ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE

Fakulta stavební

Katedra betonových a zděných konstrukcí

Vliv drsnosti pláště betonových chladících věží na jejich aerodynamické chování

Influence of the surface roughness on natural draft cooling towers and their aerodynamic behavior

DISERTAČNÍ PRÁCE

Ing. Petr Harazim

Doktorský studijní program: Stavební inženýrství

Studijní obor: Konstrukce a dopravní stavby

Školitel: doc. Ing. Lukáš Vráblík, Ph.D., FEng.

Praha, 2021

ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE
Fakulta stavební
Thákurova 7, 166 29 Praha 6

PROHLÁŠENÍ

Jméno doktoranda: Petr Harazim

Název disertační práce: Vliv drsnosti pláště betonových chladících věží na jejich aerodynamické chování

Prohlašuji, že jsem uvedenou disertační práci vypracoval/a samostatně pod vedením školitele doc. Ing. Lukáš Vráblík, Ph.D., FEng..
Použitou literaturu a další materiály uvádím v seznamu použité literatury.

Disertační práce vznikla v souvislosti s řešením projektu: TA04011743

V Praze dne 26.2.2021

podpis

Předmluva a poděkování

Aeroelasticita válcových těles je velice rozsáhlá multidisciplinární oblast. Z pohledu četnosti navrhování těchto těles hraje ve stavebním inženýrství zásadní roli. Můj Ph.D. projekt na Katedře betonových konstrukcí Stavební fakulty, Českého vysokého učení v Praze byl zaměřen na obtékání válcových těles s důrazem na velikost rozdělení tlaků na povrchu, jež jsou dány především režimem obtékání a drsností povrchu válce. Samotný výzkum byl prováděn ve spolupráci s firmou Chladící věže Praha, a. s. a vstupní parametry výzkumu byly dány konkrétní stavbou. Jednalo se o jednu z největších chladících věží v polském Opole. Měl jsem tak možnost se podrobně seznámit s problematikou rozložení tlaků na plášti chladící věže opatřeného meridionálními větrnými žebry v trans-kritickém režimu proudění. Při této studii byl brán důraz na samotnou geometrii odtrhových pásků pro zajištění příznivějšího vnějšího zatížení. Byl také optimalizován tvar chladící věže a vypočten vliv drsnosti pláště na staticky nutnou spotřebu betonářské výztuže.

Na tomto místě bych rád poděkoval svému školiteli Lukáši Vráblíkovi za spoustu inspirací a podnětů při zpracování disertační práce. Poskytl mi zejména příležitost a zajímavé téma k řešení, které mne profesně posunulo o velký kus dále.

Nikdy bych nedokončil disertační práci bez velké podpory mé rodiny. Především své ženy Evy, která s analytickou přesností zkorigovala tuto práci a věnovala jí spoustu rodinného času. V neposlední řadě chci poděkovat svému bratrovi za neustálý dotaz: „Už máš ten doktorát hotový?“.

Abstrakt

Metody výpočetní mechaniky tekutin a plynů zažívají v posledních letech nebývalý rozmach. Využívají se zejména pro zjišťování aerodynamických vlastností konstrukcí a jejich interakce se vzdušným proudem. Díky poměrně složitým výpočetním modelům je možné přesně zjistit zatížení v každém místě konstrukce.

Práce shrnuje využití výpočetní mechaniky tekutin při zjišťování zatížení pláště chladící věže větrem. Důraz byl kladen na vliv drsnosti pláště při stanovení velikost zatížení větrem. Zdrsnění pláště chladící věže bylo provedeno pomocí meridionálních větrných žeber různého tvaru.

Nejprve byl studován vliv četnosti a tvaru meridionálních větrných žeber na 2D modelech proudění kolem drsného válce. Posléze bylo přistoupeno k náročným 3D modelům proudění se zohledněním vnitřní technologie a toku uvnitř chladící věže. Výsledky ukázaly velký vliv výšky samotných žeber a jejich četnost. Vypočtená data shrnují, že i když je úhel náběhu větrných žeber snížen, jejich účinnost se nemění.

Nedílnou částí mé práce byla i optimalizace tvaru pláště chladící věže pomocí vytvořeného skriptu programovacího jazyka ANSYS Parametric Design Language. Tímto programem byl optimalizován tvar pláště jedné z největších chladících věží v polském Opole. Mimo numerické modelování, byly také vypočteny spotřeby betonářské výztuže a namáhání této věže s různými tvarovými součiniteli větru.

Výsledky studie velkou měrou přispívají k pochopení složitého problému interakce konstrukce a vzdušného proudu s důrazem na trvanlivost konstrukce.

Abstract

Methods of computational fluids mechanics have experienced an unprecedented boom in recent years. They are mainly used to determine the aerodynamic properties of structures and their interaction with the air stream. It is possible to accurately determine the wind load at any point in the structure, because of relatively complex computational models.

The work summarizes the use of computational fluid mechanics in determining the wind load of the cooling tower. The effect of surface roughness in determining the magnitude of wind loads was emphasis placed on. Roughening of the cooling tower was performed using meridional wind ribs of various shapes.

First of all, meridional wind ribs effect on 2D models of air flow around a rough cylinder was studied. Subsequently, demanding 3D flow models were approached. Moreover, the internal technology and flow inside the cooling tower was taken into consideration. The results showed a great influence of the height and frequency of the wind ribs. The calculated data summarize that even if the angle of attack of the wind ribs is reduced, their efficiency does not change.

The last part of my work was the shape optimization of the cooling tower. The computational script has been created in the programming language ANSYS Parametric Design Language. This program optimized the shape of one of the largest cooling towers in Opole, Poland. Furthermore, concrete reinforcement and strain of studied cooling tower with different wind shape factor was calculated.

The results of the study greatly contribute to the understanding of the complex problem such as construction and the air flow. Durability is one of important parameter in shape design of cooling tower.

Obsah

Seznam značek **10**

Seznam zkratek **12**

1 Úvod **13**
1.1 Proudění v blízkosti stěny 16
1.1.1 Atmosférická mezní vrstva 18
1.2 Obtékání válce 20
1.3 Meridionální větrná žebra 26
1.4 Proudění vzduchu okolo válce 27
1.4.1 Proudění kolem chladících věží 28
1.4.2 Vliv větrných žeber a drsnosti povrchu na rozložení tlaku okolo chladících věží 30
1.4.3 Vyšetřování proudění kolem nekonečného válce 32
1.4.4 Vyšetřování proudění kolem konečného válce 37
1.5 Chladící věže 41
1.6 Numerické modelování proudění vzduchu 44
1.6.1 Základní pohybové rovnice 44
1.6.2 Řešení Navierových-Stokesových rovnic 49
1.6.3 Metoda konečných objemů 50

2 Cíl práce **57**

3 Metody zpracování **58**
3.1 2D analýza proudění kolem drsného nekonečného válce 59
3.1.1 Geometrie a okrajové podmínky 59
3.1.2 Fyzické modelování větrných žeber 61
3.2 2D analýza proudění kolem hladkého válce 62
3.2.1 Geometrie 62
3.3 Proudění kolem zmenšených modelů 62
3.3.1 Geometrie 63
3.3.2 Okrajové podmínky a fluidní doména 64
3.3.3 Ověření konceptu ekvivalentní drsnosti 2D modelem 69
3.4 3D analýza proudění kolem drsné chladící věže 69
3.4.1 Geometrie a síť 69
3.4.2 Okrajové podmínky 73
3.5 3D analýza proudění kolem hladké chladící věže 76
3.5.1 Geometrie a okrajové podmínky 76
3.6 Optimalizace tvaru chladící věže 78
3.6.1 Geometrie 79
3.6.2 Zatížení pláště chladící věže 81
3.6.3 Výpočetní model 85

4 Výsledky a diskuse **89**
4.1 2D analýza proudění kolem drsného nekonečného válce 89
4.1.1 Citlivostní analýza 89
4.1.2 Vliv větrných žeber na rozložení tlaku okolo válce 92

4.2 2D analýza proudění kolem hladkého válce 98
4.3 Proudění kolem zmenšeného modelu 102
4.3.1 Výsledky vlivu ekvivalentní drsnosti na rozložení součinitele tlaku 102
4.3.2 CFD simulace zmenšeného laboratorního modelu 103
4.4 3D analýza proudění kolem drsné chladící věže 106
4.5 3D analýza proudění kolem hladké chladící věže 113
4.6 Výsledky optimalizace tvaru a chladící věže 117

5 Závěr 133

6 Literatura 135

7 Seznam obrázků 141

8 Seznam tabulek 145

Příloha P1 146

Příloha P2 158

Seznam značek

C_p	součinitel vnějšího tlaku (tvarový součinitel)
$C_{p,min}$	minimální hodnota tvarového součinitele
$C_{p,b}$	závětrná oblast válce s téměř konstantním tlakem
$C_{p,0}$	bod nulového tlaku
ρ	hustota proudového pole
l	hydraulický průměr
C_D	součinitel čelního odporu
F_D	síla působící na válec ve směru vzdušného proudu
S	charakteristická plocha
Re	Reynoldsovo číslo
μ	viskozita kapaliny
p	lokální tlak
p_e	tlak ve volném proudu vzduchu
ϕ_0	úhel nulového tlaku
ϕ_l	úhel bodu minimálního tlaku
ϕ_N	úhel bodu separace
Re	Reynoldsovo číslo
Ma	Machovo číslo
$v_m(z)$	střední rychlost větru
$v_{fl}(x, y, z, t)$	fluktuační složka rychlosti větru
$\dot{u}(x, y, z, t)$	rychlost pohybu konstrukce ve větrném poli
$I_v(z)$	intenzita turbulencí
σ_v	směrodatná odchylka rychlosti větru
v_e	rychlost volného proudu
z	výška nad terénem
z_0	délkou drsnosti
κ	von Kármánova konstanta
Ω	kontrolní objem
α	je propustnost
C	setrvačná ztráta v porézním mediu

Δm	tloušťka porézního media
u_τ	třecí rychlost
u	vektor rychlosti proudění
$\hat{n}$	jednotkový vektor vnější normály
f	síly působící na kontrolní objem
$\boldsymbol{I}$	jednotkový tenzor
$\boldsymbol{D}$	tenzor rychlosti deformace
$\boldsymbol{T}$	tenzor napětí
$\boldsymbol{b}$	objemová síla
ϑ	kinematická viskozita
α	teplotní vodivost
λ	molekulová tepelná vodivost,
c_p	měrné teplo
R	reziduál
Fr	Froudeovo číslo
u^+	bezrozměrná vzdálenost od stěny
τ_{wall}	smykové napětí
u^*	tečná rychlost k povrchu tělesa
K_s^+	bezrozměrný faktor stupně nerovnoměrné drsnosti povrchu
μ_{lam}	molekulární viskozita
g	tíhové gravitační zrychlení
k_{ts}	ztráta podepřením skořepiny
k_{fill}	ztráta výplní chladící věže
k_{spray}	ztráta rozprašovači
k_{drift}	ztráta eliminátorem unášených částic
$q_{p(z)}$	maximální dynamický tlak větru ve výšce z,
$c_s c_d$	součinitel tvaru konstrukce.

Seznam zkratek

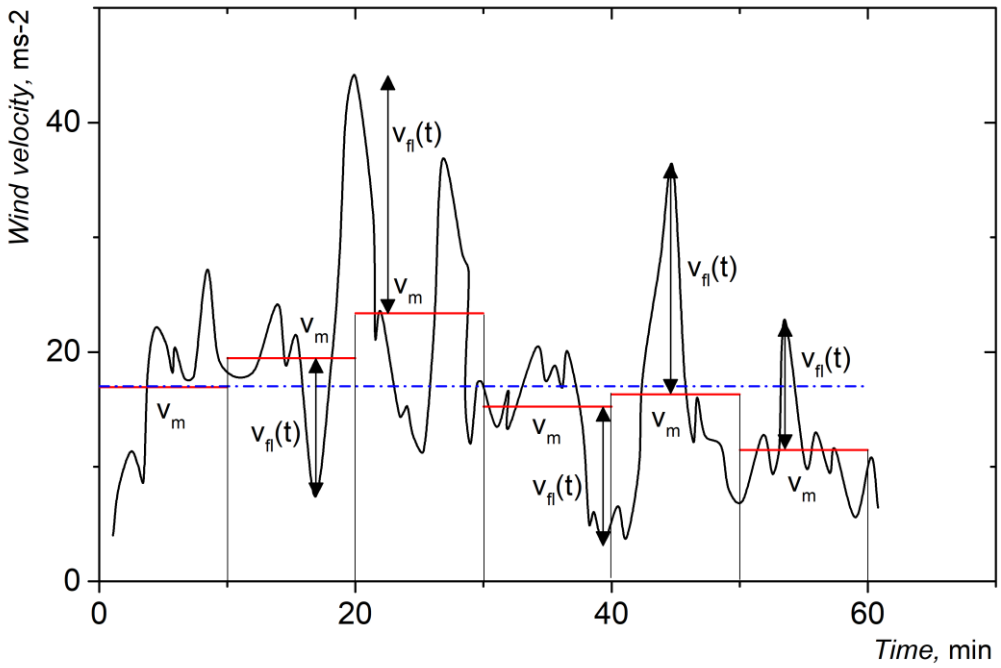
ABL	atmosférická mezní vrstva
BL	mezní vrstva
CFD	výpočetní mechanika kapalin a plynů
CV	kontrolní objem
LES	metoda velkých vírů (Large Eddy Simulation)
RANS	metoda časového středování
SST	turbulentní model Shear-Stress Transport
SAS	adaptivní simulační model
URANS	metoda časového středování neustálená

1 Úvod

Úkolem stavebního inženýra je najít řešení pro interakci pevné látky a proudového pole, tedy konstrukce a vzduchu. Problematika interakce konstrukce a vzdušného proudu je velmi složitá, neboť je ovlivněna konfigurací terénu, překážkami, různou stratifikací vzdušného proudu a dalšími neméně významnými faktory.

Chladící věže jsou zatíženy teplotou, vlastní tíhou a seismickými vlivy. Nejvýznamnějším působícím činitelem je zatížení povětrnostními vlivy. Z tohoto důvodu má zásadní význam pro efektivní a úsporný návrh konstrukcí pochopení rozdělení tlaků na konstrukci a její zatížení větrem. Tento vnější činitel se začal více zkoumat po několika velikých haváriích v průběhu 20. století. Jedna z největších byla zřícení prvního Tacomského mostu vlivem ohybově kroutivého flutteru při rychlosti větru pouhých 9 $m \cdot s^{-1}$ (Ammann, von Karman a Woodruff, 1941). Další katastrofou bylo zřícení chladících věží v elektrárně Ferrybridge v Západním Yorkshiru. Bylo zde osm více než sto metrů vysokých chladicích věží. Tři roky po svém zhotovení byly zdevastovány poryvy větru o rychlosti 35 $m \cdot s^{-1}$. Čtyři věže na návětrné straně stály pevně, ale zadní chladící věže se zřítili účinky vírové rezonance (Shellard, 1967).

Účinky větru jsou dle současné teoretické úrovně poznání chápány jako náhodný jev. Rychlost větru se v čase mění a není konstantní. Obecně lze rychlost větru rozdělit na dvě složky, a to statickou a dynamickou. Statická složka je též nazývána střední hodnota rychlosti větru a dynamická složka se označuje jako fluktuační rychlost větru. Velikost střední rychlosti větru závisí na časové délce zkoumaného intervalu. Čím delší je sledovaný interval tím nižší je hodnota střední rychlosti větru, ale zároveň narůstá velikost maxima fluktuační složky rychlosti větru. Obr. 1.1 znázorňuje maximální a minimální hodnotu fluktuační složky rychlosti pro daný časový interval jakož i střední rychlost proudění vzduchu (Pirner a Fischer, 2003).



Obr. 1.1 *Rychlost vzduchu (upraveno podle (Pirner a Fischer, 2003)).*

Celkovou rychlost proudění ve větrném poli můžeme popsat rovnicí 1.1 (Pirner a Fischer, 2003).

$$v(x,y,z,t) = v_m(z) + v_{fl}(x,y,z,t) - \dot{u}(x,y,z,t) \qquad 1.1$$

Kde $v_m(z)$ je střední hodnota rychlosti větru, $v_{fl}(x,y,z,t)$ je fluktuační složka rychlosti větru a $\dot{u}(x,y,z,t)$ je rychlost pohybu konstrukce ve větrném poli. Obvykle je však rychlost pohybu konstrukce ve větrném poli velmi malá, a proto je možné tuto složku zanedbat.

Samotné zatížení větrem je možné charakterizovat jako náhodnou veličinu, jenž lze popsat Weibullovým, Rayleighovým či normálním rozdělením. Tento přístup je použit i v evropských návrhových normách (EN 1991-1-4, 2007).

Velikost tlaku větru $q(z,t)$ je popsána následujícím vztahem.

$$q(z,t) = \frac{1}{2}\rho\left[v_m(z) + v_{fl}(z,t)\right]^2 \qquad 1.2$$

Kde ρ je hustota vzduchu.

Ze vztahu 1.2 lze odvodit výraz 1.3. V tomto výrazu lze zanedbat kvadratický fluktuační člen rychlosti větru. Aby bylo možné tento člen $v_{fl}(z,t)^2$ zanedbat, je nutné dodržet pro stanovení $v_{fl}(z,t)$ velmi krátký časový interval.

$$q(z,t) = \frac{1}{2}\rho\left[v_m(z)^2 + 2v_m(z)v_{fl}(z,t) + v_{fl}(z,t)^2\right] \qquad 1.3$$

V Evropské normě (EN 1991-1-4, 2007) je maximální dynamický tlak větru dán vztahem 1.4

$$q(z,t) = \frac{1}{2}\rho[1 + 7I_v(z)]v_m(z)^2. \qquad 1.4$$

Intenzitu turbulence $I_v(z)$ můžeme dle normového vztahu popsat

$$I_v(z) = \frac{\sigma_v}{v_m(z)}. \qquad 1.5$$

Dosazením rovnice pro intenzitu turbulence (1.5) do rovnice 1.4 získáme rovnici ve tvaru

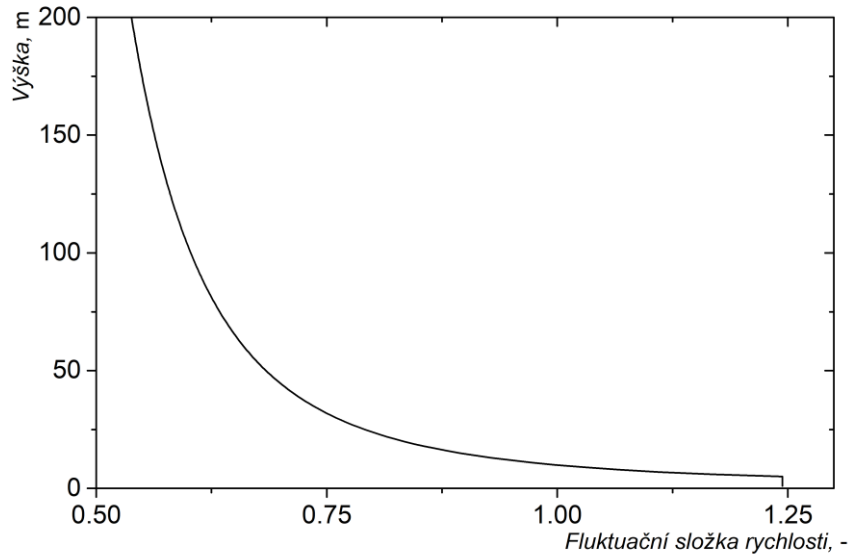
$$q(z,t) = \tfrac{1}{2}\rho[1 + 2v_m(z)3{,}5\sigma_v], \qquad 1.6$$

kde σ_v je směrodatná odchylka. Rovnice 1.7 pak určuje, že $\sigma_v = 0{,}286$ maximální fluktuační složky rychlosti větru. Je nutné si uvědomit, že tato hodnota platí pro krátkou integrační dobu měření rychlosti větru.

$$max\left[v_{fl}(z,t)\right] = 3{,}5\sigma_v \qquad 1.7$$

Samotný poměr mezi střední hodnotou rychlosti větru a fluktuační složkou rychlosti větru se mění v závislosti na výšce nad terénem.

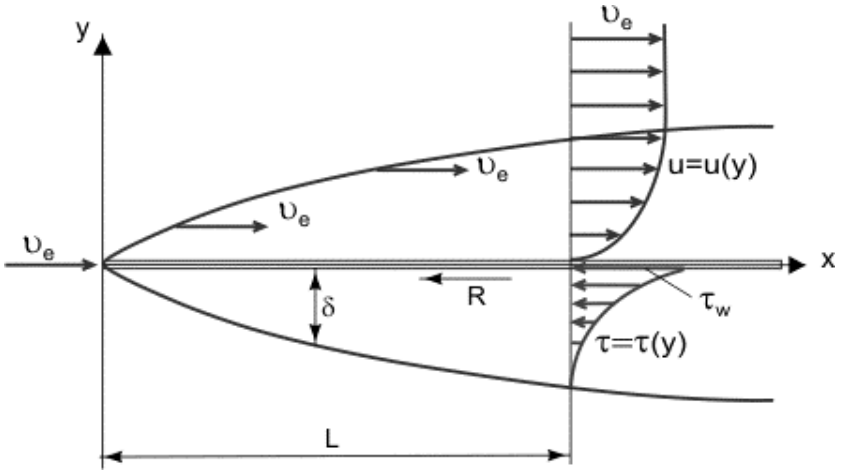
Za použití vztahů 1.1-1.7 můžeme vyjádřit poměr mezi fluktuační složkou rychlosti větru a střední rychlostí větru v závislosti na výšce nad terénem. Na Obr. 1.2 je zobrazen tento poměr pro kategorii terénu III, dle normy (EN 1991-1-4, 2007).



Obr. 1.2 *Poměr fluktuační složky ke střední rychlosti proudění vzduchu, pro kategorii terénu III dle EN 1991-1-4* (EN 1991-1-4, 2007).

1.1 Proudění v blízkosti stěny

Mezní vrstvou nazýváme tenkou viskózní vrstvu kapaliny v blízkosti pevného povrchu stěny v kontaktu s pohybujícím se proudem vzduchu. V této vrstvě se rychlost mění od nuly u stěny až po v_e na hranici mezní vrstvy, což přibližně odpovídá rychlosti volného proudu.

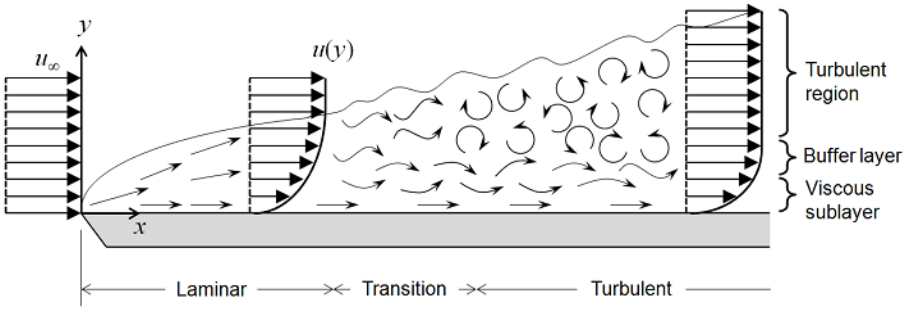


Obr. 1.3 *Narůstání mezní vrstvy na tenké desce (převzato z: https://www.thermopedia.com/content/595/).*

Základy koncepce mezní vrstvy položil L. Prandtl (Prandtl, 1904) při pozorování obtékání tenké desky. V důsledku třecích sil po délce desky dochází

k brždění částic tekutiny. Dále dochází k brždění i vzdálenějších částic. Do mezní vrstvy tak vstupují další částice a tloušťka mezní vrstvy narůstá. Rychlostí profil má spojitý průběh a narůstá od nuly do rychlosti neovlivněného proudu (Epifanov, 2011; Schlichting, 2017).

Mezní vrstva může být laminární či turbulentní. U turbulentních mezních vrstev dochází k intenzivnímu míchání proudů. Kdežto v laminární mezní vrstvě probíhá proudění ve vrstvách, tj. každá vrstva klouže kolem sousedních (Obr. 1.4). V laminární mezní vrstvě dochází k jakékoli výměně hmoty nebo hybnosti pouze mezi sousedními vrstvami v mikroskopickém měřítku. V důsledku toho je molekulární viskozitou možno predikovat související smykové napětí. Laminární mezní vrstvy se vyskytují pouze tehdy, když jsou Reynoldsova čísla (*Re*) malá. Na druhé straně pro turbulentní mezní vrstvu je typické mícháním přes několik vrstev. Míchání proudu nyní probíhá v makroskopickém měřítku. Dochází tedy k výměně hmoty, hybnosti a energie v mnohem větším měřítku ve srovnání s laminární hraniční vrstvou. Turbulentní mezní vrstva se tvoří pouze při větší hodnotě *Re*. Rozsah míchání proudu nelze zvládnout pouze pomocí molekulární viskozity. Problematika turbulentního proudění zavádí turbulentní viskozitu nebo vířivou viskozitu. Tyto veličiny však nemají přesný výraz, a proto musí být modelovány. Právě z tohoto důvodu bylo vyvinuto několik modelů. V místě přechodu z laminární mezní vrstvy se nachází přechodová mezní vrstva. Jedná se o velmi krátký úsek, ve kterém koexistují, jak laminární složky proudění, tak i turbulentní (Epifanov, 2011).



Obr. 1.4 *Mezní vrstvy (převzato z: https://su2code.github.io/tutorials/Transitional_Flat_Plate/).*

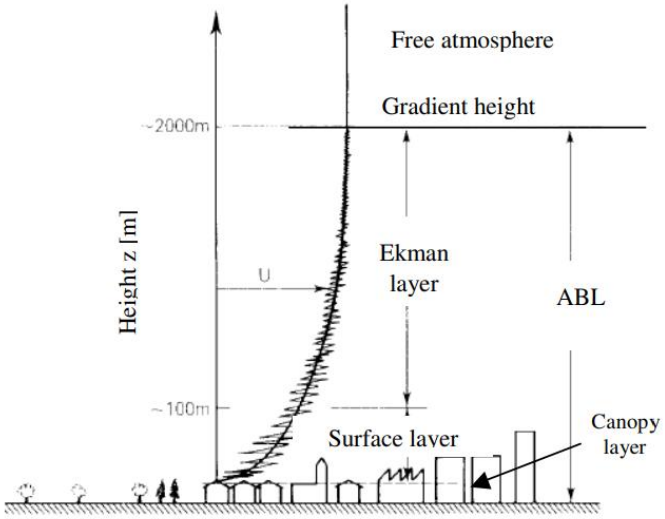
1.1.1 Atmosférická mezní vrstva

Atmosférická mezní vrstva (Atmosferic boundary layer - ABL) je definována jako nejnižší 1 až 2 km atmosféry. Jedná se o region přímo ovlivněný změnou hybnosti, výměnou tepla a vodní páry mezi zemským povrchem. Je to část atmosféry, která je přímo ovlivněna přítomností zemského povrchu a reaguje na povrchové síly v časovém měřítku přibližně několika hodin. Mezi tyto povrchové síly patří třecí odpor, přenos tepla a znečišťujících látek a úpravy proudění v důsledku topografie. V závislosti na těchto silách má mezní vrstva různou tloušťku od stovek metrů do několika kilometrů (Stull, 1988).

Pokud jde o proudění a jevy v atmosférické mezní vrstvě, tak typickým časovým intervalem sledování bývá jedna hodina. Například střední rychlost větru je stanovena právě pro měřítko jedné hodiny (Obr. 1.1).

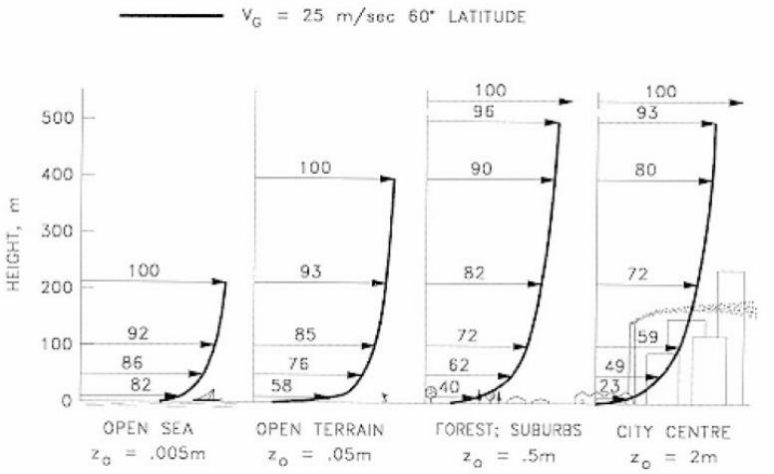
1.1.1.1 Rychlostní profil v atmosférické mezní vrstvě

Neutrální ABL je taková, kde je zanedbatelný přenos tepla. Tuto vrstvu lze rozdělit do tří dílčích vrstev, které ukazuje Obr. 1.5. Spodní vrstva připojená k povrchu země obsahuje překážky tvořící prvky drsnosti. Nad spodní vrstvou je povrchová vrstva, kde jsou zanedbatelné Coriolisovy síly. Tloušťka této vrstvy je přibližně desetina ABL. Nad povrchovou vrstvou se nachází Ekmanova vrstva, která je velmi ovlivněna rotací Země pomocí Coriolisových sil a jedná se o nejtlustší vrstvu.



Obr. 1.5 *Podoblasti atmosférické mezní vrstvy (Crasto, 2007).*

Coriolisovy síly, třecí síly a tlakový gradient jsou zodpovědné za proudění větru ve vnějších vrstvě a volné vrstvě atmosféry. V povrchové vrstvě však Coriolisovy síly ztrácí svůj význam, zatímco drsnost povrchu země se stává významnějším parametrem. Tento parametr ovlivňuje rychlostní profil větru v blízkosti povrchu. Na Obr. 1.6 můžeme vidět vliv drsnosti terénu na rychlostní profil a dále výšce ABL. Na tomto obrázku je popsána drsnost povrchu parametrem z_0, který se nazývá aerodynamická délka drsnosti.



Obr. 1.6 *Různé rychlostní profily v závislosti na terénu (Davenport, 1975).*

Vertikální profil turbulentních statistik v ABL lze provést jen když je dosaženo plně vyvinutých podmínek, a tedy horizontální homogenity. Pak je v povrchové vrstvě ABL střední horizontální rychlost proudění popsána logaritmickým zákonem 1.8 jako

$$\frac{U_{(z)}}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa}\ln\left(\frac{z}{z_0}\right), \qquad 1.8$$

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}. \qquad 1.9$$

V rovnici 1.8 je střední rychlost horizontálního proudění normalizována třecí rychlostí u_τ definovanou rovnicí 1.9, zatímco výška nad terénem z je porovnána s délkou drsnosti z_0 a κ je von Karmanova konstanta ($\sim$ 0,4) (Tennekes, 1982). Evropský větrný atlas třídí z_0 do sedmi tříd podle topologie terénu (Troen a Petersen, 1989). Délka drsnosti je důležitým parametrem při modelování rychlostního profilu ve 3D analýzách proudění. Spodnímu povrchu modelující zemský povrch je nutné zadat drsnost, tak aby nedocházelo ke

změnám rychlostního profilu v doméně a byla zaručena horizontální homogenita proudění.

Tab. 1.1 *Ekvivalentní drsnosti terénu (Troen a Petersen, 1989).*

třída	terén	z_0 [m]
I	Rovinatý terén hliněný, ledový	$10^{-5} \div 3.10^{-5}$
	Vodní plochy	$3.10^{-5} \div 0{,}0002$
II	Písek	$0{,}0002 \div 0{,}001$
III	Letištní plochy, travnaté plochy	$0{,}001 \div 0{,}01$
IV	Zemědělská oblast s ojedinělými stromy	$0{,}01 \div 0{,}04$
V	Krajina se stromy a keři	$0{,}04 \div 0{,}1$
VI	Lesy	$0{,}1 \div 1$
VII	Města	$1 \div 4$

1.2 Obtékání válce

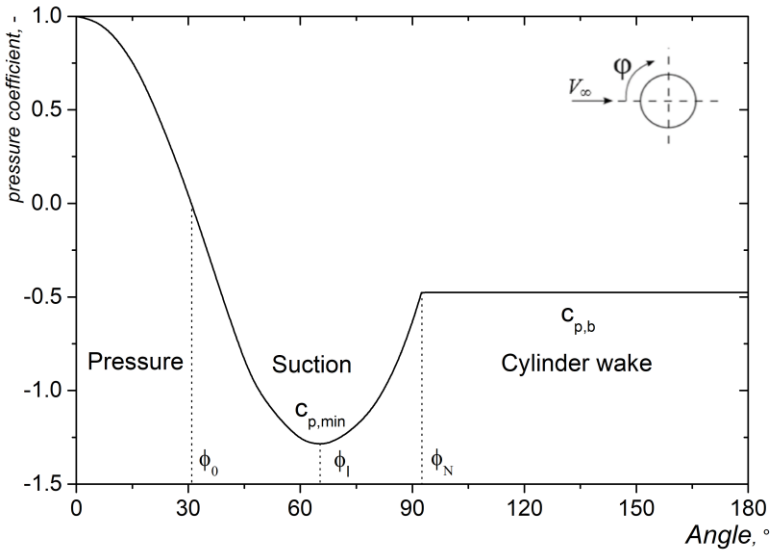
Vnější faktory, mezi které patří mimo jiné vítr, mají významný vliv jak na velikost zatížení, tak na rozložení tlaku kolem chladících věží.

Aby bylo možné získat lepší přehled o účincích větru v proudovém poli kolem válcovité konstrukce a rozložení tlaků po obvodě válce, je zaváděn tzv. součinitel vnějšího tlaku (C_p):

$$c_p = 2\frac{p-p_e}{\rho \cdot {v_e}^2}. \qquad 1.10$$

V rovnici 1.10 reprezentuje p lokální statický tlak na stěně válce, p_e je tlak ve volném proudu vzduchu, ρ je hustota fluidního pole a v_e je rychlost ve volném proudu vzduchu. Typické rozdělení tlaku na válci můžeme vidět na Obr. 1.7. Bod stagnace je definován tehdy, když je obtékáno těleso tvaru válce a proud vzduchu dosáhne návětrné strany válce a proud vzduchu je nucen úplnému zastavení. V tomto místě nabývá součinitel vnějšího tlaku maximální kladné hodnoty. Poté co je proud vzduchu z tohoto bodu přesměrován, začne zrychlovat podél stěn válce. Vzduch, který proudí podél obvodu válce viskózní mezní vrstvou, má na povrchu válce nulovou rychlost. Během zrychlování proudu vzduchu kolem stěny válce dochází ke snižování tlaku na stěnu, nejprve se vyskytuje bod nulového tlaku (ϕ_0), až proud vzduchu nakonec dosáhne maximálního sacího

tlaku ($C_{p,min}$) v úhlu ϕ_l. Zvýšené sání může být vysvětleno pomocí Bernoulliho rovnice, podle které zrychlení proudění způsobí, že statický tlak tekutiny na povrch se zvýší při snížení rychlosti proudění. Je třeba mít na paměti, že Bernoulliho rovnice je platná pouze pro interní oblast neviskózního proudění, nicméně vnější tlakové pole je popsáno teorií mezní vrstvy (Schlichting, 2017). Jakmile je dosaženo místa minimálního tlaku ($C_{p,min}$), proud vzduchu má nedostatečnou energii a vzhledem k velkým třecím silám vyskytujících se v mezní vrstvě, začíná obtékaný proud vzduchu zpomalovat, dokud se tok vzduchu automaticky nezastaví a nezmění směr. Tento bod změny směru proudu se označuje jako bod separace proudu (ϕ_N). Za tímto bodem separace se vyskytuje oblast s téměř konstantním tlakem (C_{pb}), která způsobuje značné sání za válcem a vede k velké odporové síle konstrukce ve směru proudění. Změny v rychlosti fluidního pole mají vliv na maximální sací tlak na straně válcové konstrukce, jakož i na pozici bodu separace proudění, která vede ke změně C_p křivky a následně proudového pole v okolí konstrukce. Změna v rychlosti větru má také vliv na *Re* a následně i na to, zda je mezní vrstva laminární, turbulentní nebo přechodová (Zdravkovich, 1997).



Obr. 1.7 *Rozdělení součinitele vnějšího tlaku pro válec.*

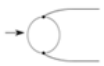
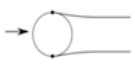
Číslo *Re* je bezrozměrný parametr používaný v dynamice kapalin pro určení, zda dominují vzdušnému proudu vazké síly nebo setrvačné síly. Matematická definice *Re* používaná ke stanovení stavu mezní vrstvy je popsána rovnicí (1.11).

$$Re = \frac{\rho \cdot v \cdot l}{\mu}, \qquad 1.11$$

kde l představuje hydraulický průměr, ρ je hustota kapaliny, v je rychlost tekutiny a μ viskozita kapaliny. Z této definice je možno vidět, že velikost *Re* se týká velikosti setrvačných sil ($\rho \cdot v \cdot l$) a velikosti vazkých sil (μ). Pokud je *Re* dostatečně malé ($Re<1 \cdot 10^5$), lze předpokládat, že průtok je ovládán vazkými silami a průtok zde je označen jako laminární proudění (Cengel a Cimbal, 2018). Naproti tomu, když je *Re* dostatečně velké ($Re>3 \cdot 10^6$), tak tok je ovládán setrvačnými silami s turbulentními víry přítomnými v proudu, a proto se nazývá turbulentní proudění (Cengel a Cimbal, 2018). Změna laminárního proudění v turbulentní není skoková, ale postupná. Tato oblast se nazývá přechodové proudění. Obecně, když dojde k přechodu z laminárního do turbulentního režimu proudění, zvýšením energie je získána turbulentní hybnost. Tato energie vytváří větší kapacitu překonat nepříznivý spád tlaku za bodem minimálního tlaku, to má za následek posun bodu odtržení proudu dále po proudu a vytvoření menší oblasti vírů za válcem s menší šířkou a následně menší tlakovou silou.

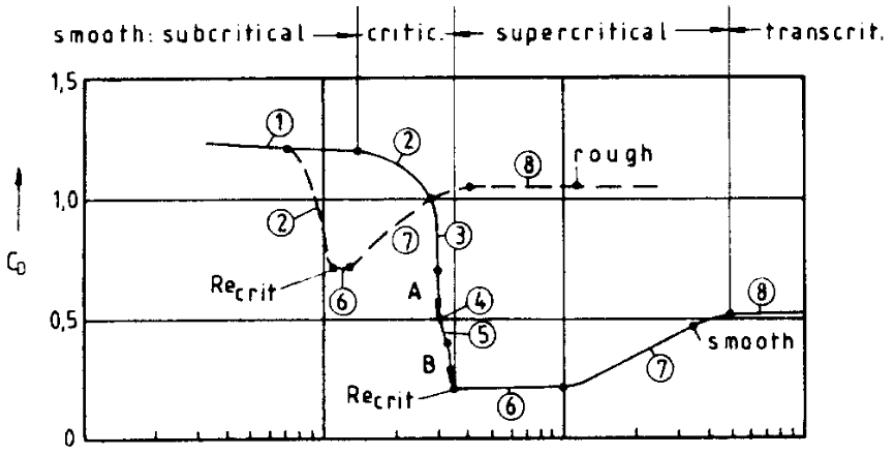
Na základě postupně získaných poznatků byly dle *Re* definovány čtyři základní režimy obtékání válce, a to sub-kritický, kritický, super-kritický a trans-kritický (Roshko, 1961; Achenbach, 1971; Niemann a Hölscher, 1990). Tabulka (Tab. 1.2) ukazuje souhrn těchto režimů s odpovídajícími *Re* a obecnými vlastnostmi, jako jsou tlakový koeficient čelního odporu vzduchu a stav mezní vrstvy (boundary layer - BL).

Tab. 1.2 *Označení oborů režimů obtékání (Schewe, 1983; Niemann a Hölscher, 1990).*

	Subcritical	Critical				Super-Critical	Upper Transition	Trans-Critical
Regime region	1	2	3	4	5	6	7	8
BL state	Stable		Unstable	Bi-stable	Unstable	Stable	Unstable	Stable
Re x 10^5	1.4	2.8	3.0	3.3	3.5	10	50	
Mean C_D	1.2	1.2-1	1.0-0.7	0.5	0.5-0.4	0.22	0.22-0.52	0.5-0.85
Mean C_L	0			±1.3	1.3-0.9	0	0.1-0.2	0.5
St	0.2			0.33	0.31	0.48	(0.1/0.45)	0.28
BL separation								
Separation type	Laminar	Laminar	Random	One sided separation bubble	Random	Double sided separation bubble	Random	Turbulent

V sub-kritickém režimu proudění dominují viskózní síly a je přítomna pouze laminární mezní vrstva. Odtržení této mezní vrstvy nastává při úhlu separace přibližně mezi 70° a 80° (Niemann a Hölscher, 1990). Při $Re = 1{,}4 \cdot 10^5$ se režim proudění mění v kritický. V důsledku velkých setrvačných sil se stává laminární mezní vrstva pomalu nestabilní, a nakonec se mění z laminární mezní vrstvy v turbulentní mezní vrstvu. Tento přechod lze pozorovat experimentálně a vyznačuje se separačními bublinami. Při tomto ději se laminární mezní vrstva oddělí. Těsně následuje turbulentním opětovným přimknutím toku k povrchu obtékaného tělesa a vznikají tak separační bubliny.

V nestabilní části kritického režimu proudění se laminární mezní vrstva stane nestabilní a přechází na turbulentní mezní vrstvu. Obsahuje tak zvýšenou energii k překonání spádu nepříznivého tlaku podél obvodu válce. Z tohoto důvodu dochází ke zpoždění bodu odtržení proudu, což má za následek užší úplav za válcem a současně nižší součinitel čelního odporu. Ve skutečnosti je tento režim přibližně do $Re = 3{,}5 \cdot 10^5$, který je definován jako bod nejnižší hodnoty součinitele čelního odporu C_D. Ilustrováno obrázkem (Obr. 1.8).



Obr. 1.8 *Režimy proudění v závislosti na součiniteli čelního odporu (Niemann a Hölscher, 1990).*

Součinitel čelního odporu těles je určen rovnicí, kterou definoval Newton jako:

$$C_D = \frac{F_D \cdot 2}{\rho \cdot S \cdot {v_e}^2} \qquad 1.3$$

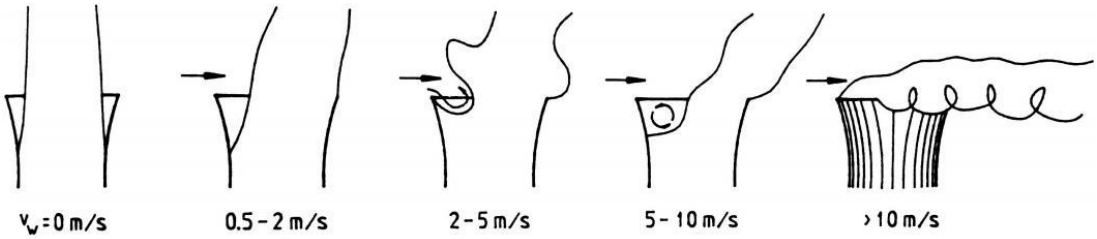
kde F_D je síla způsobená tlakem proudění na obtékané těleso ve směru proudění, S charakteristická plocha (obvykle průřez, který brání průtoku tekutiny), ρ hustota tekutiny a v_e je rychlost nenarušeného proudu před obtékaným tělesem.

V oblasti $3{,}5 \cdot 10^5 < Re < 1 \cdot 10^6$ je tok klasifikován jako super-kritický. Tento režim je charakterizován nízkou hodnotou součinitele čelního odporu vzduchu s oboustranným oddělením bubliny, což má za následek opoždění separačních míst v regionu okolo úhlu 140°. Pravidelné oddělování vírů v této oblasti mizí a stanovení Strouhalova čísla je velice obtížné.

V přechodové oblasti proudění se bod, ve kterém se laminární mezní vrstva mění v turbulentní, posouvá proti proudu, dokud není v blízkosti návětrného bodu stagnace. Jakmile je tohoto dosaženo, režim proudění se nazývá trans-kritický. V tomto režimu nastává dříve bod separace, kolem úhlu 110°, v důsledku větších ztrát třením vzdušného proudu v blízkosti stěny. Dřívější bod separace má také za následek zvýšení odporové síly působící na válec(Niemann a Hölscher, 1990).

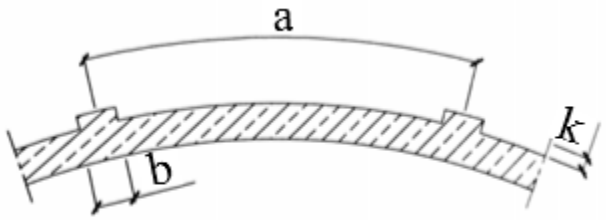
Kromě toho na výstupu z chladící věže dochází k narušení proudění vzduchu v důsledku recirkulace tepelného oblaku, jak je znázorněno na Obr. 1.9. V důsledku oddělení horkého vzduchu proudícího z chladící věže od náběžné hrany, dochází ke

snížení tepelného výkonu. Kromě toho proudění z komína má vliv na samotný úplav za chladící věží, potažmo i na bod separace vzdušného proudu.



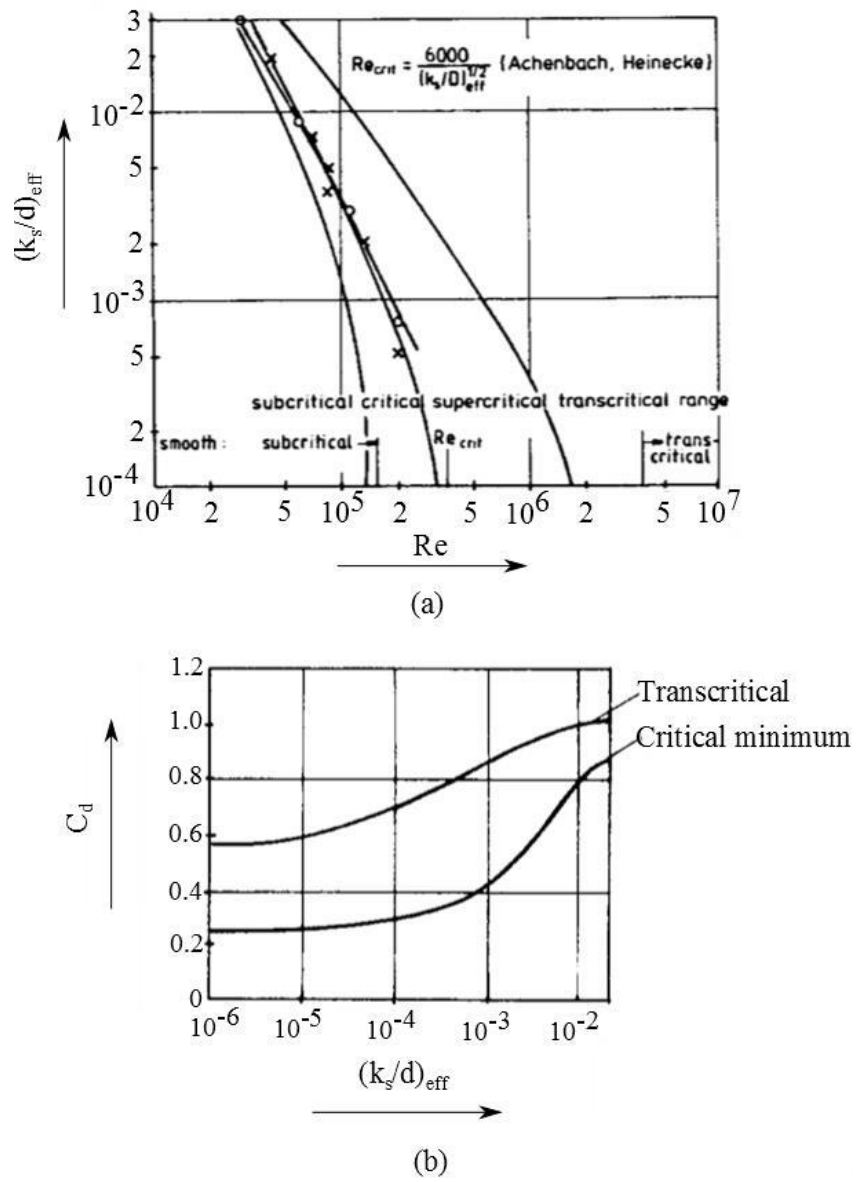
Obr. 1.9 *Narušení proudu vzduchu z chladící věže vlivem větru (Kröger, 2004).*

Na chladících věžích jsou budována meridionální větrná žebra, označované také jako odtrhové pásky a mají za cíl snížení sacích tlaků od účinků větru (Obr. 1.10). Přítomnost odtrhových pásků způsobuje snížení maximálních sacích tlaků v důsledku zvýšeného odporu proudění na stěně, stejně jakož i snížení úhlu odtržení proudu, což vede k zvýšení součinitele čelního odporu (Niemann, 1971).



Obr. 1.10 *Větrná žebra na plášti chladící věže.*

Obecně, když je povrch zdrsněn, nastává zvýšení odporu proudění a hranice režimu proudění se posune k nižším *Re* číslům, jak je znázorněno na Obr. 1.11 (a). To znamená, že zvýšení drsnosti povrchu může být použito pro simulaci proudění za vysokého *Re* při průtokových podmínkách s nižšími čísly *Re* (Niemann a Hölscher, 1990). Navíc zvýšení drsnosti povrchu vede ke zvýšení součinitele čelního odporu v kritických a trans-kritických režimech proudění, jak je ukázáno na Obr. 1.11 (b) (Pirner, 1982; Niemann a Hölscher, 1990; X.X. Cheng *et al.*, 2019).



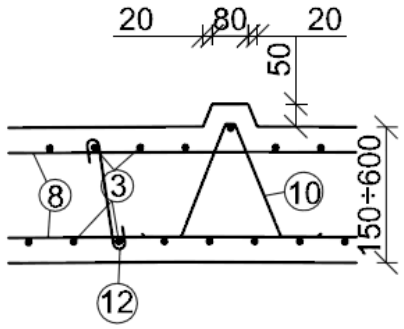
Obr. 1.11 *Efekt drsnosti pláště a) závislost efektivní drsnosti na Re b) vliv efektivní drsnosti na součinitel čelního odporu (Niemann a Hölscher, 1990).*

1.3 Meridionální větrná žebra

Meridionální větrná žebra jsou umístěna na pláštích chladících věží z důvodu příznivějšího rozdělení tlaků. Tyto meridiánové pásky probíhají po celé výšce plášťů chladících věží, ale přinášejí značné komplikace při samotné výstavbě.

Geometrie odtrhových pásků bývá jedním z řešených problémů. Většina projekčních kanceláří v Evropě z důvodu absence součinitele tlaků okolo válce pro trans-kritický režim proudění v Eurokódu využívá tvarové součinitele z německé normy VGB BTR (německá norma pro návrh chladících věží (VGB

BTR, 2017)). Norma rozděluje tvarové součinitele v závislosti na poměru výšky žeber a vzdálenosti žeber, kdy geometrie odtrhových pásků je obdélníková. Tento tvar je však složitý pro bednění, a především pro samotné odbedňování tažné či samošplhací soupravy, jež se nejčastěji využívají pro betonáž. Další komplikací je vyztužení samotných pásků. Na Obr. 1.12 lze vidět vyztužení typického žebra. Se zavedením Evropských norem došlo k většímu důrazu na trvanlivost konstrukcí a z toho plynoucího nárůstu krycí vrstvy výztuže betonových konstrukcí. Výztuž se tak téměř nenachází v samotném žebru, které je více exponováno atmosférickým vlivům. Z těchto důvodů některé firmy tyto odtrhové pásky nevyztužují.



Obr. 1.12 *Vyztužení větrných žeber.*

Schopnost udržet souvislost odtrhových pásku je posledním problémem spjatým s jejich umístěním na chladících věžích. Tato skutečnost plyne z použití tažného či samošplhacího bednění, kdy i při dodržení maximálních imperfekcí pláště dochází k pootočení bednění. Samotné nedodržení svislosti odtrhových pásků nemá na jejich funkčnost ani trvanlivost vliv. Tato estetická vada však není mnohými investory zcela akceptována.

1.4 Proudění vzduchu okolo válce

Proudění vzduchu okolo chladících věží a válcových konstrukcí je studováno téměř od druhé poloviny 20. století. Během 70 let se touto problematikou věnovalo mnoho studií, avšak existuje řada otázek, které je třeba ještě vyřešit.

Účinným nástrojem pro zkoumání proudění vzduchu okolo chladících věží je numerické modelování pomocí počítačových programů, ale také praktické pokusy na zmenšených modelech chladících věží.

1.4.1 Proudění kolem chladících věží

Vliv horizontálních a vertikálních výměníkových svazků na výkon chladících věží byl zkoumán zejména pomocí měření ve větrném tunelu, ale také pomocí numerického modelování. V numerických analýzách byl použit mocninný zákon s exponentem 0,16 jako podmínka vstupní rychlosti. Autoři studie dospěli k závěru, že přidání větrolamných stěn snižuje nepříznivý vliv příčných větrů (du Preez a Kröger, 1993). Navíc ve stejném období Wei se spolupracovníky (Wei *et al.*, 1995) studovali nepříznivé účinky větru na výkon chlazení chladících věžích. Ve studii byly zpracovány jak měření *in-situ* na chladících věžích, tak testování modelu chladících věžích s vertikálně uspořádanými svazky tepelných výměníků v aerodynamickém tunelu. Autoři práce shrnují, že vítr snižuje výkon suchých chladících věží. Snížení výkonu je dáno nepříznivým rozdělením tlaku na vstupu do samotné chladící věže, dále narušením tepelného oblaku vystupujícího z chladící věže a zpětným tahem vzduchu na výstupu z věže v důsledku separace větru okolo horní hrany chladící věže.

Další studie se věnuje pouze numerické simulaci průtoku kapaliny a rozložení teploty v suché chladící věži s vertikálními tepelnými výměníky svazky. Využili 3D modelování s metodou konečných objemů pomoví k-ε turbulentního modelu. Oblast proudění byla modelována polovinou chladící věže za použití symetrické okrajové podmínky. Výsledky simulací byly porovnány s měřením chladící věže v plném rozsahu. Studie dospěla k závěru, že proudění vzduchu kolem chladící věže se podobá obtékání kruhového válce. Ze zón s nízkým tlakem na stranách chladící věže nevniká téměř žádný vzduch do věže. Navíc se vzrůstající rychlostí proudění okolo pláště vzniká uvnitř chladící věže sekundární nepříznivé proudění, jenž způsobuje snížení výkonu chladící věže (Su, Tang a Fu, 1999).

Al-Waked a Behnia (Al-Waked a Behnia, 2004) provedli numerickou simulaci pomocí výpočtové dynamiky tekutin (Computational Fluid Dynamics - CFD). Studii se zabývá vlivem větrolamových stěn na výkon chladících věží s horizontálně uspořádanými výměníky tepla. Pro tuto simulaci byl použit mocninový zákon pro modelování atmosférické rychlosti větru s exponent 0,2. Autor použil softwarový balík ANSYS Fluent CFD a vytvořil 3D model pomocí

standardního turbulentního modelu *k-ε*. Výsledky ukázaly, že účinek větru by mohl vést ke snížení výkonu až o 30 % pro rychlosti větru vyšší než 10 $m \cdot s^{-1}$. Tato rychlost větru je měřena 10 m nad úrovní terénu. Navíc bylo zjištěno, že při použití větrolamů může být nepříznivý účinek větru snížen až o 25 %. Dále byla provedena parametrická studie účinku větru na výkon chladící věže, při použití mocninného větrného profilu. Bylo zjištěno, že intenzita příčných větrů má zásadní vliv na tepelné charakteristiky chladících věží při nízkých rychlostech větru. Navazující studie si kladla za cíl kvantifikovat vliv větru na výkon mokré chladicí věže s přirozeným tahem. Při rychlostech nižších než 7,5 $m \cdot s^{-1}$ výkon chladící věže se snižuje, avšak při vyšších rychlostech výkon vlastně vzrostl (Al-Waked a Behnia, 2006, 2007).

Další řešeným problémem bylo, zda-li použití větrolamů u malých chladících věží s horizontálně uspořádanými tepelnými výměníky svazky ovlivní výkon chladící věže. Byl použit mocninový rychlostní profil s exponentem 0,2. Šetření bylo provedeno vytvořením modelu CFD pro chladící věže pomocí softwaru ANSYS Fluent. Autoři studie dospěli k závěru, že přidáním větrolamu negativně ovlivňuje příčný vítr, který lze výrazně snížit. Větrolamy tak mohou být použity jako účinný nástroj pro zlepšení výkonu chladících věží. Nicméně je nutné poznamenat, že plášť chladící věže použitý ve studii je válcový, a nikoliv hyperbolický a celková výška věže je omezena na 15 m (Lu *et al.*, 2013). Jedná se o extrémně malou výšku, jelikož chladící věže mohou dosahovat výšky 200 m a více.

Dále Yang s kolektivem autorů (Yang, Chen, *et al.*, 2013; Yang, Wu, *et al.*, 2013) zkoumali výkonnost tepelného proudění nepřímého suchého chladicího systému v elektrárně. Ve studii vytvořili model CFD pomocí programového systému ANSYS Fluent a použili mocninový rychlostní profil vzduchu s exponentem 0,2. Byla simulována chladící věž s vertikálně uspořádanými tepelnými výměníky. Kromě toho byl zahrnut také spalinový komín nacházející se ve středu věže, jakož i okolní budovy a kotelny. Studie zjistila, že při nízkých rychlostech větru (pod 12 $m \cdot s^{-1}$) výkon chladící věže je částečně snížen v důsledku zón s nízkým tlakem, které se nachází po stranách věže. Avšak při vysokých rychlostech větru (nad 12 $m \cdot s^{-1}$), negativní vliv větru může být snížen

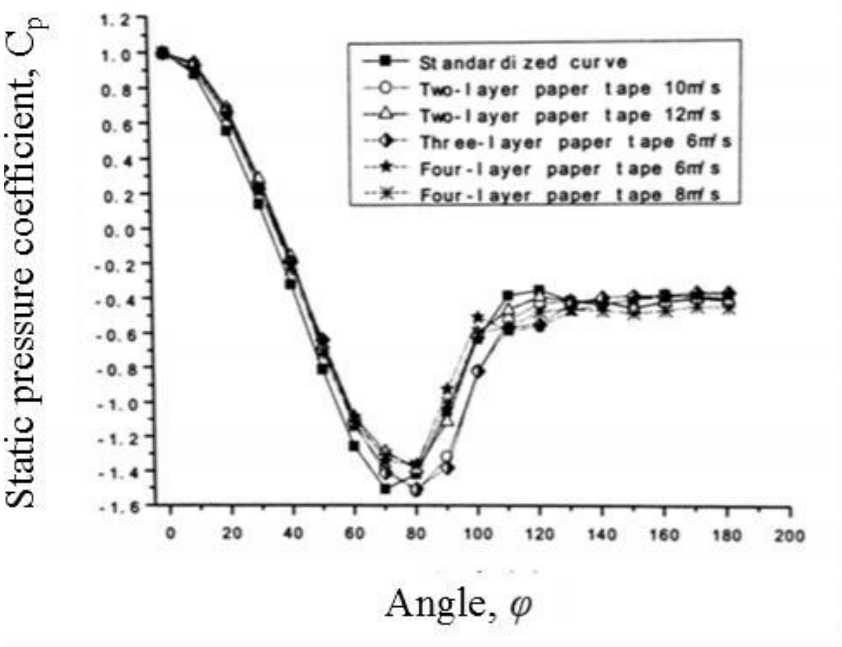
v důsledku velkého rozdílu tlaků mezi vstupem a výstupem z věže a vzduch nutí více proudit přes věž.

1.4.2 Vliv větrných žeber a drsnosti povrchu na rozložení tlaku okolo chladících věží

Studie zabývající se vlivem účinku větru na chladící věže v Íránu byla provedena s použitím nestrukturované sítě a softwaru ANSYS Flotran. Autoři vyšetřovali větrem indukované vnější tlakové zatížení na jedinou chladící věž. Ve svých simulacích se pokusili zahrnout účinek odtrhových pásků pomocí modelu drsnosti povrchu. Použili tak ekvivalentní drsnost pískového zrna jako parametr drsnosti. Data získaná z programu ANSYS Flotran pak byla porovnána s údaji německého normativního předpisu pro návrh chladících věží (VGB BTR, 2017). Zvýšením drsnosti povrchu v modelu CFD následně vedlo ke snížení sacích tlaků na stranách chladící věže, především v bodu odtržení proudu (bodu separace) a polohy maximálního sání. Na straně druhé vypočtené distribuční tlaky a VGB BTR kód (VGB BTR, 2017) byly podobné. Rozdíl mezi výsledky byl zdůvodněn, že VGB BTR kód (VGB BTR, 2017) uvádí koeficienty tlaků pro válcové věže, zatímco jejich model má tvar hyperbolický. Kromě toho skutečnost, že nebylo uvažováno proudění vzduchu skrze samotnou chladící věž, mohlo vést k nepřesnému modelování (Goudarzi a Mastorakis, 2008; Goudarzi a Sabbagh-Yazdi, 2008). Výsledky získané Goudarzem a Mastorakisem (Goudarzi a Mastorakis, 2008; Goudarzi a Sabbagh-Yazdi, 2008) jsou v souladu s výzkumem Niemanna a Holschera (Niemann a Hölscher, 1990), který popisuje vliv účinků drsnosti povrchu na válcových konstrukcí, stejně jako vliv žeber na rozložení tlaku na plášti chladící věže. Tyto studie dokládají, že zvýšením drsnosti povrchu v trans-kritických oblastech proudění dochází k dřívějšímu odtržení proudu vzduchu pří obtékání válcových konstrukcí. Autoři navíc uvádějí, že vyšší hodnota součinitele C_D koreluje s nižší frekvencí oddělování vírů. Dále bylo prokázáno, že za použití vertikálních žeber na chladících věžích nastává podobný účinek jako při zvýšení drsnosti povrchu. Lze tak získat příznivější rozdělení tlaku na obvodu chladící věže, což vede k snížení namáhání pláště chladící věže.

Další výzkum věnující se prouděním vzduchu kolem chladicí věže s přirozeným tahem využívá CFD simulace v softwaru Ansys Fluent. Tato práce zahrnovala CFD model, který by mohl předpovídat proudění vzduchu okolo chladící věže a rozložení tlaku okolo při hodnotě *Re* přesahující 1 x 10^7. Studie se zaměřila na hodnocení účinků včetně velikosti prvků modelující mezní vrstvu, jejich typ, použitý turbulentní model, parametry sítě, vliv drsnosti povrchu na rozložení povrchových tlaků, stejně jako tlak a rychlostních profilů v úplavu za konstrukcí. Studie zjistila, že *k-ε realizable* turbulentní model je nejvhodnější metodou pro numerické modelování takto velkých konstrukcí. Během rozumného výpočetního času model poskytuje dostatečnou přesnost. Navíc bylo zjištěno, že prvky modelující mezní vrstvu musí být pravidelné alespoň do vzdálenosti D/3 od válce, aby bylo dosaženo přesných výsledků (Claude Storm, 2010).

Vyšetřováním účinků drsnosti pláště na distribuci tlaku kolem věže je popsána pomocí testů ve větrném tunelu na zmenšeném modelu v měřítku 1:200 hyperbolické chladicí věže. Samotný model byl konstruován tak, že drsnost povrchu byla modelována za použití vertikálních žeber, jež byla tvořena z papírových pásek nebo nití. Drsnost byla měněna změnou vzájemné vzdálenosti, výšky, tloušťky a v případě pásek počtu vrstev vertikálních žeber. Měření byla v nejužší části chladící věže modelu prováděna tak aby se zabránilo ovlivnění výsledků vlivem koncového efektu na výstupu z věže. Bylo zjištěno, že se zvyšující se relativní drsností povrchu, dochází ke snížení úhlu bodu separace, při kterém dochází k maximálnímu sání, jakož i pokles samotné velikosti sání na plášti. Navíc v závětrné části docházelo se zvyšující se drsností ke zvyšování sání (Zhao et al., 2012). Výsledky ze zmenšeného modelu skvěle korelují s poznatky zjištěnými měřením in-situ (Niemann, 1971; Sollenberger a Scanlan, 1974; Niemann a Ruhwedel, 1980; Tien-fun Sun a Liang-mao Zhou, 1983a). Studie dále ukázala, že vyšší *Re* mohou být simulována za podmínek relativně nízkého *Re*, dosažitelného ve větrném tunelu pomocí drsnosti povrchu. Toto je ilustrováno na Obr. 1.13 (Simiu a Scanlan, 1996; Zhao *et al.*, 2012; Cheng *et al.*, 2017).



Obr. 1.13 *Naměřená data Zhaa (Zhao et al., 2012).*

1.4.3 Vyšetřování proudění kolem nekonečného válce

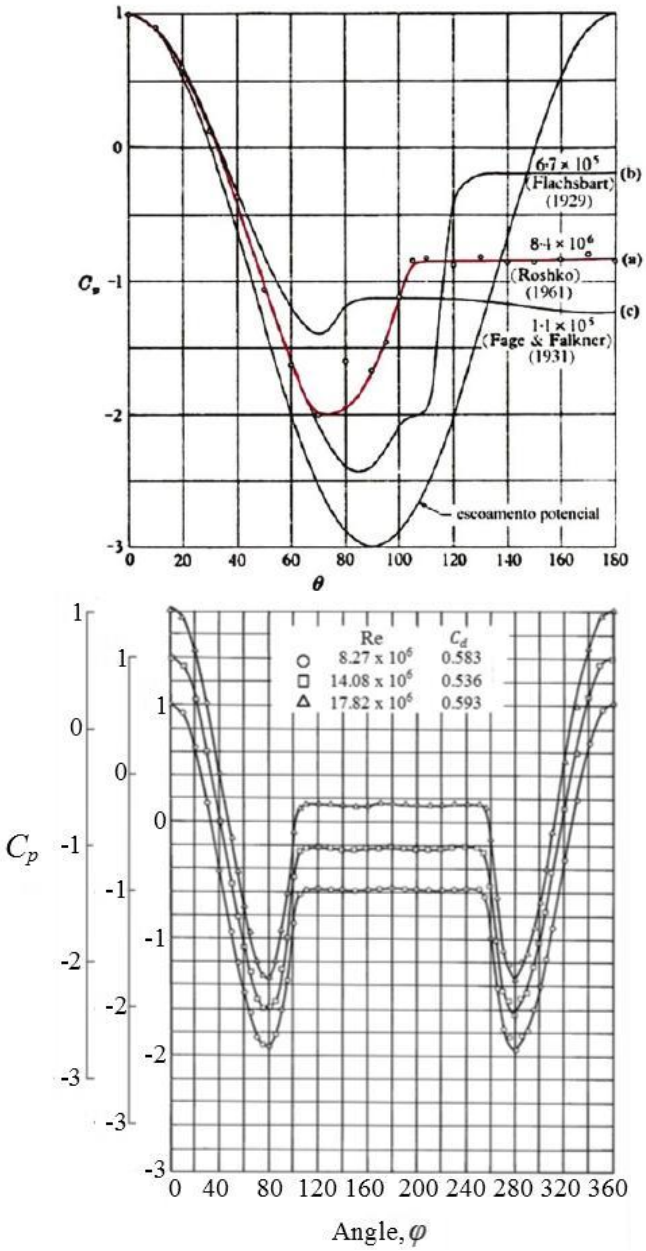
Zkoumání proudění vzduchu kolem nekonečného válce bylo prováděno zejména na zmenšených modelech. Jedna z posledních studií již zkoumá tuto problematiku pomocí numerického modelování (Catalano *et al.*, 2003).

Objasnění dynamiky obtékání okolo válce přispěla studie, která simulovala experimenty tak, aby tlak byl měřen podél jedné poloviny válce s rozdělovací deskou připojenou v ose symetrie. Tato deska zabraňuje tvorbě vírového buzení. Pokusy prováděné na válcích z 60. let 20. století v tlakovém aerodynamickém tunelu dokazují dosáhnutí $Re = 8{,}4 \cdot 10^6$, jenž spadá do trans-kritického režimu proudění. Bylo zjištěno, že použití dělicí desky vede k potlačení vírů a nemá žádný významný účinek na rozdělení tlaku kolem válce. Nicméně byly pozorovány určité změny v rozdělení tlaků a ve velkosti součinitele podélné síly (C_D). Studie dokazuje, že použití dělící desky pro eliminaci vírů vznikajících za válcem, je velice efektivní bez dopadů na rozdělení tlaků stěnu válce (Roshko, 1961).

Rozložení místního tlaku a povrchového tření kolem hladkých kruhových válců v tlakovém aerodynamickém tunelu v rozmezí $6 \cdot 10^4 < Re < 5 \cdot 10^6$. Výsledky shrnují, že rozložení tlaku okolo válců je někdy nesymetrické při

uvažování stabilního průtoku. Navíc byly zavedeny čtyři různé režimy proudění kolem válce a to sub-kriticky, kriticky, super-kritický a trans-kritický. Dále výsledky ukazují, že povrchové tření má relativně nízký příspěvek směrem k celkové velikosti C_D. V závislosti na drsnosti se C_D se lišil o 0,5 - 2,5 % při $6 \cdot 10^4 < Re < 5 \cdot 10^6$ (Achenbach, 1968, 1977).

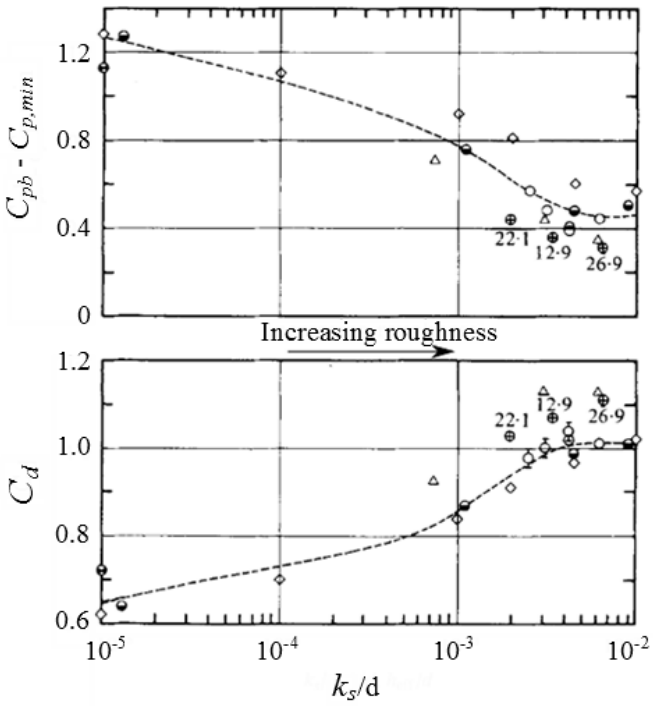
Pokusy prováděné ve větrném tunelu na stacionárním a oscilujícím válci ve 2D proudění při $0{,}36 \cdot 10^6 < Re < 18{,}70 \cdot 10^6$ a Machově čísle (Ma) $0{,}05 < Ma < 0{,}46$. Během experimentů se stacionárním válcem bylo měřeno rozložení statických tlaků na plášti a zároveň byly použity vizuální techniky k získání větších informací o samotném obtékání válce. Dále efekt blokace na vstupu do větrného tunelu byl zanedbán a vliv interference okolních stěn taktéž. K dosažení vyššího Re čísla byly používány krom atmosférického vzduchu i freony o různých hustotách poskytující širší škálu Re čísel. Studie rovněž popisuje poruchy toku při měření statického tlaku na stacionárním válci z důvodu nedostatečného těsnění. Chyby ve výsledcích byly opraveny až po samotném měření rozložení statických tlaků. Závěr výzkumu ukázal, že zvýšení Re v rozmezí $8{,}27 \cdot 10^6 < Re < 18{,}70 \cdot 10^6$ má malý vliv na rozložení tlaku, až na mírný nárůst v oblasti maximálního sání ($-1{,}9 < C_{p,min} < -2{,}3$) . Navíc naměřená hodnota C_D ve srovnání s dříve naměřenými daty, která provedl Roshko (Roshko, 1961) vykazuje velké rozdíly. Tyto velké odchylky byly připisovány tomu, že Roshko používal zdrsněný válec, který měl efektivní drsnost pláště asi 6krát vyšší (Cincotta, Jones a Walker, 1969). Porovnáním naměřených dat těchto autorů můžeme vidět na Obr. 1.14.



Obr. 1.14 *Cp distribuce a) Roshko (Roshko, 1961) b) Cincotta (Cincotta, Jones a Walker, 1969).*

Testy prováděné ve větrných tunelech na válcích v rozsahu $7 \cdot 10^4 < Re < 5{,}5 \cdot 10^5$ měly za cíl zjistit účinek drsnosti povrchu na rozložení tlaků okolo válce. Pro modelování drsnosti autor používal pět různých drsností smirkového papíru, kterými obaloval obtékaný válec. Závěrem experimentu bylo, že drsnost má významný vliv na rozložení tlaku. Výsledky ukázaly, že se zvyšující se drsností dochází ke snížení velikost maximálního sání, které je doprovázeno zvýšením tlaku v zadní části válce (Obr. 1.15). Studie také zahrnovala měření

mezní vrstvy a rozložení tlaku okolo válce, rozložení tlaků v úplavu a koeficient čelního odporu (Güven, Farell a Patel, 1975).



Obr. 1.15 *Závislost* C_{pb}-$C_{p,min}$ *a* C_D *na vzrůstající drsnosti (Güven, Farell a Patel, 1975).*

Experiment sledující vliv drsnosti povrchu na přechodu mezi jednotlivými režimy proudění od sub-kritického po super-kritické ($2{,}6 \cdot 10^4 < Re < 2{,}8 \cdot 10^5$) byl prováděn ve větrném tunelu na kruhových válcích zdrsněných smirkovým plátnem s relativní drsností od $k_s/d \sim 1 \cdot 10^{-3}$ až $12 \cdot 10^{-3}$. Výsledky ukázaly, že průměr použitého válce nemá žádný významný vliv na naměřené rozdělení tlaku za předpokladu, že *Re* má stejnou hodnotu. Dále bylo zjištěno, že nejen stupeň drsnosti použitý je důležitý, ale i samotný typ drsnosti. Tyto výsledky ukazují, že není tak jednoduché aplikovat shodnou velikost drsnosti na modelu a prototypu s cílem generovat podobné distribuce tlaku. Výsledky ukazují, že zdrsnění povrchu je účinný způsob, jak simulovat větších režimů *Re.* Navíc přítomnost vysoké drsnosti povrchu může vést k redukci vytváření víru v případě nerovnoměrně zdrsněného povrchu (Buresti, 1981). Výsledky autor porovnává s naměřenými daty a dostupnou literaturou v době studie (Güven, Farell a Patel, 1975).

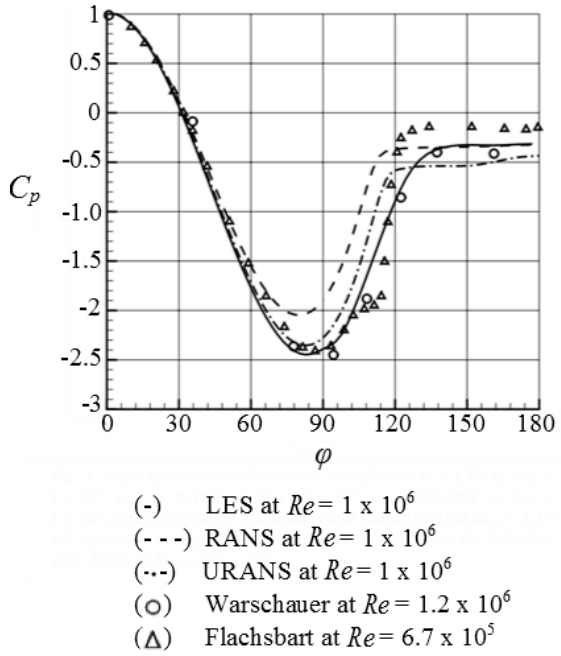
Zjištění účinků drsnosti povrchu na středním rozložení tlaku v rozsahu $4{,}0 \cdot 10^4 < Re < 1{,}7 \cdot 10^6$ bylo prováděno ve větrném tunelu. Pro modelování hrubého zdrsnění povrchu byly použity polystyrénové kuličky přilepené k povrchu válce a pro menší hodnotu drsnosti byl použit smirkový papír. Dále provedli studii i pro odtrhové pásky nalepené na válec o výšce 2-3 mm. Experimenty ukázaly, že se zvyšující se drsností se sníží negativní tlakové špičky a tlak na závětrné straně se zvýší spolu s dřívějším bodem separace. Kromě toho studie naznačuje, že vysoké simulace *Re* lze získat pouze použitím odtrhových pásků, a ne rovnoměrnou drsností (Nakamura a Tomonari, 1982). Obecně výsledky této studie dobře korespondují s měřeními ostatních autorů (Achenbach, 1971; Güven, Farell a Patel, 1975; Buresti, 1981; Uematsu a Yamada, 1994).

Další z výčtu experimentů se věnoval proudění vzduchu kolem zdrsněných válců v kritickém režimu proudění. Model byl sestaven v otevřeném okruhu v aerodynamickém tunelu na válci zdrsněného na povrchu nerezovým pletivem (k_s/d = 4,5 x 10^{-3}). Při testech bylo měřeno rozložení tlaků na válci a z výsledků bylo patrné, že kritický režim proudění má dvě podoblasti. Studie dokazuje, že rozložení tlaků na stěně válce je v super-kritické režimu symetrické a trans-kritický režim se vyznačuje prudkou tvorbou vírů (Farell a Arroyave, 1990).

Účinky drsnosti povrchu na válce s poměrem stran h/d = 6,1 byly zkoumány v aerodynamickém tunelu. Cílem bylo zjistit, jaký typ drsnosti je účinnější pro simulování trans-kritického režimu proudění. Měření se provádělo za nízkých *Re* ($5 \cdot 10^4 < Re < 4 \cdot 10^5$) a byly použity tři různé typy drsnosti, a to smirkový papír, drátěné pletivo a odtrhové pásky (žebra). Výsledky měření ukázaly, že se zvýšením drsnosti se úhel minimálního tlaku a bod separace posouvá blíže k návětrné straně (o 5° - 10°). Ze studie vyplynulo, že smirkový papír je nejméně vhodnou metodou pro modelování vysokých *Re*, zatímco odtrhové pásky jsou nejúčinnější (Duarte Ribeiro, 1991).

Numerické experimenty proudění kolem kruhového válce při vysokých *Re* ($0{,}5 \cdot 10^6 < Re < 2 \cdot 10^6$) byli simulovány pro modelování nadkritického režimu proudění. Byla použita metoda velkých vírů (Large-Eddy simulation - LES), turbulentní model, který modeluje i menší víry. Výsledky byly porovnány

s dalšími simulacemi provedenými v softwaru ANSYS Fluent s použitými turbulentními modely spadajících do kategorie neustálených Reynoldso Navier-Stokesových modelů časového středování (Unsteady Reynolds avaraged Navier-Stokes - URANS) a Reynolds Navier-Stokesova metoda časového středování (Reynolds avaraged Navier-Stokes - RANS). Byla použita numerická síť typu C-mřížky s jednotnými čtyřstrannými buňkami. Pro případ ustáleného RANS modelu zavedl podmínku symetrie pro modelování pouze poloviny oblasti (Catalano *et al.*, 2003). Studie ukázala, že vypočtené tlaky při použití modelu LES poskytují dobrou shodu s experimentálně zjištěnými daty (Achenbach, 1968). Nicméně existují některé rozdíly s vypočteným tlakem na závětrné straně válce a s pozicí bodu separace (Zdravkovich, 1997). Porovnání výsledů jednotlivých simulací a experimentálních dat můžeme vidět na Obr. 1.16.



Obr. 1.16 *Porovnání různých turbulentních modelů s experimentálně naměřenými daty (Catalano, 2003).*

1.4.4 Vyšetřování proudění kolem konečného válce

Hladké válce s rozdílným poměrem výšky k průměru s jednotným rychlostním profilem byly testovány v aerodynamickém tunelu při vysokých *Re* ($2{,}7 \cdot 10^6 < Re < 5{,}4 \cdot 10^6$). Studie zahrnovala měření statického tlaku v různých úrovňových výškách na jednotlivých válcích (Lupi, Borri, H. J. Niemann, *et al.*, 2013; Lupi, Borri, H.-J. Niemann, *et al.*, 2013).

Další práce se věnovala numerickému modelování pole proudění kolem konečného válce a válcové chladící věže (Majumdar a Rodi, 1989). Výsledky z modelů byly srovnány se stávajícími experimentálními daty (Niemann a Hölscher, 1987). Numerická oblast se skládala z jednotných čtyřúhelníkových buněk se strukturovaným radiálním uspořádáním. Doména obsahovala pouze polovinu konstrukce válec s použitím symetrické okrajové podmínky pro modelování druhé poloviny válce. Pro modelování byl použit turbulentní model RANS standardní k-ε se standardními stěnovou funkcí. Pro řešení byl použit algoritmus SIMPLEC. Ustálený RANS přístup byl použit místo přístupu URANS vzhledem k omezenému výpočetnímu výkonu s maximem 80 000 uzlů sítě. Kvůli možnosti srovnat vypočtená data s experimentálními volil autor poměr h/d=1,9 (Majumdar a Rodi, 1989). Stejný poměr použil rovněž Niemann a Hölscher (Niemann a Hölscher, 1987, 1990) při experimentu s $Re = 5 \cdot 10^5$. Výsledky získané numerickou analýzou korespondovaly s experimentálními měřeními (Niemann a Hölscher, 1987), což naznačuje že tato složitá problematika může být tímto způsobem simulována velmi realisticky. Numerický model shodně předpověděl hodnotu minima součinitele vnějšího tlaku. Pozice bodu separace vzdušného proudu byla však numericky předpovězena opožděně, jakož i velikost laků na závětrné straně byla kalkulována nižší v porovnání s experimentem. Autoři uvedené studie se domnívají, že tyto hodnoty jsou nepřesné díky řešení modelu jako ustálené proudění, které nebere v úvahu nestacionární složky, například tvorbu vírové stezky. Numerický model rovněž ignoroval účinky odtrhových pásků, které byly přítomny na zmenšeném modelu v experimentech Niemanna a Hölschera (Niemann a Hölscher, 1990), kteří modelovali hladký povrch válce. Bylo také zjištěno, že tlak v okolí bodu stagnace stoupá směrem k horní volné části válce a se snižuje se směrem k základně válce. Navíc proud vzduchu obtékající kolem středu výšky válce je podobný proudu kolem nekonečného válce (2D model). Druhý numerický model byla konstrukce chladící věže s volným průtokem vzduchu skrze konstrukci s cílem prověřit vlečný efekt zplodin. Izolínie rychlostního pole byly porovnány se zkouškou ve větrném tunelu a v ose chladící věže měly dobrou shodu (Majumdar a Rodi, 1989).

Experiment kladoucí si za cíl stanovit aerodynamické síly na konečných válcích s poměrem stran h/d = 1 – 5 byl proveden v aerodynamickém tunelu. Pokusy byly zaměřené na vliv výškového poměru a drsnosti povrchu na rozložení tlaku na stěně válce. Dále byly pro jednotlivé výškové úrovně měřeny velikosti součinitele čelního odporu. Pro modelování drsnosti byl použit smirkový papír a relativní drsnost se pohybovala mezi hodnotami $282 \cdot 10^{-5} < k_s/d < 1070 \cdot 10^{-5}$. Autoři práce při svých měřeních neuvažovali vliv ucpání větrného tunelu. Výsledky naznačují, že pro určitou hodnotou drsnosti jsou hodnoty jako je například úhel nulového tlaku, úhel minimálního tlaku, úhel bodu separace, hodnota pro minimální tlak a hodnota tlaku na závětrné straně téměř shodné po výšce válce. Ten ukazuje, že zdrsnění povrchu má stabilizační účinek na rozdělení součinitele tlaku podél výšky válce. Navíc mezi mnoha dalšími pozorováními bylo zjištěno, že hodnota koeficientu čelního odporu má obecně rostoucí trend s rostoucí výškou od terénu. Avšak v blízkosti konce válce tento trend nebyl potvrzeno (Uematsu a Yamada, 1994, 1995).

Alberti (Alberti, 2006) studoval proudění vzduchu kolem solárních komínů a zkoumal stabilizační roli vertikálních žeber umístěných na vnějším povrchu válce. Kromě jiných závěrů zjistil, že přítomnost žeber poskytuje více žádoucí rozložení tlaku kolem válce v porovnání s hladkým povrchem.

Jedna z nejnovějších studií zkoumá jevy proudění kolem vysokého konečného válce s poměrem výšky k průměru h/d = 6 s cílem lépe popsat samotné proudění. Válec měl průměr d = 0,03 m a rychlost proudění byla volena tak, aby výsledné Re mělo hodnotu $Re = 2 \cdot 10^4$. Samotné proudění bylo numericky simulováno s použitím LES turbulentního modelu a pro řešením byl použit algoritmus SIMPLEC. Síť se skládala z jednotných plošných prvků a různé sítě měly od 7 do 21,5 milionů uzlů. Simulovaná data byla vyhodnocována ve čtyřech výškových úrovních a byla porovnána s experimentálními daty (Park a Lee, 2002), s nimiž se shodovaly. Navíc bylo zjištěno, že dochází k poklesu v hodnotě maximálního sání směrem od základny k volnému konci (Krajnović, 2011).

Navazuje studie věnující se proudění vzduchu kolem konečného válce v aerodynamickém tunelu s nízkou rychlostí vzduchu pomocí velocimetrie

částicového obrazu. Testované válce měly poměry na h/d = 9, 7, 5 a 3, a rychlost vzduchu byla nastavena tak bylo vždy dosaženo shodného *Re* (*Re* = 4,2 x $10^{4)}$ (Rostamy *et al.*, 2012).

Výzkum zaměřený na solární komíny používaných v solárních elektrárnách. Jedná se o studii ultra-vysokých věží v mezních vrstvách atmosféry za působení větru. V práci byly provedeny testy ve větrném tunelu na modelu solárního komínu (kruhového válce) ve zmenšeném měřítku s důrazem na vliv drsnosti povrchu a *Re* na střední rozložení součinitele tlaku. Je třeba konstatovat, že plné hodnoty $Re = 5 \cdot 10^8$, tedy v trans-kritickém režimu, nebylo možné ve větrném tunelu dosáhnout. Proto byly testy provedeny v super-kritickém režimu při $Re = 3 \cdot 10^5$ (Lupi, Borri, H.-J. Niemann, *et al.*, 2013). Dle dříve zmíněných studií jiných autorů (Pirner, 1982; Simiu a Scanlan, 1996; Zhao *et al.*, 2012; Cheng *et al.*, 2017) byl povrch drsněn žebry pro modelování vyšších *Re*. Experimenty potvrdily typické účinky zdrsnění povrchu na rozložení součinitele tlaků včetně snížení maximálního sání s rostoucí drsností. Kromě toho studie prokázala změnu součinitele čelního odporu v závislosti na výšce válce. Výsledky rovněž naznačují, že zdrsnění povrchu vede k více konzistentnímu tlaku zpětně získaných po výšce válce, ve srovnání s hladkou povrchovou úpravou (Lupi, Borri, H.-J. Niemann, *et al.*, 2013). Výsledky studie byly také ověřeny numerickým modelováním pomocí URANS modelu (Salvatori *et al.*, 2013).

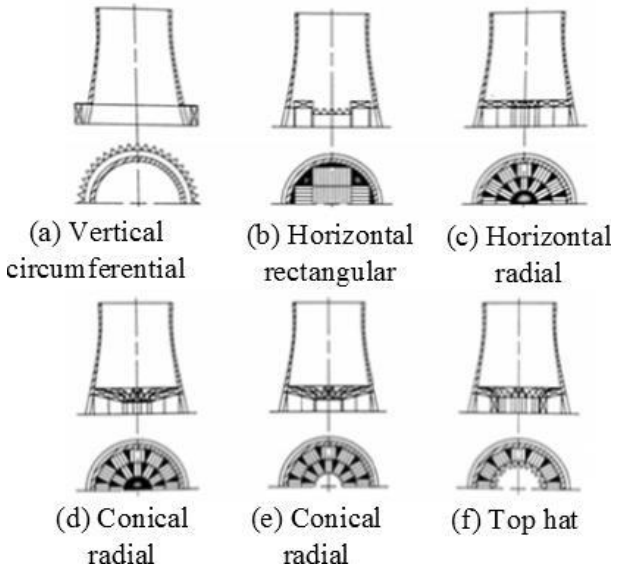
Z výše zmíněných studií je zřejmé, že existuje potřeba lépe pochopit problematiku proudění vzduchu kolem chladících věží a jejich vliv na výkon. Publikované práce jsou spíše zaměřeny na modelování konkrétních komponent chladících věží. Především jsou modelovány ochrany proti větru a zároveň modely do značné míry zanedbávají další složky, jako odtrhové pásky. Z literatury je známo, že tyto prvky mohou vytvořit příznivější rozložení tlaku kolem věže (Niemann a Hölscher, 1990; Pirner, 1990).

Dále je možno vidět, že v důsledku experimentálních omezení, většina vyšetřování nespadá do trans-kritického režimu proudění použitelného pro skutečné chladící věže. Z tohoto důvodu bylo na modelech aplikováno zdrsnění povrchu pro simulování trans-kritického režimu obtékání. Rozvoj numerických metod modelování dále pomohl chápání těchto složitých jevů a dovoluje

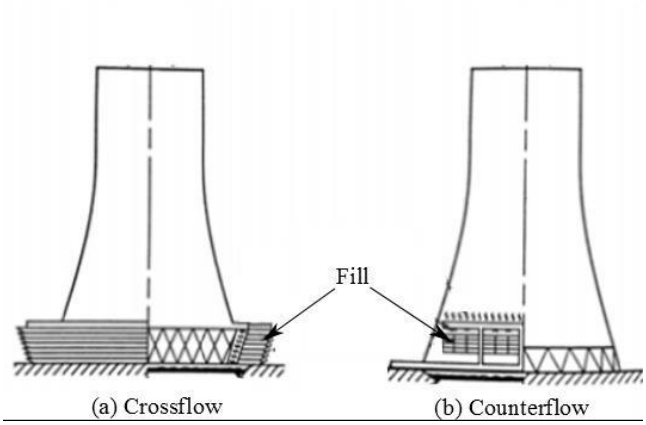
samotné simulování v trans-kritickém režimu, i když práce s výsledky bývá často velice diskutabilní. Numerickými modely je možné konstrukci chladící věže modelovat komplexně včetně okolních budov, což může vést ke zlepšení výkonnosti a efektivnosti chladících věží a snížení nákladů na životní cyklus elektráren.

1.5 Chladící věže

Chladící věže s přirozeným tahem jsou velké stavby, jejichž cílem je odstranit odpadní teplo z vody, tak aby tekutina mohla být znovu použita k absorbování tepla na jiném místě v chladicím systému. Existuje mnoho druhů chladících věží. Mokré či suché s přirozeným tahem nebo suché s nuceným odtahem. V těchto typech chladících věží je využíváno různých druhů výměníků tepla. Typické uspořádání výměníků tepla ve svazcích, jenž můžeme nalézt u chladících věží, jsou uvedeny na Obr. 1.17 a Obr. 1.18. Výměníky mohou mít uspořádány svazky vertikálně v místech sloupů, a dále horizontálně, které mohou být tvořené čtverci, či radiálně uspořádány. Dalším možným upořádáním je konické radiální či kombinované konické s vertikálním.

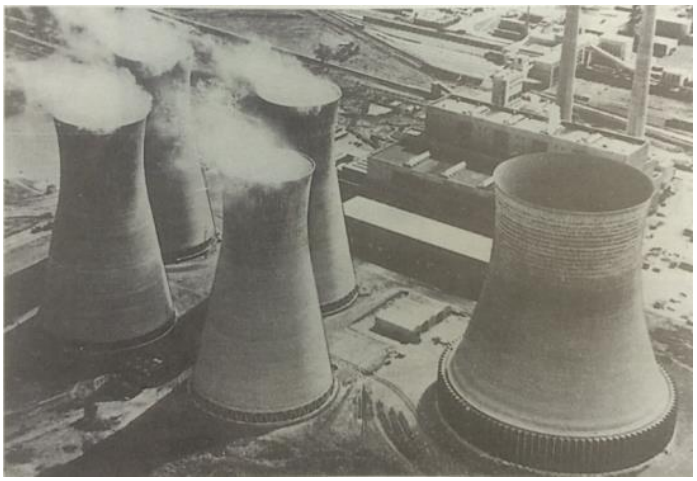


Obr. 1.17 *Typické druhy uspořádání svazků u chladících věží (Kröger, 2004).*



Obr. 1.18 *Typické druhy uspořádání pro chladící věže (Kröger, 2004).*

Obr. 1.19 ukazuje mokré chladící věže (vlevo) a suchou chladící věž (vpravo) elektrárny v Rugeley ve Velké Británii. I když se velikosti věží mohou podstatně lišit, základní provoz a funkce jak mokré, tak i suché chladící věže jsou podobné. Hlavním rozdílem je, že v mokré věži se teplo přenáší prostřednictvím kombinovaných procesů přenosu tepla a hmoty. V tomto druhu chladících věží dochází k rozprašování vody přímo na výměníky tepla, přes které je umožněn průchod vzduchu s odpařenou vodou z výměníků. Alternativně suché věže odvádí přebytečné teplo pouze konvekcí, průchodem vody přes svazky tepelných výměníků a pak prouděním vzduchu přes tyto svazky pro chlazení vody. V obou výše uvedených konfiguracích chladících věží je atmosférický vzduch použít jako chladič a proudění vzduchu je ovlivněno pomocí komínového efektu.



Obr. 1.19 *Elektrárna Rugeley ve Velké Británii (Kröger, 2004).*

Distribuce vody do chladící věže a rovnoměrná dodávka vody zvyšuje výměnu tepla. Dále pak jsou zde možnosti snižování chladícího výkonu anebo režimy zimního provozu. Zde se počítá s předehříváním chladícího vzduchu. Výplň chladící věže je důležitou částí chladící věže. Nejpoužívanější jsou rozprašovací nebo foliové. Rozstřikovací výplň má menší účinnost než foliová. Kapičky vody jsou rozstřikovány a dopadají do sběrné nádrže. Používá se zejména tam, kde je voda kontaminovaná nebo její kvalita je špatná. Takto používaná výplň může být vyrobena z různých materiálů a s různým uspořádáním. Kdežto foliová výplň funguje na principu vytváření vodního filmu stékající vody po desce. Ty bývají tvořeny vertikálními ocelovými plechy nebo deskami z organických materiálů seřazených těsně vedle sebe. Při takovémto chlazení se stává, že kapičky vody jsou unášeny přirozeným tahem vzduchu. Ve věžích jsou instalovány tzv. eliminátory unášení, aby se co nejvíce zabránilo úniku kapalné fáze do prostředí. Ty jsou však navrhovány tak, aby způsobovaly co nejmenší tlakovou ztrátu. Proto jsou vyráběny z plastu či vlákno-betonu (Kröger, 2004).

1.6 Numerické modelování proudění vzduchu

K modelování proudění se využívají dva přístupy: fyzikální modelování a matematické modelování (aplikace v kapitole 1.44). Fyzikální modelování spočívá v měření proudění na zmenšených modelech, při dodržení určitých kritériích podobnosti. Často je potřeba používat finančně náročné experimentální zařízení. Druhou možností je modelování matematické. Při něm se používá řešení pohybových a dalších rovnic numericky pomocí počítačů. V tomto případě představuje hlavní potíž složitost použitých parciálních diferenciálních rovnic.

V dizertační práci je podrobně řešené matematické modelování proudění pomocí CFD analýz. CFD je počítačovým nástrojem určeným k simulacím chování systémů, jejichž funkčnost je ovlivněna prouděním tekutiny, přenosem tepla a případně i dalšími fyzikálními procesy. CFD je založena na několika základních zákonech, a to zákonu zachování hmotnosti, zákonu zachování hybnosti a zákonu zachování energie.

1.6.1 Základní pohybové rovnice

Soubor rovnic popisující proces přenosu hybnosti, tepla a hmotnosti je znám pod pojmem Navierovy-Stokesovy rovnice. Jedná se o nelineární parciální diferenciální rovnice, k nimž není známé analytické řešení, ale lze je řešit pomocí numerických metod.

1.6.1.1 Rovnice kontinuity

Pomocí zákonů zachování můžeme popsat proudění tekutin a plynů (Moukalled a Mangani, nedatováno; Ferziger a Perić, 2002; Cengel a Cimbal, 2018; Versteeg a Malalasekera, 2018). Rovnicí kontinuity lze vyjádřit jako zákon zachování hmoty. V následujících rovnicích je odvozen zákon zachování hmoty pro malou oblast (tzv. kontrolní objem) Ω v integrálním tvaru.

$$\frac{\partial}{\partial t}\int_{\Omega} \rho \, \mathrm{d}\Omega + \oint_{S} \rho u \cdot \hat{n} \, \mathrm{d}S = 0 \qquad 1.12$$

kde S je povrch hranice oblasti Ω, $\hat{n}$ jednotkový vektor vnější normály, ρ hustota tekutiny a u vektor rychlosti proudění. Pokud aplikujeme na 1.12 Gaussovu větu o divergenci na konvekční člen, můžeme transformovat povrchový integrál na

objemový. Toto nám umožní, aby se stal kontrolní objem nekonečně malým a rovnici kontinuity můžeme zapsat v diferenciální formě.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathrm{div}(\rho u) = 0 \qquad 1.13$$

Tuto formu lze transformovat do formy specifické pro daný souřadnicový systém poskytnutím výrazu pro operátor divergence. Zde uvedeno pro kartézskou formu v tenzorové i rozšířené notaci.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial (\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial (\rho w)}{\partial z} = 0 \qquad 1.14$$

V případě konstantní hustoty se rovnice 1.13 zjednoduší na tvar:

$$\mathrm{div}(\rho u) = 0 \qquad 1.15$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0\,, \qquad 1.16$$

kde u, v a w jsou složky rychlosti

Toto je také tvar rovnice kontinuity pro nestlačitelné proudění, tj. proudění o Ma<<1. V běžné terminologii je při nízké hodnotě Ma kontinuum považováno za v podstatě nestlačitelné. Ma je definované jako:

$$Ma = \frac{|u|}{c}\,, \qquad 1.17$$

kde c je rychlost zvuku v daném prostředí.

1.6.1.2 Pohybové rovnice

Je několik způsobů, jak odvodit rovnice zachování hybnosti. V integrální formě je můžeme zapsat pro kontrolní objem jako:

$$\frac{\partial}{\partial t}\int_{\Omega} \rho \boldsymbol{u}\, \mathrm{d}\Omega + \oint_{S} \rho \boldsymbol{u}\boldsymbol{u} \cdot \hat{\boldsymbol{n}}\, dS = \sum f \qquad 1.18$$

kde f jsou síly působící na kontrolní objem, které můžou být objemové nebo působící na povrch.

Mezi povrchové síly patří tlak, normálová a tečná napětí, povrchové napětí atd. Objemové síly zahrnují tíhovou sílu, odstředivé síly, Coriolisovy síly, elektromagnetické síly atd. Povrchové síly v důsledku tlaku a napětí jsou

z molekulárního hlediska mikroskopické toky hybnosti přes povrch. Tyto toky nelze pro skutečné kapaliny a plyny zapsat z hlediska vlastností uzavřeným systémem rovnic. Existuje tedy méně rovnic, než je závislých proměnných a řešení není možné. Z tohoto důvodu se zavádí předpoklad, že tekutina je Newtonovská. Pro newtonovské tekutiny lze zapsat tenzor napětí $\boldsymbol{T}$ následovně:

$$\boldsymbol{T} = -\left(p + \frac{2}{3}\mu \ \mathrm{div}\,\boldsymbol{u}\right)\boldsymbol{I} + 2\mu\boldsymbol{D}\,, \qquad 1.19$$

kde p je tlak, μ je dynamická viskozita, $\boldsymbol{I}$ jednotkový tenzor a $\boldsymbol{D}$ tenzor rychlosti deformace, definovaný jako:

$$\boldsymbol{D} = \frac{1}{2}[\mathrm{grad}\,\boldsymbol{u} + (\mathrm{grad}\,\boldsymbol{u})^T]. \qquad 1.20$$

Navíc budeme předpokládat, že μ je konstantní. Zákon zachování hybnosti 1.18 v integrálním tvaru potom můžeme psát

$$\frac{\partial}{\partial t}\int_\Omega \rho\boldsymbol{u}\,\mathrm{d}\Omega + \oint_S \rho\boldsymbol{u}\boldsymbol{u}\cdot\hat{\boldsymbol{n}}\,dS = \oint_S \boldsymbol{T}\cdot\hat{\boldsymbol{n}}\,dS + \int_\Omega \rho\boldsymbol{b}\,\mathrm{d}\Omega\,, \qquad 1.21$$

kde $\boldsymbol{b}$ je objemová síla.

Při použití Gausova divergenčního teorému na konvektivní difuzní tok získáme:

$$\frac{\partial\rho u}{\partial t} + \mathrm{div}(\boldsymbol{u}\boldsymbol{u}) = \mathrm{div}\,\boldsymbol{T} + \rho\boldsymbol{b} \qquad 1.22$$

V případě konstantní hustoty můžeme za pomoci rovnice kontinuity 1.15 psát pohybové rovnice jako:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \mathrm{div}(\boldsymbol{u}\boldsymbol{u}) = -\frac{1}{\rho}\mathrm{grad}\,p + \ \mathrm{div}(\nu\ \mathrm{grad}\,\boldsymbol{u}) + \boldsymbol{b}\,, \qquad 1.23$$

kde $\nu = \mu/\rho$ je koeficient kinematické viskozity.

V případě konstantních objemových sil, jako jsou například gravitační síly

$$\boldsymbol{b} = -g\boldsymbol{k}\,, \qquad 1.24$$

kde g je tíhové zrychlení, je možno jejich vliv zahrnout do tlakového členu, definováním nového tlaku $\acute{p}$ jako:

$$\acute{p} = p + \rho g z \,. \tag{1.25}$$

Pohybová rovnice má poté tvar:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \mathrm{div}(\boldsymbol{uu}) = -\frac{1}{\rho}\mathrm{grad}\,\acute{p} + \mathrm{div}(\nu\ \mathrm{grad}\ \boldsymbol{u})\,. \tag{1.26}$$

Pohybové rovnice a rovnici kontinuity (ve složitějších případech doplněné ještě o zákon zachování energie) souhrnně nazýváme Navierovy-Stokesovy rovnice.

$$\begin{aligned}
&\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial (uu)}{\partial x} + \frac{\partial (uv)}{\partial y} + \frac{\partial (uw)}{\partial z} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} + \nu\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}\right) + f_x \\
&\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial (vu)}{\partial x} + \frac{\partial (vv)}{\partial y} + \frac{\partial (vw)}{\partial z} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y} + \nu\left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2}\right) + f_y \\
&\frac{\partial w}{\partial t} + \frac{\partial (wu)}{\partial x} + \frac{\partial (wv)}{\partial y} + \frac{\partial (ww)}{\partial z} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z} + \nu\left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2}\right) + f_z
\end{aligned} \tag{1.27}$$

f_i jsou složky vnějších objemových sil (gravitační, odstředivé).

1.6.1.3 Zákon zachování energie

Posledním zákonem je rovnice pro přenos tepla, zákon zachování energie.

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial (uT)}{\partial x} + \frac{\partial (vT)}{\partial y} + \frac{\partial (wT)}{\partial z} = \alpha\left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}\right) + \alpha\phi \tag{1.28}$$

$\alpha = \frac{\lambda}{\rho c_p}$ je teplotní vodivost, λ je molekulová tepelná vodivost, c_p je měrné teplo a ϕ je vyjádřeno vztahem

$$\begin{aligned}
\phi = 2&\left(\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z}\right)^2\right) \\
&+ \left(\left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z}\right)^2\right)
\end{aligned} \tag{1.29}$$

1.6.1.4 Parciální diferenciální rovnice

Všechny dříve popsané obecné rovnice tvořící systém parciálních diferenciálních rovnic, lze formálně vyjádřit následujícím zápisem:

$$\frac{\partial(\rho\zeta)}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\rho u_j \zeta\right) + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\alpha_\zeta \frac{\partial \zeta}{\partial x_j}\right] + S_j \,, \qquad 1.30$$

kde ζ je proměnná a členy na pravé straně jsou postupně konvektivní, difúzní a zdrojový člen, proto se rovnice nazývá také konvekčně-difuzní rovnice. Pokud ζ představuje teplotu, příměs nebo jinou skalární veličinu, pak se jedná o lineární rovnici druhého řádu, pokud ζ představuje složku rychlosti, lze považovat za nelineární rovnici druhého řádu.

1.6.1.5 Bezrozměrný tvar Navierových-Stokesových rovnic

Výsledky experimentální studie toku se často prezentují v bezrozměrné formě. V numerických výpočtech toho dosáhneme pomocí vhodné normalizace (Ferziger a Perić, 2002). Například můžeme zavést bezrozměrnou souřadnici jako

$$x^* = \frac{x}{L}, \qquad 1.31$$

kde L je vhodně zvolená referenční délka. Obdobně lze definovat jiné bezrozměrné proměnné:

$$u^* = \frac{u}{U} \;;\; t^* = \frac{t}{L/U} \;;\; p^* = \frac{p}{\rho U^2} \;;\; b^* = \frac{b}{g} \,. \qquad 1.32$$

Po dosazení těchto proměnných mají rovnice 1.23 a 1.15 tvar

$$\operatorname{div} u^* = 0 \qquad 1.33$$

$$\frac{\partial u^*}{\partial t^*} + \operatorname{div}\left(u^* u^*\right) = -\operatorname{grad} p^* + \frac{1}{\mathrm{Re}} \operatorname{div}\operatorname{grad} u^* + \frac{b^*}{\mathrm{Fr}^2} \,. \qquad 1.34$$

Kde *Re* udává poměr setrvačných a vazkých sil a je vyjádřeno následujícím vztahem.

$$Re = \frac{UL}{\nu} \qquad 1.35$$

$$Fr = \frac{U}{\sqrt{Lg}} \qquad 1.36$$

Fr je Froudeovo číslo, udávající poměr setrvačných a tíhových sil.

Pokud je jedinou objemovou silou síla tíhová, můžeme tedy používat bezrozměrný tvar rovnice 1.34

$$\frac{\partial u^*}{\partial t^*} + \text{div}\,(u^* u^*) = -\text{grad}\,p^* + \frac{1}{\text{Re}}\,\text{div grad}\,u^* \qquad 1.37$$

1.6.2 Řešení Navierových-Stokesových rovnic

1.6.2.1 Výpočet tlaku

Řešení Navier-Stokesových rovnic komplikuje nedostatek nezávislých rovnic pro tlak, jejíž gradient vstupuje do každé ze tří rovnic hybnosti. Rovnice kontinuity nemá dominantní proměnnou v nestlačitelných tocích. Jednou z cest, jak tuto obtížnost řešit je konstrukce takového pole, aby byla zaručena platnost rovnice kontinuity. U stlačitelných toků lze k určení hustoty použít rovnici kontinuity a tlak se vypočítá přímo ze stavové rovnice. Tento přístup však není použitelný pro nestlačitelné proudění či proudění při nízkých hodnotách *Ma*.

Kombinací pohybové rovnice 1.22 a rovnice kontinuity 1.15 získáme rovnici pro tlak. Nejprve aplikujeme operátor divergence na pohybovou rovnici a výsledek upravíme pomocí rovnice kontinuity a pravidel vektorového počtu. Výsledkem je tvar (Ferziger, Perič, 1997):

$$\text{div grad}\,p = -\text{div}\left[\text{div}(\rho \boldsymbol{u}\boldsymbol{u} - \mu\,\text{grad}\,\boldsymbol{u}) - \rho \boldsymbol{b} + \frac{\partial \rho \boldsymbol{u}}{\partial t}\right]. \qquad 1.38$$

V případě konstantní hustoty a viskozity se tato rovnice zjednodušuje a viskózní členy mizí:

$$\text{div grad}\,p = -\text{div}[\text{div}(\rho \boldsymbol{u}\boldsymbol{u})]\,. \qquad 1.39$$

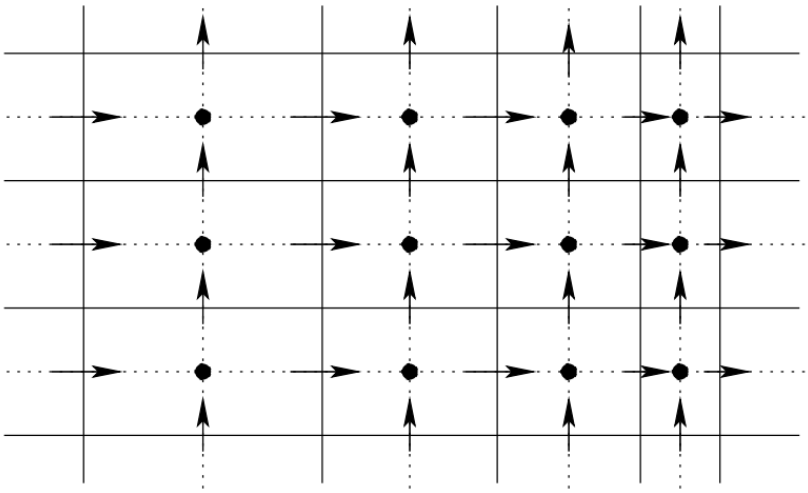
Tato rovnice se používá k výpočtu tlaku v explicitních i implicitních metodách řešení. Bylo vyvinuto několik řešičů založených na tlaku nejčastěji používané algoritmy pro spojující rovnice tlaku a rychlosti jsou SIMPLE, SIMPLEC, PISO, metoda postupných kroků a další (Moukalled a Mangani, nedatováno; Ferziger a Perić, 2002; Versteeg a Malalasekera, 2018).

1.6.3 Metoda konečných objemů

Jednou z metod, jak převést parciální diferenciální rovnice na soustavu algebraických rovnic je metoda konečných objemů. Tato metoda je založena na rozdělení oblastí na takzvané kontrolní objemy. Pro jednotlivé kontrolní objemy použijeme integrální tvar rovnic, např. 1.21, ve kterých aproximujeme vhodným způsobem jednotlivé členy. Pole proměnných je nahrazeno průměrnými hodnotami pro dané kontrolní objemy. V metodě konečných diferencí se používají hodnoty proměnných v bodech sítě.

1.6.3.1 Posunutá síť

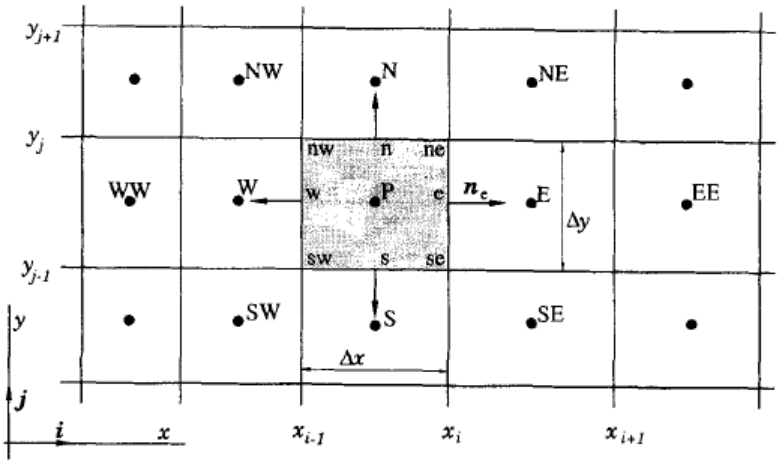
V případě řešení Navierových-Stokesových rovnic 1.13 a 1.21, není výhodné pro všechny proměnné používat stejné kontrolní objemy. Z tohoto důvodu byla vyvinuta posunutá síť (staggered grid), v této síti se skalární veličiny (např. tlak) ukládají do normální sítě, ale složky rychlosti se ukládají do v hranách kontrolních objemů běžné sítě. Nejčastěji se používá plně posunutá síť, kterou zavedli Harlow a Welch (Harlow a Welch, 1965). Kontrolní objemy u této sítě mají odlišné i jednotlivé složky vektoru rychlosti, jak je vidět na Obr. 1.20.



Obr. 1.20 *Posunutá síť*

Při použití sítě pouze se středy kontrolních objemů (colocated grid) vznikají často nežádoucí oscilace při výpočtu tlaků lineární interpolací. Z tohoto důvod byla zavedena síť posunutá, která i zlepšuje práci se složkami rychlosti. Při užití posunuté sítě některé členy běžně počítané interpolací můžeme vyčíslit bez interpolace s přesností druhého řádu.

Existují dva způsoby tvorby této sítě. První možnost je vytvořit nejprve kontrolní objemy pro skalární veličiny a uprostřed nich definovat body. ve kterých se ukládají hodnoty skalárních veličin. Posléze v hranicích kontrolních objemů vytvořit body pro složky rychlosti (viz Obr. 1.20). Druhá možnost je opačný postup, tj. nejdřív vytvořit body středů hranic kontrolních objemů a posléze ve středech. V prvním případě reprezentuje hodnota a uložená uprostřed objemu s větší přesností průměr přes celý objem. Ve druhém případě je přesnější vyjádření některých derivací pomocí centrálních diferencí (Ferziger a Perić, 2002). Na Obr. 1.21 je zobrazeno značení použité dále v textu, hodnoty v kontrolních objemech budou označovány velkými písmeny a hodnoty na jejich stěnách malými písmeny. Pro právě řešený kontrolní objem bude použito písmeno P a pro sousedící kontrolní objemy písmena N, E, S a W.



Obr. 1.21 *Značení sousedních kontrolních objemů a společných hran (Ferziger a Perić, 2002).*

1.6.3.2 Integrace metodou konečných objemů

Metoda konečných objemů používá jako výchozí bod integrální formu zákonů zachování.

$$\int_S \rho\phi v \cdot \boldsymbol{n}\mathrm{d}S = \int_S \Gamma \mathrm{grad}\phi v \cdot \boldsymbol{n}\mathrm{d}S + \int_\Omega q_\phi \mathrm{d}\Omega \qquad 1.40$$

Řešená doména je rozdělena na konečný počet řídících objemů, které jsou definovány hranicí řídících objemů, nikoliv uzly.

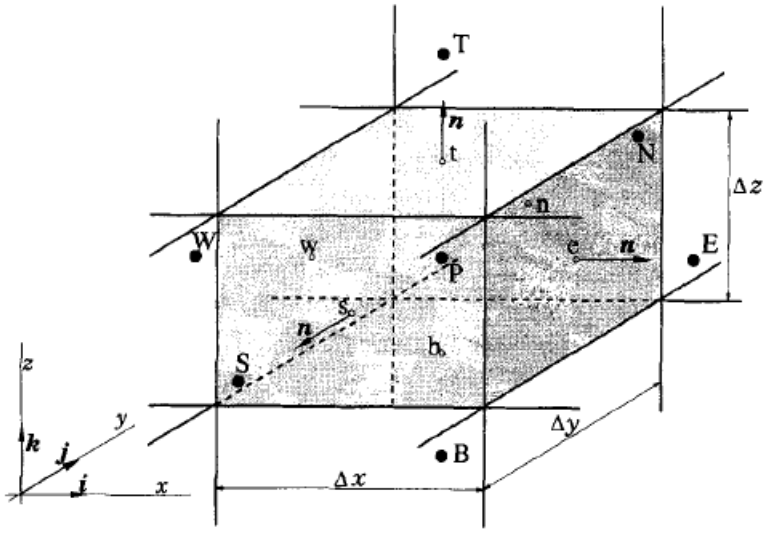
Integrální rovnice 1.40 platí pro každý kontrolní objem (CV), stejně jako pro celou řešenou oblast. Pokud provedeme součet pro všechny CV, získáme globální konzervativní rovnice.

Na Obr. 1.21 a Obr. 1.22 jsou znázorněny typické 2D a 3D kontrolní objemy společně s notací. Malými písmeny jsou značeny hranice mezi kontrolními objemy a velkými písmeny jsou značeny středy kontrolních objemů.

Tok přes hranice sítě CV je dán součtem integrálů přes společné hrany či plochy (3D) následným vztahem:

$$\int_S f\mathrm{d}S = \sum_k \int_{Sk} f\mathrm{d}S\,, \qquad 1.41$$

kde f je složka konvektivního ($\rho\phi v \cdot \boldsymbol{n}$) nebo difuzního ($\Gamma \mathrm{grad}\phi v \cdot \boldsymbol{n}$) vektoru toku ve směru kolmého k hraně CV. Dále budeme předpokládat, že rychlostní pole je známé pro zjednodušení.



Obr. 1.22 *Typický kontrolní objem pro kartézskou 3D síť (Ferziger a Perić, 2002).*

V následujících vztazích bude uvažována pouze typická hrana „e“ zobrazená na Obr. 1.21, analogické výrazy lze pak odvodit pro zbylé hrany.

Pro výpočet plošného integrálu v rovnici 1.41 přesně, by člověk potřeboval znát f všude na povrchu S. Tato hodnota však je kalkulována pouze pro středy CV, takže je třeba uvést přibližnou hodnotu.

Nejjednodušší aproximací integrálu je pravidlo středních bodů. Zde se aproximuje jako součin integrantů ve středu buňky a plochy buňky:

$$\mathrm{F}_e = \int_{S_e} f \mathrm{d}S = \overline{f_e} S_e \approx f_e S_e \,. \qquad 1.42$$

Tato aproximace při známosti f v místě „e“ má přesnost druhého řádu. Vzhledem k tomu, že hodnota f není k dispozici ve středu buňky „e“ musí být získána interpolaci. Aby byla zachována přesnost druhého řádu pro středy plošného integrálu, musí být hodnoty f_e kalkulovány alespoň s přesností druhého řádu.

Další aproximací druhého řádu plošného integrálu ve 2D je lichoběžníkové pravidlo, které můžeme zapsat:

$$\mathrm{F}_e = \int_{S_e} f \mathrm{d}S \approx \frac{S_e}{2} (f_{ne} + f_{se}) \,. \qquad 1.43$$

V tomto případě musíme vyhodnotit veličiny v rozích CV.

Pro aproximaci toku vyššího řádu musí být tok vyhodnocen ve více než dvou místech. Pomocí Simpsonova pravidla, lze odhadnou integrál S_e jako:

$$\mathrm{F}_e = \int_{S_e} f \mathrm{d}S \approx \frac{S_e}{2} (f_{ne} + 4f_e + f_{se}) \,. \qquad 1.44$$

Zde je však hodnoty f potřebné kalkulovat jak ve středech hran, tak i v rozích. Opět platí, aby byla zachována přesnost čtvrtého řádu, musí být hodnoty získané interpolací uzlových hodnost alespoň tak přesné jako Simpsonovo pravidlo (Ferziger a Perić, 2002).

1.6.3.3 Interpolační a diferenciační postupy

Aproximace integrálů vyžadují hodnoty proměnných nejen ve středech CV. Integrant, označen v předchozí části f, zahrnuje několik proměnných: konvektivního ($\rho\phi v \cdot \boldsymbol{n}$) nebo difuzního ($\Gamma \mathrm{grad}\phi v \cdot \boldsymbol{n}$) toku. Předpokládáme, že rychlostní pole a vlastnosti tekutiny ρ a Γ jsou známy v celé oblasti. Pro výpočet konvektivních a difúzních toků je zapotřebí hodnota a její gradient kolmý

k hraně buňky na jednom nebo více místech na povrchu CV. Tyto hodnoty mohou vyžadovat také objemové integrály zdrojových výrazů. Hodnoty mohou být vyjádřeny pomocí uzlových hodnot interpolací. K dispozici je řada možností, jak tyto hodnoty aproximovat. Nejčastěji používanou aproximací je „upwind" interpolace.

Při této metodě aproximace ϕ_e podle její hodnoty uzlu proti proudu řešeného „e", tato metoda je ekvivalentní k zpětné a dopředné diferenciální aproximace. V této metodě je ϕ_e aproximováno jako:

$$\phi_e = \begin{cases} \phi_P & když\ (v \cdot \boldsymbol{n})_e > 0 \\ \phi_E & když\ (v \cdot \boldsymbol{n})_e < 0 \end{cases}. \qquad 1.45$$

Toto je jediná aproximace, která bezpodmínečně splňuje kritérium omezenosti, tj. nikdy nepřinese oscilační řešení. Dosahuje toho však tím, že je numericky rozptýlený.

Rozšíření Taylorovy řady o P dává (pro kartézskou mřížku a $(v \cdot \boldsymbol{n})_e > 0$):

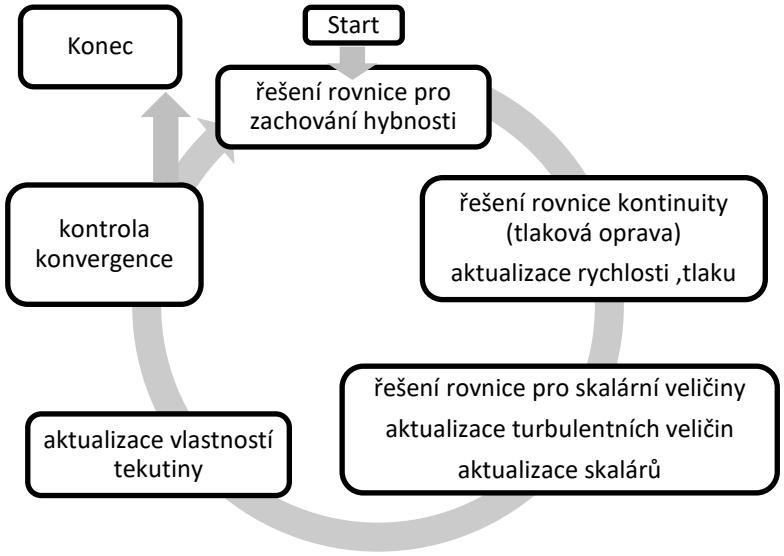
$$\phi_e = \phi_P + (x_e - x_P)\left(\frac{\partial \phi}{\partial x}\right)_P + \frac{(x_e - x_P)^2}{2}\left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2}\right)_P + H, \qquad 1.46$$

kde H označuje výraz vyššího řádu. „Upwind" aproximace, je zachován pouze první člen na pravé straně, jedná se tedy o schéma prvního řádu. Jeho hlavní chybou zkrácení je difuzní člen, tj. člen připomínající difuzní tok:

$$f_e^d = \Gamma_e \left(\frac{\partial \phi}{\partial x}\right)_e. \qquad 1.47$$

Koeficient numerické, umělé nebo falešné difuze, jak je nazýván, je $\Gamma_e^{num} = (\rho u)_e \Delta x/2$. Tato numerická difuze roste s dimenzí řešeného problému. Chyba zkrácení potom způsobí difúzi ve směru kolmém k toku, stejně jako ve směru po proudu, což je obzvláště závažný typ chyby. Pro rychlé jevy a proměnné dochází k rozmazání, protože míra snižování chyb je pouze prvního řádu. Z tohoto důvodu je pro přesné řešení zapotřebí velmi jemné mřížky.

Způsob řešení rovnic je zobrazen následujícím diagramem na **Obr. 1.23**



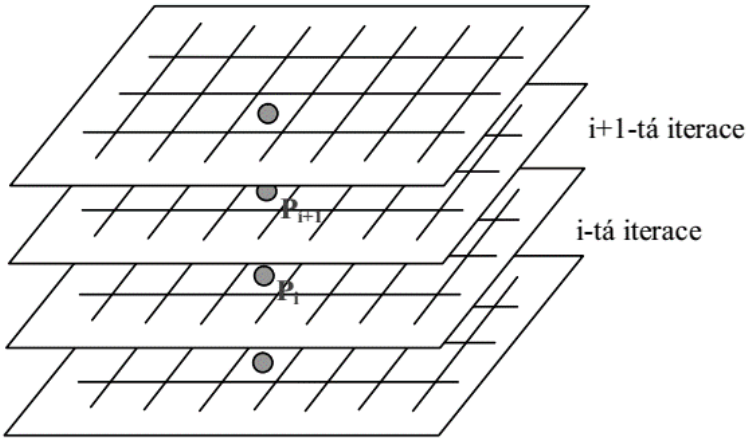
Obr. 1.23 *Diagram algoritmu řešení (Kozubková, 2008).*

Iterativní postup můžeme popsat následovně:

- Pohybové rovnice pro neznámé složky rychlosti jsou řešeny s užitím hodnot tlaků tak, aby se aktualizovalo rychlostní pole.
- Rychlosti určené v předchozím bodě nemohou splňovat rovnici kontinuity, proto se určují tzv. tlakové korekce a následně korekce i rychlostního pole.
- Pomocí nových hodnot rychlostí se řeší rovnice popisující turbulentní proudění.
- Řeší se další rovnice pro určení teploty a dalších skalárních veličin.
- Aktualizují se fyzikální vlastnosti kapalin (např. viskozita).
- Kontrola konvergence (Kozubková, 2008).

1.6.3.4 Konvergence

Míra konvergence prováděných výpočtů proudění pomocí komerčních programů je velmi důležitým parametrem. Reziduály nám vyjadřují mírou konvergence, které představují maximum rozdílu dvou odpovídajících si veličin ve stejném bodě sítě ve dvou po sobě následujících iteracích. Residuály můžeme vyhodnocovat pro libovolní kalkulované veličiny v každém kroku či iteraci.



Obr. 1.24 *Iterace při numerickém výpočtu (Kozubková, 2008).*

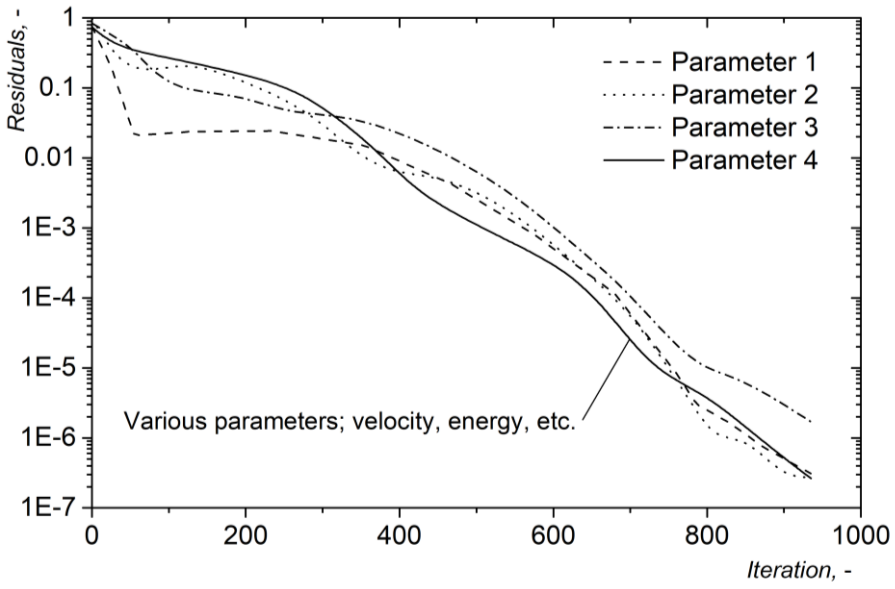
Reziduálem je přesněji řečeno obálka změn počítané veličiny provedená pro všechny buňky v oblasti. Rovnici v konzervativním tvaru, kterou lze odvodit pro kontrolní objem, v jednorozměrné oblasti pro obecnou proměnnou ζ **Chyba! Nenalezen zdroj odkazů.**

$$A_P\zeta_P = A_E\zeta_E + A_W\zeta_W + S_C \qquad 1.48$$

Reziduál *R* je pak definován součtem přes všechna P

$$R = \sum_P |A_E\zeta_E + A_W\zeta_W + S_C - A_P\zeta_P| \qquad 1.49$$

Reziduály jsou nejčastěji v procesoru vyhodnocovat graficky v každém kroku iterace, viz Obr. 1.25, a snižující se hodnota reziduálu pak svědčí o dobře konvergující úloze. Hodnoty reziduálů bývají i zobrazovány číselně.



Obr. 1.25 *Závislost sledovaných parametrů na počtu iterací.*

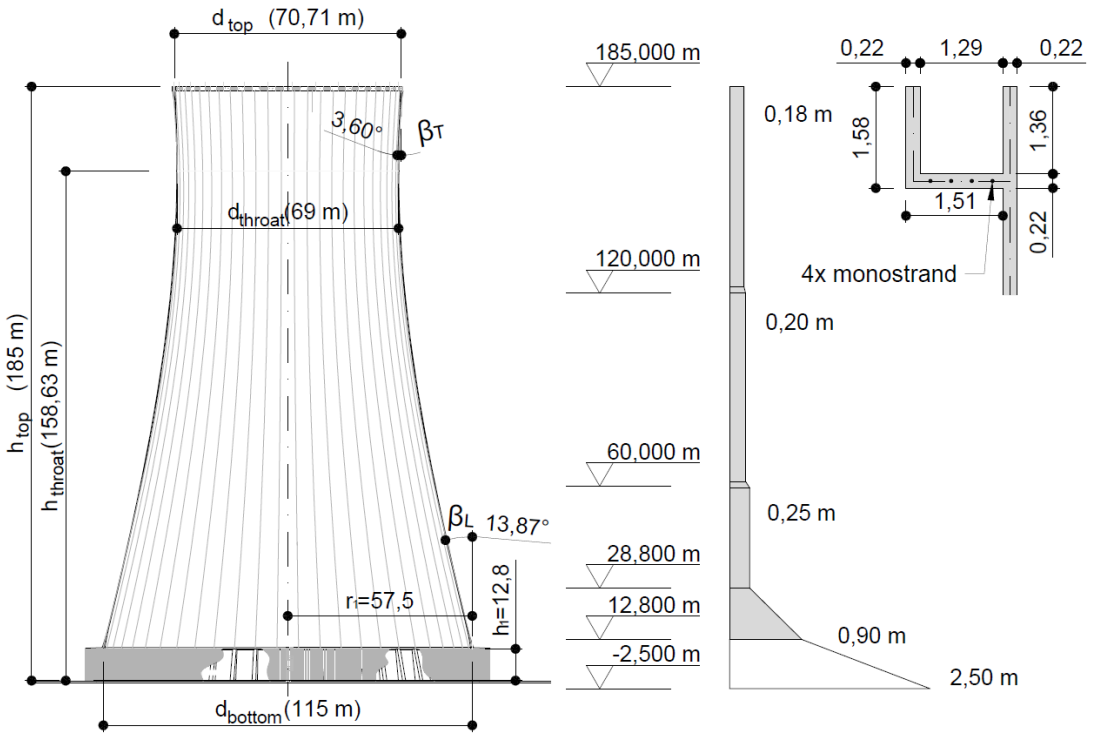
2 Cíl práce

Cílem této disertační práce je přispět k poznání aerodynamického chování proudění okolo chladících věží. Konkrétně stanovení závislosti tvarového součinitele vnějšího tlaku obtékané chladící věže v závislosti na drsnosti pláště. Tato problematika zahrnuje řešení s využitím CFD simulací. Dílčí cíle práce jsou:

- Numerická studie tvaru větrných žeber řešena jako 2D úloha obtékání poloviny nekonečného válce.
- Studie 3D proudění okolo samostatně stojící chladící věže s meridiánovými žebry i hladké.
- Stanovení závislosti tvarového součinitele vnějšího tlaku na výšce, vzdálenosti a sklonu větrných žeber.
- Optimalizace tvaru chladící věže s ohledem na zatížení konstrukce větrem.

3 Metody zpracování

Disertační práce jakož i celý výzkum proudění vzduchu okolo chladící věže vznikl na základě spolupráce s firmou Chladící věže Praha, a.s.. Jelikož na počátku výzkumu firma Chladící věže Praha, a.s. usilovala o návrh a realizaci jedné z největších chladících věží v Polsku, byla geometrie této věže použita pro simulaci proudění. Samotná chladící věž se měla realizovat v polském Slezsku nedaleko města Opole. Svou výškou 185 m by se tak stala jednou z největších v Polsku a v Evropě. Plášť věže tvoří monolitická železobetonová konstrukce z betonu C30/37 - XC2 + XF3 se střednicovou plochou ve tvaru rotačního hyperboloidu. Tato skořepina je podporována 44 monolitickými železobetonovými sloupy z betonu C40/50 – XC2 + XF3, které jsou v patě vetknuty do základového prstence. Sloupy jsou svislého uspořádání šířky 0,90 m. Tloušťka v patě sloupů činí 2,50 m a směrem vzhůru se zmenšuje na tloušťku 0,90 m. V úrovni základové spáry se nacházejí jílové zeminy a spraše. Z důvodu omezení nerovnoměrného sedání bylo v kalkulacích uvažováno tuhé založení pomocí pilot.



Obr. 3.1 *Geometrie chladící věže v Opole.*

Experimenty byly navrhnuty tak, aby zahrnuly výpočty stanovení rozložení tlaků kolem válcové konstrukce za použití 2D modelů a 3D modelů. Pro výpočet rozložení tlaků okolo válce v trans-kritickém režimu proudění jsou použity především turbulentní RANS modely. Na použitých modelech je provedena parametrická studie s cílem určit vliv odtrhových pásků na rozložení součinitele vnějšího tlaku na plášť válce. Dále je řešeno proudění při použití 3D modelu chladící věže. Součástí tohoto řešení je zohlednění vlivu samotné technologie chladící věže. Meridionální větrná žebra byla modelována fyzicky. Avšak u výpočtu proudění kolem zmenšeného modelu bylo nastíněno řešení vlivu meridionálních žeber pomocí změny parametrů stěnové funkce modelující proudění v mezní vrstvě hladkého pláště. V neposlední řadě byla provedena i optimalizace tvaru chladící věže s důrazem na použití různých drsností pláště chladící věže.

3.1 2D analýza proudění kolem drsného nekonečného válce

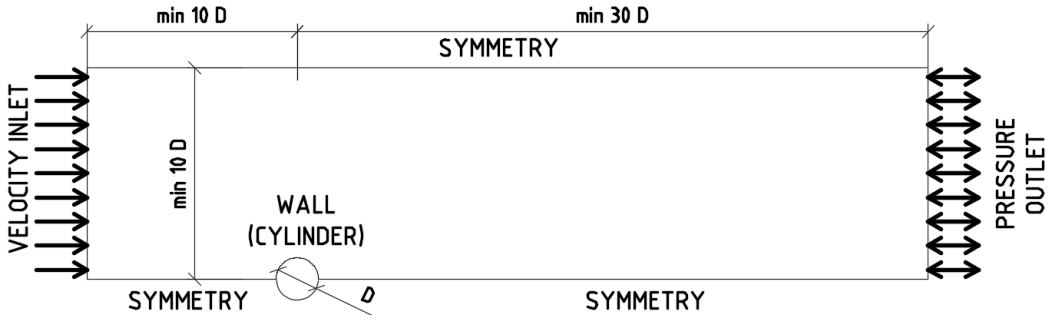
Obtékání nekonečného válce bylo modelováno v programu ANSYS Fluent 16.0. Úloha byla koncipována jako ustálený 2D stav s použitím řešiče s přesností druhého řádu. Na modelech byl použit $k-\varepsilon\ realizable$ turbulentní RANS model se škálovatelnou stěnovou funkcí. Použití tohoto turbulentního modelu dává přesné výsledky s malými výpočetními požadavky (Störm 2010, Reuter 2010).

3.1.1 Geometrie a okrajové podmínky

Modelovaný válec má průměr 70 m, tento průměr je téměř shodný s průměrem hrdla chladící věže v Opole. Zadaná hustota vzduchu je $\rho = 1{,}225\ kg \cdot m^{-3}$, viskozita $\mu = 1{,}789 \cdot 10^{-5}\ Pa \cdot s$ a rychlost proudění byla zadána hodnotou $v = 35{,}0\ m \cdot s^{-1}$. Tyto zadané parametry odpovídají $Re = 1{,}68 \cdot 10^{8}$. Pro porovnání výsledků s dostupnou literaturou byla hodnota intenzity turbulencí nastavena na hodnotu 5 %, přičemž tato hodnota přibližně odpovídá podmínkám ve větrném tunelu (Roshko, 1961; Güven, Farell a Patel, 1975; Pirner, 1982, 1990; Zdravkovich, 1997).

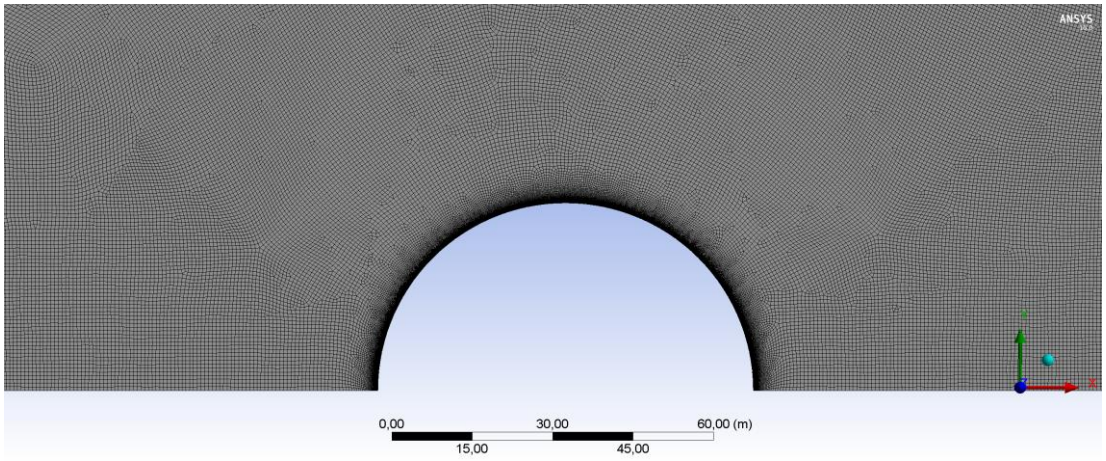
Při proudění v trans-kritickém režimu proudění je tok kolem válce nestabilní v důsledku vzniku Strouhalovy vírové stezky a vysoké úrovně turbulencí v proudu. Přestože je v simulacích obtékání válce proud neustálený,

vzniklá vírová stezka má za následek oscilující rozdělení součinitele tlaků okolo válce, bylo přistoupeno k řešení úlohy jako ustáleného stavu. Výsledky získané jako ustálený stav je jednodušší porovnat s výsledky získanými experimentálně a je docíleno jejich opakovatelnosti. Z tohoto důvodu byla pro eliminaci vznikající vírové stezky modelována polovina válce, což umožňuje snadné srovnání jednotlivých simulací.

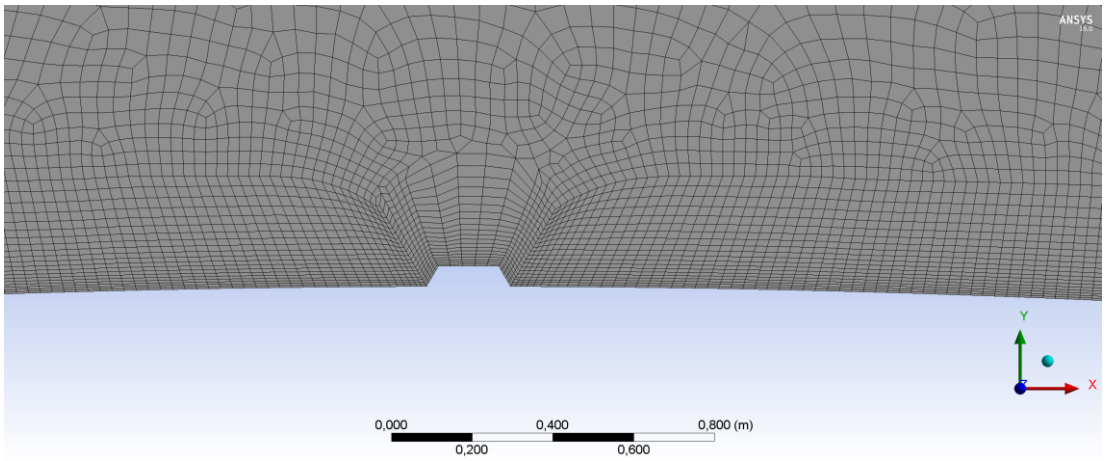


Obr. 3.2 *Geometrie výpočetní oblasti a zadané okrajové podmínky.*

Velikost domény byla volena dle Murakamiho a Mochidy (Murakami a Mochida, 1995) tak, aby účinek blízké vstupní a výstupní okrajové podmínky neměl vliv na výsledky. Kvalita sítě konečných objemů byla studována, tak aby nebyly ovlivněny výsledky samotnou sítí.



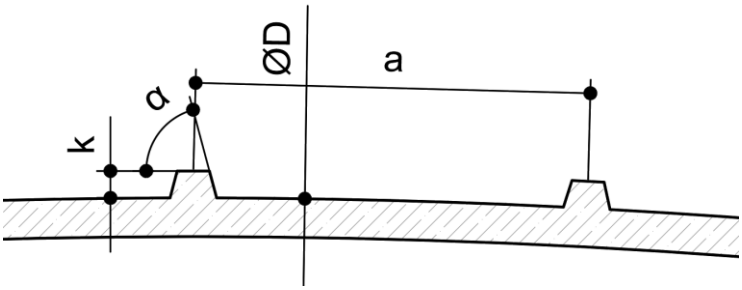
Obr. 3.3 *Detail výpočetní mřížky.*



Obr. 3.4 *Jemnost výpočetní sítě v okolí větrných žeber a samotné modelování v blízkosti obtékaného tělesa.*

3.1.2 Fyzické modelování větrných žeber

Úloha obtékání válce s od trhovými pásky s různými poměry k/a byla řešena pro hodnoty 0,0136; 0,0182; 0,0225; 0,340 a dále pro čtveřici tvarů odtrhových pásků, a to pro úhly $\propto$ 90°; 75°; 60° a 45°. Různé tvary byly voleny z důvodu jejich vlivu na rozdělení součinitele tlaku, jenž nezohledňují žádné normy a předpisy. V neposlední řadě byl měněn i poměr k/D, kdy podle literatury má poměr k/D větší vliv nežli poměr k/a (Pirner, 1990).



Obr. 3.5 *Geometrické parametry větrných žeber.*

3.2 2D analýza proudění kolem hladkého válce

Bylo zkoumáno proudění kolem hladkého válce v trans-kritickém režimu proudění, pro různé hodnoty $Re \geq 6.10^6$. Při řešení byl sledován především součinitel čelního odporu a součinitel vnějšího tlaku. Výsledky byly poté porovnány s měřením a výpočty jiných autorů (Warschauer a Leene, 1971; Pirner, 1990; Zdravkovich, 1997; Catalano *et al.*, 2003)

3.2.1 Geometrie

Průměr válce a velikost výpočetní oblasti byl zvolen shodně s válcem opatřeného meridionálními větrnými žebry. Hodnota intenzity turbulencí byla nastavena hodnotu 5 %.

Numerické řešení obtékání hladkého válce vyžaduje použití celého válce, jelikož je více citlivý na intenzitu turbulence, samotný použitý model je turbulentní. Proto také mohly být použity i náročnější turbulentní modely, které nejsou schopny řešit proudění jako ustálený stav, ale řešení je již v časové oblasti. Byly použity turbulentní modely časového středování URANS, turbulentní model velkých vírů LES a jako poslední škálově adaptivní simulační model SAS (Scale-Adaptive Simulation). Modely URANS a SAS byly použity s pokročilou stěnovou funkcí.

U všech dvou-rovnicových turbulentních modelů bylo dbáno na dodržení bezrozměrného parametru $y+$, z důvodu použití stěnové funkce, pro řešení proudění v blízkosti stěny. Pro model LES bylo taktéž dbáno na dodržení bezrozměrného parametru $y+$, jenž byl výrazně menší než 1,0, a proudění v blízkosti stěny bylo modelováno vrstvičkovým modelem v blízkosti stěny.

3.3 Proudění kolem zmenšených modelů

Proudění okolo zmenšeného modelu chladící věže bylo realizováno v měřítku 1:300. Modelovaná úloha slouží především pro pochopení základních principů v proudění kolem 3D modelu chladící věže a je rovněž nutná k validaci výsledků a ověření různých modelačních principů.

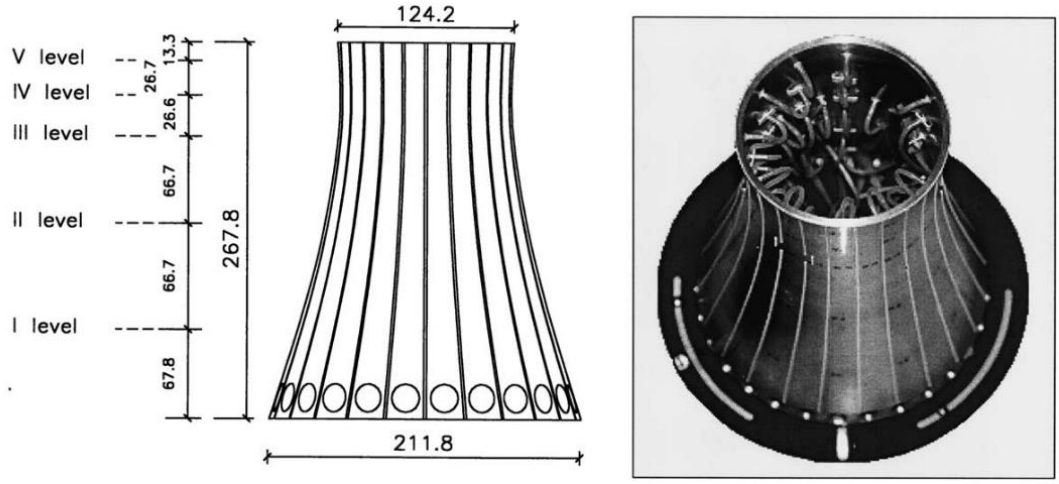
3.3.1 Geometrie

Pro CFD simulaci proudění byl zvolen zmenšený model chladící věže podle Orlanda (Orlando, 2001). Jedná se hyperbolický paraboloid o celkové výšce věže 80 m, průměru hrdla 36,12 m, průměru základny 63,5 m a horním průměru 37,26 m. Chladící věž je podporována 96 sloupy v uspořádání do V. Parametry zmenšeného modelu jsou popsány v tabulce (Tab. 3.1). Z důvodu zjednodušení laboratorního modelu byly podporové sloupy nahrazeny třiceti kruhovými otvory.

Tab. 3.1 *Geometrická specifikace zmenšeného modelu.*

	Poloměr [mm]	Výška [mm]
Základna	105,9	0
Spodní hrana pláště	103,4	30,5
Hrdlo	60,2	227,8
Horní hrana pláště	62,1	267,8

Při obtékání zmenšeného modelu by mělo být zachováno modelové měřítko, přičemž při obtékání tělesa je modelovým měřítkem hodnota *Re*. To znamená, že při obtékání tohoto modelu by měla být rychlost proudění ve větrném tunelu 300krát větší než rychlost v plném rozsahu. Tohoto však prakticky není možné docílit. Z toho důvodu byl tento problém překonán Orlandem zavedením technické drsnosti povrchu. Povrch modelu byl zdrsněn 24 meridionálními žebry o výšce 0,4 mm. Sledovaný poměr výšky žeber k jejich četnosti $k/a = 3 \cdot 10^{-2}$.



Obr. 3.6 *Model věže v měřítku 1:300* (Orlando, 2001).

3.3.2 Okrajové podmínky a fluidní doména

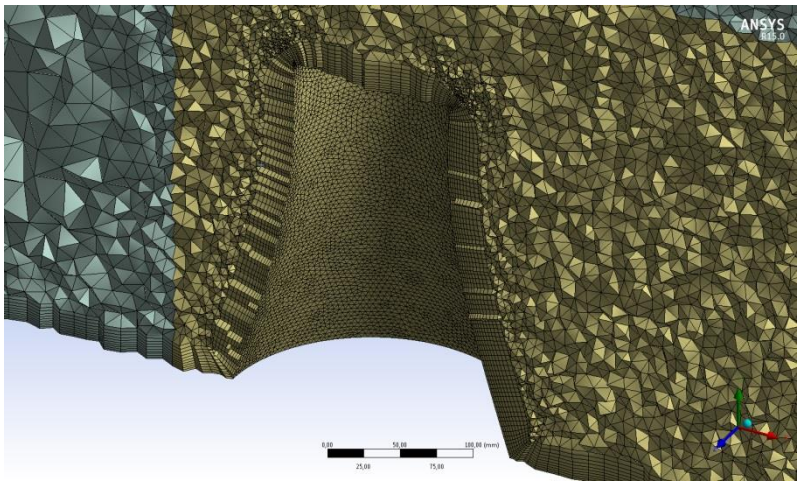
Při obtékání zmenšeného modelu chladící věže byla použita okrajová podmínka na výstupu z oblasti $p = 0$. Na bočních stranách a na horním povrchu fluidní oblasti byla použita okrajová podmínka hladké stěny, která reprezentuje symetrii.

Na vstupu do oblasti byl zadán atmosférický profil podle logaritmického zákona uvedeného v rovnici 3.1.

$$u_z = \frac{u_*}{\kappa} \ln \frac{z}{z_0} \qquad (z_0 = 3.431mm,\ u_* = 1.809\, m/s) \qquad 3.1$$

Turbulentní intenzita v oblasti byla použita na základě parametrů z větrného tunelu a činila 12 %.

Pro výpočet proudění byla použita nestrukturovaná síť z čtyřstěnných prvků. V blízkosti stěny byly použity prizmatické prvky pro modelaci rychlostního gradientu. Finální síť obsahovala více než 4,4 mil. prvků (Obr. 3.7).



Obr. 3.7 *Síť konečných objemů.*

Při takto malém modelu proudění s použitím standartního $k-\varepsilon$ turbulentního modelu nebylo možné meridionální větrná žebra modelovat přímo. Z tohoto důvodu byla použita modelovací technika efektní drsnosti povrchu.

Samotná větrná žebra narušují mezní vrstvu obtékaného tělesa a tím mění i hybnost fluidního pole v blízkosti stěny. Úpravu hybnosti lze také dosáhnou změnou smykového napětí (τ_{wall}). Definice celkového smykového napětí (rovnice 3.2) pro newtonovské tekutiny udává dva způsoby, jak přímo změnit povrchové smykové napětí (Cengel a Cimbal, 2018).

$$\tau_{wall} = (\mu_{lam} + \mu_T)\left(\frac{d\bar{u}}{dy}\right)_{y=0} \qquad 3.2$$

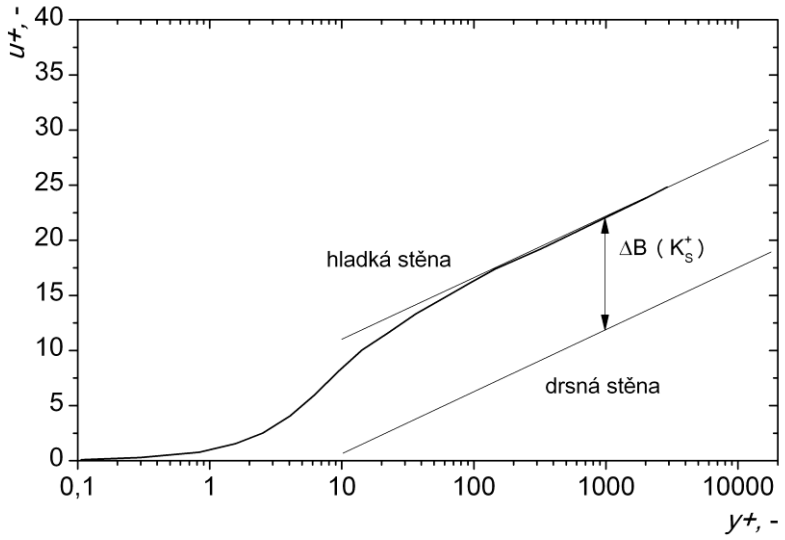
První metodou je zvýšení molekulové viskozity μ_{lam} v buňkách sousedících se stěnou obtékaného tělesa. U této metody vlivem zvýšení smykového napětí dochází ke snížení hodnoty bezrozměrné stěnové vzdálenosti (y^+) a tím pádem i snížení požadavků na jemnost sítě konečných objemů. Nevýhodou metody je zavedení zvýšené molekulové viskozity v samotných sousedících buňkách se stěnou, z čehož plyne velká citlivost na velikost použitých buněk. Tato problematika však nebude blíže rozebírána, jelikož není předmětem disertační práce.

Druhou možností je zvýšení rychlostního gradientu na stěně válce. To může být dosaženo numericky v programu ANSYS Fluent otáčením válce s různou úhlovou rychlostí. Tuto metodu je však možno použít pouze tehdy, když

je modelována polovina obtékaného válce. Samotná rotace stěny válce efektivně zvedá rozdíl mezi prouděním na povrchu válce a volným neovlivněným proudem vzduchu, což vede ke zvýšení gradientu rychlosti na povrchu válce.

Poslední možností je použití zvýšení drsnosti povrchu zadáním konstanty efektivní drsnosti pískového zrna k_s. Toto zkoumali například Roshko a Güven (Roshko, 1961; Güven, Farell a Patel, 1975). Jejich práce jsou zaměřeny na vliv drsnosti povrchu na rozložení tlaků okolo válce měřených na laboratorních modelech.

Jakmile je v programu ANSYS Fluent zadána hodnota k_s, řešič automaticky použije turbulentní model s upravenými stěnovými funkcemi pro drsnost povrchu. Ve verzi ANSYS Fluent 16.0 se tato úprava provádí pomocí posuvu směrem dolů v logaritmickém rychlostním profilu, jak je znázorněno na Obr. 3.8.



Obr. 3.8 *Modelování drsné stěny v programu ANSYS Fluent, posun logaritmického zákona* („ANSYS Fluent Theory Guide", 2013).

V blízkosti stěny v důsledku viskozity kapaliny dochází k vytvoření gradientu rychlosti (tato malá oblast se nazývá mezní vrstvou). Pro modelování dějů v této mezní vrstvě je nutné vytvořit velmi hustou síť. Tento požadavek však může být zmírněn použitím algebraické formulace proudění v mezní vrstvě, takzvané stěnové funkce.

Proudění v blízkost stěny za vysokých hodnot *Re* pro hladkou stěnu je formulováno zákonem pomocí bezrozměrné rychlosti a vzdálenosti kolmé k povrchu stěny (Rovnice 3.3, 3.4).

$$u^+ = \frac{u}{u^*} \tag{3.3}$$

$$y^+ = \frac{u^* y}{v} \tag{3.4}$$

Kde u je tečná rychlost k povrchu stěny a v je kinematická rychlost a třecí rychlost.

$$u^* = \sqrt{\tau_{wall}/\rho} \tag{3.5}$$

Při turbulentním proudění je mezní vrstva rozdělena do dvou zón. První zónou je viskózní podvrstva ($y^+ < 11{,}6$). V této vrstvě jsou dominantní kinematická viskozita a vztah mezi rychlostí a smykový napětím je lineární $u^+ = y^+$. Druhou vrstvu ($30 < y^+ < 500$) lze popsat logaritmický zákonem (rovnice 3.6).

$$u^+ = \frac{1}{\boldsymbol{\kappa}} \ln y^+ + B \rightarrow u^+ = \frac{1}{\boldsymbol{\kappa}} \ln \boldsymbol{E} y^+ + B \tag{3.6}$$

kde $\boldsymbol{\kappa}$ je Von Kármánova konstanta ($\boldsymbol{\kappa} = 0{,}42$), $\boldsymbol{E} = 9{,}793$.

Smykové napětí ve druhé zóně je považováno za rovné smykovému napětí stěny. Pro tloušťku laminární podvrstvy pak platí vztah 3.7.

$$\delta = \frac{11{,}6\vartheta}{u^*} \tag{3.7}$$

Pokud je však povrch drsný je mezní vrstva definována vztahem 3.8.

$$u^+ = \frac{1}{\boldsymbol{\kappa}} \ln \frac{y}{y_0} \tag{3.8}$$

Kde y_0 je aktuální drsnost povrchu.

Pokud použijeme Reynoldsovo drsnost, definovanou vztahem 3.9

$$K_s^+ = \frac{u^* K_s}{\vartheta}, \tag{3.9}$$

kde K_s je ekvivalentní drsnost a ϑ kinematická viskozita.

Proudění v blízkosti stěny je dáno vztahem 3.10, jenž byl kalibrován na základě laboratorního měření

$$\frac{u}{u^*} = \frac{1}{\boldsymbol{\kappa}} \ln \frac{u^+}{K_S^+} + 8{,}5\,. \qquad 3.10$$

V programu ANSYS Fluent je proudění v blízkosti stěny řízeno vtahem 3.11.

$$u^+ = \frac{1}{\boldsymbol{\kappa}} \ln \frac{y^+}{(1 + C_S K_S^+)} + 5{,}2 \qquad (0 < C_S < 1) \qquad 3.11$$

Parametr K_S^+ je bezrozměrný faktor určující stupeň nerovnoměrné drsnosti povrchu, κ je Von Kármánova konstanta ($\boldsymbol{\kappa} = 0{,}42$). Pro drsný povrch kdy ($K_s >$ 90) za předpokladu ($1 + C_S K_S^+ \approx C_S K_S^+$). Zavadíme rovnici 3.12.

$$\frac{u_p}{u^*} = \frac{1}{\boldsymbol{\kappa}} \ln \frac{u^* y_p}{(\vartheta C_S K_S^+)} + 5{,}2 \qquad 3.12$$

Tento vztah ukazuje efektivní modelování turbulentního proudění při drsném povrchu. Je nutné poznamenat, že ekvivalentní drsnost K_S by měla být podstatně větší než skutečná drsnost povrchu y_0.

Samotný program ANSYS Fluent zavádí pro řešení drsnosti povrchu vztah mezi aerodynamickou délkou drsnosti y_0 a ekvivalentní drsností K_S:

$$K_S = \frac{\boldsymbol{E}}{C_S} y_0 \qquad 3.13$$

$$C = 20 \frac{\boldsymbol{E}}{C_S} \qquad 3.14$$

Pro rozšíření tohoto konceptu můžeme pro větrná žebra s relativní drsností k/a odvodit vztah 3.15 (Goudarzi a Sabbagh-Yazdi, 2008).

$$K_S = C \frac{k}{a} k \qquad 3.15$$

Rovnici 3.15 je však nutné kalibrovat dle naměřených dat. Plášti chladící věže modelované chladící věže byla v této studii zadána ekvivalentní drsnost o hodnotě $K_S = 2.35 \cdot 10^{-3}$.

3.3.3 Ověření konceptu ekvivalentní drsnosti 2D modelem

2D model proudění kolem válce byl vypracován pro ověření modelovací techniky ekvivalentní drsnosti. Analýzy byly řešeny jako 2D ustálený stav za použití double precision řešiče a RANS turbulentního modelu standartní k - ε. Modelovaný válec byl využíval parametrů proudění dle Roshka (Roshko, 1961). Průměr obtékaného válce činí d = 0,4572 m, hustota vzduchu byla nastavena hodnotou ρ = 4,735 kg · m^{-3}, viskozita μ = 1,846 x 10^{-5} Pa·s a rychlost volného proudu v = 71,623 m·s^{-1}. Toto nastavení má hodnotu *Re* = 8,4 x 10^{6} a je podobné obtékání chladící věže o průměru d = 55 m rychlostí volného proudu 2,5 m·s^{-1}. Turbulentní vírová cesta byla eliminována modelováním pouze jedné poloviny válce.

3.4 3D analýza proudění kolem drsné chladící věže

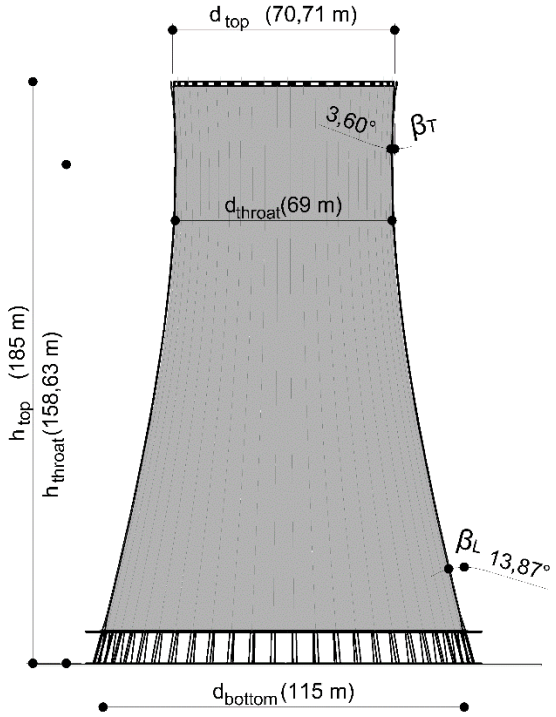
V této kapitole byli vytvořeny trojrozměrné CFD model chladící věže. Samotný model je vytvořen na základě skutečné geometrie chladící věže v Opole výšky 185 m. Byla vytvořena celá sada modelů s různými tvary větrných žeber. Modely byly použity k provedení parametrické studie za účelem prozkoumání ideálního tvaru větrných žeber. Toto zdrsnění má významný vliv na distribuci statického tlaku po výšce chladící věže.

3.4.1 Geometrie a síť

Velká železobetonová hyperbolická chladicí věž je vysoká 185 m. Výška hrdla chladicí věže je 158,63 m a výška vstupního ústí je 10 m. Průměr základny a průměr hrdla chladicí věže je 115 m a 69 m. Horní průměr konstrukce je 70,71 m. Plášť chladicí věže je podepřena 44 svislými sloupy. Tvar obtékané chladící věže zobrazuje Obr. 3.9. Geometrie modelu byla vytvořena pomocí Design Modeler softwaru ANSYS. Geometrické parametry chladicí věže jsou shrnuty v Tab. 3.2.

Tab. 3.2 *Geometrické parametry chladící věže.*

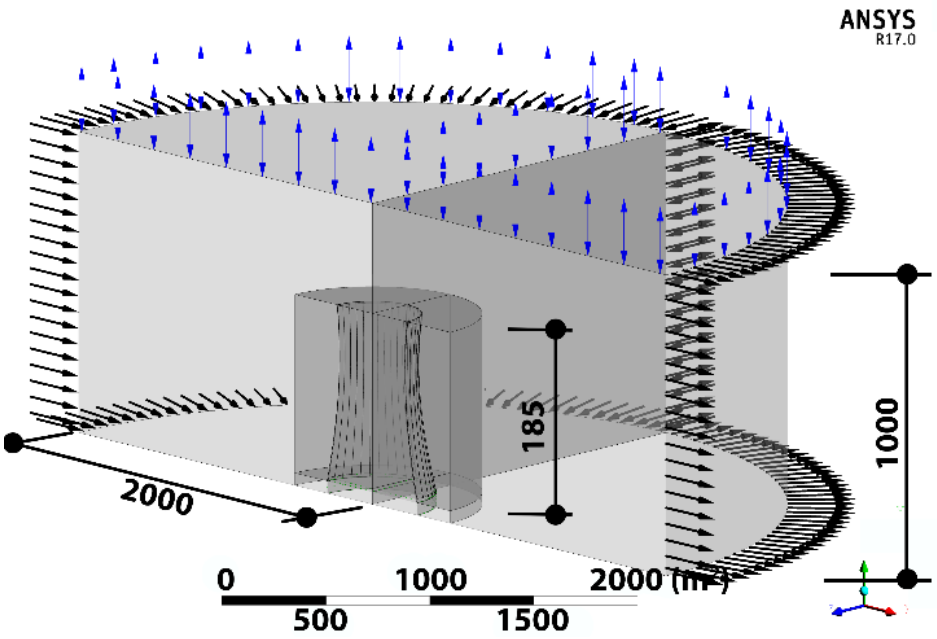
	Velikost (m)
Výška chladící věže	185
Průměr spodní části	115
Průměr ve vrcholu chladící věže	70,71
Výška hrdla	158,63
Průměr hrdla	69
Výška sloupů	10



Obr. 3.9 *Tvar obtékané chladící věže.*

Velikost numerické domény byla stanovena dle literatury, kde bylo vysvětleno 2D proudění vzduchu kolem žebrovaného válce (Murakami a Mochida, 1995; Murakami, 1998; Versteeg a Malalasekera, 2018). Výpočetní doména byla řešena jako polovina válce, aby se snížily výpočetní náklady ve 3D analýze. Tohoto zjednodušení lze dosáhnout axiální symetrií konstrukce chladicí věže. Jak je znázorněno na Obr. 3.10, pro 3D analýzu chladících věží s meridionálními větrovými žebry byla použita půlválcová doména o průměru 4 000 m a výšce 1 000 m. Výpočetní doména obsahovala více než 18 milionů

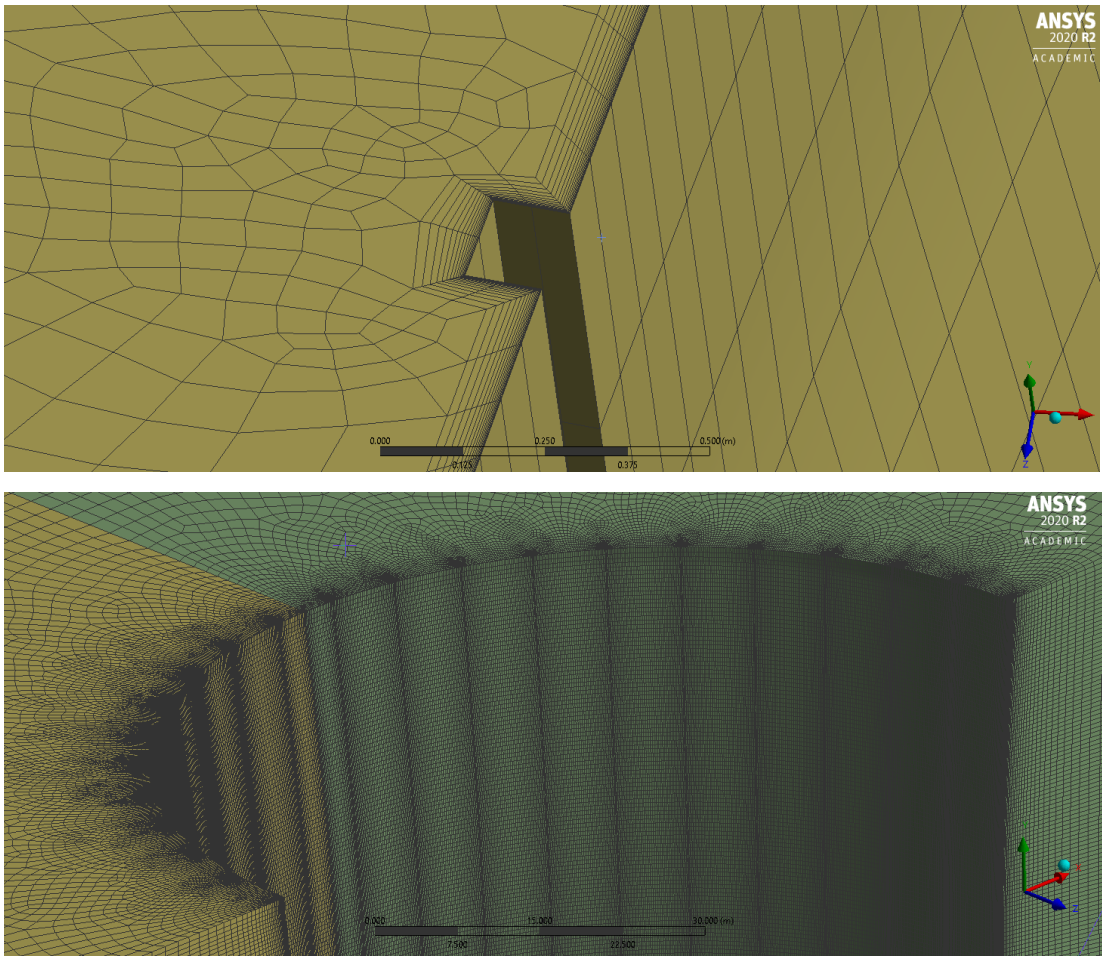
strukturovaných a nestrukturovaných prvků sítě. Velikost prvků poblíž pláště chladící věže byla zvolena tak, aby vyhovovala velikosti standardní funkce stěny.



Obr. 3.10 *Geometrie 3D modelu.*

Nastavení velikosti sítě bylo hustší kolem volných okrajů chladící věže. Kromě zhuštění kolem volných konců a hran objektu byla velikost sítě hrubší směrem k okrajům domény. Tato hrubší síť byla za účelem snížení počtu použitých buněk. Hrubší síť především za obtékaným předmětem byla provedena, vzhledem k řešené problematice ustáleného proudění. Nejedná se tedy o časově závislý model, ve kterém se sledují vírové struktury. Bylo ale nutné vzít v úvahu postupné zvětšování prvků sítě tak, aby velikost prvků sítě významně neovlivňovala řešení především na závětrné straně.

Na Obr. 3.11 je znázorněn jeden z případů 3D sítě konečných objemů. Tato síť se skládá z jednotlivých čtyřstěnů a prizmatických prvků na povrchu chladící věže. Některé sítě byly tvořeny čistě hexagonálními prvky. U těchto sítí, ač jsou kvalitnější, nebyl ve výsledcích rozdíl oproti sítím s prizmatickými prvky.



Obr. 3.11 *Detaily sítě konečných objemů.*

Cílem práce však nebylo nalezení použitelné hrubé sítě s podstatně méně prvky, ale především znázornění rozložení tlaku okolo chladící věže.

3.4.2 Okrajové podmínky

Okrajové podmínky určující tok a teplotní proměnné byly zadány na hranicích řešené oblasti. Okrajová podmínka „vstup“ byla použita pro definování rychlosti a skalárních vlastností toku na vstupu domény. Složka větru ve směru proudění byla zadána logaritmickým zákonem a ostatním směrům proudění byla zadána nulová hodnota. Na druhé straně oblasti byla zadána okrajová podmínka „tlakový výstup“. Tyto okrajové podmínky můžeme vidět na Obr. 3.14. Na horním povrchu řešené oblasti byla použita podmínka hladké stěny. Na pevných plochách byla použita podmínka pevné stěny. Technologie a konstrukce nohou byla řešena porézním prostředím se zadanými ztrátami proudění. V následující části práce jsou podrobně popsány jednotlivé zadané okrajové podmínky.

3.4.2.1 Podmínky proudění

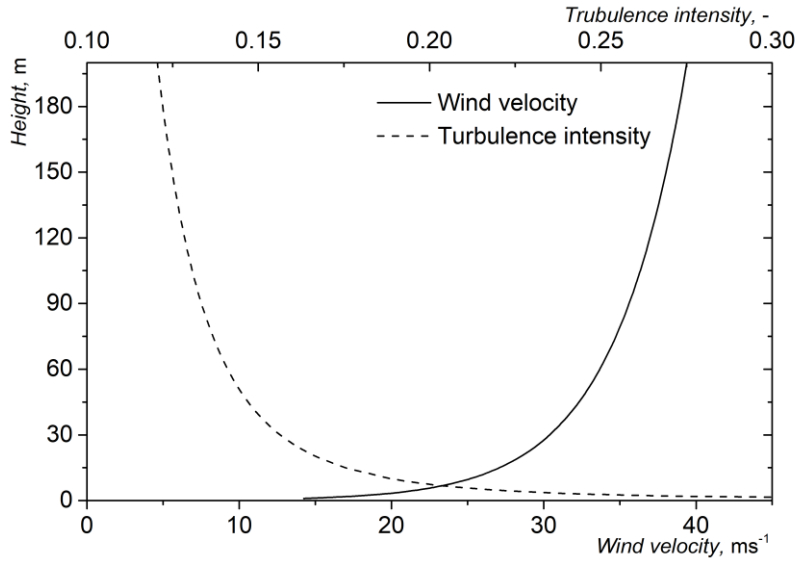
Rychlost proudění vzduchu byla zadána pomocí logaritmického zákonu dle Eurokódu 1 (EN 1991-1-4, 2007) a popsána rovnicí 3.16.

$$v_{(z)} = v_b \cdot k_r \cdot \ln\frac{z}{z_0} \qquad 3.16$$

Kde z je výška nad terénem, referenční rychlost proudění 10 m nad terénem v_b je dána konstantou 25 $m \cdot s^{-1}$, a další koeficienty jsou následující $k_r = 0{,}19$ and $z_0 = 0{,}05$ m. Dále byl použit logaritmický zákon pro intenzitu turbulencí taktéž podle Eurokódu 1 (EN 1991-1-4, 2007) dáno rovnicí 3.17:

$$I_{v(z)} = \frac{1}{\ln\frac{z}{z_0}}. \qquad 3.17$$

Na Obr. 3.12 můžeme vidět zadanou rychlost proudění vzduchu a dále intenzitu turbulencí.



Obr. 3.12 *Profil rychlosti proudění vzduchu a turbulentní profil.*

Teplota suchého teploměru T_{adb} byla uvedena na vstupu v souladu s Tab. 3.3 (Al-Waked a Behnia, 2006, 2007). Stejná teplota vzduchu byla nastavena na hranici „pressure outlet" a hranice rychlosti vstupu. Atmosférický tlak je uveden v tabulce (Tab. 3.3). Okrajová podmínka otevření byla specifikována v horní části domény a na hranicích pevných látek a zemi nebyla použita žádná okrajová podmínka skluzu stěny. Atmosféra byla považována za izotermickou.

Tab. 3.3 *Okrajové podmínky teplotního proudění.*

	Referenční podmínky
Teplota vzduchu	297,1 K
Atmosférický tlak	91,0 kPa
Teplota výměníku	315,3 K

3.4.2.2 Technologie chladící věže

Energie se odebírá z horké vody přímým kontaktem s relativně suchým vzduchem v odpařovacích chladicích věžích. Přenos tepla a hmoty je zde určen koeficientem přenosu tepla a hmoty. Tato práce je zaměřena na účinek meridionálních větrných žeber, a proto byla vnitřní technologie chladící věže

modelována jako porézní médium. Tlaková ztráta v kódu CFD je specifikována pomocí koeficientu tlakové ztráty.

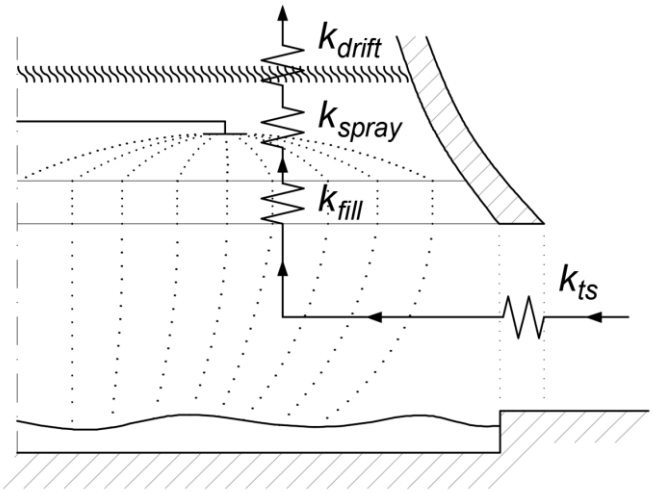
3.4.2.2.1 Tepelné ztráty technologie

Jednotlivé tlakové ztráty při procházení vzdušného proudu chladící věží můžeme popsat koeficientem tlakové ztráty. Tento koeficient je definován v programu ANSYS Fluent rovnicí:

$$\Delta p = -\left(\frac{\mu}{\alpha}U + C\frac{1}{2}\rho U^2\right)\Delta m\,, \qquad 3.18$$

kde μ je viskozita vzduchu, α je propustnost C je setrvačná ztráta v porézním mediu a Δm je tloušťka media.

Největším ztrátám, ke kterým dochází vlivem proudění vzduchu skrz chladící věž jsou ztráta vlivem podepření skořepiny sloupy (k_{ts}), ztráta na výplni (k_{fill}), ztráta na rozvodech vody a jejím rozprašování (k_{spray}) a dále eliminátoru unášených částic vody (k_{drift}). Tyto jednotlivé ztráty můžeme vidět na Obr. 3.13.



Obr. 3.13 *Tlakové ztráty při proudění vzduchu chladící věží (Al-Waked a Behnia, 2006, 2007).*

V mém modelu CFD byly ztráty k_{fill}, k_{spray} a k_{drift} spojeny dohromady a aplikovány na vrstvu reprezentující technologii chladící věže. Za referenčních podmínek bylo zjištěno že k_f splňuje rovnice 3.20 (Al-Waked a Behnia, 2006, 2007).

$$\Delta p = k_f \frac{1}{2} \rho V_p^2 \,, \tag{3.19}$$

$$k_f = \alpha_f V_p^{-0.32}, \tag{3.20}$$

Hodnota pro ztrátu sloupy byla zadána hodnotou $k_{ts} = 0.81$ (Al-Waked a Behnia, 2006, 2007).

3.5 3D analýza proudění kolem hladké chladící věže

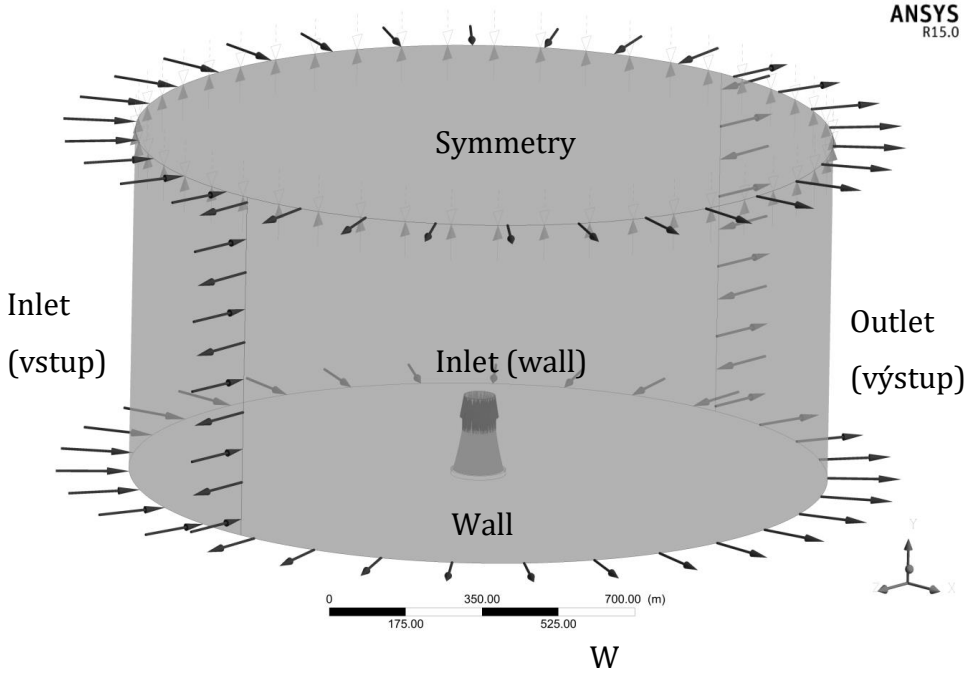
Proudění kolem hladkého válce je jednou ze základních úloh aerodynamiky a je také jednou z nejsložitějších. Při řešení obtékaní válcového tělesa s drsným povrchem či opatřeného meridionálními větrnými žebry dochází k odtržení mezní vrstvy díky zvýšené drsnosti. U meridionálních žeber dochází k odtržení mezní vrstvy a separaci proudu přesně na jednom z žeber chladící věže. U hladkého povrchu však není žádná překážka, která by pomohla či zabezpečila odtržení mezní vrstvy. Pak daná úloha je daleko složitější, nezáleží jen drsnosti povrchu a *Re*, ale také na dalších parametrech proudění včetně použitého turbulentního modelu.

3.5.1 Geometrie a okrajové podmínky

Geometrie chladící věže byla již popsána (kap. 3.4.1.). V těchto simulacích však není opatřena meridionálními větrnými žebry. Povrch chladící věže je hladký, respektive plášti chladící věže byla zadána ekvivalentní drsnost betonu o hodnotě 0,2 mm (EN 1991-1-4, 2007).

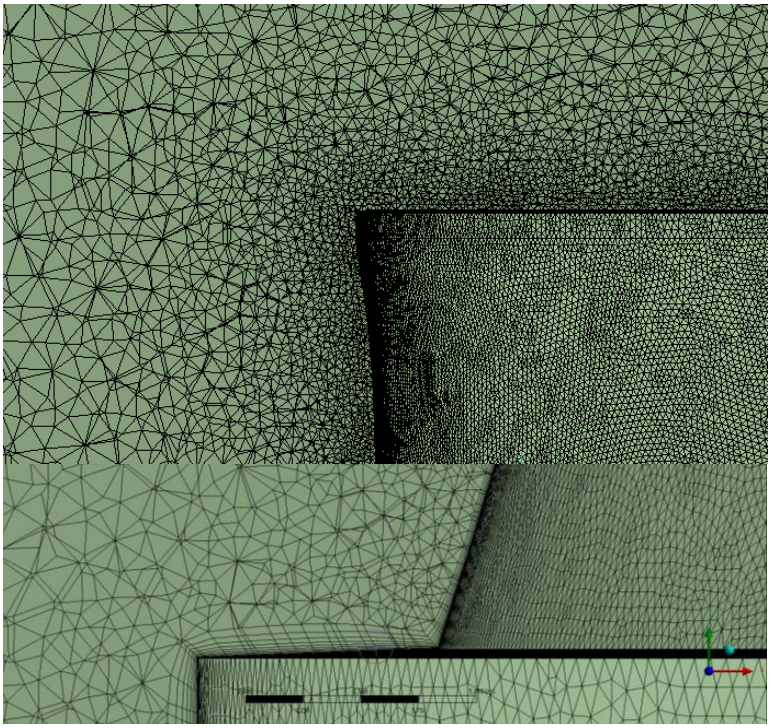
Model v případě 3D analýzy byl koncipován jednodušeji. Již nebyla zadána technologie chladící věže, pouze na základě předchozích analýz byl na horním povrchu chladící věže zadána podmínka „výstup“ se zadaným prouděním z komína, viz Obr. 3.14. Toto zjednodušení bylo zavedeno pro snížení výpočetního času.

V rámci provedených kalkulací byly použity dva různé turbulentní modely. Prvním modelem byl dvou-rovnicový $k-\epsilon\, realizable$ stejně jako v předešlých 2D kalkulacích. Druhým modelem byl pokročilejší čtyř-rovnicový model $SST\ k-\omega$.



Obr. 3.14 *Geometrie a okrajové podmínky.*

Výpočetní síť, který je zobrazena na Obr. 3.15 a je tvořena 38 mil buněk. Z toho prizmatické buňky modelující blízké okolí obtékané tělesa tvoří více než 10 mil buněk.

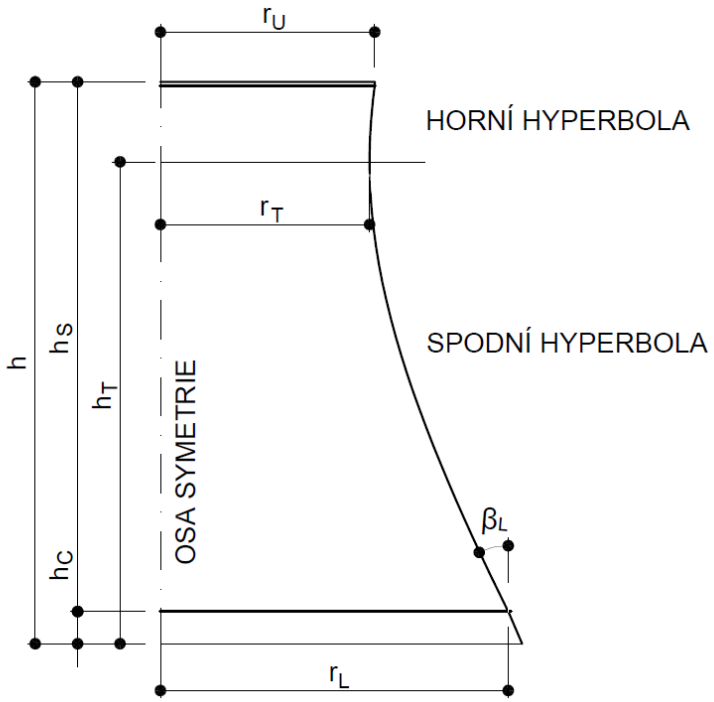


Obr. 3.15 *Síť konečných objemů.*

3.6 Optimalizace tvaru chladící věže

Jedním ze základních úkolů stavebního inženýra při návrhu chladících věží je návrh samotného tvaru. Předlohou pro vytvoření optimalizačního skriptu je chladicí věž v Opole (podrobněji v kap. 3.4). Tvar takto vysoké chladící věže nelze získat pouhou extrapolací menších chladících věží. U takto velkých rozměrů chladící věže má tvar pláště významný vliv pro stavy napětí, velikost trhlin ve srovnání s menšími věžemi. Pro velkou skořepinu s vysokou chladicí věží má tedy proces hledání tvaru ve fázi koncepčního návrhu nejvyšší význam a musí vyvážit řadu různých aspektů s optimálním řešením.

Obecně znázorněnou geometrii chladící věže můžeme vidět na obrázku Obr. 3.16.



Obr. 3.16 *Základní parametry geometrie chladící věže.*

Samotný tvar se skládá z dolního hyperboly a horní hyperboly, které se společně v tečně setkávají v hrdle. Tento tvar především ovlivňuje velikost membránových napětí, odolnost chladící věže vůči trhlinám a přirozenou frekvenci chladící věže, jako měřítko intenzity dynamické odezvy.

3.6.1 Geometrie

Hlavními prvky pláště chladící věže jsou znázorněny na Obr. 3.16. Tyto konstrukce se vyznačující tenkou stěnou spadající do skořepinových konstrukcí. Průřez věže vzniká rotací hyperboloidu kolem svislé osy. Řídící rovnice hyperboly (3.21 - 3.27) jsou popsány níže.

$$r_z = r_0 + \sqrt{1 + \frac{(h_T + z)^2 a^2}{b^2}} \tag{3.21}$$

$$a = \left| \frac{h_h \cdot k \cdot r_r - r_r^2}{2r_r - h_h \cdot k} \right| \tag{3.22}$$

$$b = \sqrt{\frac{a^2 h_h}{k(r_r + a)}} \tag{3.23}$$

$$k = \tan \beta_L \tag{3.24}$$

$$h_h = h_T - h_c \tag{3.25}$$

$$r_r = r_L - r_T \tag{3.26}$$

$$r_0 = r_T - a \tag{3.27}$$

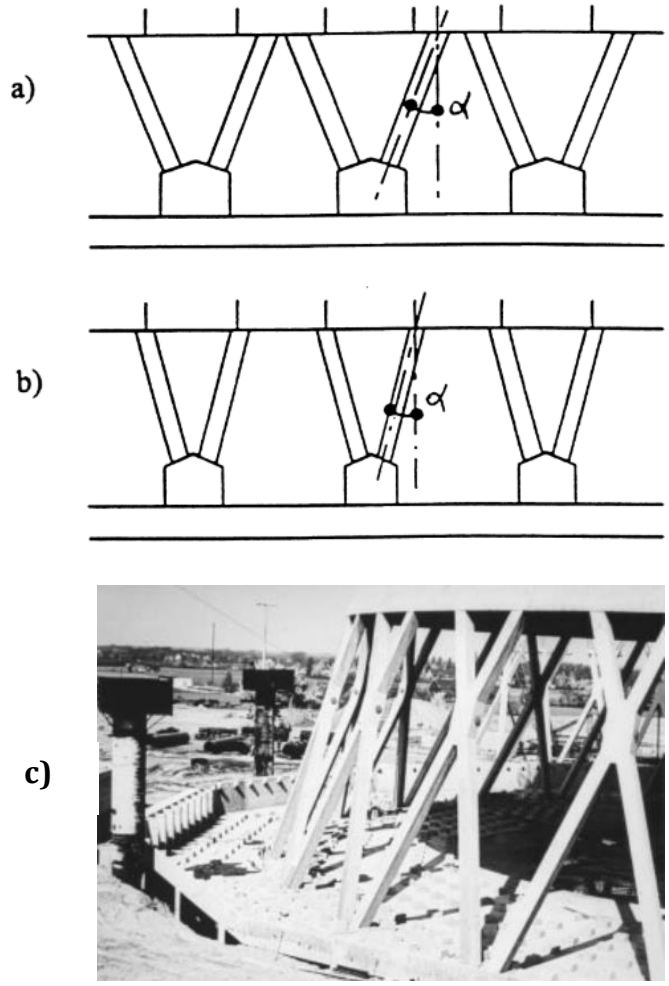
Souřadnice z je měřena od základny chladící věže, r_T je poloměr hrdla chladící věže, r_L je poloměr spodní částí, h_T je výška hrdla chladící věže, h_c je výška spodní části nad zemí, β_L je sklon pláště chladící věže. Všechny geometrické parametry jsou znázorněny na Obr. 3.16. Obdobně lze zapsat vtahy pro horní hyperbolu.

Tloušťka skořepiny chladící věže bývá většinou specifikována na ve středu referenční plochy, ale může být zadána zarovnána na vnější či vnitřní plochu. Ve vinutém skriptu v programovacím jazyku ANSYS Parametric design language (APDL) bylo použito zadání ve středu referenční plochy.

Výška chladící věže, spodní průměr pláště, výška sloupů a průměr hrdla jsou parametry, které jsou zadány na základě teplotní analýzy. Průměr horní části pláště však nesmí být menší než průměr hrdla z důvodu narušeného proudění páry do prostředí. Paraboly horní a dolní můžeme popsat rovnicí 3.21.

Důležitým parametrem pláště chladící věže je podepření základny sloupy. Tyto sloupy zajišťují potřebný otvor pro přívod vzduchu. Je mnoho

variant samotného podepření (viz. Obr. 3.17), sloupové uspořádání tvaru V, tvaru X, nebo v dnešní době nejpoužívanější samostatné meridionální sloupy.



Obr. 3.17 *a) A – sloupy b) V – sloupy* (Castiau, 1998) *c) X -sloupy* (Gould, Krätzig a Chirarattananon, 1998).

3.6.2 Zatížení pláště chladící věže

3.6.2.1 Zatížení větrem

Plášť chladící věže je nejvíce ovlivněn zatížením větrem a hned z několika důvodů. Významnou roli hraje množství výztuže, které je závislé na tazích způsobených zatížením větrem. Stabilita konstrukce ve větrném poli, která je ovlivněna kvazistatickým tlakem větru je dalším neopomenutelným faktorem. Kvazistatický tlak větru je dán do jisté míry regionálními klimatickými podmínkami, nerovností povrchu země a dále drsností pláště chladící věže, jak již bylo popsáno v teoretické části práce (kapitola 1.4).

Externí vítr v Eurokódu1 1-4 (EN 1991-1-4, 2007) je kalkulován:

$$w_e = q_{p(z)} \cdot C_p \cdot c_s c_d \qquad 3.28$$

kde $q_{p(z)}$ je maximální dynamický tlak větru ve výšce z, C_p je součinitel vnějšího tlaku a součinitel $c_s c_d$ zohledňuje tvar konstrukce. Součinitel tvaru konstrukce bere v potaz velikost konstrukce a redukuje zatížení větrem v důsledku výskytu maximálních tlaků na povrchu a dále zvýšené namáhání od kmitání.

Součinitel $c_s c_d$ závisí především na rozměrech konstrukce a dále na první vlastní frekvenci konstrukce. Z tohoto důvodu je nutné při návrhu chladící věže provést i modální analýzu a vyčíslit první tvary kmitání chladící věže. Německá norma pro navrhování chladících věží (VGB BTR, 2017) namísto tohoto součinitele zavádí dynamický součinitel φ, který je dán grafem, Obr. 3.18.

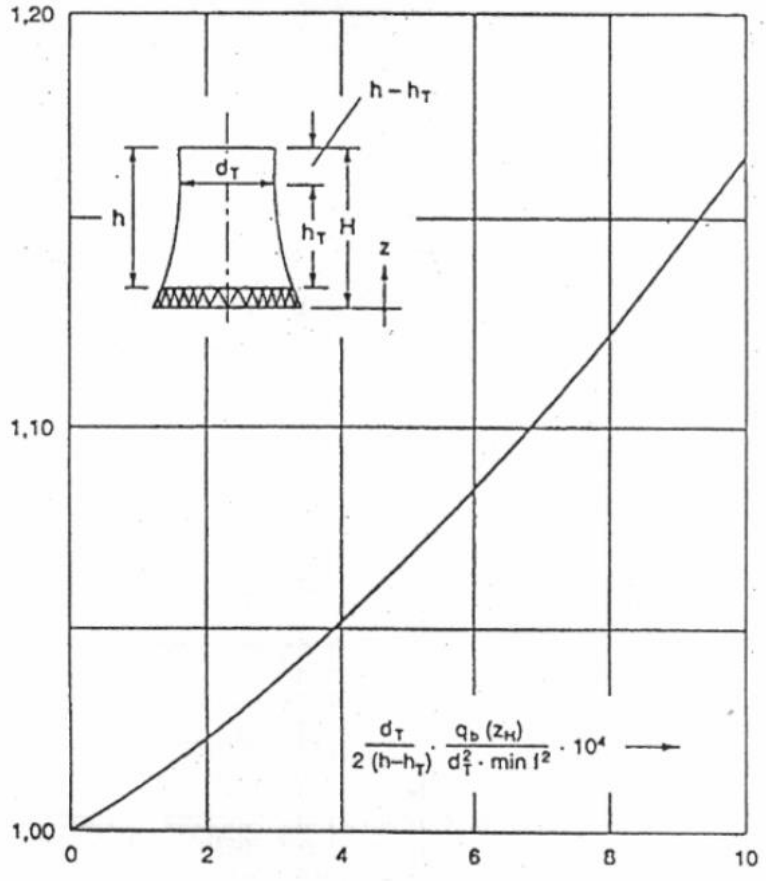
Pro zvolenou chladící věž, jako příklad optimalizace můžeme kalkulovat součinitel $c_s c_d$ (dle přílohy 1991-1-4 B) a dále φ (dle VGB BTR).

Tab. 3.4 *Součinitel $c_s c_d$ a φ.*

min. f [Hz]	0,900	0,950	1,000	1,100	1,200
$c_s c_d$	0,843	0,842	0,841	0.840	0.839
φ	1,26	1,22	1,18	1,14	1,11

Z Tab. 3.4 je patrné, že změnou vlastní frekvence konstrukce se velikost součinitele $c_s c_d$ téměř nemění a vliv vlastní frekvence konstrukce je malý. Při výpočtu dle německé normy (VGB BTR, 2017) již však vlastní frekvence hraje větší roli. Změnou frekvence o 10 % je možné redukovat zatížení větrem o více

než 6 %. Z tohoto důvodu je vhodné sledovat při návrhu tvaru konstrukce i první vlastní frekvenci konstrukce.



Obr. 3.18 *Dynamický součinitel tvaru konstrukce chladící věže* (VGB BTR, 2017).

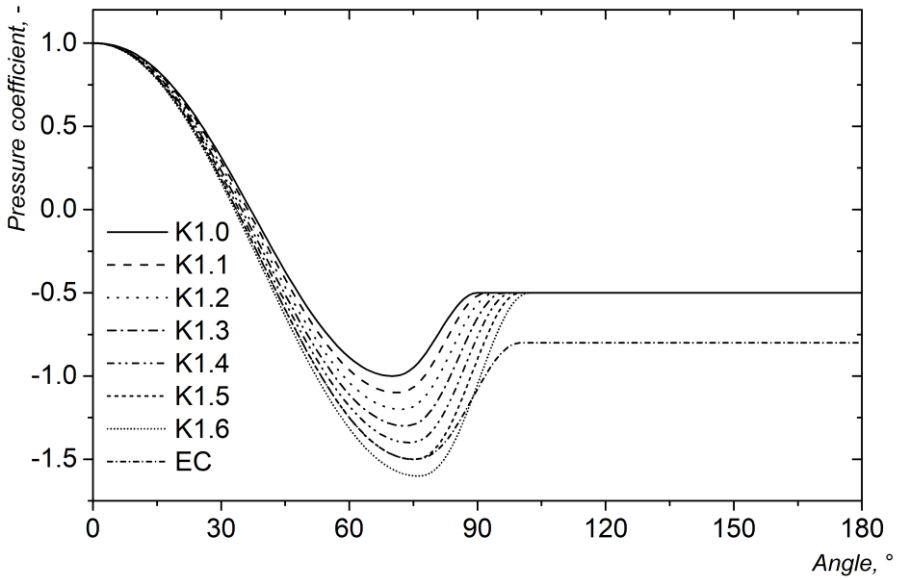
Základní součinitel vnějšího tlaku $C_{p,0}$ v Evropské normě (EN 1991-1-4, 2007) je uveden pro různá *Re* (viz vzorec 1.11). Bohužel v Evropské normě již není zakomponována drsnost pláště chladící věže, který na tvar tohoto součinitel má veliký vliv. O vlivu drsnosti na tvarový součinitel vnějšího tlaku pojednávají předchozí kapitoly. Finální tvarový součinitel vnějšího tlaku je dán vztahem:

$$C_p = C_{p,0} \cdot \psi_{\lambda\varphi} \qquad 3.29$$

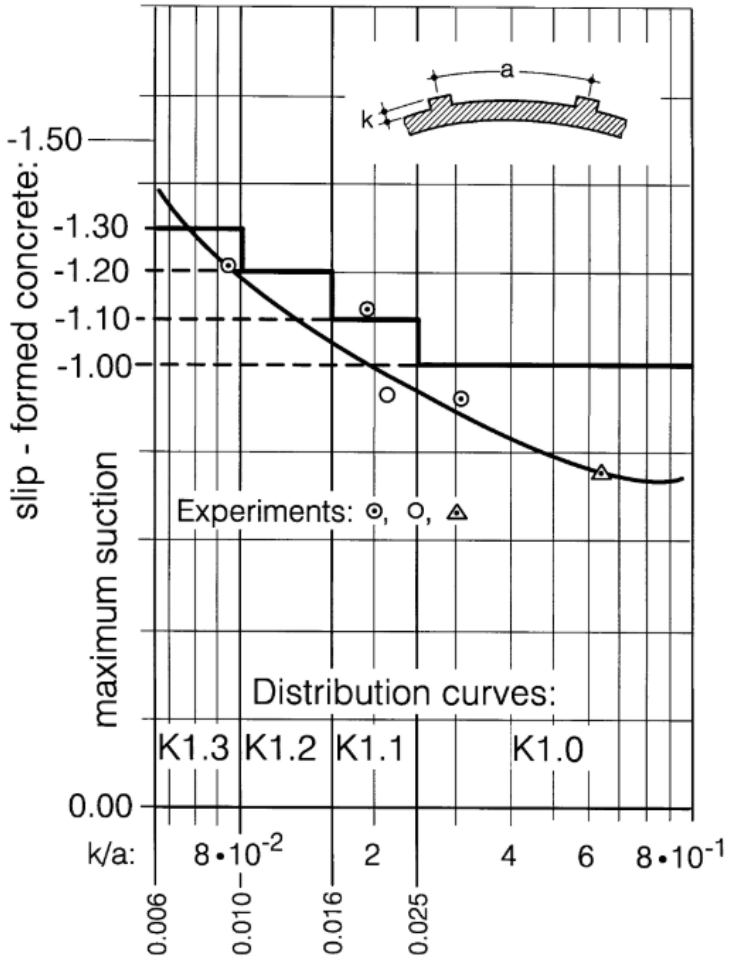
kde $\psi_{\lambda\varphi}$ je součinitel koncového efektu.

Německá norma (VGB BTR, 2017) je určena čistě jen pro navrhování chladících věží a zavádí několik křivek v závislosti na drsnosti pláště chladící věže k/a. Porovnání jednotlivých křivek součinitele vnějšího tlaku můžeme vidět na Obr. 3.19. Křivky K1.0 až K1.4 jsou pro chladící věže opatřené větrnými

žebry a křivka K1.5 je pro hladkou chladící věž, viz Obr. 3.20. Křivka EC značí součinitel vnějšího tlaku podle Eurokódu 1 (EN 1991-1-4, 2007). Při detailním porovnání je nutné konstatovat, že vlivem součinitele koncového efektu, jsou křivky pro hladkou chladící věž shodné v Evropské i Německé normě. Z grafu Eurokódu 1 (graf 7.36 v normě EN 1991-1-4) můžeme odečíst hodnotu pro modelovou chladící věž $\psi_\lambda = 0{,}62$. Pak hodnota na závětrné straně je rovna 0,5 a shoduje se s německou normou.



Obr. 3.19 *Součinitel vnějšího tlaku.*



Obr. 3.20 *Součinitel vnějšího tlaku* (Gould, Krätzig a Chirarattananon, 1998).

Při návrhu chladící věže by neměly být opomenuty i sousední stavby a další chladící věže. Díky skupinovému efektu vzrůstá zatížení a mění se. V Eurokódu je skupinový efekt zohledněn součinitelem, jenž se násobí zatížením větrem. Je však nutné zkoumat tuto problematiku hlouběji, jelikož vlivem skupinového efektu dochází i k výrazné změně součinitele vnějšího tlaku. Tento součinitel již pak není osově symetrický. Z toho důvodu je vhodným řešením použití větrného tunelu či numerickým modelováním. V kapitole 3.2 byly odvozeny vztahy pro možné modelování numericky se zahrnutím větrných žeber, jež budou modelovány pomocí metody ekvivalentní drsnosti.

3.6.2.2 Zatížení teplotami

Během provozu chladící věže dochází k velkému zatížení lineární složkou teploty. Při typických podmínkách, které jsou uvažovány je externí teplota -15 °C a vnitřní teplota +30 °C. V letních měsících je tento rozdíl teplot menší a činí 25 °C.

3.6.2.3 Zatížení osluněním

Vlivem oslunění povrchu chladící věže vzniká v konstrukci teplotní gradient. U takto velkých staveb, jako jsou chladící věže, je nutné uvažovat maximální rozdílovou složku teploty 25 °C . Tato rozdílová teplota se aplikuje na jednu polovinu pláště chladící věže a je dána vztahem (3.30).

$$\Delta T_{eff}(\varphi) = \Delta T_{eff} \cdot \cos \varphi \qquad 3.30$$

3.6.2.4 Ostatní zatížení

Další zatížení, která by neměla být opomenuta při návrhu chladící věže je zatížení zemětřesením a zatížení nerovnoměrným sedáním. Díky velkým rozměrům konstrukce je podloží často proměnné a jeho rozdílné tuhosti musí být zohledněny. Konstrukci je pak nutné řešit v interakci s podložím.

3.6.3 Výpočetní model

V programu ANSYS Mechanical byl vytvořen v programovacím jazyku APDL parametrický model chladící věže včetně zatížení. Před použitím skriptu je nutné zadat základní geometrii chladící věže. Parametry jsou uvedeny v tabulce (Tab. 3.5).

Tab. 3.5 *Základní parametry pro výpočet.*

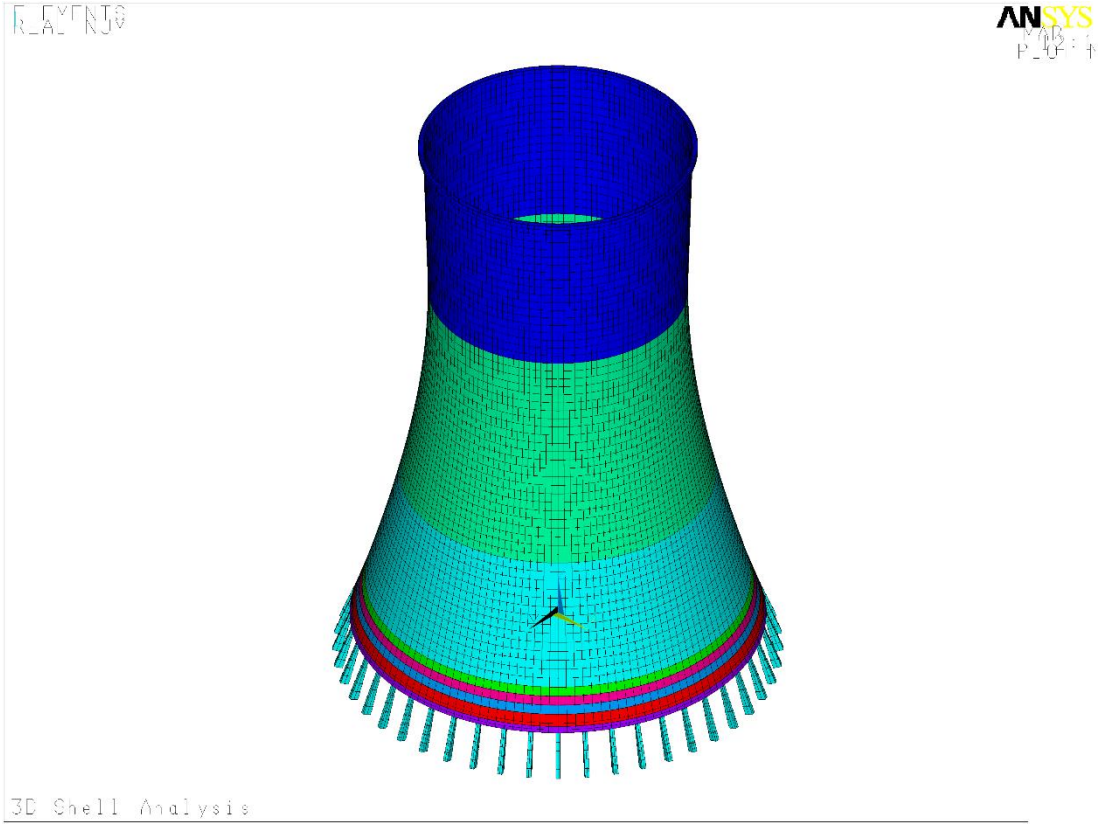
Parametr	Značení
Počet sloupů	n
Počet elementů po výšce chladící věže	n_1
Výška základny chladící věže	h_1
Výška chladící věže bez prstence	h_{top}
Výška hrdla chladící věže	h_{throat}
Poloměr základny chladící věže	r_1
Poloměr v nejvyšším místě chladící věže	ro_{top}
Poloměr hrdla chladící věže	r_{throat}
Úhel pláště v místě základy	$beta_1$
Úhel pláště ve vrcholu chladící věže	$beta_2$

Parametry geometrie chladící věže jsou zadány v hlavičce makra (Obr. 3.21). Poté je již automaticky vymodelovaná chladící věž. Plášť chladící věže je zkonstruován pomocí 10 bodů, které jsou spojeny splajnou. Tato spojnice je pak orotována podle svislé osy a nadělena podle počtu sloupů podpírající plášť.

```
!geometrie                          !geometrie

n=44                                !pocet sloupu
n1=120
                                    !pocet elementů po výšce
!************************************
!vztup pro geometrii hyperboly
!************************************

h1=11.621
hthroat=smicka-10
htop=178.58
rthroat=84.3/2
r1=126/2
rotop=89.678/2

beta1=beta1                         !úhel u paty skořepiny
beta2=beta2                         !úhel ve vrcholu skořepiny
```

Obr. 3.21 *Vstupní geometrie chladící věže.*

Ve vytvořeném makru pro optimalizaci je trojice parametrů zadána do smyčky, tak aby byla generována skupina výsledků a ty mohly být porovnány. Měněnými parametry je výška hrdla chladící věže (h_{throat}) a dále úhly v místě základny a vrcholu chladící věže.



Obr. 3.22 *Generovaný plášť chladící věže.*

Po generaci obecné geometrie chladící věže bylo přistoupeno ve skriptu ke generaci sítě a zadání jednotlivých reálných konstant konečným prvkům (Obr. 3.22). Odstupňování tlouštěk chladící věže je koncipováno ve 4 částech. Jedná se o horní část konstantní tloušťky t1, poté následují další dvě části s konstantními tloušťkami t2 a t3. Poslední částí pláště řešen lineárním náběhem z tloušťky t3 po t4. Část skriptu se zadáním tlouštěk chladící věže je uvedena níže (Obr. 3.23).

Po generaci sítě konečných prvků je model podepřen. Podepření je realizováno vetknutím každého sloupu. Vetknutí je navrženo pro jednoduchost optimalizačního skriptu. Samotné založení chladící věže v Opole je tuhé pomocí pilot.

```
!Tloustky jednotlivých casti konsturkce
t1=0.1801
k1=120
t2=0.2
k2=60
t3=.22
t4=.8
k3=h1+16

i=1
p=5
r,10,t1
r,11,t2
r,12,t3

*do,i,1,p
       rrr=t4-(t4-t3)/(p*2+1)*(i*2)
       r,i+12,rrr
       i=i+1
*enddo

as1=.9                          !tloustka nohou v hlave
as2=2.5                         !tloustka nohou v pate
b=1.25                          !sirka nohou v pate
```

Obr. 3.23 *Zadání tlouštěk pláště a průřezové parametry nohou chladící věže.*

V následujícím kroku výpočtu je zadáno zatížení vlastní tíhou pomocí gravitačního zrychlení a provedena modální analýza. Výsledky modální analýzy jsou zapsány do textového souboru jako první a druhá vlastní frekvence.

Po provedení modální analýzy bylo znovu přistoupeno do preprocesoru ANSYS a konstrukce následně přitížena větrem. Přitížení větrem je realizováno pro každý element pláště chladící věže zvlášť. Pomocí příkazu *GET, jsou pro každý střed elementu získány cylindrické souřadnice. Tyto cylindrické souřadnice slouží k výpočtu příslušného tlaku v každém místě pláště, který je konečnému prvku aplikován. Dále je již proveden stabilitní výpočet a výsledky jsou opět zapsány do textového souboru.

Ve výsledném textovém souboru jsou tedy zapsány jednotlivé parametry chladící věže, což je výška hrdla, úhel pláště v místě základny a v místě vrcholu chladící věže. A dále výsledky analýz, jako je objem konečných prvků chladící věže, první dvě vlastní frekvence, kritické číslo stabilitního výpočtu a vnitřní síly od kombinace vlastní tíha a vítr.

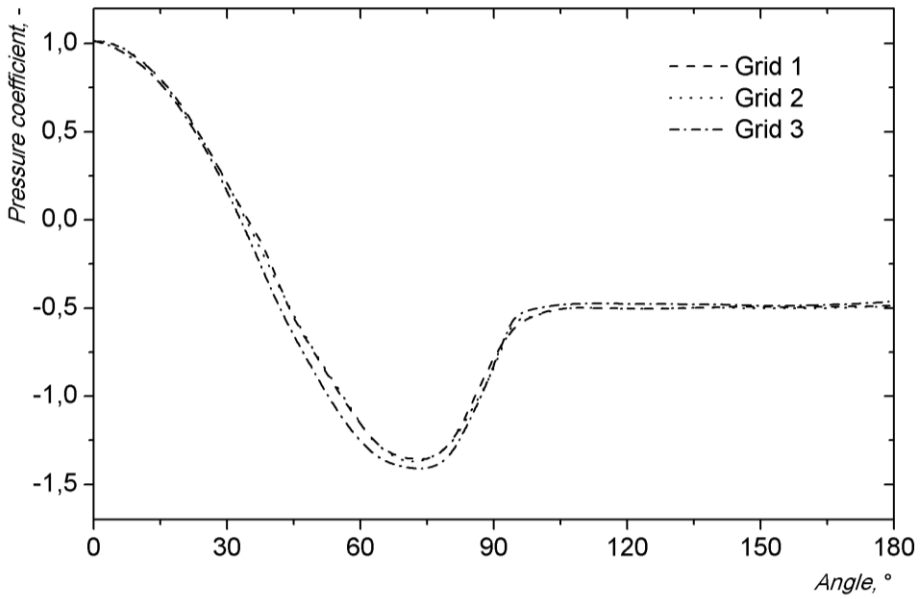
4 Výsledky a diskuse

4.1 2D analýza proudění kolem drsného nekonečného válce

4.1.1 Citlivostní analýza

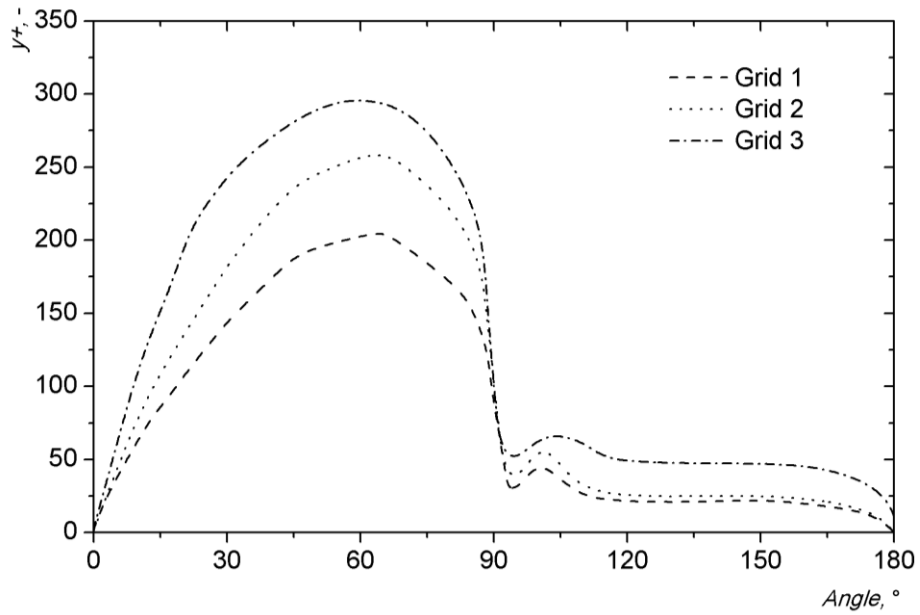
Pro správné nastavení velikostí ok výpočetní sítě byla provedena citlivostní analýza. Počet ok sítě se pohyboval od 200 000 až po 450 000. Bylo vytvořeno několik konečně objemových sítí, jelikož kvalita sítě má zásadní vliv na přesnost simulací CFD. Bylo tak demonstrováno nezávislost výsledné sítě na vypočtených hodnotách. Z důvodu menší výpočetní náročnosti bylo přistoupeno k použití RANS turbulentních modelů a použití stěnové funkce modelující mezní vrstvu. Pro různé modely $k-\varepsilon$ byla sledována především hodnota bezrozměrné veličiny Δy^+, která značí normovanou vzdálenost od stěny. Pro použití standartní stěnové funkce či škálované stěnové funkce musí být Δy^+ v rozmezí 30 až 300. Síť byla modelována tak aby v blízkosti obtékaného válce byla splněna podmínka pro použití stěnových funkcí a dále od stěny byly použity konečné objemy větších rozměrů a postupně výpočetní mřížka zředěna.

Obr. 4.1 ukazuje vliv sítě na rozložení tlaků na plášti obtékaného nekonečného válce. Byly použity různé sítě pro citlivostní analýzu, kdy všechny varianty měly shodný počet 20-ti vrstev modelující proudění okolo stěny obtékaného válce. První síť měla výšku prvního oka sítě 0,002 m, druhá 0,005 m a poslední 0,01 m. Z grafu je patrné, že první a druhá síť mají shodné výsledky a nejsou ovlivněny samotnou kvalitou sítě. Třetí síť již vykazuje odchylku ve vypočteném součiniteli tlaků.



Obr. 4.1 *Vliv kvality sítě na rozložení tlaků okolo válce.*

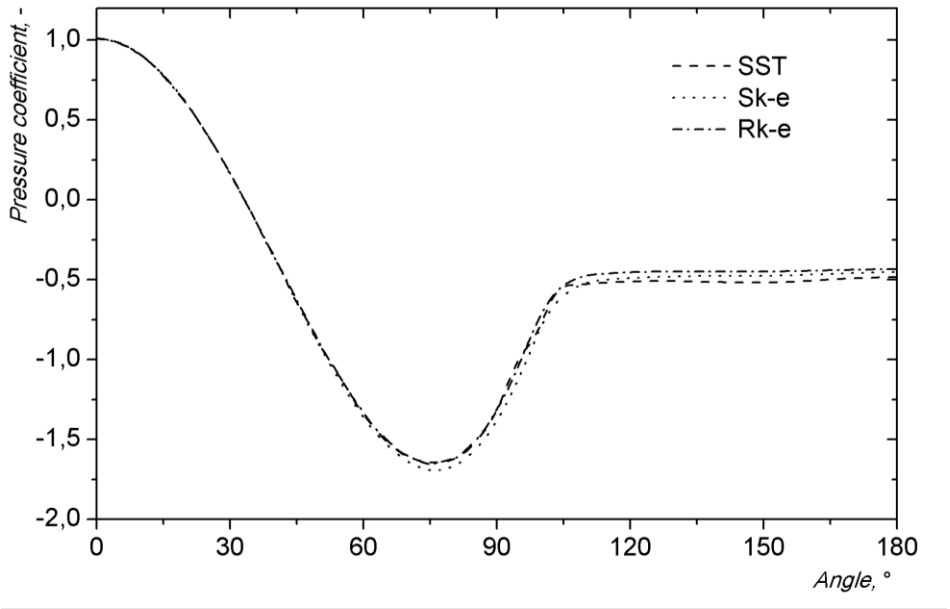
Obr. 4.2 zobrazuje rozložení normované vzdálenosti od stěny y^+ okolo válce. Můžeme tak vidět splnění požadavku na použití stěnové funkce u všech použitých sítí. Pouze síť jedna nesplňuje tento parametr v závětrné oblasti obtékání, kde je hodnota menší než 30. Tato skutečnost však nemá vliv na pozici bodu separace, který je zásadní pro rozložení součinitele tlaku na povrchu válce.



Obr. 4.2 *Rozložení hodnoty bezrozměrné veličiny y^+ v závislosti na úhlu.*

Dalším zkoumaným parametrem pro další simulování bylo použití vhodného turbulentního modelu. Obr. 4.3 ilustruje rozdělení součinitele tlaku

pro obtékání válce s $k/a = 0{,}0136$ pro různé turbulentní modely. Tyto analýzy byly provedeny pro nižší rychlost proudění. Z důvodu obrovské náročnosti na jemnost sítě při vyšším *Re*, byla hodnota nastavena na $v = 1{,}0\, m \cdot s^{-1}$. Tyto zadané parametry odpovídají $Re = 4{,}79 \cdot 10^6$. V této analýze byly použity RANS modely, především dvou-rovnicové modely $k - \varepsilon\, realizable$, $k - \varepsilon\, standard$ a čtyř-rovnicový SST (Shear Stress Transport). Model $k - \varepsilon\, realizable$ byl použit se škálovanou stěnovou funkcí a modely $k - \varepsilon\, standard$ a SST byly použity s vylepšením řešením proudění v blízkosti stěny („Enhanced Wall Treatment“). Pro správné fungování vylepšeného řešení proudění v blízkosti stěny byla velikost sítě volena tak aby maximum bezrozměrné veličiny $\max \Delta y^+ \approx 1{,}0$. Obr. 4.3 ilustruje, že na samotný bod separace má především vliv přítomnost odtrhových pásků a všechny použité turbulentní modely se v rozložení součinitele tlaku shodují, tj. jak v úhlu separace proudu, v hodnotě minima součinitele tlaku, tak i ve velikosti součinitele tlaku v závětrné a návětrné oblasti.



Obr. 4.3 *Vliv použitého turbulentního modelu, k/a=0,0136 a průměru válce 85 m.*

Z výše uvedených výsledků je patrné, že pro proudění okolo válce s žebry je vhodné použít turbulentní model $k - \varepsilon\, realizable$ se standartní stěnovou funkcí. Tento turbulentní model a k němu příslušná kvalita sítě klade nejmenší

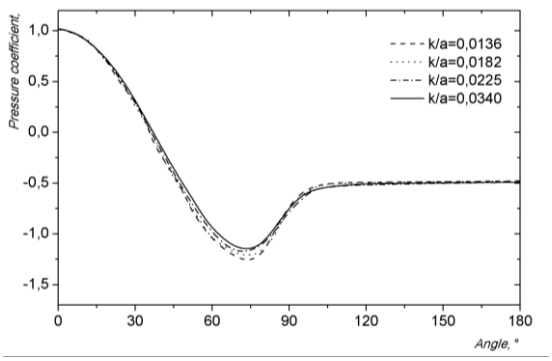
výpočetní nároky. Zároveň model neztrácí nic na přesnosti určení součinitele vnějšího tlaku na válec a má především menší výpočetní nároky než více rovnicové turbulentní modely.

4.1.2 Vliv větrných žeber na rozložení tlaku okolo válce

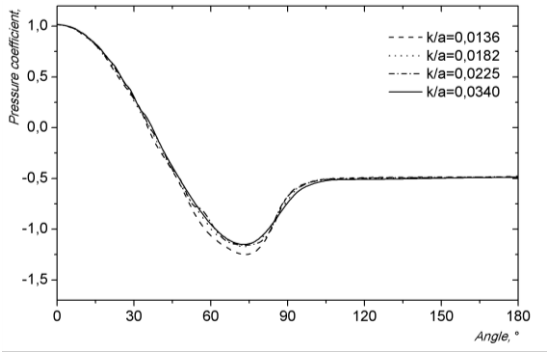
4.1.2.1 Žebra výšky 0,125m

Po provedení citlivostní analýzy a zvolení vhodného turbulentního modelu bylo přistoupeno k fyzickému modelování vlivu větrných žeber.

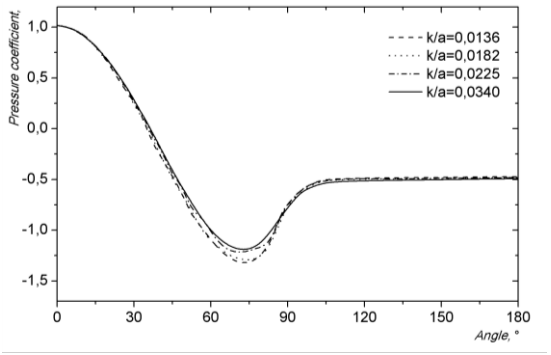
Na Obr. 4.4 můžeme vidět rozdělení součinitele tlaku pro válec, kde jsou modelovaná žebra s různými úhly $\propto$ (Obr. 3.5). Z grafů vyplývá, že u všech tvarů žeber se vrůstající hodnotou k/a hodnota minima součinitele tlaku klesá. Tato skutečnost velmi dobře koreluje s měřením různých autorů (Roshko, 1961; Güven, Farell a Patel, 1975; Farell, Maisch a Guven, 1976; Pirner, 1982, 1990; Zdravkovich, 1997). Dále můžeme vidět, že bod separace proudu je přibližně roven 100° pro všechny tvary žeber. Taktéž hodnota $C_{p,b}$ je pro všechny tvary shodná a nabývá hodnoty 0,5.



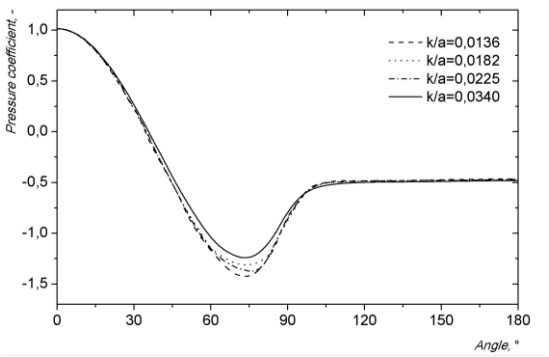
a) úhel $\propto = 90°$



b) úhel $\propto = 75°$



c) úhel $\propto = 60°$



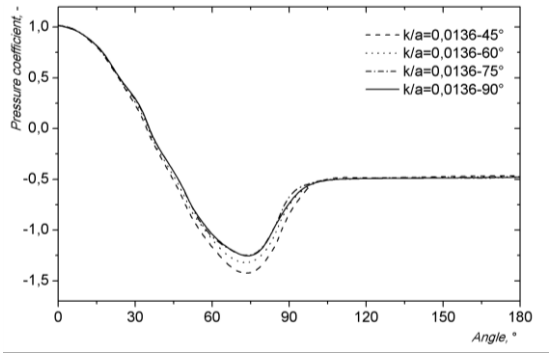
d) úhel $\propto = 45°$

Obr. 4.4 *Rozložení součinitel tlaku pro různé úhly* $\propto$ *a výšku žeber* $a = 0{,}125\text{m}$

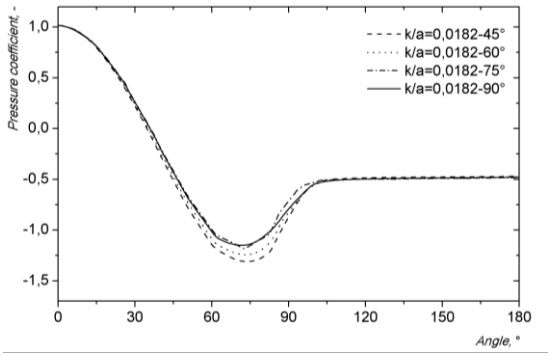
Obr. 4.5 zobrazuje vliv tvaru samotných žeber, kdy s klesajícím úhlem $\propto$ klesá hodnota minima součinitele tvaru okolo válce a dochází k menší účinnosti samotných větrných žeber na snížení hodnoty $C_{p,min}$. Tento jev je způsoben produkováním menší turbulentní energie při snížení úhlu $\propto$. Při obtékání žeber, která nejsou kolmá, dochází díky menší turbulentní energii znovu k přimknutí mezní vrstvy, jenž je narušena větrnými žebry.

Na Obr. 4.5 můžeme vidět, že rozložení tlaků pro úhel $\propto = 90°$ a $\propto = 75°$ je téměř totožné. Toto zjištění je velmi důležité pro fyzické vytváření odtrhových pásku na pláštích chladících věží. Kdy vytvoření žeber s kolmými stěnami k plášti chladící věže je takřka nemožné z hlediska odbedňování. Je však nutné si uvědomit, že se snižováním úhlu $\propto$ klesá samotná účinnost větrných žeber na redukci tlaků okolo válce. Tuto skutečnost nezohledňuje žádná norma ani předpis. Německá norma VGB BTR pro navrhování chladících věží (VGB

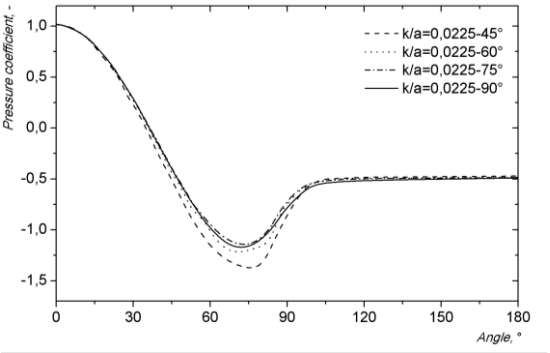
BTR, 2017) zavádí různé tvarové součinitele větru pouze na základě poměru k/a, neuvažuje však jiná žebra než s kolmými stěnami k povrchu. Avšak projekční kanceláře navrhující chladící věže podle této normy, kolmá větrná žebra neprovádí.



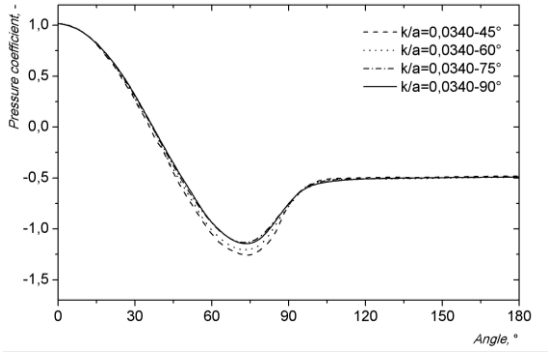
a) poměr $k/a = 0{,}0136$



b) poměr $k/a = 0{,}0182$



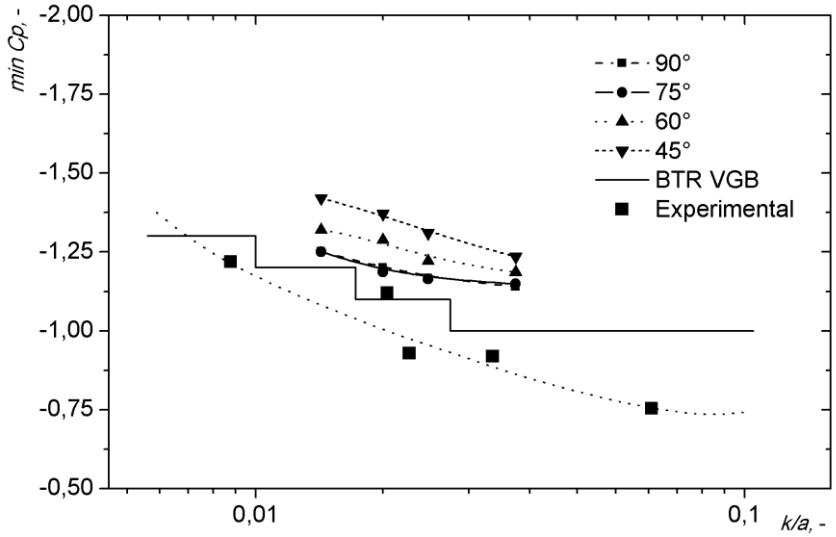
c) poměr $k/a = 0{,}0225$



d) poměr $k/a = 0{,}0340$

Obr. 4.5 *Rozložení součinitel tlaku pro různé úhly pro různé poměry* k/a *a výšku žeber* $a = 0{,}125m$.

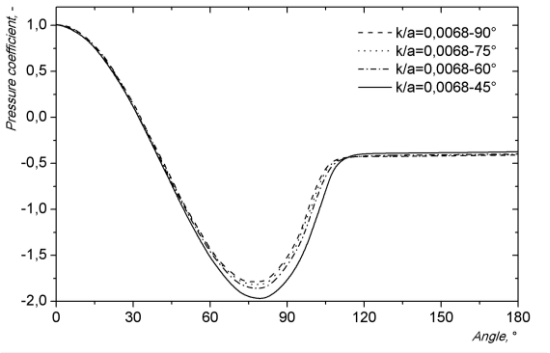
Na Obr. 4.6 je porovnání simulovaných výsledků s německou normou pro navrhování chladících věží VGB BTR (VGB BTR, 2017). Vypočtené simulace ukazují shodný trend jako německá norma VGB BTR, avšak simulované hodnoty $C_{p,min}$ vykazují vyšší sání. Tato skutečnost je způsobena především nižší turbulentní intenzitou a dále modelováním válce jako nekonečně dlouhého ve 2D, namísto respektování skutečného tvaru hyperbolického paraboloidu chladící věže. Dále je patrné, že změna tvaru větrných žeber zvýší sání na stěnu až o 14 %.



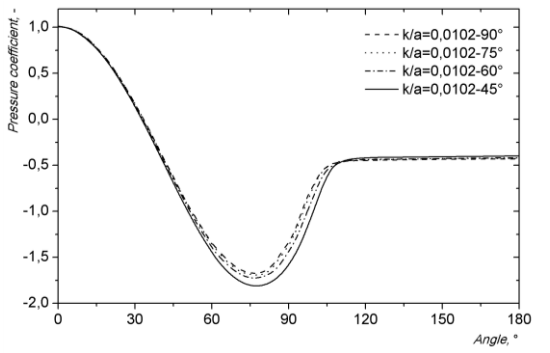
Obr. 4.6 *Minimum tvarového součinitele tlaku v závislosti na k/a.*

4.1.2.2 Žebra výšky 0,050m

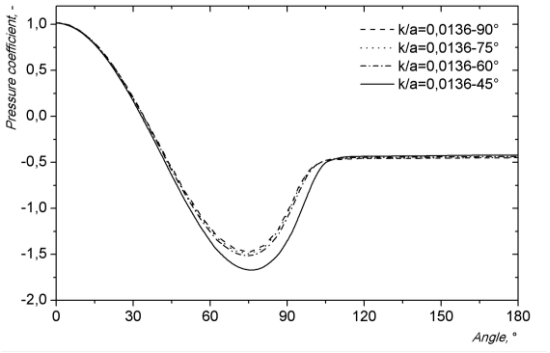
Rozložení součinitele tlaků okolo válce s žebry výšky 0,050 m můžeme vidět na Obr. 4.7. Grafy naznačují stejné trendy jako pro žebra o výšce 0,125 m. Se snižujícím se poměrem k/a dochází k posunu bodu separace dále k závětrné straně a k snížení hodnoty $C_{p,min}$ a zároveň zvýšení hodnoty C_{pb}.



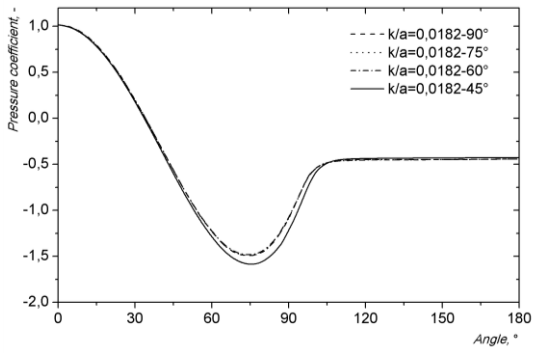
a) úhel k/a = 0,0068



b) úhel k/a = 0,0102



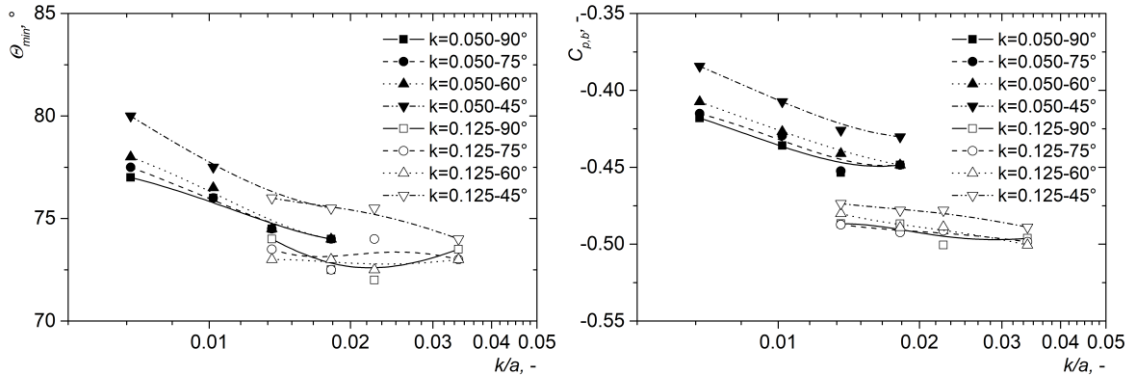
c) úhel k/a = 0,0136



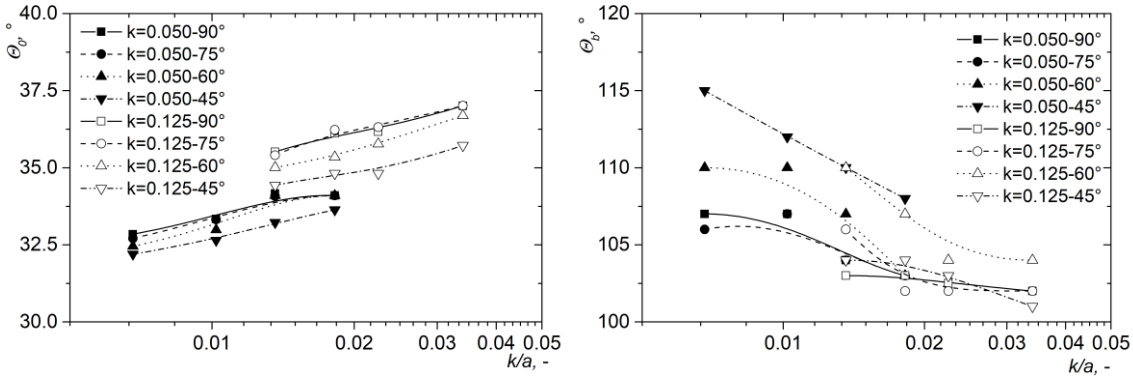
d) úhel k/a = 0,0182

Obr. 4.7 *Rozložení součinitel tlaku pro různé úhly* ∝ *a výšku žeber* a = 0,050 m.

Podrobné výsledky získané analýzou 2D tokového pole jsou uvedeny na Obr. 4.8. Odpovídající úhel minima tlakového koeficientu je mezi 70 ° až 80 ° a (φ_{min}) má s klesající drsností postupně klesající charakter (Obr. 4.8a). Vliv drsnosti na tlakový koeficient $C_{p,b}$, kde se zvyšuje drsnost povrchu z -0,4 na -0,5 je znázorněn na Obr. 4.8b. Úhel oddělení toku brázdy (φ_b) je mezi 100 ° a 115 ° a úhel nulového koeficientu tlaku (φ_0) je přibližně v úhlu 35 °. Úhel (φ_0) se zvyšuje s nárůstem drsnosti, zatímco úhel oddělení (φ_b) se zmenšuje (Obr. 4.8c, d).



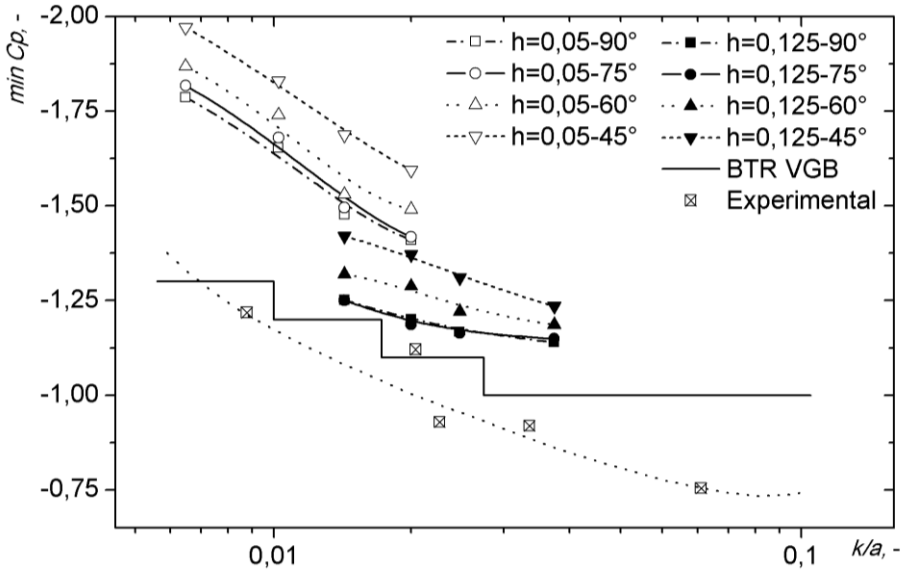
(a) Úhel minima součinitele tlaku *(b) Koeficient tlaku na závětrné straně*



(c) Úhel nulového tlaku *(d) Úhel separace proudu*

Obr. 4.8 *Sledované parametry obtékání drsného válce.*

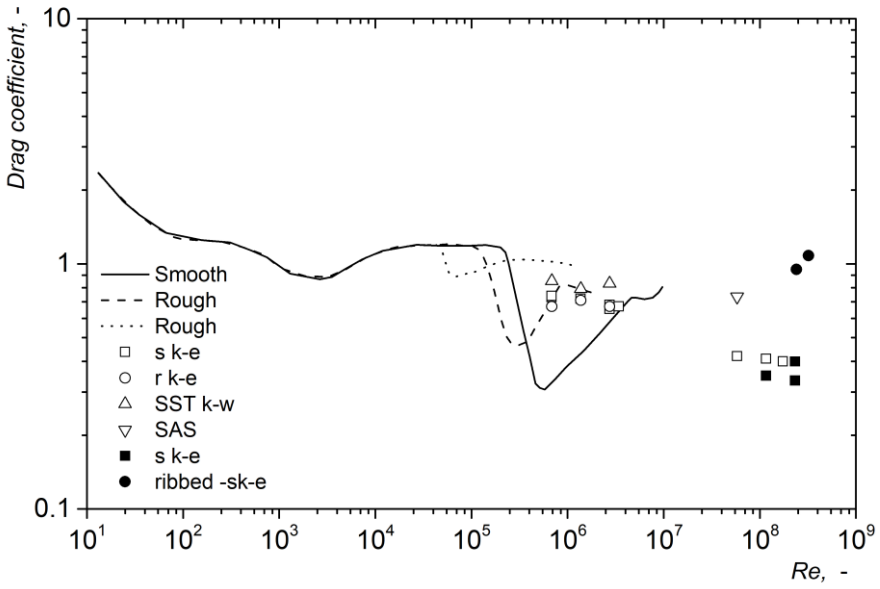
Jak můžeme vidět na Obr. 4.9, poměr k/D má obrovský vliv na minimum tvarového součinitele větru. V modelovaných úlohách je rozdíl až 25 % při stejném poměru k/a. Tento výsledek koresponduje s daty Pirnera (Pirner, 1982, 1990), tedy poměr k/D má větší význam než poměr k/a. Výsledky ukazují shodné trendy také s německou normou pro navrhování a provádění chladících věží VGB BTR (VGB BTR, 2017). Vypočtené hodnoty minima součinitele vnějšího tlaku jsou však vyšší, než uvádí německá norma VGB BTR. Tato skutečnost je primárně dána nižší hodnotou turbulentní intenzity a modelováním chladící věže jako nekonečného 2D válce. Německá norma VGB BTR však nepracuje s poměrem k/D, který má velký vliv na výsledky.



Obr. 4.9 *Minimum tvarového součinitele tlaku v závislosti na* k/a.

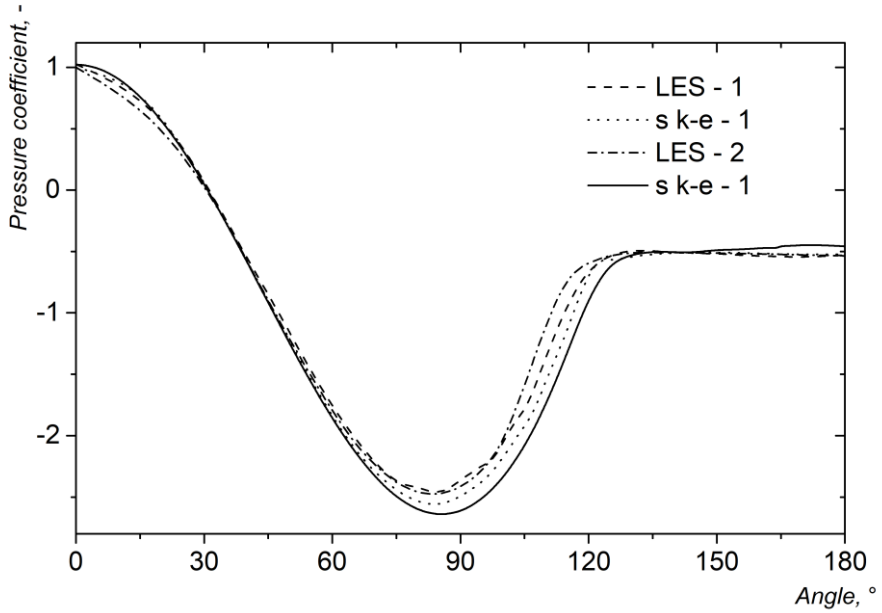
4.2 2D analýza proudění kolem hladkého válce

Obr. 4.10 zobrazuje závislost součinitele čelního odporu v závislosti na *Re*. Předpokládané střední hodnoty součinitele čelního odporu jsou vyneseny na tomto obrázku pro hladký válec a dále pro dvě drsnosti (Achenbach, 1968). Výsledky ukazují, že SST turbulentní model je málo citlivý na změnu *Re* oproti turbulentním modelům URANS $k-\varepsilon$. Zde je i patrný rozptyl výsledků při použití různých modelů $k-\varepsilon\ realizable$, $k-\varepsilon\ standard$, SST a SAS.



Obr. 4.10 *Závislost součinitele čelného odporu na Re.*

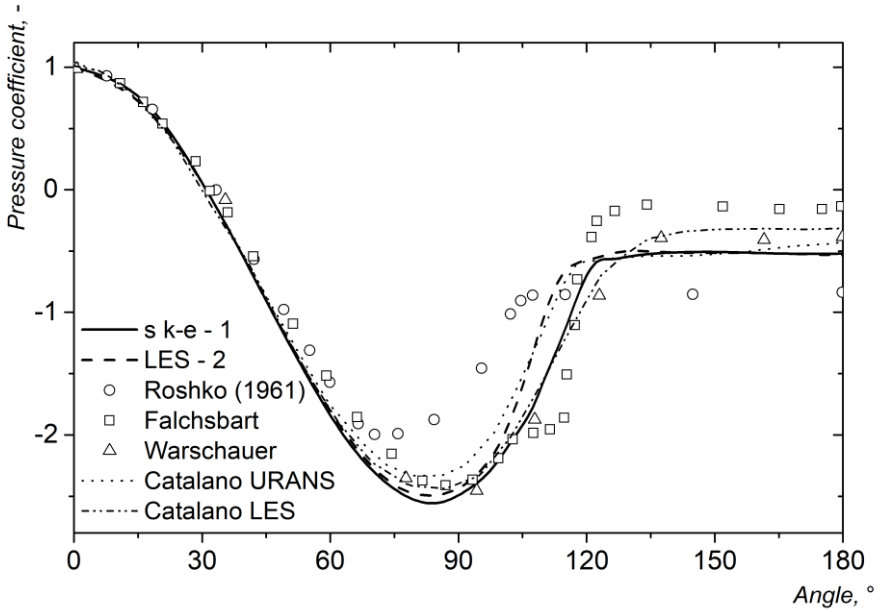
Na Obr. 4.11 můžeme vidět součinitel vnějšího talku pro různé kvality sítí a dvojici turbulentních modelů. První sít byla provedena jako strukturovaná a druhá nestrukturovaná. Model LES vykazuje pro obě sítě shodné výsledky. Turbulentní model URANS $k-\varepsilon$ vykazuje pro nestrukturovanou síť o něco vyšší hodnotu minima součinitele vnějšího tlaku. Také bod separace pro tuto simulaci byl posunut blíže k závětrné straně obtékaného válce.



Obr. 4.11 *Součinitel vnějšího tlaku pro Re=1,68.10⁸*

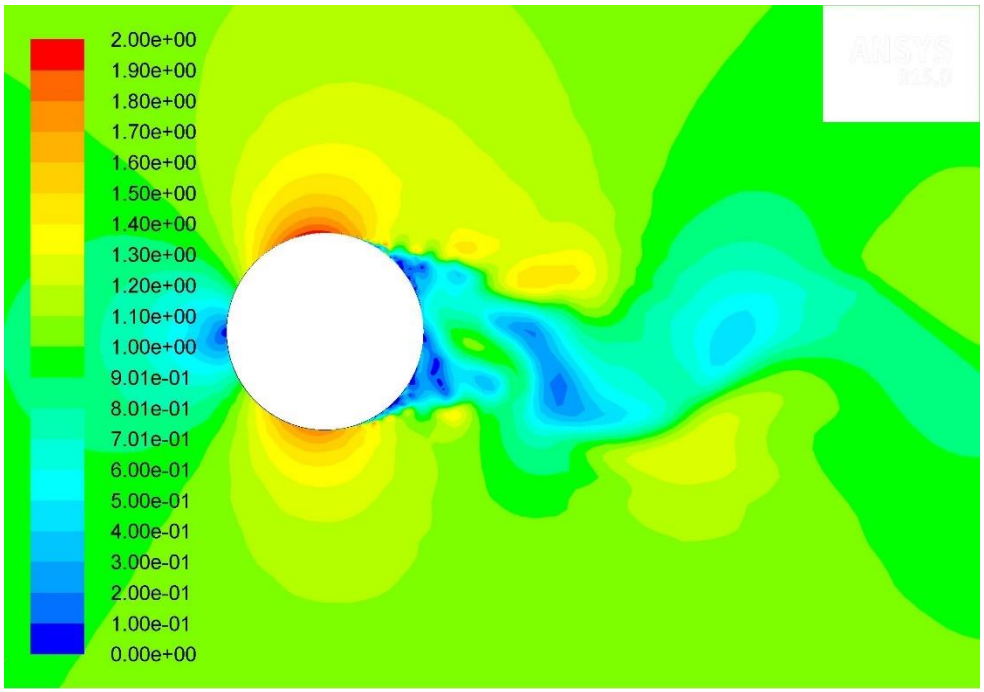
Obr. 4.12 graficky znázorňuje rozložení tlaku na povrchu válce a je porovnán s experimentálními daty. Můžeme vidět velmi dobrou shodu LES i $k-\varepsilon$ simulace s měřením provedeným Warschauera a Leene (Warschauer a Leene, 1971). Autoři práce provedli simulaci při $Re = 1{,}2 \cdot 10^6$. Původní data autorů (Warschauer a Leene, 1971; Zdravkovich, 1997) vykazují rozptyl hodnot a pro porovnání jsou vyneseny průměrné hodnoty. URANS model velmi dobře určuje hodnotu minima součinitele vnějšího tlaku, ale liší se v bodě separace, který je posunut blíže k závětrné straně válce. Velikosti součinitele vnějšího tlaku na závětrné straně jsou pro URANS i LES simulaci o něco málo větší než měření Warschauera (Warschauer a Leene, 1971). Ve vztahu experimentálnímu měření provedeného Falchsbartem (v Zdravkovich, 1997) při $Re = 6{,}7 \cdot 10^5$, ukazují simulovaná data LES i URANS větší sání na závětrné straně válce. Tyto data obsahují zlom křivky při úhlu 110°, což naznačuje přítomnost separační bubliny.

Tento typ separační bubliny je typický pro kritický režim proudění a numerická i experimentální reprodukovatelnost je náročná kvůli citlivosti na poruchy proudění a okrajové podmínky (Zdravkovich, 1997).

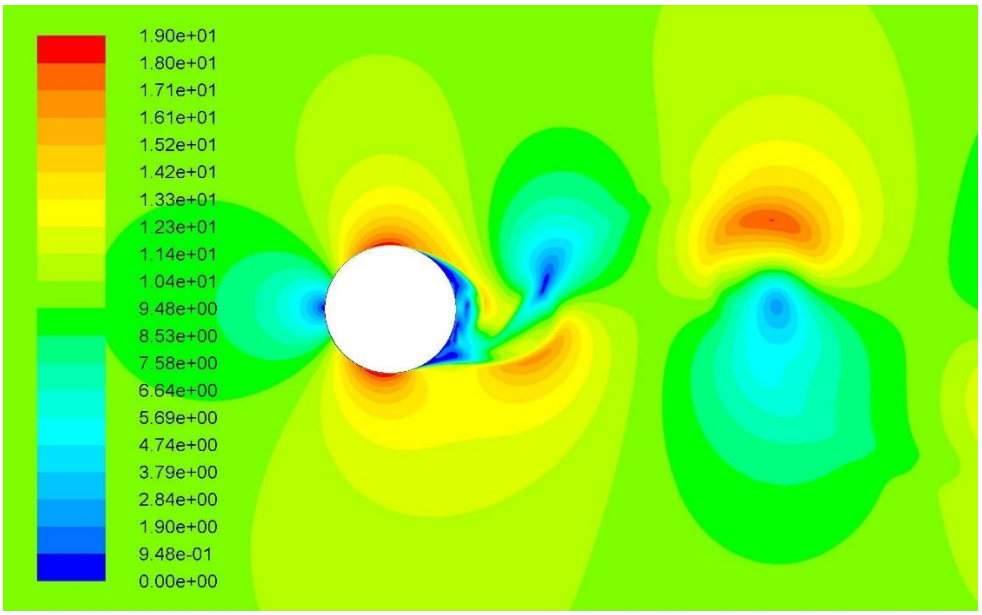


Obr. 4.12 *Porovnání součinitele vnějšího tlaku s výsledky měření.*

Rychlostí pole LES a URANS simulace můžeme vidět na Obr. 4.13 a Obr. 4.14. Ve výsledcích LES jsou některé dobře organizované struktury Kármánovy vírové stezky typické pro sub-kritickou a post-kritickou oblast proudění. Na povrchu válce se nachází poměrně silné vrstvy vířivých struktur. Tyto struktury však nejsou součástí mezní vrstvy, která je ve skutečnosti extrémně tenká a většinou laminární v přimknuté oblasti toku. Při modelu URANS můžeme vidět pouze velké víry Kármánovy stezky.



Obr. 4.13 *Rychlostí pole LES simulace.*

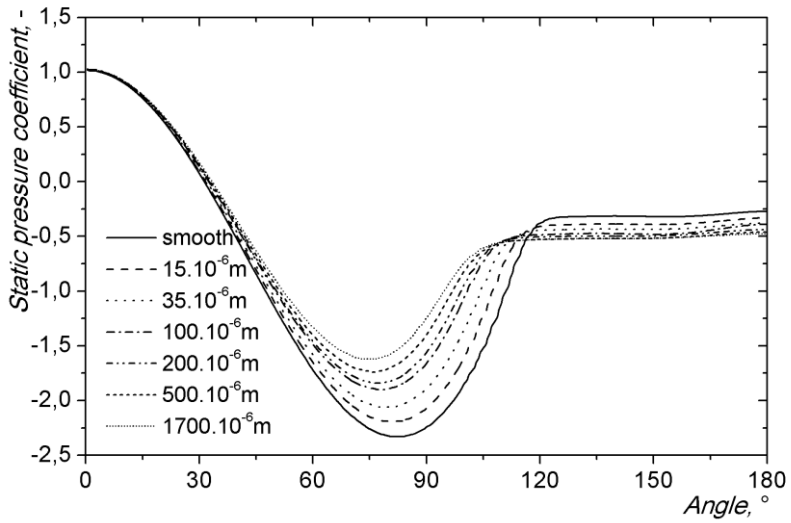


Obr. 4.14 *Rychlostí pole URANS simulace.*

4.3 Proudění kolem zmenšeného modelu

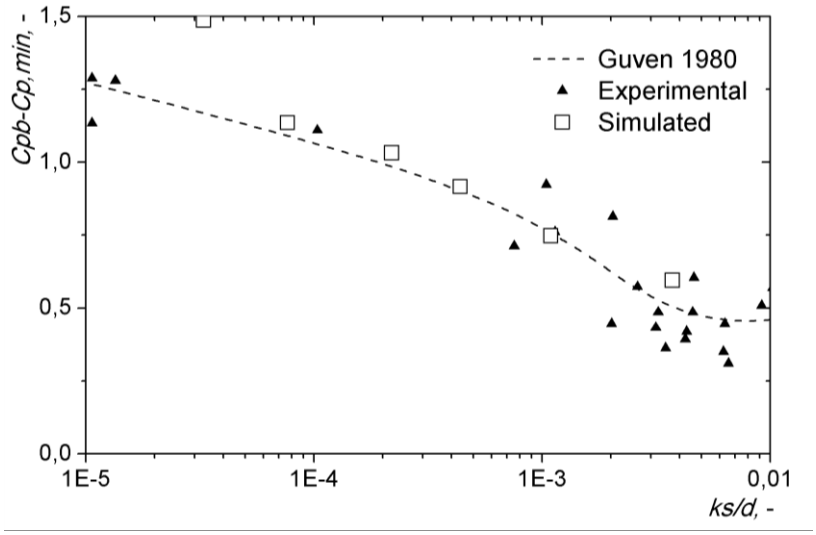
4.3.1 Výsledky vlivu ekvivalentní drsnosti na rozložení součinitele tlaku

Obr. 4.15 ilustruje změnu křivky součinitele vnějšího tlaku okolo válce s rozměry podle experimentů Güvena (Güven, Farell a Patel, 1975). Z obrázku je patrné, že zvýšením drsnosti pláště dochází k redukci maximálního sání. Tento trend je však opačný na závětrné straně válce, kde při zvýšení drsnosti dochází ke zvýšení hodnoty C_{pb} z hodnoty 0,3 až na hodnotu 0,5 při maximální modelované drsnosti pláště. Hodnota v bodu stagnace je pro všechny drsnosti pláště konstantní a je rovna 1,0. Křivky ukazují posun úhlu nulového tlaku se vzrůstající drsností směrem k závětrné straně. Opačně tomu je však pro bod separace, který se se vzrůstající drsností posouvá k náběžné straně.



Obr. 4.15 *Vliv drsnosti na součinitel tlaků okolo válce.*

Na Obr. 4.16 je vidět tendence velikosti minimálního tlaku na straně válce a zvýšeného tlaku na závětrné straně, což je v souladu s experimenty Güvena (Güven, Farell a Patel, 1975). Je však třeba poznamenat, že většina výzkumných skupin nedosáhla trans-kritického Reynoldsova režimu proudění přímo, a to v důsledku omezení větrných tunelů. Místo toho použili pro simulaci tohoto režimu proudění zdrsnění povrchu. Proto přímé porovnání měřených údajů a vypočtených není možné. Lze pouze porovnat trendy závisející na zvýšené drsnosti stěny. Toto dobře ilustruje Obr. 4.16, kde experimentální hodnoty byly naměřeny v nižším režimu proudění.



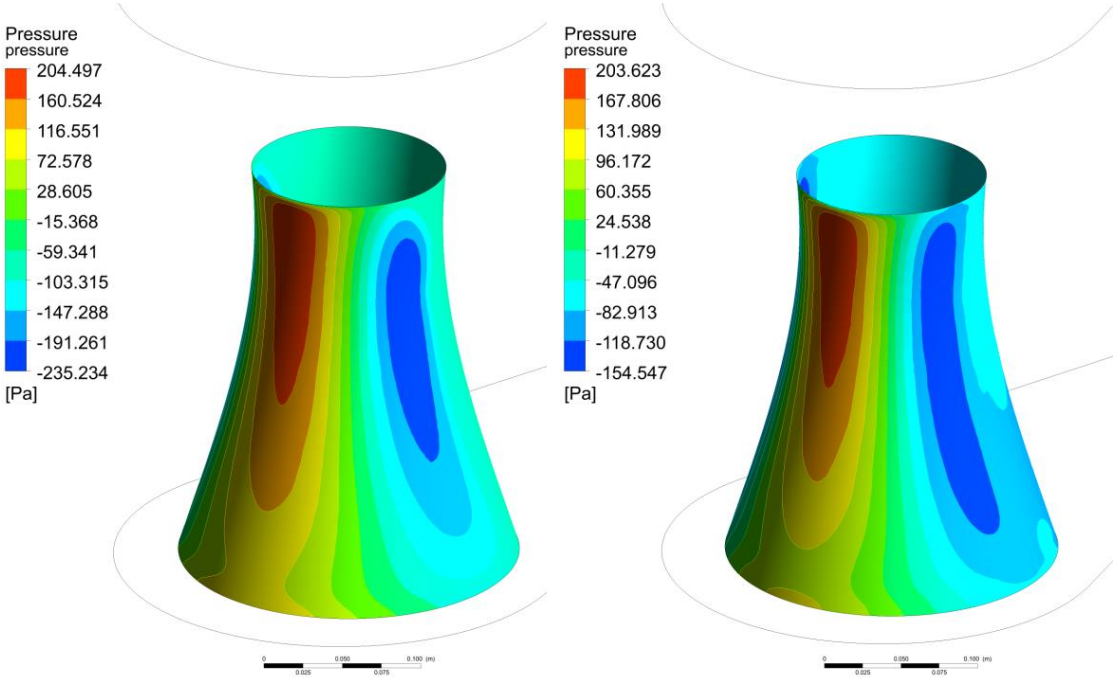
Obr. 4.16 *Porovnání minima součinitele tlaku v závislosti na drsnosti.*

Porovnáním výsledků 2D simulací s výsledky provedených Güvenem (Güven, Farell a Patel, 1975) je patrná významná odchylka pro malé hodnoty K_s/d. Tato odchylka je způsobena použitím stěnové funkce, kdy pro malé hodnoty ekvivalentní drsnosti dochází ke změně definice drsnosti povrchu a povrch se z plně drsného mění na přechodný režim drsnosti ($2{,}5 < K_s^+ \leq 90$). Přechodný režim drsnosti je definovaný lehce jinými rovnicemi proudění v blízkosti stěny. Při zvyšování hodnoty k_s bylo zjištěno, že již nedochází k dalšímu poklesu maximálního sání. Důvodem pro tento následně klesající trend distribuce C_p, je velká hodnota parametru y^+. Z tohoto také plynoucí špatné aproximace RANS turbulentního modelu proudění a omezení tak maximální hodnoty k_s, pro kterou může být turbulentní model použit.

4.3.2 CFD simulace zmenšeného laboratorního modelu

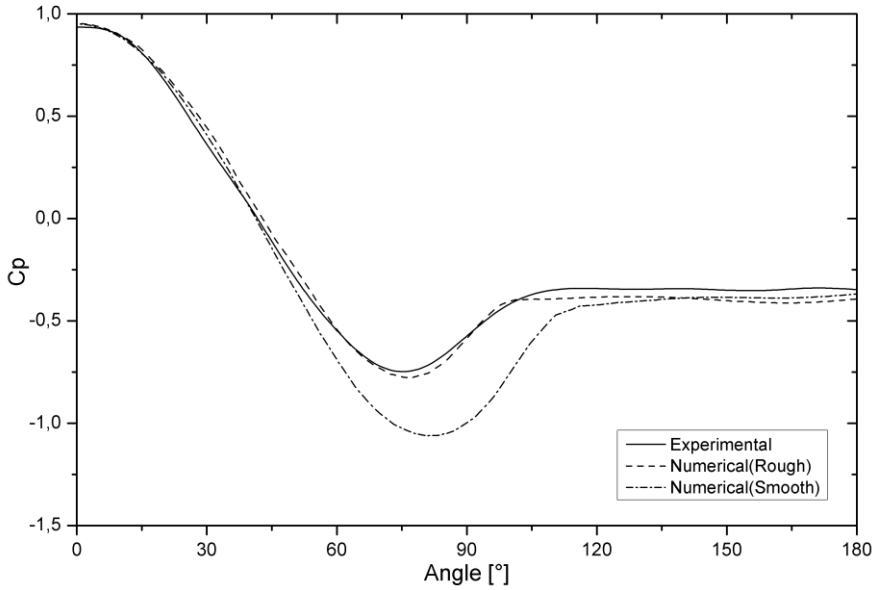
Na Obr. 4.17a, b můžeme vidět vypočtené tlaky na plášti zmenšeného modelu chladící věže, který byl kalkulována podle Orlanda (Orlando, 2001). Na obrázku Obr. 4.17a jsou znázorněny tlaky vypočtené pro hladký plášť a na Obr. 4.17b jsou zobrazeny vypočtené tlaky pro drsný plášť. Je zde vidět shoda maximálních tlaků na plášti chladící věže, která činí 204 Pa. Minimální tlaky se však výrazně liší svou velikostí. Pro hladký plášť je sání větší než maximální tlak, kdežto pro drsný plášť maximální sání nedosahuje svou velkostí tlaků v bodu stagnace. Maximální sání je u hladké chladící věže na menší části pláště

chladící věže a maxima je dosaženo v místě hrdla. U drsného pláště je oblast minimálních tlaků větší, ale velikost je o 35 % menší než pro hladkou chladící věž.



Obr. 4.17 *Tlaky na vnějším povrchu pláště a) hladký povrch b) drsný povrch.*

Na Obr. 4.18 jsou znázorněny součinitele vnějšího tlaku v místě hrdla. Graf vykazuje výbornou shodu drsného modelu s experimentálními daty z větrného tunelu (Orlando, 2001). Velkost součinitele vnějšího tlaku v bodu stagnace je pro obě varianty výpočtu shodná a činí 0,95 a odpovídá experimentálním datům. Také úhel nulového součinitele vnějšího tlaku je u všech křivek shodný. Výrazně se však hodnoty liší v místě minima součinitele tlaku, kdy hladká chladící věž nabývá o 76 % větší hodnoty. Na závětrné straně velikost C_{pb} nabývá hodnoty -0,37. Jak pro hladkou, tak i drsnou chladící věž je tato hodnota o 9 % větší než u dat z větrného tunelu. Dále je z grafu patrný posun bodu separace blíže k náběžné straně. V Tab. 4.1 jsou shrnuty mé numerické výsledky a Orlandova experimentální data (Orlando, 2001) z aerodynamického tunelu. Z hodnot lze usoudit, že vypočítané vnější tlaky na úrovni hrdla chladicí věže jsou v těsné shodě se získanými experimentálními údaji. Průměrná chyba mezi vypočítanými a naměřenými údaji je 6,09 %.



Obr. 4.18 *Součinitel tlaků v místě hrdla.*

Tab. 4.1 *Porovnání výsledků na zmenšeném modelu chladící věže (upraveno podle (Orlando, 2001)).*

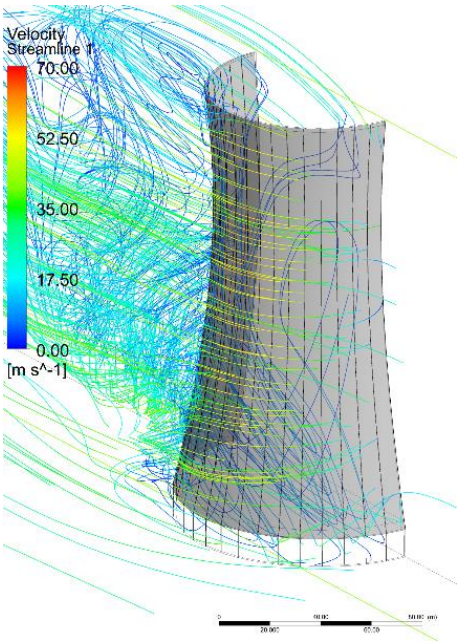
Úhel [°]	Exp.	Drsná chladící věž	Hladká chladící věž	Chyba (drsné) [%]
0	0,95	0,95	0,95	0,00
30	0,37	0,42	0,42	13,51
60	-0,55	-0,54	-0,70	1,82
90	-0,56	-0,56	-0, 99	0,00
120	-0,33	-0,38	-0,36	9,09
150	-0,33	-0,38	-0,36	9,09
180	-0,33	-0,38	-0,36	9,09
			Průměr:	6,09

4.4 3D analýza proudění kolem drsné chladící věže

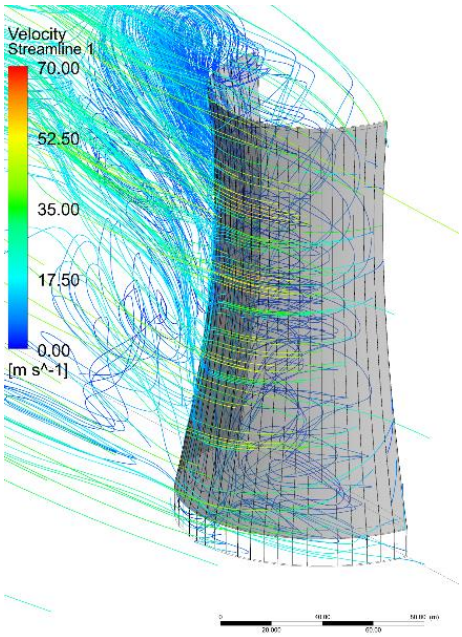
Tato část práce zkoumá, jak se mění rozdělení statického tlaku kolem skutečné chladící věže v závislosti na drsnosti pláště. Zkoumá několik případů drsnosti pláště s různými úhly náběhu větrných žeber.

Trojrozměrné linie proudění rychlosti větru a distribuce vířivosti jsou znázorněny na Obr. 4.19. Proud přicházejícího vzduchu je nucen zastavit, když dosáhne návětrné strany. Poté proudění vzduchu postupně z návětrné strany podél vnějších stěn tělesa věže zrychluje a na závětrné straně vytváří různé víry. Část vzduchu prochází spodní částí chladicí věže mezi sloupy. Tento vzduch stoupá k horní části chlazení věže, kde je dále unášen proudem vzduchu. Velikost větrných vírových struktur se zvětšuje s rostoucí výškou větrných žeber.

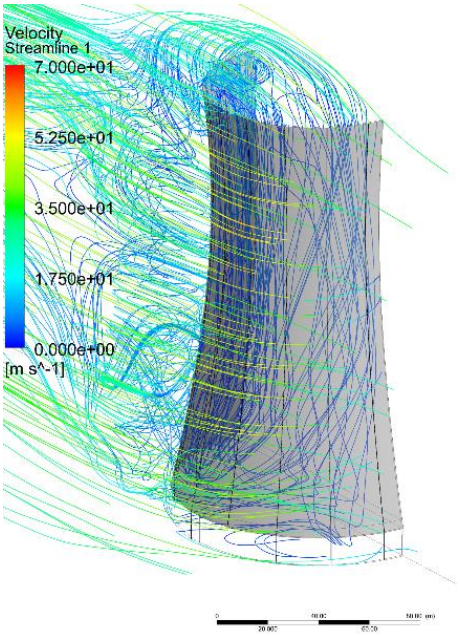
Na Obr. 4.20 a Obr. 4.21 jsou znázorněny trojrozměrné grafy součinitele vnějšího tlaku při různých tvarech meridionálních žeber. Výsledky jasně dokazují, že účinky drsnosti povrchu jsou extrémně významné. Maximální hodnota sání klesá se zvyšující se drsností povrchu (Obr. 4.20 a Obr. 4.21). Navíc minimální hodnota součinitele vnějšího tlaku roste do směru nejnižší části pláště chladicí věže. K výraznému snížení minimální hodnoty součinitele vnějšího tlaku dochází v horní části chladicí věže. Tento efekt je způsoben prouděním kolem volného konce pláště chladicí věže. Taktéž vlivem koncového efektu dochází v místě proudění kolem volného konce k poklesu hodnoty maximálního tlaku na návětrné straně. Hodnota součinitele vnějšího tlaku je menší než 1,0 pro bod stagnace. Běžná hodnota tohoto součinitele vnějšího tlaku pro válec v místě $\varphi = 0°$ je rovna 1,0.



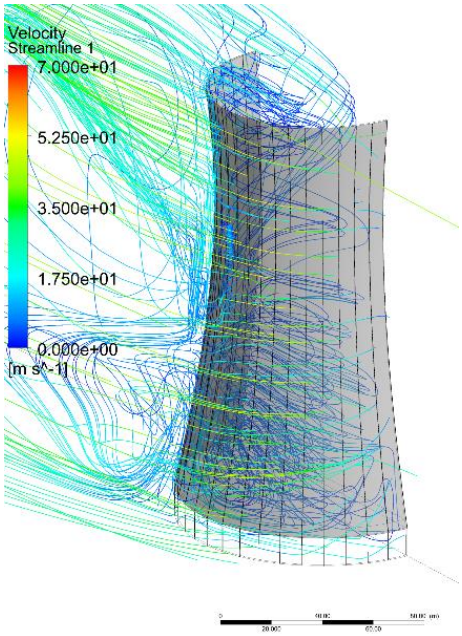
(a) k = 0.05 m; k/a = 0.0068



(b) k = 0.05 m; k/a = 0.0136

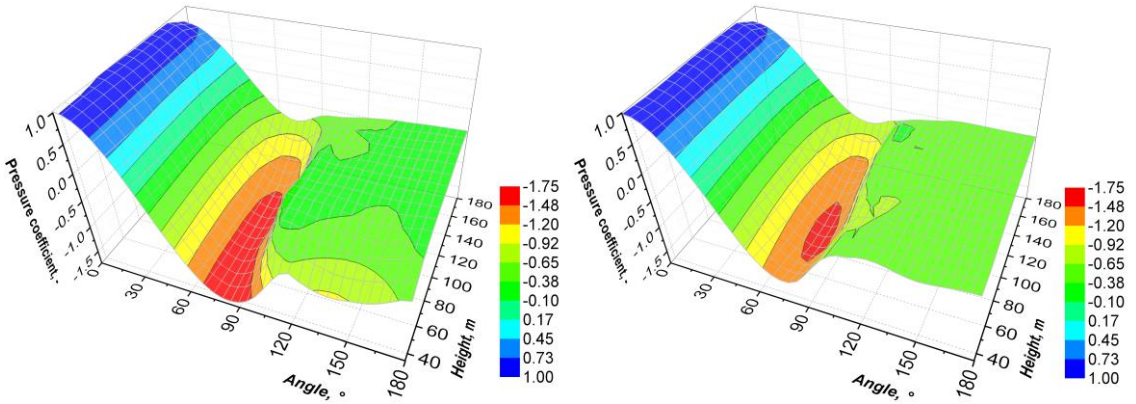


(c) k = 0.125 m; k/a = 0.0068

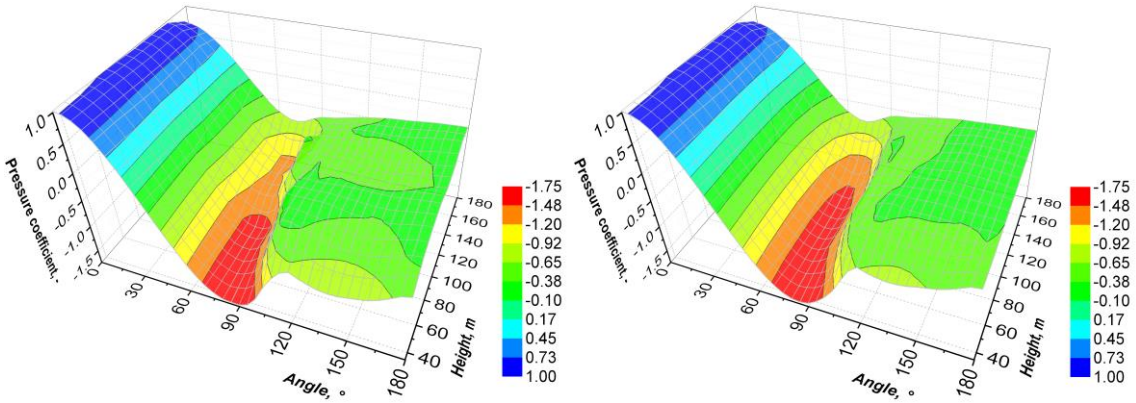


(d) k = 0.125 m; k/a = 0.0136

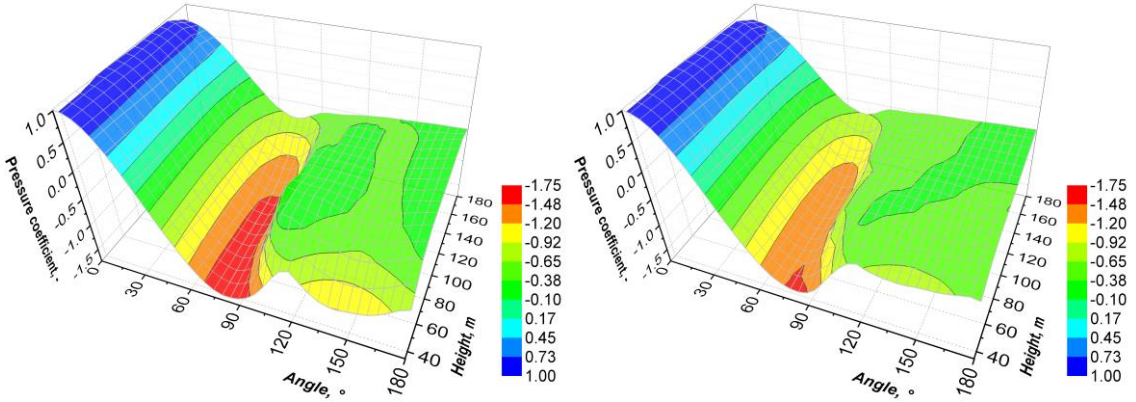
***Obr. 4.19** Rychlost proudění a vířivost*



(a) k/a = 0.0068; α = 90° *(b) k/a = 0.0101; α = 90°*

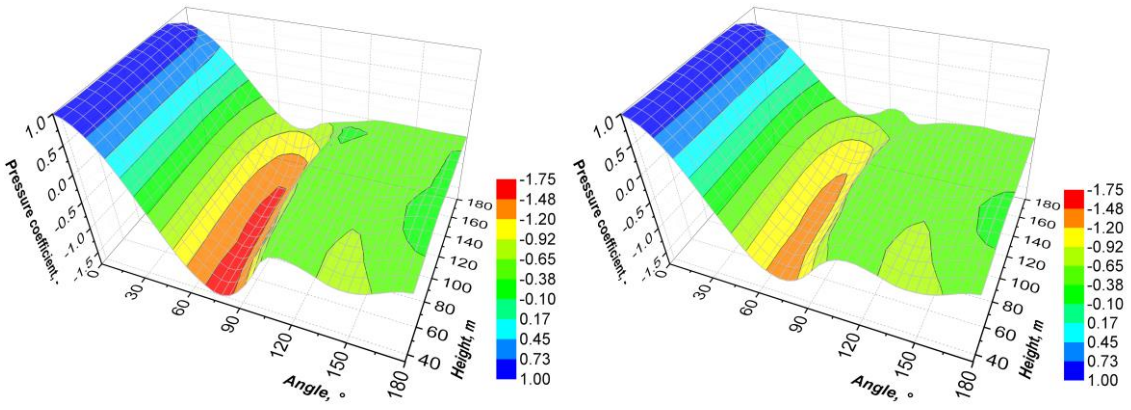


(c) k/a = 0.0136; α = 90° *(d) k/a = 0.0068; α = 60°*

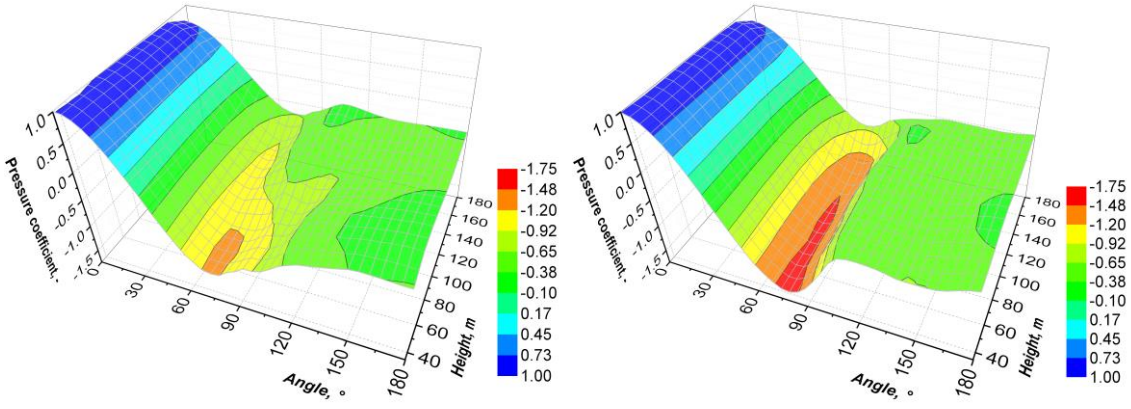


(e) k/a = 0.0101; α = 60° *(f) k/a = 0.0136; α = 60°*

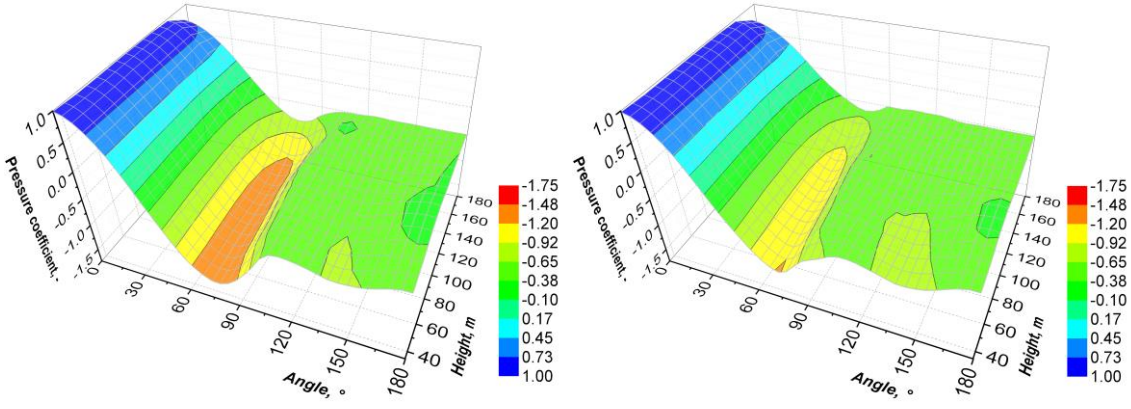
Obr. 4.20 *Součinitel vnějšího tlaku po výšce chladící věže pro k=0,050 m.*



(a) k/a = 0.0068; α = 90° *(b) k/a = 0.0101; α = 90°*



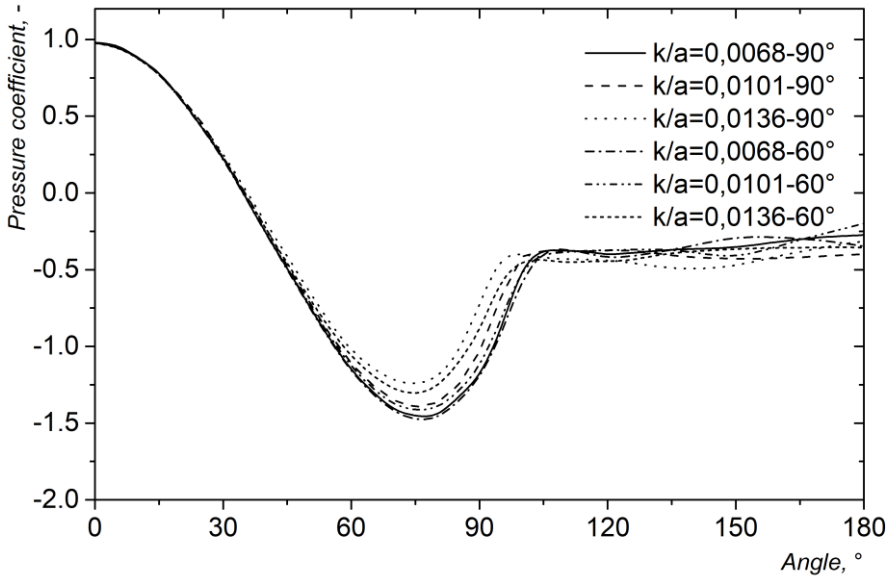
(c) k/a = 0.0136; α = 90° *(d) k/a = 0.0068; α = 60°*



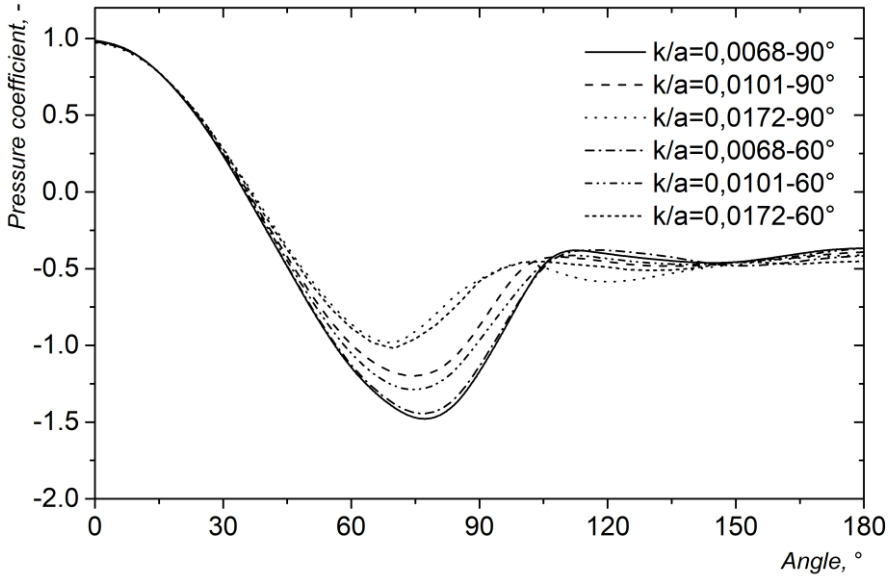
(e) k/a = 0.0101; α = 60° *(f) k/a = 0.0136; α = 60°*

***Obr. 4.21** Součinitel vnějšího tlaku po výšce chladící věže pro k=0,125 m.*

Obr. 4.22 ukazuje rozložení vnějšího tlaku na úrovni hrdla opatřené výškou žeber 0,050 m a Obr. 4.23 pro výšku 0,125 m. Křivky jsou postupně plošší se zvyšující se drsností povrchu. Tento rozdíl je u křivek s různými úhly α velmi malý.



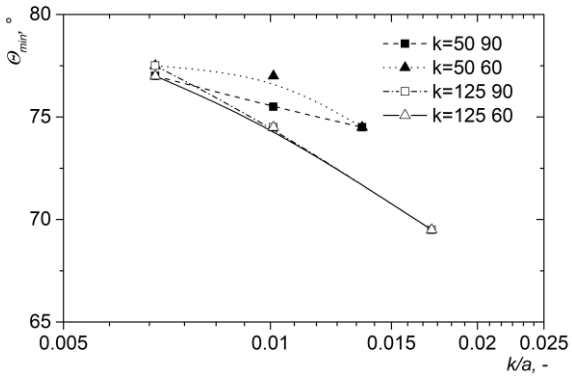
Obr. 4.22 *Součinitel vnějšího tlaku v místě hrdla a výšce žeber k=0,050 m.*



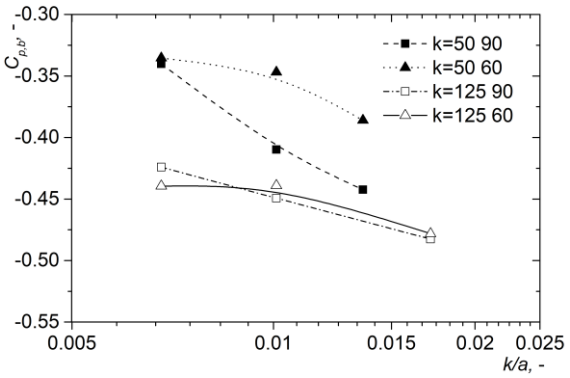
Obr. 4.23 *Součinitel vnějšího tlaku v místě hrdla a výšce žeber k=0,125 m.*

Hodnota koeficientu vnějšího tlaku v bodě stagnace je stejná a téměř rovná 1,0 pro všechny tvary žeber. Kromě toho je hodnota číselného koeficientu vnějšího tlaku relativně stabilní. Zde se na závětrné straně pohybuje koeficient od 0,3 do 0,5. Součinitel vnějšího tlaku na závětrné straně klesá s nárůstem drsnosti povrchu k/a (Obr. 4.24b). Úhel pro minimální tlakový koeficient φ_{min} byl v jednotlivých simulacích mezi 65 ° a 80 °, jak je znázorněno na Obr. 4.24a.

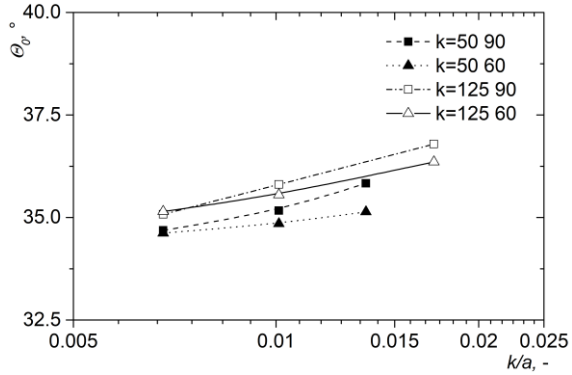
Z obrázku je patrné, že se vzrůstající drsností klesá úhel minima tlakového koeficientu. Absolutní hodnota minimálního tlakového koeficientu $C_{p,min}$ má významně klesající trend spolu se zvýšením ekvivalentní drsnosti. Obr. 4.24d ukazuje, že bod oddělení toku je mezi 95 ° a 115 ° a úhel se zmenšuje se zvyšující se drsností. Úhel koeficientu nulového tlaku je mezi 32 ° a 38 ° a postupně nabývá vyšších hodnot se zvyšující se drsností k/a (Obr. 4.24c). Vliv ekvivalentní drsnosti na minimum součinitele vnějšího tlaku lze vidět na Obr. 4.24e. Vypočítané hodnoty jsou dále porovnány s německým standardem pro konstrukci chladicí věže (VGB BTR, 2017). Výsledky ukazují stejný trend jako VGB BTR kód a 2D analýza. Na rozdíl od 2D analýzy jsou hodnoty více identické s experimenty a německou normou. Výsledky zobrazují dopad poměru k/D, který má vliv na minimální hodnotu tlakového koeficientu. Žebra vysoké výšky 0,125 m účinněji snižují minimální vnější tlak pro stejný poměr k/a. Tyto výsledky jsou v souladu se závěry Pirnera (Pirner, 1982). Větrná žebra s úhlem náběhu $\alpha = 60$ ° mají téměř stejnou účinnost jako u úhlu $\alpha = 90$ °. Tento výsledek navazuje na výsledek 2D analýzy, kde je zřejmá stejná účinnost pro úhly $\alpha = 75$ ° a $\alpha = 90$ °.



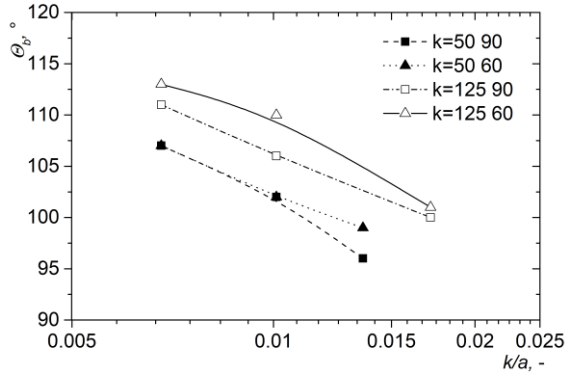
(a) Úhel minima součinitel tlaku



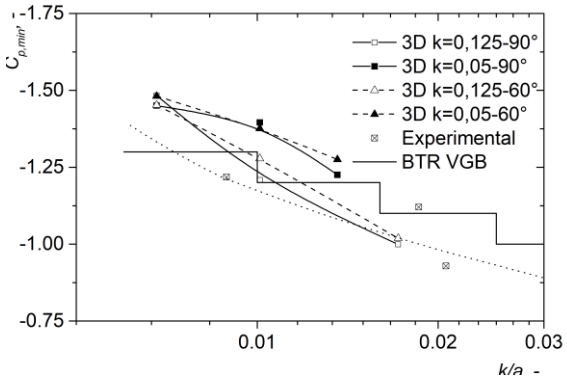
(b) Součinitel tlaku na závětrné straně



(c) Úhel nulového tlaku



(d) Úhel separace proudu



(e) Minimum součinitele vnějšího tlaku

Obr. 4.24 *Vliv drsnosti na charakteristické parametry obtékání*

V Tab. 4.2 je vidět srovnání vypočítaných výsledků s historickými měřeními na věži Weiswiler, Schmehausen a Martin´s Creek (Sollenberger a Scanlan, 1974). Weisweilerovu věž lze porovnat s výsledky modelovanými s

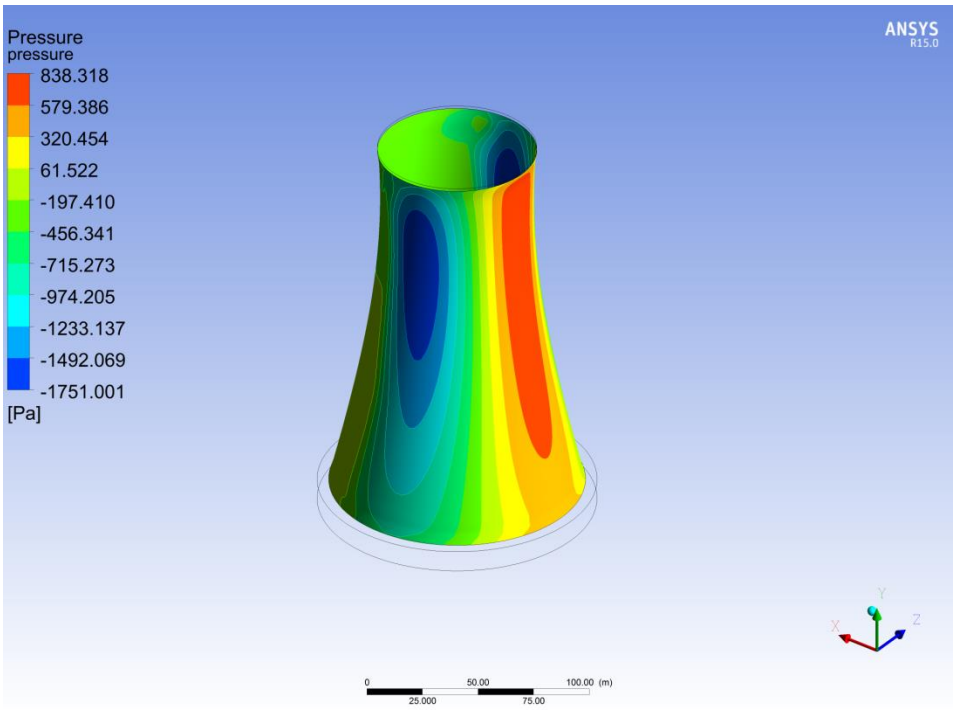
relativní drsností 0,0068. Výsledky minimálního tlakového koeficientu jsou o 13 % menší než dosažené výsledky. Úhel nulového tlaku a separační bod se počítá blíže k závětrné straně. Což souvisí i s velikostí minima součinitele tlaku. Výsledky měření na věži Martin´s Creek a Schmehausenova věž jsou ve shodě s vypočtenými výsledky pro relativní drsnost 0,0172. Přesto se úhel oddělení opět posune blíže k závětrné straně a úhel separace proudu blíže návětrné straně. Vypočtené výsledky rovněž ukazují velmi dobrou schodu s měřeními jiných autorů na skutečných chladících věžích (Tien-fun Sun a Liang-mao Zhou, 1983b; Simiu a Scanlan, 1996; X X Cheng *et al.*, 2019).

Tab. 4.2 *Porovnání s in-stitu měřením chladících věží jiných autorů* (Sollenberger a Scanlan, 1974).

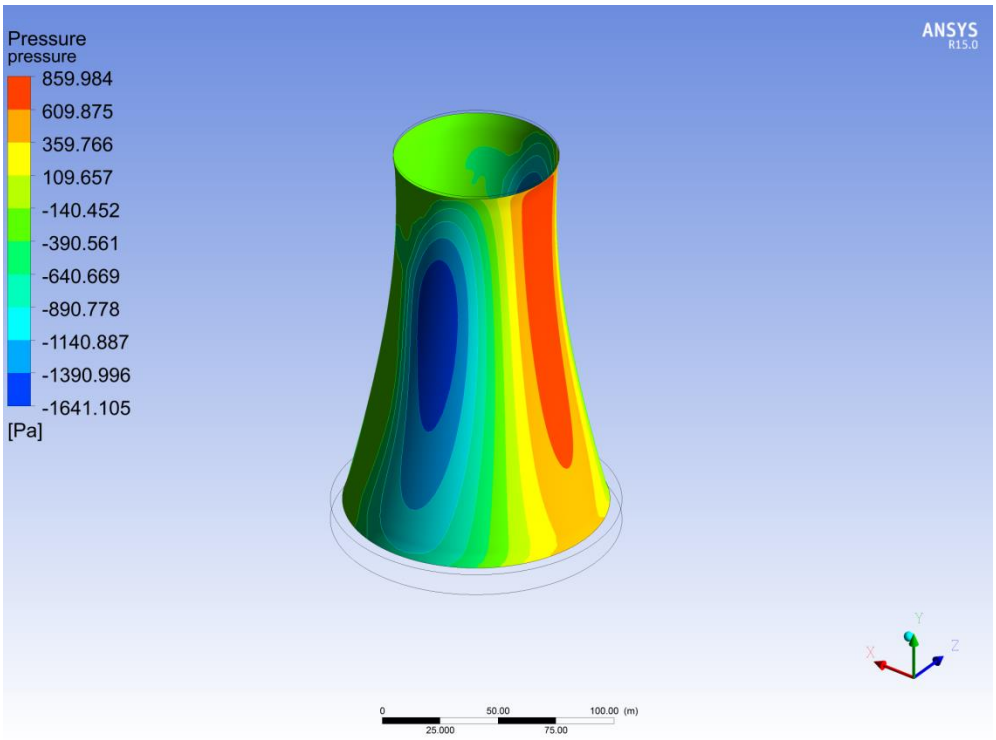
Název	k	k/a	$C_{p,min}$	θ_{min}	θ_0	θ_b	$C_{p,b}$
	m	-	-	°	°	°	-
Weisweilerova věž		0,0065	-1,29	72,90	34,89	104,40	-0,38
CFD simulace	0,125	0,0068	-1,48	77,50	35,08	111,00	-0,42
	0,050	0,0068	-1,45	77,00	34,69	107,00	-0,34
Martin's Creekova věž		0,0220	-1,23	73,80	36,56	111,60	-0,43
Schmehausenova věž		0,0230	-1,05	70,20	33,42	116,40	-0,40
CFD simulace	0,125	0,0172	-1,00	69,50	36,79	100,00	-0,48

4.5 3D analýza proudění kolem hladké chladící věže

Na Obr. 4.25 a Obr. 4.26 jsou zobrazeny tlaky působící na plášť chladící věže při obtékání střední rychlostí větru dle evropské normy (EN 1991-1-4, 2007). Vypočtené tlaky na návětrné straně válce se shodují pro oba případy. Rozdíl pro dvojici turbulentních modelů je do 5 %. Hodnoty maximálního sání je dosaženo u obou modelů v místě hrdla. Pro tyto dva turbulentní modely je již rozdíl větší a činí 7 %. Maximální sání na bocích chladící věže dosahuje více než dvojnásobné hodnoty než maximální tlak na návětrné straně věže. Na závětrné straně chladící věže je velikost sání méně než poloviční oproti maximálnímu tlaku na návětrné straně.



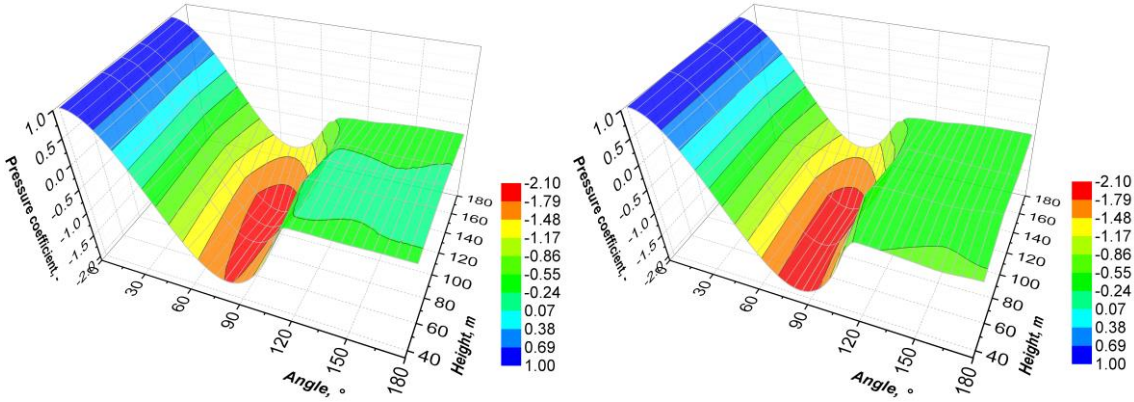
Obr. 4.25 *Tlaky na plášti chladící věže, turbulentní model $k-\epsilon$ realizable.*



Obr. 4.26 *Tlaky na plášti chladící věže, turbulentní model SST $k-\omega$.*

Na 3D grafech (Obr. 4.27) můžeme vidět součinitel vnějšího tlaku po výšce hladké chladící věže. Na návětrné straně je velikost součinitele vnějšího tlaku roven 1,0 konstantně po celé výšce chladící věže. Grafy ilustrují, že

hodnota $C_{p,min}$ je v místě hrdla a spodní části chladící věže rovna 2,0. V horní části chladící věže můžeme pozorovat vliv proudění kolem volného konce. Stejně jako u proudění kolem chladící věže opatřené meridionálními větrnými žebry. Tímto efektem dochází ke snížení záporné hodnoty součinitele tlaku.

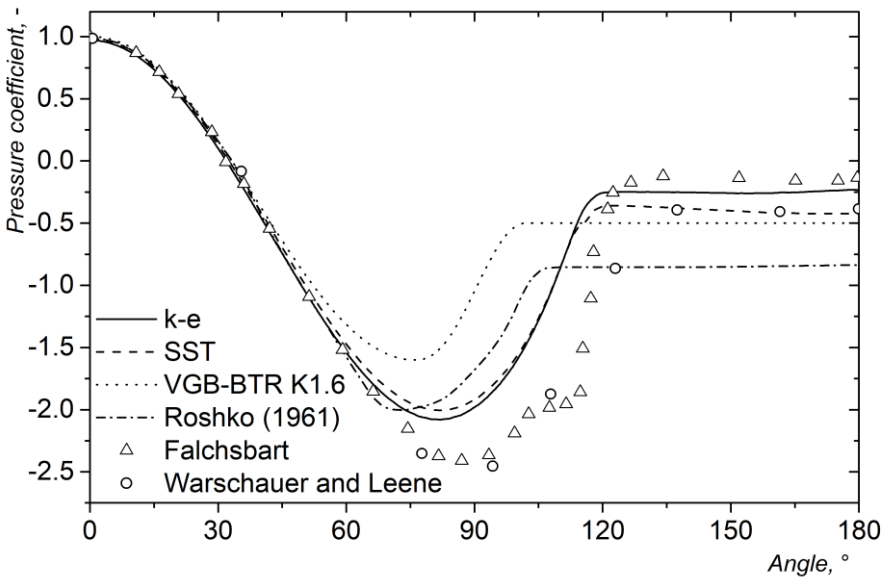


(a) $k-\epsilon\ realizable$ *(b)* $SST\ k-\omega$

Obr. 4.27 *Součinitel vnějšího tlaku po výšce chladící věže.*

Porovnání součinitele vnějšího tlaku v místě hrdla chladící věže je zobrazeno na Obr. 4.28. Výpočetní model s turbulentním modelem SST $k-\omega$ vykazuje o něco nižší hodnotu $C_{p,min}$. Jednodušší turbulentní model $k-\epsilon\ realizable$ se zcela schoduje v predikci součinitele vnějšího tlak na návětrné straně stejně jako v úhlu nulového tlaku. Taktéž se data shodují v místě oddělení vzdušného proudu, který má hodnotu 115°. Na tomto obrázku jsou dále zobrazeny výsledky dalších autorů a normativní křivka (Roshko, 1961; Warschauer a Leene, 1971; Zdravkovich, 1997; VGB BTR, 2017). Simulované výsledky ukazují výbornou shodnu na závětrné straně s výsledky z větrného tunelu získanými Warschauerem a Falchsbartem (v Zdravkovich, 1997). Velikost minima součinitele vnějšího tlaku při obtékání hladkého válce závisí především na bodu separace mezní vrstvy. Jelikož u obtékání hladkého válce neexistuje překážka, díky které by se mezní vrstva dříve odtrhla, závisí velikost minima součinitele vnějšího tlaku na mnoha parametrech, jako je intenzita turbulence, poměr výšky válce k průměru nebo zda-li je proudění ovlivněno prouděním kolem volného konce atd. Z tohoto důvodu i měření většiny autorů (Krätzig a Sanal, 1992; Cheng *et al.*, 2017; Zhao, Ge a Kareem, 2017) vykazuje navzájem velký rozptyl výsledků. Na Obr. 4.28 můžeme vidět, že německá

norma (VGB BTR, 2017) vykazuje nejmenší velikost minima součinitele tlaku. Experimentální měření autorů (Warschauer a Leene, 1971; Zdravkovich, 1997) ukázaly hodnotu minima součinitele vyšší než vypočtené hodnoty numerickou simulací. Nejblíže se numerickým výsledkům minima součinitele tlaku blíží výsledky Roshka (Roshko, 1961), ale jeho výsledky na závětrné straně jsou násobně vyšší a tím i součinitel čelního odporu.

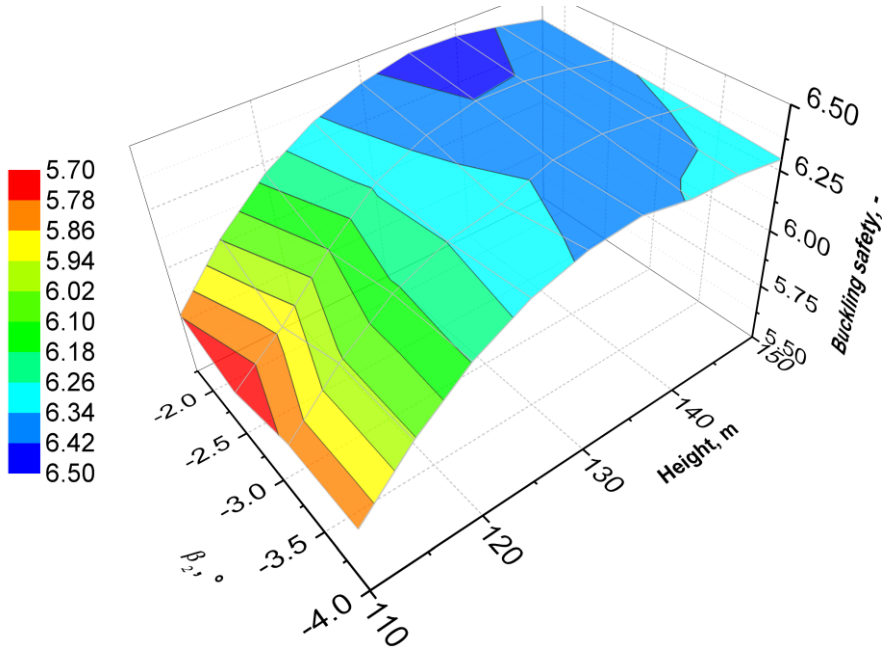


Obr. 4.28 *Porovnání různých modelů v místě hrdla chladící věže (Roshko, 1961; Warschauer a Leene, 1971; Zdravkovich, 1997).*

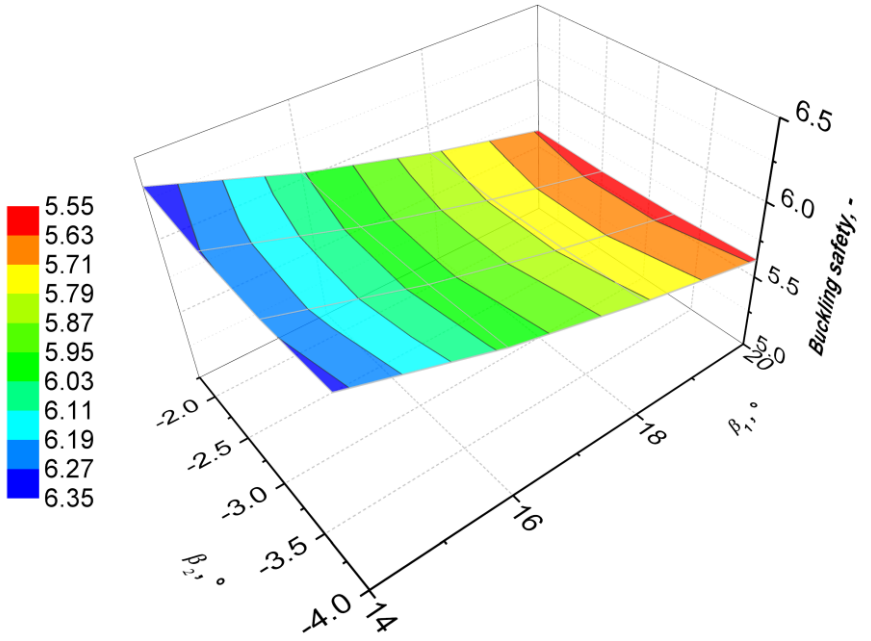
Získání relevantních výsledků proudění vzduchu kolem hladké chladící věže je složitější oproti proudění kolem chladící věže opatřené meridionálními větrnými žebry. Výsledky pro hladkou věž jsou daleko více ovlivněny kvalitou sítě, její strukturou, použitým turbulentním modelem, a především způsobem řešení proudění v blízkosti stěny. Tedy zda byla použita stěnová funkce aproximující mezní vrstvu, či byly modelovány jednotlivé vrstvy mezní vrstvy.

4.6 Výsledky optimalizace tvaru a chladící věže

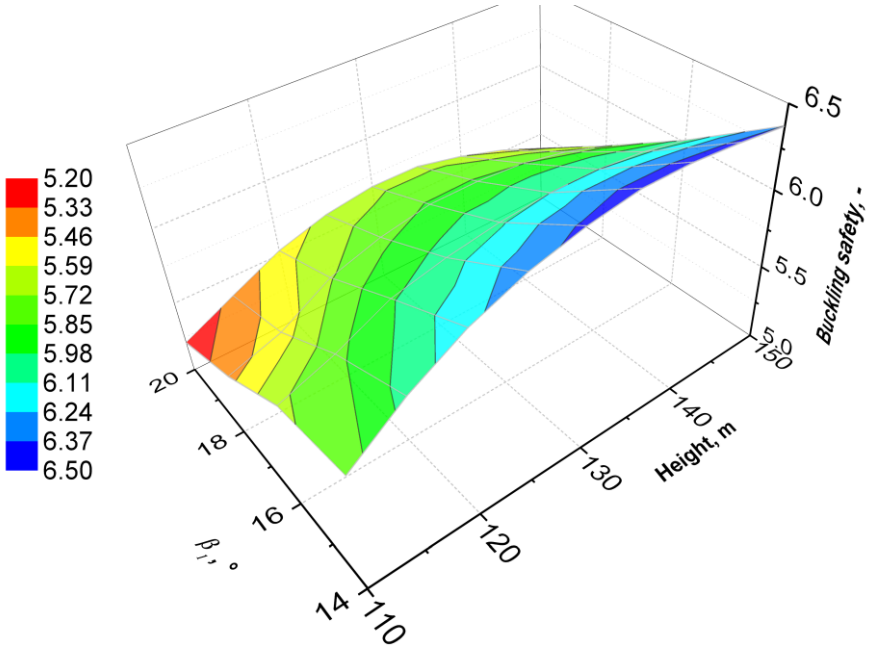
Obr. 4.29 zobrazuje výsledky stabilitního výpočtu. Německá norma pro navrhování chladících věží VGB BTR (VGB BTR, 2017) uvádí minimální násobek zatížení hodnotou 5,0. U všech provedených variant tvaru chladící věže je tato podmínka splněna. Z Obr. 4.29 je patrné že úhel chladící věže ve vrcholu má malý vliv na součinitel ztráty stability. Velký vliv na součinitel ztráty stability má rovněž výška hrdla chladící věže (h_{throat}). Na základě simulací zobrazených na Obr. 4.29, se jeví jako optimální výška hrdla chladící věže 135 m. Obr. 4.30 shrnuje výsledky stabilitního výpočtu pro výšku hrdla 135 m a různé úhly β_1 a β_2. Výsledky ukazují, že úhel β_1 má velký význam pro součinitel ztráty stability. Se vzrůstající hodnotou úhlu β_1 dochází ke snížení součinitele stability až o 15 %. Z hlediska stability by bylo tedy optimální použít malé úhly sklonu chladící věže ve spodní části (β_1). Tyto výsledky ilustruje Obr. 4.31, kde je součinitel ztráty stability vykreslen pro konstantní úhel β_2. Na obrázku je vidět, že pro různé úhly β_1 je dosaženo maximální součinitele ztráty stability pro výšku hrdla pro výšku hrdla 135 m. Dále s klesající hodnotou úhlu β_1 součinitel stability poměrně rychle narůstá.



Obr. 4.29 *Stabilita pro β_1=14°.*



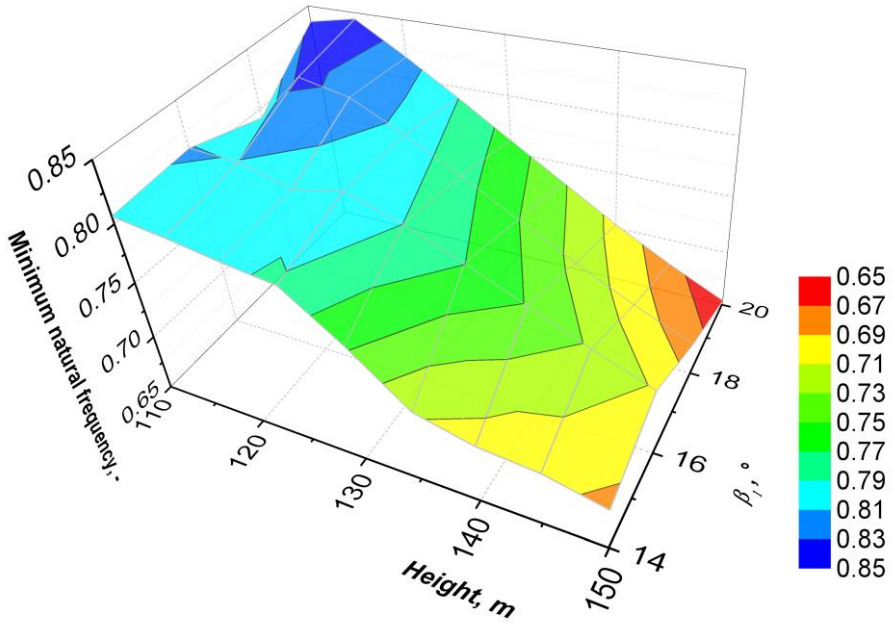
Obr. 4.30 *Stabilita pro h_{throat}=135 m.*



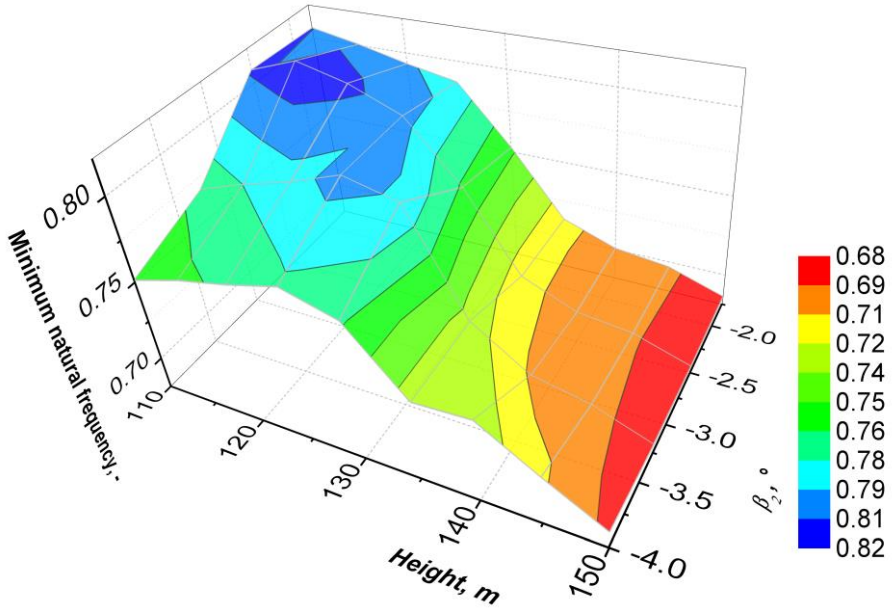
Obr. 4.31 *Stabilita pro β_2=1,75°.*

Dalším sledovaným parametrem při návrhu chladící věže je první vlastní frekvence. První vlastní frekvence chladící věže má významný vliv na zatížení pláště větrem, především při použití německé normy pro navrhování chladících věží (VGB BTR, 2017). Zvýšením vlastní frekvence o 10 % dochází k redukci dynamických účinků větru o více než 10 % (Busch *et al.*, 2002). Z Obr. 4.32 a

Obr. 4.33 je patrné, že dochází ke zvyšování vlastní frekvence se snižováním výšky hrdla. Tento trend platí až do výšky hrdla 120 m. Pak již dochází opět ke snižování vlastní frekvence. Dále můžeme vidět, že spodní úhel pláště chladící věže β_1 má malý vliv na první vlastní frekvenci. Nejvýznamnějším faktorem ovlivňující vlastní frekvenci je tedy výška hrdla chladící věže.

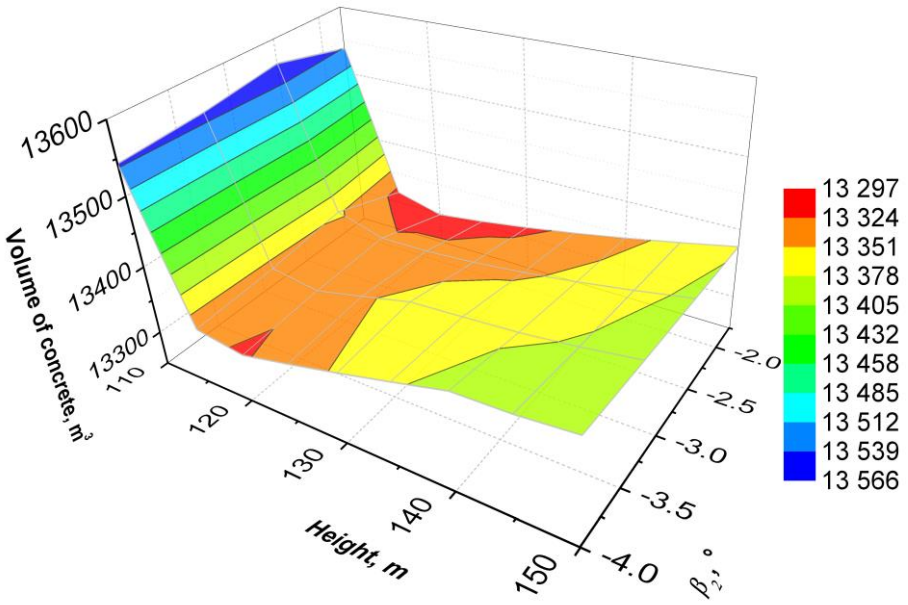


Obr. 4.32 *Vlastní frekvence β_2=1,75°.*

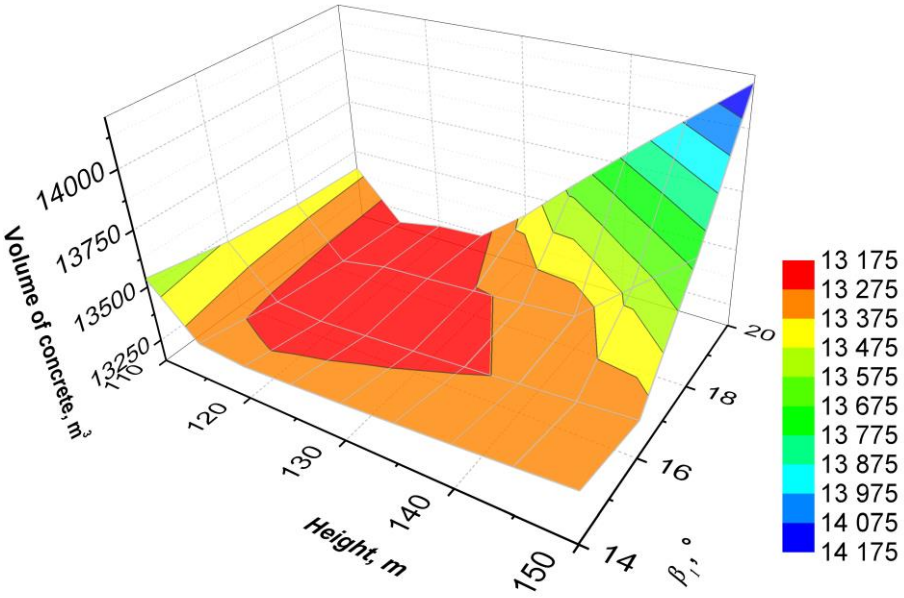


Obr. 4.33 *Vlastní frekvence β_1=14°.*

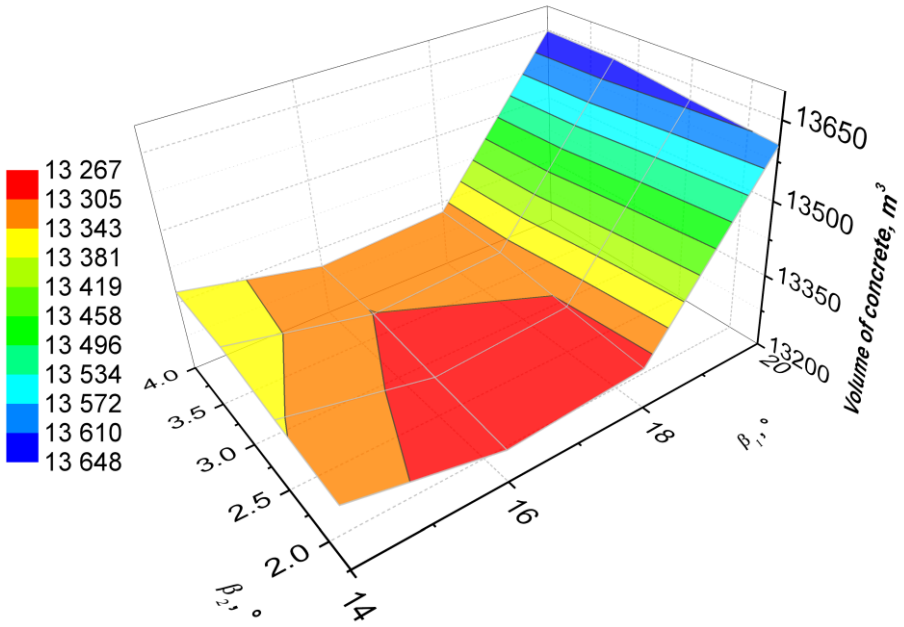
Na Obr. 4.34 je zobrazen objem betonu v závislosti na výšce hrdla a úhlu skořepiny ve vrcholu chladící věže. Výsledky ukazují, že pro hodnotu hrdla 110 m již nebyly splněny okrajové podmínky a došlo k rozšíření horního průměru chladící věže a tím i k výraznému nárůstu spotřeby betonu. Je zde také vidět trend, kdy se zvyšováním výšky hrdla roste objem betonu. Obr. 4.35 zobrazuje vliv úhlu β_1 na objem betonu. Pro úhel 20° téměř žádné výsledky nesplňují okrajové podmínky pro horní a dolní průměr chladící věže. Taktéž můžeme vidět, že ideálním úhlem pro spotřebu betonu, je při úhlu β_1 = 16 °. Obr. 4.36 ukazuje, že je výhodné použít nižší hodnoty úhlu β_2 pro nižší spotřeby betonu.



Obr. 4.34 *Objem betonu pro β_1=14°.*



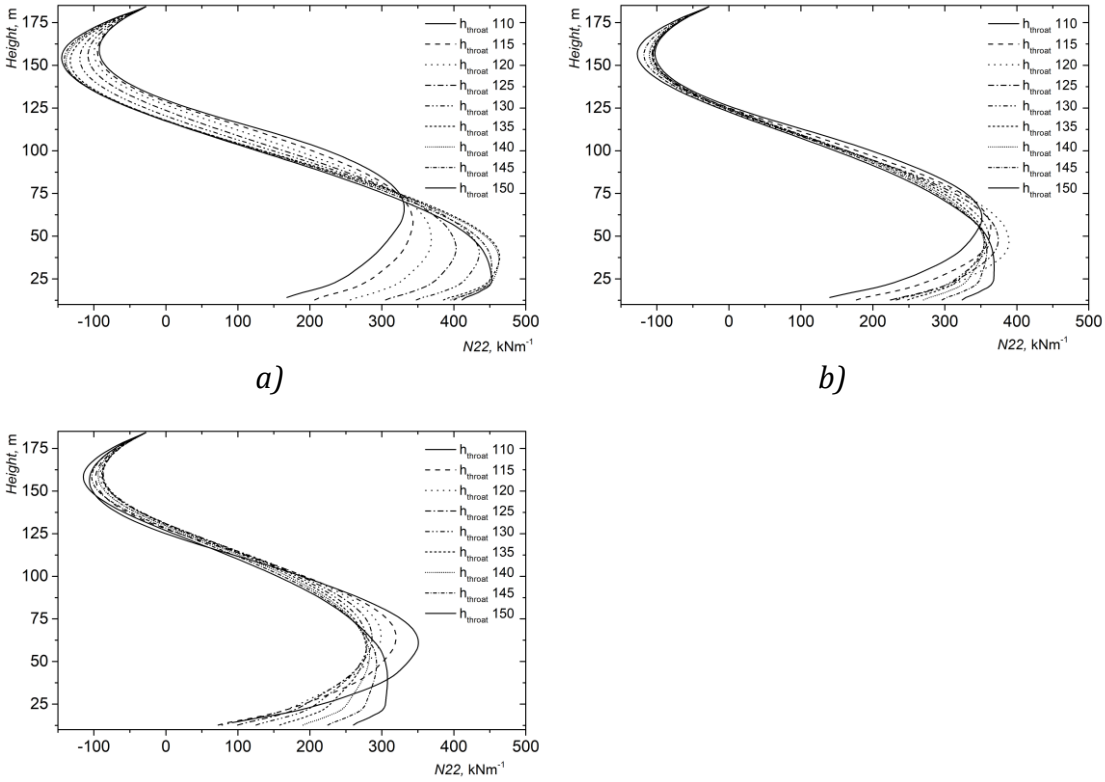
Obr. 4.35 *Objem betonu pro β_2=1,75°.*



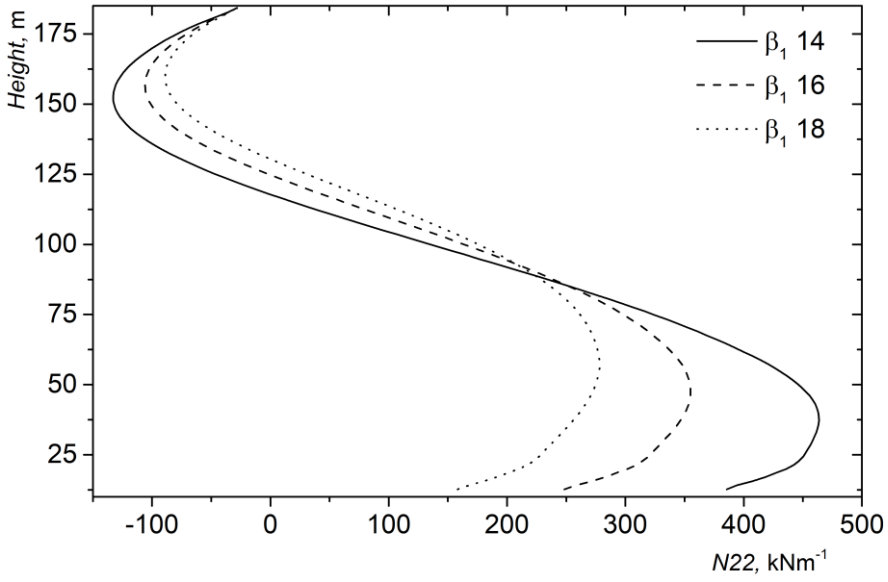
Obr. 4.36 *Objem betonu pro h_{throat}=135 m*

Nejdůležitějším parametrem při návrhu tvaru chladící věže je však její trvanlivost. Na trvanlivost a velikost trhlin mají největší vliv tahové vnitřní síly ve skořepinové konstrukci. Tyto vnitřní tahové síly mají tedy i vliv na spotřebu betonářské výztuže. Tahy ve skořepině chladící věže jsou způsobeny především účinky větru. Při optimalizačním procesu byla řešena jen jediná kombinace zatížení a součet vlastní tíhy se zatížením větrem.

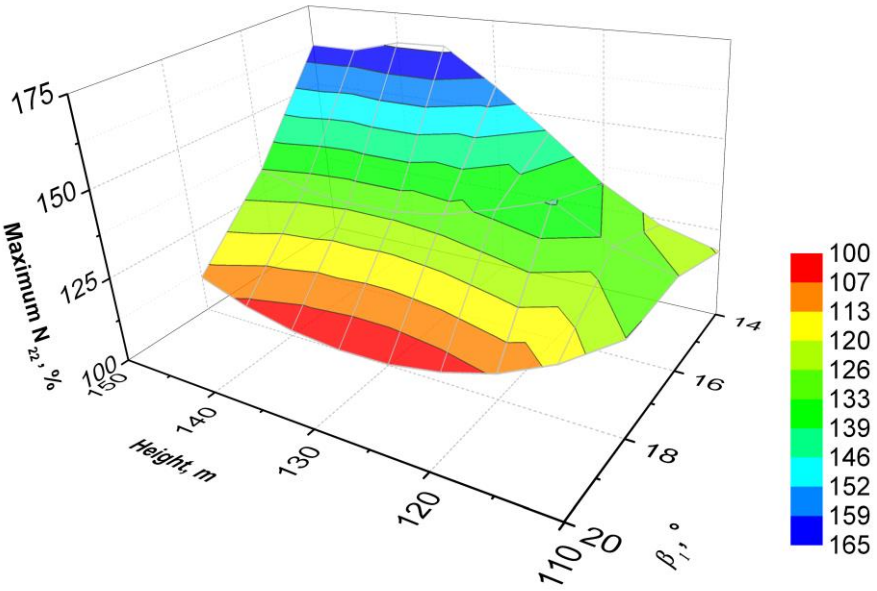
Když vítr narazí na plášť chladící věže, tak tyto tlakové síly na konvexním povrchu způsobují tahové síly. Toto platí především ve spodní části pláště chladící věže. Z tohoto důvodu množství vertikální výztuže je dáno návětrnou stranou chladící věže. Na obrázcích Obr. 4.37a, b, c jsou prezentovány normálové síly ve svislém směru pro úhel 0° pro různé úhly ve spodní části pláště β_1. Velikost tahových sil výrazně ovlivňuje výška hrdla chladící věže (Obr. 4.37a). Pro úhel $\beta_1 = 14°$ je nejlepší použít výšku hrdla co nejvýše tak, aby byly tahy v konstrukci co nejmenší. Tento trend se však pro vyšší úhly β_1 zcela neplatí. Pro úhel $\beta_1 = 16°$ jsou dvě minima tahových sil, a to pro výšku hrdla 150 m a dále 140 m. Pro úhel $\beta_1 = 18°$ je druhé maximum posunuto níže a optimální výška hrdla je 135 m. Tyto výsledky jsou znázorněny přehledně na Obr. 4.39. Na Obr. 4.38 jsou porovnány vnitřní síly pro výšku hrdla 135 m a různé úhly β_1. Na tomto obrázků můžeme vidět, že s rostoucím úhlem ve spodní části chladící věže a tím i větší křivostí pláště dochází k významné redukci tahových sil. Rozdíl pro úhel $\beta_1 = 14°$ jsou tahy o více než 60 % větší než pro $\beta_1 = 18°$. Výsledky pro $\beta_1 = 20°$ nejsou prezentovány, jelikož pro takto velký úhel již nebyly splněny okrajové podmínky pro tvar pláště chladící věže.



Obr. 4.37 *Hlavní meridionální normálové síly N22 pro různé* β_1 *a)* $\beta_1 = 14°$*, b)* $\beta_1 = 16°$ *a c)* $\beta_1 = 18°$.

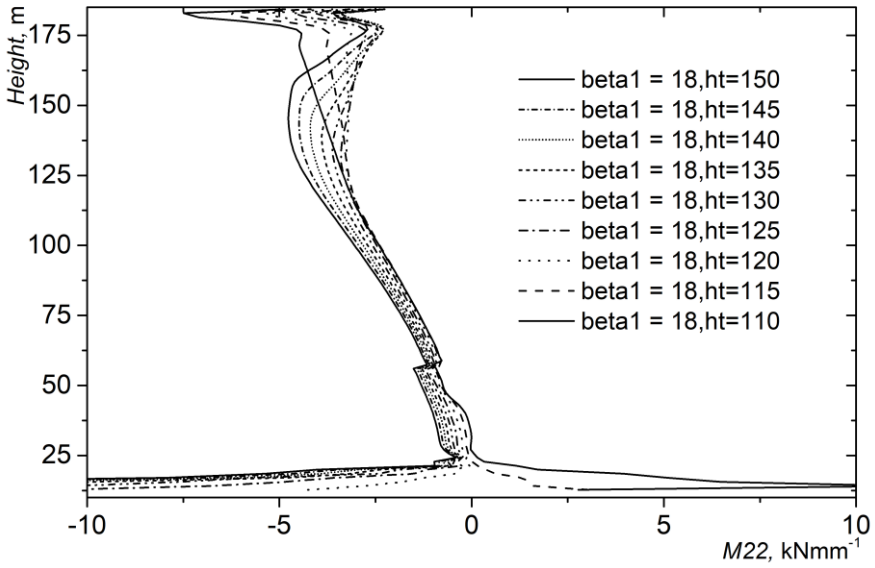


Obr. 4.38 *Porovnání N22 s výškou hrdla 135 m.*



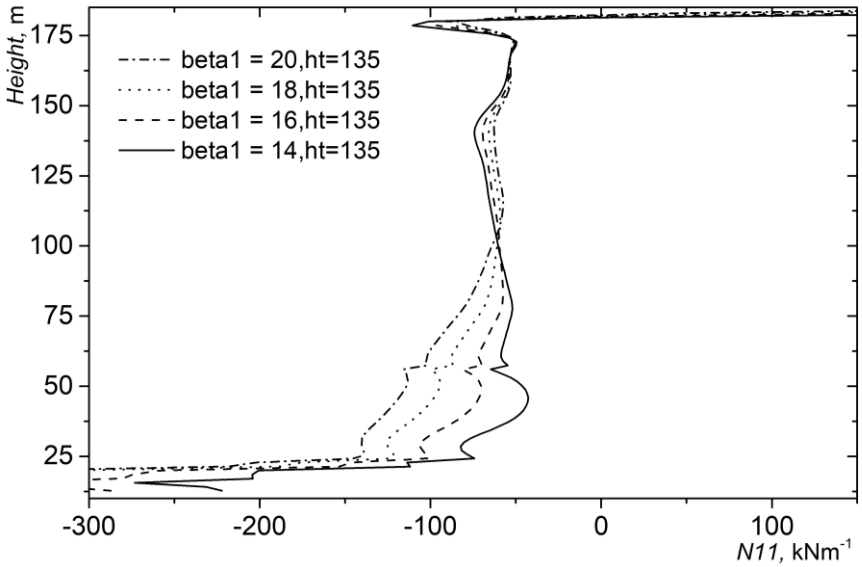
Obr. 4.39 *Porovnání maximálních tahových sil N22.*

Příslušné ohybové momenty pro úhel náběhu větru $\varphi = 0°$ můžeme vidět na Obr. 4.40. Z obrázku je patrný vliv výšky hrdla na velikost ohybových momentů. Ve spodní části pláště chladící věže je vliv výšky hrdla velmi malý. V horní části chladící věže s narůstající výškou hrdla chladící věže ohybový moment roste. Vzhledem k tlačenému průřezu v horní části chladící věže je nárůst ohybového momentu vzhledem ke spotřebě betonářské výztuže nevýznamný (Obr. 4.37).



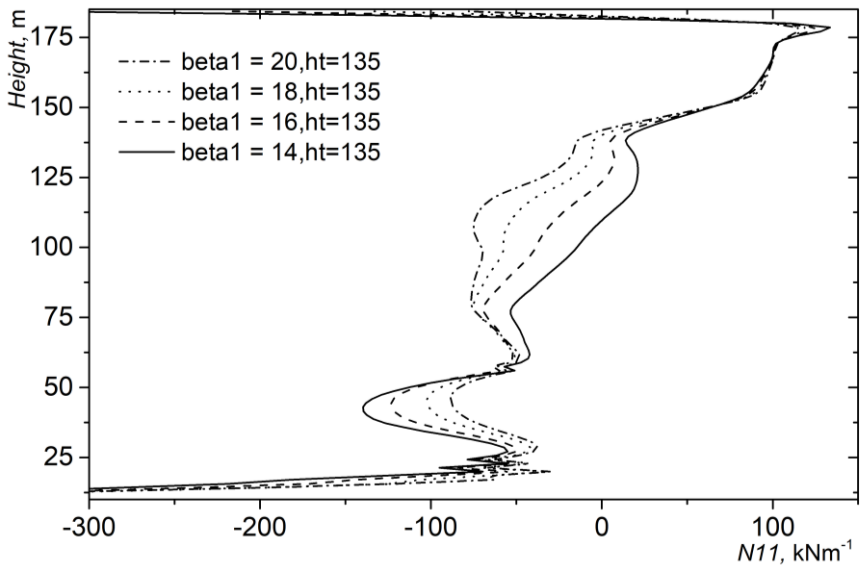
Obr. 4.40 *Porovnání M22 s* $\beta_1 = 18°$.

Vlivem snížení vertikální tahové síly, při zvýšení úhlu β_1 dochází zároveň ke zvětšení tlakových sil v horizontálním směru, Obr. 4.41. Tyto síly jsou však tlakové a nemají vliv na spotřebu betonářské výztuže ve vodorovném směru.

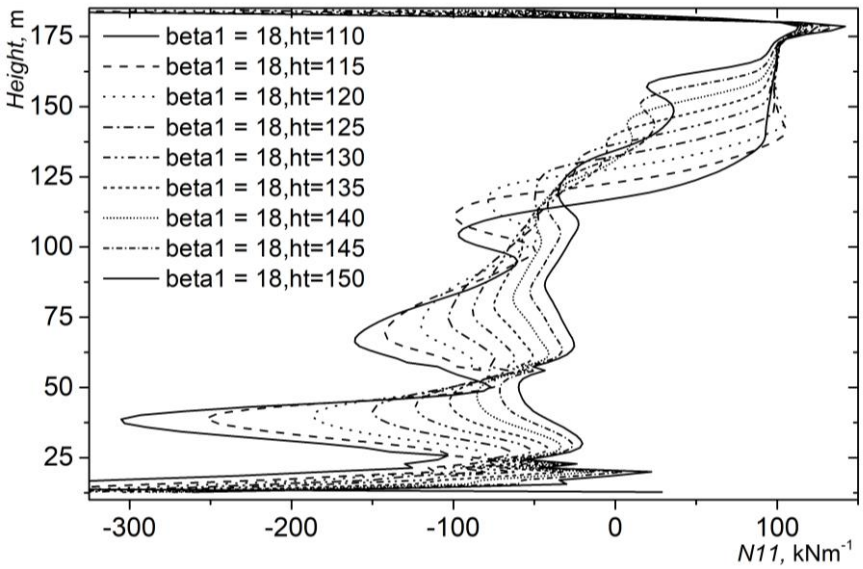


Obr. 4.41 *Porovnání N11 s výškou hrdla 135 m.*

Spotřeba betonářské výztuže v horizontálním směru je dána tahovými silami v místě maximálního sání, tedy pro úhle zhruba $\varphi = 70°$. Na Obr. 4.42 můžeme vidět horizontální síly N11. Vliv úhlu pláště ve spodní části β_1 hraje velice významnou roli. Úhel β_1 nemá vliv na tahové namáhání v horní části chladící věže. Ve spodní a střední části chladící věže je již význam toho sklonu výraznější, ale pro všechny úhly β_1 je toto namáhání tlakové. Nejvýznamnější vliv na velikost tahových sil N11 má však výška hrdla, což je zobrazeno na Obr. 4.43. Kdy s rostoucí výškou hrdla se zmenšuje oblast tahů.



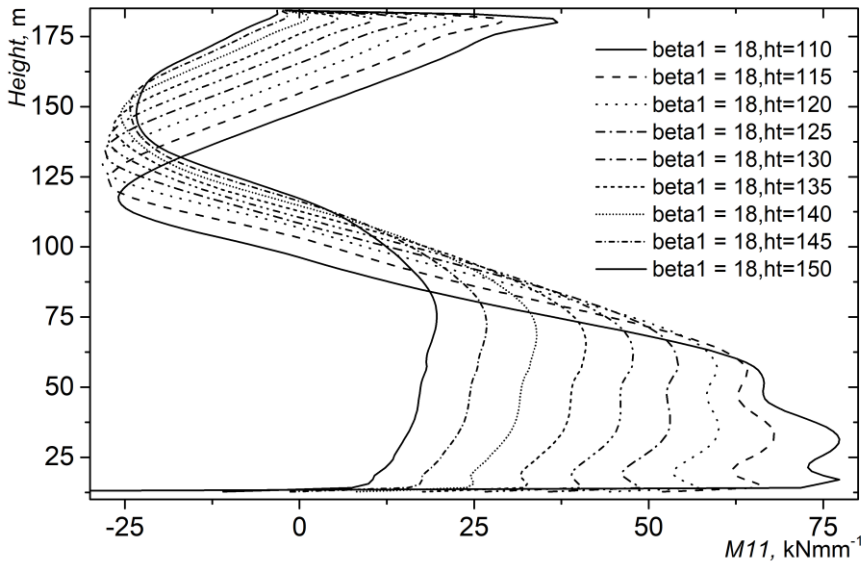
Obr. 4.42 *Porovnání N11 s výškou hrdla 135 m.*



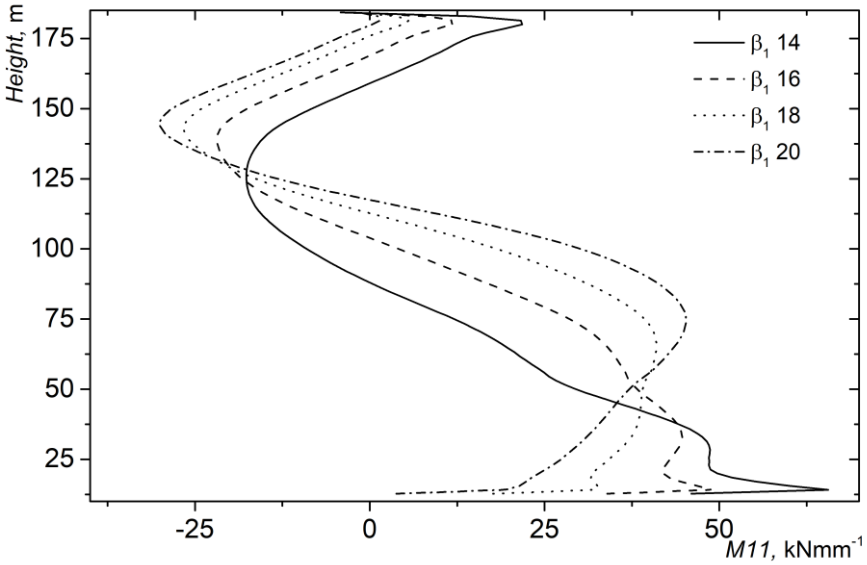
Obr. 4.43 *Porovnání N11 s úhlem* $\beta_1 = 18°$.

Na Obr. 4.44 jsou zobrazeny obvodové momenty M11 v závislosti na výšce hrdla a úhlem pláště chladící věže $\beta_1 = 18°$. Se vzrůstající výškou hrdla chladící věže dochází ke snížení hodnoty momentů ve spodní polovině pláště chladící věže. Zároveň dochází k posunu minimálního momentu M11, který se vrůstající polohou hrdla se posouvá vzhůru. Obr. 4.45 ukazuje vliv spodního úhlu β_1 na velikost obvodového momentu M11. Ve spodní části chladící věže se vzrůstajícím úhlem β_1 dochází k posunu momentu M11 směrem vzhůru. Pro úhel 18° je moment M11 nejmenší ve spodní části pláště. V horní části pláště dochází k poklesu obvodových momentů s poklesem úhlu β_1. Zároveň se

vzrůstající sklonem pláště se posouvá maximum záporného momentu směrem vzhůru.



Obr. 4.44 *Porovnání M11 s úhlem* $\beta_1 = 18°$.

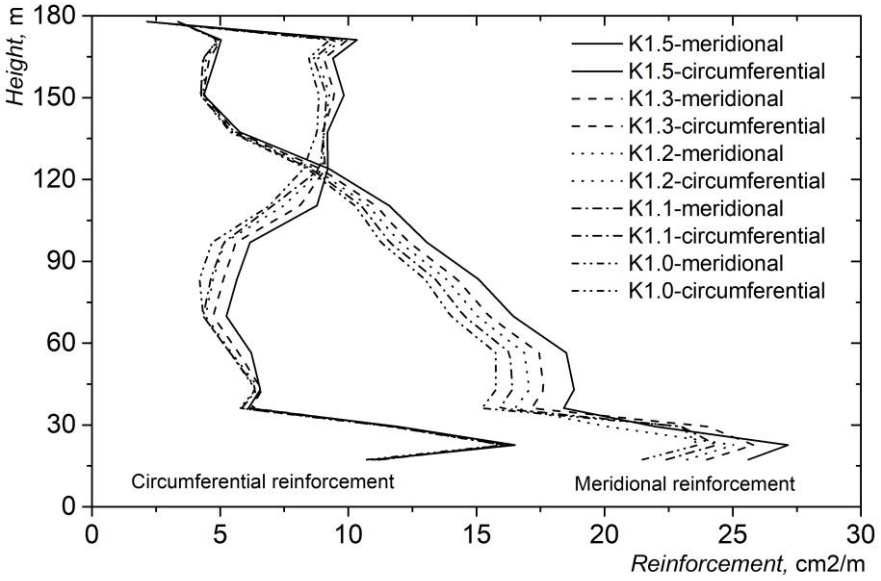


Obr. 4.45 *Porovnání M11 s výškou hrdla 135 m.*

Na základě výše uvedených výsledků se jako optimální tvar jeví vyšší hodnoty úhlu β_1 v tomto případě 18°, vyšší hodnoty již nesplňují okrajové podmínky. Pro tento úhel β_1 je pak ideální výška hrdla 135 m. Tyto hodnoty jsou vhodné především s ohledem na namáhán konstrukce a tím i s ohledem na její trvanlivost.

Tyto parametry geometrie byly dále použity pro porovnání vlivu větrných žeber na spotřebu betonářské výztuže. Dále byl pro porovnání kalkulován i model s parametry pro maximální stabilitu chladící věže, tedy $\beta_1 = 14°$ a výška hrdla $h_{throat} = 135\ m$. Oba modely byly zatíženy větrem při použití různých tvarových součinitelů (viz Obr. 3.19) v závislosti na četnosti větrných žeber. Taktéž byla aplikována další zatížení popsaná v Kap. 3.6.2. Jednotlivé kombinace zatížení byly kalkulovány dle evropských norem (EN 1990, 2002). Pro vytvořené kombinace zatížení pak byla vypočtena staticky minimálně nutná plocha a hmotnost výztuže.

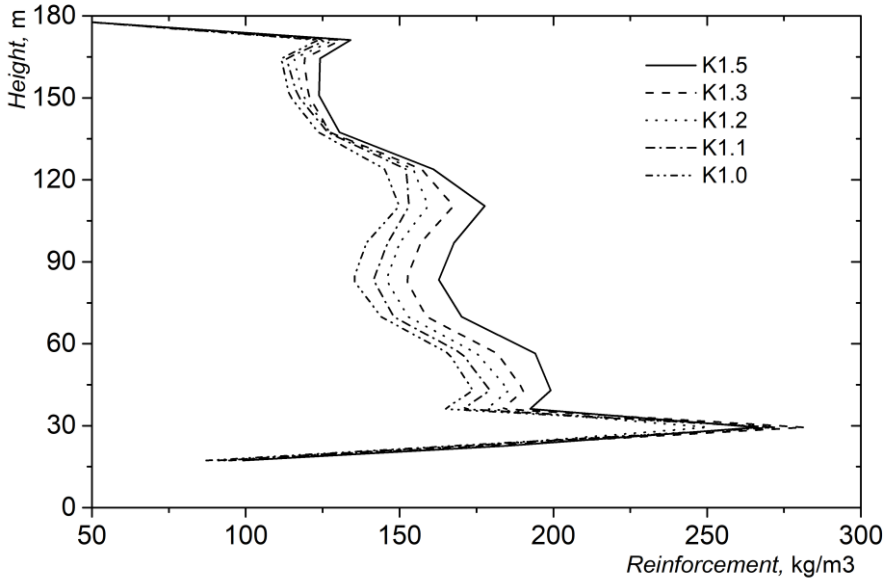
Na Obr. 4.46 můžeme vidět staticky nutnou výztuž pro chladící věž s výškou hrdla 135 m a úhlem $\beta_1 = 18°$. Je zde patrné, že největší spotřeba nutné betonářské výztuže je ve spodní části chladící věže, a především ve svislém směru. Spotřeba je dána tahovými silami na návětrné straně chladící věže (Obr. 4.37). V horní části chladící věže je spotřeba také dána horizontálními tahovými silami.



Obr. 4.46 *Staticky minimálně nutná plocha výztuže při* $\beta_1 = 18°$.

Obr. 4.47 zobrazuje celkovou staticky nutnou výztuž po výšce chladící věže. Zde hlavní roli hraje vliv větrných žeber na spotřebu v jednotlivých úrovních. V nejspodnější části chladící věže je spotřeba dána především velkými ohybovými momenty od přenosu sil ze sloupů. Na křivkách spotřeby výztuže

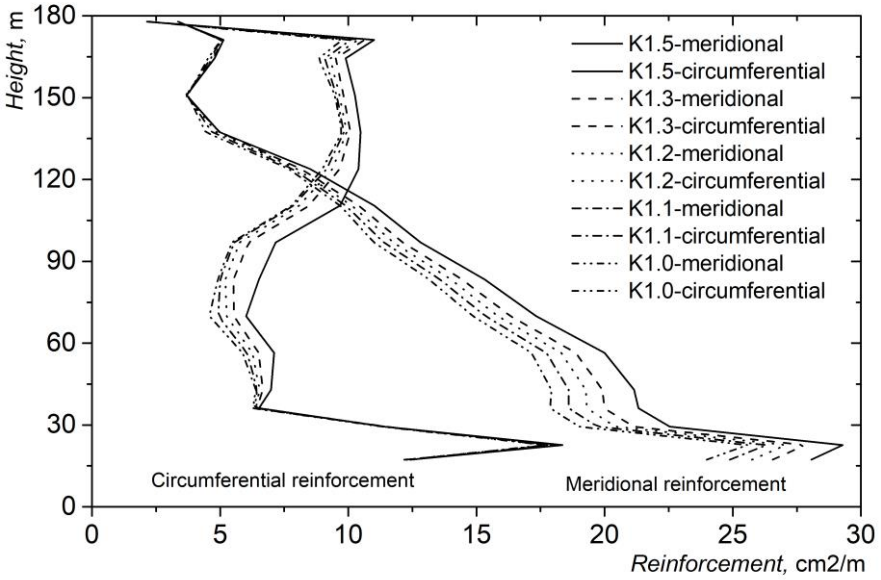
v jednotlivých úrovních jsou poměrně patrná místa změny tloušťky skořepiny chladící věže.



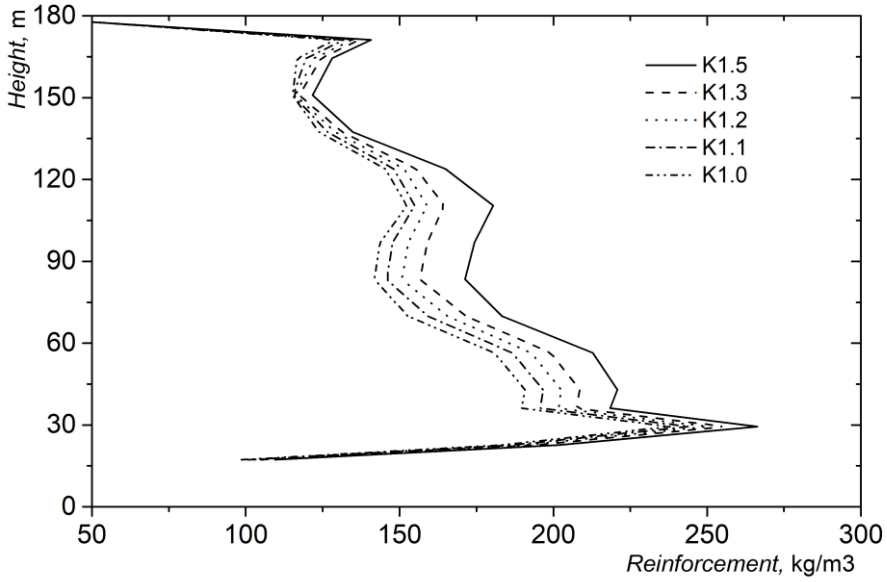
Obr. 4.47 *Staticky minimálně nutná hmotnost výztuže při* $\beta_1 = 18°$.

Obr. 4.48 ukazuje minimálně staticky nutnou plochu výztuže pro druhou geometrii chladící věže. Tato věž má větší stabilitu proti boulení a úhel pláště ve spodní části $\beta_1 = 14°$. Ve spodní části chladící věže má svislá výztuž větší spotřebu, než tomu bylo u první geometrie s úhlem pláště $\beta_1 = 18°$. Tyto výsledky korespondují s obrázkem Obr. 4.38. Taktéž je patrný vliv meridionálních větrných žeber, který je pro svislou výztuž velmi dominantní ve spodních částech chladící věže a s výškou lehce klesá.

Celkovou spotřebu v jednotlivých úrovních chladící věže můžeme vidět na Obr. 4.49. S rostoucí výškou řezu vliv meridionálních žeber postupně klesá. Největší spotřeba betonářské výztuže je ve spodní části chladící věže, která je dána svislou výztuží. Je nutné upřesnit, že modelovaná úloha má vetknuté sloupy do podloží, což ovlivňuje spotřebu vertikální výztuže a má vliv na svislé tahy ve skořepině chladící věže.

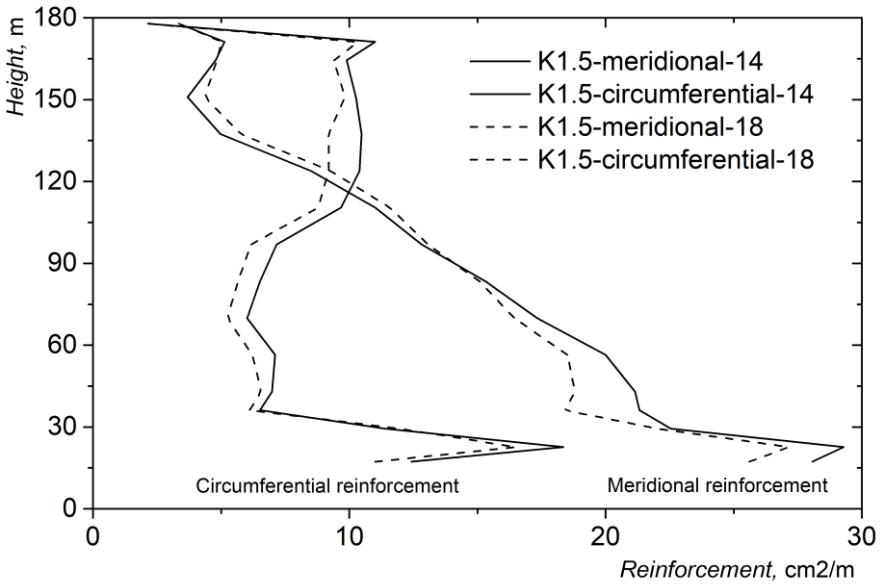


Obr. 4.48 *Staticky minimálně nutná plocha výztuže při* $\beta_1 = 14°$.



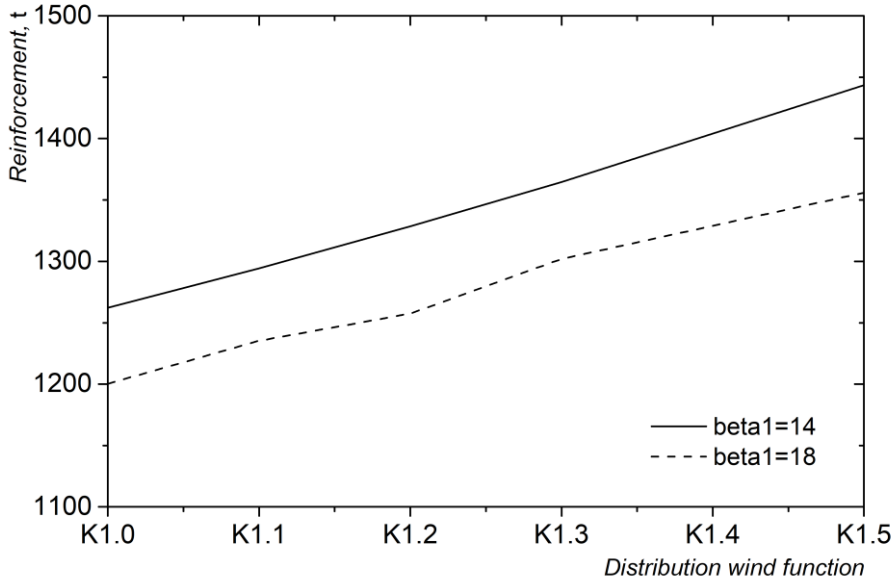
Obr. 4.49 *Staticky minimálně nutná hmotnost výztuže při* $\beta_1 = 14°$.

Porovnání staticky nutné plochy výztuže pro hladkou chladící věž (křivka K1.5 dle (VGB BTR, 2017)) pro různé úhly β_1 můžeme vidět na obrázku Obr. 4.50. Vyztužení ve svislém směru je ve spodní části chladící věže menší pro chladící věž s úhlem $\beta_1 = 18°$. Naopak v horní části chladící věže je tomu naopak. Staticky nutná plocha v horizontálním směru je po celé výšce nižší při úhlu pláště $\beta_1 = 18°$.

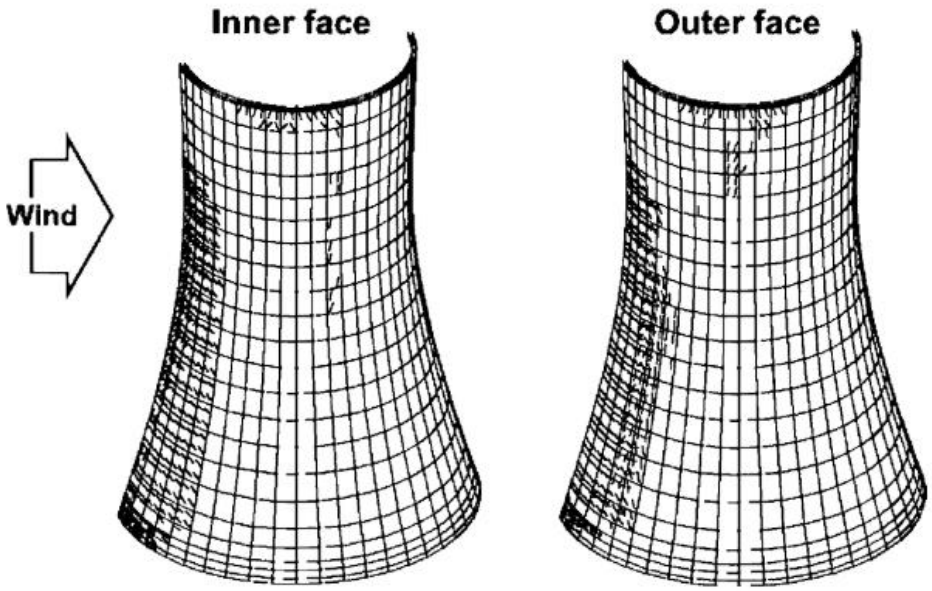


Obr. 4.50 *Staticky minimálně nutná plocha výztuže pro hladkou chladící věž (křivka - K1.5).*

Na Obr. 4.51 jsou zobrazeny celkové kubatury minimálně nutné výztuže modelované chladící věže. Při změně křivky zatížení větrem, tedy zvýšením drsnosti pláště chladící věže dochází ke snížení množství výztuže cca o 3 % s každým stupněm drsnosti. Lze tedy změnou pláště z hladkého na zdrsněný žebry uspořit okolo 13 % betonářské výztuže, což činí více než 160 t. Dále je viditelný rozdíl při použití nižšího úhlu sklonu pláště β_1 ve spodní části chladící věže. V tomto případě tato změna znamená zvýšení množství výztuže o 5 %. Pro hladký plášť chladící věže, tedy křivku zatížení K1.5 činí rozdíl v hmotnosti výztuže 88 t. Závislost spotřeby minimálně nutné výztuže na drsnosti pláště je dle Obr. 4.51 lineární. Je však nutné poznamenat, že ačkoliv vliv sklonu pláště β_1 má procentuálně malý význam na spotřebu výztuže, tak má velký vliv na trvanlivost konstrukce. Velkost trhlin a jejich iniciace je dána především zatížením větrem a tahovými silami v meridionálním směru. Tahové síly N22, jak bylo ukázáno na Obr. 4.38, jsou více než 1,7x větší mezi úhly sklonu pláště $\beta_1 = 14°$ a $\beta_1 = 18°$. Toto koresponduje s výsledky Busche (Busch *et al.*, 2002), který zkoumal optimalizaci tvaru a chování nejvyšší chladící věže v Německu, která je vysoká 200 m. Na Obr. 4.52 jsou znázorněny modelované trhliny v betonové konstrukci, které jsou především vodorovné vzniklé svislými tahovými silami indukovanými větrem (Busch *et al.*, 2002).



Obr. 4.51 *Porovnání celkové staticky nutné hmotnosti výztuže*



Obr. 4.52 *Trhliny vniklé při zatížení větrem vypočtené Buschem* (Busch *et al.*, 2002)

5 Závěr

Disertační práce přispívá k poznání proudění okolo válce zdrsněného větrnými žebry, přičemž největší důraz je kladen na rozložení tvarového součinitele větru. Pro samotné simulace byly použity různé RANS a LES turbulentní modely ($k-\varepsilon\, realizable$, $k-\varepsilon\, standart$, SST) a různé stěnové funkce (standartní stěnová funkce, vylepšená stěnová funkce či škálovatelné stěnová funkce). Optimalizací bylo zjištěno, že model $k-\varepsilon\, realizable$ se škálovanou stěnovou funkcí se jeví jako ideální.

Stěžejní část této práce byla zaměřena na parametrickou studii vlivu větrných žeber na vnějším povrchu válce. Samotná studie využívá dvě různé výšky větrných žeber a čtveřici různých tvarů. Analýzy byly provedeny jak pro 2D modely tak i pro komplexní 3D model zahrnující vliv technologie a proudění uvnitř chladící věže. Velikost maximálního sání je velmi citlivá na samotný tvar žeber, kdy se zvětšováním úhlu $\propto$ účinnost žeber klesá. V neposlední řadě se ukázal jako velmi důležitý parametr i poměr výšky žeber k průměru válce. Výsledky ukázaly, že plošné CFD modely mohou účinně předpovídat rozdělení tlaků kolem válce. Výsledky 2D analýz vykazují vyšší hodnotu maximálního sání ve srovnání s experimentálně naměřenými hodnotami. Což je způsobeno nižší hodnotou intenzity turbulencí, která byla ve výpočtech nastavena na 5 %. Normami uvažovaná intenzita turbulencí se pohybuje v rozmezí 10 až 20 %. Dále tato nepřesnost může být způsobena zanedbáním vzniku Strouhalovy vírové stezky a řešení problematiky obtékání nekonečného válce jako ustálené proudění. Výsledky ustáleného proudění zcela korespondují s měřením in-situ. Studie naznačuje, že účinnost meridionálních větrných žeber je zachována, i když úhel náběhu žeber je snížen. Stejné snížení maximálního sání po stranách pláště chladicí věže bylo vypočítáno pro úhly náběhu žeber 90 °, 75 ° a 60 °. Toto zjištění má velký vliv na provádění větrných žeber, především pro jejich odbedňování.

Byl také představen koncept modelování meridionálních větrných žeber pomocí K_s. Vztah pro K_s je však je nutné kalibrovat s měřením na skutečné chladící věži či na podrobném 3D modelu chladící věže. Tato modelovací

technika byla ověřena na zmenšeném modelu chladící věže a porovnána s laboratorními měřeními provedenými ve větrném tunelu. Vypočtená data korespondují s experimenty.

Pro návrh a optimalizaci tvaru chladící věže byl vytvořen skript v programovacím jazyku APDL. Jako geometrická předloha byla použita chladící věž v polském Opole. Sérií výpočtů byly optimalizovány geometrické parametry rotačního hyperboloidu, jako jsou výšky hrdla a sklony horní a dolní části hyperbol. Rovněž byla vypočtena staticky nutná spotřeba výztuže a porovnána pro dvě rozdílné geometrie chladící věže. Velký důraz byl kladen i na vliv drsnosti pláště a ovlivnění velikosti zatížení větrem. Zdrsněním pláště lze dosáhnout úspory měkké výztuže až 13 % v závislosti na míře zdrsnění.

Tato práce demonstruje náročnost analýz proudění vzduchu kolem nevšedních staveb jako jsou chladící věže. Studie zaměřená na optimalizaci tvaru meridionálních větrných žeber patří mezi první svého druhu. Navazující výzkum by se měl zabývat vlivem odtrhových pásků na Kármánovu vírovou stezku a možné interference skupiny chladících věží.

6 Literatura

Achenbach, E. (1968) „Distribution of local pressure and skin friction around a circular cylinder in cross-flow up to Re = 5 × 10 6", *Journal of Fluid Mechanics*. Cambridge University Press, 34(4), s. 625–639. doi: 10.1017/S0022112068002120.

Achenbach, E. (1971) „Influence of surface roughness on the cross-flow around a circular cylinder", *Journal of Fluid Mechanics*, 46(2), s. 321–335. doi: 10.1017/S0022112071000569.

Achenbach, E. (1977) „The effect of surface roughness on the heat transfer from a circular cylinder to the cross flow of air", *International Journal of Heat and Mass Transfer*. Pergamon, 20(4), s. 359–369. doi: 10.1016/0017-9310(77)90157-0.

Al-Waked, R. a Behnia, M. (2004) „The performance of natural draft dry cooling towers under crosswind: CFD study", *International Journal of Energy Research*, 28(2), s. 147–161. doi: 10.1002/er.958.

Al-Waked, R. a Behnia, M. (2006) „CFD simulation of wet cooling towers", *Applied Thermal Engineering*, 26(4), s. 382–395. doi: 10.1016/j.applthermaleng.2005.06.018.

Al-Waked, R. a Behnia, M. (2007) „Enhancing performance of wet cooling towers", *Energy Conversion and Management*, 48(10), s. 2638–2648. doi: 10.1016/j.enconman.2007.04.018.

Alberti, L. T. (2006) „Flow around cylindrical towers: the stabilising role of vertical ribs", (December).

Ammann, O. H., von Karman, T. a Woodruff, G. B. (1941) *The failure of the Tacoma Narrows Bridge*. Washington.

„ANSYS Fluent Theory Guide" (2013), s. 814.

Buresti, G. (1981) „The effect of surface roughness on the flow regime around circular cylinders", *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*. Elsevier, 8(1–2), s. 105–114. doi: 10.1016/0167-6105(81)90011-8.

Busch, D. *et al.* (2002) „New natural draft cooling tower of 200 m of height", *Engineering Structures*, 24(12), s. 1509–1521. doi: 10.1016/S0141-0296(02)00082-2.

Castiau, T. (1998) „Tower on meridional supports : is it really the solution ?", 20(10), s. 868–873.

Catalano, P. *et al.* (2003) „Numerical simulation of the flow around a circular cylinder at high Reynolds numbers", *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 24(4), s. 463–469. doi: 10.1016/S0142-727X(03)00061-4.

Cengel, Y. A. a Cimbal, J. M. (2018) *Fluid Mechanics, Fundamentals and Applications*. 4. vyd. New York: MCGraw-Hill Education.

Cheng, X. X. *et al.* (2017) „Wind effects on rough-walled and smooth-walled

large cooling towers", *Advances in Structural Engineering*, 20(6), s. 843–864. doi: 10.1177/1369433216664354.

Cheng, X.X. *et al.* (2019) „External extreme wind pressure distribution for the structural design of cooling towers", *Engineering Structures*. Elsevier, 181, s. 336–353. doi: 10.1016/J.ENGSTRUCT.2018.12.038.

Cheng, X X *et al.* (2019) „Wind-induced internal pressures on large cooling towers", (June). doi: 10.1177/1369433219861727.

Cincotta, J., Jones, G. W. a Walker, R. (1969) *Aerodynamic forces on a stationary and oscillating circular cylinder at high Reynolds numbers*. Washington.

Claude Storm, H. (2010) „CFD investigation of flow in and around a natural draft cooling tower".

Crasto, G. (2007) *Numerical simulations of the atmospheric boundary layer*. Università degli Studi di Cagliari.

Davenport, A. G. (1975) „Tall buildings—an anatomy of wind risk", in.

Duarte Ribeiro, J. (1991) „Effects of surface roughness on the two-dimensional flow past circular cylinders I: mean forces and pressures", *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*. Elsevier, 37(3), s. 299–309. doi: 10.1016/0167-6105(91)90014-N.

EN 1990 (2002) *Eurocode: Basis of structural design*.

EN 1991-1-4 (2007) *Eurocode 1: Action on structures - Part 1-4: General actions - Wind loads*.

Epifanov, V. M. (2011) *BOUNDARY LAYER*. doi: 10.1615/AtoZ.b.boundary_layer.

Farell, C. a Arroyave, J. (1990) „On uniform flow around rough circular cylinders at critical Reynolds numbers", *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*. Elsevier, 36, s. 621–631. doi: 10.1016/0167-6105(90)90344-C.

Farell, C., Maisch, F. a Guven, O. (1976) „Mean Wind Loading on Rough-Walled Cooling Towers", in.

Ferziger, J. H. a Perić, M. (2002) *Computational Methods for Fluid Dynamics*. 3. vyd. Springer-Verlag Berlin Heidelberg. doi: 10.1007/978-3-642-56026-2.

Goudarzi, M. A. a Sabbagh-Yazdi, S. R. (2008) „Modeling wind ribs effects for numerical simulation external pressure load on a cooling tower of KAZERUN power plant-IRAN", *Wind and Structures, An International Journal*, 11(6), s. 479–496. doi: 10.12989/was.2008.11.6.479.

Goudarzi, M. a Mastorakis, N. E. (2008) „Solution of Internal and External Wind Induced Pressure for a Single Cooling Tower in KAZERUN Power Plant (IRAN)", s. 29–34.

Gould, P. L., Krätzig, W. B. a Chirarattananon, S. (1998) „Cooling tower structures", in *Handbook of Structural Engineering*. doi: 10.1017/CBO9781107415324.004.

Güven, O., Farell, C. a Patel, V. C. (1975) „Surface-roughness effects on the mean flow past circular cylinders", *Journal of Fluid Mechanics*. Cambridge University Press, 98(4), s. 673–701. doi: 10.1017/S0022112080000341.

Harlow, F. H. a Welch, J. E. (1965) „Numerical Calculation of Time-Dependent Viscous Incompressible Flow of Fluid with Free Surface", *Physics of Fluids*, 8(12), s. 2182–2189. doi: 10.1063/1.1761178.

Kozubková, M. (2008) *Modelování proudění tekutin; Fluent, CFX*.

Krajnović, S. (2011) „Flow around a tall finite cylinder explored by large eddy simulation", *Journal of Fluid Mechanics*. Cambridge University Press, 676, s. 294–317. doi: 10.1017/S0022112011000450.

Krätzig, W. B. a Sanal, Z. (1992) „Detuning of wind-induced vibrations of cooling tower shells", *Journal of Wind Engineering*, 44, s. 1041–1052. doi: 10.1016/S0167-6105(13)00239-0.

Kröger, D. G. (2004) *Air-Cooled Heat Exchangers and Cooling Towers: Thermal-Flow Performance Evaluation and Design*. PennWell Corp.; Illustrated edition.

Lu, Y. *et al.* (2013) „Windbreak walls reverse the negative effect of crosswind in short natural draft dry cooling towers into a performance enhancement", *International Journal of Heat and Mass Transfer*. Pergamon, 63, s. 162–170. doi: 10.1016/J.IJHEATMASSTRANSFER.2013.03.075.

Lupi, F., Borri, C., Niemann, H. J., *et al.* (2013) „A new aerodynamic phenomenon and its effects on the design of ultra-high cylindrical towers", *Proceedings of the 8th Asia-Pacific Conference on Wind Engineering, APCWE 2013*, s. 184–192. doi: 10.3850/978-981-07-8012-8_240.

Lupi, F., Borri, C., Niemann, H.-J., *et al.* (2013) „Solar Updraft Power plants: A new aerodynamic phenomenon in the design of ultra-high towers".

Majumdar, S. a Rodi, W. (1989) „Three-dimensional computation of flow past cylindrical structures and model cooling towers", *Building and Environment*. Pergamon, 24(1), s. 3–22. doi: 10.1016/0360-1323(89)90012-7.

Moukalled, F. a Mangani, L. (nedatováno) *The Finite Volume Method in Computational Fluid Dynamics An Advanced Introduction with*.

Murakami, S. (1998) „Overview of turbulence models applied in CWE–1997", *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*. Elsevier, 74–76, s. 1–24. doi: 10.1016/S0167-6105(98)00004-X.

Murakami, S. a Mochida, A. (1995) „On turbulent vortex shedding flow past 2D square cylinder predicted by CFD", *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*. Elsevier, 54–55, s. 191–211. doi: 10.1016/0167-6105(94)00043-D.

Nakamura, Y. a Tomonari, Y. (1982) „The effects of surface roughness on the flow past circular cylinders at high Reynolds numbers", *Journal of Fluid Mechanics*. Cambridge University Press, 123, s. 363–378. doi: 10.1017/S0022112082003103.

Niemann, H.-J. (1971) *Zur stationären Windbelastung rotationssymmetrischer Bauwerke im Bereich transkritischer Reynoldszahlen*. Ruhr-Univ. Bochum, Inst. für Konstruktiven Ingenieurbau.

Niemann, H.-J. a Hölscher, N. (1990) „A review of recent experiments on the flow

past circular cylinders", *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*. Elsevier, 33(1–2), s. 197–209. doi: 10.1016/0167-6105(90)90035-B.

Niemann, H.-J. a Ruhwedel, J. (1980) „Full-scale and model tests on wind-induced, static and dynamic stresses in cooling tower shells", *Engineering Structures*. Elsevier, 2(2), s. 81–89. doi: 10.1016/0141-0296(80)90034-6.

Niemann, H. J. a Hölscher, N. (1987) „Some aspects about the flow around a surface-mounted circular cylinder in turbulent shear flows", in *6tb Symposium on Turbulent Shear Flows*. Toulouse.

Orlando, M. (2001) „Wind-induced interference effects on two adjacent cooling towers", *Engineering Structures*. Elsevier, 23(8), s. 979–992. doi: 10.1016/S0141-0296(00)00110-3.

Park, C. a Lee, S. (2002) „Flow structure around a fnite circular cylinder embedded in various atmospheric boundary layers", 30, s. 197–215.

Pirner, M. (1982) „Wind pressure fluctuations on a cooling tower", *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*. Elsevier, 10(3), s. 343–360. doi: 10.1016/0167-6105(82)90006-X.

Pirner, M. (1990) *Aeroelasticity of cylinder loaded by the air stream*. 1. edition. Editoval F. Lávička. Praha: Academia.

Pirner, M. a Fischer, O. (2003) *Zatížení staveb větrem*. Informační centrum ČKAIT.

Prandtl, L. (1904) „Über Flüssigkeitsbewegung bei sehr kleiner Reibung", in *Verhandlungen d. III. Internat. Math. Kongr. Heidelberg*. B. G. Teubner, Leipzig, s. 485–491.

du Preez, A. F. a Kröger, D. G. (1993) „Effect of wind on performance of a dry-cooling tower", *Heat Recovery Systems and CHP*. Pergamon, 13(2), s. 139–146. doi: 10.1016/0890-4332(93)90033-R.

Roshko, A. (1961) „Experiments on the flow past a circular cylinder at very high Reynolds number", *J. Fluid Mech*, (1924), s. 345–356. doi: 10.1017/S0022112061000950.

Rostamy, N. *et al.* (2012) „Local flow field of a surface-mounted finite circular cylinder", *Journal of Fluids and Structures*. Elsevier, 34, s. 105–122. doi: 10.1016/j.jfluidstructs.2012.04.014.

Salvatori, S. *et al.* (2013) „simulations on a Solar Updraft Tower on the basis of Criaciv' experiments". Personal communication, unpublished.

Schewe, G. (1983) „On the force fluctuations acting on a circular cylinder in crossflow from subcritical up to transcritical Reynolds numbers", *Journal of Fluid Mechanics*, 133(1983), s. 265–285. doi: 10.1017/S0022112083001913.

Schlichting, H. (2017) *Boundary-Layer Theory*. 9. vyd. Editoval K. Gersten. Berlin: Springer-Verlag Berlin Heidelberg. doi: 10.1007/978-3-662-52919-5.

Shellard, H. C. (1967) „Collapse of cooling towers in a gale, ferrybridge, november 1965", *Weather*, 22(November), s. 232–240. doi: 10.1002/j.1477-

8696.1967.tb02927.x.

Simiu, E. a Scanlan, R. H. (1996) *Wind effects on structures : fundamentals and applications to design*. 3rd ed. New York: New York : John Wiley, 1996.

Sollenberger, N. J. a Scanlan, R. H. (1974) „Pressure-differnce measurements across the shell of a full-scale natural draft cooling tower.", in *Proccedings of the symposium on full-scale measurements of wind effects*. Canada: University of Western Ontario.

Stull, R. B. (1988) *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*. Springer, Dordrecht. doi: https://doi.org/10.1007/978-94-009-3027-8.

Su, M. D., Tang, G. F. a Fu, S. (1999) „Numerical simulation of fluid flow and thermal performance of a dry-cooling tower under cross wind condition", *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 79(3), s. 289–306. doi: 10.1016/S0167-6105(98)00121-4.

Tennekes, H. (1982) *Atmospheric Turbulence and Air Pollution Modelling*. Editoval F. T. Nieuwstadt a H. Van Dop. Springer Netherlands. doi: 10.1007/978-94-010-9112-1.

Tien-fun Sun a Liang-mao Zhou (1983a) „Wind pressure distribution around a ribless hyperbolic cooling tower", *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*. Elsevier, 14(1–3), s. 181–192. doi: 10.1016/0167-6105(83)90021-1.

Tien-fun Sun a Liang-mao Zhou (1983b) „Wind pressure distribution around a ribless hyperbolic cooling tower", *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*. Elsevier, 14(1–3), s. 181–192. doi: 10.1016/0167-6105(83)90021-1.

Troen, I. a Petersen, E. L. (1989) *European wind atlas*. Roskilde. Dostupné z: http://lib.ugent.be/catalog/rug01:002518975.

Uematsu, Y. a Yamada, M. (1994) „Aerodynamic forces on circular cylinders of finite height", *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*. Elsevier, 51(2), s. 249–265. doi: 10.1016/0167-6105(94)90007-8.

Uematsu, Y. a Yamada, M. (1995) „Effects of aspect ratio and surface roughness on the time-averaged aerodynamic forces on cantilevered circular cylinders at high Reynolds numbers", *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*. Elsevier, 54–55, s. 301–312. doi: 10.1016/0167-6105(94)00049-J.

Versteeg, H. a Malalasekera, W. (2018) *An introduction to computational fluid dynamics : the finite volume method / H. K. Versteeg and W. Malalasekera.*, *SERBIULA (sistema Librum 2.0)*.

VGB BTR (2017) „Structural Design of Cooling Towers". VGB PowerTech Service GmbH.

Warschauer, K. A. a Leene, J. A. (1971) „Experiments on mean and fluctuating pressures of circular cylinders at cross flow at very high Reynolds numbers", in *International Conference on WInd Effects on Buldings and Structures*. Tokyo, s. 305–315.

Wei, Q. *et al.* (1995) „A study of the unfavorable effects of wind on the cooling efficiency of dry cooling towers", *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 54–55, s. 633–643. doi: https://doi.org/10.1016/0167-6105(94)00078-R.

Yang, L. J., Wu, X. P., *et al.* (2013) „Dimensional characteristics of wind effects on the performance of indirect dry cooling system with vertically arranged heat exchanger bundles", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 67, s. 853–866. doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2013.08.085.

Yang, L. J., Chen, L., *et al.* (2013) „Effects of ambient winds on the thermo-flow performances of indirect dry cooling system in a power plant", *International Journal of Thermal Sciences*, 64, s. 178–187. doi: https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2012.08.010.

Zdravkovich, M. M. (1997) *Flow around Circular Cylinders; Volume 1. Fundamentals*, *Journal of Fluid Mechanics*. Cambridge University Press.

Zhao, L. *et al.* (2012) „Investigation of Surface Roughness and its Influence to Flow Dynamic Characteristics of Hyperbolic Cooling Tower", *ISCT 2012 6th International Symposium on Cooling Towers*. Cologne, Germany, s. 191–198.

Zhao, L., Ge, Y. a Kareem, A. (2017) „Fluctuating wind pressure distribution around full-scale cooling towers", *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*. Elsevier, 165, s. 34–45. doi: 10.1016/J.JWEIA.2017.02.016.

7 Seznam obrázků

Obr. 1.1 Rychlost vzduchu (upraveno podle (Pirner a Fischer, 2003)). 14
Obr. 1.2 Poměr fluktuační složky ke střední rychlosti proudění vzduchu, pro kategorii terénu III dle EN 1991-1-4 (EN 1991-1-4, 2007). 16
Obr. 1.3 Narůstání mezní vrstvy na tenké desce (převzato z: https://www.thermopedia.com/content/595/) 16
Obr. 1.4 Mezní vrstvy (převzato z: https://su2code.github.io/tutorials/Transitional_Flat_Plate/). 17
Obr. 1.5 Podoblasti atmosférické mezní vrstvy (Crasto, 2007). 18
Obr. 1.6 Různé rychlostní profily v závislosti na terénu (Davenport, 1975). 19
Obr. 1.7 Rozdělení součinitele vnějšího tlaku pro válec. 21
Obr. 1.8 Režimy proudění v závislosti na součiniteli čelního odporu (Niemann a Hölscher, 1990) 24
Obr. 1.9 Narušení proudu vzduchu z chladící věže vlivem větru (Kröger, 2004). 25
Obr. 1.10 Větrná žebra na plášti chladící věže 25
Obr. 1.11 Efekt drsnosti pláště a) závislost efektivní drsnosti na Re b) vliv efektivní drsnosti na součinitel čelního odporu (Niemann a Hölscher, 1990). 26
Obr. 1.12 Vyztužení větrných žeber. 27
Obr. 1.13 Naměřená data Zhaa (Zhao et al., 2012). 32
Obr. 1.14 Cp distribuce a) Roshko (Roshko, 1961) b) Cincotta (Cincotta, Jones a Walker, 1969). 34
Obr. 1.15 Závislost C_{pb}-$C_{p,min}$ a C_D na vzrůstající drsnosti (Güven, Farell a Patel, 1975). 35
Obr. 1.16 Porovnání různých turbulentních modelů s experimentálně naměřenými daty (Catalano, 2003). 37
Obr. 1.17 Typické druhy uspořádání svazků u chladících věží (Kröger, 2004). 41
Obr. 1.18 Typické druhy uspořádání pro chladící věže (Kröger, 2004). 42
Obr. 1.19 Elektrárna Rugeley ve Velké Británii (Kröger, 2004). 42
Obr. 1.20 Posunutá síť 50

Obr. 1.21 Značení sousedních kontrolních objemů a společných hran (Ferziger a Perić, 2002).....51
Obr. 1.22 Typický kontrolní objem pro kartézskou 3D síť (Ferziger a Perić, 2002). 52
Obr. 1.23 Diagram algoritmu řešení (Kozubková, 2008).....55
Obr. 1.24 Iterace při numerickém výpočtu (Kozubková, 2008). 56
Obr. 1.25 Závislost sledovaných parametrů na počtu iterací.....57
Obr. 3.1 Geometrie chladící věže v Opole.....58
Obr. 3.2 Geometrie výpočetní oblasti a zadané okrajové podmínky. 60
Obr. 3.3 Detail výpočetní mřížky. 60
Obr. 3.4 Jemnost výpočetní sítě v okolí větrných žeber a samotné modelování v blízkosti obtékaného tělesa. 61
Obr. 3.5 Geometrické parametry větrných žeber. 61
Obr. 3.6 Model věže v měřítku 1:300 (Orlando, 2001). 64
Obr. 3.7 Síť konečných objemů. 65
Obr. 3.8 Modelování drsné stěny v programu ANSYS Fluent, posun logaritmického zákona („ANSYS Fluent Theory Guide", 2013). 66
Obr. 3.9 Tvar obtékané chladící věže. 70
Obr. 3.10 Geometrie 3D modelu. 71
Obr. 3.11 Detaily sítě konečných objemů.....72
Obr. 3.12 Profil rychlosti proudění vzduchu a turbulentní profil. 74
Obr. 3.13 Tlakové ztráty při proudění vzduchu chladící věží (Al-Waked a Behnia, 2006, 2007).....75
Obr. 3.14 Geometrie a okrajové podmínky. 77
Obr. 3.15 Síť konečných objemů.....77
Obr. 3.16 Základní parametry geometrie chladící věže.....78
Obr. 3.17 a) A – sloupy b) V – sloupy (Castiau, 1998) c) X -sloupy (Gould, Krätzig a Chirarattananon, 1998).....80
Obr. 3.18 Dynamický součinitel tvaru konstrukce chladící věže (VGB BTR, 2017). 82
Obr. 3.19 Součinitel vnějšího tlaku. 83
Obr. 3.20 Součinitel vnějšího tlaku (Gould, Krätzig a Chirarattananon, 1998)..84
Obr. 3.21 Vstupní geometrie chladící věže. 86

Obr. 3.22 Generovaný plášť chladící věže. 87
Obr. 3.23 Zadání tlouštěk pláště a průřezové parametry nohou chladící věže. 88
Obr. 4.1 Vliv kvality sítě na rozložení tlaků okolo válce. 90
Obr. 4.2 Rozložení hodnoty bezrozměrné veličiny $y+$ v závislosti na úhlu. 90
Obr. 4.3 Vliv použitého turbulentního modelu, k/a=0,0136 a průměru válce 85 m. 91
Obr. 4.4 *Rozložení součinitel tlaku pro různé úhly* $\propto$ *a výšku žeber* a $= 0{,}125$m 93
Obr. 4.5 Rozložení součinitel tlaku pro různé úhly pro různé poměry k/a a výšku žeber $a = 0{,}125m$. 94
Obr. 4.6 Minimum tvarového součinitele tlaku v závislosti na k/a. 95
Obr. 4.7 *Rozložení součinitel tlaku pro různé úhly* $\propto$ *a výšku žeber* a $= 0{,}050$ m. 96
Obr. 4.8 Sledované parametry obtékání drsného válce. 97
Obr. 4.9 Minimum tvarového součinitele tlaku v závislosti na k/a. 98
Obr. 4.10 Závislost součinitele čelného odporu na Re. 98
Obr. 4.11 Součinitel vnějšího tlaku pro $Re=1{,}68.10^8$ 99
Obr. 4.12 Porovnání součinitele vnějšího tlaku s výsledky měření. 100
Obr. 4.13 Rychlostí pole LES simulace. 101
Obr. 4.14 Rychlostí pole URANS simulace. 101
Obr. 4.15 Vliv drsnosti na součinitel tlaků okolo válce. 102
Obr. 4.16 Porovnání minima součinitele tlaku v závislosti na drsnosti. 103
Obr. 4.17 Tlaky na vnějším povrchu pláště a) hladký povrch b) drsný povrch. 104
Obr. 4.18 Součinitel tlaků v místě hrdla. 105
Obr. 4.19 Rychlost proudění a vířivost 107
Obr. 4.20 Součinitel vnějšího tlaku po výšce chladící věže pro k=0,050 m. 108
Obr. 4.21 Součinitel vnějšího tlaku po výšce chladící věže pro k=0,125 m. 109
Obr. 4.22 Součinitel vnějšího tlaku v místě hrdla a výšce žeber k=0,050 m. 110
Obr. 4.23 Součinitel vnějšího tlaku v místě hrdla a výšce žeber k=0,125 m. 110
Obr. 4.24 Vliv drsnosti na charakteristické parametry obtékání 112
Obr. 4.25 Tlaky na plášti chladící věže, turbulentní model $k-\epsilon\ realizable$ 114
Obr. 4.26 Tlaky na plášti chladící věže, turbulentní model $SST\ k-\omega$. 114

Obr. 4.27 Součinitel vnějšího tlaku po výšce chladící věže. 115
Obr. 4.28 Porovnání různých modelů v místě hrdla chladící věže (Roshko, 1961; Warschauer a Leene, 1971; Zdravkovich, 1997). 116
Obr. 4.29 Stabilita pro $\beta 1$=14°. 117
Obr. 4.30 Stabilita pro $hthroat$=135 m 118
Obr. 4.31 Stabilita pro $\beta 2$=1,75°. 118
Obr. 4.32 Vlastní frekvence $\beta 2$=1,75° 119
Obr. 4.33 Vlastní frekvence $\beta 1$=14°. 119
Obr. 4.34 Objem betonu pro $\beta 1$=14° 120
Obr. 4.35 Objem betonu pro $\beta 2$=1,75°. 121
Obr. 4.36 Objem betonu pro $hthroat$=135 m 121
Obr. 4.37 Hlavní meridionální normálové síly N22 pro různé $\beta 1$ a) $\beta 1 = 14°$, b) $\beta 1 = 16°$ a c) $\beta 1 = 18°$. 123
Obr. 4.38 Porovnání N22 s výškou hrdla 135 m 123
Obr. 4.39 Porovnání maximálních tahových sil N22. 124
Obr. 4.40 Porovnání M22 s $\beta 1 = 18°$. 125
Obr. 4.41 Porovnání N11 s výškou hrdla 135 m 125
Obr. 4.42 Porovnání N11 s výškou hrdla 135 m 126
Obr. 4.43 Porovnání N11 s úhlem $\beta 1 = 18°$. 126
Obr. 4.44 Porovnání M11 s úhlem $\beta 1 = 18°$ 127
Obr. 4.45 Porovnání M11 s výškou hrdla 135 m. 127
Obr. 4.46 Staticky minimálně nutná plocha výztuže při $\beta 1 = 18°$. 128
Obr. 4.47 Staticky minimálně nutná hmotnost výztuže při $\beta 1 = 18°$. 129
Obr. 4.48 Staticky minimálně nutná plocha výztuže při $\beta 1 = 14°$ 130
Obr. 4.49 Staticky minimálně nutná hmotnost výztuže při $\beta 1 = 14°$. 130
Obr. 4.50 Staticky minimálně nutná plocha výztuže pro hladkou chladící věž (křivka - K1.5). 131
Obr. 4.51 Porovnání celkové staticky nutné hmotnosti výztuže 132
Obr. 4.52 Trhliny vniklé při zatížení větrem vypočtené Buschem (Busch et al., 2002) 132

8 Seznam tabulek

Tab. 1.1 Ekvivalentní drsnosti terénu (Troen a Petersen, 1989). 20
Tab. 1.2 Označení oborů režimů obtékání (Schewe, 1983; Niemann a Hölscher, 1990). 23
Tab. 3.1 Geometrická specifikace zmenšeného modelu. 63
Tab. 3.2 Geometrické parametry chladící věže. 70
Tab. 3.3 Okrajové podmínky teplotního proudění. 74
Tab. 3.4 Součinitel $cscd$ a φ. 81
Tab. 3.5 Základní parametry pro výpočet. 86
Tab. 4.1 Porovnání výsledků na zmenšeném modelu chladící věže (upraveno podle (Orlando, 2001)). 105
Tab. 4.2 Porovnání s in-situ měřením chladících věží jiných autorů (Sollenberger a Scanlan, 1974). 113

Příloha P1

Výpočetní makro pro optimalizaci

```
smicka=110
beta1=12
beta2=-4
PI=ACOS(-1)
*cfopen,vysledky-EN-54,txt

*do,beta2,-4,-1.75,.75

*do,beta1,14,20,2

*cfwrite,'ht','buckling','volu','freqv1','freqv2','bet1','bet2','rt'
*do,smicka,120,160,5
/COM,  Structural


/SHOW,WIN32C
/CONT,1,15,AUTO                 !stupnice při zobrazení rozdělena na 15

/TITLE,Cooling tower - ht=%smicka% beta1=%beta1% beta2=%beta2%
/UNITS,SI
/eshape,1
!*
/nerr,,900000000
/CONFIG,NRES,1e6

/prep7
/VIEW,1,1,1,1
/VUP,1,y                        !z-tova osa svisla
/VIEW,1,1,1,1
/ANG,1
/REP,FAST
*ABBR,EP,eplot
*ABBR,VP,vplot
*ABBR,AP,aplot
*ABBR,LP,lplot
*ABBR,KP,kplot
/REP,FAST
*AFUN,DEG                       !uhly ve stupnich


!geometrie                      !geometrie

n=44                            !pocet sloupu
n1=120
                                !pocet elementů po výšce
!*********************************
!vztup pro geometrii hyperboly
!*********************************

h1=11.621
hthroat=smicka-10
htop=178.58
rthroat=84.3/2
```

```
r1=126/2
rotop=89.678/2



beta1=beta1                        !úhel u paty skořepiny
beta2=beta2         !úhel ve vrcholu skořepiny

!************************************
!výpočet geometrie hyperboly
!************************************
k1=tan(beta1)
k2=tan(beta2)

hh1=hthroat-h1
hh2=hthroat-htop

rrr1=r1-rthroat
rrr2=rotop-rthroat

a1=(hh1*k1*rrr1-rrr1**2)/(2*rrr1-hh1*k1)
*if,a1,lt,0,then
             a1=-a1
       *else
             a1=a1
*endif

a2=(hh2*k2*rrr2-rrr2**2)/(2*rrr2-hh2*k2)

*if,a2,lt,0,then
             a2=-a2
       *else
             a2=a2
*endif

b1=(((a1**2)*hh1)/(k1*(rrr1+a1)))**0.5
b2=(((a2**2)*hh2)/(k2*(rrr2+a2)))**0.5

rr1=rthroat-a1
rr2=rthroat-a2

h01=h1+5


h2=hthroat/7*1
h3=hthroat/7*2
h4=hthroat/7*3
h5=hthroat/7*4
h6=hthroat/7*5
h7=hthroat/7*6

h8=hthroat+(htop-hthroat)/3*1
h9=hthroat+(htop-hthroat)/3*2

                           !geometrie hyperboly

r1=rr1+((1+(hthroat-h1)**2/b1**2)*a1**2)**0.5
rthroat=rr1+((1+(hthroat-hthroat)**2/b1**2)*a1**2)**0.5
```

```
rotop=rr2+((1+(hthroat-htop)**2/b2**2)*a2**2)**0.5

r01=rr1+((1+(hthroat-h01)**2/b1**2)*a1**2)**0.5
r2=rr1+((1+(hthroat-h2)**2/b1**2)*a1**2)**0.5
r3=rr1+((1+(hthroat-h3)**2/b1**2)*a1**2)**0.5
r4=rr1+((1+(hthroat-h4)**2/b1**2)*a1**2)**0.5
r5=rr1+((1+(hthroat-h5)**2/b1**2)*a1**2)**0.5
r6=rr1+((1+(hthroat-h6)**2/b1**2)*a1**2)**0.5
r7=rr1+((1+(hthroat-h7)**2/b1**2)*a1**2)**0.5

r8=rr2+((1+(hthroat-h8)**2/b2**2)*a2**2)**0.5
r9=rr2+((1+(hthroat-h9)**2/b2**2)*a2**2)**0.5

h0=-.8                          !geometrie nohy
r0=rr1+((1+(hthroat-h0)**2/b1**2)*a1**2)**0.5

!************************************************
!materiály                      !materiály
!************************************************
csys,0
E=31e9
nu=0.2
hustota=2500

!KP                             !KP
k,1,0,0
k,2,0,htop

k,10,r0,h0
k,11,r1,h1

k,100,r01,h01
k,101,r2,h2
k,102,r3,h3
k,103,r4,h4
k,104,r5,h5
k,105,r6,h6
k,106,r7,h7
k,107,rthroat,hthroat
k,108,r8,h8
k,109,r9,h9
k,110,rotop,htop

htop1=htop+2                    !prstenec
rtop1=rotop
rtop2=rotop+1.51/2+.28/2
rtop3=rotop+1.51+.28/2



k,200,rtop1,htop1               !geometrie prstence
k,201,rtop2,htop
k,202,rtop3,htop
k,203,rtop3,htop1


/VIEW,1,1,1,1
/ANG,1
/REP,FAST
```

```
                                !bspline z bodu 100-110
FLST,3,11,3
FITEM,3,100
FITEM,3,101
FITEM,3,102
FITEM,3,103
FITEM,3,104
FITEM,3,105
FITEM,3,106
FITEM,3,107
FITEM,3,108
FITEM,3,109
FITEM,3,110
BSPLIN, ,P51X                   !bspline z bodu 100-110


l,11,100

arotat,1,,,,,,1,2,360,n               !orotuj  l1,  osou  danou  ody  1,2  a
rozdel na n casti
arotat,2,,,,,,1,2,360,n

et,1,200
r,1

et,10,181

!Tloustky jednotlivých casti konsturkce
t1=0.1801
k1=120
t2=0.2
k2=60
t3=.22
t4=.8
k3=h1+16

i=1
p=5
r,10,t1
r,11,t2
r,12,t3


*do,i,1,p
       rrr=t4-(t4-t3)/(p*2+1)*(i*2)
       r,i+12,rrr
       i=i+1
*enddo
                                !tloustka skorepiny
mat,1,
MP,DENS,1,hustota
MP,EX,1,E
MP,PRXY,1,nu
MPTEMP,,,,,,,,
MPTEMP,1,0
UIMP,1,REFT,,,0
MPDATA,ALPX,1,,10e-6
```

```
et,100,44
et,101,44
r,100,

as1=.9
as2=2.5
b=1.25

i=1                                     !nohy průrezové char
*do,i,1,5
      SECTYPE,   99+i, BEAM, RECT, sloup, 0
      SECOFFSET, CENT
      SECDATA,b,as1+(as2-as1)/5*(i-1),0,0,0,0,0,0,0,0,0,0
*enddo


l,10,11
csys,0
lsel,,loc,y,h0,h1-.1
csys,5
LGEN,n+1,all, , ,,360/n, , ,0
alls

nummrg,all

!*********************************
!tvorba site
!*********************************

type,10
real,10
secn,1

csys,0                                  !nastaveni jemnosti site
lsel,,loc,y,h1,h01
LESIZE,ALL,,,3,,1,,,1,
alls
lsel,,loc,y,htop
LESIZE,ALL,,,3,,1,,,1,
alls
lsel,,loc,y,h3,h9
LESIZE,ALL,,,n1,,1,,,1,
alls

AMESH,all
alls

type,100
real,1
secn,100
lsel,,loc,y,h0,h1-0.1
CSYS,0
LESIZE,ALL,,,5,,1,,,1
!LATT,1,1,100, ,       1, ,100
LATT,,,,,,1
lmesh,all

csys,0
```

```
q=(h1-h0)/5
                                        !podepření nohy, změna průřezu

i=1
*do,i,1,5
      esel,s,cent,y,h0,h1-q*i
      EMODIF,all,secn,100+i,99+i
      i=i+1
*enddo

alls
csys,0
esel,s,cent,y,0,k1
EMODIF,all,REAL,11

esel,s,cent,y,0,k2
EMODIF,all,REAL,12


                                        !zesílení  spodní  části  skořepiny,
změna tloušťky
csys,0
i=1
*do,i,1,p
      esel,s,cent,y,k3-(i-0)*(k3-h1)/p,k3-(i-1)*(k3-h1)/p
      EMODIF,all,REAL,13+p-i
      i=i+1
*enddo
alls
/NUMBER,1
/PNUM,REAL,1
/REPLOT

esel,,cent,y,h0,h1
EMODIF,all,REAL,100

alls
                                        !geometrie a sit prstence

l,110,200
l,110,201
l,201,202
l,202,203

lsel,,loc,y,htop,htop1
lsel,r,loc,z,0
LESIZE,ALL,,,1,,1,,,1

arotat,all,,,,,,1,2,360,n
alls


csys,5
lsel,,loc,z,htop,
lsel,r,loc,x,rtop2
LESIZE,ALL,,,3,,1,,,1
```

```
lsel,,loc,z,htop,
lsel,r,loc,x,rotop
LESIZE,ALL,,,3,,1,,,1

lsel,,loc,z,htop,
lsel,r,loc,x,rtop3
LESIZE,ALL,,,3,,1,,,1

lsel,,loc,z,htop1,
lsel,r,loc,x,rtop3
LESIZE,ALL,,,3,,1,,,1

lsel,,loc,z,htop1,
lsel,r,loc,x,rotop
LESIZE,ALL,,,3,,1,,,1

lsel,,loc,z,htop+9,htop1-0.01
!LESIZE,ALL,,,1,,1,,,1

type,10
real,10
secn,1
asel,,loc,z,htop,htop1
AMESH,all

nummrg,all

!***********************
!předpětí prstence
!***********************

et,99,8
mp,ex,99,210e9
mp,nuxy,99,0.3
mp,dens,99,7850

istrn=-.85*1770e6/210e9

r,99,150*4/1000000,istrn,                    !4-početlan o ploše 150 mm2

mat,99
type,99
real,99
secn,1

lsel,,loc,z,htop,
lsel,r,loc,x,rtop2
lmesh,all


!****************************************
!podepření
!****************************************
csys,0
nsel,s,loc,y,h0
D,all, , , , , ,ALL, , , , ,
alls
eplot
```

```
nummrg,all
csys,0
nsel,,loc,z,
!D,all, , , , , ,,Uz,ROTX,ROTy, ,
!csys,1
alls
!*************************************************************************
*****************************
!****************************************
!zatizeni
!****************************************
!vlastni tiha
csys,0                    !vlastni tiha
ACEL,0,9.81,0                   !gravitacni zrychleni


!***********************
!modální analýza
!***********************

/SOLU              ! Enter the solution mode

ANTYPE,STATIC             ! Before you can do a buckling analysis, ANSYS
                   ! needs the info from a static analysis
!PSTRES,ON         ! Prestress can be accounted for - required
                   ! during buckling analysis
SOLVE
FINISH


/post1
ETABLE,EVolume,VOLU,                  ! Volume of single element
SSUM                              ! Sum all volumes
*GET,Volume,SSUM,,ITEM,EVOLUME

/SOL
!*
ANTYPE,2
!*
!*
MODOPT,LANB,10
EQSLV,SPAR
MXPAND,20, , ,0
LUMPM,0
PSTRES,on
!*
MODOPT,LANB,20,0,0, ,OFF
/STATUS,SOLU
SOLVE
FINISH


/POST1
set,first
*get,freq1,active,0,set,freq
set,next
plns,u,sum
```

```
*get,freq2,active,0,set,freq

plns,u,sum

fini

!*****************************************
!vítr
!*****************************************
/prep7 !vítr
csys,1

ak=5                            ! 1=0 1 2 3 5
mk=2.104                        ! 1=2.267 2m2.239 2.205 2.166 2.104
i=1
fmin=freq1                      !minimalní vlastni frekvence od pusobení
vetru

vb0=25.0
cdir=1.0
cseason=1.0
vb=vb0*cseason*cdir
c0=1.0
z0=0.05
z0ii=0.05
kr=0.19*(z0/z0ii)**0.07
htop=htop
b=rthroat*2

zs=0.6*htop

t=t1

lv=1/(c0*log(htop/z0))
cr=kr*log(htop/z0)
vm=cr*c0*vb
qp=(1+7*lv)*0.5*1.25*vm**2
efektivnistihlost=0.7*(htop-h01)/b
soucinitelkoncovehoefektu=0.6+log10(efektivnistihlost)*0.1      !dulezite
pro tvarovy soucinitel
drsnost=0.2
pomernadrsnost=drsnost/1000/b
Re=b*vm/1.5e-5

cf0=1.2+(0.18*log10(10*pomernadrsnost))/(1+0.4*log10(Re/100000000))
cf=cf0*soucinitelkoncovehoefektu

!vypocet soucinitele cscd

alpha=0.67+0.05*log(z0)
Lzs=300*(zs/200)**alpha
bb=1/(1+0.9*(((b+htop)/Lzs)**0.63))

cr=kr*log(zs/z0)
vm=cr*c0*vb
flzs=fmin*lzs/vm
slzs=(6.8*flzs)/((1+10.2*flzs)**(5/3))
mie=t*2500
dekrementutlumus=0.03
```

```
aerodynamickyutlum=1.25*cf*vm/(2*fmin*mie)
utlum=dekrementutlumus+aerodynamickyutlum

soucadmitaceh=4.6*htop/Lzs*flzs
soucadmitaceb=4.6*b/Lzs*flzs

admitaceh=1/soucadmitaceh-1/(2*soucadmitaceh**2)*(1+exp(-2*soucadmitaceh))
admitaceb=1/soucadmitaceb-1/(2*soucadmitaceb**2)*(1+exp(-2*soucadmitaceb))

RR=PI**2/2/utlum*slzs*admitaceh*admitaceb
frekvence=fmin*(RR/(RR+BB))**0.5

kpp=(2*log(frekvence*600))**0.5+0.6/((2*log(frekvence*600))**0.5)

lv=1/(c0*log(zs/z0))

cscd=(1+2*kpp*lv*(bb+rr)**0.5)/(1+7*lv)                    !soucinitel
konstrukce

csys,5
i=1
*do,i,1,n1*n*3+3*3*n,1                          !60*20*5 jsou pocty elementů
na plasti veze
      *GET,fi,elem,i,cent,y                     !fi=uhel   odkolnu   od   smeru
pusobeni vetru
      *GET,Zelem,elem,i,cent,z
      kr=0.19*(z0/z0ii)**0,07
      crz=kr*log(Zelem/z0)
      vmz=crz*vb
      qb=0.5*1.25*vmz**2

      lvz=1/(c0*log(Zelem/z0))
      qp=(1+7*lvz)*qb

      a=sin(90)
      *if,fi,lt,0,then
            fi=-fi
            *if,fi,lt,70+ak,then
            cpa=1-(2+0.1*ak)*(sin(90/(70+ak)*fi))**mk
            *else
                  *if,fi,lt,90+2*ak,then
                        psialpha=soucinitelkoncovehoefektu+(1-
soucinitelkoncovehoefektu)*cos(((fi-75)/(100-75)))
                        cpa=(-1-0.1*ak+(0.5+0.1*ak)*(sin(90/(20+ak)*(fi-
70-ak)))**2.395)*psialpha
                  *else
                        cpa=-0.5*soucinitelkoncovehoefektu
                  *endif
            *endif
      *else
            *if,fi,lt,70+ak,then
            cpa=1-(2+0.1*ak)*(sin(90/(70+ak)*fi))**mk
            *else
                  *if,fi,lt,90+2*ak,then
                        psialpha=soucinitelkoncovehoefektu+(1-
soucinitelkoncovehoefektu)*cos(((fi-75)/(100-75)))
                        cpa=(-1-0.1*ak+(0.5+0.1*ak)*(sin(90/(20+ak)*(fi-
70-ak)))**2.395)*psialpha
```

```
                  *else
                        cpa=-0.5*soucinitelkoncovehoefektu
                  *endif
            *endif
      *endif

      wa=cscd*cpa*qp
      SFE,i,2,PRES, ,wa, , ,

      i=i+1
*enddo

/PSF,PRES,NORM,3,0,1
/PBF,DEFA, ,1
/PIC,DEFA, ,1
/PSYMB,CS,0
/PSYMB,NDIR,0
/PSYMB,ESYS,0
/PSYMB,LDIV,1
/PSYMB,LDIR,0
/PSYMB,ADIR,0
/PSYMB,ECON,0
/PSYMB,XNODE,0
/PSYMB,DOT,1
/PSYMB,PCONV,
/PSYMB,LAYR,0
/PSYMB,FBCS,0
!*
/PBC,ALL, ,1
/REP

!***********************
!stabilitní výpočet
!***********************

/SOLU              ! Enter the solution mode

ANTYPE,STATIC            ! Before you can do a buckling analysis, ANSYS
                   ! needs the info from a static analysis
PSTRES,ON          ! Prestress can be accounted for - required
                   ! during buckling analysis
SOLVE
FINISH

/SOLU              ! Enter the solution mode again to solve buckling
ANTYPE,BUCKLE            ! Buckling analysis
BUCOPT,LANB,1            ! Buckling options - subspace, one mode
SOLVE
FINISH

/SOLU              ! Re-enter solution mode to expand info - necessary
EXPASS,ON          ! An expantion pass will be performed
MXPAND,1           ! Specifies the number of modes to expand
SOLVE
FINISH

/POST1             ! Enter post-processor
SET,LIST           ! List eigenvalue solution - Time/Freq listing is the
                   ! force required for buckling (in N for this case).
```

```
SET,LAST           ! Read in data for the desired mode
PLDISP             ! Plots the deflected shape

*get,buckl,active,0,set,freq


!*********************************
!zápis do souboru hthroat, stabilita
!*********************************

*cfwrite,,smicka,buckl,volume,freq1,freq2,beta1,beta2,rotop,cscd

!**********************
!dávka pro tisk
!**********************

!/SHOW,PNG,,0
!PNGR,COMP,1,-1
!PNGR,ORIENT,HORIZ
!PNGR,COLOR,2
!PNGR,TMOD,0
!/GFILE,1000,
!*
!/CMAP,_TEMPCMAP_,CMP,,SAVE
!/RGB,INDEX,100,100,100,0
!/RGB,INDEX,0,0,0,15
!/REPLOT
!/CMAP,_TEMPCMAP_,CMP
!/DELETE,_TEMPCMAP_,CMP
!/SHOW,CLOSE
!/DEVICE,VECTOR,0

fini
kplot

/prep7
ACLEAR,all
lclear,all
adele,all
ldele,all
kdele,all
mpdele,all,all
ACEL,0,0,0

smicka=smicka+5
*enddo

bata1=beta1+2
*cfwrite,' ',
*enddo

beta2=beta2+.75
*cfwrite,' ',
*enddo

*cfclos
```

Příloha P2

Výpočetní makro pro analýzu konstrukce

```
smicka=135
beta1=14
beta2=-1.75
PI=ACOS(-1)

/COM,  Structural

/SHOW,WIN32C
/CONT,1,15,AUTO                 !stupnice při zobrazení rozdělena na 15

/TITLE,Cooling tower - ht=%smicka% beta1=%beta1% beta2=%beta2%
/UNITS,SI
/eshape,1
!*
/nerr,,900000000
/CONFIG,NRES,1e6

/prep7
/VIEW,1,1,1,1
/VUP,1,Z                        !z-tova osa svisla
/VIEW,1,1,1,1
/ANG,1
/REP,FAST
*ABBR,EP,eplot
*ABBR,VP,vplot
*ABBR,AP,aplot
*ABBR,LP,lplot
*ABBR,KP,kplot
/REP,FAST
*AFUN,DEG                       !uhly ve stupnich

!geometrie                      !geometrie

n=44                            !pocet sloupu
n1=120
                                !pocet elementů po výšce
!***********************************
!vztup pro geometrii hyperboly
!***********************************

h1=11.621
hthroat=smicka-10
htop=178.58
rthroat=84.3/2
r1=115.547/2
rotop=89.678/2

beta1=beta1                     !úhel u paty skořepiny
beta2=beta2        !úhel ve vrcholu skořepiny

!***********************************
!výpočet geometrie hyperboly
!***********************************
```

```
k1=tan(beta1)
k2=tan(beta2)

hh1=hthroat-h1
hh2=hthroat-htop

rrr1=r1-rthroat
rrr2=rotop-rthroat

a1=(hh1*k1*rrr1-rrr1**2)/(2*rrr1-hh1*k1)
*if,a1,lt,0,then
              a1=-a1
       *else
              a1=a1
*endif

a2=(hh2*k2*rrr2-rrr2**2)/(2*rrr2-hh2*k2)

*if,a2,lt,0,then
              a2=-a2
       *else
              a2=a2
*endif

b1=(((a1**2)*hh1)/(k1*(rrr1+a1)))**0.5
b2=(((a2**2)*hh2)/(k2*(rrr2+a2)))**0.5

rr1=rthroat-a1
rr2=rthroat-a2

h01=h1+5

h2=hthroat/7*1
h3=hthroat/7*2
h4=hthroat/7*3
h5=hthroat/7*4
h6=hthroat/7*5
h7=hthroat/7*6

h8=hthroat+(htop-hthroat)/3*1
h9=hthroat+(htop-hthroat)/3*2

                          !geometrie hyperboly

r1=rr1+((1+(hthroat-h1)**2/b1**2)*a1**2)**0.5
rthroat=rr1+((1+(hthroat-hthroat)**2/b1**2)*a1**2)**0.5
rotop=rr2+((1+(hthroat-htop)**2/b2**2)*a2**2)**0.5

r01=rr1+((1+(hthroat-h01)**2/b1**2)*a1**2)**0.5
r2=rr1+((1+(hthroat-h2)**2/b1**2)*a1**2)**0.5
r3=rr1+((1+(hthroat-h3)**2/b1**2)*a1**2)**0.5
r4=rr1+((1+(hthroat-h4)**2/b1**2)*a1**2)**0.5
r5=rr1+((1+(hthroat-h5)**2/b1**2)*a1**2)**0.5
r6=rr1+((1+(hthroat-h6)**2/b1**2)*a1**2)**0.5
r7=rr1+((1+(hthroat-h7)**2/b1**2)*a1**2)**0.5

r8=rr2+((1+(hthroat-h8)**2/b2**2)*a2**2)**0.5
r9=rr2+((1+(hthroat-h9)**2/b2**2)*a2**2)**0.5
```

```
h0=-0.8                                 !geometrie nohy
r0=rr1+((1+(hthroat-h0)**2/b1**2)*a1**2)**0.5

!*************************************************
!materiály                       !materiály
!*************************************************

E=31e9
nu=0.2
hustota=2500

!KP                              !KP
k,1,0,0,0
k,2,0,0,htop

k,10,r0,,h0
k,11,r1,,h1

k,100,r01,,h01
k,101,r2,,h2
k,102,r3,,h3
k,103,r4,,h4
k,104,r5,,h5
k,105,r6,,h6
k,106,r7,,h7
k,107,rthroat,,hthroat
k,108,r8,,h8
k,109,r9,,h9
k,110,rotop,,htop

htop1=htop+2                     !prstenec
rtop1=rotop
rtop2=rotop+1.51/2+.28/2
rtop3=rotop+1.51+.28/2

k,200,rtop1,,htop1               !geometrie prstence
k,201,rtop2,,htop
k,202,rtop3,,htop
k,203,rtop3,,htop1


/VIEW,1,1,1,1
/ANG,1
/REP,FAST
                                 !bspline z bodu 100-110
FLST,3,11,3
FITEM,3,100
FITEM,3,101
FITEM,3,102
FITEM,3,103
FITEM,3,104
FITEM,3,105
FITEM,3,106
FITEM,3,107
FITEM,3,108
FITEM,3,109
FITEM,3,110
BSPLIN, ,P51X                    !bspline z bodu 100-110
```

```
l,11,100

arotat,1,,,,,,1,2,,n                    !orotuj  l1,  osou  danou  ody  1,2  a
rozdel na n casti
arotat,2,,,,,,1,2,,n

et,1,200
r,1

et,10,181

t1=0.1801
k1=142-12.18
t2=0.18001
k2=70-12.18
t3=0.20
t4=.8
k3=h1+16

i=1
p=5
r,10,t1
r,11,t2
r,12,t3

*do,i,1,p
       rrr=t4-(t4-t3)/(p*2+1)*(i*2)
       r,i+12,rrr
       i=i+1
*enddo
                                  !tloustka skorepiny
mat,1,
MP,DENS,1,hustota
MP,EX,1,E
MP,PRXY,1,nu
MPTEMP,,,,,,,,
MPTEMP,1,0
UIMP,1,REFT,,,0
MPDATA,ALPX,1,,10e-6

et,100,44
et,101,44
r,100,

as1=.9
as2=2.5
b=1.25

i=1
*do,i,1,5
       SECTYPE,   99+i, BEAM, RECT, sloup, 0
       SECOFFSET, CENT
       SECDATA,b,as1+(as2-as1)/5*(i-1),0,0,0,0,0,0,0,0,0,0
*enddo

l,10,11
csys,1
```

```
lsel,,loc,z,h0,h1-0.1
LGEN,n+1,all, , , ,360/n, , ,0
alls

nummrg,all

!*******************************
!tvorba site
!*******************************
type,10
real,10
secn,1

                                        !nastaveni jemnosti site
lsel,,loc,z,h1,h01
LESIZE,ALL,,,3,,1,,,1,
alls
lsel,,loc,z,htop
LESIZE,ALL,,,3,,1,,,1,
alls
lsel,,loc,z,h2,h9
LESIZE,ALL,,,n1,,1,,,1,
alls

AMESH,all
alls

type,100
real,1
secn,100
lsel,,loc,z,h0,h1-0.1
LESIZE,ALL,,,5,,1,,,1
lmesh,all

csys,1


q=(h1-h0)/5
                                        !podepření nohy, změna průřezu

i=1
*do,i,1,5
       esel,s,cent,z,h0,h1-q*i
       EMODIF,all,secn,100+i,99+i
       i=i+1
*enddo

alls

esel,s,cent,z,0,k1
EMODIF,all,REAL,11

esel,s,cent,z,0,k2
EMODIF,all,REAL,12


csys,0                                  !zesílení  spodní  části  skořepiny,
změna tloušťky
i=1
```

```
*do,i,1,p
       esel,s,cent,z,k3-(i-0)*(k3-h1)/p,k3-(i-1)*(k3-h1)/p
       EMODIF,all,REAL,13+p-i
       i=i+1
*enddo
alls
/NUMBER,1
/PNUM,REAL,1
/REPLOT

esel,,cent,z,h0,h1
EMODIF,all,REAL,100
                                        !geometrie a sit prstence

l,110,200
l,110,201
l,201,202
l,202,203

lsel,,loc,z,htop,htop1
lsel,r,loc,y,0
LESIZE,ALL,,,1,,1,,,1

arotat,all,,,,,,1,2,,n
alls

csys,1

lsel,,loc,z,htop,
lsel,r,loc,x,rtop2
LESIZE,ALL,,,3,,1,,,1

lsel,,loc,z,htop,
lsel,r,loc,x,rotop
LESIZE,ALL,,,3,,1,,,1

lsel,,loc,z,htop,
lsel,r,loc,x,rtop3
LESIZE,ALL,,,3,,1,,,1

lsel,,loc,z,htop1,
lsel,r,loc,x,rtop3
LESIZE,ALL,,,3,,1,,,1

lsel,,loc,z,htop1,
lsel,r,loc,x,rotop
LESIZE,ALL,,,3,,1,,,1

lsel,,loc,z,htop+9,htop1-0.01
LESIZE,ALL,,,3,,1,,,1

type,10
real,10
secn,1
asel,,loc,z,htop,htop1
AMESH,all

nummrg,all
```

```
!**********************
!předpětí prstence
!**********************

et,99,8
mp,ex,99,210e9
mp,nuxy,99,0.3
mp,dens,99,7850

istrn=.85*1770e6/210e9
instr=0

r,99,150*4/1000000,istrn,                    !4-početlan o ploše 150 mm2

mat,99
type,99
real,99
secn,1

lsel,,loc,z,htop,
lsel,r,loc,x,rtop2
lmesh,all


!***************************************
!podepření
!***************************************

nsel,s,loc,z,h0
D,all, , , , , ,ALL, , , , ,
alls
eplot

nummrg,all


!*************************************************************************
*****************************
!zatizeni
!*************************************************************************
*****************************

!****************************************
!zatizeni vlastní tíhou
!****************************************
!vlastni tiha
                        !vlastni tiha
ACEL,0,0,9.81,                !gravitacni zrychleni
LSWRITE,1,                !zatížení č.1


!****************************************
!vítr
!****************************************       !vítr

acel,0,0,0                      !smazání předchozího zatížení

csys,1
```

```
ak=5                              ! 1=0 1 2 3 5
mk=2.104                          ! 1=2.267 2.239 2.205 2.166 2.104
i=1
fmin=0.9                          !minimalní vlastni frekvence od pusobení
vetru

vb0=25.0
cdir=1.0
cseason=1.0
vb=vb0*cseason*cdir
c0=1.0
z0=0.05
z0ii=0.05
kr=0.19*(z0/z0ii)**0.07
htop=htop
b=rthroat*2

zs=0.6*htop

t=t1

lv=1/(c0*log(htop/z0))
cr=kr*log(htop/z0)
vm=cr*c0*vb
qp=(1+7*lv)*0.5*1.25*vm**2
efektivnistihlost=0.7*(htop-h01)/b
soucinitelkoncovehoefektu=0.6+log10(efektivnistihlost)*0.1      !dulezite
pro tvarovy soucinitel
drsnost=0.2
pomernadrsnost=drsnost/1000/b
Re=b*vm/1.5e-5

cf0=1.2+(0.18*log10(10*pomernadrsnost))/(1+0.4*log10(Re/100000000))
cf=cf0*soucinitelkoncovehoefektu


!vypocet soucinitele cscd

alpha=0.76+0.05*log(z0)
Lzs=300*(zs/200)**alpha
bb=1/(1+0.9*(((b+htop)/Lzs)**0.63))

cr=kr*log(zs/z0)
vm=cr*c0*vb
flzs=fmin*lzs/vm
slzs=(6.8*flzs)/((1+10.2*flzs)**(5/3))
mie=t*2500
dekrementutlumus=0.03
aerodynamickyutlum=1.25*cf*vm/(2*fmin*mie)
utlum=dekrementutlumus+aerodynamickyutlum

soucadmitaceh=4.6*htop/Lzs*flzs
soucadmitaceb=4.6*b/Lzs*flzs

admitaceh=1/soucadmitaceh-1/(2*soucadmitaceh**2)*(1+exp(-2*soucadmitaceh))
admitaceb=1/soucadmitaceb-1/(2*soucadmitaceb**2)*(1+exp(-2*soucadmitaceb))

RR=PI**2/2/utlum*slzs*admitaceh*admitaceb
```

```
frekvence=fmin*(RR/(RR+BB))**0.5

kpp=(2*log(frekvence*600))**0.5+0.6/((2*log(frekvence*600))**0.5)

lv=1/(c0*log(zs/z0))

cscd=(1+2*kpp*lv*(bb+rr)**0.5)/(1+7*lv)                    !soucinitel
konstrukce

csys,1
i=1
*do,i,1,n1*n*3+3*3*n,1                          !60*20*5 jsou pocty elementů
na plasti veze
      *GET,fi,elem,i,cent,y                     !fi=uhel   odkolnu   od   smeru
pusobeni vetru
      *GET,Zelem,elem,i,cent,z
      kr=0.19*(z0/z0ii)**0.07
      crz=kr*log(Zelem/z0)
      vmz=crz*vb
      qb=0.5*1.25*vmz**2

      lvz=1/(c0*log(Zelem/z0))
      qp=(1+7*lvz)*qb

      a=sin(90)
      *if,fi,lt,0,then
            fi=-fi
            *if,fi,lt,70+ak,then
            cpa=1-(2+0.1*ak)*(sin(90/(70+ak)*fi))**mk
            *else
                  *if,fi,lt,90+2*ak,then
                        psialpha=soucinitelkoncovehoefektu+(1-
soucinitelkoncovehoefektu)*cos(((fi-75)/(100-75)))
                        cpa=(-1-0.1*ak+(0.5+0.1*ak)*(sin(90/(20+ak)*(fi-
70-ak)))**2.395)*psialpha
                  *else
                        cpa=-0.5*soucinitelkoncovehoefektu
                  *endif
            *endif
      *else
            *if,fi,lt,70+ak,then
            cpa=1-(2+0.1*ak)*(sin(90/(70+ak)*fi))**mk
            *else
                  *if,fi,lt,90+2*ak,then
                        psialpha=soucinitelkoncovehoefektu+(1-
soucinitelkoncovehoefektu)*cos(((fi-75)/(100-75)))
                        cpa=(-1-0.1*ak+(0.5+0.1*ak)*(sin(90/(20+ak)*(fi-
70-ak)))**2.395)*psialpha
                  *else
                        cpa=-0.5*soucinitelkoncovehoefektu
                  *endif
            *endif
      *endif

      wa=cscd*cpa*qp*1.2        !1.2 je interferenční faktor
      SFE,i,2,PRES, ,wa, , ,

      i=i+1
*enddo
```

```
/PSF,PRES,NORM,3,0,1
/PBF,DEFA, ,1
/PIC,DEFA, ,1
/PSYMB,CS,0
/PSYMB,NDIR,0
/PSYMB,ESYS,0
/PSYMB,LDIV,1
/PSYMB,LDIR,0
/PSYMB,ADIR,0
/PSYMB,ECON,0
/PSYMB,XNODE,0
/PSYMB,DOT,1
/PSYMB,PCONV,
/PSYMB,LAYR,0
/PSYMB,FBCS,0
!*
/PBC,ALL, ,1
/REP

LSWRITE,2,

!*************************
!zatížení větrem - vnitřní
!*************************

SFEdele,all,2,PRES,

LSWRITE,3,

!*************************
!zatížení teplotou - provoz
!*************************
SFEdele,all,2,PRES
SFEdele,all,1,PRES
bfedele,all,temp

csys,1
TUNIF,0,

i=1

*do,i,1,n1*n*3+3*3*n,1                        !60*20*5 jsou pocty elementů
na plasti veze
      *GET,zelem,elem,i,cent,z                !vyska elementu
      *if,(zelem-10),lt,30,then
            Tdif=((-0.0000397*(zelem-10)**4)+(0.00241*(zelem-10)**3)+(-
0.0203*(zelem-10)**2)+(-1.17*(zelem-10)+42.1))/4
      *else
            Tdif=((-0.0000397*30**4)+(0.00241*30**3)+(-0.0203*30**2)+(-
1.17*30+42.1))/4
      *endif

      BFE,i,TEMP,5,-Tdif,-Tdif,-Tdif,-Tdif,0,0,0,0       !5-face       2,
když 1-face 1
      BFE,i,TEMP,1,Tdif,Tdif,Tdif,Tdif,0,0,0,0           !5-face       2,
když 1-face 1

      i=i+1
```

```
*enddo


!*
/PSF,DEFA, ,1,0,1
/PBF,TEMP, ,1
/PIC,DEFA, ,1
/PSYMB,CS,0
/PSYMB,NDIR,0
/PSYMB,ESYS,0
/PSYMB,LDIV,1
/PSYMB,LDIR,0
/PSYMB,ADIR,0
/PSYMB,ECON,0
/PSYMB,XNODE,0
/PSYMB,DOT,1
/PSYMB,PCONV,
/PSYMB,LAYR,0
/PSYMB,FBCS,0
!*
/PBC,ALL, ,1
/REP
!*

LSWRITE,4,

!**************************
!zatížení teplotou - extrem
!**************************
bfedele,all,temp
SFEdele,all,2,PRES
SFEdele,all,1,PRES
bfedele,all,temp

csys,1

i=1

*do,i,1,n1*n*3+3*3*n,1                        !60*20*5  jsou  pocty  elementů
na plasti veze
       *GET,zelem,elem,i,cent,z               !vyska elementu
       *if,(zelem-10),lt,30,then
              Tdif=((-0.0000397*(zelem-10)**4)+(0.00241*(zelem-10)**3)+(-
0.0203*(zelem-10)**2)+(-1.17*(zelem-10)+42.1))/2
       *else
              Tdif=((-0.0000397*30**4)+(0.00241*30**3)+(-0.0203*30**2)+(-
1.17*30+42.1))/2
       *endif

       BFE,i,TEMP,5,-Tdif,-Tdif,-Tdif,-Tdif,0,0,0,0       !5-face        2,
když 1-face 1
       BFE,i,TEMP,1,Tdif,Tdif,Tdif,Tdif,0,0,0,0           !5-face        2,
když 1-face 1

       i=i+1
*enddo


!*
```

```
/PSF,DEFA, ,1,0,1
/PBF,TEMP, ,1
/PIC,DEFA, ,1
/PSYMB,CS,0
/PSYMB,NDIR,0
/PSYMB,ESYS,0
/PSYMB,LDIV,1
/PSYMB,LDIR,0
/PSYMB,ADIR,0
/PSYMB,ECON,0
/PSYMB,XNODE,0
/PSYMB,DOT,1
/PSYMB,PCONV,
/PSYMB,LAYR,0
/PSYMB,FBCS,0
!*
/PBC,ALL, ,1
/REP
!*


LSWRITE,5,

!*************************
!zatížení teplotou - OSLUNĚNÍ 0°
!*************************

SFEdele,all,2,PRES,

csys,1
TUNIF,0,

i=1
*do,i,1,n1*n*3+3*3*n,1                          !60*20*5 jsou pocty elementů
na plasti veze
      *GET,fi,elem,i,cent,y                     !fi=uhel   odkolnu   od   smeru
oslunění
      *if,fi,lt,0,then
            fi=-fi
      *else
            fi=fi
      *endif


      *if,fi,lt,90,then
            temp=25*cos(fi)
      *else
            temp=0
      *endif

      BFE,i,TEMP,5,temp,temp,temp,temp,0,0,0,0           !5-face        2,
když 1-face 1
      i=i+1
*enddo

!*
/PSF,DEFA, ,1,0,1
/PBF,TEMP, ,1
```

```
/PIC,DEFA, ,1
/PSYMB,CS,0
/PSYMB,NDIR,0
/PSYMB,ESYS,0
/PSYMB,LDIV,1
/PSYMB,LDIR,0
/PSYMB,ADIR,0
/PSYMB,ECON,0
/PSYMB,XNODE,0
/PSYMB,DOT,1
/PSYMB,PCONV,
/PSYMB,LAYR,0
/PSYMB,FBCS,0
!*
/PBC,ALL, ,1
/REP
!*


LSWRITE,6,


!*************************
!zatížení teplotou - OSLUNĚNÍ 45°
!*************************

SFEdele,all,2,PRES,
bfedele,all,temp

csys,1
TUNIF,0,

i=1
*do,i,1,n1*n*3+3*3*n,1                        !60*20*5 jsou pocty elementů
na plasti veze
      *GET,fi,elem,i,cent,y                   !fi=uhel  odkolnu  od  smeru
oslunění
      *if,fi,lt,0,then
            fi=-fi+45
      *else
            fi=fi-45
      *endif


      *if,fi,lt,90,then
            temp=25*cos(fi)
      *else
            temp=0
      *endif

      BFE,i,TEMP,5,temp,temp,temp,temp,0,0,0,0          !5-face       2,
když 1-face 1
      i=i+1
*enddo

!*
/PSF,DEFA, ,1,0,1
/PBF,TEMP, ,1
/PIC,DEFA, ,1
```

```
/PSYMB,CS,0
/PSYMB,NDIR,0
/PSYMB,ESYS,0
/PSYMB,LDIV,1
/PSYMB,LDIR,0
/PSYMB,ADIR,0
/PSYMB,ECON,0
/PSYMB,XNODE,0
/PSYMB,DOT,1
/PSYMB,PCONV,
/PSYMB,LAYR,0
/PSYMB,FBCS,0
!*
/PBC,ALL, ,1
/REP
!*


LSWRITE,7,


!*************************
!zatížení teplotou - OSLUNĚNÍ 90°
!*************************

SFEdele,all,2,PRES,
bfedele,all,temp

csys,1
TUNIF,0,

i=1
*do,i,1,n1*n*3+3*3*n,1                          !60*20*5 jsou pocty elementů
na plasti veze
      *GET,fi,elem,i,cent,y                     !fi=uhel   odkolnu   od   smeru
oslunění
      *if,fi,lt,0,then
            fi=-fi+90
      *else
            fi=fi-90
      *endif


      *if,fi,lt,90,then
            temp=25*cos(fi)
      *else
            temp=0
      *endif

      BFE,i,TEMP,5,temp,temp,temp,temp,0,0,0,0           !5-face        2,
když 1-face 1
      i=i+1
*enddo

!*
/PSF,DEFA, ,1,0,1
/PBF,TEMP, ,1
/PIC,DEFA, ,1
```

```
/PSYMB,CS,0
/PSYMB,NDIR,0
/PSYMB,ESYS,0
/PSYMB,LDIV,1
/PSYMB,LDIR,0
/PSYMB,ADIR,0
/PSYMB,ECON,0
/PSYMB,XNODE,0
/PSYMB,DOT,1
/PSYMB,PCONV,
/PSYMB,LAYR,0
/PSYMB,FBCS,0
!*
/PBC,ALL, ,1
/REP
!*


LSWRITE,8,

!***********************
!staticky vypocet
!***********************

/SOLu
ANTYPE,STATIC                          !resic
PSTRES,ON

LSSOLVE,1,8,1,
fini

/post1
set,first
plns,u,sum

ETABLE,N11,SMISC, 1
ETABLE,N22,SMISC, 2
ETABLE,N12,SMISC, 3
ETABLE,M11,SMISC, 4
ETABLE,M22,SMISC, 5
ETABLE,M12,SMISC, 6

PLETAB,N11,AVG     !zobrazeni sil N11

/HEADER,off,off,off,off,off,off

set,1
plns,u,sum
ETABLE,REFL
PRETAB,N11,N22,N12,M11,M22,M12

set,2
plns,u,sum
ETABLE,REFL
PRETAB,N11,N22,N12,M11,M22,M12

set,4
plns,u,sum
ETABLE,REFL
```

```
PRETAB,N11,N22,N12,M11,M22,M12

set,5
plns,u,sum
ETABLE,REFL
PRETAB,N11,N22,N12,M11,M22,M12

set,6
plns,u,sum
ETABLE,REFL
PRETAB,N11,N22,N12,M11,M22,M12
```