



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

FAKULTA STROJNÍHO INŽENÝRSTVÍ

FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING

LETECKÝ ÚSTAV

INSTITUTE OF AEROSPACE ENGINEERING

**VÝPOČET AERODYNAMICKÝCH
CHARAKTERISTIK NOSIČE PRO NÍZKOU
OBĚŽNOU DRÁHU**

AERODYNAMIC ANALYSIS OF LOW ORBIT LAUNCHER

DIPLOMOVÁ PRÁCE

MASTER'S THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Bc. Michal Fojtl

VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

Ing. Robert Popela, Ph.D.

BRNO 2017

Zadání diplomové práce

Ústav: Letecký ústav
Student: **Bc. Michal Fojtl**
Studijní program: Strojní inženýrství
Studijní obor: Stavba letadel
Vedoucí práce: **Ing. Robert Popela, Ph.D.**
Akademický rok: 2016/17

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

Výpočet aerodynamických charakteristik nosiče pro nízkou oběžnou dráhu

Stručná charakteristika problematiky úkolu:

Snaha o snížení nákladů na dopravu satelitů na oběžnou dráhu a rovněž rozmach aplikací pro nízké oběžné dráhy vyžaduje adekvátní návrh nosičů pro tyto podmínky. Nedílnou součástí je i aerodynamická termodynamická analýza nosiče v průběhu mise.

Cíle diplomové práce:

Identifikace kritických režimů z hlediska typické mise nosiče. Provedení aerodynamické a termální analýzy pro vytipované režimy pomocí CFD prostředků. Vytvoření výpočetního modelu na základě definované geometrie nosiče, analýza a vyhodnocení. Na základě výsledků vyvodit doporučení pro případné změny návrhu.

Seznam doporučené literatury:

VIVIANI, A., PEZZELA, G.: Next Generation Launchers Aerodynamics, Research Signpost, India, 2012.
PEZZELA, G.: Aerodynamic and aerothermodynamic design of Future Launchers Preparatory Program concepts, Aerospace Science and Technology, 2012, Volume 23, Issue 1, Pages 233–249.

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

V Brně, dne

L. S.

doc. Ing. Jaroslav Juračka, Ph.D.
ředitel ústavu

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

ABSTRAKT:

Diplomová práce se zabývá rozborem aerodynamického ohřevu nosné rakety ve vzestupné fázi letu za pomoci CFD simulací. Na základě existujících lehkých nosičů je vybrána trajektorie a navržena geometrie obalu satelitu. Kritické režimy letu jsou identifikovány pomocí 2D výpočtů a v těchto režimech je proveden rozbor pomocí osově symetrického případu. Výsledky simulací jsou porovnány s hodnotami získanými z teoretických a polo-empirických vztahů.

KLÍČOVÁ SLOVA:

Aerodynamický ohřev, CFD, nosné rakety, nadzvukové proudění, hypersonické proudění, štíhlá tělesa, osově symetrická tělesa.

ABSTRACT:

Master's thesis deals with aerodynamic heating of launch vehicle during ascent phase by using CFD simulation. Ascent trajectory and payload fairing geometry is design using data of existing small launch vehicles. Critical flight regimes are identified using 2D calculations, and in these regimes analysis is performed by axially symmetric simulations. Simulation results are compared to values obtained from theoretical and semi-empirical calculations.

KEYWORDS:

Aerodynamic heating, CFD, launch vehicles, supersonic flow, hypersonic flow, slender bodies, bodies of revolution.

BIBLIOGRAFICKÁ CITACE

FOJTL, M. *Výpočet aerodynamických charakteristik nosiče pro nízkou oběžnou dráhu*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2017. 70 s. Vedoucí diplomové práce Ing. Robert Popela, Ph.D..

PROHLÁŠENÍ AUTORA O PŮVODNOSTI PRÁCE

Prohlašuji, že jsem diplomovou práci vypracoval samostatně pod vedením Ing. Roberta Popely, PhD. a uvedl veškeré literární a elektronické prameny využité pro tvorbu práce.

V Brně dne 26.5.2017

Michal Fojtl

PODĚKOVÁNÍ

Tímto bych chtěl poděkovat Ing. Robertu Popelovi, PhD. za vedení při vypracování této diplomové práce. Dále bych chtěl poděkovat rodině za podporu během dlouhodobého studia.

OBSAH

1. ÚVOD	10
2. TEORIE.....	11
2.1 Trajektorie	11
2.2 Aerodynamika nosných raket	12
2.2.1 Vzestup nosiče	12
2.2.2 Aerodynamický ohřev.....	15
3. REFERENČNÍ PŘÍPAD	17
3.1 Popis referenčního případu.....	17
3.2 Tvorba sítě a výpočet.....	19
3.3 Vyhodnocení výsledků	26
3.4 Závěr referenčního výpočtu.....	29
4. VÝBĚR TRAJEKTORIE A KRITICKÝCH REŽIMŮ LETU.....	30
5. NÁVRH GEOMETRIE.....	32
6. VÝPOČET AERODYNAMICKÉHO OHŘEVU.....	34
6.1 Okrajové podmínky	34
6.2 2D případ	35
6.2.1 Tvorba sítě a výpočet.....	35
6.2.2 Vyhodnocení výsledků.....	41
6.2.3 Závěr 2D výpočtů	49
6.3 Osově symetrický případ	49
6.3.1 Tvorba sítě a výpočet	49
6.3.2 Vyhodnocení výpočtů	52
6.3.3 Závěr výpočtů osově symetrického případu	55
7. ZÁVĚR.....	56
8. SEZNAM POUŽITÉ LITERATURY	57
9. SEZNAM POUŽITÝCH SYMBOLŮ	61
10. SEZNAM PŘÍLOH.....	62

1. ÚVOD

Satelity mají již mnoho let významný vliv na společnost. Poskytují komunikační spojení, navigaci, předpověď počasí a mnoho dalšího. V současnosti jsou satelity převážně velké a tím i nákladné. Díky miniaturizaci elektroniky dochází ovšem k rozmachu nano a micro satelitů. Tyto satelity a jejich konstelace mohou poskytovat stejné služby jako jejich větší protějšky, avšak za výrazně nižší náklady a umožnit tak malým firmám, universitám a jiným přístup do vesmíru. [6]

V současnosti jsou nano a mikro satelity vypouštěny jako druhotný náklad velkých satelitů, což dává značná omezení, například nelze volit oběžnou dráhu a datum startu. Z tohoto důvodu jsou v současnosti vyvíjeny lehké nosiče, které dají nano a mikro satelitům flexibilitu vypouštění a umožní rozmach trhu s těmito satelity. Důležitou součástí návrhu nosné raket je rozbor aerodynamických vlivů, které mají zásadní vliv na návrh trajektorie, ovládacích prvků a konstrukce. Součástí tohoto rozboru je analýza aerodynamického ohřevu při vzestupu nosiče. Výstupy z termální analýzy slouží jako vstup pro návrh materiálu a tloušťky tepelné ochrany pro ochranu nákladu před ohřevem. [6][1]

Cílem diplomové práce je nalézt na základě navržené trajektorie kritické režimy letu, kdy dochází k maximálnímu aerodynamickému ohřevu a v těchto bodech provést rozbor tohoto působení.

2. TEORIE

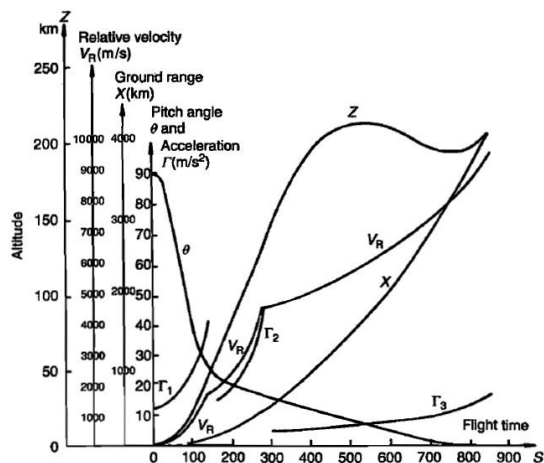
2.1 Trajektorie

Trajektorie vzestupu nosné rakety je navržena pro minimalizaci vznikajících ztrát. Mezi tyto ztráty patří ztráty z důvodu změny účinnosti trysky s nadmořskou výškou, odporu, gravitace a řízení. [2][3]

Vzestup nosiče začíná vertikální fází, která umístí raketu mimo věž. Řídící systém nosiče není zpravidla schopen provést manévry kolem libovolné osy ale pouze v určité rovině pevně spojené s nosičem. Pokud tato rovina nesouhlasí s azimutem startu je třeba aby, se raketa natočila před provedením potřebného manévru. Toto se někdy rovněž provádí z důvodu aerodynamické a konstrukční konfigurace, např. Space Shuttle, Titan 3. Při vertikální části letu je nižší zatížení nosiče a zároveň prochází raketa nejhustší částí atmosféry při minimálních rychlostech. Ovšem dochází ke značným gravitačním ztrátám a nepřispívá k potřebné oběžné rychlosti. Délka vertikální část letu se u různých nosičů liší, ale s pokrokem technologií se zkracuje. U některých nosičů tato část letu končí hned po opuštění věže. [2][3]

Po vertikální části dochází k naklonění nosiče a následuje gravitační obrat nebo kontrolovaná přechodná trajektorie. Zpravidla se nosná raketa při vzestupu setkává s vyšší silou větru a vysokým dynamickým tlakem ve stejném čase. V této oblasti dosahují aerodynamické síly maxima a tím dochází i k nejvyššímu riziku selhání konstrukce. Cílem v této fázi letu je tedy udržet úhel náběhu co nejbližší nule pro minimalizaci aerodynamického zatížení při průchodu oblastí vysokého dynamického tlaku. Avšak z důvodu porывů a změn rychlosti větru je tento úhel 1° až 2° . Při této fázi dochází k menším gravitačním ztrátám z důvodu sklonu trajektorie a zároveň ke značnému zvýšení rychlosti z důvodu poklesu hmotnosti nosiče. Toto rovněž snižuje ztráty rychlosti způsobené aerodynamickým odporem. U moderních nosičů kombinace pokročilých navigačních systému a vektoru tahu vede ke zvýšení účinnosti a snížení zatížení. Tyto pokročilé systémy nejsou přesně gravitační obrat. Cílem této fáze je získat co nejvíce rychlosti při minimalizaci risk pro nosič. Zároveň je nutné touto fází opustit hustou část atmosféry, tedy sklon trajektorie nesmí být příliš malý. Gravitační obrat tvoří část trajektorie, ale není dostačující pro její dokončení na planetě s atmosférou. Aby byl tento manévry postačující, musel by být nižší úhel trajektorie při naklonění. V takovém případě by nosič strávil příliš dlouho v atmosféře. [1][2][3]

Od výšky okolo 30 km lze sledovat trajektorii s vyšším sklonem. Ve výšce okolo 40 km raketa dosahuje hypersonických rychlostí. Zpravidla při hypersonickém letu dochází k oddělení prvního stupně nosiče. Po dosažení dostatečně řídké atmosféry lze trajektorii libovolně měnit pro co největší nárůst rychlosti a výšky. Jediným omezením je maximální zrychlení, které je dáno platícím zatížením nebo přítomností lidské posádky. Nejjednodušší možností je let s konstantním úhlem sklonu (úhel mezi vektorem tahu a horizontální rovinou), kdy je snaha vypotřebovat palivo co nejrychleji a poté doletět bez tahu do výšky oběžné dráhy. Dále následují manévry pro dosažení požadované oběžné dráhy. Příklad trajektorie je uveden v obr. 2.1. [1][2]

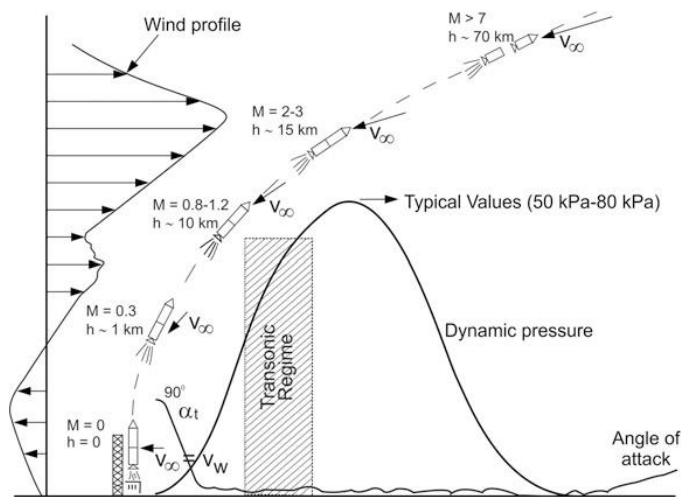


Obr. 2.1 Profil letu Ariane IV [37]

2.2 Aerodynamika nosných raket

2.2.1 Vzestup nosiče

Během vzestupu nosná raketa zrychluje z klidu až po hypersonické rychlosti. Rovněž se pohybuje od nulové nadmořské výšky až po hranici atmosféry a setkává se s různými atmosférickými podmínkami. Dochází tedy k celé řadě aerodynamických jevů. Toto je znázorněno v obr. 2.2. Na základě vlivu jednotlivých jevů lze rozdělit vzestup rakety na několik fází. [1][7]



Obr. 2.2 Vzestup nosné rakety [1]

Startovací fáze

Zásadním faktorem v této fázi je vítr, který proudí ve směru téměř kolmém na podélnou osu rakety, a je hlavním zdrojem aerodynamického zatížení. Úhel náběhu je zpočátku 90° a jak nosič nabírá rychlost, tento úhel klesá. Jelikož jsou rychlosti větru nízké, lze proudění považovat za nestlačitelné. Proudění je převážně viskózní. [1][7]

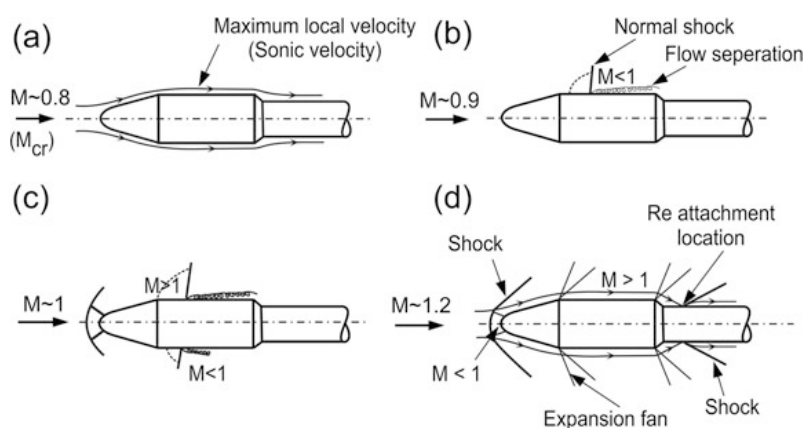
Při proudění vzduchu pod takto vysokými úhly náběhu dochází k odtrhávání proudů a vzniku úplavu na závětrné straně nosiče nebo startovací rampy. Odtržené proudění vytváří vír. Kromě

zatížení od větru a poryvů dochází i ke vzniku nestacionárního zatížení o nízké frekvenci vlivem víru. [1]

Fáze vysokého dynamického tlaku

Během této fáze prochází nosič subsonickým, transsonickým (0,8-1,2M), supersonickým (1,2-5M) a hypersonickým letem. Pro podzvukový let po překročení $M=0,3$ je nutné proudění považovat za stlačitelné. Proudění okolo rakety nedosahuje rychlosti zvuku a nedochází tedy ke vzniku rázových vln a proudění je relativně klidné. [1]

Jakmile dosáhne rychlost nerušeného proudu hodnoty kritického Machova čísla, dostává se nosná raketa do transsonické oblasti. Hodnota kritického Machova čísla je přibližně 0,8 a po jejím překročení se začínají objevovat oblasti nadzvukového proudění na povrchu rakety zakončené rázovou vlnou. Při dalším zvyšování rychlosti se oblast nadzvukového proudění rozšiřuje. Vznik rázových vln vede ke zvýšení tlakového odporu a interakce rázové vlny a mezní vrstvy vyvolává odtržení proudění. Tato interakce rovněž způsobuje oscilaci polohy vlny v axiálním směru a vede k fluktuaci tlaku a tím i vzniku nestacionárního zatížení. Při nenulovém úhlu náběhu se liší poloha rázových vln na tlakové a sací straně rakety a tím vzniká vysoký rozdíl tlaku zvyšující zatížení v bočním směru. [1]



Obr. 2.3 Změna proudění okolo typického obalu satelitu [1]

Když hodnota Machova čísla nerušeného proudu dosáhne přibližně 1,2, je proudění kolem rakety nadzvukové až na malou oblast na čele nosiče. Nosné rakety mají zpravidla kulovou špičku pro snížení aerodynamického ohřevu. Pro takovou geometrii v nadzvukovém proudu vzniká rázová vlna oddělená od povrchu. Za touto rázovou vlnou v přední části geometrie vzniká oblast podzvukového proudění. Čelní rázová vlna je nejsilnější v místě, kde je směr nerušeného proudu kolmý na rázovou vlnu. Dále od tohoto místa se vlna stává šikmou. Tlak, teplotu a Machovo číslo za kolmou rázovou vlnou lze určit dle následujících vztahů^[9] 2.1 až 2.3. [1][8]

$$M_2 = \frac{(\gamma-1) \cdot M_1^2 + 2}{2 \cdot \gamma \cdot M_1^2 - (\gamma-1)} \quad (2.1)$$

$$p_2 = p_1 \cdot \frac{2 \cdot \gamma \cdot M_1^2 - (\gamma-1)}{\gamma+1} \quad (2.2)$$

$$T_2 = T_1 \cdot \frac{[2 \cdot \gamma \cdot M_1^2 - (\gamma-1)] \cdot [(\gamma-1) \cdot M_1^2 + 2]}{(\gamma+1)^2 \cdot M_1^2} \quad (2.3)$$

Index 1 značí hodnoty před rázovou vlnou a index 2 značí hodnoty za rázovou vlnou. Proud v podzvukové oblasti je dále zpomalován do stagnačního bodu. Teplotu a tlak v tomto bodě lze určit použitím vztahů^[9] 2.4 a 2.5. [1][8]

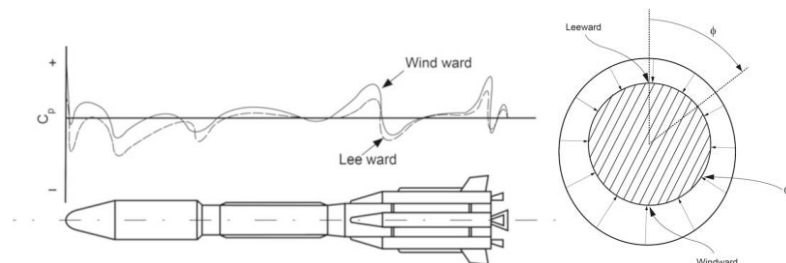
$$p_s = p_2 \cdot \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_2^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (2.4)$$

$$T_s = T_2 \cdot \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_2^2\right) \quad (2.5)$$

Od stagnačního bodu začíná růst mezní vrstva. Tato vrstva dále roste směrem po proudu. Proud dále expanduje ve zvětšujícím se objemu mezi rázovou vlnou a geometrií až přechází do nadzvukového proudění. Dále vznikají rázové vlny v závislosti na úhlu změny geometrie. Proudění je klidnější oproti transsonickému. Tlakový rozdíl mezi přetlakovou a sací stranou pro nenulový úhel náběhu klesá, což vede k poklesu aerodynamického zatížení. Při nadzvukovém proudění rovněž dochází k značnému ohřevu rakety. [1][8]

Rychlosti přesahující Machovo číslo nerušeného proudu $M_\infty > 5$ se označují jako hypersonické. Při hypersonických rychlostech je rozhodující vliv teploty. Za rázovou vlnou dochází k výraznému ohřátí vzduchu, což má za následek ohřev nosiče. Vlivem teploty dochází k chemickému rozkladu vzduchu a tím i ke změně aerodynamických charakteristik. Zvyšováním Machova čísla se snižuje úhel rázových vln, až jsou v blízkosti rakety a dochází k interakci s mezní vrstvou. Po překročení $M=10$ jsou součinitele aerodynamických sil a momentů téměř nezávislé na Machově čísle. [1]

Rozložení tlaku po nosiči je reprezentováno součinitelem tlaku c_p . Podélné rozložení c_p typického nosiče a rozložení po obvodu je znázorněno v obr 2.4. [1]



Obr. 2.4 Rozložení součinitele tlaku pro typický nosič [1]

Rozložení tlaku pro hypersonické rychlosti na geometrii lze odhadnout podle Newtonian impact theory. Tento přístup uvažuje, že molekuly plynu dopadající na povrch ztrácí složku hybnosti kolmou k tomuto povrch a dále pokračují v tečném směru. Pro kulovou geometrii odpovídající špičce typického nosiče lze určit rozložení součinitele tlaku dle následujícího vztahu^[4]:

$$\frac{c_p}{c_{pmax}} = \cos^2 \theta \quad (2.6)$$

Zde c_{pmax} je rovno součiniteli tlaku ve stagnačním bodě, který lze vypočítat pomocí vztahu^[4] 2.7.

$$c_p = \frac{p_s - p_\infty}{\frac{1}{2} \rho_\infty v_\infty^2} \quad (2.7)$$

Vztah 2.6 dokáže přesně předpovědět rozložení tlaku na kouli v hypersonickém proudění. Jeho přesnost ovšem klesá pro nižší rychlosti. Tento vztah lze rovněž použít pro válec, zde ovšem přesnost klesá se vzdáleností od stagnačního bodu. [4]

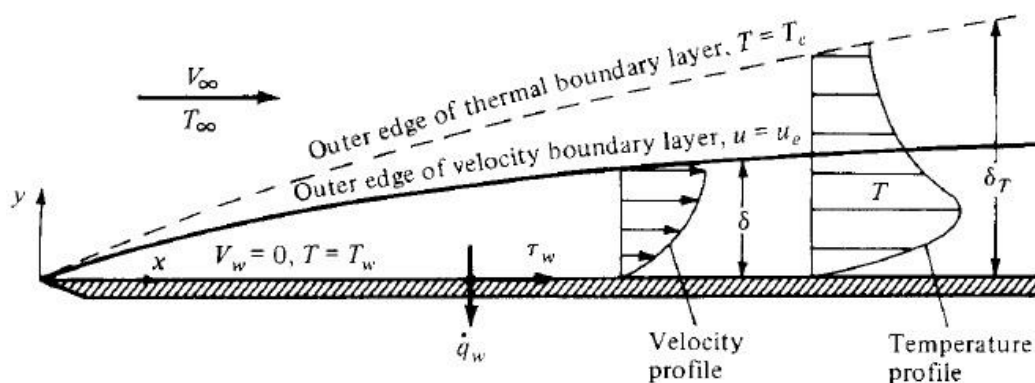
Free molecular flow regime

Po překonání husté atmosféry se nosná raketa pohybuje v prostředí velice řídké atmosféry (výška zpravidla >120km) a je směřována do optimálního směru, což vede k vysokým úhlům náběhu. Přesto, že je hustota atmosféry v této fázi velice nízká, tak dochází k výraznému tepelnému zatížení na výstupcích na geometrii z důvodu vysokých rychlostí a úhlu náběhu. Aerodynamické charakteristiky se generují jako funkce výšky a úhlu náběhu. Na počátku tohoto režimu, tedy ve výšce okolo 120 km, se zpravidla odhazuje obal satelitu. [1][18][19][20]

2.2.2 Aerodynamický ohřev

Vlivem viskozity a drsnosti povrchu dochází ke zpomalování či zastavení částic v blízkosti povrchu a tím k přeměně kinetické energie na teplo. K této přeměně rovněž dochází vlivem rázových vln. Tímto způsobem zvýšení teploty vzduchu vede k přenosu tepla na těleso a k jeho ohřevu. Tento jev se nazývá aerodynamický ohřev. K přenosu tepla dochází především vedením. Při velmi vysokých rychlostech proudění dochází rovněž k přenosu tepla vyzářováním. [1][5]

Viskózní vliv je omezen na tenkou vrstvu u povrchu geometrie a k zvýšení teploty vzduchu vlivem viskozity dochází tedy v mezní vrstvě. Těsně u povrchu je rychlost proudění nulová a teplota vzduchu je rovna teplotě stěny. Se vzdáleností od stěny se rychlost proudění zvyšuje, až je rovna rychlosti okolního proudění. Ve vzdálenosti od povrchu, kde rychlost proudění dosahuje 99 % rychlosti okolního proudění, je hranice rychlostní mezní vrstvy δ . Se vzdáleností od povrchu se rovněž mění teplota vzduchu. Hranice tepelné mezní vrstvy δ_T je ve vzdálenosti, kde je teplota rovna 99 % teploty nerušeného proudu. Tloušťka tepelné mezní vrstvy pro vzduch je vyšší než tloušťka rychlostní mezní vrstvy, přičemž obě vrstvy se rozšiřují se vzdáleností od počátku geometrie. Na růst teploty má vliv druh mezní vrstvy. Ohřev turbulentní mezní vrstvy je zpravidla vyšší než ohřev laminárním prouděním. Pro Reynoldsovo číslo menší než 10^4 je ohřev laminárním prouděním vyšší. [1][5][22]



Obr. 2.5 Mezní vrstva [5]

K maximálnímu ohřevu na nosné raketě dochází ve stagnační oblasti, která se nachází na čele rakety. Na kuželové části za stagnační oblastí dochází k rozšiřování mezní vrstvy a tím i poklesu

ohřevu. Vlivem expanze na přechodu kuželové a válcové částí dochází k dalšímu snížení ohřevu nosiče. Jedná-li se o raketu s rozšířeným obalem satelitu, může docházet k odtrhávání proudění v místě zúžení. Proudění se opět přichytí na těle rakety, což je spojeno se vznikem šikmé rázové vlny a dochází k nárůstu aerodynamického ohřevu. Přítomnost výstupků vyvolává vznik rázových vln. To vede k odtrhávání proudění a jeho zpětnému přichycení a tím i k výraznému ohřevu. Mezi další významná místa vyvolávající vysoký aerodynamický ohřev patří například vliv přídatných raket. [1]

Jelikož je aerodynamický ohřev dán řadou faktorů, nelze ho přesně teoreticky vypočítat. Existuje však řada polo-empirických vztahů pro odhad hustoty tepelného toku. Pro ohřev ve stagnačním bodě lze použít následující vztah^[10]:

$$\dot{q}_s = C \cdot \left(\frac{\rho_\infty}{R}\right)^{0,5} \cdot v_\infty^3 \cdot \left(1 - \frac{h_w}{H_s}\right) \quad (2.8)$$

$C = 1,83 \cdot 10^{-4}$ pro 3D proudění (koule)

$C = 1,29 \cdot 10^{-4}$ pro 2D proudění (válec)

Zde R je poloměr geometrie, h_w je entalpie při teplotě stěny a H_s je celková entalpie.

Odhad maximální hustoty tepelného toku vlivem turbulentního proudění na kouli lze získat ze vztahu^[11]:

$$(\dot{q}_{turb})_{max}[C.H.U./ft^2 \cdot s] = 7,706 \cdot \left(\frac{\rho_\infty[slug/ft^3]}{\rho_0[slug/ft^3]} \cdot R[ft]\right)^{0,3} \cdot \dot{q}_s[C.H.U./ft^2 \cdot s] \quad (2.9)$$

Zde ρ_0 je hustota vzduchu v nulové nadmořské výšce. Vztah mezi ohřevem na válci a na kouli je dle [4]:

$$\dot{q}_{válec} = \frac{\dot{q}_{koule}}{2^n} \quad (2.10)$$

$n = 0,5$ pro laminární proudění

$n = 0,2$ pro turbulentní proudění

Vztahy pro odhad hustoty tepelného toku dokáží zachytit hodnoty ve stagnačním bodě s dobrou přesností, ovšem přesnost dále na geometrii klesá. [11]

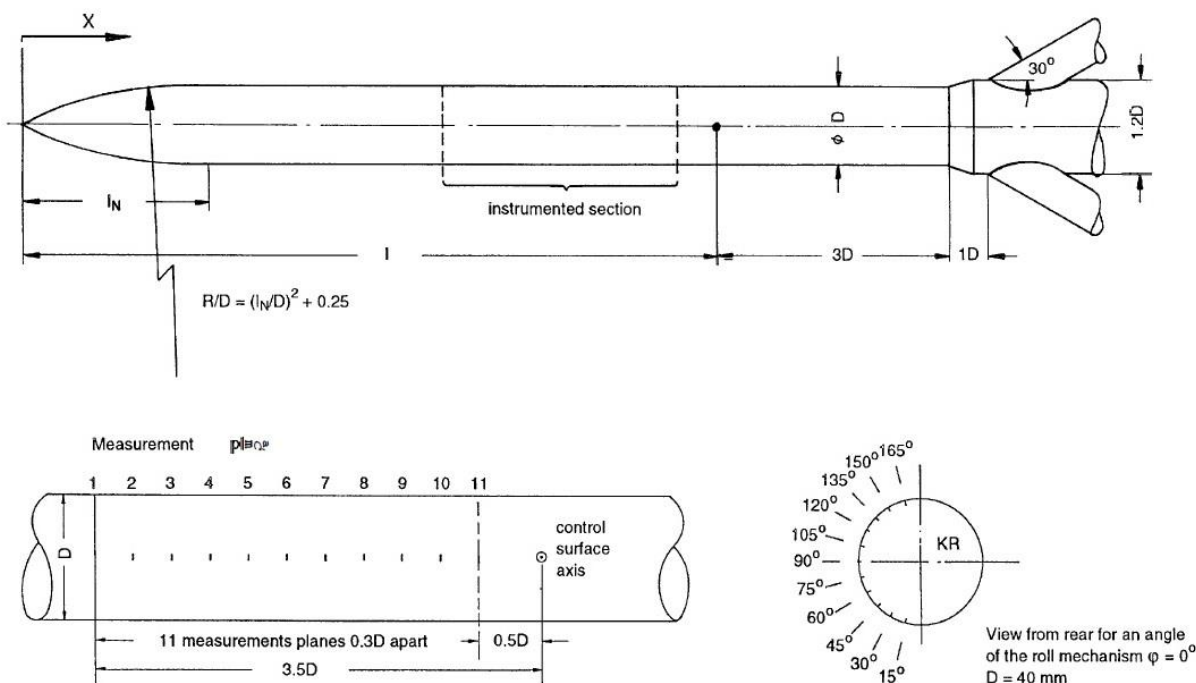
Aerodynamický ohřev a tepelné zatížení se určuje pro nejhorší případ trajektorie, kdy dochází k maximálnímu ohřevu, a počítá se s uvážením plně turbulentního proudění. Běžné používanou metodou pro určení vlivu parametrů trajektorie je porovnání výšky a rychlosti. Uvažuje se trajektorie s maximálním ρv^3 a nejdelší dobou letu. [1]

3. REFERENČNÍ PŘÍPAD

3.1 Popis referenčního případu

Před provedením samotného výpočtu je nutné ověřit jeho věrohodnost. Toto se provádí simulací případu, ke kterému jsou dostupné naměřené hodnoty. Zdrojem pro referenční případ je sbírka experimentálních měření pro ověření CFD výpočtů AGARD-AR-303^[12].

Jako referenční případ byl zvolen případ C-1. Jedná se typickou geometrii rakety či střely v nadzvukovém proudění při vysokém úhlu náběhu. Tento experiment byl konkrétně zaměřen na výskyt slabé rázové vlny na přetlakové straně geometrie. Výstupními daty měření je rozložení součinitele tlaku c_p po obvodu v rozsahu 0° až 180° v jedenácti řezech. K dispozici je rovněž vizualizace proudění pomocí schielenových fotografií a oleje. Vizualizace byla prováděna pro jiný průměr modelu. Simulován bude pouze první případ, kdy byl měřen tlak. Geometrie měřeného tělesa spolu s vyznačenými místy měření je znázorněna v obr. 3.1 a v tab. 3.1 jsou uvedeny podmínky proudění a rozměry.



Obr 3.1 Geometrie modelu [12]

Tab. 3.1 Proudění a rozměry

l_n/D	Machovo číslo	Reynoldsovo číslo	Úhel náběhu	D	l
3,5	1,5	$1,2 \cdot 10^6$	17°	40 mm	316 mm

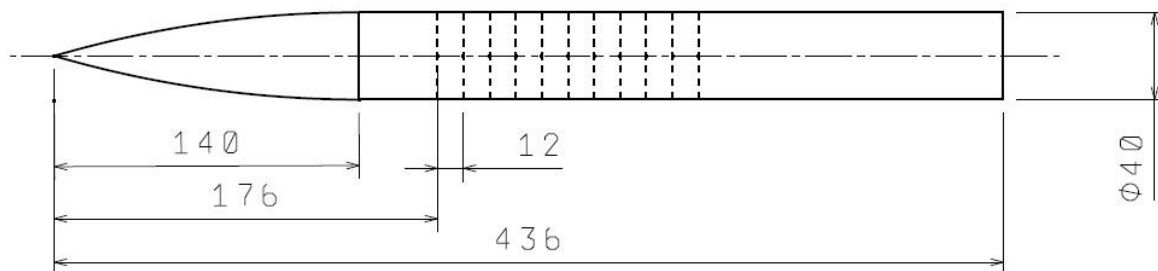
Tab. 3.2 Poloha řezů

Řez č.	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
x/D	4,4	4,7	5,0	5,3	5,6	5,9	6,2	6,5	6,8	7,1	7,4

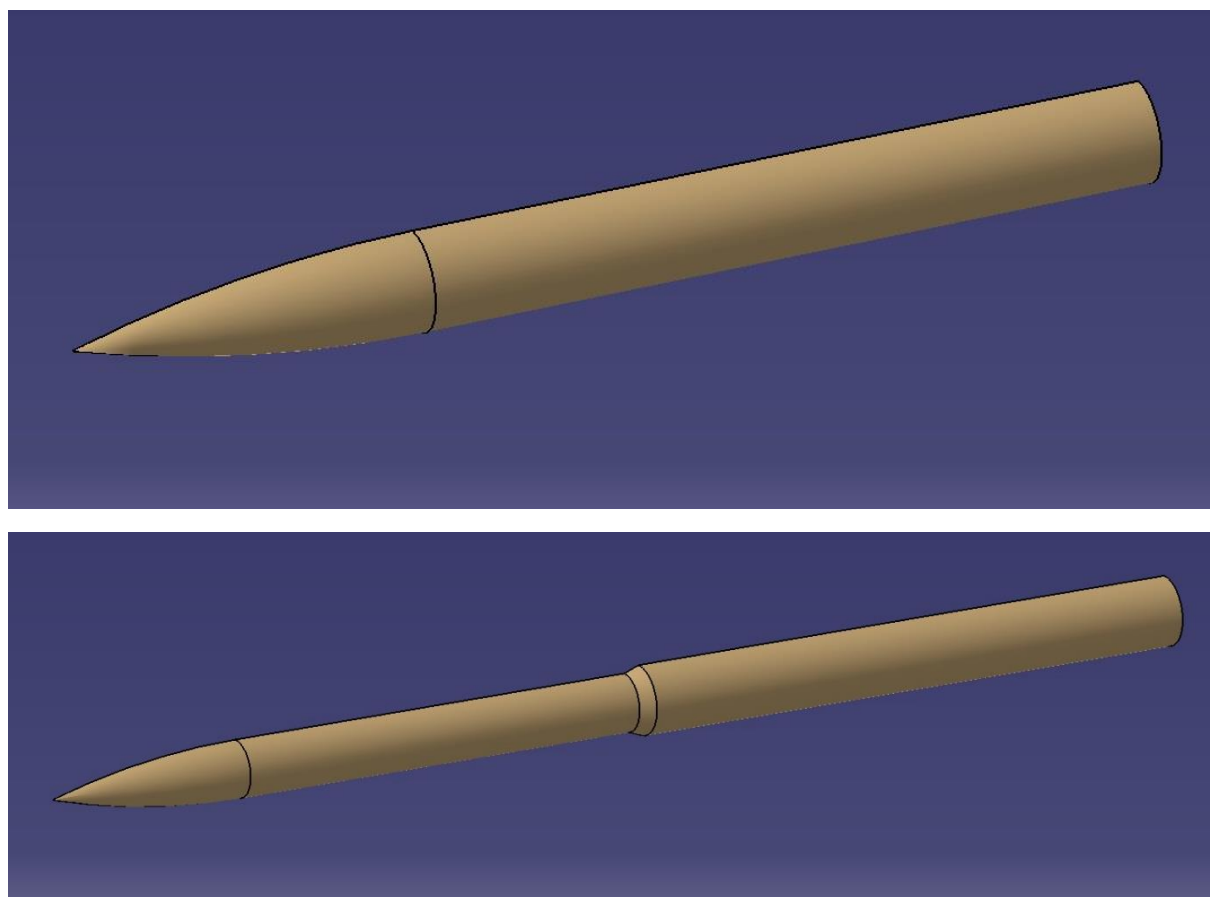
V obr. 3.1 je patrné rozšíření v zadní části geometrie z důvodu uchycení modelu v aerodynamickém tunelu. Ovšem úhel přechodu průměrů není zakótovaný. Rovněž porovnáním s obr. 3.2, ve kterém je znázorněn model vytvořený na základě daných rozměrů, lze usoudit, že výkres uvedený v reportu je pouze ilustrativní. Jelikož se jedná o nadzvukové proudění a poslední měřené hodnoty jsou v dostatečné vzdálenosti od přechodu v geometrii,

proudění by nemělo být ovlivněno. Pro ověření byl proveden kontrolní výpočet, přičemž pro geometrii s přechodem byl úhel odečten z obrázku jako 20° a délka byla prodloužena o deset průměrů. Porovnávané modely jsou znázorněny v obr. 3.3.

Při výpočtu je potřeba určit vliv sítě a turbulentního modelu^[15]. Bylo tedy porovnáno několik sítí. Také byly porovnány dva turbulentní modely, a to Spalart-Allmaras (SA) a SST varianta modelu $k-\omega$, které se nejčastěji využívají pro problematiku nosných raket, či podobných těles [13][15][17].



Obr. 3.2 Nákres geometrie (rozměry v mm)



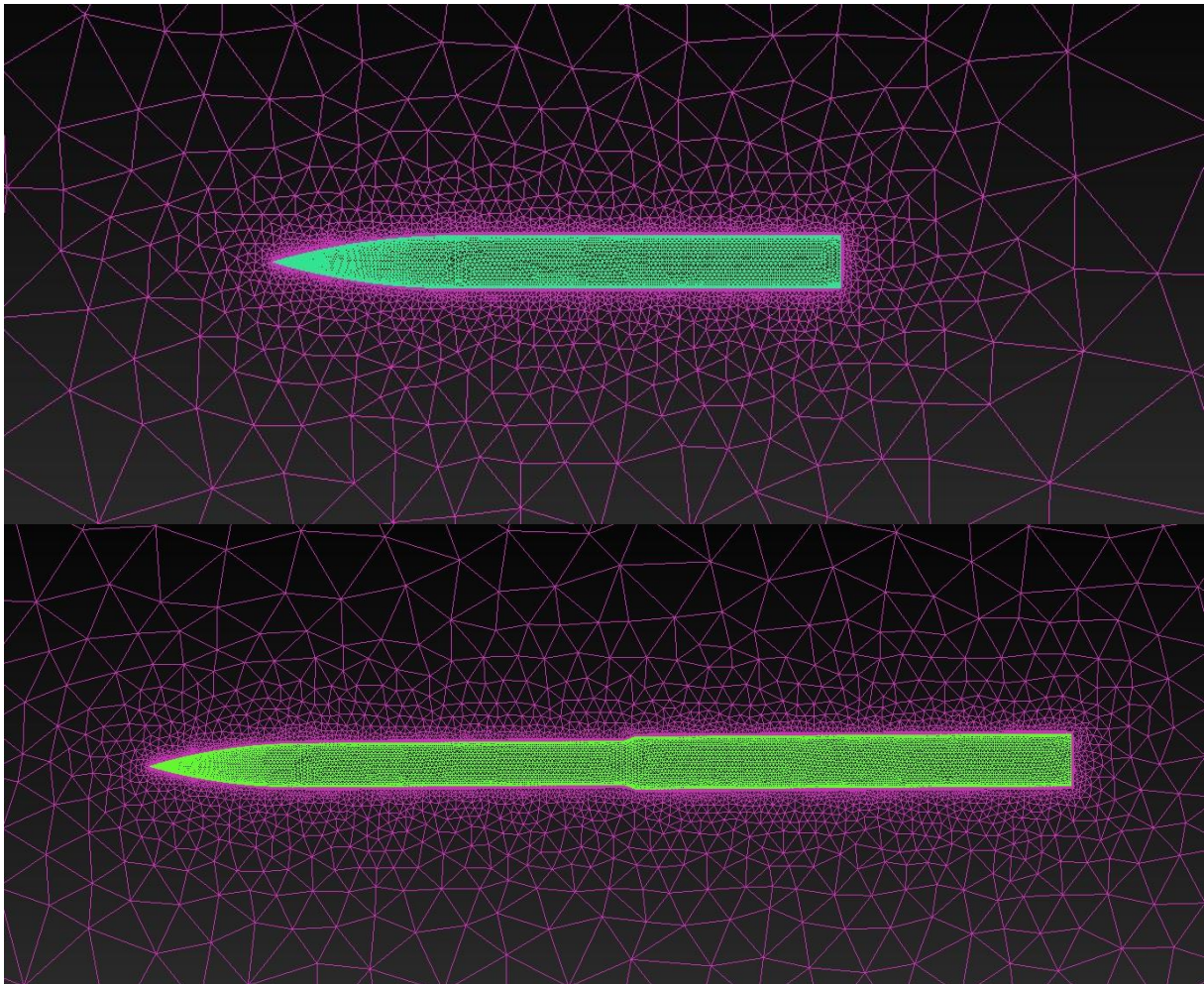
Obr. 3.3 Výpočetní modely

3.2 Tvorba sítě a výpočet

Sít' byl vytvářena v programu ICEM-CFD a výpočet byl prováděn pomocí programu Fluent na výpočetním clusteru Chronos, který disponuje 32 uzly, každý uzel se skládá z 12 jader. Pro tvorbu geometrii byl využit software CATIA.

Pro výpočet je využita nestrukturovaná tri/tetra sít'. Objemová sít' je tvořena čtyřúhelníkovými elementy a povrch trojúhelníkovými elementy. Proudění v mezní vrstvě je zachyceno pomocí prismatických elementů, přičemž tloušťka první vrstvy je nastavena na $1 \cdot 10^{-6}$ m pro dosažení wall y^+ menší než 1. Jelikož Fluent umožňuje řešit problém jako symetrický, je vytvořena pouze polovina geometrie a okolí. Toto snižuje potřebnou velikost sítě na polovinu. Okolí je tvořeno polokoulí, přičemž vzdálenost od geometrie je stonásobek průměru dle doporučení v [13].

Nejdříve byly vytvořeny základní výpočetní sítě pro obě geometrie. Tyto sítě jsou znázorněny v rovině symetrie v obr. 3.4. Pro krátkou geometrii sestává sít' z 1,1mil elementů, přičemž povrch je tvořen 6190 elementy. Pro dlouhou geometrii sestává z 1,39mil a povrch je tvořen 12174 elementy. Sít' pro dlouhou geometrii byla rovněž zjemněna na 2,5mil objemových a 19226 povrchových elementů.



Obr. 3.4 Výpočetní sítě

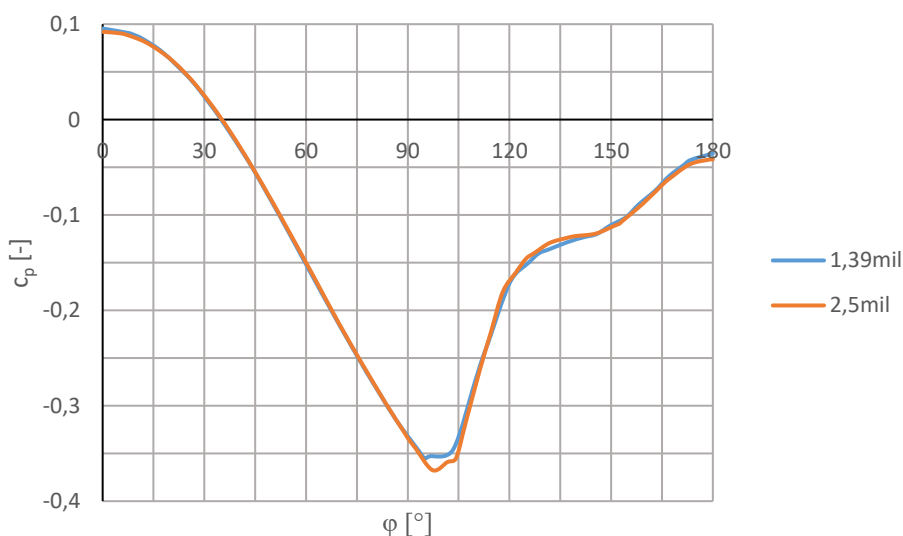
Problém byl řešen jako stacionární a byl uvažováno turbulentní proudění. Výpočet byl prováděn pomocí implicitního density-based řešiče, který lépe zachycuje rázové vlny oproti pressure-based^[14]. Zkoumání vlivu sítě bylo prováděno pomocí SA modelu pro vyšší robustnost a menší

výpočetní náročnost^[15]. Vzduch je považován za ideální plyn a je uvažována Sutherlandova závislost dynamické viskozity na teplotě. Měrná tepelná kapacita c_p je uvažována konstantní. Okrajové podmínky byly nastaveny jako pressure-far-field. Teplota vzduchu byla zvolena 288,15K a ostatní vlastnosti byly dopočítány pro dodržení Reynoldsova čísla. Všechna nastavení řešiče jsou uvedena v tab. 3.3.

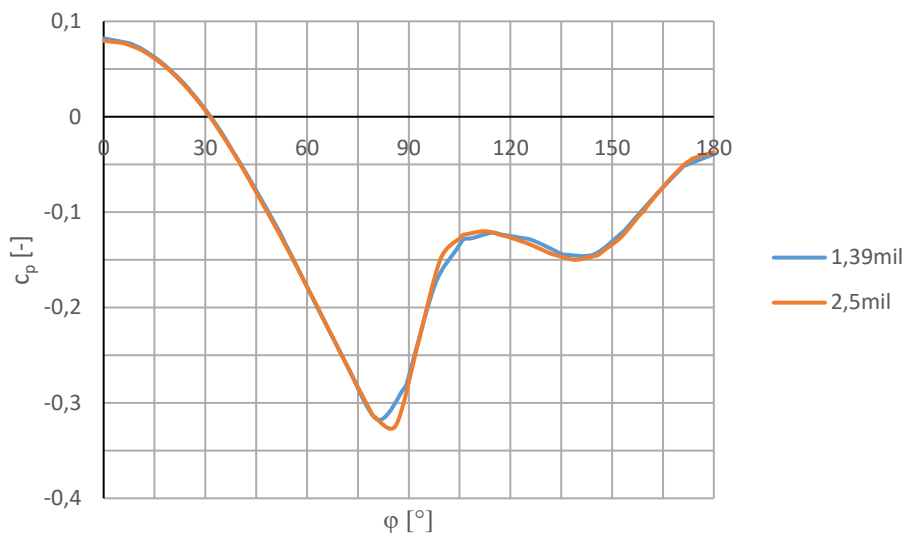
Tab. 3.3 Nastavení programu Fluent pro referenční případ

Solver		
Type	Density-based	
Time	Steady	
Models		
Energy	On	
Turbulence	Spalar-Allmaras	Strain/vorticity-based
Boundary conditions - Pressure-far-field		
Gauge pressure	86988 Pa	
Mach number	1,5	
Turbulence	Intensity and lenght scale	Intensity 0,1 %
		Lenght scale 0,01 m
Temperature	288,15 K	
Operating conditions		
Operating pressure	0 Pa	
Solution methods		
Formulation	Implicit	
Flux type	Roe-FDS	
Gradient	Green-Gauss node-based	
Flow	Second order upwind	
Modified turbulent viscosity	Second order upwind	

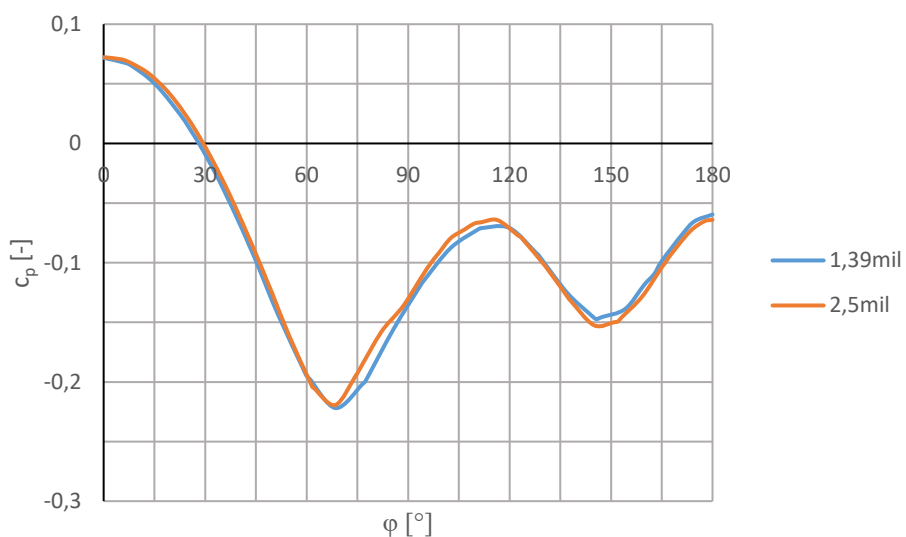
V první části výpočtu byly porovnány výsledky pro hrubší a jemnější síť dlouhé geometrie (graf 3.1). Zde jsou pouze malé rozdíly mezi výsledky a je patrné že plošné zjemnění by vedlo jen k malým rozdílům za cenu výrazného zvětšení sítě a tím i doby výpočtu.



Graf 3.1-a Srovnání c_p hrubé a jemné sítě v řezu 1 ($x/D=4,4$)

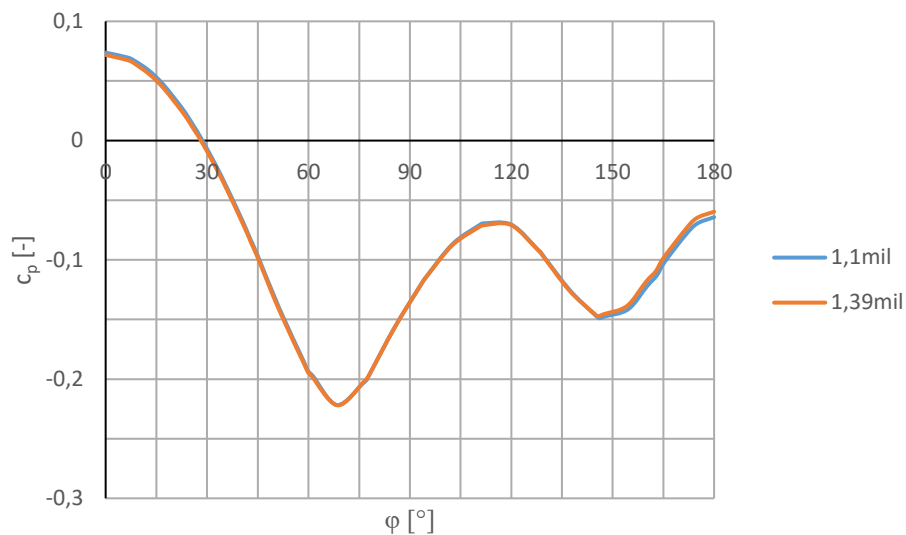


Graf 3.1-b Srovnání c_p hrubé a jemné sítě v řezu 6 ($x/D=5,9$)

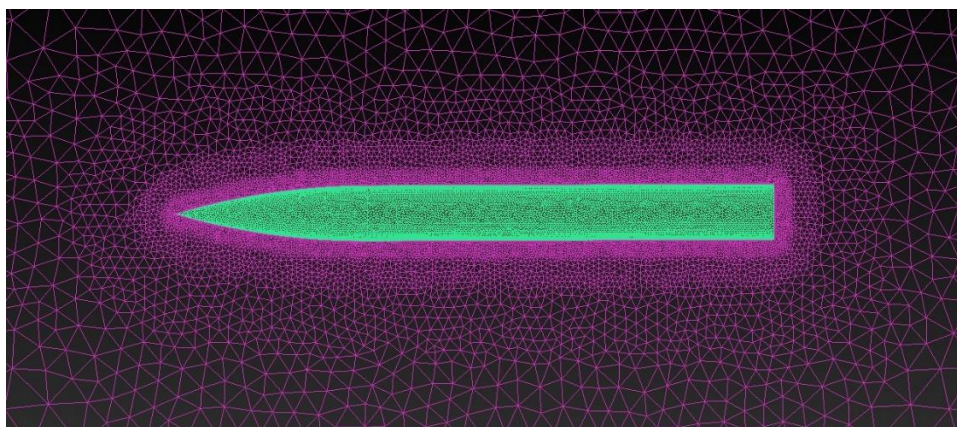


Graf 3.1-c Srovnání c_p hrubé a jemné sítě v řezu 11 ($x/D=7,4$)

Rovněž byly porovnány výsledky základních sítí pro dlouhou a krátkou geometrii (graf 3.2). Jelikož jsou výsledky totožné, byl ověřen předpoklad, že proudění ve zkoumaných místech není ovlivněno zadní geometrií. Pro další výpočty byla použita pouze kratší geometrie. Místo plošného zjemnění sítě byla síť upravena tak, že byl zjemněn povrch a zvýšena hustota v blízkosti povrchu. Tato síť je znázorněna v obr 3.5 a sestává z 2,7mil elementů.

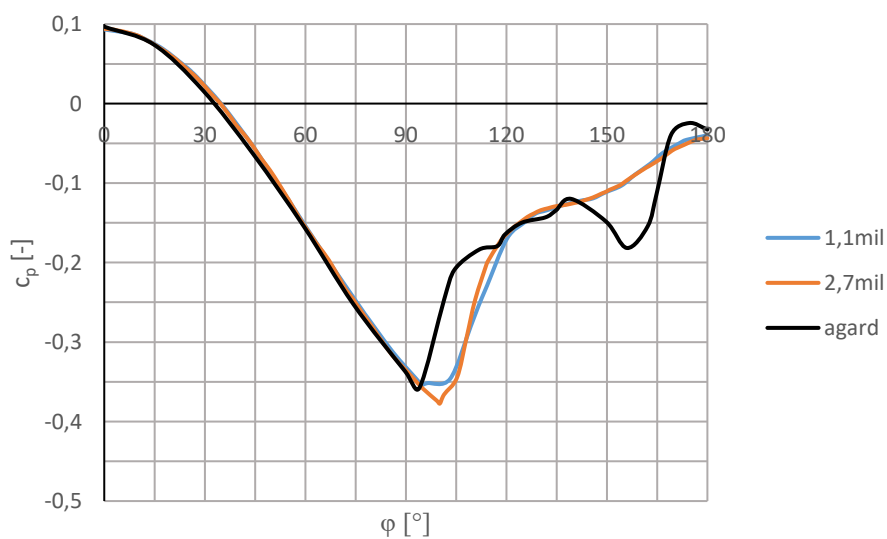


Graf 3.2 Srovnání c_p pro dlouhou a krátkou geometrii v řezu II ($x/D=7,4$)

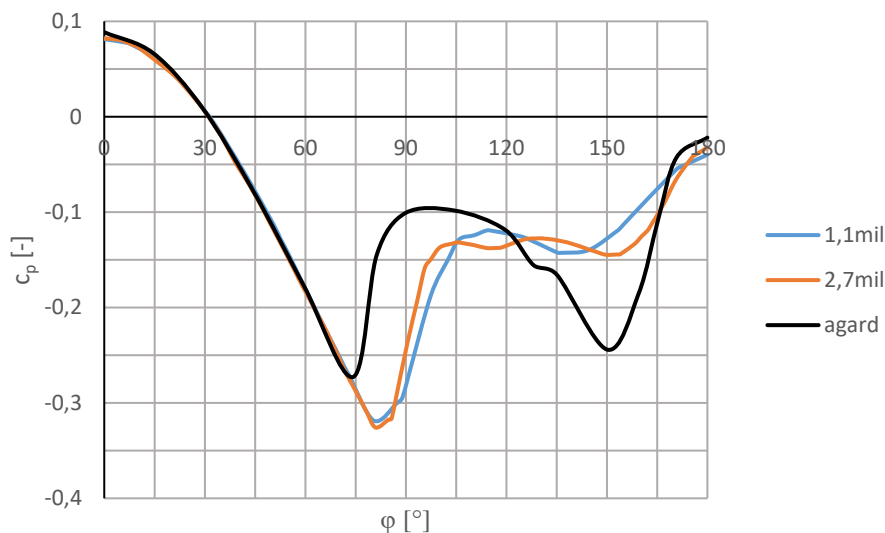


Obr. 3.5 Upravená síť

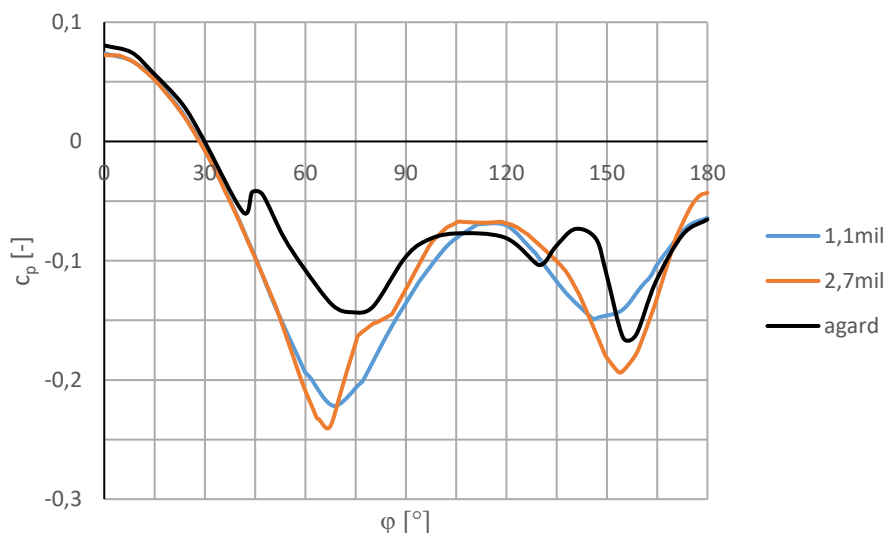
Výsledky pro upravenou síť jsou znázorněny v grafu 3.3. Výpočet byl proveden bez změny v nastavení řešiče. Zde jsou již patrné rozdíly v rozložení součinitele tlaku, a to především v zadních řezech. Vypočítané hodnoty se rovněž více blíží experimentálním hodnotám.



Graf 3.3-a Rozložení c_p v řezu I ($x/D=4,4$)

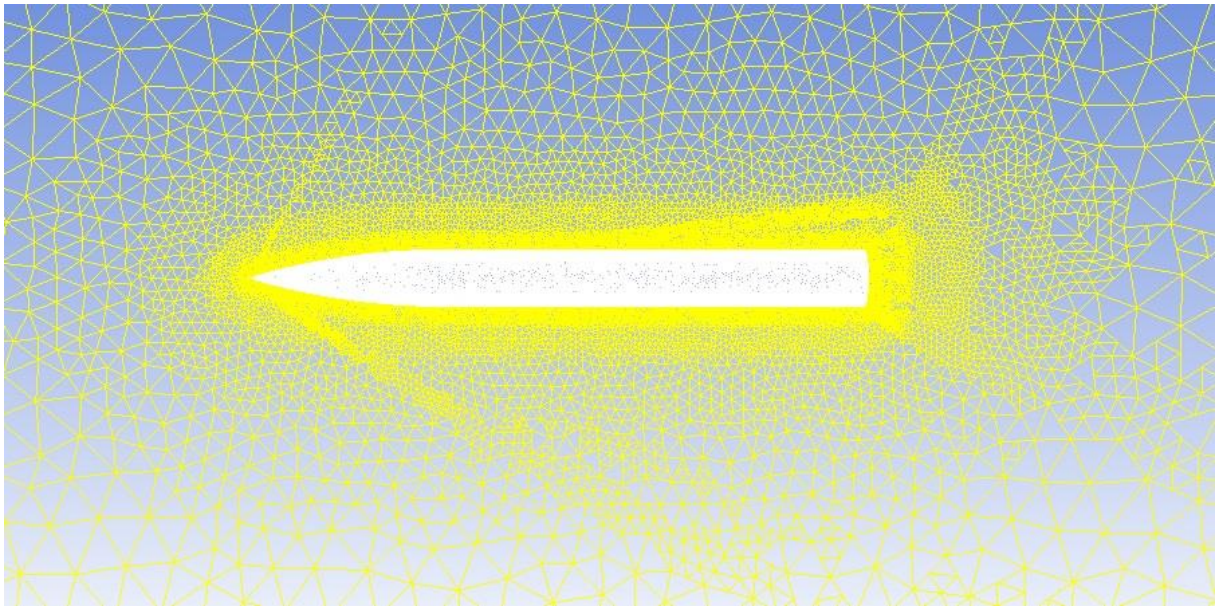


Graf 3.3-b Rozložení c_p v řezu 6 ($x/D=5,9$)

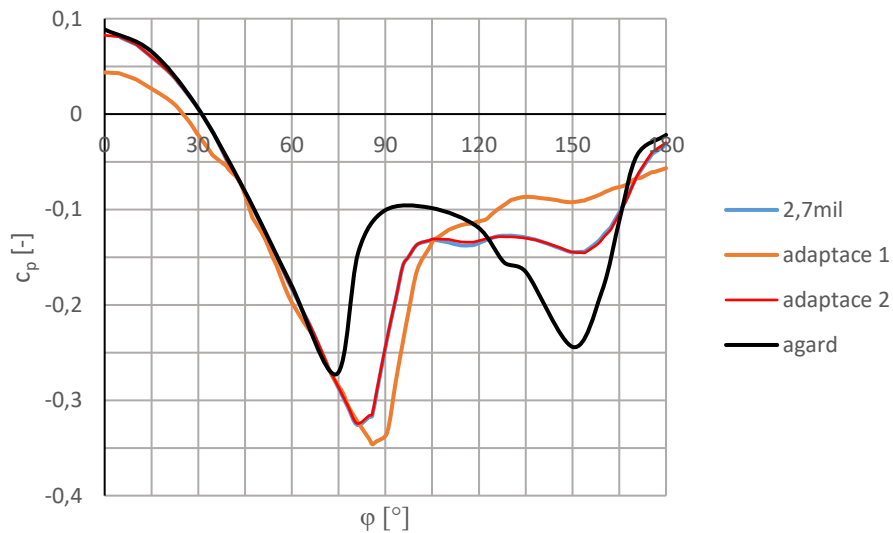


Graf 3.3-c Rozložení c_p v řezu 11 ($x/D=7,4$)

Dále byla použita adaptace sítě, tedy úprava sítě na základě výsledků. Příklad adaptované sítě je uveden v obr. 3.6. Jelikož se jedná o nadzvukové proudění, byla využita adaptace podle kritéria gradientu tlaku a Machova čísla. Toto ovšem nevedlo k zipsnění výsledků a v některých případech adaptace způsobila zhoršení přesnosti vypočtených hodnot, jak je patrné z grafu 3.4. Adaptace byla rovněž prováděna pro hrubou síť za účelem, zda by nebylo možné zipsnit výsledky, resp. dosáhnout podobných výsledků jako upravená síť o velikosti 2,7mil elementů při výrazně menší síti. Tyto výpočty rovněž nevedly k zipsnění výsledků. V některých případech se program Fluent při provádění adaptace „zasekl“. Z výše uvedených důvodů bylo od adaptace upuštěno a jako výsledná síť byla použita upravená síť o velikosti 2,7mil elementů.

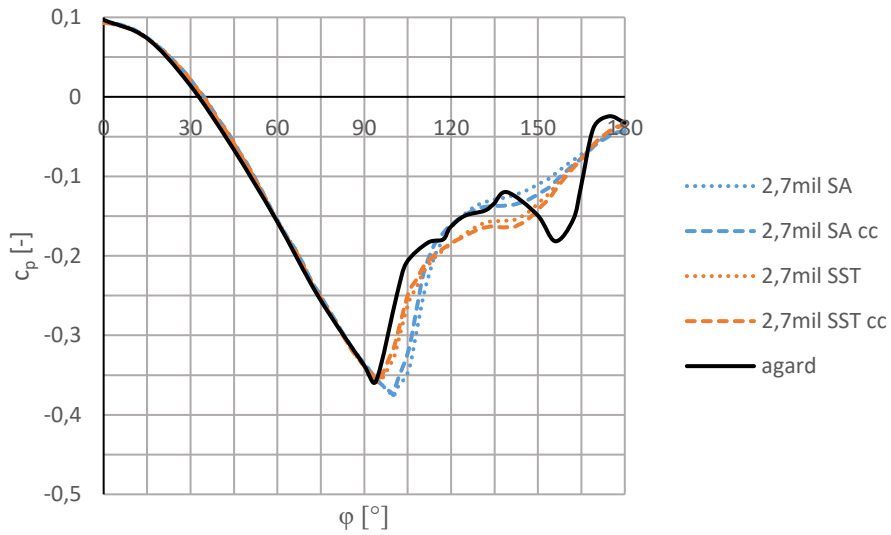


Obr. 3.6 Adaptovaná síť

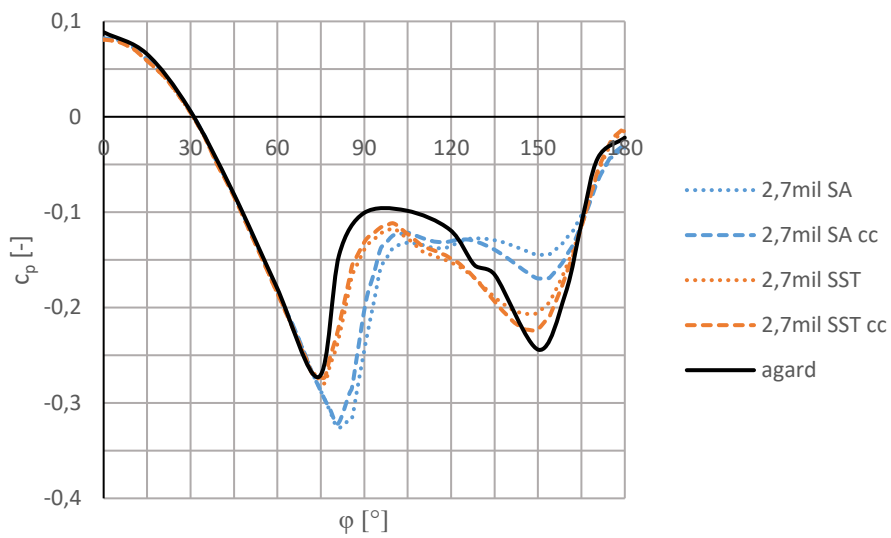


Graf 3.4 Příklad výsledků pro adaptovanou síť, řez 6 ($x/D=5,9$)

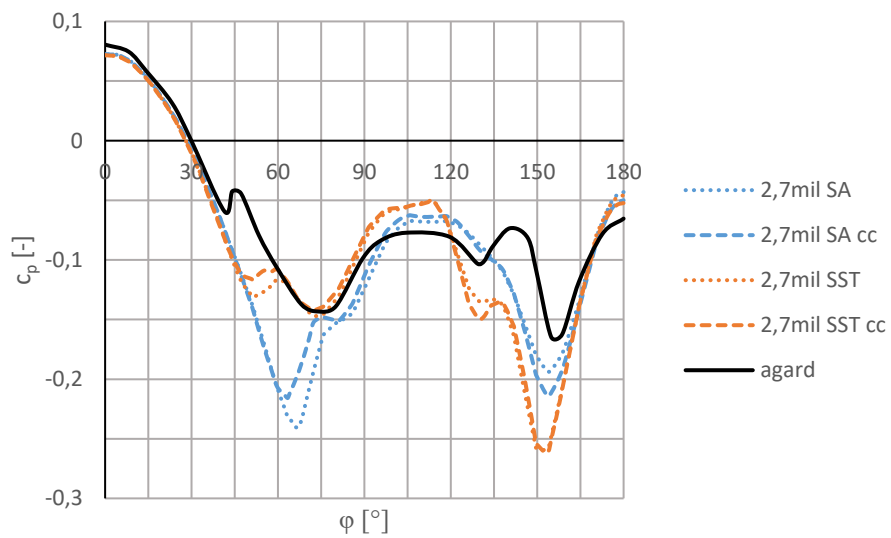
Po vybrání sítě bylo provedeno porovnání modelu turbulence SA a $k-\omega$ SST. Z výsledků je patrné výrazné přiblížení k experimentálním hodnotám s modelem SST. Nejvýraznější zpřesnění je ve středních řezech, v prvním řezu je rozdíl malý. Pro další zpřesnění bylo použito nastavení curvature correction. Pro oba turbulentní modely má toto za následek zpřesnění hodnot (graf. 3.5). Nejpřesnějších výsledků tedy dosahuje upravená síť 2,7mil při použití SST modelu a curvature correction. Výsledky pro všechny řezy tohoto výpočtu jsou v příloze A.



Graf 3.5-a Vliv curvature correction, řez 1 ($x/D=4,4$)



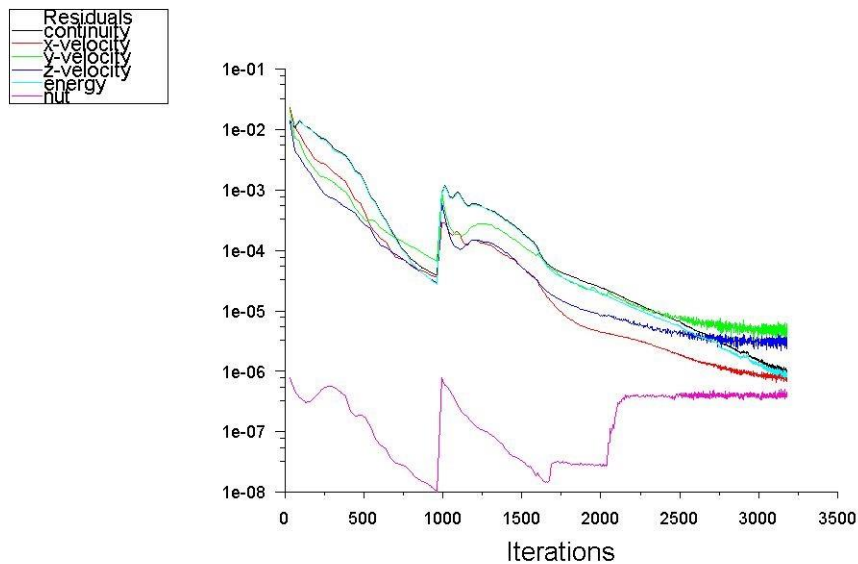
Graf 3.5-b Vliv curvature correction, řez 6 ($x/D=5,9$)



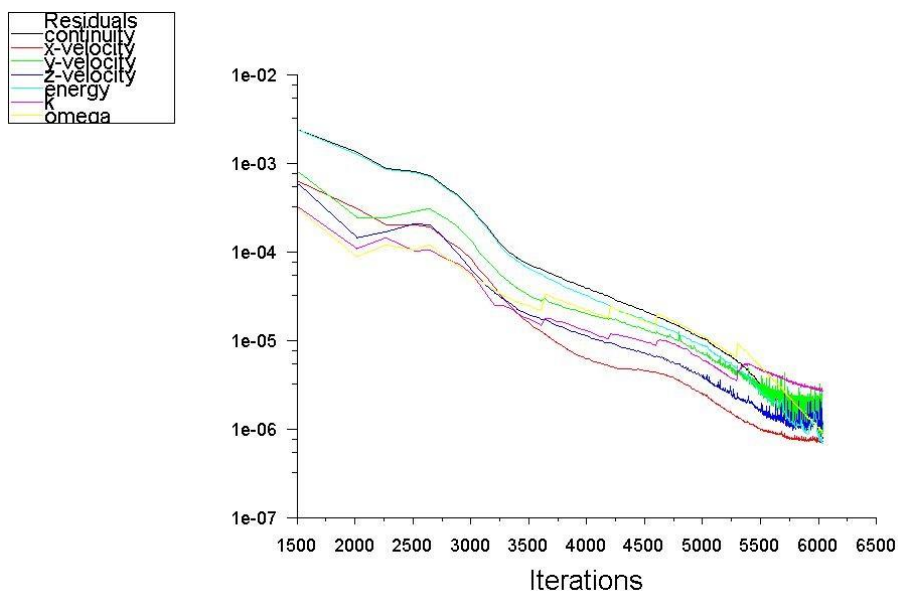
Graf 3.5-c Vliv curvature correction, řez 11 ($x/D=7,4$)

3.3 Vyhodnocení výsledků

Konečný výpočet byl prováděn na 36 jádrech výpočetního clusteru Chronos. Pro SA turbulentní model bylo dosaženo konvergence řešení po 3180 iteracích a doba výpočtu byla přibližně 4,5 hodiny. Řešení s $k-\omega$ SST modelem zkonvergovalo po 6000 iteracích, přičemž doba výpočtu byla přibližně 8 hodin. Průběh residuů pro oba případy je znázorněn v grafu. 3.6.

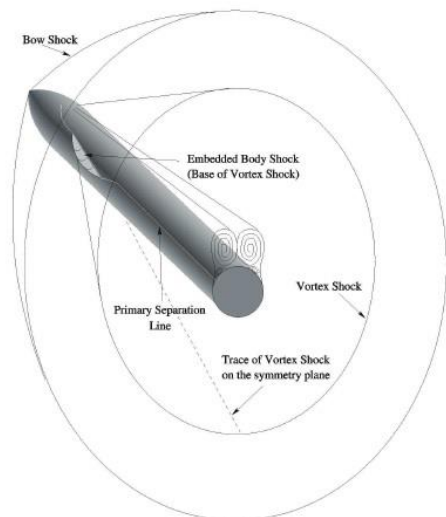


Graf 3.6-a Residua, SA model turbulence



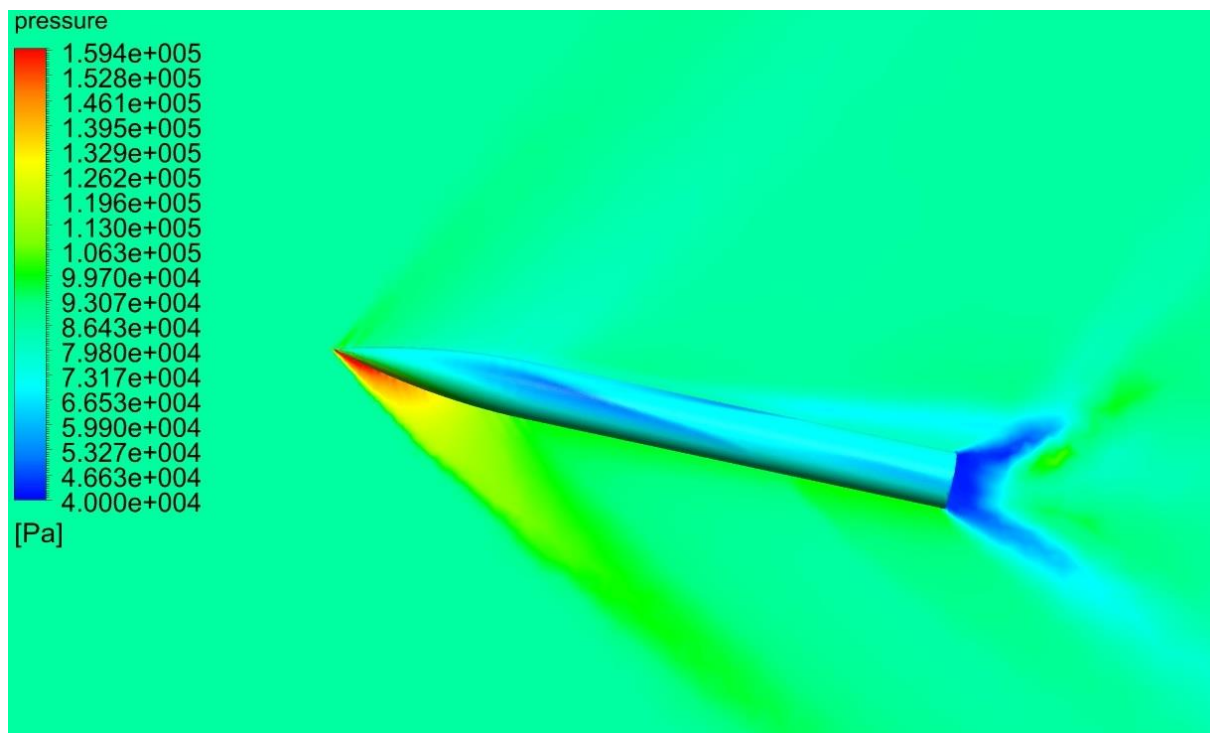
Graf 3.6-b Residua, $k-\omega$ SST model turbulence

V obr. 3.7 je schematicky znázorněno proudění typické pro válec s ogive špičkou při vysokém úhlu náběhu. Kromě rázové vlny na počátku geometrie a expanze na rozšíření geometrie lze rovněž vidět dvojici vířů na podtlakové straně válce. Tento vír „vytlačuje“ proudící vzduch a vyvolává vznik slabé rázové vlny^[16]. Tato rázová vlna je v [16] označována jako vortex shock.

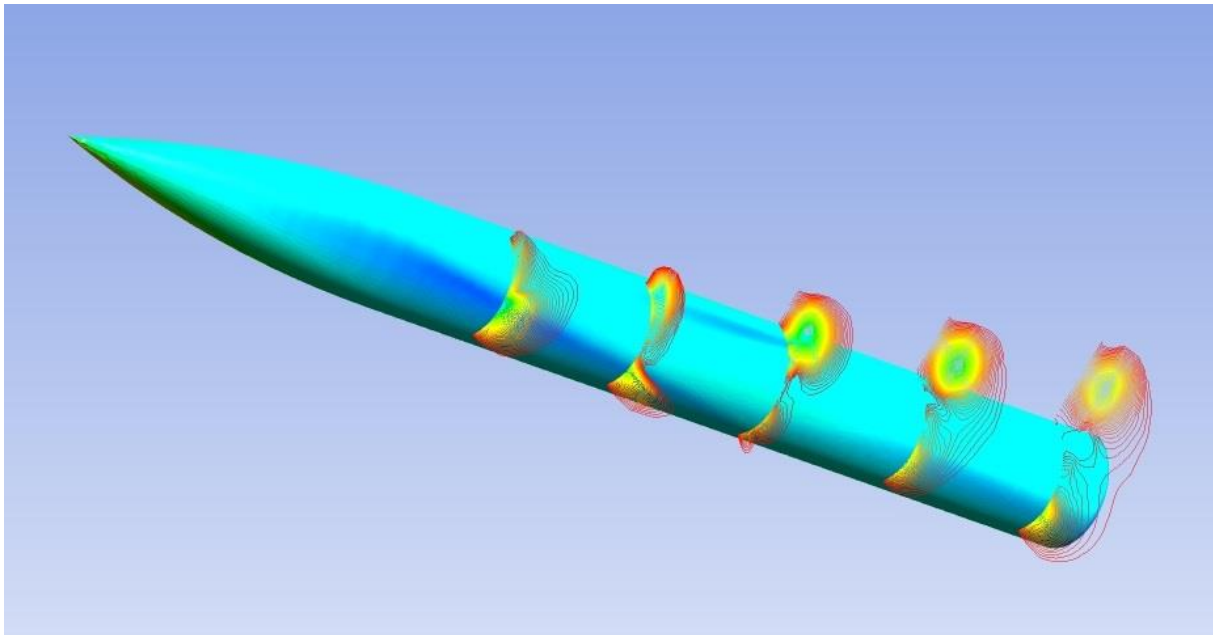


Obr. 3.7 Schéma proudění [16]

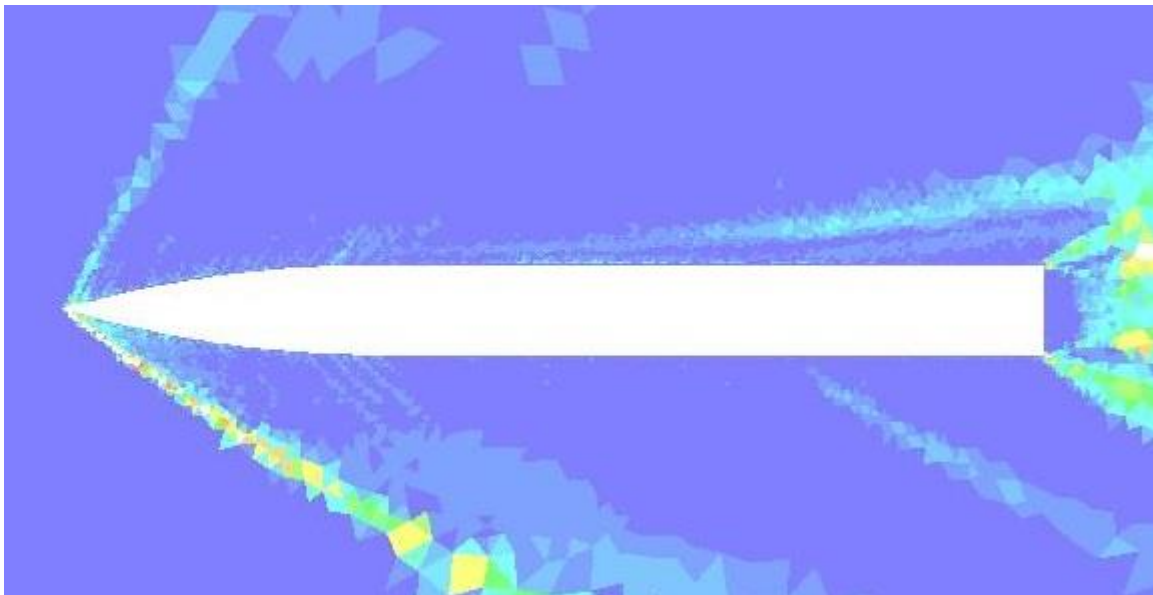
Z výsledku je jasně patrná rázová vlna na čele geometrie a expanze na přechodu špičky a válce (obr. 3.8). Zde je rovněž vidět stopa víru na rovině symetrie. Pro lepší vizualizaci je vír na podtlakové straně válcové části geometrie znázorněn v obr. 3.9. V obr. 3.8 lze rovněž vidět stopu vortex shock na rovině symetrie. Tato rázová vlna je zvýrazněna v obr. 3.10 za pomoci adaptační funkce pro gradient tlaku.



Obr. 3.8 Rozložení tlaku v rovině symetrie

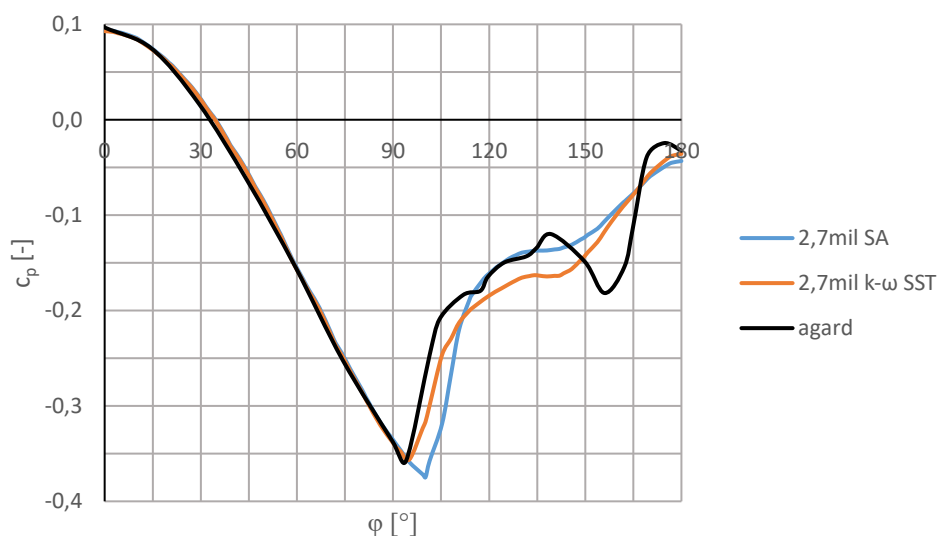


Obr. 3.9 Víř na podtlakové straně válcové části

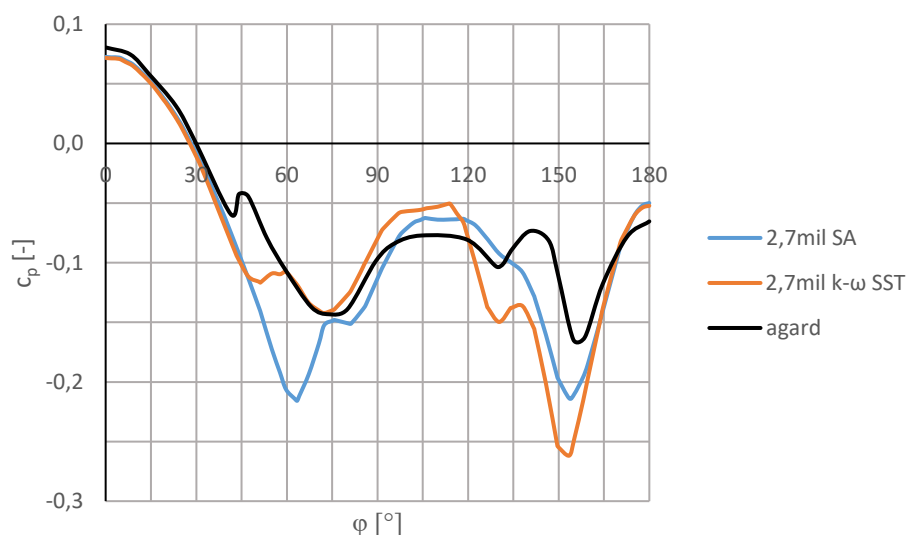


Obr. 3.10 Adaptační funkce - gradient tlaku

V grafu 3.7-b lze vidět polohu rázové vlny. Při měření se nalézá přibližně v 45° , zatímco výpočtové hodnoty ji ukazují v 60° . Výpočtem se podařilo zachytit všechny prvky proudění, ovšem jejich poloha není přesná. Nepřesnost hodnot rozložení tlaku je nejspíše způsobena vlivem víru. Z grafů 3.7 je patrné, že výpočet dosahuje výborné přesnosti v oblasti neovlivněné vírem. Celkově se přesnost výsledků zhoršuje směrem dozadu s tím, jak roste vliv víru. Toto se shoduje s [13] a [17], kde pro podobné případy rovněž klesá přesnost směrem k zadním řezům. Mezi použitými turbulentními modely je shoda v oblasti neovlivněné vírem.



Graf 3.7-a Rozložení c_p v řezu I ($x/D=4,4$)



Graf 3.7-b Rozložení c_p v řezu II ($x/D=7,4$)

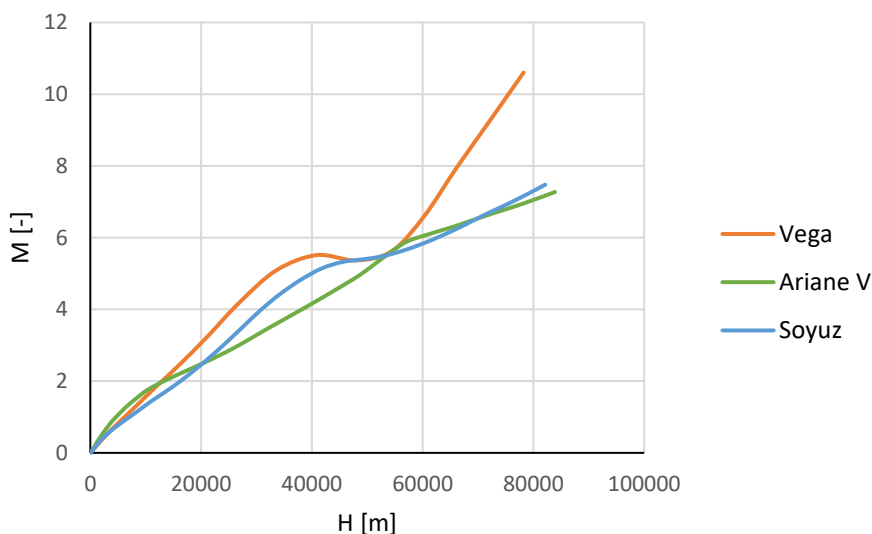
3.4 Závěr referenčního výpočtu

V referenčním výpočtu se podařilo ověřit schopnost simulovat nadzvukové proudění v programu Fluent. Shoda vypočtených hodnot s experimentem je dobrá mimo oblast ovlivněnou vírem. Přesnost rovněž klesá se vzdáleností od počátku geometrie. Jelikož se řešený případ ohřevu vztahuje pouze na přední část geometrie, jsou výsledky postačující. Rovněž při nízkých úhlech náběhu, které jsou typické pro vzestup nosiče, by se dvojice vírů neměla vyskytovat. Z těchto důvodů je model turbulence Spalart-Allmaras plně postačující a bude dále využit pro nižší výpočetní náročnost.

4. VÝBĚR TRAJEKTORIE A KRITICKÝCH REŽIMŮ LETU

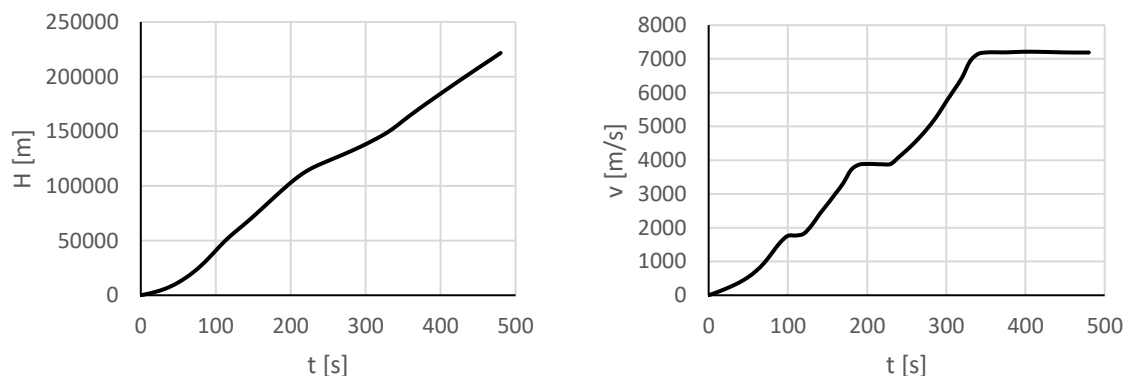
Před samotným výpočtem je třeba získat trajektorii letu. Návrh trajektorie je komplexní problém, který zahrnuje uvážení aerodynamických charakteristik, návrh pohonné jednotky, hmotnostní rozbor apod.^[1] Takovýto návrh je mimo rozsah této práce a trajektorie bude tedy zvolena podle dostupných informací k typickým misím nosičů.

V grafu 4.1 je znázorněno srovnání závislosti Machova čísla na výšce pro tři nosiče – Ariane V, Vega a Soyuz. Data jsou pro „typickou“ misi, trajektorie je optimalizována pro každý konkrétní let [18][19][20]. Pro výpočet byla zvolena trajektorie Vegy, jelikož se jedná o lehký nosič s užitečným zatížením 1450 kg na SSO (Sun Synchronous Orbit)^[18] a je tedy blíže řešenému nosiči. Ariane V a Soyuz jsou těžší nosiče s nosností okolo 16t a 6t respektive na nízkou oběžnou dráhu^{[19][20]}.

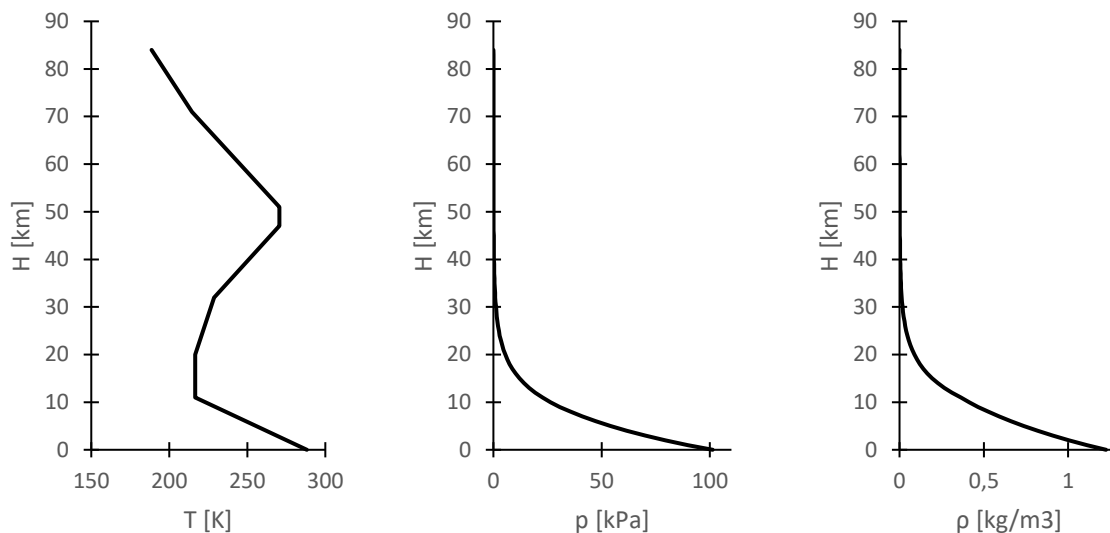


Graf 4.1 Srovnání typických trajektorií, hodnoty z [18][19][20]

Informace o trajektorii slouží jako zdroj okrajových podmínek pro výpočet. Tyto informace jsou v podobě závislosti relativní rychlosti v a geopotencionální výšky H na čase letu t . Trajektorie letu využitá k výpočtu je znázorněna v grafu 4.2, jedná se o typickou misi nosiče Vega. Atmosferické podmínky pro dané výšky byly určovány podle U.S. standardní atmosféry 1976^[21]. Tento model atmosféry se skládá ze šesti lineárních závislostí teploty na výšce. Průběh teploty, tlaku a hustoty s geopotencionální výškou H je znázorněn v grafu 4.3.



Graf 4.2 Výpočtová trajektorie nosiče



Graf 4.3 U.S. standartní atmosféra

Pro vyhledání kritického režimu letu, tedy bodu trajektorie, kdy dochází k maximální hustotě tepelného toku, je potřeba nalézt patřičné kritérium. V [1] se uvádí závislost ohřevu na ρv^3 . Ovšem ve vztazích pro odhad se objevují jiné závislosti. Například v Chapmanově vztahu je závislost ohřevu na $\rho^{1/2} v^3$ [10]. Naproti tomu v [22] se uvádí typický bod maximálního ohřevu při rychlostech letu mezi dvěma a třemi Machovými čísly. Pro zvolenou trajektorii do tohoto rozmezí ovšem nespadá ani jedno z výše uvedených kritérií. Nepodařilo se tedy určit kritický režim na základě literatury a pro jeho vyhledání byly využity 2D CFD výpočty.

5. NÁVRH GEOMETRIE

Tvar obalu satelitu byl navržen na základě dostupných informací o geometrii používaných a vyvíjených nosičů a požadovaného rozměru a hmotnosti. Návrhové požadavky jsou uvedeny níže:

- Rozměry 600x600x800 mm
- Hmotnost do 60 kg

V tab. 5.1 jsou uvedeny štíhlosti obalů, tedy poměr délky špiče l_1 a průměru D_1 . Hodnoty se nejčastěji pohybují v rozmezí 1,1 až 1,2. V některých případech, např. Falcon IX, je hodnota blízko jedné. Naopak v případě Ariane V je výrazně vyšší, a to 1,4. Pro návrh, bez uvážení kulového zakončení, byla štíhlosti zvolena 1,2.

Tab. 5.1 Geometrie obalu satelitu, hodnoty vypočítány z [18][19][20][23][24]

Nosič	Ariane V	Vega	Soyuz	Falcon IX	Delta IV obal 5x14,3 m	Delta IV obal 5x19,1 m
l_1/D_1	1,4	1,2	1,15	1,04	1,13	1,17
geometrie	ogive	ogive	kužel	ogive*	dvojkůžel	dvojkůžel

*tvar geometrie není ve zdroji přesně označen, tvar odhadnut

Při porovnání vyvíjených lehkých nosičů s nosností do 500 kg (obr. 5.1) lze vidět, že obal satelitu není zpravidla rozšířen vůči tělu rakety. V případě velmi malých raket, např. Electron (100 kg) a NLV (20 kg), se satelit umísťuje přímo do špičky nosiče. Toto je blízko požadované nosnosti zkoumaného nosiče a byla tedy zvolena stejná koncepce.

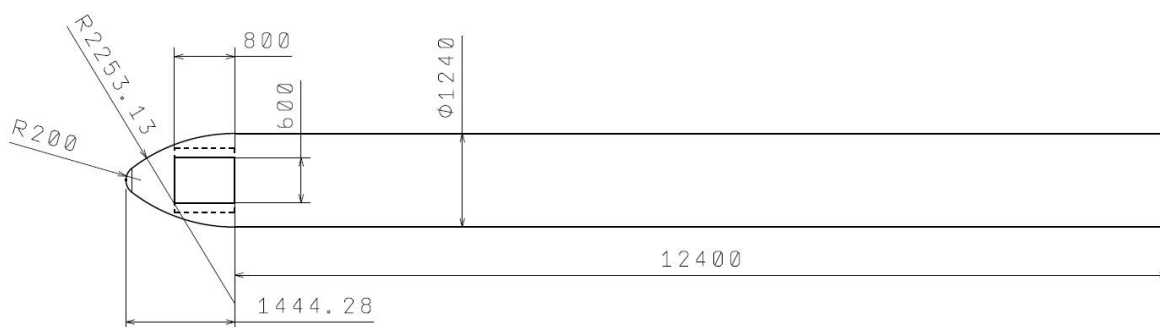


Obr. 5.1 Příklad lehkých nosičů s nosností do 500 kg, zleva doprava Firefly a [33], Haas 2C [34], M-OV [35], NLV [36]

V tab. 5.1 je rovněž uveden geometrický tvar. Nejčastěji se objevuje ogive a jednoduchý či složený kužel. Toto se rovněž uvádí v [1]. Pro zvolenou koncepci, kdy je satelit umístěn přímo ve špičce, dává tvar ogive výhodu většího vnitřního objemu. Tato geometrie má rovněž lepší aerodynamické charakteristiky oproti kuželovým tvarům^[1]. Byl tedy navržen tvar ogive.

Rozměry byly navrženy s ohledem na obsazení požadovaného objemu, s uvážením tloušťky stěny 20 mm a uvážením mezery mezi satelitem a stěnou obalu 10 mm. Poloměr na špičce byl pouze zvolen. Délka válcové části je deset průměrů a je pouze reprezentativní. Délka a případné

rozšíření těla rakety by bylo dáno funkčními požadavky. V obr. 5.2 je znázorněn náčrtek navržené geometrie.



Obr. 5.2 Navržená geometrie, rozměry v mm

6. VÝPOČET AERODYNAMICKÉHO OHŘEVU

6.1 Okrajové podmínky

Výstupem termální analýzy je zpravidla rozložení hustoty tepelného toku \dot{q} po povrchu^{[1][27]} nebo součinitele přenosu tepla^[25]. Jaké výstupní hodnoty budou využity neovlivňuje samotný výpočet. Jelikož existuje řada vztahů pro odhad hustoty tepelného toku, byla použita hustota tepelného toku jako výstup pro porovnání teoretických a výpočtových hodnot.

Aby bylo možné vypočítat hodnoty hustoty tepelného toku (či součinitele přenosu tepla), je nutné definovat okrajové podmínky stěny nosiče. V literatuře bylo nalezeno několik přístupů. Prvním z nich je izotermická stěna^{[1][25][27]}, přičemž výpočet je prováděn pro jednu^[27] nebo více^[25] teplot stěny. Tento přístup je nejvíce konzervativní. Další přístup je adiabatická vnitřní strana stěny^[26]. Posledním nalezeným způsobem je uvažování vyzařovací rovnováhy (radiative equilibrium), tedy množství vyzařovaného tepla z povrchu je rovno přiváděnému teplu vzduchem^[27]. Tato okrajová podmínka je méně konzervativní oproti izotermické stěně a dává přesnější výsledky^[27]. Jelikož situaci vyzařovací rovnováhy není možné v programu Fluent provést bez dodatečných funkcí a přístup s adiabatickou vnitřní stěnou byl využit až pro konkrétní návrh materiálů a tloušťku tepelné ochrany, bylo jako okrajové podmínky využito izotermické stěny. Teplota stěny byla uvažována dle [27] 300 K.

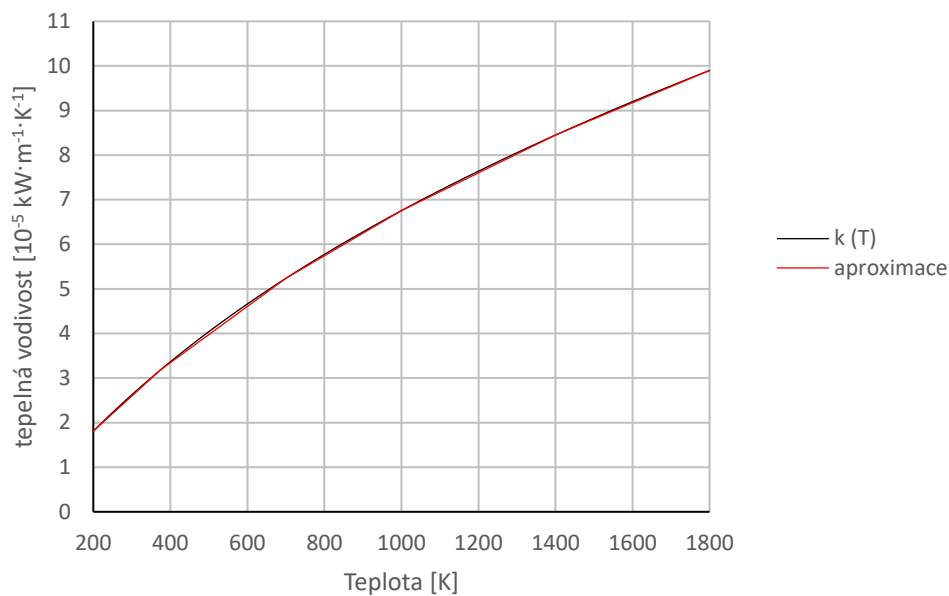
Jak již bylo řečeno v kapitole 4, pro nalezení bodu maximálního ohřevu bylo využito 2D CFD výpočtů. Vzorkování trajektorie bylo zvoleno 5 vteřin letu, což je dle [22] postačující pro zachycení historie tepelného ohřevu. Rozsah Machových čísel byl zvolen 1,8M až 5,5M. Celkem bylo tedy počítáno deset bodů. V tab. 6.1 jsou zapsány hodnoty okrajových podmínek pro výpočty jednotlivých bodů trajektorie.

Tab. 6.1 Výpočtové body trajektorie

Čas [s]	H [m]	v [m/s]	T [K]	p [Pa]	M	Re
50	12160	550	216,65	18849	1,86	$1,45 \cdot 10^7$
55	14210	634	216,65	13642	2,15	$1,21 \cdot 10^7$
60	16430	728	216,65	9613	2,47	$9,82 \cdot 10^6$
65	18820	833	216,65	6595	2,83	$7,71 \cdot 10^6$
70	21390	951	218,04	4400	3,21	$5,80 \cdot 10^6$
75	24160	1086	220,81	2859	3,65	$4,21 \cdot 10^6$
80	27140	1262	223,79	1808	4,21	$3,02 \cdot 10^6$
85	30370	1446	227,02	1108	4,79	$2,06 \cdot 10^6$
90	33810	1608	233,718	664	5,25	$1,30 \cdot 10^6$
95	37420	1735	243,826	396	5,54	$7,78 \cdot 10^5$

Z tab. 6.1 je patrné, že všechny body jsou v oblasti vysokých Reynoldsových čísel a bylo tedy při výpočtech uvažováno turbulentní proudění.

Jelikož byl výpočet prováděn pro vysoké nadzvukové až nízké hypersonické rychlosti, bylo nutné uvažovat tepelnou závislost měrné tepelné kapacity. Pro tuto závislost bylo použito defaultní nastavení pro piecewise polynomial, kterou nabízí program Fluent. Rovněž byla uvažována teplotní závislost tepelné vodivosti vzduchu. Zde byla použita závislost piecewise linear, tedy závislost sestávající z několika lineární křivek. Hodnoty tepelné vodivosti byly získány z tabulek v [28]. Použitá závislost je znázorněna v grafu 6.1.

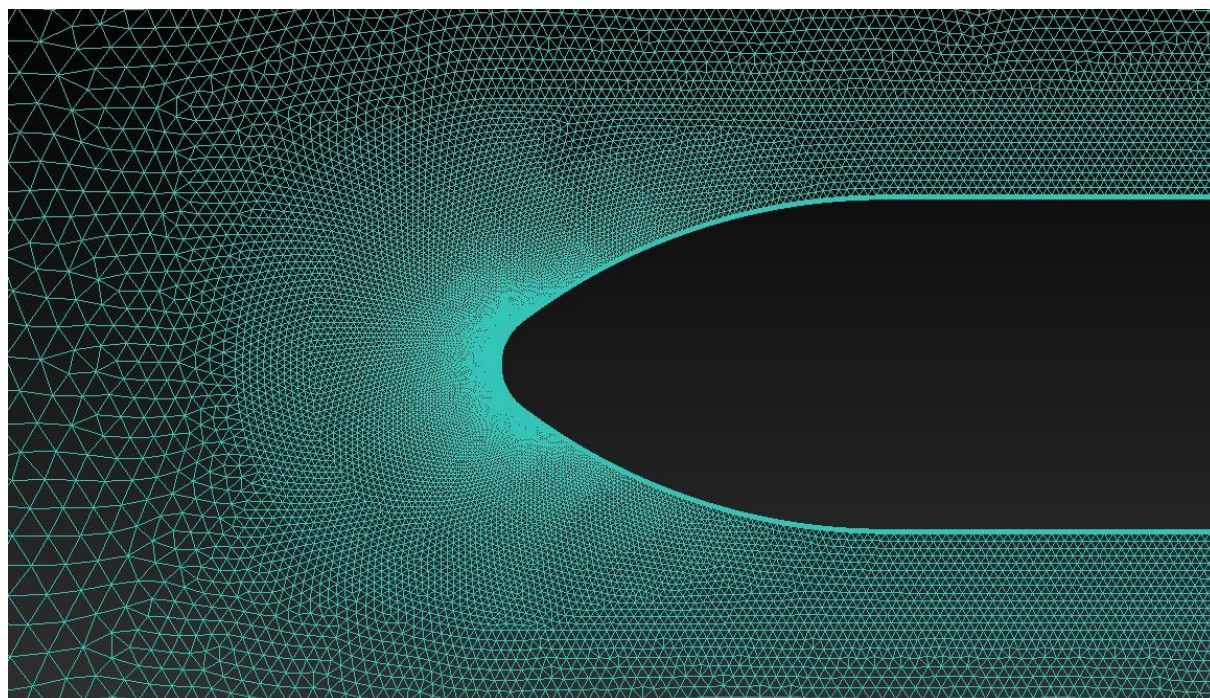


Graf 6.1 Použitá teplotní závislost tepelné vodivosti vzduchu

6.2 2D případ

6.2.1 Tvorba sítí a výpočet

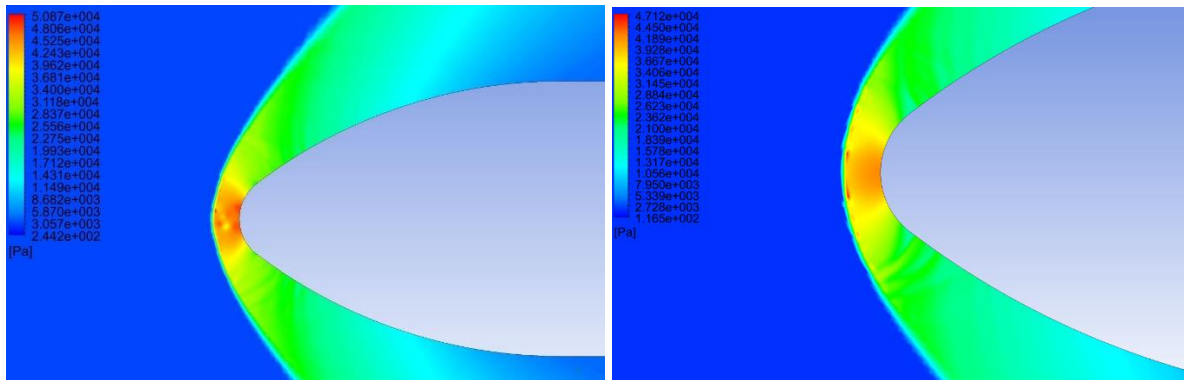
Pro 2D případ byla pomocí programu ICEM-CFD vytvořena nestrukturovaná síť znázorněna v obr. 6.1. Tato síť sestává z 128730 elementů. Pro kontrolu růstu velikosti elementů v blízkosti geometrie byla vytvořena křivka ve tvaru obdélníku, přičemž v přední části je tvořena polokružnicí.



Obr. 6.1 Výpočetní síť

Nastavení řešiče se shodovalo s referenčním případem kromě změn v okrajových podmínkách uvedených v kapitole 6.1 a zavedením závislosti měrné tepelné kapacity a tepelné vodivosti na teplotě. Pro sledování konvergence hustoty tepelného toku byly umístěny dva monitory této veličiny do stagnačního bodu a ve vzdálenosti 200 mm za kulovou částí geometrie.

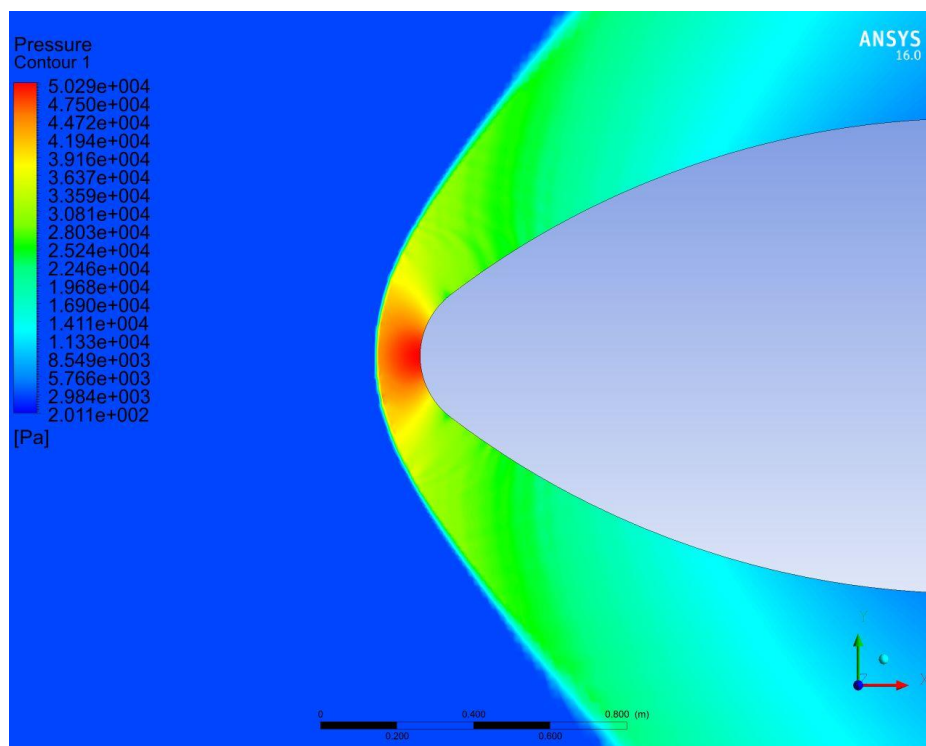
Při výpočtech s použitím základní sítě docházelo v některých výpočtových bodech k chybnému zachycení rázové vlny a proudění. V obr. 6.2-a je patrné chybné rozložení tlaku ve stagnační oblasti a v obr. 6.2-b vidět výrazný rozdíl v proudění na horní a dolní straně geometrie.



Obr. 6.2-a Rozložení tlaku, 3,65M

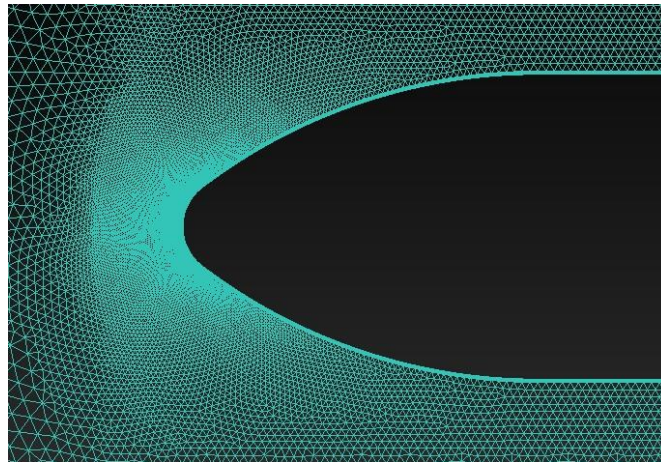
Obr. 6.2-b Rozložení tlaku, 4,21M

Pro zpřesnění výsledků byla síť zjemněna v oblasti přední části geometrie. Toto vedlo ke zvýšení počtu elementů na 177560. Tato síť poskytovala výrazně lepší výsledky pro kvalitu zachycení proudění (obr. 6.3), ale byly zde značné problémy s konvergencí hustoty tepelného toku. Například pro 4,79M se podařilo dosáhnout konvergence až po adaptaci z prvního řádu řešení a pro 5,25M se již řešení pro druhý řád nepodařilo získat. Rovněž zvýšení počtu elementů vedlo ke značnému nárůstu času výpočtu.



Obr. 6.3 Rozložení tlaku pro zjemněnou síť, 3,65M

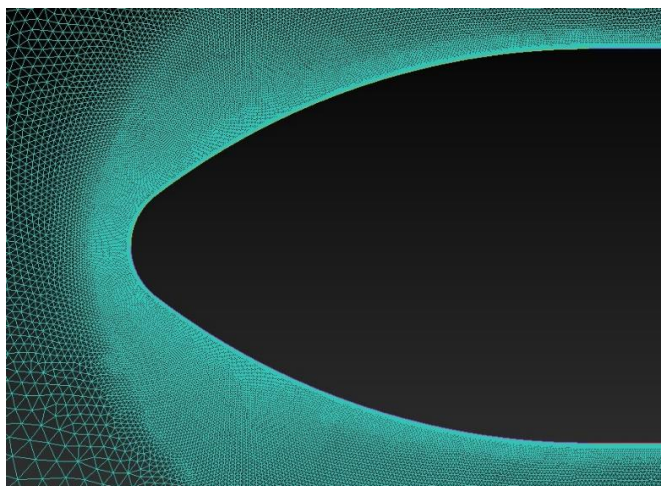
Během výpočtů se zjemněnou sítí byla vytvořena i upravená síť pro zkrácení doby výpočtu. Jelikož rázová vlna vznikala výrazně blíže ke geometrii, než byla umístěná hranice zjemnění, bylo zjemnění umístěno blíže. Velikost této sítě je 110070 elementů, přičemž velikost buněk byla ponechána stejná, jako u zjemněné sítě. Upravená síť je znázorněna v obr. 6.4.



Obr. 6.4 Upravená síť

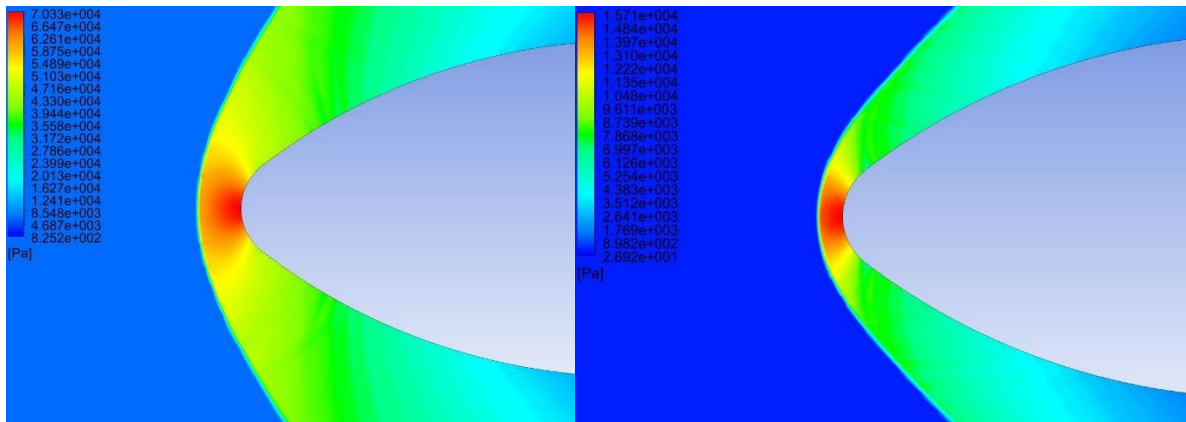
Takto upravená síť ovšem vedla ke zhoršení výsledků a pro 5,25M nebylo rovněž dosaženo konvergence. Při výše uvedené úpravě byl rovněž změněn tvar křivky před geometrií. Tato změna, přestože velikost elementů byla ponechána, vedla ke změně orientace elementů ve stagnační oblasti. Toto ukazuje na výraznou citlivost řešení na síť. Tato citlivost rovněž vysvětluje, proč se chyby při použití základní sítě objevovaly pouze v některých bodech trajektorie. Při růstu Machova čísla se rázová vlna přibližuje ke geometrii a rovněž se „svírá“ a tím se mění její poloha vůči elementům. Výpočty pro zjemněnou a upravenou síť byly prováděny pouze pro rychlosti od 3,65M, nelze tedy porovnat jejich chování pro nižší rychlosti. Citlivost výpočtu na orientaci elementů vůči rázové vlně se rovněž uvádí v [29].

Pro odstranění tohoto problému byl použit podobný postup, který se uvádí v [29]. Z dosaženého řešení byly odečteny dva body na rázové vlně a proložila se jimi parabola. Tato parabola byla využita jako hranice zjemnění sítě na čele geometrie, přičemž byla posunuta proti směru proudění vůči předpokládanému místu vzniku rázové vlny. Jako zdroj bodů pro parabolu posloužila předchozí řešení, nebo řešení pro první řád, kterých se podařilo vždy dosáhnout. První bod byl vždy odečten na čele rázové vlny a druhý nad přechodem geometrie na válcovou část. Příklad takovéto sítě je uveden v obr. 6.5.



Obr. 6.5 Příklad sítě s parabolou, síť pro 3,65M

Výše uvedený postup zahrnuje tvorbu sítě pro každý bod trajektorie a na rázové vlně vznikají patrné malé chyby. Příklad zachycení proudění při použití této sítě je znázorněn v obr. 6.6. Postup sítě s parabolou poskytuje ovšem konzistentní výsledky pro všechny výpočtové body a byl tedy použit pro konečné výpočty 2D případů.

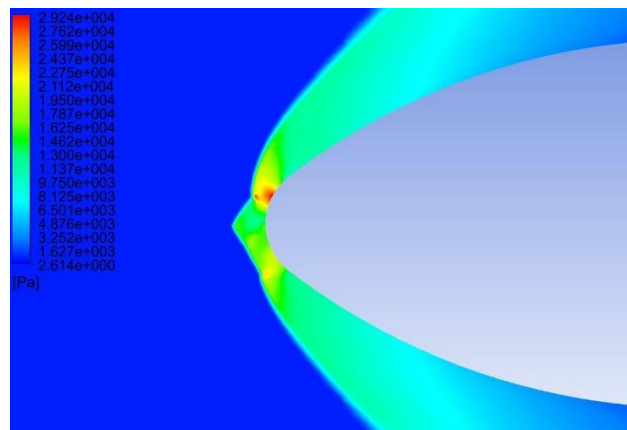


Obr. 6.6-a Síť s parabolou, 2,83M

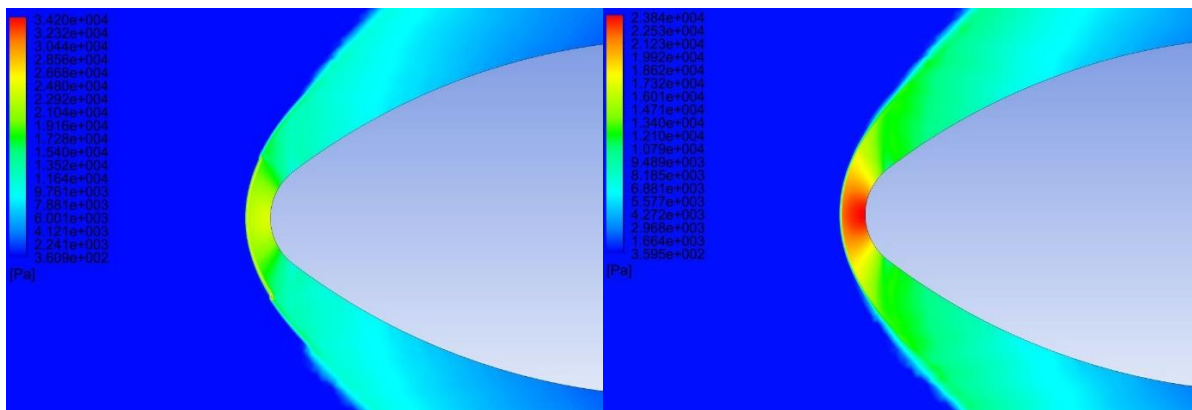
Obr. 6.6-b Síť s parabolou, 5,54M

Výše uvedené problémy s řešením mohly být způsobeny numerickou nestabilitou v řešení, v literatuře označované jako Carbuncle efekt. Tento efekt je problém s numerickým řešením Navier-Stokesových rovnic, který se projevuje v blízkosti stagnačního bodu tupých těles v nadzvukovém proudění a má za následek chybné zachycení rázové vlny. Projevuje se nejvýrazněji na přenosu tepla a na koeficientu tření. Carbuncle efekt má několik možných příčin, avšak rozbor tohoto problému přesahuje rozsah diplomové práce. [29][30]

Jedním z vlivů na Carbuncle efekt je výše zmíněná orientace sítě vůči rázové vlně. Dále je ovlivněn použitým convective flux type. Fluent umožňuje použít Roe-FDS nebo AUSM, přičemž AUSM by měl vykazovat dle [14] menší náchylnost k tomuto efektu. Jak je patrné z obr. 6.7, toto se v řešeném případě nepotvrdilo. Jediným případem, kdy použití AUSM vedlo ke zpřesnění zachycení proudění, bylo při použití hybridní sítě (obr. 6.8). U této sítě oblast zjemnění byla nahrazena strukturovanou sítí.



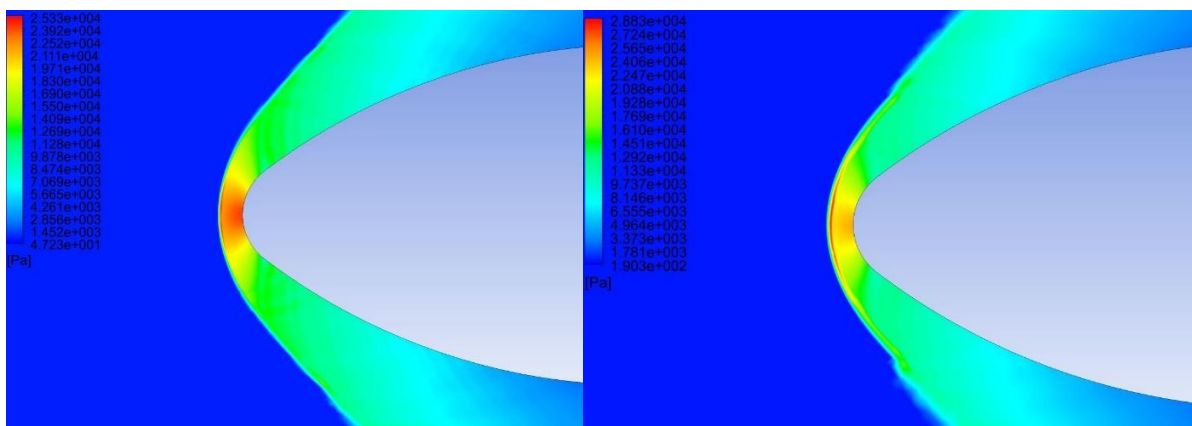
Obr. 6.7 Rozložení tlaku, 5,25M, AUSM



Obr. 6.8-a Hybridní síť, 5,25M, Roe-FDS

Obr. 6.8-b Hybridní síť, 5,25M, AUSM

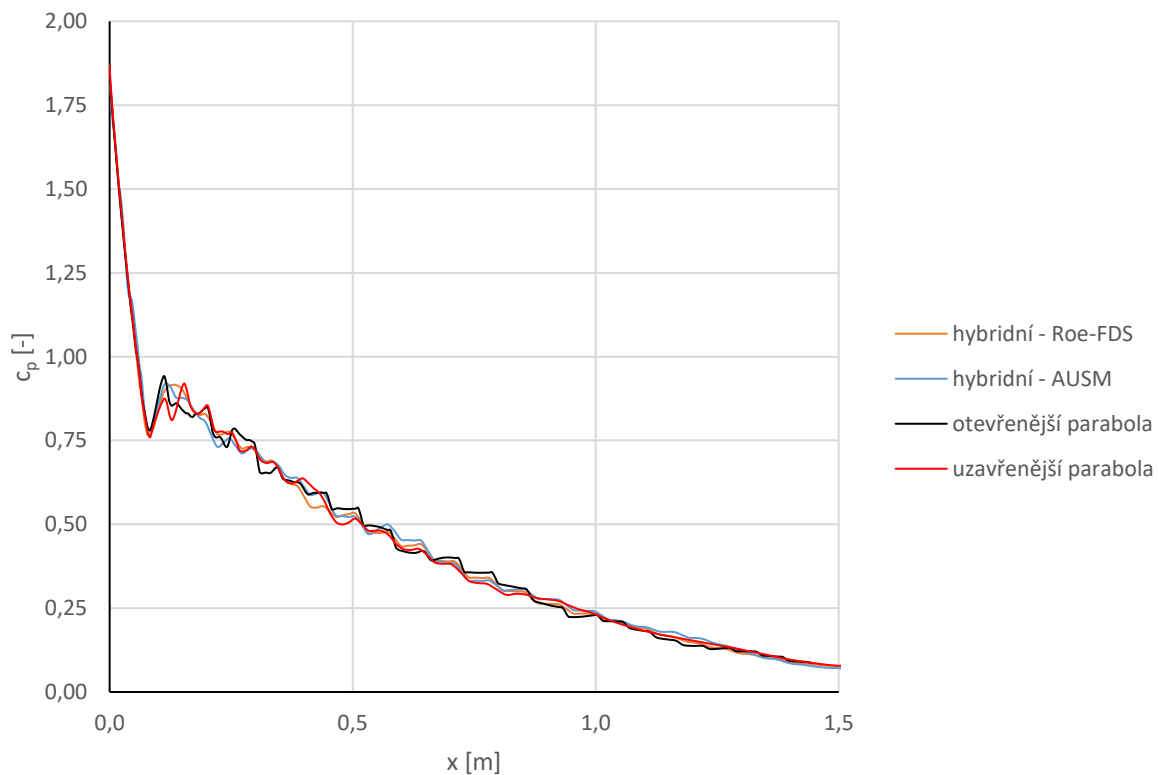
Během výpočtů byla sledována kvalita zachycení rázové vlny. Je ovšem otázkou, jaký vliv má přesnost zachycení rázové vlny na rozložení tlaku a hustoty tepelného toku po povrchu. V grafu 6.2 jsou porovnány výsledky čtyř výpočtů pro 5,25M. Jsou to výše uvedené výsledky pro hybridní síť a dva výsledky z nestrukturované sítě s parabolou. Druhá nestrukturovaná síť je s více uzavřenou parabolou, kdy druhý bod paraboly byl odečten nad koncem kulové části geometrie. Vizualizace proudění pro výsledky z nestrukturované sítě je uvedena v obr. 6.9.



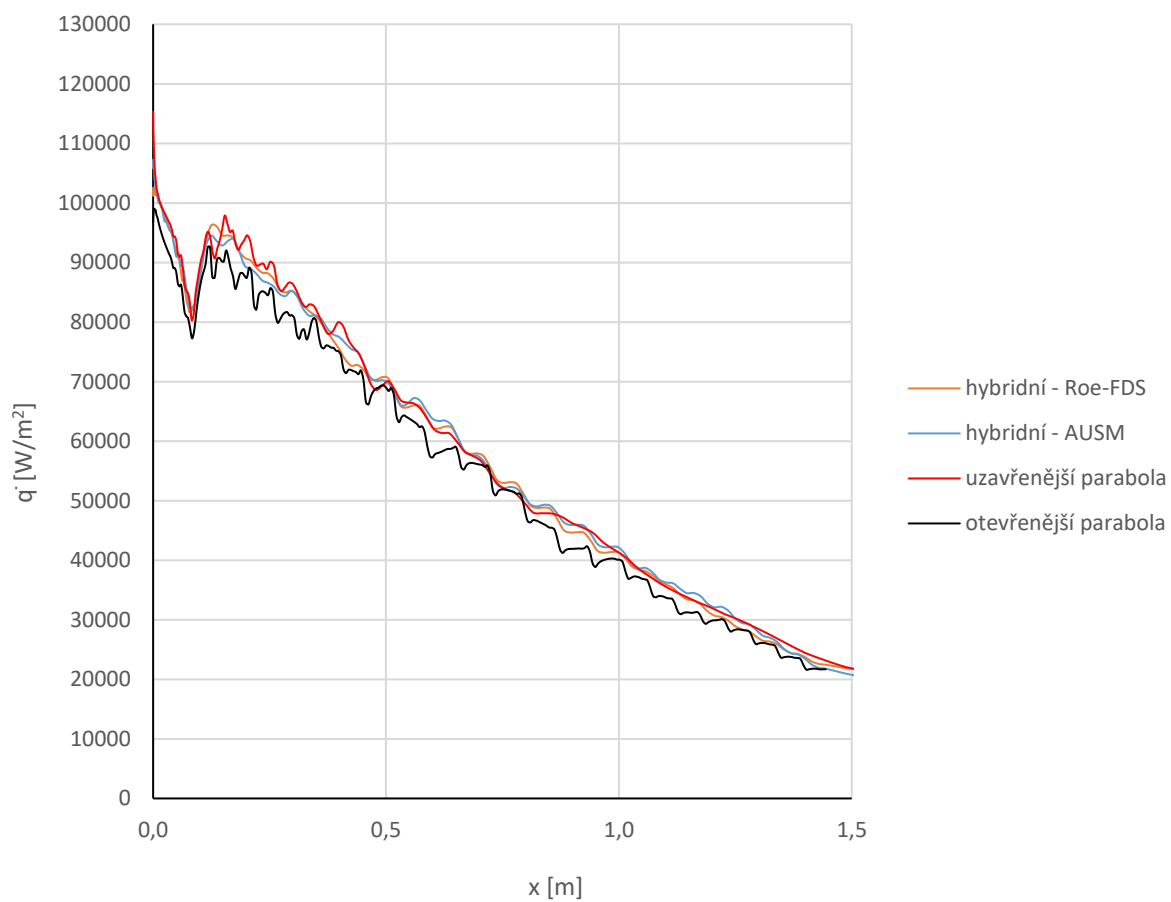
a) Otevřenější parabola

b) uzavřenější parabola

Obr. 6.9 Rozložení tlaku, nestrukturovaná síť, 5,25M



Graf 6.2-a Rozložení součinitele tlaku na obalu satelitu

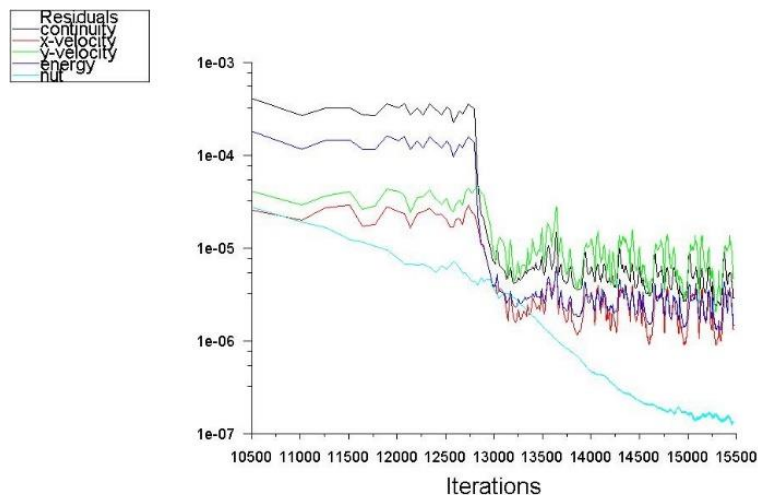


Graf 6.2-b Rozložení hustoty tepelného toku na obalu satelitu

Z výsledků je patrné, že kvalita zachycení rázové vlny se jen minimálně projevuje na rozložení součinitele tlaku. Vliv na hustotu tepelného toku je výraznější, a to především ve stagnačním bodě. Dá se tedy říci, že malé chyby na rázové vlně lze akceptovat s tím, že přesnost hustoty tepelného toku ve stagnačním bodě je nižší. Ovšem proudění znázorněné např. v obr. 6.2 a obr. 6.7 je nepostačující kvality. Grafy 6.2 rovněž poukazují na skutečnost, že hustota tepelného toku je citlivější na přesnost zachycení proudění než součinitel tlaku.

6.2.2 Vyhodnocení výsledků

Pro konečné výsledky 2D případu byla využita síť využívající otevřenější parabolu, tedy druhý bod paraboly byl odečítán nad přechodem geometrie do válcové části. Velikost sítě se pohybovala mezi 170000 elementů pro případ 1,83M a 129000 elementů u sítě pro 5,54M. Doba výpočtu se u jednotlivých bodů značně lišila, přičemž počet iterací se pohyboval zpravidla mezi 10000 až 20000. Nejdélší doba výpočtu, a to pro 4,79M, byla 35 000 iterací. Zde bylo nutné nejdříve získat řešení pro adiabatickou stěnu, tedy bez přenosu tepla mezi stěnou a vzduchem, a z těchto výsledků následně vypočítat hodnoty s uvažováním přenosu tepla. Příklad residuí je uveden v grafu 6.3.



Graf 6.3 Průběh residuí pro 3,65M

Výpočty byly prováděny s počátečním CFL rovno 1 pro rychlosti do 4M. Pro vyšší rychlosti bylo použito počáteční CFL 0,1 a rovněž bylo zapnuto higher order term relaxation nastavené na 0,25. V některých případech byla využita možnost zrychlení konvergence na roztažených buňkách (convergence acceleration for stretched meshes) pro dosažení konvergence hustoty tepelného toku. Tato možnost byla zapnuta až po dosažení konvergence pro součinitele vztlaku a odporu. V grafu 6.3 je patrná doba zapnutí tohoto zrychlení, vyznačující se rychlým poklesem residuí.

Pro ověření výsledků bylo provedeno porovnání s teoretickými hodnotami některých veličin, které je možné získat s dostatečnou přesností z matematických vztahů. Mezi porovnávané veličiny patří:

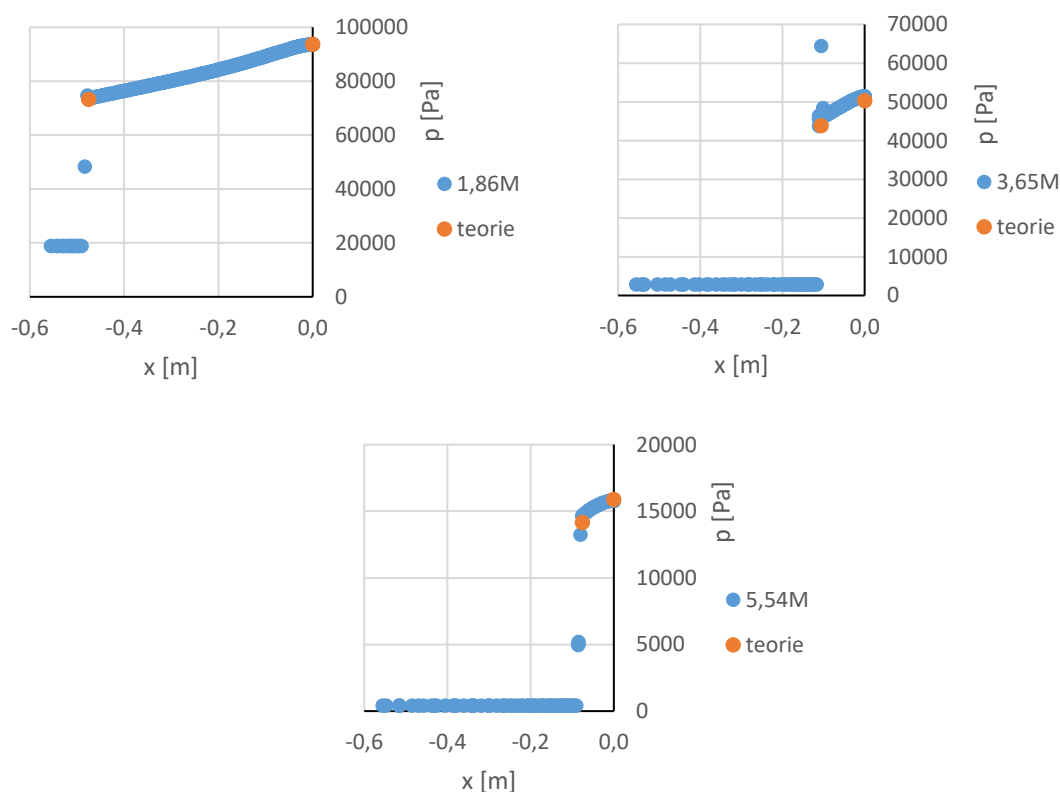
- Statický tlak a teplota za rázovou vlnou
- Statický tlak a teplota ve stagnačním bodě
- Rozložení součinitele tlaku na kulové části geometrie
- Hustota tepelného toku ve stagnačním bodě
- Maximální hodnota hustoty tepelného toku na kulové části geometrie.

Teoretické hodnoty vypočítané podle vztahů 2.1 až 2.10 jsou uvedeny v tab. 6.2.

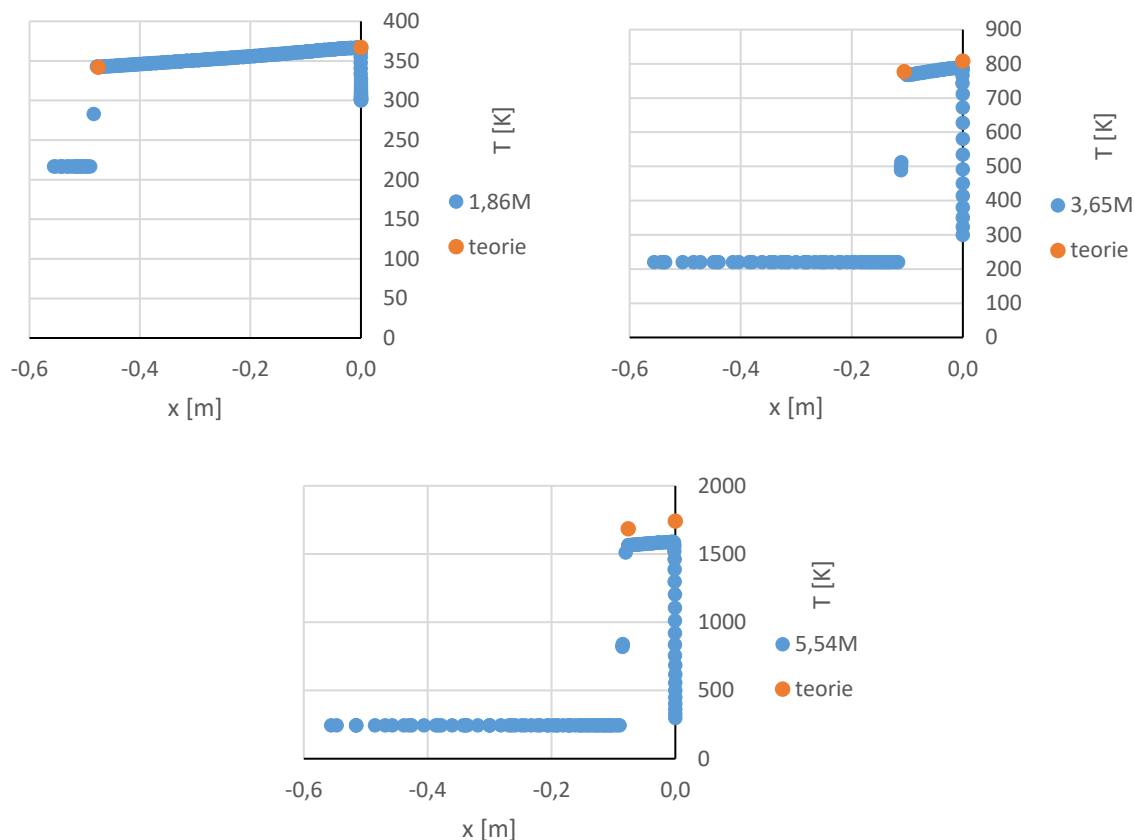
Tab. 6.2 Teoretické hodnoty pro výpočtové body

t [s]	H [m]	M	p ₂ [Pa]	T ₂ [K]	p _s [Pa]	T _s [K]	c _{pmax}	q̇ _s [W/m ²]	(q̇ _{turb}) _{max} [W/m ²]
50	12160	1,86	73261	342	93651	367	1,632	4809	16276
55	14210	2,15	71253	393	87775	417	1,680	9631	29585
60	16430	2,47	66798	457	80096	481	1,717	16481	45581
65	18820	2,83	60305	537	70897	562	1,745	25365	62650
70	21390	3,21	52298	641	60600	669	1,766	36285	79227
75	24160	3,65	43885	777	50298	808	1,782	49373	94362
80	27140	4,21	37072	980	42090	1017	1,796	68586	113796
85	30370	4,79	29450	1225	33221	1268	1,806	86807	123821
90	33810	5,25	21225	1471	23854	1521	1,812	95784	116159
95	37420	5,54	14145	1686	15868	1743	1,814	93919	96315

V grafech 6.4 a 6.5 je znázorněn průběh tlaku a teploty od nerozrušeného proudu po stagnační bod ve směru proudění v místě, kde je proud vzduchu kolmý na rázovou vlnu. Hodnoty tlaku za rázovou vlnou i ve stagnačním bodě se velice dobře shodují s teoretickými hodnotami. V bodu trajektorie pro 3,65M je patrná vada v zachycení proudění v podobě „špičky“ tlaku v místě rázové vlny. Ovšem hodnoty za rázovou jsou již dle teoretických výpočtů v pořádku. Teplota ukazuje dobrou shodu s teorií, zde ovšem znatelně klesá přesnost s rostoucím Machovým číslem. Tato nepřesnost je částečně způsobena skutečností, že teoretické hodnoty byly počítány s uvažováním konstantního poměru specifických tepel. Pro teploty vzduchu od 800 K toto ovšem neplatí, jelikož část tepelné energie se přemění na vibraci molekul, tedy změnu měrné tepelné kapacity^[31]. V průběhu teplot je rovněž patrný pokles v blízkosti povrchu z důvodu odvodu tepla.

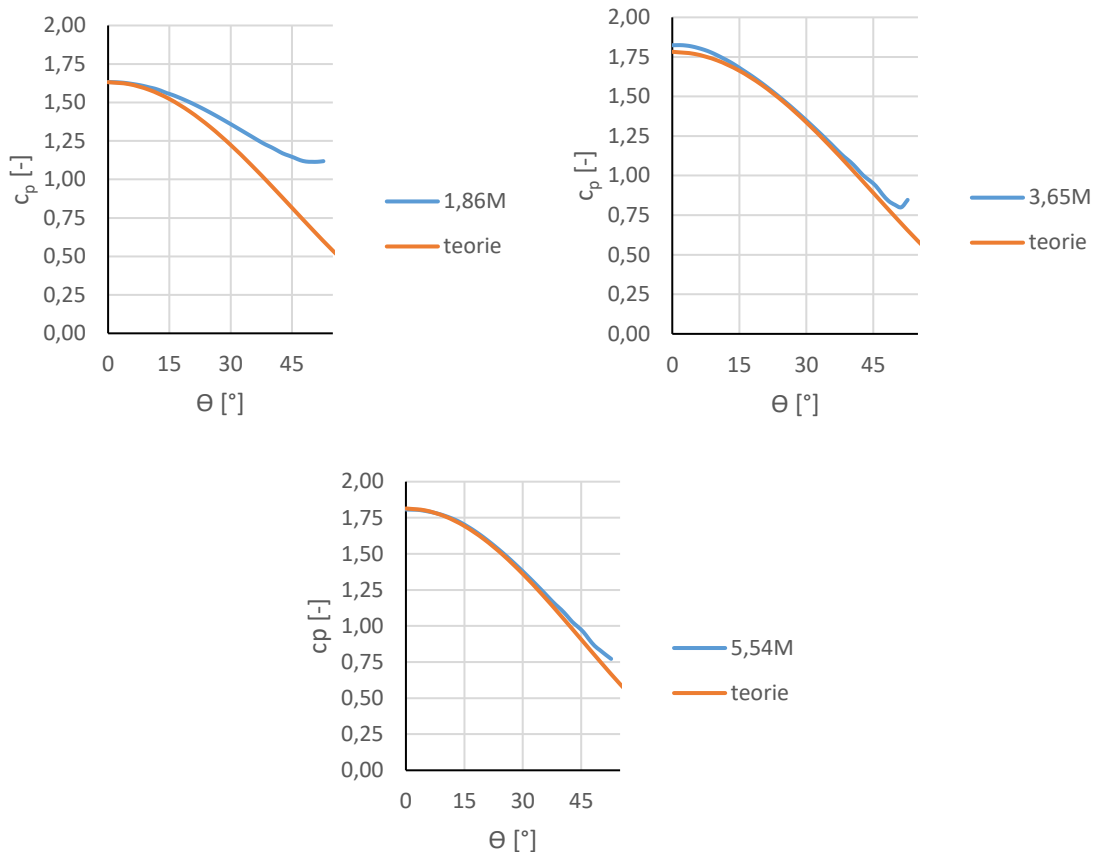


Graf 6.4 Průběh tlaků přes rázovou vlnu pro 1,86M, 3,65M a 5,54M



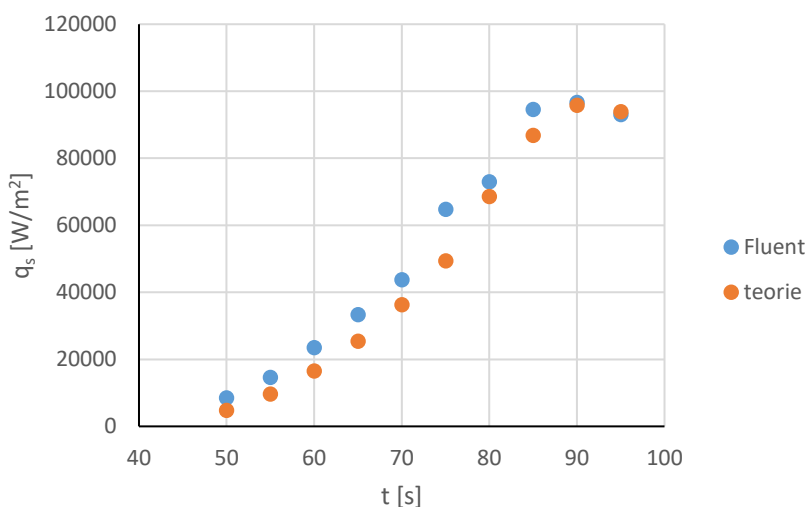
Graf 6.5 Průběh teplot přes rázovou vlnu pro 1,86M, 3,65M a 5,54M

Dále bylo porovnáno rozložení součinitele tlaku kulové části geometrie (graf 6.6). Zde dle očekávání je přesnost menší při nižších Machových číslech. Pro vysoké rychlosti je shoda velice dobrá. Rovněž je zde patrná odchylka od teoretického průběhu z důvodu, že použitý vztah je pro kouli. Jelikož byl počítán případ ve 2D, jedná se o válec a hodnoty součinitele tlaku na válci jsou oproti kouli vyšší dále od stagnačního bodu^[4]. V bodě pro 3,65M je rovněž patrná odchylka od c_{pmax} , což je vidět i z grafu 6.3. Proudění zde bylo zachyceno s menší přesností, přesto je shoda s teoretickými hodnotami dobrá.



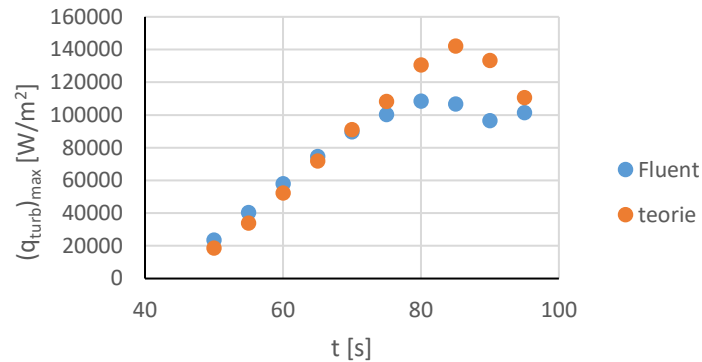
Graf 6.6 Rozložení tlaku na kulové části geometrie pro 1,86M, 3,65M a 5,54M

V grafu 6.7 jsou znázorněny hodnoty hustoty tepelného toku ve stagnačním bodě v závislosti na čase letu. V bodech od 4,21M je dosažena dobrá shoda při rozdílu menším než 10 %. Pro 3,65M je patrná vyšší odchylka, a to 31 %, což odpovídá nižší přesnosti v tomto bodě, na kterou je poukazováno i výše. Přesnost se značně zhoršuje s klesajícím Machovým číslem. Při 1,86M jsou hodnoty o 77 % vyšší oproti teorii. Tato neshoda může být způsobena kromě nepřesností výpočtu i skutečností, že vztahy pro odhad ohřevu jsou určeny především pro hypersonické rychlosti.



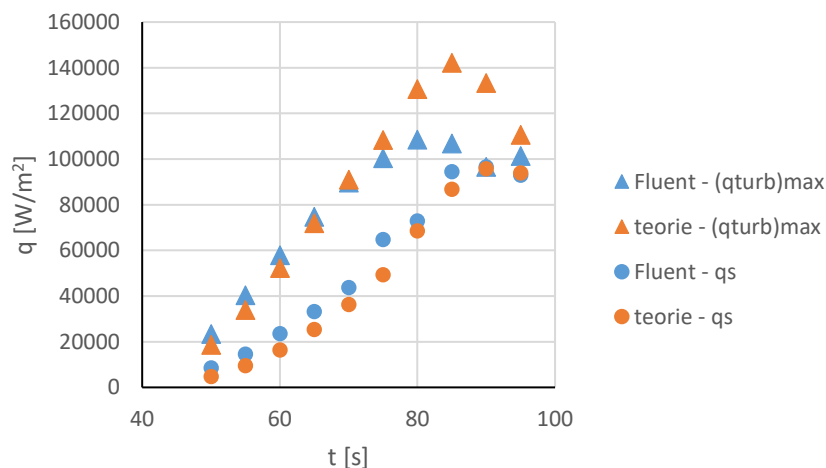
Graf 6.7 Průběh hustoty tepelného toku ve stagnačním bodě s časem letu

Hodnoty maximálního ohřevu turbulentního proudění jsou v grafu 6.8. Přesnost pro vysoká Machova čísla je výrazně menší než v případě stagnačního bodu, zatímco nižší rychlosti vykazují vyšší přesnost. Zde je nutné poznamenat, že tyto teoretické hodnoty jsou určovány z hustoty tepelného toku ve stagnačním bodě. Jak je vidět v grafu 6.7, ohřev určený programem Fluent v oblasti nižších Machových čísel pro stagnační bod je vyšší oproti odhadu, a tedy vyšší přesnost pro tuto oblast patrná v grafu 6.8 nemusí naznačovat přesnější zachycení proudění v oblasti nižších Machových čísel.



Graf 6.8 Průběh maximálního turbulentního ohřevu s časem

Dle vztahu 6.9 v určité výšce pro daný poloměr geometrie je maximální turbulentní ohřev nižší než ohřev ve stagnačním bodě. Jak je patrné z grafu 6.9 k této změně dochází při výpočtech v programu Fluent v nižší výšce než podle teoretického odhadu. V průběhu výpočtů vykazoval stagnační bod nejvyšší citlivost na řešení a zároveň dosáhl dobré shody s odhadnutými hodnotami pro vysoká Machova čísla, přičemž přesnost vztahů pro odhad hustoty tepelného toku ve stagnačním bodě je velice dobrá, ale dále od tohoto bodu značně klesá^[11]. Z tohoto se dá usuzovat, že neshoda pro maximální turbulentní ohřev při vysokých Machových číslech je způsobena především nepřesností v použitém vztahu pro odhad těchto hodnot. Rozdíl teoretických a vypočítaných hodnot pro všechny porovnávané veličiny je uveden v tab. 6.3.



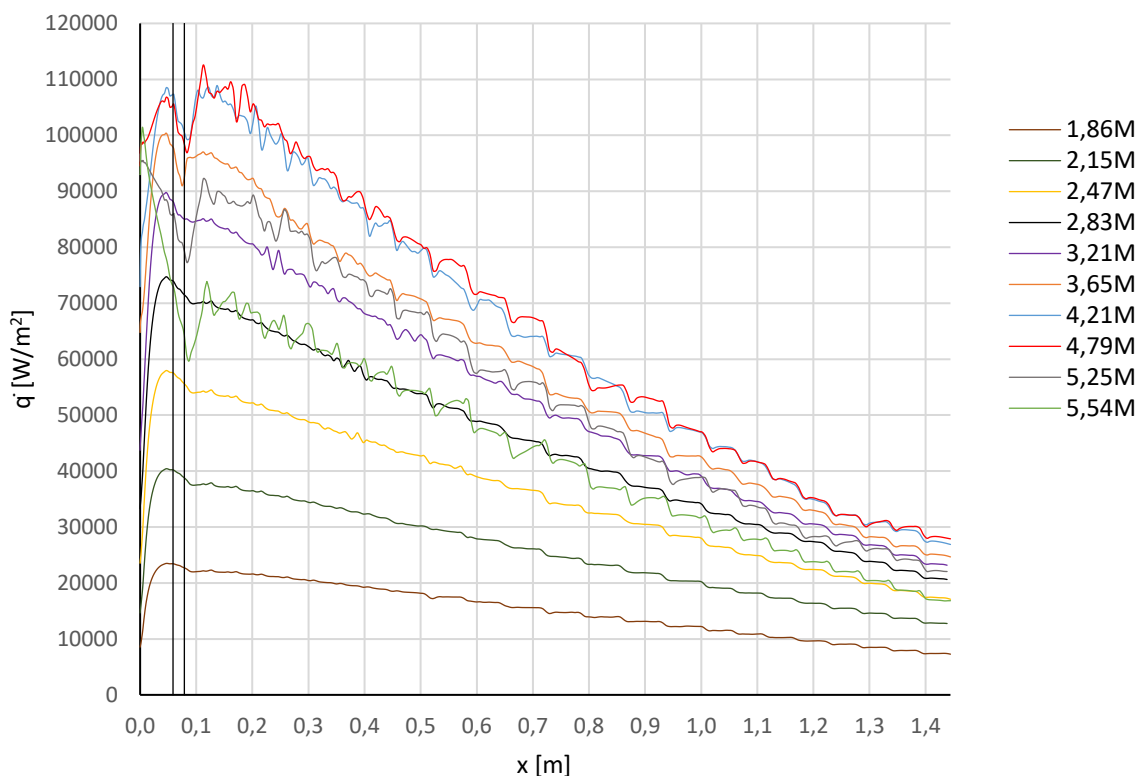
Graf 6.9 Průběh hustoty tepelného toku s časem

Tab. 6.3 Rozdíl porovnávaných hodnot

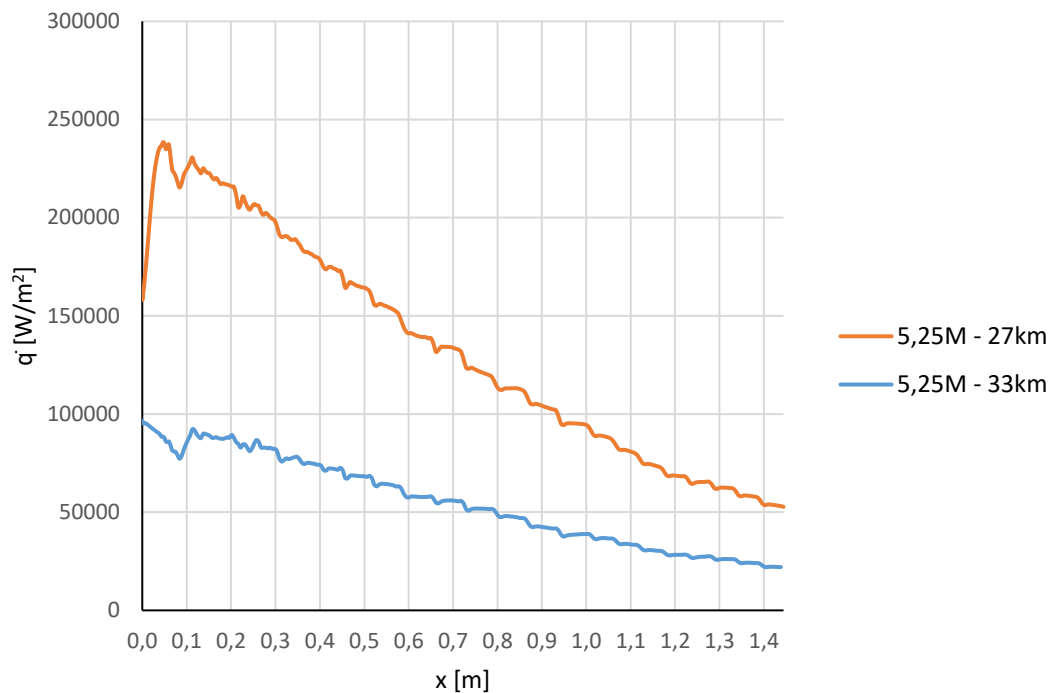
t [s]	50	55	60	65	70	75	80	85	90	95
M	1,86	2,15	2,47	2,83	3,21	3,65	4,21	4,79	5,25	5,54
Δp_2 [%]	1,88	-1,67	-7,83	1,41	5,01	6,38	4,10	7,82	6,12	-6,46
ΔT_2 [%]	0,23	-0,82	-2,77	-0,16	-0,23	-1,10	-2,68	-4,39	-9,66	-10,34
Δp_s [%]	-0,002	-0,33	-0,10	-0,30	0,78	2,15	0,60	1,75	1,34	-0,57
ΔT_s [%]	-0,20	-0,24	-0,38	-0,75	-1,37	-2,37	-3,95	-5,77	-10,97	-8,85
Δq_{stag} [%]	77,47	52,10	42,82	31,25	20,52	31,19	6,37	8,89	0,92	-0,98
$\Delta(q_{turb})_{max}$ [%]	25,68	18,94	10,71	3,85	-1,34	-7,39	-16,99	-24,90	-27,55	-8,30

Pozn.: Hodnoty teploty ve stagnačním bodě jsou srovnávány s teplotou před tepelnou mezní vrstvou.

Průběh hustoty tepelného toku na obalu satelitu pro všechny výpočtové body je znázorněn v grafu 6.10. K maximu ohřevu dochází v rozsahu 4,21M až 4,79M. V grafu 6.10 jsou vyznačena dvě důležitá místa geometrii, a to poloha 45° na kulové části geometrie a místo přechodu, tedy konec kulové části. V okolí místa 45° dosahuje ohřev maxima na kulové části, což se shoduje s [11]. Do tohoto bodu ohřev prudce narůstá ze stagnačního bodu. Jak již bylo zmíněno výše od určité výšky přesahuje ohřev ve stagnačním bodě ohřev turbulentní mezní vrstvy. K této změně dochází v bodě trajektorie odpovídajícím 5,25M. Je rovněž vidět, že s rostoucí výškou se stagnační bod přibližuje k hodnotě maximálního ohřevu na kulové části. Pro ověření, že tato změna je dána výškou, byl proveden výpočet pro rychlost 5,25M ve výšce 27 km. Tato výška odpovídá v trajektorii rychlosti 4,21M. Výsledky tohoto výpočtu jsou uvedeny v grafu 6.11. Výsledný průběh odpovídá kvalitativně bodu pro 4,21M.

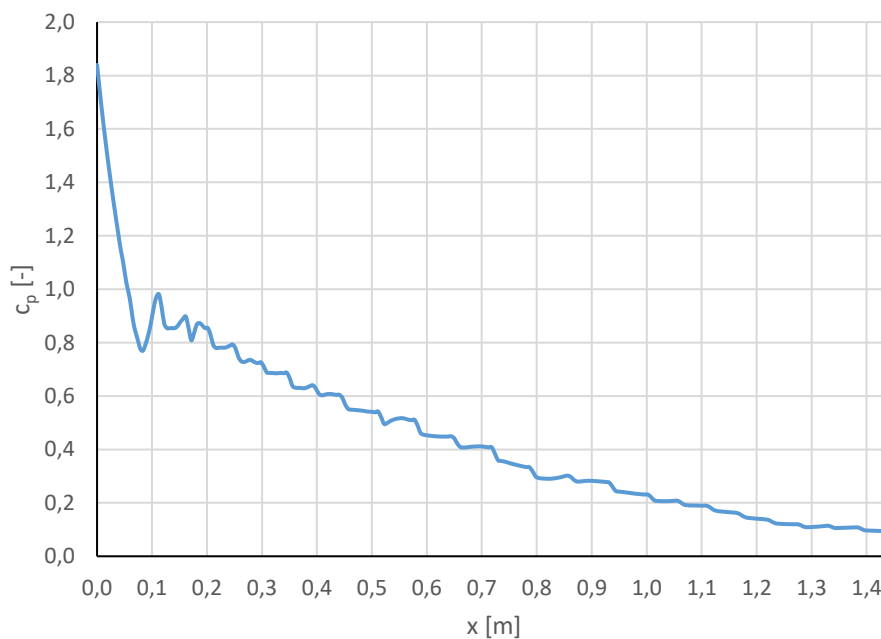


Graf 6.10 Průběh hustoty tepelného toku na obalu satelitu

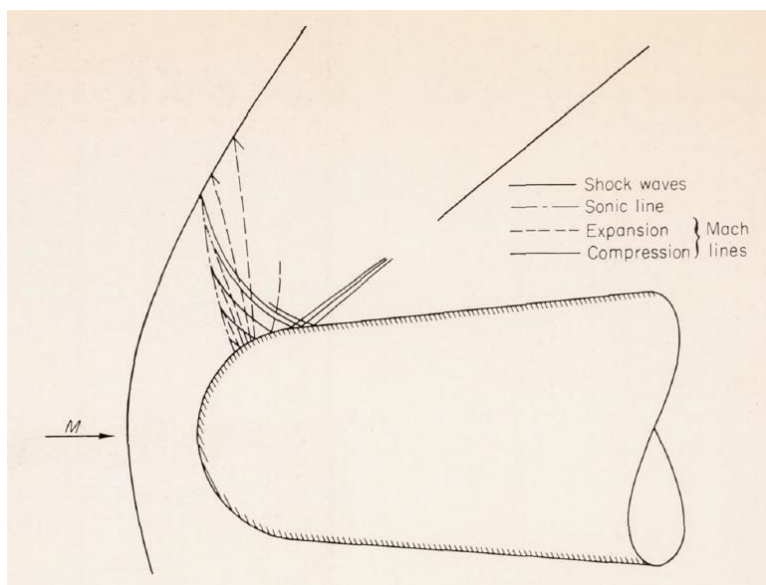


Graf 6.11 Průběh hustoty tepelného toku 5,25M pro 27 km a 33 km

V průběhu hustoty tepelného toku lze pozorovat nárůst za přechodem v geometrii, který se zvyšuje s rychlostí. Od 3,65M je tento nárůst zřetelně viditelný a pro rychlosti 4,21M a 4,79M dosahuje, či přesahuje, hodnotu maximálního ohřevu na kulové části geometrie. Nárůst je rovněž patrný z průběhu součinitele tlaku (graf 6.12). Možné vysvětlení pro tento jev je mechanismus odrazu rázových vln pozorovaný v [32]. Expanzní rázové vlny na změně tvaru geometrie se odráží od hranice podzvukové oblasti a od hlavní rázové vlny jako kompresní rázové vlny. Tyto vzniklé vlny se následně odráží od povrchu a spojují se za vzniku kompresní oblasti. Schéma odrazu je znázorněno v obr. 6.10

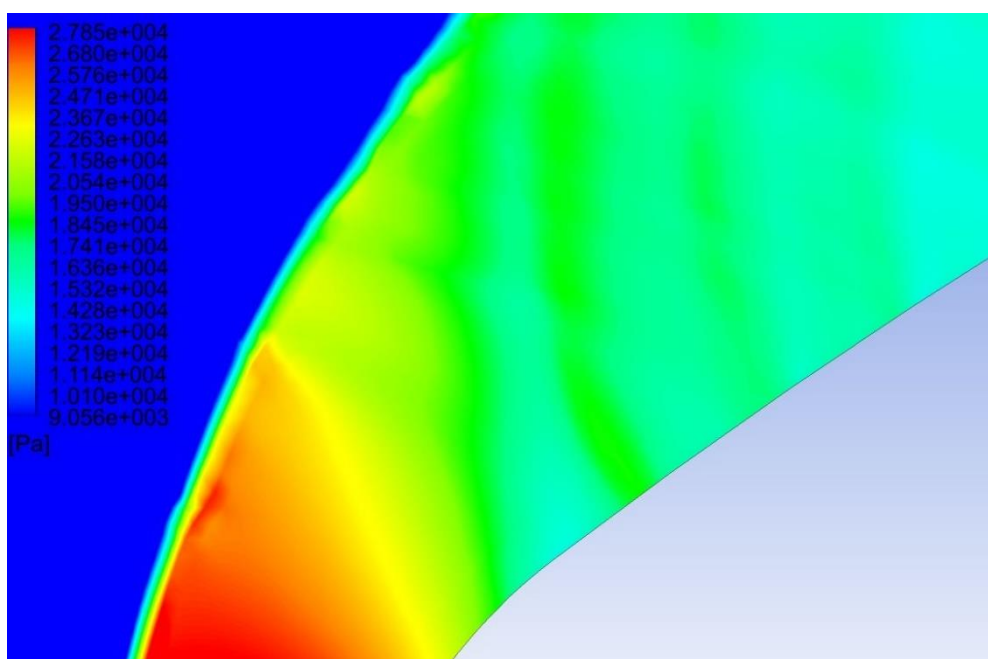


Graf 6.12 Průběh součinitele tlaku na obalu satelitu, 4,79M



Obr. 6.10 Odraz rázových vln [32]

Vznik kompresní oblasti je jasně patrný z průběhu tlaku na povrchu a lze jej rovněž pozorovat při vizualizaci proudění (obr. 6.11). Dle [32] je tento jev závislý na Machově čísle nerušeného proudu a na orientaci povrchu za koncem kulové části geometrie. V případě [32] se jednalo o kužel s kulovou špičí a tento jev se vyskytoval výrazně již od 1,5M a při rychlosti 3,1M již nebyl pozorován. Jelikož řešená geometrie není tvořena kuželem ale ogivem, je povrch orientován více spolu s hlavní rázovou vlnu, což může mít za následek vznik tohoto jevu v jiném rozsahu Machových čísel. Rozdíl tvaru v geometrii může rovněž vysvětlovat, proč se tyto kompresní oblasti vyskytují téměř po celé délce obalu satelitu, zatímco v případě [32] se vyskytuje pouze za přechodem. Pokud se jedná opravdu o odraz rázových vln, vysvětlovalo by to skutečnost, proč byly tyto výkyvy v tlaku a ohřevu více citlivé na řešení. Jelikož je odraz závislý na zachycení rázové vlny a podzvukové oblasti je výsledkem ovlivněn kvalitou zachyceného proudění. Je tedy možné, že tyto výkyvy se nevyskytují po celé délce a jejich zachycení je nepřesnost ve výpočtu.



Obr. 6.11 Oblasti komprese na obalu satelitu

6.2.3 Závěr 2D výpočtů

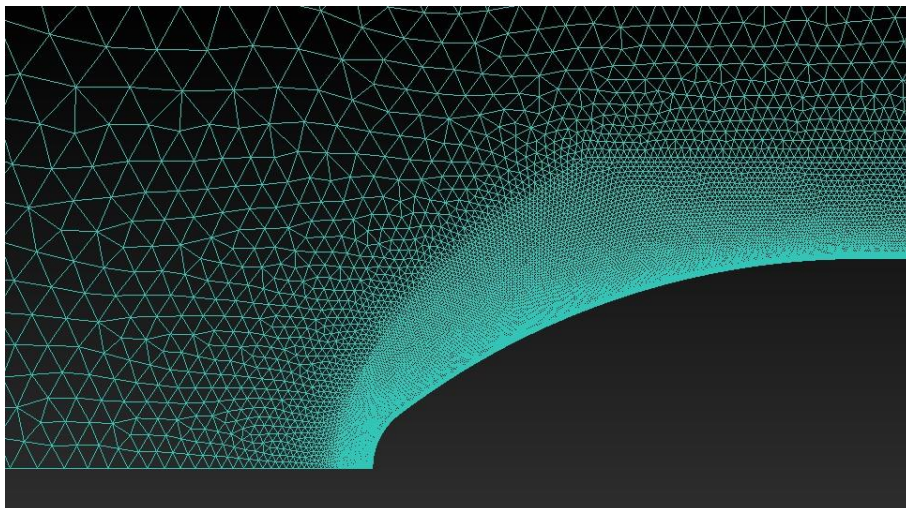
Pomocí 2D výpočtů se podařilo identifikovat body, kdy dochází k maximu aerodynamického ohřevu, a to 4,21M a 4,79M. K maximálním hodnotám hustoty tepelného toku dochází pro rychlosti do 4,79M v okolí bodu 45° na kulové části geometrie. Pro vyšší rychlosti je maximum ohřevu ve stagnačním bodě. Pro rychlosti od 3,65M rovněž dochází k nárůstu ohřevu těsně za koncem kulové části, přičemž pro rychlosti 4,21M a 4,79M je tento nárůst téměř shodný s maximem na kulové části geometrie. Výsledky vykazovaly dobrou shodu s teoretickými hodnotami teploty a tlaku za rázovou vlnou a ve stagnačním bodě. Shoda s hodnotami pro odhad hustoty tepelného toku byla nízká pro nižší Machova čísla

6.3 Osově symetrický případ

Pro body maximálního ohřevu nalezené během 2D výpočtů byl proveden výpočet osově symetrický, který více připodobňuje skutečnost. Rovněž tento výpočet může posloužit k porovnání rozdílu mezi 2D a 3D prouděním.

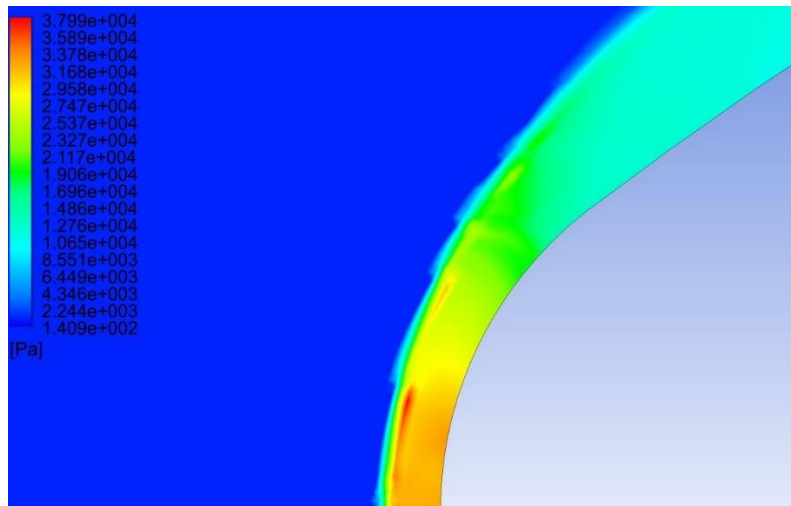
6.3.1 Tvorba sítě a výpočet

Pro osově symetrický případ byla vytvořena nestruturovaná síť znázorněna v obr. 6.12. Parabola na této síti pro ohraničení zjemnění byla ponechána stejná, jako v 2D případě. Rovněž nastavení řešiče byla ponechána stejná jako pro konečné výsledky 2D případu, pouze bylo nastaveno osově symetrické proudění.

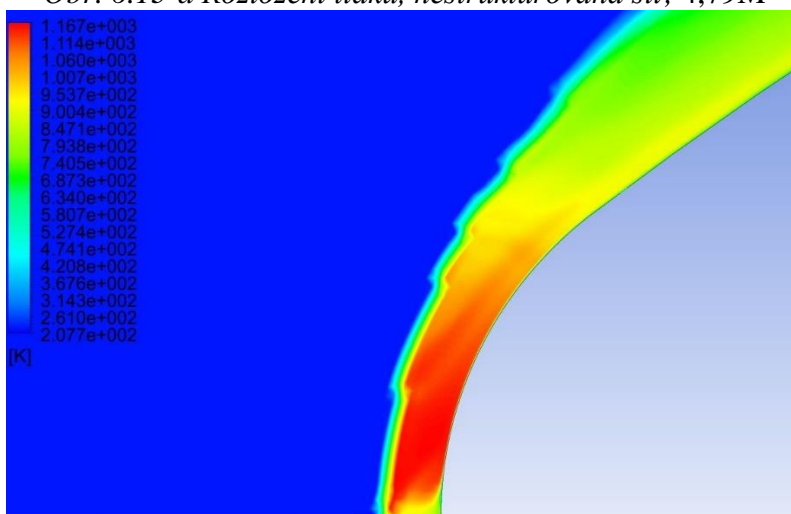


Obr. 6.12 Nestruturovaná síť, osově symetrický případ

Při výpočtu na této síti nebylo dosaženo dobré kvality proudění v podzvukové oblasti. Rovněž na rázové vlně se objevují chyby, jak je patrné z obr. 6.13. Nepřesnost proudění je nejvíce patrná na rozložení teploty v podobě oblasti nízké teploty v okolí stagnačního bodu.

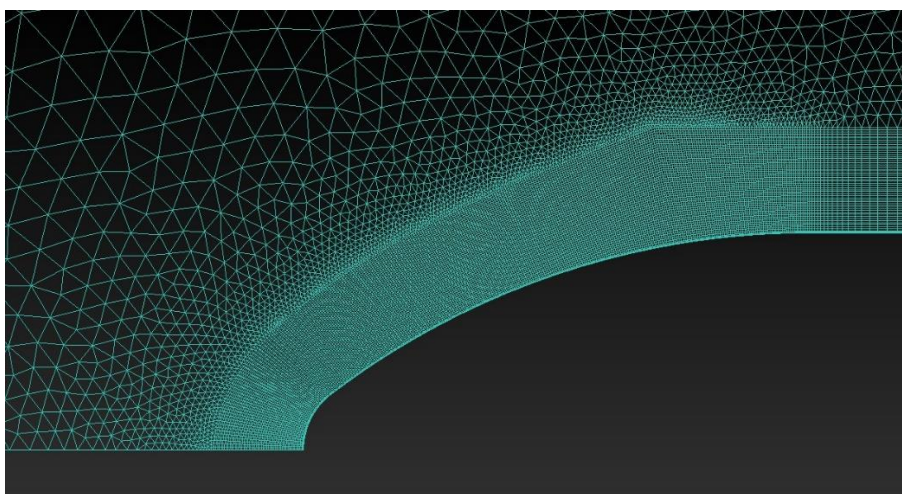


Obr. 6.13-a Rozložení tlaku, nestrukturovaná síť, 4,79M

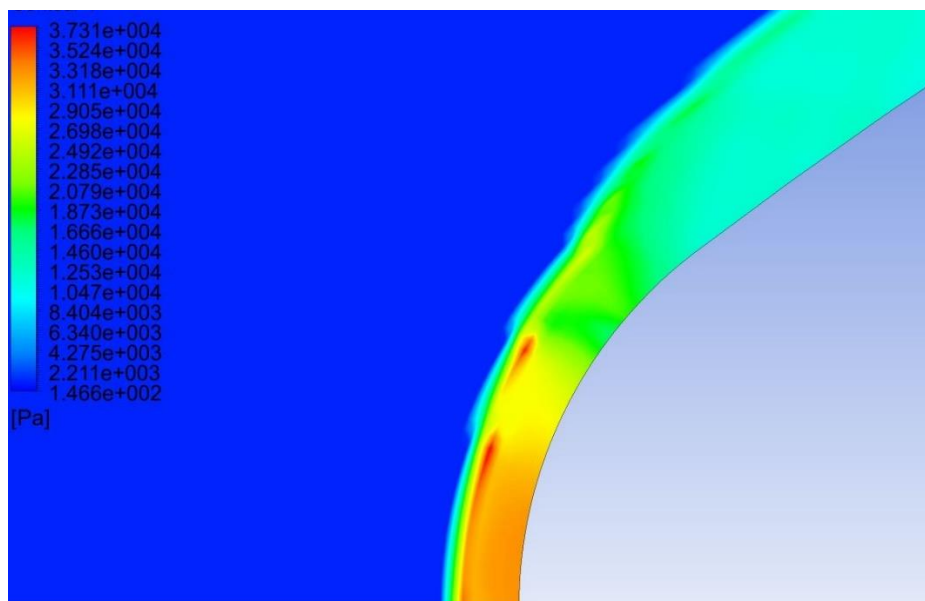


Obr. 6.13-b Rozložení teploty, nestrukturovaná síť, 4,79M

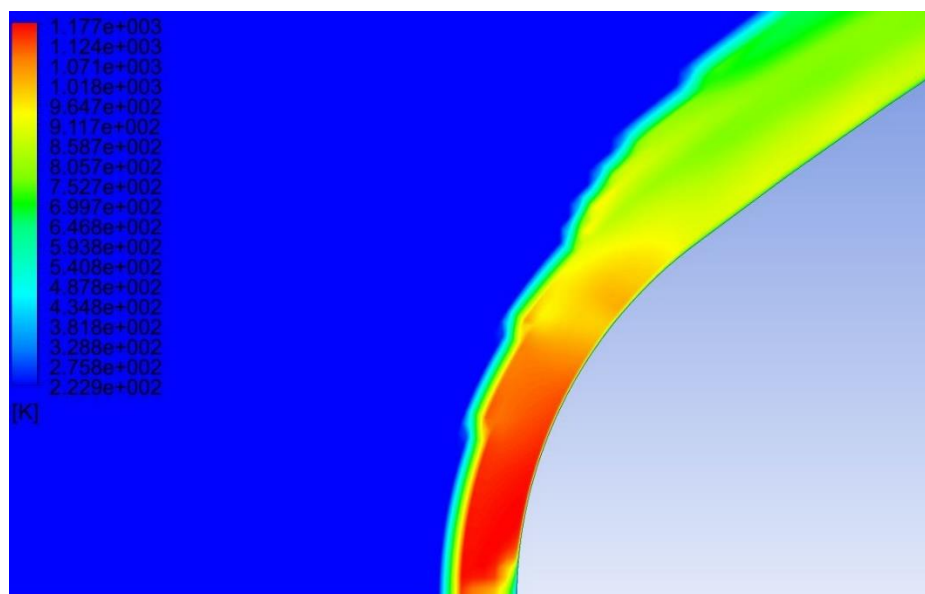
Dále byl proveden výpočet na hybridní síti (obr. 6.14). Jak je patrné z obr. 6.15 došlo k lepšímu zachycení proudění. Rozložení tlaku v podzvukové oblasti je rovnoměrnější a došlo ke zmenšení oblasti nízké teploty ve stagnačním bodě. Kvalita zachycení proudění je ovšem stále nízká v okolí stagnačního bodu.



Obr. 6.14 Hybridní síť



Obr. 6.15-a Rozložení tlaku, hybridní síť, 4,79M



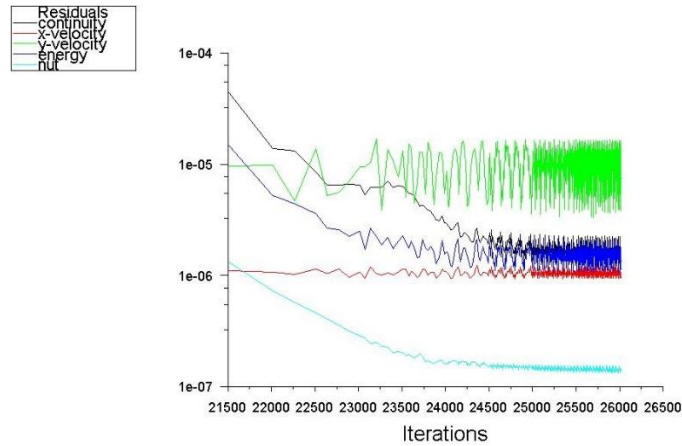
Obr. 6.15-b Rozložení teploty, hybridní síť, 4,79M

Jelikož při 3D proudění se rázová vlna posunuje výrazně blíže ke geometrii, byla síť zjemněna pro lepší zachycení podzvukové oblasti. Pro zjemnění byla použita nestrukturovaná i hybridní síť. Toto řešení ovšem nedosáhlo konvergence, a to ani při uvažování adiabatické stěny.

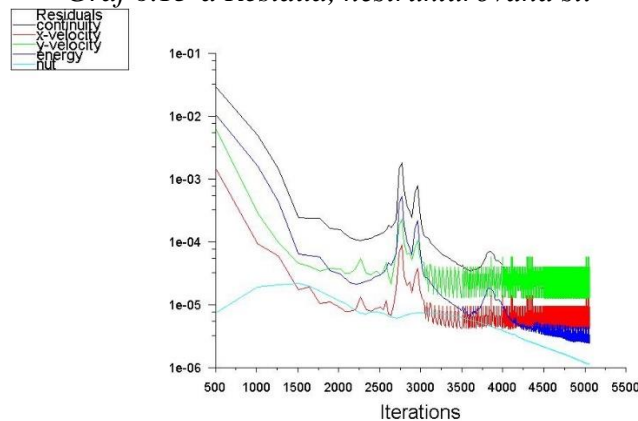
Změna tvaru paraboly podle předchozích výpočtů nevedla k dosažení výsledků. Rovněž výpočet pro bod trajektorie 4,21M se nepodařilo zkonvergovat při uvažování přenosu tepla i při adiabatické stěně. Výsledky se nepodařilo zpřesnit a nebylo dosaženo konvergence pro další body trajektorie. Z těchto důvodů byl výpočet ukončen.

6.3.2 Vyhodnocení výpočtů

Jelikož se nepodařilo získat výsledky pro 4,21M, jsou k dispozici pouze hodnoty pro 4,79M. Nestrukturovaná síť má velikost 93962 elementů a konvergence bylo dosaženo po 25000 iteracích. Hybridní síť má velikost 60427 elementů a toto řešení zkonvergovalo po 5000 iteracích. Průběh residuí pro obě sítě je znázorněn v grafu 6.13.



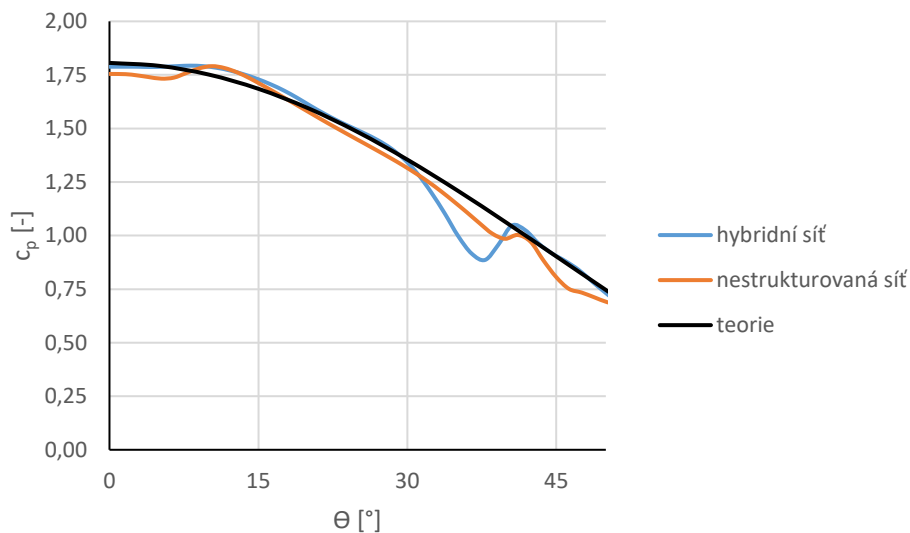
Graf 6.13-a Residua, nestrukturovaná síť



Graf 6.13-b Residua, hybridní síť

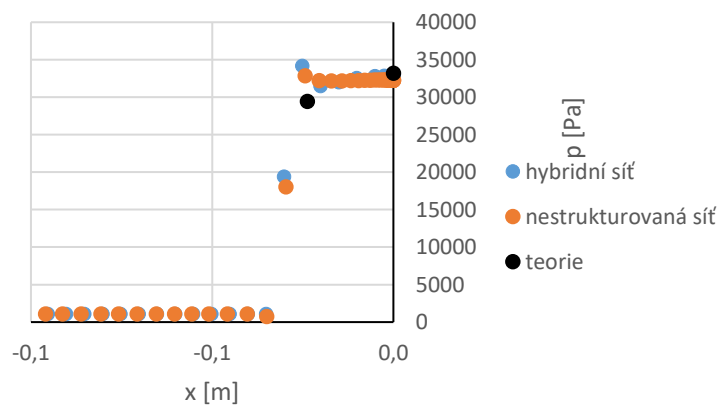
Výsledky byly porovnány pomocí stejných vztahů, jako v případě 2D výpočtů. Hodnoty tlaků a teplot jsou totožné. Hustota tepelného toku ve stagnačním bodě a maximální ohřev turbulentním prouděním se liší a byly použity vztahy pro 3D proudění.

V grafu 6.14 je srovnání průběhu součinitele tlaku na kulové části geometrie. Jsou zde patrné chyby v kvalitě zachycení proudění. Celkový průběh ovšem vykazuje dobrou shodu v případě hybridní sítě. Z tohoto lze usoudit že nepřesnosti v zachycení proudění jsou pouze lokální.

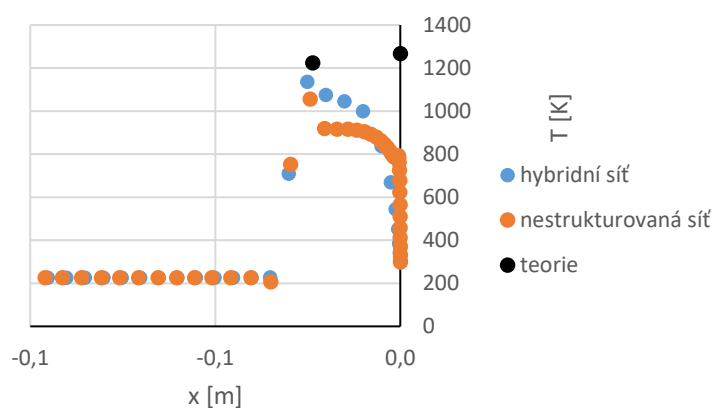


Graf 6.14 Průběh součinitele tlaku na kulové části geometrie

Stejně jako v 2D případě bylo provedeno porovnání hodnot tlaku a teploty za rázovou vlnou a ve stagnačním bodě (graf 6.15). V případě tlaku je dosaženo dobré shody v případě obou sítí. U teploty je patrná oblast nízké teploty znázorněná při vizualizaci proudění. Hodnoty teploty za rázovou vlnou jsou v případě hybridní sítě blíže teorii.

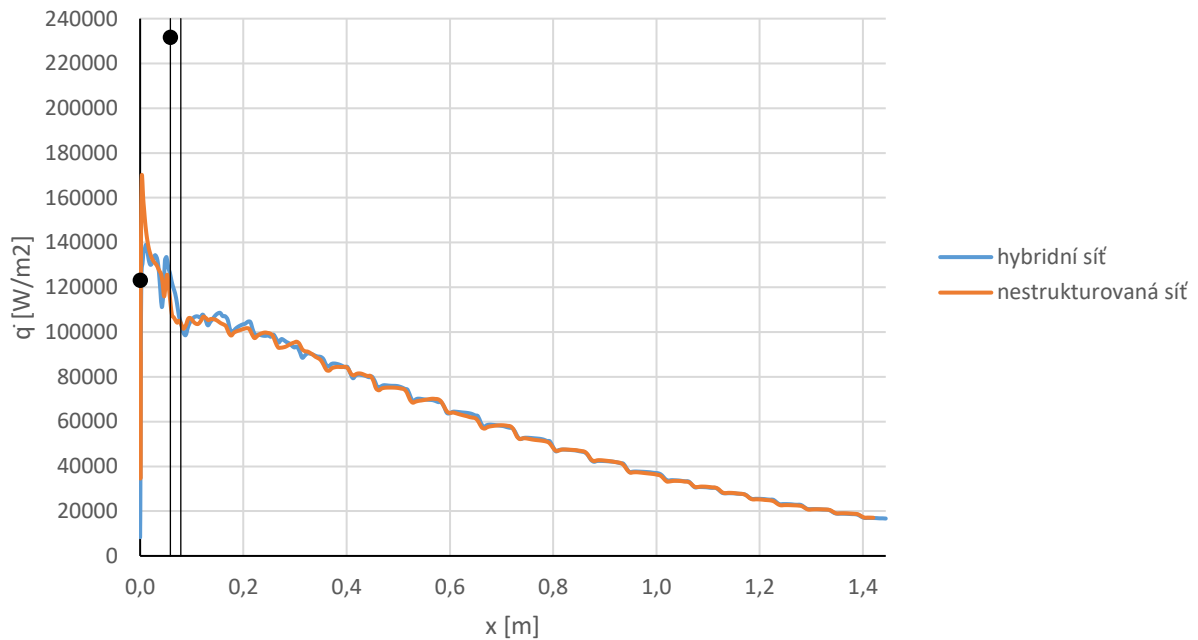


Graf 6.15-a Průběh tlaku přes rázovou vlnu

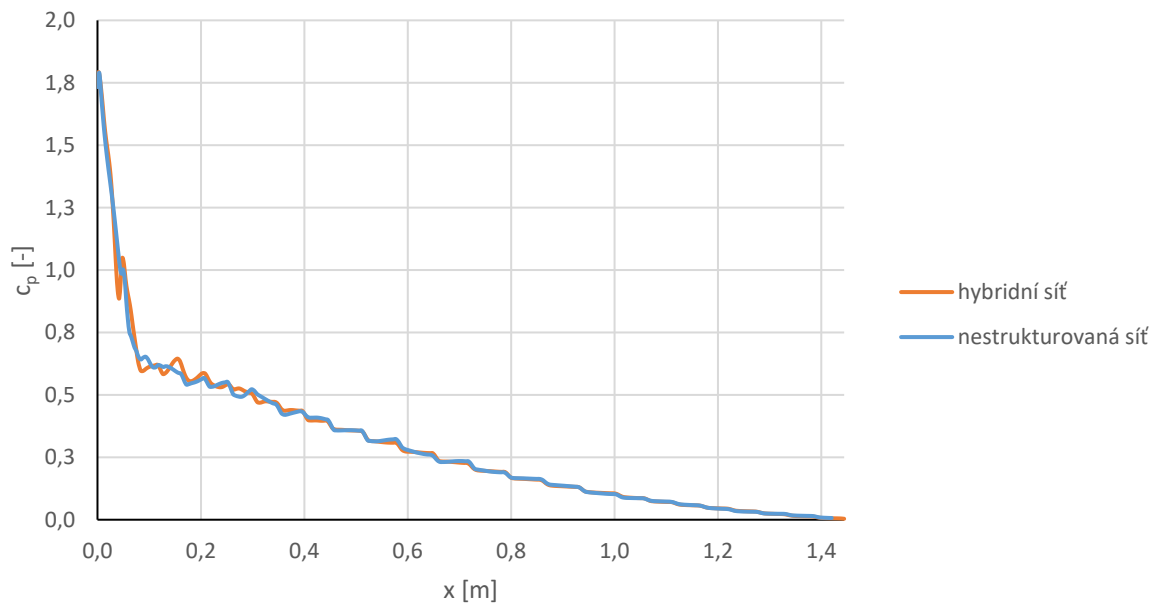


Graf 6.15-b Průběh teploty přes rázovou vlnu

Výše zmíněné chyby v proudění se výrazně projevují na rozložení hustoty tepelného toku, jak lze vidět v grafu 6.16. Rovněž je patrná neshoda s hodnotami určenými dle vztahů pro odhad hustoty tepelného toku. Na základě výsledků z 2D výpočtů se shoda s maximálním turbulentním ohřevem neočekávala, ovšem neshoda s hodnotou ve stagnačním bodě jasně poukazuje na nepřesnost výpočtu v oblasti podzvukového proudění. Průběhy pro obě sítě se na kulové části značně liší, ale za přechodem se téměř shodují. To stejné platí pro rozložení součinitele tlaku (graf 6.17). Je tedy možné, že nepřesnosti jsou omezeny pouze na oblast podzvukového proudění. Ovšem toto nelze z dostupných dat ověřit.



Graf 6.16 Průběh hustoty tepelného toku po obalu satelitu



Graf 6.17 Průběh součinitele tlaku na obalu satelitu

6.3.3 Závěr výpočtů osově symetrického případu

Při výpočtu osově symetrického případu se podařilo získat výsledky pouze pro jeden ze dvou kritických bodů trajektorie, a to pro 4,79M. Pro tento výpočet je shoda s teoretickými hodnotami pro tlak za rázovou vlnou a ve stagnačním bodě dobrá. Rovněž bylo dosaženo dobré shody pro teplotu za rázovou vlnou při výpočtu s hybridní sítí. Ovšem z důvodu oblasti nízké teploty ve výpočtu nešlo adekvátně porovnat hodnoty teploty ve stagnačním bodě. Rozložení součinitele tlaku se shodovalo s teorií až na některé chyby. Tyto chyby se ovšem zdají být lokalizované bez vlivu na zbytek proudění. Při porovnání hustoty tepelného toku s odhadem byla patrná neshoda v podzvukové oblasti. Hodnoty dále na geometrii mohou být dobré kvality, toto ovšem nešlo ověřit.

7. ZÁVĚR

Pomocí reportu AGARD-AR-303 byl proveden referenční výpočet, kterým byla ověřena schopnost simulovat nadzvukové proudění pro štíhlá tělesa v programu Fluent. Přestože je přesnost v některých místech nižší, dosažené výsledky jsou postačující pro řešení problému.

Na základě informací o současných nosičích byl navržen tvar obalu satelitu a byla vybrána trajektorie. Pro tuto trajektorii byl nalezen kritický režim pomocí 2D výpočtů, kdy dochází k maximální hustotě tepelného toku. Výsledky pro 2D případ vykazují dobrou shodu s teorií. Shoda se vztahy pro odhad aerodynamického ohřevu ve stagnačním bodě pro body trajektorie od 4,21M je rovněž dobrá.

Z výpočtů osově symetrického případu pro získání hodnot odpovídající 3D proudění byla z důvodů nedosažení konvergence získána data pouze pro jeden kritický bod. Přesnost výsledků hustoty tepelného toku byla nízká v oblasti podzvukového proudění. Vzhledem ke shodě s jinými porovnávanými veličinami se zdají být výsledky mimo kulovou část geometrie dobré. Výpočty v programu Fluent pro určení aerodynamického ohřevu ve vysokých nadzvukových až nízkých hypersonických rychlostech se vyznačovaly obtížnou konvergencí a zhoršenou kvalitou zachycení rázové vlny a proudění v podzvukové oblasti. Pro zlepšení konvergence i výpočtu se nabízí možnost použití dodatečných funkcí. Aplikace této možnosti ovšem přesahuje rozsah diplomové práce a nebyla tedy aplikována.

8. SEZNAM POUŽITÉ LITERATURY

- [1] SURESH, B.N. and K. SIVAN. *Integrated Design for Space Transportation System*. New Delhi: Springer, 2015. ISBN 978-81-322-2532-4.
- [2] TURNER, Martin J.L. *Rocket and Spacecraft Propulsion: Principles, Practice and New Developments*. Second Edition. Berlin: Springer, 2006. ISBN 3-540-22190-5.
- [3] GRIFFIN, Michael D. and James R. FRENCH. *Space Vehicle Design*. Second Edition. Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2004. ISBN 1-56347-539-1.
- [4] HANKEY, Wilbur L. *Re-Entry Aerodynamics*. Washington, DC: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1988. ISBN 0-930403-33-9.
- [5] ANDERSON, John D. *Fundamentals of Aerodynamics*. Second Edition. New York: McGraw-Hill, 1991. ISBN 0-07-001679-8.
- [6] *Low Orbit Vector for Small Satellites*. In: *Research and Innovation action, COMPET-02-2015: Independent access to space, 2017*.
- [7] BELVINS J.A. et al. *An Overview of the Characterization of the Space Launch Vehicle Aerodynamic Environments*. In: *AIAA SciTech 2014 Conference, 13-17 Jan 2014, National Harbor MD* [online]. Reston, VA: AIAA, 2014. [cit. 2017-01-09]. Dostupné z: <https://ntrs.nasa.gov/archive/nasa/casi.ntrs.nasa.gov/20140004078.pdf>
- [8] JOHNSTON, Ian Alexander. *Simulation of Flow Around Hypersonic Blunt-Nosed Vehicles for the Calibration of Air Data Systems*. Brisbane, 1999. PhD thesis. University of Queensland. Supervisor Peter Jacobs. [cit. 2017-04-29]. Dostupné z: <http://cfcfd.mechmining.uq.edu.au/theses/ian-johnston-phd-thesis-jan-1999-export.pdf>
- [9] AMES RESEARCH STAFF. *Equations, Tables, and Charts for Compressible Flow* [online]. NACA-TR-1135. Ames Aeronautical Laboratory, Jan 1 1953. [cit. 2017-04-24]. Dostupné z: <https://ntrs.nasa.gov/archive/nasa/casi.ntrs.nasa.gov/19930091059.pdf>
- [10] TAUBER, Michael E. *A Review of High-Speed, Convective, Heat-Transfer Computation Methods* [online]. NASA Ames Research Center, Jan 1 1989. [cit. 2017-04-28]. Dostupné z: <https://ntrs.nasa.gov/archive/nasa/casi.ntrs.nasa.gov/19900008232.pdf>
- [11] CRABTREE, L. F., R.L. DOMMETT and J.G. WOODLEY. *Estimation of Heat Transfer to Flat Plates, Cones and Blunt Bodies* [online]. R. & M. No. 3637. Ministry of Technology, Aeronautical Research Council. [cit. 2017-04-05]. Dostupné z: <http://naca.central.cranfield.ac.uk/reports/arc/rm/3637.pdf>
- [12] AGARD Advisory Report No 303. *A Selection of Experimental Test Cases for the Validation of CFD codes*. AGARD, 1994. [cit. 2016-11-03]. Dostupné z: <https://www.sto.nato.int/publications/AGARD/Forms/AllItems.aspx>

- [13] HEGARTY, S. *High Speed Aerodynamics: Project Report* [online]. Queen's University Belfast, January 29, 2012. [cit. 2016-12-07]. Dostupné z: <http://qub.ac.uk/research-centres/media/Media,459296,en.pdf>
- [14] *Ansys Fluent 14.5.7 User's Guide*. Dostupný v programu ANSYS FLUENT 14.5.7
- [15] KIRIS, Cetin et al. *Best Practices for Aero-Database CFD Simulation of Ares V Ascent*. In: *49th AIAA Aerospace Science Meeting*, Jan. 4-7, 2011, Orlando, FL [online]. Reston, VA: AIAA, 2011. [cit. 2016-11-11]. Dostupné z: https://www.nas.nasa.gov/assets/pdf/Kiris_AresV_CFD_BestPractices.pdf
- [16] QIN, N. *CFD for Better understanding of Wind Tunnel Tests*. In: *Integrating CFD and Experiments: An International symposium to celebrate the career of Bryan E. Richard*, 8-9 September 2003, Glasgow, UK [online]. Sheffield: University of Sheffield, 2003. [cit. 2016-12-7]. Dostupné z: https://www.researchgate.net/publication/228705249_CFD_for_Better_Understanding_of_Wind_Tunnel_Tests
- [17] VAN DER WEIDE, E. and H. DECONINCK. *Simulation of laminar and turbulent flow over an ogive cylinder*. In: *RTO AVT Symposium on "Missile Aerodynamics", 11-14 May, Sorrento, Italy* [online]. von Karman Institute for Fluid Dynamics, 1998. [cit. 2016-12-08]. Dostupné z: https://www.researchgate.net/publication/267562332_Simulation_of_laminar_and_turbulent_flow_over_an_ogive_cylinder
- [18] ARIANESPACE. *Vega User's Manual* [online]. Issue 4, Revision 0. Arianspace, April 2014. [cit. 2017-03-22]. Dostupné z: http://www.arianespace.com/wp-content/uploads/2015/09/Vega-Users-Manual_Issue-04_April-2014.pdf
- [19] ARIANESPACE. *Ariane 5 User's Manual* [online]. Issue 5, Revision 2. Arianspace, October 2016. [cit. 2017-03-22]. Dostupné z: http://www.arianespace.com/wp-content/uploads/2011/07/Ariane5_Users-Manual_October2016.pdf
- [20] ARIANESPACE. *Soyuz User's Manual* [online]. Issue 2, Revision 0. Arianspace, March 2012. [cit. 2017-03-22]. Dostupné z: <http://www.arianespace.com/wp-content/uploads/2015/09/Soyuz-Users-Manual-March-2012.pdf>
- [21] NOAA and NASA. *U.S. Standard Atmosphere 1976* [online]. NOAA, NASA, October 1976. [cit. 2017-04-09]. Dostupné z: <https://ntrs.nasa.gov/archive/nasa/casi.ntrs.nasa.gov/19770009539.pdf>
- [22] NASA. *Aerodynamic and rocket-exhaust heating during launch and ascent, NASA space vehicle design criteria* [online]. NASA Langley Research Center, May 1 1969. [cit. 2017-03-11]. Dostupné z: <https://ntrs.nasa.gov/archive/nasa/casi.ntrs.nasa.gov/19700009523.pdf>
- [23] ULA. *Delta IV Launch Services User's Guide* [online]. United Launch Alliance, June 2013. [cit. 21.3.2017]. Dostupné z: http://www.ulalaunch.com/uploads/docs/Launch_Vehicles/Delta_IV_Users_Guide_June_2013.pdf

- [24] SPACEX. *Falcon 9 Launch Vehicle, Payload User's Guide* [online]. Rev 2. SpaceX, October 21 2015. [cit. 2017-03-22]. Dostupné z: http://www.spacex.com/sites/spacex/files/falcon_9_users_guide_rev_2.0.pdf
- [25] AMUNDSEN, R.M. and J.L. CORSO. Thermal Model Development for Ares I-X [online]. NASA Langley Research Center, August 18 2008. [cit. 2017-04-25]. Dostupné z: <https://ntrs.nasa.gov/archive/nasa/casi.ntrs.nasa.gov/20080034517.pdf>
- [26] BRADFORD, J.E. and J.R. OLDS. *Thermal Protection System Sizing and Selection for RLVs Using the Sentry Code* [online]. SpaceWorks Engineering, Inc., 2006. [cit. 2017-04-25]. Dostupné z: <http://www.sei.aero/archive/AIAA-2006-4605.pdf>
- [27] PEZZELE, Guiseppe. Aerodynamic and aerothermodynamic design of Future Launchers Preparatory Program concepts [online]. Italian Aerospace Research Centre – CIRA, 2012. [cit. 2017-02-26]. Dostupné z: https://www.researchgate.net/publication/251663960_Aerodynamic_and_aerothermodynamic_design_of_Future_Launchers_Preparatory_Program_concepts
- [28] Dry Air Properties. *The Engineering ToolBox* [online]. [cit. 2017-05-16]. Dostupné z: http://www.engineeringtoolbox.com/dry-air-properties-d_973.html
- [29] MACCORMACK, Robert W. *The Carbuncle CFD Problem* [online]. AIAA 2011-381. Stanford University, Department of Aeronautics and Astronautics. [cit. 2017-04-20]. Dostupné z: <http://enu.kz/repository/2011/AIAA-2011-381.pdf>
- [30] PANDOLFI, Maurizio and Domenic D'AMBROSIO. *Numerical Instabilities in Upwind Methods: Analysis and Cures for the "Carbuncle" Phenomenon* [online]. Dipartimento di Ingegneria Aeronautica e Spaziale Politecnico di Torino, Aerodynamisches Institut RWTH Aachen, April 13 2000. [cit. 2017-04-20]. Dostupné z: http://ftp.demec.ufpr.br/CFD/bibliografia/aerodinamica/Pandolfi_Ambrosio_2001.pdf
- [31] FLETCHER, D.G. Fundamentals of Hypersonic Flow – Aerothermodynamics [online]. NATO, R&T Organization, 2004. [cit. 2017-04-17]. Dostupné z: <https://www.sto.nato.int/publications/STO%20Educational%20Notes/RTO-EN-AVT-116/EN-AVT-116-03.pdf>
- [32] PERKINS, Edward W., Leeland H. JORGENSEN and Simon C. SOMMER. Investigation of the Drag of Various Symmetric Nose Shapes of Fineness Ratio 3 for Mach Numbers from 1.24 to 7.4 [online]. NACA-TR-1386. NACA, Ames Aeronautical Lab, Jan 1 1958. [cit. 2017-01-18]. Dostupné z: <https://ntrs.nasa.gov/archive/nasa/casi.ntrs.nasa.gov/19930091022.pdf>
- [33] Another smallsat launch venture enters market. But is there a market for it? *NewSpace Journal* [online]. [cit. 2017-05-04]. Dostupné z: <http://www.newspacejournal.com/2014/07/08/another-smallsat-launch-venture-enters-the-market-but-is-there-a-market-for-it/>
- [34] ARCA. *Haas 2CA, Orbital Flight Redefined* [online]. ARCA Space Corporation. [cit. 2017-05-04]. Dostupné z: http://www.arcaspace.com/en/Haas_2CA/specs.htm

[35] Mishaal Aerospace. *The M-OV Orbital Vehicle* [online]. Mishaal Orbital Aerospace. [cit. 2017-05-04]. Dostupné z: <http://www.mishaalaerospace.com/orbital-vehicle>

[36] GSC. *Nanosat Launch Vehicle* [online]. Garvey Spacecraft Corporation, 13 April 2015. [cit. 2017-05-04]. Dostupné z: <http://www.garvspace.com/NLV.htm>

[37] STENGEL, Robert. Spacecraft Environment. In: 2016 Lecture Slides for Space System Design [online]. Princeton University, May 10 2016. [cit. 2017-01-17]. Dostupné z: <http://www.princeton.edu/~stengel/MAE342Lecture5.pdf>

9. SEZNAM POUŽITÝCH SYMBOLŮ

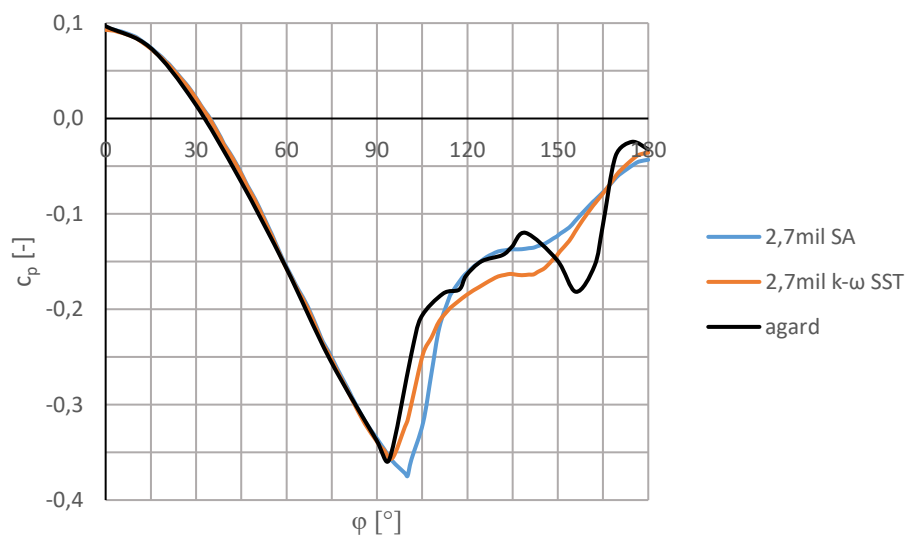
c_p	[-]	součinitel tlaku
D	[m]	průměr
H	[m]	geopotencionální výška
H_s	[J]	celková entalpie
h_w	[J]	entalpie při teplotě stěny
k	[W·m ⁻¹ ·K ⁻¹]	tepelná vodivost
l	[m]	délka
M	[-]	Machovo číslo
p	[Pa]	statický tlak
\dot{q}	[W/m ²]	hustota tepelného toku
R	[m]	poloměr nosu geometrie
Re	[-]	Reynoldsovo číslo
T	[K]	statická teplota
t	[s]	doba letu
v	[m/s]	relativní rychlost
x	[m]	souřadnice x
γ	[-]	poměr specifických tepel
Θ	[°]	úhel mezi bodem na kulové části geometrie a osou symetrie
ρ	[kg/m ³]	hustota
φ	[°]	poloha po obvodu v daném řezu

10. SEZNAM PŘÍLOH

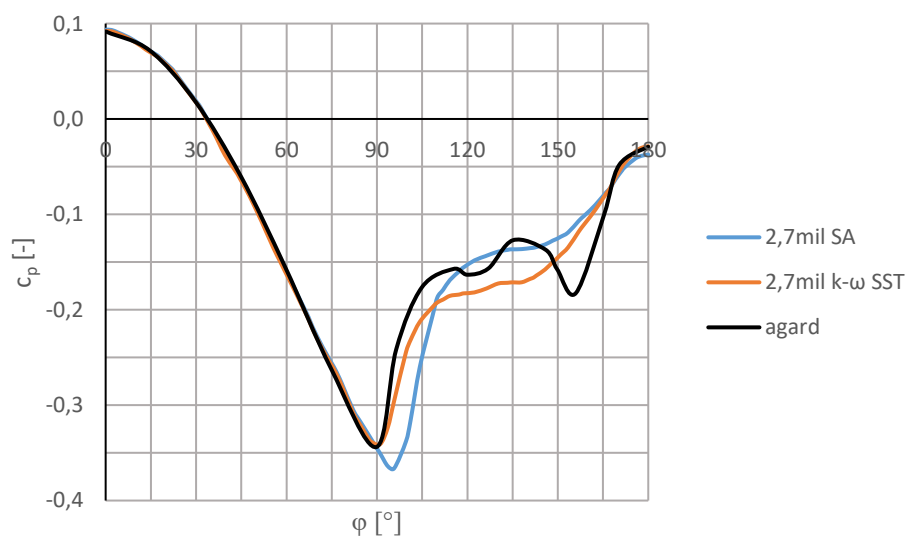
Příloha A – výsledky referenčního výpočtu

Příloha B – rozložení součinitele tlaku na čele geometrie, 2D případ

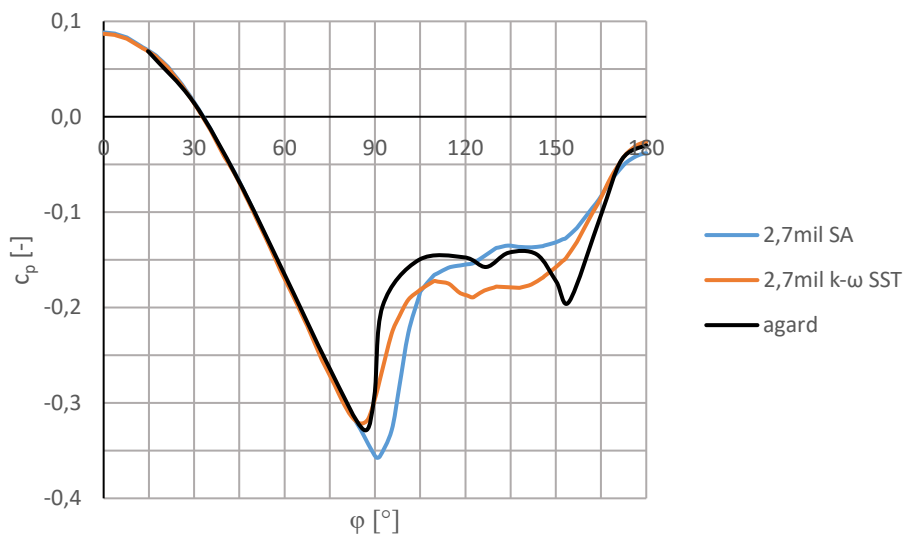
PŘÍLOHA A – výsledky referenčního výpočtu



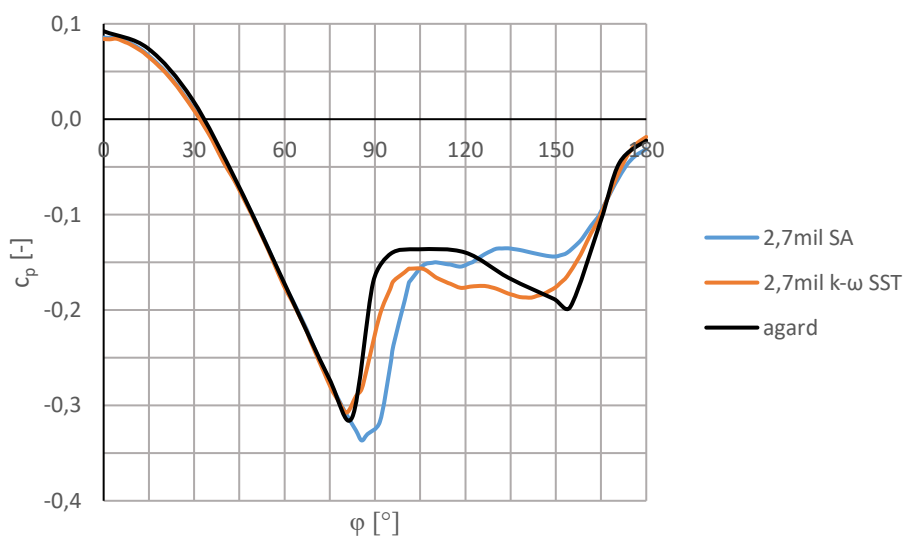
Graf A.1 Rozložení součinitele tlaku v řezu 1



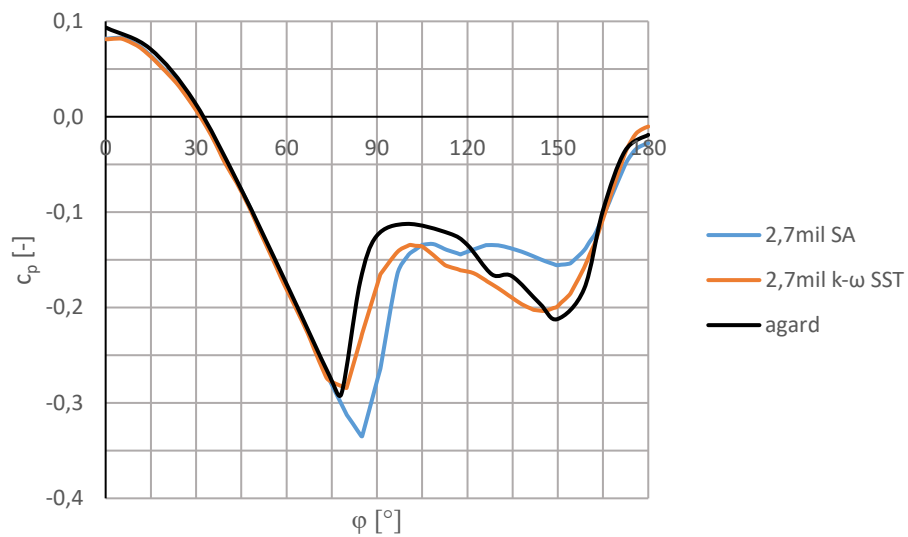
Graf A.2 Rozložení součinitele tlaku v řezu 2



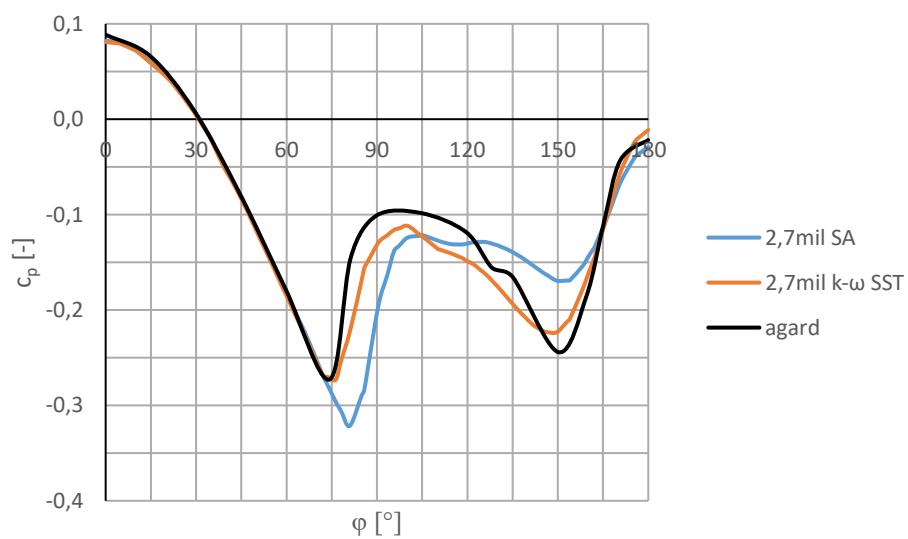
Graf A.3 Rozložení součinitele tlaku v řezu 3



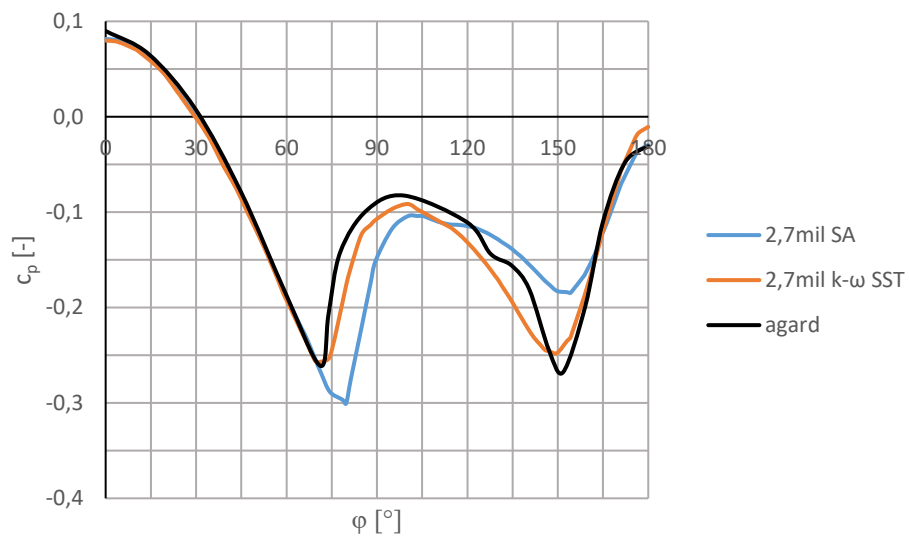
Graf A.4 Rozložení součinitele tlaku v řezu 4



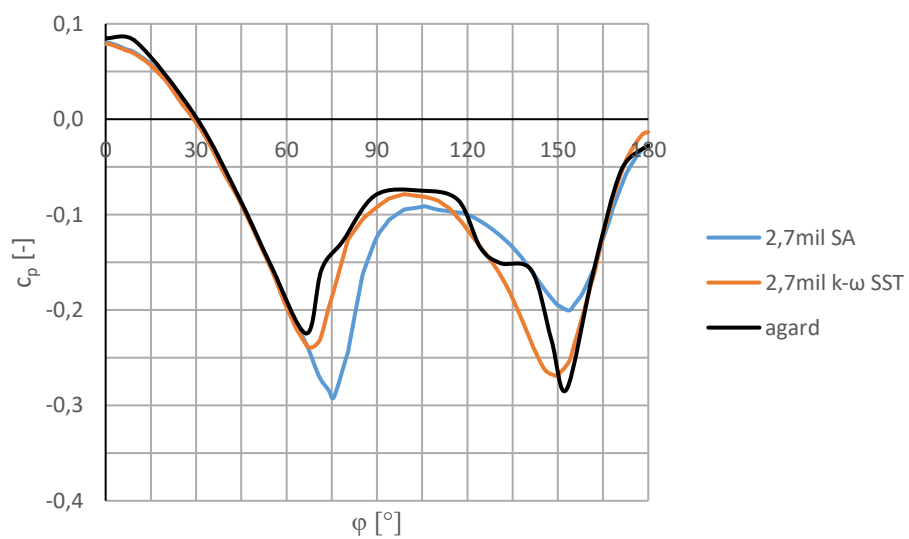
Graf A.5 Rozložení součinitele tlaku v řezu 5



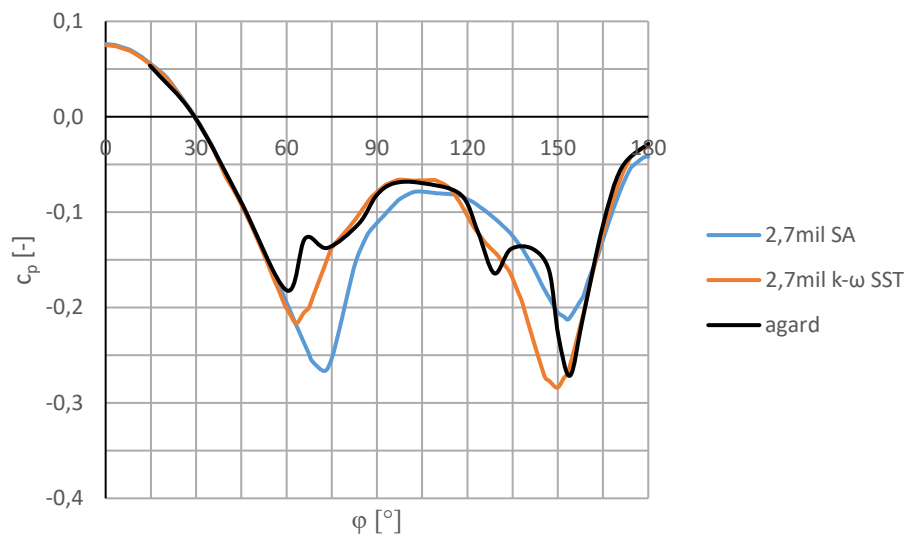
Graf A.6 Rozložení součinitele tlaku v řezu 6



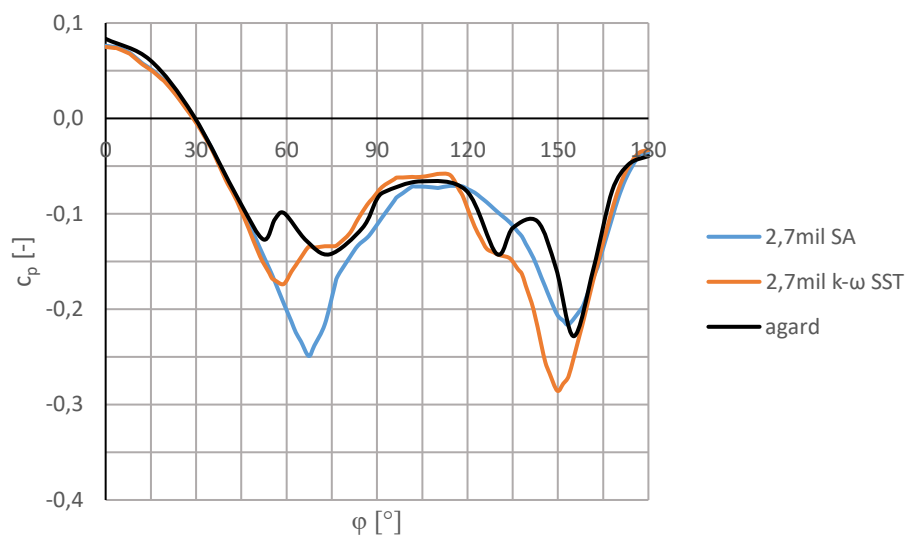
Graf A.7 Rozložení součinitele tlaku v řezu 7



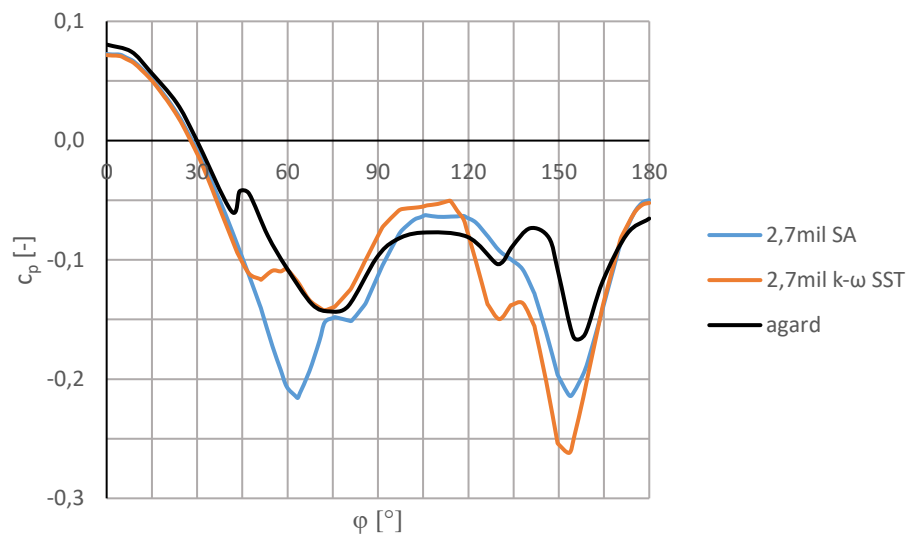
Graf A.8 Rozložení součinitele tlaku v řezu 8



Graf A.9 Rozložení součinitele tlaku v řezu 9



Graf A.10 Rozložení součinitele tlaku v řezu 10



Graf A.11 Rozložení součinitele tlaku v řezu 11

PŘÍLOHA B – rozložení součinitele tlaku na čele geometrie, 2D případ

