovým předpisem. Pro ověření správnosti fyzikálního modelování v aerodynamickém tunelu pro modelování atmosférické mezní vrstvy a pro určení rozdílu mezi reálným a předepsaným zatížením byly zvoleny tři budovy: výšková budova, vícepodlažní dům a rodinný dům se sedlovou střechou. Výsledky budou v tomto příspěvku demonstrovány na jednom z nich a to na výškové budově (o reálných rozměrech 60 x 15 x 20 m).

ÚVOD

Výstupem experimentálního měření jsou tři druhy výsledků:

- porovnání bezrozměrného tlaku c_p naměřeného tlakovými odběry pro 16 azimutálních směrů větru s c_{pe10} určeným normou ČSN EN 1991-1-4 Eurokód 1: Zatížení konstrukcí - Část 1-4: Obecná zatížení - Zatížení větrem
- síly spočítané z experimentálně zjištěného c_p porovnané se silami změřenými tenzometrickou váhou

MĚŘICÍ ŘETĚZEC

Měření se uskutečnilo v BLWT (útvary Aerodynamiky Výzkumného a zkušebního leteckého ústavu, a.s., dále VZLU) s měřicím prostorem 1.8 x 1.5 x 13 m s možností modelování atmosférické mezní vrstvy pro tři kategorie terénu dané výše uvedenou normou (Obr. 1). Tato studie byla provedena pro terén kategorie III - předměstský terén.

V měřicím prostoru BLWT byl umístěn model výškové budovy o rozměrech 245 x 74 x 60 mm osazen celkem 36 tlakovými odběry (Obr. 4) připojenými na tlakový skener s rozsahem tlaků do 2.5 kPa. Model byl uchycen na šesti-komponentní tenzometrické váze (Obr. 2) s rozsahem měření sil do 30N v osách x a y a do 40 N v ose z.

Experiment byl proveden pro rychlosti nabíhajícího větru 8, 13 a 21 m.s-1 a pro azimutální úhly větru 0 – 360° s krokem 22.5°.



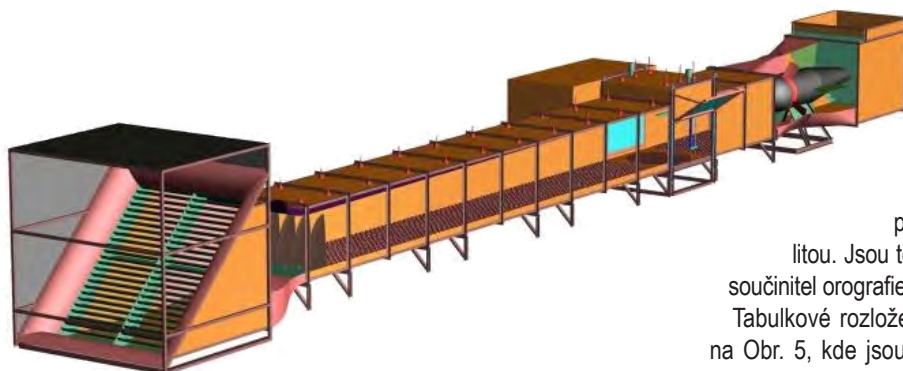
Obr. 2 - Tenzometrická váha pod modelovým prostorem BLWT

Mezní vrstva atmosféry je popsána mimo jiné logaritmickým průběhem profilu střední rychlosti a profilem průběhu intenzity turbulence. Norma vychází z návrhové rychlosti pro danou lokalitu, která je pro jednotlivé výšky opravena součinitelem expozice. V grafu na Obr 3 jsou vyneseny profily střední rychlosti a profily intenzity turbulence stanovené dle ČSN a změřené ve větrném tunelu.

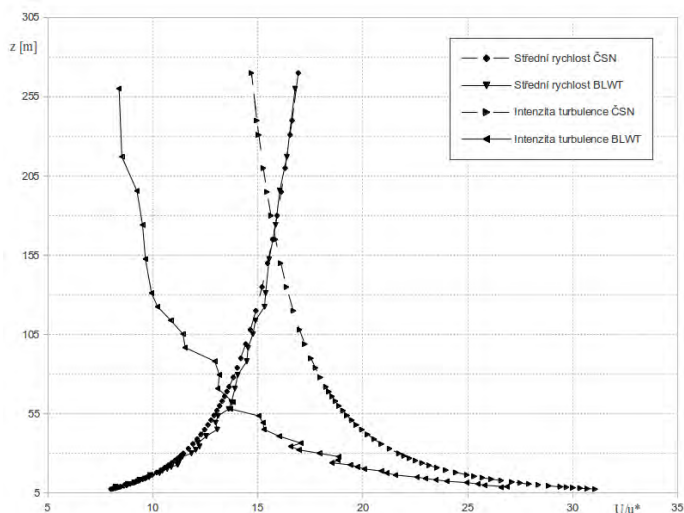
VÝSLEDKY MĚŘENÍ

Návrh zatížení stavební konstrukce větrem vychází obecně z tabulkových hodnot tlakových koeficientů v kombinaci dynamickým tlakem větru vanoucího návrhovou rychlostí. Návrhová rychlost je dále opravována řadou součinitelů tak, aby odpovídala proudění v reálné atmosféře nad sledovanou lokalitou. Jsou to například součinitel expozice, součinitel drsnosti, součinitel orografie a další.

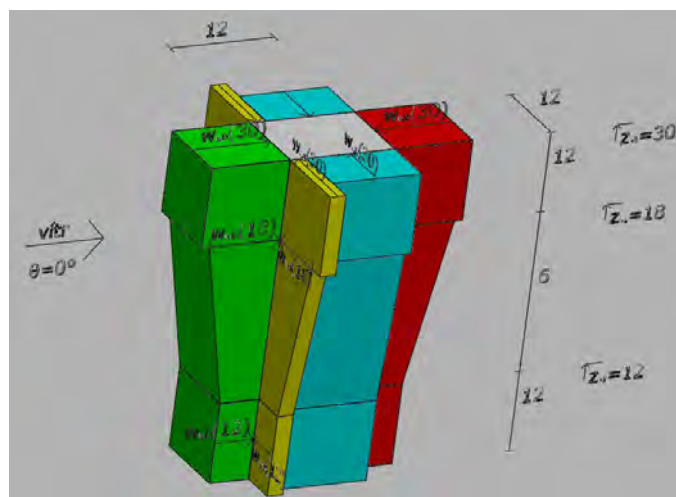
Tabulkové rozložení tlakových koeficientů dle ČSN je znázorněno na Obr. 5, kde jsou pomocí objemového grafu znázorněny velikosti tlakových koeficientů na jednotlivé plochy fasád (návětrná - zeleně, boční - žlutě a modře a závětrná fasáda - červeně).



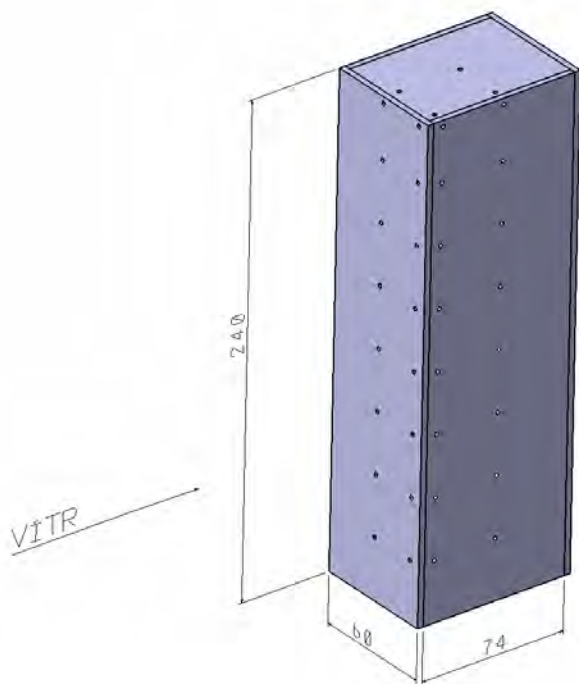
Obr. 1 - Větrný tunel se simulací atmosférické mezní vrstvy



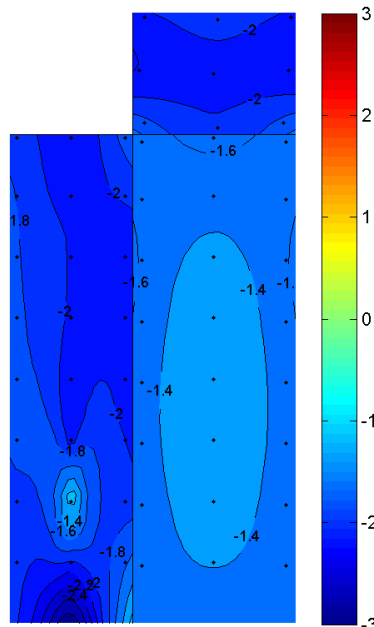
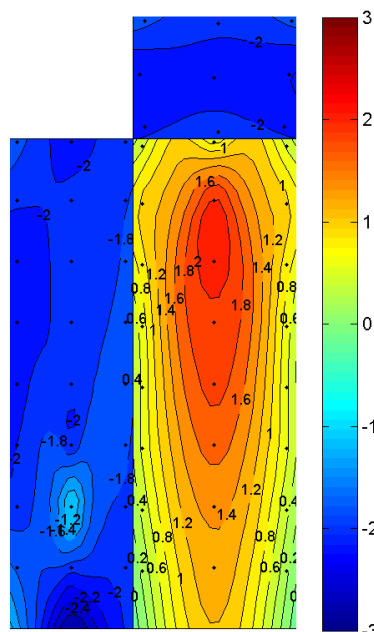
Obr. 3 - profil střední rychlosti pro předměstský terén



Obr. 5 - Schéma zatížení výškové budovy dle ČSN



Obr. 4 - Model výškové budovy



Obr. 6 - Rozložení tlakových koeficientů na levé, návětrné pravé a závětrné fasádě modelovaného objektu

Na Obr. 6 je znázorněno rozložení tlakových koeficientů stanovené experimentálně. Takto stanovené rozložení tlaku na konstrukci je srovnatelné s realitou a lze ho využít pro správné dimenzování prvků stavební konstrukce. Tlakové koeficienty na fasádě modelovaného objektu byly stanoveny z měřených tlaků podle vztahu

$$c_p = \frac{p - p_{stat}}{\frac{1}{2} \cdot \rho \cdot v^2}$$

kde p je tlak měřících tlakových odběrů na modelu budovy a p_{stat} je statický tlak referenční prandtlvy sondy umístěné nad mezní vrstvou ve větrném tunelu a $q = 1/2 \cdot \rho \cdot v^2$ je dynamický tlak v referenčním bodě.

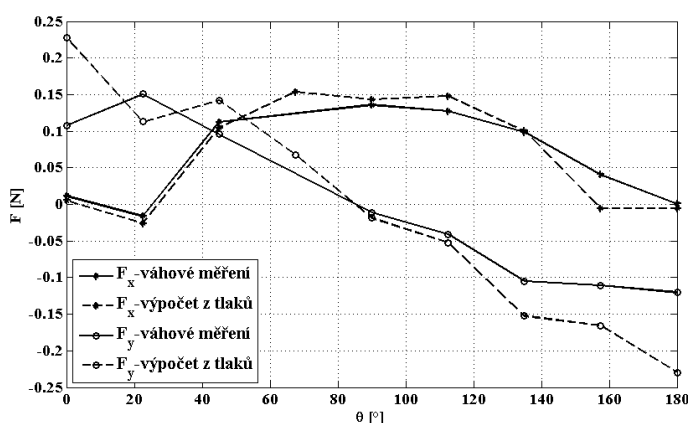
Referenční bod byl získán z měření vertikálního profilu střední rychlosti v mezní vrstvě bez přítomnosti modelu ve výšce 10 m v plném měřítku.

Z důvodu verifikace výsledků byl navržen experiment s dvěma nezávislými měřicími prostředky.

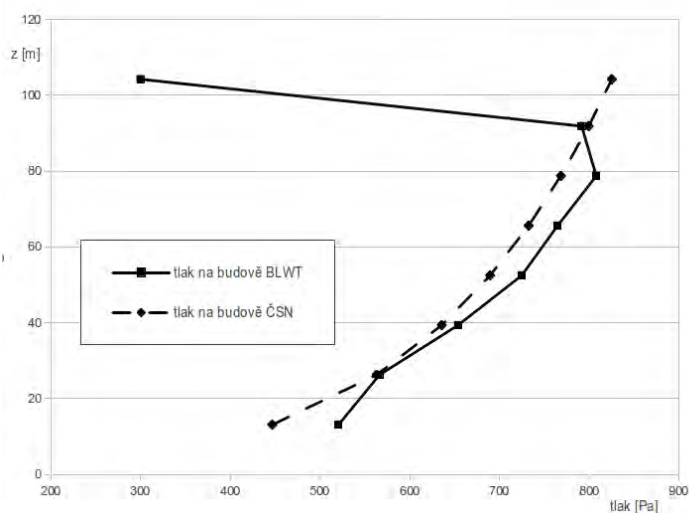
- Stanovení sil z měření rozložení tlaku na fasádě objektu;
- Přímé měření sil působících na objekt pomocí základové tenzometrické váhy;

Graf silového zatížení větrem (Obr. 7) představuje zatížený model pro sílu na stěnu při všech azimutálních směrech větru pro $\theta = 0^\circ - 180^\circ$ určené z naměřených tlaků a změřené vahou.

Graf na Obr. 8 porovnává rozložení tlaku větru na čelní návětrnou fasádu v jejím středním svislém řezu pro úhel nabíhajícího větru $\theta = 0^\circ$.



Obr. 7 - Síla na modelu určená experimentálně pro azimutální směry větru theta 0-180°



Obr. 8 - Rozložení tlaku ve středním řezu návětrné stěny výškové budovy pro úhle 0° jak ho stanovuje norma a jak byl měřen v BLWT

ZÁVĚR

Simulace atmosférické mezní vrstvy v BLWT ve Výzkumném a zkušebním leteckém ústavu věrně napodobuje reálný stav v atmosféře pro tři kategorie terénu předepsané ČSN. Graf na Obr. 3 zobrazuje profil střední rychlosti a intenzitu turbulence pro terén kategorie III (předměstský terén). Věrná shoda profilu střední rychlosti umožňuje

uživateli správně zvolit měřítko simulace a v souladu s ním i měřítko modelu. Odchylna profilu intenzity turbulence je patrná, přesto její profil kopíruje míru úbytku intenzity turbulence s výškou jak vyžaduje norma. Další parametry jako je charakteristický rozměr vírů a spektrální hustota vírové struktury jsou v BLWT VZLU splněny podobně jako výškový profil střední rychlosti větru.

Výsledky stanovení celkových sil větru působících na modelovaný objekt vykazují u obou použitých měřících metod shodu. Dvě odlišné metody dávají velmi podobné výsledky a lze očekávat, že celkové zatížení objektu je změřeno správně a lze jej bez obav přenést na dílo. Do budoucna bude vhodné věnovat pozornost odchylce průběhu síly F_y . Identifikace chyby v měření umožní její odstranění.

Porovnání rozložení tlaku ve středním vertikálním řezu návětrné fasády objektu tak jak jej předepisuje norma a jak bylo změřeno v BLWT (Obr. 8) ukazuje, že norma byla navržena s ohledem na rozsáhlé zkušenosti z měření na stavebních objektech v terénu, ale i v rámci fyzikálního modelování ve větrných tunelech. Výsledky tohoto experimentu dokreslují, že skutečné rozložení tlaku se v některých místech na objektu od normy odchylnuje. Pokud by se jednalo o stavební konstrukci nestandardních tvarů případně v husté zástavbě, která silně ovlivní nabíhající proudění může být skutečné rozložení tlaků na fasádě objektu výrazně odlišné od představy, kterou poskytne norma.

Uvedené závěry dokládají oprávněnost využití fyzikálního modelování atmosférické mezní vrstvy a zatížení stavebních konstrukcí v BLWT. Patrné rozdíly skutečného a normového rozložení tlaku na fasádě objektu i u tak jednoduchého tvaru jako je kvádr prokazuje užitečnost využití modelování reálných situací ve větrných tunelech. Nestandardní tvar a interakce objektů s okolím může zcela změnit zatížení stavební konstrukce proti normovému návrhu.

Literatura:

- [1] Král, J., Navrhování konstrukcí na zatížení větrem, příručka k ČSN EN 1991-1-4, ČKAIT, Praha, 2010
- [2] ČSN EN 1991-1-4, Eurokód 1: Zatížení konstrukcí – Část 1-4: Obecná zatížení – Zatížení větrem, ČNI, 2007
- [3] Dyrbye, C., Hansen, S.O., Wind Loads on Structures, John Wiley & Sons Ltd., 1997
- [4] Studie budov a konstrukcí ve větrných tunelech, v českém překladu Ing. Milana Jirsáka, CSc., ČKAIT, Praha, 2009
- [5] Bednář, J., Zikmunda, O., Fyzika mezní vrstvy atmosféry, Academia, Praha, 1985