

ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE

FAKULTA STROJNÍ

ÚSTAV MECHANIKY TEKUTIN A TERMODYNAMIKY



DIPLOMOVÁ PRÁCE

**EXPERIMENTÁLNÍ VÝZKUM TURBULENCE  
ZA MALOU LETECKOU VRTULÍ**

EXPERIMENTAL INVESTIGATION OF TURBULENCE BEHIND A SMALL  
AIRCRAFT PROPELLER



## I. OSOBNÍ A STUDIJNÍ ÚDAJE

Příjmení: **Měkuta** Jméno: **František** Osobní číslo: **492407**  
Fakulta/ústav: **Fakulta strojní**  
Zadávací katedra/ústav: **Ústav mechaniky tekutin a termodynamiky**  
Studijní program: **Aplikované vědy ve strojním inženýrství**  
Specializace: **Aplikovaná mechanika**

## II. ÚDAJE K DIPLOMOVÉ PRÁCI

Název diplomové práce:

**Experimentální výzkum turbulence za malou leteckou vrtulí**

Název diplomové práce anglicky:

**Experimental investigation of turbulence behind a small aircraft propeller**

Pokyny pro vypracování:

Diplomová práce bude vypracována dle následujících pokynů:

- 1) Popište jednotlivé typy a základní geometrické a aerodynamické charakteristiky leteckých vrtulí.
- 2) Popište základní charakteristiky proudění s ohledem na kvantifikaci turbulence.
- 3) Popište základní vlastnosti metody se žhavenými elementy s důrazem na CTA (Constant Temperature Anemometry).
- 4) Navrhněte experimentální stand pro možnost měření pomocí metody CTA za malou leteckou vrtulí. Počítejte s měřením v aerodynamickém tunelu a v různých místech za vrtulovým listem.
- 5) Realizujte vlastní měření pomocí jednodrátkové CTA sondy, vyhodnoťte a diskutujte výsledky.

Seznam doporučené literatury:

Dle pokynů vedoucího práce.

Jméno a pracoviště vedoucí(ho) diplomové práce:

**Ing. Michal Schmirler, Ph.D. ústav mechaniky tekutin a termodynamiky FS**

Jméno a pracoviště druhé(ho) vedoucí(ho) nebo konzultanta(ky) diplomové práce:

Datum zadání diplomové práce: **15.04.2024**

Termín odevzdání diplomové práce: **31.07.2024**

Platnost zadání diplomové práce: \_\_\_\_\_

Ing. Michal Schmirler, Ph.D.  
podpis vedoucí(ho) práce

Ing. Michal Schmirler, Ph.D.  
podpis vedoucí(ho) ústavu/katedry

doc. Ing. Miroslav Španiel, CSc.  
podpis děkana(ky)

## III. PŘEVZETÍ ZADÁNÍ

Diplomant bere na vědomí, že je povinen vypracovat diplomovou práci samostatně, bez cizí pomoci, s výjimkou poskytnutých konzultací. Seznam použité literatury, jiných pramenů a jmen konzultantů je třeba uvést v diplomové práci.

\_\_\_\_\_ Datum převzetí zadání

\_\_\_\_\_ Podpis studenta



## Anotační list

Jméno autora:	Bc. František Měkuta
Název diplomové práce:	Experimentální výzkum turbulence za malou leteckou vrtulí
Title:	Experimental investigation of turbulence behind a small aircraft propeller
Akademický rok:	2023/2024
Studijní program:	(N0714A270002) Aplikované vědy ve strojním inženýrství
Obor:	Aplikovaná mechanika
Ústav:	(12112) Ústav mechaniky tekutin a termodynamiky
Vedoucí diplomové práce:	Ing. Michal Schmirler, Ph.D.
Bibliografické údaje:	Počet stran: 69 Počet obrázků: 60
Klíčová slova:	Letecká vrtule, intenzita turbulence, měření CTA, experiment, úplav
Keywords:	Aircraft propeller, turbulence intensity, CTA measurement, experiment, wake

## **Anotace**

Práce se zabývá měřením intenzity turbulence v úplavu za vrtulí pomocí metody CTA. Nejprve je představena základní teorie vrtulí týkající se geometrických, aerodynamických a výkonových charakteristik. Dále je probrána problematika turbulence, statistický pohled na ni a způsoby měření turbulence. Následně je představeno provedení experimentu. V závěru jsou diskutovány výsledky měření a možnost využití experimentálního stendu.

## **Abstract**

The work deals with the turbulence intensity measurement in the wake of a propeller. At first there is an introduction of basic propeller theory about geometric, aerodynamic and performance characteristics. Furthermore there is an introduction of turbulence issue, statistical viewpoint of turbulence and measurement methods. Then there is the execution of the experiment. In the end, the measurement results and the possibility of using the experimental stand are discussed.

## **Prohlášení**

Prohlašuji, že jsem tuto práci vypracoval samostatně s použitím literárních zdrojů a informací, které cituji a uvádím v seznamu použité literatury a zdrojů.

Datum: .....

Podpis

## **Poděkování**

Děkuji Ing. Michalu Schmirlerovi, Ph.D. za vedení ve zpracování mé diplomové práce. Dále děkuji Ing. Jiřímu Walterovi a Ing. Jakubovi Suchému, Ph.D. za cenné rady a pomoc při realizaci experimentu. V neposlední řadě děkuji své rodině za podporu během mého studia.



# Obsah

<b>1</b>	<b>Úvod</b>	19
<b>2</b>	<b>Letecká vrtule</b>	20
2.1	Profil vrtulového listu	20
2.2	Charakteristiky vrtule	21
2.2.1	Geometrické charakteristiky	22
2.2.2	Tahová síla	22
2.2.3	Účinnost vrtule	23
2.3	Přístupy řešení aerodynamiky vrtule	23
2.3.1	Teorie ideálního propulsoru	24
2.3.2	Teorie ideální vrtule	25
2.3.3	Teorie izolovaného elementu listu	26
2.3.4	Vírová teorie	28
2.4	Nežádoucí aerodynamické jevy	30
2.4.1	Održení proudu	30
2.4.2	Koncové víry	30
2.4.3	Hluk vrtule	31
<b>3</b>	<b>Turbulence</b>	32
3.1	Definice turbulence	32
3.2	Statistický pohled na turbulenci	33
3.2.1	Náhodná povaha turbulence	33
3.2.2	Středování	34
3.2.3	Distribuční funkce a hustota pravděpodobnosti	34
3.2.4	Statistické momenty a intenzita turbulence	36
3.3	Měřítko turbulentního proudění	36
3.3.1	Veličiny zaváděné v teorii turbulence	36
3.3.2	Kolmogorovova měřítko a energetická kaskáda	37
3.3.3	Fourierova transformace a spektrální výkonová hustota	38
3.3.4	Modelové spektrum	39
<b>4</b>	<b>Měření rychlosti proudění tekutiny</b>	41
4.1	Měření rychlosti žhavenými elementy	41
4.1.1	Sonda typu <i>Hot-wire</i>	41
4.1.2	Sonda typu <i>Hot-film</i>	42
4.2	Charakteristika CTA	42
4.2.1	Statická charakteristika CTA	43
4.2.2	Prostorové rozlišení sondy typu <i>Hot-wire</i>	44
4.2.3	Směrová citlivost sondy typu <i>Hot-wire</i>	44
<b>5</b>	<b>Návrh experimentálního stendu</b>	46
5.1	Kalibrace	46
5.2	Aerodynamický tunel	47
5.3	Nastavení experimentu	48
5.4	Praktický výpočet IT	49

5.5	Vývoj metody měření . . . . .	49
5.6	Validační měření . . . . .	52
<b>6</b>	<b>Realizace experimentu . . . . .</b>	<b>53</b>
6.1	Dvoulistá vrtule, R 178 mm . . . . .	53
6.1.1	Vyhodnocení IT . . . . .	53
6.1.2	Spektrální výkonová hustota . . . . .	55
6.2	Dvoulistá vrtule, R 210 mm . . . . .	56
6.2.1	Vyhodnocení IT . . . . .	56
6.2.2	Spektrální výkonová hustota . . . . .	59
6.3	Trojlistá vrtule, R 230 mm . . . . .	60
6.3.1	Vyhodnocení IT . . . . .	60
6.3.2	Spektrální výkonová hustota . . . . .	65
6.4	Diskuse výsledků . . . . .	66
<b>7</b>	<b>Závěr . . . . .</b>	<b>67</b>
	<b>Literatura . . . . .</b>	<b>69</b>

## Seznam použitých symbolů, zkratk a obrázků

### Latinská abeceda

Značení	Jednotka	Význam
$a$	[ <i>a.u.</i> ]	Náhodná proměnná
$\bar{a}$	[ <i>a.u.</i> ]	Časová střední hodnota $a$
$\langle a \rangle$	[ <i>a.u.</i> ]	Střední hodnota $a$
$a_T$	[ <i>a.u.</i> ]	Estimátor náhodné proměnné
$b$	[ <i>m</i> ]	Šířka listu
$\bar{b}$	[1]	Bezrozměrná úhrnná šířka listů
$b_{max}$	[ <i>m</i> ]	Maximální šířka listu
$C$	[1]	Univerzální konstanta spektra $E(\kappa)$
$c_D$	[1]	Součinitel odporu
$c_F$	[1]	Součinitel tahu
$c_L$	[1]	Součinitel vztlaku
$c_P$	[1]	Součinitel výkonu
$D$	[ <i>m</i> ]	Průměr vrtule
$E$	[ <i>V</i> ]	Napětí
$E(\kappa)$	[ $m^3 \cdot s^{-2}$ ]	Energetické spektrum
$F$	[1]	Distribuční funkce
$f$	[1]	Hustota pravděpodobnosti
$f$	[ <i>Hz</i> ]	Frekvence
$f_{vz}$	[ <i>Hz</i> ]	Vzorkovací frekvence
$h$	[1]	Směrový faktor
$h_e$	[ <i>J.kg<sup>-1</sup></i> ]	Měrná entalpie vzduchu za propulsorem
$h_0$	[ <i>J.kg<sup>-1</sup></i> ]	Měrná entalpie vzduchu před propulsorem
$I$	[ <i>N.m.s<sup>-1</sup></i> ]	Moment prstence vzduchu
$IT$	[1]	Intenzita turbulence
$J$	[1]	Předstih
$k$	[ $m^2 \cdot s^{-2}$ ]	Kinetická energie turbulence
$k$	[1]	Směrový faktor
$L$	[ <i>N</i> ]	Vztlaková síla
$\mathcal{L}$	[ <i>m</i> ]	Rozměr největších vírů
$l_x$	[ <i>m</i> ]	Prostorové rozlišení sondy
$\ell$	[ <i>m</i> ]	Velikost víru
$\ell_0$	[ <i>m</i> ]	Střední velikost energetických vírů
$\ell_{DI}$	[ <i>m</i> ]	Velikost vírů na hranici oblasti disipace
$\ell_{EI}$	[ <i>m</i> ]	Velikost vírů na hranici energetické oblasti

Značení	Jednotka	Význam
$M$	$[N.m]$	Moment rotujícího vzduchu
$M$	[1]	Počet rychlostí na úsek za otáčku
$\dot{m}$	$[kg.s^{-1}]$	Hmotnostní tok vzduchu
$N$	[1]	Počet vyhodnocovaných rychlostí
$\bar{N}$	[1]	Počet naměřených rychlostí za otáčku
$n$	$[ot.min^{-1}]$	Otáčky vrtule
$n$	[1]	Konstanta Kingova zákona
$P$	$[W]$	Příkon motoru
$P$	[1]	Pravděpodobnost
$P_T(f)$	$[a.u.]$	Periodogram průběhu náhodné veličiny
$P_A$	$[W]$	Výkon vrtule
$p$	$[m]$	Geometrické stoupání vrtule
$Q$	$[J.kg^{-1}]$	Sdílené měrné teplo
$Re_{\mathcal{L}}$	[1]	Reynoldsovo číslo turbulence
$Re_{\lambda}$	[1]	Reynoldsovo číslo Taylorova mikroměřítky
$r$	$[m]$	Souřadnice poloměru vrtule
$r_0$	$[m]$	Poloměr proudu před vrtulí
$\bar{r}_0$	[1]	Bezrozměrný poloměr proudu před vrtulí
$S$	$[m^2]$	Půdorysná plocha profilu
$S(f)$	$[a.u.]$	Spektrální výkonová hustota
$\tilde{S}(f)$	$[a.u.]$	Odhad spektrální výkonové hustoty
$s$	$[m]$	Skluž
$s_{ij}$	$[s^{-1}]$	Rychlost deformace částice tekutiny
$T$	$[N]$	Tahová síla profilu
$T$	$[s]$	Doba měření
$T_A$	$[N]$	Tahová síla vrtule
$T_w$	$[^{\circ}C]$	Teplota drátku
$T_0$	$[^{\circ}C]$	Teplota tekutiny
$t$	$[m]$	Tloušťka listu
$t$	$[s]$	Čas
$U$	$[m.s^{-1}]$	Rychlost ochlazující element
$U_x$	$[m.s^{-1}]$	Rychlost ochlazující element (složka $x$ )
$U_y$	$[m.s^{-1}]$	Rychlost ochlazující element (složka $y$ )
$U_z$	$[m.s^{-1}]$	Rychlost ochlazující element (složka $z$ )
$U_{ef}$	$[m.s^{-1}]$	Efektivní rychlost ochlazování
$u$	$[m.s^{-1}]$	Okamžitá měřená rychlost
$\mathbf{u}'$	$[m.s^{-1}]$	Vektor fluktuace rychlosti
$u'$	$[m.s^{-1}]$	Fluktuace rychlosti

Značení	Jednotka	Význam
$\bar{u}$	$[m.s^{-1}]$	Střední hodnota měřené rychlosti
$u_{std}$	$[m.s^{-1}]$	Směrodatná odchylka fluktuací
$u_\eta$	$[m.s^{-1}]$	Kolmogorovovo rychlostní měřítko
$v$	$[m.s^{-1}]$	Náběžná rychlost
$v$	$[m.s^{-1}]$	Proměnná rychlosti
$\bar{v}$	[1]	Bezrozměrná náběžná rychlost
$v_e$	$[m.s^{-1}]$	Rychlost za vrtulí
$v_0$	$[m.s^{-1}]$	Rychlost nenarušeného proudu
$\mathbf{v}_0$	$[m.s^{-1}]$	Vektor rychlosti nenarušeného proudu
$v_{avg}$	$[m.s^{-1}]$	Rychlost v rovině vrtule
$\Delta v$	$[m.s^{-1}]$	Rozdíl rychlostí před a za vrtulí
$X_T(f)$	[a.u.]	Fourierův obraz průběhu náhodné veličiny
$x_i$	[m]	Prostorová souřadnice
$x(t)$	[1]	Stavová proměnná Lorenzova systému
$y(t)$	[1]	Stavová proměnná Lorenzova systému
$z(t)$	[1]	Stavová proměnná Lorenzova systému
$z$	[1]	Počet listů vrtule

## Řecká abeceda

Značení	Jednotka	Význam
$\alpha$	[°]	Úhel náběhu
$\alpha$	[°]	Úhel rychlosti $U$ vůči rovině $xz$
$\beta$	[°]	Úhel nastavení
$\beta$	[1]	Koeficient Lorenzova systému
$\Gamma$	[ $m^2 \cdot s^{-1}$ ]	Cirkulace
$\varepsilon$	[ $m^2 \cdot s^{-3}$ ]	Rychlost disipace
$\eta$	[1]	Účinnost vrtule
$\eta_{id.vrt.}$	[1]	Účinnost ideální vrtule
$\eta_a$	[1]	Axiální účinnost vrtule
$\eta_o$	[1]	Obvodová účinnost vrtule
$\eta$	[ $m$ ]	Kolmogorovovo délkové měřítko
$\Theta$	[°]	Úhel pootočení vrtule
$\theta$	[°]	Úhel rychlosti $U$ vůči rovině $xy$
$\kappa$	[ $m^{-1}$ ]	Vlnové číslo
$\lambda$	[1]	Bezrozměrná rychlost v rovině vrtule
$\lambda_0$	[1]	Bezrozměrná rychlost před vrtulí
$\mu$	[1]	Poměr odporu a vztlaku
$\nu$	[ $m^2 \cdot s^{-1}$ ]	Kinematická viskozita vzduchu
$\tau_\eta$	[ $s$ ]	Kolmogorovovo časové měřítko
$\phi$	[°]	Úhel náběžné rychlosti
$\rho$	[ $kg \cdot m^{-3}$ ]	Hustota vzduchu
$\rho$	[1]	Koeficient Lorenzova systému
$\sigma$	[1]	Koeficient Lorenzova systému
$\tau$	[ $s$ ]	Proměnná času
$\omega$	[ $rad \cdot s^{-1}$ ]	Úhlová rychlost otáčení vrtule
$\boldsymbol{\omega}$	[ $rad \cdot s^{-1}$ ]	Vektor úhlové rychlosti otáčení vrtule
$\omega_e$	[ $rad \cdot s^{-1}$ ]	Úhlová rychlost vzduchu za vrtulí
$\omega_0$	[ $rad \cdot s^{-1}$ ]	Úhlová rychlost vzduchu před vrtulí
$\omega_{avg}$	[ $rad \cdot s^{-1}$ ]	Úhlová rychlost vzduchu v rovině vrtule

## Zkratky

<b>Zkratka</b>	<b>Význam</b>
CCA	Constant Current Anemometry
CTA	Constant Temperature Anemometry
CVA	Constant Voltage Anemometry
FFT	Fast Fourier Transform
LDA	Laser Doppler Anemometry
PIV	Particle Image Velocimetry
PSD	Power Spectral Density

## Obrázky

Obr.1	Letecký profil s nejdůležitějšími geometrickými charakteristikami [1] . . .	20
Obr.2	Úhel nastavení [4] . . . . .	21
Obr.3	Rychlostní trojúhelník [4] . . . . .	21
Obr.4	Tah vrtule [4] . . . . .	22
Obr.5	Závislost účinnosti na $J$ a $\beta$ [4] . . . . .	23
Obr.6	Kontrolní objem kolem propulsoru [7] . . . . .	24
Obr.7	Element listu v prstencové oblasti proudu vzduchu [7] . . . . .	26
Obr.8	Silové účinky na element listu [4] . . . . .	27
Obr.9	Soustava vírů pro konstantní $\Gamma$ [3] . . . . .	28
Obr.10	Vírový koš [3] . . . . .	28
Obr.11	Soustava vírů pro proměnnou $\Gamma$ [3] . . . . .	29
Obr.12	Teoretické směry šíření hluku podle jeho typu [9] . . . . .	31
Obr.13	Časový průběh proměnné $x$ při simulaci Lorenzova systému [11] . . . . .	33
Obr.14	Vztah distribuční funkce a hustoty pravděpodobnosti [11] . . . . .	35
Obr.15	Oblasti měřítek turbulence dle Kolmogorova (log. souřadnice) [10] . . . . .	37
Obr.16	Energetická kaskáda vyvinuté turbulence [13] . . . . .	38
Obr.17	Periodogram a spektrum náhodného signálu [10] . . . . .	39
Obr.18	Modelové spektrum vyvinuté turbulence [10, 13] . . . . .	40
Obr.19	Miniaturní drátková sonda (rozměry v $mm$ ) [18] . . . . .	42
Obr.20	Hot-film: a) do otvoru ve stěně; b) nalepovací sonda (rozměry v $mm$ ) [18]	42
Obr.21	Princip metody CTA [15] . . . . .	43
Obr.22	Statická charakteritika CTA, $E(U)$ [15] . . . . .	43
Obr.23	Statická charakteritika CTA, $E^2(\sqrt{U})$ [15] . . . . .	44
Obr.24	Směrová citlivost sondy <i>Hot-wire</i> [15] . . . . .	45
Obr.25	Třídrátková sonda <i>Hot-wire</i> [15] . . . . .	45
Obr.26	Jednodrátková sonda 55P11 (rozměry v $mm$ ) [18] . . . . .	46
Obr.27	Kalibrační křivka CTA s využitím sondy 55P11 . . . . .	46
Obr.28	Kalibrační prostor s Prandtlovou sondou . . . . .	47
Obr.29	Závislost IT na rychlosti nabíhajícího proudu $v_0$ . . . . .	47
Obr.30	Rozvržení měřených bodů za 3-listou vrtulí . . . . .	48
Obr.31	Kolísání počtu vzorků na otáčku . . . . .	50
Obr.32	Vzorky ze všech otáček . . . . .	50
Obr.33	Vzorky z vybraných otáček . . . . .	51
Obr.34	Periodogram rychlosti proudění za 3-listou vrtulí . . . . .	51
Obr.35	Spektrum rychlosti proudění za 3-listou vrtulí . . . . .	52
Obr.36	Validační měření . . . . .	52
Obr.37	Dvoulistá vrtule, $R = 178\text{ mm}$ , $y = 20\text{ mm}$ . . . . .	53
Obr.38	Dvoulistá vrtule, $R = 178\text{ mm}$ , $y = 45\text{ mm}$ . . . . .	54
Obr.39	Dvoulistá vrtule, $R = 178\text{ mm}$ , $y = 70\text{ mm}$ . . . . .	54
Obr.40	Dvoulistá vrtule, $R = 178\text{ mm}$ , $y = 95\text{ mm}$ . . . . .	54



Obr.41	PSD vrtule $R = 178 \text{ mm}$ ; $y = 45 \text{ mm}$ . . . . .	55
Obr.42	PSD vrtule $R = 178 \text{ mm}$ ; $r/R = 0,76$ . . . . .	55
Obr.43	Dvoulistá vrtule, $R = 210 \text{ mm}$ , $y = 20 \text{ mm}$ . . . . .	56
Obr.44	Dvoulistá vrtule, $R = 210 \text{ mm}$ , $y = 60 \text{ mm}$ . . . . .	57
Obr.45	Dvoulistá vrtule, $R = 210 \text{ mm}$ , $y = 100 \text{ mm}$ . . . . .	57
Obr.46	Dvoulistá vrtule, $R = 210 \text{ mm}$ , $y = 140 \text{ mm}$ . . . . .	58
Obr.47	Dvoulistá vrtule, $R = 210 \text{ mm}$ , $y = 180 \text{ mm}$ . . . . .	58
Obr.48	PSD vrtule $R = 210 \text{ mm}$ ; $y = 60 \text{ mm}$ . . . . .	59
Obr.49	PSD vrtule $R = 210 \text{ mm}$ ; $r/R = 0,74$ . . . . .	59
Obr.50	Trojlistá vrtule, $R = 230 \text{ mm}$ , $y = 20 \text{ mm}$ . . . . .	60
Obr.51	Trojlistá vrtule, $R = 230 \text{ mm}$ , $y = 35 \text{ mm}$ . . . . .	61
Obr.52	Trojlistá vrtule, $R = 230 \text{ mm}$ , $y = 50 \text{ mm}$ . . . . .	61
Obr.53	Trojlistá vrtule, $R = 230 \text{ mm}$ , $y = 75 \text{ mm}$ . . . . .	62
Obr.54	Trojlistá vrtule, $R = 230 \text{ mm}$ , $y = 100 \text{ mm}$ . . . . .	62
Obr.55	Trojlistá vrtule, $R = 230 \text{ mm}$ , $y = 125 \text{ mm}$ . . . . .	63
Obr.56	Trojlistá vrtule, $R = 230 \text{ mm}$ , $y = 150 \text{ mm}$ . . . . .	63
Obr.57	Trojlistá vrtule, $R = 230 \text{ mm}$ , $y = 175 \text{ mm}$ . . . . .	64
Obr.58	Trojlistá vrtule, $R = 230 \text{ mm}$ , $y = 200 \text{ mm}$ . . . . .	64
Obr.59	PSD vrtule $R = 230 \text{ mm}$ ; $y = 35 \text{ mm}$ . . . . .	65
Obr.60	PSD vrtule $R = 230 \text{ mm}$ ; $r/R = 0,74$ . . . . .	65



## 1 Úvod

V posledních letech je stále více kladen důraz na snížení spotřeby paliva a tedy vysokou účinnost pohonu letadel. Jednou možností je zvýšení účinnosti samotné vrtule. Druhou možností je např. používání laminárních leteckých profilů na křídlech letadla. Laminární profily mají nízký třecí odpor, jelikož jsou schopny udržet laminární mezní vrstvu déle po proudu než běžné profily. Laminární mezní vrstva se vyznačuje nižší hodnotou třecího odporu než turbulentní mezní vrstva, nicméně je náchylnější na odtržení nebo přechod do turbulence např. vlivem přítomnosti zvýšené turbulence již v nabíhajícím proudu vzduchu. Tato zvýšená turbulence se může vyskytovat např. za vrtulí, která je na křídle upevněná. V této části křídla tak může docházet k neefektivnímu obtékání křídla a vzniká zde prostor pro zlepšení. Znalost charakteru proudění za vrtulí tak poskytuje základ pro další kroky vedoucí ke zvýšení účinnosti.

Charakter proudění tekutiny lze posoudit dvěma způsoby a to kvalitativně - vizualizací proudění nebo kvantitativně - určením hodnot veličin charakterizujících proudění. Získání informací o charakteru proudění za malou leteckou vrtulí je důležité zejména pro porovnání skutečnosti s numerickou simulací, ověření splnění podmínek, pro které byla vrtule navržena, nebo pro odhalení příčin snížené účinnosti vrtule. Vysoká míra turbulence v úplavu za vrtulí je příčinou disipace energie, která mohla být využita na tah vrtule. Z hlediska účinnosti je tak odhalení a redukce tohoto nežádoucího jevu zásadní. Hluk vrtule je také spojen s turbulentním prouděním v úplavu vrtule a detailní znalost úplavu je důležitá pro jeho snížení. Míru turbulence lze kvantifikovat pomocí bodového měření fluktuací rychlosti. Prakticky jediným použitelným způsobem bodového měření rychlosti o vysoké frekvenci je metoda se žhavenými elementy.

Cílem práce je návrh experimentálního stendu pro kvantifikaci turbulence za malou leteckou vrtulí, provedení vlastního experimentu s využitím aerodynamického tunelu a následné vyhodnocení charakteru rychlostního pole v úplavu vrtule.

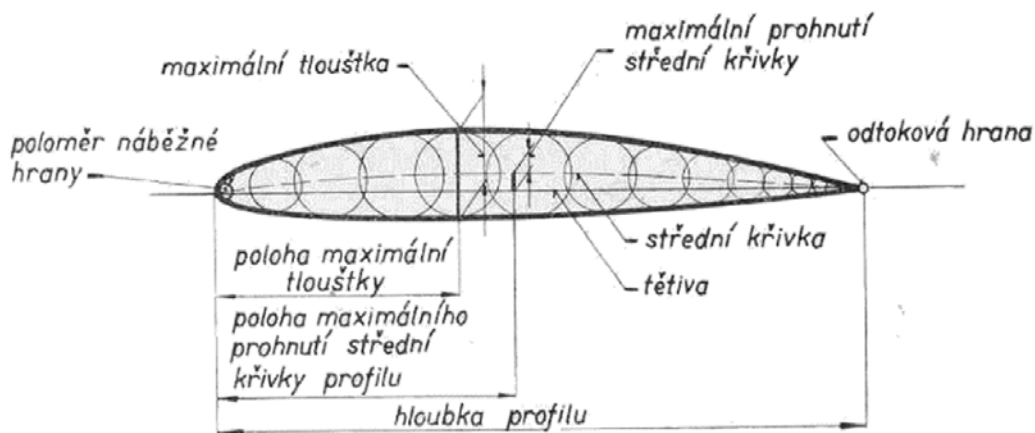
První teoretická část práce se věnuje rozboru geometrických a aerodynamických charakteristik leteckých vrtulí a různým přístupům řešení jejich aerodynamiky. Dále jsou zmíněny charakteristiky turbulentního proudění s důrazem na kvantifikaci turbulence. Nakonec je popsána metoda měření rychlosti využívající žhavené elementy.

Druhá praktická část práce popisuje průběh návrhu experimentálního stendu a princip metody měření a vyhodnocení. Dále je popsán průběh experimentu a jsou rozebrány výsledky měření.

## 2 Letecká vrtule

### 2.1 Profil vrtulového listu

Letecký profil je charakterizován geometrickými veličinami jako je hloubka, tloušťka, hodnota maximálního pronutí střední křivky a další. Tětiva profilu je definována jako přímá spojnice náběžné hrany s odtokovou hranou profilu. Jedna z teorií vysvětlující vznik vztlaku na křídle říká, že je-li profil obtékán tekutinou o rychlosti  $v$  a hustotě  $\rho$ , dochází na jeho vrchní straně k poklesu tlaku a generování aerodynamické síly. Tuto sílu lze rozložit na vztlak kolmý na směr nenarušeného proudu před profilem a odpor rovnoběžný s nenarušeným proudem [1].



**Obr. 1:** Letecký profil s nejdůležitějšími geometrickými charakteristikami [1]

Geometrické charakteristiky profilu ovlivňují aerodynamické charakteristiky jako jsou součinitele vztlaku  $c_L$  a odporu  $c_D$ , jejichž hodnoty lze v případě profilu konečné půdorysné plochy  $S$  určit experimentálně pomocí aerodynamických vah v aerodynamickém tunelu. Potom jsou koeficienty určeny vztahy

$$c_L = \frac{L}{\frac{1}{2}\rho v^2 S}, \quad (2.1)$$

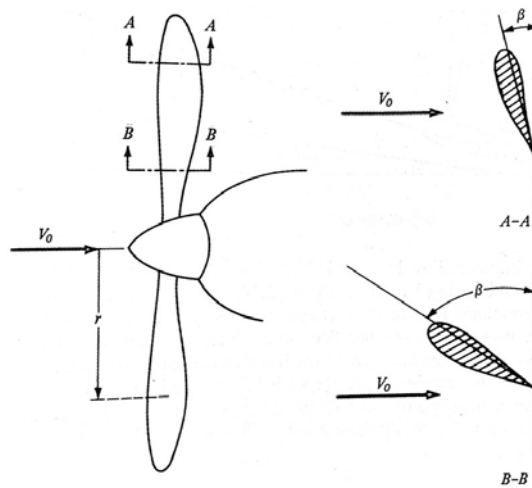
$$c_D = \frac{D}{\frac{1}{2}\rho v^2 S}, \quad (2.2)$$

kde  $L$  značí vztlakovou sílu a  $D$  odporovou sílu působící na profil [2].

Stejně jako vztlaková síla křídla letadla působí proti gravitační síle a umožňuje řízené stoupání a klesání letadla, tak vztlaková síla profilu vrtule působí proti odporové síle letadla a umožňuje jeho pohyb v přímém směru [3].

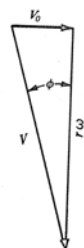
## 2.2 Charakteristiky vrtule

Letecká vrtule je stejně jako křídlo letadla složena z jednotlivých leteckých profilů. Narozdíl od křídla, kde jsou tětivy jednotlivých profilů vesměs rovnoběžné, je vrtule značně zkroucena. Tětivy jednotlivých profilů mění úhel nastavení  $\beta$  od téměř rovnoběžného směru s rychlostí letu (v blízkosti náboje) až k téměř kolmému směru (na konci listu). Je tomu tak z důvodu potřeby udržení konstantního úhlu náběhu  $\alpha$  po celé délce listu. Výsledná náběžná rychlost  $\mathbf{v}$  je dána součtem vektorů rotační rychlosti  $r\omega$  a rychlosti letu  $\mathbf{v}_0$ . Jelikož se  $r\omega$  s poloměrem mění a  $\mathbf{v}_0$  zůstává konstantní, mění se i velikost a úhel  $\mathbf{v}$ . V závislosti na poloměru  $r$  se tedy mění úhel náběhu  $\alpha$ . Jeli v celé délce listu vrtule použit stejný tvar profilu, je pro udržení  $\alpha = konst.$  nutné zkroucení vrtule [4].



Obr. 2: Úhel nastavení [4]

Je-li při určité rychlosti letu dosaženo optimálního úhlu náběhu, potom při zvýšení resp. snížení této rychlosti dojde ke zmenšení resp. zvětšení úhlu  $\alpha$ . Zmenšení úhlu  $\alpha$  se projeví snížením odporu listu vrtule (odlehčením vrtule) a tím se zvýší otáčky. Zmenšení úhlu  $\alpha$  se obdobně projeví snížením otáček vrtule. Je-li kladen požadavek na udržení konstantních otáček vrtule ( $\alpha = konst.$ ), musí se společně se změnou rychlosti  $v_0$  měnit i úhel nastavení  $\beta$ . Podle schopnosti měnit úhel  $\beta$  se vrtule rozdělují na pevné a stavitelné [3].



Obr. 3: Rychlostní trojúhelník [4]

### 2.2.1 Geometrické charakteristiky

Základními geometrickými charakteristikami vrtule je průměr  $D$  (průměr kružnice, kterou opisují konce vrtulových listů za rotace), maximální šířka listu  $b_{max}$  (maximální délka tětiny řezu listu) a tloušťka listu  $t$  (maximální tloušťka průřezu listu na daném poloměru). Tloušťka listu se obdobně jako u leteckého profilu často udává v procentech šířky  $b$  na příslušném poloměru. Geometrické stoupání  $p$  a úhel nastavení vrtule  $\beta$  jsou vztaženy vzorcem

$$\tan \beta = \frac{p}{2\pi r}. \quad (2.3)$$

V závislosti na průměru  $D$  a otáčkách vrtule  $n$  lze definovat bezrozměrný parametr

$$J = \frac{v_0}{nD}, \quad (2.4)$$

zvaný předstih, který vyjadřuje velikost aerodynamického stoupání vztaženého na průměr vrtule. Dále lze ještě definovat rozdíl geometrického a aerodynamického stoupání

$$s = p - \frac{v_0}{n}, \quad (2.5)$$

zvaný skluz [3, 5].

### 2.2.2 Tahová síla

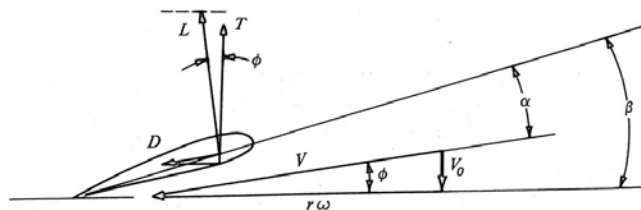
Výsledná síla od nabíhajícího proudu vzduchu o rychlosti  $v$  se dá rozložit na vztlak  $L$  kolmý na tětinu profilu a odpor  $D$  rovnoběžný s tětinou profilu listu. Z těchto hodnot lze poté vyjádřit vztah pro čistý tah

$$T = L \cos \phi - D \sin \phi, \quad (2.6)$$

kde

$$\phi = \beta - \alpha. \quad (2.7)$$

Integrací  $T$  přes délku všech listů vrtule se obdrží tahová síla celé vrtule  $T_A$  [4].



Obr. 4: Tah vrtule [4]

### 2.2.3 Účinnost vrtule

Účinnost vrtule je definována vztahem

$$\eta = \frac{P_A}{P} = \frac{T_A v_0}{P}, \quad (2.8)$$

tedy jako poměr výkonu vrtule ku příkonu dodaného motorem. Dále lze definovat součinitel tahu

$$c_F = \frac{T_A}{\rho n^2 D^4} \quad (2.9)$$

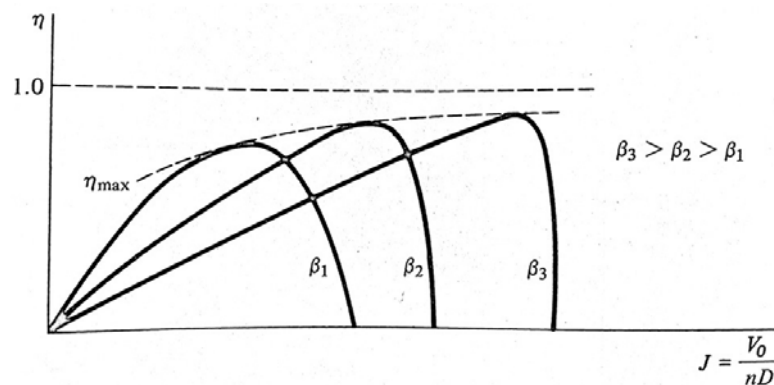
a součinitel výkonu

$$c_P = \frac{P}{\rho n^3 D^5}. \quad (2.10)$$

S jejich využitím lze účinnost definovat jako

$$\eta = \frac{c_F}{c_P} J. \quad (2.11)$$

Účinnost je tedy závislá na parametrech  $\beta$ ,  $v_0$ ,  $n$  a  $D$ . Tedy pro konstantní úhel nastavení  $\beta$  je závislá pouze na hodnotě  $J$ . Dovoluje-li konstrukce vrtule plynule za chodu měnit úhel nastavení, je možné bez ohledu na pracovní režim vrtule vždy dosahovat maximální účinnosti  $\eta_{max}$  [3, 5].



Obr. 5: Závislost účinnosti na  $J$  a  $\beta$  [4]

## 2.3 Přístupy řešení aerodynamiky vrtule

Tato kapitola zmiňuje čtyři základní teorie popisující aerodynamiku vrtule. Existují ještě další teorie, které zde zmíněny nebudou. Jsou jimi Sabinin-Jurjevova teorie, která je kombinací vírové a hybnostní teorie a podobnostní teorie, která aplikuje charakteristiky získané experimentem na modelu na skutečnou vrtuli. Teorie ideálního propulsoru a teorie ideální vrtule vychází z bilancování hybnosti. Výsledkem použití věty o změně hybnosti je pouze celkový silový účinek tekutiny na těleso. Teorie

izolovaného elementu listu vyšetřuje vrtulový list jako nosnou plochu. Vírová teorie využívá analogii vírové soustavy působící na proud vzduchu místo vrtule [3, 6].

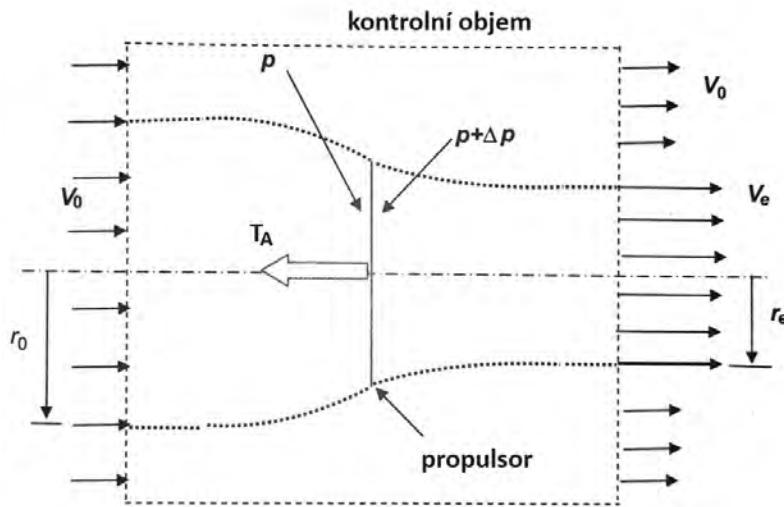
### 2.3.1 Teorie ideálního propulsoru

Výsledná rychlost proudění ve směru osy propulsoru  $v_e$  je dána součtem rychlosti letu  $v_0$  a rychlosti indukované propulsorem  $\Delta v$ . Pro určení výkonu ideálního propulsoru lze využít větu o energii

$$\dot{m} \left[ (h_e - h_o) + \frac{1}{2} (v_e^2 - v_0^2) \right] = \dot{m}Q + P, \quad (2.12)$$

kde  $\dot{m}(h_e - h_o)$  značí rozdíl entalpií za a před propulsorem,  $\dot{m}\frac{1}{2}(v_e^2 - v_0^2)$  značí rozdíl kinetických energií za a před propulsorem,  $\dot{m}Q$  značí sdílené teplo a  $P$  značí výkon dodaný propulsorem do vzduchu jím procházejícím. Po přijetí předpokladu, že mezi vzduchem procházejícím propulsorem a okolím nedochází k přenosu tepla, tedy  $Q = 0$ , a v proudícím vzduchu nedochází ke změně entalpie, tedy  $h_0 \approx h_e$ , lze vyjádřit výkon jako

$$P \approx \frac{1}{2} \dot{m} (v_e^2 - v_0^2). \quad (2.13)$$



**Obr. 6:** Kontrolní objem kolem propulsoru [7]

Pro určení tahové síly lze využít zákon o změně hybnosti

$$\dot{m} (v_e - v_0) = T_A, \quad (2.14)$$

který v kombinaci s rovnicí (2.13) vede na vztah

$$P = T_A \frac{1}{2} (v_e + v_0) = T_A v_{avg}. \quad (2.15)$$



Tento vztah udává hodnotu výkonu dodaného do tekutiny. Hodnota výkonu potřebného k udržení pohybu letadla rychlostí  $v_0$  je rovna

$$P_A = T_A v_0. \quad (2.16)$$

Účinnost ideálního propulsoru je dána jako poměr výkonu potřebného k pohybu letadla k celkovému výkonu dodanému pohonnou jednotkou

$$\eta_p = \frac{P_A}{P} = \frac{T_A v_0}{T_A v_{avg}} = \frac{v_0}{\frac{1}{2}(v_0 + v_e)}. \quad (2.17)$$

Je žádoucí snížit rozdíl mezi výkony  $P$  a  $P_A$  na minimum a dosáhnout tak maximální účinnosti [7].

### 2.3.2 Teorie ideální vrtule

V teorii ideální vrtule se předpokládá, narozdíl od teorie ideálního propulsoru, i tečná složka výsledné rychlosti proudění. V teorii ideálního propulsoru je celkový výkon dodávaný pohonnou jednotkou vyjádřen ve tvaru

$$P = T_A v_0 + \dot{m} \frac{\Delta v^2}{2}, \quad (2.18)$$

kde

$$\Delta v = v_e - v_0. \quad (2.19)$$

Výkon propulsoru se tak spotřebovává na pohyb letadla  $T_A v_0$  a na udržení pohybové energie odtékajícího vzduchu  $\dot{m} \frac{\Delta v^2}{2}$ . V teorii ideální vrtule se navíc spotřebuje výkon na udržování rotační energie odtékajícího vzduchu. V diferenciálech lze tak vzorec pro výkon napsat ve tvaru

$$dP = dM\omega = dT_A v_0 + d\dot{m} \frac{\Delta v^2}{2} + d\dot{m} \frac{\omega_e^2 r^2}{2}, \quad (2.20)$$

kde první člen je užitečný výkon prstencového elementu, druhý představuje výkon axiálního pohybu vzduchu a třetí představuje výkon obvodového pohybu vzduchu. Jelikož  $\dot{m} r^2$  je moment prstencového elementu  $dI$  vztažený k ose propulsoru, lze vztah pro výkon zapsat ve tvaru

$$dP = dT_A v_0 + dT_A \frac{\Delta v^2}{2} + dI \frac{\omega_e^2}{2}. \quad (2.21)$$

Konečný vztah pro výkon dodaný vrtulí do tekutiny vznikne integrací podél poloměru vrtule, tedy

$$P = M\omega = T_A \left( v_0 + \frac{\Delta v}{2} \right) + I \frac{\omega_e^2}{2}. \quad (2.22)$$

Využitím věty o změně hybnosti a skutečnosti, že  $\omega_0 = 0$ , vznikne vztah

$$M = I\omega_e. \quad (2.23)$$

Potom lze z rovnice pro výkon ideální vrtule vyjádřit

$$M \left( \omega - \frac{\omega_e}{2} \right) = T_A v_{avg} \quad (2.24)$$

a odtud s využitím  $\omega_{avg} = \frac{\omega_e}{2}$  poměr tahu vrtule k momentu ideální vrtule

$$\frac{T_A}{M} = \frac{\omega - \omega_{avg}}{v_{avg}}. \quad (2.25)$$

Účinnost ideální vrtule je dána vztahem

$$\eta_{id.vrt.} = \frac{T_A v_0}{M\omega}, \quad (2.26)$$

který lze s využitím rovnice (2.25) vyjádřit ve tvaru

$$\eta_{id.vrt.} = \frac{v_0}{v_{avg}} \frac{\omega - \omega_{avg}}{\omega}. \quad (2.27)$$

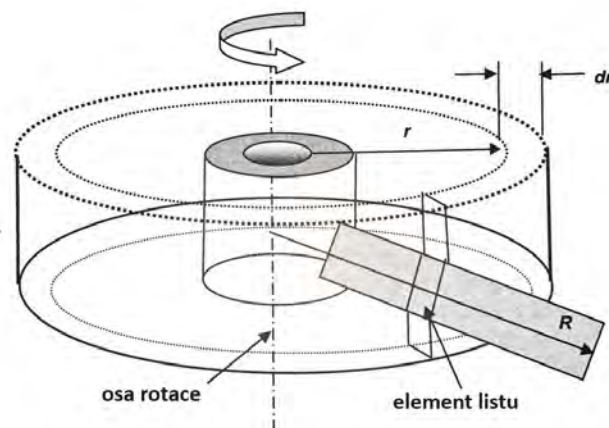
První zlomek vyjadřuje axiální účinnost a druhý zlomek vyjadřuje obvodovou účinnost. Výsledná účinnost ideální vrtule lze tedy vyjádřit jako součin těchto dílčích účinností

$$\eta_{id.vrt.} = \eta_a \eta_o, \quad (2.28)$$

kde axiální účinnost je rovna účinnosti ideálního propulsoru [3].

### 2.3.3 Teorie izolovaného elementu listu

Základem je vyjmutí elementu listu vrtule na poloměru  $r$  o elementární tloušťce  $dr$ .



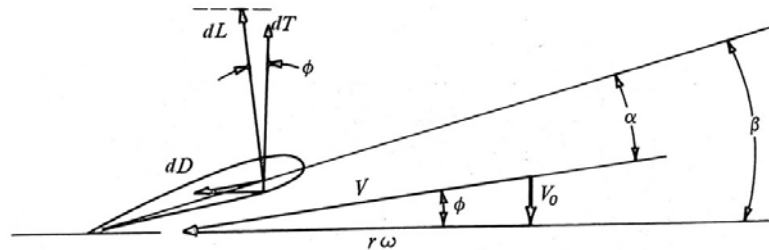
**Obr. 7:** Element listu v prstencové oblasti proudu vzduchu [7]

Vznikne tak letecký profil generující elementární vztlak  $dL$  a odpor  $dD$ , které lze rozložit na elementární tah

$$dT = dL \cos \phi - dD \sin \phi \quad (2.29)$$

a elementární výkon

$$dP = (dL \sin \phi + dD \cos \phi) r \omega . \quad (2.30)$$



**Obr. 8:** Silové účinky na element listu [4]

S využitím koeficientů vztlaku a odporu lze vztlak a odpor profilu elementární části listu vyjádřit jako:

$$dL = c_L \frac{1}{2} \rho v^2 b dr , \quad (2.31)$$

$$dD = c_D \frac{1}{2} \rho v^2 b dr . \quad (2.32)$$

Potom vztahy (2.29) a (2.30) přejdou do tvaru

$$dT_A = \frac{1}{2} \rho v^2 b (c_L \cos \phi - c_D \sin \phi) z dr , \quad (2.33)$$

$$dP = \frac{1}{2} \rho v^2 b (c_L \sin \phi + c_D \cos \phi) z \omega r dr , \quad (2.34)$$

kde  $z$  představuje počet listů vrtule. Celková tahová síla, resp. výkon vrtule, je potom výsledkem integrace vztahů podél poloměru vrtule

$$T_A = \int_r^R \left[ \frac{1}{2} \rho v^2 b (c_L \cos \phi - c_D \sin \phi) z \right] dr , \quad (2.35)$$

$$P = \int_r^R \left[ \frac{1}{2} \rho v^2 b (c_L \sin \phi + c_D \cos \phi) z \omega r \right] dr . \quad (2.36)$$

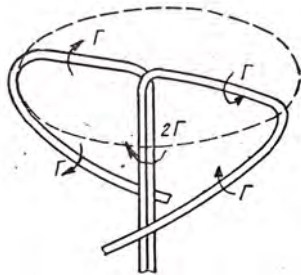
Účinnost lze potom vyjádřit jako

$$\eta = \frac{T_A v_0}{P} , \quad (2.37)$$

tedy stejně jako v případě ideálního propulsoru, nicméně s odlišně definovaným tahem a výkonem. Zdokonalením teorie izolovaného elementu listu je Sabinin-Jurjeva teorie. Tato teorie bere v úvahu indukovanou axiální a obvodovou rychlost, které byly uvažovány v teorii ideální vrtule. Vektor náběžné rychlosti je tedy ovlivněn přičtením indukované axiální rychlosti a odečtením indukované obvodové rychlosti [3, 8].

### 2.3.4 Vírová teorie

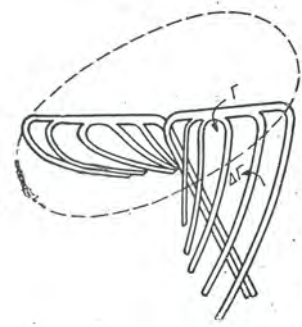
Vírová teorie nahrazuje účinek vrtule na vzduch obtékající vrtuli a okolní tekutinu soustavou vírových vláken. Soustava se skládá z vnější válcové vírové vrstvy, rovinného vírového dna a centrálního vírového vlákna, uvažuje-li se konstantní hodnota cirkulace  $\Gamma$  podél poloměru listu (Obr. 9). V případě uvážení proměnné cirkulace přejde jediný vnější vírový válec v několik vrstev (Obr. 11). Na Obr. 10 je znázorněn tvar vírové soustavy pro vrtuli s více než dvěma listy.



**Obr. 9:** Soustava vírů pro konstantní  $\Gamma$  [3]



**Obr. 10:** Vírový koš [3]



**Obr. 11:** Soustava vírů pro proměnnou  $\Gamma$  [3]

V rovině vrtule se nachází nosná plocha vírové soustavy obsahující vázané víry. Válcová plocha soustavy je tvořena víry volnými, které odtékají směrem od nosné plochy po šroubovici. Je-li cirkulace podél listu neměnná, soustava dvoulisté vrtule se skládá z centrálního vlákna o cirkulaci  $2\Gamma$ , z dvou vázaných vírových vláken v nosné ploše o cirkulaci  $\Gamma$  a dvou odtékajících vírových vláken na koncích listů též o cirkulaci  $\Gamma$ . Není-li cirkulace podél listu konstantní, z nosné plochy odtéká soustava volných vírových vláken, kdy jednotlivému vláknu přísluší cirkulace  $\Delta\Gamma$  rovná cirkulaci vázaného víru v příslušném místě nosné plochy. Pro zjednodušení vzorců jsou zavedeny následující bezrozměrné veličiny:

poloměr proudu před vrtulí

$$\bar{r}_0 = \frac{r_0}{R}, \quad (2.38)$$

úhrnná šířka listů

$$\bar{b} = \frac{zb}{2\pi D}, \quad (2.39)$$

rychlost v rovině vrtule

$$\lambda = \frac{v}{\pi n D}, \quad (2.40)$$

rychlost před vrtulí

$$\lambda_0 = \frac{v_0}{\pi n D}, \quad (2.41)$$

poměr odporu a vztlaku

$$\mu = \frac{c_D}{c_L}, \quad (2.42)$$

a náběžná rychlost

$$\bar{v} = \frac{\bar{r}}{\cos \phi}. \quad (2.43)$$

Pro určení účinnosti vrtule dle vírové teorie je třeba stanovit vztah mezi cirkulací a parametry listu

$$\bar{\Gamma} = \frac{1}{2} c_L \bar{b} \bar{v}, \quad (2.44)$$

vztah mezi cirkulací a tahem vrtule

$$\bar{T}_A = \bar{\Gamma} [1 - \bar{r}_0^2 + 2\bar{\Gamma} \ln \bar{r}_0 - 2\mu\lambda(1 - \bar{r}_0)] \quad (2.45)$$

a vztah mezi cirkulací a výkonem

$$\bar{P} = \bar{\Gamma} \left[ \lambda(1 - \bar{r}_0^2) + \frac{2}{3}\mu(1 - \bar{r}_0^3) - 2\mu\bar{\Gamma}(1 - \bar{r}_0) \right]. \quad (2.46)$$

Vztahy byly odvozeny z Bernoulliovy rovnice za předpokladu zanedbání odstředivých sil a zúžení proudu za vrtulí. Zanedbání je oprávněné, jelikož výpočty ukazují, že se výsledky s ohledem na odstředivou sílu a zúžení proudu od výsledků se zanedbáním liší nepatrně [3].

Účinnost lze opět vyjádřit jako poměr výkonu dopředného pohybu a celkového výkonu vrtule

$$\eta = \frac{T_A v_0}{P} = \frac{\bar{T}_A \lambda_0}{\bar{P}}. \quad (2.47)$$

S využitím definic  $\bar{T}_A$  a  $\bar{P}$  dle vírové teorie vztah přejde do tvaru

$$\eta = \frac{\lambda_0}{\lambda} \frac{1 - \bar{r}_0^2 + 2\bar{\Gamma} \ln \bar{r}_0 - 2\mu\lambda(1 - \bar{r}_0)}{(1 - \bar{r}_0^2)\lambda + \frac{2}{3}\mu(1 - \bar{r}_0^3) - 2\mu\bar{\Gamma}(1 - \bar{r}_0)} \lambda, \quad (2.48)$$

kde první člen vyjadřuje axiální účinnost a druhý člen vyjadřuje součin obvodové a profilové účinnosti [3].

## 2.4 Nežádoucí aerodynamické jevy

### 2.4.1 Odtržení proudu

Stejně jako v případě překročení kritického úhlu náběhu u křídla letadla, tak i v případě profilu listu vrtule může docházet k odtržení proudu obtékajícího konturu profilu. V důsledku toho dochází ke snížení tahu vrtule ztrátou podtlaku na sací straně listu a ke vzniku vírů v odtrženém proudu, kde energie nakonec disipuje vlivem viskozity. Ke vzniku turbulentního odtržení může též dojít vlivem nerovnosti povrchu a tvarové vady nebo poškození listu vrtule [2].

### 2.4.2 Konečné víry

V případě konečného listu vrtule dochází na jeho konci ke kontaktu podtlakové a přetlakové oblasti. V důsledku tlakového gradientu dochází k proudění vzduchu kolem špičky listu z oblasti vyššího tlaku do oblasti s nižším tlakem a tím dochází k vytvoření

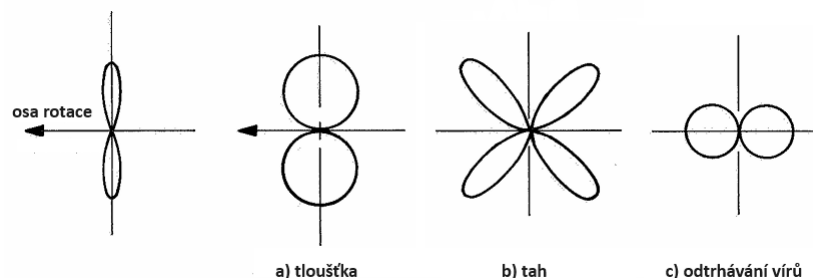
koncového víru. Přítomnost koncových vírů má za následek vznik indukovaného odporu, kdy energie vytvořených vírů snižuje tah vrtule a vlivem viskozity je následně tato energie disipována. Indukovaná rychlost koncového víru také mění směr a velikost proudu nabíhajícího na list a negativně tak ovlivňuje výsledný tah vrtule [2].

### 2.4.3 Hluk vrtule

Hluk vrtule lze rozdělit podle jeho původu na různé složky. Nejvýznamější příspěvek k celkovému hluku vrtule mají dvě základní složky a to hluk způsobený periodickou změnou tlaku při otáčení vrtule a hluk způsobený víry za odtokovou hranou listu a koncovými víry. V případě hluku od otáčení vrtule se jedná o harmonický zvuk s ostře oddělenými frekvencemi. Hluk způsobený odtrháváním vírů je širokopásmového charakteru, jelikož frekvence vírů závisí na obvodové rychlosti a hloubce profilu, které jsou podél poloměru spojitě proměnné [9].

Hluk od otáčení vrtule se dále dělí na složku od tloušťky listu a složku způsobenou tahem vrtule, tedy rozdílem tlaků před a za vrtulí. Při pohybu vrtulového listu tekutinou dochází k rozhrnování a opětovnému spojování tekutiny za listem, tím vzniká tlakový rozruch. Čím má list vrtule větší tloušťku, tím je tento rozruch, tedy hluk od tloušťky listu, intenzivnější. Ve srovnání s hlukem od tahu vrtule je hluk způsobený tloušťkou listu malý, nicméně při vysokých rychlostech, zejména na konci listu, nabírá tato složka na významnosti. Podtlaková a přetlaková oblast listu vrtule jsou při otáčení z pohledu listu stálé a toto tlakové pole tak rotuje společně s listem. Tím dochází z pohledu pozorovatele ke vzniku hluku od tahu vrtule zapříčiněného rotací tlakového pole [3, 9].

Každá z popsaných složek má svůj vlastní charakteristický směr šíření hluku. Jak je vidět na Obr. 12, hluk od šířky listu se šíří ve směru kolmém na osu vrtule a je oslaben v ose, hluk od tahu je k tomu ještě oslaben ve směru kolmém na osu. Hluk způsobený víry se naopak šíří hlavně ve směru osy a je oslaben ve směru kolmém na osu. Výsledný směr šíření hluku je potom dán kombinací dílčích složek [9].



**Obr. 12:** Teoretické směry šíření hluku podle jeho typu [9]

Snížení hluku je možno dosáhnout například použitím vrtule s menší tloušťkou listu nebo vrtule, která dosahuje na konci listu menších rychlostí. Po zmapování rychlostního pole za vrtulí a identifikaci koncových vírů a vírů za odtokovou hranou lze upravit list vrtule k eliminaci nebo alespoň redukci vírů a docílit tak snížení hluku.

### 3 Turbulence

Proudění může mít laminární nebo turbulentní charakter. Laminární proudění je charakteristické uspořádaností a nízkou rychlostí pohybu nebo vysokou hodnotou viskozity. Turbulentní proudění je ve srovnání s prouděním laminárním v přírodě mohem častější. Turbulentní proudění se vyskytuje z různých důvodů, např. při proudění tekutiny za mříží, ve volných smykových vrstvách, v mezních vrstvách, v úplavu za obtékaným tělesem, v proudění způsobeném sdílením tepla. Společnou vlastností všech typů turbuletního proudění je široká škála měřítek a jeho fraktální struktura. Ve všech případech lze pozorovat nepravidelné, nestálé, zdánlivě chaotické a nepředvídatelné chování tekutiny [10, 11].

#### 3.1 Definice turbulence

Vyvinuté turbulentní proudění je obtížné exaktně definovat. Za definici lze považovat následující výčet vlastností, které turbuletní proudění vystihují.

1. **Náhodnost:** Turbulentní proudění není ve skutečnosti náhodné, nicméně Navierovy-Stokesovy rovnice jsou extrémně citlivé na změnu počátečních podmínek a molekulární pohyby v tekutině, jelikož tyto pohyby nejsou zahrnuty v hypotéze kontinua. To se projeví nepředpověditelností turbuletního proudění a jeho zdánlivou náhodnou povahou. Tento paradox zdánlivě náhodného chování se nazývá deterministický chaos.
2. **Difuzivita:** Mechanismem turbuletního transportu v tekutině dochází k řádově vyšší rychlosti míšení tekutiny než při molekulární difuzi.
3. **Vířivost:** Charakteristikou turbuletního proudění jsou lokální vysoké hodnoty vířivosti.
4. **Spektrum měřítek:** Měřítko vírových struktur přecházejí spojitě od rozměrů smykových oblastí po velikost nejmenších vírů podléhajících disipaci.
5. **Prostorovost:** Turbulentní proudění je charakterizováno prostorovým vektorovým polem fluktuací. Pro velká měřítko vírů větších než mezní velikost prostoru v jednom směru může mít proudění rovinný charakter, nicméně v menších měřítkách se opět jedná o prostorové proudění.
6. **Disipativnost:** V turbulenci dochází ke kaskádovému přenosu energie z vírů největších měřítek, které získávají energii z hlavního proudu, na víry nejmenších měřítek, které jsou viskozitou utlumeny a jejich energie se přemění v teplo.
7. **Nelinearita:** Turbulence je nelineární už z podstaty toho, že velmi malé změny v počátečních podmínkách vedou na značná změny průběhu pozorované veličiny. Turbuletní pole nelze popsat jinak než nelineárním matematickým modelem.

Toto jsou pouze nutné vlastnosti, které musí turbuletní proudění splňovat a vyplývají z nich některé další [10].



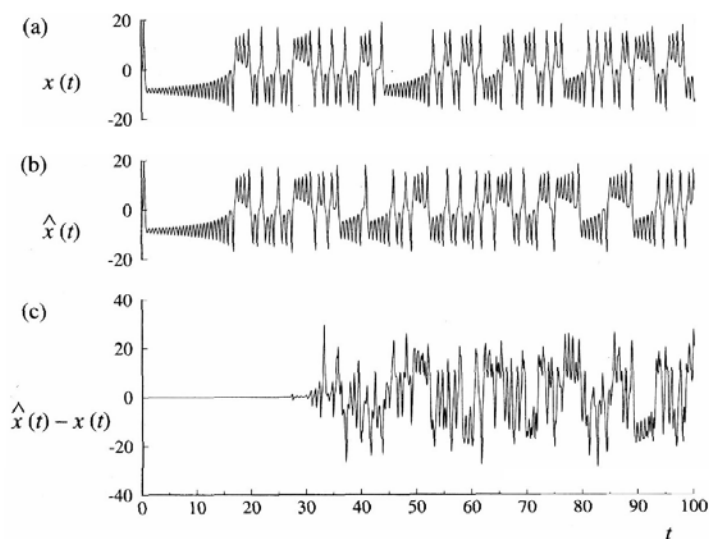
## 3.2 Statistický pohled na turbulenci

### 3.2.1 Náhodná povaha turbulence

Náhodnou povahu turbulence lze vysvětlit na Lorenzově systému. Edward Lorenz začátkem 60. let vytvořil matematický model (Lorenzův systém), který popisuje proudění vzduchu v zemské atmosféře, kde velmi malá změna v počátečních podmínkách zapříčiní znatelnou změnu ve výsledné hodnotě sledované veličiny. Lorenzův systém popisují tři stavové proměnné  $x(t)$ ,  $y(t)$ ,  $z(t)$  a soustava diferenciálních rovnic

$$\begin{aligned}\dot{x} &= \sigma(y - x), \\ \dot{y} &= x(\rho - z) - y, \\ \dot{z} &= xy - \beta z.\end{aligned}\tag{3.1}$$

Hodnoty koeficientů jsou  $\sigma = 10$ ,  $\beta = \frac{8}{3}$  a  $\rho = 28$ . Na Obr. 13 (a) je vyobrazena simulace proměnné  $x(t)$  příslušející počátečním podmínkám  $[x(0); y(0); z(0)] = [0, 1; 0, 1; 0, 1]$ . Na Obr. 13 (b) je simulace  $\hat{x}(t)$  pro počáteční podmínky  $[\hat{x}(0); \hat{y}(0); \hat{z}(0)] = [0, 100001; 0, 1; 0, 1]$  a Obr. 13 (c) zobrazuje rozdíl hodnot  $\hat{x}(t) - x(t)$ .



**Obr. 13:** Časový průběh proměnné  $x$  při simulaci Lorenzova systému [11]

Z Obr. 13 (c) je zřejmé, že změna počáteční podmínky o tisícinu procenta se po určité době projeví značnou změnou výsledku. Tedy chování systému lze i přes velmi malou odchylku mezi skutečnými a odhadovanými počátečními podmínkami předpovídat na velmi krátkou dobu. Systém vykazuje chaotické chování pro hodnotu  $\rho > 24,74$ . Střední hodnota veličiny však zůstává neměnná a ve statistickém smyslu lze tak turbulentní proudění považovat za předpověditelné. Jedná se o případ deterministického chaosu. Pro  $\rho < 24,74$  systém směřuje do jediného bodu, tedy stavové proměnné  $x(t)$ ,  $y(t)$ ,  $z(t)$  asymptoticky směřují k pevným hodnotám [11].

### 3.2.2 Středování

Vzhledem k náhodné povaze turbulence je k jejímu popisu vhodné použití statistických metod. Na veličiny popisující turbulentní proudění lze nahlížet jako na náhodné proměnné. Potom lze na tyto veličiny aplikovat operaci středování, obecně chápanou jako středování souboru hodnot  $\langle a \rangle$ . Po přijetí předpokladu ergodičnosti procesu (možno pouze v případě homogenní a stacionární turbulence) lze středování obecně nahradit středováním v čase  $\bar{a}$ , které chápeme jako průměr realizací náhodné proměnné  $a$  v omezeném časovém úseku. Pro omezený časový úsek  $T$  lze definovat estimátor

$$a_T(t) = \frac{1}{T} \int_0^T a(t + \tau) d\tau. \quad (3.2)$$

V limitě vztah přejde na definici střední hodnoty

$$\bar{a} = \lim_{T \rightarrow \infty} a_T(t). \quad (3.3)$$

V praxi se pracuje s estimátory, jejichž hodnota se blíží střední hodnotě, přičemž úsek  $T$  musí svou délkou značně převyšovat periodu nejpomalejší kvaziperiodické složky daného procesu [10].

Ergodický stacionární náhodný proces se vyznačuje tím, že jeho statistické momenty lze získat během jedné realizace, která trvá dostatečně dlouhou dobu. Statistické charakteristiky (momenty) potom nejsou funkcí času [12].

### 3.2.3 Distribuční funkce a hustota pravděpodobnosti

Je-li rychlost proudění uvažována jako náhodná veličina, lze pravděpodobnost  $P$ , že bude rychlost  $u$  menší než hodnota  $v$ , vyjádřit pomocí distribuční funkce definované jako

$$F(v) = P(u < v). \quad (3.4)$$

Pravděpodobnost výskytu veličiny  $u$  v intervalu  $v_a \leq u < v_b$  lze pomocí distribuční funkce vyjádřit jako

$$P(v_a \leq u < v_b) = F(v_b) - F(v_a). \quad (3.5)$$

Distribuční funkce má tři základní vlastnosti:

$$F(-\infty) = 0, \quad (3.6)$$

$$F(\infty) = 1, \quad (3.7)$$

$$F(v_b) > F(v_a); v_b > v_a. \quad (3.8)$$

Na základě definice distribuční funkce lze definovat funkci hustoty pravděpodobnosti jako

$$f(v) = \frac{dF(v)}{dv}, \quad (3.9)$$

pro niž platí vlastnosti

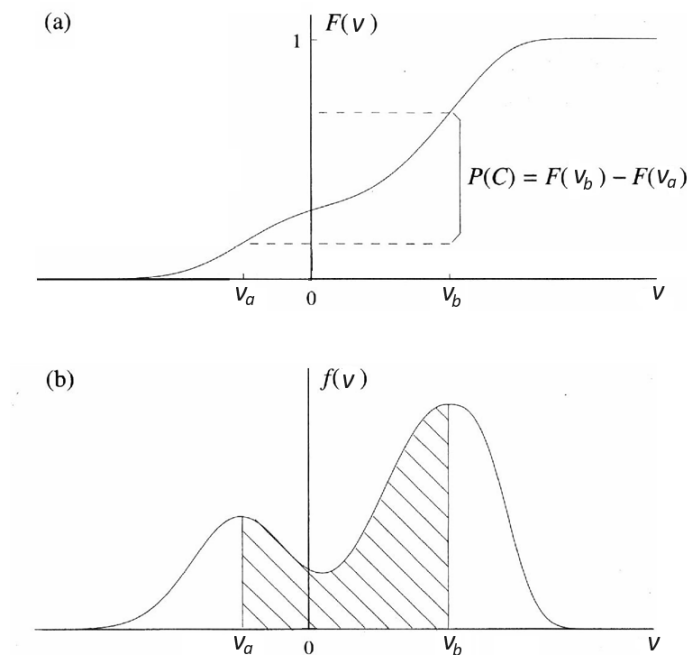
$$\int_{-\infty}^{\infty} f(v) dv = 1, \quad (3.10)$$

$$f(-\infty) = f(\infty) = 0. \quad (3.11)$$

Potom lze pravděpodobnost (3.5) vyjádřit jako

$$P(v_a \leq u < v_b) = F(v_b) - F(v_a) = \int_{v_a}^{v_b} f(v) dv. \quad (3.12)$$

Vztah mezi pravděpodobností výskytu veličiny v určitém intervalu a její distribuční funkcí a hustotou pravděpodobnosti je graficky znázorněn na Obr. 14 [11].



**Obr. 14:** Vztah distribuční funkce a hustoty pravděpodobnosti [11]

### 3.2.4 Statistické momenty a intenzita turbulence

Pomocí funkce hustoty pravděpodobnosti lze střední hodnotu rychlosti z rovnice (3.3) vyjádřit jako

$$\bar{u} = \int_{-\infty}^{\infty} v f(v) dv, \quad (3.13)$$

což představuje pravděpodobnostně vážený průměr všech možných hodnot  $v$ . Fluktuace rychlosti lze potom vyjádřit jako

$$u' = u - \bar{u}. \quad (3.14)$$

Pomocí fluktuace lze definovat rozptyl

$$\overline{u'^2} = \int_{-\infty}^{\infty} (v - \bar{u})^2 f(v) dv, \quad (3.15)$$

který představuje centrální statistický moment druhého řádu. Moment  $n$ -tého řádu je obecně definován jako

$$\overline{u'^n} = \int_{-\infty}^{\infty} (v - \bar{u})^n f(v) dv. \quad (3.16)$$

Odmocninou z rozptylu je směrodatná odchylka [11].

Míru fluktuací rychlosti lze charakterizovat pomocí intenzity turbulence

$$IT = \frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{\bar{u}}, \quad (3.17)$$

jejíž hodnotu je zvykem udávat v procentech [13].

## 3.3 Měřítka turbulentního proudění

### 3.3.1 Veličiny zaváděné v teorii turbulence

Pro další popis turbulentního proudění se zavádí pojem kinetické energie turbulence

$$k = \frac{1}{2} \overline{\mathbf{u}' \cdot \mathbf{u}'} \quad (3.18)$$

a rychlost disipace

$$\varepsilon = 2\nu \overline{s_{ij} s_{ij}}, \quad (3.19)$$

kde

$$s_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.20)$$

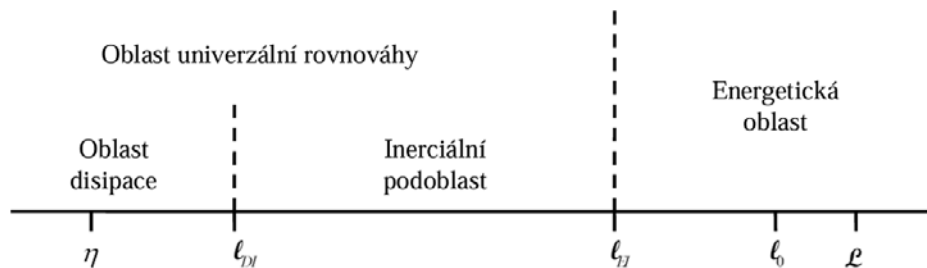
je rychlost deformace částice tekutiny. Dále je zaveden pojem vlnové číslo

$$\kappa = \frac{1}{\ell}, \quad (3.21)$$

kde  $\ell$  je velikost víru [10].

### 3.3.2 Kolmogorovova měřítka a energetická kaskáda

Lewis Fry Richardson roku 1922 objevil proces kaskádového přechodu energie z hlavního proudu do vírů největších měřítek a postupně do vírů nejmenších měřítek, kde dochází k disipaci vlivem viskozity. Na tento objev navázal roku 1941 Andrej Nikolajevič Kolmogorov, který objevil a definoval právě ta nejmenší měřítka, na kterých se koná proces disipace. Velikost smykové oblasti udává zhruba rozměr největších vírů  $\mathcal{L}$ , které jsou charakteristické anizotropií. Směrem k menším měřítkům přes střední velikost energetických víru  $\ell_0$  dochází k postupnému růstu izotropie. Hranici mezi velkými anizotropními a malými izotropními víry tvoří měřítko  $\ell_{EI} \approx \frac{1}{6}\ell_0$ . Měřítka  $\ell_{DI} \approx 60\eta$  potom tvoří hranici, pod níž převažuje vliv viskozity, až v jejím důsledku dojde k disipování nejmenších vírů měřítka  $\eta$  [11].



**Obr. 15:** Oblasti měřítek turbulence dle Kolmogorova (log. souřadnice) [10]

S využitím veličin rychlosti disipace  $\varepsilon$  a kinematické viskozity  $\nu$  jsou Kolmogorovova měřítka definována jako:

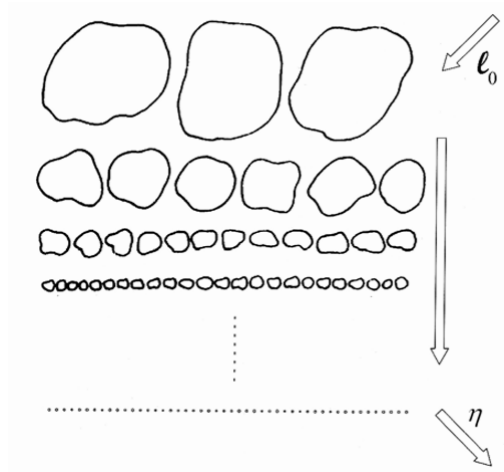
$$\eta = \left( \frac{\nu^3}{\varepsilon} \right)^{\frac{1}{4}}, \quad (3.22)$$

$$u_\eta = (\varepsilon\nu)^{\frac{1}{4}}, \quad (3.23)$$

$$\tau_\eta = \left( \frac{\nu}{\varepsilon} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (3.24)$$

Délkové ( $\eta$ ), rychlostní ( $u_\eta$ ) a časové ( $\tau_\eta$ ) Kolmogorovovo měřítko je takto definováno až na bezrozměrnou konstantu. Obecně jsou měřítka funkcí času, nicméně v případě statisticky stacionárního děje tato závislost zaniká [10].

Z hlediska toku energie představuje proudící tekutina otevřený systém, do kterého vstupuje energie v podobě vírů měřítka  $\ell_0$ . Kolmogorovova teorie uvádí, že uvnitř inerciální oblasti dochází k přenosu energie rychlostí  $\varepsilon$ , která není na velikosti měřítka závislá. Energie ze systému vystupuje disipací na měřítku  $\eta$  [10].



Obr. 16: Energetická kaskáda vyvinuté turbulence [13]

### 3.3.3 Fourierova transformace a spektrální výkonová hustota

Rychlá Fourierova transformace (angl. *Fast Fourier Transform*, FFT) je vhodná pouze pro stacionární děje. Používá-li se k analýze děje nestacionárního, je nutné volit délku integrace dostatečně krátkou, aby se dal děj považovat za statisticky stacionární. Používá se k transformaci naměřeného signálu z časové oblasti do oblasti frekvenční. Fourierův obraz průběhu náhodné veličiny  $x(t)$  je definován jako

$$X_T(f) = \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} x(t)e^{-i2\pi ft} dt, \quad (3.25)$$

kde  $T$  představuje délku časového okénka. Z FFT lze určit periodogram

$$P_T(f) = \frac{1}{T} |X_T(f)|^2, \quad (3.26)$$

který se v případě ergodického procesu v limitě blíží spektrální výkonové hustotě neboli spektru signálu (angl. *Power Spectral Density*, PSD)

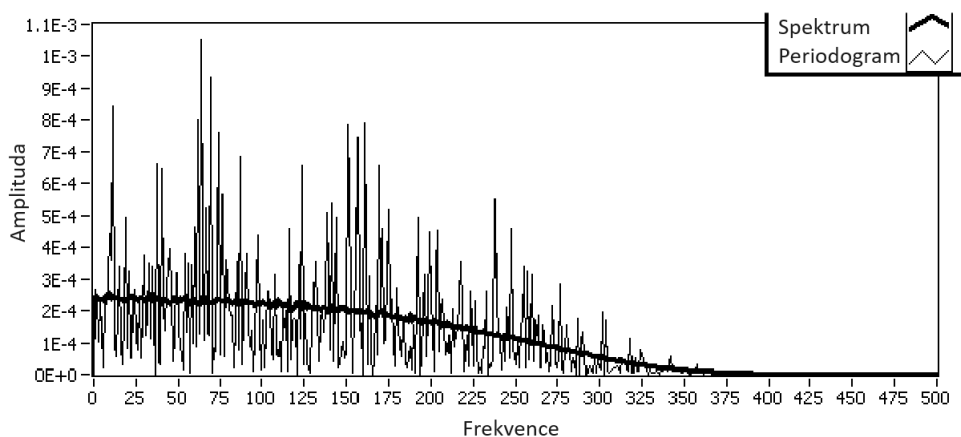
$$S(f) = \lim_{T \rightarrow \infty} P_T(f). \quad (3.27)$$

Je tedy zřejmé, že pro konečnou délku naměřeného signálu není možno přesně odhadnout jeho spektrum. Při použití jediného periodogramu naměřeného pro dobu  $T$  pro odhad

spektra dochází ke značnému zatížení náhodnou chybou a jediný periodogram je tak nepoužitelný v důsledku značného rozptylu hodnot. Přijatelný odhad spektra signálu lze tak získat rozdělením délky signálu  $T$  na  $p$  částí a průměrováním dílčích  $p$  periodogramů podle vztahu

$$\tilde{S}(f) = \frac{1}{T \cdot p} \sum_{k=1}^p |X_T(f)|^2. \quad (3.28)$$

Tímto způsobem dochází ke značnému zmenšení rozptylu hodnot, jak je naznačeno na Obr. 17 [10].



**Obr. 17:** Periodogram a spektrum náhodného signálu [10]

### 3.3.4 Modelové spektrum

Energetické spektrum

$$E(\kappa) = C\varepsilon^{-\frac{2}{3}}\kappa^{-\frac{5}{3}}, \quad (3.29)$$

kde  $C$  je univerzální konstanta ( $\approx 1,5$ ), popisuje rozložení kinetické energie v závislosti na vlnovém čísle  $\kappa$ . Jedná se v podstatě o spektrální výkonovou hustotu fluktuací rychlosti. Modelové spektrum na Obr. 18, kde jsou použity bezrozměrné proměnné definované pomocí Kolmogorovových měřítek, reprezentuje typický případ experimentálně naměřených dat vyvinuté turbulence. Sklon 2 v energetické oblasti spektra není zcela jednoznačný a skutečná hodnota závisí na okrajových podmínkách proudění, uvedená hodnota odpovídá izotropnímu charakteru. Sklon  $-5/3$  v inerciální oblasti je značně univerzální a pouze šířka oblasti je ovlivněna hodnotou Reynoldsova čísla vztaženého k Taylorovu mikroměřítku

$$Re_\lambda = \sqrt{\frac{20}{3}} Re_\mathcal{L}. \quad (3.30)$$

Taylorovo mikroměřítko nemá jasný fyzikální význam, jedná se o měřítko nacházející se v oblasti mezi Kolmogorovovým měřítkem  $\eta$  a velikostí energetických vírů  $\ell_{EI}$ .

### 3 TURBULENCE

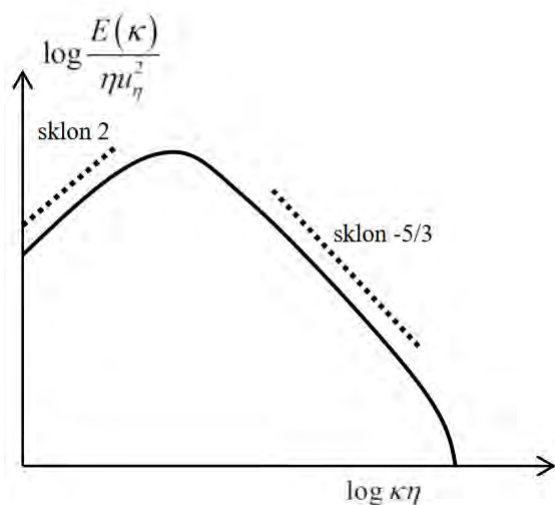
$Re_{\mathcal{L}}$  značí Reynoldsovo číslo turbulence, definované jako

$$Re_{\mathcal{L}} = \frac{k^{\frac{1}{2}} \mathcal{L}}{\nu} = \frac{k^2}{\varepsilon \nu}, \quad (3.31)$$

kde

$$\mathcal{L} = \frac{k^{\frac{3}{2}}}{\varepsilon} \quad (3.32)$$

představuje měřítko charakterizující největší víry. V oblasti disipace dochází k rychlejšímu útlumu spektra [10].



**Obr. 18:** Modelové spektrum vyvinuté turbulence [10, 13]



## 4 Měření rychlosti proudění tekutiny

Měření rychlosti proudění tekutiny lze provádět kontaktně vložením měřicího aparátu do proudu tekutiny nebo bezkontaktně využitím technologie laseru (LDA, PIV). Výhoda bezkontaktních metod spočívá v tom, že nedochází k ovlivnění proudění a tím ke zkreslení měřené rychlosti přítomností měřidla v tekutině. V tomto ohledu jsou vhodnějším způsobem měření bezkontaktní metody. Nicméně, pokud je kladen důraz na vysokou frekvenci měření rychlosti nebo na měření rychlosti v oblasti velmi malých měřítek, například v případě analýzy turbulentního proudění, je nejvhodnější a často i jedinou použitelnou metodou kontaktní měření založené na principu žhaveného elementu [14].

### 4.1 Měření rychlosti žhavenými elementy

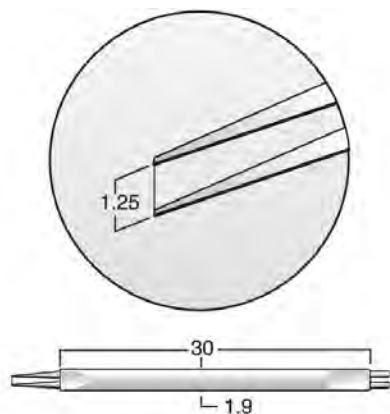
Měření okamžité rychlosti proudění tekutiny vychází z přestupu tepla z elementu žhaveného průchodem elektrického proudu do tekutiny, v níž je element umístěn. Množství tepla přeneseného z elementu do tekutiny závisí na hodnotě přezhavení, materiálu a geometrické konfiguraci elementu a na vlastnostech tekutiny [15].

Metoda využívá skutečnosti, že se elektrický odpor elementu mění v závislosti na jeho teplotě. Element je přezhaven na teplotu vyšší než je teplota tekutiny, ve které se měří. V závislosti na rychlosti proudění dochází k proměnlivé míře ochlazování elementu a tedy ke změně jeho elektrického odporu. Při kalibraci, kdy je známa rychlost proudění ochlazujícího element, je možné vytvořit závislost mezi napětím proudu procházejícího elementem a rychlostí proudění [14].

Metodu měření rychlosti žhavenými elementy lze rozdělit na tři základní typy. Měření elementem se stálým proudem (angl. *Constant Current Anemometry*, CCA), stálým napětím (angl. *Constant Voltage Anemometry*, CVA) nebo stálou teplotou (angl. *Constant Temperature Anemometry*, CTA). V případě CCA je pro měření rychlosti sledováno napětí na senzoru, v případě CTA je určujícím napájecí napětí Wheatstoneova můstku [14, 16].

#### 4.1.1 Sonda typu *Hot-wire*

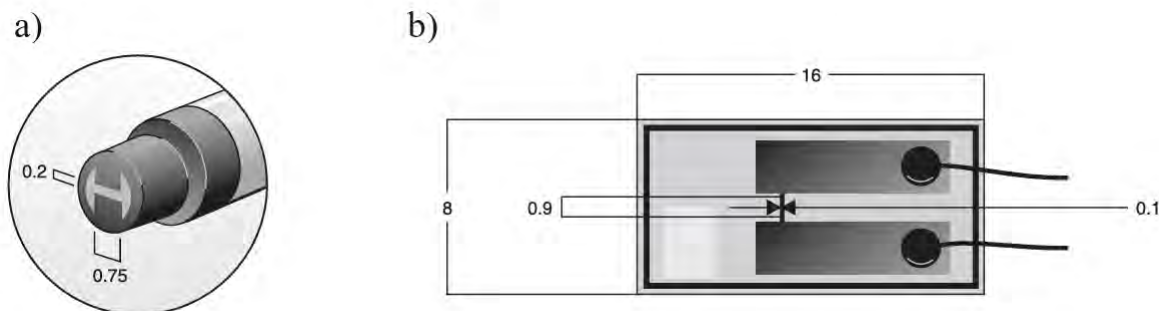
Sonda typu *Hot-wire*, určená pro měření vysokofrekvenčních fluktuací rychlosti plynu, se standardně skládá z tenkého wolframového drátku bodově přivařeného k vidlici z korozivzdorné oceli. Wolfram je používán z důvodu nároků na mechanickou odolnost, odporové vlastnosti a schopnost pracovat při teplotách řádově 300 °C. Díky svarovému spojení slouží drátek v celé svojí délce jako sonda měření rychlosti. Obvykle průměr drátku miniaturní drátkové sondy činí 5  $\mu\text{m}$  s délkou 1, 25 mm. Díky malým rozměrům nedochází ke zkreslení měření rychlosti. Prakticky se jedná o bodové měření, které probíhá frekvencí až 400 kHz. Metodou *Hot-wire* se tedy dosahuje vysokého rozlišení v čase i prostoru [15, 17].



Obr. 19: Miniaturní drátková sonda (rozměry v mm) [18]

#### 4.1.2 Sonda typu *Hot-film*

Sonda typu *Hot-film* se může v jedné modifikaci podobat sondě *Hot-wire*. Místo wolframového drátku sondu tvoří křemíkové vlákno potažené niklovým filmem. S průměrem vlákna  $70\ \mu\text{m}$ , tloušťkou filmu  $0,1\ \mu\text{m}$  a délkou  $3\ \text{mm}$  je robustnější než sonda se žhaveným drátkem. Díky tomu je odolnější vůči poškození, zatímco sonda typu *Hot-wire* je na poškození od nečistot v tekutině velmi náchylná. Používá se k měření rychlosti pomalu proudícího plynu nebo kapaliny. Další modifikací je nanesení niklového filmu na křemíkový substrát potřebného tvaru [18, 19].

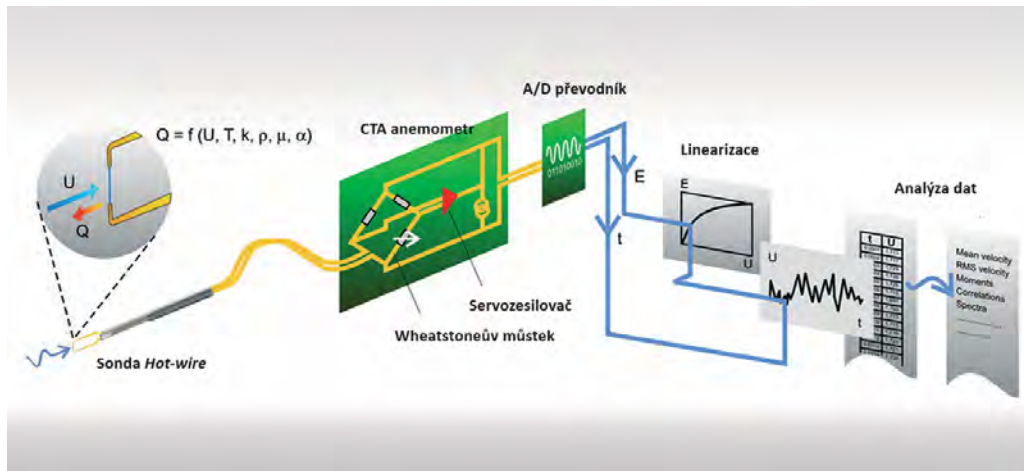


Obr. 20: *Hot-film*: a) do otvoru ve stěně; b) nalepovací sonda (rozměry v mm) [18]

## 4.2 Charakteristika CTA

Vztah mezi rychlostí proudění a mírou ochlazování žhaveného elementu vychází z předpokladu nestlačitelnosti tekutiny a tedy z předpokladu, že proudění kolem elementu je potenciální. Míra ochlazování elementu je kromě stlačitelnosti při vysokých rychlostech dále ovlivněna přirozenou konvekcí při velmi nízkých rychlostech a vlivem hustoty při nízkých tlacích. Metoda CTA je navržena s důrazem na eliminaci teplotní setrvačnosti drátku. Potom je maximální frekvence měření určena pouze elektrickým obvodem. Eliminace teplotní setrvačnosti je dosaženo tím, že do elementu je přiváděna energie ve formě elektrického proudu ve stejné míře jako je z něj odebírána ochlazováním proudící tekutinou. Pokud je teplota elementu udržována na konstantní hodnotě,

nezávislé na rychlosti proudění tekutiny, minimalizuje se tak i vliv tepelné kapacity materiálu elementu [15].

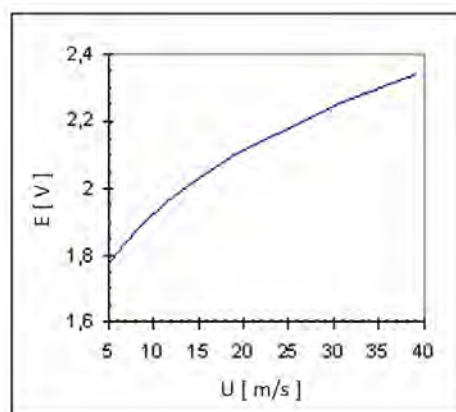


**Obr. 21:** Princip metody CTA [15]

Žhavený element je připojen na jednu větev Wheatstoneova můstku naproti varistoru, který určuje provozní odpor a tím ovlivňuje teplotu elementu. V případě rovnováhy mezi energií dodanou do elementu a odebranou prouděním se na diagonále můstku nevyskytuje rozdíl napětí. V případě změny rychlosti proudění, a tím i míry ochlazování elementu, dochází ke změně odporu elementu, která se projeví změnou napětí na vstupu servozesilovače. Tím dojde ke změně porodu napájecího elementu a v důsledku toho ke změně odporu elementu a nastolení opětovné rovnováhy. Změna proudu napájecího elementu se projeví změnou napětí na můstku, jehož druhá mocnina  $E^2$  přímo reprezentuje teplo  $Q$  přecházející z elementu do tekutiny. Kalibrací lze vytvořit korelaci mezi velikostí napětí a rychlostí proudění [15, 16].

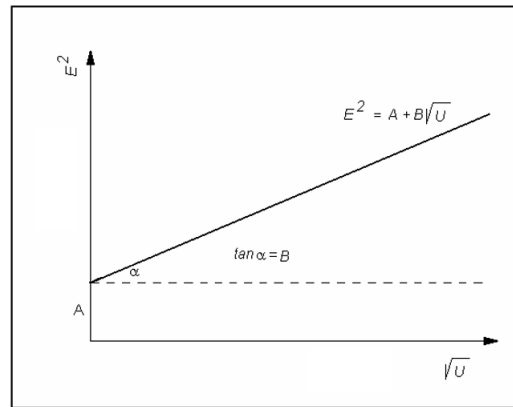
#### 4.2.1 Statická charakteristika CTA

Na Obr. 22 je zobrazena typická křivka závislosti napětí na můstku na rychlosti proudění.



**Obr. 22:** Statická charakteristika CTA,  $E(U)$  [15]

Zobrazením této závislosti ve tvaru  $E^2(\sqrt{U})$  lze určit konstanty  $A$  a  $B$ .



**Obr. 23:** Statická charakteristika CTA,  $E^2(\sqrt{U})$  [15]

Kingův ochlazovací zákon

$$E^2 = (T_w - T_0)(A + BU^n) \quad (4.1)$$

potom udává vztah mezi napětím  $E$ , rychlostí proudění  $U$  a teplotou přezhavení elementu  $T_w$  vůči teplotě tekutiny  $T_0$ . Konstanta  $n$  je též určena kalibrací. Ze vztahu je zřejmé, že vysoká citlivost hodnoty napětí na změnu rychlosti vyžaduje vysoký rozdíl teploty elementu a teploty tekutiny [15].

#### 4.2.2 Prostorové rozlišení sondy typu *Hot-wire*

I když se pro praktické účely dá měření miniaturní drátkovou sondou považovat za bodové, stále dochází k průměrování rychlosti na oblasti omezené rozměry drátku. Velikost prostoru, ze kterého jsou naměřená data průměrována, je dána rozměrem drátku, rychlostí proudění a frekvencí měření. Prostorové rozlišení ve směru proudění je přímo úměrné střední rychlosti proudění a nepřímo úměrné frekvenci měření

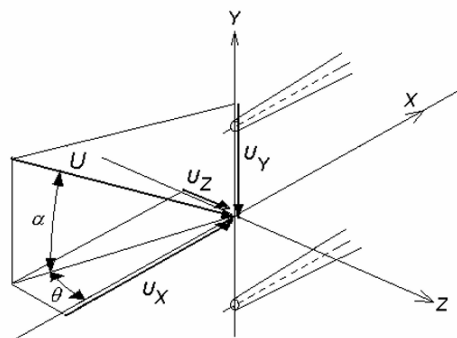
$$l_x = \frac{\bar{u}}{2f_{vz}}. \quad (4.2)$$

Typická sonda má tedy pro rychlost  $50 \text{ m.s}^{-1}$  a vzorkovací frekvenci  $25 \text{ kHz}$  rozlišení  $1 \text{ mm}$  ve směru proudění. Nárok na vysoké prostorové rozlišení při vysokých rychlostech tedy vyžaduje vysokou vzorkovací frekvenci [15].

#### 4.2.3 Směrová citlivost sondy typu *Hot-wire*

Vztah mezi napětím a rychlostí obdrženy na základě statické charakteristiky vychází z předpokladu, že směr proudění probíhá v rovině drátku a vidlice a je kolmý na drátek. Ve skutečnosti ochlazování sondy silně závisí na úhlu mezi vektorem rychlosti a drátkem. V ideálním případě se nekoná přenos tepla vedením z drátku do vidlice a přenesené teplo závisí pouze na úhlu  $\alpha$  mezi drátkem a vektorem rychlosti. Ve skutečnosti ale dochází k přenosu tepla také vlivem ochlazování vidlice a pro jeho zohlednění je zaváděn faktor  $k$ . To vše za předpokladu rovinného proudění v rovině drátku a vidlice. V případě 3-rozměrného proudění je kvůli zvýšenému přenosu tepla,

způsobeného ochlazováním vidlice z dalšího směru pod úhlem  $\theta$  vůči rovině  $xy$ , zaveden faktor  $h$  [15, 20].



**Obr. 24:** Směrová citlivost sondy Hot-wire [15]

Společně se statickou rychlostní kalibrací lze provést i směrovou kalibraci sondy. Ze známé rychlosti a směru proudění lze využitím rovnic

$$U^2(\alpha) = U^2 (\cos^2 \alpha + k^2 \sin^2 \alpha) ; (\theta = 0) \quad (4.3)$$

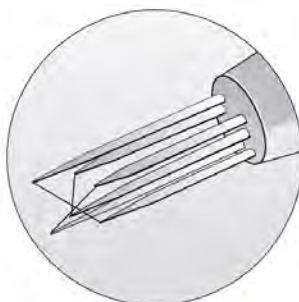
a

$$U^2(\theta) = U^2 (\cos^2 \theta + h^2 \sin^2 \theta) ; (\alpha = 0) \quad (4.4)$$

určit faktory  $k$  a  $h$ . Efektivní rychlost  $U_{ef}$  ve směru normály k drátku způsobuje stejné ochlazování jako rychlost obecného směru trojrozměrného proudění  $U$  a je vyjádřena vztahem

$$U_{ef}^2 = U_x^2 + k^2 U_y^2 + h^2 U_z^2. \quad (4.5)$$

Použitím 2- nebo 3-drátkové sondy společně se směrovou kalibrací a uvedenými vztahy je následně možné měřit a vyhodnocovat velikost a směr vektoru rychlosti v případě 2- nebo 3-rozměrného proudění. Kromě rozdělení drátkových sond podle shoptnosti měření různých směrů existují ještě různé druhy umožňující například měření v mezní vrstvě nebo prostorově omezených oblastech [15, 16].



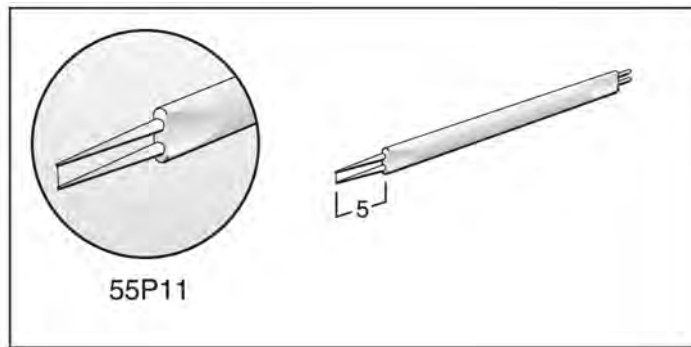
**Obr. 25:** Třídrátková sonda Hot-wire [15]

## 5 Návrh experimentálního stendu

Návrh experimentálního stendu s následným provedením experimentu proběhl v halových laboratořích Ústavu mechaniky tekutin a termodynamiky na Fakultě strojní ČVUT. Měření rychlosti proběhlo s využitím hardwaru StreamLine Pro a softwaru StreamWare Pro od společnosti Dantec Dynamics. Naměřená data byla vyhodnocena v programu Matlab. K polohování sondy byl využit traverzovací systém, který je v laboratořích ústavu k dispozici jako výsledek absolventské práce jednoho ze studentů bakalářského studijního programu.

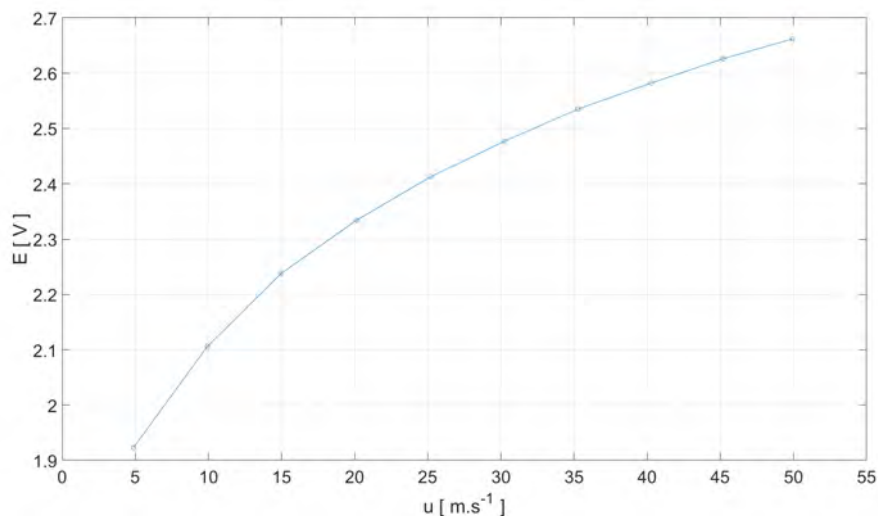
### 5.1 Kalibrace

Pro měření rychlosti byla zvolena jednodrátková sonda 55P11.



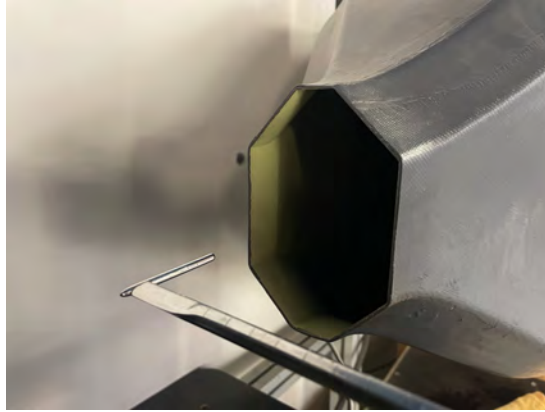
**Obr. 26:** Jednodrátková sonda 55P11 (rozměry v mm) [18]

Měřicí systém využívající princip CTA byl kalibrován v malém vertikálním cirkulačním aerodynamickém tunelu s velikostí měřicího prostoru 100 x 150 mm a maximální rychlostí  $50 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ . Kalibrace proběhla v rozsahu rychlostí 5 –  $50 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ . Na Obr. 27 je zobrazena odezva napětí příslušející kalibraci.



**Obr. 27:** Kalibrační křivka CTA s využitím sondy 55P11

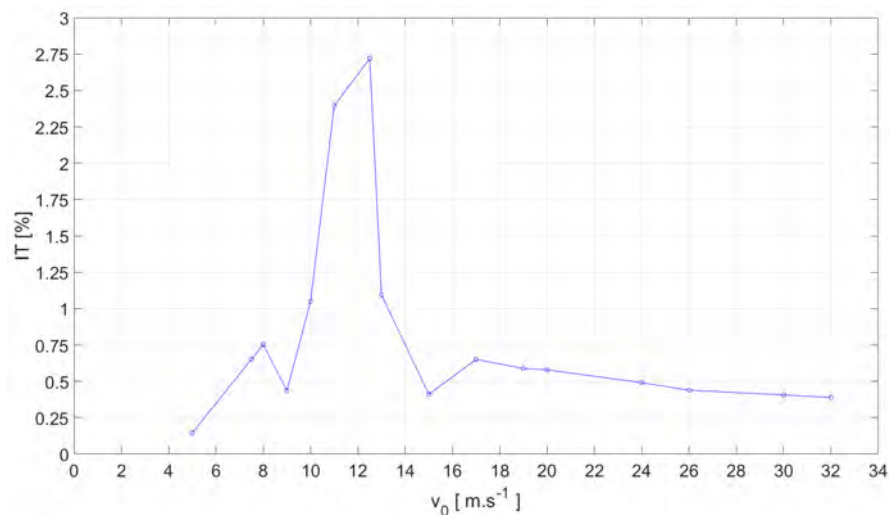
Rychlost při kalibračním měření byla určována z dynamického tlaku, který byl měřen digitálním barometrem na výstupu Prandtlovy sondy umístěné v proudícím vzduchu. Souběžně byla snímána i teplota proudícího vzduchu snímačem *Pt100*. Teplota byla snímána stejným způsobem i při provádění experimentu a to v dostatečné blízkosti sondy takové, aby snímač teploty neovlivňoval měření.



**Obr. 28:** Kalibrační prostor s Prandtlovou sondou

## 5.2 Aerodynamický tunel

K měření byl vybrán horizontální cirkulační aerodynamický tunel s velikostí měřicího prostoru  $950 \times 450 \text{ mm}$  a maximální rychlostí  $60 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ . Pro představu o charakteru nabíhajícího proudu vzduchu bylo v oblasti měřicího prostoru, ve které byla později měřena rychlost za vrtulí, vyhodnocena  $IT$  v závislosti na rychlosti  $v_0$  a to v rozsahu  $5 - 32 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ .



**Obr. 29:** Závislost  $IT$  na rychlosti nabíhajícího proudu  $v_0$

Jak je z výsledků na Obr. 29 patrné,  $IT$  se v rozsahu rychlostí  $5 - 9 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  drží pod hodnotou  $0,75\%$ , následně dochází k růstu  $IT$  s maximem  $2,72\%$  při rychlosti  $12,5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ . Od rychlosti  $15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  se hodnota  $IT$  stabilně drží pod  $0,75\%$ . Vyšší hodnota turbulence může být způsobena interakcí proudícího vzduchu se sítí

umístěnými před dýzou ústící do měřicího prostoru. S ohledem na tuto skutečnost byla pro experiment vybrána hodnota náběžné rychlosti  $v_0 = 15 \text{ m.s}^{-1}$ . Výsledky měření by tak neměli být ovlivněny vysokou hodnotou  $IT$  již přítomnou v proudu vzduchu nabíhajícího na vrtuli.

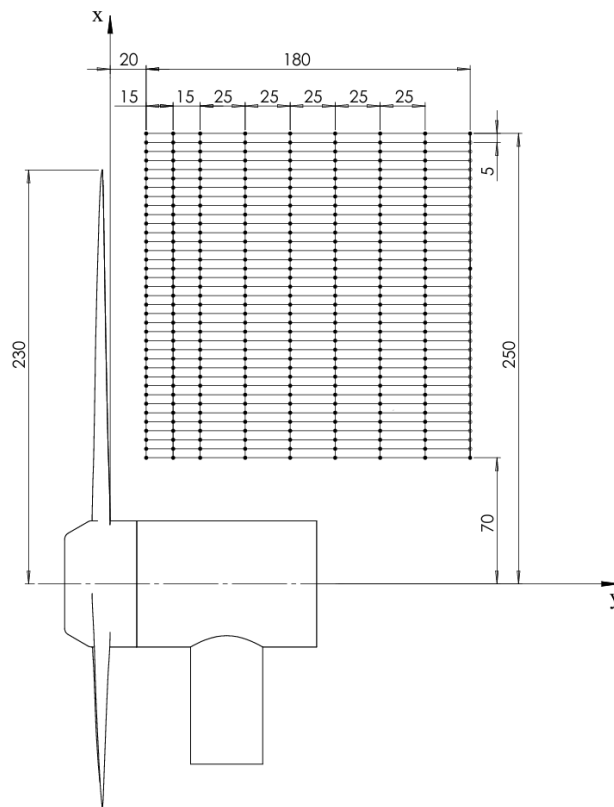
### 5.3 Nastavení experimentu

Pro vyhodnocení rychlostního pole za malou leteckou vrtulí byl vybrán následující postup. Společně s měřením v bodě v rovině  $xy$  za vrtulí jsou snímány její otáčky pomocí optického snímače. Nepochází tak k měření pouze otáček, ale také jsou získávány informace o přesné poloze listů vrtule. Frekvence snímání polohy listů je synchronizována s měřením rychlosti proudění.

Otáčeli se vrtule rychlostí  $n$  otáček  $\text{min}^{-1}$  a měření probíhá frekvencí  $f_{vz}$ , lze počet naměřených rychlostí po obvodu kružnice za jednu otáčku vyjádřit jako

$$\bar{N} = \frac{60f_{vz}}{n}. \quad (5.1)$$

Naměřenou kružnici o  $\bar{N}$  hodnotách lze rozdělit na oblasti po  $M$  bodech a při každé další otáčce do konkrétní oblasti přidávat dalších  $M$  bodů. Za dostatečně dlouhou dobu měření  $T$  je tak pro každý úsek kružnice naměřen statisticky dostatečný soubor  $N$  hodnot rychlostí a lze tak zpětně zrekonstruovat  $IT$  proudění za vrtulí v průběhu jedné otáčky.



**Obr. 30:** Rozvržení měřených bodů za 3-listou vrtulí



Na Obr. 30 je vyobrazena síť bodů v rovině  $xy$  a konkrétní hodnoty pro případ měření 3-listé vrtule s poloměrem  $R = 230\text{ mm}$ . Po provedení měření v uvedených bodech lze vyhodnotit  $IT$  v 9 rovinách ve směru nenarušeného proudu vzduchu  $v_0$  (směr osy  $y$ ). V každé rovině je délka radiálního kroku (směr osy  $x$ ) dostatečně malá na to, aby turbulence v oblasti mezi body mohla být lineárně interpolována. Počet bodů  $M$  je také volen s důrazem na minimalizaci chyby způsobené linearizací. Výsledkem je tak spojitá mapa turbulence prstencového tvaru v každé naměřené rovině. Z těchto řezů lze potom získat trojrozměrný náhled na charakter proudění v oblasti za vrtulí.

#### 5.4 Praktický výpočet $IT$

Po naměření rychlosti v  $N$  bodech každého úseku kružnice, lze pro úsek vyhodnotit střední hodnotu rychlosti podle vzorce

$$\bar{u} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N u_i. \quad (5.2)$$

Dále lze vyhodnotit směrodatnou odchylku rychlosti od střední hodnoty

$$u_{std} = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (u_i - \bar{u})^2}. \quad (5.3)$$

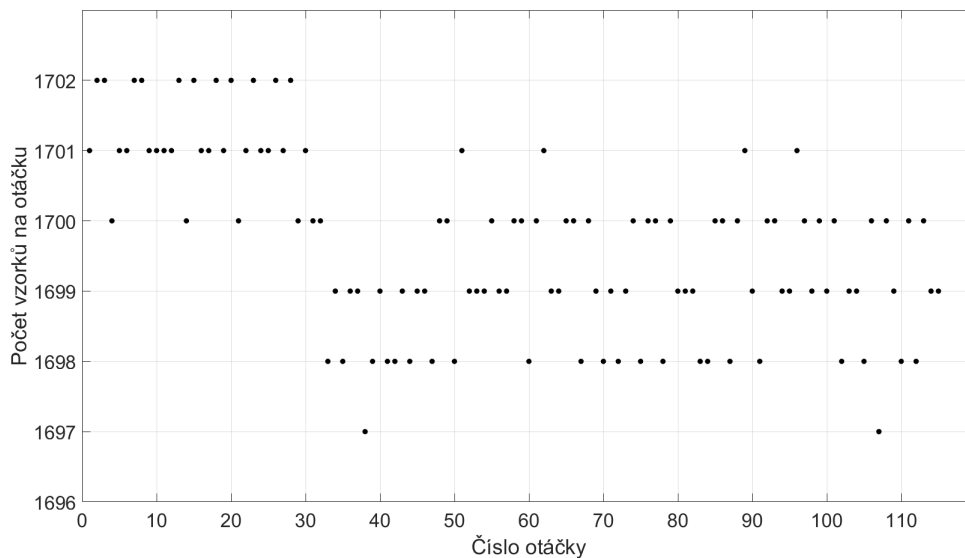
Poměrem směrodatné odchylky  $u_{std}$  a střední rychlosti  $\bar{u}$

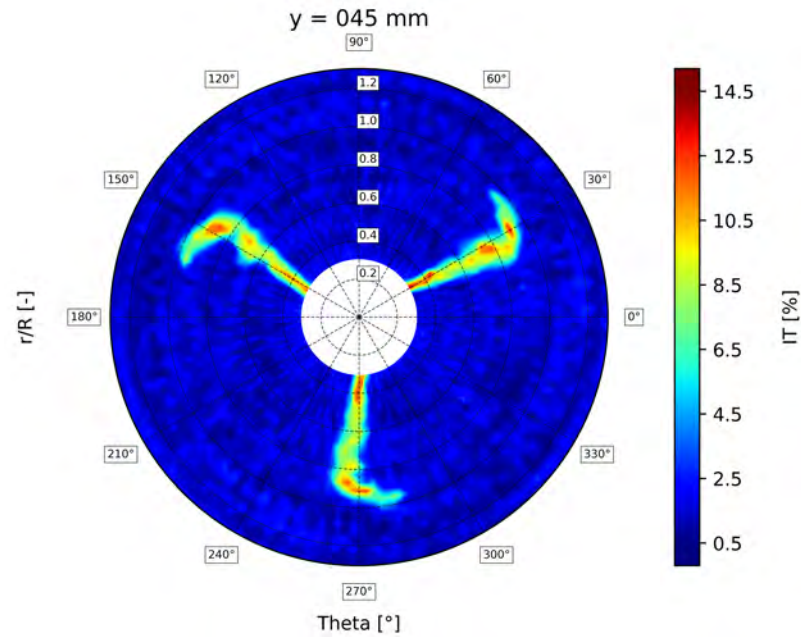
$$IT = \frac{u_{std}}{\bar{u}} \quad (5.4)$$

je potom vyjádřena  $IT$  pro konkrétní úsek [15].

#### 5.5 Vývoj metody měření

Pro dosažení dostatečně jemného kroku po obvodu měřené kružnice je nezbytná vysoká frekvence měření, řádově desítky  $kHz$ . V důsledku toho nastává problém takový, že elektromotor unášející vrtuli není schopen udržovat frekvenci otáčení na vzorek přesně každou otáčku. Pokud by naměřená data byla vyhodnocena bez zohlednění této skutečnosti, výsledná mapa turbulence by obsahovala nespojitosti nebo dokonce nezmapované oblasti. K eliminaci tohoto jevu byly z doby měření  $T$  vybrány pouze ty otáčky, které obsahovaly stejný počet vzorků. Konkrétní počet je určen jako modulus počtu vzorků na otáčku za dobu měření  $T$ . Pro ilustraci je vybrán případ měření 3-listé vrtule otáčející se rychlostí  $1412\text{ ot.min}^{-1}$ . Měření probíhalo frekvencí  $f_{vz} = 40\text{ kHz}$  po dobu  $T = 5\text{ s}$ . Pro tyto hodnoty proběhlo za dobu měření 118 otáček a počet vzorků na otáčku kolísal v rozmezí  $1697 - 1702$ .

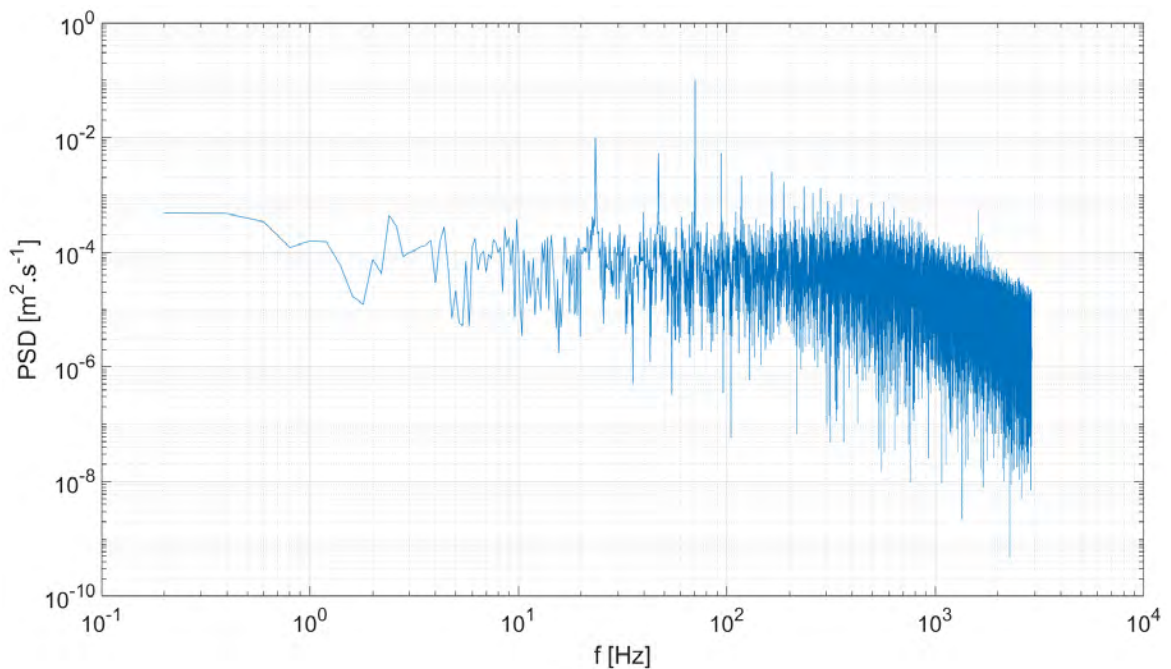




**Obr. 33:** Vzorky z vybraných otáček

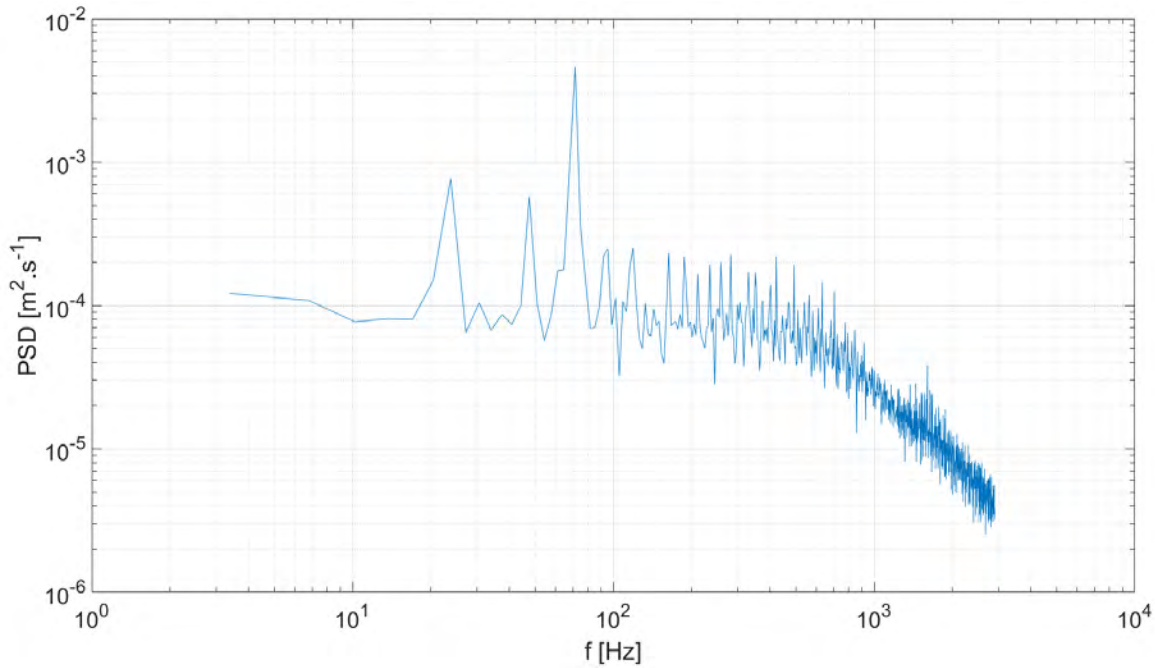
Jako horní limit metody se ukázaly hodnoty  $f_{vz} = 40 \text{ kHz}$  a  $M = 10$  bodů na úsek kružnice. Pro další zvyšování frekvence resp. snižování počtu bodů připadajících na úsek kružnice (tzn. zmenšování úhlu mezikruhové výseče) již nedocházelo k zlepšování kvality a ostroty výsledků. Experiment byl tedy proveden s nastavením těchto hodnot.

Z naměřených hodnot na poloměru  $R = 140 \text{ mm}$ , pro stejný případ ilustračního měření 3-listé vrtule uvedeného výše, byla vyhodnocena PSD. Pro snížení rozptylu hodnot byl původní periodogram (Obr. 34) nahrazen průměrovaným odhadem PSD (Obr. 35).



**Obr. 34:** Periodogram rychlosti proudění za 3-listou vrtulí

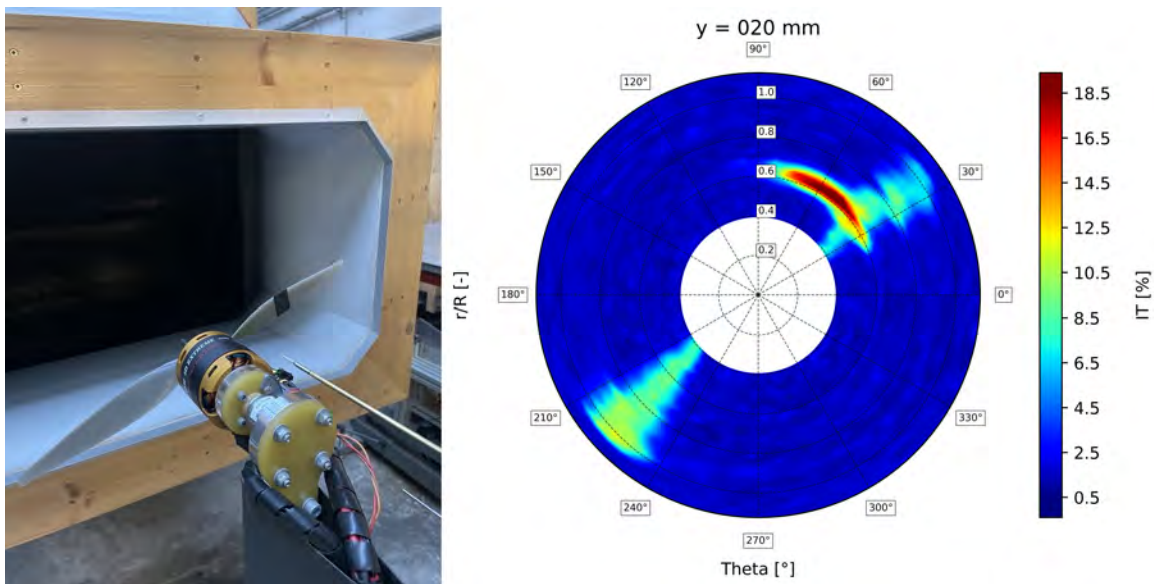
## 5 NÁVRH EXPERIMENTÁLNÍHO STENDU



*Obr. 35: Spektrum rychlosti proudění za 3-listou vrtulí*

### 5.6 Validační měření

Pro validaci metody byla na 2-listou vrtuli APC 178x356 nalepena páska za účelem vnesení znatelného rozruchu do rychlostního pole za vrtulí. Následně bylo provedeno měření v rovině vzdálené 20 mm od roviny vrtule.



*Obr. 36: Validační měření*

Z vyhodnocení  $IT$  je zřejmý rozruch způsobený páskou v odpovídajícím místě nalepení. Vzhledem k tomu byla metoda vyhodnocení  $IT$  za vrtulí prohlášena za úspěšnou.

## 6 Realizace experimentu

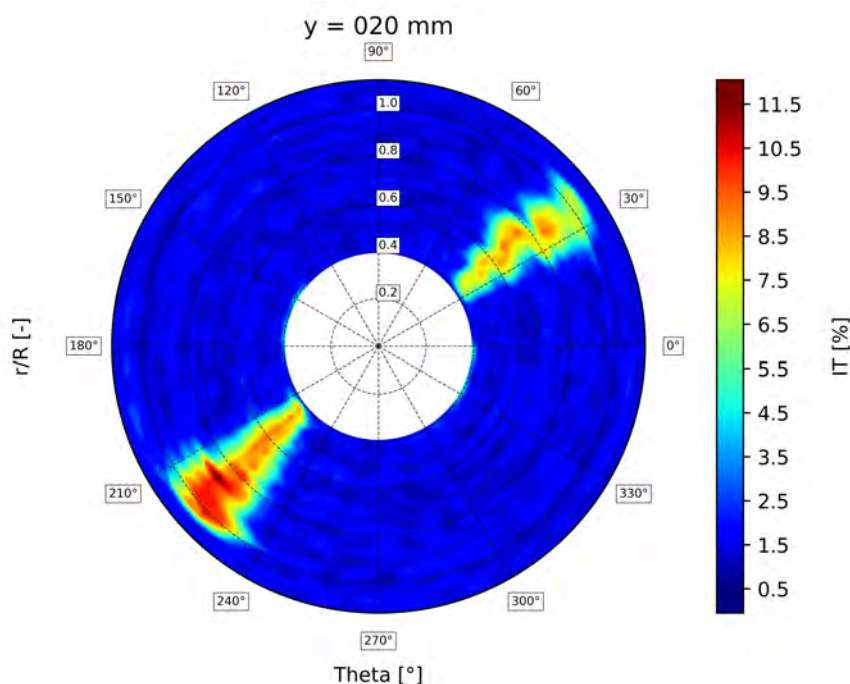
Měření v aerodynamickém tunelu byly podrobeny tři vrtule. Všechna měření proběhla při stejné hodnotě náběžné rychlosti  $v_0$ , nicméně s odlišnou hodnotou rychlosti otáčení  $n$ .

### 6.1 Dvoulistá vrtule, R 178 mm

Dvoulistá modelářská vrtule s délkou listu  $R = 178 \text{ mm}$  s označením APC 356x178, materiál: nylon se skelnými vlákny, otáčky:  $n = 3188 \text{ ot.min}^{-1}$ , náběžná rychlost  $v_0 = 15 \text{ m.s}^{-1}$ . Měření proběhlo ve 4 rovinách v rozmezí  $y = 20 - 95 \text{ mm}$ ,  $r/R = 0,39 - 1,12$ . Hodnota relativní náběžné rychlosti na konci listu ( $R = 178 \text{ mm}$ ) je pro výše uvedené podmínky  $v = 61,3 \text{ m.s}^{-1}$ .

#### 6.1.1 Vyhodnocení IT

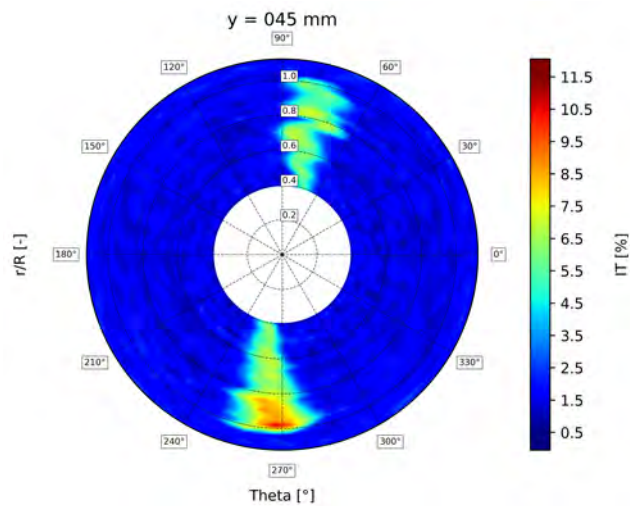
Na Obr. 37, který zobrazuje výsledky měření v rovině nejbližší vrtuli, je zřetelně patrná zvýšená hodnota  $IT$  za jedním z listů. V důsledku toho byla vrtule podrobena podrobné vizuální kontrole a na odtokové hraně zmíněného listu byl nalezen defekt, který zvýšenou hodnotu  $IT$  pravděpodobně způsobuje.



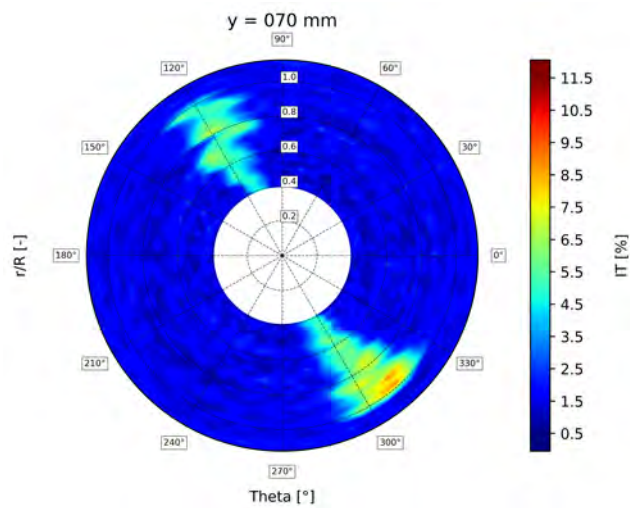
**Obr. 37:** Dvoulistá vrtule,  $R = 178 \text{ mm}$ ,  $y = 20 \text{ mm}$

List charakteristický zvýšenou hodnotou turbulence usnadňuje sledování šroubovice unášeného rozruchu od průletu listu. To je způsobené kombinací rychlosti náběžného proudu  $v_\infty$  a otáčení vrtule. Je-li znám úhel pootočení konkrétního listu  $\Theta$  mezi dvěma rovinami o známých souřadnicích  $y$ , lze potom snadno určit úhel stáčení šroubovice. S rostoucí vzdáleností od vrtule ve směru  $y$  je patrné utlumování turbulence a stáčení oblaku po směru rychlosti  $r\omega$ .

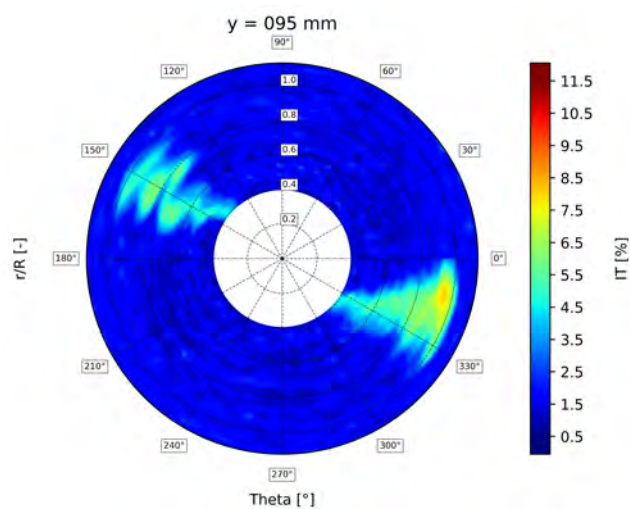




**Obr. 38:** Dvoulistá vrtule,  $R = 178 \text{ mm}$ ,  $y = 45 \text{ mm}$



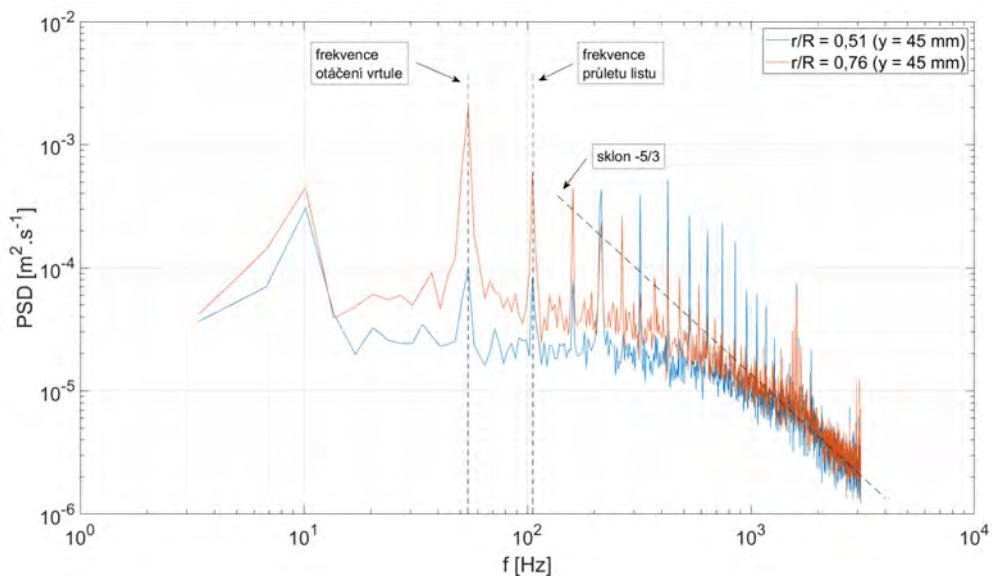
**Obr. 39:** Dvoulistá vrtule,  $R = 178 \text{ mm}$ ,  $y = 70 \text{ mm}$



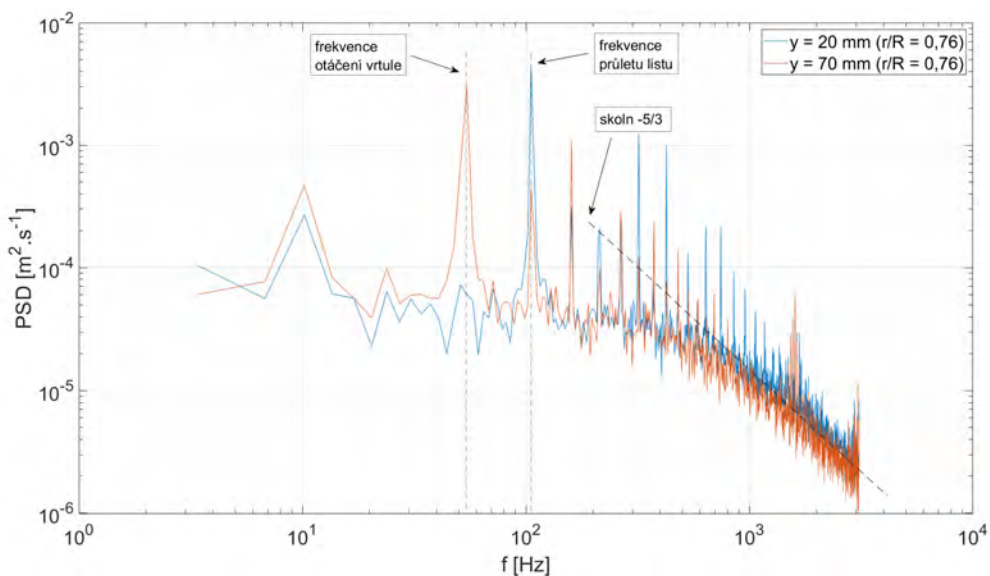
**Obr. 40:** Dvoulistá vrtule,  $R = 178 \text{ mm}$ ,  $y = 95 \text{ mm}$

### 6.1.2 Spektrální výkonová hustota

Na Obr. 41 je zobrazena PSD příslušející dvěma poloměrům v rovině  $y = 45 \text{ mm}$  (rovina na Obr. 38). Největší hodnotu mají peaky odpovídající frekvenci otáčení vrtule a frekvenci průletu listu. V případě dvoulisté vrtule splývá vyšší harmonická frekvence otáčky (dvojnásobek první frekvence) s první frekvencí průletu listu. Zvýšená hodnota PSD pro obě zmíněné frekvence koresponduje s vyšší hodnotou  $IT$  na poloměru  $r/R = 0,76$  (energie signálu je vyšší).



**Obr. 41:** PSD vrtule  $R = 178 \text{ mm}$ ;  $y = 45 \text{ mm}$



**Obr. 42:** PSD vrtule  $R = 178 \text{ mm}$ ;  $r/R = 0,76$

Peak na frekvenci přibližně  $10 \text{ Hz}$  je přítomen již v nabíhající proudě vzduchu a nejspíše vzniká na sítích tunelu před měřicím prostorem. Ostatní peaky vyšších frekvencí jsou buď vyšší harmonické frekvence výše zmíněných dějů nebo nové frekvence

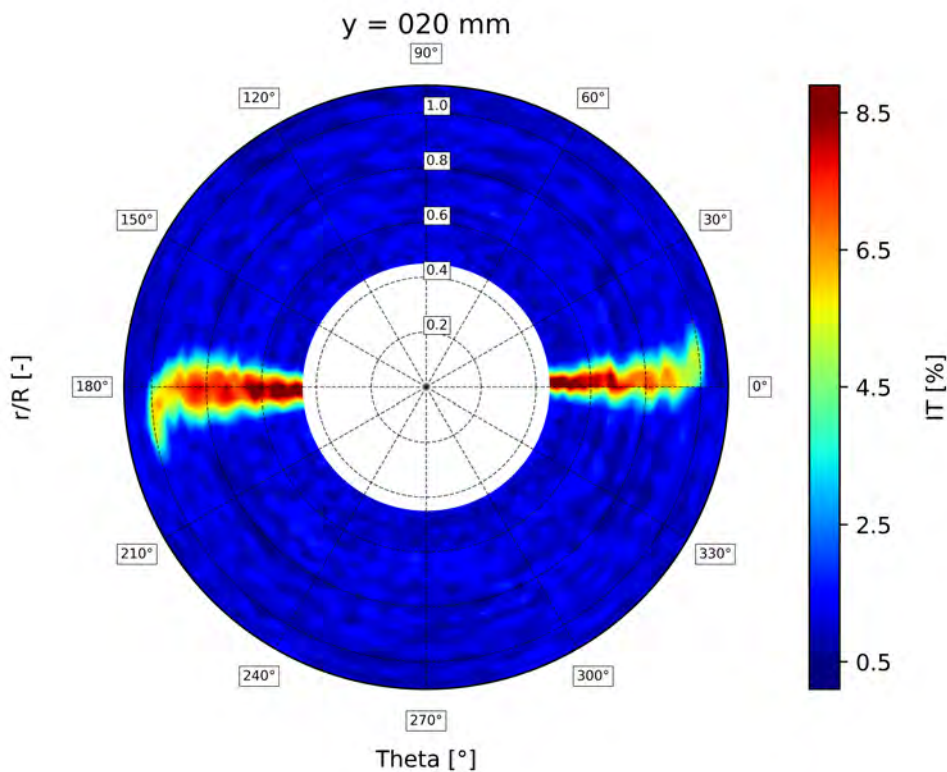
dějů aerodynamického původu a jejich vyšší harmonické. Směrem k vyšším hodnotám frekvence je patrný charakteristický útlum spektra se sklonem  $-5/3$ . Na Obr. 42 je zobrazena PSD příslušející radiální souřadnici  $r/R = 0,76$  a dvěma různě vzdáleným rovinám. Z průběhu je patrné, že v oblasti těsně za vrtulí ( $y = 20\text{ mm}$ ) má největší význam signál o frekvenci průletu listu, zatímco v oblasti více vzdálené ( $y = 70\text{ mm}$ ) má největší význam frekvence od otáčení vrtule.

## 6.2 Dvoulistá vrtule, R 210 mm

Dvoulistá vrtule s délkou listu  $R = 210\text{ mm}$  bez označení (navrženo a vyrobeno pro potřeby ústavu), materiál: uhlíkový kompozit (výrobce BBkompozit), otáčky:  $n = 2379\text{ ot.min}^{-1}$ , náběžná rychlost  $v_0 = 15\text{ m.s}^{-1}$ . Měření proběhlo v 5 rovinách v rozmezí  $y = 20 - 180\text{ mm}$ ,  $r/R = 0,43 - 1,05$ . Hodnota relativní náběžné rychlosti na konci listu ( $R = 210\text{ mm}$ ) je pro výše uvedené podmínky  $v = 54,4\text{ m.s}^{-1}$ .

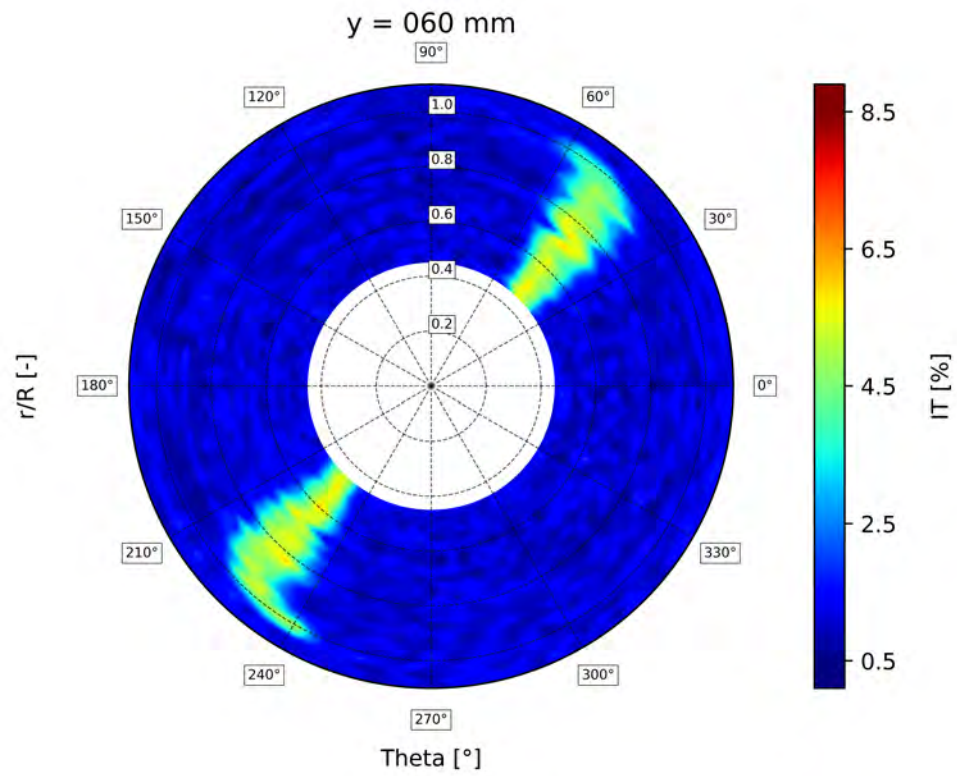
### 6.2.1 Vyhodnocení IT

Na Obr. 43 je patrná nejvyšší hodnota  $IT$  v oblasti  $r/R = 0,6$  a nižší. Dále je zřejmé utváření koncových vírů. V dalších měřených rovinách je patrný postupný útlum vnesené turbulence do proudu a rozšiřování a stáčení oblaku po směru rychlosti  $r\mathbf{m}\mathbf{a}\mathbf{t}\mathbf{h}\mathbf{b}\mathbf{f}\omega$ .

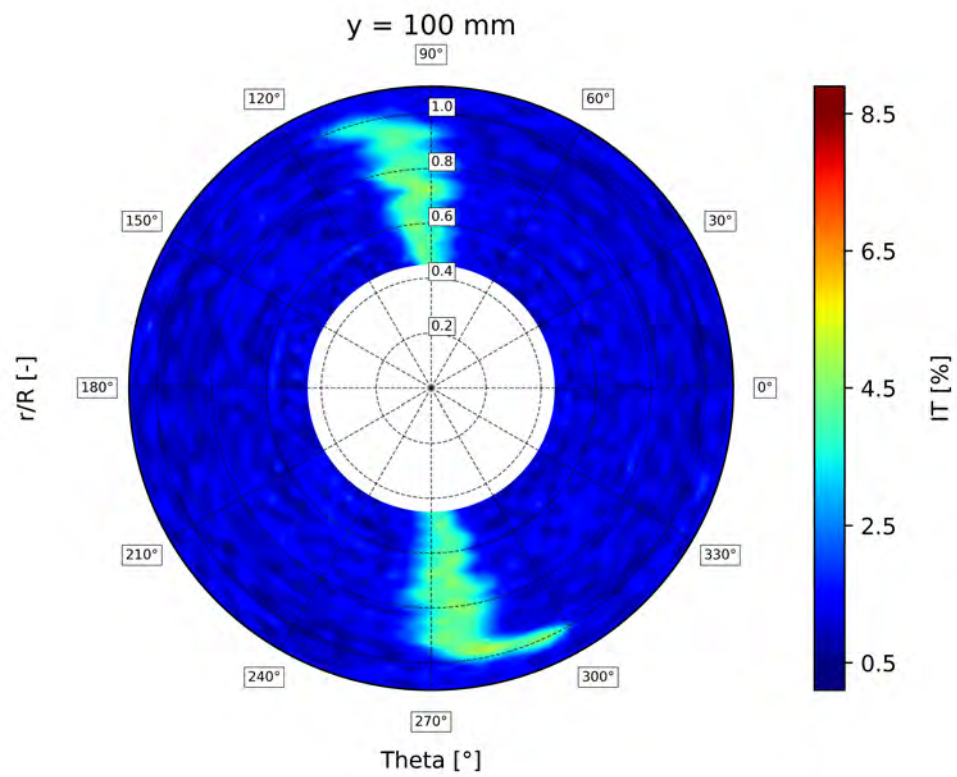


**Obr. 43:** Dvoulistá vrtule,  $R = 210\text{ mm}$ ,  $y = 20\text{ mm}$

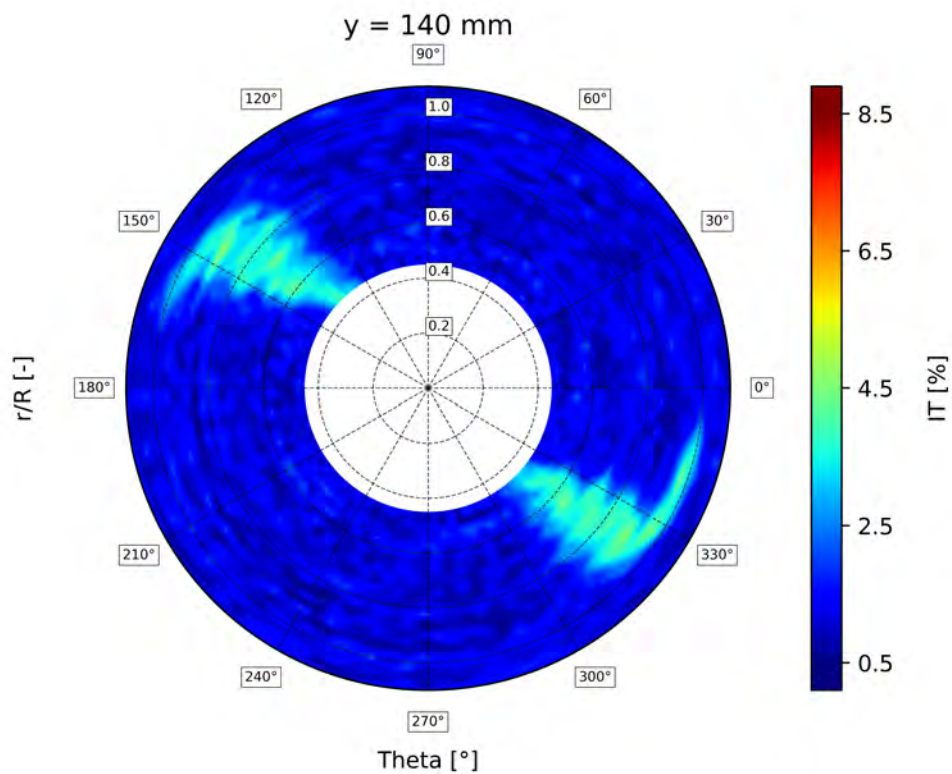




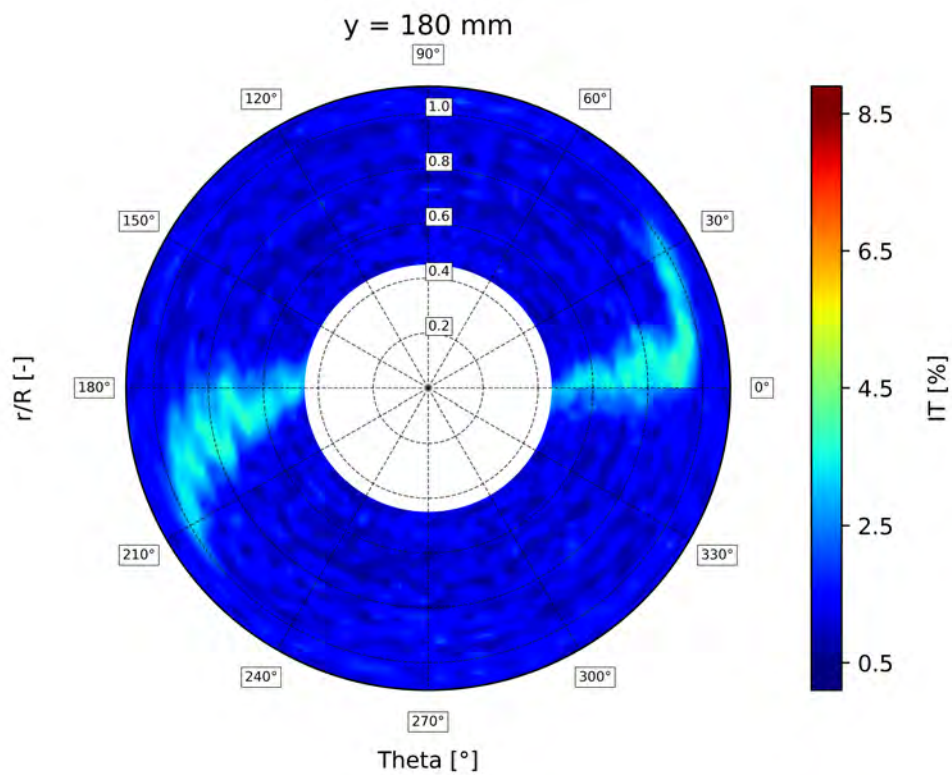
**Obr. 44:** Dvoulístá vrtule,  $R = 210 \text{ mm}$ ,  $y = 60 \text{ mm}$



**Obr. 45:** Dvoulístá vrtule,  $R = 210 \text{ mm}$ ,  $y = 100 \text{ mm}$



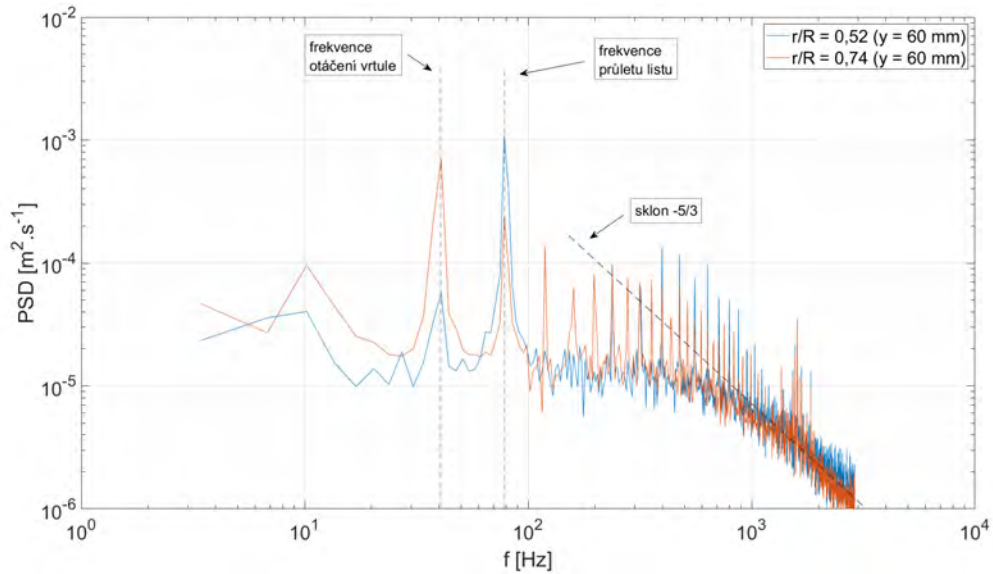
**Obr. 46:** Dvoulistá vrtule,  $R = 210 \text{ mm}$ ,  $y = 140 \text{ mm}$



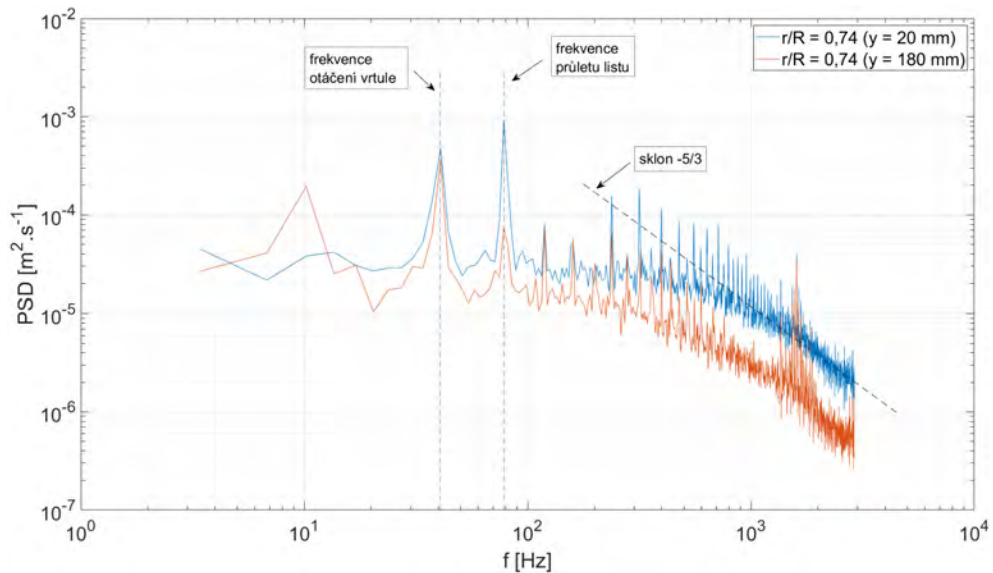
**Obr. 47:** Dvoulistá vrtule,  $R = 210 \text{ mm}$ ,  $y = 180 \text{ mm}$

### 6.2.2 Spektrální výkonová hustota

Z Obr. 48 je opět patrný rozdíl mezi hlavním vlivem frekvence průletu listu pro  $y = 20 \text{ mm}$  a hlavním vlivem frekvence otáčení vrtule pro  $y = 180 \text{ mm}$ . Dále je patrný (s rotoucí hodnotou souřadnice  $y$ ) posun celé křivky směrem k nižším hodnotám PSD, což koresponduje s útlumem turbulence po směru hlavního proudu.



**Obr. 48:** PSD vrtule  $R = 210 \text{ mm}$ ;  $y = 60 \text{ mm}$



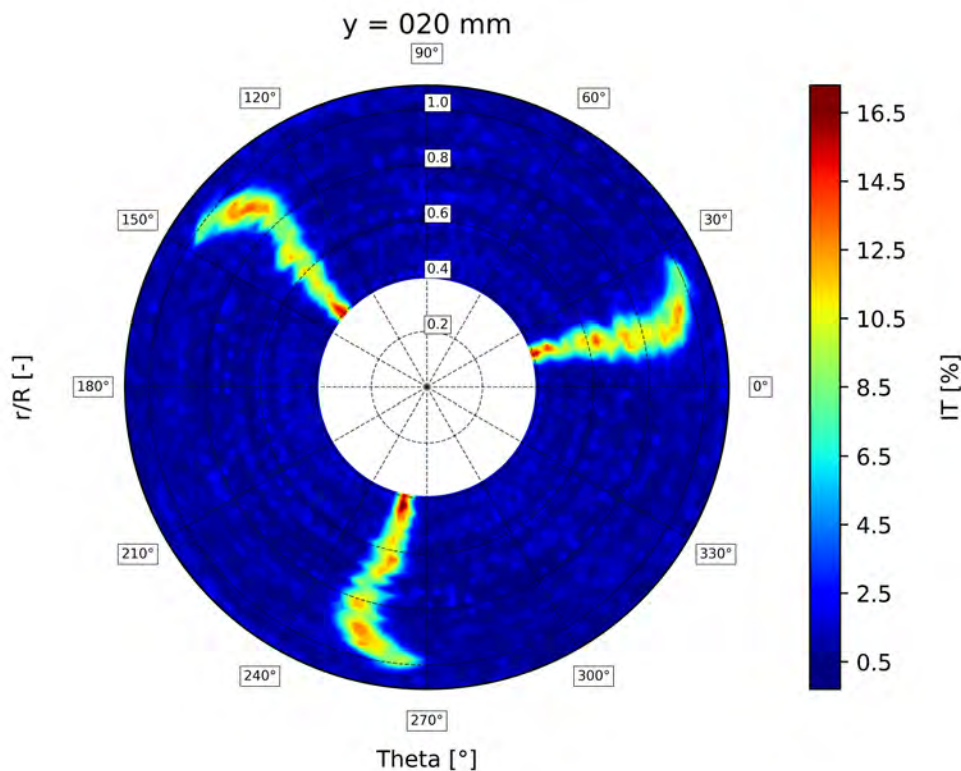
**Obr. 49:** PSD vrtule  $R = 210 \text{ mm}$ ;  $r/R = 0,74$

### 6.3 Trojlistá vrtule, R 230 mm

Trojlistá vrtule s délkou listu  $R = 230 \text{ mm}$  bez označení (navrženo a vyrobeno pro potřeby ústavu), materiál: uhlíkový kompozit (výrobce BBkompozit), otáčky:  $n = 1412 \text{ ot.min}^{-1}$ , náběžná rychlost  $v_0 = 15 \text{ m.s}^{-1}$ . Měření proběhlo v 9 rovinách v rozmezí  $y = 20 - 200 \text{ mm}$ ,  $r/R = 0,39 - 1,09$ . Hodnota relativní náběžné rychlosti na konci listu ( $R = 178 \text{ mm}$ ) je pro výše uvedené podmínky  $v = 37,2 \text{ m.s}^{-1}$ .

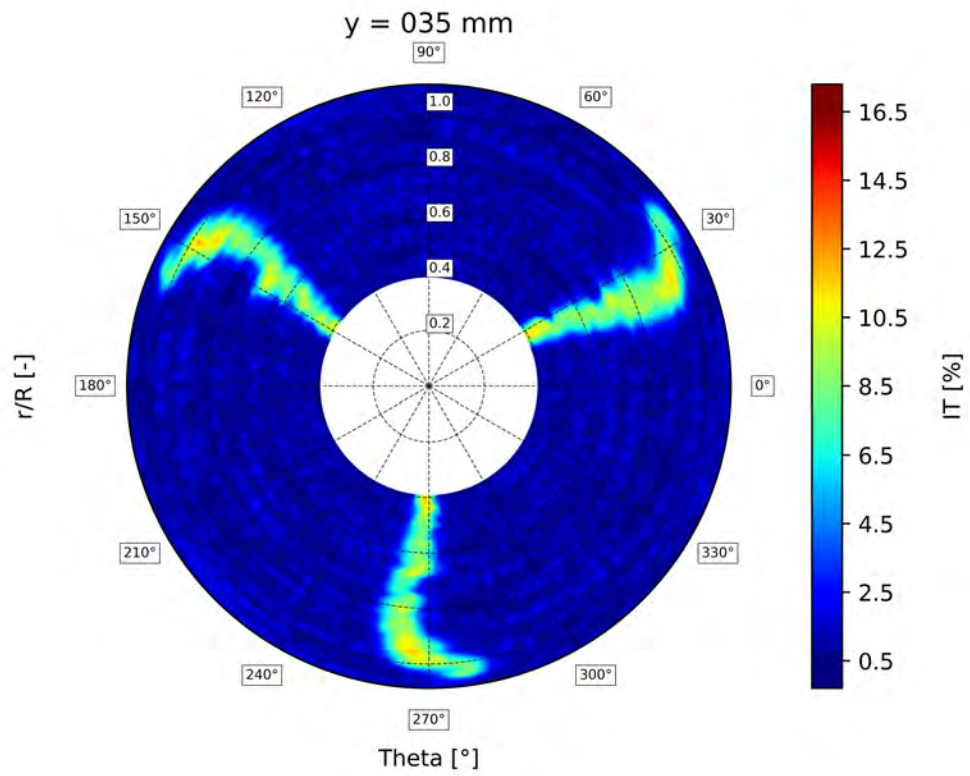
#### 6.3.1 Vyhodnocení IT

Z výsledků měření v rovině nejbližší vrtuli (Obr. 50) je ihned patrné formování koncových vírů. Dále po směru hlavního proudu dochází k prodlužování a zvětšování vírů společně s poklesem hodnoty  $IT$ . Ve vzdálenosti  $y = 200 \text{ mm}$  (Obr. 58) už rozruch vnesený vrtulí do proudu téměř zaniká na pozadí  $IT$  tunelu. Oproti vzdálenosti  $y = 20 \text{ mm}$  je zde patrné značné prodloužení koncových vírů a stočení úplavu.

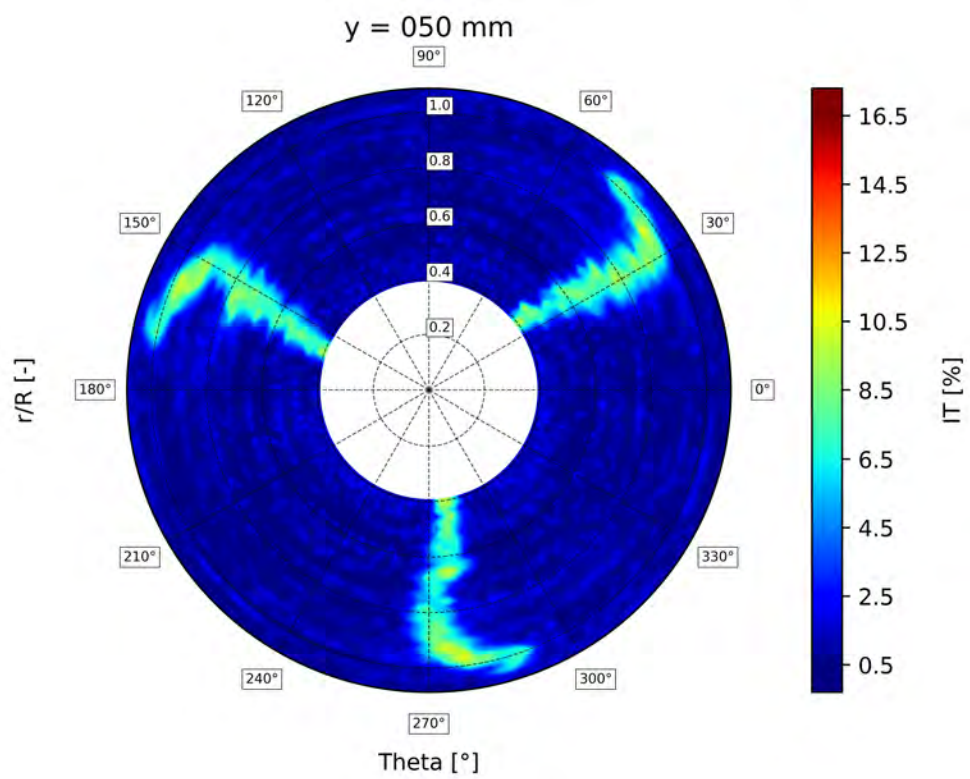


**Obr. 50:** Trojlistá vrtule,  $R = 230 \text{ mm}$ ,  $y = 20 \text{ mm}$

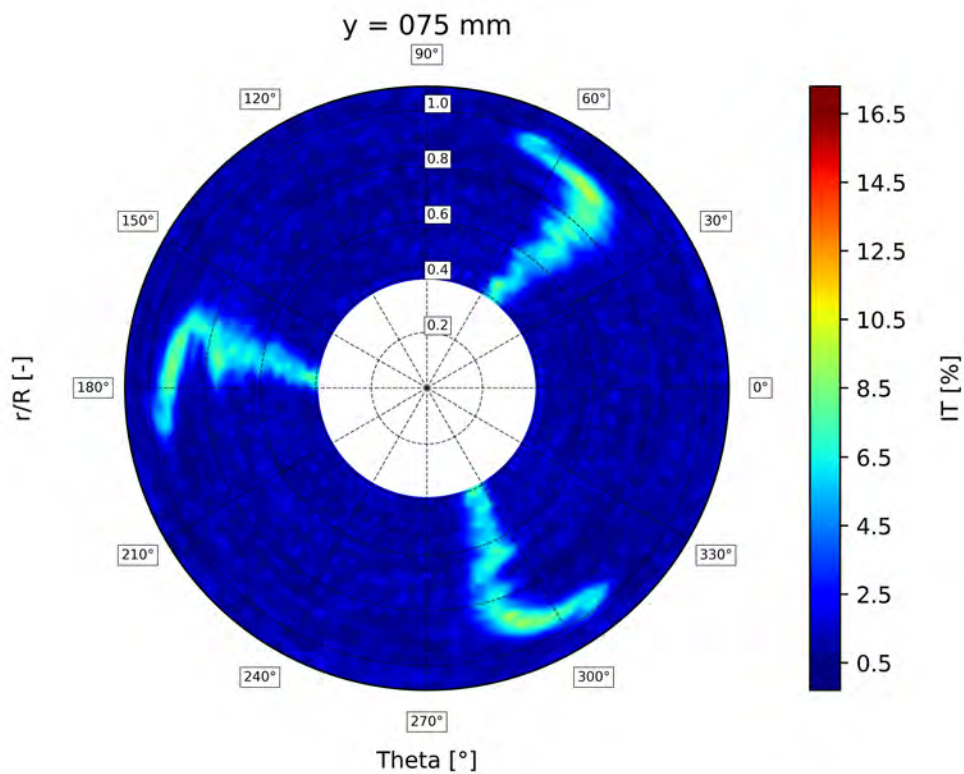




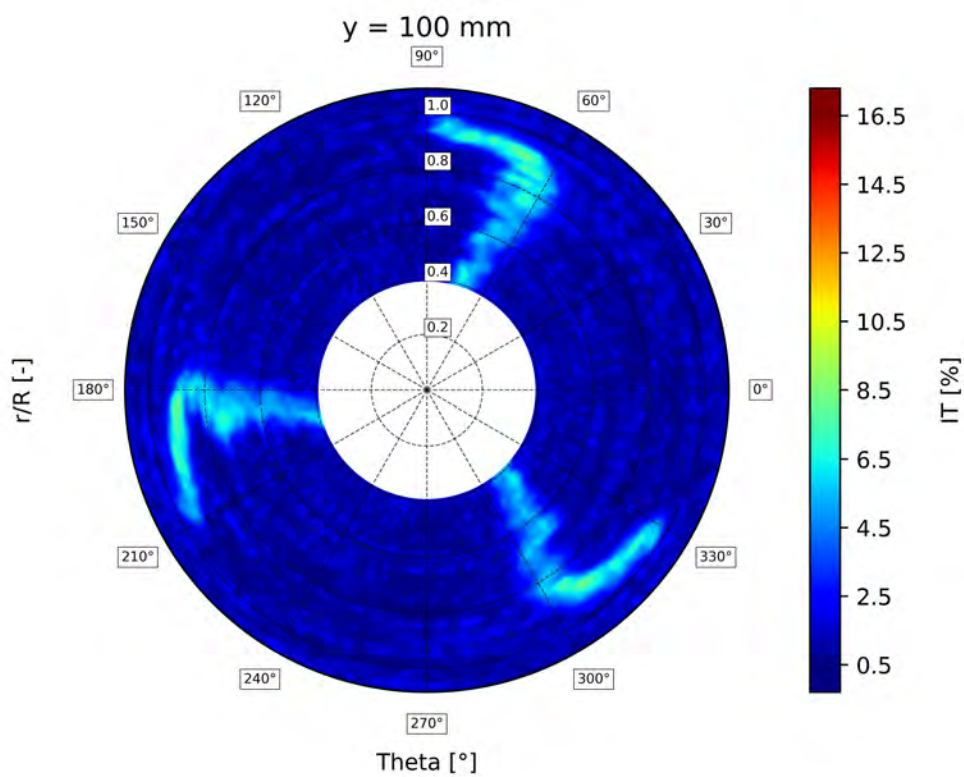
**Obr. 51:** Trojlístá vrtule,  $R = 230 \text{ mm}$ ,  $y = 35 \text{ mm}$



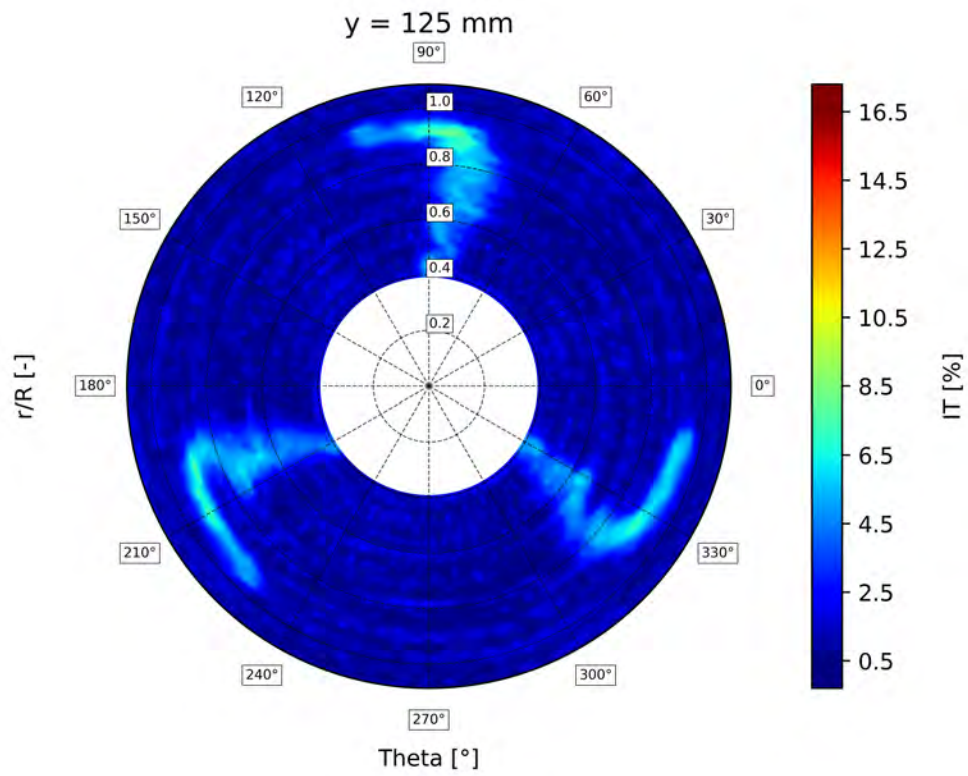
**Obr. 52:** Trojlístá vrtule,  $R = 230 \text{ mm}$ ,  $y = 50 \text{ mm}$



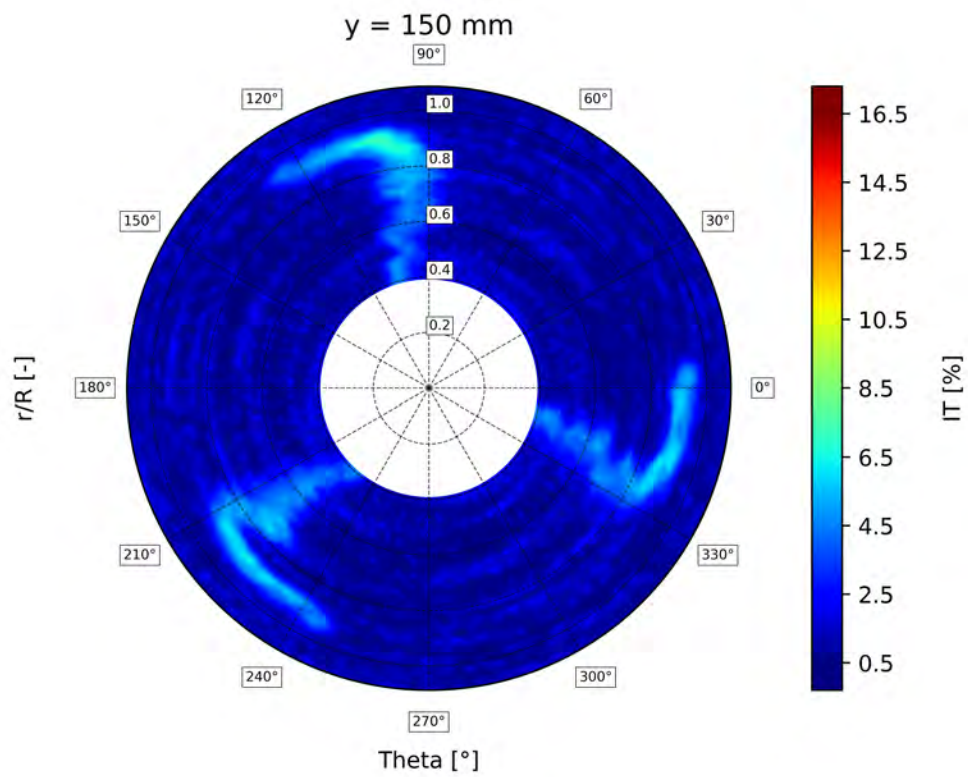
**Obr. 53:** Trojlistá vrtule,  $R = 230 \text{ mm}$ ,  $y = 75 \text{ mm}$



**Obr. 54:** Trojlistá vrtule,  $R = 230 \text{ mm}$ ,  $y = 100 \text{ mm}$

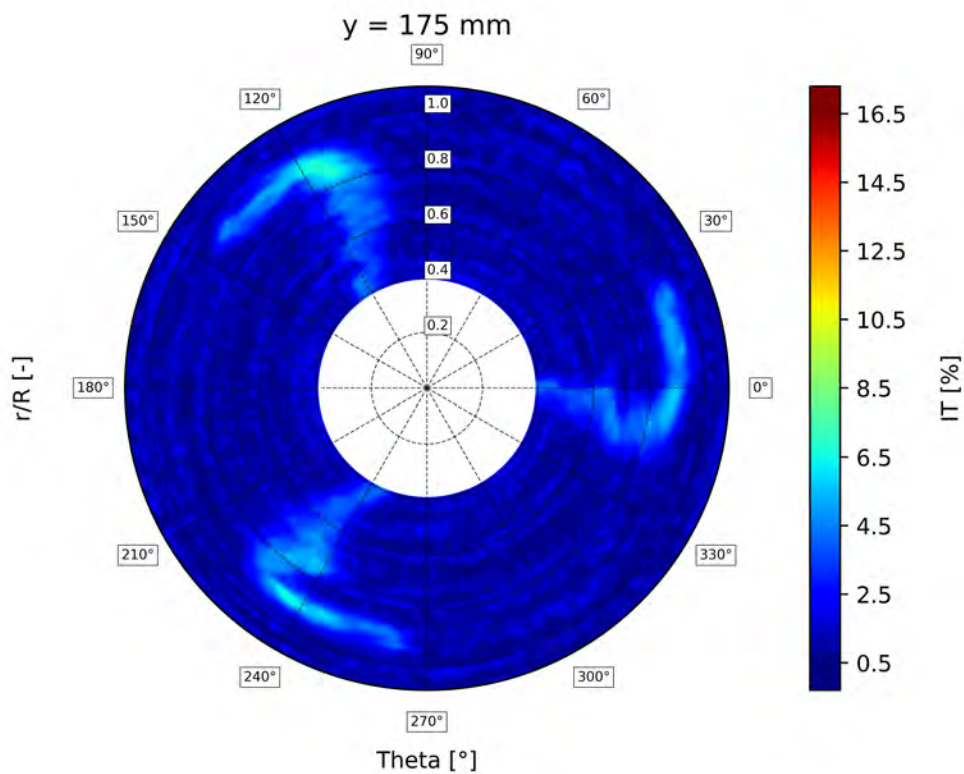


**Obr. 55:** Trojlístá vrtule,  $R = 230 \text{ mm}$ ,  $y = 125 \text{ mm}$

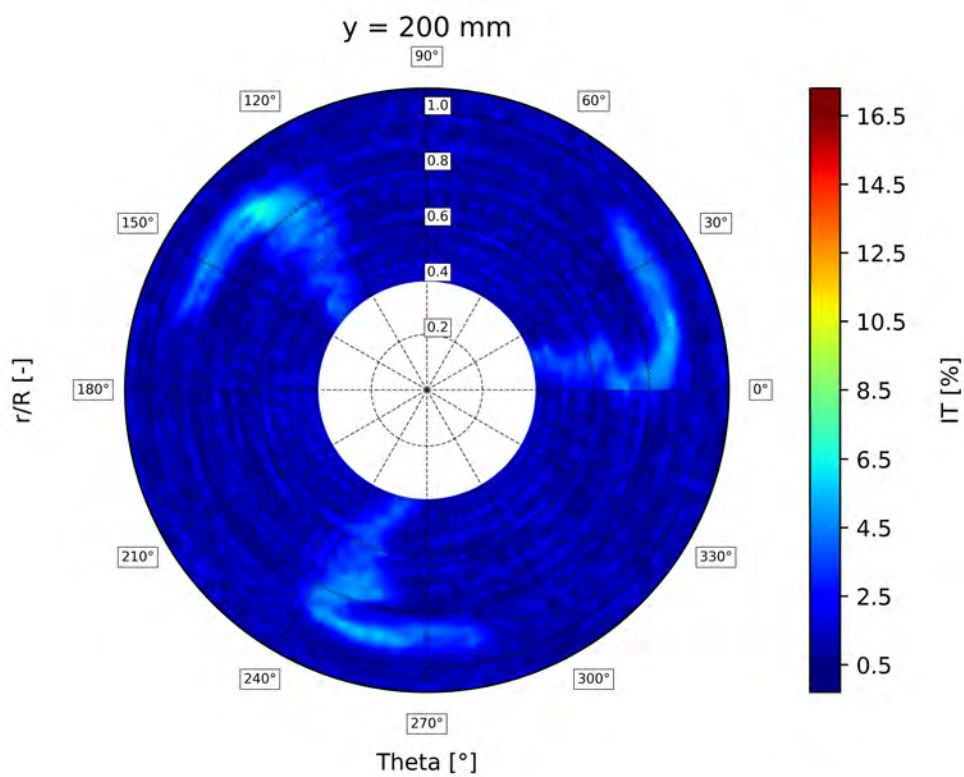


**Obr. 56:** Trojlístá vrtule,  $R = 230 \text{ mm}$ ,  $y = 150 \text{ mm}$





**Obr. 57:** Trojlistá vrtule,  $R = 230 \text{ mm}$ ,  $y = 175 \text{ mm}$

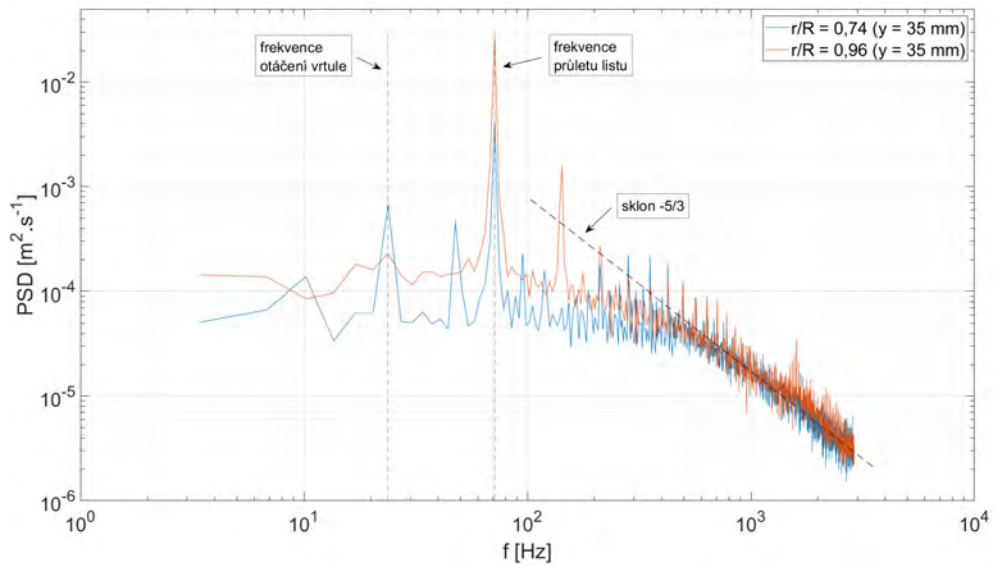


**Obr. 58:** Trojlistá vrtule,  $R = 230 \text{ mm}$ ,  $y = 200 \text{ mm}$



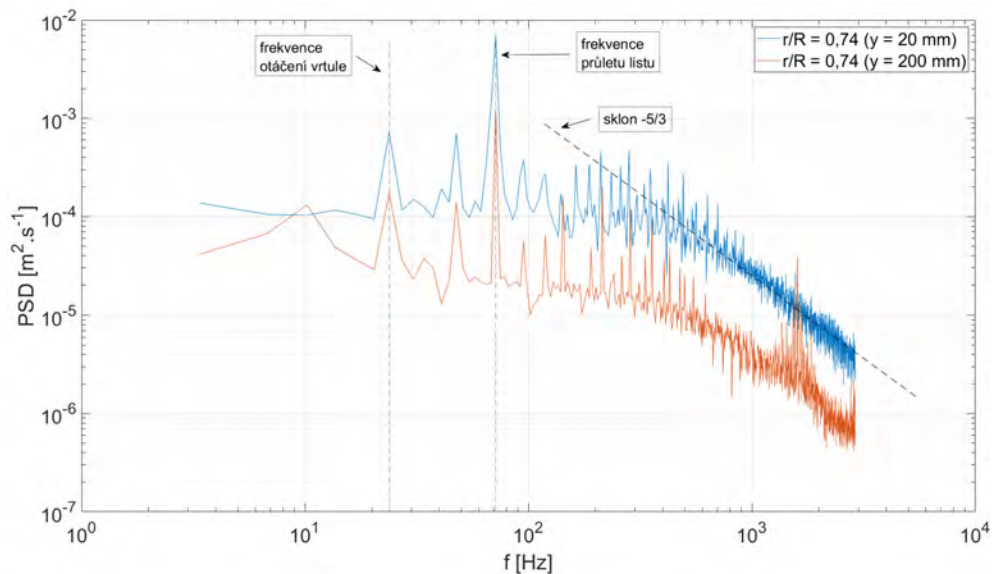
### 6.3.2 Spektrální výkonová hustota

Narozdíl od vyhodnocení *PSD* dvoulistých vrtulí nedochází u trojlisté vrtule ke splývání druhé harmonické frekvence otáčení vrtule a první frekvence průletu listu. Vyšší harmonická frekvence otáčení je zřetelná jako peak v oblasti mezi výše zmíněnými prvními frekvencemi. Radiální souřadnice  $r/R = 0,96$  na Obr. 59 odpovídá oblasti koncových vírů. V průběhu *PSD* je zřetelná vysoká hodnota (červená křivka) na frekvenci průletu listu, což koresponduje s relativně vysokou energií koncového víru.



**Obr. 59:** *PSD* vrtule  $R = 230$  mm;  $y = 35$  mm

V porovnání první a poslední měřené roviny na Obr. 60 je opět patrný útlum intenzity signálu po směru hlavního proudu.



**Obr. 60:** *PSD* vrtule  $R = 230$  mm;  $r/R = 0,74$

## 6.4 Diskuse výsledků

V případě dvoulisté vrtule  $R = 178 \text{ mm}$  byl identifikován list vnášejíci do proudu zvýšenou hodnotu turbulence. Po důkladné vizuální kontrole byl odhalen defekt na odtokové hraně zmíněného listu. Defekt může způsobovat zvýšený aerodynamický hluk vrtule a snížení účinnosti. Tímto tak nezamýšleně došlo k opětovné validaci metody a demonstraci jejího možného praktického použití. Na základě výsledků by mohla být vrtule upravena nebo vyměněna za novou. V případě dvoulisté vrtule  $R = 210 \text{ mm}$  a trojlisté vrtule  $R = 230 \text{ mm}$  byly pomocí měření identifikovány koncové víry, jejichž minimalizací nebo alespoň redukcí by mohlo být dosaženo zvýšení výkonu vrtule. Toho by se dalo dosáhnout například použitím wingletů. Winglet je zakřivené zakončení vrtulového listu, které slouží ke snížení tlakového gradientu mezi sací a přetlakovou stranou. V důsledku toho dochází ke snížení rychlosti proudění kolem konce listu a zmenšení koncového víru. Jejich použití by mohlo být omezeno velikostí odstředivé síly na konci listu. V případě velké odstředivé síly by nemusely být mechanické vlastnosti materiálu listu dostačující a použití wingletů by tak nebylo možné.

Pro každou z měřených vrtulí byla vyhodnocena PSD, ve které bylo možné identifikovat frekvence otáčení vrtule a průletu listu a jejich význam v závislosti na radiální ( $r/R$ ) a axiální ( $y$ ) souřadnici. Kromě toho lze z PSD zjistit i frekvence vírů odtrhávajících se od odtokové hrany listu a další. Tyto frekvence by měli korespondovat s jednotlivými frekvencemi aerodynamického hluku vrtule. Z PSD je také patrný útlum energie signálu (naměřené rychlosti) spojený s útlumem rozruchu po směru hlavního proudu.

## 7 Závěr

Cílem práce bylo navržení experimentálního stendu umožňujícího kvantifikaci turbulence za malou leteckou vrtulí a provedení experimentu s vrtulí v aerodynamickém tunelu. Z tohoto důvodu byly představeny geometrické a aerodynamické charakteristiky vrtulí, charakteristiky turbulentního proudění a metoda měření rychlosti pomocí žhavených elementů. Vysoká hodnota turbulence kdekoliv v úplavu vrtule způsobuje disipaci energie vložené vrtulí do proudu vzduchu a dochází tak ke snížení účinnosti. Minimalizací míry turbulence v úplavu vrtule lze tak docílit zvýšení její účinnosti.

V praktické části práce byl rozebrán princip metody vyhodnocení turbulence za vrtulí a vývoj metody měření. Dále byla provedena validace metody a proběhlo vlastní měření.

Při měření dvoulisté vrtule  $R = 178 \text{ mm}$  došlo pomocí analýzy rychlostního pole za vrtulí k odhalení defektu na jednom z listů a došlo tak nezamýšleně k opětovné validaci metody a k demonstraci jejího praktického využití. V případě dvoulisté vrtule  $R = 210 \text{ mm}$  a trojlisté vrtule  $R = 230 \text{ mm}$  došlo k odhalení významných koncových vírů a byl navržen způsob minimalizace jejich negativního vlivu na účinnost vrtule.

Na základě naměřených hodnot rychlosti byla pro každou z vrtulí vyhodnocena spektrální výkonová hustota. Z výsledků jsou patrné dominantní frekvence, které nesou nejvýznamější část energie proudění. Kromě frekvencí otáčení vrtule a průletu listu lze z grafů také vyčíst jiné frekvence aerodynamického původu. Tyto frekvence souvisí s frekvencemi aerodynamického hluku a jejich znalost je důležitá pro případné snížení aerodynamického hluku vrtule.

Navržený stend byl prohlášen za spolehlivý pro analýzu proudění za malou leteckou vrtulí a poskytuje možnost odhalování vad vrtulí a porovnávání numerických simulací a skutečného provozu vrtulí.

## Literatura

1. JÍRA, R. a kolektiv. *Aerodynamika a mechanika letu*. Praha: Naše vojsko, 1960.
2. THOMAS, Fred. *Fundamentals of Sailplane Design*. 3. vyd. College Park, MD: College Park Press, 1999. ISBN 978-0-9669553-0-9.
3. ALEXANDROV, V. L. *LETECKÉ VRTULE*. Praha: Státní nakladatelství technické literatury, 1954.
4. ANDERSON, John D. *Introduction to Flight*. 6. vyd. Singapore: McGraw-Hill, 2008. ISBN 978-007-126318-4.
5. MARTÍNEZ, Isodoro. *Propellers* [online]. [Citace: 27.01.2024]. Dostupné z: <http://imartinez.etsiae.upm.es/isidoro/bk3/c17/Propellers.pdf>.
6. JEŽEK, Jan; VARÁDIOVÁ, Blanka; ADAMEC, Josef. *Mechanika tekutin*. 3. vyd. Praha: Vydavatelství ČVUT, 2000.
7. SFORZA, Pasquale M. *Theory of Aerospace Propulsion*. United States of America: Butterworth-Heinemann, 2012. ISBN 978-1-85617-912-6.
8. *Propulsion* [online]. [Citace: 27.01.2024]. Dostupné z: <http://www.aerodynamics4students.com/propulsion/blade-element-propeller-theory.php>.
9. MARTE, Jack E.; KURTZ, Donald W. *A Review of Aerodynamic Noise From Propellers, Rotors, and Lift Fans*. Pasadena, California, 1970. Tech. zpr. Jet propulsion laboratory, California institute of technology. 32-1462.
10. URUBA, Václav. *TURBULENCE*. 2. vyd. Praha: Česká technika - nakladatelství ČVUT, 2014. ISBN 978-80-01-05600-4.
11. POPE, Stephen B. *Turbulent Flows*. 11. vyd. New York: Cambridge University Press, 2013. ISBN 978-0-521-59886-6.
12. MILÁČEK, Stanislav. *Náhodné a chaotické jevy v mechanice*. 1. vyd. Praha: Vydavatelství ČVUT, 2000. ISBN 80-01-02170-X.
13. FRISCH, Uriel. *TURBULENCE*. New York: Cambridge University Press, 1995. ISBN 0-521-45713-0.
14. MALÍK, Michal; PRIMAS, Jiří. *Anemometrické metody* [online]. [Citace: 08.05.2024]. Dostupné z: <http://docplayer.cz/17354474-Technicka-univerzita-v-liberci.html>.
15. JØRGENSEN, Finn E. *How to measure turbulence with hot-wire anemomenters*. Denmark: Dantec Dynamics, 2005.
16. URUBA, Václav. *Anemometrie - žhavené senzory* [online]. [Citace: 10.05.2024]. Dostupné z: <http://www2.it.cas.cz/uruba/docs/HW/PA.pdf>.
17. SMITS, A. J.; HAYAKAWA, K.; MUCK, K. C. Constant Temperature Hot-wire Anemometer Practice in Supersonic Flows. *Experiments in Fluids*. 1983, roč. 1, s. 83–92.
18. *Probes for Hot-wire Anemometry* [online]. [Citace: 09.05.2024]. Dostupné z: <https://www.dantecdynamics.com/components/hot-wire-and-hot-film-probes/>.

19. BRADSHAW, P. Thermal methods of flow measurement. *Journal of Physics E: Scientific Instruments*. 1968, roč. 1.
20. PEÑA, Fernando López; ARTS, Tony. The Rotating Slanted Hot Wire Anemometer in Practical Use. In: ONORATO, M. (ed.). *International Conference on Experimental Fluid Mechanics (ICEFM'94)*. Torino, 1994, sv. 2, s. 388–399.