

TECHNICKÁ UNIVERZITA V LIBERCI



Metody laserové anemometrie v experimentální mechanice tekutin

Habilitační práce

UNIVERZITNÍ KNIHOVNA
TECHNICKÉ UNIVERZITY V LIBERCI



3146071323

Autor: Václav Kopecký

Obor: Aplikovaná mechanika

2001

U347S

KHP
188 p., 390x

Osnova

	Souhrn	3
	Seznam použitého označení	7
1	Úvod	15
2	Laserová dopplerovská anemometrie (LDA)	17
2.1	Základní principy LDA	17
2.1.1	Dopplerovský model LDA	17
2.1.2	Geometrická uspořádání LDA	21
2.1.3	Interferenční model LDA	23
2.1.4	Optická sonda LDA a její vlastnosti	26
2.1.5	Dopplerovský signál	32
2.1.6	Stopovací částice	33
2.2	Optické komponenty laserového dopplerovského anemometru	41
2.2.1	Lasery používané v LDA a jejich vlastnosti	42
2.2.2	Jednosložkový systém LDA	45
2.2.3	Vícesložkové systémy LDA	45
2.2.4	Vláknové sondy LDA	50
2.2.5	Braggova cela a její využití v LDA	51
2.3	Elektronické komponenty laserového dopplerovského anemometru	56
2.3.1	Fotodetektory pro LDA	56
2.3.2	Procesory LDA a zpracování dopplerovského signálu	60
2.4	Generátory stopovacích částic a sycení proudu	68
2.4.1	Sycení kapalin	68
2.4.2	Sycení plynů	69
2.5	Traverzovací zařízení pro LDA	72
2.6	Analýza dat LDA	74
2.6.1	Momentová analýza	74
2.6.2	Spektrální analýza	81
2.7	Analýza faktorů ovlivňujících LDA měření	89
2.7.1	Přítomnost šumu v LDA signálu a měření u stěny	89
2.7.2	Stopovací částice a jejich schopnost sledovat změny směru a rychlosti proudu	99
2.7.3	Rovnoměrnost nasycení měřeného média stopovacími částicemi	99
2.7.4	Odchylna směru proudu od měřené složky rychlosti	99
2.7.5	Statistická chyba rychlosti	101
2.7.6	Pokles amplitudy s narůstající dopplerovskou frekvencí	102

3	Fázová dopplerovská anemometrie (PDA)	103
3.1	Základní principy PDA	103
3.2	Základní komponenty a typické konfigurace PDA	115
3.3	Zdroje chyb při měření metodou PDA	118
3.4	Aplikace metody PDA	119
4	Laserová dvouohnisková anemometrie (L2F)	121
5	Metoda PIV (Particle Image Velocimetry)	123
5.1	Základní principy PIV	123
5.1.1	Záznam PIV obrazů	123
5.1.2	Analýza PIV obrazů	127
5.2	Metody zpracování PIV záznamů	135
5.2.1	Optické metody zpracování PIV záznamů	135
5.2.2	Numerické metody zpracování PIV záznamů	139
5.3	Systematické chyby a limity PIV metody	147
5.3.1	Ztracené páry	147
5.3.2	Maximální posunutí částic	147
5.3.3	Hustota sycení částicemi	148
5.3.4	Dynamický rozsah	149
5.3.5	Posunutí druhého obrazu (offset)	153
5.3.6	Adaptivní korelace	154
5.3.7	Účinky rychlostních gradientů uvnitř vyhodnocované oblasti	157
5.3.8	Chyba „stahování“ rychlosti k nule (Zero-velocity biasing)	159
5.3.9	Prostorové rozlišení a rozměry vyhodnocované oblasti	159
5.3.10	Shrnutí a obecná doporučení	160
5.4	Stopovací částice a sycení proudu	160
5.5	Osvětlovací metody v PIV	161
5.5.1	Laserový řez a jeho parametry	161
5.5.2	Osvětlovací techniky	163
5.6	Kamery pro záznam PIV obrazu	168
5.7	Metoda 3D-PIV	176
6	Závěr	182
	Literatura	184
	Příloha	189

Souhrn

Předkládaná práce popisuje a analyzuje moderní metody experimentální mechaniky tekutin pracující na opto-elektronickém principu, které se souhrnně nazývají laserové anemometrie. Jedná se o metody LDA (Laser Doppler anemometry), PDA (Phase Doppler anemometry), L2F (Laser two-focus anemometry), PIV (Particle image velocimetry) a 3D-PIV.

Laserové anemometrie jsou bezdotykové metody, měří rychlost média pomocí mikroskopických částic v něm rozptýlených, měření je lineární v celém rozsahu zkoumaných rychlostí a výsledky nejsou závislé na okolních vlivech, jako je teplota, tlak, vlhkost atd.

Pro všechny metody jsou provedeny teoretické rozborů principů, analýza chyb, stanoveny aplikační limity a popsány základní experimentální techniky a možnosti optimalizace probíraných metod.

Metoda LDA je navíc doplněna o příklady z autorovy experimentální praxe.

Rovněž je uveden popis a výsledky komplexního originálního LDA měření, při kterém byly aplikovány závěry analýz a metodických modifikací, odvozených autorem v této práci. Měření současně přináší i nové původní vědecké poznatky v oblasti proudění vzduchu v kanálech tkacích strojů.

Předkládaná práce může být současně použita jako základní zdroj informací o metodách laserových anemometrií pro pracovníky v oboru experimentální mechaniky tekutin a nebo jako výukový text pro specializované obory studia vysokých škol.

Seznam použitého označení

Latinská abaceda

A_1, A_2	komplexní amplitudy intenzity elektrického pole [V/m]
A_i	průřez [m ²]
c	rychlost světla [m/s]
$C_{uv}(\tau)$	vzájemná kovariance (1-D)
$C_{uu}(\tau)$	autokovariance (1-D)
D_A	průměr apertury [m]
D_e	průměr laserového paprsku [m]
$\mathbf{D}_{\max}$	vektor maximálního posunutí v obrazové rovině [m]
$\mathbf{D}_{\min}$	vektor minimálního posunutí v obrazové rovině [m]
$ \mathbf{D} _{\max}$	maximální měřitelné posunutí v obrazové rovině [m]
$ \mathbf{D} _{\min}$	minimální měřitelné posunutí v obrazové rovině [m]
$D(u, v)$	Fourierův obraz funkce $d(m, n)$
d	rozteč laserových paprsků [m]
d	vzdálenost přední (objektové) roviny od čočky (kapitola 5.2.1) [m]
d_1, d_2	průměry vyšetřujících paprsků [m]
d_a	průměr aperturní clony před detektorem [m]
d_e	průměr fokusovaného laserového paprsku [m]
d_e	efektivní průměr obrazu částice (kapitola 5.3.4) [m]
d_f	rozteč interferenčních proužků [m]
d_g	průměr geometrického obrazu částice [m]
d_l	délka strany vyhodnocované oblasti [m]
d_m	šířka optické sondy [m]
d_p	průměr částice [m]
d_{pixel}	rozteč mezi sousedními pixely [m]
d_r	minimální rozlišení nahrávacího media [m]
d_s	difrakční průměr obrazu bodu [m]
$d(m, n)$	funkce aditivního šumu
E	expanzní faktor
E	energie [J] (kapitola 2.2.1)

E_1, E_2	energetické hladiny atomu [J]
E_1, E_2	intenzity elektrického pole [V/m]
E_{01}, E_{02}	amplitudy intenzity elektrického pole [V/m]
e	náboj elektronu [C]
$\mathbf{e}_i$	jednotkový vektor ve směru dopadající světelné vlny
$\mathbf{e}_s$	jednotkový vektor ve směru detekce rozptýleného světla
$\mathbf{e}_{i1}, \mathbf{e}_{i2}$	jednotkové vektory ve směru dopadajících světelných vln
$\hat{e}_D$	maximální amplituda dopplerovské frekvence
$\hat{e}_p$	amplituda „pedestalu“
$\bar{e}_J^2$	termální šumové napětí - Johnsonův šum [V ²]
F	plochosť
$F(v_x, v_y)$	Fourierova transformace ($v_x = x/\lambda f$ a $v_y = y/\lambda f$)
$F(u, v)$	Fourierův obraz funkce $f(m, n)$
f	spektrální frekvence [Hz] (kapitola 2.6.2)
f	ohnisková vzdálenost čočky (vysílacího/přijímacího objektivu) [m]
f_a	ohnisková vzdálenost zaostřujícího objektivu [m]
f_D	dopplerovská frekvence [Hz]
f_k	k-tá spektrální frekvence [Hz]
f_0	akustická frekv. – frekvenční posuv vyvolaný Braggovou celou [Hz]
f_0	centrální frekvence (kapitola 2.3.2) [Hz]
f_{Dij}	dopplerovská frekvence j-té částice i-té rozměrové třídy [Hz]
f_s	vzorkovací frekvence [Hz]
$f(m, n)$	funkce světelné intenzity ve vyhodnocované oblasti v čase t
G	střední hodnota vnitřního zisku fotonásobiče
$G(u, v)$	Fourierův obraz funkce $g(m, n)$
$g(\mathbf{x}, t)$	vzorkovací funkce
$g(m, n)$	funkce světelné intenzity ve vyhodnocované oblasti v čase $t + \Delta t$
h	Planckova konstanta [J.s]
h_m	výška optické sondy [m]
h_r	výška roviny laserového řezu [m]
I	intenzita světla [W/m ²]
I_{MAX}	maximální intenzita světla [W/m ²]
I_{MIN}	minimální intenzita světla [W/m ²]

$\bar{I}_{MAX}$	maximum intenzity světla rozptýleného při průchodu částice jasným interferenčním proužkem [W/m ²]
$\bar{I}_{MIN}$	minimum intenzity světla rozptýleného při průchodu částice tmavým interferenčním proužkem [W/m ²]
$I_{11}(\mathbf{X}), I_{12}(\mathbf{X})$	intenzity vyšetřujících paprsků [W/m ²]
$I_{01}(\mathbf{x}), I_{02}(\mathbf{x})$	intenzity laserového řezu při prvním a druhém záznamu [W/m ²]
i_1, i_2	proudy fotonásobiče vyvolané dopadajícími světelnými vlnami [A]
$\bar{i}_A$	anodový proud [A]
$\bar{i}_C$	katodový proud [A]
i_D	katodový temný proud [A]
$\bar{i}_{NA}^2$	anodový výstřelový šum - fluktuační složka (variance) anodového proudu [A ²]
$\bar{i}_{NC}^2$	katodový výstřelový šum - fluktuační složka (variance) katodového proudu [A ²]
$\bar{i}_N^2$	celková fluktuační šumová složka [A ²]
i_S	proud střídavého heterodynního signálu [A]
J_l	Besselova funkce 1. řádu
K	faktor zvýšení šumu
Kn_p	Knudsenovo číslo vztažené na průměr částice
k	vlnové číslo [m ⁻¹]
k_B	Boltzmannova konstanta [J/K]
L	délka rezonátoru [m]
l_{ef}	efektivní délka optické sondy [m]
l_m	délka optické sondy [m]
l_s	střední volná dráha molekul tekutiny [m]
l_r	délka roviny laserového řezu [m]
M	zvětšení
m_p	hmotnost částice [kg]
N	počet vzorků
N_{FR}	počet interferenčních proužků v centrálním příčném řezu optickou sondou
N_f	počet proužků, které protne částice při průletu optickou sondou
N_i	počet částic v i-té rozměrové třídě
N_{int}	strana vyhodnocované oblasti v pixelech
N_s	Stokesovo číslo

n	koncentrace stopovacích částic [m^{-3}]
$\dot{n}$	průměrný tok (přisun) dat za 1 sekundu [Sa/s]
n_p	index lomu částice
n_f	index lomu tekutiny
P	střední hodnota světelného výkonu [W]
P_B	střední hodnota výkonu světelného šumu (světelného pozadí) [W]
P_s	střední výkon světelné vlny dopadající na detektor a rozptýlené částicí na jednom z osvětľujících laserových paprsků tvořících optickou sondu [W]
P_S	výkon signálu [W]
P_N	výkon šumu [W]
$P(k, \Delta t)$	Poissonovo rozdělení (popisující pravděpodobnost vstupu částic do optické sondy LDA)
$\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2$	jednotkové vektory polarizace
R_a	absolutní dynamický rozsah [m/s]
R_r	relativní dynamický rozsah
$R_{12}(s)$	vzájemná korelace (2-D)
$R_C(s)$	konvoluce průměrných intenzit (2-D)
$R_D(s)$	korelace posunutí (2-D)
$R_F(s)$	flukтуаční šum korelačního odhadu (2-D)
$R_{D+}(s), R_{D-}(s)$	zrcadlově symetrické korelace posunutí (2-D)
$R_P(s)$	centrální autokorelační vrchol (2-D)
Re_p	Reynoldsovo číslo vztažené na průměr částice
$R_{uv}(\tau)$	vzájemná korelace (1-D)
$R_{uu}(\tau)$	autokorelace (1-D)
S	šikmost
S_k	k-tá spektrální výkonová hustota
$S(f)$	výkonová spektrální hustota
$S_{uv}(f)$	vzájemná spektrální hustota
$\hat{S}_{uv}(f_k)$	odhad k-té spektrální hustoty
$S(u, v)$	Fourierův obraz funkce $s(m, n)$
SNR_P	výkonový poměr signálu k šumu [dB]
SNR_{PN}	výkonový poměr signálu k šumu za přítomnosti optického šumu [dB]
SNR_{PS}	výkonový poměr signálu k šumu bez přítomnosti optického šumu [dB]
s	separační vektor

s_D	vektor průměrného posunutí částic ve vyhodnocované oblasti [m]
$s(m,n)$	funkce průměrného posunutí
T	doba trvání děje (doba odezvy) [s]
Tu	intenzita turbulence [%]
t	čas [s]
t_r	tloušťka laserového řezu [m]
U_p	rychlost částice [m/s]
U_f	rychlost proudění tekutiny [m/s]
$U(f,T)$	konečná Fourierova transformace funkce $u(t)$
u	složka rychlosti ve směru normály interferenčních proužků [m/s]
u_i	složka rychlosti i-tého vzorku (i-té částice) [m/s]
u_x, u_y	složky rychlosti v objektové rovině [m/s]
$\bar{u}$	střední rychlost [m/s]
$u(t)$	funkce popisující spojitou veličinu (signál)
$\bar{u}(t)$	střední hodnota $u(t)$
V	rozdíl mezi rychlostí částice a rychlostí tekutiny [m/s]
$\bar{V}$	viditelnost
V_{FR}	objem optické sondy [m ³]
$V(f,T)$	konečná Fourierova transformace funkce $v(t)$
$\mathbf{v}$	vektor rychlosti částice [m/s]
v	velikost vektoru rychlosti částice [m/s]
v	složka rychlosti [m/s] (kapitola 2.2.3)
v_i	složka rychlosti i-tého vzorku (i-té částice) [m/s]
v_i	průměrná rychlost částic i-té rozměrové třídy [m/s] (kapitola 3.1)
v_{ij}	rychlost j-té částice z i-té rozměrové třídy [m/s]
$\mathbf{v}_{\max}$	vektor maximální rychlosti v objektové rovině [m/s]
$\mathbf{v}_{M_{\max}}$	vektor maximální měřitelné rychlosti [m/s]
$\mathbf{v}_{M_{\min}}$	vektor minimální měřitelné rychlosti [m/s]
$ \mathbf{v} _{\max}$	maximální měřitelná velikost rychlosti [m/s]
$ \mathbf{v} _{\min}$	minimální měřitelná velikost rychlosti [m/s]
$v_{p\max}$	maximální rychlost měřeného proudu [m/s]
$v_{z\max}$	maximální příčná složka rychlosti částic v objektové rovině [m/s]

$v(t)$	funkce popisující spojitou veličinu (signál)
$\bar{v}(t)$	střední hodnota $v(t)$
$W(x,y)$	okenní funkce
$W(u,v)$	filtrační funkce ve frekvenční doméně
w	složka rychlosti [m/s]
X	polohový vektor (průvodič) v obrazové rovině [m]
X	polohová souřadnice v obrazové rovině [m]
X_1, X_2	polohy středů vyšetřujících paprsků [m]
x	polohový vektor (průvodič) v objektové rovině [m]
x	polohová souřadnice v objektové rovině [m]
x_n	digitalizovaná hodnota n-tého časového vzorku
Y	polohová souřadnice v obrazové rovině [m]
y	polohová souřadnice v objektové rovině [m]
Z	polohová souřadnice v obrazové rovině [m]
z	polohová souřadnice v objektové rovině [m]
$(i,j), (k,l), (m,n)$	souřadnice v obrazové rovině měřené v pixelech
(x,y)	polohové souřadnice v objektové rovině [m]
(u,v)	souřadnice ve frekvenční doméně (prostorové frekvence)

Řecká abeceda

α	úhel os objektivů v tříslžkovém LDA systému (kapitola 2.2.3)
α	rozměrový parametr
β	úhel mezi vektorem rychlosti částice prolétávající optickou sondou a normálou k podélné ose optické sondy
β_i	geometrický faktor i-tého detektoru
δt	doby trvání osvětlujícího pulsu [s]
Δf	mezimodová vzdálenost [Hz]
Δf	šířka pásma detektoru [Hz] (kapitola 2.3.1)
Δf	frekvenční rozlišení spektra (frekvenčních odstup dvou sousedních spektrálních vzorků) [Hz] (kapitoly 2.3.2 a 2.6.2)
Δt	časový interval mezi prvním a druhým záznamem PIV obrazu [s]
Δt	doba setrvání částice uvnitř optické sondy [s] (kapitola 2.2.5)
Δt_{ij}	doba průletu j-té částice z i-té rozměrové třídy měřící sondou [s]

Δt	časový posun mezi vlnovými čely dopadajícími na dva detektory [s]
$\Delta x, \Delta y$	složky průměrných posunutí částic v objektové rovině [m]
$\Delta X, \Delta Y$	složky průměrných posunutí obrazů částic v obrazové rovině [m]
$\Delta \mathbf{X} = (\Delta X, \Delta Y)$	vektor posunutí obrazů částic ve vyhodnocované oblasti obrazové roviny [m]
$\Delta \mathbf{x} = (\Delta x, \Delta y)$	vektor posunutí částic ve vyhodnocované oblasti objektové roviny [m]
Δu	odchylky od průměrné rychlosti (rychlostní gradienty) [m/s]
ε	heterodynní účinnost
ε_r	normalizovaná standardní chyba odhadu
η	proužková viditelnost
η	kvantová účinnost detektoru (kapitola 2.3.1)
η_i	váhový faktor (váhová funkce) (kapitoly 2.6.1 a 2.7.5)
η_2, ξ_2	souřadnice
θ	úhel mezi protínajícími se laserovými paprsky, jejichž průsečík tvoří optickou sondu LDA
θ_B	Braggův úhel
λ	vlnová délka světla [m]
Λ	akustická vlnová délka Braggovy cely [m]
μ	dynamická viskozita tekutiny [Pa.s]
ν	frekvence světla [Hz]
ν_s	frekvence světla rozptýleného částicí [Hz]
ν_r	frekvence světelné vlny prvního difrakčního řádu [Hz]
ν_f	kinematická viskozita tekutiny [m ² /s]
ρ_p	hustota částice [kg/m ³]
ρ_f	hustota tekutiny [kg/m ³]
ρ_{Ni}	koncentrace částic i-té rozměrové třídy (počet částic v jednotce objemu) [m ⁻³]
ρ_n	celková koncentrace částic (celkový počet částic v jednotkovém objemu) [m ⁻³]
ρ_V	objemová koncentrace částic (objem částic v jednotkovém objemu)
ρ_m	hmotnostní koncentraci (hmotnost částic v jednotkovém objemu) [kg/m ³]
σ	směrodatná odchylka
σ^2	rozptyl (variance)
σ_p	standardní (směrodatná) odchylka velikosti částic [m]
τ_f	integrální časové měřítko [s]

τ_i	doba průletu i-té částice měřicí sondou [s]
τ_p	relaxační doba částice [s]
$\tau_1(X), \tau_2(X)$	propustnost prvního a druhého fotografického záznamu
$\tau_0(X - Mx_i)$	normalizovaná propustnost obrazu i-té částice
ϕ	úhel snímání
ϕ_1, ϕ_2	fáze
$\phi_{gk}(m,n)$	diskrétní vzájemná korelace
$\phi_{gg}(m,n)$	diskrétní autokorelace
φ	úhel rozptylu (kapitola 3.1)
φ	poloviční úhel mezi protínajícími se laserovými paprsky, jejichž průsečík tvoří optickou sondu LDA
φ_i	úhel rozptylu definovaný polohou i-tého detektoru (kapitola 3.1)
Φ_i	fáze dopplerovského vzryvu zaznamenaného i-tým detektorem
Φ_{12}, Φ_{13}	fázové rozdíly (kapitola 3.1)
χ	úhel mezi směry polarizace lineárně polarizovaných interferujících vln
ψ	azimutální úhel
ψ_i	azimutální úhel definovaný polohou i-tého detektoru (kapitola 3.1)
ω	úhlová frekvence [rad/s]

1 Úvod

Experimentální mechanika tekutin byla v posledních letech obohacena o několik velmi zajímavých a výkonných měřicích metod pracujících na opto-elektronickém principu a využívajících laserové světlo. Jedná se o metody LDA (Laser Doppler anemometry), PDA (Phase Doppler anemometry), L2F (Laser two-focus anemometry), PIV (Particle image velocimetry) a 3D-PIV.

Všechny uvedené metody nenahraditelně používají laserové světlo a proto se označují souhrnným názvem „laserové anemometrie“.

Laserové anemometrie mají několik společných vlastností: jedná se o bezdotykové metody, měří rychlost média pomocí mikroskopických částic v něm rozptýlených, měření je lineární v celém rozsahu zkoumaných rychlostí a výsledky nejsou závislé na okolních vlivech, jako je teplota, tlak, vlhkost atd. Jediným požadavkem je transparentnost měřené tekutiny a optický přístup do měřeného prostoru.

Praktický rozvoj všech těchto metod byl vázán na dostupnost použitelných laserů a zároveň na existenci dostatečně výkonné výpočetní techniky, elektroniky a fotoniky. To zapříčinilo, že hlavní rozvoj metod LDA a L2F probíhal po roce 1980, PDA hlavně po roce 1990 a metody PIV se více uplatňují až po roce 1995.

Všechny uvedené měřicí metody se dosud rychle rozvíjí a proto v České republice ani ve světě (s výjimkou LDA) prakticky neexistují ucelené souhrnné práce, popisující tyto metody a související témata.

Autor se systematicky zabývá problematikou laserových anemometrií více než 15 let. Má dlouholeté experimentální zkušenosti s laserovou dopplerovskou anemometrií, včetně konstrukce nových přístrojů, měření vzdušných proudů ve velmi složitých situacích a navrhování a ověřování nových metodik měření.

Jako pedagog při své činnosti postrádal chybějící souhrnnou práci a proto se pokusil vyplnit tuto mezeru v české odborné literatuře předkládanou publikací, která má navíc formu vhodnou pro vysokoškolskou výuku.

Z obecného hlediska představují laserové anemometrie interdisciplinární téma zahrnující např. fyzikální principy, laserovou techniku, optiku, elektroniku, fotoniku, matematické algoritmy a analýzu signálů a dat. V důsledku toho jsou s ohledem na srozumitelnost výkladu na odpovídajících místech práce vysvětleny i některé důležité pojmy a proveden rozbor jejich vlastností specifických pro danou měřicí metodu. Všechny pojmy jsou vysvětleny do takové šíře a hloubky, aby čtenář získal nutné informace pro základní studium daných metod. Hlubší vysvětlení předkládaných témat nalezne zájemce v uváděné literatuře.

U všech měřicích metod jsou uváděny zejména:

- Teoretický rozbor metody – fyzikální principy, fyzikální modely, základní uspořádání, charakteristiky výstupního signálu obsahující informaci o měřené kvantitě (veličině), principy a techniky analýzy a zpracování výstupního signálu.
- Stopovací částice a jejich vlastnosti – vliv na kvalitu signálu, vliv na přesnost určení měřených kvantit.
- Principy a techniky zpracování výstupního signálu pro efektivní získání měřené kvantity.

- Optické komponenty, jejich vlastnosti a využití.
- Elektronické komponenty, jejich vlastnosti a využití.
- Podpůrné techniky – generátory částic, traverzovací zařízení, osvětlovací techniky atd.

Dále je u všech metod proveden systematický rozbor chyb a limitů jednotlivých metod a analýza faktorů ovlivňujících měření. Kapitola o laserové dopplerovské anemometrii je navíc doplněna o příklady z autorovy experimentální praxe.

V závěru předkládané práce je uvedeno originální LDA měření rychlostního pole za hlavní tkací tryskou ve vstupní části kanálu tkacího profilového paprsku. Měření reprezentuje syntézu teoretických a metodických principů odvozených autorem a uváděných v této práci. Naměřené výsledky představují i nové původní vědecké poznatky v oblasti proudění vzduchu v kanálech tkacích strojů.

2 Laserová dopplerovská anemometrie (LDA)

Laserová dopplerovská anemometrie (Laser Doppler Anemometry - LDA) je metoda založená na Dopplerově jevu a patří mezi nejrozšířenější a nejpropracovanější anemometrické techniky.

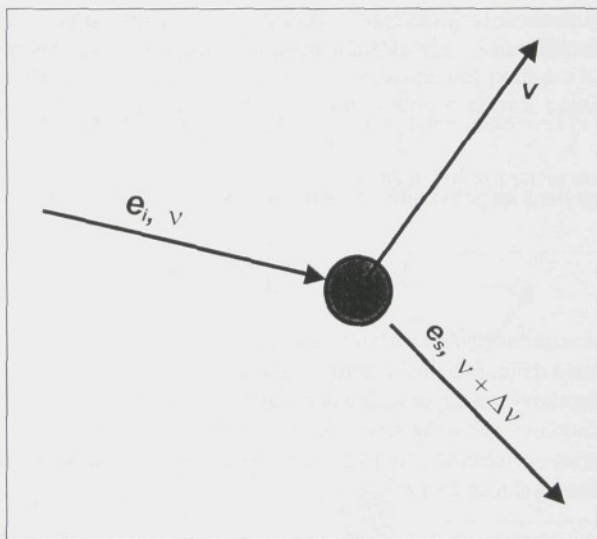
I když Dopplerův jev je znám od poloviny 19. století, rozvoj této metody byl umožněn až výrazným pokrokem ve vývoji plynových laserů. První aplikace v mechanice tekutin byla popsána Yehem a Cummisem v roce 1964 [1].

2.1 Základní principy LDA

LDA měří změnu frekvence laserového záření rozptýleného částicemi unášenými proudící tekutinou. V důsledku Dopplerova jevu je frekvence světla rozptýleného na částici pohybující se vzhledem ke zdroji změněna o hodnotu, která závisí na její rychlosti a geometrii rozptylu. Na tomto jevu je založen základní princip metody LDA.

2.1.1 Dopplerovský model LDA

Rozptyl světla na pohybující se částici je schematicky znázorněn na obr. 2.1-1.



Obr. 2.1-1 Rozptyl světelné vlny na pohybující se částici

Na částici dopadá ve směru jednotkového vektoru $\mathbf{e}_i$ rovinná monochromatická vlna laserového záření o vlnové délce λ , respektive frekvenci ν . Světlo rozptýlené částicí do směru určeného jednotkovým vektorem $\mathbf{e}_s$ je frekvenčně posunuto o hodnotu $\Delta\nu$. Pro stanovení tohoto frekvenčního posunutí je nutné zvážit jak dopplerovský posuv způsobený pohybem

částice vůči zdroji záření, tak dopplerovský posuv způsobený pohybem částice vůči detektoru (pozorovateli), který je umístěn ve směru vektoru $\mathbf{e}_s$.

V důsledku relativistického Dopplerova jevu registruje částice (pozorovatel) pohybující se vůči světelnému zdroji změnu jeho frekvence ν na hodnotu ν_p :

$$\nu_p = \nu \frac{1 - (\mathbf{v} \cdot \mathbf{e}_l) / c}{(1 - v^2 / c^2)^{1/2}}. \quad (2.1-1)$$

Podobně bude ν závislostí na rychlosti částice registrovat detektor umístěný ve směru $\mathbf{e}_s$ změnu frekvence rozptýlené světelné vlny ν_p na hodnotu ν_s :

$$\nu_s = \nu_p \frac{1 + (\mathbf{v} \cdot \mathbf{e}_s) / c}{(1 - v^2 / c^2)^{1/2}}. \quad (2.1-2)$$

Dosazením rovnic (2.1-1) do (2.1-2) dostaneme frekvenci ν_s světelné vlny rozptýlené částicí do směru $\mathbf{e}_s$ v závislosti na frekvenci laserového zdroje ν :

$$\nu_s = \nu \frac{1 + \mathbf{v} \cdot (\mathbf{e}_s - \mathbf{e}_l) / c - (\mathbf{v} \cdot \mathbf{e}_s)(\mathbf{v} \cdot \mathbf{e}_l) / c^2}{1 - v^2 / c^2}. \quad (2.1-3)$$

Dokonce i pro supersonické proudění je rychlost částice $v \ll c$ a proto platí $v^2/c^2 \rightarrow 0$. Na základě tohoto předpokladu lze zanedbáním členu v^2/c^2 rovnici (2.1-3) zjednodušit na:

$$\nu_s \approx \nu \left[1 + \frac{1}{c} \mathbf{v} \cdot (\mathbf{e}_s - \mathbf{e}_l) \right] = \nu + \frac{\nu}{c} \mathbf{v} \cdot (\mathbf{e}_s - \mathbf{e}_l) = \nu + \frac{1}{\lambda} \mathbf{v} \cdot (\mathbf{e}_s - \mathbf{e}_l) = \nu + \Delta \nu. \quad (2.1-4)$$

Světelná vlna rozptýlená na pohybující se částici tedy vykazuje dopplerovský posuv:

$$\Delta \nu = \nu_s - \nu = \frac{1}{\lambda} \mathbf{v} \cdot (\mathbf{e}_s - \mathbf{e}_l), \quad (2.1-5)$$

kde je ν frekvence světelného zdroje (laseru),
 λ vlnová délka světelného zdroje (laseru),
 $\mathbf{e}_l$ jednotkový vektor ve směru dopadající světelné vlny,
 $\mathbf{e}_s$ jednotkový vektor ve směru detekce rozptýleného světla,
 ν_s frekvence světelné vlny rozptýlené částicí ze směru $\mathbf{e}_l$ do směru $\mathbf{e}_s$,
 $\mathbf{v}$ vektor rychlosti částice.

Jestliže se směr dopadající světelné vlny ani směr detekce rozptýleného světla nemění, lze z dopplerovského posuvu (2.1-5) určit složku rychlosti ve směru vektoru $(\mathbf{e}_s - \mathbf{e}_l)$. Maximální dopplerovský posuv nastává za podmínky $\mathbf{e}_s = -\mathbf{e}_l$. V případě použití argonového laseru o vlnové délce $\lambda = 514,5$ nm je pak typická hodnota dopplerovského posuvu cca 4 MHz/(m.s⁻¹). Obvykle je $\mathbf{e}_l$ téměř souběžný s $\mathbf{e}_s$ a typická hodnota posuvu je v praxi cca 0,4 MHz/(m.s⁻¹). Například dopplerovský posuv pro rychlost 500 m/s je pak 200 MHz, zatímco pro rychlost 1 mm/s činí pouhých 400 Hz. Ačkoliv elektronické měření frekvencí v tomto rozsahu lze provádět s vysokou přesností, přímé měření vlastního dopplerovského posuvu s dostatečnou přesností není možné. Při běžných rychlostech proudění je dopplerovský posuv příliš malý ve

srovnání s frekvencí zdroje záření. Zatímco frekvence světla je řádu 10^{14} , typická hodnota velkého dopplerovského posuvu je pouze řádu 10^8 . Změna frekvence $\Delta\nu$ ve vztahu (2.1-4) tak představuje pouze miliontiny frekvence zdroje záření ν . Přímou spektroskopickou detekci dopplerovského posuvu lze provádět pouze pro velmi vysoké rychlosti.

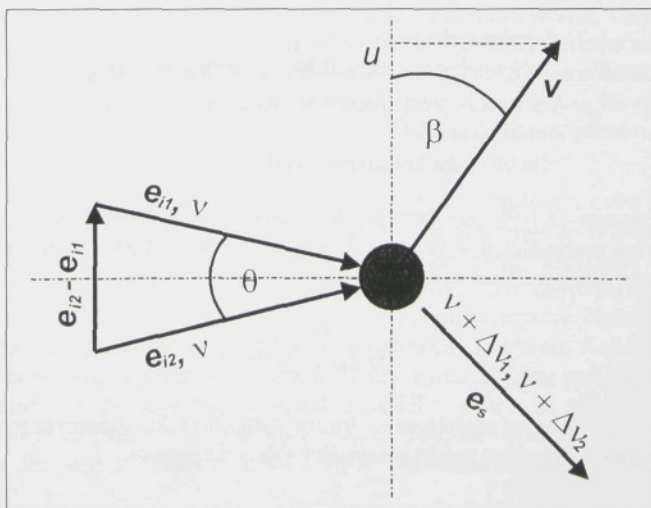
Aby bylo možné měřit relativně malé dopplerovské posuvy, je nutné používat světelné zdroje, jejichž šířka pásma je ve srovnání s dopplerovským posuvem malá. Takovým zdrojem je laser.

Technika používaná v LDA pro měření dopplerovského posuvu je tzv. heterodynní detekce. Heterodynní detekce je založena na smíšení dvou vln o různých frekvencích v nelineárním prvku (obvodu). V případě LDA dochází na detektoru ke smíšení dopplerovsky posunuté světelné vlny s jinou tzv. referenční vlnou (z téhož zdroje), která může nebo nemusí být dopplerovsky posunuta. Optický detektor je nelineární prvek, protože výstupní elektrický signál je úměrný intenzitě dopadajícího světla, tj. druhé mocnině elektrického pole. Výstupní signál detektoru má ve zjednodušené podobě tvar $\{\sin(\omega_1 t + \phi_1) + \sin(\omega_2 t + \phi_2)\}^2$ a obsahuje tedy člen $2\sin(\omega_1 t + \phi_1)\sin(\omega_2 t + \phi_2)$. Podstata heterodynní detekce je založena na jednoduchém trigonometrickém výrazu:

$$\sin(\omega_1 t + \phi_1) \cdot \sin(\omega_2 t + \phi_2) = \frac{1}{2} [\cos[(\omega_1 + \omega_2)t + (\phi_1 + \phi_2)] + \cos[(\omega_1 - \omega_2)t + (\phi_1 - \phi_2)]] \quad (2.1-6)$$

Přestože výraz (2.1-6) obsahuje člen se součtem frekvencí, ve výstupním signálu optického detektoru se neobjeví, protože v porovnání s vysokou frekvencí světla je rychlost odezvy detektoru velmi malá. Bude-li rozdíl fází $(\phi_1 - \phi_2)$ konstantní, což platí pro koherentní signály, bude výstupní signál fotodetektoru při heterodynní detekci oscilovat s rozdílovou frekvencí $(\omega_1 - \omega_2)$.

Příklad typického uspořádání heterodynní detekce v LDA je znázorněn na obr. 2.1-2.



Obr. 2.1-2 Příklad heterodynní detekce

Dva laserové paprsky se protínají pod úhlem θ a jejich průsečík tvoří optickou sondu. Na částici prolétávající rychlostí $\mathbf{v}$ tímto průsečíkem dopadají dvě světelné vlny o frekvenci ν ve směrech jednotkových vektorů $\mathbf{e}_{11}$ a $\mathbf{e}_{12}$. Světlo rozptýlené částicí je snímáno detektorem umístěným ve směru jednotkového vektoru $\mathbf{e}_s$. Heterodynní detekci jsou tak podrobeny dvě dopplerovsky posunuté světelné vlny rozptýlené do směru $\mathbf{e}_s$. Jejich frekvence vyplývají ze vztahu (2.1-4):

$$\begin{aligned}\nu_{s1} &= \nu + \frac{1}{\lambda} \mathbf{v} \cdot (\mathbf{e}_s - \mathbf{e}_{11}), \\ \nu_{s2} &= \nu + \frac{1}{\lambda} \mathbf{v} \cdot (\mathbf{e}_s - \mathbf{e}_{12}).\end{aligned}\quad (2.1-7)$$

Frekvence f_D registrovaná detektorem, tzv. dopplerovská frekvence, je dána rozdílem frekvencí ze vztahů (2.1-7):

$$f_D = \nu_{s1} - \nu_{s2} = \frac{1}{\lambda} \mathbf{v} \cdot (\mathbf{e}_{12} - \mathbf{e}_{11}) = \frac{1}{\lambda} v |(\mathbf{e}_{12} - \mathbf{e}_{11})| \cos \beta, \quad (2.1-8)$$

kde je v velikost vektoru rychlosti $\mathbf{v}$,
 $|(\mathbf{e}_{12} - \mathbf{e}_{11})|$ velikost vektoru $(\mathbf{e}_{12} - \mathbf{e}_{11})$ a
 β úhel, který svírají vektory $\mathbf{v}$ a $(\mathbf{e}_{12} - \mathbf{e}_{11})$.

Dosažením $|(\mathbf{e}_{12} - \mathbf{e}_{11})| = 2 \sin \frac{\theta}{2}$ do rovnice (2.1-8) obdržíme $f_D = \frac{2v \cos \beta}{\lambda} \sin \frac{\theta}{2}$ a substitucí $u = v \cos \beta$ dostaneme výsledný vztah pro dopplerovskou frekvenci f_D :

$$f_D = \frac{2 \sin(\theta/2)}{\lambda} u \quad (2.1-9)$$

kde je f_D dopplerovská frekvence,
 $u = v \cos \beta$ složka vektoru rychlosti částice $\mathbf{v}$ do směru $(\mathbf{e}_{12} - \mathbf{e}_{11})$,
 θ úhel mezi protínajícími se laserovými paprsky, jejichž průsečík tvoří optickou sondu,
 λ vlnová délka laserového světla.

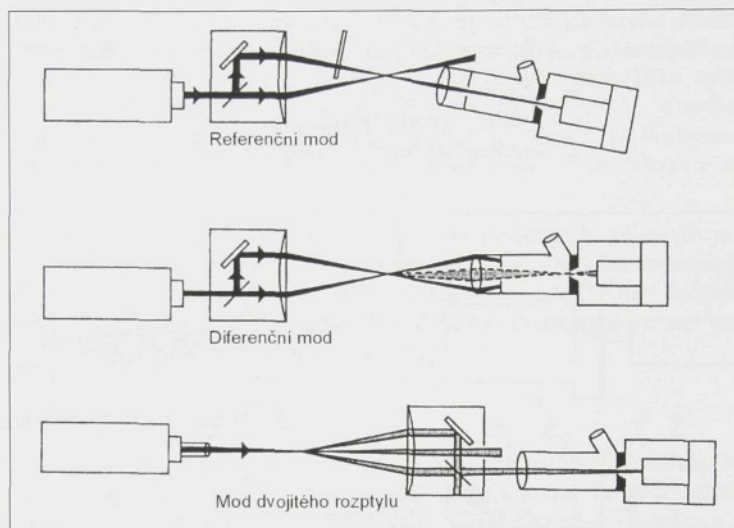
Jak vyplývá z rovnice (2.1-9), dopplerovská frekvence f_D je přímo úměrná složce rychlosti u , která leží v rovině protínajících se laserových paprsků a je kolmá na osu úhlu θ , který svírají. Složka rychlosti může být přímo vypočtena z dopplerovské frekvence:

$$u = \frac{\lambda}{2 \sin(\theta/2)} f_D \quad (2.1-10)$$

Výsledný vztah (2.1-10) není závislý na směru rozptylu. Proto lze detekovat rozptýlené světlo v libovolném směru a je možné využít maximální sběrnou aperturu.

2.1.2 Geometrická uspořádání LDA

V závislosti na způsobu heterodynní detekce rozlišujeme tři základní geometrická uspořádání LDA znázorněná na obr. 2.1-3.



Obr. 2.1-3 Základní geometrická uspořádání (mody) LDA

Ve všech třech modech je dopplerovská frekvence f_D dána tímž vztahem vyjádřeným rovnicí (2.1-9).

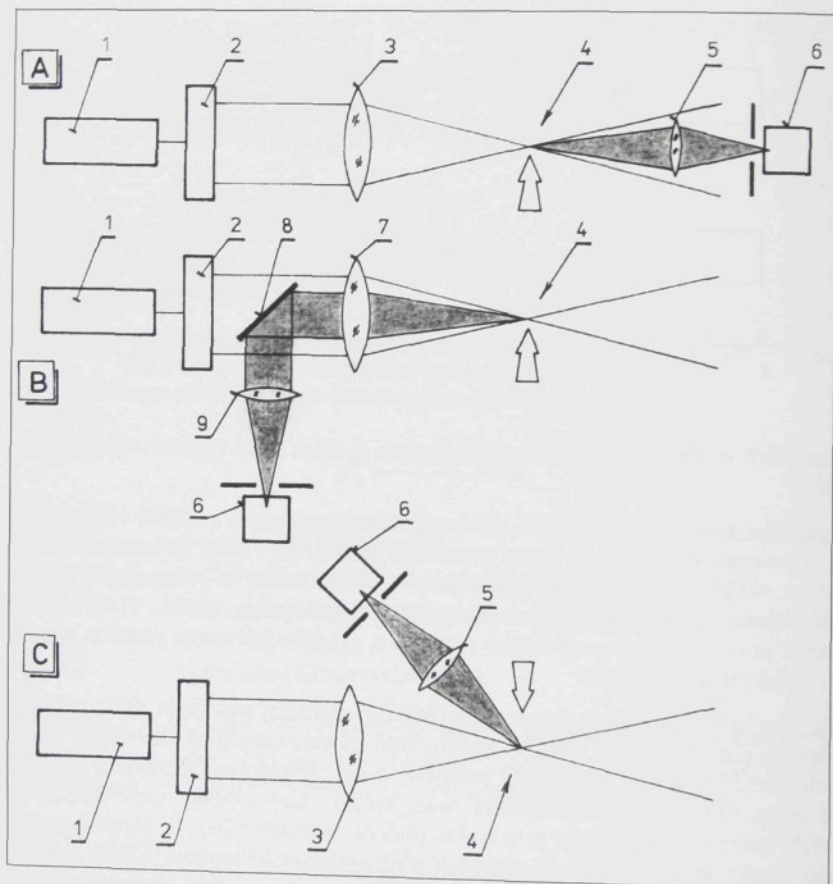
V referenčním modu se heterodynní detekce realizuje smíšením světelné vlny rozptýlené na částici s referenční světelnou vlnou použitého laseru. Do cesty referenčního laserového paprsku se vkládá neutrální optický filtr, aby výsledná intenzita referenčního paprsku byla desetinásobkem až dvacetinásobkem intenzity rozptýleného světla. Nevýhodou tohoto uspořádání je malá operativnost celého systému a vysoká citlivost na přesnou geometrickou polohu optických komponentů.

V modu dvojitého rozptylu je heterodynní detekce zajištěna smíšením dvou světelných vln rozptýlených částicí do dvou různých směrů. Tato metoda umožňuje simultánní měření dvou kolmých složek rychlosti při použití jednoho laseru, respektive laserového světla o jedné vlnové délce. Ostatní části anemometru musí být zdvojeny. Světlo rozptýlené na částicích ozářených laserovým paprskem je v tomto případě monitorováno ve čtyřech svazcích. To zajišťuje maska se čtyřmi otvory umístěná před optickou jednotkou. Každé dvě protilehlé rozptýlené světelné vlny (prošlé protilehlými otvory v masce) jsou podrobeny heterodynní detekci na samostatném detektoru a signál z každého z nich se zpracovává nezávisle. Nevýhoda modu dvojitého rozptylu opět spočívá v malé operativnosti geometrického uspořádání a v citlivosti na přesné nastavení. Navíc toto řešení kladé vysoké nároky na výkon použitého laseru.

V současné době se díky své operativnosti, kompaktnosti a relativní jednoduchosti nastavení téměř výhradně používá systém pracující v diferenčním modu. Jeho základní uspořádání odpovídá heterodynní detekci znázorněné na obr. 2.1-2.

V diferenčním modu jsou heterodynní detekci podrobeny dvě světelné vlny dopadající na částici pod různými úhly a rozptylující se do téhož směru určeného umístěním detektoru. Velkou výhodou tohoto uspořádání je volnost v umístění detektoru. V závislosti na umístění detektoru rozlišujeme tři základní uspořádání diferenčního modu znázorněná na obr. 2.1-4:

- A. Dopředný rozptyl (forwardscatter),
- B. Zpětný rozptyl (backscatter),
- C. Mimoosový rozptyl (off-axis scatter).



Obr. 2.1-4 Základní uspořádání diferenčního modu LDA

- 1. laser
- 2. dělič paprsku
- 3. vysílací objektiv

- 4. optická sonda
- 5. přijímací objektiv
- 6. fotodetektor

- 7. vysílací/přijímací objektiv
- 8. zrcadlo
- 9. přijímací optika

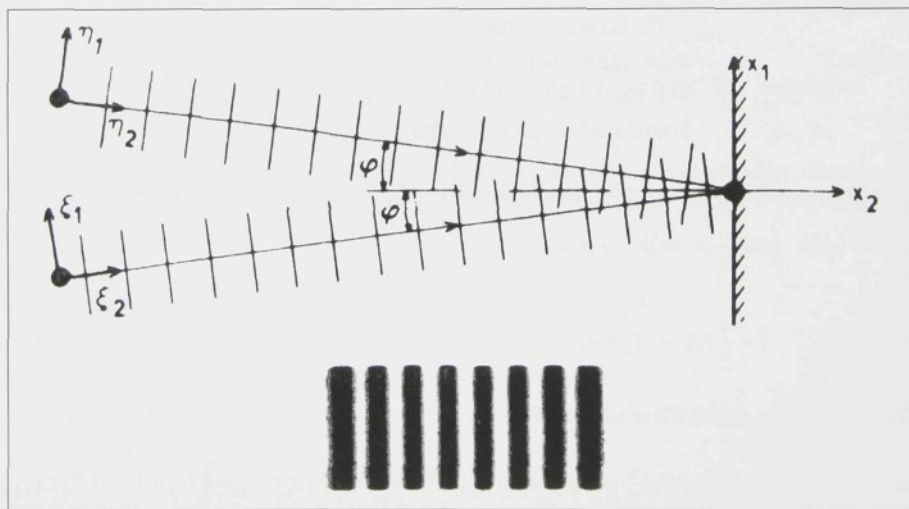
Dopředný rozptyl (vstřicný rozptyl) klade nejmenší nároky na výkon použitého laseru. V tomto uspořádání má rozptýlené světlo dopadající na detektor přibližně o dva řády vyšší intenzitu než při zpětném rozptylu. V důsledku toho je toto uspořádání i neoptimálnější z hlediska odstupu signálu od šumu. Nevýhodou jsou větší nároky na přesné nastavení detekční části anemometru a nemožnost použití v případě překážek umístěných za optickou sondou.

Zpětný rozptyl představuje kompaktní, univerzální uspořádání, jehož jednou provedené nastavení optické a detekční části je univerzálně použitelné pro většinu aplikací. Toto uspořádání lze oproti dopřednému rozptylu použít i v situacích, kdy je měřený prostor přístupný pouze z jedné strany (např. měření u stěny). Obecně malá intenzita zpětně rozptýleného záření vyžaduje použití dostatečně výkonného laseru (obvykle argonového laseru).

Mimoosový rozptyl je náročný na přesné nastavení, ale v některých aplikacích je s výhodou použitelný. Jedná se především o měření blízko stěny, kde lze vhodným umístěním detektoru omezit optický šum způsobený odrazy laserového záření od stěny. Díky bočnímu snímání optické sondy dovoluje též zkrácení její efektivní délky. Podrobněji je tato problematika probrána v kapitole 2.1.4 Optická sonda LDA a její vlastnosti.

2.1.3 Interferenční model LDA

Diferenční mód LDA lze popsat velmi názorným tzv. interferenčním modelem. V průsečíku dvou laserových paprsků reprezentovaných dvěma koherentními lineárně polarizovanými monochromatickými rovinnými vlnami dochází k interferenci. Výsledkem je vznik paralelních interferenčních rovin (proužků). To je znázorněno na obr. 2.1-5.



Obr. 2.1-5 Interference dvou světelných vln

Pro komplexní reprezentaci monochromatických lineárně polarizovaných světelných vln platí:

$$\begin{aligned} E_1 &= E_{01} \exp[-i(2\pi\nu t - k\eta_2 + \phi_1)] p_1 = A_1 \exp[-i2\pi\nu t] \\ E_2 &= E_{02} \exp[-i(2\pi\nu t - k\xi_2 + \phi_2)] p_2 = A_2 \exp[-i2\pi\nu t] \end{aligned} \quad (2.1-11)$$

kde jsou

$A_1 = E_{01} \exp[i(k\eta_2 - \phi_1)] p_1$	komplexní amplitudy,
$A_2 = E_{02} \exp[i(k\xi_2 - \phi_2)] p_2$	
E_1, E_2	intenzity elektrického pole,
E_{01}, E_{02}	amplitudy,
η_2, ξ_2	souřadnice (viz obr. 2.1-5),
ϕ_1, ϕ_2	fáze,
p_1, p_2	jednotkové vektory polarizace,
$k = \frac{2\pi}{\lambda}$	vlnové číslo,
t	čas,
ν	frekvence světla.

V průsečíku světelných vln dochází k jejich superpozici $E = E_1 + E_2$ a výslednou intenzitu světla I můžeme vyjádřit následujícím způsobem:

$$\begin{aligned} I &= \frac{1}{4T} \int_0^T (E + E^*)^2 dt = \frac{1}{4T} \int_0^T (E_1 + E_2 + E_1^* + E_2^*)^2 dt \\ &= \frac{1}{4T} \int_0^T [(A_1 + A_2) \exp(-i2\pi\nu t) + (A_1^* + A_2^*) \exp(i2\pi\nu t)]^2 dt \\ &= \frac{1}{4T} \int_0^T [(A_1 + A_2)^2 \exp(-i4\pi\nu t) + (A_1^* + A_2^*)^2 \exp(i4\pi\nu t) + 2(A_1 + A_2)(A_1^* + A_2^*)] dt, \end{aligned} \quad (2.1-12)$$

kde jsou T doba odezvy detektoru,
 E^*, E_1^*, E_2^* komplexně sdružené veličiny k E, E_1, E_2 ,
 A_1^*, A_2^* komplexně sdružené veličiny k A_1, A_2 .

Protože doba odezvy detektoru je mnohem delší než perioda detekovaných světelných vln, tj.

$T \gg \frac{1}{\nu}$, pak $\int_0^T \exp(-i4\pi\nu t) dt \rightarrow 0$ a proto:

$$I = \frac{1}{2} (A_1 + A_2)(A_1^* + A_2^*) = \frac{1}{2} (A_1 A_1^* + A_2 A_2^* + A_1 A_2^* + A_1^* A_2). \quad (2.1-13)$$

Po dosazení za A_1, A_2 a k dostaneme:

$$I = \frac{1}{2} E_{01}^2 + \frac{1}{2} E_{02}^2 + E_{01} E_{02} \cos \left[\frac{2\pi}{\lambda} (\xi_2 - \eta_2) + (\phi_1 - \phi_2) \right] p_1 p_2. \quad (2.1-14)$$

Pro vyjádření intenzity průsečíku světelných vln v souřadném systému $[x_1, x_2]$ (viz obr. 2.1-5) použijeme transformace:

$$\begin{aligned}\eta_2 &= x_2 \cos \varphi - x_1 \sin \varphi, \\ \xi_2 &= x_2 \cos \varphi + x_1 \sin \varphi,\end{aligned}\tag{2.1-15}$$

a odtud

$$(\xi_2 - \eta_2) = 2x_1 \sin \varphi .\tag{2.1-16}$$

Dosazením vztahu (2.1-16) do (2.1-14) dostaneme:

$$I = \frac{1}{2} E_{01}^2 + \frac{1}{2} E_{02}^2 + E_{01} E_{02} \cos \left[\frac{2\pi}{\lambda} (2x_1 \sin \varphi) + (\phi_1 - \phi_2) \right] \cos \chi ,\tag{2.1-17}$$

kde χ je úhel mezi směry polarizace interferujících vln.

Pokud je fázový rozdíl $(\phi_1 - \phi_2)$ konstantní (to je splněno pro koherentní světelné vlny) a světelné vlny nejsou příčně polarizované ($\chi \neq 90^\circ$), bude intenzita v průsečíku nabývat pravidelně maximálních a minimálních hodnot. Výsledkem je interferenční struktura vyobrazená na obr. 2.1-5.

Pro polohu N -tého maxima platí:

$$\frac{4\pi \sin \varphi}{\lambda} (x_1)_N + (\phi_1 - \phi_2) = 2\pi N\tag{2.1-18}$$

a odtud pro vzdálenost sousedních maxim d_f dostaneme

$$d_f = (x_1)_{N+1} - (x_1)_N = \frac{\lambda}{2 \sin \varphi} = \frac{\lambda}{2 \sin(\theta/2)},\tag{2.1-19}$$

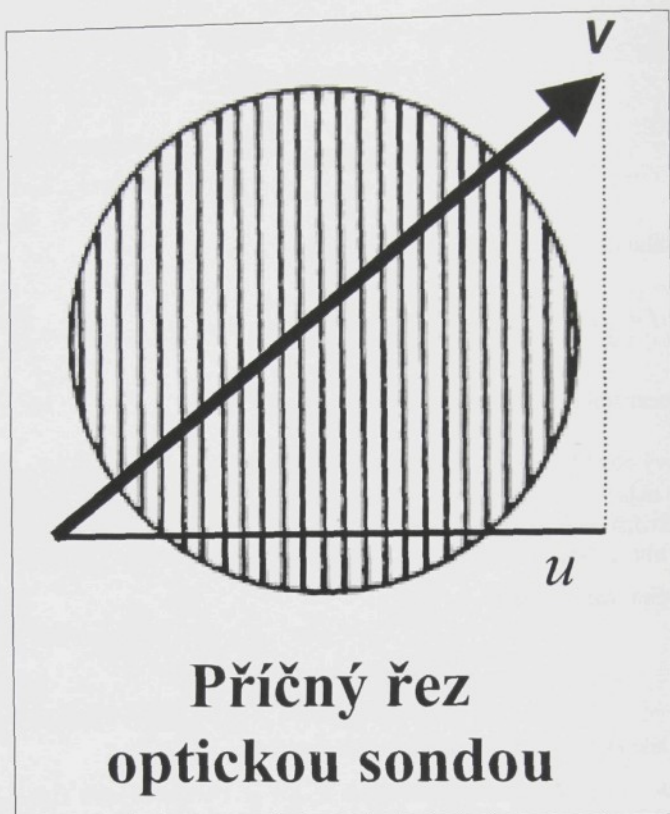
kde $\theta = 2\varphi$ je úhel mezi protínajícími se laserovými paprsky (interferujícími světelnými vlnami) tvořícími optickou sondu.

Prolétává-li optickou sondou částice, střídavě protíná světlé a tmavé proužky interferenční struktury, jak je znázorněno na obr. 2.1-6. To se pozorovateli jeví, jakoby rozptýlené světlo bylo modulováno frekvencí f_D :

$$f_D = \frac{u}{d_f} = \frac{2 \sin(\theta/2)}{\lambda} u, \tag{2.1-20}$$

kde je f_D dopplerovská frekvence a u je složka rychlosti ve směru normály interferenčních proužků.

Výraz (2.1-20) je shodný s výrazem (2.1-9) pro dopplerovskou frekvenci a tak interferenční model poskytuje stejný výsledek jako dopplerovský model LDA. Existují i další fyzikální modely laserového dopplerovského anemometru, které popisují děje při průletu částice optickou sondou. Jejich popis lze nalézt např. v [1], [2].



Obr. 2.1-6 Průlet částice interferenční strukturou optické sondy

Kontrast interferenčních proužků závisí na vzájemných intenzitách jednotlivých světelných vln a jejich polarizaci. Pro tento účel se zavádí tzv. proužková viditelnost η :

$$\eta = \frac{I_{MAX} - I_{MIN}}{I_{MAX} + I_{MIN}} = \frac{2E_{01}E_{02}}{E_{01}^2 + E_{02}^2} \cos \chi. \quad (2.1-21)$$

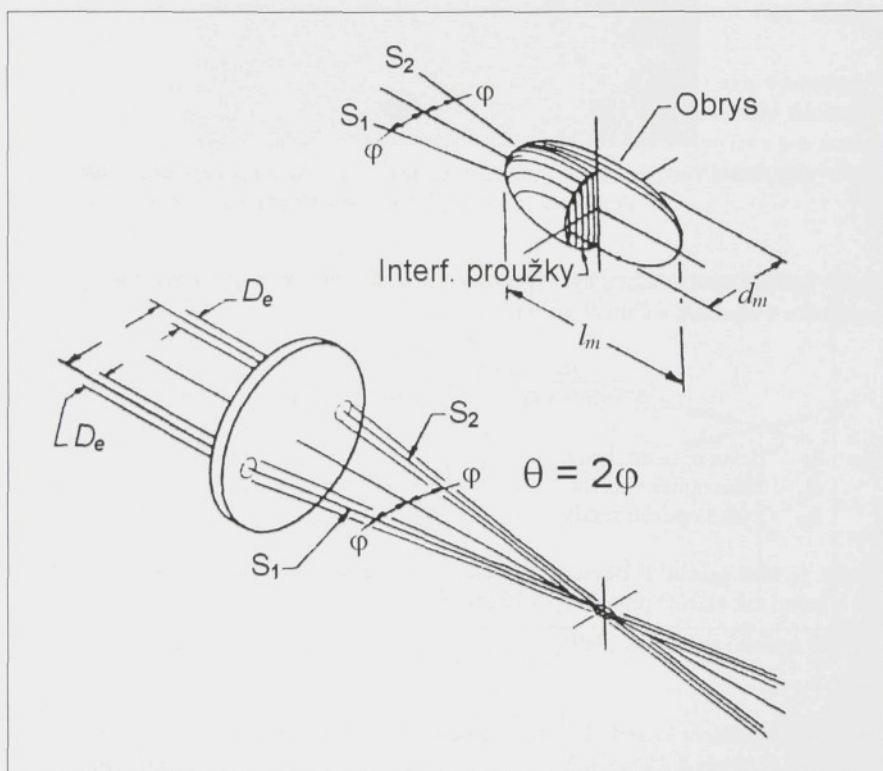
Viditelnost interferenčních proužků η může nabývat hodnoty od 0 do 1. Největší kontrast proužku lze dosáhnout interferencí dvou světelných vln o stejné intenzitě ($E_{01} = E_{02}$) a shodné polarizaci ($\chi = 0^\circ$). V tomto případě bude intenzita tmavých proužků nulová. Naopak k interferenci nedojde v případě, že světelné vlny jsou příčně polarizované ($\chi = 90^\circ$) nebo fáze těchto vln nekorelují.

2.1.4 Optická sonda LDA a její vlastnosti

Vezmeme-li v úvahu konečné příčné rozměry laserových paprsků, potom interferenční oblast v místě jejich křížení definuje tzv. optickou sondou, viz obr. 2.1-7.

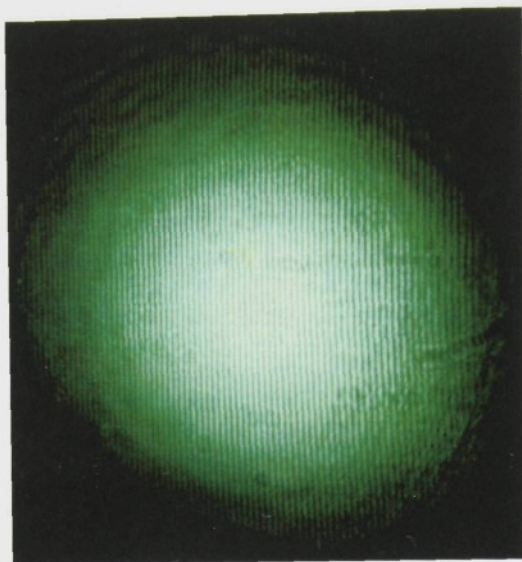
Laserový paprsek je tzv. gaussovský svazek, jehož výkon je soustředěn uvnitř úzkého válce (přesněji velmi úzkého kužele). Rozložení intenzity v jeho libovolné příčné rovině je dáno kruhově symetrickou gaussovskou funkcí s osou v ose svazku. Za fyzický okraj paprsku se obvykle označuje bod, v němž intenzita v normalizované formě (tj. intenzita v ose paprsku je jednotková) dosahuje hodnotu e^{-2} .

Optickou sondu lze jednoduše realizovat pomocí čočky, která soustředí dva rovnoběžné laserové paprsky do ohniska, viz obr. 2.1-7. Optická sonda má tvar protáhlého elipsoidu, jehož povrch (hranice) je definován poklesem intenzity v ose elipsoidu na hodnotu e^{-2} . Obdobně jako u laserových paprsků má i rozložení intenzity uvnitř sondy gaussovský průběh od osy k okrajům. Podle stejného zákona je rozdělen i jas interferenčních proužků v příčných řezech optické sondy.



Obr. 2.1-7 Optická sonda LDA

Experimentální potvrzení dopplerovského modelu dokládá fotografie na obr. 2.1-8, která byla pořízena zvětšením příčného řezu optické sondy pomocí mikroskopického objektivu. Jasně patrná interferenční struktura potvrzuje správnost předpovědi dopplerovského modelu LDA. Interferenční proužky jsou vždy kolmé k rovině definované laserovými paprsky.



Obr. 2.1-8 Fotografie interferenční struktury v příčném řezu optické sondy
(zvětšeno mikroskopickým objektivem)

Rozměry optické sondy mohou být vypočteny z průměru fokusovaných laserových paprsků d_e , tj. z průměru v ohnisku, a úhlu θ mezi nimi:

$$l_m = \frac{d_e}{\sin(\theta/2)}, \quad d_m = \frac{d_e}{\cos(\theta/2)}, \quad h_m = d_e, \quad (2.1-22)$$

kde je l_m délka optické sondy,
 d_m šířka optické sondy,
 h_m výška optické sondy.

Obvykle je úhel protínání laserových paprsků malý a proto jsou šířka d_m a výška h_m téměř stejné a určují tak vlastně průměr optické sondy.

Pro objem optické sondy V_{FR} platí:

$$V_{FR} = \frac{\pi d_e^3}{6 \cos(\theta/2) \sin(\theta/2)}. \quad (2.1-23)$$

Celkový počet interferenčních proužků N_{FR} je dán poměrem šířky optické sondy d_m a rozestupem interferenčních proužků d_f :

$$N_{FR} = \frac{d_m}{d_f} = \frac{d_e / \cos(\theta/2)}{\lambda / 2 \sin(\theta/2)} = \frac{2d_e}{\lambda} \tan(\theta/2). \quad (2.1-24)$$

N_{FR} udává počet proužků, které protne částice prolétávající středem optické sondy ve směru normály.

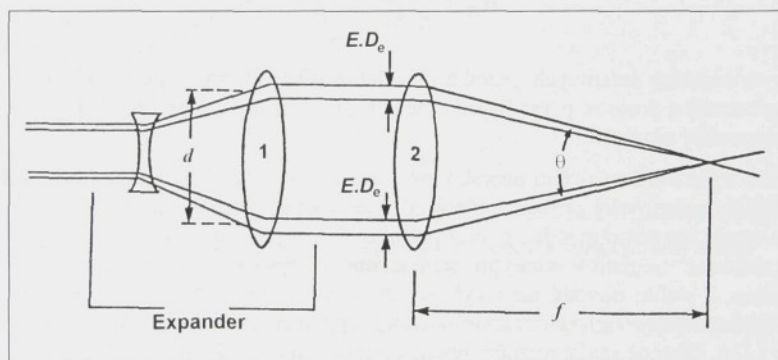
Průměr fokusovaného laserového paprsku (v ohnisku čočky, viz obr. 2.1-7) užívaný ve vztazích (2.1-22), (2.1-23) a (2.1-24) můžeme vypočítat ze vztahu:

$$d_e = \frac{4f\lambda}{\pi E D_e}, \quad (2.1-25)$$

kde je f ohnisková vzdálenost čočky,
 λ vlnová délka laserového světla,
 D_e průměr laserového paprsku,
 E expanzní faktor.

Ze vztahu (2.1-25) vyplývá, že průměry laserového paprsku za čočkou d_e a před čočkou D_e jsou nepřímo úměrné. Požadujeme-li malé rozměry optické sondy, např. pro zlepšení prostorového rozlišení LDA, potřebujeme malé d_e . To můžeme zajistit buď zkrácením ohniskové vzdálenosti f nebo rozšířením průměru laserového paprsku D_e .

Pro rozšíření průměru laserového paprsku se používá tzv. expander svazku vyobrazený na obr. 2.1-9. Míra expanze je dána expanzním faktorem E . Normálně je expanzní faktor $E = 1$, zatímco při použití expanderu je $E > 1$. Hlavní výhoda při použití expanderu pro zmenšení rozměrů optické sondy spočívá v tom, že se nemění ohnisková vzdálenost f výstupního objektivu (čočky) vytvářejícího optickou sondu.



Obr. 2.1-9 Expander svazku

Použijeme-li ke zmenšení rozměrů optické sondy zkrácení ohniskové vzdálenosti výstupního objektivu, musíme uvážit, že to povede ke zvětšení dopplerovské frekvence f_D . Zkrácení ohniskové vzdálenosti vede ke zvětšení úhlu průřezu laserových paprsků θ a výsledkem plynoucím ze vztahu (2.1-9) je zvýšení dopplerovské frekvence:

$$f_D = \frac{2 \sin(\theta / 2)}{\lambda} u = \frac{d}{\lambda f} u, \quad (2.1-26)$$

kde je d rozteč laserových paprsků před čočkou (viz obr. 2.1-7),
 f ohnisková vzdálenost čočky.

Podrobněji je tato problematika diskutována v kapitole 2.7.1 Přítomnost šumu v LDA signálu a měření u stěny.

Jelikož expander umožňuje zmenšení optické sondy při zachování měřicí vzdálenosti tj. ohniskové vzdálenosti f , soustředí se celková světelná energie do menšího objemu sondy. Částice prolétávající optickou sondou pak rozptylují světlo o větší intenzitě, což při detekci vede ke zlepšení poměru signálu k šumu. Výhody expanderu můžeme shrnout do následujících bodů:

- zmenšuje rozměry optické sondy při zachování měřicí vzdálenosti (ohniskové vzdálenosti),
- zlepšuje odstup signálu od šumu při zachování měřicí vzdálenosti a umožňuje dosažení větší měřicí vzdálenosti při zachování odstup signálu od šumu.

Dosadíme-li rovnici (2.1-25) do (2.1-24) dostane pro N_{FR} :

$$N_{FR} = \frac{4}{\pi} \frac{2f}{ED_e} \tan(\theta/2). \quad (2.1-27)$$

Protože pro rozestup laserových paprsků d platí $d = 2f \tan(\theta/2)$, můžeme rovnici (2.1-27) upravit do tvaru:

$$N_{FR} = \frac{4}{\pi} \frac{d}{ED_e} \cong \frac{1.27d}{ED_e}. \quad (2.1-28)$$

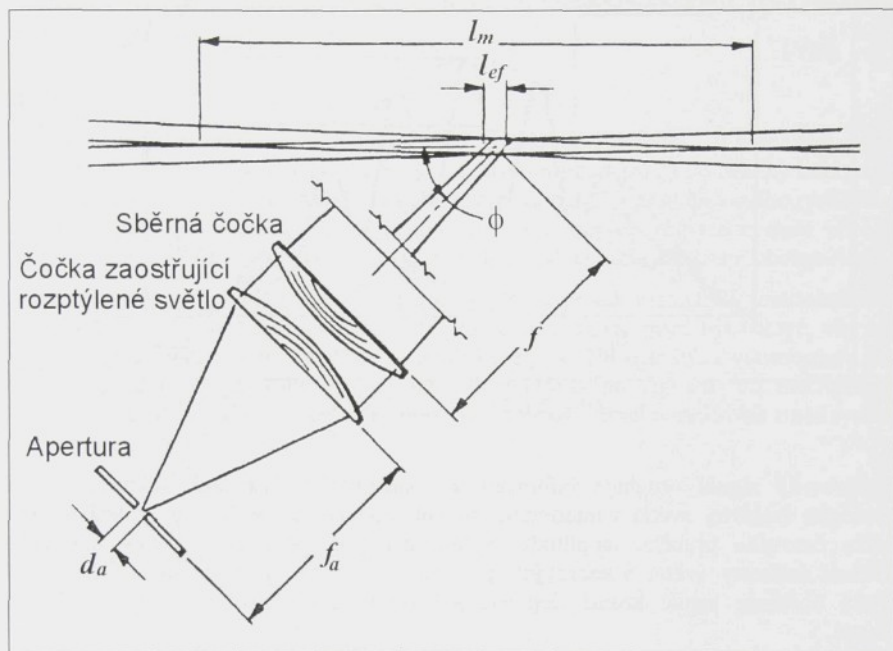
Obvykle se rozestup laserových paprsků d , jejich průměr D_e ani expanzní faktor E nemění (jsou konstantní) a proto je počet interferenčních proužků N_{FR} podle (2.1-28) konstantní bez ohledu na použitý objektiv.

Stejně jako intenzita laserového paprsku má i jas interferenčních proužků v příčných řezech optické sondy gaussovský průběh a klesá od středu k okrajům. Z toho plyne, že za reálnou optickou sondu lze považovat jen tu část průniku laserových paprsků, v níž jsou prolétávající částice „viditelné“ (registrovatelné) pro snímací optický systém s detektorem a vyhodnocovací elektronikou. Z těchto důvodů mají výše uvedené vztahy pro rozměry optické sondy pouze informativní charakter a reprezentují hodnoty vyplývající z uspořádání vysílací optické soustavy LDA. Obecně závisí rozměry reálné optické sondy na těchto faktorech:

- Na uspořádání vysílací optické soustavy, tj. na ohniskové vzdálenosti vysílacího objektivu, expanzním faktoru a průměru laserového paprsku, jeho vlnové délce a výkonu.
- Na uspořádání a umístění přijímací optické soustavy, tj. na sběrné apertuře, citlivosti detekčního systému a směru detekce (dopředný rozptyl, zpětný rozptyl a mimoosový rozptyl).
- Na velikosti částic a jejich indexu lomu. Velmi malé částice rozptylují méně světla a proto je jejich signál při kraji sondy slabý pro detekci. Tím se reálný rozměr optické sondy zmenšuje.
- Na použité vyhodnocovací elektronice a jejím nastavení, např. na nastavení prahové úrovně a zesílení vstupního zesilovače viz kapitola 2.3.2 Procesory LDA a zpracování dopplerovského signálu.

Typické rozměry optické sondy se v podélném směru pohybují v desetinách milimetru až několika milimetrech a v příčném směru se blíží fokusovanému průměru laserového paprsku, což jsou obvykle desetiny milimetru.

Vhodným umístěním přijímací optické soustavy v mimoosovém modu (viz obr. 2.1-4) lze zkracovat efektivní délku optické sondy. To je znázorněno na obr. 2.1-10.



Obr. 2.1-10 Efektivní zkrácení délky optické sondy v mimoosovém modu

Míra zkrácení souvisí se zorným úhlem pod kterým přijímací objektiv „vidí“ optickou sondu. Pro její efektivní délku l_{ef} platí:

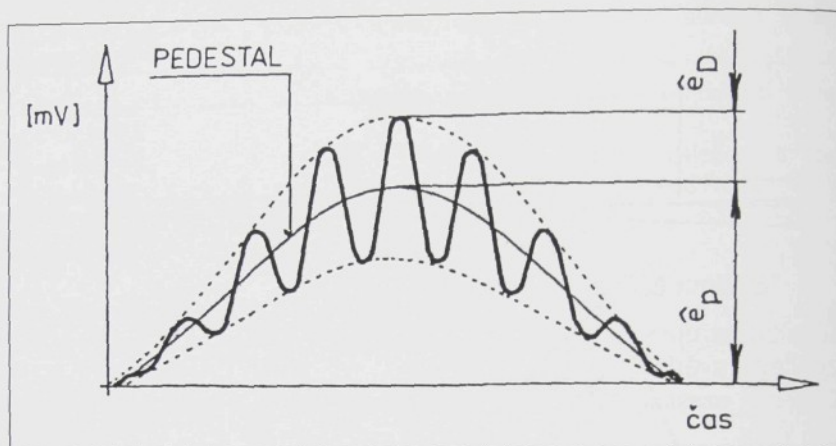
$$l_{ef} \approx d_a \frac{f}{f_a \sin \phi}, \quad (2.1-29)$$

kde je f ohnisková vzdálenost přijímacího objektivu,
 f_a ohnisková vzdálenost zaostřujícího objektivu,
 ϕ úhel snímání,
 d_a průměr aperturní clony před detektorem.

Dobrá názornost dopplerovského modelu společně s pojmem optické sondy dovoluje pohotovou orientaci jak při přípravě experimentu, tak během vlastního měření.

2.1.5 Dopplerovský signál

Typický průběh signálu zaznamenaného fotodetektořem při průletu částice optickou sondou, tzv. dopplerovský signál (dopplerovský vzrýv), je vyobrazen na obr. 2.1-11.



Obr. 2.1-11 Dopplerovský vzrýv

Dopplerovský signál obsahuje informaci o dopplerovské frekvenci. Jeho tvar je dán rozložením intenzity světla v interferenčním poli optické sondy, kterou prolétává částice. Obálka časového průběhu amplitudy signálu má tvar gaussovske křivky odpovídající rozložení intenzity světla v laserových paprscích tvořících optickou sondu. Ze stejných důvodů obsahuje signál kromě dopplerovské frekvence i nízkofrekvenční složku, tzv. pedestal.

Míra promodulování dopplerovského signálu se vyjadřuje viditelností $\bar{V}$:

$$\bar{V} = \frac{\hat{e}_D}{\hat{e}_P}, \quad (2.1-30)$$

kde je $\hat{e}_D$ maximální amplituda dopplerovské frekvence,
 $\hat{e}_P$ amplituda „pedestalu“.

Zavedeme-li značení $\bar{I}_{MAX}$ a $\bar{I}_{MIN}$ pro maximum a minimum intenzity světla rozptýleného při průchodu částice následnými jasnými a tmavými proužky, pak platí:

$$\begin{aligned} \bar{I}_{MAX} &\approx \hat{e}_P + \hat{e}_D, \\ \bar{I}_{MIN} &\approx \hat{e}_P - \hat{e}_D. \end{aligned} \quad (2.1-31)$$

Viditelnost $\bar{V}$ pak můžeme vyjádřit také následujícím způsobem:

$$\bar{V} = \frac{\bar{I}_{MAX} - \bar{I}_{MIN}}{\bar{I}_{MAX} + \bar{I}_{MIN}} = \frac{\bar{e}_D}{\bar{e}_P}. \quad (2.1-32)$$

Viditelnost $\bar{V}$ vyjádřená rovnicí (2.1-32) má formálně stejný tvar jako proužková viditelnost η v rovnici (2.1-21).

Viditelnost obecně závisí na kontrastu interferenčních proužků a velikosti částice, respektive poměru d_p/d_f , kde d_p je průměr částice a d_f je rozteč interferenčních proužků (viz kapitola 2.1.6 Stopovací částice).

2.1.6 Stopovací částice

Laserový anemometr měří jen tehdy, jsou-li v optické sondě přítomny stopovací částice. Velikost těchto částic se pohybuje od několika desetin mikrometru až po desítky mikrometrů. Jejich výběr záleží na použité tekutině (kapalina, plyn), na druhu proměřovaného rychlostního pole a na rychlosti změn, které je nutno měřit. V některých případech stačí přirozené znečištění tekutiny malými částicemi, obvykle je ale nutné tekutinu částicemi obohacovat.

Částice musí být dostatečně malé, aby sledovaly přesně proud, nicméně i dostatečně velké, aby rozptylovaly dostatečné množství světla pro detekci. Navíc musí být takové, aby samy nenarušovaly proudění, neusazovaly se a neshlukovaly se. Na optických vlastnostech částic závisí do značné míry kvalita přijímaného dopplerovského signálu, na mechanických vlastnostech částic závisí stopovací schopnost, tj. schopnost věrného sledování změn rychlostí a směru proudu v čase.

Stopovací částice by měly mít následující vlastnosti:

- dobře sledovat proud,
- dobře rozptylovat laserové záření,
- vhodný způsob generování,
- nízké pořizovací náklady,
- netoxické, nekorozní a erozi nezpůsobující,
- netěkavé nebo slabě se vypařující,
- chemicky netečné,
- homogenní a monodisperzní.

Aby bylo možné učinit si představu o fyzikální povaze pohybu stopovacích částic, je nutné zhodnotit síly působící na částice. Ty lze rozdělit na:

- síly od proměřovaného média, jímž jsou stopovací částice obklopeny,
- vliv polí.

Vliv polí, jako jsou např. gravitačního pole, odstředivé síly, Coriolisovy síly, akustického pole, elektrického pole a Brownův pohyb, je obvykle zanedbatelný. Ovšem ve specifických případech je nutné některé z uvedených polí brát v úvahu. Například při měření rychlostních profilů v mezilopatkových kanálech rotorů odstředivých kompresorů se velmi silně projevuje vliv odstředivé síly a Coriolisova zrychlení na pohyb stopovacích částic.

Na vlastní pohyb stopovacích částic nejvíce působí síly zařazené do první skupiny, tj. síly od proudícího média, jímž jsou stopovací částice obklopeny.

Pohyb částic v tekutině je popsán Bassetovou rovnicí [3]:

$$\underbrace{\frac{\pi}{6} d_p^3 \rho_p \frac{dU_p}{dt}}_{(1)} = \underbrace{-3\pi\mu d_p V}_{(2)} + \underbrace{\frac{\pi}{6} d_p^3 \rho_f \frac{dU_f}{dt}}_{(3)} - \underbrace{\frac{\pi}{12} d_p^3 \rho_f \frac{dV}{dt}}_{(4)} - \underbrace{\frac{3}{2} d_p^2 \sqrt{\pi\mu\rho_f} \int_{t_0}^t \frac{dV}{d\xi} \frac{d\xi}{\sqrt{t-\xi}}}_{(5)} \quad (2.1-33)$$

kde je d_p průměr částice,
 ρ_p hustota částice,
 ρ_f hustota tekutiny,
 μ dynamická viskozita tekutiny,
 U_p rychlost částice,
 U_f rychlost proudění tekutiny,
 $V = U_p - U_f$ rozdíl mezi rychlostí částice a rychlostí tekutiny,
 t čas.

Rovnice (2.1-33) byla sestavena pro pohyb kulových částic ve volném proudu viskózní tekutiny za následujících předpokladů:

- homogenní časově stálá turbulence,
- stopovací částice jsou mnohem menší než mikroměřítka turbulence,
- platí zákon Stokesova odporu,
- nedochází k interakci mezi částicemi,
- částice jsou obklopeny stále stejnými molekulami tekutiny,

Člen (1) představuje celkovou sílu urychlující částici. Člen (2) představuje viskózní odporovou sílu odvozenou ze Stokesova zákona. Zrychlení tekutiny vyvolává tlakový gradient v okolí částice a na částici tak působí akcelerační síla popsaná členem (3). Člen (4) reprezentuje odpor nevazké tekutiny proti zrychlení částice. Poslední člen (5) je tzv. integrál „Bassetovské historie“ představující odporovou sílu způsobenou nestacionárním pohybem částice v tekutině.

Exaktní řešení rovnice (2.1-33) neexistuje. Za určitých zjednodušujících předpokladů bylo nalezeno několik tvarů řešení. Například Hjelmfeld a Mockros [4] nebo Chao [5] ho stanovili pro harmonický pohyb, Ai-Taweel [6] pro vysoké rychlosti a průchod rázovou vlnou. Jiných analýz a řešení existuje celá řada.

Pro běžné účely lze z výsledků těchto prací učinit následující závěry [7], [24]:

- při měřeních v kapalinách nevznikají obvykle žádné potíže, protože hustota částic je srovnatelná s hustotou kapaliny, viskozita kapaliny je výrazně vyšší než u plynů a měřené rychlosti v kapalinách jsou daleko nižší než u plynů,
- při měření v plynech je nutné dodržet následující soubor podmínek:

$$\omega\tau < 1,$$

$$Kn_p = l_s / d_p \leq 0,5,$$

$$(\omega d_p^2 / 8\nu_f)^{1/2} \ll 1,$$

$$(m_p \cdot n / \rho_f) \leq 0,01,$$

$$(\rho_f / \rho_p) \ll 1,$$

$$\sigma_p \leq 1,5.$$

$$Re_p \ll 1,$$

kde je ω	úhlová frekvence oscilací,
τ_p	relaxační doba částice,
ν_f	kinematická viskozita,
l_s	střední volná dráha molekul tekutiny,
Kn_p	Knudsenovo číslo vztažené na průměr částice,
Re_p	Reynoldsovo číslo vztažené na průměr částice,
m_p	hmotnost částice,
n	koncentrace stopovacích částic,
σ_p	standardní (směrodatná) odchylka velikosti částic.

Uvedené podmínky nejsou vzájemně nezávislé, ale tvoří kritéria vztažená k běžným fyzikálním veličinám.

Podmínky v levém sloupci zajišťují, že se působení tekutiny na částice řídí Stokesovým zákonem odporu a že relaxační doba částice bude dostatečně malá (relaxační doba částice viz dále). Na základě těchto čtyřech podmínek lze stanovit horní limit průměru částic d_p .

Tři podmínky v pravém sloupci, které určují dolní limit velikosti částic, koncentraci částic a rozdělení velikosti částic, vycházejí z následujících předpokladů. Knudsenovo číslo menší než 0,5 zajišťuje dostatečně malý molekulární skluz. Současně jsou rozměry částic ještě dostatečně velké pro efektivní rozptylování laserového světla (viz dále). Druhá podmínka zajišťuje malý váhový poměr plnění proudu částicemi. Poslední podmínka zajišťuje monodisperznost částic. Protože monodisperzní částice prakticky neexistují, je zvolena ještě vyhovující podmínka $\sigma_p \leq 1,5$. Vyšší hodnoty mohou způsobit chyby v měření intenzity turbulence.

Tyto výsledky platí pro kulové částice, nicméně pro částice běžných tvarů, např. nepravidelné mnohostěny, se příliš neliší.

Při výběru vhodných stopovacích částic pro danou proměřovanou úlohu a danou konfiguraci laserového dopplerovského anemometru je nutné zvážit požadavky na:

- velikost částic,
- optické vlastnosti částic,
- koncentraci částic,

Velikost částic má obecně vliv jak na dynamické vlastnosti částic, tak na jejich viditelnost v poli interferenčních proužků optické sondy.

Dynamika částice hraje v LDA zásadní roli. Horní omezení průměru stopovacích částic je dáno velkou setrvačností částic, při které částice na změny rychlosti proudu reagují s neúnosným zpožděním.

Měřitkem dynamiky částice je tzv. relaxační doba odezvy částice na změnu rychlosti proudu. Za předpokladu že hustota částice je mnohem větší než hustota tekutiny tj. ρ_p/ρ_f je řádu 10^3 a Stokesovo číslo N_s ($N_s = \sqrt{\mu/\rho_f \omega d_p^2}$, ω je úhlová frekvence turbulentních fluktuací) je větší než 8, lze Bassetovu rovnici 2.1-33) zjednodušit na [8]:

$$\frac{dU_p}{dt} = -\frac{18\mu}{d_p^2 \rho_p} V. \quad (2.1-34)$$

Řešení rovnice (2.1-34) splňuje následující rovnice:

$$\frac{U_p - U_f}{U_{p0} - U_f} = \exp\left(-\frac{18\mu}{d_p^2 \rho_p} t\right), \quad (2.1-35)$$

kde je $(U_{p0} - U_f)$ počáteční diference rychlostí částice a tekutiny v čase $t = 0$,
 $(U_p - U_f)$ diference rychlostí částice a tekutiny po čase t .

Na základě vztahu (2.1-35) můžeme definovat tzv. relaxační dobu částice τ_p :

$$\tau_p = \frac{d_p^2 \rho_p}{18\mu}. \quad (2.1-36)$$

Z rovnice (2.1-36) pak plyne, že v čase $t = \tau_p$ bude rozdíl $(U_p - U_f)$ snížen na $1/e$, v čase $t = 2\tau_p$ rozdíl poklesne na $1/e^2$, atd. Protože relaxační doba je přímo úměrná druhé mocnině průměru částice d_p , bude mít např. částice o průměru $0,5 \mu\text{m}$ čtyřikrát kratší relaxační dobu než částice o průměru $1,0 \mu\text{m}$ při stejné materiálové hustotě. Požadavek stejné relaxační doby lze dodržet při použití různých částic o jiné materiálové hustotě. Např. částice o $d_p = 2 \mu\text{m}$ a $\rho_p = 1 \text{ g/cm}^3$ mají stejnou relaxační dobu jako částice o $d_p = 1 \mu\text{m}$ a $\rho_p = 4 \text{ g/cm}^3$. Relaxační doba je dobrým kritériem i pro posuzování vhodnosti částic k měření fluktuací. Podle [9] musí mít částice minimálně dvacetkrát kratší relaxační dobu než je perioda fluktuací proudu.

Vynásobením relaxační doby τ_p rychlostí tekutiny lze definovat odvozený parametr, který má rozměr dráhy, tzv. relaxační dráhu x_p :

$$x_p = \tau_p U_f = \frac{d_p^2 \rho_p}{18\mu} U_f \quad (2.1-37)$$

Relaxační dráhu lze zjišťovat experimentálně. Např. v publikaci [1] jsou uvedeny výsledky experimentálního stanovení relaxační dráhy částic ze stejného materiálu v závislosti na jejich průměru. Relaxační dráha byla zjišťována po průchodu částic rázovou vlnou. Nejvhodnější částice k měření v místech s výskytem rázových vln jsou částice o průměru $d_p = 0,2 \mu\text{m}$. Vyhovující jsou ještě částice o $d_p = 0,5 \mu\text{m}$, zatímco částice o $d_p = 5 \mu\text{m}$ reagují na přítomnost rázové vlny jen velmi nepatrně.

Dolní mez průměru částic je dána zvýšeným vlivem Brownova pohybu a možností molekulárního skluzu. Kromě toho se u velmi malých částic negativně projevuje pokles intenzity rozptýleného záření, způsobený malou odraznou plochou částic. U příliš malých částic, pro které platí $d_p < \lambda$, vzrůstá hladina optického šumu vlivem Rayleighova rozptylu.

Viditelnost stopovací částice je parametr charakterizující „kvalitu“ dopplerovského signálu generovaného při průletu částice optickou sondou. Viditelnost definována vztahem (2.1-32) stanovuje míru promodulování dopplerovského signálu (viz kapitola 2.1.5 Dopplerovský signál).

Existují různé teorie podle kterých lze stanovit optimální velikost stopovacích částic vzhledem k jejich maximální viditelnosti v poli interferenčních proužků optické sondy.

Obecně je viditelnost funkcí mnoha parametrů, jako jsou např. poměr průměru částice a rozteče interferenčních proužků d_p/d_f , vlnové délky použitého světla λ , poměr indexů lomu $m = n_p/n_f$, kde n_p je index lomu materiálu částice a n_f je index lomu tekutiny. Teorie o viditelnosti zohledňují především závislost viditelnosti na poměru d_p/d_f , ale při experimentálních vyšetřování jsou brány v úvahu i ostatní parametry, zvláště pak poměr indexů lomu m .

Teoretické výpočty závislosti viditelnosti na poměru d_p/d_f např. provedli Adrian a Early (1975) a Farmer (1972), experimentální ověření pak Orloff (1975).

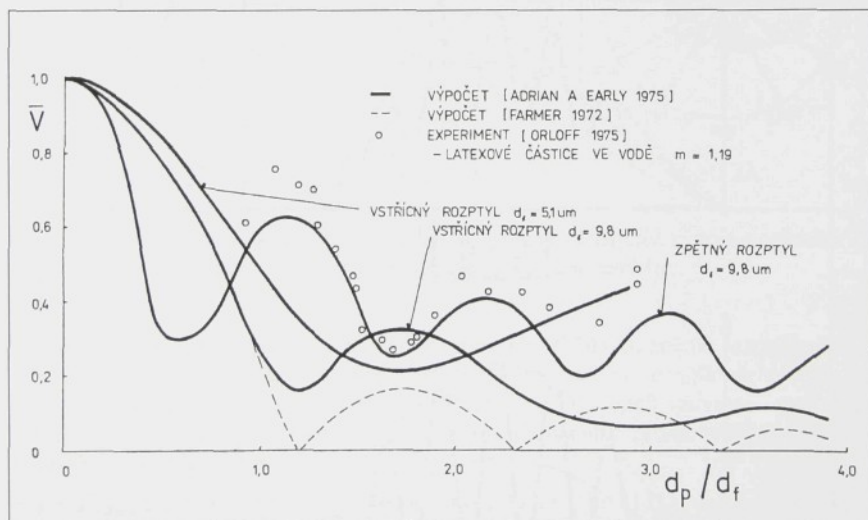
Farmer odvodil na základě skalární difrakční teorie pro závislost viditelnosti $\bar{V}$ na poměru d_p/d_f následující vztah:

$$\bar{V} = \frac{|J_1(\pi d_p / d_f)|}{\pi d_p / d_f}, \quad (2.1-38)$$

kde je J_1 Besselova funkce 1. řádu vyjadřující částicemi rozptýlený světelný tok.

Adrian a Early využili k odvození závislosti viditelnosti na poměru d_p/d_f Miovu teorii rozptylu a výpočty provedli jak pro zpětný, tak pro dopředný rozptyl.

Grafické výsledky pořízené výše jmenovanými autory jsou shrnuty na obr. 2.1-12. Graf zachycuje závislost viditelnosti $\bar{V}$ na širokém intervalu poměru d_p/d_f .



Obr. 2.1-12 Výpočty viditelnosti podle Adriana-Earlyho, Farmera a měření Orloffa

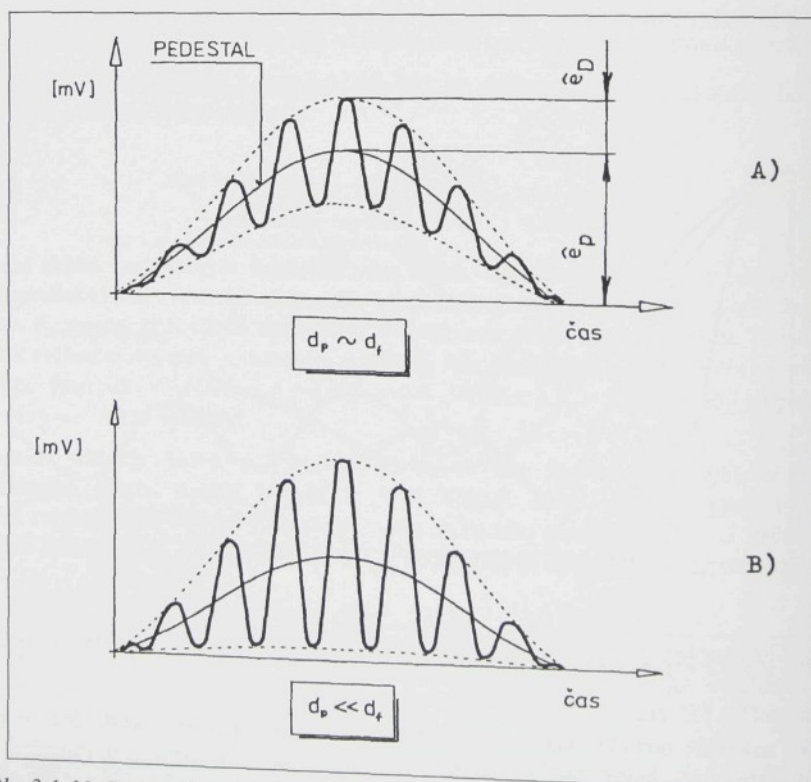
Výsledky nalezené pomocí skalární teorie difrakce a Miovy teorie rozptylu nejsou shodné. Zatímco Farmerova teorie předpovídá nulovou viditelnost pro částice o průměru $1,22d_f$, $2,23d_f$, $3,24d_f$ atd., podle teorie Adriana – Earlyho viditelnost také osciluje v závislosti na

oměru d_p/d_f , ale v žádném případě nedosahuje nuly. U jednodušší Farmerovy teorie je možné interpretovat nulovou viditelnost v definovaných bodech na základě interferenčního modelu. Bude-li např. průměr částice $d_p = 1,22d_f$, bude částice během svého pohybu optickou sondou neustále zakrývat jeden světlý a jeden tmavý proužek a intenzita rozptýleného světla pak bude konstantní.

Přes nejednotnost výsledků obou teorií zaznamenaných na obr. 2.1-12 lze vyvodit obecný závěr, že malé částice mají při průletu optickou sondou větší viditelnost. Za malé částice můžeme považovat ty, které splňují podmínku $d_p/d_f < 0,8$.

Je zřejmé, že velikost částic respektive jejich průměr d_p je nutné posuzovat vzhledem k rozteči (vzdálenosti) interferenčních proužků d_f . Má-li částice průměr srovnatelný nebo dokonce větší než rozteč interferenčních proužků, nemůže se při svém pohybu nikdy celá nalézat v oblasti tmavého proužku. Proto intenzita rozptýleného světla nikdy nedosáhne nulové hodnoty a dopplerovský signál nebude plně promodulován, jak je znázorněno na obr. 2.1-13A.

Má-li částice průměr mnohem menší než rozteč proužků, nachází se při průletu optickou sondou celá v oblastech jednotlivých proužků a proto je dopplerovský signál dokonale promodulovaný. V reálných případech se tak viditelnost u velmi malých částic může přiblížit až hodnotě jedna a dopplerovský signál je pak téměř plně promodulován, tzn. jeho minima téměř dosahují nuly, viz obr. 2.1-13B.



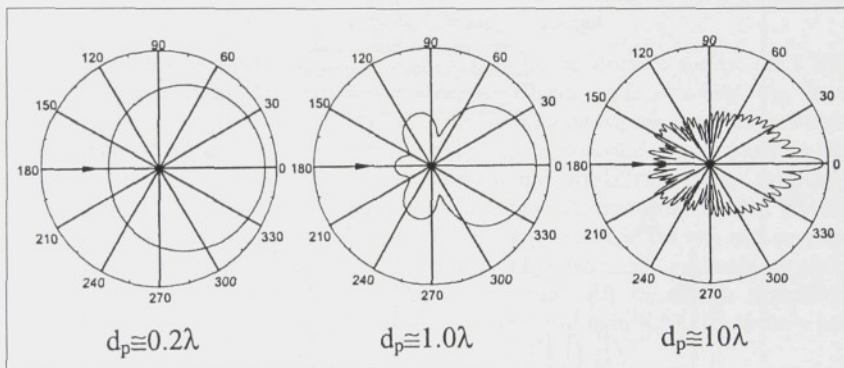
Obr. 2.1-13 Promodulování dopplerovského signálu v závislosti na rozměrech částic

Optické vlastnosti částic rozhodují o množství rozptýleného světla v optické sondě.

V závislosti na vlastnostech proudu se při měřeních v LDA používají stopovací částice o průměru 0,1-50 μm . Průměr částic je tedy větší, případně srovnatelný s vlnovou délkou světla laserů, používaných v LDA (HeNe laser: 632,8 nm, argonový laser: 514,5 nm, 488 nm).

Na částice jejichž velikost je větší nebo srovnatelná s vlnovou délkou dopadajícího světla, tj $d_p/\lambda \geq 0,2$, lze aplikovat Mieovu teorii rozptylu. Rozptyl světla na malých kulových částicích první popsal Mie [10] a po něm van de Hulst [11]. Intenzita a směrová závislost rozptýleného záření je složitou funkcí vlnové délky, rozměru (průměru) částice, indexu lomu částice a prostředí a úhlu rozptylu. Ve viditelné a infračervené oblasti spektra je Mieův rozptyl mnohem větší než Rayleighův rozptyl. Rayleighův rozptyl se uplatňuje především na velmi malých částicích, jejichž velikost je mnohem menší než vlnová délka dopadajícího světla, tj. na molekulách a atomech. Intenzita Rayleighova rozptylu je nepřímo úměrná λ^4 a při použití velmi malých částic v LDA může zhoršovat výsledný odstup signálu od šumu.

Obecně platí, že velké částice rozptylují světlo více než menší, ale rozměr částice má také vliv na prostorové rozložení rozptýleného světla, jak je znázorněno na obr. 2.1-14.



Obr. 2.1-14 Intenzita záření rozptýleného na kulových částicích různého průměru
Intenzita je vynesena v logaritmickém měřítku

Pro velké částice může být poměr dopředně rozptýleného světla ku zpětně rozptýlenému řádu 10^2 až 10^3 , zatímco velmi malé částice rozptylují rovnoměrněji. U velkých sytících částic obecně převládá množství světla přímo odraženého od jejich povrchu nad světlem rozptýleným a intenzita je pak přibližně úměrná druhé mocnině průměru částice. U malých částic hraje hlavní roli při rozptylu světla difrakce.

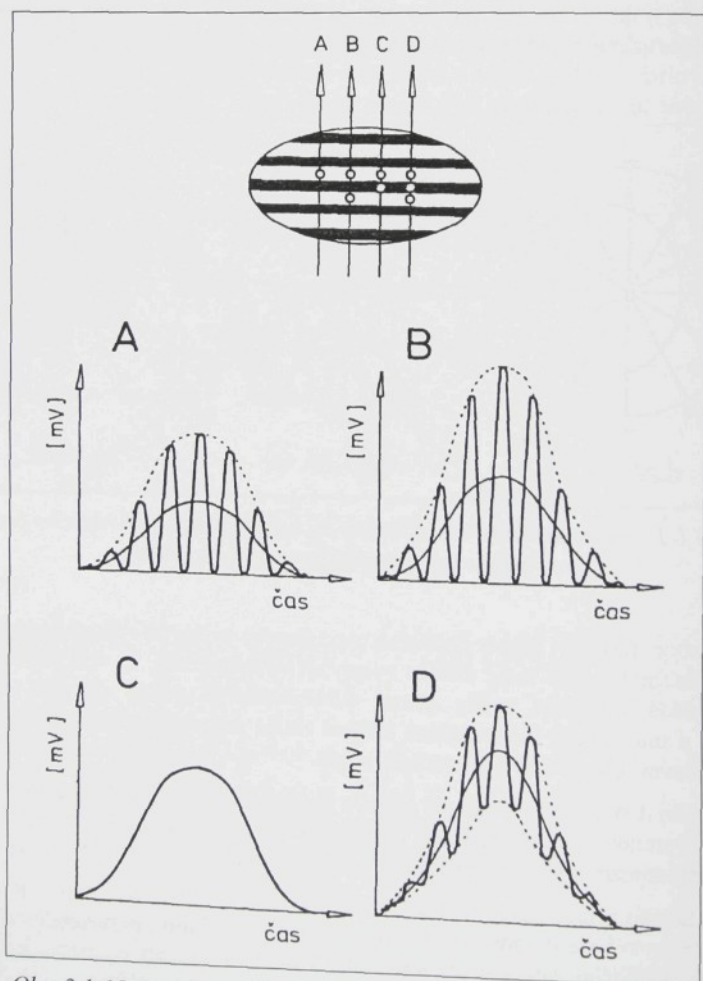
Shrme-li výše diskutované vlastnosti částic z hlediska použití v LDA, pak malé částice lépe sledují změny proudu, obecně produkují dopplerovský signál s lepší viditelností, ale rozptylují světlo s menší intenzitou než velké částice. Na základě toho lze učinit následující závěr.

Pro měření daného případu proudění lze zvolit tak malé částice, aby byly schopny při dané konfiguraci laserového anemometru, charakteristice fotodetektoru, nastaveném výkonu laseru, vlnové délce použitého záření a poměru indexů lomu m zajistit na výstupu fotodetektoru dostatečný odstup signálu od šumu pro zpracování použitou elektronikou.

Optimální koncentrace stopovacích částic závisí na:

- velikosti optické sondy,
- intenzitě turbulence a nejvyšších významných složkách turbulentního spektra,
- metodě zpracování dopplerovského signálu,
- požadovaných informacích o proudovém poli.

Kvalita dopplerovského signálu úzce souvisí s koncentrací částic v optické sondě. Je-li v optické sondě současně více než jedna částice, pak výsledný signál vzniká superpozicí signálů od jednotlivých částic. Jediná částice ovlivňuje hloubku modulace dopplerovského signálu svou velikostí. Je-li v optické sondě současně více částic, ovlivňují hloubku modulace dopplerovského signálu svým počtem a polohou vzhledem k interferenčním proužkům. To je zjednodušeně ukázáno na obr. 2.1-15.



Obr. 2.1-15 Dopplerovský signál od několika částic v optické sondě

Pod písmenem A je zobrazen dopplerovský signál generovaný jednou částicí prolétávající optickou sondou, jejíž viditelnost je rovna jedné.

Pod písmenem B je zobrazen signál vzniklý superpozicí od dvou částic, pohybujících se stejnou rychlostí a stejným směrem. Částice jsou od sebe vzdáleny o celý násobek rozteče interferenčních proužků d_f a poskytují tedy signály ve fázi s plnou modulační hloubkou. Výsledný superpozicí vzniklý signál má proto také plnou modulační hloubku a dvojnásobnou amplitudu.

Pod písmenem C je zobrazen signál vzniklý superpozicí od dvou částic, které jsou od sebe vzdáleny o celý násobek $d_f/2$ a poskytují tedy signály s plnou modulační hloubkou v protifázi. Modulační hloubka výsledného signálu je proto nulová a signál neposkytuje žádnou informaci o rychlosti.

Pod písmenem D je zobrazen signál od tří částic, které jsou od sebe vzdáleny o hodnotu $d_f/2$. Výsledný superpozicí vzniklý signál má pouze částečnou modulační hloubku. K podobně částečně modulované hloubce výsledného signálu vede přítomnost více částic v optické sondě, které se pohybují stejným směrem stejnou rychlostí a jejichž vzdálenosti jsou náhodně libovolné.

Z uvedených příkladů vyplývá, že vysoká koncentrace částic v optické sondě obecně vede ke vzniku dopplerovského signálu s částečnou modulační hloubkou.

Optimální koncentrace stopovacích částic závisí na velikosti optické sondy, ale i způsobu elektronického zpracování dopplerovského signálu. Objem optické sondy V_{FR} je určen použitým výstupním objektivem, respektive jeho ohniskovou vzdáleností, viz rovnice (2.1-23). Moderní elektronické procesory LDA používané pro zpracování dopplerovského signálu, tj. čítačové procesory a spektrální analyzátory dopplerovského vzryvu (viz kapitola 2.3.2 Procesory LDA a zpracování dopplerovského signálu), umožňují měření při nízkém sycení proudu. Tak např. optimální sycení pro čítačový procesor je takové, aby se v optické sondě nacházelo 1,15 částic současně [12]. Z tohoto údaje lze snadno odhadnout optimální sycení proudu pro zvolené rozměry optické sondy (např. při rozměrech optické sondy $l_m = 3,57$ mm a $d_m = 0,215$ mm musí být v proměřovaném proudu $8,87 \cdot 10^9$ částic v každém krychlovém metru).

Naproti tomu dnes již v LDA zastaralý frekvenční sledovač (tracker) vyžadoval téměř kontinuální signál a tudíž vysokou koncentraci částic v optické sondě.

Optimálně nízká koncentrace stopovacích částic zajišťující dobrou viditelnost dopplerovského signálu nemusí být vyhovující v případě měření frekvenčních spekter turbulentních polí. Pro změření maximálních hledaných složek frekvence je nutné zajistit odpovídající dostatečně vysoký přísun rychlostních dat za sekundu (pro splnění Nyquistova kritéria), a tudíž je žádoucí vyšší koncentrace částic v měřeném proudu. Měření frekvenčních spekter metodou LDA je popsáno v kapitole 2.6.2 Spektrální analýza.

2.2 Optické komponenty laserového dopplerovského anemometru

Podmínky, v nichž laserové dopplerovské anemometry při jednotlivých měřeních pracují, se často případ od případu liší a proto se liší pro každou jednotlivou aplikaci i optimální optické sestavy LDA. To je důvod proč výrobci laserových anemometrů dodávají tyto přístroje jako

stavebnice s modulární koncepcí. Mezi přední výrobce laserových dopplerovských anemometrů patří dánská firma DANTEC a americká firma TSI

V současné době se téměř výhradně používají dopplerovské anemometry pracující v diferenčním modu, přičemž nejuniverzálnější konfigurací je LDA se zpětným rozptylem.

2.2.1 Lasery používané v LDA a jejich vlastnosti

Z teorie LDA popsané v kapitole 2.1 Základní principy LDA vyplývají následující požadavky na vlastnosti použitého zdroje světla:

- Světelný zdroj musí být monochromatický. Velmi vysoká frekvenční selektivita (úzká spektrální čára) použitého zdroje je nutnou podmínkou pro detekci relativně malého dopplerovského posuvu. Vlnová délka λ je jedním z parametrů určujících konstantu úměrnosti ve vztahu mezi dopplerovskou frekvencí f_D a měřenou složkou rychlosti u , viz rovnice (2.1-9).
- Světelný zdroj musí být koherentní. Vysoký stupeň koherence je základní podmínka zajišťující, že rozdíl fází dvou světelných vln podrobených heterodynní detekci je konstantní. Potom bude výstupní signál detektoru oscilovat pouze s rozdílovou frekvencí, tj. dopplerovskou frekvencí f_D , viz rovnice (2.1-6) a (2.1-8). Náznornější představu umožňuje interferenční model LDA, kde koherence interferujících vln (rozdíl jejich fází ($\phi_1 - \phi_2$) se nemění) je nutným předpokladem pro vznik interferenčních struktur (interferenčních proužků) v optické sondě, viz rovnice (2.1-14) a (2.1-17).
- Zařízení světelného zdroje by mělo být lineárně polarizované. Jak vyplývá z rovnice (2.1-21) pro viditelnost interferenčních proužků η v interferenčním modelu, bude kontrast interferenčních proužků maximální pro shodně polarizované světelné vlny a naopak nulový pro příčně polarizované vlny.
- Světelný zdroj musí mít velmi malou divergenci svazku výstupního záření. Podmínka minimální divergence zajišťuje optimalizovat prostorové rozlišení metody LDA, jinými slovy umožňuje jednoduché definování a nastavení rozměrů optické sondy, viz kapitoly 2.1.2 Geometrická uspořádání LDA a 2.1.4 Optická sonda LDA a její vlastnosti.

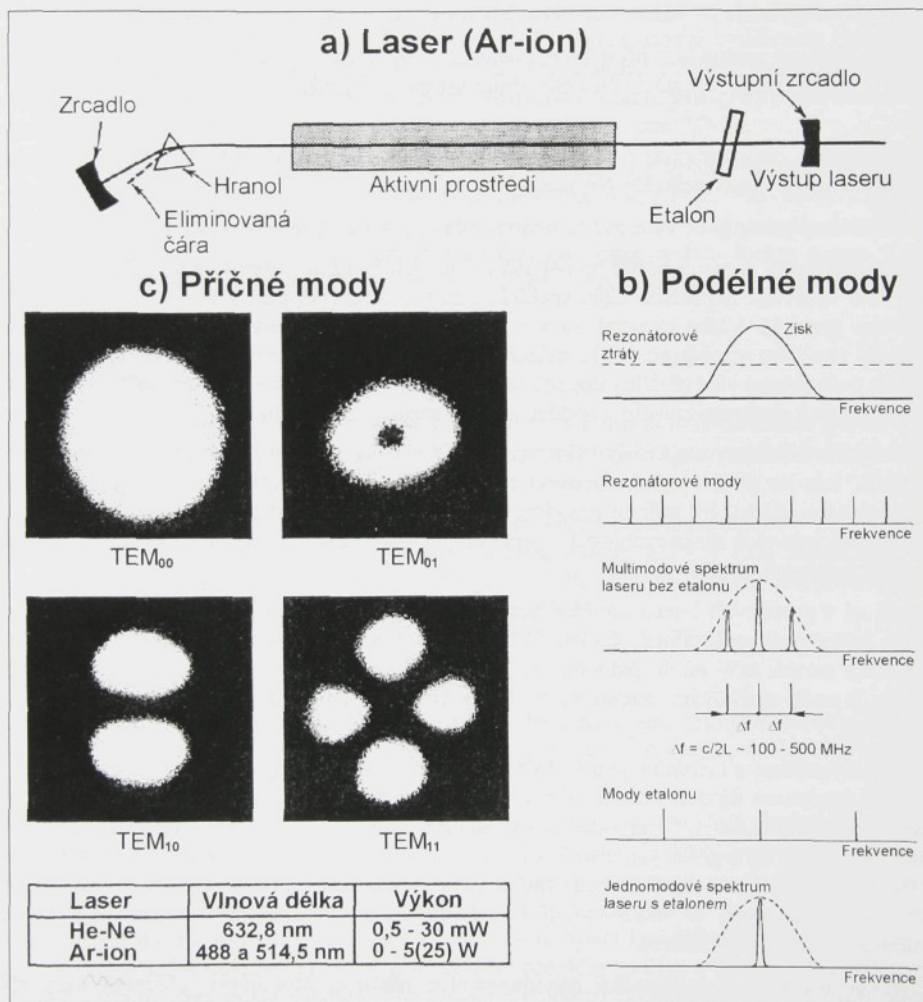
Výše uvedené vlastnosti světelného zdroje pro LDA splňují bez výhrad lasery. Kvalitní a spolehlivé pracující laser je základem každého laserového anemometru.

Teorie laserových zesilovačů a laserových svazků je souhrnně zpracována např. v [13]. Laser je optický oscilátor, který se skládá z optického koherentního zesilovače obsahujícího tzv. aktivní prostředí, které je umístěno uvnitř optického rezonátoru reprezentujícího zpětnou vazbu, viz obr. 2.2-1a.

Základním principem koherentního zesilování světla je stimulovaná emise. Ta umožňuje, aby foton o energii $E = E_2 - E_1 = h\nu$ (h je Planckova konstanta a ν je frekvence) indukoval přechod atomu z vyšší energetické hladiny E_2 do stavu s nižší energií E_1 . Při této interakci je emitován foton, který má shodné vlastnosti s indukujícím fotonem, tj. emitovaný foton má stejný směr, frekvenci a polarizaci. Protože ke stimulované emisi dochází, když energie fotonu je téměř shodná s energetickým rozdílem přechodu v atomu, je tento proces omezený

na úzký pás frekvencí určený šířkou atomové čáry. Jedná se tedy o opačnou interakci než je absorpce fotonu.

Základní podmínkou laserového zesílení je tzv. inverzní populace, tj. stav, kdy je na horní energetické hladině E_2 větší počet atomů než na spodní hladině E_1 . Tento nerovnovážený stav vyžaduje zdroj energie pro excitaci (čerpání) atomů na vyšší energetickou hladinu. Při dosažení inverzní populace je počet fotonů vzniklých za jednotku času stimulovanou emisí vyšší než počet absorbovaných fotonů a aktivní prostředí se chová jako koherentní zesilovač světla.



Obr. 2.2-1 Plynový laser a jeho mody

Je-li aktivní prostředí umístěno v optickém rezonátoru, pak libovolný náhodný optický šum (náhodná fluktuace) spadající do frekvenčního pásma optického zesilovače bude tímto zesilovačem zesílen. Tento signál je působením zrcadel rezonátoru, který reprezentuje zpětnou vazbu, nucen neustále procházet aktivním prostředím a je tak dále zesilován. Neomezené zesilování signálu je omezeno saturací zisku optického zesilovače (aktivního prostředí) a systém tak dosahuje ustáleného stavu. Vyvedení výstupního záření z rezonátoru je zajištěno tím, že jedno zrcadlo je částečně propustné.

Aby nastaly oscilace musí být splněny dvě podmínky:

- Zisk optického zesilovače musí být větší než ztráty v rezonátoru (tj. systému zpětné vazby), takže při jednom oběhu světla mezi zrcadly se dosahuje čistého zisku.
- Celková změna fáze při jednom oběhu musí být celočíselným násobkem 2π , aby signál zpětné vazby byl sfázován s původním vstupním signálem.

V laserových dopplerovských anemometrech se nejčastěji používají dva typy plynových laserů: argonový laser nebo He-Ne laser.

He-Ne lasery generují červené světlo o vlnové délce $\lambda = 632,8 \text{ nm}$ a výkonu 0,5 - 30 mW.

Argonové lasery generují světlo na několika vlnových délkách (jsou přeladitelné), přičemž se obvykle využívají nejintenzivnější spektrální čáry o vlnových délkách 514,5 nm (zelená) a 488 nm (modrá). Volba zvolené vlnové délky se provádí vhodným natočením hranolu před zadním zrcadlem rezonátoru, jak je znázorněno na obr. 2.2-1a. Hranol se nastaví tak, že pouze světlo požadované vlnové délky dopadá na zrcadlo za hranolem přesně kolmo a může se tudíž odrazit zpět k druhému zrcadlu a podílet se na procesu zpětné vazby.

Protože He-Ne lasery mají malý výkon, nacházejí využití obvykle pouze při měření proudění kapalin, kde lze použít velké stopovací částice zajišťující pro detekci dostatečnou intenzitu rozptýleného záření. Při měření proudění plynů je možné je použít v některých nenáročných aplikacích (obvykle nízké rychlosti) v uspořádání s dopředným rozptylem. Pro zpětný rozptyl je však jejich výkon nedostatečný.

Proto se v posledních letech téměř výhradně používají výkonové lasery argonové, které na výše zmíněných spektrálních čarách 514,5 nm a 488 nm umožňují dosahovat výkonu od několika stovek mW až do jednoho W. Navíc možnost použití dvou barev předurčuje tyto lasery k multi-složkovým měřením, tj. k současnému měření dvou případně i tří složek rychlosti.

Pokud vystačíme s měřením jedné složky rychlosti, nabízí se v současné době i možnost použití laserovou diodou buzeného pevnolátkového laseru $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ generujícího druhou harmonickou 532 nm (zelená). Běžně dosažitelné výkony se pohybují v několika stovkách mW. Na rozdíl od argonových laserů, které jsou poměrně rozměrné a vyžadují v závislosti na maximálním výkonu chlazení buď vodou nebo vzduchem, spočívá výhoda těchto laserů v malých rozměrech a velké mobilitě. Pro dvousložkové měření lze tento typ laseru kombinovat s He-Ne laserem.

Plynové lasery mají v důsledku nehomogenních rozšíření atomových přechodů poměrně složitou strukturu podélných módů [13]. Spektrum typického multimodového plynového laseru (např. argonového) a princip jeho vzniku je znázorněn na obr. 2.2-1b. Spektrum je tvořeno pouze těmi mody rezonátoru, které spadají do pásma, kde je zisk laserového zesilovače větší než ztráty rezonátoru. Pouze tyto mody mohou být laserem generovány.

Mezimodová vzdálenost Δf (vzdálenost mezi sousedními mody) závisí na délce rezonátoru L a platí $\Delta f = c/2L$, kde c je rychlost světla.

Pro rezonátor o délce 1 m (to odpovídá typickým argonovým laserům) je mezimodová vzdálenost 150 MHz. Uvážíme-li, že dopplerovské frekvence jsou obvykle stejného řádu, tj. desítky až stovky MHz, je zřejmé, že při měření vysokých dopplerovských frekvencí může být multimodová struktura na závalu. Obecně platí, že při měření rychlostí, kterým odpovídají dopplerovské frekvence vyšší než 75 MHz je nutné eliminovat multimodový režim laseru a selektivně vybrat pouze jeden podélný mod [14].

Tuto multimodovou selekci docílíme umístěním speciálního etalonu do dutiny rezonátoru. Jedná se vlastně o vložení dalšího rezonátoru o velmi malé délce do dutiny vlastního rezonátoru laseru. Princip je znázorněn na obr. 2.2-1b. Mezimodová vzdálenost etalonu je v tomto případě větší než šířka laserového spektra bez etalonu. Laserem generované mody musí potom vyhovět podmínkám mezimodové vzdálenosti obou rezonátorů a proto bude laser generovat záření pouze na jednom podélném modu, jak ukazuje obr. 2.2-1b.

Kromě podélné modové struktury, vykazuje laserové záření i příčnou modovou strukturu. Příklady typických příčných modů jsou znázorněny na obr. 2.2-1c. Pro účely LDA je nejvýhodnější příčný mod TEM_{00} , který reprezentuje tzv. gaussovský svazek. Rozložení intenzity v modu TEM_{00} je dáno kruhově symetrickou gaussovskou funkcí s osou v ose svazku, tak jak jsme předpokládali při popisu optické sondy v kapitole 2.1.4 Optická sonda LDA a její vlastnosti.

2.2.2 Jednosložkový systém LDA

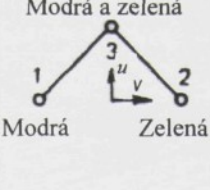
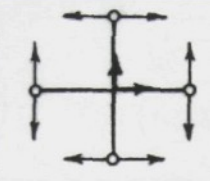
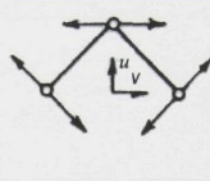
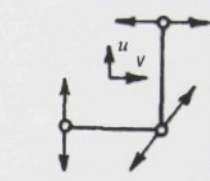
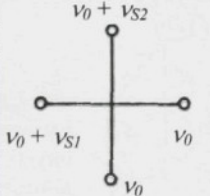
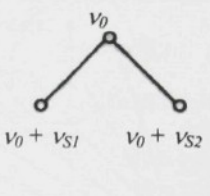
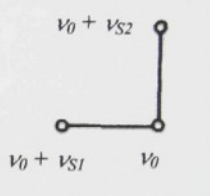
Jak vyplývá z rovnice (2.1-9) dopplerovská frekvence f_D je přímo úměrná složce rychlosti u , která při použití diferenčního modu leží v rovině protínajících se laserových paprsků a je kolmá na osu úhlu θ , který svírají.

Základní uspořádání jednosložkového laserového dopplerovského anemometru v diferenčním modu byla popsána v kapitole 2.1.2 Geometrická uspořádání LDA a jsou znázorněna na obr. 2.1-4. Příklad typického jednokanálového (jednosložkového) laserového dopplerovského anemometru se zpětným rozptylem je uveden na obr. 2.2-2.

2.2.3 Vícesložkové systémy LDA

Určení vektoru rychlosti v rovině vyžaduje změření dvou navzájem kolmých složek rychlosti. V případě použití jednosložkového systému LDA se nejprve změří jedna složka a po otočení roviny laserových paprsků o 90° se změří i druhá složka rychlosti.

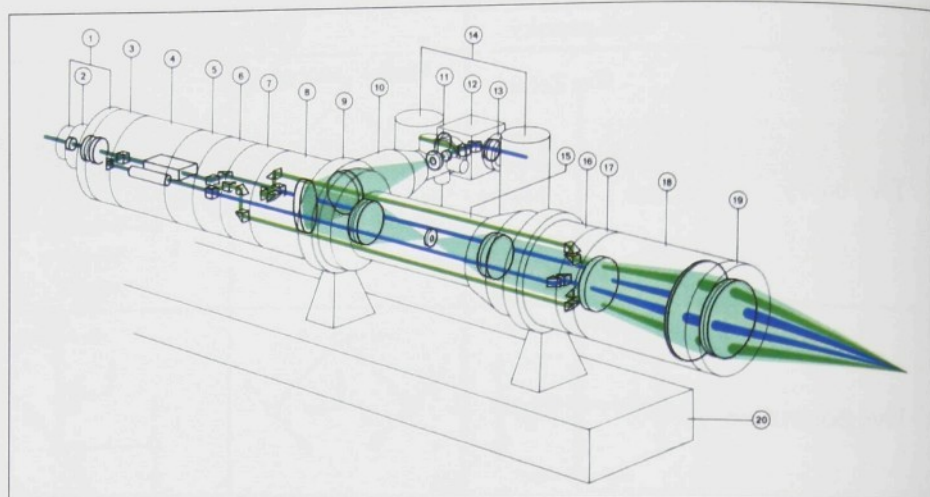
Obecně je možné, a v mnoha případech i žádoucí měřit dvě nebo i tři složky vektoru rychlosti současně. To lze zajistit kombinací dvou, případně tří jednosložkových systémů. Zatímco měření dvou složek rychlosti je např. v modu dvojitého rozptylu poměrně triviální (viz kapitola 2.1.2 Geometrická uspořádání LDA), neboť každá složka je určována světlem rozptýleným do jiného směru, je situace v diferenčním modu komplikovanější. Použijeme-li dva nezávislé jednosložkové systémy, pak základní problém spočívá v rozlišení rozptýlených světelných vln, které přísluší jednotlivým složkám rychlosti. Tento identifikační problém se řeší „označením“ každého páru osvětlujících paprsků nějakou optickou vlastností.

	Čtyři paprsky	Tři paprsky	
Dvě barvy			
Dvě polarizace			
Dvě frekvence			

Obr. 2.2-3 Geometrie osvětľujících paprsků dvousložkového systému LDA

Čtyřpaprskové uspořádání frekvenční separace na obr. 2.2-3 produkuje signály soustředěné v okolí frekvencí $v_{S2} - v_{S1}$, v_{S2} , 0 a v_{S1} , které vznikají při heterodynní detekci rozptýlených paprsků 2 a 1, 2 a 3 nebo 2 a 4, 3 a 4, 1 a 4 nebo 1 a 3. Základní frekvence v_0 je v případě laserových paprsků 1 a 2 posunuta o přírůstek v_{S1} respektive v_{S2} . Tento frekvenční posuv se realizuje průchodem laserového paprsku přes tzv. Braggovu celu popsanou v kapitole 2.1.5 Braggova cela a její využití v LDA. Při vhodné volbě frekvencí v_{S1} a v_{S2} mohou být jednotlivé signály elektronicky separovány pásmovými propustmi. Například $v_{S1} = 30$ MHz a $v_{S2} = 40$ MHz poskytují frekvence 10 MHz, 30 MHz, 40 MHz a 0 MHz. Po odfiltrování signálů 0 MHz a 10 MHz zůstává signál 30 MHz pro pár paprsků 1-3 nesoucí informaci o složce v a signál 40 MHz pro pár paprsků 2-4 nesoucí informaci o složce u . Tyto signály mohou být separovány, pokud dopplerovský posuv pro u a v nepřesáhne 5 MHz. Z toho plyne, že technika frekvenční separace je použitelná pouze pro měření pomalých proudů, jejichž rychlost je obvykle menší než 20 m/s.

Nejúčinnější a nejčastěji používanou metodou je barevná separace. Na rozdíl od předcházejících metod vyžaduje toto řešení dvoubarevný laser. Typickým představitelem je argonový laser generující zelené světlo o vlnové délce 514,5 nm a modré světlo o vlnové délce 488 nm. Příklad uspořádání dvousložkového anemometru s barevnou separací je znázorněn na obr. 2.2-4.



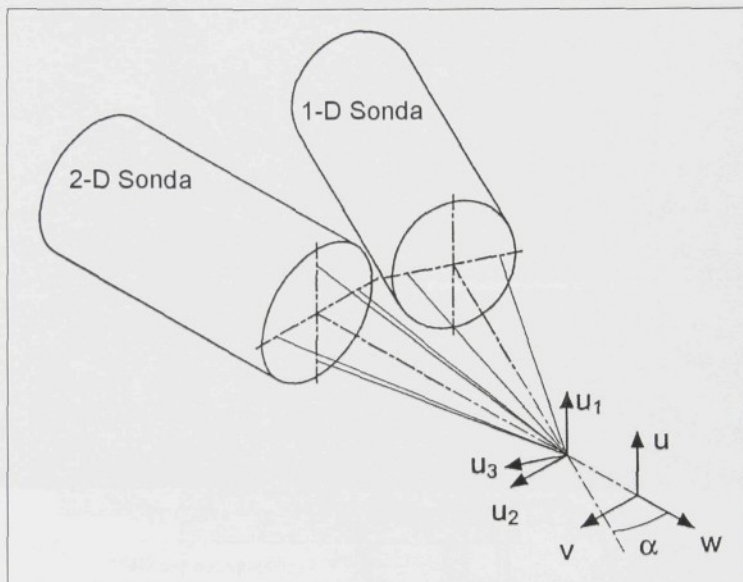
Obr. 2.2-4 Schéma dvoukanálového laserového dopplerovského anemometru s barevnou separací [16]

- | | | | |
|----|--------------------------|----|------------------------------|
| 1 | kryt vstupní části | 11 | interferenční filtr 514,5 nm |
| 2 | kolimátor | 12 | barevný dělič |
| 3 | hranolový dělič | 13 | interferenční filtr 488 nm |
| 4 | Braggova cela | 14 | fotonásobič |
| 5 | modul přemístění paprsků | 15 | clona |
| 6 | sekce zpětného rozptylu | 16 | modul přemístění paprsků |
| 7 | hranolový barevný dělič | 17 | držák objektivu |
| 8 | modul zpětného rozptylu | 18 | expander paprsků |
| 9 | držák | 19 | vysílací/přijímací objektiv |
| 10 | optika fotonásobiče | 20 | základová deska |

Světlo vystupující z laseru prochází přes kolimátor do hranolového děliče. Zde je polychromatický laserový paprsek rozdělen na dva polychromatické paprsky. Jeden z paprsků prochází Braggovou celou, kde dochází k frekvenčnímu posuvu, viz kapitola 2.2.3 Braggova cela a její využití v LDA. Polychromatické paprsky vstupují do barevných děličů, které každý z paprsků rozdělí na paralelní dvojice, které se liší barvou světla (zelená: 514,5 nm a modrá: 488 nm) i energetickým obsahem. Z děličů vystupují dva svazky paprsků rovnoběžné s osou systému. Tyto paprsky přicházejí přes expander do vysílacího/přijímacího objektivu, který je soustřeďuje do ohniska. V ohnisku vzniká optická sonda, která je tvořena společným průsečíkem dvou dvojic laserových paprsků o různých barvách. Paprsky stejné barvy spolu vzájemně interferují a tvoří tak dva systémy navzájem kolmých interferenčních proužků. To umožňuje nezávislé měření dvou složek rychlosti ve stejném okamžiku. Přijímací část optiky je tvořena opět vysílacím/přijímacím objektivem, který světlo rozptýlené na stopovacích vlnových délkách původních děličů. Barevný dělič rozdělí rozptýlené světlo na dva svazky o interferenční filtr zaostřen na samostatný fotonásobič. Výstupní signál každého fotonásobiče je pak zpracováván samostatným elektronickým vyhodnocovacím systémem.

Třísloškový laserový dopplerovský anemometr představuje speciální problém, protože v diferenčním modu nelze přímo měřit složku rychlosti w ve směru optické osy anemometru. To plyne ze vztahu (2.1-8) případně (2.1-9) v kapitole 2.1.1 Dopplerovský model LDA, kdy částice pohybující se ve směru optické osy ($\beta = 90^\circ$ a potom $\cos\beta = 0$) generuje nulovou dopplerovskou frekvenci f_D .

Typické třísloškové uspořádání LDA je zobrazeno na obr. 2.2-5. Třísloškové měření rychlosti je prováděno kombinací dvousložkové sondy s jednosložkovou sondou, jejichž optické osy svírají úhel α .



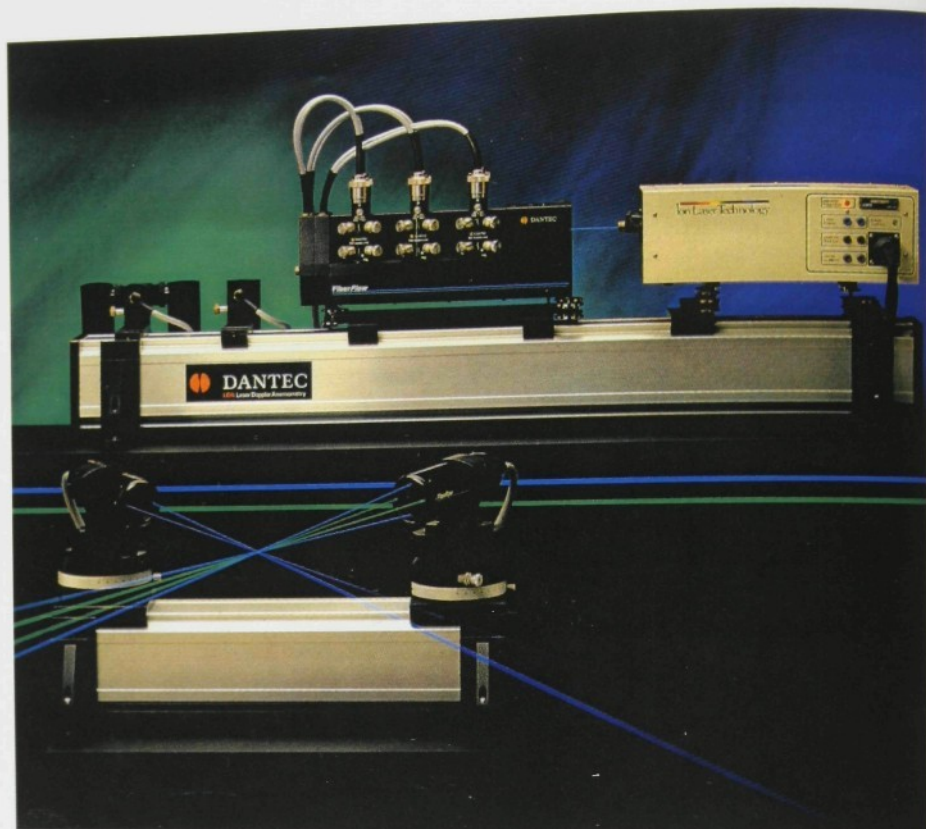
Obr. 2.2-5 Typické uspořádání třísloškového LDA

Znáznorněný třísloškový systém měří složky rychlosti u_1 , u_2 a u_3 a ty se transformují pomocí transformační matice na kartézské souřadnice u , v a w :

$$\begin{Bmatrix} u \\ v \\ w \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & \frac{1}{\tan \alpha} & \frac{1}{\sin \alpha} \end{Bmatrix} \cdot \begin{Bmatrix} u_1 \\ u_2 \\ u_3 \end{Bmatrix} \quad (2.2-1)$$

Praktická realizace třísloškového laserového dopplerovského anemometru s barevnou separací je vyobrazena na obr. 2.2-6.

Zobrazený systém pracuje ve zpětném rozptylu a využívá argonový laser a vláknové sondy. Dvousložková sonda je realizována ve čtyřpaprskovém uspořádání s barevnou separací.



Obr. 2.2-6 Třísložkový systém LDA firmy DANTEC

2.2.4 Vláknové sondy LDA

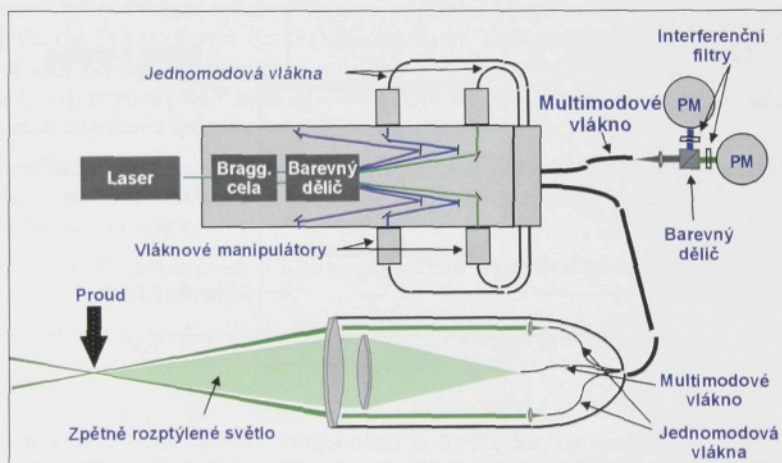
V současných moderní laserových dopplerovských anemometrech se s výhodou využívají tzv. vláknové sondy, viz obr. 2.2-7.

Obvykle jsou vláknové sondy řešeny jako kompaktní LDA objektivy se zpětným rozptylem. Laserové světlo se na vstup sondy přivádí speciálními jednomodovými vlákny, která jsou schopna přenést výkon řádově stovek mW, přičemž zachovávají základní atributy laserového světla, jako je koherence, polarizace a zanedbatelná divergence. Zpětně rozptýlené světlo zachycené objektivem je vedeno od sondy k fotodetektoru multimodovým vláknem. Nejčastěji jsou tyto sondy konstruovány pro dvousložková měření s barevnou separací. Schematické uspořádání typického LDA systému s vláknovou sondou znázorňuje obr. 2.2-8.

Uspořádání s vláknovými sondami zajišťuje obecně velkou mobilitu, snadný přístup do komplikovaných experimentálních uspořádání a jednoduché přemísťování (traverzování) optické sondy.



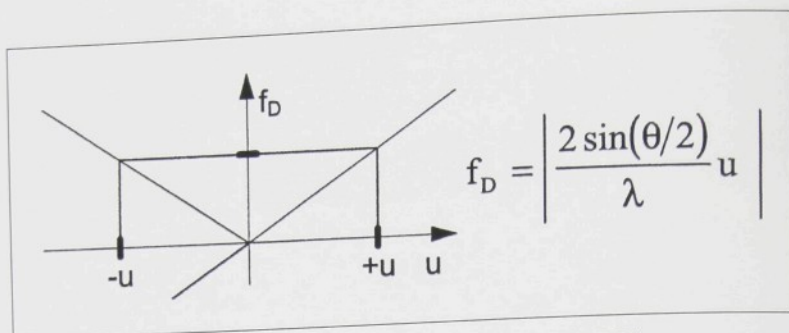
Obr. 2.2-7 Vláknové sondy LDA



Obr. 2.2-8 LDA systém s vláknovou sondou

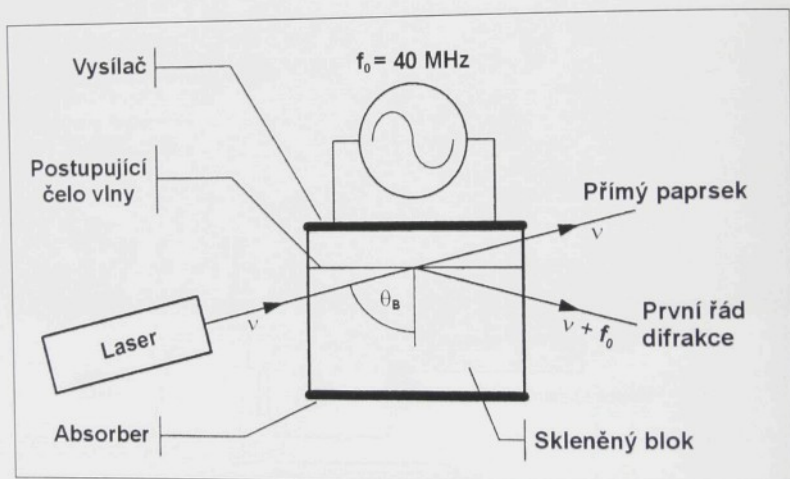
2.2.5 Braggova cela a její využití v LDA

Metoda LDA měří složku rychlosti, ale neumožňuje rozlišit zda je tato složka kladná nebo záporná. Stanovení smyslu (směru) proudění je tak nejednoznačné. Negativní složka rychlosti $u < 0$ by měla poskytovat zápornou dopplerovskou frekvenci $f_D < 0$. Nicméně jak je zřejmé z obr. 2.2-9 detektor nerozlišuje mezi kladnou a zápornou frekvencí.



Obr. 2.2-9 Směrová nejednoznačnost metody LDA

Tento problém lze řešit tzv. frekvenčním posuvem za pomoci Braggovy cely, která se umístí do dráhy jednoho z laserových paprsků tvořících optickou sondu.



Obr. 2.2-10 Braggova cela

Braggova cela vyobrazena na obr. 2.2-10 je akustooptický modulátor. Jedná se o skleněný blok, na jehož jednu stěnu je připevněn elektromechanický vysílač akustických vln (obvykle 40 MHz), zatímco na protilehlé stěně je absorber akustické energie. Braggovou celou se šíří akustická vlna a ta způsobuje změnu indexu lomu ve tvaru vlny. Výsledkem je nehomogenní dynamické prostředí s časově proměnným vrstevnatým rozložením indexu lomu.

Laserový paprsek procházející Braggovou celou naráží na sled postupujících vlnových čel, které se projevují jako difrakční mřížka. Protože akustická frekvence f_0 je mnohem menší než optická frekvence ν , lze ke studiu interakce světla a zvuku použít adiabatický přístup, což znamená, že strukturu vlnových čel tvořících difrakční mřížku považujeme za statickou („zamrzlou“). Teorie akustooptického jevu je podrobně zpracována např. v [13].

Interference světla rozptýleného jednotlivými čely vln způsobí vyzařování maximální intenzity do řady směrů. Nastavením intenzity akustického signálu a úhlu náklonu θ_B Braggovy cely lze ovlivňovat poměr intenzit mezi přímým paprskem a prvním řádem difrakce znázorněným na obr. 2.2-10. Maximální odrazivost světelných vln o vlnové délce λ od akustických vlnových čel vzdálených o akustickou vlnovou délku Λ nastává pro tzv. Braggův úhel θ_B splňující Braggovu podmínku:

$$\sin \theta_B = \frac{\lambda}{2\Lambda}. \quad (2.2-2)$$

Při splnění této podmínky mají odražené vlny fázové posunutí 2π , takže se interferencí zesilují. Při použití v LDA se optimálním nastavením Braggova úhlu soustřeďuje maximální intezita do prvního řádu difrakce.

Frekvence světelné vlny prvního difrakčního řádu ν_r je oproti frekvenci laserového zdroje ν posunuta o přírůstek f_0 :

$$\nu_r = \nu + f_0. \quad (2.2-3)$$

Tento posuv může být vysvětlen na základě dopplerovského posuvu způsobeného odrazem světelných vln na postupujících čelech akustické vlny.

Při průletu sytící částice optickou sondou nastává rozptyl světla od obou dopadajících laserových vln. Na detektoru dochází k heterodynní detekci Braggovou celou frekvenčně posunuté vlny prvního difrakčního řádu (o frekvenci $\nu_{s,2}$) s vlnou frekvenčně neposunutou (o frekvenci $\nu_{s,1}$), která neprošla Braggovou celou. Obě rozptýlené vlny ovšem nesou informaci o dopplerovském posuvu způsobeném pohybem částice.

Popisované uspořádání je obdobné jako na obr. 2.1-2 v kapitole 2.1.1 Dopplerovský model LDA. Jedná se o diferenční mod, kde jeden z laserových paprsků tvořících optickou sondu prochází Braggovou celou.

Rozdílovou složku zaznamenanou detektorem můžeme vyjádřit následujícím způsobem:

$$\begin{aligned} \nu_{s,2} &= (\nu + f_0) \left[1 + \frac{1}{c} \mathbf{v} \cdot (\mathbf{e}_s - \mathbf{e}_{i2}) \right] = \nu + f_0 + (\nu + f_0) \frac{1}{c} \mathbf{v} \cdot (\mathbf{e}_s - \mathbf{e}_{i2}) \\ \nu_{s,1} &= \nu \left[1 + \frac{1}{c} \mathbf{v} \cdot (\mathbf{e}_s - \mathbf{e}_{i1}) \right] = \nu + \nu \frac{1}{c} \mathbf{v} \cdot (\mathbf{e}_s - \mathbf{e}_{i1}) \\ f_D &= \nu_{s,2} - \nu_{s,1} = f_0 + (\nu + f_0) \frac{1}{c} \mathbf{v} \cdot (\mathbf{e}_s - \mathbf{e}_{i2}) - \nu \frac{1}{c} \mathbf{v} \cdot (\mathbf{e}_s - \mathbf{e}_{i1}) \\ &= f_0 + \nu \frac{1}{c} \mathbf{v} \cdot (\mathbf{e}_{i1} - \mathbf{e}_{i2}) + f_0 \frac{1}{c} \mathbf{v} \cdot (\mathbf{e}_s - \mathbf{e}_{i2}) \\ &= f_0 + \frac{2 \sin(\theta/2)}{\lambda} u + f_0 \left[\frac{v}{c} \underbrace{|\mathbf{e}_s - \mathbf{e}_{i2}|}_{\leq 2} \underbrace{\cos \beta}_{\leq 1} \right] \end{aligned} \quad (2.2-4)$$

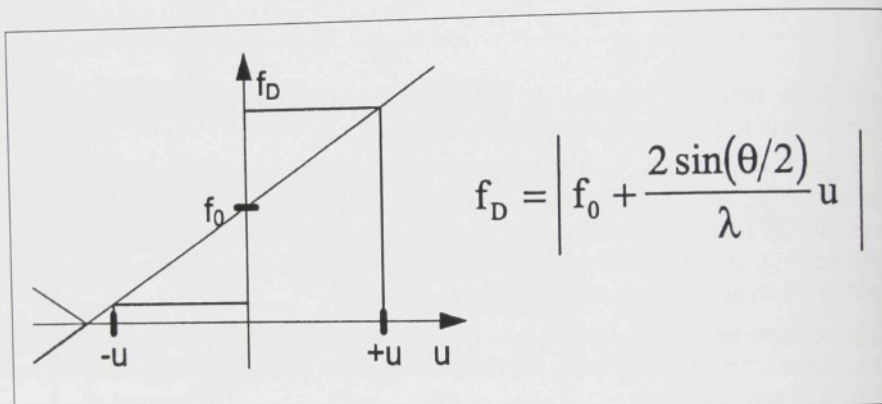
Po zanedbání druhého členu dostaneme:

$$f_D = f_0 + \frac{2 \sin(\theta/2)}{\lambda} u. \quad (2.2-5)$$

Pokud rychlost částice nevyvolá záporný dopplerovský frekvenční posuv, který bude v absolutní hodnotě větší než f_0 , Braggova cela zajistí měřitelnou kladnou dopplerovskou frekvenci f_D . Frekvenční posuv f_0 tak umožňuje měřit rychlosti splňující následující podmínku:

$$u > u_{\min} = -\frac{\lambda f_0}{2 \sin(\theta/2)}, \quad (2.2-6)$$

bez směrové nejednoznačnosti, jak ukazuje obr. 2.2-11.



Obr. 2.2-11 Řešení směrové nejednoznačnosti užitím frekvenčního posuvu

Pro intuitivní porozumění frekvenčnímu posuvu je vhodnější použít interferenční model LDA. Z obr. 2.2-11 plyne, že částice s nulovou rychlostí generuje dopplerovskou frekvenci $f_D = f_0$. Frekvenční posuv f_0 v jednom z laserových paprsků tedy způsobí, že interferenční proužky přestanou být statické a začnou ubíhat konstantní rychlostí. Tak lze vysvětlit, že nepohybující se částice bude rozptylovat světlo, jehož intenzita se bude periodicky měnit s frekvencí f_0 . Částice pohybující se proti pohybu proužků pak bude produkovat dopplerovský vzrůst o vyšší frekvenci než částice letící stejnou rychlostí, ale ve směru pohybu interferenčních proužků. Spodní rychlostní limit v rovnici (2.2-6) odpovídá pohybující se částici, jejíž složka rychlosti u je právě rovná rychlosti ubíhání interferenčních proužků.

V praktických aplikacích lze při použití Braggovy cely obecně zvolit buď paprsek plus prvního difrakčního řádu nebo paprsek minus prvního difrakčního řádu a tímto způsobem je možné vybrat jeden ze dvou možných směrů pohybu interferenčních proužků.

Základní budící frekvence Braggovy cely je nejčastěji $f_0 = 40$ MHz. Nicméně dopplerovský signál s frekvenčním posuvem f_0 je obvykle upraven pomocí speciální jednotky frekvenčního

směšovače, čímž lze frekvenci měřeného signálu posunout do pásma optimálního pro další zpracování procesory LDA.

Klíčovou otázkou při elektronickém zpracování dopplerovského signálu, např. při použití čítačového procesoru (viz kapitola 2.3.2 Procesory LDA a zpracování dopplerovského signálu), je počet proužků, které protne částice během průletu optickou sondou.

Označíme-li dobu setrvání částice uvnitř optické sondy jako Δt , bude se počet těchto proužků N_f rovnat:

$$N_f = f_D \Delta t, \quad (2.2-7)$$

kde f_D je dopplerovská frekvence podle (2.2-5). Tento počet je obecně rozdílný od počtu stacionárních proužků, které protne částice při průletu středem optické sondy bez aplikace frekvenčního posuvu. Pokud bude rychlost částice $u = u_{\min} / 2$, bude počet proužků protnutých částicí stejný, jako v případě stacionárních proužků, kdy nepoužijeme frekvenční posuv. Jestliže tedy máme jistotu, že všechny rychlosti měřeného proudu jsou větší než $u_{\min} / 2$, můžeme frekvenční posuv s výhodou použít i pro zvýšení efektivního počtu proužků, které částice protne při průletu optickou sondou.

Výhody frekvenčního posuvu jsou:

- Frekvenční posuv umožňuje měření s určením znaménka složky rychlosti.
- Frekvenční posuv dovoluje posunout měřenou frekvenci do pásma optimálního pro danou vyhodnocovací metodu.
- Pomocí frekvenčního posuvu je možné snížit i zvýšit dopplerovskou frekvenci.
- Frekvenční posuv dovoluje efektivní odstranění nosné stejnosměrné složky dopplerovského signálu, tzv. pedestalu.
- Frekvenční posuv zvyšuje efektivní počet interferenčních proužků, které částice protne při průletu optickou sondou. V některých případech lze tímto způsobem eliminovat systematickou chybu nazývanou „fringe bias“ a zlepšit tak statistiku vyhodnocení LDA signálu (viz kap. 2.7.4 Odchylka směru proudu od měřené složky rychlosti). Např. při měření v proudech s vysokou turbulencí lze získat statisticky věrohodnější výsledky.

Nevýhody frekvenčního posuvu jsou:

- Braggova cela a její elektronika směšování vnáší do signálu přídavný šum a tím snižuje výsledný odstup signálu od šumu.
- Účinnost Braggovy cely není stoprocentní a proto dochází ke snížení využitelného výkonu laserového záření.
- Sestava laserového dopplerovského anemometru s Braggovou celou je náročnější na seřízení.

2.3 Elektronické komponenty laserového dopplerovského anemometru

Vyhodnocovací elektronická část LDA je tvořena:

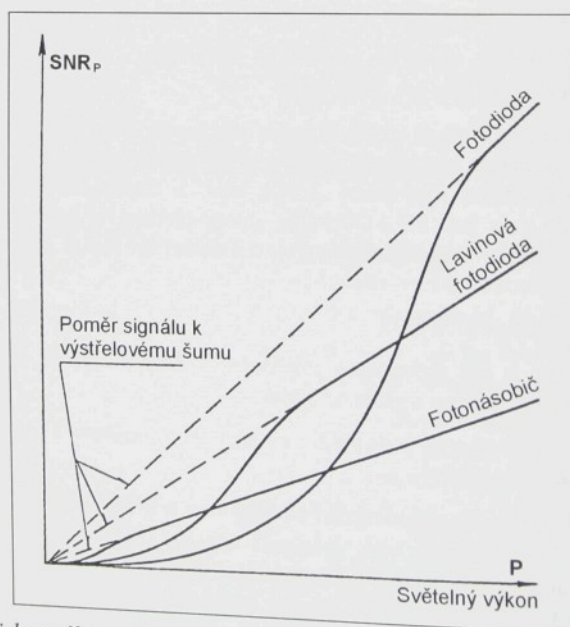
- vysokofrekvenčním fotodetektorem - fotonásobič, fotodioda, lavinova dioda,
- vyhodnocovacím procesorem LDA - sledovač, čítačový procesor, analyzátor spektra dopplerovského vzryvu,
- počítačem pro analýzu naměřených dat, který je vybaven rozhraním pro komunikaci s procesorem LDA a vyhodnocovacím programem.

2.3.1 Fotodetektory pro LDA

Pro správnou volbu a nastavení vyhodnocovacího řetězce je podstatná kvalita optického dopplerovského signálu.

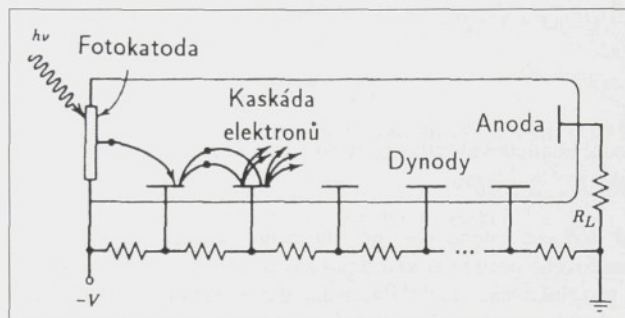
Optický dopplerovský signál je snímán vysokofrekvenčními detektory s nízkým šumem. Hlavními kritérii jejich výběru je kvantová účinnost, proudové zesílení, frekvenční charakteristika a vlastní šum.

Obecně platí, že polovodičové fotodetektory jsou vhodnější pro heterodynní detekci při vyšších světelných úrovních a menších šířkách pásma. Při nižších úrovních a velkých šířkách pásma je vhodnější použít fotonásobič. To dokládá obr. 2.3-1, na kterém jsou uvedeny závislosti výkonového poměru signálu k šumu na světelném výkonu pro fotodiodu, lavinovou diodu (APD) a fotonásobič.



Obr. 2.3-1 Závislost výkonového poměru signálu k šumu SNR_P na světelném výkonu P pro fotodiodu, lavinovou diodu (APD) a fotonásobič [17]

Základní problémem LDA měření je zajištění optimálního poměru signálu od šumu. Tento problém nabývá na významu především při detekci nízkých úrovní rozptýleného záření, se kterými je v LDA měřeních nutné vždy počítat. Z uvedených důvodů se v LDA nejčastěji používají fotonásobiče. Fotonásobič, jehož schéma je znázorněno na obr. 2.3-2, je fotodetektor s vnitřním ziskem pracující na principu vnějšího fotoelektrického jevu.



Obr. 2.3-2 Schéma fotonásobiče

Počet fotoemitovaných elektronů se na dráze od katody k anodě lavinovitě zvyšuje procesem sekundární emise probíhající na dynodách.

Proces fotodetekce je kvantový proces statistické povahy. Vlastní dopad fotonů na katodu fotonásobiče je náhodný proces a každý excitovaný fotoelektron vzniklý při absorpci fotonu vytváří ve vnějším obvodu fotonásobiče impuls elektrického proudu. Výsledkem dopadajícího fotonového toku je tok elektrických impulsů, které dohromady vytvářejí elektrický proud. Náhodné kolísání fotonového toku se tak přeměňuje s jistotou tzv. kvantovou účinností η (ne každý dopadající foton generuje fotoelektron) na fluktuace elektrického proudu. Jestliže dopadající fotony splňují Poissonovo rozdělení, jsou tyto fluktuace známy jako výstřelový šum.

Světelný tok o středním výkonu P dopadajícího na katodu fotonásobiče tak generuje střední katodový proud $\bar{i}_c$ a flukuační složku (varianci fotoproudu), tzv. výstřelový šum $\bar{i}_{NC}^2$:

$$\bar{i}_c = \frac{\eta e}{h\nu} P + i_D, \quad (2.3-1)$$

$$\bar{i}_{NC}^2 = \frac{2\eta e^2}{h\nu} P \Delta f + 2e i_D \Delta f, \quad (2.3-2)$$

kde je $h\nu$ energie fotonu o frekvenci ν ,
 e náboj elektronu,
 η kvantová účinnost detektoru,
 Δf šířka pásma detektoru,
 i_D katodový temný proud.

Veličina $P/h\nu$ ve vztahu (2.3-1) představuje počet fotonů dopadajících na katodu za jednotku času a odtud $\eta e P/h\nu$ reprezentuje počet vzniklých fotoelektronů za jednotku času, tj. katodový fotoproud. Výraz (2.3-2) vyplývá z obecné závislosti výstřelového šumu na fotoproudu $\bar{i}_{NC}^2 = 2e\bar{i}_C\Delta f$.

Pro anodový proud $\bar{i}_A$ a anodovou flukтуаční složku $\bar{i}_{NA}^2$ platí:

$$\bar{i}_A = G\bar{i}_C, \quad (2.3-3)$$

$$\bar{i}_{NA}^2 = KG^2\bar{i}_{NC}^2, \quad (2.3-4)$$

kde je G střední hodnota vnitřního zisku fotonásobiče,
 K faktor zvýšení šumu.

Zatímco střední hodnota anodového proudu daná vztahem (2.3-3) se dostane prostým vynásobením katodového proudu ziskem fotonásobiče G (průměrný náboj generovaný jedním fotonem je eG), pro flukтуаční složku toto jednoduché pravidlo neplatí. To je způsobeno tím, že sekundární emise elektronů na dynodách je opět náhodný proces a zisk G je tedy náhodnou veličinou. V důsledku toho musí nutně dojít k nárůstu šumu (flukтуаční složky) a jeho zvýšení vyjadřuje faktor K v rovnici (2.3-4).

Heterodynní proud je dán rovnicí:

$$i = i_1 + i_2 + 2\varepsilon\sqrt{i_1 i_2} \cos \omega_D t, \quad (2.3-5)$$

kde jsou i_1 a i_2 proudy fotonásobiče, které by vyvolaly jednotlivé samostatné světelné vlny,
 ε heterodynní účinnost ($0 \leq \varepsilon \leq 1$), která zohledňuje degradaci (pokles) střídavé složky nedokonalým nastavením systému heterodynní detekce.

Proudy i_1 a i_2 závisí na výkonech dopadajících paprsků P_1 a P_2 :

$$i_1 = \frac{\eta e}{h\nu} P_1, \quad i_2 = \frac{\eta e}{h\nu} P_2. \quad (2.3-6)$$

Výkonový poměr signálu k šumu fotonásobiče můžeme zapsat jako:

$$SNR_P = \frac{\bar{i}_S^2}{\bar{i}_N^2}, \quad (2.3-7)$$

kde je i_S proud střídavého heterodynního signálu,
 $\bar{i}_N^2$ flukтуаční šumová složka.

S využitím rovnic (2.3-3), (2.3-5) a (2.3-6) pro $\bar{i}_S^2$ dostaneme:

$$\bar{i}_S^2 = 2G^2\varepsilon^2 P_1 P_2 \frac{\eta^2 e^2}{(h\nu)^2}. \quad (2.3-8)$$

Pro vyjádření celkové šumové složky $\bar{i}_N^2$ je třeba kromě výstřelového šumu $\bar{i}_{NA}^2$ ještě zohlednit termální šumové napětí (Johnsonův šum) $\bar{e}_J^2 = 4k_B T R_L \Delta f$ efektivní odporové zátěže R_L (viz obr. 2.3-2), kde k_B je Boltzmannova konstanta a T je teplota.

Potom obdržíme z rovnic (2.3-2) a (2.3-4) následující vyjádření $\bar{i}_N^2$:

$$\bar{i}_N^2 = KG^2 \left[\frac{2\eta e^2}{h\nu} P \Delta f + 2e i_D \Delta f \right] + \frac{\bar{e}_J^2}{R_L^2} = KG^2 \left[\frac{2\eta e^2}{h\nu} (P_1 + P_2 + P_B) \Delta f + 2e i_D \Delta f \right] + \frac{4k_B T \Delta f}{R_L} \quad (2.3-9)$$

kde $P = P_1 + P_2 + P_B$ a

P_B je střední hodnota výkonu světelného pozadí, tj. výkon optického šumu.

Dosazením rovnic (2.3-8) a (2.3-9) do (2.3-7) dostaneme obecné vyjádření výkonového poměru signálu k šumu SNR_P fotonásobiče při heterodynní detekci:

$$SNR_P = \frac{\frac{2\eta e^2}{h\nu} P_1 P_2}{2K \Delta f (P_1 + P_2 + P_B + \frac{h\nu}{\eta e} i_D) + \frac{4h\nu k_B T \Delta f}{G^2 e^2 \eta R_L}} \quad (2.3-10)$$

Z uvedeného vztahu pro SNR_P je zřejmé, že vysoký zisk fotonásobiče G snižuje význam Johnsonova šumu v elektronických obvodech následujících za anodou. Toto je důležitá výhoda fotonásobiče při detekci nízkých světelných úrovní, nicméně vykoupená za cenu obvykle zanedbatelného sekundárního elektronového šumu daného faktorem K .

V diferenčním modu LDA můžeme ztotožnit P_1 a P_2 se světelnými vlnami rozptýlenými od dvou osvětlujících paprsků tvořících optickou sondu. Obvykle platí $P_1 = P_2 = P_s$ a poměr signálu k šumu pak je:

$$SNR_P = \frac{\frac{2\eta e^2}{h\nu} P_s}{2K \Delta f (2 + P_B / P_s + \frac{h\nu}{\eta e} (i_D / P_s)) + \frac{4h\nu k_B T \Delta f}{G^2 e^2 \eta R_L}} \quad (2.3-11)$$

Pro velký vnitřní zisk fotonásobiče G můžeme obvykle zanedbat poslední člen ve jmenovateli a při dostatečně malém výkonu světelného pozadí P_B a malém temném proudu i_D můžeme rovnici (2.3-11) zjednodušit na:

$$SNR_P \approx \frac{\eta e^2}{2h\nu K \Delta f} P_s \quad (2.3-12)$$

Výkonový poměr signálu k šumu je pak přímo úměrný střední hodnotě výkonu rozptýleného záření a kvantové účinnosti η . Protože intenzita rozptýleného záření roste s výkonem laserového záření, bude se poměr signálu k šumu lineárně zvyšovat s výkonem osvětlujících laserových paprsků.

2.3.2 Procesory LDA a zpracování dopplerovského signálu

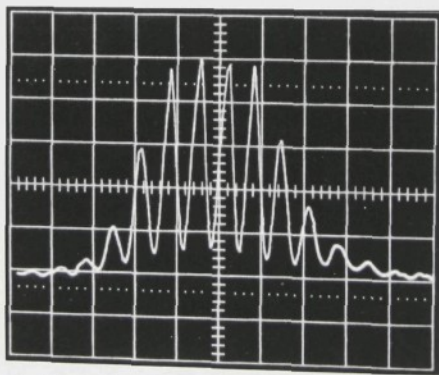
Výsledkem odezvy fotonásobiče na optický dopplerovský signál je proudový vzrýv, ve kterém je obsažena informace o měřené rychlosti. Kromě toho obsahuje reálný signál na výstupu fotonásobiče i šum. Celkový šum je tvořen třemi základními složkami:

- Vnitřním šumem fotonásobiče, který souvisí s procesem fotodetekce, tj. interakce světelného signálu s fotokatodou.
- Elektronickým šumem, který sestává ze sekundárního elektronového šumu v řetězu dynod fotonásobiče a z tepelného šumu (Johnsonova šumu) obvodů následujících za anodou fotonásobiče.
- Optickým šumem, který vznikl v měřicím prostoru a nesouvisí přímo s měřeným dějem. Jedná se např. o odrazy od stěn, průzorů, záření pozadí atd.

Vlastní šum respektive poměr signálu k šumu nepřímo závisí na řadě dalších faktorů, např. na výkonu laseru, výběru stopovacích částic, sycení proudu částicemi, optické konfiguraci LDA, pásmové filtraci dopplerovského signálu, různých úpravách měřeného objektu apod.

Poměr signálu k šumu má rozhodující význam pro optimální volbu procesoru LDA a způsobu zpracování dopplerovského signálu.

Na obr. 2.3-3 je zobrazen typický průběh dopplerovského signálu od jedné částice zaznamenaný na výstupu z fotonásobiče. Tvar signálu je dán rozložením intenzity světla v interferenčním poli optické sondy a byl analyzován v kapitole 2.1.5 Dopplerovský signál.

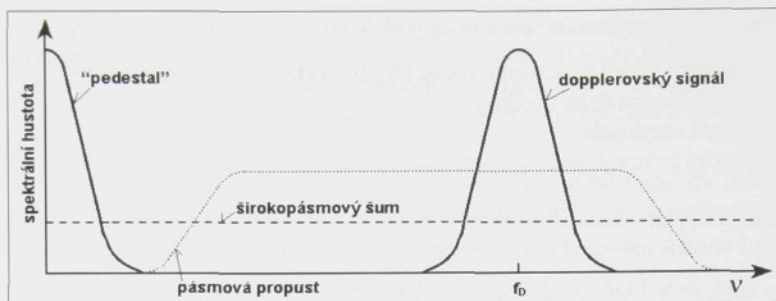


Obr. 2.3-3 Dopplerovský vzrýv na výstupu z fotonásobiče

Spektrum dopplerovského signálu je znázorněno na obr. 2.3-4.

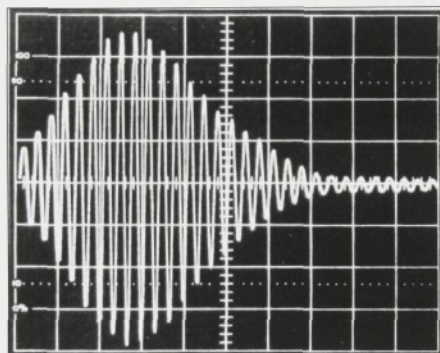
Užitečná složka dopplerovského signálu je soustředěna v okolí dopplerovské frekvence f_D a nízkofrekvenční základna tzv. pedestal má spektrální vrchol v nule. Šum má typicky širokopásmový průběh a blíží se bílému šumu.

Při zpracování dopplerovského signálu může přítomnost nízkofrekvenční základny (pedestalu) i vysokofrekvenčního šumu obecně vést k systematickým chybám. Proto se před vlastním zpracováním podrobuje dopplerovský signál nízkofrekvenční i vysokofrekvenční filtraci, aby se odstranily tyto dvě pro měření neužitečné části signálu.



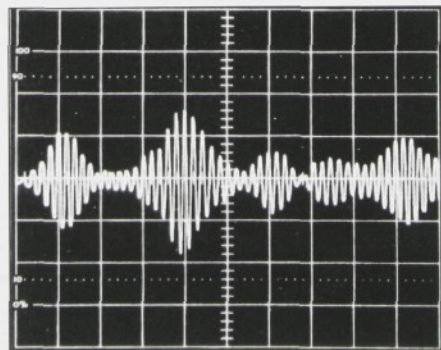
Obr. 2.3-4 Spektrum dopplerovského signálu

Výsledný signál po filtraci je znázorněn na obr. 2.3-5.



Obr. 2.3-5 Dopplerovský signál jedné částice po filtraci

Obr. 2.3-6 ukazuje typický filtrovaný dopplerovský signál generovaný několika částicemi.



Obr. 2.3-6 Dopplerovský signál několika částic po filtraci

Základní vlastnosti dopplerovského signálu jsou:

- nespojitost - signál se objevuje pouze při průletu částice optickou sondou,
- krátká a náhodná doba výskytu,
- proměnná amplituda,
- vysoké frekvence a jejich velký rozsah – jednotky, desítky až stovky MHz.

Z výřtu specifických vlastností dopplerovského signálu vyplývá, že pro jeho vyhodnocování nejsou příliš vhodné univerzální přístroje využívané k měření frekvencí v elektrotechnice.

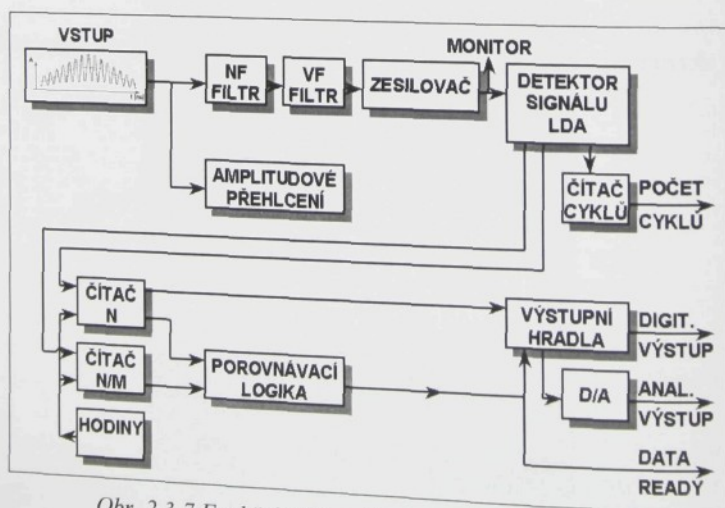
Pro tento účel se v LDA používají speciální zařízení tzv. procesory LDA. Podle způsobu zpracování dopplerovského signálu rozlišujeme tři typy procesorů LDA:

- sledovač (tracker),
- čítačový procesor (counter),
- analyzátor spektra dopplerovského vzryvu (Burst Spectrum Analyzer - BSA).

Sledovač (tracker) je nejstarším typem procesoru LDA, který se v současnosti již nepoužívá. Jedná se o analogový procesor, který je využitelný především pro měření nízkých frekvencí (cca do 20 MHz). Vyžaduje vysoké sycení proudu částicemi, aby signál LDA byl téměř spojitý. Není vhodný pro měření v proudtech s velkými změnami rychlosti nebo v případech, kdy je signál často přerušován. Podrobnější informace lze nalézt např. v [18].

Čítačový procesor (counter) je digitální přístroj založený na principu měření času potřebného na proběhnutí zadaného počtu cyklů dopplerovské frekvence. Přístroj vyhodnocuje platná data pouze v případě, že byla překročena určitá, předem nastavená úroveň signálu a je tedy uzpůsoben pro zpracování nespojitého signálu. Kvalitní čítačové procesory dokáží měřit dopplerovské frekvence až do 200 MHz. Funkce čítačového procesoru je podrobně probírána např. v [19], [20], [21].

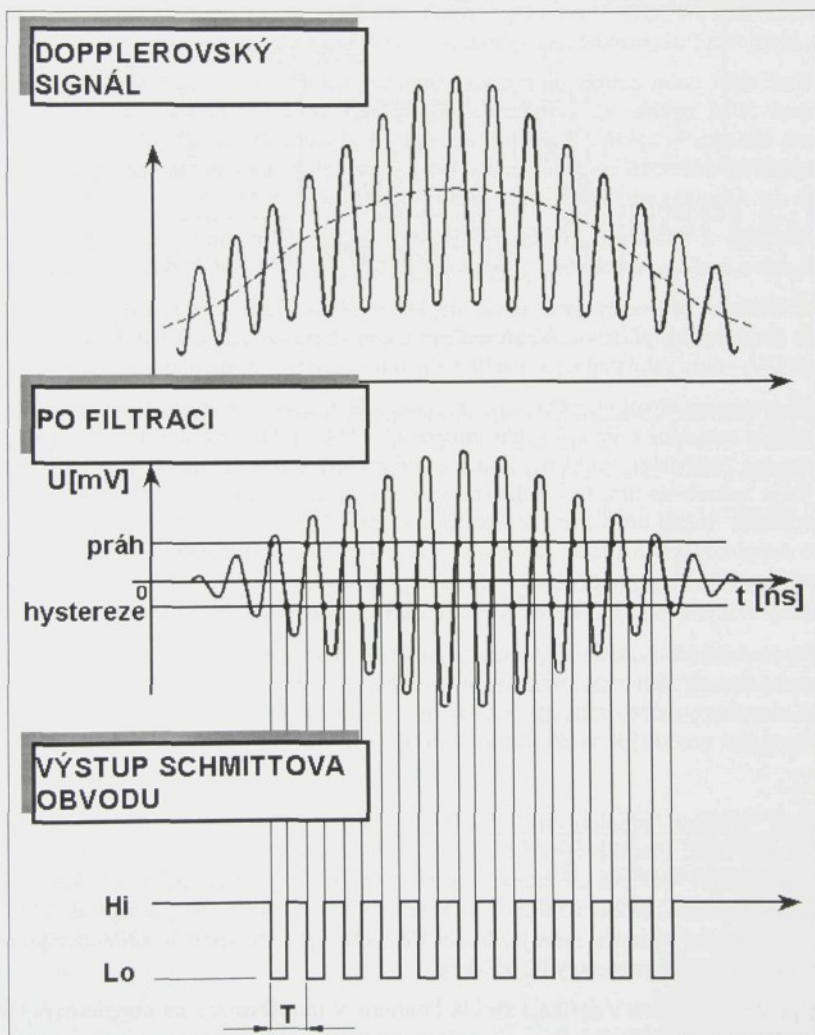
Na obr. 2.3-7 je znázorněno zjednodušené schéma čítačového procesoru.



Obr. 2.3-7 Funkční schéma čítačového procesoru LDA

Vstupní dopplerovský signál je přiváděn přes nastavitelné vysokofrekvenční a nízkofrekvenční filtry na zesilovač s nastavitelným ziskem. Čítačový procesor nemá žádné "záchytné pásmo" a proto může být zachycen jakýkoliv signál, který leží v jeho frekvenčním rozsahu. Z těchto důvodů se nízkofrekvenčním filtrem odstraňuje pedestal a vysokofrekvenční filtr omezuje nežádoucí šum.

Filtrovaný a vhodně zesílený signál se přivádí na speciální spouštěcí obvody (tzv. detektor signálu LDA), kde se sinusový signál o proměnné amplitudě převede na signál obdélníkový. Zjednodušená funkce těchto obvodů je znázorněna na obr. 2.3-8.



Obr. 2.3-8 Funkce detektoru signálu LDA v čítačovém procesoru

Základem je Schmittův obvod, na jehož vstup je přiveden filtrovaný dopplerovský signál. Když vstupní signál překročí prahovou úroveň, objeví se na výstupu nízká úroveň (Lo). Klesne-li signál pod úroveň hystereze, na výstupu se nastaví vysoká úroveň (Hi). Tímto způsobem vznikne obdélníkový signál, jehož perioda je rovná periodě dopplerovského signálu.

Obdélníkovým signálem je hradlován čítač čítající frekvenci hodin. Doba trvání nastaveného počtu N dopplerovských cyklů (N se nastavuje v násobcích $2: 2^1$ až 2^8) je úměrná počtu načítaných hodinových pulsů mezi N hradlovacími pulsy.

Z obr. 2.3-7 vyplývá, že čítačový procesor obsahuje takové čítače dva. Tyto dva čítače slouží k potlačení těch rušivých vlivů (např. šumu, interference signálů od více částic v optické sondě), které narušují periodičnost vyhodnocovaného signálu.

Jeden čítač měří dobu potřebnou pro proběhnutí N cyklů a druhý měří dobu potřebnou pro proběhnutí N/M cyklů. V porovnávací logice na obr. 2.3-7 dochází k porovnání doby naměřené čítačem N cyklů s M -násobkem doby naměřené čítačem N/M cyklů. Pokud tyto doby nejsou shodné se zadanou přesností, která je volitelná, měření není zahrnuto do souboru platných dat. Obvykle se nastavuje hodnota $N = 8$, přičemž $N/M = 5$.

Data vystupují z čítačového procesoru jak v digitální formě pro přímé vyhodnocení na počítači, tak v analogové podobě.

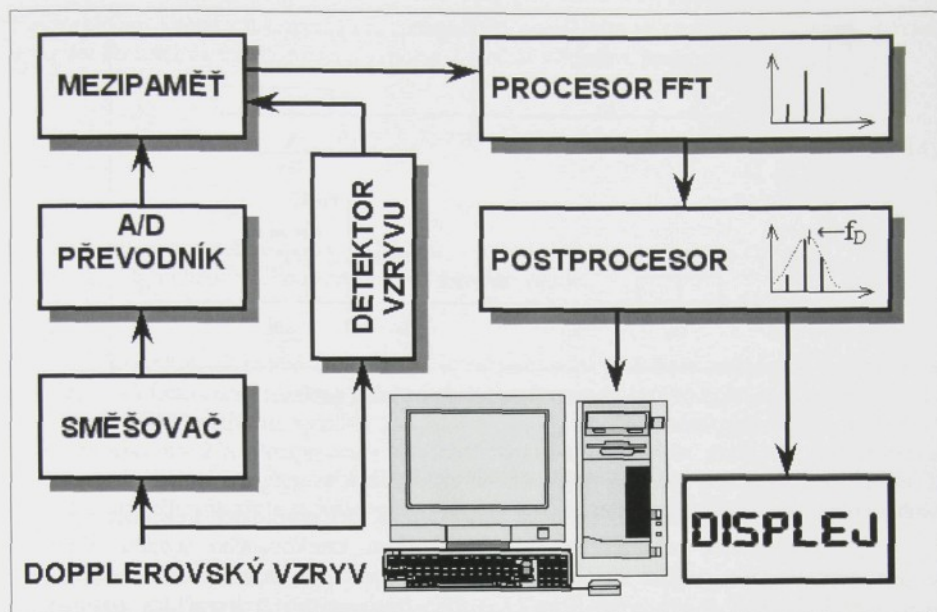
Některé čítačové procesory jsou navíc doplněny obvody pro vyhodnocení poměru počtu platných (úspěšných) měření ke všem měřením, která byla započata. Tento poměr se obvykle označuje DV – data validated a jeho velikost je mírou úspěšnosti měření.

Čítačové procesory dovolují měřit různé nespojitě děje, u kterých dochází k velkým změnám rychlosti. Ve srovnání s jinými druhy procesorů LDA mohou měřit nejvyšší dopplerovské frekvence (až 200 MHz). Problémy nastávají při měření signálů s malým poměrem signálu k šumu. To je způsobeno tím, že vysoká úroveň šumu superponovaná na dopplerovském signálu může spouštět Schmittův obvod v detektoru signálu LDA, viz obr. 2.3-8, a tak může být namísto dopplerovské frekvence změřena i frekvence šumu. Experimentální praxe ukazuje, že při poměru signálu k šumu $SNR < 15$ dB jsou výsledky měření získané čítačovými procesory již zatíženy velkými chybami a pro $SNR < 10$ dB jsou tyto procesory LDA nepoužitelné.

V současné době jsou čítačové procesory postupně nahrazovány modernějšími a na kvalitu dopplerovského signálu méně náročnými procesory, které pracují na principu Fourierovy analýzy dopplerovského signálu. Příkladem takového procesoru je analyzátor spektra dopplerovského vzryvu (Burst Spectrum Analyzer – BSA).

Analýzátor spektra dopplerovského vzryvu (BSA) je přístroj pro rychlou analýzu krátkodobých dějů. Přístroj vyrábí špičkový výrobce anemometrů dánská firma DANTEC [22]. Z funkčního hlediska se jedná o nejmodernější druh procesoru LDA. BSA nemá z aplikačního hlediska žádné zásadní omezení kromě frekvenčního pásma od 122 Hz do 120 MHz. Základní výhodou BSA je, že dokáže měřit i při extrémně nízkém odstupu signálu od šumu, kdy čítačové procesory již selhávají.

Princip přístroje spočívá v aplikaci rychlé Fourierovy transformace na dopplerovský signál. Schéma přístroje je na obr. 2.3-9.



Obr. 2.3-9 Schéma analyzátoru spektra dopplerovského vzryvu

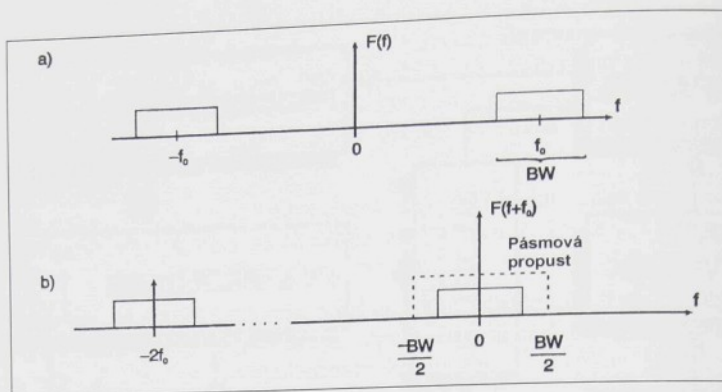
Vstupní signál je po průchodu vstupní pásmovou propustí přiveden do jednotky směšovače, kde je signál elektronicky směšován s přednastavenou střední frekvencí referenčního oscilátoru a tím posunut do pásma soustředěného kolem nuly, jak je znázorněno na obr 2.3-10.

Princip vychází z věty o frekvenčním posunutí spektra (Fourierova teorie), kterou lze vyjádřit následujícím schématem:

$$f(t) \leftrightarrow F(f) \Rightarrow f(t) \exp(\pm i 2\pi f_0 t) \leftrightarrow F(f \mp f_0). \quad (2.3-13)$$

Vynásobení dopplerovského signálu výše uvedenou exponenciální funkcí se prakticky realizuje směšováním reálného signálu se dvěma harmonickými o 90° fázově posunutými signály z referenčního oscilátoru. To odpovídá směšování signálu $f(t)$ s $\cos(2\pi f_0 t)$ a $\sin(2\pi f_0 t)$, přičemž FFT procesor interpretuje výsledné dva signály jako reálnou a imaginární část komplexního signálu.

Na obr. 2.3-10a je uvedeno frekvenční spektrum před frekvenčním posunutím, které je soustředěné v okolí f_0 a $-f_0$. Obr. 2.3-10b znázorňuje posunuté frekvenční spektrum soustředěné kolem nuly a $-2f_0$. Spektrum v okolí $-2f_0$ je odfiltrováno pásmovou propustí o šířce BW. Současně tato pásmová propust zamezuje vzniku „aliasingu“ při následném vzorkování signálu v digitalizátoru (A/D převod).



Obr. 2.3-10 Posuv frekvenčního spektra

Popsané frekvenční posunutí přináší dvě zásadní výhody:

- Podle Kotělnikovova – Šanonova teoremu musí být vzorkovací frekvence vyšší než je dvojnásobek nejvyšší frekvence ve spektru vzorkovaného signálu. V případě neposunutého spektra na obr. 2.3-10a bude vzorkovací frekvence f_s muset vyhovět podmínce $f_s > 2(f_0 + BW/2) = 2f_0 + BW$, zatímco po frekvenčním posunutí na obr. 2.3-10b bude požadovaná vzorkovací frekvence f_s nižší, neboť musí platit $f_s > 2(BW/2) = BW$. Frekvenční posunutí výrazně snižuje vzorkovací frekvenci. V BSA používá vzorkovací frekvence $f_s = 1,5 BW$.
- Pro rozlišení diskrétního spektra, tj. pro frekvenčních odstup dvou sousedních spektrálních vzorků Δf platí $\Delta f = f_s / N$. Rozlišení spektra může být zvýšeno zvětšováním počtu vzorků N , nebo snížením vzorkovací frekvence f_s . Frekvenční posunutí umožní snížení vzorkovací frekvence a proto v konečném důsledku zvyšuje rozlišení diskrétního spektra.

Například pro frekvenční rozsah do 80 MHz je vyhovující vzorkovací frekvence 200 MHz. Pro tisíc vzorků bude frekvenční rozlišení 200 kHz, což může být nedostatečné pro zpracování nízkých frekvencí. Použitím frekvenčního posuvu klesne vzorkovací frekvence pro pásmo $BW = 32$ MHz na hodnotu 48 MHz a frekvenční rozlišení se změní na 48 kHz.

Po frekvenčním posunutí a filtraci je signál digitalizován rychlým A/D převodníkem a výsledek digitalizace se ukládá do mezipaměti, viz obr. 2.3-9. Zároveň je signál zpracováván ve druhé vyhodnocovací větvi, v tzv. detektoru vzryvu, jehož úkolem je rozhodnout, zda signál má charakter dopplerovského vzryvu. Detektor vzryvu také měří čas výskytu a dobu trvání dopplerovského vzryvu, tj. čas vstupu částice do optické sondy a dobu jejího průletu optickou sondou. Detektor vzryvu volitelně pracuje buď s obálkou signálu nebo „pedestalem“ a aktivuje se pokud úroveň signálu překročí předvolenou úroveň. Takové úrovně existují tři. Při každém překročení aktivační úrovně se spustí vzorkování a při překročení další vyšší úrovně se výsledek vzorkování odpovídající nižší úrovni vymaže z mezipaměti. Tato procedura zajišťuje, že pro určení dopplerovské frekvence bude použita ta část dopplerovského vzryvu, která má největší amplitudu.

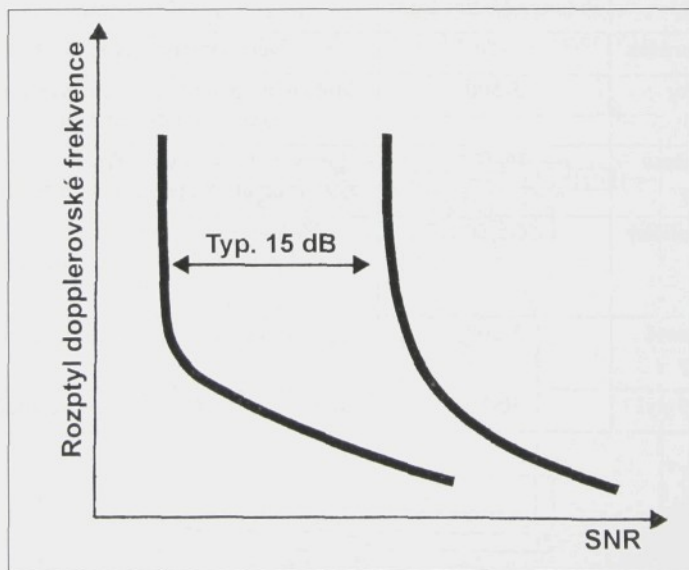
Navzorkovaný signál z mezipaměti je zpracováván speciálním procesorem FFT, který provádí diskrétní Fourierovu transformaci a vypočte diskrétní výkonové spektrum:

$$S_k = \left| \sum_{n=0}^{N-1} x_n \exp(-i2\pi kn / N) \right|^2, \quad (2.3-14)$$

kde je S_k k-tá spektrální výkonová hustota,
 x_n digitalizovaná hodnota n-tého časového vzorku,
 N počet vzorků.

Výsledné diskrétní výkonové spektrum je v postprocesoru proloženo obrácenou parabolou a dopplerovská frekvence je určena polohou vrcholu této paraboly. Pro zpřesnění interpolace se před vlastní FFT analýzou využívá speciální techniky, tzv. doplnění nulami, která zvyšuje počet vzorků na $2N$. Postprocesor současně kontroluje platnost změřené dopplerovské frekvence. Výsledná dopplerovská frekvence je uznána za platnou, pokud poměr prvního a druhého lokálního maxima je větší než faktor 4, což je experimentálně stanovená hodnota [22].

V současné době nachází tento typ procesoru LDA stále větší uplatnění především v náročnějších aplikacích, kde vlivem velkého šumu jiné metody vyhodnocení dopplerovského signálu selhávají. To demonstruje obr. 2.3-11 vyjadřující rozptyl (odchylky) měřené dopplerovské frekvence v závislosti na poměru signálu k šumu pro BSA a čítačový procesor.



Obr. 2.3-11 Přesnost měření čítačového a BSA procesoru v závislosti na poměru signálu k šumu

2.4 Generátory stopovacích částic a sycení proudu

Volba způsobu sycení proudu závisí na mnoha parametrech. Ty byly diskutovány v kapitole 2.1.6 Stopovací částice. Sytící materiál by měl být zvolen s ohledem na měřený proud a osvětlující systém. Obvykle by měly být použity částice tak velké, jak je možné, aby rozptýlily co nejvíce světla. Rozměr částic je však omezen, protože příliš velké částice nesledují správně proud. Obecně se maximální přípustná velikost částic snižuje s rostoucí rychlostí proudění, s turbulencí a rychlostními gradienty.

Je třeba zvážit i jak bude proud sycený. Proudění kapalin se často realizuje v uzavřených okruzích a v těchto případech mohou být do proudu snadno přidány komerční sytící částice, jako jsou např. latexové kuličky. Vzdušné proudy naproti tomu nejsou obvykle provozovány v uzavřených okruzích a vyžadují sycení částicemi tak, aby byly generovány v oblasti přítoku a odstraněny ve výtoku proudu.

2.4.1 Sycení kapalin

Ačkoliv sycení vodních proudů není vždy bezpodmínečně nutné, jelikož běžně používaná voda často obsahuje dostatek přirozených rozptylových center, obecně měření proudění v kapalinách vyžaduje sycení proudu částicemi. Ve srovnání s plyny nepřináší sycení kapalin obvykle žádné zásadní problémy. Sycení se provádí monodisperzními suspenzemi zředěnými přibližně na 1 : 50 000.

Typické sytící materiály používané ve vodních proudech jsou:

Materiál	Průměr částice [μm]	Poznámky
Hliníkový prášek	<10	Zachovává polarizaci při rozptylu
Bublínky	5-500	Mohou být použity pouze v případech, kdy lze akceptovat dvoufázové proudy.
Skleněné duté kuličky	10-150	Levné dokonce i ve velkých množstvích, ale s velkým rozptylem v rozměrech částic.
Latexové kuličky	0,5-90	Mohou být dodávány s relativně úzkým rozdělením velikostí částic, ale jsou poměrně drahé
Polystyrenové kuličky	5-200	Dobře se vznášejí ($\rho_p = 1,05$), dobré optické vlastnosti
Borovicový pyl	30-50	Mají vejcovitý tvar a trochu ve vodě bobtnají.

2.4.2 Syčení plynů

LDA měření v plynech nutně vyžaduje syčení vhodnými stopovacími částicemi o vyhovující koncentraci. Pro většinu aplikací vyhoví částice o průměru cca 1 až 2 μm . Obecně platí, že generování rovnoměrné hustoty a jednotného rozměru částic se stává obtížnější se zvyšující se rychlostí proudu.

Existují čtyři základní metody generování stopovacích částic:

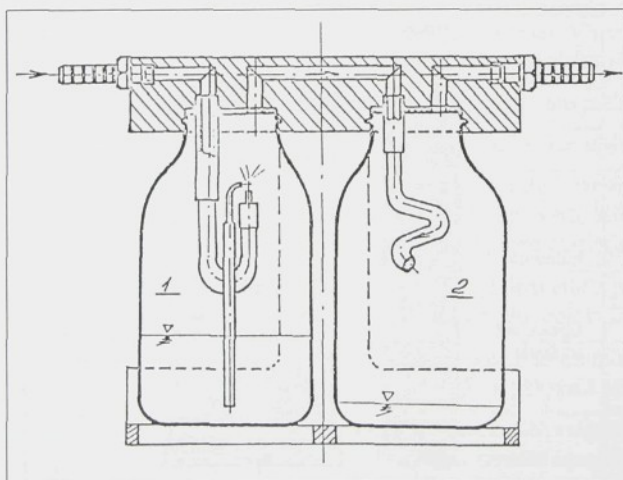
- atomizace (rozprašování),
- fluidizace,
- kondenzace,
- spalování nebo jiné chemické reakce.

V LDA jsou velmi často používané kapalné částice ve formě aerosolu. Aerosoly mají řadu výhod, např. nejsou erozivní, kontaminační a při použití vhodných tekutin nejsou toxické a korozní. Kromě toho se dají poměrně snadno generovat pomocí atomizérů neboli rozprašovačů. Princip atomizéru spočívá ve zformování tekutiny do velmi tenké vrstvy, která se po roztržení nějakou vnější silou rozpadne vlivem povrchového napětí na velké množství malých kapiček.

Atomizéry dělíme na:

- rozprašovače (air-blast atomiser, twin-fluid atomiser)
- tlakové atomizéry,
- rotační atomizéry.

Příklad vzduchového atomizéru je zobrazen na obr. 2.4-1. Jedná se o atomizér používaný pro generování aerosolových částic glycerínu v laboratoři LDA TU v Liberci [23].



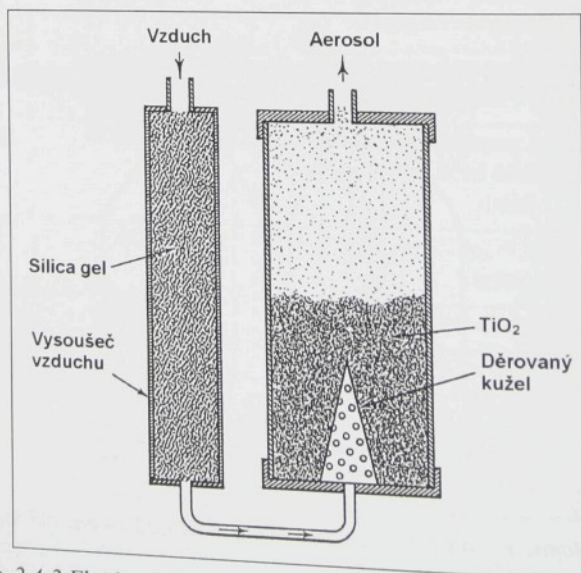
Obr. 2.4-1 Atomizér pro generování aerosolových částic k syčení vzdušných proudů

Roztok glycerínu (40 % roztok glycerínu ve vodě) je umístěn v nádobě 1. Stlačený vzduch proudí do trysky, nad kterou je umístěno ústí kapiláry atomizéru. Kapilárou je nasáván roztok glycerínu ze spodní části lahve a je rozstříkovan na částice s poměrně širokým spektrem velikostí. Částice jsou vzduchem unášeny vrtaným kanálem do nádoby 2, tzv. separátoru velikostí. Separační element je tvořen spirálovitě stočenou trubkou. Při průchodu částic se velké částice odstředí, a přilnou ke stěně trubky, po které stékají na dno nádoby. Malé částice vylétají ze separační trubky a jsou unášeny na výstup z generátoru. Odtud je pak vzduch obohacený částicemi glycerínu veden do oblasti měření. Množství částic aerosolu lze do značné míry ovládat změnou tlaku přiváděného vzduchu.

Atomizéry tohoto typu umožňují generovat malé částice jejichž horní omezení průměru je $1,5\text{ }\mu\text{m}$. Pro většinu LDA experimentů vzduchové atomizéry generují vyhovující množství aerosolu. Větší množství aerosolu mohou poskytnout tlakové nebo rotační atomizéry, ale tyto atomizéry produkují obvykle příliš velké částice pro LDA měření.

Jiná technika používaná pro generování malých kapiček je kondenzace. Základní princip spočívá v odpaření kapaliny do proudu vzduch a její následné kondenzace na kondenzačních centrech. Odpařovač udržovaný na stálé teplotě zajišťuje odpařování organické kapaliny do stálého proudu filtrovaného vzduchu. Před vstupem do kondenzoru jsou páry smíchány s kondenzačními centry, tvořenými např. chloridem sodným. V kondenzoru se plyn pomalu a plynule ochlazuje a na kondenzačních centrech tak kondenzují malé kapičky. Aerosol se pak ředí, aby se zabránilo shlukování kapiček. Dobře navržené kondenzační generátory mohou produkovat téměř monodisperzní aerosoly o velikosti kapiček od $0,01$ do $5\text{ }\mu\text{m}$.

Zatímco tekuté částice jsou vhodné k syčení chladných proudů, měření při vyšších teplotách vyžadují použití pevných nehořlavých částic. Nejužívanější technika syčení proudu pevnými částicemi spočívá v promíchání jemného prášku sytícího materiálu proudícím plynem, jak ukazuje obr. 2.4-2.



Obr. 2.4-2 Fluidizační generátor pro syčení plynů pevnými částicemi

Suchý vzduch nebo plyn prochází přes perforovaný kužel, který je obklopen vrstvou jemného prášku. Důsledkem turbulentního proudění jsou malé částice strhávány do proudícího plynu a následně zavedeny do měřeného proudu. Tento způsob generování pevných částic bývá někdy podporován i mechanickými vibracemi. Ve skutečnosti není možné zcela vyloučit určitý stupeň shlukování částic, avšak při použití suchých submikronových prachových částic lze generovat sytící částice o průměru řádu 2 μm . Ovládání hustoty syčení je v generátorech tohoto typu obtížné. Uvedeným způsobem se připravují sytící částice z materiálů, jakými jsou např. TiO_2 , Al_2O_3 nebo MgO .

Pevné částice je možné také připravovat spalováním nebo jinými chemickými reakcemi. Spalováním tabáku nebo podobných materiálů lze zajistit užitečné syčení, ale v důsledku velmi malých rozměrů částic nemusí být pro některé aplikace dopplerovský signál vyhovující.

Souhrn vlastností metod syčení proudy je uveden v následující tabulce:

	Typ částice	Regulování rozměrů částic	Regulování koncentrace	Aplikace
Atomizace	tekuté	dobré	velmi dobré	chladné proudy
Fluidizace	pevné	horší	dobré	horké proudy
Kondenzace	tekuté	velmi dobré	velmi dobré	chladné proudy
Spalování a chemické reakce	pevné nebo tekuté	špatné	špatné	horké i chladné proudy

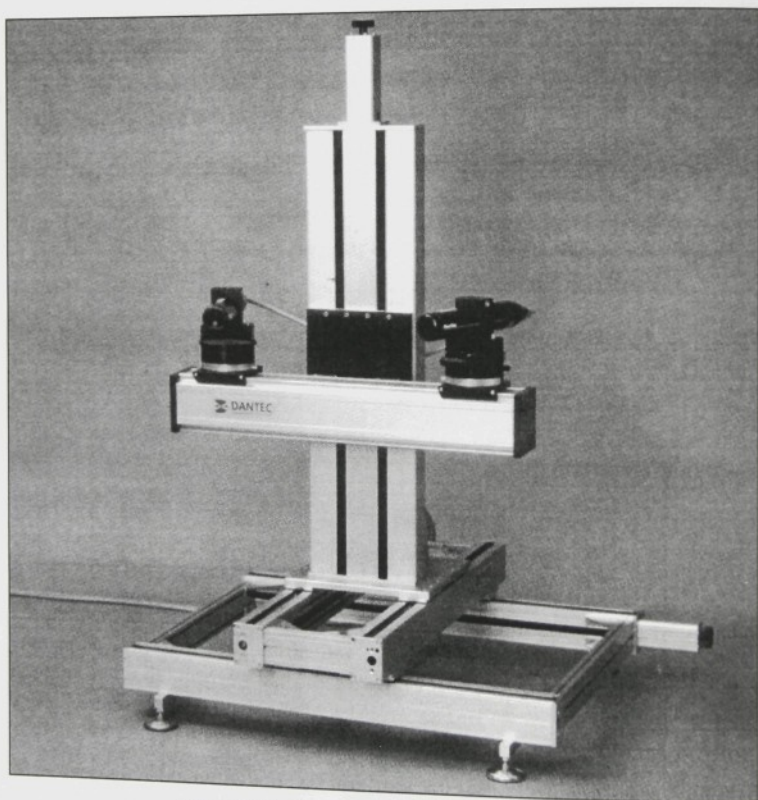
Typické sytící materiály pro použití ve vzdušných proudech jsou:

Materiál	Průměr částice [μm]	Poznámky
Al_2O_3	<8	Generované fluidizací. Vhodné pro syčení plamenů díky vysokému bodu tání.
Glycerin	0,1-5	Generované použitím atomisérů. Netoxické.
Silikonový olej	1-3	Velmi vyhovující.
SiO_2	1-5	Kulové částice s velmi úzkým rozdělením velikostí. Rozptylují světlo lépe než TiO_2 , ale ne tak dobře jako částice glycerinu.
TiO_2	Od submikronů až po desítky mikronů	Dobře rozptylují světlo a jsou stabilní v plameni do teploty 2500°C.
Voda	1-2	Generované použitím atomizérů. Musí se přidávat odpařovací inhibitor.
MgO		Generují se spalováním magnéziového prášku. Poskytuje nestálé množství syčení.

2.5 Traverzovací zařízení pro LDA

Laserový dopplerovský anemometr měří rychlost proudící tekutiny, která prochází malou oblastí vymezenou optickou sondou. Jedná se tedy o bodové měření. Pokud chceme měřit proudové profily nebo dokonce získat prostorovou informaci o zkoumaném proudovém poli, je třeba provádět měření v mnoha bodech prostoru. Za tím účelem je vždy nutné řešit problém přesného a opakovatelného přemísťování optické sondy ve zkoumané oblasti prostoru.

Traverzovací zařízení jsou nutnou integrální součástí LDA systémů a software pro jejich ovládání je velmi často přímo zahrnut do vyhodnocovacích programů. Příklad třísložkového traverzovacího stolu je na obr. 2.5-1.



Obr. 2.5-1 Traverzovací systém Dantec

Traverzer je navržen pro manipulaci s vláknovými optickými sondami LDA. Rozsah posuvů v osách X , Y a Z je 590x590x690 mm s rozlišením 0,1 mm. Pohyb traverzeru je ovládán počítačem, rychlost posuvu v horizontálních směrech je 40 mm/s a ve vertikálním 25mm/s. Jiný způsob řešení nabízí traverzovací stůl na obr. 2.5-2.



Obr. 2.5-2 Traverzovací zařízení pro LDA používané v laboratoři LDA TŮ v Liberci

Na rozdíl od předchozího případu tento traverzer nemanipuluje s optickou sondou, ale s proměřovaným objektem. Zařízení, které je založeno na bázi konzolové frézky s číslicovým řízením, je určeno pro tříšložkový posuv i rozměrných a těžkých objektů [25]. Robustnost frézky, její tuhost a konstrukce posuvových mechanismů zaručuje vysokou přesnost a reprodukovatelnost nastavení jednotlivých souřadnic.

Způsob a provedení přesného traverzování bylo řešeno s přihlédnutím ke značné rozměrové a váhové rozdílnosti případných měřených objektů (např. tryska, sušicí komora atd.). Velké rozdíly v rozměrech zkoumaných objektů si vyžádaly jak velký rozsah posuvů, tak vysokou přesnost a reprodukovatelnost nastavení polohy.

Traverzer umožňuje jednotlivými posuvy obsáhnout prostorovou oblast o rozměrech 1250 x 350 x 450 mm (souřadnice: $X \times Z \times Y$) s přesností $\pm 0,02$ mm.

Odečítat polohu, tzn. jednotlivé souřadnice, je možno jak na měřítkách s nonii, která jsou součástí traverzeru, tak dálkově prostřednictvím inkrementálních snímačů

Dálkové odměřování poloh spolu s ovládáním posuvových mechanismů bylo realizováno pomocí mikroprocesorového řídicího systému a počítače PC.

2.6 Analýza dat LDA

Zatímco zpracování dat LDA procesory se soustřeďuje na individuální částice procházející měřicí optickou sondou, analýza dat pracuje se změřenými rychlostmi mnoha - obvykle tisíců částic.

Procesory LDA vyhodnocují rychlostní data zprostředkovaná jednotlivými stopovacími částicemi. Výstupní data procesorů jsou změřené periody dopplerovských signálů generovaných částicemi. Tyto informace jsou vyslány do počítače společně s doprovodnými údaji, jako je čas příchodu a doba průletu částice optickou sondou. Jestliže procesor podporuje dopplerovskými vzrvy spouštěné vzorkování externích signálů, komplex dat vyslaných do počítače může zahrnovat i data od externích senzorů, jako jsou tlakové a teplotní snímače.

Výsledkem měření v jednom bodě definovaném polohou optické sondy je tedy soubor naměřených dat, tj. soubor period dopplerovských signálů uložený v počítači. V první fázi se z těchto dat vypočítají pomocí vztahu (2.1-10) rychlosti a výsledný soubor rychlostních dat se podrobí statistické analýze.

Analýza dat v LDA standardně poskytuje střední rychlost, rozptyl, směrodatnou odchylku a intenzitu turbulence, případně momenty vyšších řádů. Jestliže je současně změřeno několik rychlostních souřadnic, analýza může také poskytovat vzájemné momenty, jako je např. korelační moment. Konečně může analýza zahrnovat i výpočet spekter a korelací, které mohou být při splnění jistých předpokladů vypočteny využitím FFT algoritmů.

V LDA je třeba při statistické analýze počítat se dvěma hlavními problémy:

- rychlostní chybou (velocity bias),
- nepravidelnými příchody částic do měřicí sondy (nepravidelné vzorkování).

Zatímco rychlostní chyba představuje dominantní problém pro jednoduché momentové statistiky, jako jsou střední hodnota a směrodatná odchylka, nepravidelné vzorkování je hlavním problémem při stanovení statistických kvantit, které jsou závislé na časování událostí, jako jsou spektrální a korelační funkce.

2.6.1 Momentová analýza

Momenty jsou nejjednodušší formy statistiky, které mohou být vypočteny z datových souborů. Výpočty pracují s jednotlivými vzorky bez ohledu na čas jejich výskytu. V LDA jsou nejčastěji využívány následující momenty.

Vážený aritmetický průměr (střední hodnota):

$$\bar{u} = \sum_{i=1}^N \eta_i u_i \quad (2.6-1)$$

Rozptyl (variance):

$$\sigma^2 = \sum_{i=1}^N \eta_i (u_i - \bar{u})^2 \quad (2.6-2)$$

Směrodatná odchylka (RMS):

$$\sigma = \sqrt{\sigma^2} \quad (2.6-3)$$

Intenzita turbulence:

$$Tu = \frac{\sigma}{\bar{u}} \cdot 100 \quad (2.6-4)$$

Šikmost:

$$S = \frac{1}{\sigma^3} \sum_{i=1}^N \eta_i (u_i - \bar{u})^3 \quad (2.6-5)$$

Plochosť:

$$F = \frac{1}{\sigma^4} \sum_{i=1}^N \eta_i (u_i - \bar{u})^4 \quad (2.6-6)$$

Korelační moment (moment vazby):

$$\overline{u v} - \bar{u} \bar{v} = \sum_{i=1}^N \eta_i (u_i - \bar{u})(v_i - \bar{v}) \quad (2.6-7)$$

Veličiny u_i a v_i jsou složky rychlosti i -tého vzorku (i -té částice), ale obecně mohou reprezentovat hodnoty libovolných náhodných veličin.

Veličina η_i je váhový faktor, který udává pravděpodobnost i -té hodnoty dané veličiny. Normálně očekávaná hodnota je v běžných případech $\eta_i = 1/N$ a vztah (2.6-1) pak vyjadřuje normální aritmetický průměr:

Střední rychlost [m/s]:

$$\bar{u} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N u_i \quad (2.6-8)$$

Pro směrodatnou odchylku σ a intenzitu turbulence Tu potom platí:

Směrodatná odchylka [m/s]:

$$\sigma = \frac{1}{N-1} \sqrt{\sum_{i=1}^N (u_i - \bar{u})^2} \quad (2.6-9)$$

Intenzita turbulence [%]

$$Tu = \frac{\sigma}{\bar{u}} 100 \quad (2.6-10)$$

Nicméně tento předpoklad nelze v LDA zobecnit, protože v jistých případech může vést k chybným výsledkům. Například měření v proudtech s vysokou turbulentností mají tendenci obsahovat více vzorků rychlých částic než pomalých. To souvisí s tím, že i v nestlačitelných proudtech, ve kterých jsou sytící částice statisticky rovnoměrně rozděleny, proces odebrání vzorků závisí na tom, kdy byly vzorky odebrány, to znamená jaká byla rychlost proudu v čase odebrání vzorku. Při vyšších rychlostech proudu projde měřicí sondou za jednotku času větší objem tekutiny a následkem toho i větší počet částic než v případě nižších rychlostí. Použijeme-li v tomto případě pro výpočet statistických momentů normální aritmetický průměr, budou výsledky zatíženy chybou ve prospěch vyšších rychlostí.

Jedním ze způsobů, jak se vyhnout těmto tzv. rychlostním chybám (velocity bias), je zajištění statisticky nezávislých vzorků. Toho lze dosáhnout, když časový interval mezi jednotlivými vzorky (zaznamenanými v časech t_i) bude větší než dvojnásobek integrálního časového měřítka τ :

$$t_i - t_{i-1} \geq 2 \cdot \tau_i \quad \text{pro } \forall t_i. \quad (2.6-11)$$

Za předpokladu statisticky nezávislých vzorků lze použít váhový faktor $\eta_i = 1/N$ odpovídající normálnímu aritmetickému průměru.

Statisticky nezávislé vzorky mohou být získány užitím nízkých koncentrací sytících částic v tekutině. Nicméně pro odhad integrálního časového měřítka τ_i proudového pole je nutné provést měření s vysokou hustotou dat a to vyžaduje vysoké koncentrace částic. V důsledku tohoto rozporu lze uvedený přístup doporučit pouze v případě, kdy koncentrace sycení může být nízká a současně je zaručeno, že τ_i je velmi malé.

Některé procesory LDA umožňují nastavit tzv. „mrtvý čas“ pro získání statisticky nezávislých vzorků. „Mrtvý čas“ je definovaný časový interval po každém dopplerovském vzryvu, během něhož budou další vzryvy procesorem ignorovány. Nastavení mrtvého času na hodnotu $2\tau_i$ zajistí statisticky nezávislé vzorky, přičemž integrální časové měřítko může být odhadnuto z měření, kdy nastavení „mrtvého času“ je vypnuto.

Uvedené řešení není použitelné ve všech případech. Pokud je např. nutné počítat z naměřených dat korelace a spektra, bude se vlivem nízkého toku (přísunu) dat pro zajištění statisticky nezávislých vzorků významně snižovat dosažitelné rozlišení. Vyšší rozlišení spekter vyžaduje větší datový tok a to se projeví nárůstem chyby při odhadu střední rychlosti.

V těchto případech je nutné korigovat chybu rychlosti zavedením vhodného nestejnorodého váhového faktoru η_i . Jedna z možností jak eliminovat chybu rychlosti, je zavedení váhového faktoru η_i v závislosti na době průletu částice měřící sondou:

$$\eta_i = \frac{\tau_i}{\sum_{j=1}^N \tau_j}, \quad (2.6-12)$$

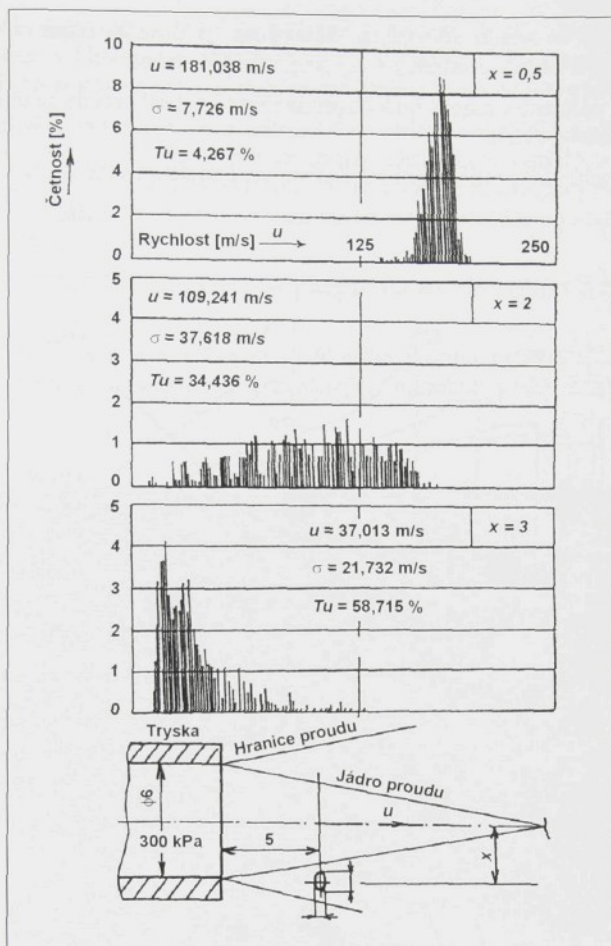
kde τ_i je doba průletu i-té částice měřící sondou.

Experimentální praxe LDA ukazuje, že přestože korekce chyby rychlosti jsou teoreticky zdůvodnitelné, nedávají vždy správné výsledky. Ve většině aplikací poskytuje uspokojivé výsledky normální aritmetický průměr.

Základní a nejužívanější kvantify LDA jsou střední rychlost $\bar{u}$, směrodatná odchylka σ a intenzita turbulence Tu . Ty se počítají ze vztahů (2.6-8), (2.6-9) a (2.6-10).

Zpracovávaný soubor rychlostních dat se obvykle prezentuje v grafické formě tzv. rychlostního histogramu. Rychlostní histogramy ukazují rozložení spektra rychlostí a z jejich tvaru lze usuzovat na míru laminárnosti nebo turbulentnosti, případně i na poměr signálu k šumu. Rozložení rychlostí v ideálním histogramu by se mělo blížit gaussovskému rozdělení. Šířka histogramu je úměrná směrodatné odchylce určující intenzitu turbulence (větší šířka značí větší turbulenci). Pokud je rychlostní histogram deformovaný, tj. má např. dva vrcholy, obvykle to znamená přítomnost šumu nebo nějakého zkreslení v měřeném dopplerovském signálu.

Příklady rychlostních histogramů jsou uvedeny na obr. 2.6-1.



Obr. 2.6-1 Změny rychlostních histogramů při traverzování optické sondy napříč proudem hlavní tkací trysky

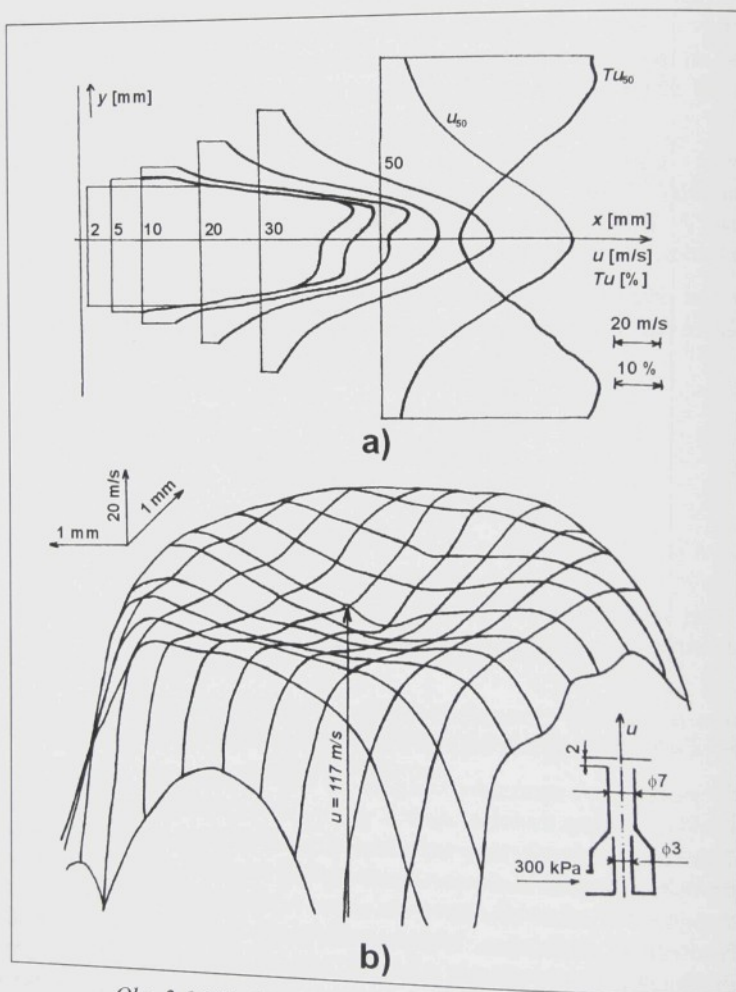
Rychlostní histogramy byly pořízeny při měření proudových polí za ústím hlavní tkací trysky [23]. Měření byla provedena laserovým dopplerovským anemometrem v diferenčním modu se zpětným rozptylem. Vysílací objektiv o ohniskové vzdálenosti 250 mm ($\theta = 11,16^\circ$) zajistil délku optické sondy cca 1,2 mm. Délka optické sondy není zanedbatelná v porovnání s průměrem výstupního otvoru vkladací tkací trysky ($\phi = 6$ mm). Na rychlostních histogramech lze sledovat změnu rozdělení měřených rychlostí při traverzování optické sondy napříč proudem za tkací tryskou

Rychlostní histogramy ukazují rozložení spektra rychlosti pro vzdálenosti $x = 0,5, 2$, a 3 mm od osy trysky. Je-li celá optická sonda v jádru proudu ($x = 0,5$ mm), je podle očekávání rychlostní spektrum velmi úzké a intenzita turbulence nízká. Pro $x = 2$ mm zasahuje optická sonda do směšovací oblasti a výsledkem je široké spektrum rychlostí. Pro $x = 3$ mm leží již

celá optická sonda ve směšovací oblasti. Maximum rychlostního spektra se přesunulo k nízkým rychlostem a intenzita turbulence dosahuje nejvyšších hodnot.

Výsledky měření pořízené v mnoha bodech proměřované oblasti proudu se obvykle prezentují ve formě rychlostních profilů.

Příkladem jsou rychlostní profily na obr. 2.6-2 změřené za ústím výše zmiňované hlavní tkací trysky.



Obr. 2.6-2 Rychlostní pole za vkladací tkací tryskou

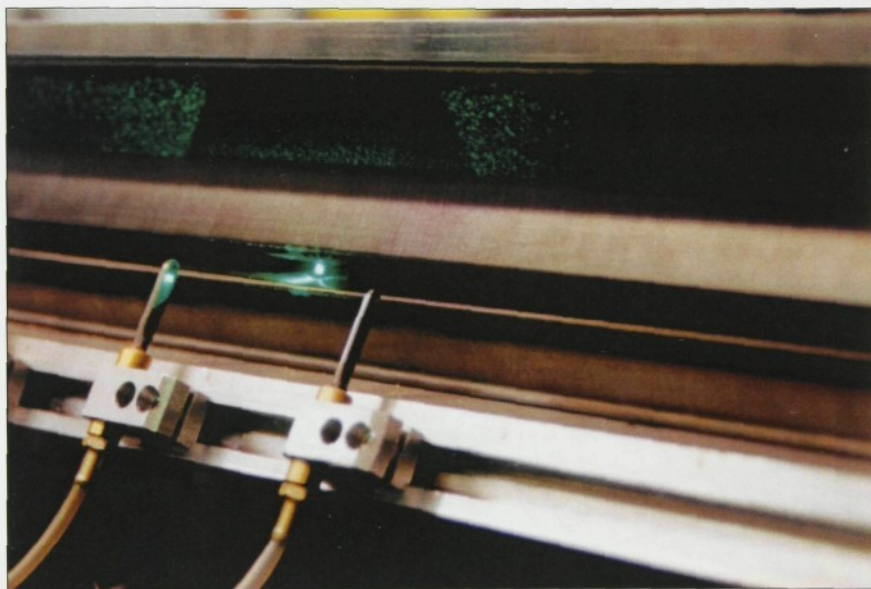
Výsledky současně dokládají využití metody LDA při odhalování konstrukčních vad tkacích trysek. Více podrobností lze nalézt např. v [26], [27] a [28].

Příčné rychlostní profily na obr. 2.6-2a mají ještě ve vzdálenosti 10 mm od ústí trysky výraznou deformaci v blízkosti osy trysky. Názorně je tato deformace patrná na obr. 2.6-2b, který představuje prostorové rychlostní pole ve vzdálenosti 2 mm od ústí trysky.

Z toho bylo možné učinit závěr, že směšovací část ejektoru není dokonalá, protože proud přísátý útkovou trubicou není dostatečně urychlený. Důsledkem vzniklé sedlové plochy je nestabilní poloha útku vkládaného tkací tryskou do osnovy. Útek, zavedený v ose do lokálního minima rychlosti, je unášen do místa lokálního maxima rychlosti, které je prostorově rozlehle a navíc i zdeformované.

Jiný příklad grafických výsledků naměřených laserovým dopplerovským anemometrem je na obr. 2.6-4.

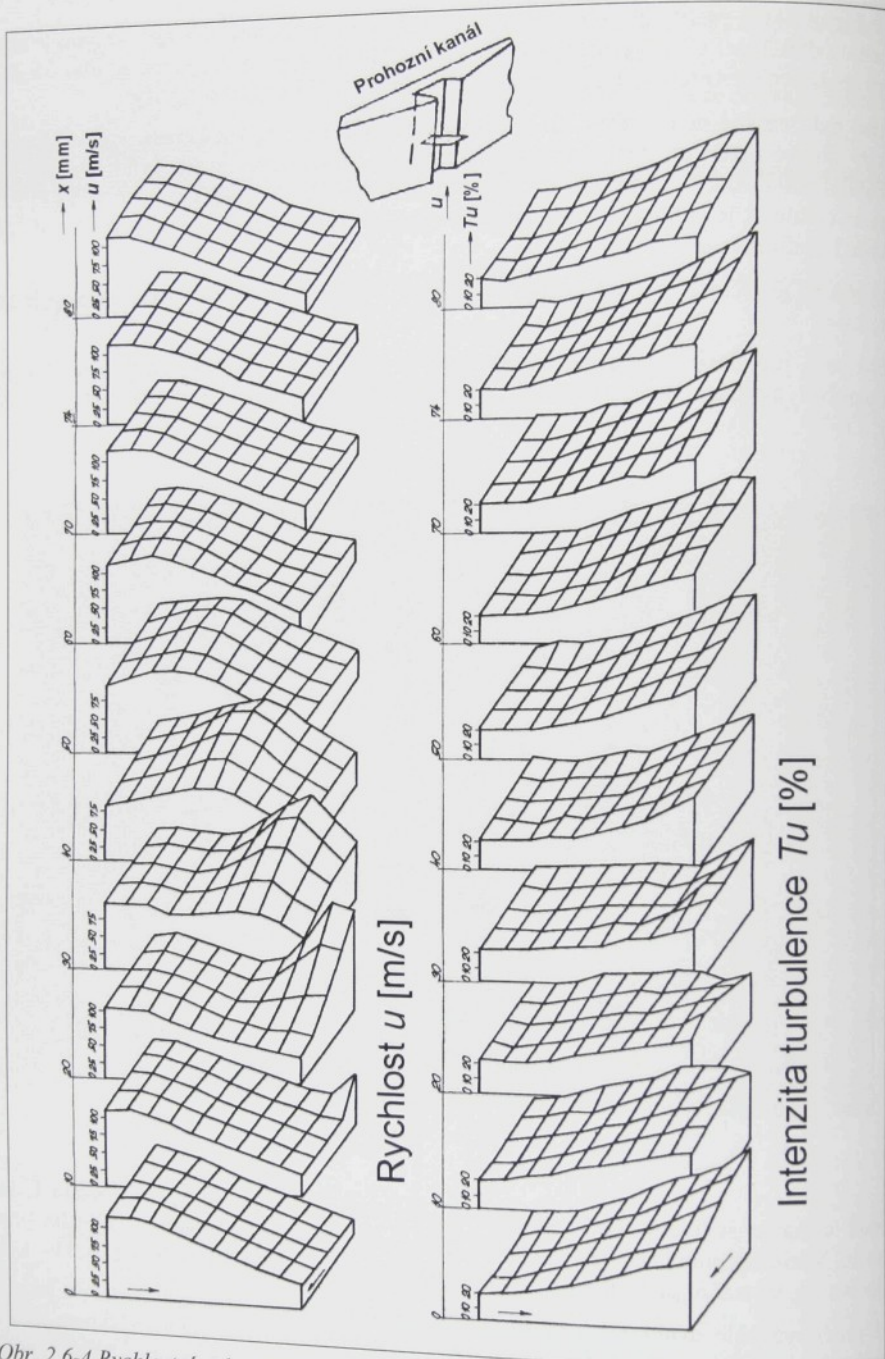
Jedná se o proudové pole uvnitř kanálu profilového tkacího paprsku, které je vytvářeno štafetovými tryskami rozmístěnými v pravidelných roztečích podél kanálu, jak ukazuje obr. 2.6-3.



Obr. 2.6-3 Sestava prohozního ústrojí tryskového tkacího stroje

Proud vzduchu štafetové trysky vstupuje do prohozního kanálu pod malým úhlem k ose kanálu. Výsledný proud vzduchu vytvářený štafetovými tryskami postupuje v ose kanálu zleva doprava, tj. ve směru prohozu a je vždy posilován proudem následující štafetové trysky.

Na proudové pole uvnitř kanálu profilového paprsku působí řada složitých vlivů, jako je směšování volného proudu za štafetovou tryskou s proudem vytvořeným v prohozním kanálu předcházejícími tryskami, nebo únik části proudu mezi lamelami profilového paprsku a odraz proudu od stěn kanálu.



Obr. 2.6-4 Rychlostní pole v prohozním kanálu profilového paprsku tryskového tkacího stroje (příčné rychlostní a turbulentní profily mezi dvěma štafetovými tryskami, viz obr. 2.6-3)

Výsledky na obr. 2.6-3 souhrnně znázorňují příčné rychlostní a turbulentní profily a dávají názornou představu o proudovém poli mezi dvěma štafetovými tryskami i o směřování doznívajícího proudu v prohozním kanálu s proudem štafetové trysky.

Více informací o měření proudových polí v prohozním kanálu profilového tkacího paprsku a výsledky měření lze nalézt v [29], [30], [31], [32], [33], [34], [35], [36], [37], [38] a [52].

2.6.2 Spektrální analýza

Spektrální analýza vyšetřuje relace mezi vzorky a časováním událostí. V důsledku nepravidelného přísunu dat patří spektrální analýza v LDA rozhodně mezi netriviální metody (viz [39], [40]) a z těchto důvodů bývá v experimentální praxi obvykle málo využívána.

Uvažujme ideální experiment produkující spojitá měření reprezentovaná časovými funkcemi $u(t)$ a $v(t)$:

$$u(t), v(t), \dots \quad t \in [0, T]. \quad (2.6-13)$$

V souvislosti s LDA měřením veličiny $u(t)$ a $v(t)$ reprezentují rychlosti, ale principiálně mohou představovat libovolné veličiny, jako jsou např. teplota nebo tlak.

Definice korelace a kovariance.

Za předpokladu, že obě reálné funkce $u(t)$ a $v(t)$ reprezentují náhodné stacionární procesy, lze korelační funkci definovat jako:

$$R_{uv}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T u(t)v(t+\tau)dt, \quad (2.6-14)$$

kde integrální meze $0 \rightarrow T$ vyjadřují skutečnost, že reálná měření vždy probíhají v konečném časovém intervalu.

Obdobně lze definovat kovarianci $C_{uv}(\tau)$:

$$C_{uv}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T [u(t) - \bar{u}][v(t+\tau) - \bar{v}]dt. \quad (2.6-15)$$

Mezi korelací a kovariancí lze odvodit jednoduchý vztah:

$$R_{uv}(\tau) = C_{uv}(\tau) + \bar{u}\bar{v}. \quad (2.6-16)$$

Pokud funkce $u(t)$ a $v(t)$ reprezentují dvě nezávislá měření, jsou $R_{uv}(\tau)$ a $C_{uv}(\tau)$ vzájemná korelace a vzájemná kovariance. Když $u(t)$ a $v(t)$ reprezentují tentýž signál mluvíme o autokorelaci nebo o autokovarianci.

Integrální časové měřítko τ_f .

Definice integrálního časového měřítka je založena na autokovarianci $C_{uu}(\tau)$:

$$\tau_f = \int_0^\infty \frac{C_{uu}(\tau)}{C_{uu}(0)} d\tau. \quad (2.6-17)$$

Obecně platí, že události navzájem oddělené časovým intervalem větším než dvojnásobek integrálního časového měřítka mohou být považovány za nezávislé.

Definice spektrální hustoty.

Jak ukázali N. Wiener a A. J. Chinčín, spektrální hustota $S_{uv}(f)$ a korelace $R_{uv}(\tau)$ tvoří pár Fourierovy transformace, který definuje funkci spektrální hustoty:

$$\text{Fourierova transformace:} \quad S_{uv}(f) = \int_{-\infty}^{\infty} R_{uv}(\tau) e^{-i2\pi f\tau} d\tau \quad (2.6-18)$$

$$\text{Inverzní Fourierova transformace:} \quad R_{uv}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} S_{uv}(f) e^{i2\pi f\tau} df \quad (2.6-19)$$

$S_{uv}(f)$ je tzv. vzájemná spektrální hustota. Pokud $u(t)$ a $v(t)$ reprezentují stejnou fyzikální veličinu, mluvíme o výkonové spektrální hustotě $S(f)$, neboli o výkonovém spektru. Výkonové spektrum může být interpretováno jako frekvenční rozdělení turbulentní energie v proudu, přičemž periodické jevy budou produkovat vrchol na frekvenci odpovídající dominantní frekvenci zkoumaného jevu.

Odhadování korelací a spekter užitím konečné Fourierovy transformace.

Pro zkrácení doby výpočtu korelací a spekter se s výhodou užívá tzv. korelační teorém, na jehož základě může být odhad spektrální hustoty $S_{uv}(f)$ stanoven přímo ze samostatných Fourierových transformací funkcí $u(t)$ a $v(t)$:

$$\hat{S}_{uv}(f) = \frac{1}{T} U^*(f, T) V(f, T), \quad (2.6-20)$$

kde $U(f, T)$ a $V(f, T)$ představují konečné Fourierovy transformace:

$$\begin{aligned} U(f, T) &= \int_0^T (u(t) - \bar{u}) e^{-i2\pi f t} dt, \\ V(f, T) &= \int_0^T (v(t) - \bar{v}) e^{-i2\pi f t} dt. \end{aligned} \quad (2.6-21)$$

Střední hodnoty funkcí $u(t)$ a $v(t)$ se odčítají pro zvýšení přesnosti výpočtu. Velké neproměnné složky pak nepřekrývají malé fluktuace. Výše uvedený odhad poskytuje rozumné výsledky, pokud je interval měření T mnohem delší než největší zkoumané časové měřítko. Z odhadnuté spektrální hustoty lze inverzní Fourierovou transformací obdržet odhad kovariance:

$$C_{uv}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} S_{uv}(f) e^{i2\pi f\tau} df, \quad (2.6-22)$$

ze které lze vypočítat korelaci užitím vztahu $R_{uv}(\tau) = C_{uv}(\tau) + \bar{u}\bar{v}$.

Výpočty založené na diskrétních vzorcích.

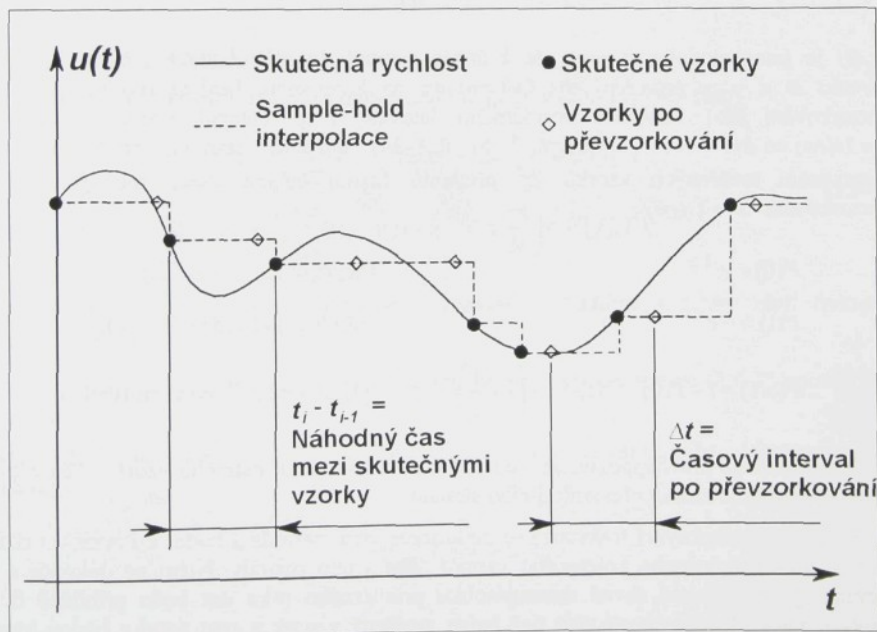
Definice korelací a spekter jsou založeny na předpokladu znalostí reálného kontinuálního signálu $u(t)$ a $v(t)$, ale skutečné LDA experimenty neprodukuji kontinuální data, nýbrž časově náhodné rychlostní vzorky. Výsledkem je diskrétní reprezentace dat s časovou historií danou sledem náhodných časů příchodů jednotlivých částic a proměnnými časovými intervaly mezi jednotlivými vzorky:

$$\{u(t_i), v(t_i) | (i = 0, \dots, N-1) \wedge (0 \leq t_i \leq t_{i+1} \leq T)\} \quad (2.6-23)$$

Bez znalostí reálných kontinuálních signálů $u(t)$ a $v(t)$ můžeme spektrum $S_{uv}(f)$ pouze odhadnout. Odhad je obvykle dostatečně dobrý při nízkých frekvencích, ale má tendenci náhodně se odchylovat při frekvencích podstatně přesahujících průměrnou frekvenci vzorkování (průměrný přísun dat za jednotku času). Dokonce i s velmi vysokým přísunem dat jsou horní frekvence počítaného spektra omezeny, neboť měřené rychlosti jsou průměrovány za čas, který potřebuje sytící částice na průlet měřící sondou. Nicméně za normálních podmínek je toto horní omezení obvykle vysoko nad nejvyššími frekvencemi, které nás zajímají.

Převzorkování.

Pro výpočet Fourierovy transformace se s výhodou používají algoritmy FFT vyžadující ekvidistantní vzorkování. Bohužel metoda LDA poskytuje neekvidistantní vzorky. Proces převodu neekvidistantních vzorků na ekvidistantní je tzv. převzorkování. Nejrozšířenější metodou je „sample-hold“ interpolace, znázorněná na obr. 2.6-5.



Obr. 2.6-5 Nepravidelné vzorkování, „sample-hold“ a převzorkování

Průběh rychlosti daný „sample-hold“ interpolací má konstantní hodnotu rovnou i-tému vzorku, dokud nový vzorek neindikuje změnu rychlosti. Tento signál je pak převzorkován v pravidelných časových intervalech a výsledkem je řada rovnoměrně rozdělených rychlostních vzorků.

Uvedená metoda přináší dva problémy. Jestliže jsou dva sousední naměřené (skutečné) vzorky od sebe vzdáleny o více než interval převzorkování, bude první z těchto vzorků převzorkován několikrát, přičemž nadbytečné vzorky neobsahují již žádnou novou informaci o měřeném proudu. Jestliže se naopak mezi dvěma sousedními převzorkovanými vzorky nachází více než jeden změřený, budou informace obsažené ve všech těchto vzorcích kromě posledního ztraceny. Je zřejmé, že výše popsané jevy závisí jak na frekvenci převzorkování, tak na rozestupech mezi jednotlivými reálnými vzorky. Zatímco frekvence převzorkování lze zvolit, náhodné rozestupy mezi vzorky je nutné odhadnout z pravděpodobnosti rozdělení časů příchodu sytících částic do měřicí sondy.

Jak ukázali Adrian a Yao (1987), proces převzorkování přináší i další dva jevy:

- „Sample-hold“ proces působí jako dolní propust 1. řádu potlačující spektrální frekvence nad $f = \dot{n} / 2\pi$, kde $\dot{n}$ reprezentuje průměrný tok (přisun) dat za sekundu.
- "Sample-hold" proces je zdrojem šumu (step noise) v celém frekvenčním rozsahu počítaného spektra a je sám sebou filtrován na frekvencích vyšších než $f = \dot{n} / 2\pi$.

Homogenní, ale náhodné rozdělení sytících částic ve zkoumaném proudu, má za následek náhodné příchody částic do měřicí sondy a tento jev lze popsat Poissonovým rozdělením:

$$P(k, \Delta t) = \frac{(\dot{n}\Delta t)^k}{k!} e^{-\dot{n}\Delta t}. \quad (2.6-24)$$

$P(k, \Delta t)$ je pravděpodobnost jevu, že k částic vstoupí do měřicí sondy během časového intervalu Δt a $\dot{n}$ je průměrný tok (přisun) dat za 1 sekundu. Jestliže zvolíme frekvenci převzorkování jako c -násobek průměrného datového toku reálných vzorků, dostaneme: $\Delta t = 1/(c\dot{n}) \Leftrightarrow \dot{n}\Delta t = 1/c$. Dosazením do (2.6-24) můžeme stanovit pravděpodobnost zaznamenání změřených vzorků (tj. příchodů částic) během všech možných period převzorkování $\Delta t = 1/(c\dot{n})$:

$$P(0) = e^{-1/c} \quad (\text{nepřijde žádná částice}),$$

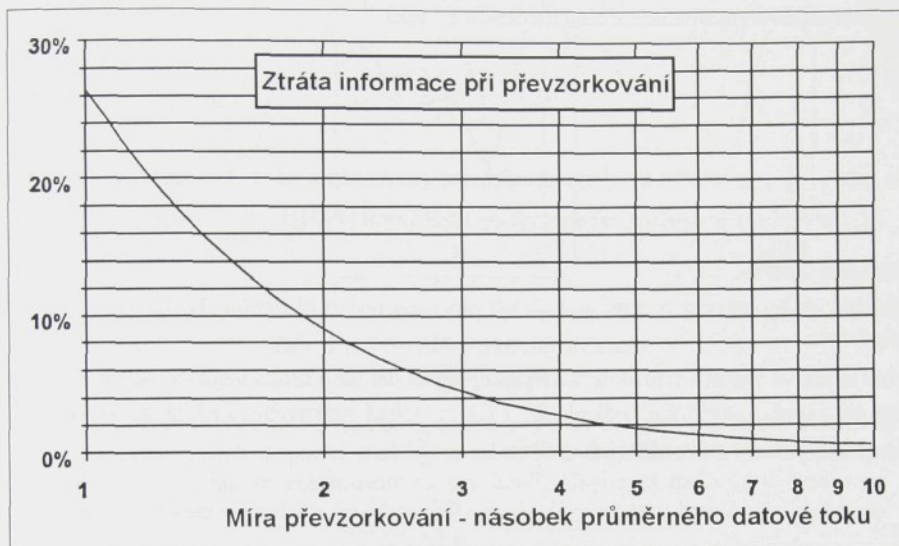
$$P(1) = \frac{1}{c} e^{-1/c} \quad (\text{přijde právě jedna částice}),$$

$$P(>1) = 1 - P(0) - P(1) = 1 - \left(1 + \frac{1}{c}\right) e^{-1/c} \quad (\text{přijde více než jedna částice}).$$

Obr. 2.6-6 ukazuje pravděpodobnost nalezení více než jednoho reálného vzorku v čase mezi dvěma sousedními vzorky převzorkujícího signálu.

Zvyšováním převzorkovací frekvence se bude zmenšovat perioda a bude se i snižovat riziko nalezení více než jednoho změřeného vzorku během této periody. Nicméně dokonce i při frekvenci převzorkování rovné desetinásobku průměrného toku dat bude přibližně 0,5% časových intervalů obsahovat více než jeden změřený vzorek a tyto vzorky budou kromě posledního samozřejmě ztraceny. Současně bude celkový počet dat pro zpracování

desetinásobný, ale přibližně 90,5% těchto nových vzorků nebude obsahovat žádné nové informace o zkoumaném proudu.



Obr 2.6-6 Ztracené informace při převzorkování

Odhady spekter a korelací.

S využitím převzorkovaných dat lze odhadnout integrály v (2.6-21) jako sumy:

$$\begin{aligned}
 U_k &= \frac{T}{N} \sum_{n=0}^{N-1} (u_n - \bar{u}) \exp\left(-i2\pi \frac{kn}{N}\right) \cong U(f_k, T), \\
 V_k &= \frac{T}{N} \sum_{n=0}^{N-1} (v_n - \bar{v}) \exp\left(-i2\pi \frac{kn}{N}\right) \cong V(f_k, T),
 \end{aligned}
 \tag{2.6-25}$$

kde $T/N = \Delta t$ je interval (perioda) převzorkování, a hodnoty k reprezentují frekvence $f_k = k/T$, $k = 0, 1, \dots, N/2$.

Jestliže počet vzorků N je mocnina dvou je možné pro výpočet rovnic (2.6-25) použít FFT analýzu.

Vynásobíme-li navzájem vypočtené veličiny U_k a V_k podle vztahu (2.6-20), dostaneme odhad spektra:

$$S_k = \hat{S}_{uv}(f_k) = \frac{1}{T} U_k^* V_k.
 \tag{2.6-26}$$

Každý vzorek S_k reprezentuje odhad průměrné výkonové spektrální hustoty v intervalu $(f_k - \Delta f/2, f_k + \Delta f/2)$, kde $\Delta f = 1/T$ je frekvenční rozlišení spektra, tj. vzdálenost dvou sousedních vzorků.

Pro normalizovanou standardní chybu odhadu ε_r platí:

$$\varepsilon_r = \frac{\sigma[\hat{S}_{uv}(f_k)]}{S_{uv}(f_k)} \equiv 1, \quad (2.6-27)$$

kde $\sigma[\hat{S}_{uv}(f_k)]$ je střední kvadratická odchylka (směrodatná odchylka) spektrálního odhadu $\hat{S}_{uv}(f_k)$ a $S_{uv}(f_k)$ je skutečná hodnota [Bendat&Piersol (1971)].

Vyhazení odhadu.

Náhodné chyby odhadu spektra mohou být omezeny tzv. vyhlazením. To lze provést dvěma metodami.

Jedna možnost spočívá v rozdělení nezpracovaných dat do q bloků stejné délky. Pro každý blok se vypočte spektrální odhad $\hat{S}'_{uv,j}(f_k)$ a odhad celkového spektra se stanoví jako aritmetický průměr z vypočtených spekter:

$$\hat{S}_{uv}(f_k) = \frac{1}{q} \sum_{j=1}^q \hat{S}'_{uv,j}(f_k). \quad (2.6-28)$$

Tímto způsobem se zmenší rozptyl odhadu q -krát a následkem toho se zmenší i normalizovaná standardní chyba na hodnotu $\varepsilon_r \equiv 1/\sqrt{q}$. Protože délka každého bloku je T/q , dochází k omezení frekvenčního rozlišení z hodnoty $\Delta f = 1/T$ na hodnotu $\Delta f = q/T$.

Druhý způsob vyhlazení je založen na stanovení aritmetického průměru ℓ sousedních nevyhlazených spektrálních složek $\hat{S}'_{uv}$:

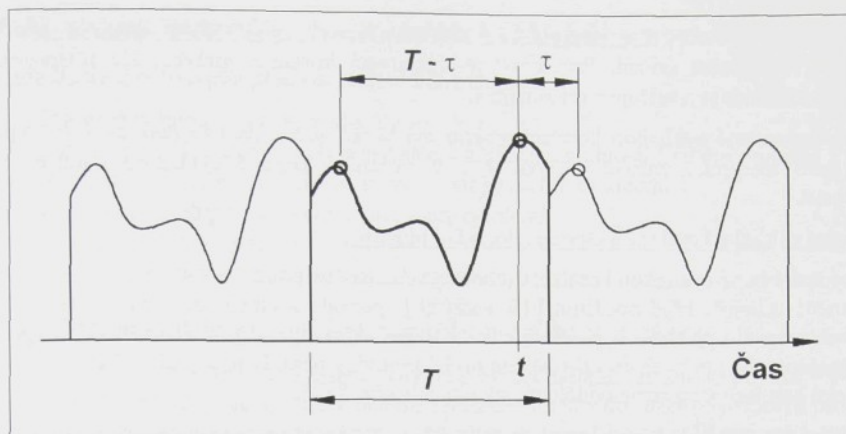
$$\hat{S}_{uv}(f_i) = \frac{1}{\ell} \sum_{j=(1-\ell)/2}^{(\ell-1)/2} \hat{S}'_{uv}(f_{i+j}) \quad \ell = 1, 3, 5, \dots \quad (2.6-29)$$

Rozptyl odhadu se zmenší ℓ -krát a normalizovaná standardní chyba bude $\varepsilon_r \equiv 1/\sqrt{\ell}$. V tomto případě zůstává frekvenční rozlišení zachováno, ale namísto toho dochází k „rozmažání“ vrcholu, tj. k jeho falešnému rozšíření při současném snížení jeho výšky.

Hraniční jevy a cyklická korelace.

Pro výpočet korelací a spekter se s výhodou využívá FFT. Metoda FFT je založena na předpokladu, že vstupní signál je periodický s periodou T . Ve většině případech uvedený předpoklad neplatí a to je zdrojem chyb. V časové doméně je tento problém znám jako cyklická korelace. Problém cyklické korelace je znázorněn na obr. 2.6-7.

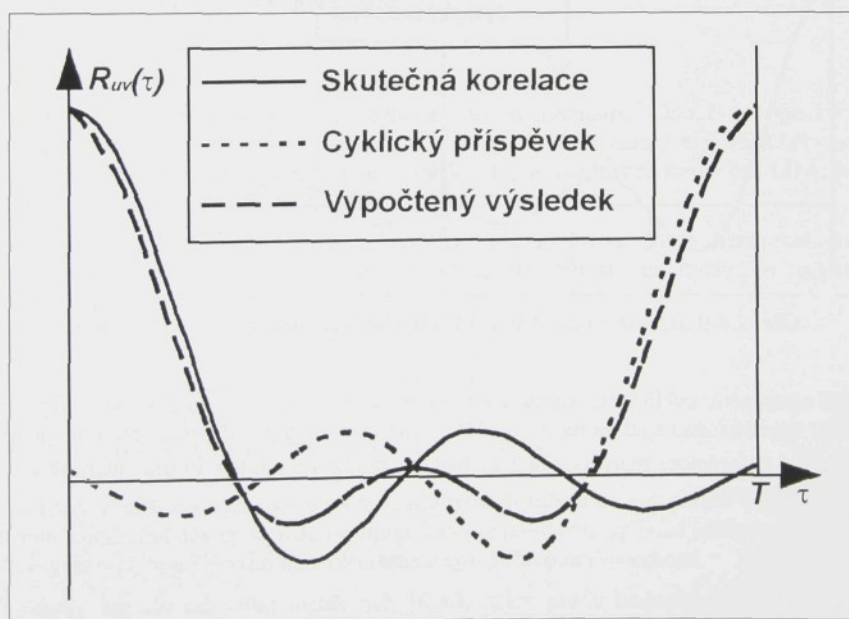
Při kladném časovém zpoždění $\tau > 0$ bude $v(t+\tau)$ ve vztahu pro odhad korelační funkce $R_{uv}(\tau) \equiv \frac{1}{T} \int_0^T u(t)v(t+\tau)dt$ zřejmě vyžadovat data pro časy následující po čase $t = T$.



Obr. 2.6-7 Problém cyklické korelace

Podobně při záporném časovém zpoždění budou požadována data pro časy předcházející $t = 0$. Tato data nejsou k dispozici a na jejich místo FFT algoritmus doplní data z domněle periodické funkce, jak je znázorněno na obr.2.6-7. Chybějící hodnota v čase $t + \tau$ je nahrazena příspěvkem s časovým zpožděním $T - \tau$, tj. příspěvkem v čase $t + \tau - T$.

Důsledek toho je demonstrován na obr. 2.6-8.



Obr. 2.6-8 Cyklická korelace

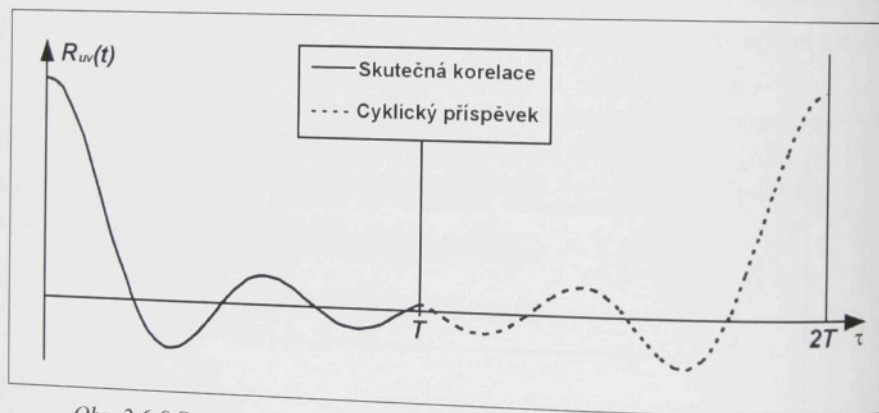
Příspěvky od skutečné korelace $R_{uv}(\tau)$ a cyklické korelace $R_{uv}(T-\tau)$ se sčítají a produkují "smíšený" korelační odhad. Pro $\tau = 0$ je odhadnutá korelace správná, ale příspěvek od cyklické korelace se zvětšuje s rostoucím τ .

Chyby způsobené cyklickou korelací mohou být velmi velké, jestliže perioda T je stejného řádu jako integrální časové měřítko τ . V obecném případě cyklickou korelaci nelze ignorovat.

Omezení cyklické korelace metodou „doplnění nulami“.

Chyby způsobené cyklickou korelací mohou být odstraněny použitím metody označované jako „doplnění nulami“. Před použitím FFT analýzy je perioda T uměle zdvojnásobena přidáním nulového signálu po dobu T následující za vzorkovaným signálem. FFT analýza pak pracuje se signálem jehož perioda je $2T$ a během druhé poloviny periody je signál nulový. Skutečné a cyklické korelace jsou zcela odděleny, jak ukazuje obr. 2.6-9.

Je zřejmé, že při zpožděních $\tau < T$, bude součin $u(t)v(t+\tau)$ roven nule pro časy $t + \tau > T$ a pouze velká zpoždění, tj. $\tau > T$, budou vytvářet cyklické korelace způsobené předpokládaným cyklickým charakterem vzorkovaného signálu. Touto metodou lze odhadovat korelace pro zpoždění $\tau \leq T$ bez chyb způsobených cyklickou korelací. Dalším zvyšováním času zpoždění se bude obecně snižovat přesnost odhadu korelace a pro velmi velké časy zpoždění může být korelační odhad značně nepřesný.



Obr. 2.6-9 Separace skutečné a cyklické korelace metodou doplnění nulami

Kromě odstranění cyklického šumu zlepšuje metoda „doplnění nulami“ také frekvenční rozlišení vypočítaného spektra na $\Delta f = 1/2T$. Nicméně, protože „doplnění nulami“ nepřináší žádné nové informace, reprezentuje tato metoda pouze rozumnou formu interpolace mezi naměřenými vzorky.

2.7 Analýza faktorů ovlivňujících LDA měření

Základní faktory ovlivňující přesnost měření LDA jsou:

- Přítomnost šumu v optickém signálu.
- Stopovací částice a jejich schopnost sledovat změny rychlosti a směru proudu.
- Rovnoměrnost nasycení měřeného média stopovacími částicemi.
- Odchylka směru proudu od měřené složky rychlosti.
- Statistická chyba rychlosti.
- Pokles amplitudy s narůstající dopplerovskou frekvencí.

2.7.1 Přítomnost šumu v LDA signálu a měření u stěny

Šum obsažený v LDA signálu má zásadní vliv na přesnost měření. Za šum se považuje v LDA takový obvykle náhodný signál, který nenese žádnou přímou informaci o měřeném procesu. Kvantitativně lze šum posuzovat ve shodě s všeobecnou praxí buď amplitudovým poměrem signálu k šumu SNR nebo výkonovým poměrem signálu k šumu SNR_p :

$$SNR_p = 10 \log \frac{P_S}{P_N} \quad [\text{dB}], \quad (2.7-1)$$

kde je SNR_p výkonový poměr signálu k šumu v dB,
 P_S výkon signálu,
 P_N výkon šumu.

Šum v LDA signálu lze rozdělit podle původu na:

- optický šum a
- elektronický šum.

Hlavním zdrojem šumu v LDA je optická část anemometru. Odtud se optický šum fotodetektořem přenáší do elektronické části přístroje. Ostatní zdroje elektronického šumu, jako např. vlastní šum fotonásobiče a šum prvního stupně zesilovače procesoru LDA, jsou v běžných případech při správné funkci anemometru výrazně slabší.

Zdrojem optického šumu je veškeré osvětlení fotodetektoru, které není modulováno dopplerovským signálem. Úroveň šumu je především závislá na kvalitě a uspořádání laserového anemometru.

Hlavními zdroji optického šumu jsou:

- odraz a rozptyl světla na stěnách a průzorech,
- zbytkové osvětlení pozadí,
- stejnosměrná část dopplerovských vzrůvů – pedestal.

Pro zajištění kvalitních výsledků měření je nezbytné dosažení co nejvyššího odstupu signálu od šumu. Minimální odstup signálu od šumu, který je pro danou aplikaci ještě akceptovatelný, je závislý na typu použité vyhodnocovací techniky a požadované přesnosti.

Je-li odstup signálu od šumu menší než 10 dB, nelze pro vyhodnocování měření použít čítačový procesor.

Při takto nízkých odstupech šumu mohou poskytovat rozumné výsledky pouze procesory, založené na principu spektrální analýzy dopplerovského vzryvu. Typickým představitelem takového procesoru je analyzátor spektra dopplerovského vzryvu BSA, popsany v kapitole 2.3.2 Procesory LDA a zpracování dopplerovského signálu.

Je-li poměr signálu k šumu v rozsahu 10 - 20 dB, může při zpracování čítačovým procesorem docházet vlivem šumu ke vzniku systematických chyb, které nelze eliminovat jako chyby náhodné. To se projeví ve zkreslení výsledků měření jak střední rychlosti, tak zejména intenzity turbulence [41]. Čítačový procesor v tomto případě zpracovává nejenom užitečný signál, ale i šum. Šum superponovaný na dopplerovský signál může překračovat spouštěcí úroveň procesoru (viz obr. 2.3-8 Funkce detektoru signálu LDA v čítačovém procesoru) a tak se mohou chybné výsledky dostat do naměřeného souboru dat určeného ke statistické analýze.

Experimentální praxe potvrzuje, že vliv šumu na výsledek měření může být do jisté míry ovlivněn i nastavením zisku vstupního zesilovače procesoru a použitou filtrací.

Byla učiněna řada pokusů, jak eliminovat šum v LDA signálu, jako např.:

- Eliminace šumu z naměřených dat jejich statistickým vyčištěním. V těchto případech se obvykle předpokládá normální rozdělení šumu. Tento způsob je v případech nízkého odstupu signálu od šumu obvykle málo účinný.
- Eliminace změřených dat korekcí na šum. Příkladem může být originální metoda popsaná v [42]. Metoda předpokládá doplnění LDA měření o měření čistého případně simulovaného šumu odpovídající úrovně a následnou statistickou korekci naměřených dat.
- Omezení pronikání optického šumu do souboru dat vyhodnocených procesorem pomocí korelovaných měření dvěma kanály anemometru. Tato metoda byla navržena Whiffenem, Lauem a Smithem [43] a upravena dalšími autory [44]. Metoda využívá nízké korelace šumu a naopak vysoké korelace signálu.

Nejúčinnějším a nejefektivnějším způsobem eliminace šumu je jeho potlačení přímo v optické části anemometru. Snížení optického šumu se provádí nejrůznějšími prostředky a ty zpravidla závisí na konkrétních aplikacích.

Poměr signálu k šumu fotonásobiče byl diskutován v kapitole 3.3.1 Fotodetektory pro LDA, kde pro SNR_P v diferenčním modu LDA byl odvozen následující vztah:

$$SNR_P = \frac{\frac{2\eta\epsilon^2}{h\nu} P_s}{2K\Delta f(2 + P_B/P_s + \frac{h\nu}{\eta e}(i_D/P_s)) + \frac{4h\nu k_B T \Delta f}{G^2 e^2 \eta R_L}} \quad (2.7-2)$$

Pro velký vnitřní zisk fotonásobiče G a malý temný proud i_D lze rovnici (2.7-2) zjednodušit:

$$SNR_{PN} = \frac{\frac{2\eta\epsilon^2}{h\nu} P_s}{2K\Delta f(2 + P_B/P_s)} \quad (2.7-3)$$

kde je P_s střední hodnota výkonu světelné vlny rozptýlené částicí na jednom z osvětlujících laserových paprsků tvořících optickou sondu,
 P_B střední hodnota výkonu světelného šumu (světelného pozadí),
 SNR_{PN} výkonový poměr signálu k šumu za přítomnosti optického šumu (P_B).

Jestliže LDA signál neobsahuje optický šum, tj. $P_B = 0$, pak platí:

$$SNR_{PS} = \frac{\frac{\eta \varepsilon^2}{h \nu} P_s}{2K\Delta f}, \quad (2.7-4)$$

kde je SNR_{PS} výkonový poměr signálu k šumu bez přítomnosti optického šumu.

Z rovnic (2.7-3) a (2.7-4) plyne, že odražející stěna v blízkosti optické sondy způsobí snížení odstupu signálu od šumu na hodnotu SNR_{PN} :

$$SNR_{PN} = \frac{SNR_{PS}}{1 + P_B / 2P_s}. \quad (2.7-5)$$

Uvažujme případ, kdy střední výkon optického šumu je srovnatelný se středním výkonem dopplerovského signálu, tj. $P_B = 2P_s$. Potom po zlogaritmování rovnice (2.7-5) dostaneme:

$$10 \log SNR_{PN} = 10 \log SNR_{PS} - 10 \log 2 = 10 \log SNR_{PS} - 3 \quad [\text{dB}] \quad (2.7-6)$$

Budeme-li předpokládat v ideálním případě použití vhodné metody eliminace optického šumu, která potlačí odraz na úroveň rozptylu, tj. $P_B = 2P$, dojde ke snížení odstupu signálu od šumu o 3 dB.

Typický případ narůstání optického šumu nastává při měření proudění blízko stěny.

Při proměřování mezní vrstvy nebo jiných typů proudění u stěny nějakého objektu je často nezbytné umístit optickou sondu velmi blízko stěny. Máme-li optickou osu LDA systému rovnoběžnou se stěnou, není to nic obtížného. Je-li však delší osa optické sondy ke stěně kolmá, pak je přibližování optické sondy ke stěně doprovázeno intenzivním odrazem laserového záření a v důsledku toho výrazně vzrůstá optický šum. Světlo zachycené fotonásobičem při zpětném rozptylu je pak směsí světla rozptýleného částicemi unášenými proudem se světlem odraženým od povrchu stěny. Je-li odražené světlo od pevného povrchu tak intenzivní, že překryje dopplerovský signál, je měření dopplerovské frekvence znemožněno.

Způsoby potlačení optického šumu při měření u stěny.

Měření v blízkosti stěny obvykle vyžadují modifikace LDA systému rozličnými technikami, které redukují odražené světlo vstupující do fotodetektoru.

Optické modifikace.

Tyto úpravy zahrnují zkrácení podélného rozměru optické sondy. Z teoretického rozboru provedeného v [45] vyplývá, že nejmenší vzdálenost středu optické sondy od odražejícího povrchu, kdy dirková clona ještě chrání fotonásobič před odraženým světlem, je přibližně rovna podélnému rozměru optické sondy. Experimentální praxe ukazuje, že reálná hodnota je ve skutečnosti několikrát větší, tj. minimální vzdálenost od stěny je rovna troj až pětinasobku délky optické sondy.

Zkrácení podélného rozměru optické sondy lze realizovat těmito způsoby:

- zkrácením ohniskové vzdálenosti výstupního objektivu,
- rozšířením laserového svazku pomocí expanderu,
- mimoosovým snímáním,
- nakloněním optické sondy.

Zkrácením ohniskové vzdálenosti výstupního objektivu docílíme zkrácení optické sondy, ale na úkor zvýšení dopplerovské frekvence, viz rovnice (2.1-26). Je třeba vždy uvážit, že příliš malá ohnisková vzdálenost může posunout dopplerovskou frekvenci odpovídající maximální měřené rychlosti mimo měřicí rozsah použitého procesoru LDA.

Vhodnější způsob zkrácení optické sondy přináší metoda rozšíření laserového paprsku pomocí expanderu svazku. Tento způsob, který byl diskutován v kapitole 2.1.4 Optická sonda LDA a její vlastnosti (viz obr. 2.1-9), zmenšuje rozměry optické sondy, přičemž neovlivňuje dopplerovskou frekvenci. Současně zlepšuje poměr signálu k šumu pro danou ohniskovou vzdálenost, neboť zmenšuje objem optické sondy, viz výraz 2.1-23).

Mimoosové snímání, které bylo popsáno v kapitole 2.1.4 Optická sonda LDA a její vlastnosti (viz obr. 2.1-10), umožňuje zkrácení efektivní délky optické sondy. Míra zkrácení souvisí se zorným úhlem pod kterým přijímací objektiv „vidí“ optickou sondu. Důsledkem pozorování optické sondy ze strany je selektivního snímání rozptýleného světla z mnohem menšího prostoru, než který je dán podélnou osou sondy. Současně se do směru bočně umístěného přijímacího objektivu obvykle od stěny odráží méně světla než při klasickém uspořádání se zpětným rozptylem.

Naklonění optické sondy je nejjednodušší použitelná technika. Odkloněním optické osy LDA systému od normály ke stěně dochází ke zdánlivému odsunutí stěny od optické sondy ve směru její podélné osy. Tím se omezi množství odraženého světla registrované přijímací optikou a sníží se tak světelný šum.

Povrchové modifikace.

Odras světla od stěny těsně souvisí s jejími optickými vlastnostmi, jako jsou odrazivost, propustnost a pohltivost. Změnou optických vlastností povrchu lze snížit podíl odraženého světla.

Optické vlastnosti povrchu lze ovlivnit:

- nanášením antireflexních vrstev,
- černěním povrchu,
- nanášením fluorescenčních barviv,
- použitím zrcadlových ploch.

Nanášení antireflexních vrstev je jedna z nejefektivnějších metod této kategorie. Několikanásobné vrstvy dielektrika, nanášené na sklo nebo plexisklo zvyšují průchodnost světelných paprsků tímto povrchem. Tím se pochopitelně snižuje odrazivost a takové stěny jsou prakticky neviditelné pro snímání optiku.

Černění povrchu se zvyšuje absorpce světla a zmenšuje odrazivost stěny. Tento postup není tak účinný, jako nanášení optických vrstev na průhledné stěny.

Nanášení fluorescenčních barviv využívá jevu fluorescence. Barvivo absorbuje laserové světlo a vyzařuje světlo s posunutou vlnovou délkou. Vhodným selektivním filtrem v přijímací optice, pak lze toto odražené světlo efektivně potlačit.

Použití zrcadlový povrchů se ukazuje v některých aplikacích docela účinné. Zatímco světlo je částicemi rozptylováno do všech směrů, světelné paprsky odražené od zrcadlově lesklého povrchu zůstávají téměř kolimované a proto jsou snáze odlišitelné od signálu. Naklánění optické sondy je účinnější ve spojení se zrcadlově lesklým povrchem.

Modifikace síticemi částicemi.

Změnou charakteristik materiálu částic lze měnit vlastnosti rozptýleného světla a umožnit tak odlišení signálu od optického šumu.

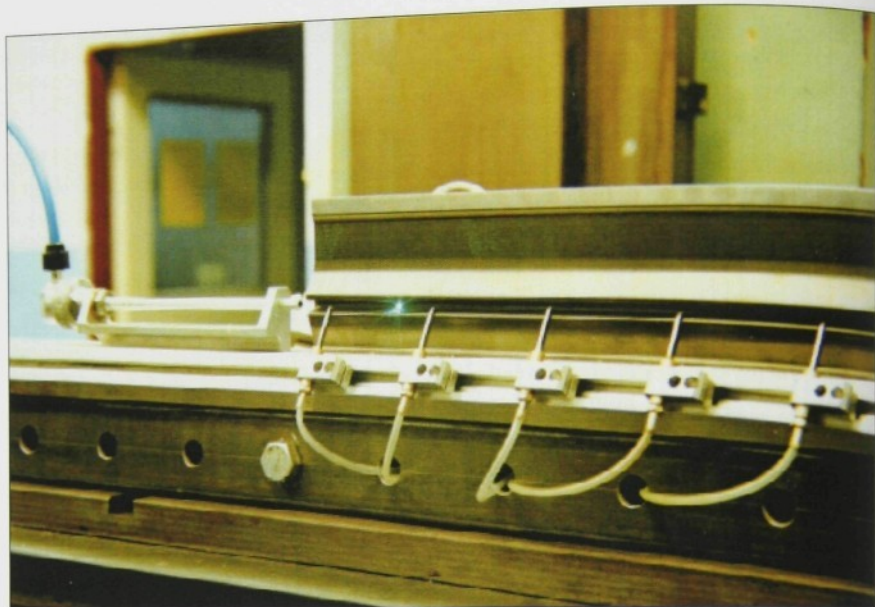
Fluorescenční částice byly pro potlačení odrazu od stěny poprvé použity Stevensonem, Santosem a Mettlerem [46], [47]. Pohybující se fluorescenční částice vyzařují během svého průletu optickou sondou světlo s odlišnou vlnovou délkou, než je vlnová délka laserových paprsků. Použitím selektivních filtrů se pak odstraní laserové světlo odražené od povrchu. Částice musí mít setrvačnost dosvitu kratší než je doba průletu mezi dvěma sousedními interferenčními proužky optické sondy. Tato metoda je omezena jen na jednosložkové systémy, protože částice fluoreskují pouze na jediné vlnové délce. Při dlouhodobější aplikaci se účinnost metody snižuje, neboť dochází k postupnému znečišťování stěn. Tak vzniká opět nežádoucí pozadí, které mělo být odstraněno právě použitím fluorescenčních částic.

Volba vhodné metody pro omezení optického šumu při měřeních u stěny téměř vždy závisí na konkrétní aplikaci. Velmi často se účinnějšího potlačení optického šumu dosahuje kombinací i několik metod, případně návrhem dalších speciálních technik

Praktickou ukázkou speciální techniky eliminace optického šumu lze demonstrovat na metodě polarizační separace. Metoda polarizační separace byla s úspěchem použita při měření proudových polí u stěny prohozního kanálu tryskového tkacího stroje [48], [49].

Typická sestava prohozního ústrojí tryskového tkacího stroje je vyobrazená na obr. 2.7-1. Prohozní ústrojí tkacího stroje je tvořeno profilovým paprskem se štafetovými tryskami a hlavní vkladací tryskou (na obr. 2.7-1 vlevo). Profilový paprsek je tvořen soustavou tenkých plechů oddělených mezerami řádu desetin milimetru.

Vzduchový prohoz lze charakterizovat jako prostorové, nestacionární, periodicky se opakující proudění, které je ze tří stran omezeno průlinčnými stěnami kanálu profilového paprsku (příčné rozměry cca 6 x 6 mm). Proudové pole se vyznačuje velkými příčnými gradienty rychlosti, širokým rozsahem rychlostí od desítek m/s až po transsonické proudění na ústí vkladací trysky a oblastmi směřování dvou proudů, kde lze očekávat vysoké turbulence.



Obr. 2.7-1 Sestava prohozního ústrojí tryskového tkacího stroje

Na tomto místě je vhodné poznamenat, že pro měření rychlostních polí vzduchového prohozu se LDA jeví jako optimální metoda. V [23] byly analyzovány vlastnosti LDA a porovnány s vlastnostmi tlakových sond a anemometrů se žhaveným drátkem. Obecně lze konstatovat, že tlakové sondy a anemometry se žhaveným drátkem nelze bez zásadních omezení použít na komplexní studium rychlostních polí vzduchového prohozu. Uvedené metody přinášejí značné problémy. Navíc jsou obě metody kontaktní a to je v případě měření uvnitř kanálu profilového paprsku, jehož příčné rozměry jsou pouze cca 6×6 mm, naprosto zásadní nedostatek, neboť hmotné sondy vždy narušují zkoumaný proud v měřené oblasti.

Naproti tomu LDA nenarušuje proud, dále nemá omezení v transsonické oblasti a lze jí měřit i proudění s vysokým příčným gradientem rychlosti a vysokou turbulentí.

Přibližováním optické sondy k porézní stěně kanálu profilového paprsku narůstá vlivem odrazů světla od stěny výrazně optický šum. V důsledku toho klasická LDA metoda zpětného rozptylu ve vzdálenosti 2 - 3 mm od stěny profilového paprsku selhává a to i při použití výstupního objektivu s minimální ohniskovou vzdáleností 130 mm.

Jak bylo již uvedeno, zmenšování podélného rozměru optické sondy není neomezené s ohledem na maximální měřitelné dopplerovské frekvence. Pro měření rychlostních polí v prohozním kanálu bylo možné použít objektiv s ohniskovou vzdáleností 130 mm. Délka optické sondy cca 0,3 mm je rozumně malá ve srovnání s příčnými rozměry proměřované oblasti 4×9 mm uvnitř kanálu. Současně pro maximální předpokládané rychlosti 180 m/s je odpovídající dopplerovská frekvence 130 MHz ještě měřitelná použitým čítačovým procesorem TSI 1990B.

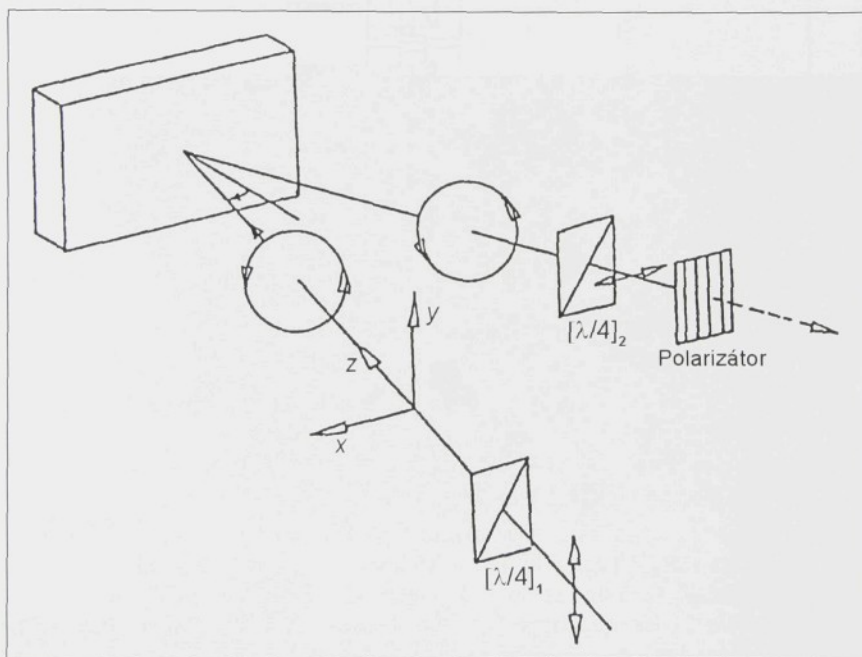
Pro přiblížení optické sondy ke stěně profilového paprsku za hranici 3 mm byla použita metoda polarizační separace.

Polarizační separace vychází z definovaného stavu polarizace laserového světla. Princip polarizační separace je založen na předpokladu, že polarizace fresnelovsky a difuzně odražené světelné vlny je jiná než polarizace rozptýlené světelné vlny reprezentující dopplerovský signál.

Vhodným polarizačním stavem pro použití v LDA je pravotočivá nebo levotočivá kruhová polarizace laserových paprsků (světelných vln), jejichž průnik vytváří optickou sondu, neboť po odrazu zůstává kruhová polarizace zachována a mění se pouze její smysl, jak demonstruje obr. 2.7-2.

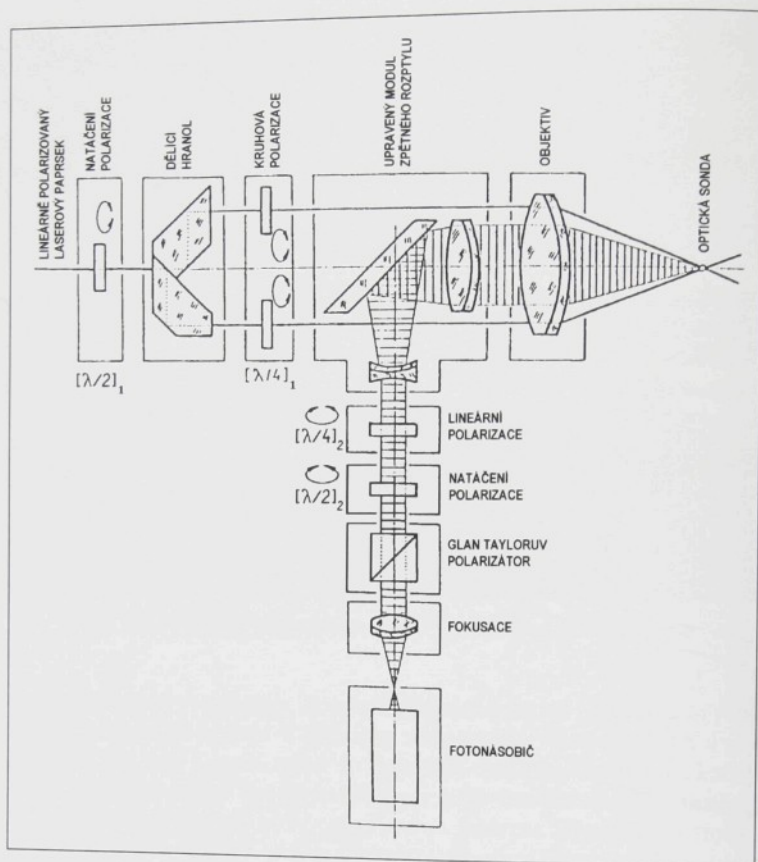
Svisle lineárně polarizované laserové světlo je čtvrtvlnovou destičkou $[\lambda/4]_1$ přeměněno na pravotočivě kruhově polarizované. Při kolmém odrazu se smysl točivosti, pozorovaný proti směru šíření, mění z pravotočivého na levotočivý. Po průchodu čtvrtvlnovou destičkou $[\lambda/4]_2$ lze vhodným natočením polarizátoru odražené levotočivě kruhově polarizované světlo potlačit.

Difusní odraz lze potlačit podobným způsobem, ale čtvrtvlnová destička a polarizátor jsou obecně natočeny do jiných poloh tak, aby difusní odraz byl maximálně utlumen.



Obr. 2.7-2 Potlačení odrazu kruhově polarizovaného světla při kolmém odrazu

Pro potlačení odraženého světla od stěny kanálu profilového paprsku byl do sestavy laserového dopplerovského anemometru vřazen speciální modul polarizační separace, zobrazený na obr. 2.7-3.



Obr. 2.7-3 Modul polarizační separace

Vysílací část modulu kruhové polarizace je umístěna za dělicím hranolem. Vstupní lineárně polarizovaný laserový paprsek je po průchodu půlvlnovou destičkou $[\lambda/2]_1$ rozdělen dělicím hranolem na dva lineárně polarizované paprsky. Oba laserové paprsky jsou čtvrtvlnovými destičkami $[\lambda/4]_1$ polarizovány kruhově a po průchodu objektivem vytvářejí optickou sondu.

Světlo rozptýlené na částicích prolétávajících optickou sondou je snímáno objektivem, prochází modulem zpětného rozptylu, kde je kolimováno a čtvrtvlnovou destičkou $[\lambda/4]_2$ je měněno na lineárně polarizované světlo. Dále je půlvlnovou destičkou $[\lambda/2]_2$ vhodně natočeno pro průchod Glan-Taylorovým hranolem, který pracuje jako analyzátor. Poté je světlo fokusováno na clonu fotonásobiče a detekováno fotonásobičem.

Vlastní výběr detekovaného signálu se provádí natáčením čtvrtvlnové destičky $[\lambda/4]_2$ a půlvlnové destičky $[\lambda/2]_2$ v přijímací větvi tak, aby odraz od stěny byl co nejvíce potlačen a rozptylový signál byl co nejsilnější. Tím se celkový signál sice zeslabí, ale výsledný poměr signálu k šumu se zvýší.

Jiný způsob potlačení optického šumu při měření rychlostních polí u stěny kanálu profilového paprsku byl realizován metodou mimoosového snímání.

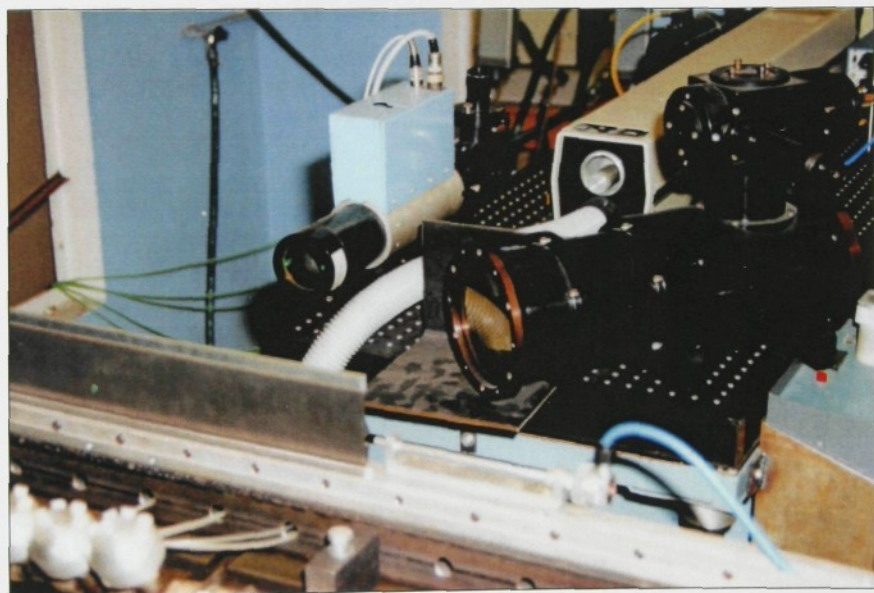
Metoda mimoosového snímání byla použita při měření ve vstupní části tkacího profilového paprsku na obr. 2.7-1, kde je rychlostní pole tvořeno směřováním proudu z hlavní trysky s proudy štafetových trysek.

V této oblasti kanálu se výrazně uplatňuje proud hlavní trysky. Úvodní měření volných proudů za hlavní tryskou ukázala, že na vstupu do kanálu profilového paprsku (15 mm od ústí trysky) lze očekávat rychlosti proudění cca 250 - 300 m/s (pro přetlak 400 kPa).

V důsledku těchto vysokých rychlostí není možné použít výstupní objektivu s krátkou ohniskovou vzdáleností 130 mm. Pro rychlosti 250-300 m/s je dopplerovská frekvence cca 180 - 220 MHz. Tak vysoké dopplerovské frekvence již nelze měřit žádným dostupným procesorem LDA.

Proto je nutné zvolit vysílací objektiv s delší ohniskovou vzdáleností 250 mm. Pro rychlosti 250 - 300 m/s je v tomto případě dopplerovská frekvence cca 95 - 115 MHz již měřitelná, ale současně se délka optické sondy zvětší přibližně na čtyřnásobek tj. 1,2 mm. Zhorší se tím jak prostorové rozlišení tak optický šum při přibližování sondy ke stěně kanálu.

Řešení výše popsaných problémů vyžaduje změnu optického uspořádání LDA. V tomto případě se osvědčila metoda mimoosového snímání, jejíž konkrétní uspořádání je vidět na obr. 2.7-4.



Obr. 2.7-4 Způsob provedení mimoosového snímání

Osy vysílacího a přijímacího objektivu svírají úhel 45° . Přijímací objektiv (na obr. 2.7-4 vpravo) je navržen pro měření velkých rychlostí s ohledem na vysokou prostorovou rozlišitelnost a zpracování signálů s velkým obsahem šumu [50]. Ohnisková vzdálenost objektivu je 380 mm, objektiv má průměr 130 mm.

Popsané optické uspořádání přináší dvě zásadní výhody:

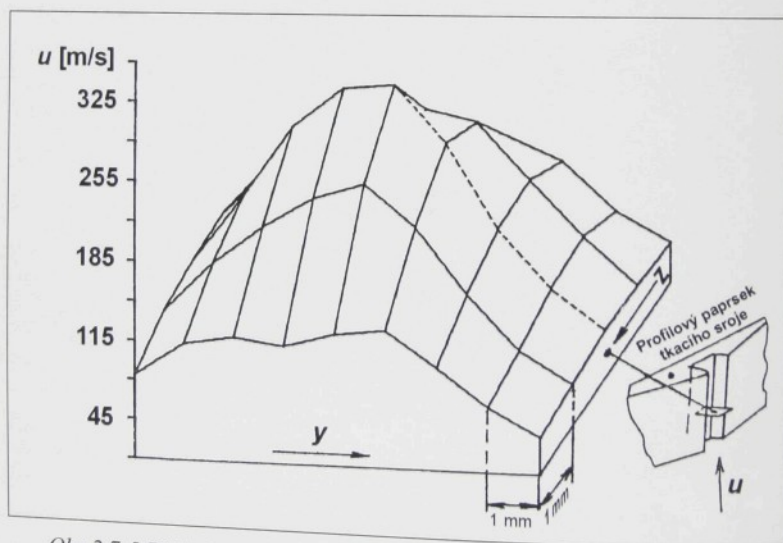
- velmi dobrou filtraci světla odraženého od stěny kanálu profilového paprsku,
- zmenšení efektivní délky optické sondy.

Díky bočnímu snímání optické sondy přijímacím objektivem se zkracuje její délka l_m , na efektivní délku l_{ef} , jak bylo uvedeno v kapitole 2.1.4 Optická sonda LDA a její vlastnosti (viz obr. 2.1-10).

Pro měření rychlostních polí ve vstupní části kanálu profilového paprsku bylo tedy možné zvolit vysílací objektiv s ohniskovou vzdáleností 250 mm tak, aby dopplerovská frekvence odpovídající maximálním rychlostem kolem 300 m/s byla měřitelná čítačovým procesorem TSI 1990B. Skutečnost, že délka optické sondy vzroste v tomto případě na 1,2 mm není na závadu, neboť efektivní délka optické sondy pozorovaná přijímacím objektivem je přibližně 0,3 mm (pro $d_a = 0,2$ mm, $f = f_a = 380$ mm a $\phi = 45^\circ$).

Uvedené experimentální příklady dokládají možnosti účinného potlačení optického šumu při měření u stěny. Obě metody umožnily při pečlivé justáži celého optického systému LDA měřit proudění s velmi dobrým prostorovým rozlišením (efektivní délka optické sondy je cca 0,3 mm) až do minimální vzdálenosti 1 mm od stěny kanálu profilového tkacího paprsku.

To demonstruje obr. 2.7-5, kde je uveden příčný rychlostní profil proudového pole změřený ve vstupní části kanálu profilového paprsku tryskového tkacího stroje.



Obr 2.7-5 Příčný rychlostní profil ve vstupní části profilového paprsku

Levé krajní body změřeného rychlostního profilu jsou vzdáleny 1 mm od stěny kanálu profilového paprsku. Současně obr. 2.7-5 názorně demonstruje aplikační možnosti použité metody, kde na vzdálenosti 4 mm napříč kanálem (přerušovaná linie) byl změřen rychlostní gradient od 50 m/s do 260 m/s.

2.7.2 Stopovací částice a jejich schopnost sledovat změny směru a rychlosti proudu

Základní podmínkou správné funkce laserového anemometru je co nejpřesnější sledování proudu stopovacími částicemi. Na jejich optických vlastnostech pak do značné míry závisí kvalita dopplerovského signálu. Podrobně byla tato problematika diskutována v kapitole 2.6.1 Stopovací částice.

Nevhodné vlastnosti částic mohou obecně jak snižovat, tak i zvyšovat měřenou hodnotu střední rychlosti i intenzity turbulence. Stopovací částice mohou zásadním způsobem ovlivnit výsledky měření.

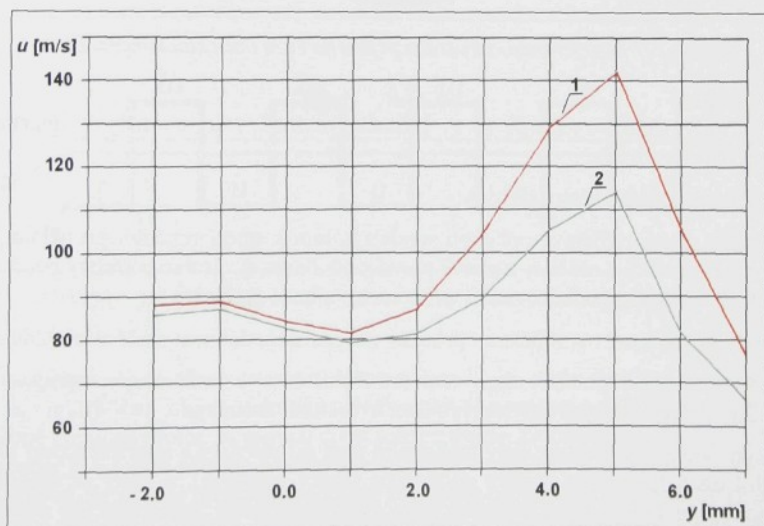
2.7.3 Rovnoměrnost nasycení měřeného média stopovacími částicemi

Rovnoměrnost nasycení měřeného média stopovacími částicemi je nutnou podmínkou přesného měření v LDA.

V oblastech směšování se na výsledcích měření může negativně projevovat nerovnoměrné sycení směšovaných proudů stopovacími částicemi. V takovém případě běžné hodnocení časovým průměrováním selhává a chybu lze jen obtížně odhadnout.

Praktickou ukázkou takové chyby lze demonstrovat na měření ve směšovací oblasti prohozního kanálu tkacího stroje. Štafetové trysky podél kanálu profilového paprsku na obr. 2.7-1 posilují hlavní proud šířící se kanálem od hlavní vkladací trysky. V jistých oblastech tak dochází ke směšování proudu konkrétní štafetové trysky s hlavním proudem postupujícím kanálem.

Na obr. 2.7-6 jsou vyobrazené dva totožné příčné rychlostní profily v oblasti směšování, přičemž každý z nich byl změřen při jiném způsobu sycení proudu.

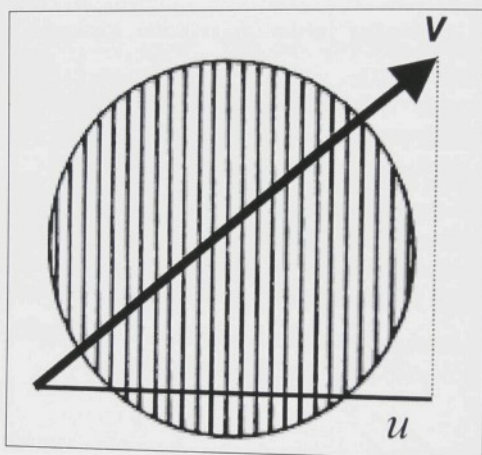


Obr. 2.7-6 Porovnání rychlostních profilů změřených při různých způsobech sycení proudu

Křivka 2 reprezentuje syčení hlavního proudu uvnitř kanálu přísáváním částic aerosolu glycerinu z jeho okolí, křivka 1 odpovídá syčení tlakového vzduchu a tedy rovnoměrnému syčení obou proudů. V případě syčení pouze hlavního proudu metodou přísávání je v oblasti jeho směšování s proudem štafetové trysky (maximum rychlostního profilu) mnohem výraznější syčení hlavní proud než jádro proudu štafetové trysky. Při výpočtu střední rychlosti aritmetickým průměrem jsou tedy v datovém souboru výrazněji zastoupeny nižší rychlosti hlavního proudu. Maximální rozdíly v naměřené střední rychlosti jsou až 20%.

2.7.4 Odchylna směru proudu od měřené složky rychlosti

Na obr. 2.7-7 je vyobrazena interferenční struktura příčného řezu optickou sondou. Je zde znázorněn i průlet částice pohybující se rychlostí $\mathbf{v}$.



Obr. 2.7-7 Interferenční struktura příčného řezu optickou sondou LDA

LDA měří vždy složku rychlosti u , tj. průmět rychlosti $\mathbf{v}$ do normály k interferenčním proužkům.

Obecně lze uvažovat dva krajní případy:

- Částice, která prolétává optickou sondou kolmo k interferenčním proužkům, protíná nejvíce proužků a má tedy největší pravděpodobnost, že protne potřebný počet proužků požadovaných vyhodnocovacím procesorem a bude změřena.
- Částice, která letí rovnoběžně s proužky má pravděpodobnost změření rovnou nule.

Je zřejmé, že pravděpodobnost zachycení (změření) částice prolétávající optickou sondou závisí na úhlu, který svírá její trajektorie s interferenčními proužky.

Z toho plyne závěr, že existuje jistý maximální úhel od normály k interferenčním proužkům (maximální odchylna směru proudu od měřené složky rychlosti), o který se mohou částice prolétávající optickou sondou odchýlit, aby generovaly ještě zpracovatelný dopplerovský signál.

Částice, které se odchýlí o větší úhel, nebudou při zpracování LDA signálu zachyceny a jejich rychlosti se neobjeví v konečném datovém souboru. Tak může dojít při statistickém zpracování k systematické chybě, která se označuje jako chyba proužků (fringe bias).

Zpracovatelný dopplerovský signál bude generován, pokud stopovací částice projde dostatečným počtem interferenčních proužků o vhodné intenzitě a kontrastu. Maximální odchylka směru proudu od měřené složky rychlosti tak závisí na téměř všech faktorech ovlivňujících kvalitu LDA signálu. Závisí tedy na výkonu laseru, na uspořádání a seřízení optiky, na zvolených částicích a na použitém procesoru a jeho nastavení.

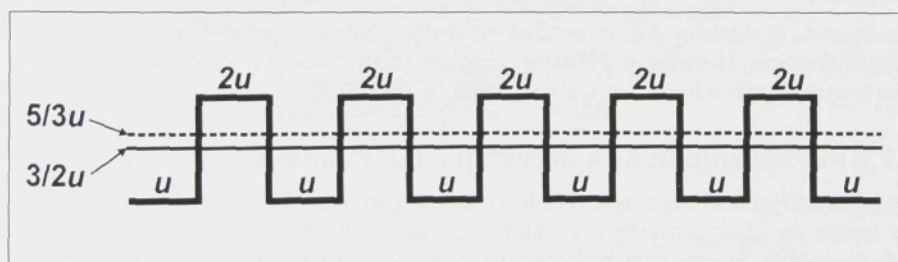
Běžná experimentální praxe ukazuje, že LDA měří obvykle bez výraznějšího zhoršení kvality signálu při odchylkách vektoru rychlosti od měřené složky cca do 40° .

Chybu proužků (fringe bias) lze úspěšně eliminovat použitím Braggovy cely. Jak bylo popsáno v kapitole 2.2.5 Braggova cely a její využití v LDA, působením Braggovy cely přestanou být interferenční proužky statické a začnou ubíhat konstantní rychlostí. To vede ke zvýšení efektivního počtu interferenčních proužků, které částice protne při průletu optickou sondou a v konečném důsledku i k potlačení chyby proužků. Při měření v proudtech s vysokou turbulencí tak lze získat statisticky věrohodnější výsledky.

2.7.5 Statistická chyba rychlosti

Statistická chyba rychlosti byla již diskutována v kapitole 2.6.1 Momentová analýza. Souvisí s nevhodnou volbou váhového faktoru při výpočtu střední rychlosti. Obvykle se předpokládá, že jednotlivé vzorky rychlosti mají stejnou statistickou váhu a střední rychlost se pak počítá jako aritmetický průměr. Tento předpoklad nemusí být splněn ve všech případech.

Předpokládejme např. proudění, ve kterém se po stejných časových intervalech střídá rychlost u a dvojnásobná rychlost $2u$, jak znázorňuje obr. 2.7-8.



Obr. 2.7-8 Modelový příklad periodicky se měnícího proudění

Jestliže je proud rovnoměrně nasycen částicemi, pak při nižší rychlosti projde optickou sondou za určitý čas objem tekutiny V obsahující n stopovacích částic, zatímco při dvojnásobné rychlosti projde za stejnou dobu sondou objem $2V$ obsahující $2n$ částic. Výsledný datový soubor je v tomto případě tvořený n vzorky nižší rychlosti a $2n$ vzorky vyšší rychlosti. Z toho vyplývá, že střední rychlost vypočtená ze vztahu pro aritmetický průměr (2.6-8) bude systematicky posunutá směrem k vyšším hodnotám – vypočtená střední rychlost je $5/3u$, zatímco skutečná střední rychlost je $3/2u$.

Tento jev je znám jako chyba rychlosti (velocity bias) a poprvé se jím zabývali McLaughlin a Tiederman [51]. Protože při rovnoměrném syčení proudu je četnost dat přímo úměrná rychlosti, je možné chybu rychlosti eliminovat zavedením váhové funkce η_i nepřímo úměrné rychlosti:

$$\eta_i = \frac{u_i^{-1}}{\sum_{j=1}^N u_j^{-1}}, \quad (2.7-7)$$

kde u_i je i -tý rychlostní vzorek.

Uvedený vztah je ve skutečnosti ekvivalentní se vztahem (2.6-12) v kapitole 2.6.1 Momentová analýza. Na základě (2.7-7) potom pro střední rychlost platí:

$$u = \sum_{i=1}^N \eta_i u_i = \left[\frac{1}{N} \sum_{j=1}^N u_j^{-1} \right]^{-1}. \quad (2.7-8)$$

Korekce (2.7-8) platí bez omezení pouze pro jednorozměrné proudění. Pro rovinná a prostorová proudění zavedli stejní autoři [51] váhovou funkci založenou na absolutní hodnotě vektoru rychlosti částice. Pro většinu rovinných případů však tato korekce nedává příliš odlišné výsledky od korekce (2.7-8).

Jak již bylo v kapitole 2.6.1 Momentová analýza probíráno, jedním ze způsobů eliminace rychlostních chyb je zajištění statisticky nezávislých vzorků. Toho lze dosáhnout, bude-li časový interval mezi jednotlivými vzorky větší než dvojnásobek integrálního časového měřítka.

Chybu rychlosti lze tedy potlačit prováděním měření v pravidelných optimálně zvolených intervalech.

Vhodnost či nevhodnost použití korekce na chybu rychlosti v jednotlivých aplikacích bývá často diskutovaným tématem. Nicméně praktická měření ukazují, že tyto korekce, přestože jsou teoreticky zdůvodněny, nedávají vždy správné výsledky.

2.7.6 Pokles amplitudy s narůstající dopplerovskou frekvencí

S narůstající rychlostí stopovacích částic narůstá dopplerovská frekvence. Zároveň klesá doba, po kterou se částice pohybují v oblasti optické sondy. Když se perioda dopplerovské frekvence blíží časové odezvě fotonásobiče, mohou nastat potíže se zpracováním LDA signálu. V tomto případě není fotonásobič schopen sledovat změny optického signálu a dochází tak k poklesu promodulování LDA signálu a tedy i poklesu jeho amplitudy. Pokles amplitudy se zvětšuje s narůstající dopplerovskou frekvencí.

3 Fázová dopplerovská anemometrie (PDA)

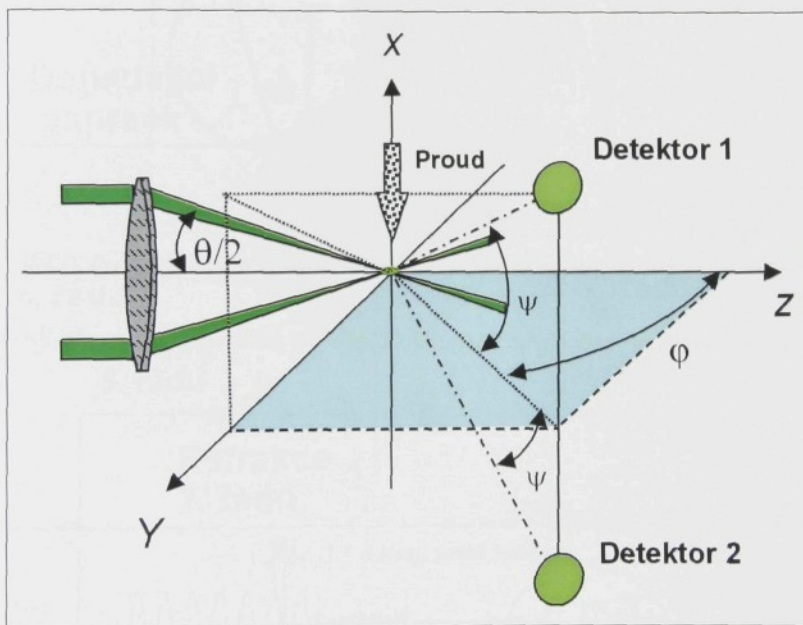
Fázová dopplerovská anemometrie (Phase Doppler Anemometry - PDA) rozšiřuje laserovou dopplerovskou anemometrii o měření rozměrů částic.

PDA umožňuje současné měření rychlosti (jedné, dvou i tří složek) a rozměrů kulových částic, případně koncentrace částic. Jedná se o bezkontaktní optickou měřicí techniku, která je svým uspořádáním odvozena od metody LDA. Podobně jako u LDA, není nutná žádná kalibrace a vysoké prostorové rozlišení je určováno malými rozměry měřicí oblasti, tj. optické sondy.

Základní publikace uveřejnili v roce 1975 Durst a Zareo a přibližně o deset let později se objevily první komerční přístroje.

3.1 Základní principy PDA

Základní uspořádání metody PDA je znázorněno na obr. 3.1-1.

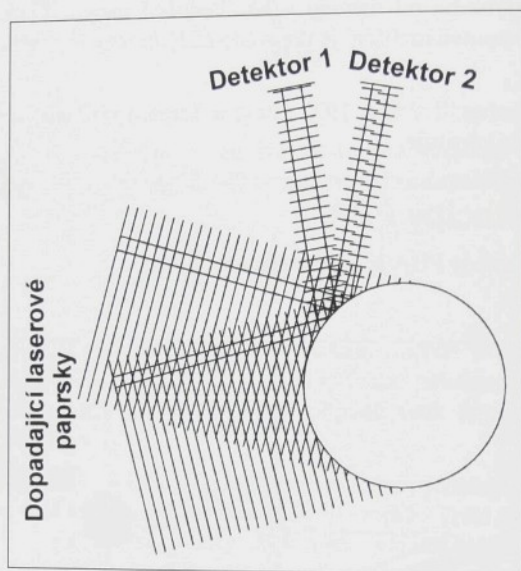


Obr. 3.1-1 Základní uspořádání metody PDA

Podobně jako u LDA, je měřicí oblast neboli optická sonda tvořena průsečíkem laserových paprsků. Zatímco metoda LDA používá pro detekci dopplerovské frekvence pouze jeden fotodetektor, vyžaduje PDA nejméně dva detektory.

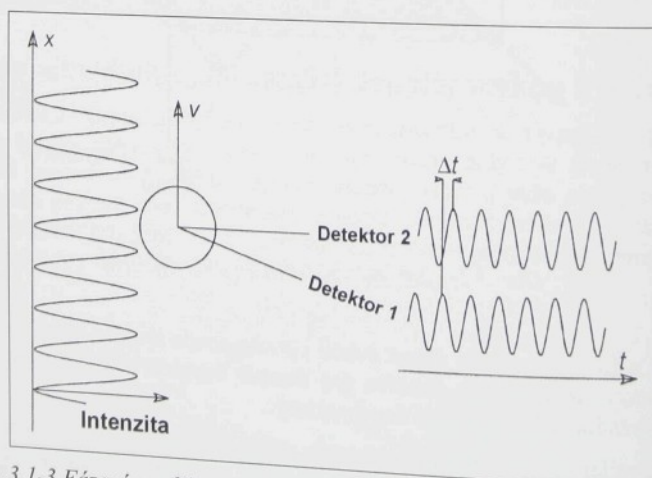
Částice prolétávající optickou sondou rozptyluje světlo dvou dopadajících laserových paprsků. Protože dopplerovská frekvence nezávisí na poloze detektoru (viz kapitola

2.1.1 Dopplerovský model LDA), bude signál zaznamenaný oběma detektory oscilovat se stejnou frekvencí f_D , která je úměrná rychlosti částice. Nicméně dráhový rozdíl světelných vln rozptýlených ve směru jednotlivých fotodetektorů se mění v závislosti na jejich poloze, jak je znázorněno na obr. 3.1-2, a proto oba detektory přijímají dopplerovský vzrýv s různou fází. Fáze těchto vzrývů se mění s úhlovou polohou detektorů.



Obr. 3.1-2 Fáze dopplerovských vzrývů zachycené dvěma fotodetektory se liší

Pro popis tohoto jevu je vhodné použít interferenční model demonstrováný na obr. 3.1-3.



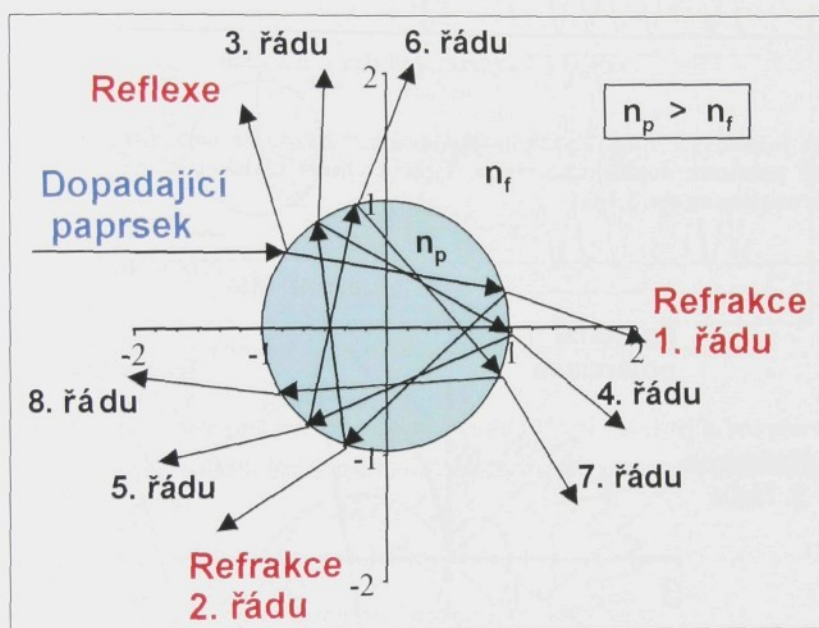
Obr. 3.1-3 Fázový rozdíl mezi dvěma detektory umístěnými v různých úhlech

V levé části je zakreslen průběh intenzity interferenční struktury napříč optickou sondou (tj. interferenční proužky v řezu kolmém na podélnou osu optické sondy) a v pravé části jsou znázorněny fluktuace intenzity světla na jednotlivých fotodetektorech a časový posun Δt mezi vlnovými čely dopadajícími na jednotlivé detektory. Odpovídající fázový rozdíl je:

$$\Phi_{12} = 2\pi f_D \Delta t. \quad (3.1-1)$$

Princip PDA techniky je založen na rozptylování rovinné světelné vlny na kulových částicích. Rozptyl zahrnuje jevy difrakce, reflexe, refrakce a absorpce. Exaktní popis rozptylu světla homogenní kulovou částicí formuloval na základě řešení Maxwellových rovnic Mie [10].

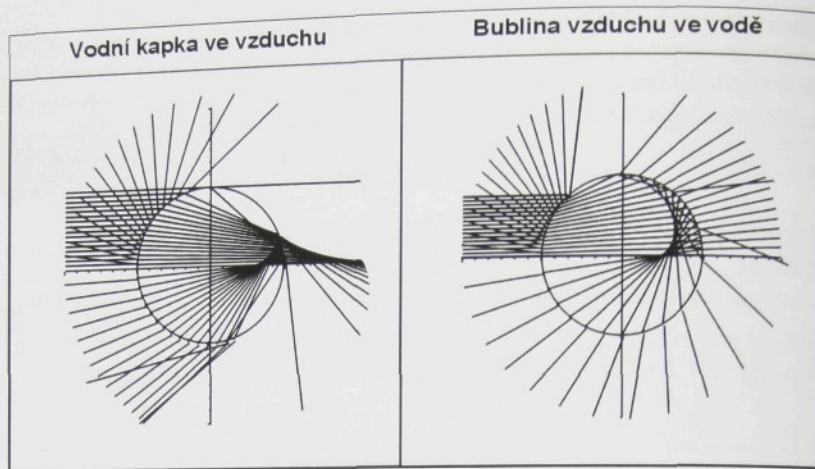
Zjednodušený popis rozptylu světla poskytuje na základě Snellova zákona geometrická optika. To demonstruje obr. 3.1-4, na kterém jsou znázorněny jednotlivé rozptylové módy.



Obr. 3.1-4 Rozptylové módy

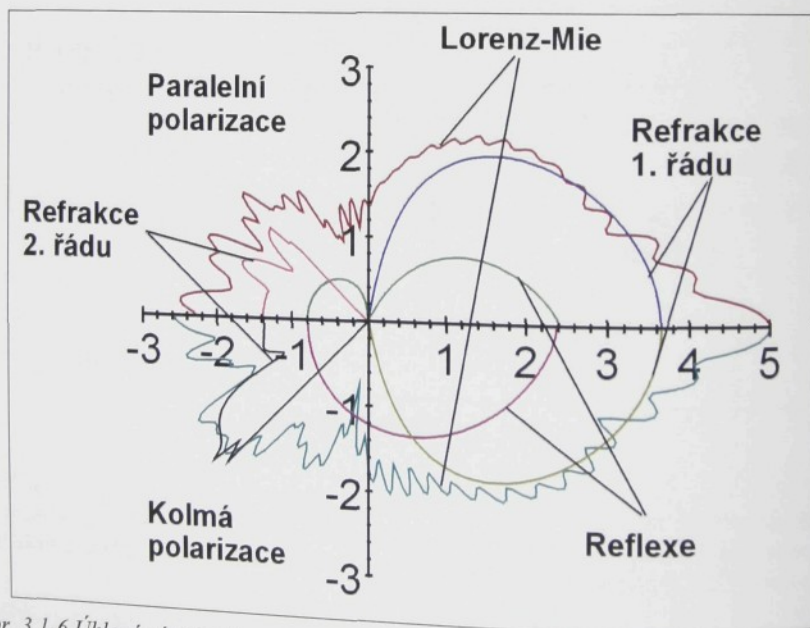
Paprsek dopadající na částici podléhá jak reflexi, tak refrakci. Poměr intenzit reflexe a refrakce je dán Fresnelovými koeficienty a závisí na úhlu dopadu, polarizaci a relativním indexu lomu. Úhel rozptylu je určený Snellovým zákonem. Fáze je dána délkou optické dráhy paprsku.

Většina intenzity je obsažena v prvních třech rozptylových módech, tj. v reflexi a v refrakci 1. a 2. řádu. Příklad těchto rozptylových módů na kapce vody ve vzduchu a bublině vzduchu ve vodě je znázorněn na obr. 3.1-5.



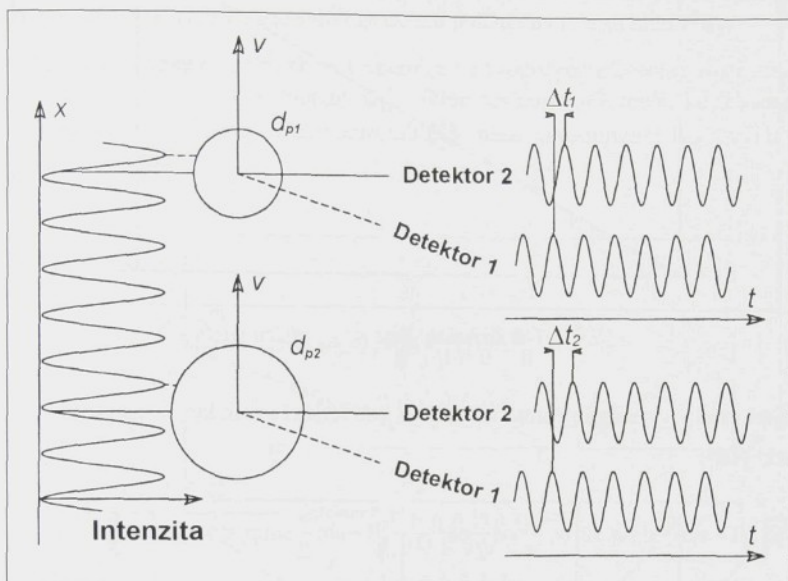
Obr. 3.1-5 Reflexe a refrakce 1. a 2. řádu

Intenzita jednotlivých rozptylových módů kolísá v závislosti na úhlu rozptylu a závisí na orientaci polarizace dopadajícího světla. Typická úhlová závislost intenzity rozptylových módů je uvedena na obr. 3.1-6.



Obr. 3.1-6 Úhlová závislost intenzity rozptylových módů pro kolmou a paralelní polarizaci

Protože fáze rozptylového modu je dána délkou optické dráhy paprsku, závisí fázový rozdíl mezi dvěma dopplerovskými vzrivy detekovanými dvěma detektory (viz obr. 3.1-3) na průměru částice. To demonstruje obr. 3.1-7.



Obr. 3.1-7 Zvětšování fázového rozdílu s rostoucím průměrem částice

Fázový rozdíl mezi dopplerovskými vzrivy generovanými částicí roste s jejím průměrem.

Matematicky můžeme vyjádřit fázi dopplerovského vzrivu zaznamenaného i-tým detektorem jako:

$$\Phi_i = \alpha \beta_i, \quad (3.1-2)$$

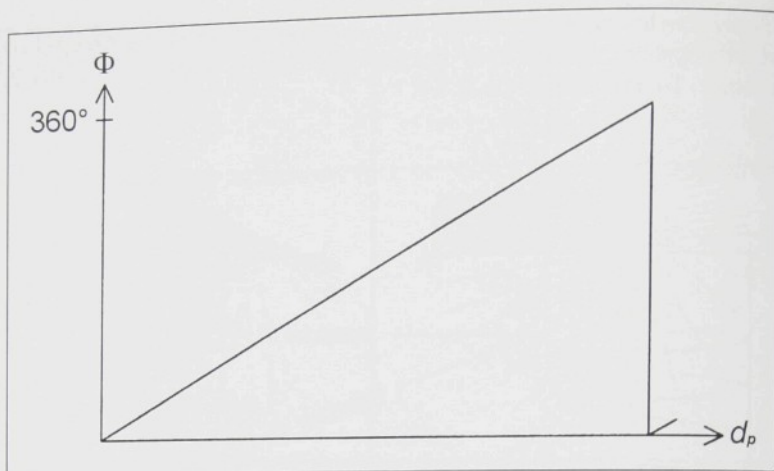
kde β_i je geometrický faktor a α je rozměrový parametr, pro který platí:

$$\alpha = \pi \frac{n_p}{\lambda} d_p, \quad (3.1-3)$$

kde n_p je index lomu rozptylujícího média (částice),
 λ je vlnová délka laserového světla ve vakuu,
 d_p je průměr částice.

Fáze je tedy lineární funkcí průměru částice, jak ukazuje obr. 3.1-8.

Geometrický faktor β_i závisí na rozptylovém modu a třech úhlech θ , φ_i a ψ_i . Úhel mezi osvětlujícími paprsky θ určuje odstup interferenčních proužků, zatímco φ_i a ψ_i definují směr od optické sondy k fotodetektoru (viz obr. 3.1-1).



Obr. 3.1-8 Závislost fáze na průměru částice

Následující vztahy vyjadřují geometrický faktor pro reflexi a refrakci 1. řádu [56].

Pro reflexi platí:

$$\beta_i = \sqrt{2} \left(\sqrt{1 + \sin \frac{\theta}{2} \sin \varphi_i \sin \psi_i - \cos \frac{\theta}{2} \cos \varphi_i} - \sqrt{1 - \sin \frac{\theta}{2} \sin \varphi_i \sin \psi_i - \cos \frac{\theta}{2} \cos \varphi_i} \right). \quad (3.1-4)$$

V uvedeném vztahu nevystupuje index lomu. V praxi to znamená, že v situacích, kdy neznáme index lomu, je vhodné použít jako rozptylový mod reflexi.

Pro refrakci 1. řádu platí:

$$\beta_i = 2 \left(\sqrt{1 + n_{rel}^2 - \sqrt{2} n_{rel} \sqrt{f_{i+}}} - \sqrt{1 + n_{rel}^2 - \sqrt{2} n_{rel} \sqrt{f_{i-}}} \right), \quad (3.1-5)$$

kde je $n_{rel} = \frac{n_p}{n_f}$,

n_p index lomu částice,

n_f index lomu tekutiny,

$$f_{i\pm} = 1 \pm \sin \frac{\theta}{2} \sin \varphi_i \sin \psi_i + \cos \frac{\theta}{2} \cos \varphi_i.$$

Uvedené rovnice neobsahují žádné kalibrační konstanty.

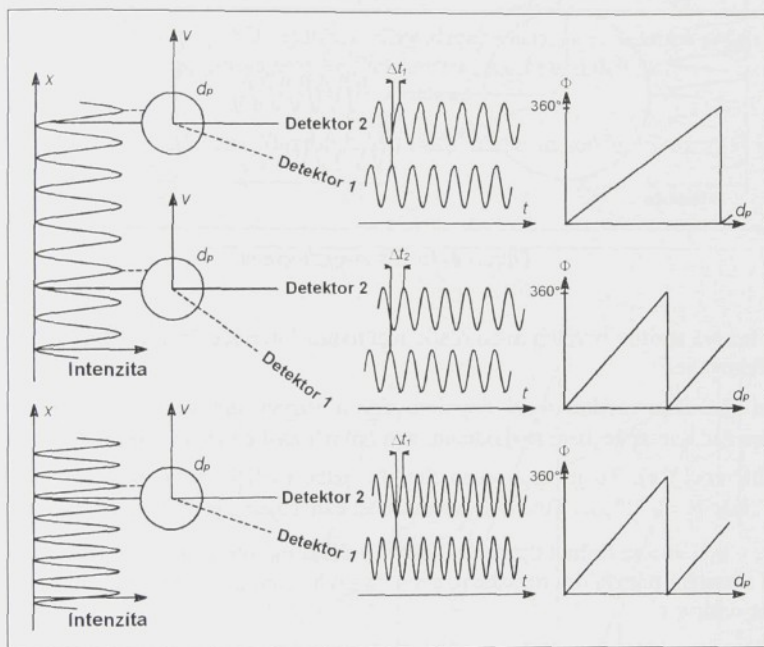
Lineární vztah mezi měřeným fázovým rozdílem a průměrem částice platí pouze tehdy, je-li detektor umístěn do směru, ve kterém převládá právě jeden rozptylový mod. Současná detekce různých rozptylových módů o srovnatelné intenzitě vede k nelinearitám ve vztahu mezi fází a průměrem částice.

Pro refrakci 2. řádu nelze β_i vyjádřit v analytickém tvaru a řešení lze získat pouze numericky iterativním postupem.

Z výrazu pro geometrický faktor β_i plyne, že citlivost a měřicí rozsah metody PDA lze měnit vhodným nastavením úhlů θ , φ_i a ψ_i .

Ve skutečnosti tyto tři úhly nemohou být zvoleny libovolně. Např. výběr úhlu rozptylu φ je poměrně omezený a volí se tak, aby se významně uplatnil pouze jeden mod rozptylu. Požadavky na pracovní vzdálenost rovněž ovlivňují použitelný rozsah úhlů θ a ψ_i .

Obr. 3.1-9 demonstruje zvětšování sklonu směrnice ve vztahu průměr-fáze s rostoucí úhlovou separací mezi detektory, tj. s rostoucím ψ_{12} . Sklon směrnice též roste, když zmenšujeme odstup interferenčních proužků zvětšováním úhlu θ mezi osvětľujícími laserovými paprsky tvořícími optickou sondu.



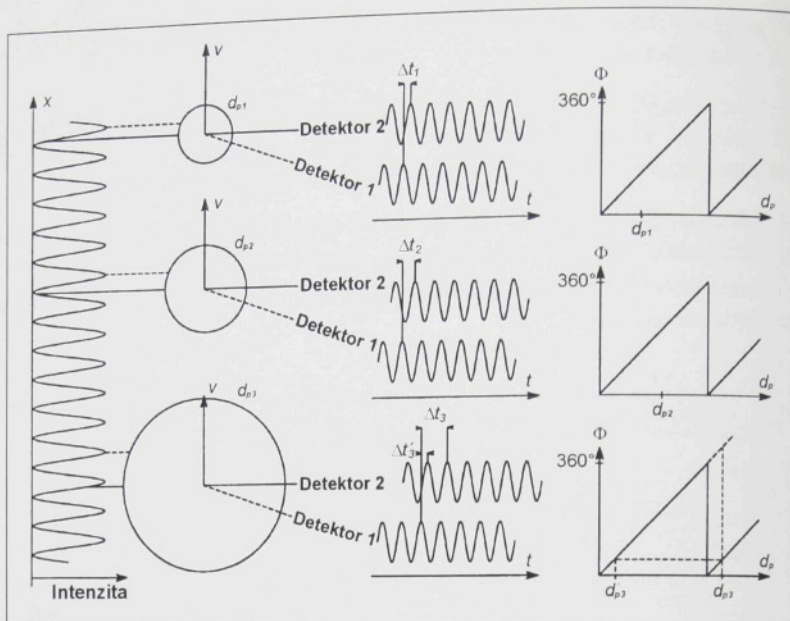
Obr. 3.1-9 Účinek změny azimutálního úhlu ψ a úhlu mezi laserovými paprsky θ na sklon směrnice ve vztahu průměr-fáze

Změna ψ_{12} ovlivňuje pouze sklon směrnice ve vztahu průměr-fáze, tj. citlivost a rozsah měřitelných rozměrů částice, ale nemění závislost mezi rychlostí a dopplerovskou frekvencí.

Změna úhlu θ ovlivňuje jak sklon směrnice ve vztahu průměr-fáze, tak závislost mezi rychlostí a dopplerovskou frekvencí. Úhel θ lze měnit změnou ohniskové vzdálenosti výstupního objektivu nebo změnou odstupu laserových paprsků

Doposud diskutovaný dvoudetektorový PDA systém je náchylný na tzv. 2π dvojznačnost.

Obr. 3.1-10 demonstruje fázové rozdíly pro tři různé velké částice.



Obr. 3.1-10 2π dvojznačnost

Zatímco fázové rozdíly prvních dvou částic leží uvnitř intervalu 2π (360°), třetí částice tento rozsah překračuje.

Z měření fázového rozdílu mezi dopplerovskými vzrhy detekovanými dvěma detektory nemůžeme žádným způsobem rozhodnout, zda průměr částice je d_{p3} nebo d'_{p3} (odpovídající fázové diferenci 2π). To je způsobeno tím, že nelze rozlišit mezi fázovými rozdíly Φ a $\Phi + 2n\pi$, kde $n = 1, 2, 3, \dots$. Tuto nejednoznačnost označujeme jako 2π dvojznačnost.

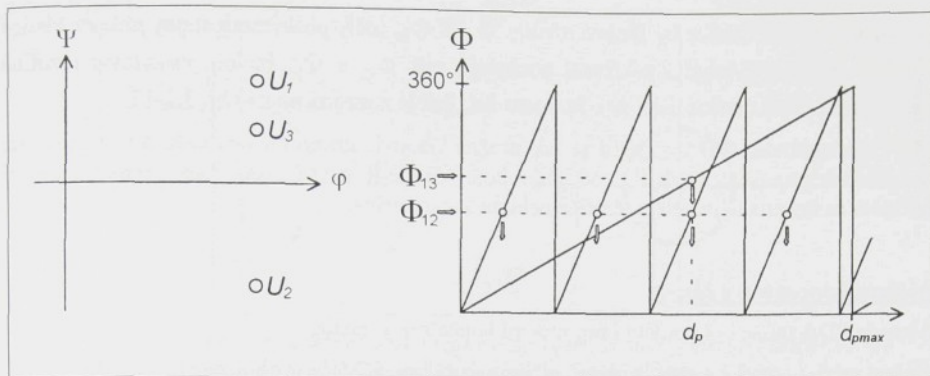
Tak jsme v systému se dvěma detektory nuceni volit kompromis mezi na jedné straně velkou citlivostí a malým pracovním rozsahem, nebo na druhé straně větším pracovním rozsahem za cenu ztráty citlivosti.

Řešení tohoto problému spočívá v použití tří detektorů asymetricky umístěných tak, že dva z nich, U_1 a U_2 , tvoří relativně odlehlý pár dávající větší rozlišení a menší pracovní rozsah, a dva detektory, U_1 a U_3 , tvoří bližší pár poskytující větší pracovní rozsah, ale s menším rozlišením.

Toto uspořádání je znázorněno na obr. 3.1-11.

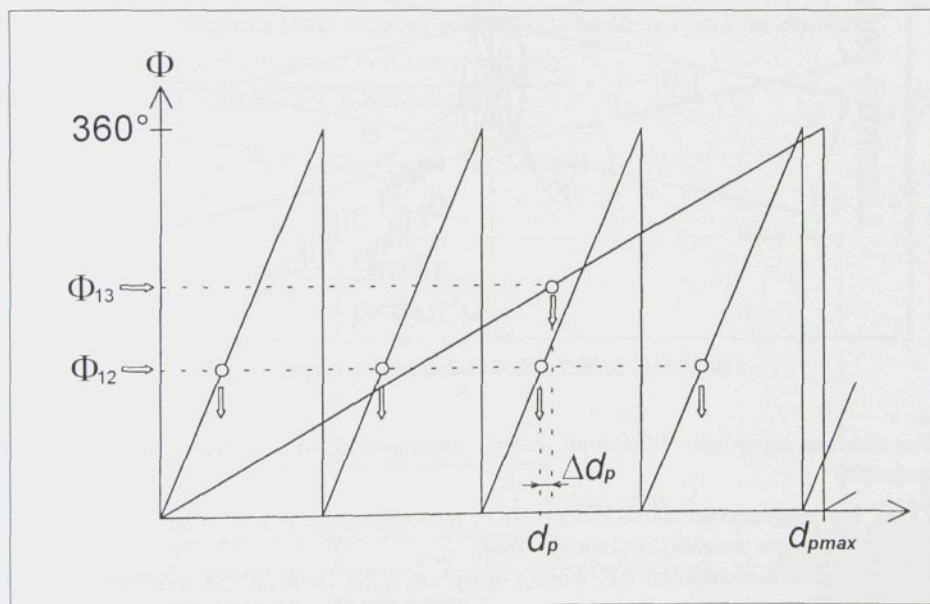
Série hodnot pro d_p odpovídá měřené hodnotě Φ_{12} (označené šipkami). Hodnota Φ_{13} v grafu (jedna šipka) je pak použita pro stanovení jedné správné hodnoty d_p z výše uvedené série hodnot.

Třidetektorové uspořádání má další užitečné vlastnosti. Fázové difference odpovídající každému detektorovému páru poskytují informaci o zakřivení v určité oblasti povrchu částice. Se dvěma páry detektorů můžeme měřit zakřivení ve dvou různých místech. Jestliže je částice kulová, pak by oba páry fotodetektorů měly změřit identické zakřivení.



Obr. 3.1-11 Třidetektorový PDA systém - různé sklony směrnice ve vztazích průměr-fáze obdržené dvěma páry fotodetektorů s rozdílnou odlehlostí

Na tomto principu je založena kontrola kulovitosti částic metodou PDA, znázorněná na obr. 3.1-12.



Obr. 3.1-12 Rozdíly Δd_p v hodnotách průměru částice odpovídající dvěma fázovým diferencím Φ_{12} a Φ_{13}

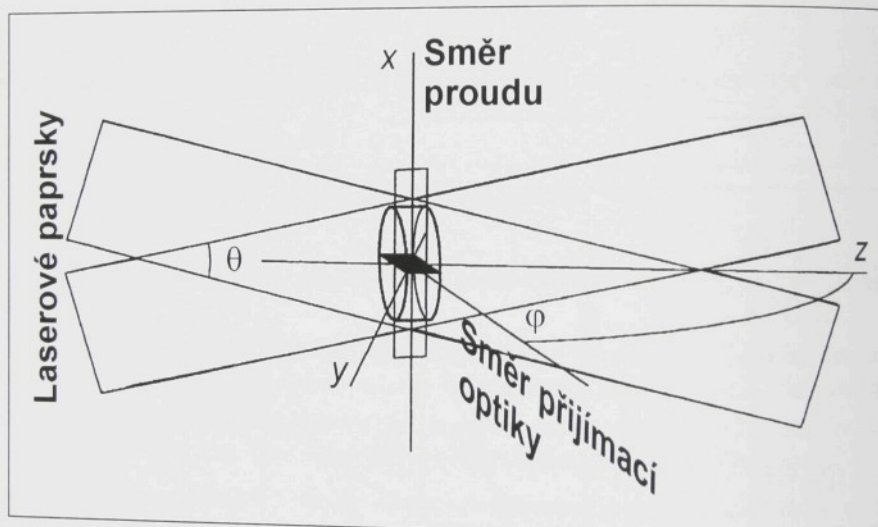
V případě kulové částice by fázové rozdíly Φ_{12} a Φ_{13} měly poskytnout stejný průměr částice d_p . Jestliže se dvě lokální zakřivení odchylní, pak Φ_{12} a Φ_{13} budou poskytovat rozdílné hodnoty průměru částice lišící se o hodnotu Δd_p , jak je znázorněno na obr. 3.1-12.

Při vyhodnocování PDA signálu je tak možné stanovit kritérium platnosti $\Delta d_p/d_p$, určující maximální přípustné odchylky od kulovitosti. Bude-li $\Delta d_p/d_p$ větší než určitá procentní hodnota nastavená uživatelem, částice nebude akceptována.

Měření koncentrace částic.

Metoda PDA může být použita i pro měření koncentrace částic.

Oblast měřicí optické sondy "viděná" přijímací optikou PDA je vyobrazena na obr. 3.1-13.

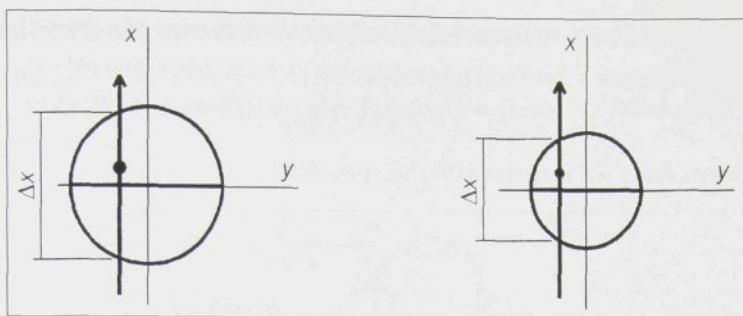


Obr. 3.1-13 Měřicí oblast viděná přijímací optikou PDA

Pro obdržení nejlepších výsledků při měření koncentrace částic je nutné dodržet následující podmínky:

- směr hlavního proudu by měl být kolmý na podélnou osu optické sondy,
- turbulence proudění by měla být nízká,
- v každé rozměrové třídě by měl být dostatečný počet částic, tj. 100 nebo více.

Měření koncentrace částic metodou PDA komplikuje fakt, že velké částice rozptylují více světla než malé. V důsledku toho je efektivní měřicí oblast viděná přijímací optikou PDA pro velké částice větší než pro malé. To je znázorněno na obr. 3.1-14.



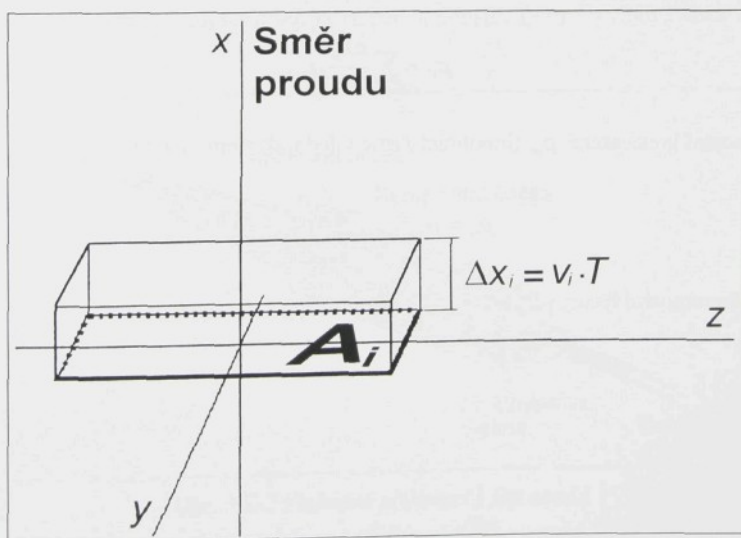
Obr. 3.1-14 Částicím různých rozměrů odpovídají různé rozměry měřicí optické sondy.
 Δx je délka dráhy částice uvnitř měřicí sondy

Proto se částice rozdělují podle rozměrů do tzv. rozměrových tříd a každá tato rozměrová třída je analyzována samostatně. Index i v následujících vzorcích označuje odpovídající i -tou rozměrovou třídu.

Pro i -tou rozměrovou třídu můžeme definovat:

- Δt_{ij} doba průletu j -té částice z i -té rozměrové třídy měřicí sondou,
- ρ_{Ni} koncentrace částic i -té rozměrové třídy (počet částic v jednotce objemu),
- v_{ij} rychlost j -té částice z i -té rozměrové třídy,
- N_i počet částic v i -té rozměrové třídě.

Základní princip měření koncentrace částic je znázorněn na obr. 3.1-15.



Obr. 3.1-15 Koncentrace částic unášených proudem o rychlosti v_i ve směru x průřezem A_i

Předpokládejme, že PDA měření probíhá po dobu T . N_i částic i -té rozměrové třídy projde průřezem A_i během času T . Na konci tohoto intervalu prošlé částice vyplní objem:

$$\Delta V_i = A_i \Delta x_i = A_i v_i T. \quad (3.1-6)$$

Pro koncentrace částic i -té rozměrové třídy ρ_{Ni} pak platí:

$$\rho_{Ni} = \frac{N_i}{\Delta V_i} = \frac{1}{A_i} \frac{N_i}{v_i T}, \quad (3.1-7)$$

kde $v_i = \frac{1}{N_i} \sum_{j=1}^{N_i} v_{ij}$ je průměrná rychlost částic i -té rozměrové třídy.

Rychlost jednotlivých částic v_{ij} se stanoví ze změřené dopplerovské frekvence:

$$v_{ij} = d_f (f_{Dij} - f_0), \quad (3.1-8)$$

kde je d_f rozteč interferenčních proužků,

f_{Dij} dopplerovská frekvence j -té částice i -té rozměrové třídy,

f_0 frekvenční posuv vyvolaný Braggovou celou.

Celková koncentrace částic ρ_n (celkový počet částic v jednotkovém objemu) je potom:

$$\rho_n = \sum_i \rho_{Ni}, \quad (3.1-9)$$

a odpovídající objemová koncentrace částic ρ_V (objem částic v jednotkovém objemu) je:

$$\rho_V = \sum_i \frac{\pi d_{pi}^3}{6} \rho_{Ni}. \quad (3.1-10)$$

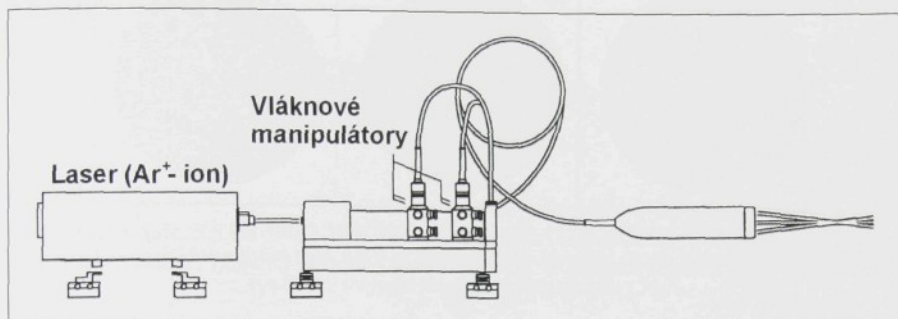
Pro hmotnostní koncentraci ρ_m (hmotnost částic v jednotkovém objemu) platí:

$$\rho_m = \rho_p \rho_V = \sum_i \frac{\pi d_{pi}^3 \rho_p}{6} \rho_{Ni}, \quad (3.1-11)$$

kde ρ_p je hmotnostní hustota částic.

3.2 Základní komponenty a typické konfigurace PDA

Vysílací optický systém PDA je řešen obdobně jako u klasické metody LDA. Typické uspořádání vysílacího systému PDA na bázi dvousložkové vláknové vysílací sondy je uveden na obr. 3.2-1.

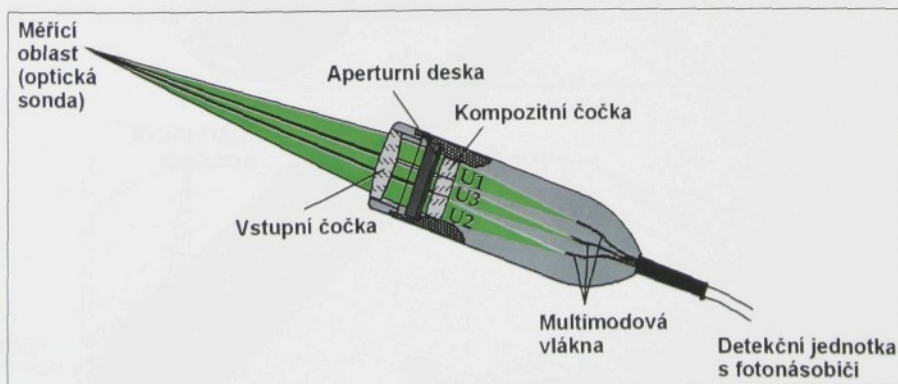


Obr. 3.2-1 Typické uspořádání vysílacího optického systému PDA [56]

Vysílací systém je shodný s LDA systémem popsaném v kapitole 2.2.4 Vláknové sondy LDA. Tvoří ho argonový laser provozovaný v multimodovém (vícebarevném) režimu, vysílací modul a dvousložková vláknová sonda pro měření rychlosti v režimu zpětného rozptylu.

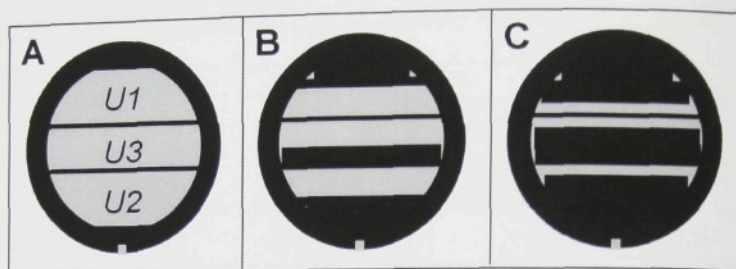
Příklad uspořádání vláknové přijímací PDA sondy je znázorněn na obr. 3.2-2.

Světlo rozptýlené částicemi v oblasti optické sondy je registrováno přijímací PDA sondou, viz obr. 3.2-2. Speciální aperturní maskou je rozděleno do tří svazků, které jsou navázány do tří multimodových vláken a těmito vedeny k jednotlivým fotodetektorům v detekční jednotce. Před vlastní detekcí se provádí separace jedné barvy, obvykle zelené o vlnové délce 514,5 nm.



Obr. 3.2-2 Vláknová přijímací PDA sonda

Aperturní maska je výměnná, přičemž rozestupy mezi přijímacími aperturami masky lze přizpůsobit požadovaným rozměrovým rozsahům měřených částic. Příklad různých typů masek je uveden na obr. 3.2-3.

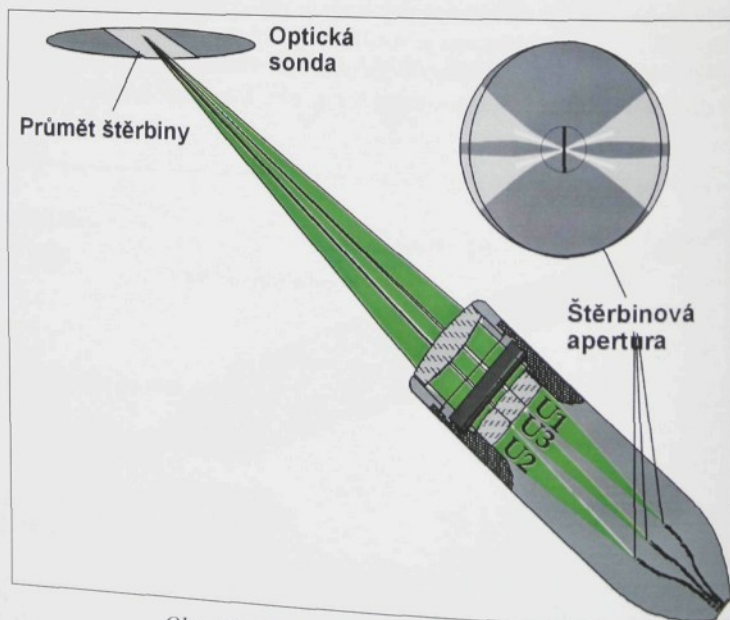


Obr. 3.2-3 Adaptace rozměrového rozsahu měřených částic změnou rozestupu apertur v masce (A: malý rozsah rozměrů, B: střední rozsah rozměrů, C: velký rozsah rozměrů)

Efektivní velikost PDA sondy "viděná" přijímacím objektivem je mnohem menší než vlastní optická sonda vytvořená průsečíkem laserových paprsků. To demonstruje obr. 3.2-4.

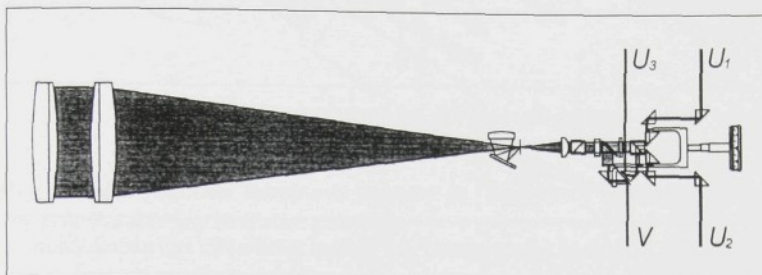
Efektivní velikost PDA sondy je určena:

- průměrem optické sondy vytvořené průsečíkem laserových paprsků,
- šířkou průmětu štěrbinového prostoroového filtru umístěného na vstupu přijímacích světlovdů.



Obr. 3.2-4 Efektivní velikost PDA sondy.

V případě, že pro dvousložkové měření rychlosti v PDA systému využíváme dopředný rozptyl, musí být přijímací PDA sonda řešena jako čtyřdetektorová. Příklad jejího uspořádání je uveden na obr. 3.2-5.

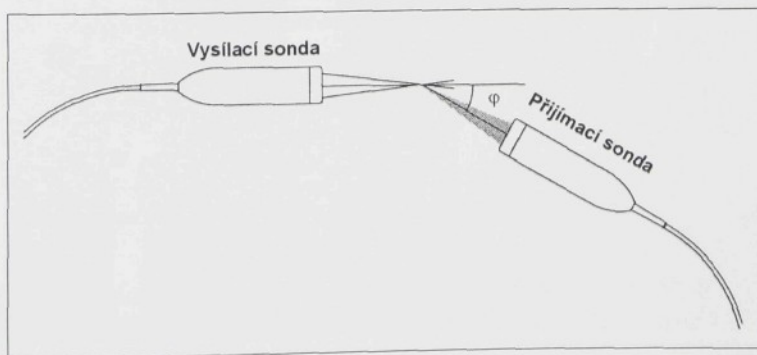


Obr. 3.2-5 Uspořádání čtyřdetektorové přijímací PDA sondy - umožňuje dvousložkové měření rychlosti v modu dopředného rozptylu [56]

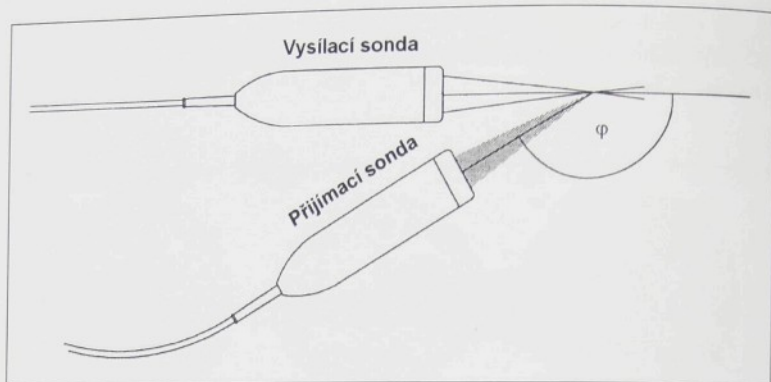
Z přijímaného rozptýleného světla se navzájem separují barvy zelené (514,5 nm) a modré (488 nm). Modré světlo se přivádí na detektor V , který slouží pro měření jedné složky rychlosti, zelené pak na detektory U_1 , U_2 a U_3 , přičemž doplerovský signál kteréhokoliv z nich lze využít pro měření druhé složky rychlosti. Pomocí aperturní clony obdobné clonám zobrazeným na obr. 3.2-3, se na každý z detektorů U_i přivádí pouze část přijímaného světelného svazku. Detektor U_1 přijímá horní a detektor U_2 dolní část svazku, detektor U_3 pak zpracovává střední část svazku.

Signály fotodetektorů za PDA sondou jsou zpracovávány speciálními PDA signálovými procesory, které měří fázové rozdíly signálu mezi jednotlivými detektory. Analýza naměřených dat prováděná na připojeném počítači PC poskytuje informace o velikosti, případně koncentraci částic. Současně se vyhodnocuje doplerovská frekvence, ze které se stanoví rychlost.

Příklady konfigurace PDA měření jsou uvedeny na obr. 3.2-6 a obr. 3.2-7.



Obr. 3.2-6 Typická konfigurace PDA měření využívající refrakci 1. řadu



Obr. 3.2-7 Typická konfigurace PDA měření využívající refrakci 2. řádu

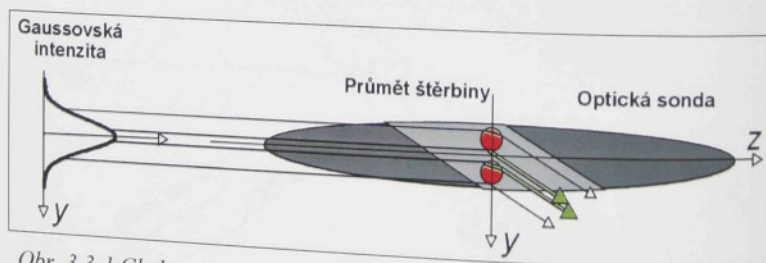
Jako vysílací sonda je použita dvousložková vláknová sonda pro zpětný rozptyl a přijímací sondu tvoří třidetektorová vláknová PDA sonda. Obr. 3.2-6 znázorňuje typickou konfiguraci PDA měření využívající refrakci 1. řádu, zatímco obr. 3.2-7 ukazuje typické uspořádání pro refrakci 2. řádu. V obou případech je směr proudu kolmý na rovinu těchto obrázků.

3.3 Zdroje chyb při měření metodou PDA

Zdrojem chyb při měření metodou PDA mohou být:

- nízký poměrem signálu k šumu SNR ,
- fázové změny v důsledku povrchových deformací, nehomogenních částic nebo efektu mnohonásobného rozptylu,
- gaussovský profil intenzity v měřicí sondě,
- šterbinový efekt.

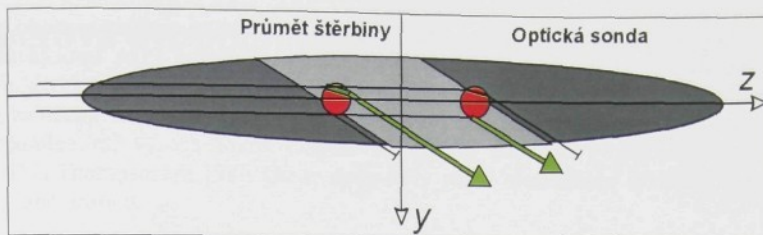
Chyby způsobené gaussovským profilem intenzity v měřicí sondě demonstruje obr. 3.3-1.



Obr. 3.3-1 Chyby způsobené gaussovským profilem intenzity v měřicí sondě

V závislosti na trajektorii částice převládá v detekovaném rozptýleném světle buď refraze nebo reflexe. Tento jev se stává významným pro velké transparentní částice ($d_p > \text{cca } 50\%$ průměru měřicí optické sondy).

Chyby způsobené tzv. šterbinovým efektem demonstruje obr. 3.3-2.



Obr. 3.3-2 Chyby způsobené štěrbinovým efektem

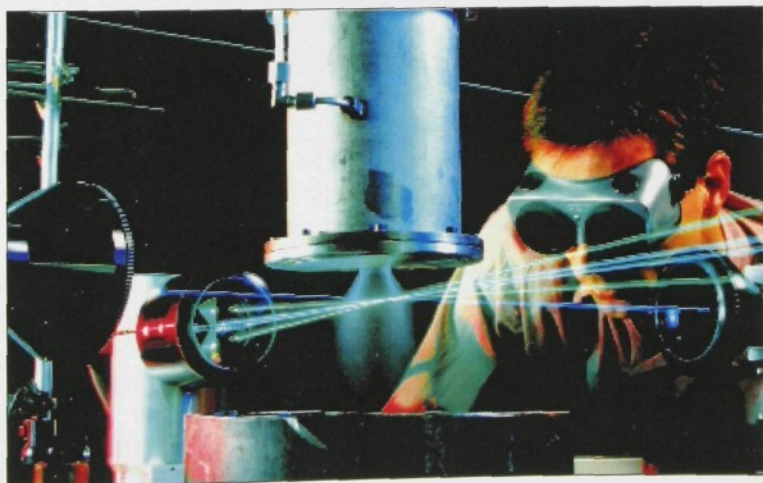
V důsledku průmětu přijímací štěrbinové apertury se rozptylový mod mění podle toho, u které hrany průmětu štěrbinový se částice pohybuje.

3.4 Aplikace metody PDA

Metoda PDA nachází uplatnění v mnoha aplikacích, zahrnujících např.:

- Spalování - olejové hořáky, výzkum spalovacích motorů, vývoj vstřikovačů paliva atd.
- Rozprašovací procesy.
- Průmyslové spreje - zemědělské spreje, zdravotnické a farmaceutické spreje, kosmetické spreje atd.
- Kapky v atmosféře - déšť, mlha, kouř, námraza atd.
- Prášková metalurgie.
- Dynamika bublin - kavitace, provzdušňování atd.
- Disperzní a směšovací jevy - olejové kapky ve vodě atd.

Příklad měření procesu vstřikování paliva v leteckém motoru je uveden na obr. 3.4-1.



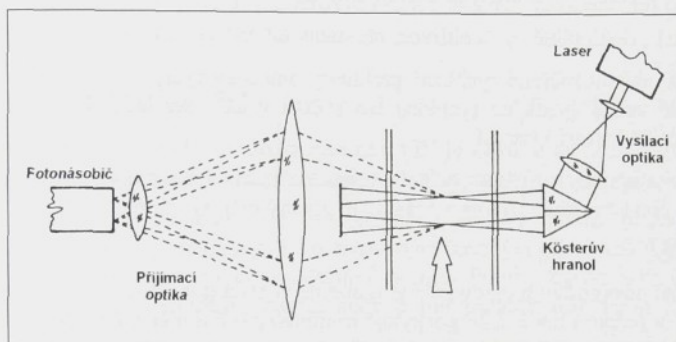
Obr. 3.4-1 Výzkum vstřikování paliva v leteckém motoru metodou PDA - fotografie: DLR, Institut für Antriebstechnik, Köln, Germany [57]

Vysílací objektivy vpravo a uprostřed obrázku tvoří třísložkový systém v modu zpětného rozptylu pro měření rychlosti a v levé části obrázku je umístěna PDA optická sonda pro měření velikosti částic.

4 Laserová dvouohnisková anemometrie (L2F)

Laserová dvouohnisková anemometrie (Laser Two-Focus Anemometry - L2F) je metoda, která je založena na měření času průletu stopovací částice unášené proudem tekutiny mezi dvěma paralelními vysoce fokusovanými laserovými paprsky. Poprvé byla tato metoda použita D.H.Thompsonem [58]. Od té doby byly různé modifikace systému L2F vyvíjeny v mnoha laboratořích.

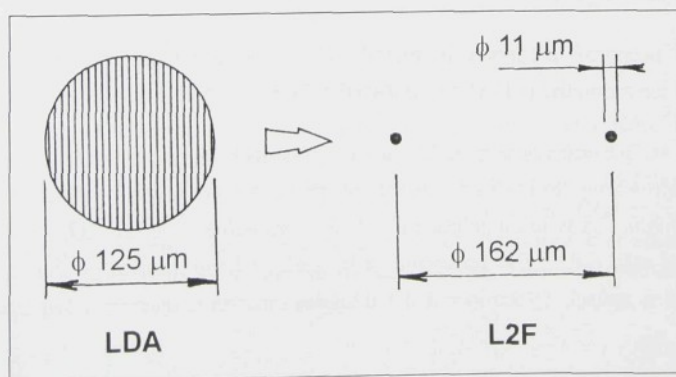
Jedno z možných uspořádání L2F je schématicky znázorněno na obr. 4-1 [59].



Obr. 4-1 Laserový dvouohniskový anemometr

Laserové světlo je speciální optikou rozděleno na dva svazky, které jsou zaostřeny do dvou blízkých ohnisek. Optická sonda je tedy tvořena dvěma intenzivními ohnisky o definované rozteči. Částice unášená proudem, která projde oběma ohnisky, rozptýlí světlo a vybudí na fotonásobiči dva po sobě následující pulsy. Z časového intervalu mezi pulsy se při známe rozteči ohnisek vypočítá rychlost částice.

Porovnání typického měřicího prostoru LDA a L2F je znázorněno na obr. 4-2 .



Obr. 4-2 Porovnání typického měřicího prostoru LDA a L2F

Optická sonda anemometru L2F má značnou směrovou citlivost. To znamená, že pomocí jejího natáčení vzhledem k optické ose anemometru lze určovat směr proudu. Průměr obou ohnisek v optické sondě je velmi malý a proto je v nich soustředěna velmi vysoká intenzita světla (řádově 1 MW/cm^2). To znamená, že i při málo účinném rozptylu a méně výkonném laseru má signál dostatečný odstup od šumu.

Z porovnání metody L2F a LDA lze učinit následující závěry:

Výhody L2F

- Protože intenzita světla v optické sondě je vyšší než u LDA, je možné použití menších stopovacích částic, které lépe sledují proud.
- L2F má principiálně vyšší citlivost při stanovení směru proudu, než LDA.
- U L2F nejsou měřené rychlosti prakticky omezeny rychlostí použité elektroniky. V případě velmi vysokých rychlostí lze zvětšit vzdálenost mezi oběma ohnisky a tím prodloužit časový interval.
- Hloubka opticky citlivého prostoru ve směru vysílacích paprsků je u L2F menší než u LDA, což usnadňuje (při uspořádání pro zpětný rozptyl) měření blízko stěny.

Nevýhody L2F

- Zásadní nevýhodou metody L2F je poměrně značná doba potřebná k určení rychlosti a směru v jednom bodě. L2F poskytuje minimálně o řád menší četnost dat než LDA. To je způsobeno tím, že měřicí sonda L2F nabízí částicím mnohem menší "cílový prostor" než LDA.
- Ve snaze omezit základní nedostatek L2F spočívající v malé četnosti dat, byly vyvinuty systémy L2F, jejichž měřicí ohniska mají tvar elipsoidů. Tato technika je kompromisem mezi vysokou výkonovou hustotou světla v měřicích bodech klasického anemometru L2F a zvětšením cílového prostoru měřicí sondy [60].
- Četnost dat L2F rychle klesá s narůstající turbulencí proudu. To je způsobeno tím, že vzrůstající turbulence vyvolává velké úhlové změny směru proudu a narůstá tak počet částic, které neprojdou oběma měřicími ohnisky. Při intenzitách turbulence nad 10% dochází k výraznému snížení četnosti dat a při intenzitách turbulence nad 30% nelze L2F používat [60].

Přes některé nesporné přednosti je metoda L2F mnohem méně rozšířena než klasická dopplerovská anemometrie (LDA) a v současné době se využívá minimálně.

Obecně mohou L2F anemometry nalézt uplatnění v těch oblastech měření, kde při použití LDA nastávají vážné komplikace. Jedná se především o měření s extrémně vysokým gradientem rychlostí, kdy je nutné použít částice nepříjemně malé pro LDA, nebo o měření v těsné blízkosti stěn, kdy LDA poskytuje příliš nízký odstup signálu od šumu. Podrobnější rozbor funkce a způsob vyhodnocení dat dvojohniskovým anemometrem je podán např. v [61], [62].

5 Metoda PIV (Particle Image Velocimetry)

V posledních deseti letech vyústil vývoj měřicích metod v experimentální mechanice tekutin k velmi efektivnímu druhu laserové anemometrie, která je v odborné literatuře označována zkratkou PIV - Particle Image Velocimetry.

Narozdíl od laserové dopplerovské anemometrie, která měří rychlost proudění pouze v jednom bodě, dovoluje metoda PIV experimentálně studovat komplikovaná proudová pole v definované rovině prostoru a s dostatečně výkonnou vyhodnocovací technikou zaznamenat i jejich vývoj v čase.

Metoda PIV má tak jako jediná z laserových anemometrií základní předpoklady pro experimentální studium nestacionárních polí.

5.1 Základní principy PIV

Princip měření rychlosti proudícího média metodou PIV je založen na zaznamenání posunutí malých částic unášených proudem a na následném vyhodnocení tohoto posunu.

Ve sledované oblasti proudového pole jsou částice osvětleny dvěma případně několika krátkými laserovými pulsy generovanými s definovaným časovým odstupem. Laserové záření je speciální optikou vytvarováno do osvětlující roviny. Polohy částic v této rovině jsou zaznamenány na médium citlivé na světlo, jako je fotografický film nebo CCD detektor kamery.

Vyhodnocení takto pořízených záznamů je založeno na elementární rovnici:

$$\text{rychlost} = \frac{\text{vzdálenost}}{\text{čas}},$$

kde *vzdálenost* reprezentuje posuv částic unášených proudící tekutinou za definovaný časový interval (*čas*).

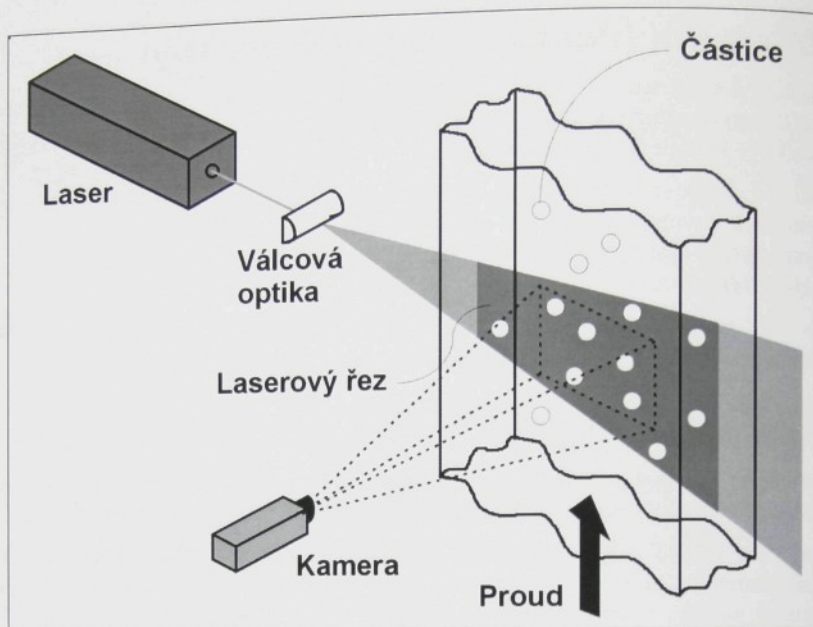
Metoda PIV zahrnuje dva následující kroky:

- záznam PIV obrazů,
- analýza PIV obrazů.

5.1.1 Záznam PIV obrazů

Typické uspořádání metody PIV je znázorněno na obr. 5.1-1.

Laserový paprsek je válcovou optikou formován do tzv. laserového řezu. Laserový řez definuje osvětlenou měřicí rovinu v proudovém poli. Částice unášené proudem, v této rovině rozptýlí světlo do objektivu kamery nebo fotoaparátu. Optická osa objektivu je kolmá k laserovému řezu a objektová rovina objektivu je s ním totožná. Částice nacházející se v objektové rovině jsou promítnuty do obrazové roviny objektivu a zaznamenány CCD maticovým detektorem kamery nebo na film fotoaparátu. Na pořízeném záznamu kamery se částice jeví jako světlé skvrny na tmavém pozadí.



Obr. 5.1-1 Typické uspořádání PIV metody

Laserový řez není obvykle osvětlen spojitě, ale pouze po krátký čas tak, aby bylo možné zaznamenat okamžitou polohu částic v definovaném čase. Z tohoto důvodu se s výhodou používají pulsní lasery, které osvětlují měřicí rovinu pouze po dostatečně krátký čas pro „ostré“ zaznamenání okamžité polohy částic (poloha částic se během osvětlení nemění) a přitom poskytují dostatečný velký světelný výkon pro expozici obrazu.

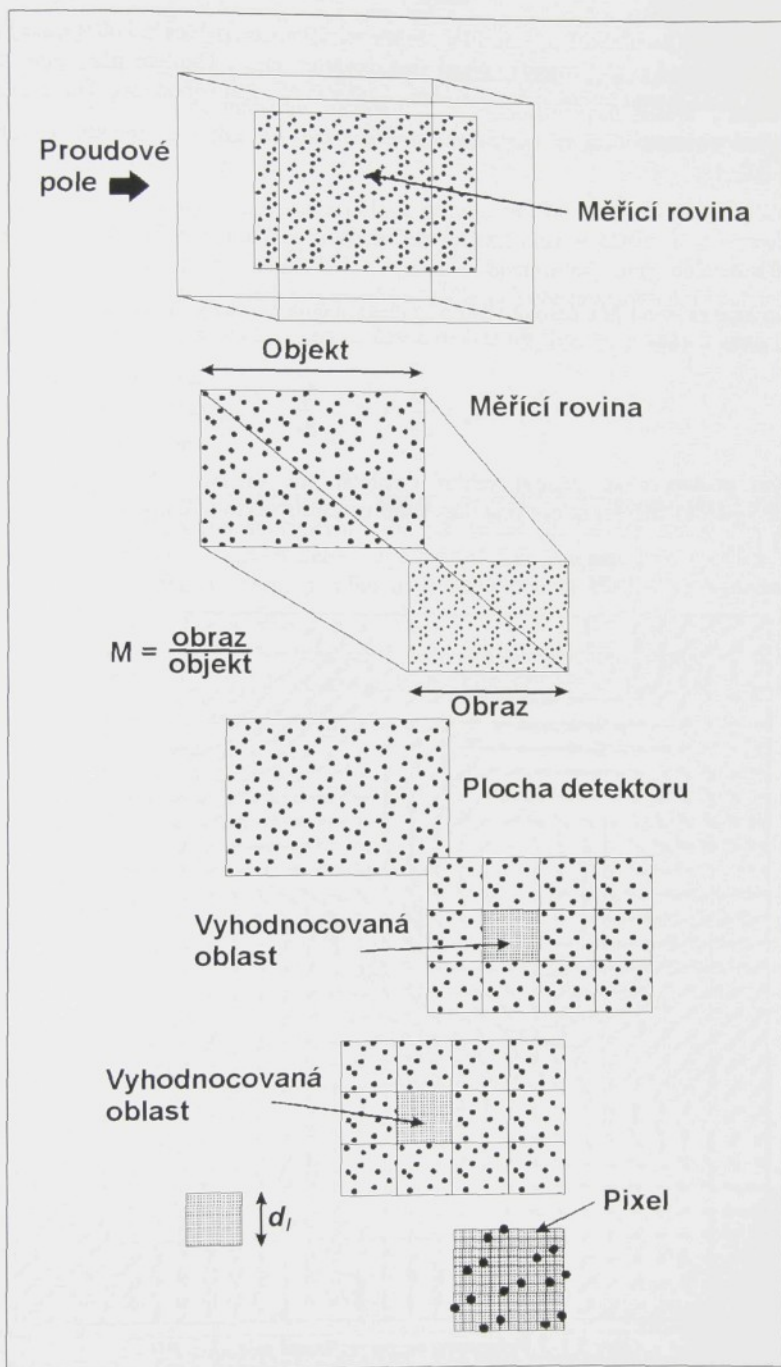
Pro vlastní měření je nutné pořídit minimálně dva záznamy s definovaným časovým odstupem. Na prvním záznamu je pak zachycena počáteční poloha částic, na druhém jejich koncová poloha a oba záznamy tak nesou informaci o vektorech posunutí částic v měřicí rovině.

Obecně jsou možné dva způsoby záznamu PIV obrazu:

1. Dvojnásobná expozice - první i druhý záznam polohy částic v laserovém řezu je exponován do jednoho obrazu. Na výsledném obrazu jsou pak zachyceny jak počáteční, tak koncové polohy částic.
2. Jednotlivé expozice - každý záznam polohy částic v laserovém řezu je exponován do samostatného obrazu. Na prvním obrazu jsou pak zachyceny počáteční polohy částic a na druhém koncové polohy částic.

Základní schéma optického záznamu PIV obrazu kamerou je znázorněno na obr. 5.1-2. CCD kamery se s výhodou používají pro záznam PIV obrazů, protože přímo poskytují digitalizovaný obraz polohy částic vhodný k dalšímu zpracování.

Měřicí rovina definovaná laserovým řezem leží v objektové rovině kamery a je promítána do obrazové roviny CCD maticového detektoru. Transformace mezi objektovou a obrazovou rovinou je určena zvětšením $M = \text{obraz} / \text{objekt}$.



Obr. 5.1-2 Schéma záznamu PIV obrazu kamerou

Jak je znázorněno na obr. 5.1-2, jsou PIV obrazy rozděleny na pravoúhlé (čtvercové) oblasti, tzv. vyhodnocované (vyšetřované) oblasti (interrogation area). Úkolem následující analýzy PIV obrazů je stanovení průměrného posunutí částic v každé této vyhodnocované oblasti.

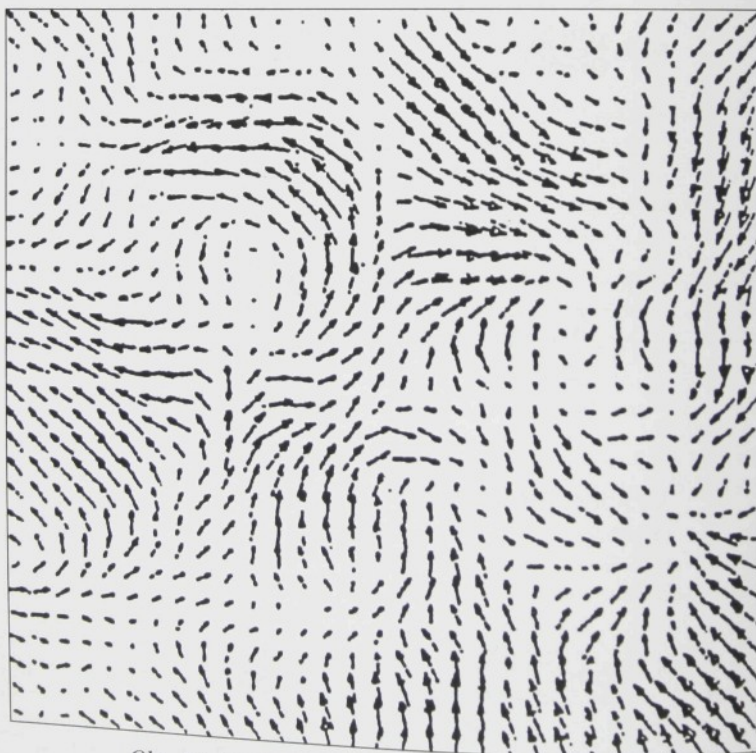
Průměrnému posunutí částic v objektové rovině o Δx , Δy odpovídá posunutí v obrazové rovině o ΔX , ΔY :

$$\Delta x = \frac{1}{M} \Delta X \text{ a } \Delta y = \frac{1}{M} \Delta Y, \quad (5.1-1)$$

Jestliže známe zvětšení M a časový odstup Δt mezi oběma záznamy, můžeme vypočítat složky rychlosti u_x , u_y v objektové rovině:

$$u_x = \frac{\Delta x}{\Delta t} \text{ a } u_y = \frac{\Delta y}{\Delta t}. \quad (5.1-2)$$

Uvedeným postupem se stanoví vektor rychlosti pro každou vyhodnocovanou oblast. Souhrnné výsledky měření se obvykle prezentují ve formě vektorové mapy, jak je znázorněno na obr. 5.1-3.



Obr. 5.1-3 Vektorová mapa pořizená metodou PIV

5.1.2 Analýza PIV obrazů

Jak bylo uvedeno v předcházející kapitole, výsledný obraz měřící roviny zaznamenaný metodou PIV se rozdělí na množinu malých tzv. vyhodnocovaných oblastí. Základní úloha vyhodnocení PIV záznamu potom spočívá v nalezení průměrného posunutí částic v každé z těchto vyhodnocovaných oblastí.

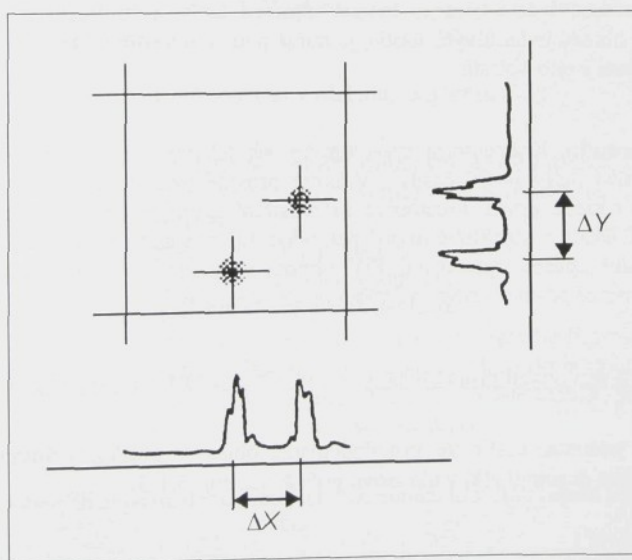
Abychom mohli každé vyhodnocované oblasti přiřadit vektor rychlosti, je bezpodmínečně nutné, aby se v každé z těchto oblastí nacházely nějaké obrazy částic. Koncentrace částic v měřeném proudu (průměrný počet částic v jednotce objemu) tedy hraje důležitou úlohu při výběru vhodných vyhodnocovacích algoritmů a má vliv i na přesnost výsledků měření.

Obecně můžeme v závislosti na koncentraci částic rozlišit tři případy sycení proudu:

- slabé sycení proudu,
- střední sycení proudu,
- silné sycení proudu.

Slabé sycení proudu. Předpokládejme, že koncentrace sytících částic unášených proudem je tak nízká, že pravděpodobnost výskytu více jak jedné částice ve stejný čas v každé vyhodnocované oblasti je zanedbatelná. Zpracování PIV obrazu pak spočívá v určení vzdálenosti mezi polohami středů prvního a druhého obrazu částice ve vyhodnocované oblasti.

Použijeme-li pro záznam PIV obrazu např. techniku dvojnásobné expozice, pak se ve vyhodnocovací oblasti nalézá jak obraz počáteční polohy částice, tak obraz její koncové polohy, jak je znázorněno na obr. 5.1-4.



Obr. 5.1-4 Projekci obrazu do dvou souřadnicových os se zpracování signálu redukuje na nalezení vzdálenosti mezi dvěma maximálními vrcholy ve dvou jednorozměrných signálech

Uvážíme-li, že částice jsou vyobrazeny jako bílé skvrny na tmavém podkladu, pak průmět obrazu do souřadnicových os X a Y (tj. sečtení úrovně jasu pixelů ve vertikálním a horizontálním směru) odpovídá dvěma jednorozměrným signálům se dvěma vrcholy, viz obr. 5.1-4. Tyto vrcholy odpovídají projekci poloh obrazů částice do souřadnicových os. Zpracování signálu se tak redukuje na nalezení vzdáleností mezi vrcholy ΔX , ΔY , které reprezentují souřadnice posunutí obrazu částice.

Známe-li posunutí částice ve vyhodnocované oblasti obrazové roviny $\Delta X = (\Delta X, \Delta Y)$ a zvětšení zobrazovací soustavy M , pak můžeme z rovnice (5.1-1) vypočítat posunutí částice v objektové rovině $\Delta x = (\Delta x, \Delta y)$ a z něho vektor rychlosti pro danou vyhodnocovanou oblast, viz rovnice (5.1-2).

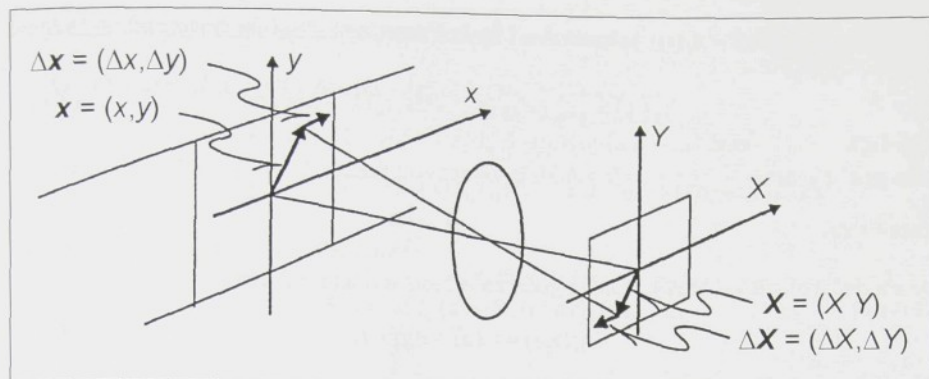
Praktická realizace popsaného způsobu zpracování PIV obrazu při slabém syčení proudů částicemi je velmi problematická. V důsledku náhodných poloh částic v měřeném proudovém poli není možné jednoznačně zajistit, že v každé vyhodnocované oblasti se v době expozice obrazu nachází právě jedna částice, jinými slovy, že v každé vyhodnocované oblasti nalezneme právě jeden pár obrazů částice. Obecně se v některých vyhodnocovaných oblastech může vyskytovat více obrazů částic a v některých mohou obrazy částic zcela chybět. Proto je nutné sytit proud částicemi silněji, abychom obdrželi spojitou rychlostní informaci v celé měřené rovině (tj. rychlostní vektor v každé vyhodnocované oblasti). To ovšem znamená, že ve vyhodnocovaných oblastech se bude nacházet více obrazů částic než pouze jeden pár. Potom již není obecně možné určovat posuny jednotlivých částic a je nutné použít důmyslnějších algoritmů pro zpracování PIV obrazu.

Střední syčení proudů. Koncentrace syčení je tak vysoká, že s vysokou pravděpodobností nalezneme obrazy částic ve všech vyhodnocovaných oblastech. Tím je zaručena kontinuita rychlostní informace v celé měřené rovině. Protože se v každé vyhodnocované oblasti nachází mnoho obrazů jednotlivých částic, je nutné použít algoritmy, které dokáží určit jejich průměrné posunutí v této oblasti.

Silné syčení proudů. Koncentrace syčení může být tak vysoká, že přijímací optika není schopna rozlišovat individuální částice. V tomto případě jsou v PIV obrazu zaznamenány shluky částic v podobě skvrn. Prostorové rozptýlení skvrn je určeno rozmístěním částic. Posunutí shluků částic v objektové rovině pak odpovídá posunutí struktury skvrn v obrazové rovině. Optimální způsob zpracování PIV obrazu vyžaduje i v tomto případě algoritmy stanovující průměrné posunutí skvrn ve vyhodnocované oblasti.

Vhodná technika pro určení průměrného posunutí obrazů částic ve vyhodnocované oblasti je korelace.

K průměrnému posunutí částic ve vyhodnocované oblasti v objektové rovině Δx musíme nalézt odpovídající posunutí ΔX v obrazové rovině, viz obr. 5.1-5.



Obr. 5.1-5 Souřadnicový systém - obrazová a objektová rovina

Základní analýzu vyhodnocení PIV obrazů provedli R. J. Adrian a R. D. Keane [63], [64] a [65]. Uvažovali záznam PIV informace na fotografickém filmu. Vyšetřování PIV obrazu zaznamenaného na filmu se provádí speciálními skenery. V tomto případě jsou vyhodnocované oblasti osvětlovány tzv. vyšetřujícími paprsky definovaného průměru a intenzity. V případě použití videozáznamu lze analogicky k vyšetřujícím paprskům zavést okenní funkce.

Jak již bylo uvedeno v kapitole 5.1.1 Záznam PIV obrazů, jsou možné dva způsoby záznamu PIV informace:

- Dvojnásobná expozice - oba PIV záznamy se exponují do jednoho obrazu.
- Jednotlivé expozice - každý PIV záznam se exponuje do samostatného obrazu a vznikají tak dva obrazy.

Definujme symboly, které budeme používat v následujícím textu [66]:

$\mathbf{x}$	polohový vektor (průvodič) v objektové rovině,
$\mathbf{X}$	polohový vektor (průvodič) v obrazové rovině,
M = obraz/objekt	zvětšení,
$\mathbf{X}_1, \mathbf{X}_2$	středů vyšetřujících paprsků,
d_1, d_2	průměry vyšetřujících paprsků,
$I_{01}(\mathbf{X}), I_{02}(\mathbf{X})$	intenzity vyšetřujících paprsků,
$\tau_1(\mathbf{X}), \tau_2(\mathbf{X})$	propustnost prvního a druhého fotografického záznamu,
$I_{01}(\mathbf{x}), I_{02}(\mathbf{x})$	intenzity laserového řezu při prvním a druhém záznamu,
$\tau_0(\mathbf{X} - M\mathbf{x}_i)$	normalizovaná propustnost obrazu i-té částice (předpokládá se, že obrazy částic jsou identické).

Pro případ jednotlivých expozic dvou samostatných obrazů můžeme zapsat jejich propustnosti jako:

$$\tau_1(\mathbf{X}) = \int I_{01}(\mathbf{x}) g(\mathbf{x}, t) \tau_0(\mathbf{X} - M\mathbf{x}) d\mathbf{x}, \quad (5.1-3)$$

kde $g(\mathbf{x}, t) = \sum_i \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_i(t))$ je vzorkovací funkce, která vyjadřuje polohu částic v čase t a

$$\tau_2(\mathbf{X}) = \int I_{02}(\mathbf{x}') g(\mathbf{x}', t + \Delta t) \tau_0(\mathbf{X} - M\mathbf{x}') d\mathbf{x}', \quad (5.1-4)$$

kde $g(\mathbf{x}', t + \Delta t) = \sum_i \delta(\mathbf{x}' - \mathbf{x}'_i(t + \Delta t))$ je vzorkovací funkce, která vyjadřuje polohu částic v čase $t + \Delta t$.

Je vhodné rozložit vzorkovací funkci $g(\mathbf{x}, t)$ na střední a flukтуаční část:

$$g(\mathbf{x}, t) = C(\mathbf{x}) + \Delta g(\mathbf{x}, t), \quad (5.1-5)$$

kde $C(\mathbf{x})$ reprezentuje koncentraci částic (tj. průměrný počet částic v jednotce objemu), která je časově nezávislá. Pro časovou střední hodnotu flukтуаční složky platí $\langle \Delta g(\mathbf{x}, t) \rangle = 0$.

Dále pro I_1 a I_2 platí:

$$I_1(\mathbf{X}) = I_{11}(\mathbf{X} - \mathbf{X}_1) \tau_1(\mathbf{X}) \quad (5.1-6)$$

a

$$I_2(\mathbf{X}) = I_{12}(\mathbf{X} - \mathbf{X}_2) \tau_2(\mathbf{X}). \quad (5.1-7)$$

Pro stanovení průměrného posunutí částic v případě dvou samostatných obrazů (jednotlivé expozice) se používá vzájemná korelace I_1 a I_2 :

$$R_{12}(\mathbf{s}) = \int I_1(\mathbf{X}) I_2(\mathbf{X} + \mathbf{s}) d\mathbf{X}, \quad (5.1-8)$$

kde $\mathbf{s}$ je separační vektor.

Dosazením rovnic (5.1-6) a (5.1-7) do rovnice (5.1-8) dostaneme:

$$R_{12}(\mathbf{s}) = \int I_{11}(\mathbf{X} - \mathbf{X}_1) I_{12}(\mathbf{X} - \mathbf{X}_2 + \mathbf{s}) \tau_1(\mathbf{X}) \tau_2(\mathbf{X} + \mathbf{s}) d\mathbf{X}. \quad (5.1-9)$$

S pomocí rovnic (5.1-3) a (5.1-4) obdržíme:

$$\tau_1(\mathbf{X}) \tau_2(\mathbf{X} + \mathbf{s}) = \int I_{01}(\mathbf{x}) g(\mathbf{x}, t) \tau_0(\mathbf{X} - M\mathbf{x}) d\mathbf{x} \cdot \int I_{02}(\mathbf{x}') g(\mathbf{x}', t + \Delta t) \tau_0(\mathbf{X} - M\mathbf{x}' + \mathbf{s}) d\mathbf{x}'$$

a po dosazení (5.1-5) pak

$$\begin{aligned} \tau_1(\mathbf{X}) \tau_2(\mathbf{X} + \mathbf{s}) = & \left(\int I_{01}(\mathbf{x}) C(\mathbf{x}) \tau_0(\mathbf{X} - M\mathbf{x}) d\mathbf{x} + \int I_{01}(\mathbf{x}) \tau_0(\mathbf{X} - M\mathbf{x}) \Delta g(\mathbf{x}, t) d\mathbf{x} \right) \cdot \\ & \left(\int I_{02}(\mathbf{x}') C(\mathbf{x}') \tau_0(\mathbf{X} - M\mathbf{x}' + \mathbf{s}) d\mathbf{x}' + \int I_{02}(\mathbf{x}') \tau_0(\mathbf{X} - M\mathbf{x}' + \mathbf{s}) \Delta g(\mathbf{x}', t + \Delta t) d\mathbf{x}' \right) \end{aligned} \quad (5.1-10)$$

V dalším textu budeme používat následující zkrácené označení:

$$I_{01}(\mathbf{x}) = I_{01}, \quad I_{02}(\mathbf{x}') = I'_{02} \quad \text{a} \quad C(\mathbf{x}) = C, \quad C(\mathbf{x}') = C'.$$

Roznásobením rovnice (5.1-10) dostaneme:

$$\begin{aligned} \tau_1(\mathbf{X})\tau_2(\mathbf{X}+\mathbf{s}) = & \int I_{01} C \tau_0(\mathbf{X}-M\mathbf{x}) d\mathbf{x} \cdot \int I'_{02} C' \tau_0(\mathbf{X}-M\mathbf{x}'+\mathbf{s}) d\mathbf{x}' + \\ & \iint \tau_0(\mathbf{X}-\mathbf{x}) \tau_0(\mathbf{X}-M\mathbf{x}'+\mathbf{s}) I_{01} I'_{02} \Delta g(\mathbf{x}, t) \Delta g(\mathbf{x}', t+\Delta t) d\mathbf{x} d\mathbf{x}' + \\ & \iint \tau_0(\mathbf{X}-\mathbf{x}) \tau_0(\mathbf{X}-M\mathbf{x}'+\mathbf{s}) I_{01} I'_{02} (C \Delta g(\mathbf{x}', t+\Delta t) + C' \Delta g(\mathbf{x}, t)) d\mathbf{x} d\mathbf{x}' \end{aligned} \quad (5.1-11)$$

Dosazením do rovnice (5.1-9) obdržíme:

$$R_{12}(\mathbf{s}) = R_C(\mathbf{s}) + R_D(\mathbf{s}) + R_F(\mathbf{s}), \quad (5.1-12)$$

kde

$$R_C(\mathbf{s}) = \int I_{11}(\mathbf{X}-\mathbf{X}_1) I_{12}(\mathbf{X}-\mathbf{X}_2+\mathbf{s}) \left(\int I_{01} C \tau_0(\mathbf{X}-M\mathbf{x}) d\mathbf{x} \cdot \int I'_{02} C' \tau_0(\mathbf{X}-M\mathbf{x}'+\mathbf{s}) d\mathbf{x}' \right) d\mathbf{X} \quad (5.1-13)$$

$$R_D(\mathbf{s}) = \int I_{11}(\mathbf{X}-\mathbf{X}_1) I_{12}(\mathbf{X}-\mathbf{X}_2+\mathbf{s}) \left(\iint \tau_0(\mathbf{X}-\mathbf{x}) \tau_0(\mathbf{X}-M\mathbf{x}'+\mathbf{s}) I_{01} I'_{02} \Delta g(\mathbf{x}, t) \Delta g(\mathbf{x}', t+\Delta t) d\mathbf{x} d\mathbf{x}' \right) d\mathbf{X} \quad (5.1-14)$$

$$R_F(\mathbf{s}) = \int I_{11}(\mathbf{X}-\mathbf{X}_1) I_{12}(\mathbf{X}-\mathbf{X}_2+\mathbf{s}) \left(\iint \tau_0(\mathbf{X}-\mathbf{x}) \tau_0(\mathbf{X}-M\mathbf{x}'+\mathbf{s}) I_{01} I'_{02} (C \Delta g(\mathbf{x}', t+\Delta t) + C' \Delta g(\mathbf{x}, t)) d\mathbf{x} d\mathbf{x}' \right) d\mathbf{X} \quad (5.1-15)$$

R_C je konvoluce průměrných intenzit, R_F je složka flukтуаčního šumu korelačního odhadu a R_D je korelace posunutí, které reprezentuje posunutí obrazu.

V případě dvojnásobné expozice PIV záznamu do jednoho obrazu je propustnost výsledného nesaturovaného záznamu aditivní:

$$\tau(\mathbf{X}) = \tau_1(\mathbf{X}) + \tau_2(\mathbf{X}). \quad (5.1-16)$$

Intenzita vyšetřujícího paprsku I (pro $I_{11} = I_{12}$) je pak dána rovnicí:

$$I(\mathbf{X}) = I_1(\mathbf{X}-\mathbf{X}_1) \tau(\mathbf{X}). \quad (5.1-17)$$

Vhodná technika pro určení průměrného posunutí je v tomto případě autokorelace:

$$R(\mathbf{s}) = \int I(\mathbf{X}) I(\mathbf{X}+\mathbf{s}) d\mathbf{X}. \quad (5.1-18)$$

Obdobným způsobem, kterým jsme ukázali, že vzájemná korelace $R_{12}(\mathbf{s}) = R_C(\mathbf{s}) + R_D(\mathbf{s}) + R_F(\mathbf{s})$ se skládá ze tří členů lze dokázat, že autokorelace vede na rovnici tvořenou pěti členy:

$$R(\mathbf{s}) = R_C(\mathbf{s}) + R_{D+}(\mathbf{s}) + R_{D-}(\mathbf{s}) + R_F(\mathbf{s}) + R_P(\mathbf{s}), \quad (5.1-19)$$

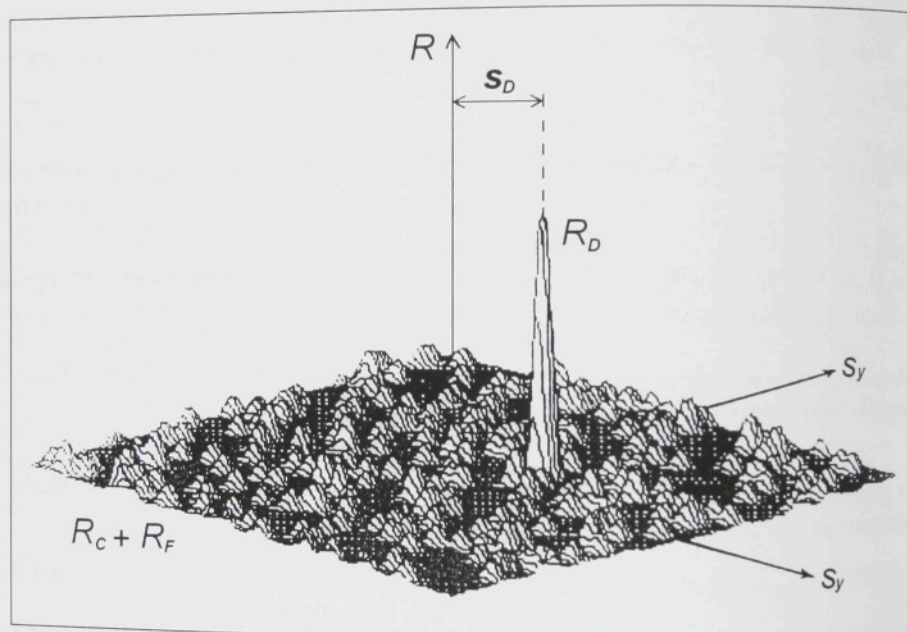
kde R_{D+} a R_{D-} jsou zrcadlově symetricky umístěné vrcholy korelace posunutí vůči centrálnímu vrcholu R_p (pedestal).

Shrnutí

Metoda jednotlivých expozic exponuje každý PIV záznam do samostatného obrazu a technika vhodná pro určení průměrného posunutí částic ve vyhodnocované oblasti je vzájemná korelace.

Metoda dvojnásobné expozice exponuje oba PIV záznamy do jednoho obrazu a technika vhodná pro určení průměrného posunutí částic ve vyhodnocované oblasti je autokorelace.

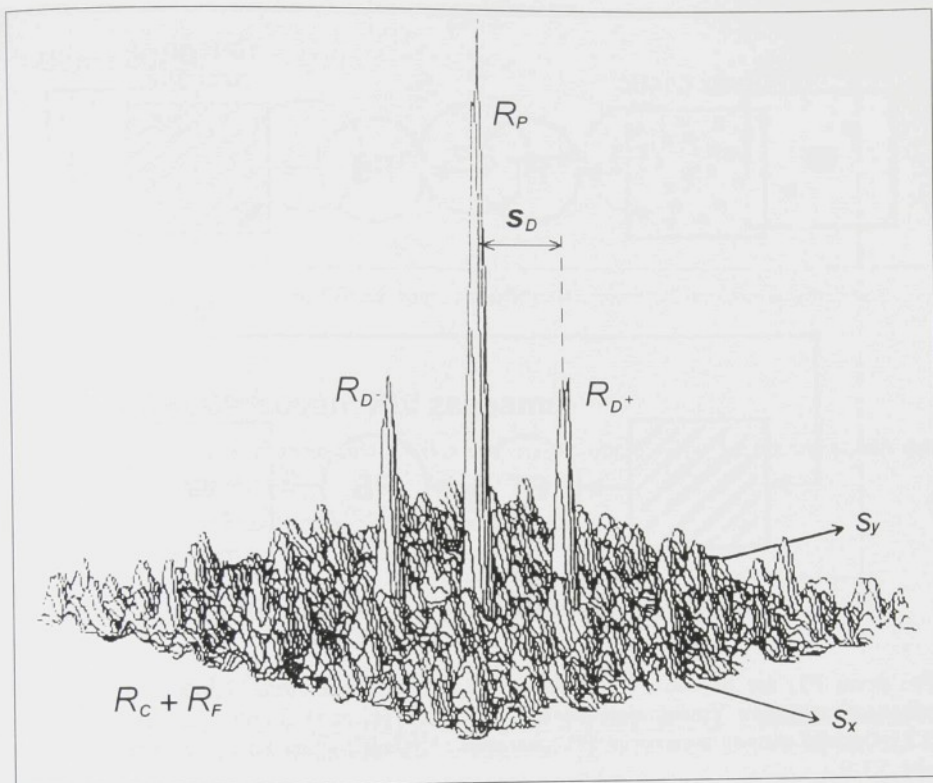
Grafická vyjádření korelační analýzy PIV obrazu jsou znázorněna na obr. 5.1-6 a obr. 5.1-7.



Obr. 5.1-6 Výsledek analýzy PIV obrazu metodou vzájemné korelace [63]

Obr. 5.1-6 představuje typický výsledek vzájemné korelace PIV obrazů ve vyhodnocované oblasti. Vektor průměrného posunutí částic s_D ve vyhodnocované oblasti je určen spojnicí středu korelační roviny vyhodnocované oblasti s vrcholem R_D . Součet členů $(R_C + R_F)$ reprezentuje korelační šum.

Obr. 5.1-7 představuje typický výsledek autokorelace PIV obrazu ve vyhodnocované oblasti. Autokorelace, poskytuje dva vrcholy R_{D+} a R_{D-} symetricky umístěné vzhledem k centrálnímu vrcholu R_p . Průměrné posunutí částic ve vyhodnocované oblasti je určeno spojnicí jednoho z těchto vrcholů s centrálním vrcholem R_p . V důsledku nejednoznačné volby postranních vrcholů neposkytuje autokorelace informaci o směru posunutí. Současně jsou tyto vrcholy (R_{D+} a R_{D-}) přibližně poloviční ve srovnání se vzájemnou korelací (R_D) a korelační šum daný součtem členů $(R_C + R_F)$ je naopak přibližně dvakrát větší.



Obr. 5.1-7 Výsledek analýzy PIV obrazu metodou autokorelace [63]

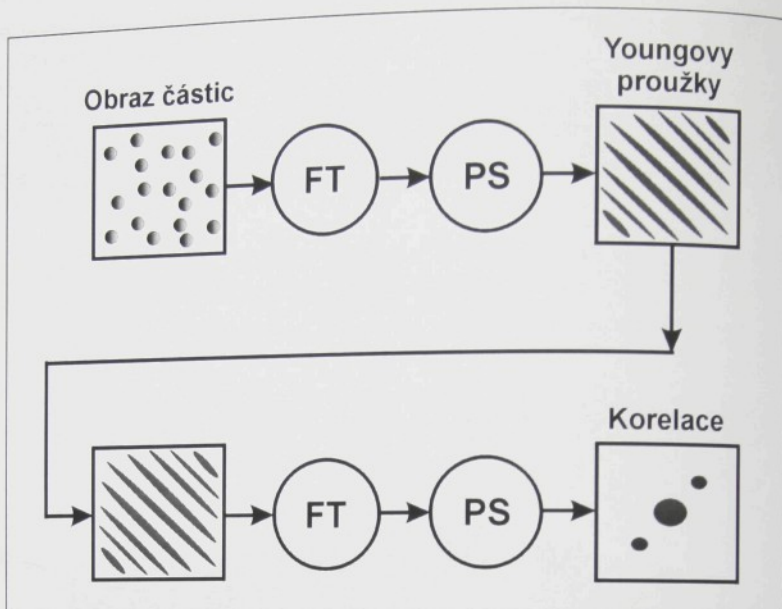
Je tedy zřejmé, že vhodnější metodou pro analýzu PIV záznamů je vzájemná korelace.

Pro efektivní výpočet korelací lze s výhodou použít Fourierovu transformaci (FT). Obecně můžeme aplikovat dva základní postupy výpočtu.

Metoda dvojnásobné Fourierovy transformace (FT)

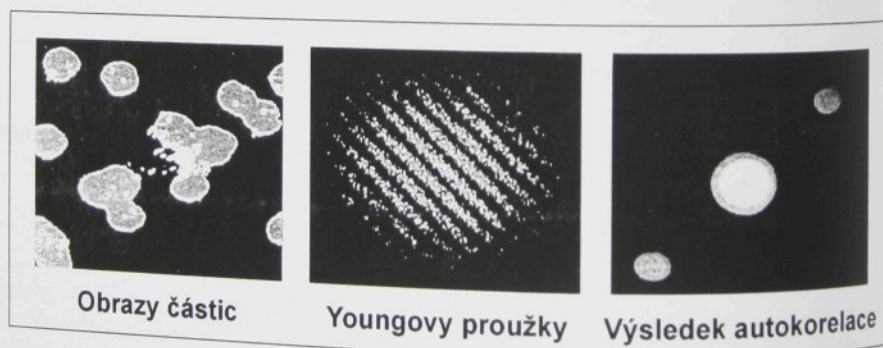
Výpočet autokorelace pomocí dvojnásobné FT je znázorněna na obr. 5.1-8.

FT dvojnásobně exponovaného obrazu je komplexní funkce. Druhá mocnina absolutní hodnoty této funkce, tj. výkonové spektrum (PS), tvoří v rovině vyhodnocované oblasti periodickou strukturu tzv. Youngových proužků. Normála k Youngovým proužkům určuje směr průměrného posunutí částic a rozteč mezi proužky (perioda) je úměrná velikosti tohoto posunutí. Nejvhodnější způsob nalezení periody v tomto proužkovém systému je FT. Výkonové spektrum (PS) vypočtené z druhé FT se skládá ze dvou postraních vrcholů a jednoho centrálního vrcholu. Vektor hledaného posunutí je dán spojnicí centrálního vrcholu s jedním postraním vrcholem. Pro nalezení průměrného posunutí částic v jedné vyhodnocované oblasti je tedy třeba provést dvě FT s následujícím umocněním.



Obr. 5.1-8 Zpracování PIV záznamu metodou dvojnásobné Fourierovy transformace

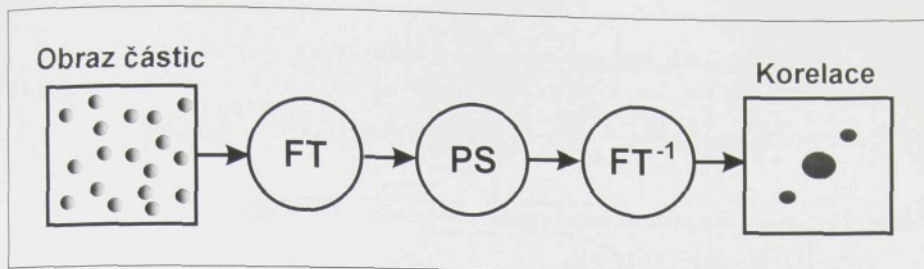
Pro první FT, ale obecně i pro druhou FT, je možné též využít optickou FT, přičemž výkonové spektrum Youngových proužků se vytvoří při detekci optickým detektorem (viz 5.2.1 Optické metody zpracování PIV záznamů). Výsledek takového zpracování představuje obr. 5.1-9.



Obr. 5.1-9 Výsledek autokorelace získané s využitím optické FT [67]

Metoda Wienerova-Chinčinova teorému

Nejúčinnější způsob výpočtu jak autokorelace tak vzájemné korelace je pomocí Wienerova-Chinčinova teorému. Jak znázorňuje obr. 5.1-10, nejprve se vypočte FT a následně výkonové spektrum. Potom se prostřednictvím inverzní FT získá hledaná korelační funkce ve vyhodnocované oblasti.



Obr. 5.1-10 Zpracování PIV záznamu s využitím Wienerova-Chinčinova teorému

5.2 Metody zpracování PIV záznamů

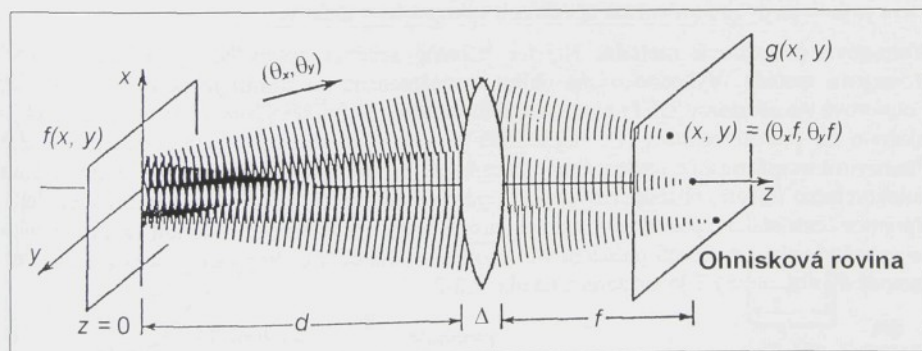
Pro analýzu PIV záznamů metodami FT (viz obr. 5.1-8 a obr. 5.1-10), lze obecně použít dva základní způsoby zpracování:

- optické metody zpracování PIV záznamů,
- numerické metody zpracování PIV záznamů.

V některých případech lze obě tyto metody kombinovat.

5.2.1 Optické metody zpracování PIV záznamů

Základem těchto metod je optická Fourierova transformace (OFT). Optická Fourierova transformace (OFT) může být provedena jedinou čočkou [13]. To je znázorněno na obr. 5.2-1.



Obr. 5.2-1 Fourierova transformaci realizovaná čočkou

Komplexní amplituda světla v bodě $(x, y) = (\theta_x f, \theta_y f)$ v zadní ohniskové rovině čočky (vpravo) s ohniskovou vzdáleností f je úměrná Fourierově transformaci komplexní amplitudy v přední rovině (vlevo):

$$g(x, y) = h_d \exp \left[j\pi \frac{(x^2 + y^2)(d - f)}{\lambda f^2} \right] F(v_x, v_y) =$$

$$h_d \exp \left[j\pi \frac{(x^2 + y^2)(d - f)}{\lambda f^2} \right] \iint_{-\infty}^{\infty} f(x, y) \exp[j2\pi(v_x x + v_y y)] dx dy, \quad (5.2-1)$$

kde je $F(v_x, v_y)$ Fourierova transformace, přičemž $v_x = x/\lambda f$ a $v_y = y/\lambda f$,

$$h_d = (j/\lambda f) \exp[-jk(d + f)],$$

d vzdálenost přední (objektové) roviny od čočky,

f ohnisková vzdálenost a

λ vlnová délka.

Uvedený vztah platí ve Fresnelově aproximaci.

Protože pro absolutní hodnotu fázového faktoru (koeficientu úměrnosti) v rovnici (5.2-1) platí

$$\left| h_d \exp \left[j\pi \frac{(x^2 + y^2)(d - f)}{\lambda f^2} \right] \right| = \frac{1}{\lambda f},$$

je intenzita světla $I(x, y)$ ve výstupní rovině (v zadní ohniskové rovině čočky) úměrná čtverci absolutní hodnoty Fourierovy transformace komplexní amplitudy vlny ve vstupní rovině:

$$I(x, y) = \frac{1}{(\lambda f)^2} \left| F \left(\frac{x}{\lambda f}, \frac{y}{\lambda f} \right) \right|^2. \quad (5.2-2)$$

Pozorovatel nebo detektor umístěný v zadní ohniskové rovině bude tedy registrovat intenzitu, která je úměrná dvojrozměrnému optickému výkonovému spektru.

Youngova proužková metoda. Nejvíce užívané schéma optického zpracování je tzv. Youngova metoda. Vyhodnocovaná oblast (zaznamenaná na filmu) je podrobena optické Fourierově transformaci (OFT) a umocněna při detekci do tvaru výkonového spektra, které je uloženo do paměti počítače. Po digitalizaci je výkonové spektrum podroběno numerické Fourierově transformaci a následnému umocnění. Výsledkem tohoto procesu je dvojrozměrná autokorelační funkce, charakterizovaná dvěma postranními a jedním centrálním vrcholem. Spojnice centrálního a postranního vrcholu určuje vektor průměrného posunutí částic a z něho se vypočítá vektor rychlosti proudění ve vyhodnocované oblasti. Popsaný proces založený na metodě dvojnásobné FT je znázorněn na obr. 5.2-2.

Youngova metoda může být symbolicky popsána následujícím schématem:

a

$$A = \text{FT}\{a\}$$

$$U = c_1 |A|^2$$

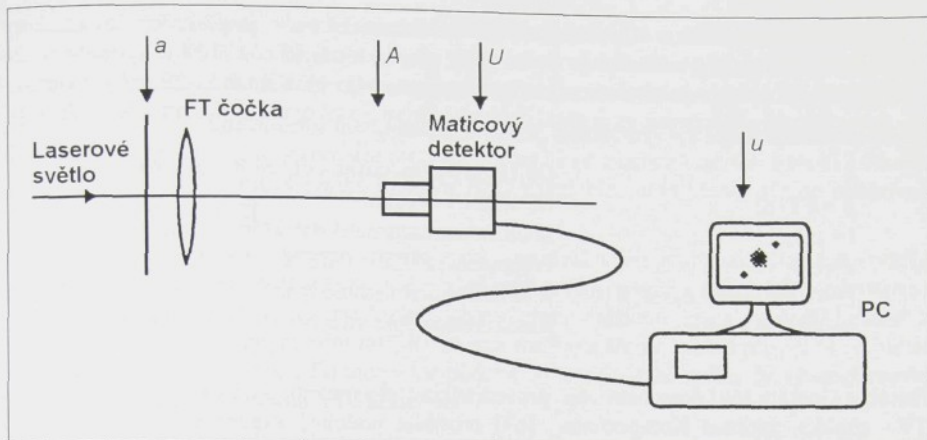
$$u = \text{FT}\{U\} = c_1 a \otimes a$$

Objekt (vyhodnocovaná oblast obrazu)

Optická FT objektu a

Umocnění provedené optickým detektorem

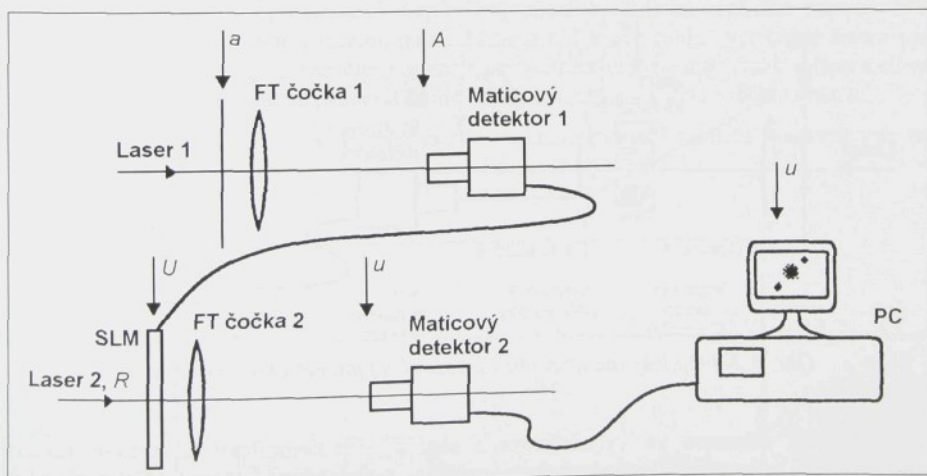
Autokorelace objektu a ($\otimes$ označuje korelaci)



Obr. 5.2-2 Hybridní optické a numerické zpracování PIV záznamů, tzv. Youngova proužková metoda

Optické autokorelátory. V optických autokorelátozech se první i druhá Fourierova transformace v metodě dvojnásobné FT (viz obr. 5.1-8) provádí opticky.

Ryze optická metoda zpracování signálu může být realizována např. pomocí tzv. prostorového modulátoru světla („spatial light modulator“ – SLM). Prostorový modulátor světla je programovatelný komponent tvořený dvojrozměrnou maticí buněk, jejichž optická propustnost může být elektronicky řízena. Příklad uspořádání s SLM komponentem je schematicky znázorněn na obr. 5.2-3.



Obr. 5.2-3 Ryze optický procesor založený na prostorovém modulátoru světla (SLM)

První OFT je zaznamenána videokamerou č.1 a elektronický obraz je převeden do elektricky programovatelného SLM. Následuje druhá OFT obrazu uloženého v SLM a výsledkem této transformace je autokorelační funkce, která je zaznamenána videokamerou č.2.

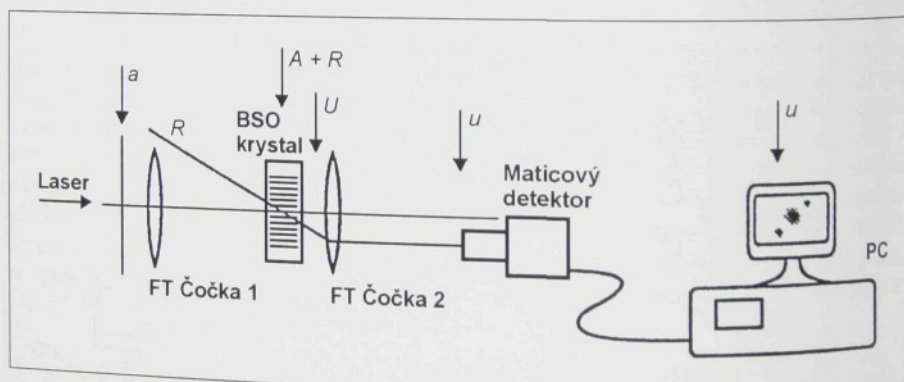
Uvedená metoda může být symbolicky popsána následujícím schématem:

a	Objekt (vyhodnocovaná oblast PIV obrazu)
$A = \text{FT}\{a\}$	Optická FT objektu a
$I = c_1 A ^2$	Intenzita zaznamenaná detektorem kamery č.1
$\tau = c_2 I$	Propustnost SLM je úměrná intenzitě I
$U = R\tau = c_2 R I = c_1 c_2 R A ^2$	Rovinná vlna R modulovaná SLM je úměrná $ A ^2$
$u = \text{FT}\{U\} \approx a \otimes a$	Autokorelace objektu a ($\otimes$ označuje korelaci)

Farrell a Goetsch [68] demonstrovali proveditelnost této metody pomocí kapalného krystalu TV stínítka, zatímco Kompenhans [69] prováděl podobné experimenty s prostorovým modulátorem světla založeným na Faradayově jevu.

Jiný způsob záznamu obrazu Youngovy prožkové struktury pro druhou Fourierovu transformaci spočívá ve využití fotorefraktivních krystalů [70]. Fotorefraktivní materiály vykazují jak fotovodivostní, tak elektrooptické vlastnosti. Na základě toho jsou schopné uložit prostorové rozložení optické intenzity ve tvaru prostorového rozložení změny indexu lomu. Fotoindukované náboje vytvoří rozložení prostorové náboje, jehož důsledkem je vnitřní elektrické pole, které na základě elektrooptického jevu změny indexu lomu.

Do fotorefraktivního krystalu může být zaznamenáno optické pole ve formě objemového fázového hologramu. Realizace optické Fourierovy transformace pomocí fotorefraktivního krystalu je znázorněna na obr. 5.2-4.



Obr. 5.2-4 Optický autokorelátor založený na fotorefraktivním krystalu

Vlna od PIV záznamu ve vyhodnocované oblasti se holograficky zaznamená pomocí superpozice s referenční vlnou R . Intenzita součtu těchto dvou vln vytvoří interferenční obrazec, který je zaznamenán ve fotorefraktivním krystalu v podobě změny indexu lomu. Krystal představuje objemový fázový hologram, který nese informaci o obrazu Youngovy prožkové struktury vytvořené optickou FT čočkou 1. Při rekonstrukci je fotorefraktivní krystal

osvětlen referenční vlnou. Protože záznam v krystalu působí jako difrakční mřížka, dojde k ohybu referenční vlny takovým způsobem, že se rekonstruuje vlna původně přicházející od zobrazovaného objektu. Takto rekonstruovaná vlna je podrobena druhé FT čočkou 2 a výsledkem této transformace je autokorelační funkce, která je zaznamenána videokamerou.

Uvedený způsob optické autokorelace pro vyhodnocení PIV záznamů navrhli Arnold a Hinsch [71] a na základě fotorefraktivního krystalu BSO (oxid bizmutito-křemičitý) ho aplikovali Coupland a Halliwell [72].

Zásadní výhoda optické Fourierovy transformace spočívá v její rychlosti. Nicméně optické metody zpracování PIV záznamu byly doposud realizovány pouze v některých výzkumných laboratořích. Jejich většímu a především komerčnímu rozšíření brání značná složitost a realizační náročnost. V neposlední řadě k malému rozšíření těchto metod přispěly i rychle se rozvíjející obory elektroniky, fotoniky a výpočetní techniky, které podnítily výrazný rozvoj numerických metod zpracování PIV záznamů.

Výpočet korelací je snáze realizovatelný numericky. Doposud hojně využívané hardwarové korelátory jsou v současné době vytlačovány levnějšími personálními počítači, jejichž výkonnost dovoluje zpracování PIV záznamů už i v reálném čase.

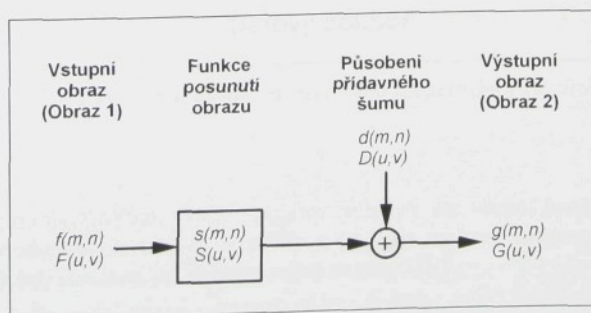
Z uvedených důvodů jsou komerční systémy PIV realizovány výhradně na principu numerických metod zpracování PIV záznamů.

5.2.2 Numerické metody zpracování PIV záznamů

Pro numerický výpočet korelací je nutné provést digitalizaci PIV obrazu. V případě zaznamenávání PIV obrazů pomocí kamery je tato digitalizace automaticky zprostředkována jednotlivými pixely CCD maticového detektoru. V následujícím textu budou symboly (i,j) , (k,l) a (m,n) reprezentovat souřadnice v obrazové rovině měřené v pixelech a symbol (x,y) představuje souřadnice v objektové rovině.

Jak již bylo uvedeno v předchozích kapitolách, spočívá základní technika metody PIV v sekvenčním pořízení dvou záznamů poloh částic v objektové rovině vytvořené laserovým řezem. Obrazy záznamů jsou rozděleny na malé pravoúhlé tzv. vyhodnocované oblasti a cílem vyhodnocení je určit průměrné posunutí částic nacházejících se v každé z těchto oblastí.

Toto průměrné posunutí může být jednoduše popsáno pomocí modelu znázorněném na obr. 5.2-5 [73].



Obr. 5.2-5 Model funkce průměrného posunutí obrazu

Funkce $f(m,n)$ vyjadřuje světelnou intenzitu ve vyhodnocované oblasti zaznamenanou v čase t a funkce $g(m,n)$ popisuje světelnou intenzitu v téže oblasti v čase $t+\Delta t$. Funkce průměrného posunutí $s(m,n)$ reprezentuje působení proudu tekutiny během časového intervalu mezi dvěma záznamy obrazu. Aditivní šum popsán funkcí $d(m,n)$ je výsledkem pohybu těch částic, které během časového intervalu mezi dvěma záznamy obrazu buď do vyhodnocované oblasti vstoupily, nebo ji opustily (tento jev označovaný jako „ztracené páry“ je popsán v kapitole 5.3 Systematické chyby a limity PIV metody). Funkce značené velkými písmeny ($F(u,v)$, $S(u,v)$, $D(u,v)$, $G(u,v)$) představují Fourierovy obrazy funkcí označených odpovídajícími malými písmeny a (u,v) jsou souřadnice ve frekvenční doméně.

Základní úloha metody PIV je nalezení funkce průměrného posunutí $s(m,n)$ na základě znalosti (měření) hodnot $f(m,n)$ a $g(m,n)$, ale za přítomnosti aditivního šumu $d(m,n)$ komplikujícího vlastní vyhodnocení.

Metoda pro nalezení funkce průměrného posunutí $s(m,n)$ je tzv. prostorová korelace.

Diskrétní vzájemná korelace je definována rovnicí:

$$\phi_{fg}(m,n) = \sum_{k=-\infty}^{k=\infty} \sum_{l=-\infty}^{l=\infty} f(k,l)g(k+m,l+n). \quad (5.2-3)$$

Obdobně pro diskrétní autokorelaci můžeme psát:

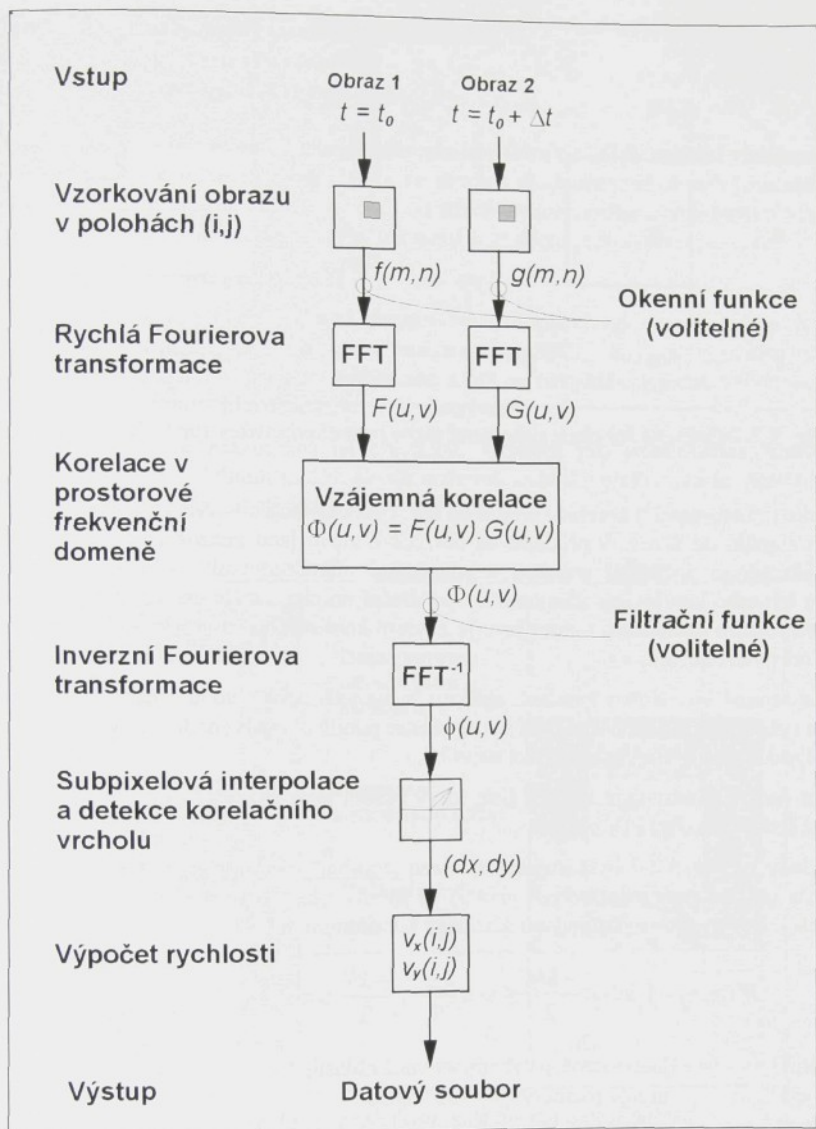
$$\phi_{ff}(m,n) = \sum_{k=-\infty}^{k=\infty} \sum_{l=-\infty}^{l=\infty} f(k,l)f(k+m,l+n). \quad (5.2-4)$$

Poloha maximálního vrcholu v korelační rovině odpovídá přímo průměrnému posunutí částic uvnitř vyhodnocované oblasti, viz obr. 5.1-6 a obr. 5.1-7 v kapitole 5.1.2 Analýza PIV obrazů.

Pro efektivní výpočet diskrétní korelace se s výhodou využívá rychlá Fourierova transformace (FFT). Vývojový diagram numerického zpracování PIV záznamu metodou FFT je znázorněn na obr. 5.2-6.

Obraz pořízený kamerou představuje dvojdimenzionální pole. Výpočetně náročná operace diskrétní korelace může být redukována komplexně sdruženým násobením odpovídajících si párů Fourierových koeficientů. Inverzní transformací takto vzniklého výsledku se obdrží korelační funkce $\phi_{fg}(m,n)$.

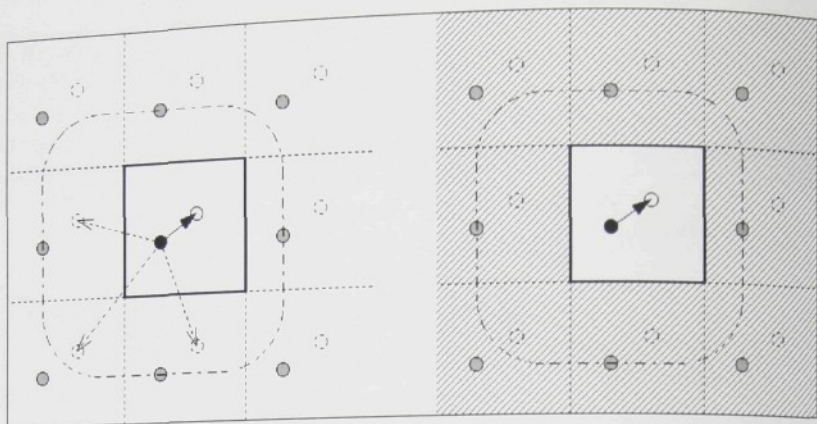
Postup znázorněný na obr. 5.2-6 reprezentuje metodu Wienerova-Chinčinova teorému uvedenou v závěru kapitoly 5.1.2 Analýza PIV obrazů (viz obr. 5.1-10).



Obr. 5.2-6 Vývojový diagram numerického zpracování PIV záznamu

Okenní funkce.

Využití FFT poskytuje mnohem vyšší výpočetní rychlosti, ale vlastní metoda je založena na předpokladu periodičnosti obrazové předlohy a to vede na tzv. fantómové částice neboli fantómové (cyklické) korelace, jak je ilustrováno na obr. 5.2-7.



Obr. 5.2-7 Cyklické korelace zobrazené vlevo jsou eliminovány speciální okenní funkce

Cyklické („fantomové“) korelace produkují tzv. cyklický šum v korelační rovině a ten snižuje odstup signálu od šumu. V příkladu na obr. 5.2-7 vlevo jsou znázorněny cyklické korelace mezi skutečnou počáteční polohou a konečnými „fantomovými“ polohami, ale obdobně mohou být také korelovány „fantomové“ počáteční polohy s reálnými koncovými polohami. Bezprostředním důsledkem tohoto jevu je zvýšení korelačního šumu především podél okrajů vyhodnocované oblasti.

Aby se omezil vliv těchto korelací, aplikují se na vyhodnocovanou oblast speciální okenní funkce (viz obr. 5.2-6), které potlačí obrazy částic poblíž okraje vyhodnocované oblasti, kde je pravděpodobnost cyklických korelací nejvyšší.

Okenní funkce představuje vstupní filtr, který působí jako váhová funkce $W(x,y)$ na stupnici hodnot šedi (intenzity) PIV obrazu.

V příkladu na obr. 5.2-7 byla implementována „top-hat“ okenní funkce $W(x,y)$, která násobí intenzity (stupně šedi jednotlivých pixelů) ve středu vyhodnocované oblasti faktorem jedna, zatímco intenzity blízko okrajů jsou násobeny faktorem nula [74]:

$$W(m,n) = 1 \text{ když } \frac{-kM}{2} \leq m \leq \frac{kM}{2}, \frac{-kN}{2} \leq n \leq \frac{kN}{2} \text{ jinak } W(m,n) = 0, \quad (5.2-5)$$

(M,N) jsou rozměry vyhodnocované oblasti,
 $k < 1$ určuje rozměry „top-hat“ okna,
 (m,n) určuje polohu pixelu a
 $(m,n) = (0,0)$ je střed vyhodnocované oblasti.

Tímto způsobem jsou potlačeny částice poblíž okraje vyhodnocované oblasti, kde je pravděpodobnost cyklických korelací nejvyšší.

Jinou efektivnější okenní funkcí používanou při analýze PIV záznamu je gaussovské okno:

$$W(m,n) = \exp \left[- \left[\frac{1}{k} \right]^2 \left(\left(\frac{2m}{M} \right)^2 + \left(\frac{2n}{N} \right)^2 \right) \right], \quad (5.2-6)$$

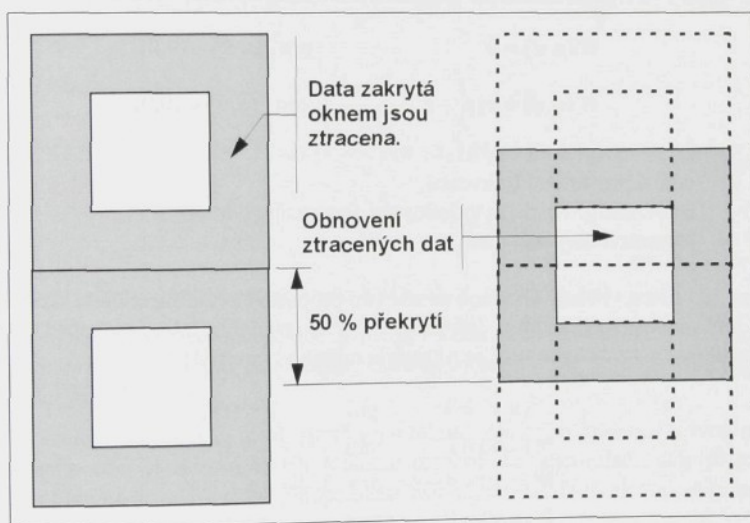
kde (M,N) jsou strany vyhodnocované oblasti,
 (m,n) určuje polohu pixelu a
 k opět určuje rozměry okna.

Gaussovské okno násobí intenzitu pixelů faktorem závislým na jejich radiální vzdálenosti od středu vyhodnocované oblasti. Obrazy částic ve středu vyhodnocované oblasti jsou násobeny hodnotou jedna. Čím dále se částice vzdalují od středu vyhodnocované oblasti, tím více jsou tlumeny intenzity jejich obrazů a přispívají tak méně k výpočtu průměrného posunutí.

Překrývání vyhodnocovaných oblastí

Použití okenních funkcí potlačuje efektivní využívání informací blízko okrajů vyhodnocované oblasti. Informace ztracené použitím okenní funkce mohou být získány zpět použitím techniky překrývání vyhodnocovaných oblastí. Informace, která se nevyužije v jedné vyhodnocované oblasti, pak bude využita v jiné oblasti, která ji překrývá.

Technika překrývání je znázorněna na obr. 5.2-8. Obrázek pro jednoduchost znázorňuje překrývání pouze ve vertikálním směru, ale samozřejmě techniku překrývání lze aplikovat jak ve vertikálním, tak v horizontálním směru.



Obr. 5.2-8 Technika překrývání vyhodnocovaných oblastí

Dokonce i když nebudou okenní funkce použity, je využívání informací (obrazů částic) blízko okrajů vyhodnocované oblasti značně riskantní. Přibližováním k okrajům vyhodnocované oblasti systematické chyby, způsobené tzv. „ztracenými páry“ (viz kapitola 5.3 Systematické chyby a limity PIV metody). V případě „ztracených párů“ buď počáteční nebo koncová poloha částice leží vně vyhodnocované oblasti a není tedy vhodné zahrnout tyto částice do výpočtu korelace, protože pouze přispívají k růstu korelačního šumu. Technika překrývání tak zvyšuje pravděpodobnost, že pro většinu částic nalezneme odpovídající kompletní obrazové páry alespoň v jedné z vyhodnocovaných oblastí.

Přestože technika překrývání obecně produkuje více vektorů ve vektorové mapě, neznamená to, že se zvyšuje základní prostorové rozlišení. Na tento jev lze nahlížet jako na převzorkování proudového pole, které poskytuje přídavné vektory vhodné pro interpolace. To může být velmi užitečné pro stanovení odvozených kvantit, jako jsou proudnice nebo vířivosti.

Nevýhodou techniky překrývání vyhodnocovaných oblastí je prodlužování času potřebného pro výpočet vektorové mapy.

Filtry ve frekvenční doméně.

Podobně jako se před použitím FFT používají okenní funkce působící jako vstupní filtr, je účelné implementovat ve frekvenční doméně filtry před vlastní inverzní FFT transformací ve formě váhové funkce $W(u, v)$, viz obr. 5.2-6.

Světlo vstupující do objektivu kamery prostřednictvím mnohonásobných odrazů na částicích, světlo pozadí i jeho reflexe na optických komponentech obecně produkuje šum v korelační rovině. Tento šum pozadí je nutné potlačit filtrací, abychom zlepšili odstup signálu od šumu před inverzní FFT transformací a následnou subpixelovou interpolací, která zajišťuje přesnější určení polohy korelačního vrcholu. Optický šum pozadí může mít negativní vliv jak na detekci korelačního vrcholu, tak na subpixelovou interpolaci.

Typickým filtrem ve frekvenční doméně může být následující horní propust [74]:

$$\begin{aligned} W(u, v) &= 0 && \text{pro } (u, v) = (0, 0), \\ W(u, v) &= \exp\left(-k^2 \frac{u^2 + v^2}{U \cdot V}\right) && \text{pro } (u, v) \neq (0, 0), \end{aligned} \quad (5.2-7)$$

kde (u, v) udává prostorové frekvence,
 (U, V) reprezentuje rozměry vyšetřované frekvenční domény a
 k je nastavitelný parametr.

Obecně lze pro filtraci použít vhodnou pásmovou propust, která odstraní jak nízkofrekvenční složky, které neobsahují žádnou informaci o PIV signálu, tak vysokofrekvenční šum. Příkladem takové pásmové propusti je filtr následujícího tvaru [74]:

$$\begin{aligned} W(u, v) &= 4r && \text{pro } r \leq 1/4, \\ W(u, v) &= 1 && \text{pro } 1/4 < r \leq 3/4, \\ W(u, v) &= 4 - 4r && \text{pro } 3/4 < r \leq 1, \\ W(u, v) &= 0 && \text{pro } r > 1, \end{aligned} \quad (5.2-8)$$

$$\text{kde } r = \sqrt{\left(\frac{2u}{U}\right)^2 + \left(\frac{2v}{V}\right)^2}$$

kde (u, v) udává prostorové frekvence a
 (U, V) reprezentuje rozměry vyšetřované frekvenční domény.

Subpixelová interpolace.

Obrazová mapa pořízená kamerou je tvořena jednotlivými pixely CCD-matice a pro vlastní zpracování je k dispozici soubor diskrétních hodnot určených dvojicemi souřadnic (x_m, y_m) .

Poloha nalezeného maximálního vrcholu v korelační rovině přísluší právě jedné z těchto dvojic souřadnic. Pro přesnější určení šířky, výšky a polohy tohoto vrcholu v korelační rovině se používá metoda subpixelové interpolace.

Jedna z možností je interpolace hledaného vrcholu symetrickou Gaussovou funkcí [74]:

$$f(x, y) = h \exp\left(-4 \frac{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}{w^2}\right). \quad (5.2-9)$$

Parametry jsou poloha (x_0, y_0) , výška h a šířka w , kde střed vrcholu (x_0, y_0) reprezentuje základní informaci. Šířka w reprezentuje celou šířku při úrovni e^{-1} . Jako šířkový parametr pro Gaussovou funkci se obvykle užívá směrodatná odchylka σ a mezi w a σ platí následující vztah:

$$w = 2\sqrt{2}\sigma. \quad (5.2-10)$$

Gaussova funkce může být separována:

$$f(x, y) = h \exp\left(-4 \frac{(x - x_0)^2}{w^2}\right) \exp\left(-4 \frac{(y - y_0)^2}{w^2}\right). \quad (5.2-11)$$

Potom platí:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} f(x, y) &= h \frac{-8}{w^2} (x - x_0) f(x, y), \\ \frac{\partial}{\partial y} f(x, y) &= h \frac{-8}{w^2} (y - y_0) f(x, y). \end{aligned} \quad (5.2-12)$$

Z (5.2-12) vyplývá, že x_0 může být nalezeno bez znalosti y_0 a obráceně.

V prvním kroku subpixelové interpolace se hledá lokální maximum (x_m, y_m) . Jedná se o polohu pixelu v pixelové matici (CCD detektoru), jehož hodnota je větší (nebo rovna) než hodnota osmi sousední pixelů.

Následující krok je nalezení x_0 (a obdobně y_0) z tohoto lokálního maxima a dvou nejbližších bodů. Pro tento účel je možné využít robustní parabolické interpolace, kdy je gaussovský vrchol aproximován parabolou za předpokladu $\exp(x) \approx 1+x$. Na základě rovnice (5.2-11) potom obdržíme:

$$f(x, y) = h \left(1 - 4 \frac{(x - x_0)^2}{w_x^2}\right) \left(1 - 4 \frac{(y - y_0)^2}{w_y^2}\right). \quad (5.2-13)$$

Interpolační schéma ve směru x může být založeno na následujících rovnicích:

$$h_{ym} \equiv h \left(1 - 4 \frac{(y_m - y_0)^2}{w_y^2}\right), \quad (5.2-14)$$

$$A \equiv f(x_m - 1, y_m) = h_{ym} \left(1 - 4 \frac{((x_m - 1) - x_0)^2}{w_x^2} \right), \quad (5.2-15)$$

$$B \equiv f(x_m, y_m) = h_{ym} \left(1 - 4 \frac{(x_m - x_0)^2}{w_x^2} \right), \quad (5.2-16)$$

$$C \equiv f(x_m + 1, y_m) = h_{ym} \left(1 - 4 \frac{((x_m + 1) - x_0)^2}{w_x^2} \right). \quad (5.2-17)$$

Z těchto rovnic obdržíme:

$$x_0 - x_m = \frac{1}{2} \frac{C - A}{2B - A - C}, \quad (5.2-18)$$

$$h_{ym} - B = \frac{1}{4} (C - A)(x_0 - x_m), \quad (5.2-19)$$

$$w_x^2 = \frac{8h_{ym}}{2B - A - C}. \quad (5.2-20)$$

Ekvivalentní interpolaci je možné udělat i ve směru y .

Výška h se získá přičtením výškové korekce vypočtené z interpolace ve směru x a ve směru y k hodnotě centrálního pixelu B . Šířka w se vypočte ze vztahu $w = \sqrt[4]{w_x^2 w_y^2}$.

Interpolovaná šířka, výška a poloha dvou nejvyšších vrcholů a v případě autokorelace i nejvyšší centrální vrchol reprezentují základní PIV informace. Poloha nejvyššího vrcholu (nikoliv centrálního) udává průměrné posunutí částic ve vyhodnocované oblasti, zatímco nižší vrchol představuje šum. Pokud h_0 , h_1 a h_2 představují v tomto pořadí nejvyšší centrální vrchol, signálový vrchol a šumový vrchol, pak by měly být splněny následující vztahy pro zajištění dobré kvality PIV záznamu:

$$\begin{aligned} \frac{h_1}{h_0} &\geq k, & 0,5 < k < 0,8 \\ \frac{h_1}{h_2} &\geq k, & 1,0 < k < 1,5 \end{aligned} \quad (5.2-21)$$

Pro kvalitní prokládání bodů křivkou jsou potřebné alespoň 3 body a tuto podmínku lze zajistit následujícím způsobem:

- Obrazy sytících částic by měly mít rozměry v průměru alespoň 3 pixely (podrobnější vysvětlení lze nalézt v kapitole 5.6 Kamery pro záznam PIV obrazu). To znamená, že

v některých případech může nepatrně rozostřená kamera poskytovat lepší výsledky, než přesně zaostřená kamera.

- Před vlastní detekcí vrcholu je vhodné implementovat speciální filtry, nepatrně rozšiřující korelační vrchol. Pro tento účel je vhodné použít filtry ve frekvenční doméně (zmiňované v předcházejícím textu), které rozšíří úzké korelační vrcholy za cenu snížení jejich výšky. Poloha vrcholů v korelační rovině však zůstane nezměněna a tak měření rychlosti nebude v žádném případě ovlivněno.
- Je-li průměr obrazu sytících částic menší než 3 pixely, může být korelační vrchol velmi úzký a subpixelová interpolace nemusí fungovat v důsledku nedostatečného počtu bodů pro prokládání. V takovém případě aplikace dolní propustí rozšiřuje korelační vrchol a zvyšuje tak počet datových bodů.
- Naproti tomu, když je korelační vrchol velmi široký, okolní body v korelační rovině mají přibližně tutéž hodnotu a subpixelová interpolace je pak velmi citlivá na superponovaný vysokofrekvenční šum. Tento šum může být opět potlačen dolní propustí.

5.3 Systematické chyby a limity PIV metody

Z vlastního principu metody PIV i z technik konkrétní realizace vyplývají některé systematické chyby a omezení, které je nutné zvážit při stanovení základních charakteristik a limitů PIV metody [75].

5.3.1 Ztracené páry

V PIV technice existují nepříznivé vlivy, které jsou příčinou různých druhů systematických chyb. Jednu z takových chyb budeme označovat jako „ztracené páry“. Tato chyba se objeví, když během časového intervalu, který odděluje první a druhý záznam obrazu, obraz částice buď vstoupí do nebo vystoupí z vyhodnocované oblasti. Obraz takové částice pak nebude mít ve vyhodnocované oblasti odpovídající protějšek do páru. Jedním z důsledků této chyby bude zvyšování korelačního šumu v důsledku nárůstu tzv. náhodných korelací. Současně je zřejmé, že u rychlejších částic, které mají větší posun v obrazové rovině, je větší pravděpodobnost, že jeden obraz z páru opustí vyhodnocovanou oblast. Následkem toho může docházet k posuvu naměřené rychlosti směrem k nižšímu rychlostem. Tato chyba se zvětšuje s průměrným posunutím částic.

5.3.2 Maximální posunutí částic

Nyquistovo vzorkovací kritérium ve spojitosti s Fourierovou transformací limituje znovunalezení maximálního prostorového posunutí v libovolném směru na polovinu rozměrů vyhodnocované oblasti. Ve skutečnosti je i toto posunutí často příliš velké pro správné zpracování PIV záznamu, protože s rostoucím posunutím částic narůstá počet „ztracených párů“ a zvětšuje se tak korelační šum.

Z teoretického rozboru, který provedli Keane a Adrian [64], lze doporučit dodržení maximálního posunutí pod jednu čtvrtinu strany vyhodnocované oblasti:

$$|\mathbf{D}_{\max}| = |\mathbf{v}_{\max}| \Delta t M \leq \frac{d_I}{4} = \frac{N_{\text{int}} d_{\text{pixel}}}{4}, \quad (5.3-1)$$

kde je $\mathbf{D}_{\max}$
 $M = \text{obraz} / \text{objekt}$

d_I

N_{int}

d_{pixel}

$\mathbf{v}_{\max}$

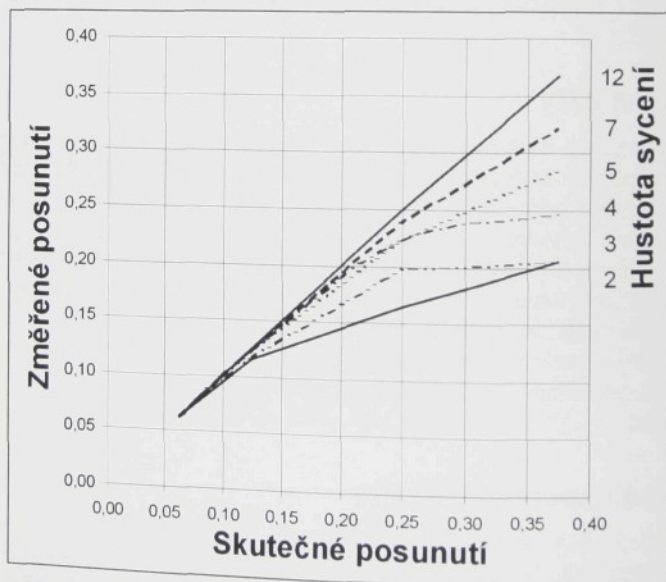
Δt

vektor maximální posunutí v obrazové rovině,
 zvětšení,
 strana vyhodnocované oblasti,
 strana vyhodnocované oblasti v pixelech,
 rozteč mezi sousedními pixely,
 vektor maximální rychlosti v objektové rovině a
 časový interval mezi prvním a druhým PIV záznamem.

5.3.3 Hustota syčení částicemi

Důležitý parametr ovlivňující odstup signálu od šumu je počet sytících částic uvnitř každé vyhodnocované oblasti. Chyby způsobené „ztracenými páry“ snižují odstup signálu od šumu, ale do jisté míry lze tuto chybu eliminovat zvyšováním hustoty syčení proudů částicemi.

Počítačová simulace Monte Carlo představuje efektivní nástroj, kterým bylo možné stanovit potřebné hustoty sytících částic. Typický výsledek pro případ vzájemné korelace je znázorněn na obr. 5.3-1.



Obr. 5.3-1 Chyba průměrného posunutí částic v závislosti na hustotě syčení (vzájemná korelace) [74]

Velikosti posunutí zakreslené na obr 5.3-1 jsou vztaženy ke straně vyhodnocované oblasti. Chyba měřeného průměrného posunutí roste s klesající hustotou částic ve vyhodnocované oblasti. Příliš malé hustoty syčení mohou být zdrojem výrazných chyb a z těchto chybných hodnot je vypočtená rychlost menší než skutečná. Současně je třeba poznamenat, že chyba

roste s rostoucím průměrným posunutím. Na základě takových simulací je možné získat doporučené minimum částic uvnitř vyhodnocované oblasti pro maximální průměrné posunutí pod jednu čtvrtinu strany vyhodnocované oblasti (viz vztah (5.3-1)):

- 5 částic ve vyhodnocované oblasti pro vzájemnou korelaci,
- 10 částic ve vyhodnocované oblasti pro autokorelaci.

5.3.4 Dynamický rozsah

Měřitelný dynamický rozsah je určován maximální a minimální měřitelnou rychlostí.

Označíme-li vektor posunutí v obrazové rovině symbolem **D**, můžeme definovat absolutní dynamický rozsah R_a jako rozdíl mezi maximální a minimální měřitelnou rychlostí ve vyhodnocované oblasti:

$$R_a = |\mathbf{v}_{M_{\max}} - \mathbf{v}_{M_{\min}}| = \frac{|\mathbf{D}_{\max} - \mathbf{D}_{\min}|}{M\Delta t}, \quad (5.3-2)$$

kde je $\mathbf{v}_{M_{\max}}$ vektor maximální měřitelné rychlosti,
 $\mathbf{v}_{M_{\min}}$ vektor minimální měřitelné rychlosti,
 $\mathbf{D}_{\max}$ vektor maximálního posunutí v obrazové rovině,
 $\mathbf{D}_{\min}$ vektor minimálního posunutí v obrazové rovině,
 M zvětšení a
 Δt časový interval mezi první a druhou expozicí obrazu,
tj. časový odstup mezi oběma záznamy.

Ps. Protože proudění je obecně reverzibilní, reprezentuje vektor minimální měřitelné rychlosti $\mathbf{v}_{M_{\min}}$ maximální měřitelnou rychlost ve směru opačném vzhledem k vektoru $\mathbf{v}_{M_{\max}}$.

Relativní dynamický rozsah R_r můžeme definovat jako poměr maximální a minimální měřitelné velikosti rychlosti proudu ve vyhodnocované oblasti (poměr kladných veličin):

$$R_r = \frac{|\mathbf{v}|_{\max}}{|\mathbf{v}|_{\min}} = \frac{|\mathbf{D}|_{\max}}{|\mathbf{D}|_{\min}}, \quad (5.3-3)$$

kde je $|\mathbf{v}|_{\max}$ maximální měřitelná velikost rychlosti,
 $|\mathbf{v}|_{\min}$ minimální měřitelná velikost rychlosti,
 $|\mathbf{D}|_{\max}$ maximální měřitelné posunutí v obrazové rovině a
 $|\mathbf{D}|_{\min}$ minimální měřitelné posunutí v obrazové rovině.

Minimální měřitelné posunutí souvisí s velikostí obrazu částice.

Rozměry obrazu částice jsou určovány dvěma faktory:

- geometrickým zvětšením,
- difrakci v optické apertuře.

Pro průměr geometrického obrazu částice d_g platí:

$$d_g = Md_p, \quad (5.3-4)$$

kde d_p je průměr částice a M je zvětšení.

Geometrická optika nepostihuje difrakci přijímací apertury. Difrakce v optické apertuře způsobuje, že obraz bodu z objektové roviny má v obrazové rovině tvar skvrny o průměru d_s :

$$d_s = 2,44(M+1)F\lambda, \quad (5.3-5)$$

kde je $F=f/D_A$,

M	zvětšení,
f	ohnisková vzdálenost objektivu,
D_A	průměr apertury a
λ	vlnová délka světla.

Protože obrazy částic se zaznamenávají na medium jako je film nebo CCD detektor kamery, je do analýzy velikosti obrazu částice nutné zahrnout i minimální rozlišení nahrávacího media, které budeme značit symbolem d_r .

Efektivní průměr obrazu částice d_e pak můžeme vyjádřit jako:

$$d_e = \sqrt{d_g^2 + d_s^2 + d_r^2}. \quad (5.3-6)$$

Efektivní průměr obrazu částice udává skutečný rozměr obrazu částice.

Dále je nutné zvážit, že obraz částice se může zvětšovat i „rozmazáním“ v důsledku pohybu částice během osvětlovacího pulsu laserového řezu, tj. v době expozice obrazu. „Rozmazání“ obrazu je přímo úměrné součinu maximální rychlosti v_{max} a doby trvání osvětlujícího pulsu δt . Jednoduché kritérium zajišťující nerozmazání obrazu vyžaduje, aby „rozmazání“ obrazu bylo menší než efektivní průměr obrazu částice:

$$v_{max} \delta t \leq d_e. \quad (5.3-7)$$

Z výše uvedeného rozboru vyplývá, že minimální měřitelný posuv je rovný efektivnímu průměru obrazu částice:

$$|D|_{min} = d_e. \quad (5.3-8)$$

Pro minimální měřitelnou velikost rychlosti pak platí:

$$|v|_{min} = \frac{d_e}{M\Delta t}, \quad (5.3-9)$$

kde Δt je časový interval mezi první a druhou expozicí obrazu, tj. časový odstup mezi oběma záznamy.

Maximální měřitelný posuv plyne z podmínky (5.3-1), která stanoví maximální posunutí na jednu čtvrtinu délky strany vyhodnocované oblasti:

$$|\mathbf{D}|_{\max} = \frac{d_I}{4}, \quad (5.3-10)$$

kde d_I je délka strany vyhodnocované oblasti.

Pro maximální měřitelnou velikost rychlosti pak platí:

$$|\mathbf{v}|_{\max} = \frac{d_I}{4M\Delta t}, \quad (5.3-11)$$

kde Δt je časový interval mezi první a druhou expozicí obrazu, tj. časový odstup mezi oběma záznamy.

Z rovnic (5.3-9) a (5.3-11) vyplývá, že se zvětšujícím se časovým odstupem mezi PIV záznamy klesá jak maximální, tak minimální velikost měřitelné rychlosti. Relativní dynamický rozsah se nemění.

Za předpokladu, že $v_{p\max}$ je maximální rychlost měřeného proudu, můžeme z rovnice (5.3-11) stanovit podmínku pro časový odstup mezi PIV záznamy Δt :

$$\Delta t = \frac{d_I}{4Mv_{p\max}}. \quad (5.3-12)$$

V diskusi dynamického rozsahu je účelné zvažovat základní způsoby PIV záznamu (tj. metodu dvojnásobné expozice a metodu jednotlivých expozic) odděleně. To vyplývá z rozdílných algoritmů pro určení průměrného posunutí částic ve vyhodnocované oblasti. Zatímco metoda dvojnásobné expozice využívá autokorelace, v případě jednotlivých expozic se k určení průměrného posunutí používá vzájemná korelace.

Metoda vzájemné korelace poskytuje kromě informace o velikosti průměrného posunutí i jednoznačnou informaci o jeho směru. Vektor průměrného posunutí částic $\mathbf{s}_D$ ve vyhodnocované oblasti je určen spojnicí středu korelační roviny vyhodnocované oblasti s korelačním vrcholem R_D , viz obr 5.1-6 v kapitole 5.1.2 Analýza PIV obrazů.

Protože při použití vzájemné korelace platí pro vektory maximální měřitelné a minimální měřitelné rychlosti $\mathbf{v}_{M\max} = -\mathbf{v}_{M\min}$ a obdobně platí pro měřitelné mezí hodnoty vektorů posunutí $\mathbf{D}_{\max} = -\mathbf{D}_{\min}$, můžeme na základě definice (5.3-2) a rovnice (5.3-10) vyjádřit absolutní dynamický rozsah R_a následujícím způsobem:

$$R_a = 2|\mathbf{v}_{M\max}| = \frac{2|\mathbf{D}_{\max}|}{M\Delta t} = \frac{d_I}{2M\Delta t}. \quad (5.3-13)$$

Metoda autokorelace neposkytuje informaci o smyslu proudění, tj. o směru posunutí (směrovou nejednoznačnost je nutné řešit metodou „offsetu“ popsanou v kapitole 5.3.5 Posunutí druhého obrazu (offset)). To je zapříčiněno tím, že obě expozice PIV záznamu jsou zaznamenány do jednoho obrazu a nelze tedy jednoznačně určit počáteční a koncové polohy částic.

Z výše uvedené směrové nejednoznačnosti plyne, že v případě použití autokorelace je maximální teoretická hodnota absolutního dynamického rozsahu R_a poloviční ve srovnání se vzájemnou korelací:

$$R_a = |\mathbf{v}_{M \max} - \mathbf{0}| = |\mathbf{v}_{M \max}| = \frac{|\mathbf{D}_{\max}|}{M \Delta t} = \frac{d_l}{4 M \Delta t}. \quad (5.3-14)$$

Ve skutečnosti je reálná hodnota R_a nižší a na základě rovnic (5.3-8), (5.3-9) a (5.3-10) lze stanovit následující podmínku:

$$R_a = |\mathbf{v}_{M \max} - \mathbf{v}_{M \min}| \leq |\mathbf{v}_{M \max}| - \frac{d_e}{M \Delta t} = \frac{|\mathbf{D}_{\max}| - d_e}{M \Delta t} = \frac{(d_l / 4) - d_e}{M \Delta t}, \quad (5.3-15)$$

kde d_e je efektivní průměr obrazu částice.

Pro relativní dynamický rozsah R_r lze na základě rovnic (5.3-8) a (5.3-10) stanovit podmínku platnou jak pro vzájemnou korelaci, tak pro autokorelaci:

$$R_r = \frac{|\mathbf{v}|_{\max}}{|\mathbf{v}|_{\min}} \leq \frac{d_l}{4 d_e}. \quad (5.3-16)$$

Dynamický rozsah měřených rychlostí R_r roste se zvětšujícími se rozměry vyhodnocované oblasti d_l a klesá s efektivním průměrem obrazu částice d_e . Aby byla zajištěna vysoká přesnost měření, maximální posuv obrazů částic by měl být menší než jedna čtvrtina strany vyhodnocované oblasti ($d_l/4$).

Minimální velikost měřitelného posunutí částic je teoreticky určována efektivním průměrem obrazu částice d_e . Ve skutečnosti velikost tohoto posuvu závisí i na algoritmu zpracování, tj. zda bude použita vzájemná korelace nebo autokorelace.

To lze demonstrovat např. na PIV záznamech pořízených CCD kamerou. Zatímco při použití vzájemné korelace může být minimální měřitelný posuv i menší než 1 pixel, v případě autokorelace je minimální měřitelný posuv přibližně 2-3 pixely.

Autokorelace poskytuje dva korelační vrcholy R_{D+} a R_{D-} symetricky umístěné vzhledem k centrálnímu vrcholu R_P , viz obr. 5.1-7 v kapitole 5.1.2 Analýza PIV obrazů. A právě přítomnost centrálního vrcholu zapříchňuje zvětšování minimálního měřitelného posuvu. Při měření velmi malých posuvů dochází k prolnutí korelačních vrcholů R_{D+} a R_{D-} s centrálním vrcholem R_P , což v konečném důsledku znemožní přesné určení jejich polohy v korelační rovině. Přesné stanovení polohy korelačního vrcholu metodou subpixelové interpolace vyžaduje, aby korelační vrchol nebyl příliš úzký. Obvykle bývá speciálními filtry ve frekvenční doméně rozšiřován tak, aby pokrýval alespoň 3 pixely. Z těchto důvodů lze odhadnout minimální měřitelný posuv u autokorelace na 2-3 pixely.

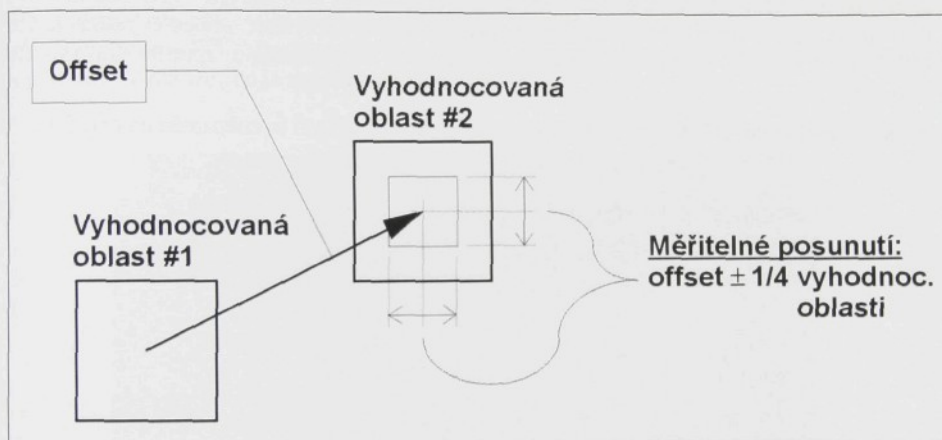
Jiná situace nastává při aplikaci vzájemné korelace. V tomto případě se v korelační rovině nevyskytuje žádný centrální vrchol a i při malých posuvech tak lze polohu korelačního vrcholu určit s velkou přesností. S využitím subpixelové interpolace lze dosáhnout nalezení polohy maxima korelačního vrcholu s přesností menší než 1 pixel a to i v případě velmi malých posuvů. Proto lze odhadnout minimální měřitelný posuv u vzájemné korelace na hodnotu menší než 1 pixel.

5.3.5 Posunutí druhého obrazu (offset)

Standardně jsou korelované vyhodnocované oblasti umístěné ve stejné pozici uvnitř prvního i druhého PIV obrazu. V tomto případě je maximální měřitelné posunutí částic rovné $\pm 1/4$ délky strany vyhodnocované oblasti, viz rovnice (5.3-10).

Dynamický rozsah metody PIV lze zvýšit definováním posunutím (offsetem) druhé vyhodnocované oblasti vzhledem k první tak, jak znázorňuje obr. 5.3-2. V tomto případě již měřitelné posunutí není symetrické vzhledem k nule a výsledek korelace zahrnuje tento definovaný offset.

V případě použití záznamu obrazů na film pomocí fotoaparátu je druhý exponovaný obraz posouván nakloněním speciálního zrcadla, přes který se obraz promítá do objektivu. Velkého pokroku bylo dosaženo při vývoji speciálních kamer s vysokým rozlišením, které samy zajišťují definovaný posuv druhého obrazu na CCD senzoru.



Obr. 5.3-2 Posunutí druhé vyhodnocované oblasti vzhledem k první

Ideální offset by měl souhlasit s průměrným posunutím částic, takže všechny částice ve vyhodnocované oblasti #1 pak korespondují s částicemi ve vyhodnocované oblasti #2. Tímto způsobem lze výrazně minimalizovat počet tzv. „ztracených párů“.

Výhodu takového offsetu lze demonstrovat na následujícím příkladu. Předpokládejme, že potřebujeme měřit proudové pole pohybující se průměrnou rychlostí v určitém směru a transportující po proudu velmi malé vírové struktury. Nepoužijeme-li offset, musíme zvolit velké vyhodnocované oblasti abychom změřili relativně velké rychlosti (posunutí) hlavního proudu. S těmito velkými vyhodnocovanými oblastmi nemůžeme detekovat malé vírové struktury, neboť každé vyhodnocované oblasti přísluší jeden vektor střední rychlosti hlavního proudu. V případě, že použijeme offset rovný střední rychlosti hlavního proudu, můžeme zvolit vyhodnocované oblasti dostatečně malé pro detekci malých vírových struktur.

Další výhoda offsetu spočívá v přesnějším určení malých odchylek proudu. Při nízkých intenzitách turbulence bude při použití offsetu výsledná struktura malých diferencí více zřetelná.

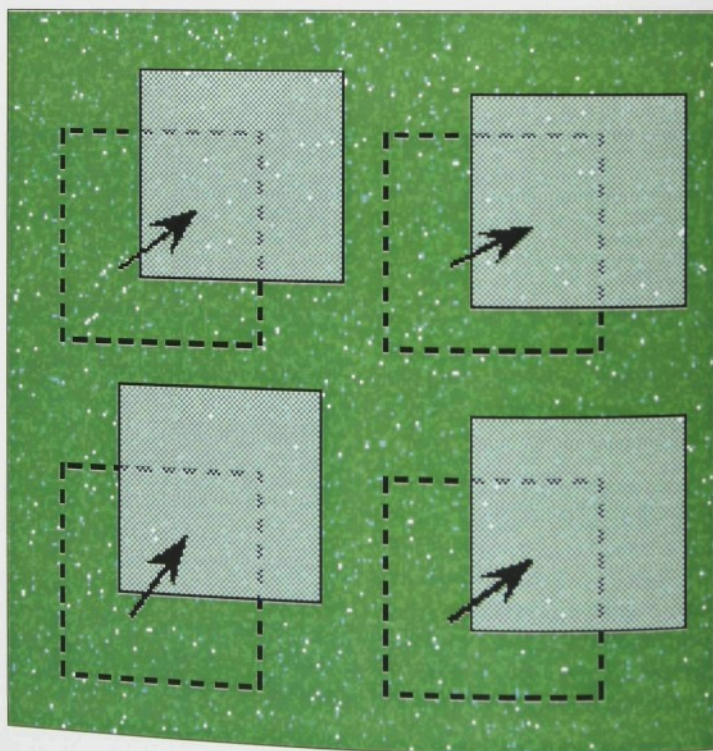
Metoda posunutí obrazu umožňuje mimo jiné i určit směr proudění při použití autokorelace. Jak již bylo uvedeno, autokorelace neposkytuje jednoznačnou informaci o směru proudění. Jestliže použijeme offset větší než je posun kterékoliv částice, potom lze i metodou autokorelace jednoznačně určit nulové rychlosti a znaménka, tj. směry rychlostí.

5.3.6 Adaptivní korelace

Offset druhé vyhodnocované oblasti vůči první, obvykle využívaný standardním algoritmem vzájemné korelace, je konstantní pro celou měřicí rovinu, tj. pro všechny vyhodnocované oblasti.

Naproti tomu tzv. adaptivní korelace používá individuální tzv. adaptivní offset pro každou jednotlivou vyhodnocovanou oblast [76], [77] a [78]. Jedná se o iterační (multiprůchodový) algoritmus provádějící mnohonásobné výpočty vzájemné korelace, přičemž každá iterace (průchod) využívá výsledky té předchozí, což vede k postupnému zpřesňování výpočtu korelace.

Princip adaptivního offsetu pro jednotlivé vyhodnocované oblasti je znázorněn na obr. 5.3-3.



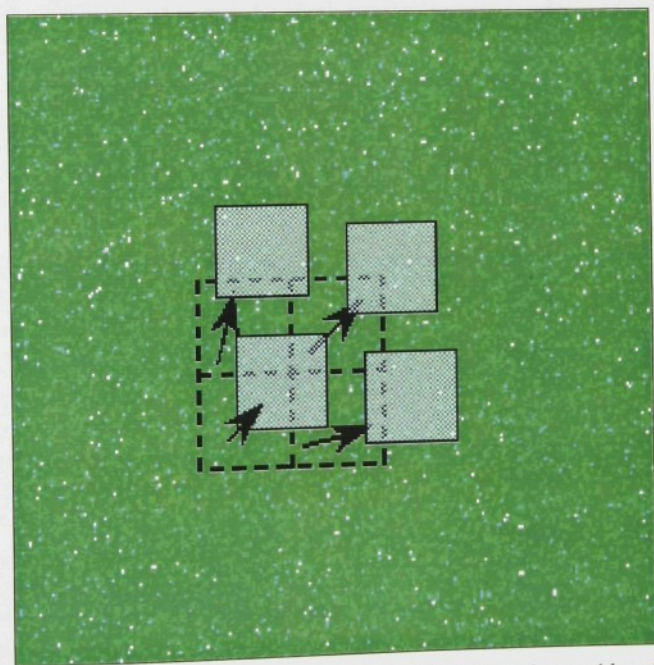
Obr. 5.3-3 Adaptivní offset.

V prvním průchodu se provádí obvyklá vzájemná korelace. Vypočtený vektor průměrného posunutí se použije jako adaptivní offset pro následující výpočet. V dalším průchodu je pro výpočet vzájemné korelace využita ta vyhodnocovaná oblast v druhém PIV obrazu, která je posunuta o stanovený adaptivní offset vůči odpovídající vyhodnocované oblasti v prvním PIV obrazu.

Výsledkem aplikace adaptivního offsetu je minimalizace ztracených párů a v důsledku toho i lepší odstup signálu od šumu.

Obecně lze provést několik výše popsaných průchodů, nicméně obvykle postačí pouze dva, neboť další průchody poskytují pouze zanedbatelné zpřesnění.

Přesto má vícenásobný průchod racionální opodstatnění, neboť přináší zjemnění vyhodnocovaného rastru, tj. zmenšení vyhodnocovaných oblastí. Každý nový průchod adaptivní korelace nabízí možnost zkrácení stran vyhodnocované oblasti na polovinu. To efektivně vede na čtyřnásobný počet vypočtených vektorů posunutí. Výsledky z předchozího průchodu jsou stále používány k určení očekávaného (předpokládaného) částicového posunutí. Ve shodně s následně vypočtenými posunutími se opět realizuje offset vyhodnocovaných oblastí v druhém PIV obrazu vzhledem k poloze odpovídajících vyhodnocovaných oblastí v prvním PIV obrazu. To je znázorněno na obr. 5.3-4.



Obr. 5.3-4 Zmenšování vyhodnocovaných oblastí při adaptivní korelaci

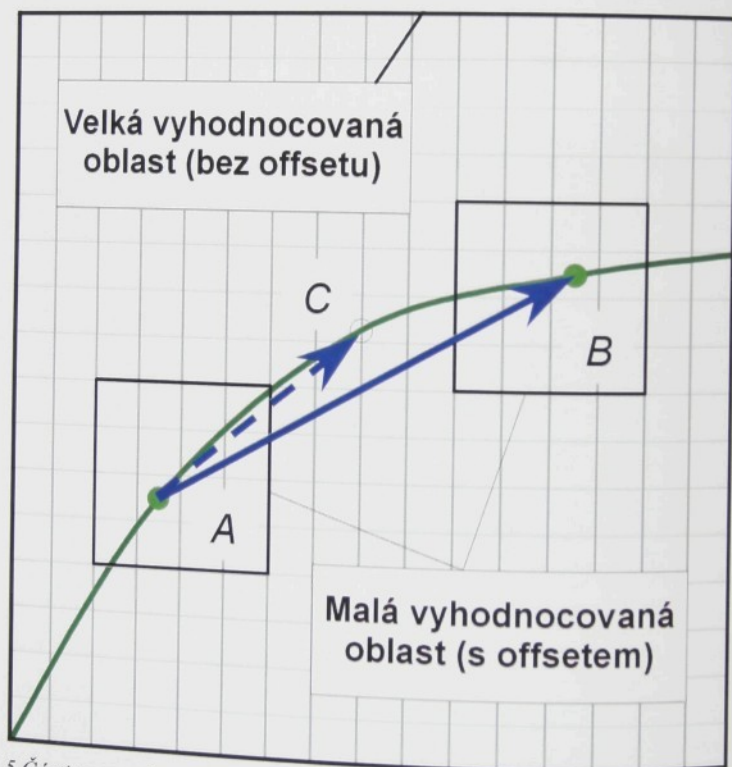
Zmenšování vyhodnocovaných oblastí vede ke snižování odstupů signálu od šumu, protože počet částicových párů uvnitř vzájemně korelovaných vyhodnocovaných oblastí se snižuje.

Nicméně ve srovnání s konvenční korelací bude pro stejně malé vyhodnocované oblasti při použití adaptivní korelace výsledný odstup signálu od šumu vyšší v důsledku použitého adaptivního offsetu (redukuje se počet ztracených párů).

Adaptivní korelace tak může ve stejných případech poskytovat věrohodné výsledky i s vyhodnocovanými oblastmi, jejichž rozměry jsou poloviční ve srovnání s požadovanými rozměry těchto oblastí při aplikaci konvenční vzájemné korelace.

Rozdělení měřicí roviny na menší vyhodnocované oblasti poskytuje více vektorů ve výsledné vektorové mapě. I když takováto vektorová mapa pomáhá lepšímu porozumění jevům ve zkoumaném proudu, více vektorů v tomto případě nepřináší zlepšení prostorového rozlišení.

Je nutné mít na paměti, že PIV neměří skutečné rychlosti proudu, ale pouze posunutí částic unášených proudem. Z toho vyplývá, že spíše než velikost vyhodnocované oblasti rozhoduje o prostorovém rozlišení PIV metody časový interval mezi dvěma záznamy PIV obrazu. Tento problém ilustruje obr. 5.3-5.



Obr. 5.3-5 Částice se pohybuje z bodu A do bodu B. Rozlišení je stejné bez ohledu na to zda jsou vyhodnocované oblasti velké nebo malé

V čase t se nachází sytící částice v bodě A a v čase $t+\Delta t$ se nachází v bodě B. Protože neznáme dráhu po které se částice pohybuje od bodu A k B, předpokládáme, že její trajektorie je dána přímým vektorem spojujícím body A a B, jak je znázorněno na obr. 5.3-5.

Zlepšení rozlišení může být docíleno pouze lepším odhadem trajektorie částice, ale nikoliv pouhým zmenšením vyhodnocované oblasti. Toho lze dosáhnout zkrácením časového intervalu mezi dvěma záznamy PIV obrazu, což povede k tomu, že se částice přemístí z bodu A do bodu C namísto do bodu B , viz obr. 5.3-5. Výsledný čárkovaný vektor posunutí z bodu A do C pak daleko přesněji vystihuje skutečnou trajektorii částice.

5.3.7 Účinky rychlostních gradientů uvnitř vyhodnocované oblasti

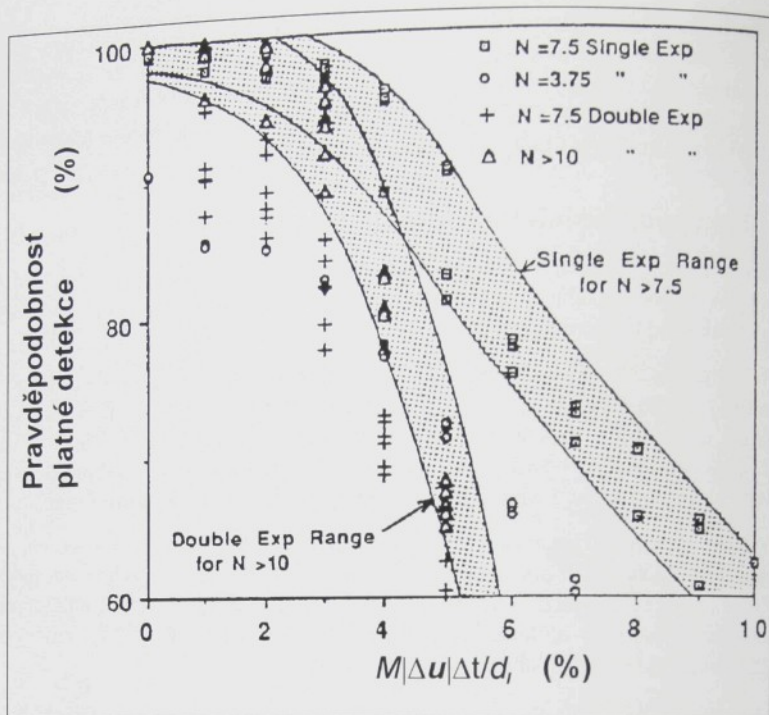
Ideální proud uvnitř vyhodnocované oblasti by měl být homogenní, aby všechny sytící částice získaly přesně stejné posunutí. Tento optimální stav narušují rychlostní gradienty uvnitř vyhodnocované oblasti a to má nepříznivý vliv na výpočty v následujících případech:

- S rostoucími odchylkami v posunutí jednotlivých částic se výška korelačního vrcholu snižuje a jeho šířka se zvětšuje. Rychlostní gradienty tedy snižují odstup signálu od šumu a přesnost určení vektoru průměrného posunutí se snižuje. V konečném důsledku může dojít k situaci, kdy je správný korelační vrchol přehlušen šumem, což vede ke vzniku zcela chybných tzv. „bludných vektorů“ ve vektorové mapě.
- Vlivem rychlostních gradientů je u rychlých částic větší pravděpodobnost než u pomalejších, že jejich počáteční nebo konečná poloha leží vně vyhodnocované oblasti. Počet „ztracených párů“ narůstá s rostoucí rychlostí. Rychlostní gradienty mají tedy tendenci posouvat měření směrem k nule. Použitím offsetu se bude tento jev zmírňovat, ale nelze jej eliminovat úplně.
- Protože poloha sytících částic ve vyhodnocované oblasti je náhodná, způsobí rychlostní gradienty, že posunutí částic se bude měnit v závislosti na jejich poloze. To znamená, že také vypočítané průměrné posunutí částic bude záviset na poloze jednotlivých sytících částic uvnitř vyhodnocované oblasti. Následkem toho rychlostní gradienty zavádějí rostoucí rozptyl v měřených výsledcích.

Do jisté míry mohou být problémy rychlostních gradientů redukovány zvětšením hustoty syčení, nicméně dosažení dostatečně vysokého stupně syčení není v mnohých praktických aplikacích snadné a mnohdy i možné.

Obecně neexistuje pevná hranice v rychlostních gradientech, nad kterou již PIV nebude poskytovat rychlostní vektory, ale se zvětšujícími se gradienty je méně pravděpodobné, že tyto vektory reprezentují správné rychlosti proudění. To ilustruje graf na obr. 5.3-6, který vyjadřuje pravděpodobnost platnosti detekovaného (vypočteného) vektoru posunutí jako funkci míry rychlostního gradientu. Uvedené výsledky stanovili na základě Monte-Carlo simulací PIV měření Keane a Adrian [63].

N označuje průměrný počet částic ve vyhodnocované oblasti, $M = \text{obraz/objekt}$ je zvětšení, Δu je maximální odchylka od průměrné rychlosti uvnitř vyhodnocované oblasti a Δt je časový interval mezi dvěma expozicemi. Výraz $|\Delta u| \Delta t$ odpovídá maximální odchylce od průměrného posunutí a d_l udává délku strany vyhodnocované oblasti. Pojmům jednotlivá (Single Exp) a dvojnásobná expozice (Double Exp) odpovídají vzájemná korelace respektive autokorelace. Je zřejmé, že vzájemná korelace je vhodnější než autokorelace, protože obecně toleruje větší rychlostní gradienty.



Obr. 5.3-6 Odstup signálu od šumu a tedy pravděpodobnost platnosti detekovaného (vypočteného) vektoru posunutí klesá s rostoucími rychlostními gradienty

Aby byla zaručena 95% pravděpodobnost platnosti detekovaných (vypočtených) vektorů rychlosti, musí odchylky od průměrné rychlosti vyhovět následující podmínce:

$$\frac{M|\Delta u|\Delta t}{d_i} < 0.03 \equiv 3\%. \quad (5.3-17)$$

Tato podmínka nezaručuje, že vypočtená rychlost je vždy správná, protože existuje stále 5% riziko obdržení chybných vektorů. Obvykle však chybné, tzv. „bludné vektory“ zřetelně vyčnívají z okolních rychlostních vektorů, takže mohou být snadno ve vektorové mapě vypátrány.

Na základě Monte-Carlo simulací PIV měření stanovili Keane a Adrian [63] i podmínku pro rozptyl detekované (vypočtené) rychlosti. Abychom zachovali rozptyl vypočtené rychlosti v rozsahu $\pm 1\%$ správné hodnoty, neměla by největší odchylka od průměrného posunutí být větší než ± 1 průměr obrazu částice d_e :

$$\frac{M|\Delta u|\Delta t}{d_e} < 1. \quad (5.3-18)$$

5.3.8 Chyba „stahování“ rychlosti k nule (Zero-velocity biasing)

Metoda PIV má tendenci ke vzniku systematické chyby měření stahující měřenou rychlost směrem k nule. Tato chyba nastává ať už se používá autokorelace nebo vzájemná korelace a zhoršuje se s rostoucími gradienty a se snižováním hustoty sycení.

Jednou z příčin tohoto jevu jsou ztracené páry. U rychlých částic existuje větší pravděpodobnost než u pomalejších částic, že buď jejich počáteční nebo koncová poloha bude ležet vně vyhodnocované oblasti. Následkem toho bude zastoupení pomalejších částic ve vlastním výpočtu korelace dominantní a výsledné průměrné posunutí částic menší než skutečné, což se projeví snížením naměřené rychlosti.

Jinou příčinou této systematické chyby je sama korelační technika. Obecná teorie korelace předpokládá korelované oblasti o nekonečných rozměrech, ale reálná vyhodnocovaná oblast má vždy rozměry konečné. Tento fakt činí pak korelační techniku více citlivou na malá posunutí než na velká.

Jak již bylo konstatováno v předchozích kapitolách, tento problém může být minimalizován dostatečným sycením, tj. zajištěním přítomnosti minimálně 5 nebo 10 částic ve vyhodnocované oblasti, v závislosti na tom, zda se používá vzájemná korelace nebo autokorelace.

Dále je vhodné vyhnout se posunutím větším než 1/4 strany vyhodnocované oblasti. To lze zajistit nastavením časového intervalu mezi dvěma expozicemi PIV obrazu nebo změnou rozměrů vyhodnocované oblasti.

Kromě toho by rozměry vyhodnocované oblasti měly být takové, že uvnitř vyhodnocované oblasti se vyskytují jen malé změny v hodnotách rychlostí, což znamená, že rychlostní gradienty jsou minimální.

Minimalizaci této systematické chyby lze dosáhnout také použitím offsetu. Ideálně zvolený offset by se měl shodovat s průměrným částicovým posunutím.

5.3.9 Prostorové rozlišení a rozměry vyhodnocované oblasti

Pro nastavení rozměrů vyhodnocované oblasti je nutné zvolit kompromis mezi prostorovým rozlišením a dosažitelným dynamickým rozsahem.

Maximální prostorové rozlišení vede k minimalizování rozměrů vyhodnocované oblasti při zachování dostatečného sycení. Nejmenší prostorové měřítko, které chceme rozlišit, musí být vždy větší než vyhodnocovaná oblast, aby bylo zajištěno homogenní proudění v této oblasti.

Na tomto místě je nutné se zmínit o tom, že pouhé zmenšování vyhodnocované oblasti obecně nemusí vést k lepšímu prostorovému rozlišení, jak již bylo diskutováno v závěru kapitoly 5.3.6 Adaptivní korelace Prostorové rozlišení je ve skutečnosti určováno časový intervalem Δt mezi dvěma záznamy PIV obrazů a na základě rovnice (5.3-12) lze potom stanovit optimální rozměry (z hlediska prostorového rozlišení) vyhodnocované oblasti.

Dynamický rozsah naopak roste s rostoucími rozměry vyhodnocované oblasti při dodržení podmínky, že maximální posunutí nepřekročí jednu čtvrtinu strany vyhodnocované oblasti -

$$|D_{\max}| \leq d_r / 4.$$

Tyto rozporuplné požadavky na nastavení velikosti vyhodnocované oblasti ukazují, že je nutné zvolit kompromis mezi prostorovým rozlišením a dosažitelným dynamickým rozsahem.

Při výběru rozměru vyhodnocované oblasti je nutné vzít v úvahu i to, že čas potřebný pro zpracování vyhodnocované oblasti se bude prodlužovat se zvětšováním její velikosti. Naproti tomu celkový čas vyhodnocení se může dokonce i zkracovat, neboť klesá počet vyhodnocovaných oblastí.

Vyhodnocovanou oblast lze zmenšit bez dynamického omezení, pokud můžeme aplikovat vhodný offset.

Volba velikosti vyhodnocované oblasti také závisí na rozlišení záznamového média. Tak například, aby byl dán rozumný kompromis mezi dynamickým rozsahem a prostorovým měřítkem u kamer s CCD maticí o rozsahu 1024x1024 pixelů, doporučuje se nastavit rozměry vyhodnocované oblasti na hodnoty 32x32 pixelů pro vzájemnou korelaci a 64x64 pixelů pro autokorelaci [74].

5.3.10 Shrnutí a obecná doporučení

Z výše uvedeného rozboru charakteristik PIV metody vyplývají následující doporučení:

- Pokud je to možné, je výhodné použít vzájemnou korelaci případně adaptivní korelaci namísto autokorelace.
- Pro omezení chyb způsobených „ztracenými páry“, by měla být minimální hustota sycení taková, že uvnitř vyhodnocované oblasti bude průměrně nejméně 5 částic pro vzájemnou korelaci a alespoň 10 částic pro autokorelaci.
- V důsledku minimalizace chyb „stahujících“ měřené rychlosti k nule, by maximální posunutí částic ve vyhodnocované oblasti nemělo překročit 1/4 jejího rozměru.
- Při studiu rozměrných proudů o známé střední rychlosti a za účelem zvětšení dynamického rozsahu při zachování prostorového rozlišení, případně pro stanovení směru proudění při autokorelaci je užitečné použít offset.
- Rychlostní gradienty uvnitř vyhodnocované oblasti by měly být minimální, aby se předešlo zhoršení detekce správné rychlosti.

5.4 Stopovací částice a sycení proudu

Obdobně jako LDA i metoda PIV neměří ve skutečnosti rychlost proudu, nýbrž rychlost částic tekutinou unášených. Z tohoto hlediska je možné na stopovací částice nahlížet jako na rychlostní sondy. Optimální rozměry stopovacích částic a jejich další vlastnosti mají zásadní vliv na kvalitu a přesnost výsledků měření poskytovaných PIV metodou.

Částice musí být dostatečně malé, aby přesně sledovaly proud, ale i natolik velké, aby rozptylovaly dostatečné množství světla pro detekci kamerou případně fotoaparátem.

Obecně lze většinu úvah o stopovacích částicích a sycení v LDA, které byly uvedených v kapitole 2.1.6 Stopovací částice, aplikovat i na metodu PIV.

Hlavní rozdíly mezi LDA a PIV spoívají v intenzitě osvětlení částic a v hustotě sycení.

PIV metoda vyžaduje výrazně vyšší intenzity osvětlení a tedy výkonnější lasery. Důvody jsou následující:

- Zatímco LDA měření jsou prováděna ve velmi malé oblasti tvořící optickou měřicí sondu, metoda PIV měří v tenkém světelném řezu pokrývajícím velkou oblast proudu. Požadavek výkonnějšího laseru je pak zřejmý, uvážíme-li nutnost dosažení vysoké průměrné intenzity světla v celé měřicí rovině.
- LDA měření jsou obvykle založena na zpětném případně dopředném rozptylu, zatímco metoda PIV je založena na bočním rozptylu, tj. detekci světla rozptýleného kolmo k osvětlující rovině (laserovému řezu). Obecně platí, že malé částice používané jak v LDA tak v PIV rozptylují většinu světla v dopředném směru, o dva i tři řády méně ve zpětném směru a nejméně světla bývá rozptylováno do stran. Intenzita světla postačující pro LDA tak nemusí být dostatečná pro PIV měření.
- V LDA je světlo rozptýlené sytícími částicemi zesíleno fotonásobičem, což umožňuje měření dokonce i velmi slabých signálů. V PIV je rozptýlené světlo detekováno CCD-kamerou, která má mnohem nižší citlivost než fotonásobič. Na měření rychlosti závisí délka expozice a ta pak musí být při velkých rychlostech proudění velmi krátká. Důsledkem je další snížení citlivosti detekce kamerou. Opět tedy platí, že intenzita světla dostatečná pro LDA nemusí být postačující pro PIV.

Požadavky na kvalitu sycení proudu jsou pro PIV vyšší než pro LDA. Sycení musí být rovnoměrně rozprostřeno v celé měřené oblasti, přičemž hustota sycení by měla být vyšší a odchylky ve velikosti částic by měly být menší než je tolerováno metodou LDA.

5.5 Osvětlovací metody v PIV

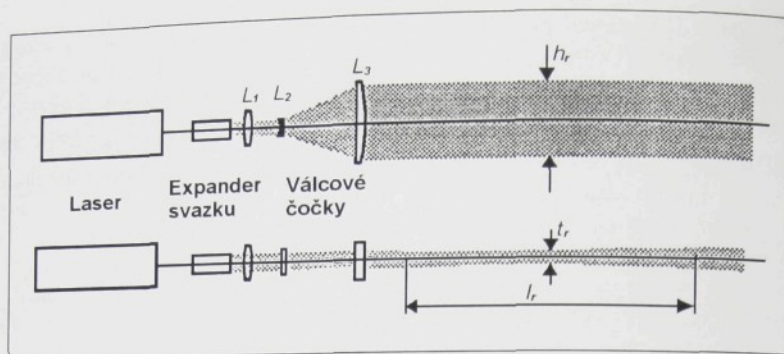
Osvětlování proudového pole se realizuje vytvořením tenké světelné měřicí roviny, tzv. laserového řezu. Světlo rozptýlené na sytících částicích pohybujících se v této rovině reprezentuje signál, který je obvykle zaznamenáván kamerou. Obecně musí osvětlovací metody v PIV splnit následující základní kritéria:

- Intenzita světelné energie v měřicí rovině musí být tak velká, aby intenzita světla rozptýleného na sytících částicích byla dostatečná pro pořízení PIV záznamů, tj. nad úroveň optického šumu systému.
- Délka světelného pulsu musí být dostatečně krátká, aby pohyb částic během osvitu byl zanedbatelný.
- Časový interval mezi po sobě jdoucími světelnými pulsy musí být takový, aby pohyb proudového pole během této doby byl nevýznamný, tj. maximální posunutí ve vyhodnocované oblasti (na něž je měřicí rovina rozdělena) je menší než čtvrtina její strany (viz rovnice 5.3-1).
- Poloha a rozměry měřicí roviny musí být přesně definované.

5.5.1 Laserový řez a jeho parametry

Parametry laserového řezu jsou určovány použitým optickým systémem, který formuje laserový paprsek do osvětlující měřicí roviny. Tloušťkou řezu a kvalitou zobrazovacího systému je určováno „příčné“ prostorové rozlišení PIV metody.

Obr. 5.5-1 demonstruje příklad optického uspořádání formujícího laserový řez [70].



Obr. 5.5-1 Optika pro formování laserové řezu

Válcové čočky L_2 a L_3 s ohniskovými vzdálenostmi f_2 a f_3 formují laserový paprsek do roviny laserového řezu (ve skutečnosti má příčný řez tvar protáhlého elipsoidu). Před vlastním formováním je laserový paprsek o průměru D_e expandován standardním expanderem o expanzním faktoru E . Ohnisková vzdálenost f_1 čočky L_1 společně s expanzním faktorem E určuje tloušťku měřicí roviny.

Pro homogenní osvětlení částic je důležité, aby tloušťka laserového řezu byla v celé měřené rovině přibližně konstantní.

Tloušťku laserového řezu t_r lze definovat jako minimální vzdálenost napříč řezem (tj. v „sedle“ viz obr. 5.5-1), kde intenzita světla má poloviční hodnotu intenzity ve středu řezu. Tloušťku laserového řezu t_r lze vyjádřit následujícím vztahem:

$$t_r \equiv \sqrt{\frac{\ln 2}{2}} \frac{4}{\pi} \frac{f_1 \lambda}{D_e E} = \sqrt{\frac{\ln 2}{2}} d_e, \quad (5.5-1)$$

kde d_e je průměr laserového paprsku za čočkou L_1 (okraje paprsku určuje pokles intenzity v ose paprsku na hodnotu $1/e^2$) a λ je vlnová délka laseru.

Délka roviny laserového řezu l_r je obdobně definována poklesem centrální intenzity na jednu polovinu (viz obr. 5.5-1):

$$l_r \equiv \frac{8}{\pi} \frac{f_1^2 \lambda}{D_e^2 E^2} = \frac{\pi}{2\lambda} d_e^2. \quad (5.5-2)$$

Výška roviny h_r při použití stejné definice je:

$$h_r \equiv t_r \frac{f_3}{f_2}. \quad (5.5-3)$$

Z uvedených vztahů vyplývá, že laserový řez o malé tloušťce t_r můžeme obdržet, když použijeme čočku L_1 o krátké ohniskové vzdálenosti f_1 nebo provedeme velkou expanzi E laserového paprsku. Nicméně tyto výsledky získáme za cenu značné redukce délky laserového řezu l_r , protože délka řezu l_r je přímo úměrná f_1^2 a nepřímo úměrné E^2 . Je tedy zřejmé, že vždy musíme zvolit vhodný kompromis mezi dobrým příčným prostorovým rozlišením, tj. malou tloušťkou t_r , a konstantní tloušťkou laserového řezu, tj. velkým l_r .

5.5.2 Osvětlovací techniky

V PIV technice existují tři základní způsoby vytváření světelného řezu:

1. Dva světelné pulsy generované dvoudutinovým pulsním Nd:YAG laserem jsou tvarovány speciální optikou do pulsních světelných řezů.
2. Paprsek kontinuálního argonového laseru je přerušován pomocí elektrooptické závěrky a výsledný pulsující paprsek je speciální optikou tvarován do světelného řezu.
3. Paprsek kontinuálního argonového laseru je rozmitán rotačním polygonovým zrcadlem a tak se vytváří tzv. pseudosvětelný řez. Elektrooptická závěrka se využívá pro zajištění celočíselného počtu přeběhů paprsku přes plochu řezu.

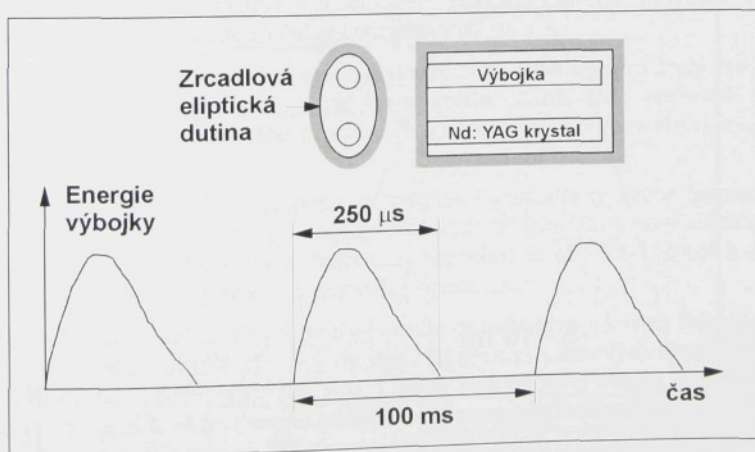
Zatímco první osvětlovací technika využívá pulsních laserů, jsou zbývající techniky založeny na použití kontinuálního argonového laseru.

Hlavní kritérium pro výběr osvětlovací metody je světelná energie potřebná pro pořízení kvalitního PIV záznamu. Pro předpověď množství světla potřebného k získání obrazu izolované sytící částice slouží Mieova teorie rozptylu. Několikanásobný rozptyl na částicích však značně komplikuje výpočty a tak skutečná zásoba energie nemůže být přesně předpovězena a je nutné potřebnou energii stanovit empiricky.

Mnoho PIV aplikací vyžaduje osvětlení o tak vysoké hustotě energie, že ho nelze dosáhnout použitím kontinuálních laserů. Navíc je v PIV metodě osvětlení požadováno pouze po velmi krátkou dobu, kdy se zaznamenává obraz a je proto neekonomické udržovat nepřetržitě vysokou intenzitu světla. Proto je vhodné používat pulsní lasery, jako jsou např. Nd:YAG lasery pracující v režimu druhé harmonické. Ty soustředí světlo do krátkého pulsu a tak využívají mnohem efektivněji dostupnou světelnou energii.

Osvětlovací technika využívající dvoudutinový Nd:YAG laser.

Zjednodušené schéma Nd:YAG laseru používaného v PIV je znázorněno na obr. 5.5-2.

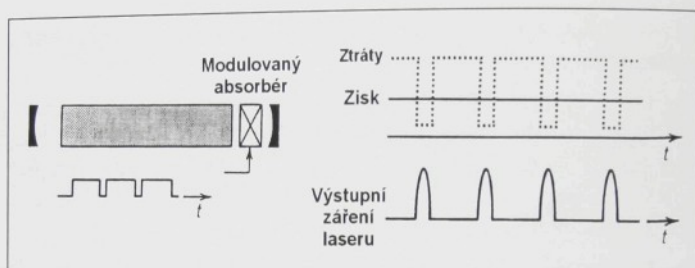


Obr. 5.5-2 Nd:YAG laser

Nd:YAG laser je pevnolátkový laser čerpaný impulsní výbojkou. Nd:YAG krystal a impulsní výbojka jsou umístěny v ohniscích zrcadlové eliptické dutiny. Tím je zajištěno, že maximální množství budící světelné energie vyzářené výbojkou v prvním ohnisku je dopraveno (po odrazech od stěny eliptické dutiny) do Nd:YAG krystalu v druhém ohnisku.

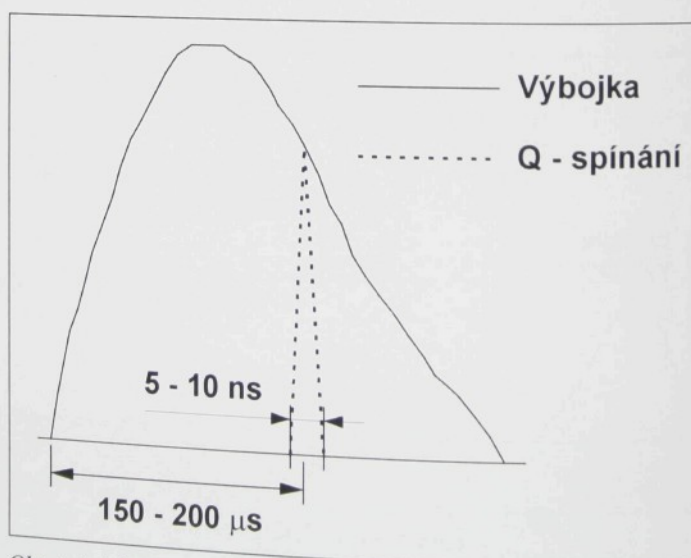
Typická doba čerpání pulsni výbojkou je přibližně 250 μ s s opakovací frekvencí 10 - 20 Hz.

V PIV se používají Nd:YAG lasery pracující v režimu Q-spínání. Velmi krátkého výstupního světelného pulsu se docílí modulováním ztrát rezonátoru pomocí modulovaného absorberu. Q-spínání se tedy realizuje spínáním ztrát, jak znázorňuje obr. 5.5-3.



Obr. 5.5-3 Q-spínání

Během čerpání pulsni výbojkou jsou nastaveny vysoké ztráty rezonátoru, které znemožní oscilace uvnitř rezonátoru. Dodávaná energie se hromadí v atomech ve formě akumulované inverzní populace. Když se při sepnutí ztráty sníží, uvolní se velká akumulovaná inverzní populace vyzářením intenzivního krátkého impulsu záření. To je znázorněno na obr. 5.5-4.

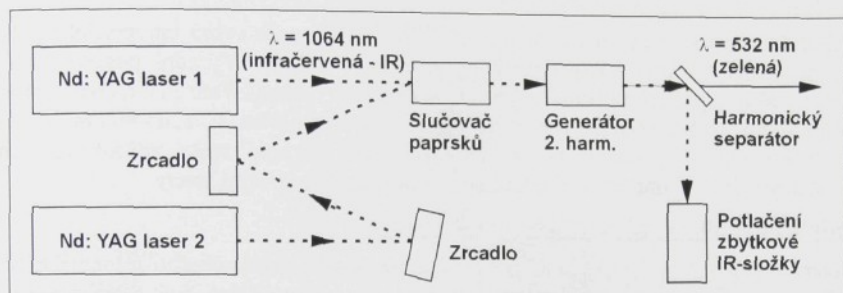


Obr. 5.5-4 Čerpání a generování krátkého impulsu laserového záření

Současné standardní lasery dosahují v režimu Q-spínání typickou energii 10 - 400 mJ v pulsu o délce trvání 5 - 10 ns.

Aby bylo dosaženo stabilního provozu, musí být Nd:YAG laser provozován s opakovací frekvencí, pro kterou byl navržen. Většina pulsních Nd:YAG laserů je navržena pro opakovací frekvence 10 - 20 Hz.

PIV metoda vyžaduje pořízení minimálně dvou záznamů s proměnlivě nastavitelnou časovou roztečí. Optimální metoda pro generování dvou pulsů s proměnným časovým intervalem je založena na použití speciálních Nd:YAG laserů se dvěma dutinami. Jedná se v zásadě o laserový systém obsahující dva samostatné Nd:YAG lasery, jehož schéma je vyobrazeno na obr. 5.5-5.



Obr. 5.5-5 Dvoudutinový laser pro PIV

Zásadní výhoda dvoudutinových Nd:YAG laserů spočívá v tom, že poskytují velkou volnost při výběru časového intervalu mezi laserovými pulsy a energie každého pulsu zůstává stejná bez ohledu na délku zvoleného časové intervalu mezi pulsy.

Doplňující optika tvořená zrcadly a slučovačem paprsků zajišťuje navedení laserových paprsků z obou laserů (dutin) do společné optické dráhy.

Nd:YAG lasery generují infračervené světlo o vlnové délce 1064 nm. Pro účely PIV, není tato vlnová délka vhodná. Neviditelné infračervené světlo přináší řadu praktické obtíží při seřizování optické dráhy laserového paprsku. Kromě toho jsou kamery obvykle citlivější v modro-zelené oblasti spektra.

Proto se pro PIV používají Nd:YAG lasery vybavené generátorem druhé harmonické, viz obr. 5.5-5. Takto upravené lasery generují zelené světlo o poloviční vlnové délce (532 nm), která odpovídá dvojnásobku základní frekvence. Separátor na obr. 5.5-5 slouží k odstranění zbytkové infračervené složky před tím, než světlo opustí laser.

S využitím Nd:YAG laserů se dvěma dutinami můžeme např. při opakovací frekvenci 10 Hz a šířce pulsu 5 ns pořizovat PIV záznamy (tj. dva PIV obrazy) v časových intervalech 100 ms, 200 ms, 300 ms atd. s dobou expozice 5 ns. Časový interval mezi oběma PIV obrazy je tak nastavitelný ve velmi širokém rozsahu při zachování energie jednotlivých světelných pulsů.

Osvětlující technika využívající dvoudutinový Nd:YAG laser přináší řadu výhod:

- Q-spínání generuje světelné pulsy o velké energii (10 - 400 mJ v pulsu) a velmi krátkém trvání (5 - 10 ns), takže během takto krátkého osvětlení (expozice) o vysoké intenzitě je pohyb částic zanedbatelný.
- Dvě dutiny (samostatné lasery) umožňují volbu z nejširšího možného rozsahu časů mezi dvěma expozicemi (pulsy).
- Dvě dutiny zajišťují, že zásoba osvětlující energie se nemění v závislost na čase mezi dvěma pulsy, což nelze obecně zaručit v případě použití pouze jednoho Q-spínaného Nd:YAG laseru.
- Výstupní energie paprsku může být zvolena tak, aby vyhovovala aplikaci, např. použití 120 - 400 mJ v pulsu pro prodělení vzduchu a 30 mJ v pulsu pro proudění vody.

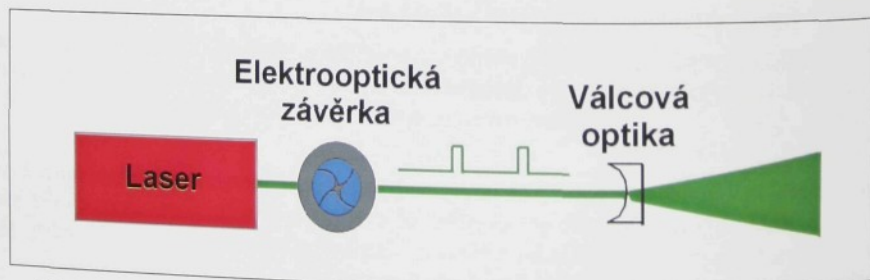
Osvětlující technika využívající dvoudutinový Nd:YAG laser je velmi univerzální a pokrývá široké spektrum aplikací v experimentální mechanice tekutin. Výsadní postavení má při měření vzdušných proudů a obecně při měření vysokých rychlostí. Tato PIV měření z principu vyžadují velmi vysoké světelné energie při velmi krátkém osvětlení, tj. 120 - 400 mJ v pulsu o délce trvání řádově jednotek ns. Z uvedených důvodů není tento způsob osvětlování nahraditelný méně výkonnými technikami využívajícími kontinuální lasery.

Osvětlující techniky využívající kontinuální lasery.

V některých PIV aplikacích je možné pro osvětlování využít kontinuálního argonového laseru. Protože laserový paprsek je kontinuální, musí být pulsace zajištěna buď přerušování světla elektrooptickým modulátorem, nebo rozmitáním paprsku pomocí polygonového skeneru.

Elektrooptická závěrka

Elektrooptická závěrka (absorbér) přerušuje kontinuální paprsek argonového laseru a vytváří tak sekvenci světelných pulsů. Pulsující laserový paprsek je pak expandován válcovou optikou na světelný řez. Schéma této osvětlovací metody je znázorněno na obr. 5.5-6.



Obr. 5.5-6 Přerušování kontinuálního laserového paprsku elektrooptickou závěrkou

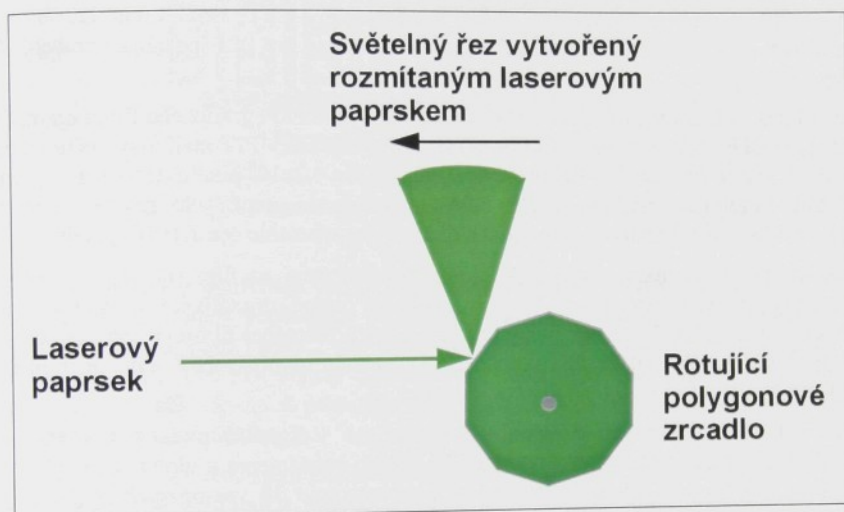
Nízká hustota energie omezuje osvětlovací systém založený na přerušování paprsku na studium vodních proudů s relativně velkými sytíci částicemi a malými rychlostmi.

Důvody jsou následující. Časový interval mezi pulsy a délku pulsů je nutné přizpůsobit rychlosti proudového pole a velikosti vyhodnocovaných oblastí tak, aby se minimalizoval počet ztracených párů částic. Tedy jestliže se rychlost proudového pole zvyšuje, musí se jak

délky pulsů, tak časové intervaly mezi pulsy zkracovat. V důsledku toho dochází ke snižování již tak omezené hustoty energie vyzařené během osvětlovacího pulsu a proto je osvětlovací metoda založená na přerušování laserového paprsku použitelná pouze pro studium proudových polí s malými rychlostmi.

Polygonový skener

Jiný způsob využití kontinuálního argonového laseru je rozmitání laserového paprsku polygonovým skenerem. Tato technika je znázorněna na obr. 5.5-7.



Obr. 5.5-7 Osvětlování polygonovým skenerem

Laserový paprsek dopadá na rychle rotující polygonové zrcadlo s mnoha plochami. Otáčející se zrcadlo rozmitá laserový paprsek do oblouku a laserový paprsek tak při svém pohybu osvětluje kruhovou výseč. Počet ploch určuje obloukový úhel a ten společně s rychlostí rotace polygonu definuje čas přeběhu paprsku přes světelný řez.

Pro správnou funkci osvětlovacího polygonového skeneru je nutné zajistit, aby každý snímek zachycený kamerou byl osvětlen celočíselným počtem přeběhů laserového paprsku. Zapínání a vypínání laserového paprsku dopadajícího na polygonový skener je proto realizováno elektrooptickou závěrkou, která je ovládána speciální synchronizační jednotkou.

Laserový paprsek dopadá na rychle rotující polygonové zrcadlo s mnoha plochami. Otáčející se zrcadlo rozmitá laserový paprsek do oblouku a laserový paprsek tak při svém pohybu osvětluje kruhovou výseč. Počet ploch určuje obloukový úhel a ten společně s rychlostí rotace polygonu definuje čas přeběhu paprsku přes světelný řez.

Osvětlování polygonovým skenerem poskytuje minimálně o řád vyšší hustotu energie než metoda s elektrooptickou závěrkou, neboť laserový paprsek není roztažen do plochy světelného řezu. Stejně výkonným laserem lze tak při použití polygonového skeneru osvětlovat větší oblasti proudu.

Nicméně i v tomto případě omezuje relativně nízká hustota energie uvedený osvětlovací systém na studium vodních proudů s malými rychlostmi.

Obecně platí, že osvětlovací metody založené na kontinuálním laseru jsou méně nákladné než osvětlovací metody na bázi pulsních laserů. Jejich zásadní nevýhoda spočívající v nedostatečné hustotě poskytované světelné energie je však v současné době odsuzuje do role alternativních osvětlovacích metod vhodných pouze pro studium pomalých vodních proudů

5.6 Kamery pro záznam PIV obrazu

V PIV technice mohou být polohy částic zaznamenány CCD detektorem kamery nebo fotoaparátem. V současné době se téměř výhradně používají pro PIV speciálně upravené CCD kamery.

Jediná, i když v některých případech nezanedbatelná výhoda fotografického filmu oproti CCD kameře je větší hustota záznamu. Současné kamery používané v PIV mají maximální rozlišení 2048×2048 pixelů (standardně 1024×1024 pixelů), tj. cca $4,2 \times 10^6$ pixelů. Obraz zaznamenaný na filmu obsahuje mnohem větší hustotu informace - např. obrázek o rozměrech $100 \text{ mm} \times 125 \text{ mm}$ při rozlišení filmu 300 řádků/mm reprezentuje cca $1,1 \times 10^9$ pixelů.

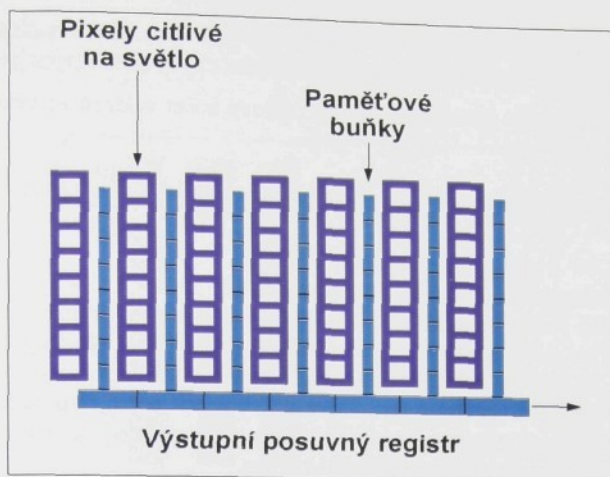
Zásadní nevýhody zaznamenávání PIV obrazu fotoaparátem na film spočívají ve vlastním zdlouhavém procesu vyvolávání filmu a následně nutné digitalizace obrazu pro další numerické zpracování. Nezanedbatelný je i čas nutný k přetočení filmu ve fotoaparátu, který omezuje jeho použití spíše pro autokorelaci (metodu dvojnásobné expozice) než pro vzájemnou korelaci (metodu jednotlivých expozic).

Naproti tomu CCD kamera poskytuje obraz přímo v digitální podobě pro numerické zpracování. Speciální kamery využívané v PIV dokáží zaznamenat a uložit do paměti až 30 snímků za vteřinu, což v konečném důsledku reprezentuje 30 vektorových map v případě autokorelace nebo 15 vektorových map při vzájemné korelaci. Výsledná četnost vektorových map tak poskytuje důležité informace o vývoji proudu v čase. V případě on-line zpracování je možné sledovat na obrazovce monitoru animovaný časový vývoj vektorového pole, tj. 15-30 obrazů za vteřinu.

V PIV technice slouží kamera k zachycení počátečních a koncových poloh částic unášených proudem a z těchto poloh se určují vektory posunutí. Osa objektivu kamery svírá se světelnou měřicí rovinou (laserovým řezem) pravý úhel. Sytící částice rozptylují světlo do objektivu kamery a v ideálním případě se jeví jako světlé skvrny na tmavém pozadí.

Moderní kamery používané v PIV obsahují CCD senzor s architekturou „progressive-scan-interline“, jehož schéma je uvedeno na obr. 5.6-1. Tyto kamery jsou navrženy pro vzájemnou korelaci, ale mohou být využity i pro autokorelaci.

CCD senzor obsahuje pixely citlivé na světlo a stejný počet paměťových buněk. První laserový puls exponuje první obraz, který je zachycený pixely citlivými na světlo. Zaznamenaný obraz je okamžitě přesunut do paměťových buněk. Druhý laserový puls pak exponuje druhý obraz a ten je opět zachycený pixely citlivými na světlo. Paměťové buňky obsahují první obraz a pixely druhý obraz. Oba záznamy jsou sekvenčně přesunuty do výstupního posuvného registru a odtud do paměti počítače nebo hardwarového korelátoru.



Obr. 5.6-1 CCD senzor s architekturou „progressive-scan-interline“

Naproti tomu kamery používané speciálně pro autokorelaci využívají jednodušší tzv. „full frame“ CCD senzor, který neobsahuje paměťové buňky. CCD senzor v tomto případě užívá stejné pixely pro detekci světla i pro čtení zaznamenané informace. Nejprve jsou CCD senzorem zachyceny oba PIV obrazy exponované dvěma laserovými pulsy a potom je obsah každého řádku pixelů sekvenčně posouván do výstupního registru a odtud do paměti počítače nebo hardwarového korelátoru.

Protože standardní autokorelační analýza neumožňuje určit směr proudění v proudovém poli je při měření v reverzibilních proudech nutné aplikovat techniku offsetu (viz kapitola 5.3.5 Posunutí druhého obrazu (offset)). Autokorelační kamery zavádějí tento offset posuvem prvního obrazu sytících částic o zvolený počet pixelů před zaznamenáním druhého obrazu.

V autokorelačních kamerách jsou obvykle rozměry pixelů totožné s jejich roztečí. V kamerách používaných pro vzájemnou korelaci jsou rozměry pixelů menší než jejich rozteč, protože linie pixelů citlivých na světlo jsou proloženy liniemi paměťových buněk, viz obr. 5.6-1. Proto je CCD senzor těchto kamer obvykle vybaven maticí miniaturních čoček, které leží nad linií pixelů. Miniaturní čočky soustřeďují na jednotlivé pixely i světlo, které by mohlo dopadnout do mezer mezi nimi. Tímto způsobem se optimalizuje účinnost CCD senzoru pro efektivní přijímání světla.

Počet vektorů ve vektorové mapě závisí na rozměrech vyhodnocované oblasti a na počtu pixelů CCD senzoru. Matice všech nezávislých vektorů je:

$$\frac{\text{počet pixelů v CCD řádku}}{N_{\text{int}}} \times \frac{\text{počet pixelů v CCD sloupci}}{N_{\text{int}}}, \quad (5.6-1)$$

kde N_{int} je strana vyhodnocované oblasti v pixelech.

Ve skutečnosti je počet nezávislých vektorů větší, protože se obvykle aplikuje technika překrývání sousedních vyhodnocovaných oblastí, která byla popsána v kapitole 5.2.2 Numerické překrývání metody zpracování PIV záznamů. Technika překrývání omezuje ztráty informací na okrajích

vyhodnocovaných oblastí, které jsou zapříčiněny jak použitím okenních funkcí při numerickém zpracování, tak zvýšenou pravděpodobností chyby „ztracených párů“.

Například při aplikaci 25% překrývání vzroste celkový počet vektorů ve vektorové mapě na hodnotu:

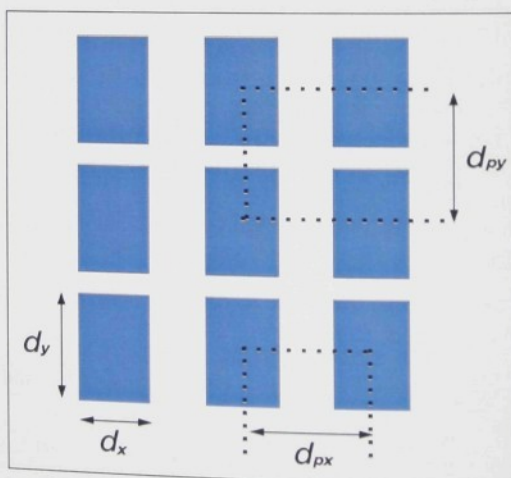
$$\frac{\text{počet pixelů v CCD řádku}}{(1 - 0,25)N_{int}} \times \frac{\text{počet pixelů v CCD sloupci}}{(1 - 0,25)N_{int}}, \quad (5.6-2)$$

Jak již bylo diskutováno kapitole 5.3 Systematické chyby a limity PIV metody, je kompromisní volba strany vyhodnocované oblasti N_{int} vynucena protichůdnými omezeními mezi dynamickým rozsahem (maximalizování N_{int}) a prostorovým rozlišením (minimalizování N_{int}). Obvykle je pro délku strany vyhodnocované oblasti rozumný kompromis 64 pixelů pro autokorelaci a 32 pixelů pro vzájemnou korelaci. Při zachování stejného počtu vektorů ve vektorové mapě tak kamera pro vzájemnou korelaci vyžaduje menší počet pixelů v CCD senzoru než autokorelační kamera.

Použijeme-li tedy při aplikaci vzájemné korelace rozměry vyhodnocované oblasti 32x32 pixelů, pak podle rovnice (5.3-10) je horní mez dynamického rozsahu +8 pixelů, dolní mez -8 pixelu a absolutní dynamický rozsah v obrazové rovině odpovídá 16 pixelům. Pokud by tedy PIV analýza pracovala pouze s pixely, pak bychom měli k dispozici pro vyjádření posunutí nebo rychlosti pouze 16 nezávislých hodnot.

Přesnějšího (jemnějšího) rozlišení posunutí a rychlosti lze účinně docílit subpixelovou interpolací zmíněnou v kapitole 5.2.2 Numerické metody zpracování PIV záznamů

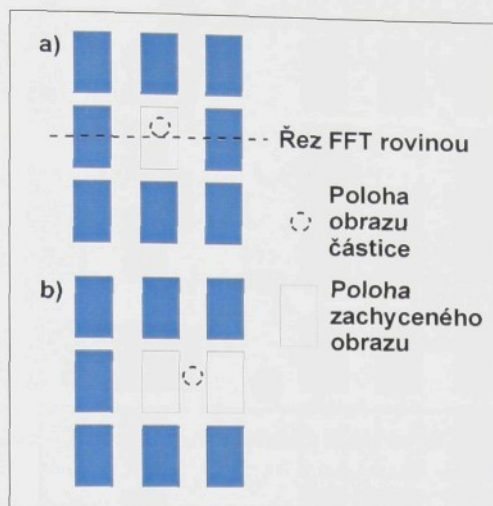
Důležitou roli při analýze PIV obrazů zaznamenaných kamerou hrají rozměry pixelů a jejich rozteč. Definice rozměrů pixelů a jejich rozteče je ukázána na obr. 5.6-2.



Obr. 5.6-2 Definice rozměrů pixelů a jejich roztečí

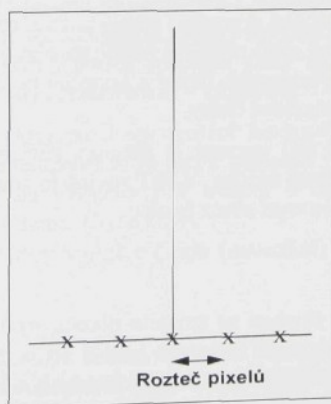
Pro úspěšnou numerickou analýzu PIV obrazu je nutné, aby průměrné rozměry obrazů sytících částic byly větší než je rozteč mezi pixely. Bude-li průměr obrazu částice menší než je

mezipixelová vzdálenost, je určení polohy částice zatíženo neurčitostí (nejistotou) jedné rozteče mezi pixely. To je schematicky znázorněno na obr. 5.6-3.



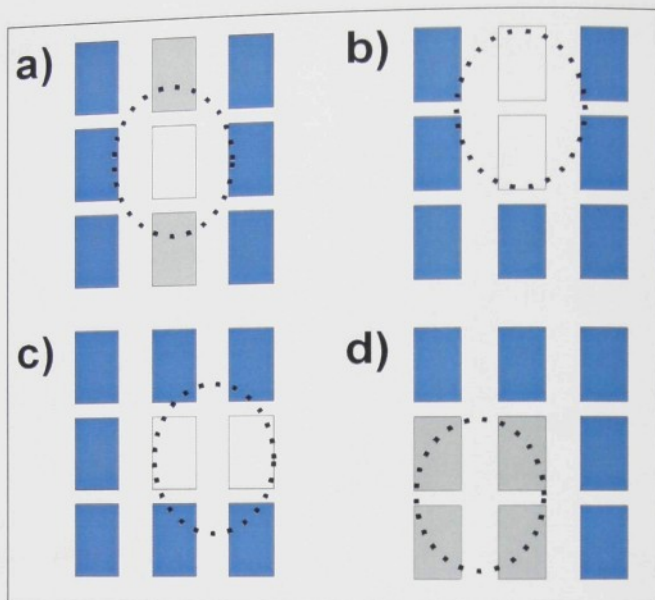
Obr. 5.6-3 Obrazy sytících částic o průměru menším než rozteč mezi pixely mají neurčitost polohy rovnou jedné rozteči mezi pixely

V tomto případě reprezentuje obraz částice právě jeden bod ve frekvenční doméně neboli v FFT rovině a to je nedostatečná informace pro použití subpixelové interpolace. Příklad znázorněný v jednorozměrné reprezentaci ukazuje obr. 5.6-4.



Obr. 5.6-4 Obraz částice o průměru menším než rozteč mezi pixely reprezentuje v FFT rovině pouze jedna diskretní hodnota

I když bude průměr obrazu částice roven dvěma roztečím mezi pixely, stále existuje riziko, že obraz částice bude zachycen pouze jedním pixelem CCD senzoru, jak znázorňuje obr. 5.6-5.



Obr. 5.6-5 Záznam obrazu částice o průměru dvou roztečí mezi pixely CCD senzorem v závislosti na poloze

Světelná skvrna reprezentující obraz sytící částice zaznamenaná CCD senzorem má různé rozměry v závislosti na poloze v matici pixelů.

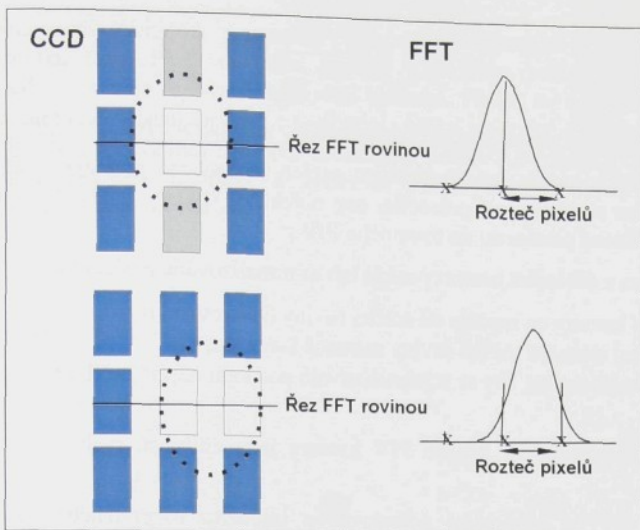
Na obr. 5.6-5a dopadá střed světelné skvrny do středu pixelu, na obr. 5.6-5b dopadá do středu pixelového sloupce a doprostřed mezi pixelové řádky, na obr. 5.6-5c dopadá doprostřed mezi pixelové sloupce a do středu pixelového řádku a konečně na obr. 5.6-5d dopadá doprostřed mezi pixelové sloupce a mezi pixelové řádky.

Skutečný rozměr obrazu na CCD senzoru je fakticky závislý na tom, kam dopadá střed světelné reprezentace obrazu sytící částice. V FFT rovině to znamená, že buď jeden nebo dva diskrétní body budou reprezentovat obraz částice.

Jednorozměrnou reprezentaci (řádkovou) obr. 5.6-5a a obr. 5.6-5c v FFT rovině znázorňuje obr. 5.6-6.

Když se střed obrazu částice shoduje se středem pixelu, jsou veškeré informace obsaženy pouze v jednom diskrétním bodu FFT roviny. Leží-li střed obrazu částice uprostřed mezi dvěma pixely, je obraz částice určen dvěma diskrétními body v FFT rovině.

První případ poskytuje nedostatečnou informaci pro subpixelovou interpolaci. Ani druhý případ není ideální pro použití subpixelové transformace, neboť dvoubodový systém je výrazně náchylný na šum.



Obr. 5.6-6 Reprezentace obrazu částice o průměru dvou roztečí mezi pixely v FFT rovině

Efektivní subpixelová interpolace obecně vyžaduje minimálně tři body a to v konečném důsledku znamená, že rozměry obrazů částice by v průměru měly být minimálně rovné třem roztečím mezi pixely.

Pokud jsou tedy rozměry obrazů sytících částic v průměru menší tři rozteče mezi pixely, pak vždy existuje riziko nepříznivého ovlivnění přesnosti měření směrem k hodnotám celých pixelů. Z toho vyplývá, že intuitivní přesné zaostření obrazu kamery může potenciálně zhoršit kvalitu výsledků PIV měření.

Je tedy možné udělat závěr, že obrazy sytících částic by měly být v průměru větší než tři rozteče mezi pixely. Když tuto podmínku nelze splnit, měly by rozměry obrazů sytících částic být rovné alespoň dvěma těmto roztečím a při zpracování obrazových map na vektorové mapy je vhodné ve frekvenční doméně použít speciální filtry rozšiřující korelační vrchol (viz kapitola 5.2.2 Numerické metody zpracování PIV záznamů).

Klasická PIV metoda měří vektor rychlosti v rovině laserového řezu, tj. 2 složky rychlosti. Když je proudové pole třídimenzionální, je nutné posoudit i vliv příčné složky (ve směru normály k laserovému řezu) na výsledky PIV měření. Příčná složka rychlosti může být příčinou následujících dvou systematických chyb:

- ztracené páry,
- paralaxa.

V důsledku příčného pohybu mohou během časového intervalu Δt mezi dvěma PIV záznamy částice opustit nebo naopak vstoupit do oblasti měřicí roviny. Abychom redukovali takto vzniklé ztracené páry je nutné zvolit interval Δt a tloušťku laserového řezu t_r tak, aby byl splněn následující vztah (analogický k (5.3-12)):

$$\Delta t = \frac{l_r}{4v_{z \max}}, \quad (5.6-3)$$

kde $v_{z \max}$ je maximální příčná složka rychlosti částic v objektové rovině.

Uvedená podmínka ovšem neřeší zkreslení měření způsobené paralaxou. Čím více budou sledované částice vzdáleny od průsečíku osy objektivu kamery s měřicí rovinou, tím větší bude chyba zaváděná paralaxou do rovinného PIV měření.

Chyba vznikající v důsledku paralaxy může být minimalizována následujícími způsoby:

- umístění kamery co nejdále od měřicí roviny (laserového řezu),
- omezením rozměrů měřicí roviny snímané kamerou,
- volbou krátkého Δt , aby se minimalizovalo posunutí napříč měřicí rovinou.

Základní parametry určující kvalitu PIV kamery jsou citlivost, rychlost a rozlišení CCD senzoru.

Citlivost má vliv na minimální požadovanou intenzitu rozptýleného světla postačující pro detekci PIV signálu. Obecně je nutné sladit následující požadavky:

- Rozměr a typ sytících částic musí zprostředkovat dostatečně intenzivní PIV signál.
- Hustota osvětlující energie musí poskytovat dostatek světla rozptýleného na částicích pro záznam kamerou.
- Optické prostředí mezi laserovým řezem a kamerou musí být transparentní, případně musí vykazovat pouze akceptovatelně malý útlum, který může být způsoben např. vrstvou sytících částic mezi kamerou a laserovým řezem nebo průzory v experimentálním uspořádání.
- Vzdálenost mezi kamerou a světelným řezem je určována protichůdnými požadavky: omezením paralaxy, které vede ke zvětšování vzdálenosti a inverzním zákonem druhé mocniny určujícím pokles intenzity s rostoucí vzdáleností.

Detekce PIV signálu je také ovlivněna úrovní optického šumu. Zdroje optického šumu jsou:

- difusní rozptyl na průzorech a od stěn blízko laserového řezu,
- úroveň světelného pozadí,
- mnohonásobný rozptyl na částicích mezi laserovým řezem a kamerou.

Šum způsobený difusním rozptylem od stěn a průzorů lze redukovat použitím fluorescenčních stopovacích částic a optického filtru, který propouští pouze fluorescenční vlnové délky. Jiný způsob redukce tohoto optického šumu spočívá v natření průzorů a stěn fluorescenčním barvivem a v použití optického filtru, který propouští pouze vlnové délky světelného řezu.

Pro omezení úrovně světelného pozadí se využívají selektivní filtry umístěné před kamerou, které propouštějí pouze vlnové délky osvětlujícího laserového řezu.

Mnohonásobný rozptyl na částicích lze omezit zmenšením tloušťky jejich vrstvy mezi kamerou a laserovým řezem, případně přiblížením kamery k laserovému řezu.

Vysoká rychlost a vysoké rozlišení kamery jsou dva protichůdné parametry. Kamery s vysokým rozlišením, tj. s velkým počtem pixelů, obecně potřebují delší čas na přenos obrazů

a tudíž disponují menší rychlosti, tj. menším počtem zaznamenaných a exportovaných PIV obrazů za jednotku času. Proto je volba kamery z hlediska rychlosti a rozlišení vždy kompromisní záležitost a je určovaná konkrétní aplikací. Přesto se v poslední době volba kamery s maximálním rozlišení jeví jako optimální, neboť současné PIV kamery umožňují v případě potřeby tzv. sdružování několika sousedních pixelu („binning“), což v konečném důsledku vede ke snížení rozlišení a současně ke zvýšení rychlosti přenosu takto redukovaného souboru obrazových dat.

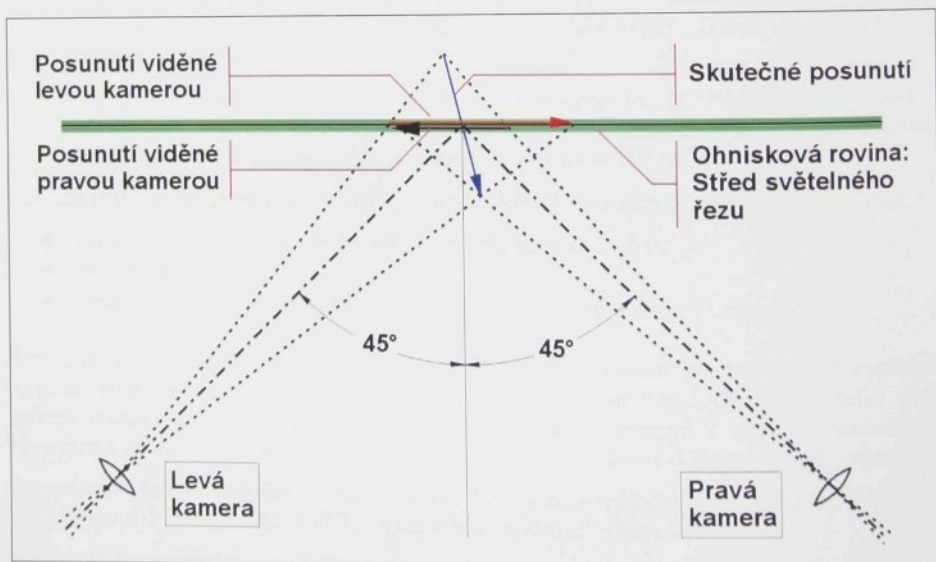
5.7 Metoda 3D-PIV

Na rozdíl od konvenční metody PIV, která poskytuje dvojrozměrné (2D) rychlostní vektorové mapy, lze metodou 3D-PIV navíc stanovit i třetí složku rychlosti kolmo k měřicí rovině (světelnému řezu). Tato technika byla popsána jako teoreticky uskutečnitelná na počátku devadesátých let a v dalších letech vzniklo velké množství teoretických prací podpořených řadou laboratorních experimentů.

Metoda 3D-PIV je založena na stejném základním principu jako lidské prostorové vidění. Naše oči vidí trochu odlišné obrazy okolního světa a porovnáváním těchto obrazů v mozku se vytváří třírozměrná interpretace. Jedním okem jsme schopni přesně rozpoznat pohyb nahoru, dolů nebo do stran, ale nemůžeme dobře odhadovat vzdálenosti a pohyb směrem k nám nebo od nás.

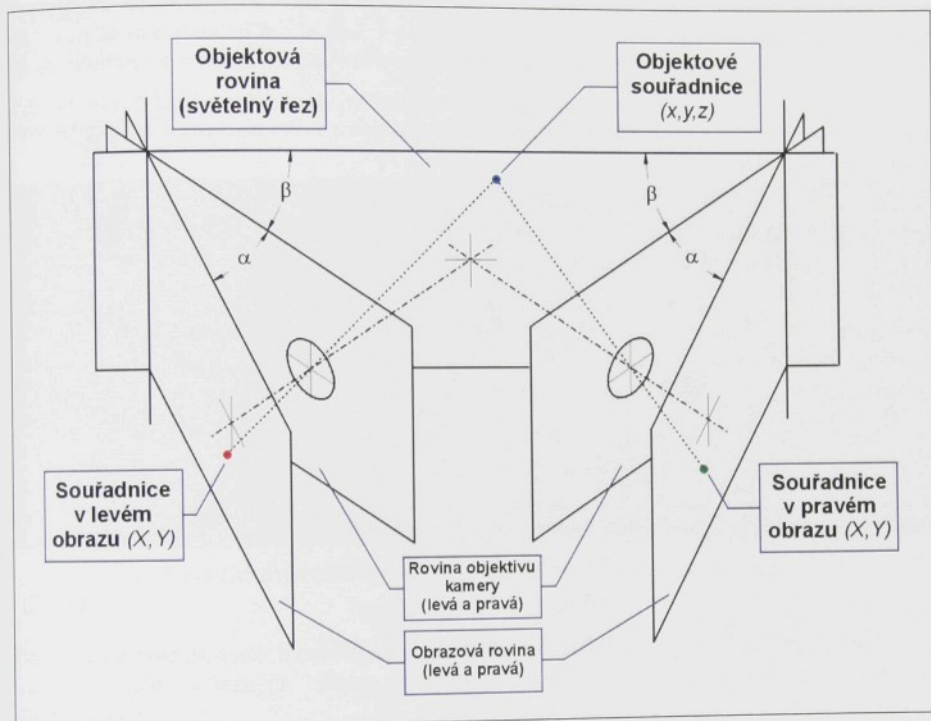
Podobně jako konvenční dvojrozměrná PIV, měří metoda 3D-PIV také posunutí sycících částic, ale místo jedné kamery využívá kamery dvě. Jak ukazuje obr. 5.7-1, snímají jednotlivé kamery proudové pole osvětlené laserovým řezem z různých úhlů a proto každá z nich zaznamenává jiný obraz. Kombinací dvojrozměrných výsledků pořízených oběma kamerami může být získáno skutečné třírozměrné (3D) posunutí.

Nejpřesnější určení vektoru posunutí se obdrží, když osy objektivů kamer svírají s normálou měřicí roviny úhel $\pm 45^\circ$. V případě omezeného optického přístupu mohou být použity i menší úhly, nicméně za cenu nižší přesnosti. Experimentální praxe ukazuje, že velmi dobrá 3D-PIV měření mohou být provedena při úhlech snímání $\pm 30^\circ$ a dokonce i pro úhly $\pm 15^\circ$ jsou výsledky ještě přijatelné.



Obr. 5.7-1 Princip 3D-PIV metody (pro lepší viditelnost je zobrazené posunutí zvětšeno)

Je možné dokázat, že má-li být objektová rovina v celém zorném poli kamery zaostřena do obrazové roviny, tj. do roviny CCD senzoru, musí být splněna tzv. Scheimpflugova podmínka [79]. To v praxi znamená, že obrazová a objektová rovina i rovina objektivu kamery se musí navzájem protínat v jedné společné přímce v prostoru, jak ukazuje obr. 5.7-2.



Obr. 5.7-2 Geometrie prostorového snímání obrazu vyhovující Scheimpflugově podmínce

Technické řešení Scheimpflugovy podmínky spočívá ve vhodném naklonění roviny CCD senzoru vzhledem k rovině objektivu PIV kamery.

Pro stanovení každého jednotlivého vektoru v 3D vektorové mapě musíme ze dvou párů dvojrozměrných posunutí (ΔX , ΔY) zaznamenaných samostatně levou a pravou kamerou vypočítat tři složky posunutí (Δx , Δy , Δz). To v konečném důsledku vede na řešení 4 rovnic o 3 neznámých.

Sestavení odpovídajících rovnic souvisí s nalezením vhodného numerického obrazového modelu, který popisuje, jak jsou objekty v třírozměrném prostoru promítány do dvojrozměrných obrazů zaznamenaných jednotlivými kamerami.

V závislosti na použitém obrazovém modelu mohou být zobrazovací rovnice lineární nebo nelineární.

Příkladem lineárního obrazového modelu založeného na geometrické optice je otvorový model kamery popsáný tzv. přímou lineární transformací (Direct Linear Transform - DLT) [80]:

$$\begin{bmatrix} kX \\ kY \\ k \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_{11} & A_{12} & A_{13} & A_{14} \\ A_{21} & A_{22} & A_{23} & A_{24} \\ A_{31} & A_{32} & A_{33} & A_{34} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x \\ y \\ z \\ 1 \end{bmatrix}, \quad (5.7-1)$$

kde malá písmena x, y a z reprezentují objektové souřadnice a velká písmena X a Y představují obrazové souřadnice.

Protože je DTL model vytvořen na základě geometrické optiky, nedokáže popsat nelineární jevy, jako je obrazové zkreslení nedokonalé optiky kamery nebo komplexní lom světla vyskytující se například při měření ve vodě, kde světlo prochází z vody přes skleněný průzor do vzduchu.

V případech kdy jsou v experimentech přítomny významné nelinearity, poskytují lepší výsledky nelineární polynomicke obrazové modely. Takový model navrhli např. Soloff, Adrian a Liu [81]:

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} X \\ Y \end{bmatrix} &= \mathbf{A}_{000} \\ &+ \mathbf{A}_{100} \cdot x + \mathbf{A}_{010} \cdot y + \mathbf{A}_{001} \cdot z \\ &+ \mathbf{A}_{110} \cdot xy + \mathbf{A}_{101} \cdot xz + \mathbf{A}_{011} \cdot yz \\ &+ \mathbf{A}_{200} \cdot x^2 + \mathbf{A}_{020} \cdot y^2 + \mathbf{A}_{002} \cdot z^2 \\ &+ \mathbf{A}_{300} \cdot x^3 + \mathbf{A}_{210} \cdot x^2 y + \mathbf{A}_{120} \cdot x y^2 \\ &+ \mathbf{A}_{030} \cdot y^3 + \mathbf{A}_{120} \cdot xy^2 + \mathbf{A}_{021} \cdot y^2 z \\ &+ \mathbf{A}_{120} \cdot xz^2 + \mathbf{A}_{012} \cdot yz^2 + \mathbf{A}_{111} \cdot xyz, \end{aligned} \quad (5.7-2)$$

kde koeficienty $\mathbf{A}$ jsou dvojrozměrné vektory a uvedený zápis tak představuje dvě samostatné polynomicke rovnice pro obrazové souřadnice X a Y .

Na rozdíl od DTL modelu nejsou polynomicke modely určovány žádnými fyzikálními jevy, ale jsou stanoveny zcela empiricky.

Obrazové modely obecně obsahují množinu parametrů, jejichž hodnoty musí být před vlastní aplikací modelu jednoznačně nastaveny.

Určování hodnot parametrů daného modelu je obvykle označováno jako kalibrace kamery a výsledkem této kalibrace je množina kalibračních koeficientů.

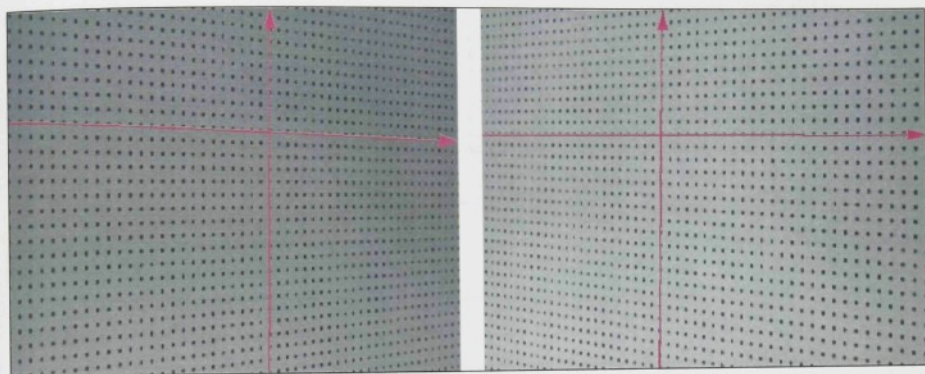
V modelech založených na fyzikálních principech mohou být v zásadě kalibrační koeficienty vypočteny ze znalosti úhlů, vzdáleností atd. Obvykle však tento postup není proveditelný, neboť v běžných experimentálních nastaveních je často velmi obtížné změřit příslušné úhly a vzdálenosti s dostatečnou přesností.

Nelineární polynomicke obrazové modely jsou zcela empirické a proto kalibrační koeficienty nemohou být předpovězeny teoreticky, ale musí být určeny pouze experimentálně.

Z uvedených důvodů se kalibrace kamery provádí výhradně experimentálně. K tomu se využívají tzv. rovinné kalibrační terče. Jedná se o etalony (obrazové šablony) obsahující kalibrační značky jejichž poloha je přesně určena.

Při kalibraci kamery se rovinný terč umístí do prostoru světelného řezu. Terč musí být se světelným řezem rovnoběžný a postupně se přesouvá ve směru normály přes celou tloušťku řezu (tloušťka řezu je obvykle větší než v případě konvenční metody PIV). Kalibrovanou kamerou se zaznamenají minimálně 3 polohy terče, typicky 5 až 7 poloh. Kalibrační značky identifikují osy x a y souřadnicového systému a posuv terčů určuje osu z .

Příklad obrazů kalibračního terče pořízeného levou a pravou kamerou ukazuje obr. 5.7-3.



Obr. 5.7-3 Obrazy kalibračního terče pořízeného levou a pravou kamerou

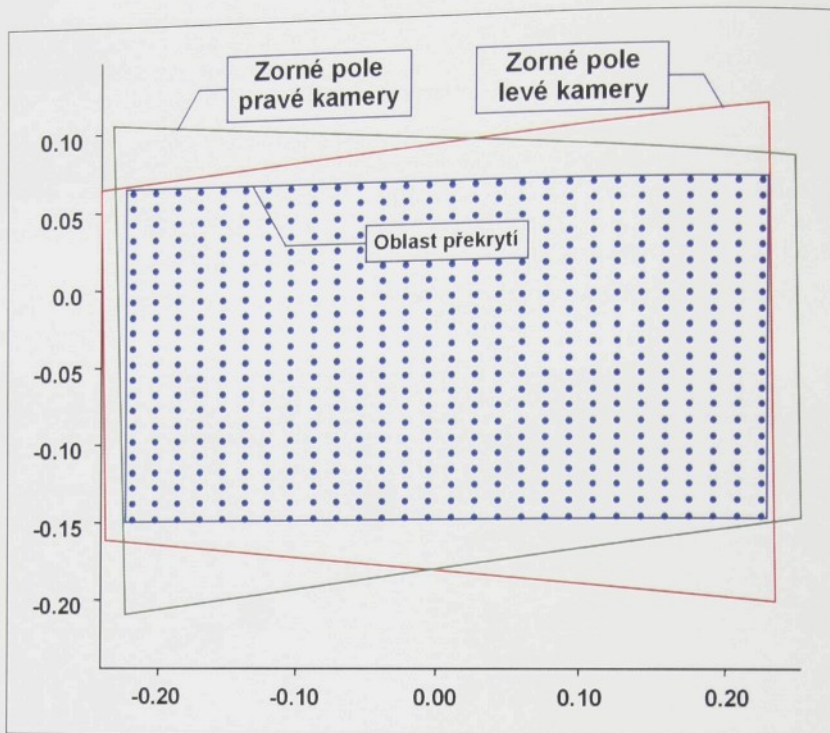
Porovnáním známých poloh značek na kalibračním terči s odpovídajícími polohami značek na obrazech terče pořízených oběma kamerami se určí kalibrační koeficienty zvoleného obrazového modelu.

Vlastní 3D-PIV měření začíná současným zaznamenáním proudového pole levou i pravou kamerou, následované standardním 2D-PIV zpracováním nahaných obrazů. Výsledkem jsou dvě dvojrozměrné vektorové mapy reprezentující okamžité proudové pole „viděné“ levou a pravou kamerou.

S využitím výsledků kalibrace kamer se na základě zvoleného obrazového modelu z těchto dvou dvojrozměrných vektorových map vypočítá výsledná třírozměrná (3D) vektorová mapa.

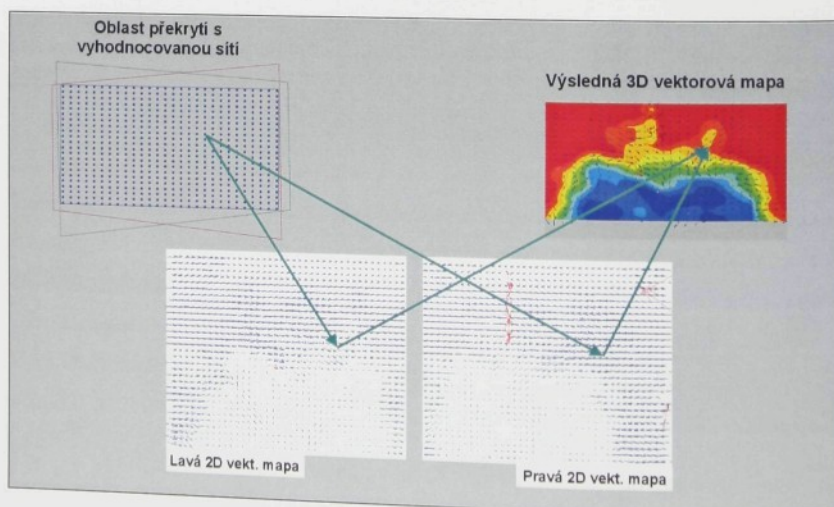
3D výpočty je možné provést pouze v té oblasti, kde jsou dostupné informace z obou kamer. V důsledku deformace perspektivy každá kamera zaznamenává lichoběžníkovou oblast světelného řezu a tyto oblasti se i při pečlivém seřazení obou kamer navzájem překrývají pouze zčásti, jak ukazuje obr. 5.7-4.

Uvnitř oblasti překrytí je zvolena pravoúhlá síť vyhodnocovaných (vyšetřovaných) bodů. V zásadě může být 3D výpočet proveden v libovolně husté síti, ale protože dvojrozměrné výsledky (vektorové mapy) každé z kamer již mají omezené prostorové rozlišení, nebude použití velmi husté sítě pro 3D výpočet zvyšovat základní prostorové rozlišení.



Obr. 5.7-4 Překrývání zorných polí levé a pravé kamery

Závěrečná rekonstrukce 3D vektorové mapy je znázorněna na obr. 5.7-5.



Obr. 5.7-5 Rekonstrukce 3D vektorové mapy

Dvojměrné (2D) vektorové mapy každé z kamer jsou převzorkovány do bodů sítě zvolené v oblasti překrytí a pomocí vybraného obrazového modelu se řešením soustavy 4 rovnic o 3 neznámých vypočte výsledná 3D vektorová mapa.

Dvě složky rychlosti ležící v měřicí rovině reprezentuje standardní vektorová mapa a třetí složka ve směru normály je kvantifikována barevnou škálou.

6 Závěr

V práci byl podán ucelený výklad principů a praktických poznatků z činnosti několika typů laserových anemometrií, konkrétně metody LDA (Laser Doppler anemometry), PDA (Phase Doppler anemometry), L2F (Laser two-focus anemometry), PIV (Particle image velocimetry) a 3D-PIV.

S ohledem na interdisciplinární charakter laserových anemometrií a s ohledem na srozumitelnost výkladu byly na odpovídajících místech práce vysvětleny i některé důležité pojmy a proveden rozbor jejich vlastností specifických pro danou měřicí metodu. Všechny tyto pojmy byly vysvětleny v míře nutné pro základní studium daných metod.

U všech metod byly uvedeny zejména: teoretický rozbor, stopovací částice a jejich vlastnosti, principy a techniky zpracování výstupního signálu, optické komponenty, elektronické komponenty a další podpůrné techniky včetně generátorů částic, traverzovacích zařízení a osvětlovacích technik.

Dále byl proveden systematický rozbor chyb a limitů jednotlivých metod a analýza faktorů ovlivňujících měření a byla provedena syntéza získaných poznatků.

Pro metodu LDA byly

- analyzovány vlastnosti optické sondy s její následnou optimalizací pro měření v opticky složitých místech proudového pole a zvýšení prostorového rozlišení,
- obecně analyzovány vztahy mezi vlastnostmi stopovacích částic, jejich koncentrací a kvalitou dopplerovského signálu,
- stanoveny podmínky pro použitelnost stopovacích částic a jejich optimální volbu z hlediska dynamiky sledování proudu,
- proveden kritický rozbor vlastností fotodetektorů dopplerovského signálu a odvozeny vztahy pro výkonový poměr signálu k šumu při použití fotonásobiče,
- proveden rozbor možností použití klasické frekvenční spektrální analýzy při zpracování LDA dat a její aplikace na neekvidistantní vzorkování,
- provedena podrobná analýza faktorů ovlivňujících přesnost měření LDA a získané výsledky byly aplikovány m.j. na potlačení optického šumu při měření v blízkosti porézní reflexní stěny,
- uvedeny příklady z autorovy experimentální praxe, které názorně přibližují problematiku a možnosti laserové dopplerovské anemometrie.

U metody PDA a L2F jsou v práci uvedeny základní principy a vysvětleny základní zdroje chyb měření.

Pro metodu PIV byly

- uvedeny základní principy s důrazem na záznam a analýzu PIV obrazu,
- proveden rozbor optických a zejména numerických metod zpracování s vysvětlením nejmodernějších technik, jako jsou překrývání vyhodnocovaných oblastí, aplikace okenních funkcí a filtrů, subpixelová interpolace, offset a adaptivní korelace,
- provedena kritická analýza systematických chyb PIV metody a ukázány možnosti jejich eliminace,

- analyzovány dynamické rozsahy a prostorová rozlišení s ohledem na maximální možné posunutí částic a posouzeny účinky rychlostních gradientů a sycení proudu částicemi na přesnost měření,
- podán rozbor osvětlovacích metod PIV a charakteristik záznamových kamer důležitých pro optimalizaci PIV měření.

Byl rovněž podán popis metody 3D-PIV, optických podmínek a základních matematických modelů včetně kalibrace kamer a vyhodnocování 3D-PIV obrazů.

Podle mínění autora má podaný ucelený kritický pohled na limity a chyby uvedených metod značnou metodologickou i pedagogickou hodnotu a není v dostupné literatuře v tak komplexní formě uváděn.

Poslední částí předkládané práce je příloha zahrnující popis originálního LDA měření rychlostního pole za hlavní tkací tryskou ve vstupní části kanálu tkacího profilového paprsku. Uváděné měření nejen syntetizuje většinu teoretických a praktických metodických poznatků získaných autorem a předkládaných v této práci, ale přináší i nové původní vědecké poznatky v oblasti proudění vzduchu v kanálech tkacích strojů.

Lze konstatovat, že obdobné měření by nebylo proveditelné v podobné kvalitě žádnou „klasickou“ metodou. Komplexní sadu naměřených výsledků bylo možné získat pouze při plném využití všech poznatků odvozených v této práci pro optimalizaci LDA a při realizaci modifikací měřicího systému, navržených autorem.

Předkládaná práce má charakter monografie a může být použita jako základní zdroj informací o metodách laserových anemometrií pro pracovníky v oboru experimentální mechaniky tekutin a nebo jako výukový text pro specializované studijní obory na technických univerzitách.

Literatura

- [1] DURST, F., MELLING, A., WHITELAW, J.H.: Principles and Practice of Laser Doppler Anemometry. Academic Press Ltd., London, 1981
- [2] WATRASIEWICZ, B.M., RUD, M.J.: Laser Doppler Measurements. Butterworth, London, 1976
- [3] BASSETT, A.B.: Treatise on Hydrodynamics. Vol. II, Deighton, Bell and Co., London, 1888
- [4] HJELMFELT, A.T., MOCKROSS, L.F.: Motion of Discrete Particles in a Turbulent Fluid. Appl. Sci. Res., 16, 149, 1966
- [5] CHAO, B.T.: Turbulent Transport Behavior of Small Particles in Dilute Suspension. Österreichisches Ingenieur-Archiv 18, 7, 1964
- [6] AL-TAWEEL, A.M.: Dynamics of Single Spheres in Pulsated Flowing Liquids. Chem. Eng. Prog., Symposium Series 114, 116
- [7] LAMKA, J., KLABOCH, L.: Erozní vlastosti stopovacích částic LDA. Zpráva VZLÚ V-661-003, Praha, 1990
- [8] MELLING, A., WHITELAW, J.H.: Seeding of Gas Flows for Laser Anemometry. DISA Information, No. 15-october 1973
- [9] FELLER, W.V., MEYERS, J.F.: Development of a Controllable Particle Generator for LV Seeding in Hypersonic Wind Tunnels. Presented at the Symposium on Laser Anemometry.
- [10] MIE, G: Beiträge zur Optik treiber Medien, speziell koloidaler Metallosungen. Ann. der Physik, Folge 4, Band 37, 881
- [11] HULST van de H.G.: Light Scattering by Small Particles. Wiley, New York, 1957
- [12] ADRIAN R.J., FINGERSON, L.M.: Laser Anemometry ... Theory, Application and Techniques, Katalog TSI
- [13] BAHAA, E.A.S., MALVIN, C.T.: Fundamentals of Photonics. John Wiley & Sons, New York
- [14] DOPHEIDE, D., DURST, F.: Einflu der Axialmoden von CW - Lasern auf Laser - Doppler - Messungen bei hohen Frequenzen. Technisches Messen, 49.Jahrgang, 1982, Hef 1 - 2
- [15] GOLDSTEIN, R.J., ADRIAN, J.R.: Fluid mechanics measurement. Hemisphere Publishing Corporation, New York, 1983
- [16] Katalog DANTEC: Laser Doppler Anemometry. DANTEC ELEKTRONIK A/S, DK 2740 Skovlunde, Denmark, 1983
- [17] LADING, L.: Analysis of signal to noise ratio of the laser Doppler velocimeter. Optoelectronics 5, p. 175-187, 1973
- [18] Firemní manual: Instruction manual - Model 1090 Tracker, TSI Corporate 500 Cardigan Road P.O. Box 64394 St Paul, MN 55164 USA, 1978

- [19] LADING, L.: The Time-of-Flight Laser Anemometer. Proc. of AGARD Symposium. Philadelphia, May 1986
- [20] HJELMFELT, A.T., MOCKROS, L.S.: Motion of Discrete Particles in a Turbulent Fluid Applied Scient. Research 16 1966
- [21] Firemní manual: Model 1990 Counter Type Processor for Laser Velocimeter
- [22] Firemní manual: 57N10 Burst Spectrum Analyzer - Instruction Manual DANTEC ELEKTRONIK A/S, DK 2740 Skovlunde, Denmark
- [23] KOPECKÝ, V.: Aplikace laserové dopplerovské anemometrie na měření proudových polí vzduchového prohozu tryskového tkacího stroje. Kandidátská disertační práce, Liberec 1993
- [24] MAZUMDER, M.K., KIRSCH, K.J.: Flow trackig Fidelity of Scattering Aerosol in Laser Doppler Velocimetry. Applied Optics, Vol. 14, No. 4, p. 894-901, April 1975
- [25] KOPECKÝ, V., SVOBODA, M.: Traverzovací zařízení pro LDA. Výzkumná zpráva EKVÚ, č. 32/88, 1988
- [26] KOPECKÝ, V., ADÁMEK, K., STRÁDAL, P.: Vyhledávací výzkum tkání - Laserová anemometrie. Výzkumná zpráva č. 7/87, VÚTS Liberec, 1987
- [27] KOPECKÝ, V., ADÁMEK, K.: Použití laseru k měření rychlostních polí. Sborník 5. mezinárodní konference o teorii strojů a mechanismů, s. 111 - 116/B, VŠST Liberec, 1988
- [28] KOPECKÝ, V., ADÁMEK, K., STRÁDAL, P.: Measurement of free air jets in weaving machines. Proceedings of the X.th Symposium on LDA, p. 150 - 156, Bratislava, 1988
- [29] KOPECKÝ, V.: Laserová dopplerovská anemometrie a její využití při studiu vzduchového prohozu na tkacím stroji. Písemná práce k odborné kandidátské zkoušce, Liberec, 1989
- [30] KOPECKÝ, V.: Měření rychlostního pole v kanálu profilového paprsku tkacího stroje laserovým dopplerovským anemometrem. Výzkumná zpráva č. 31/88, VÚTS Liberec, 1988
- [31] KOPECKÝ, V.: Studium vzduchového prohozu na tkacích strojích metodou LDA. Sborník XI symposium o anemometrii, s. 17-19, Holany, 1990
- [32] KOPECKÝ, V., ADÁMEK, K.: Using of LDA and Hydraulic Analogy in Air Jet Weaving. Proc. of the 5th Symp. on Flow Visualization, Praha, 1989, vyd. Hemisphere Publishing Inc., Washington, D.C., 1990
- [33] ADÁMEK, K., KOPECKÝ, V.: Rychlostní pole za štafetovou tkací tryskou. Sborník 7.konf. Aplik. exp. metod v mechanice tekutin, s. 136 - 143, 1989
- [34] KOPECKÝ, V.: Measurements of Velocity Field in the Insertion Channel of Profile Reed. Research Report for Růti te Strake, Výzkumná zpráva č. 9/91, VÚTS Liberec, 1991
- [35] KOPECKÝ, V.: Rychlostní pole v prohozní oblasti vzduchového tkacího stroje s rovným paprskem a dvouotvorovými tryskami. Výzkumná zpráva pro VŠST č.11/89, VÚTS Liberec, 1989

- [36] KOPECKÝ, V.: Measurement of velocity field behind main jet inside profile reed channel. Research Report for Růti te Strake Výzkumná zpráva č. 12/92, VÚTS Liberec, 1992
- [37] ADÁMEK, K., KOPECKÝ, V.: Rychlostní profily v prohozním kanálu. Výzkumná zpráva č. 19/88, VÚTS Liberec, 1988
- [38] ZAKOPAL, R., KOPECKÝ, V., UNGER, J.: Užití laserové dopplerovské anemometrie při analýze rychlostních polí u pneumatického prohozního systému tryskového tkacího stroje. In: 16. Symposium o anemometrii a měření průtoků. Brno 1999, VÚT Brno
- [39] KOPECKÝ, V.: Aplikovatelnost metody LDA pro měření frekvenčních spekter. In: XII. mezinárodní vědecká konference Aplikácia experimentálnych a numerických metód v mechanike tekutín. Rájecké Teplice 2000, str. 110 – 117, Žilinská univerzita v Žilině (ISBN 80-7100-717-X)
- [40] Firemní manual: BSA/FVA Flow Software. DANTEC Measurement Technology, DK 2740 Skovlunde, Denmark
- [41] PTÁČNÍK, M., KLABOCH, L., LAMKA, J.: Měření laserovým dopplerovským anemometrem při nízkém odstupu signálu od šumu. Zpravodaj VZLÚ 2, 1987
- [42] PTÁČNÍK, M.: Metodika měření laserovým dopplerovským anemometrem v podmínkách nízkého odstupu signálu od šumu pro experiment v lopatkových strojích. Kandidátská disertační práce, ČVUT FSI Praha, 1990
- [43] WHIFFEN, M.C., LAU, J.C., SMITH, D.M.: Design of LV Experiments for Turbulence Measurements Proc. of 3-rd Int. Wkshp on Laser Velocimeter, Purdue University
- [44] NAKAO, S., TERAOKA, Y., HIRATA, K.: New Method for Eliminating the Statistical Bias in Highly Turbulent Flow. AIAA Journal Vol. 25, 1987
- [45] GARDAVSKÝ, J., KLEINE, R.: Reflection suppression by polarisation in backscatter LDA measurements near walls and in two - phase flows. Applied Optics 20, 4110 - 4123, 1981
- [46] STEVENSON, W.H., SANTOS, R., MATTLER, S.C.: A Laser Velocimeter Utilizing Laser-Induced Fluorescence. Applies Physics Letters, Vol. 27, No. 7, October 1975
- [47] STEVENSON, W.H., SANTOS, R., MATTLER, S.C.: Fringe Model Fluorescence Velocimetry. AGARD Pre-Print 193, May 1976
- [48] KOPECKÝ, V., STRÁDAL, P.: Light noise reducing methods in near-wall flow fields LDA measurement. In: 4th International Workshop on Electronics, Control, Measurement and Signals ECMS'99. Liberec 1999, str. 125 - 129, TU Liberec (ISBN 80-7083-339-4)
- [49] KOPECKÝ, V.: Využití laserové dopplerovské anemometrie při vývoji tryskových tkacích strojů. Str. 303 - 307, Jemná mechanika a optika, ročník 43, 10/98 (ISSN 0447-6441)
- [50] BAUDYŠ, A., KLABOCH, L.: Laserový dopplerovský anemometr BK - 456 DT: 533.6.071.3, Praha 1983

- [51] McLAUGHLIN, D.K., TIEDERMAN, W.G.: Biasing correction for individual realization of laser anemometer measurements in turbulent flow. *Phys. Fluids* 16, 1973
- [52] KOPECKÝ, V.: Využití laserů v textilním strojírenství. In: Quo vadis texttrinum, Sborník 21. mezinárodní konference, Vysoké Tatry 1996, str. 71 - 81, NMC s.r.o. Žilina (ISBN 80-856655-06-3)
- [53] KOPECKÝ, V.: Analýza faktorů ovlivňujících přesnost měření metody laserové dopplerovské anemometrie. In: Perspektivy výučby v odbore AUTOMATIZÁCIA. Malé Karpaty-Pila 1999, str. 213 - 222, STU Bratislava (ISBN 80-227-1251-5)
- [54] DRAIN, L.E.: *The Laser Doppler Technique*. John Wiley & Sons Ltd., 1980
- [55] DURRANI, T.S., GREATED, C.A.: *Laser Systems in Flow Measurement*. Plenum Press, New York, 1977
- [56] Firemní manual: PDA Installation. DANTEC Measurement Technology, DK 2740 Skovlunde, Denmark
- [57] DANTEC Presentation: Principles of Phase Doppler Anemometry. DANTEC Measurement Technology, DK 2740 Skovlunde, Denmark
- [58] THOMPSON, D.H.: A Tracer Particle Fluid Velocity Meter Incorporating a Laser. *Journ. of Scient. Instr. (J.of Phys.E)* Ser.2, Vol.1, 1968, p.929.
- [59] SCHODL, R.: Laser-Two-Focus Velocimetry Proc. of AGARD Symposium. Philadelphia, May 1986, ref. 7.
- [60] WERNET, M.P., EDWARDS, R.V.: Implementation of a New Type of Time-of-Flight Laser Anemometer. *Applied Optics*, Vol. 25, No.5, 1986, p. 644.
- [61] SCHODL, R.: Entwicklung des Laser-Zwei-Fokus-Verfahrens für die berührungslose Messung der Strömungsvektoren, insbesondere in Turbomaschinen. Deutsche Forschungs- und Versuchsanstalt für Luft- und Raumfahrt Institut für Luftstrahlantriebe, Köln, 1977
- [62] LADING, L.: The Time-of-Flight Laser Anemometer. Proc. of AGARD Symposium. Philadelphia, May 1986
- [63] KEANE, R.D., ADRIAN, R.J.: Theory of cross-correlation analysis of PIV images. *Applied Scientific Research* 49, p. 191-215, 1992
- [64] KEANE, R.D., ADRIAN, R.J.: Optimization of particle image velocimeters. Part I: Double-pulsed systems. *Measurement Science and Technology* 1, p. 1202-1215, 1990
- [65] KEANE, R.D., ADRIAN, R.J.: Optimization of particle image velocimeters. Part II: Multiple-pulsed systems. *Measurement Science and Technology* 2, p. 963-974, 1991
- [66] KOPECKÝ, V.: Základní algoritmy zpracování PIV informace. In: XIX. mezinárodní konference Stretnutie katedier mechaniky tekutín a termomechaniky, Rájecké Teplice 2000, str. 83 – 88, Žilinská univerzita (ISBN 80-7100-729-3)
- [67] BJORKQUIST, D.C.: Particle Image Velocimetry for Determining Structures of Turbulent Flows. *Flow Lines*, Vol. 6 Issue 1, p. 3-8, 1991
- [68] FARRELL, P.V., Goetsch, D.: Optical analysis of particle image velocimetry data. In *ICALEO* 1989, 68: 82-91, Orlando, Fla: Laser Inst. Am. 195 pp.

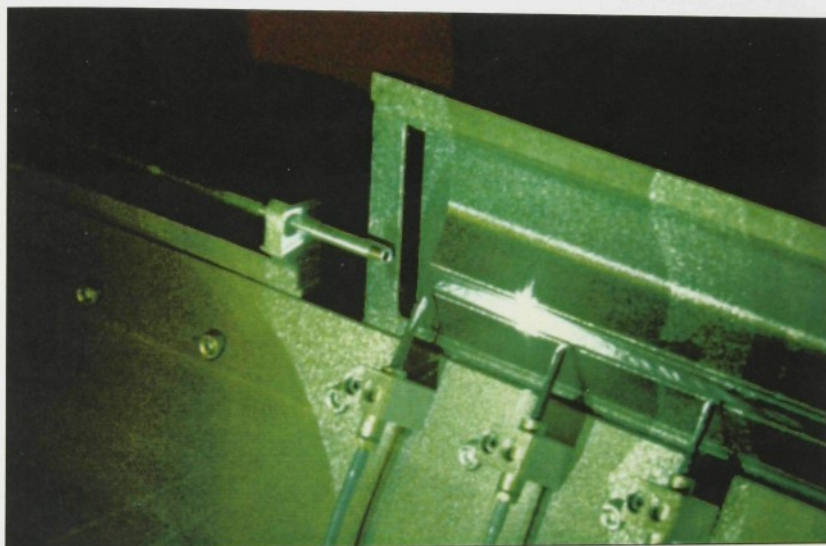
- [69] Adrian, R.J.: Particle-Imaging Techniques for Experimental Fluid Mechanics. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 1991, 23: 261-304
- [70] BUCHHAVE, P.: Particle Image Velocimetry. *Optical Diagnostics for Flow Processes*, RISØ September 26 – October 2, 1993
- [71] ARNOLD, W., HINSCH, K.: Purely optical parallel processing in particle image velocimetry and the study of flow structures. *Proc. Conf. Opt. Methods in Flow and Part. Diagnostics*, ICALEO 1988, Orlando, Fla: Laser Inst. Am.
- [72] COUPLAND, J., M., HALLIWEL, N., A.: Particle image velocimetry: rapid transparency analysis using optical correlation. *Appl. Opt.* 27: 1919-1921
- [73] WILLERT, C.E., GHARIB, M.: Digital particle image velocimetry. *Experiment in Fluids* 10, p. 181-193, 1991
- [74] Firemní manual: FlowMap – Particle image velocimetry instrumentation. DANTEC Measurement Technology, DK 2740 Skovlunde, Denmark, 1998
- [75] KOPECKÝ, V.: Limits and Biases of Particle Image Velocimetry. 5th workshop on Electronics, Control, Modelling, Measurement and Signals, Université Paul Sabatier Toulouse – France, May, 30 – 31, June 1, 2001
- [76] Firemní manual: FlowMap – Adaptive correlation. DANTEC Measurement Technology, DK 2740 Skovlunde, Denmark, 1998
- [77] SCARANO, F., RIETHMULLER, M.L.: Iterative multigrid approach in PIV image processing with discrete window offset. *Experiments in Fluids* 26, p. 513-523, 1999
- [78] WESTERWEEL, J., DABIRI, D., GHARIB, M.: The effect of a discrete window offset on the accuracy of cross-correlation analysis of digital PIV recordings. *Experiments in Fluids* 23, p. 20-28, 1997
- [79] PRASAD, A.K., JENSEN, K.: Scheimpflug stereocamera for particle image velocimetry in liquid flows. *Applied Optics*, Vol. 34, No. 30, p. 7092-7099, October 1995
- [80] MORCK, T., MENGEL, F., MADSEN, B.: 3D-PIV measurements in an automotive scale wind tunnel. 3rd International Workshop on Particle Image Velocimetry, University of California-Santa Barbara, September 16-18, 1999
- [81] SOLOFF, S.M., ADRIAN, R.J., LIU, Z.C.: Distortion compensation for generalized stereoscopic particle image velocimetry. *Meas. Sci. Technol.* 8, p. 1441-1454, 1997

Příloha

Měření rychlostního pole za hlavní tkací tryskou ve vstupní části kanálu tkacího profilového paprsku.

V následující části je uvedeno komplexní měření proudového pole ve vstupní části kanálu profilového paprsku tryskového tkacího stroje laserovým dopplerovským anemometrem.

Proměřované prohozní ústrojí tryskového tkacího stroje na obr. P1 tvoří hlavní vkládací tryska a prohozní kanál profilového paprsku se štafetovými tryskami.



Obr. P1 Měření proudového pole ve vstupní části kanálu tkacího profilového paprsku laserovým dopplerovským anemometrem.

Prohozní kanál profilového paprsku má tvar „U“ s vepsaným průměrem cca 6 mm. Profilový paprsek je tvořen soustavou tenkých plechů oddělených mezerami – tloušťka plechů a mezer je řádu desetin milimetrů. Při tkání procházejí mezerami osnovní nitě a mezi nimi se do osy kanálu vkládá útková nit. Vzájemným provázáním obou soustav nití vzniká tkanina.

Vlastní vzduchový prohoz tryskového tkacího stroje představuje velmi komplikovanou úlohu mechaniky tekutin.

Útková nit se vkládá do kanálu působením vzdušného proudu z hlavní tkací trysky. Její pohyb kanálem se udržuje soustavou štafetových trysek umístěných v pravidelných roztečích podél kanálu profilového paprsku. Kuželový proud, vycházející z ústí štafetové trysky, vstupuje do kanálu pod malým úhlem k jeho ose a interakcí se stěnou kanálu se složitě mění. Část proudu

prochází mezerami za paprsek, část se odráží od stěn kanálu a většina pokračuje žádoucím směrem prohozu. Doznívající proud v kanálu se tak v pravidelných roztečích posiluje interakcí s proudem z následující štafetové trysky.

Nejkomplikovanější situace nastává na vstupní straně kanálu profilového paprsku, kde dochází ke směšování výrazného proudu od hlavní vkládací trysky s proudy štafetových trysek. V důsledku směšování je výsledné rychlostní pole značně turbulentní. Současně je třeba počítat s oblastmi s výraznými gradienty rychlosti napříč proudem, jehož malé příčné rozměry (cca 6x6 mm) jsou omezeny rozměry prohozního kanálu. Také rozsah rychlostí je velmi široký a pohybuje se od desítek m/s až po transsonické proudění na ústí hlavní vkládací trysky.

Základní specifika vzduchového prohozu jsou:

- prostorové proudění,
- malé příčné rozměry proudu (řádově mm),
- velký rozsah rychlostí – až po transsonické proudění,
- velké příčné i podélné gradienty rychlostí proudu,
- oblasti směšování proudů,
- oblasti vysoké turbulence,

Z rozboru základních měřících metod užívaných v experimentální mechanice tekutin vyplývá, že nejlepší předpoklady pro komplexní měření takto komplikovaných rychlostních polí má při studiu vzduchového prohozu laserová dopplerovská anemometrie [23].

Vlastní měření proudových polí v prohozním kanálu profilového paprsku bylo nutné realizovat i v těsné blízkosti jeho stěny. Znalost proudového pole u stěny kanálu je z hlediska studia vzduchového prohozu velmi důležitá, protože v této oblasti prohozního kanálu se za normálních okolností pohybuje prohazovaný útek.

LDA měření blízko stěny kanálu se zásadně komplikuje následkem výrazného nárůstu optického šumu. Měření v prohozním kanálu profilového paprsku vyžaduje použití LDA v konfiguraci zpětného rozptylu. Jak dokládá obr. 1, dochází přibližováním optické sondy ke stěně kanálu k intenzivnímu odrazu laserových paprsku směrem k fotonásobiči a následkem toho se výrazně snižuje odstup dopplerovského signálu od šumu. Proto je standardní metoda LDA v konfiguraci zpětného rozptylu ve vzdálenostech 2-3 mm od stěny nepoužitelná.

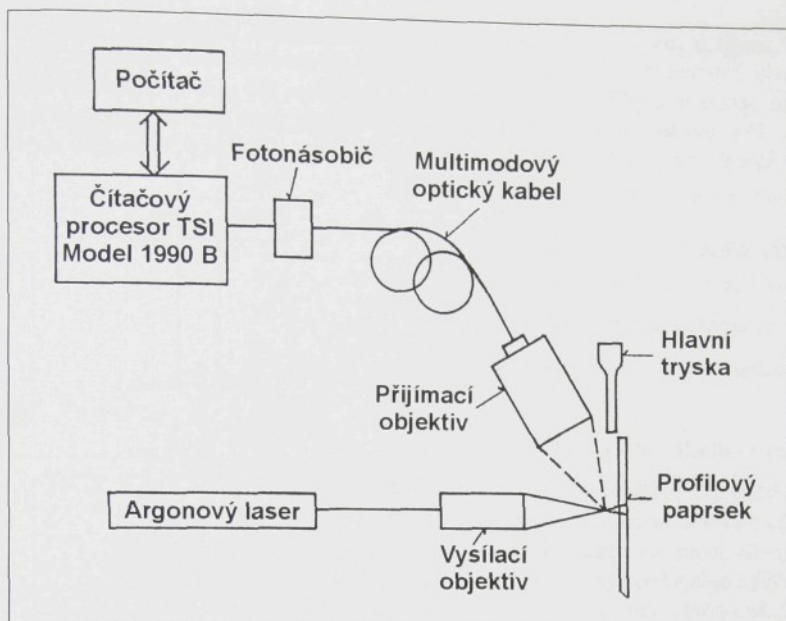
Pro potlačení optického šumu byla vyvinuta speciální metodika měření využívající dvě metody eliminace optického šumu:

- polarizační separace,
- mimoosové snímání.

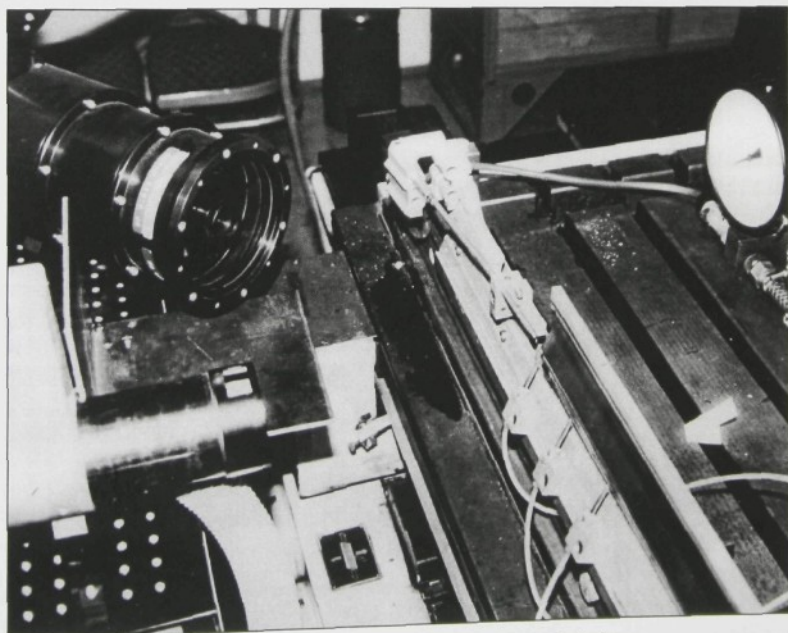
Uvedené metody byly diskutovány v kapitole 2.7.1 Přítomnost šumu v LDA signálu a měření u stěny.

Pro měření proudových polí ve vstupní části prohozního kanálu profilového paprsku byla použita metoda mimoosového snímání.

Schéma celkového uspořádání měření je znázorněno na obr. P2 a detail konfigurace mimoosového snímání zachycuje obr. P3.



Obr. P2 Schéma uspořádání měření



Obr. P3 Realizace mimoosového snímání

Optická sonda o délce cca 1,2 mm je vytvořena vysílacím objektivem TSI o ohniskové vzdálenosti 250 mm. Světlo rozptýlené na částicích glycerínu (sycení aerosolem glycerínu) je přijímáno speciálním přijímacím objektivem o průměru 130 mm a ohniskové vzdálenosti 380 mm. Osy vysílacího a přijímacího objektivu svírají úhel 45° . Efektivní délka optické sondy „viděná“ přijímacím objektivem se tak redukuje na přibližně 0,3 mm (pro $d_a = 0,2$ mm, $f = f_a = 380$ mm a $\phi = 45^\circ$, viz rovnice (2.1-29)).

Podmínky měření:

Tlak přívodního vzduchu: 400 kPa
 Výkon argonového laseru: 500 mW
 Vlnová délka λ : 514,5 nm

Parametry vysílacího objektivu:

ohnisková vzdálenost:	$f = 250$ mm
úhel křížení laserových paprsků:	$\theta = 11,16^\circ$
rozteč interferenčních proužků:	$d_f = 2,67$ μ m
délka optické sondy:	$l_m = 1,2$ mm
šířka optické sondy:	$d_m = 0,1$ mm

Parametry přijímacího objektivu:

ohnisková vzdálenost f :	$f = 380$ mm
ohnisková vzdálenost f_a :	$f_a = 380$ mm
apertura clony před fotonásobičem:	$d_a = 0,2$ mm
úhel snímání:	$\phi = 45^\circ$

efektivní délka optické sondy: $l_{ef} = 0,3$ mm

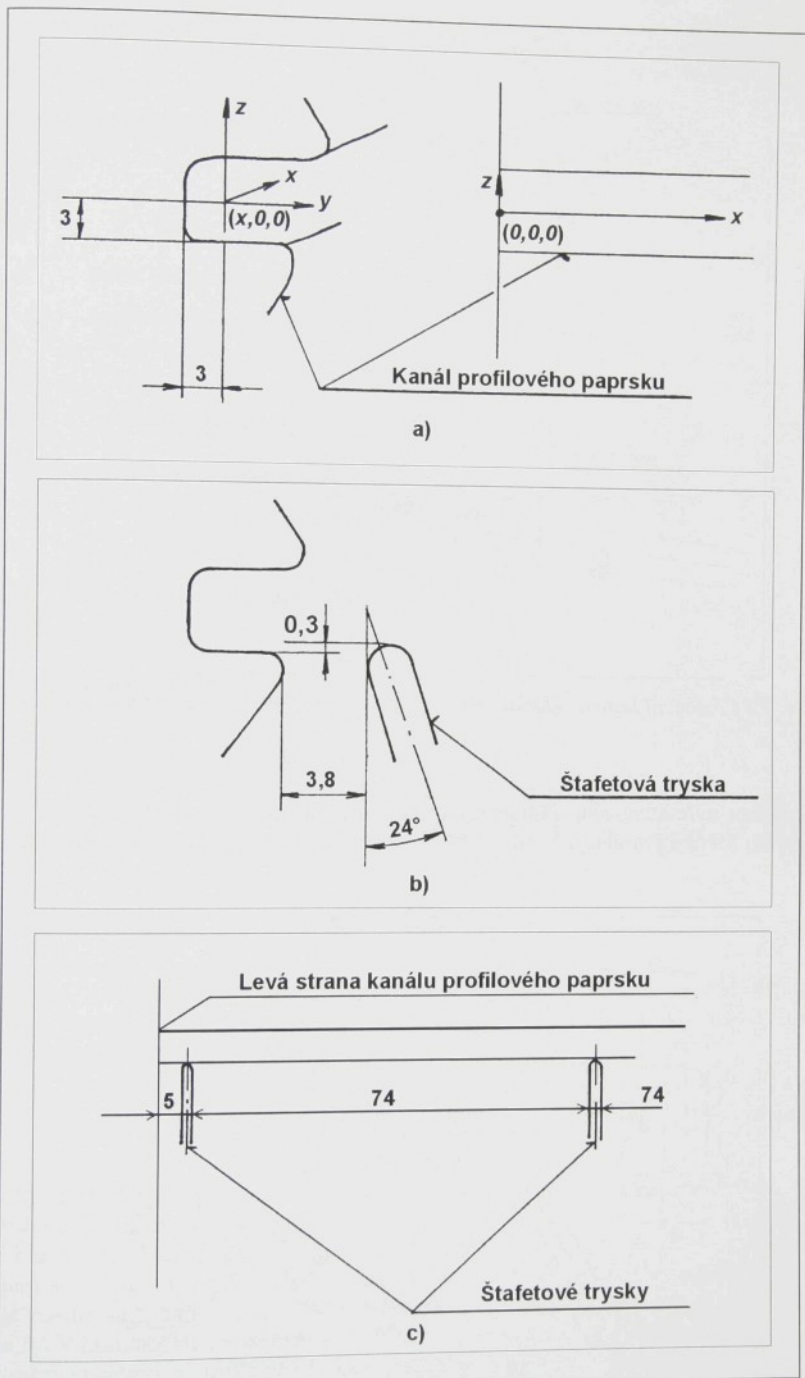
Jako rozptylové medium byl použit aerosol glycerínu (40% roztok glycerínu ve vodě). Aby bylo zajištěno rovnoměrné sycení proudy, byly částice glycerínu z generátoru aerosolu dopraveny do tlakového vzduchu před vstupem do trysek (viz kapitola 2.7.3 Rovnoměrnost nasycení měřeného média stopovacími částicemi).

Úvodní experimenty ukázaly, že hlavní vkladací tryška ovlivňuje celkový rychlostní profil pouze v oblasti prvních třech až čtyřech roztečích štafetových trysek. V další části profilového paprsku se již její působení na výsledné rychlostní pole neuplatní. Proto byla měření proudových polí ve vstupní části kanálu profilového paprsku prováděna v prvních třech roztečích štafetových trysek.

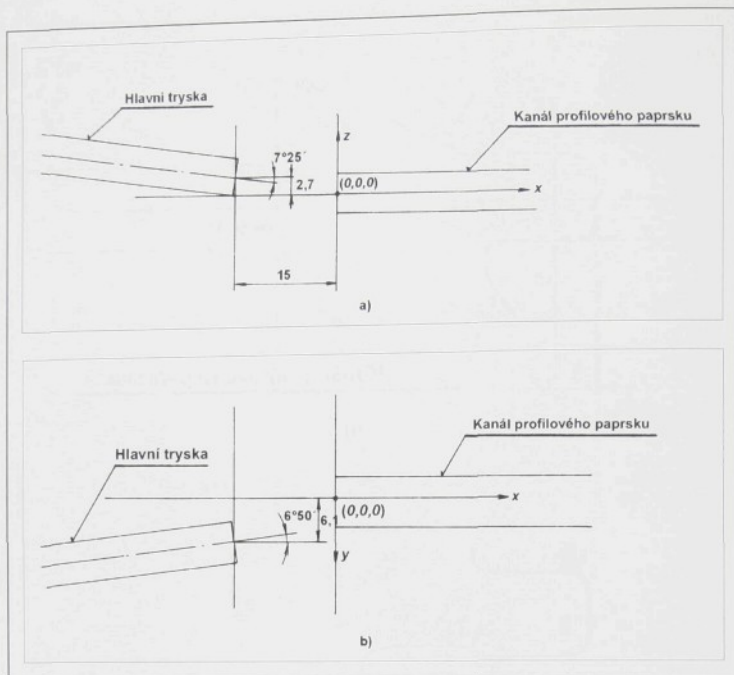
Geometrie měřené sestavy je znázorněna na obr. P4 a obr. P5.

Počátek souřadnicového systému je umístěn na vstup kanálu tkacího profilového paprsku, viz obr. P4a. Postavení štafetových trysek vůči prohoznímu kanálu je zakresleno na obr. P4b a obr. P4c.

Ústí hlavní vkladací trysky je vzdáleno 15 mm od vstupu do prohozního kanálu a osa trysky svírá s osou kanálu malý úhel jak ve vertikálním (viz obr. P5a), tak v horizontálním směru (viz obr. P5b).

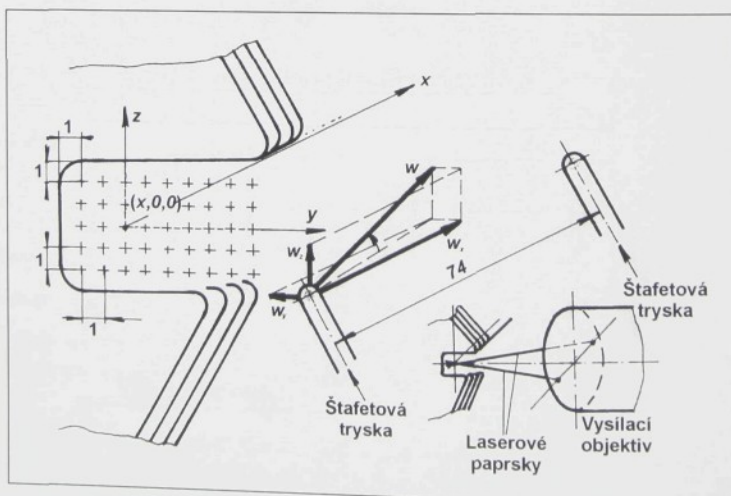


Obr. P4 Postavení štafetových trysek vůči prohoznímu kanálu tkacího profilového paprsku



Obr. P5 Postavení hlavní vkladací trysky vůči prohoznímu kanálu tkacího profilového paprsku

Cílem měření bylo stanovení dominantního rychlostního pole ve směru prohozu, tj. složky rychlosti w_x . Měření proudových polí probíhalo v síti bodů podle schématu na obr. P6.



Obr. P6 Schéma měření proudových polí v prohozním kanálu tkacího profilového paprsku

Dopplerovská frekvence byla měřena čítačovým procesorem TSI Model 1990B. Statistickým zpracování změřených datových souborů (1024 platných dat v každém bodě měření) byly stanoveny následující charakteristiky proudění:

Střední rychlost w_x [m/s]:

$$w_x = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N w_{xi},$$

kde je N počet platných měření,

w_{xi} rychlost vypočtená z i -tého měření.

$$w_{xi} = \frac{\lambda}{2 \sin(\theta/2)} \frac{n}{t_n},$$

kde je λ vlnová délka laserového světla,

θ úhel mezi protínajícími se laserovými paprsky,

n počet měřených cyklů v dopplerovském signálu,

t_n čas trvání n cyklů dopplerovského signálu.

Směrodatná odchylka σ [m/s]:

$$\sigma = \frac{1}{N-1} \sqrt{\sum_{i=1}^N (w_{xi} - w_x)^2}.$$

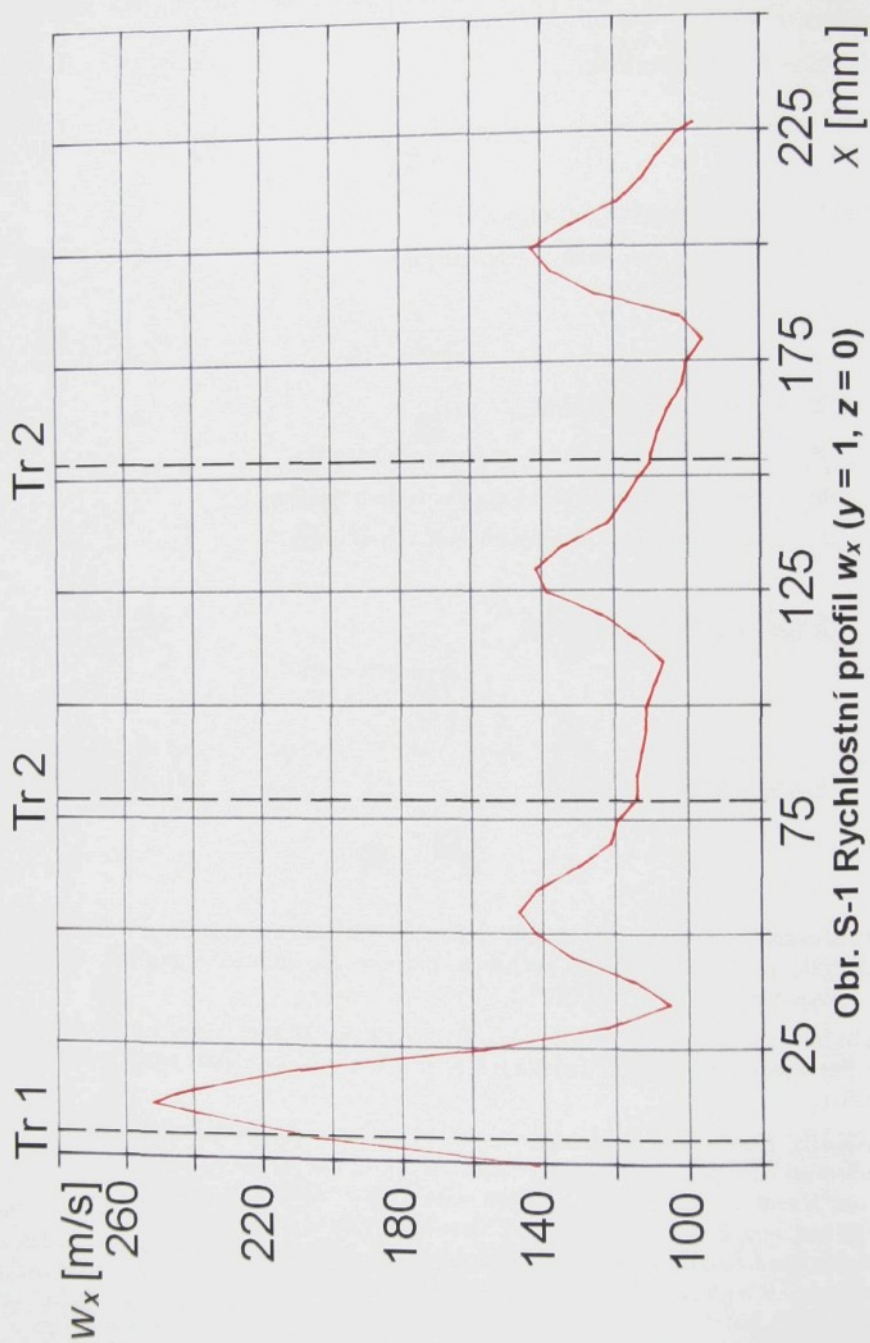
Intenzita turbulence Tu [%]:

$$Tu = \frac{\sigma}{w_x} 100.$$

Přemísťování optické sondy do jednotlivých měřených bodů zkoumaného proudového pole se realizovalo pomocí speciálního počítačem řízeného traverzovacího zařízení, viz kapitola 2.5 Traverzovací zařízení pro LDA, obr. 2.5-2.

Počáteční měření bylo provedeno v jedné traverzovací přímce x pro $y=+1$ a $z=0$ (viz obr. P6) v rozsahu tří roztečí štafetových trysek. Výsledný rychlostní profil je zakreslen na obr. S-1.

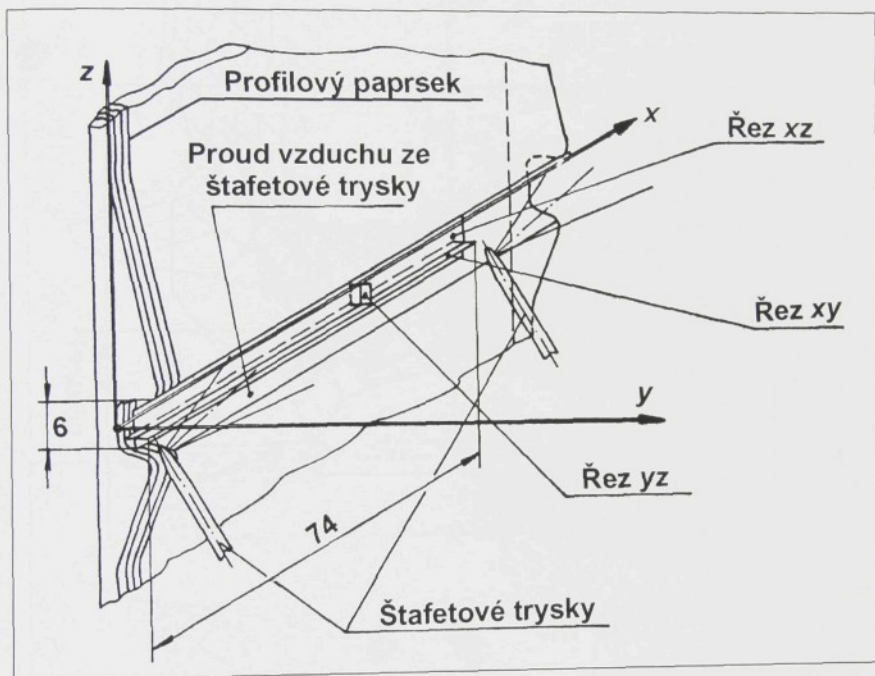
Maximální rychlost w_x se nenachází, jak by se dalo předpokládat, na začátku kanálu profilového paprsku ($x=0$), ale ve vzdálenosti cca 12 mm od počátku. To je způsobeno tím, že osa hlavní vkladací trysky není paralelní s osou kanálu, viz. obr. P5. Ve vzdálenosti $x=34$ mm se začíná uplatňovat vliv 1. štafetové trysky a dozrívající proud hlavní vkladací trysky je posilován proudem z této štafetové trysky. Maxima proud dosahuje ve vzdálenosti cca 55 mm. V následujících roztečích se rychlostní pole periodicky opakuje s periodou danou roztečí mezi štafetovými tryskami. Pokles lokálního minima ve třetí rozteči oproti druhé svědčí o působení dozrívajícího proudu hlavní vkladací trysky.



Obr. S-1 Rychlostní profil w_x ($y = 1$, $z = 0$)

Podrobně bylo změřeno proudové pole v rozsahu dvou roztečí štafetových trysek, tj. pro $x = 0 - 148$ mm. Měření se prováděla ve 13 příčných řezech o 5×9 měřicích bodech (viz. obr. P6), na které byla zkoumaná oblast rovnoměrně rozdělena. Vzdálenost mezi sousedními řezy byla 12.32 mm.

Výsledky jsou uvedeny v následujících souborech grafů a představují axonometrická zobrazení rychlostních a turbulentních profilů ve třech kolmých rovinných řezech. Jednotlivé typy řezu jsou znázorněny na obr. P7.



Obr. P7 Umístění rovin vyhodnocovaných řezu v prohozním kanálu tkacího profilového paprsku.

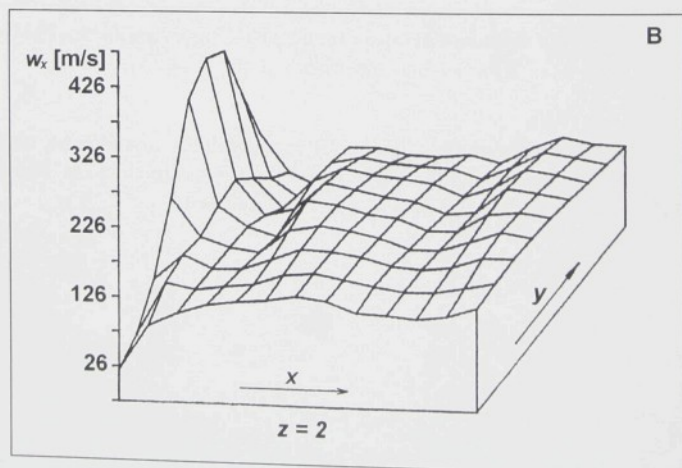
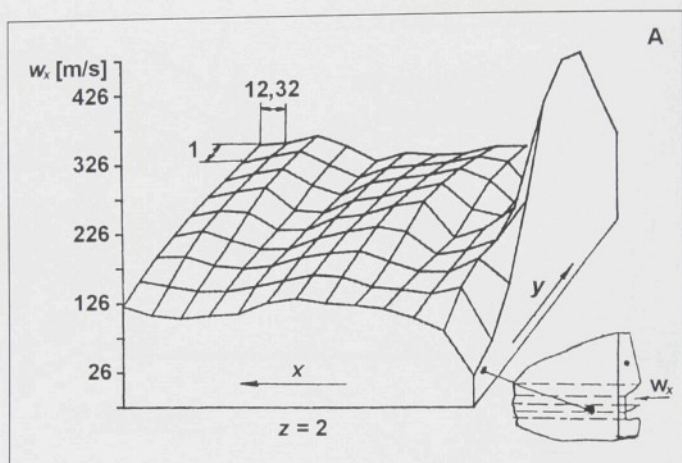
Každá skupina profilů v daném řezu je vysvětlena úvodním instrukčním obrázkem, který udává měřítko a ukazuje polohu tohoto typu řezu v prohozním kanálu. Pro srovnání jsou profily patřící do jedné skupiny nakresleny ve stejném měřítku.

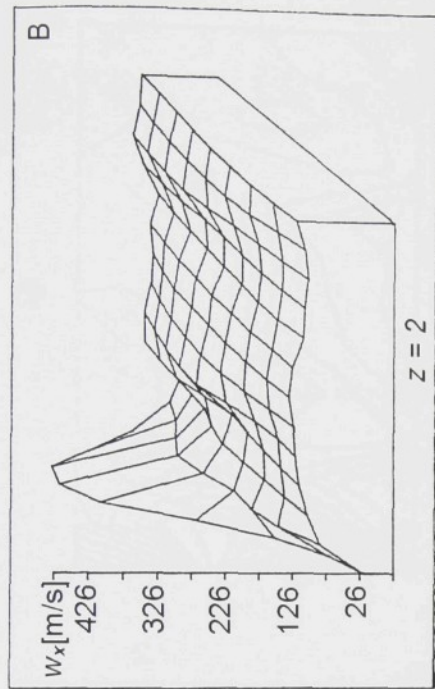
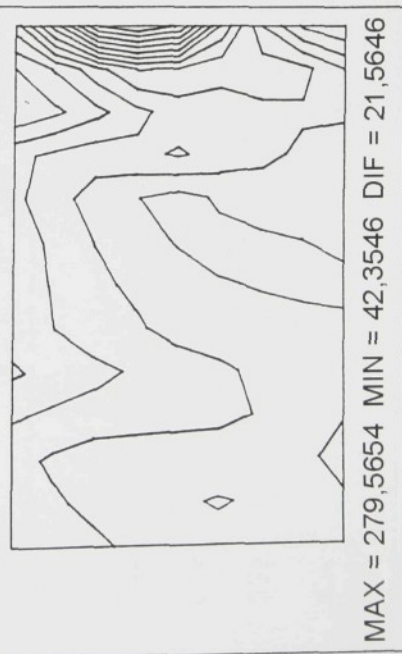
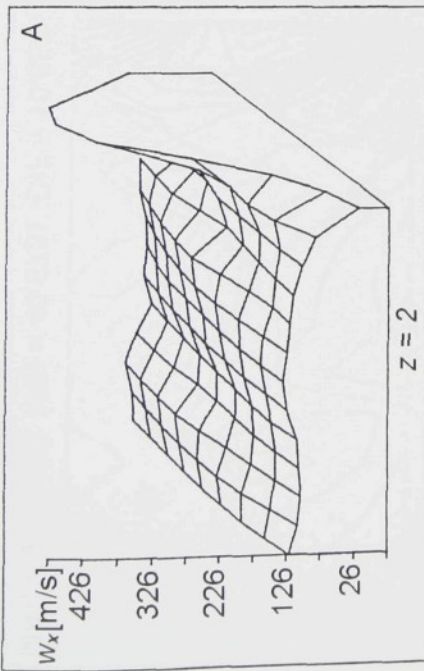
Obr. S-2.1 - S-2.5

Rychlostní profily v horizontálních řezech xy ($z = 2, 1, 0, -1, -2$).

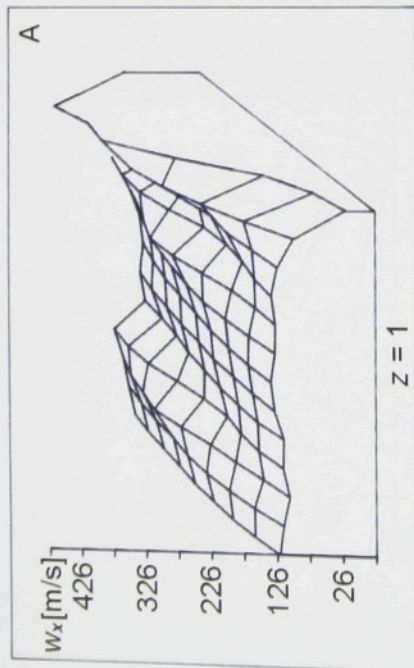
Každý řez je vykreslen ve dvou rozdílných (zrcadlově symetrických) pohledech označených písmeny A a B. Pod každým rychlostním profilem jsou zobrazeny odpovídající izočáry rychlosti ($w_x = \text{konst.}$, 12 izočar). U izočar jsou uvedeny krajní hodnoty a rozteč (diference) mezi sousedními.

Instrukční obrázek:

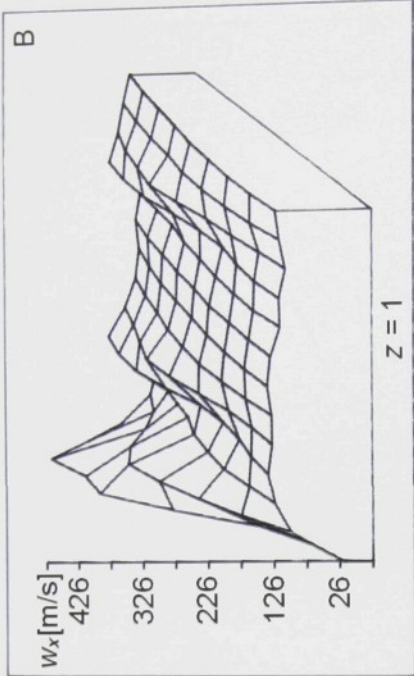




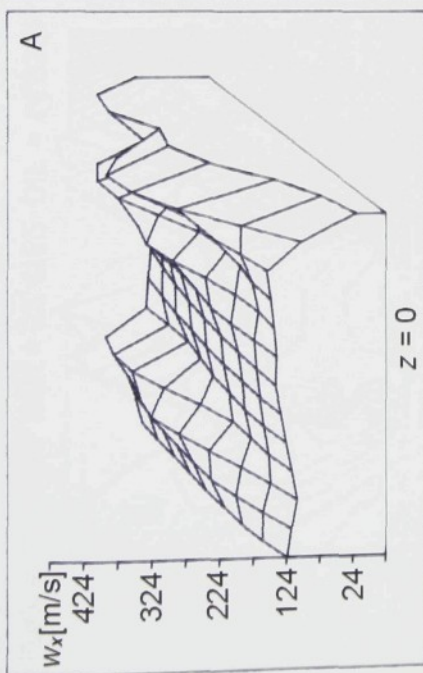
Obr. S-2.1



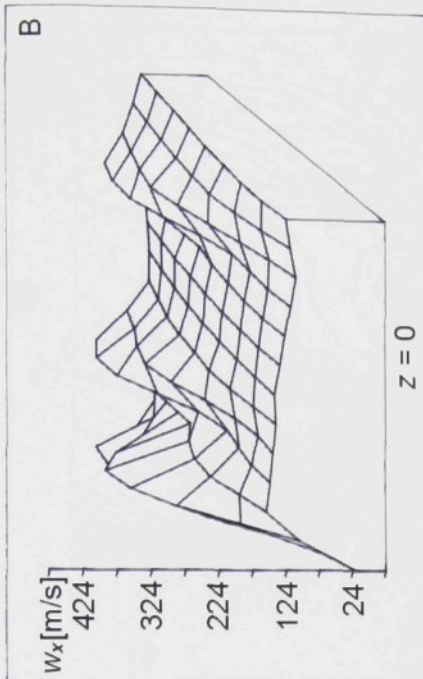
MAX = 247,9569 MIN = 40,5731 DIF = 18,8531



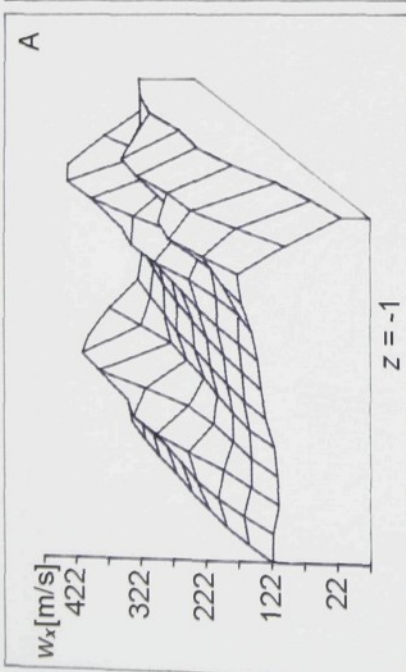
Obr. S-2.2



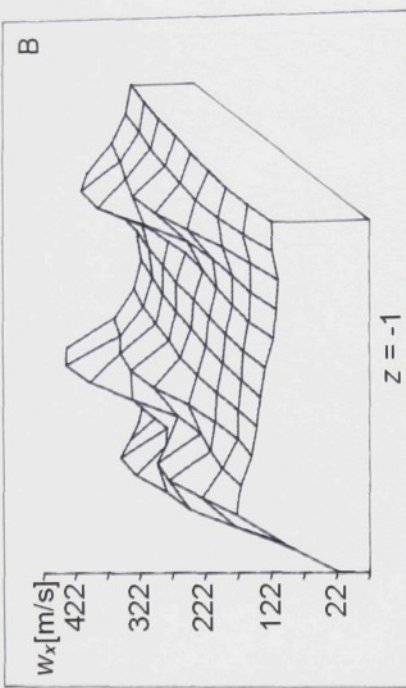
MAX = 239,3731 MIN = 38,2169 DIF = 18,2869



Obr. S-2.3

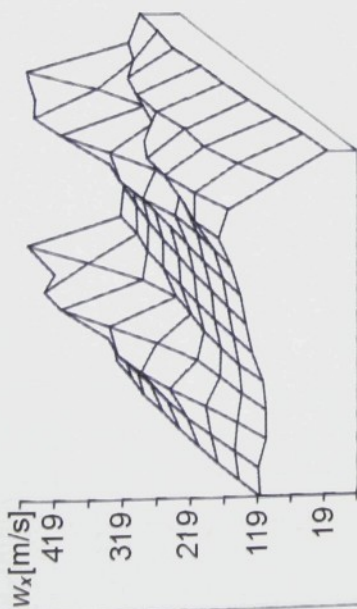


MAX = 196,7138 MIN = 32,4162 DIF = 14,9361



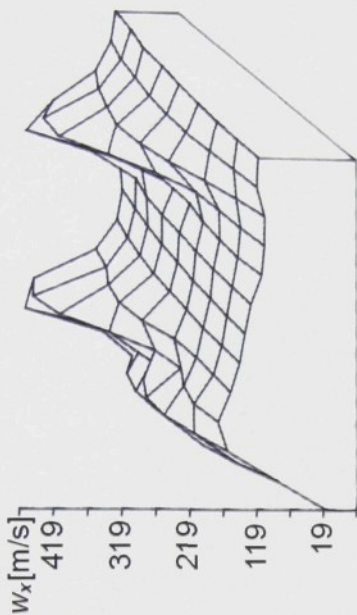
Obr. S-2.4

A

 $z = -2$ 

MAX = 198,8200 MIN = 29,2000 DIF = 15,4200

B

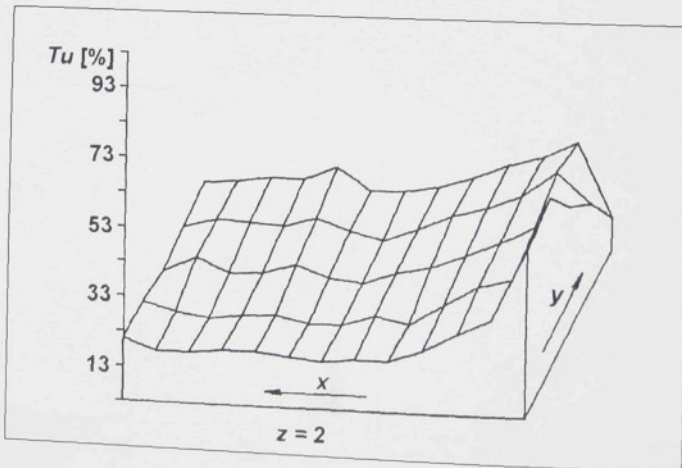
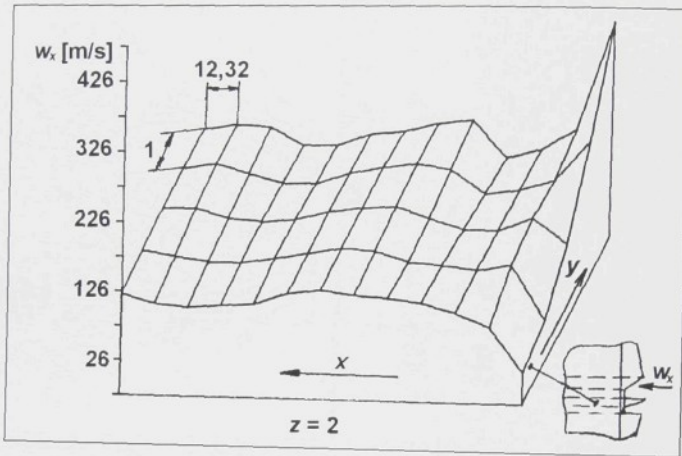
 $z = -2$ 

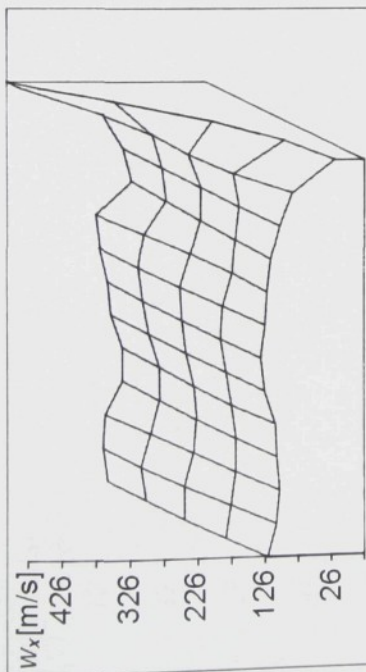
Obr. S-2.5

Obr. S-3.1 - S-3.3

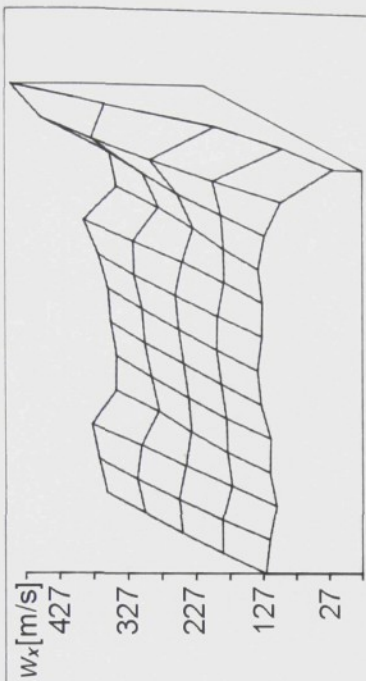
Rychlostní profily a profily intenzity turbulence v horizontálních řezech xy ($z = 2, 1, 0, -1, -2$) ve vnitřní části kanálu ($y \in \langle -2, 2 \rangle$).

Instrukční obrázek:

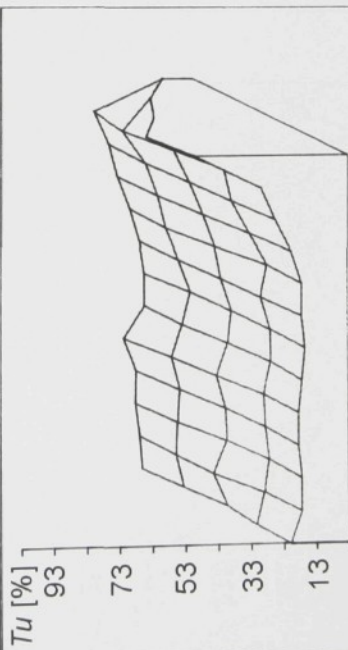




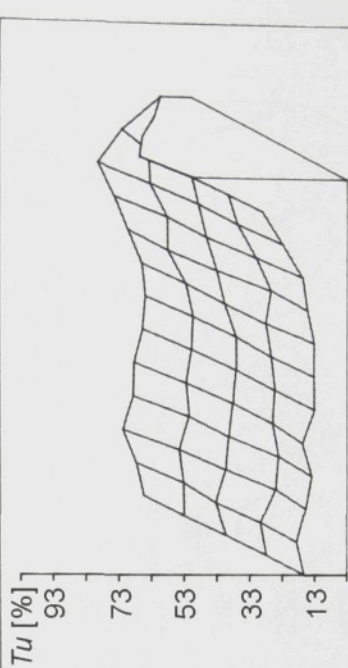
$z = 2$



$z = 1$

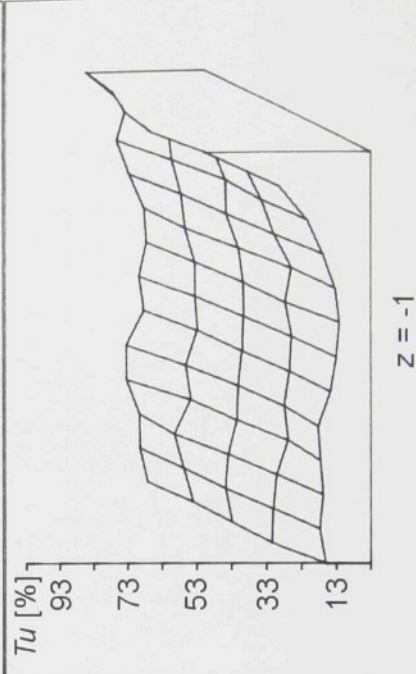
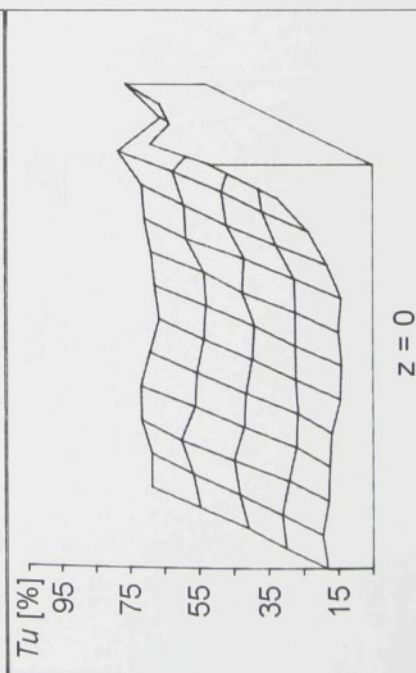
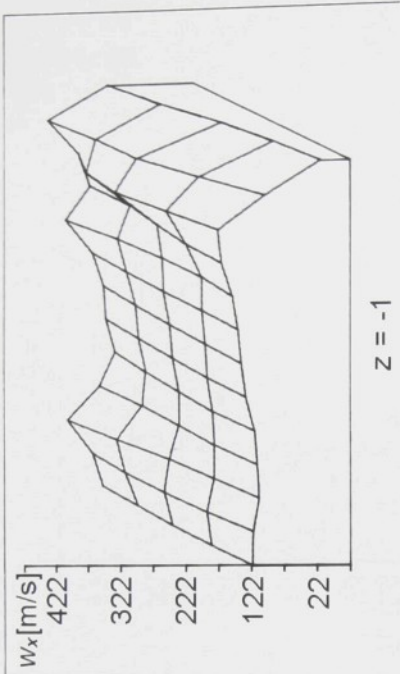
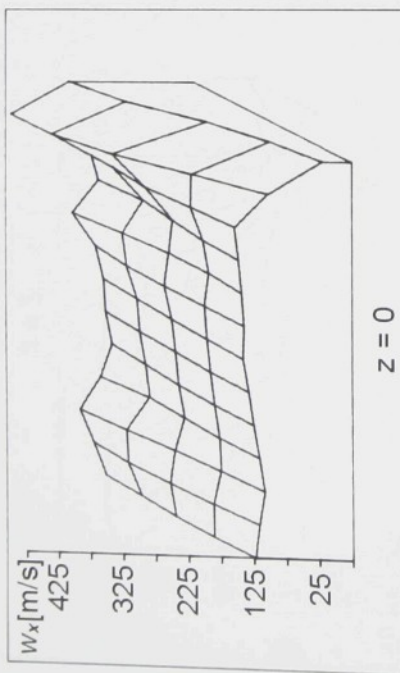


$z = 2$

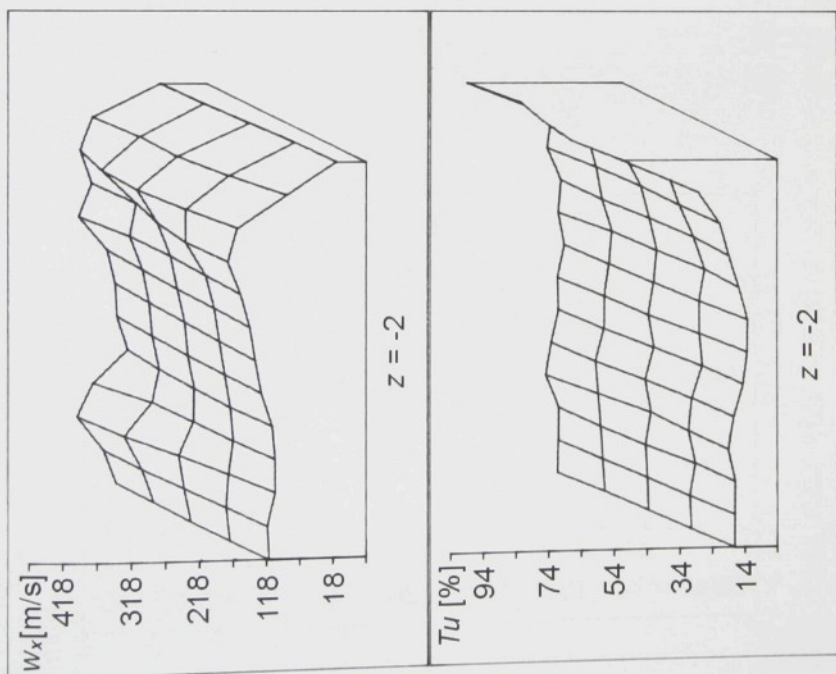


$z = 1$

Obr. S-3.1



Obr. S-3.2



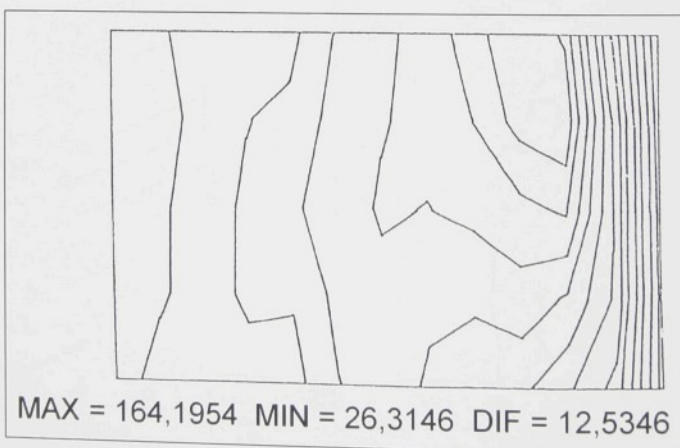
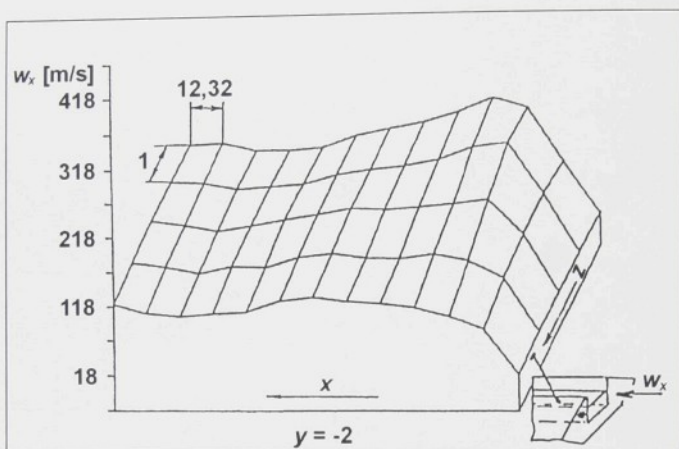
Obr. S-3.3

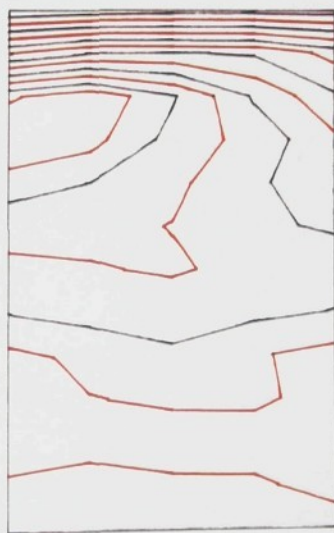
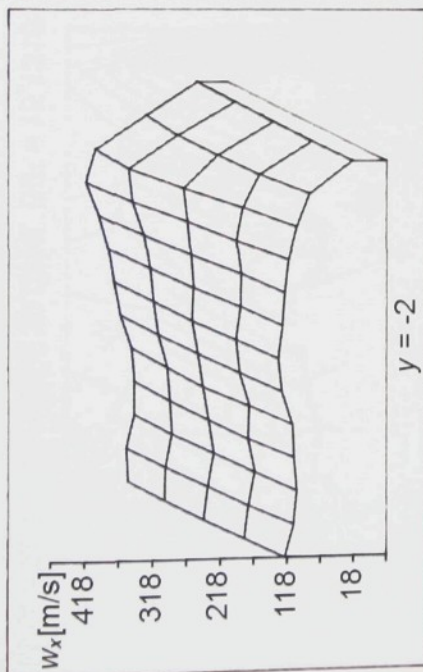
Obr. S-4.1 - S-4.5

Rychlostní profily ve vertikálních řezech xz ($y = -2, -1, 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6$).

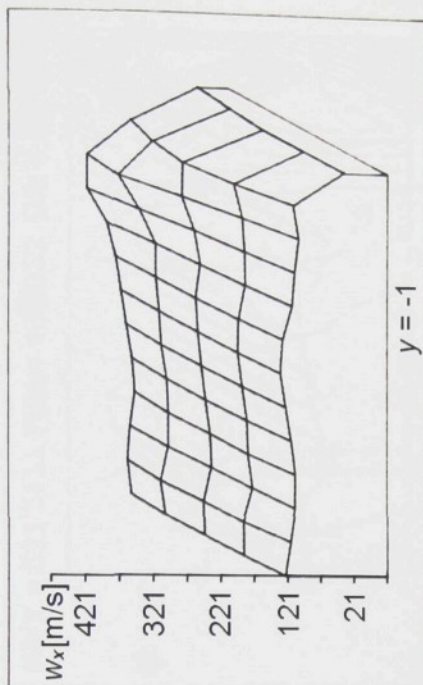
Pod každým rychlostním profilem jsou zobrazeny odpovídající izočáry rychlosti ($w_x = \text{konst.}$, 12 izočar). U izočar jsou uvedeny krajní hodnoty a rozteč (diference) mezi sousedními.

Instrukční obrázek:



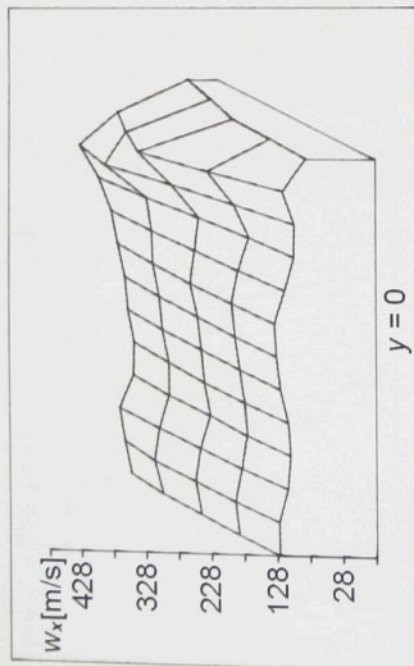


MAX = 164,1954 MIN = 26,3146 DIF = 12,5346

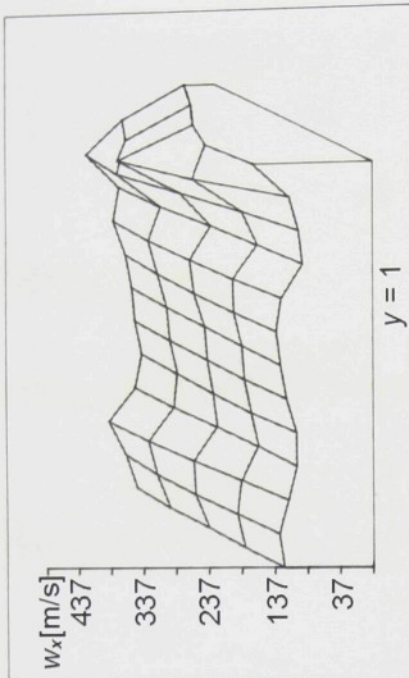


MAX = 179,9469 MIN = 29,8731 DIF = 13,6431

Obr. S-4.1

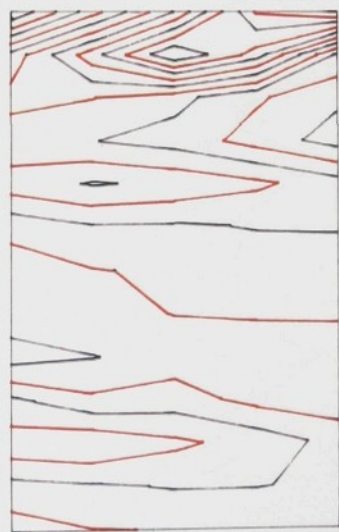
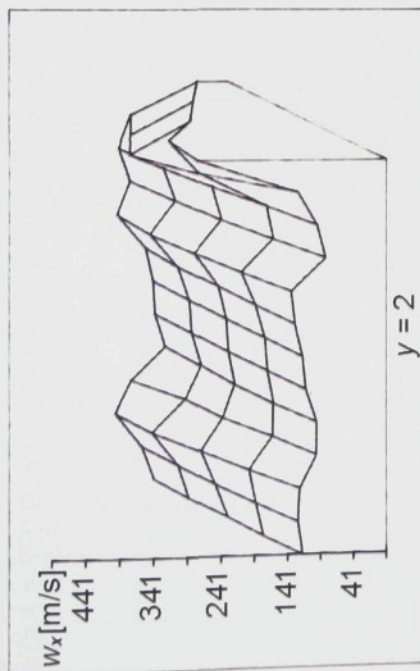


MAX = 205,5158 MIN = 39,0715 DIF = 15,1316

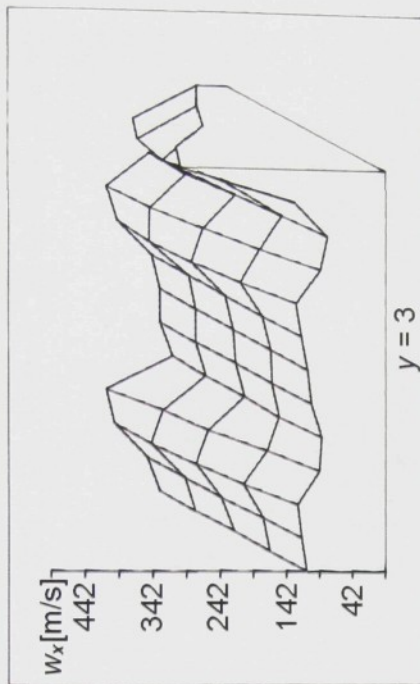


MAX = 237,2177 MIN = 49,0923 DIF = 17,1023

Obr. S-4.2

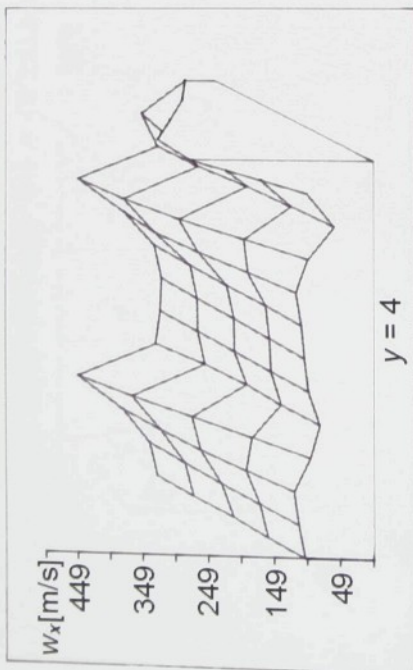


MAX = 258,0023 MIN = 54,7477 DIF = 18,7477

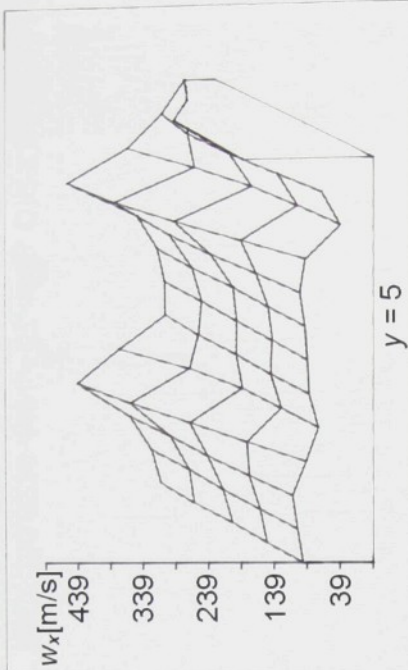


MAX 280,8239 MIN = 57,4562 DIF = 20,3061

Obr. S-4.3

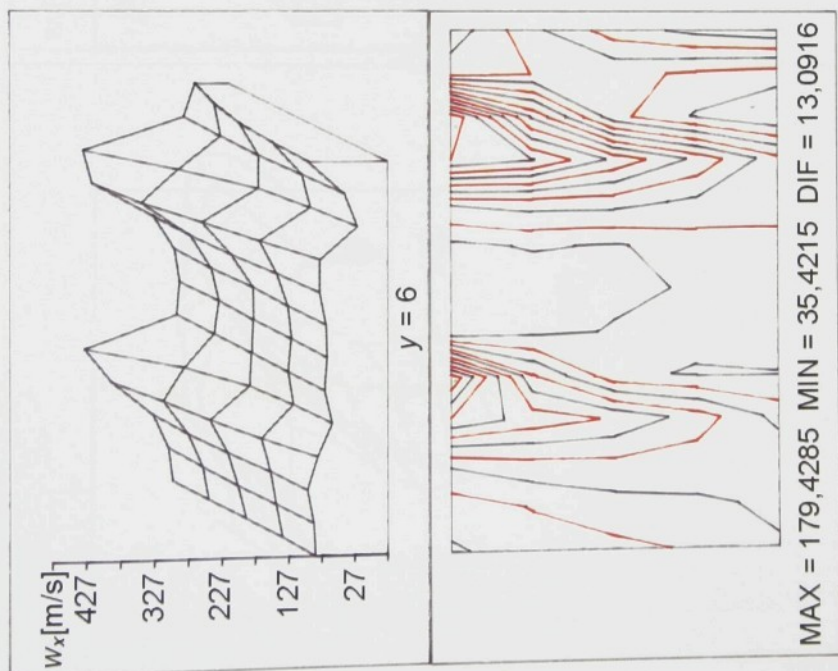


MAX = 260,5023 MIN = 62,5277 DIF = 17,9977



MAX = 200,3754 MIN = 47,8646 DIF = 13,8646

Obr. S-4.4

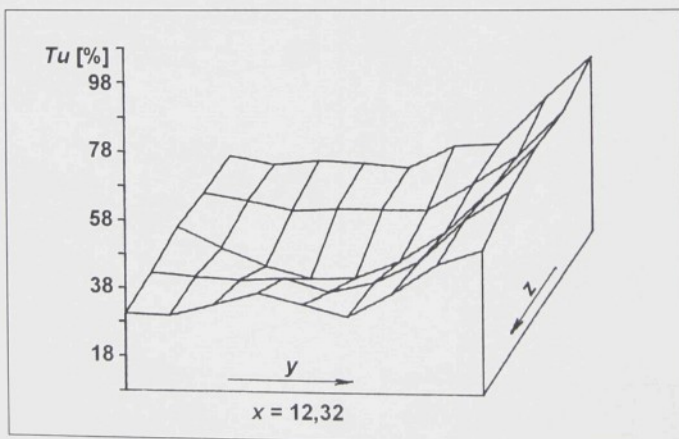
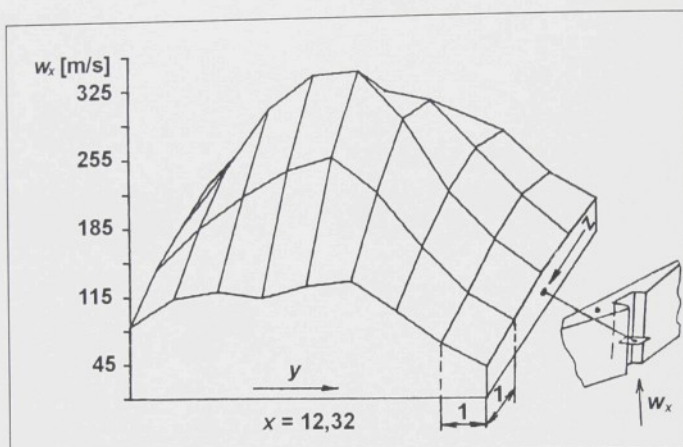


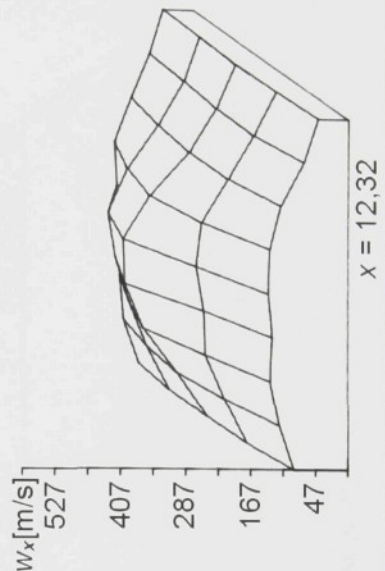
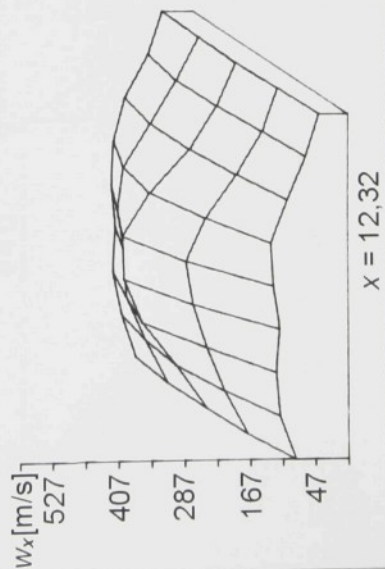
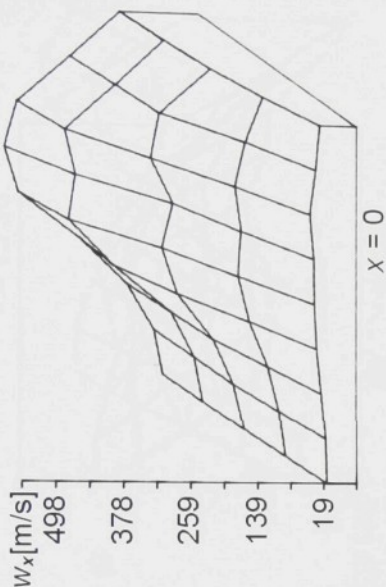
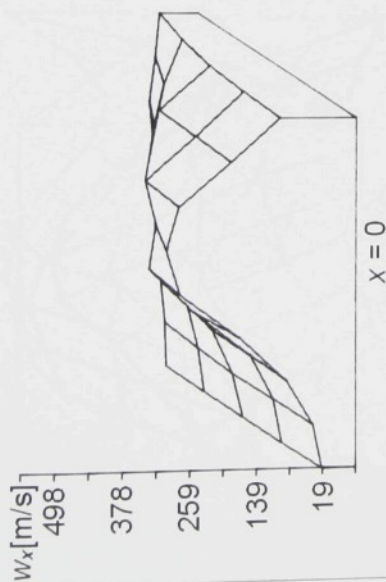
Obr. S-4.5

Obr. S-5.1 - S-5.7

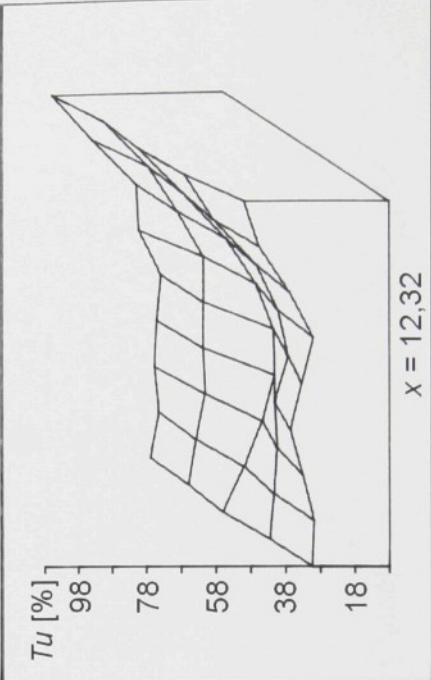
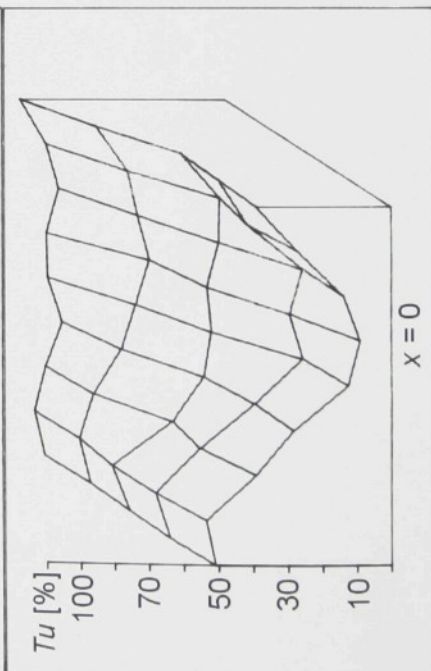
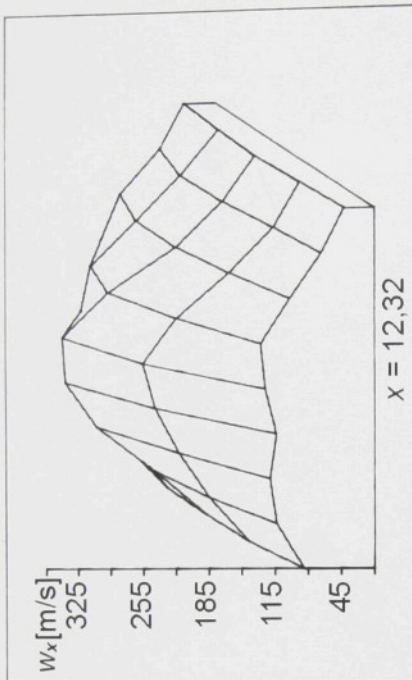
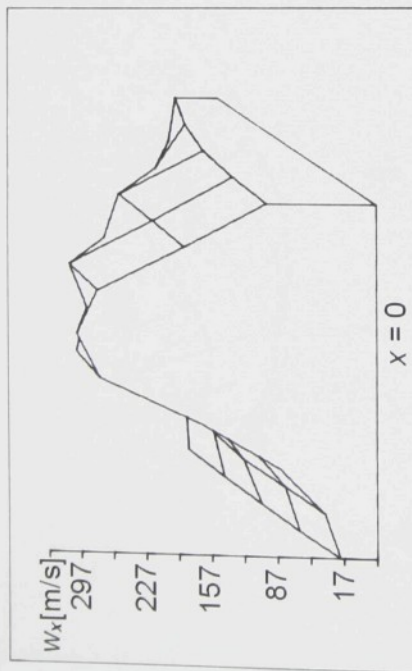
Rychlostní profily a profily intenzity turbulence v příčných řezech yz
 ($x = 0, 12,32, 24,66, 37,00, 49,32, 61,66, 74,00, 86,32, 98,66, 111,00, 123,32,$
 $135,66, 148,00$)

Instrukční obrázek:

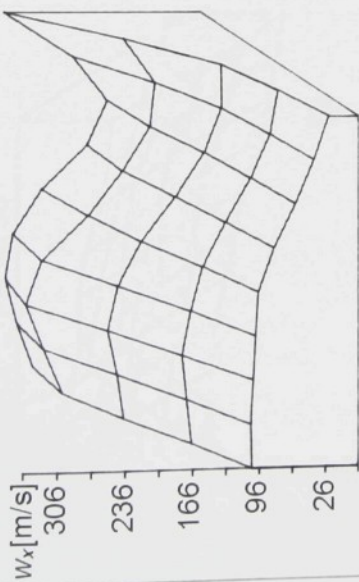




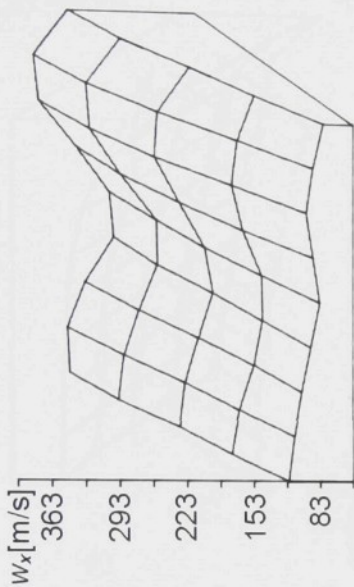
Obr. S-5.1a



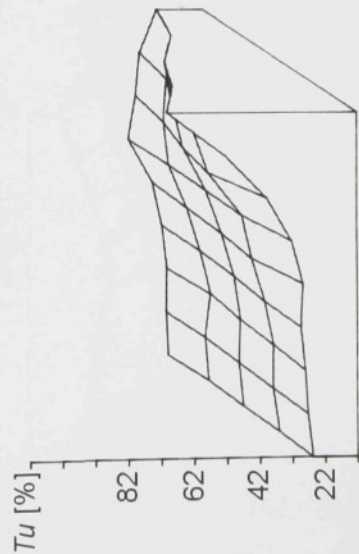
Obr. S-5.1



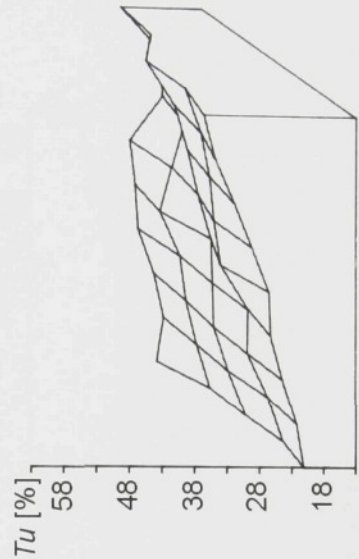
$x = 24,66$



$x = 37$

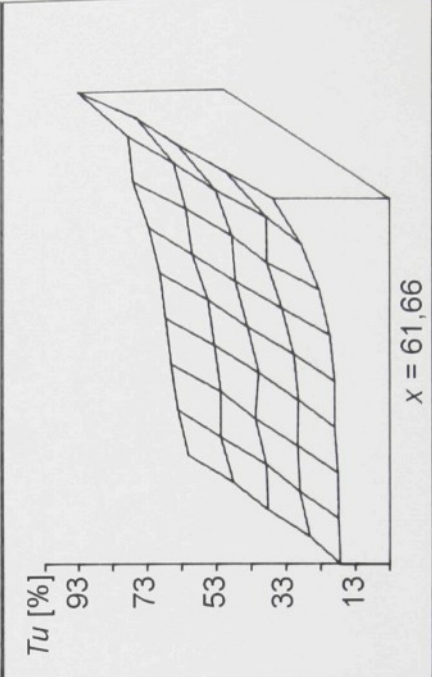
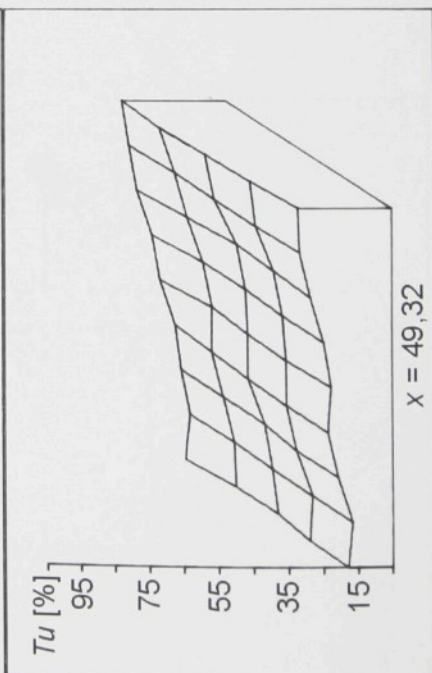
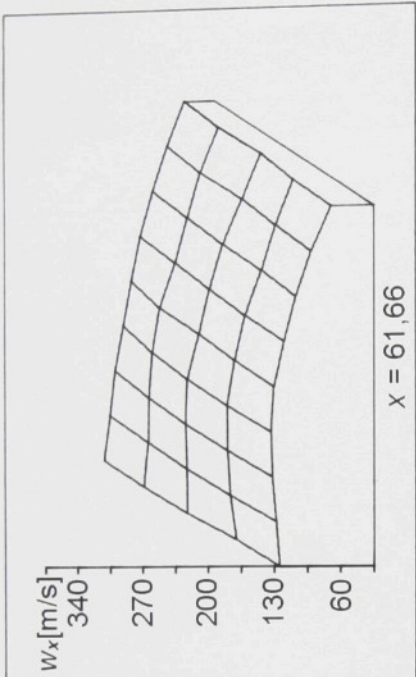
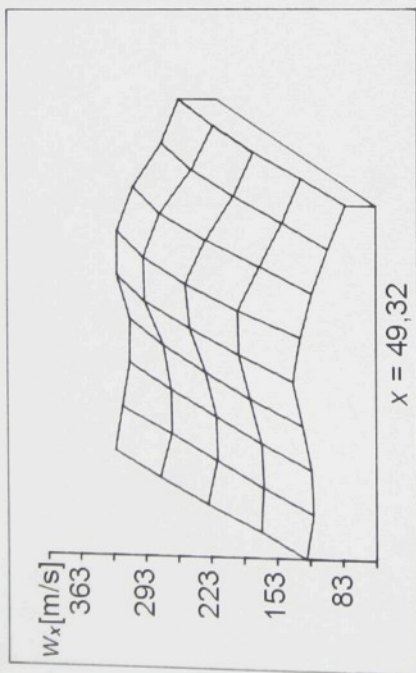


$x = 24,66$

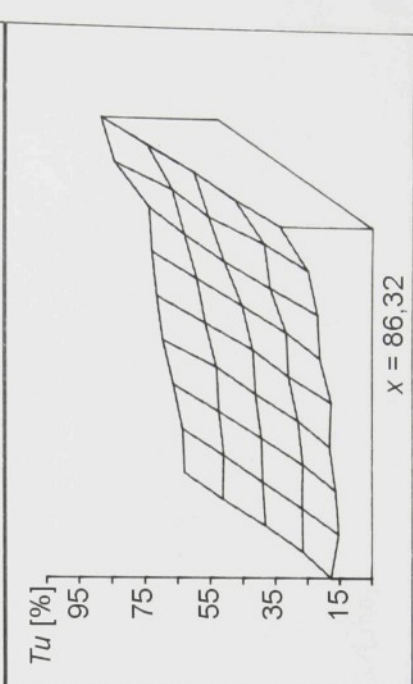
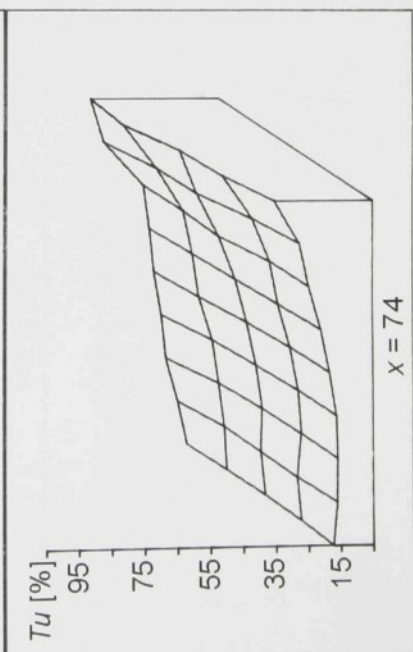
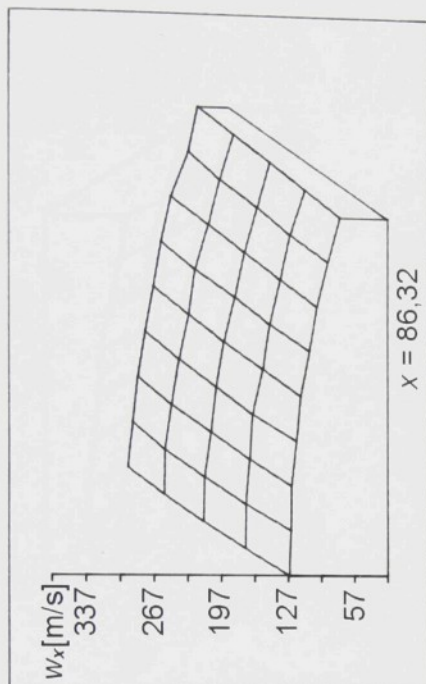
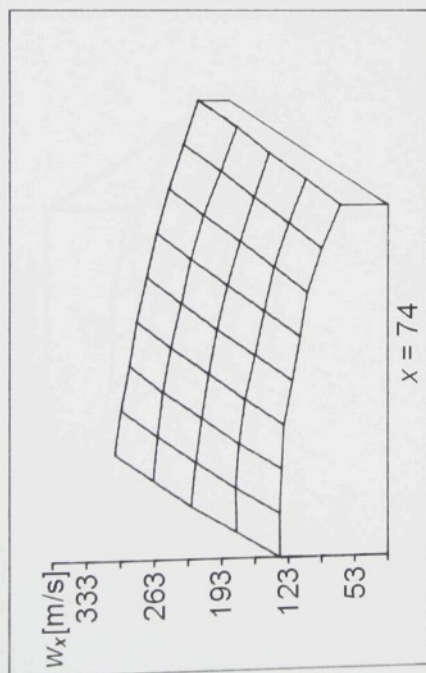


$x = 37$

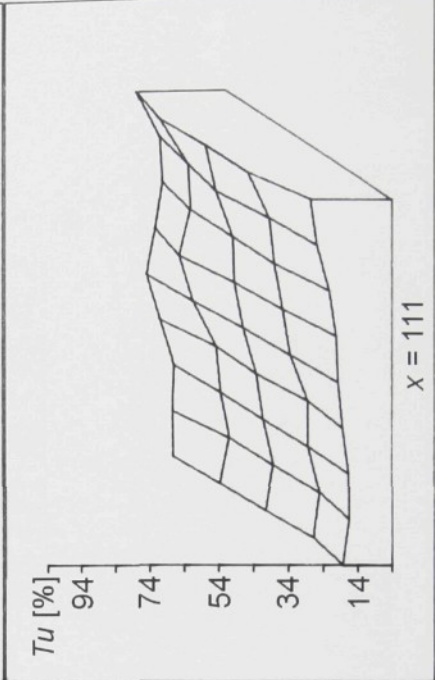
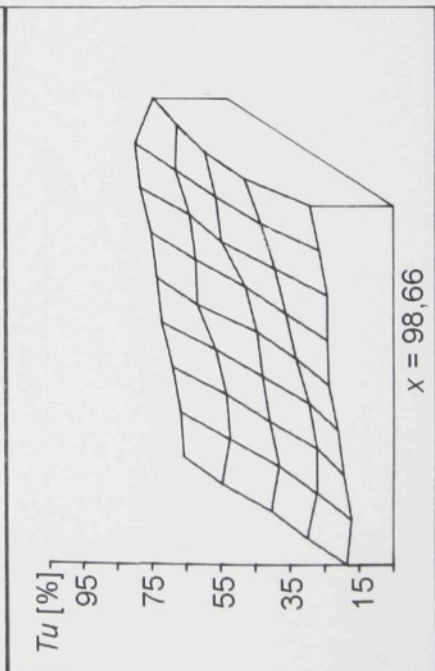
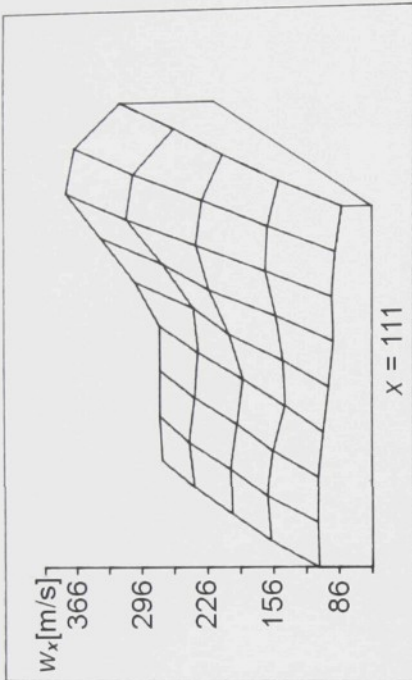
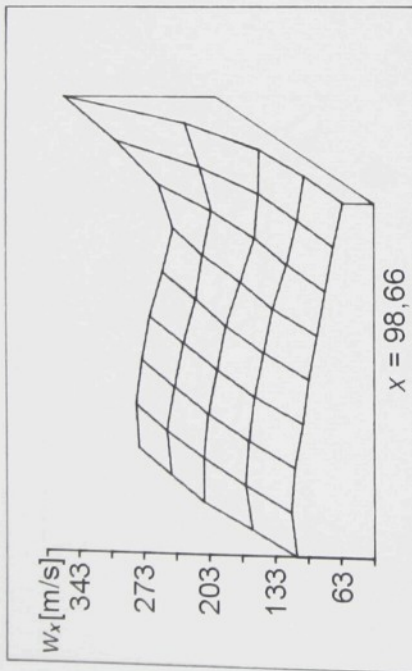
Obr. S-5.2



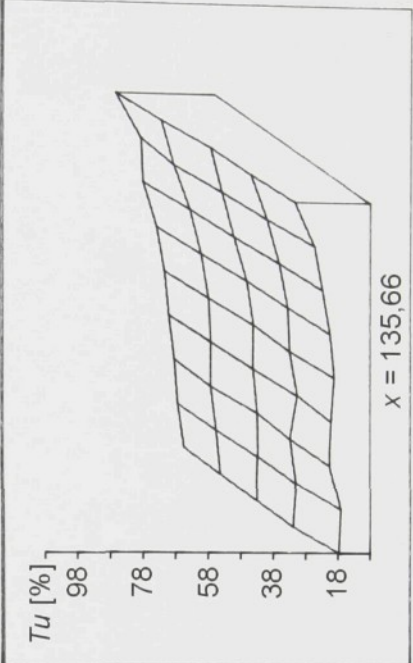
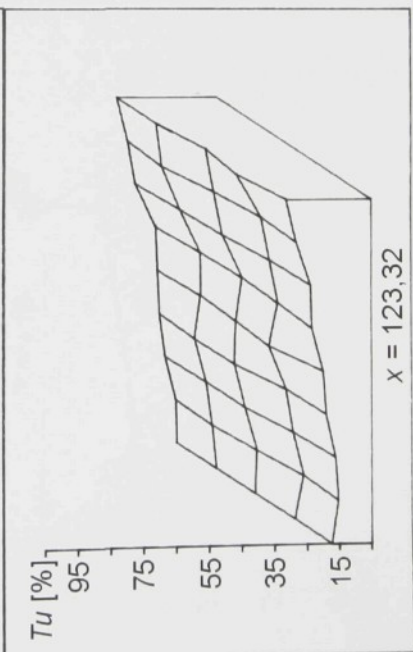
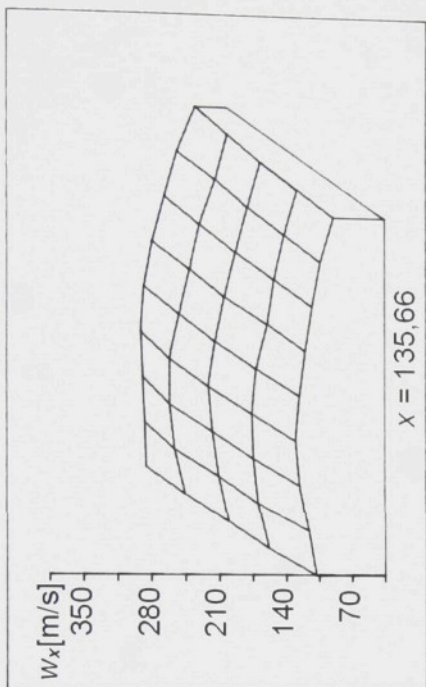
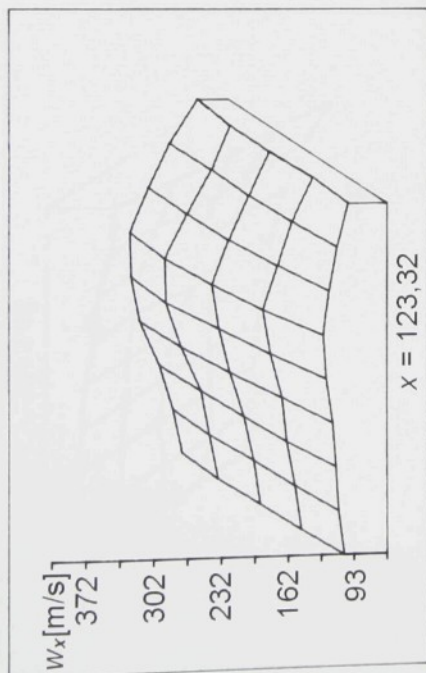
Obr. S-5.3



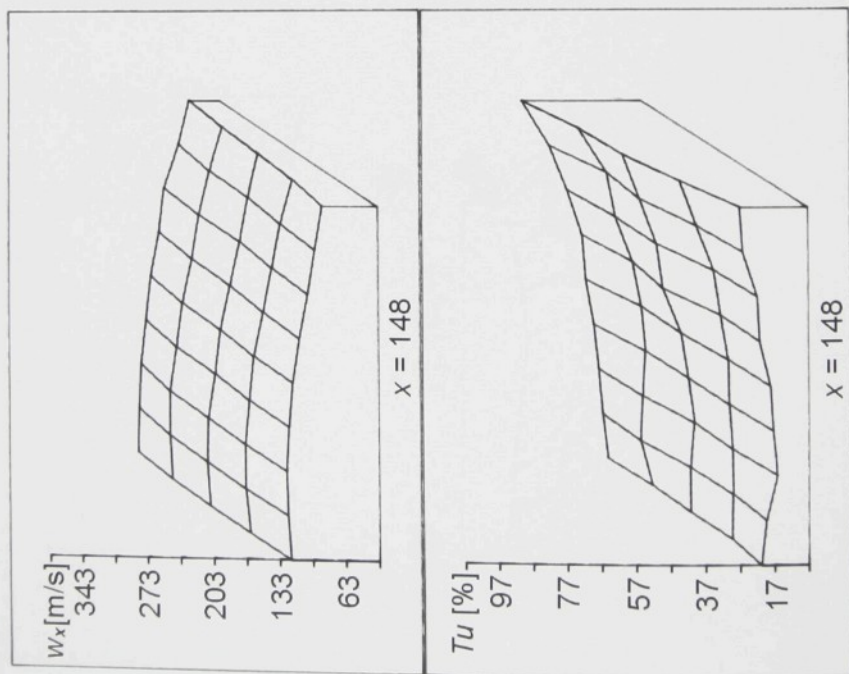
Obr. S-5.4



Obr. S-5.5



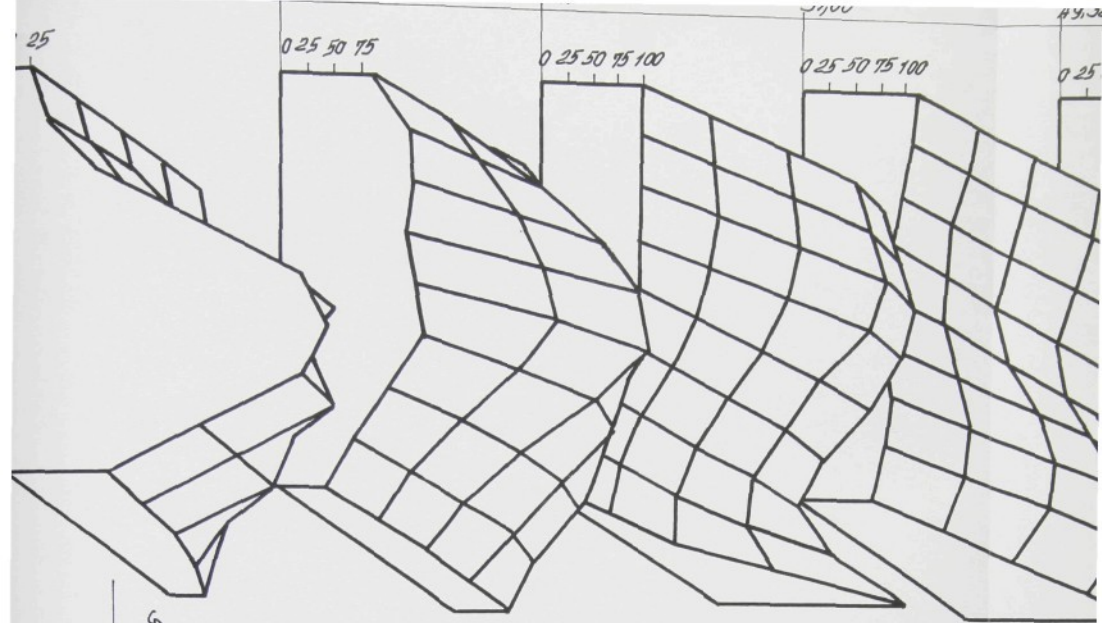
Obr. S-5.6



Obr. S-5.7

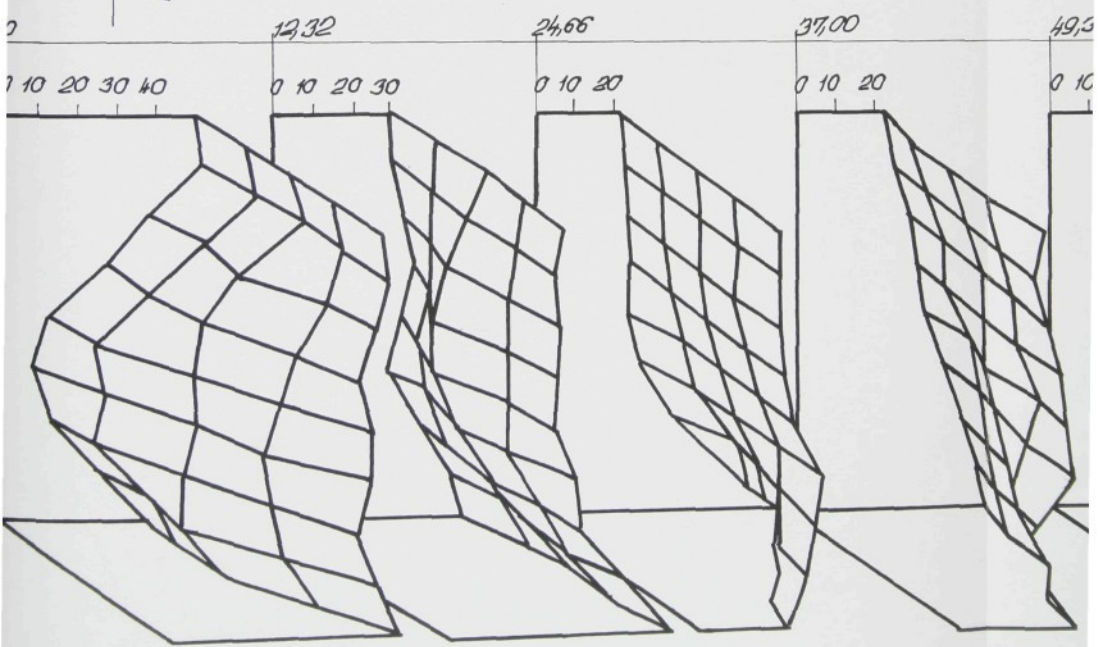
Obr. S-6

Obrázek zobrazuje souhrnně všechny příčné rychlostní a turbulentní profily (příčné řezy yz) a dává tak názornou představu o proudovém poli vytvořeném směřováním proudu hlavi vkladací tkací trysky v prohozním kanálu s proudy 1. a 2. štafetové trysky.

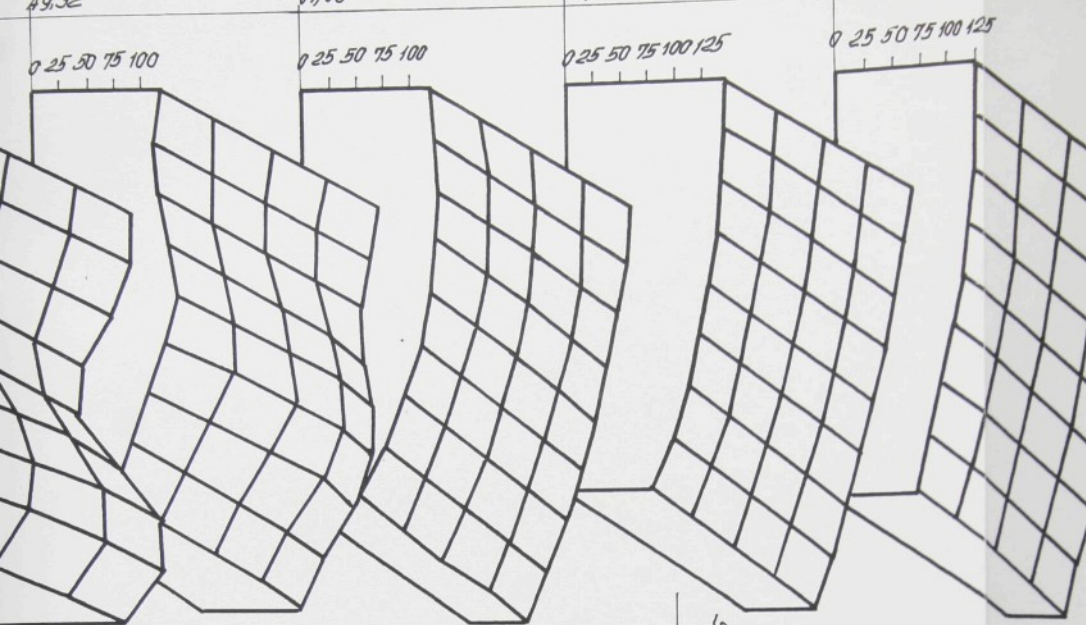


СТАЕТОА
Д.1
ТРИСКА

RYCHLOST [m/s]

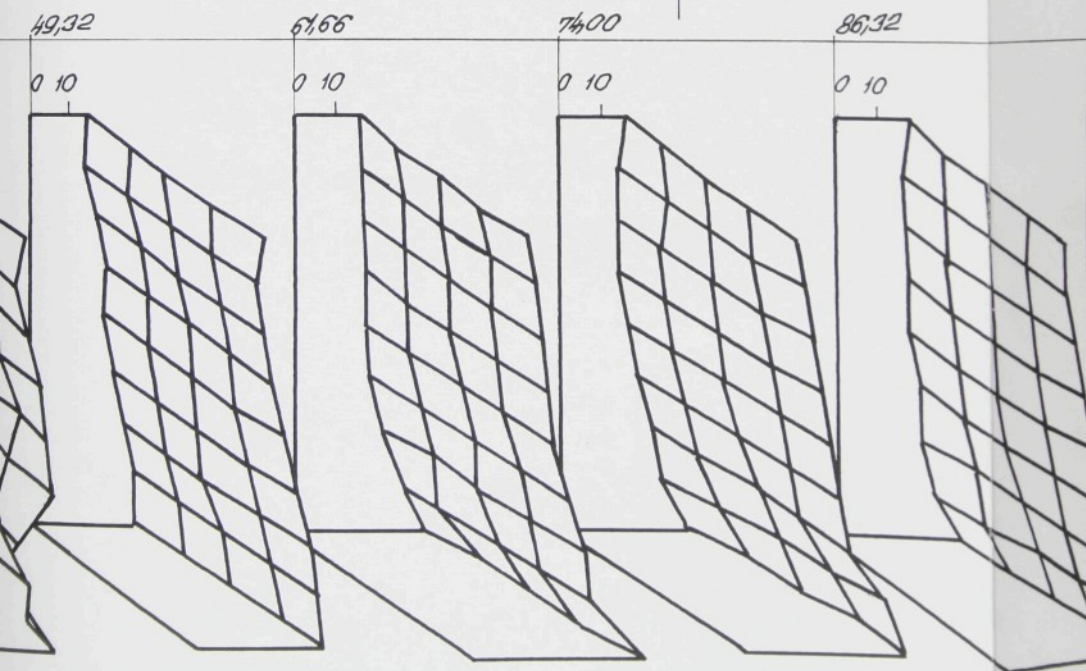


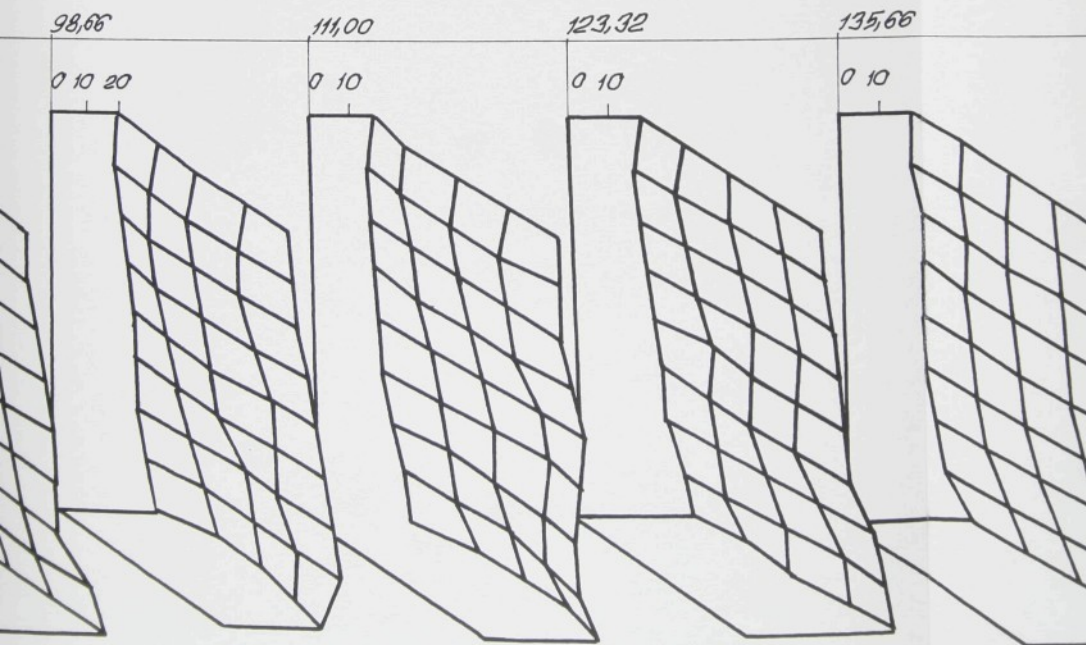
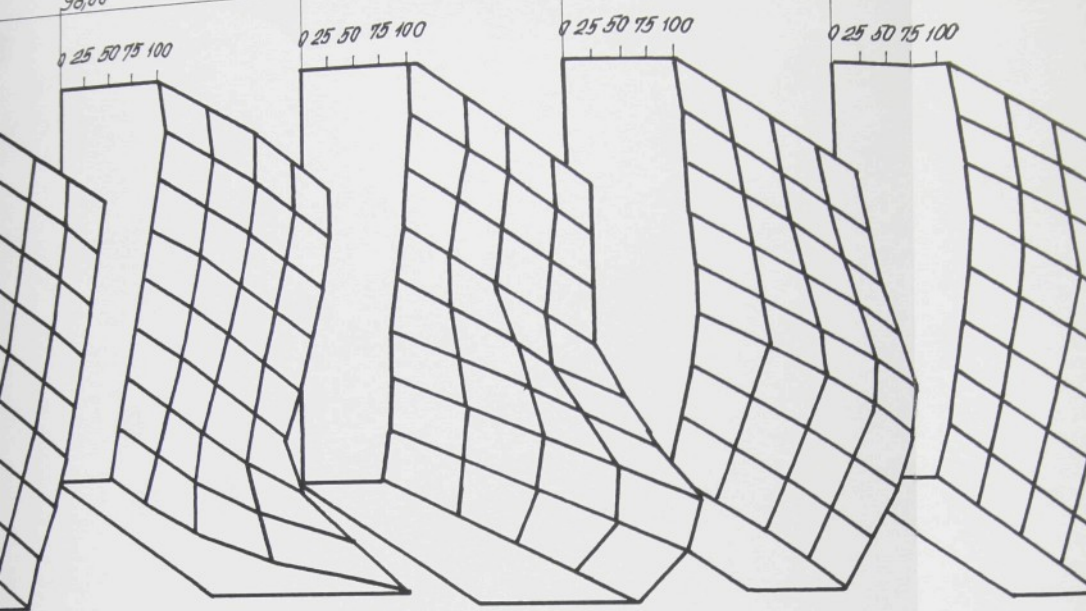
INTENSITA TURBULENCA



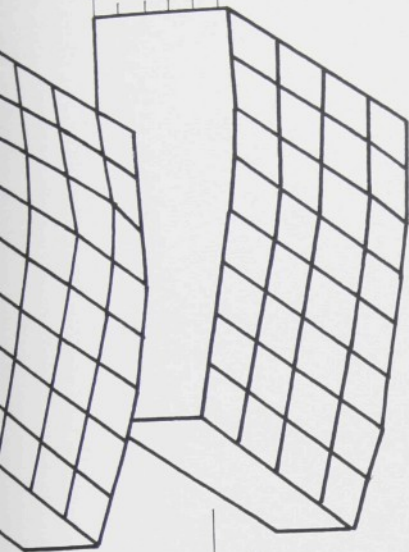
STAFETOVÁ TRYSKA
Č. 2

7



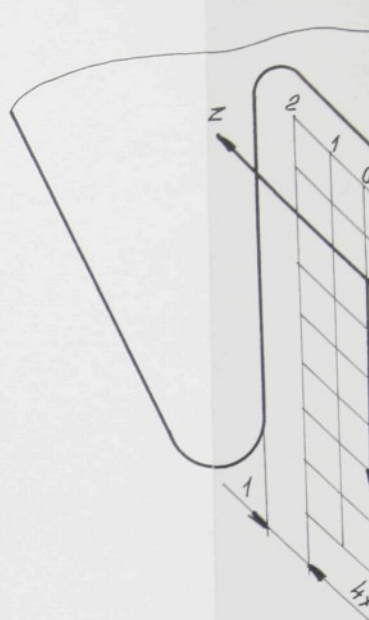
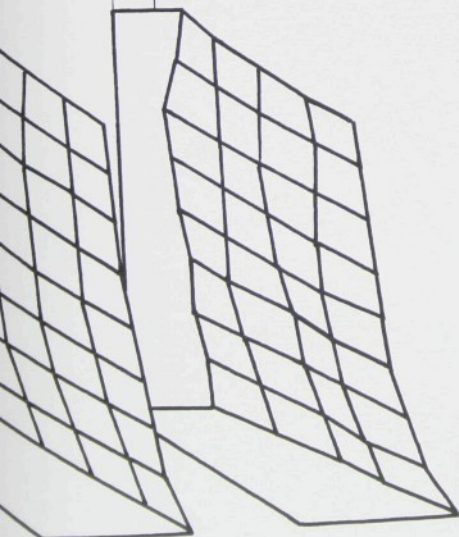


148,00
0 25 50 75 100 125
 $W_x \rightarrow [m/s]$



STAFETOVÁ TRYSKA
č. 3

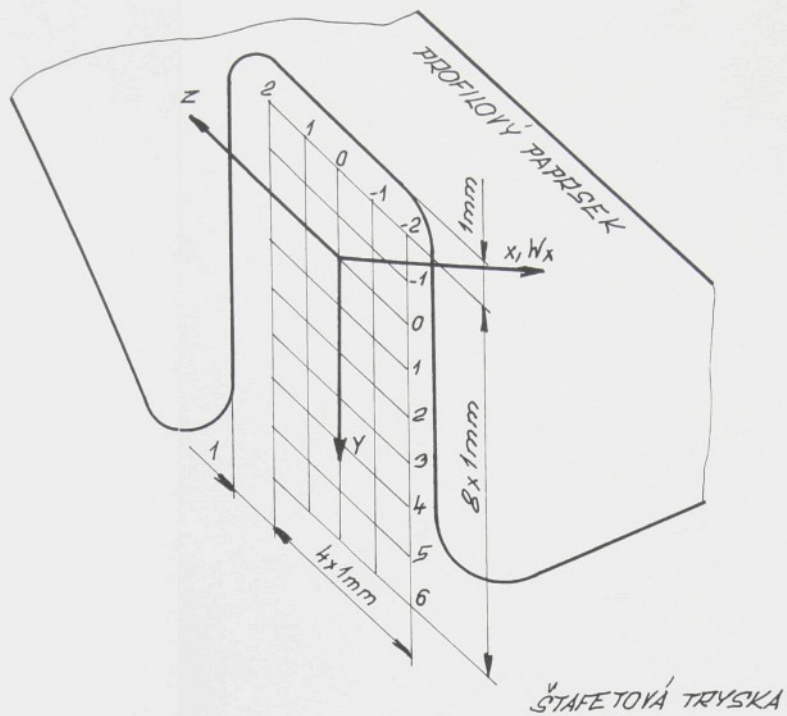
148,00
0 10
 $\rightarrow [^\circ]$



SCHE

POLOHOVÉ POLE V PROSTORU

[5]

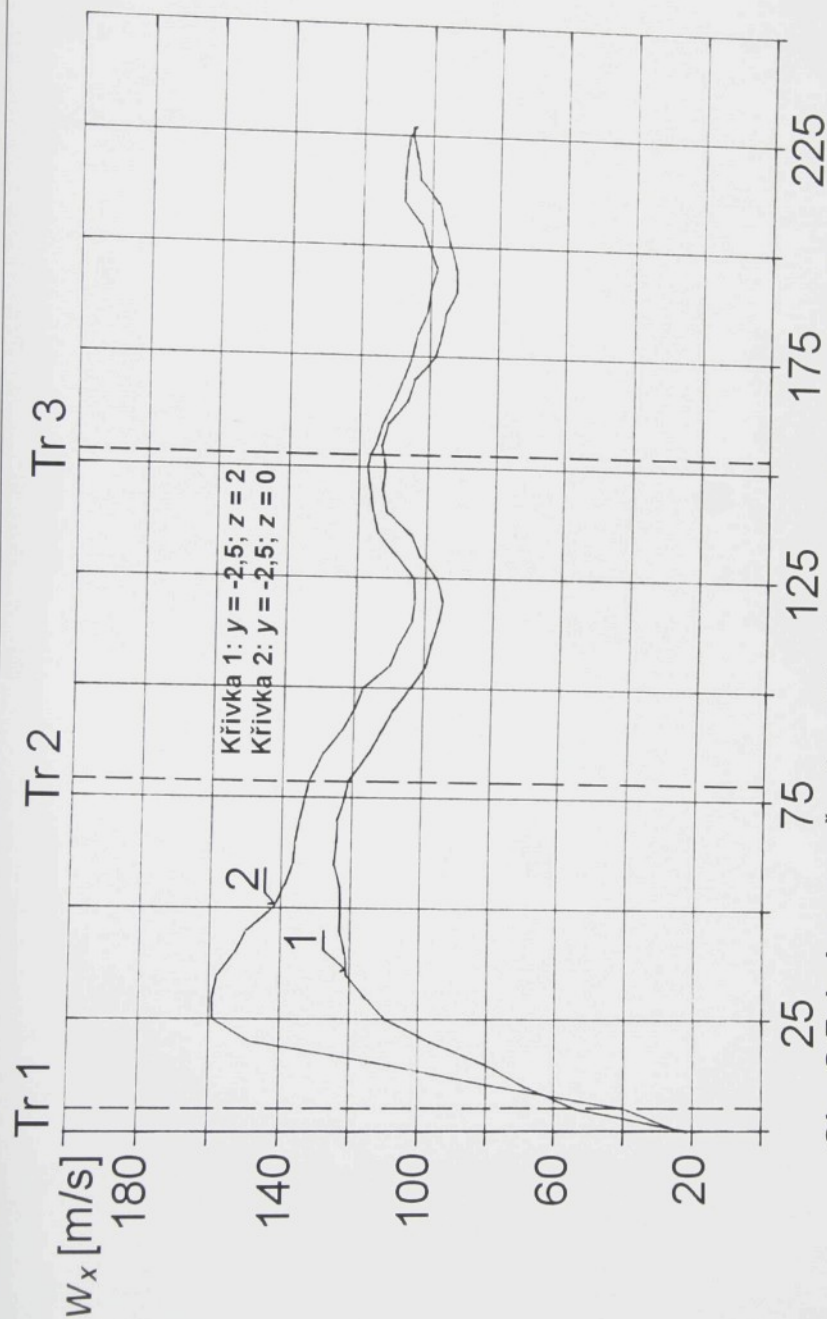


SCHEMA MĚŘENÍ

[illegible]

Obr. S-7

Na obr. S-7 jsou zobrazeny 2 rychlostní profily w_x měřené v traverzovací přímce x ve vzdálenosti 0,5 mm od stěny kanálu tkacího profilového paprsku. Výsledky dokládají možnosti použité metody mimoosového snímání při měření u stěny kanálu. Křivka **1** reprezentuje jednorozměrný rychlostní profil w_x v rozsahu 3 roztečí štafetových trysek pro $y = -2,5$, $z = 2$ a křivka **2** obdobný profil pro $y = -2,5$, $z = 0$. Rychlostní profil **1** demonstruje z hlediska metodiky měření nejkritičtější oblast prohozního kanálu, tj. 0,5 mm od zadní stěny kanálu a 1 mm pod horní stěnou kanálu.



Obr. S-7 Jednorozměrné rychlostní profily 0,5 mm od stěny x [mm]
kanálu tkacího profilového paprsku