

POLITECNICO DI MILANO

Facoltà di Ingegneria Industriale

Corso di Laurea in
Ingegneria Energetica



Caratterizzazione sperimentale di un getto con swirl
mediante tecnica Stereo-PIV

Relatore: Prof. Fabio COZZI

Tesi di Laurea di:

Gianfranco TALARICO Matr. 754877

Anno Accademico 2012 - 2013

Ringraziamenti

Ringrazio il professore Fabio Cozzi per avermi dato l'opportunità di fare questa esperienza e per la pazienza dimostrata nei miei confronti durante tutto il lavoro di tesi.

Desidero ringraziare le mie due splendide cugine Giusy Talarico e Francesca Talarico per essere venute a trovarmi in laboratorio e per avermi fornito la fotocamera digitale, con cui ho realizzato le foto che compaiono sulla mia tesi.

Ringrazio Francesco Sosio, Edoardo Scaramellini, Claudio Pirrone e Nino Ravidà per il tempo passato insieme alle pause pranzo (e non solo) in dipartimento.

Vorrei ringraziare i "compagni di viaggio" con cui ho condiviso il mio percorso al Politecnico: Aldo Serafino, Pierpaolo Altieri, Alessandro Gibertini, Filipp Kazantsev, Riccardo Lamura e Damiano Ranzini (tu mi sopporti sin dal mitico Galileo Galilei).

Ringrazio anche gli altri compagni di viaggio conosciuti fuori dall'università in questi anni come Frank Carcamo, Luca Nocciola e Giovanni Cadili.

Il mio grazie più grande è per i miei genitori, che mi hanno permesso di raggiungere questo risultato straordinario e che hanno creduto sempre in me.

Infine l'ultimo grazie va a mio fratello Alessandro, che (a modo suo) mi ha sempre sostenuto fin dall'inizio.

Sommario

La seguente tesi descrive lo studio del campo di moto di un getto isoterma attraverso la tecnica Stereoscopic Particle Image Velocimetry (SPIV), che rileva la componente di velocità uscente dal piano di misura.

La fase iniziale di questo lavoro è stata dedicata alla messa a punto di tale tecnica, agendo sulla configurazione geometrica del sistema e sui parametri di ciascuna telecamera in modo da garantire la migliore qualità delle immagini e la migliore accuratezza delle misure.

Successivamente è stata condotta un'analisi mediante il sistema SPIV su un getto libero dotato di moto di swirl al variare del grado di swirl. Quest'ultimo è stato quantificato attraverso il numero di Swirl. Tale numero è valutato mediante un'integrazione numerica dei profili sperimentali delle componenti di velocità assiale e tangenziale. Come atteso si osserva la formazione del vortex breakdown ad alti numeri di swirl ($S > 0,85$).

Infine i risultati delle prove SPIV sono stati confrontati con quelli ottenuti in lavori precedenti mediante le tecniche PIV e LDV, dove lo stesso getto era confinato dalle pareti della camera di combustione. Dal confronto dei diversi profili di velocità misurati all'efflusso del bruciatore (dove l'effetto del confinamento è minimo) emerge un buon accordo tra i vari metodi di misura. Inoltre la PIV evidenzia una sovrastima dei valori degli RMS delle singole componenti di velocità rispetto a quelli misurati attraverso la Stereo PIV e ciò è imputabile all'errore prospettico intrinseco della tecnica PIV (con Stereo).

Parole chiave: Stereoscopic Particle Image Velocimetry (SPIV), Numero di Swirl, flussi con moto di swirl, getto libero swirlato, getto isoterma

Abstract

The following thesis describes the study of the flow field of an isothermal jet through the Stereoscopic Particle Image Velocimetry (SPIV) technique, which extracts the out-of-plane velocity component.

The initial part has been dedicated to the development of this technique, acting on the geometrical configuration of the system and on the parameters of each camera in order to ensure the best image quality and the best measurement accuracy.

Subsequently, an analysis has been performed using the SPIV system on a free swirling jet varying the swirl degree. The latter has been quantified by the Swirl number. This number is evaluated by a numerical integration of the experimental profiles of the axial and tangential velocity components. As expected, we observe the formation of vortex breakdown for high Swirl numbers ($S > 0,85$).

Finally the results of the SPIV tests have been compared with those obtained in previous works by the PIV and LDV techniques, where the same jet was confined by the walls of the combustion chamber. By the comparison of the different velocity profiles measured at the outflow of the burner (where the effect of the confinement is minimal) a good agreement between the various methods of measurement has been found. In addition, the PIV shows an overestimation of the RMS values of the individual components of velocity, compared to those measured by SPIV and this is due to the perspective error concerning the PIV technique (with Stereo).

Key words: Stereoscopic Particle Image Velocimetry (SPIV), Swirl Number, Swirl flows, free swirling jet, isothermal jet.

Indice

Sommario	i
Abstract	ii
1 Capitolo 1	1
1.1 Motivazioni e obiettivi	1
1.2 Perché si usa la PIV Stereoscopica.....	1
1.3 Getti con moto di swirl	3
Bibliografia	9
2 Capitolo 2	11
2.1 Particle Image Velocimetry (PIV).....	11
2.2 Stereoscopic Particle Image Velocimetry (SPIV)	12
2.2.1 Disposizioni della PIV stereoscopica.....	13
2.2.2 Condizione di Scheimpflug.....	16
2.2.3 Analisi dell'errore	16
2.2.4 Calibrazione	20
2.2.5 Correzione della funzione di mappatura	24
2.2.6 Metodi di ricostruzione	25
3 Capitolo 3	31
3.1 Particelle traccianti	31
3.1.1 Inseminatore.....	33
3.2 Laser	34
3.3 Sistema ottico	35
3.3.1 Videocamere	36
3.3.2 Cenni di ottica	37
3.4 Sincronizzatore	39
3.5 Piastra di calibrazione.....	40
3.6 Software di acquisizione.....	40
3.6.1 Procedura di Calibrazione	41
3.6.2 Acquisizione delle immagini e background.....	42

3.6.3	Affinamento della calibrazione	44
3.6.4	Generazione delle mappe vettoriali.....	45
	Bibliografia	50
4	Capitolo 4.....	51
4.1	Bruciatore a swirl	51
4.2	Flussimetri	53
4.3	Impianto di alimentazione	56
4.4	Sistema di riferimento	57
	Bibliografia	58
5	Capitolo 5.....	59
5.1	Impianto sperimentale e procedura	59
5.2	Condizioni di prova analizzate	61
5.3	Mappe vettoriali stereoscopiche medie	63
5.4	Mappe scalari relativi alla velocità tangenziale.....	64
5.5	Mappe scalari del numero di campioni utilizzati	65
5.6	Profili di velocità e degli RMS.....	68
5.6.1	Prova con $S=0,19$ e $Re=14664$	68
5.6.2	Prova con $S=0,85$ e $Re=14664$	71
5.6.3	Prova con $S=1,60$ e $Re=14664$	74
5.6.4	Prove con $S=1,65$ e $Re=14664$	77
5.7	Profilo delle velocità assiali lungo l'asse del getto	80
5.8	Confronto tra Stereo PIV e PIV.....	82
5.8.1	Portata tangenziale 150 NI/min ($SR=0,34$).....	82
5.8.2	Portata tangenziale 200 NI/min ($SR=0,45$).....	84
5.8.3	Profilo lungo l'asse del getto.....	87
5.9	Confronto Stereo PIV e LDV	87
5.10	Calcolo della portata all'efflusso	92
5.11	Calcolo del numero di swirl.....	94
5.12	Correlazione adattiva con AI 32x32	95
	Bibliografia	98
6	Capitolo 6.....	99

6.1	Conclusioni.....	99
6.2	Sviluppi futuri.....	100

Indice delle figure

Figura 1.1 Errore di prospettiva [1].....	2
Figura 1.2 Schematizzazione di un getto a basso numero di swirl [7].....	5
Figura 1.3 Ricircolazione dovuta alla scia provocata da un corpo tozzo [8]	6
Figura 1.4 Schematizzazione di un getto ad alto numero di swirl [9].....	6
Figura 1.5 Caso con $S>0,6$ di un getto confinato [10]	7
Figura 1.6 Bolla assialsimmetrica [11]	7
Figura 1.7 Spirale instazionaria [12]	8
Figura 1.8 Schema di un getto libero con $S>0,6$ e $18000<Re<20000$ [10].....	8
Figura 2.1 Principio di funzionamento della PIV [2].....	11
Figura 2.2 Principio di funzionamento della PIV Stereoscopica [4]	12
Figura 2.3 Sistema traslazionale [6].....	13
Figura 2.4 Sistema rotazionale [6]	14
Figura 2.5 Sovrapposizione di griglie distorte [6]	15
Figura 2.6 Disposizione angolare adottata da Willert [9]	15
Figura 2.7 Condizione di Scheimpflug [9].....	16
Figura 2.8 Configurazione generale della SPIV [10].....	17
Figura 2.9 Andamento di er in funzione di $x/d0$ per diversi valori di $h/d0$ e per $y=0, z=0$ in un sistema traslazionale [10]	19
Figura 2.10 Andamento di er in funzione di $x/d0$ per diversi valori di α e per $y=0, z=0$ in un sistema rotazionale [10].....	19
Figura 2.11 Bersaglio di calibrazione planare (sinistra) e multilivello (destra) [4]	20
Figura 2.12 Modello Pinhole [15].....	22
Figura 2.13: Processo di triangolazione [16]	25
Figura 2.14 Componenti del vettore spostamento 2D3C [9]	26
Figura 3.1 Luce diffusa di particelle aventi diametro differente [2]	32
Figura 3.2 Atomizzatore.....	34
Figura 3.3 Laser Quanta System	35
Figura 3.4 Le due telecamere montate sul traslatore.....	36
Figura 3.5 Adattore Scheimpflug montato sulla telecamera Hamamatsu C8484-05C	37
Figura 3.6 Diffrazione di una sorgente puntiforme.....	38
Figura 3.7 Disco di Airy (a) [6] e distribuzione di Airy approssimata alla funzione di Gauss (b) [1].....	38
Figura 3.8 Piastra di calibrazione a due livelli 270x190 mm.....	40
Figura 3.9 Quando la lama laser è allineata col centro del target, il primo livello si trova a $Z=3$ [6].....	41
Figura 3.10 Griglia del nuovo sistema di coordinate (X,Y,Z)	42
Figura 3.3.11 Immagini del getto acquisite da una delle due telecamere	43
Figura 3.12 Immagini di background acquisite da una delle due telecamere	43

Figura 3.13 Immagini del getto senza lo sfondo da una delle due telecamere....	44
Figura 3.14 Mappa disparità	44
Figura 3.15 Parametri utilizzati nell'adaptive correlation (sinistra) e criteri di convalida (destra).....	47
Figura 3.16 mappe istantanee di correlazione adattiva delle due telecamere	48
Figura 3.17 Mappa Stereo PIV istantanea.....	48
Figura 3.18 Parametri calcolati nel Vector Statistic [6].....	49
Figura 4.1 Bruciatore a swirl.....	51
Figura 4.2 Sezione del bruciatore [4].....	53
Figura 4.3 I 3 flussimetri IN FLOW Bronkhorst utilizzati	54
Figura 4.4 Schema di funzionamento del flussimetro Bronkhorst [3].....	55
Figura 4.5 Sensore del flussimetro [3].....	55
Figura 4.6 Linea di alimentazione aria e acqua del laboratorio di combustione e diagnostiche ottiche del Dipartimento di Energia.....	56
Figura 4.7 Schema della linea di aria compressa [2]	57
Figura 4.8 Sistema di riferimento.....	57
Figura 5.1 Impianto sperimentale	59
Figura 5.2 Disposizione delle camere durante la calibrazione.....	60
Figura 5.3 Immagini del getto d'aria nel caso di: $S=0,19$ (a), $S=0,85$ (b), $S=1,60$ (c), $S=1,65$ (d)	61
Figura 5.4 Immagini del getto senza sfondo della telecamere 1 (a) e 2 (b) per $S=0,19$	62
Figura 5.5 Immagini del getto senza sfondo della telecamere 1 (a) e 2 (b) per $S=0,85$	63
Figura 5.6 Immagini del getto senza sfondo della telecamere 1 (a) e 2 (b) per $S=1,60$	63
Figura 5.7 Immagini del getto senza sfondo della telecamere 1 (a) e 2 (b) per $S=1,65$	63
Figura 5.8 mappe stereoscopiche medie del getto d'aria nel caso di: $S=0,19$ (a), $S=0,85$ (b), $S=1,60$ (c), $S=1,65$ (d).....	64
Figura 5.9 Scala cromatica della velocità tangenziale [m/s] per $S=0,19$	64
Figura 5.10 Scala cromatica della velocità tangenziale [m/s] per $S=0,85$, $S=1,60$, $S=1,65$	64
Figura 5.11 mappe scalari relative alla velocità tangenziale nel caso di: $S=0,19$ (a), $S=0,85$ (b), $S=1,60$ (c), $S=1,65$ (d)	65
Figura 5.12 Scala cromatica del numero dei campioni validi.....	65
Figura 5.13 mappe scalari del numero dei campioni nel caso di: $S=0,19$ (a), $S=0,85$ (b), $S=1,60$ (c), $S=1,65$ (d).....	66
Figura 5.14 Scala cromatica del numero di campioni utilizzati per costruire la mappa di correlazione adattiva delle due telecamere.....	66
Figura 5.15 Mappe scalari del numero dei vettori validi ottenute dalle mappe medie di correlazione adattiva per la camere 1 (a) e 2 (b) nel caso di $S=0,19$...	67

Figura 5.16 Mappe scalari del numero dei vettori validi ottenute delle mappe medie di correlazione adattiva per la camere 1 (a) e 2 (b) nel caso di $S=0,85$...	67
Figura 5.17 Mappe scalari del numero dei vettori validi ottenute delle mappe medie di correlazione adattiva per la camere 1 (a) e 2 (b) nel caso di $S=1,60$...	67
Figura 5.18 Mappe scalari del numero dei vettori validi ottenute delle mappe medie di correlazione adattiva per la camere 1 (a) e 2 (b) nel caso di $S=1,65$...	68
Figura 5.19 Profili di velocità radiale al variare della quota assiale per $S=0,19$ e $Re=14664$	69
Figura 5.20 Profili di velocità assiale al variare della quota assiale per $S=0,19$ e $Re=14664$	69
Figura 5.21 Profili di velocità tangenziale al variare della quota assiale per $S=0,19$ e $Re=14664$	70
Figura 5.22 Andamento degli RMS radiali al variare della quota assiale per $S=0,19$ e $Re=14664$	70
Figura 5.23 Andamento degli RMS assiali al variare della quota assiale per $S=0,19$ e $Re=14664$	71
Figura 5.24 Andamento degli RMS tangenziali al variare della quota assiale per $S=0,19$ e $Re=14664$	71
Figura 5.25 Profili di velocità radiale al variare della quota assiale per $S=0,85$ e $Re=14664$	72
Figura 5.26 Profili di velocità assiale al variare della quota assiale per $S=0,85$ e $Re=14664$	72
Figura 5.27 Profili di velocità tangenziale al variare della quota assiale per $S=0,85$ e $Re=14664$	73
Figura 5.28 Andamento degli RMS radiali al variare della quota assiale per $S=0,85$ e $Re=14664$	73
Figura 5.29 Andamento degli RMS assiali al variare della quota assiale per $S=0,85$ e $Re=14664$	74
Figura 5.30 Andamento degli RMS tangenziali al variare della quota assiale per $S=0,85$ e $Re=14664$	74
Figura 5.31 Profili di velocità radiale al variare della quota assiale per $S=1,60$ e $Re=14664$	75
Figura 5.32 Profili di velocità assiale al variare della quota assiale per $S=1,60$ e $Re=14664$	75
Figura 5.33 Profili di velocità tangenziale al variare della quota assiale per $S=1,60$ e $Re=14664$	76
Figura 5.34 Andamento degli RMS radiali al variare della quota assiale per $S=1,60$ e $Re=14664$	76
Figura 5.35 Andamento degli RMS assiali al variare della quota assiale per $S=1,60$ e $Re=14664$	77
Figura 5.36 Andamento degli RMS tangenziali al variare della quota assiale per $S=1,60$ e $Re=14664$	77

Figura 5.37 Profili di velocità radiale al variare della quota assiale per $S=1,65$ e $Re=14664$	78
Figura 5.38 Profili di velocità assiale al variare della quota assiale per $S=1,65$ e $Re=14664$	78
Figura 5.39 Profili di velocità tangenziale al variare della quota assiale per $S=1,65$ e $Re=14664$	79
Figura 5.40 Andamento degli RMS radiali al variare della quota assiale per $S=1,65$ e $Re=14664$	79
Figura 5.41 Andamento degli RMS assiali al variare della quota assiale per $S=1,65$ e $Re=14664$	80
Figura 5.42 Andamento degli RMS tangenziali al variare della quota assiale per $S=1,65$ e $Re=14664$	80
Figura 5.43 Profili di velocità assiale lungo l'asse $x=0$ per le diverse prove.....	81
Figura 5.44 Andamenti degli RMS assiali lungo l'asse $x=0$ per le diverse prove	81
Figura 5.45 Mappe vettoriali medie SPIV (a) e PIV [1] (b) nel caso di 150T-290A.....	82
Figura 5.46 Confronto SPIV e PIV attraverso i profili di velocità radiale (a) e assiale (b) per $SR=0,34$ alla quota $y/D=0,11$	83
Figura 5.47 Confronto SPIV e PIV attraverso gli andamenti degli RMS radiale (a) e assiale (b) per $SR=0,34$ alla quota $y/D=0,11$	84
Figura 5.48 Confronto SPIV e PIV attraverso i profili di velocità radiale (a) e assiale (b) per $SR=0,34$ alla quota $y/D=0,15$	84
Figura 5.49 Confronto SPIV e PIV attraverso gli andamenti degli RMS radiale (a) e assiale (b) per $SR=0,34$ alla quota $y/D=0,15$	84
Figura 5.50 Mappe vettoriali medie SPIV (a) e PIV [2] (b) nel caso di 200T-240A.....	85
Figura 5.51 Confronto SPIV e PIV attraverso i profili di velocità radiale (a) e assiale (b) per $SR=0,45$ alla quota $y/D=0,11$	86
Figura 5.52 Confronto SPIV e PIV attraverso gli andamenti degli RMS radiale (a) e assiale (b) per $SR=0,34$ alla quota $y/D=0,11$	86
Figura 5.53 Confronto SPIV e PIV attraverso i profili di velocità radiale (a) e assiale (b) per $SR=0,45$ alla quota $y/D=0,15$	86
Figura 5.54 Confronto SPIV e PIV attraverso gli andamenti degli RMS radiale (a) e assiale (b) per $SR=0,45$ alla quota $y/D=0,15$	87
Figura 5.55 Confronto delle velocità assiali (a) e degli RMS assiali (b) tra le misure SPIV e PIV lungo l'asse del getto	87
Figura 5.56 Confronto SPIV e LDV attraverso i profili di velocità assiale (a) e tangenziale (b) per $SR=0,11$ alla quota $y/D=0,14$	88
Figura 5.57 Confronto SPIV e LDV attraverso gli andamenti degli RMS assiale (a) e tangenziale (b) per $SR=0,11$ alla quota $y/D=0,14$	88
Figura 5.58 Rappresentazione del volume di misura [4]	89

Figura 5.59 Confronto SPIV e LDV attraverso i profili di velocità radiale (a) e assiale (b) per SR=0,23 alla quota y/D=0,14	90
Figura 5.60 Confronto SPIV e LDV attraverso gli andamenti degli RMS radiale (a) e assiale (b) per SR=0,23 alla quota y/D=0,14	90
Figura 5.61 Confronto SPIV e LDV attraverso i profili di velocità radiale (a) e assiale (b) per SR=0,34 alla quota y/D=0,14	90
Figura 5.62 Confronto SPIV e LDV attraverso gli andamenti degli RMS radiale (a) e assiale (b) per SR=0,34 alla quota y/D=0,14	91
Figura 5.63 Confronto SPIV e LDV attraverso i profili di velocità radiale (a) e assiale (b) per SR=0,45 alla quota y/D=0,14	91
Figura 5.64 Confronto SPIV e LDV attraverso gli andamenti degli RMS radiale (a) e assiale (b) per SR=0,45 alla quota y/D=0,14	91
Figura 5.65 Grafici portata cumulata Qv' sul raggio R per S=0,19 (a), S=0,85 (b), S=1,60 (c), S=1,65 (d)	92
Figura 5.66 Confronto tra le portate in funzione dello Split Ratio SR	93
Figura 5.67 Grafico del numero di swirl S_2 in funzione della quota assiale al variare dello Split Ratio SR.....	94
Figura 5.68 Andamento di S_2 e S_3 in funzione dello split ratio	95
Figura 5.69 Scala cromatica del numero dei campioni validi utilizzando come AI 32x32.....	95
Figura 5.70 mappe scalari del numero dei campioni con S=0,19 (a), S=0,85 (b), S=1,60 (c), S=1,65(d) adottando come AI 32x 32	96
Figura 5.71 Confronto tra AI 16x16 e AI 32x32 attraverso i profili di velocità radiale (a) e i relativi RMS (b) per SR=0,45 alla quota y/D=0,11	96
Figura 5.72 Confronto tra AI 16x16 e AI 32x32 attraverso i profili di velocità assiale (a) e i relativi RMS (b) per SR=0,45 alla quota y/D=0,11	97
Figura 5.73 Confronto tra AI 16x16 e AI 32x32 attraverso i profili di velocità tangenziale (a) e i relativi RMS (b) per SR=0,45 alla quota y/D=0,11.....	97

Indice delle tabelle

Tabella 3.1 Controllo dell'adeguatezza dell'olio siliconico	33
Tabella 4.1 Caratteristiche tecniche dei flussimetri adoperati [3].....	54
Tabella 5.1 Prove sperimentali effettuate.....	61
Tabella 5.2 Paramteri di correlazione adattiva utilizzati da Vanni [1] per 150T - 290A.....	83
Tabella 5.3 Paramteri di correlazione adattiva utilizzati da Lo Balbo, Grosso, Martiniago [2]	85
Tabella 5.4 Caratteristiche ottica di trasmissione e ricezione [4]	89
Tabella 5.5 Parametri caratteristici del volume di misura [4].....	89
Tabella 5.6 Confronto tra la portata totale calcolata con quella imposta.....	93

1 Capitolo 1

Introduzione

1.1 Motivazioni e obiettivi

I flussi dotati di swirl sono studiati da decenni per via del loro sfruttamento nel campo industriale, basti pensare che influenzano il funzionamento dei separatori a ciclone, dei combustori delle moderne turbine a gas, dei bruciatori delle caldaie e anche delle turbomacchine. In particolar modo permettono di migliorare l'efficienza fluidodinamica e di ridurre le emissioni degli inquinanti. Nel laboratorio di combustione e diagnostiche ottiche del Dipartimento di Energia del Politecnico di Milano si è analizzato lo swirl attraverso LDV e la PIV: il primo consente di effettuare misure puntuali, mentre il secondo fornisce due componenti di velocità.

In tale ambito rientra il suddetto lavoro di tesi, il quale si prefigge di valutare le caratteristiche di un getto d'aria swirlato attraverso la tecnica della PIV Stereoscopica e di confrontare i risultati con quelli ottenuti in lavori precedenti, in cui si utilizzava le tecniche LDV e PIV classica (non stereo).

1.2 Perché si usa la PIV Stereoscopica

La tecnica più famosa per visualizzare una corrente di fluido è la PIV (il cui funzionamento verrà descritto brevemente nel *capitolo 2*), che consiste nell'adoperare una telecamera posta perpendicolarmente alla lama laser. Il software della videocamera, attraverso l'elaborazione delle immagini acquisite, rileva le componenti di velocità radiale e assiale delle particelle.

La mancata informazione sulla componente ortogonale al piano di misura determina il cosiddetto *errore di prospettiva* [1], come mostrato nella figura 1.1.

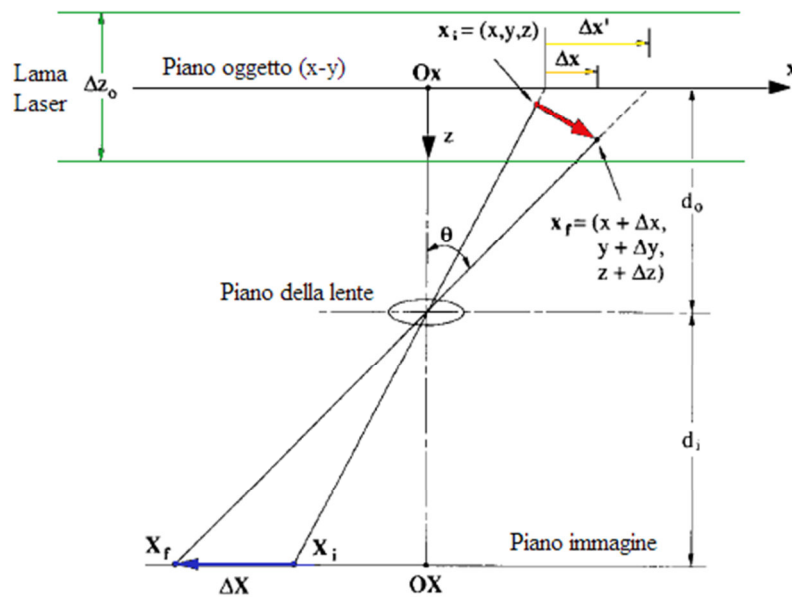


Figura 1.1 Errore di prospettiva [1]

Dalla figura 1.1 si vede che la particella illuminata dalla lama laser si muove in direzione della telecamera. La componente radiale di tale spostamento è Δx e questo viene proiettato nel piano immagine 2D come ΔX . Ma questo ΔX non è la componente radiale dello spostamento reale bensì quella apparente $\Delta x'$, in quanto la telecamera vede la proiezione della particella appartenente al piano $z=0$.

Prasad e Jensen hanno valutato l'errore relativo ε di questo fenomeno come [1]:

$$\varepsilon = (\varepsilon_x, \varepsilon_y) = \left(\frac{\Delta z}{\Delta x} \tan \vartheta_x, \frac{\Delta z}{\Delta y} \tan \vartheta_y \right) \quad (1.1)$$

Dove $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ sono le componenti dello spostamento reale e ϑ_x, ϑ_y sono le proiezioni rispettivamente sui piani $x-z$ e $x-y$ di θ , che è l'angolo tra l'asse della telecamera e la retta passante per la posizione finale reale x_f della particella.

Dalla formula (1.1) si può dedurre che l'errore di prospettiva è forte in corrispondenza del bordo dell'immagine e in presenza di una elevata componente di velocità perpendicolare alla lama laser.

Fatte queste considerazioni, l'obiettivo della PIV Stereoscopica (o Stereo PIV) è quello di ricavare l'informazione sulla componente di velocità uscente dal piano di misura e conseguentemente ottenere le 3 componenti dello spostamento reale delle particelle traccianti.

1.3 Getti con moto di swirl

Un getto swirlato è realizzato attraverso l'introduzione di una componente di velocità tangenziale, la quale determina un moto a spirale nella corrente fluida. Nella pratica si ottiene il moto di swirl mediante tre soluzioni tecnologiche:

1. Generatore di swirl con ingresso misto assiale e tangenziale.
2. Serie di alette.
3. Condotti rotanti che determinano la rotazione del flusso.

Nel *capitolo 4* descriverò la soluzione adottata nel mio lavoro di tesi. Questa presenta dei vantaggi dovuti a una facilità di funzionamento e a un ampio intervallo di regolazione del numero di swirl, ma al contempo sono difficili da gestire a causa delle elevate cadute di pressione [2], che la rendono utilizzabile solo per fini di ricerca.

In letteratura tale fenomeno fluidodinamico è descritto attraverso dal numero di swirl S , che è definito come rapporto tra il flusso assiale della componente tangenziale della quantità di moto e il prodotto del flusso assiale della componente assiale della quantità di moto per il raggio del bruciatore [2], [3]:

$$S = \frac{\int_0^R (\rho v w + \rho \overline{v' w'}) r^2 dr}{R \int_0^R \left[\rho v^2 + \rho \overline{v'^2} - \rho \frac{1}{2} w^2 - \rho \frac{1}{2} (\overline{w'^2} + \overline{u'^2}) \right] r dr} \quad (1.2)$$

Dove u, v, w sono le componenti di velocità radiale, assiale e tangenziale espresse in coordinate polari e u', v', w' sono le corrispettivi termini fluttuanti di velocità. Frequentemente questa formula viene semplificata in quanto è molto difficile misurare correttamente tutti i termini della formula (1.2). Nella mia tesi adatterò la formula proposta da Chigier&Beer [4], in cui sono trascurate per il numeratore le componenti turbolente, mentre per il denominatore il termine degli sforzi di Reynolds $\overline{v'^2} - \frac{1}{2} (\overline{w'^2} + \overline{u'^2})$:

$$S_2 = \frac{\int_0^R (\rho v w) r^2 dr}{R \int_0^R (\rho v^2 - \rho \frac{1}{2} w^2) r dr} \quad (1.3)$$

Questo valore sarà confrontato nel *capitolo 5* con quello ottenuto con la definizione di Gupta [2] (adottata da Farina e Tedde [5]), in cui si omette anche il contributo della pressione $\frac{1}{2} w^2$:

$$S_3 = \frac{\int_0^R (\rho v w) r^2 dr}{R \int_0^R (\rho v^2) r dr} \quad (1.4)$$

Nell'analisi può essere utile definire il grado di swirl attraverso il numero di swirl geometrico S_g , che considera la geometria del bruciatore e le portate immesse [6]:

$$S_g = \frac{\pi r_0 D}{2A_t} \left(\frac{\dot{m}_t}{\dot{m}_t + \dot{m}_a} \right)^2 \quad (1.5)$$

$$SR = \frac{\dot{m}_t}{\dot{m}_t + \dot{m}_a} \quad (1.6)$$

Dove r_0 è il raggio interno del bruciatore (prima del convergente), D è il diametro del condotto dell'aria in prossimità dell'ugello, A_t è l'area totale dei fori di iniezione dell'aria tangenziale, \dot{m}_t è la portata massica di aria tangenziale, \dot{m}_a è la portata massica di aria assiale e SR è lo Split Ratio.

Un modo alternativo e più semplice di approssimazione del moto di swirl rispetto a quelli visti finora è rappresentato dal modello di *plug flow* [2], in cui il flusso è visto come un cilindro "fluidico" in rotazione rigida attorno all'asse con velocità angolare Ω che trasla lungo l'asse stesso con velocità v_0 . Nella suddetta rappresentazione lungo il raggio del condotto r , la velocità assiale v rimane costante, mentre la velocità tangenziale w varia proporzionalmente con esso, come descritto dalle seguenti formule:

$$v(r) = v_0 \quad e \quad w(r) = \Omega r \quad (1.7)$$

Seguendo la trattazione del modello presente in [2], si trova una formula semplificata che lega il numero di swirl con il parametro $G = \Omega R / v_0$ (il quale rappresenta il rapporto delle velocità massime verificate all'efflusso):

$$S = \frac{G/2}{1 - (G/2)^2} \quad (1.8)$$

L'equazione (1.8) rappresentativa del modello *plug flow* ci da il numero di swirl attraverso la conoscenza del raggio di efflusso e delle velocità assiali e tangenziali, però il limite di tale formula è che descrive bene la fluidodinamica del processo solo per valori bassi del numero di Swirl ($S \leq 0,2$).

Nello studio dello Swirl, per un fluido incomprimibile, bisogna tenere conto anche del numero di Reynolds definito dalla seguente relazione :

$$Re = \frac{\rho v_0 D}{\mu} \quad (1.9)$$

In cui $v_0 = Q/A$ è la velocità media basata sulla portata volumetrica Q e la sezione di efflusso A , D è il diametro di tale sezione, ρ e μ sono rispettivamente la densità e la viscosità cinematica del fluido in esame.

Dalle formule (1.2), (1.3) e (1.4) vediamo che esiste una dipendenza non lineare tra S e l'intensità degli effetti indotti dal moto swirl e dunque in letteratura si propende a classificare le correnti swirlate in flussi a basso numero di swirl ($S < 0,4$) e flussi ad alto numero di swirl ($S > 0,6$).

I flussi a basso numero di swirl sono caratterizzati da un getto avente un'elevata estensione radiale e forte richiamo dell'aria laterale al getto stesso (detto entrainment), mentre la velocità assiale cala rapidamente all'aumentare del grado di swirl (vedi figura 1.2). In una corrente in rotazione la conservazione della quantità di moto impone un gradiente di pressione radiale con lo scopo di bilanciare le forze centrifughe:

$$\frac{\partial p}{\partial r} = \rho \frac{w^2}{r} \quad (1.10)$$

Nel getto libero, l'effetto del gradiente della formula (1.10) è quello di aumentare la pressione lungo la direzione radiale, cosicché si hanno pressioni inferiori a quella atmosferica in corrispondenza dell'asse del getto e pressioni più alte nelle zone distanti da tale asse.

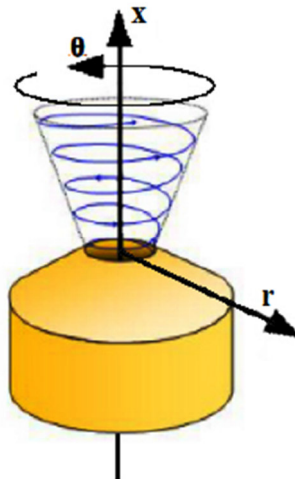


Figura 1.2 Schematizzazione di un getto a basso numero di swirl [7]

Allontanandoci dall'efflusso lungo l'asse x della figura 1.2, si ha un decadimento della velocità assiale a causa della dissipazione viscosa, generando

così un gradiente positivo $\partial p/\partial x > 0$ in direzione assiale. Tale gradiente tende a far espandere il getto radialmente attraverso l'aumento di $\partial p/\partial r$, ma non è in grado di fare innescare una ricircolazione.

La ricircolazione è possibile anche per queste situazioni attraverso un corpo tozzo che fa da ostacolo al flusso, come è raffigurato dal figura 1.3.

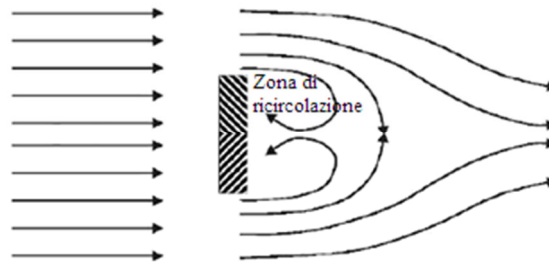


Figura 1.3 Ricircolazione dovuta alla scia provocata da un corpo tozzo [8]

Nei flussi ad alto numero di swirl, in prossimità dell'efflusso, i forti gradienti $\partial p/\partial x$ e $\partial p/\partial r$ danno origine una struttura del getto rappresentata in figura 1.4.

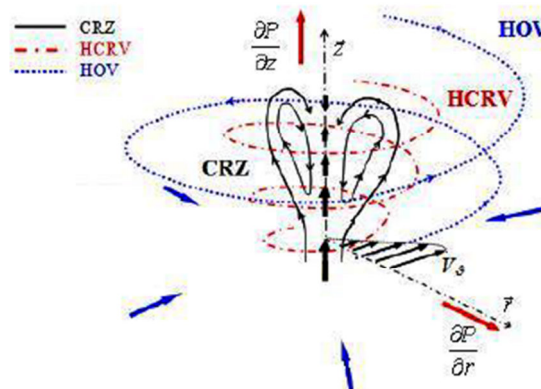


Figura 1.4 Schematizzazione di un getto ad alto numero di swirl [9]

In questa configurazione, lungo la direzione assiale, si ha un'inversione del getto tale da innescare una ricircolazione toroidale assialsimmetrica del flusso denominata Central Toroidal Recirculation Zone (CTRZ), che si estende per 5 diametri. Questa bolla di ricircolazione è caratterizzata da velocità assiali negative la cui dimensione e forma variano in base al numero di swirl e alle condizioni esterne a cui si trova il flusso [2]. Infatti, nel caso di un getto confinato (che è stato trattato da Vanni [10]), a fianco del CTRZ, si formano due zone di ricircolazione, denominate Corner Recirculation Zone (CRZ), come è mostrato nella figura 1.5. I fattori che causano questa nuova bolla di ricircolazione sono l'esistenza delle pareti e il fenomeno dell'entrainment: a

causa della viscosità dei gas presenti nella CTRZ, il getto trascina con sé l'aria circostante, ma data la conformazione di confinamento allora tende a richiamare l'aria che si trova a valle dell'efflusso, generando così una zona di ricircolazione laterale.

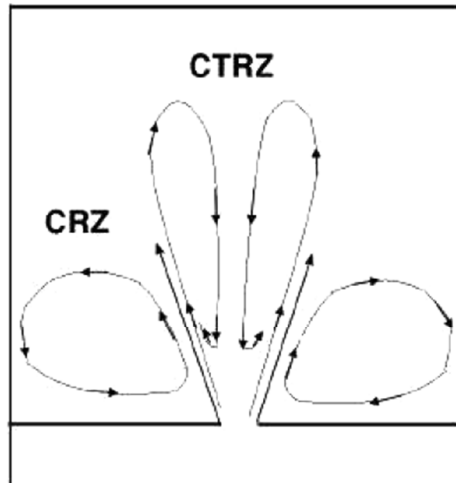


Figura 1.5 Caso con $S > 0,6$ di un getto confinato [10]

Nella figura 1.4 ci sono due vortici elicoidali che circondano la bolla di ricircolazione centrale:

- Helical Central Vortex (HCRV), che si interfaccia direttamente con la CTRZ.
- Helical Outer Vortex (HOV), che controlla il fenomeno dell'entrainment.

Per $S > 0,6$ e $Re > 2000$ si instaura una prima instabilità denominata Vortex Breakdown, che è una piccola bolla chiusa di ricircolazione posta sull'asse di simmetria oltre la quale il flusso si ripresenta nella sua forma stabile per poi frantumarsi in più vortici a una certa distanza da essa. Questo fenomeno si può manifestare sotto forma di una bolla assialsimmetrica (figura 1.6) o come una spirale fortemente instazionaria (figura 1.7), le quali hanno come caratteristiche comuni la forte decelerazione del getto e la presenza di un punto di ristagno.



Figura 1.6 Bolla assialsimmetrica [11]

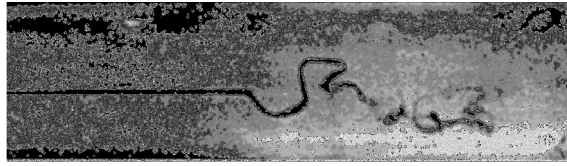


Figura 1.7 Spirale instazionaria [12]

Per $S > 0,6$ e $18000 < Re < 20000$ avviene una seconda instabilità periodica e 3D chiamata Precessing Vortex Core (PVC) [13], dove si osservano uno spostamento del centro del vortice dall'asse di simmetria del getto e un moto di precessione dell'asse del vortice attorno all'asse geometrico della sezione d'efflusso. In questa situazione il PVC è la struttura vorticoso che controlla la dinamica del getto [14] e nello studio del moto di swirl bisogna tenere conto anche della frequenza in cui avviene tale fenomeno [15].

La figura 1.8 descrive la struttura del getto libero per alti numeri di swirl e per $18000 < Re < 20000$, in cui ci sono riportate tutte le strutture fluidodinamiche che intervengono nel campo di moto.

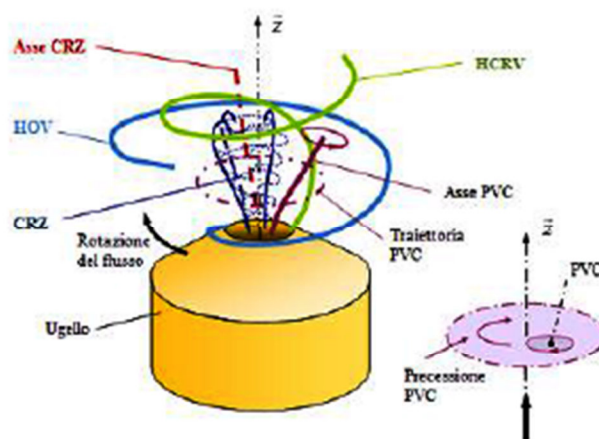


Figura 1.8 Schema di un getto libero con $S > 0,6$ e $18000 < Re < 20000$ [10]

La presenza di getti swirlati ha dei benefici nei processi di combustione, tra i quali [16]:

- Maggior stabilità della fiamma grazie alla CTRZ, la quale determina un aumento della velocità di miscelamento dei prodotti di combustione con la miscela fresca.
- Riduzione della lunghezza di fiamma dovuta al miglior miscelamento tra aria e combustibile che permette alla fiamma di stabilizzarsi in prossimità dell'efflusso, senza l'ausilio dei corpi tozzi.
- Diminuzione degli inquinanti.

Bibliografia

- [1] A.K. Prasad, R.J. Adrian, “*Stereoscopic particle image velocimetry applied to liquid flows*” Exp. Fluids 15, pp 49–60. 1993.
- [2] Gupta A.K., Lilley D.G., Syred N., “*Swirl Flows*”, Abacus Press, Tunbridge Wells, UK, 1984.
- [3] Chigier N.A., Chervinsky J.M., “*Experimental Investigation of Swirling Vortex Motion in Jets*”, J Appl Mech 34:443-451, 1967
- [4] Chigier N.A., Beer J.M., Velocity and Static Pressure Distributions in Swirling air Jets Issuing from Annular and Divergent Nozzles, Transactions of ASME. J Basic Eng 86:788-796 (1964)
- [5] I. Farina, P. P. Tedde, “*Progettazione e caratterizzazione sperimentale in regime isoterma di un bruciatore a swirl*”, Tesi di laurea in Ingegneria Meccanica, Politecnico di Milano, A.A. 2005-2006.
- [6] T. C. Claypole, N. Syred: “*The Effect of Swirl Burner Aerodynamic on NO_x Formation*”, 18th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh, PA, pp. 81, 1981
- [7] F.Mirelli, “*analisi sperimentale della struttura di un getto libero isoterma al variare del grado di swirl*”, Tesi di laurea in Ingegneria Aerospaziale, Politecnico di Milano, A.A. 2008-2009.
- [8] M. Kutz, “*Mechanical engineers' handbook - Energy and Power*”, (3rd edition), John Wiley & Sons, 2006.
- [9] Grosso, A., Martignago, M., Lo Balbo, A. A., “*Analisi sperimentale e numerica di un bruciatore a swirl*”, Tesi di laurea in Ingegneria Energetica, Politecnico di Milano, A.A. 2011-2012
- [10] M. Vanni, “*Analisi sperimentale e numerica di un getto isoterma confinato ad alto grado di swirl*”, Tesi di laurea in Ingegneria Meccanica, Politecnico di Milano, A.A. 2010-2011.

- [11] T. Sarpkaya, “*On stationary and traveling vortex breakdown phenomenon*”, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 45, pp. 545–559, 1971
- [12] S. Leibovich, “*The structure of vortex breakdown*”, Annual Review of Fluid Mechanics, Vol.10, pp. 221-246, 1978.
- [13] N. Syred, “*A review of oscillation mechanism and the role of the precessing vortex core (PVC) in swirl combustion systems*”, School of engineering, Cardiff University, 2004.
- [14] C.E. Cala, E.C. Fernandes, M.V. Heitor, S.I. Shtork. “*LDA analysis of PVC central recirculation zone interaction in a model vortex burner*” - 12th International Symposium On Applications of Laser Techniques, Lisbon, July 2004.
- [15] Liang H., T. Maxworthy T., “*An Experimental Investigation of Swirling Jets*”, Journal of Fluid Mechanics, 525:115-159, 2005.
- [16] Syred N., Beer J. M., “*Combustion in swirling flow: a review*”, Combustion and Flame, Vol. 23, Pag.143-201, 1974.

2 Capitolo 2

Tecnica Stereo PIV

2.1 Particle Image Velocimetry (PIV)

La Particle Image Velocimetry (PIV) è una tecnica di misura che consente di analizzare il campo di velocità dei fluidi. Oggi, grazie all'evoluzione che si è riscontrata nel campo dell'ottica, tale tecnica è utilizzata nello studio dell'aerodinamica delle turbine eoliche, nella visualizzazione della fluidodinamica nelle turbomacchine e nella progettazione dei bruciatori a gas [1].

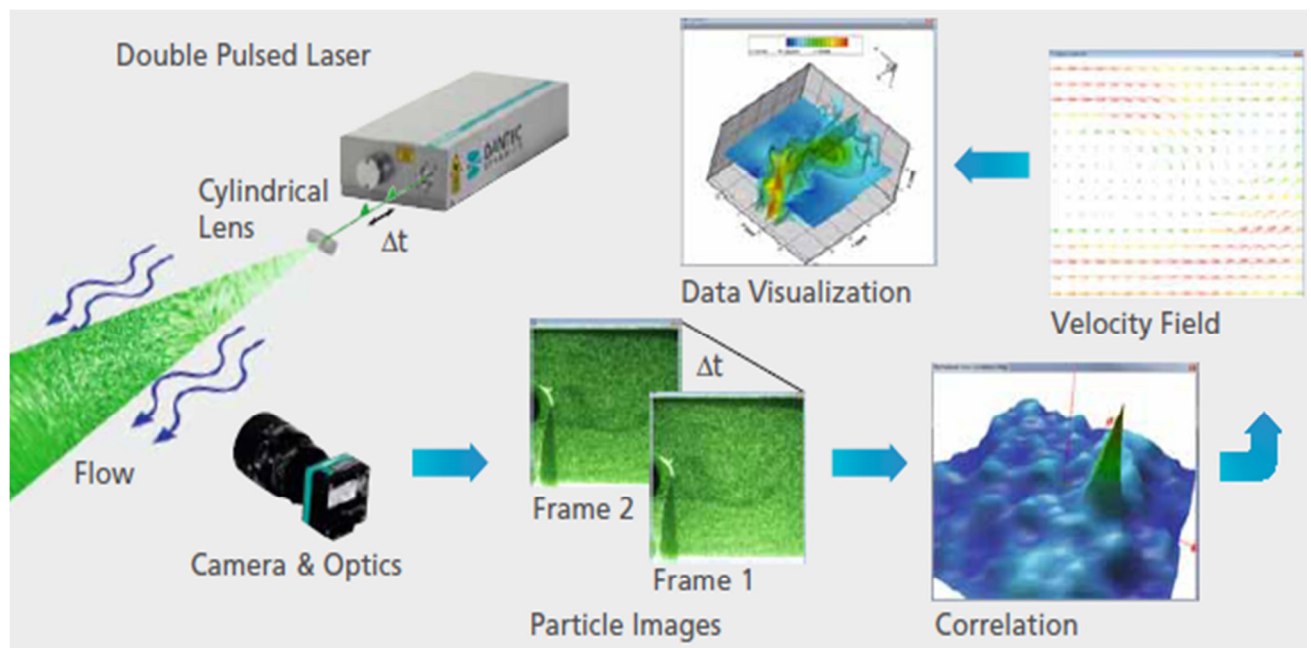


Figura 2.1 Principio di funzionamento della PIV [2]

Il funzionamento del sistema è descritto nella figura 2.1, dove il flusso in questione viene inseminato con delle particelle traccianti in grado di stimare la cinematica locale del fluido. Queste particelle vengono illuminate da due impulsi laser consecutivi per generare immagini che saranno registrate da una telecamera digitale.

Le immagini acquisite sono suddivise in tante aree d'interrogazione (AI), la cui dimensione $M \times N$ pixel è limitata superiormente dalla necessità di non avere gradienti di velocità elevati e inferiormente dal fenomeno loss of pairs¹. Lo spostamento medio delle singole particelle traccianti tra due frame (aventi intensità di grigio I_1 e I_2) nella medesima area di interrogazione è determinato attraverso la funzione di cross-correlazione [3]:

$$\Phi_{1,2}(m, n) = \sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^N I_1(i, j) * I_2(i + m, j + n) \quad (2.1)$$

Poiché l'intervallo di tempo Δt intercorso tra l'acquisizione dei due frame è noto, la velocità puntuale è quindi ottenuta dal semplice rapporto tra lo spazio percorso dalla particella e l'intervallo di tempo Δt . Ripetendo questa operazione viene per ciascuna area di interrogazione, si ricava in maniera approssimata il campo di moto delle particelle atomizzate nel piano illuminato dalla lama laser.

2.2 Stereoscopic Particle Image Velocimetry (SPIV)

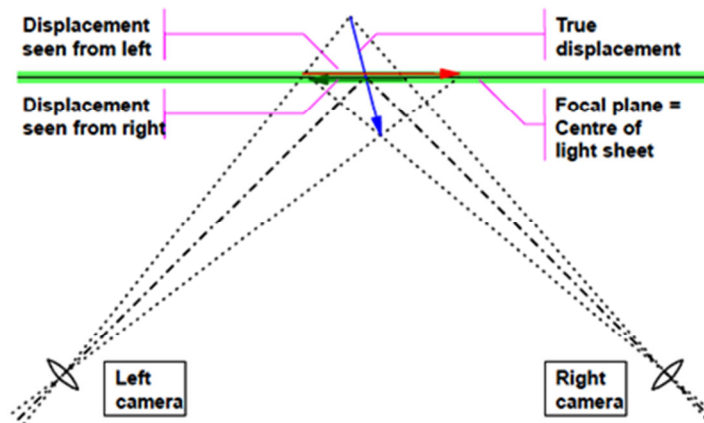


Figura 2.2 Principio di funzionamento della PIV Stereoscopica [4]

Nel capitolo 1 abbiamo visto che la PIV è in grado di misurare soltanto la proiezione del vettore velocità sul piano illuminato dal laser e ciò può fornire grossi errori nella valutazione delle componenti di velocità nel piano di misura a causa degli errori prospettici indotti (come dimostrato da Prasad e Adrian, 1993 [5]).

¹ Tale fenomeno verrà spiegato meglio nel capitolo 3

Nella figura 2.2 è rappresentato il principio di funzionamento della PIV Stereoscopica: Due telecamere inquadrano lo stesso oggetto lungo due assi distinti e attraverso una serie di algoritmi ricostruiscono il campo di moto tridimensionale del fluido in esame. Un'accurata rilevazione della componente di velocità ortogonale al piano di misura è raggiunta ponendo le telecamere con un angolo di 90° tra di loro [6].

2.2.1 Disposizioni della PIV stereoscopica

Le due principali configurazioni stereoscopiche sono il sistema traslazionale e il sistema rotazionale. Entrambe sono state esaminate dettagliatamente da Prasad (2000) [6] e da cui cerchiamo di riassumere vantaggi e svantaggi in questo paragrafo. Il sistema traslazionale (figura 2.3) consiste nel porre le telecamere in modo tale che i corrispettivi assi ottici siano paralleli tra di loro e perpendicolari al piano illuminato dalla lama laser [7].

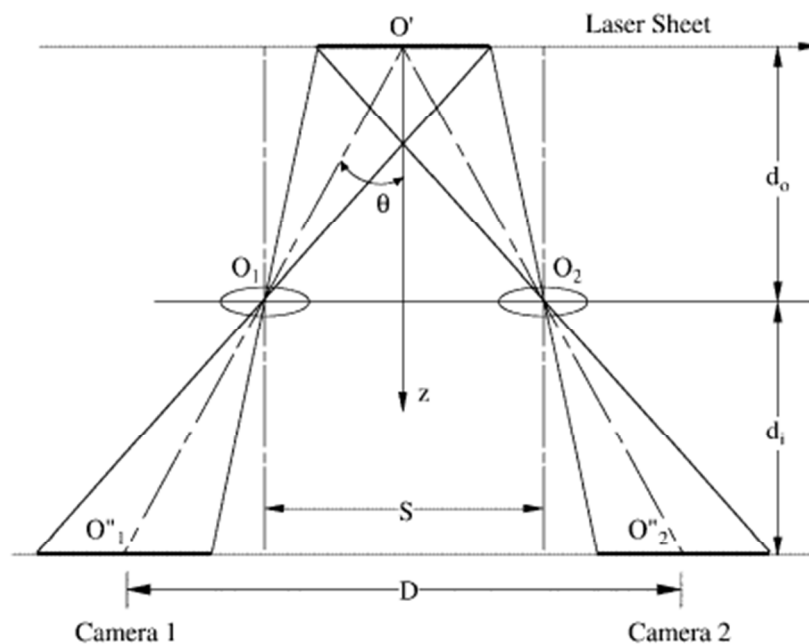


Figura 2.3 Sistema traslazionale [6]

Un vantaggio di tale metodo è la semplicità, poiché il piano dell'oggetto, il piano delle lenti e il piano dell'immagine sono paralleli tra di loro. Questo comporta un ingrandimento uniforme del piano dell'immagine ($M_n = d_i/d_o$). Altri vantaggi sono la facilità della messa a fuoco dell'immagine e che la risoluzione dei due campi spaziali combinati è identica a quella ottenuta dalle singole viste separate. Il problema principale, invece, è l'esistenza del limite superiore dell'angolo di vista $\theta \approx 15^\circ$ (ossia l'angolo sotteso dall'asse di

simmetria z e dal segmento congiungente il centro dell'oggetto con il centro delle lenti) perché per valori superiori di quest'angolo le prestazioni delle lenti degradano e l'errore relativo della velocità in direzione ortogonale al piano aumenta al crescere di tale angolo².

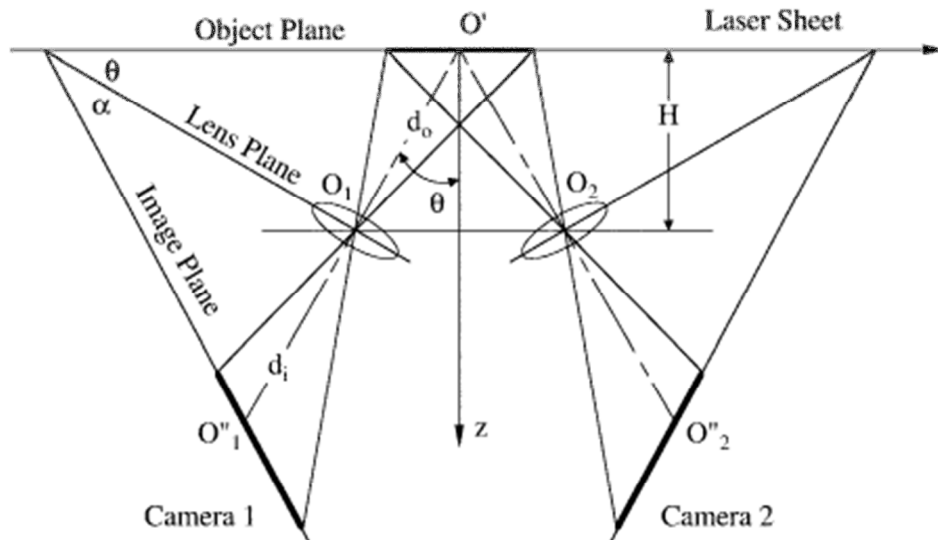


Figura 2.4 Sistema rotazionale [6]

Invece, nel sistema rotazionale (figura 2.4) gli assi delle telecamere sono ruotati in modo tale che intersecano il piano dell'oggetto lungo lo stesso asse [8]. In questa maniera non ho più limiti sull'angolo di vista θ preservando, così, sia le prestazioni delle lenti sia l'accuratezza nella misura della componente di velocità fuori dal piano di misura, però il piano oggetto e la lente non sono più paralleli. Inoltre la disposizione angolare presenta un ingrandimento variabile a causa delle distorsioni prospettive, in quanto i piani immagine delle due telecamere sono inclinate rispetto al piano illuminato dal laser, generando così una griglia di immagini stirati in versi opposti nel piano oggetto (figura 2.5). Nella mia tesi sarà adottata la disposizione angolare perché fornisce una precisione di misura maggiore per la componente radiale della velocità rispetto al metodo traslazionale.

² Verrà dimostrato nel paragrafo 2.2.3

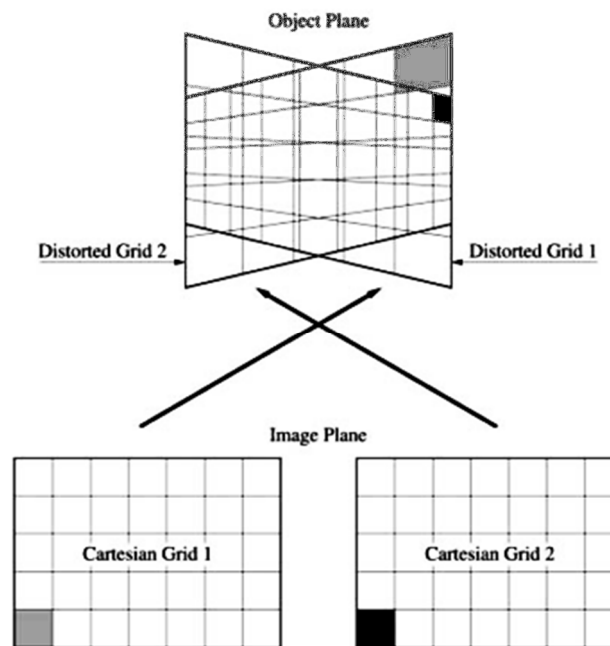


Figura 2.5 Sovrapposizione di griglie distorte [6]

Willert (1997) [9] ha impiegato una diversa configurazione angolare, in cui le due videocamere si affacciano su entrambi i lati del foglio laser, come mostrato nella figura 2.6. Questa opzione presenta due vantaggi: il primo è un orientamento appropriato della direzione di propagazione della luce del laser, infatti è possibile operare con entrambe le telecamere nella situazione efficiente di scatter frontale. Il secondo è che entrambe le viste saranno stirate identicamente, anziché distorte in versi opposti, però c'è sempre la necessità di interpolare tutte e due le viste sulla griglia comune.

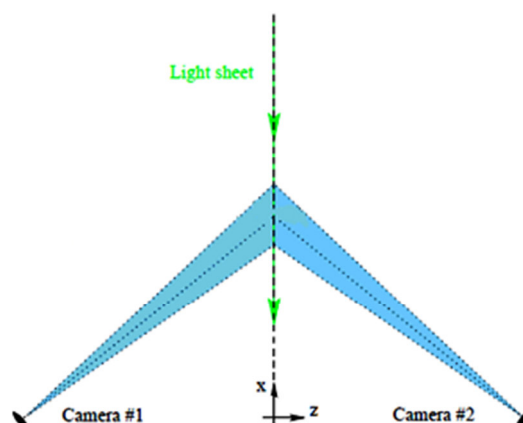


Figura 2.6 Disposizione angolare adottata da Willert [9]

2.2.2 Condizione di Scheimpflug

Nella configurazione angolare, è necessario applicare la condizione di Scheimpflug al fine di risolvere il problema della messa a fuoco delle particelle [8]: il piano immagine di ogni telecamera deve essere ulteriormente inclinato di un angolo α rispetto al piano delle due lenti, cosicché il piano delle lenti, il piano dell'oggetto e quello dell'immagine siano collineari (cioè i loro prolungamenti si intersecano nel medesimo punto). Per tale condizione l'ingrandimento è dato dall'espressione $M_n = \tan \alpha / \tan \theta$ e la figura 2.7 rappresenta tale condizione.

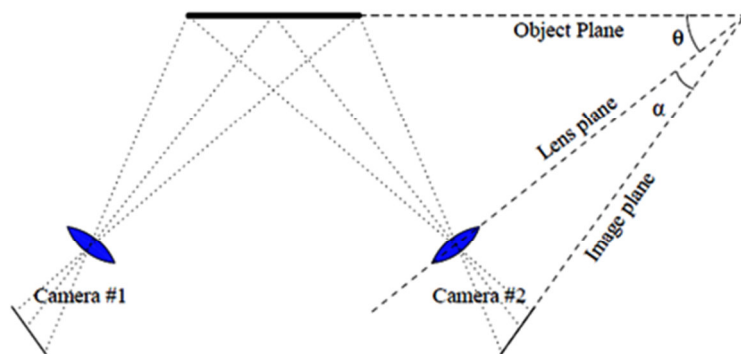


Figura 2.7 Condizione di Scheimpflug [9]

2.2.3 Analisi dell'errore

In questo paragrafo si riporta lo studio condotto da Lawson e Wu [10] riguardante l'errore commesso nella misura delle tre componenti del campo di moto in un sistema PIV stereoscopico.

Si considera la figura 2.8 in cui due telecamere inquadrano il medesimo oggetto, avendo fissato il sistema di riferimento di coordinate (x,y,z) e l'origine O . Si indicano con:

- X_i, Y_i le coordinate del piano immagine.
- h_i la distanza tra l'asse ottico della singola telecamera e l'origine O .
- α_j l'angolo con cui l'asse ottico è ruotato rispetto all'asse z .
- d_o la distanza tra la lente e il piano oggetto.
- d_i la distanza tra la lente e il piano immagine.

Per semplicità si assume che la configurazione sia simmetrica, ovvero che $\alpha_1 = -\alpha$, $\alpha_2 = +\alpha$, $h_1 = -h$, $h_2 = +h$.

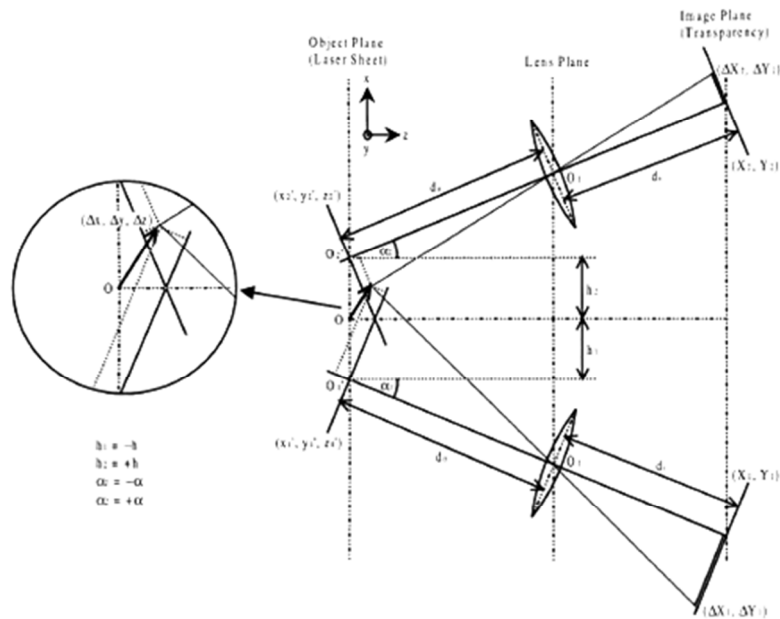


Figura 2.8 Configurazione generale della SPIV [10]

Eseguendo i passaggi³ si riesce a ricavare una stima individuale degli errori nel piano oggetto $\delta(\Delta x) = \delta(\Delta y) = \delta(\Delta z)$, però dato che lo scopo principale della PIV stereoscopica è quello di misurare la componente ortogonale al piano oggetto, si sceglie come espressione dell'accuratezza del sistema PIV stereoscopico il rapporto tra l'incertezza di misura lungo la direzione normale al piano e quella relativa al piano stesso:

$$e_r = \left. \frac{\delta(\Delta z)}{\delta(\Delta x)} \right|_{x,y,z} \quad (2.2)$$

Il passo successivo è quello di applicare la formula (2.2) ad entrambe le configurazioni della PIV stereoscopica e ipotizziamo che le due camere siano identiche, il che significa $M_1 = M_2 = M^4$ e $d_{O1} = d_{O2} = d_O$.

Nel sistema traslazionale ($\alpha=0$) l'errore relativo diventa:

$$e_r = \left. \frac{1}{\sqrt{(x/d_0)^2 + (h/d_0)^2}} \right|_{x,y,z} \quad (2.3)$$

³ Vedi [10]

⁴ M è il fattore di ingrandimento

E ciò significa che e_r risulta essere dipendente dalla sola coordinata x . Al centro del campo di misura ($x=0, y=0, z=0$) il rapporto tra le due incertezze sarà:

$$e_r = \frac{1}{\sqrt{h/d_0}} \Big|_{x=0,y=0,z=0} \quad (2.4)$$

La relazione (2.4) può essere usata come una base iniziale per la progettazione della PIV stereoscopica con configurazione traslazionale, però questa espressione si complica per posizioni differenti dal centro del campo di misura. Se riportiamo in un grafico (figura 2.9) e_r in funzione di x/d_0 per diversi valori di h/d_0 si evince che mano a mano ci allontaniamo dal centro del campo di misura la stima su Δz migliora. Questo risultato è giustificato dal fatto che più ci si sposta dal centro del campo di misura più aumenta l'angolo di vista e tale aumento comporta un incremento dei valori di ΔX_1 e ΔX_2 nel piano immagine per un dato spostamento della particella, determinando così una riduzione su e_r . Nel sistema rotazionale ($h=0$) il rapporto tra gli errori diventa:

$$e_r = \frac{\left\{ \cos^2 \alpha - \sin^2 \alpha \left[2 \left(\frac{z}{d_0} \right) \cos \alpha + \left(\frac{z}{d_0} \right)^2 \sin^2 \alpha + \left(\frac{x}{d_0} \right)^2 \cos^2 \alpha \right] \right\}^{\frac{1}{2}}}{\sin \alpha \left[1 + 2 \left(\frac{z}{d_0} \right) \cos \alpha + \left(\frac{z}{d_0} \right)^2 \sin^2 \alpha + \left(\frac{x}{d_0} \right)^2 \cos^2 \alpha \right]^{\frac{1}{2}}} \Big|_{x,y,z} \quad (2.5)$$

Questo vuol dire che e_r dipende dalle coordinate x, z e dall'angolo α . Al centro del campo di misura ($x=0, y=0, z=0$) la relazione si riduce a:

$$e_r = \frac{1}{\tan \alpha} \Big|_{x=0,y=0,z=0} \quad (2.6)$$

Facendo lo stesso ragionamento di prima, tracciamo un diagramma anche per il sistema rotazionale (figura 2.10) in cui si nota che la diminuzione di e_r è meno significativa rispetto al caso traslazionale. Questo è dovuto alla rotazione dell'asse che ridurrà la variazione dell'angolo di vista lungo il campo di misura e ciò si traduce in una minore variazione nei valori di ΔX_1 e ΔX_2 lungo il piano dell'immagine (per un spostamento della particella costante) comportando così un modesto miglioramento nella stima di Δz .

Il confronto tra i due sistemi però non tiene conto di fattori come l'aberrazione delle lenti, la potenza laser e la corrispondenza tra le immagini: Grandi distanze o angoli tra le telecamere determinano elevate aberrazioni delle lenti che abbassano l'accuratezza nella misura della componente ortogonale al piano. Per cercare di rimediare a tale problema si adottano piccole aperture e lenti piane

con grandi distanze focali oppure si ruota il piano del sensore della telecamera. Dato che l'adozione di piccole aperture determinano grandi potenze laser nel sistema traslazionale, si preferisce utilizzare il sistema rotazionale con condizione di Scheimpflug per contenere le aberrazioni e utilizzare le stesse potenze laser.⁵

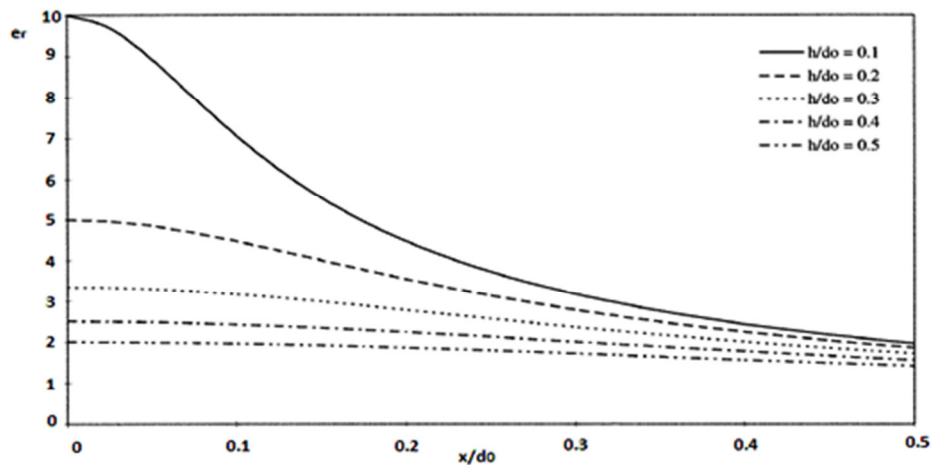


Figura 2.9 Andamento di e_r in funzione di x/d_0 per diversi valori di h/d_0 e per $y=0, z=0$ in un sistema traslazionale [10]

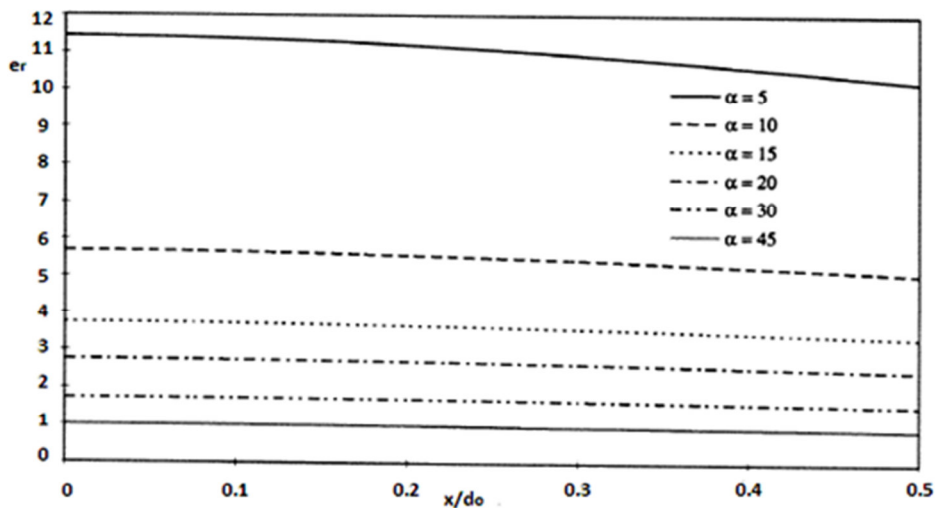


Figura 2.10 Andamento di e_r in funzione di x/d_0 per diversi valori di α e per $y=0, z=0$ in un sistema rotazionale [10]

⁵ I risultati sperimentali sono in [11].

2.2.4 Calibrazione

La procedura di calibrazione è necessaria per eliminare le distorsioni prospettiche introdotte dalla disposizione angolare. Per raggiungere tale obiettivo si ricerca una funzione di mappatura M_i che connetta le coordinate dello spazio oggetto con le coordinate del piano immagine di ciascuna telecamera: se si passa dai punti dello spazio oggetto x_i ai punti del piano immagine di ogni camera X_i allora si parla di proiezione in avanti:

$$x_i = M_i(X_i) \quad (2.7)$$

La retro-proiezione, invece, rappresenta la trasformazione inversa:

$$X_i = M_i(x_i) \quad (2.8)$$

Per prima cosa si pone un bersaglio di calibrazione (costituito da una matrice di punti la cui distanza è nota) in corrispondenza della traiettoria percorsa dalla lama laser. In seguito per ciascuna telecamera si acquisiscono le immagini di questo target, che verranno poi utilizzate per ricavare la funzione mappatura M_i [11]. La figura 2.11 ci mostra i due tipi di target utilizzati per la trattazione SPIV: per la calibrazione bidimensionale è necessaria solo un'immagine planare della piastra di calibrazione, mentre per quella tridimensionale bisogna avere a disposizione le informazioni sulla profondità, che si ricavano traslando il bersaglio in spostamenti noti lungo la direzione z oppure utilizzando un target di calibrazione multilivello con indici di riferimento a diverse altezze [11].

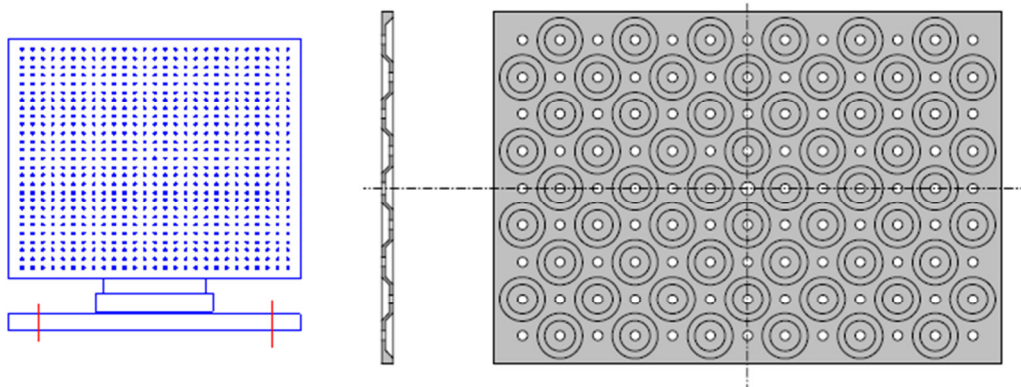


Figura 2.11 Bersaglio di calibrazione planare (sinistra) e multilivello (destra) [4]

Avendo la necessità di conoscere i parametri geometrici iniziali, la calibrazione 2D genera una mappatura che metta in relazione il piano immagine di ogni telecamera con il piano oggetto bidimensionale. Westerweel e Van Oord (1999) [12] hanno determinato una funzione di mappatura del secondo ordine per

descrivere la proiezione in avanti, tenendo conto anche delle non linearità che si riscontrano nelle lenti:

$$x = a_1X^2 + a_2Y^2 + a_3XY + a_4X + a_5Y + a_6 \quad (2.9)$$

$$y = b_1X^2 + b_2Y^2 + b_3XY + b_4X + b_5Y + b_6 \quad (2.10)$$

I coefficienti a_i e b_i vengono ricavati con il metodo dei minimi quadrati. Successivamente il target viene rimosso e vengono rilevate le immagini delle particelle (che partecipano al fenomeno da studiare), per poi interrogarle su una griglia cartesiana nel piano immagine. Utilizzando i coefficienti ottenuti dalle equazioni (2.9) e (2.10), i dati relativi allo spostamento 2D delle due telecamere vengono anche loro proiettate nel piano oggetto. Infine i dati vengono interpolati nella griglia cartesiana del piano oggetto e vengono combinati con le equazioni di ricostruzione per ottenere Δx , Δy e Δz .

Facendo riferimento alle proiezioni prospettiche, Willert (1997) [9] propone una funzione di mappatura in avanti del secondo ordine (per considerare le distorsioni addizionali):

$$x = \frac{a_{11}X + a_{12}Y + a_{13} + a_{14}X^2 + a_{15}Y^2 + a_{16}XY}{a_{31}X + a_{32}Y + a_{33} + a_{34}X^2 + a_{35}Y^2 + a_{36}XY} \quad (2.11)$$

$$y = \frac{a_{21}X + a_{22}Y + a_{23} + a_{24}X^2 + a_{25}Y^2 + a_{26}XY}{a_{31}X + a_{32}Y + a_{33} + a_{34}X^2 + a_{35}Y^2 + a_{36}XY} \quad (2.12)$$

$$a_{33} = 1 \quad (2.13)$$

Questo sistema di equazioni si risolve adottando il metodo dei minimi quadrati non lineare. A differenza di Westerweel e Van Oord (1999), Willert (1997) mappa direttamente le immagini delle particelle nel piano oggetto, dove saranno interrogate nella griglia cartesiana inscritta. Infine i vettori spostamento 2D saranno combinati per generare il vettore 3C.

Nella calibrazione 3D non c'è bisogno più di sapere gli input riguardanti la geometria perché in unico passaggio si esegue sia la retroproiezione sia la ricostruzione. Questo approccio è stato sviluppato da Soloff et al. (1997) [13], la cui procedura consiste nel traslare il target di calibrazione in direzione ortogonale al piano di misura in una o più posizioni, dove il piano coincidente con quello della lama laser è definito come $z = 0$. L'equazione di mappatura che connette le coordinate del volume oggetto con le coordinate del piano immagine è di terzo ordine in x-y e di secondo ordine in z:

$$\hat{F}(X) = a_0 + a_1x + a_2y + a_3z + a_4x^2 + a_5xy + a_6y^2 + a_7xz + a_8yz + a_9z^3 + a_{10}x^3 + a_{11}x^2y + a_{12}xy^2 + a_{13}y^3 + a_{14}x^2z + a_{15}xyz + a_{16}y^2z + a_{17}xz^2 + a_{18}yz^2 \quad (2.14)$$

Il modo più semplice per determinare i coefficienti vettoriali a_i è quello di utilizzare il metodo dei minimi quadrati, ma in presenza di forti distorsioni è consigliato adottare una spline interpolante per determinare i polinomi locali. La forma della funzione (2.14) dovuta al fatto che in x e y il polinomio cubico descrive ragionevolmente bene la distorsione prodotta nell'immagine, mentre in z il legame quadratico è riconducibile alla limitazione matematica risultante alla scelta di eseguire la calibrazione solo su tre piani lungo z .

Dal campo della fotogrammetria e dalla visione dell'immagine è stato concepito un modello di calibrazione chiamato camera Pinhole⁶, dove tutti i raggi riflessi dall'oggetto devono convogliare in un foro per arrivare al CCD (vedi figura 2.12). Tale approccio prevede una regressione non lineare delle coordinate spaziali note, che sono proiettate attraverso il foro nelle corrispondenti coordinate del piano immagine del sensore [14].

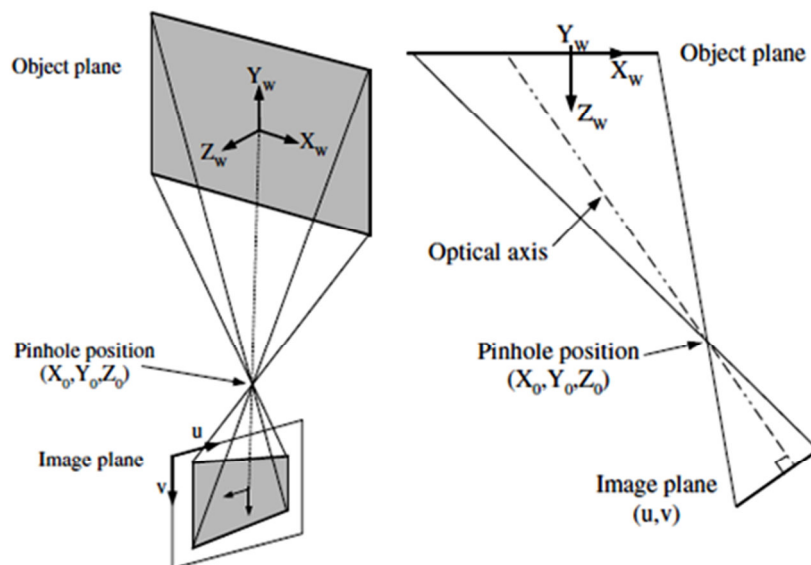


Figura 2.12 Modello Pinhole [15]

Per una rappresentazione delle immagini ideale (cioè senza distorsioni), Abdel-Aziz e Karara (1971) [15] hanno proposto una trasformazione lineare diretta

⁶ Nel modello Pinhole, la lente è sostituita da un foro stenopeico, in cui raggi di luce passano attraverso questo foro e formano un'immagine capovolta chiamata piano immagine. Tuttavia la prassi comune è quella di riferirsi al modello della camera Pinhole frontale, in cui il piano immagine è posizionato fra l'oggetto e l'ottica.

(DLT) dalle coordinate dello spazio fisico $X_i = (X_i, Y_i, Z_i)$ a quelle corrispondenti sul piano immagine $u_i = (u_i, v_i)$ attraverso la seguente equazione omogenea:

$$\begin{bmatrix} u_i w_i \\ v_i w_i \\ w_i \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} & a_{14} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} & a_{24} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} & a_{34} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} X_i \\ Y_i \\ Z_i \\ 1 \end{bmatrix} \quad (2.15)$$

Dato che il sistema (2.9) non può descrivere fenomeni complessi poiché non tiene conto di fattori non lineari come la distorsione radiale delle lenti, Wieneke (2005) [16] ha applicato un modello più evoluto di calibrazione della camera Pinhole nello studio della PIV stereoscopica adottando lo schema degli 11 parametri della fotocamera di Tsai (1987) [17]. I 6 parametri estrinseci servono per passare dal sistema di coordinate dello spazio fisico $X_w = (X_w, Y_w, Z_w)$ a quelle relative alla telecamera $x_c = (x_c, y_c, z_c)$, in cui 3 termini provengono dalla matrice di rotazione R_{11}, R_{12}, R_{13} ⁷ e i restanti 3 dal vettore traslazione T_1, T_2, T_3 :

$$x_c = R * X_w + T \quad (2.16)$$

Ora con l'aiuto della distanza focale f , si proiettano le coordinate 3D viste dalla telecamera in quelle relative piano immagine del sensore non distorto le equazioni fondamentali della camera prospettica:

$$\begin{bmatrix} x_u \\ y_u \end{bmatrix} = \frac{f}{z_c} \begin{bmatrix} x_c \\ y_c \end{bmatrix} \quad (2.17)$$

Per tenere conto della distorsione tangenziale di primo ordine k_1 , è indispensabile passare dalle coordinate del sensore non distorte $x_u = (x_u, y_u, z_u)$ a quelle distorte $x_d = (x_d, y_d, z_d)$:

$$\begin{bmatrix} x_u \\ y_u \end{bmatrix} = (1 + k_1 r^2 + k_2 r^4) \begin{bmatrix} x_c \\ y_c \end{bmatrix} \quad (2.18)$$

$$r^2 = x_d^2 + y_d^2 \quad (2.19)$$

In ultimo per valutare meglio le immagini distorte (che si hanno durante il processo stereo PIV), si traducono le coordinate fisiche del sensore in coordinate pixel:

⁷ Per la proprietà di ortogonalità della matrice di rotazione.

$$\begin{bmatrix} x_p \\ y_p \end{bmatrix} = \frac{1}{S_{pixel}} \begin{bmatrix} s_x x_d \\ y_d \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} x_0 \\ y_0 \end{bmatrix} \quad (2.20)$$

Nella formula (2.20) figurano lo skewness s_x (che vale 1 per un pixel quadrato), S_{pixel} che rappresenta la dimensione nota del pixel e il punto (x_0, y_0) , che è l'intersezione dell'asse ottico con il piano dell'immagine. Il set di dati (f, s_x, k_1, x_0, y_0) costituiscono i 5 parametri intrinseci rimanenti del metodo e ci dicono come è fatta la telecamera.

Per rappresentare efficientemente ogni vista, il metodo Pinhole ricorre a un numero di parametri notevolmente inferiore rispetto a quelli adottati dal polinomio di Soloff (dove non tutti i coefficienti erano statisticamente rilevanti) [16]. Infine per considerare le distorsioni di ordine superiore, al modello base di Tsai si aggiungono parametri addizionali come il termine di distorsione tangenziale del secondo ordine k_2 e i termini di distorsione radiale p_1 e p_2 ⁸.

2.2.5 Correzione della funzione di mappatura

Nelle misure con la PIV stereoscopica succede che il piano di calibrazione è disallineato con il piano in cui transita la lama laser e ciò è dovuto sia alla traslazione lungo z che alla rotazione lungo gli assi x e y della piastra di calibrazione. L'errore di disallineamento fa sì che le immagini viste dalle due telecamere non corrispondano perfettamente tra di loro e tale deviazione è chiamata disparità, conseguentemente la ricostruzione del vettore 3C è basata su una procedura di calibrazione, che ha come riferimento un piano di misura diverso a quello reale.

Un procedimento di correzione è stato proposto da Wieneke [16]. Per prima cosa si quantifica l'errore di disallineamento costruendo la mappa vettoriale di disparità attraverso la cross-correlazione delle immagini delle particelle acquisite dalle due telecamere⁹. In generale, è consigliato adottare un algoritmo di calcolo della media che somma tra le 5 e 50 immagini per ottenere una buona mappa vettoriale di disparità.

Ora, avendo a disposizione la mappa di disparità, posso calcolare per ogni vettore della suddetta mappa un corrispondente punto mondiale nel piano di misura tramite il metodo della triangolazione, come raffigurato nella figura 2.13.

⁸ Cosa che verrà fatta dal software Dynamic Studio 3.40.

⁹ Si cross-correla il primo fotogramma della coppia di immagini acquisite dalla camera di sinistra con il primo fotogramma relativo alla coppia di immagini rilevate dalla camera di destra.

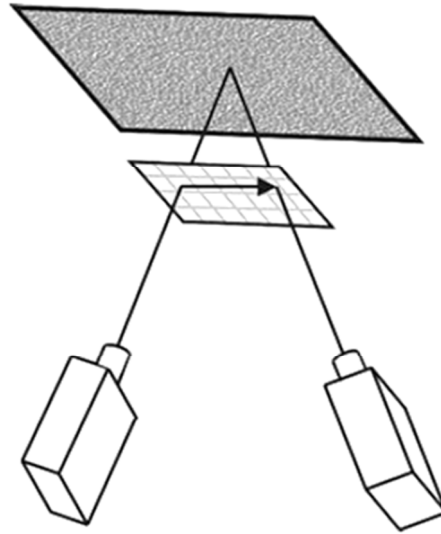


Figura 2.13: Processo di triangolazione [16]

Eseguendo la triangolazione per tutti i vettori della mappa di disparità, si riesce a sviluppare un piano nello spazio 3D e le funzioni di mappatura delle telecamere destra e sinistra vengono corrette tramite una corrispondente trasformazione tale che il piano di misura ricavato coincida con il piano $z = 0$. Per far ciò si sostituisce nell'equazione (2.16) R per $R \cdot dR$ e T per $T + R \cdot dT$, dove dR e dT sono rispettivamente la rotazione e la distanza del piano di aggiustamento rispetto al piano di calibrazione.

L'ultimo passo della procedura è la definizione del nuovo origine del sistema di coordinate del piano ottenuto e l'asse x . Il primo è ricavato attraverso la proiezione del precedente punto d'origine della camera di sinistra, mentre il secondo coincide con quello della camera di sinistra. La procedura è iterativa e si riesce a raggiungere la convergenza dopo due o tre passaggi.

Quindi conoscendo la mappa di disparità e le funzioni di mappatura valutate su un piano non corretto, in maniera analitica (senza rifare la calibrazione) si creano delle nuove funzioni di mappatura tale per cui il target corrisponde al piano della lama laser. Questo procedimento è definito auto-calibrazione.

2.2.6 Metodi di ricostruzione

Abbiamo visto che con la calibrazione possiamo trasformare le coordinate in pixel del vettore spostamento di ciascuna telecamera in coordinate fisiche del mondo reale (viceversa se la funzione di mappatura è di retro-proiezione), utilizzando un'apposita griglia. Il passo seguente è quello di ricavare il vettore spostamento 2D3C attraverso uno di questi metodi, che sono riportati nell'articolo di Prasad (2000) [6]:

1. Vector Warping. Eseguo la cross-correlazione della coppia di immagini delle particelle acquisite dalle telecamere di destra e di sinistra, che mi fornisce un vettore 2D2C sulle mesh deformate di ogni camera. Dopo questa elaborazione i due campi vettoriali vengono retroproiettati nel piano di riferimento comune nello spazio oggetto, però qui si osserva che le griglie su cui vengono mappati tali vettori non coincidono e quindi è necessario interpolare i dati per ottenere una nuova griglia comune nello spazio oggetto.
2. Image Mapping. Le immagini PIV registrate vengono retroproiettate nello spazio fisico e interpolate su una nuova griglia regolare. Scegliendo un fattore scala per i punti nel piano oggetto, trasformo tali immagini dalle dimensioni in pixel a quelle fisiche con un fattore di ingrandimento costante e successivamente le elaboro mediante la cross-correlazione.

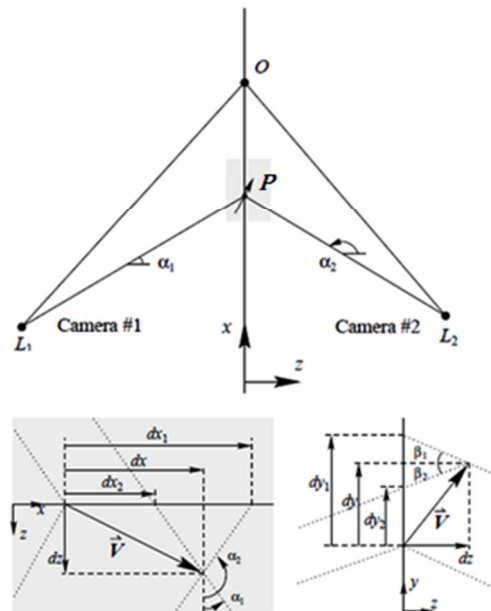


Figura 2.14 Componenti del vettore spostamento 2D3C [9]

Infine, dopo aver utilizzato uno dei due metodi appena esposti, si ricostruisce il campo di moto nella griglia comune attraverso le seguenti formule geometriche [9], in cui le componenti sono rappresentate nella figura 2.14¹⁰:

$$dx = \frac{dx_1 \tan \alpha_1 - dx_2 \tan \alpha_2}{\tan \alpha_1 - \tan \alpha_2} \quad (2.10)$$

¹⁰ Queste formule sono valide anche per la disposizione che adotterò io, ovvero quella della figura 2.2

$$dy = \frac{dy_2 \tan \beta_1 - dy_1 \tan \beta_2}{\tan \beta_1 - \tan \beta_2} \quad (2.11)$$

$$dz = \frac{dx_2 - dx_1}{\tan \alpha_1 - \tan \alpha_2} \quad (2.12)$$

$$\tan \alpha_1 = \frac{x_P - x_1}{z_P - z_1} \quad \tan \alpha_2 = \frac{x_P - x_2}{z_P - z_2} \quad (2.13)$$

$$\tan \beta_1 = \frac{y_P - y_1}{z_P - z_1} \quad \tan \beta_2 = \frac{y_P - y_2}{z_P - z_2} \quad (2.14)$$

Un procedimento alternativo a quelli visti finora è stato proposto da Soloff et al. (1997) [13], che ha introdotto un formalismo matematico che combina retroproiezione e ricostruzione in un unico passaggio a livello 3D. Innanzitutto si definisce lo spostamento della particella tra le due esposizioni per ciascuna telecamera c come:

$$\Delta X^{(c)} = F^{(c)}(x + \Delta x) - F^{(c)}(x) \quad (2.15)$$

Utilizzando la serie di Taylor arrestata al primo ordine ed effettuando la media sulla cella di interrogazione si trova la relazione tra lo spostamento sul piano immagine della singola telecamera $\overline{\Delta X}^{(c)}$ e lo spostamento nel piano oggetto $\overline{\Delta x_j}$:

$$\overline{\Delta X}^{(c)} \approx \nabla F_{i,j}^{(c)}(x) \overline{\Delta x_j} \quad (2.16)$$

Dove:

$$(\nabla F^{(c)})_{ij} = \frac{\partial F_i^{(c)}}{\partial x_j} = F_{i,j}^{(c)} \quad (2.17)$$

con $i=1,2$ e $j=1,2,3$. Mentre il sistema scritto in forma matriciale è:

$$\begin{bmatrix} \Delta X_1^{(1)} \\ \Delta X_2^{(1)} \\ \Delta X_1^{(2)} \\ \Delta X_2^{(2)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} F_{1,1}^{(1)} & F_{1,2}^{(1)} & F_{1,3}^{(1)} \\ F_{2,1}^{(1)} & F_{2,2}^{(1)} & F_{2,3}^{(1)} \\ F_{1,1}^{(2)} & F_{1,2}^{(2)} & F_{1,3}^{(2)} \\ F_{2,1}^{(2)} & F_{2,2}^{(2)} & F_{2,3}^{(2)} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Delta x_1 \\ \Delta x_2 \\ \Delta x_3 \end{bmatrix} \quad (2.18)$$

Da questo sistema finale di equazioni è possibile calcolare attraverso il metodo dei minimi quadrati il vettore spostamento 3D nel piano oggetto, una volta noti i vettori spostamento 2D ricavati dalle due telecamere.

Il metodo di Soloff tiene conto dei fattori non lineari come la distorsione della lente, ma richiede più immagini del profilo di calibrazione e il fattore di ingrandimento non è costante. Il metodo vector warping è affetto da distorsione prospettica, il che rende differenti le dimensioni e la forma delle finestre di interrogazione tra le due telecamere, ma ha un onere computazionale inferiore rispetto al image mapping. Al contrario nel metodo image mapping si ha il fattore di ingrandimento costante, ma lavoro su un'immagine interpolata, che ha una qualità non tanto elevata.

Bibliografia

- [1] Grant I, “*Particle image velocimetry: A review*”. Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers. Part C. Mechanical engineering science, vol 211. 1997
- [2] Dantec dynamic, “*FLOW FIELD DIAGNOSTICS, Particle Image Velocimetry solutions*”. Publication No.: 268_v4
- [3] L. Gui, ST. Wereley, “*A correlation-based continues window shift technique for reducing the peak locking effect in digital PIV image evaluation*”. Exp. Fluids 32, pp 506-517. 2002
- [4] Dantec Measurement Technology, Installation and User’s Guide, “*Flow Map 3D-PIV System*”. fifth edition 2002.
- [5] A.K . Prasad, R.J. Adrian, “*Stereoscopic particle image velocimetry applied to liquid flows*” Exp. Fluids 15, pp 49–60. 1993
- [6] Dantec Measurement Technology, Reference Manual, “*3D Stereoscopic PIV*”, eight edition 2006.
- [7] A.K. Prasad, “*Stereoscopic particle image velocimetry*”. Exp Fluids 29, pp 103–116. 2000
- [8] M.P. Arroyo, C.A. Greated, “*Stereoscopic particle image velocimetry*”. Meas Sci Technol 2, pp 1181–1186. 1991
- [9] A.K. Prasad, K. Jensen, “*Scheimpflug stereocamera for particle image velocimetry in liquid flows*”. Appl. Optics 34, 7092. 1995
- [10] C. Willert, “*Stereoscopic digital particle image velocimetry for application in wind tunnel flows*”. Meas. Sci. Technol. 8, pp 1465–79. 1997
- [11] N.J. Lawson, J. Wu, “*Three-dimensional Particle Image Velocimetry: experimental error analysis of a digital angular stereoscopic system*”. Measurement Science and Technology, Volume 8, pp 1455-1464. 1997b
- [12] M. Raffel, C. Willert, S. Wereley, J. Kompenhans, “*Particle Image Velocimetry: a practical guide*”. Springer, second edition, 2007.

- [13] J.Westerweel, J.van Oord, “*Stereoscopic PIV measurements in a turbulent boundary layer. In Particle Image Velocimetry*”. Progress Towards Industrial Application (ed. M. Stanislas, J. Kompenhans and J.Westerweel), pp. 459-478. Dordrecht: Kluwer Academic. 1999
- [14] S.M. Soloff, R.J. Adrian, Z.C. Liu, “*Distortion compensation for generalized stereoscopic particle image velocimetry*”. Meas Sci Technol 8, pp 1441–1454. 1997
- [15] C.Willert, “*Assessment of camera models for use in planar velocimetry calibration*”. Experiments in Fluids 41, pp 135–143. 2006.
- [16] Y.I. Abdel-Aziz, H.M. Karara, “*Direct linear transformation into object space coordinates in close-range photogrammetry*”. In: Proceedings of symposium on close-range photogrammetry, Urbana, pp 1–18. 1971
- [17] B. Wieneke, “*Stereo PIV using self-calibration on particle images*”. Exp Fluids 39:267–280, 2005
- [18] R.Y. Tsai, “*A versatile camera calibration technique for high-accuracy 3D machine vision metrology using off-the-shelf TV cameras and lenses*”. IEEE J Robot Autom RA-3, pp 323–344. 1987

3 Capitolo 3

Descrizione del sistema Stereo PIV

3.1 Particelle traccianti

Abbiamo visto nel capitolo precedente che la PIV stereoscopica rileva lo spostamento delle particelle d'inseminante e non quelle del fluido da studiare. Dunque, per ridurre al minimo l'errore di misura, il tracciante deve essere sia capace di seguire fedelmente il moto del fluido che diffondere bene la luce della lama laser [1]. Come vedremo è necessario un compromesso per rispettare entrambe le caratteristiche, perché la prima richiesta è garantita con dimensioni piccole delle particelle, mentre la seconda è soddisfatta con particelle più grandi. Il comportamento della luce diffusa da parte del tracciante è descritto dalla teoria di Mie, che vale per particelle di forma sferica aventi il diametro inferiore alla lunghezza d'onda della luce ed esprime la dipendenza della quantità di luce diffusa in funzione della sola dimensione delle particelle stesse.

Dai risultati (figura 3.1) si evince che:

- Si hanno elevate quantità di luce diffusa quando il diametro della particella è grande
- La direzione in cui si ha maggiore diffusione è quella relativa all'asse in cui proviene la luce.

Conseguentemente bisogna prestare attenzione alla disposizione e all'angolazione delle due telecamere, in modo tale che ognuna veda una quantità di luce sufficiente per poter acquisire le immagini della luce riflessa dalle particelle.

Per analizzare le caratteristiche fluidodinamiche del tracciante, si esamina il transitorio di una particella che si muove in una corrente fluida, avente una velocità nota, costante ed uniforme. Ipotizzando che le particelle siano soggette esclusivamente dalle forze di trascinamento, dall'equazione di moto si ricava il ritardo τ_p con cui la particella di inseminante (di diametro d_p e densità ρ_p) insegue il fluido:

$$\tau_p = \frac{\rho_p d_p^2}{18\mu_f} \quad (3.1)$$

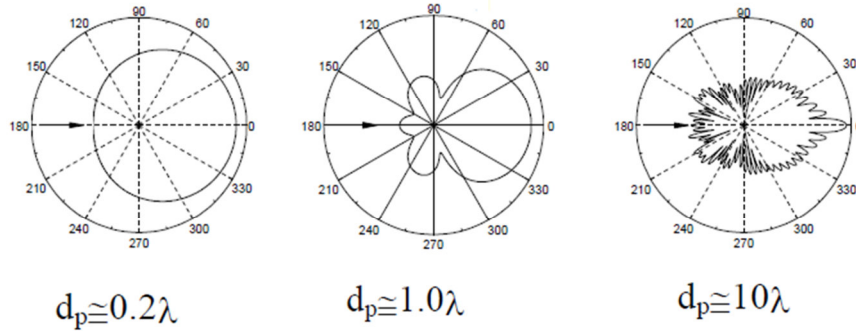


Figura 3.1 Luce diffusa di particelle aventi diametro differente [2]

L'equazione (3.1) ci dice che man mano che aumenta il termine d_p la particella tracciante non segue bene il moto della corrente principale di fluido. Il tempo caratteristico della particella τ_p è significativo solo se confrontato con i tempi che caratterizzano la fluidodinamica del campo di moto in esame. A questo ci viene in aiuto il numero di Stokes St , il quale afferma che la particella di insemnante segue il flusso principale se il tuo valore è inferiore a 1:

$$St = \frac{\tau_p}{\tau_u} \ll 1 \quad (3.2)$$

$$St = \frac{\tau_p}{\tau_{sw}} \ll 1 \quad (3.3)$$

Il termine τ_u del rapporto (3.2) rappresenta il tempo caratteristico dell'ugello, il quale descrive l'accelerazione impressa al fluido che transita nell'ugello:

$$\tau_u = \frac{D_{eq}}{v_m} \quad (3.4)$$

Dove v_m è la velocità media assiale di efflusso dall'ugello e D_{eq} è la dimensione caratteristica dell'ugello, solitamente il diametro idraulico:

$$D_{eq} = \frac{4A}{P} = \frac{4\pi(D_{est}^2 - D_{int}^2)}{4\pi(D_{est} + D_{int})} = D_{est} - D_{int} \quad (3.5)$$

Invece il denominatore dell'equazione (3.7) è il tempo caratteristico del moto di swirl τ_{sw} , definito come:

$$\tau_{sw} = \frac{R_{w_{max}}}{w_{max}} \quad (3.6)$$

dove il numeratore $R_{w_{max}}$ rappresenta il raggio dell'orbita al valore massimo di velocità tangenziale e il denominatore w_{max} rappresenta la velocità tangenziale massima.

Nella tabella 3.1 sono riportati i risultati relativi alle equazioni (3.1), (3.2), (3.3), (3.4), (3.5) e (3.6), inserendo i dati dell'olio siliconico e i valori di $R_{w_{max}}$ e w_{max} ottenuti nelle prove.

	Dati e risultati
$\mu_{f,olio} [kg\ s/m^2]$	0,0000179
$\rho_{p,olio} [kg/m^3]$	800
$d_{p,olio} [\mu m]$	1 - 2
$D_{eq} [m]$	0,026
$v_m [m/s]$	8,24
$R_{w_{max}} [m]$	16,77
$w_{max} [m/s]$	13,81
$\tau_p [\mu s]$	2,63 - 10
$\tau_u [s]$	0,0031
$\tau_{sw} [s]$	0,0012
$St = \tau_p / \tau_u$	$8 \cdot 10^{-4} - 3,34 \cdot 10^{-3}$
$St = \tau_p / \tau_{sw}$	$2 \cdot 10^{-3} - 7,8 \cdot 10^{-3}$

Tabella 3.1 Controllo dell'adeguatezza dell'olio siliconico

Dai valori finali si evince che le particelle di olio siliconico dell'ordine di grandezza del micron sono in grado di seguire il flusso principale sia nella zona relativa all'efflusso sia nella regione a valle caratterizzata dal moto di swirl.

3.1.1 Inseminatore

Nella figura 3.2 è rappresentato il nebulizzatore ad aria compressa (posto tra il flussimetro e il bruciatore) che consente l'atomizzazione del getto d'aria con olio siliconico.

Nel nebulizzatore avviene la cosiddetta atomizzazione, in cui il flusso d'aria viene accelerato da un ugello che, attraverso una caduta di pressione, aspira l'olio siliconico dal tubo capillare centrale, determinando così la sua rottura (mediante il contatto col getto stesso) in tante gocce di diverse dimensioni. All'uscita succede che le particelle più pesanti urtano contro la parete formando

un velo liquido che scende verso il fondo del nebulizzatore, mentre quelle più piccole formano un aerosol e proseguono il proprio percorso verso il bruciatore. Un aspetto da tenere conto durante il processo di atomizzazione è l'utilizzo di una piccola parte di portata d'aria assiale per nebulizzare l'olio, in modo da non alterare le caratteristiche del getto.



Figura 3.2 Atomizzatore

3.2 Laser

Il campo di misura è illuminato dal laser pulsato a doppia cavità Nd: YAG¹¹ fornito dalla Quanta system, che è rappresentato dalla figura 3.3. Ciascuna cavità, contenente una bacchetta di cristallo (formata da ioni di neodimio Nd^{3+} in granato di ittrio e alluminio $Y_3Al_5O_{12}$) e da una lampada a Krypton lineare, emette un fascio con una lunghezza d'onda pari a 1064 nm (infrarosso) [1].

Successivamente attraverso una serie di specchi i due fasci vengono sovrapposti per formare una luce laser, che viene convertita tramite il generatore di seconda armonica¹² in un raggio luminoso di una lunghezza d'onda di 532 nm (luce verde), dato che le fotocamere acquisiscono nella zona blu-verde dello spettro. Infine il raggio verde uscente viene fatto passare lungo un sistema di ottiche cilindriche per formare la lama laser, che sarà la sorgente luminosa della PIV stereoscopica.

Per completezza il sistema laser è dotato di un circuito di raffreddamento ad acqua per evitare che si surriscaldi troppo, dato che l'efficienza della trasformazione dell'energia dalla corrente elettrica in luce è modesta. Nello

¹¹ Acronimo di Neodimium Yttrium Alluminium Garnet

¹² Ha anche lo scopo di duplicare la frequenza di emissione del laser

stesso dispositivo possiamo regolare la potenza dei fasci laser per garantire una buona illuminazione delle particelle, ma un suo eccessivo valore può generare dei riflessi che provocano rumore nel segnale acquisito.



Figura 3.3 Laser Quanta System

Lo scopo principale della tecnica stereo PIV è di registrare la posizione delle particelle di innesco in due istanti di tempo ravvicinati tra di loro. Da tale obiettivo questo possiamo giungere a delle considerazioni riguardanti la struttura del laser:

1. L'utilizzo luce pulsata è giustificato dal fatto di saper concentrare l'elevata intensità luminosa in brevi intervalli di tempo.
2. L'adozione del Q-switched è dettata dalla necessità di adeguare il tempo di eccitazione della lampada flash (250 μ s) con la durata richiesta dalla PIV stereoscopica (6-10 ns). Il Q-switched è uno strumento elettroacustico capace di aprire la cavità in un punto di elevata energia tale da liberare gli atomi eccitati per la generazione del raggio laser.
3. L'impiego di due cavità permette di scegliere in maniera arbitraria la distanza temporale tra i due impulsi.

3.3 Sistema ottico

Nella mia tesi sono state utilizzate due telecamere digitali Hamamatsu C8484-05C, ciascuna dotata di un obiettivo Nikkor 60mm f2.8, per registrare le immagini delle particelle di innesco.

Le due videocamere sono montate sul traslatore Isel, che permette effettuare spostamenti lungo gli assi x, y e z con una precisione di 0.05mm, come mostrato in figura 3.4.

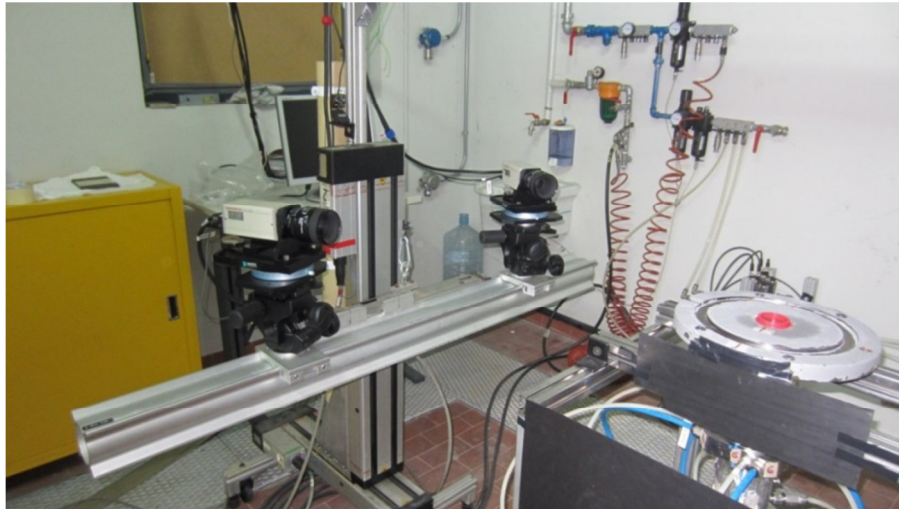


Figura 3.4 Le due telecamere montate sul traslatore

3.3.1 Videocamere

Oggi giorno per le acquisizioni delle immagini PIV vengono utilizzate delle telecamere dotate di sensore CCD. La scelta di questo tipo di tecnologia è dettata dal fatto che i CCD rispetto alla pellicola fotografica [3] richiedano tempi minori per registrare e digitalizzare le immagini e sono più sensibili alla luce, e ciò permette di eseguire lo stesso esperimento con una potenza più bassa del laser.

La fotocamera Hamamatsu C8484-05C utilizza un sensore CCD a trasferimento di interlinea¹³, che è costituito da 1344x1024 pixels (distribuiti in ugual numero di celle sensibili alla luce e celle di stoccaggio), con dimensioni della cella corrispondenti a 6,45 μ m x 6,45 μ m, un pixel pitch di 6,45 μ m e una sensibilità alla luce di 72% a 532 nm.

Come possiamo vedere dalla figura 3.5, le due videocamere sono sorrette da un adattore Scheimpflug [6] (più una testa a cremagliera), che consente di inclinare il piano CCD di ciascuna telecamera rispetto al piano della lente, in modo tale da rispettare la condizione di Scheimpflug attraverso una messa a fuoco corretta su tutto il campo di vista (vedi il capitolo 2).

¹³ I dettagli del funzionamento sono riportati in [4]

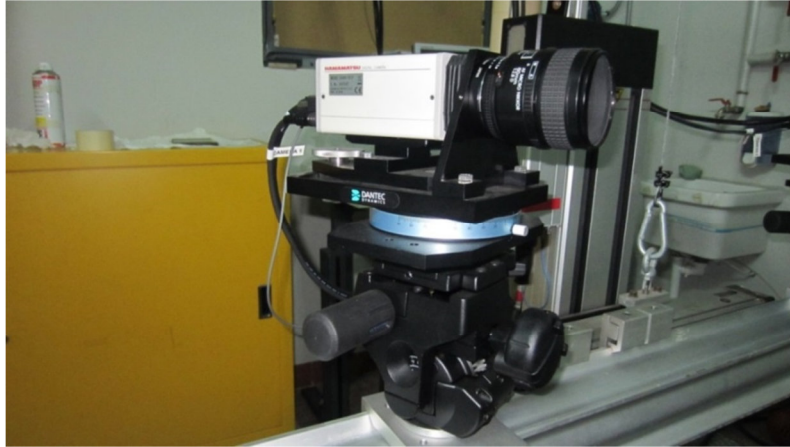


Figura 3.5 Adattore Scheimpflug montato sulla telecamera Hamamatsu C8484-05C

3.3.2 Cenni di ottica

In questo paragrafo diamo delle definizioni di alcune grandezze ottiche che entrano in gioco nel procedimento della PIV stereoscopica [3].

Diametro dell'immagine della particella. Attraverso l'equazione fondamentale delle lenti sottili:

$$\frac{1}{d_i} + \frac{1}{d_0} = \frac{1}{f} \quad (3.7)$$

Possiamo scrivere la distanza tra il piano immagine e la lente d_i e la distanza tra la lente e il piano oggetto d_0 in funzione del fattore di ingrandimento $M = d_i/d_0$ e della distanza focale f :

$$d_i = (1 + M)f \quad (3.8)$$

$$d_0 = (1 + M^{-1})f \quad (3.9)$$

Al fine di determinare il diametro dell'immagine della particella sul piano immagine, bisogna tenere conto degli effetti di diffrazione e geometrici. La diffrazione è un fenomeno in cui si hanno la dispersione e l'interferenza tra i raggi luminosi che attraversano il diaframma. Facendo riferimento alla figura 3.6, si nota che se si tentasse di visualizzare una sorgente puntiforme (nel nostro caso la particella di inseedante) attraverso una lente priva di aberrazioni, si vedrebbe nel piano del sensore CCD una figura di diffrazione denominata disco di Airy.

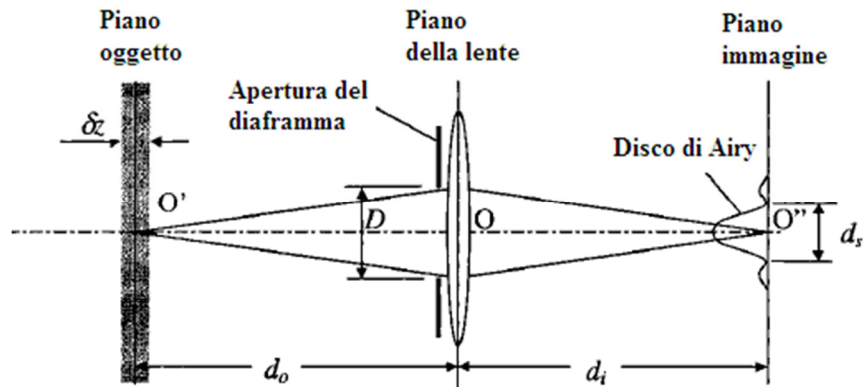


Figura 3.6 Diffrazione di una sorgente puntiforme

Come possiamo vedere dalla figura 3.7, il disco di Airy è circondato da una serie di anelli concentrici ed è descritto dalla distribuzione di Airy¹⁴, che nella pratica è approssimata con la curva gaussiana normalizzata.

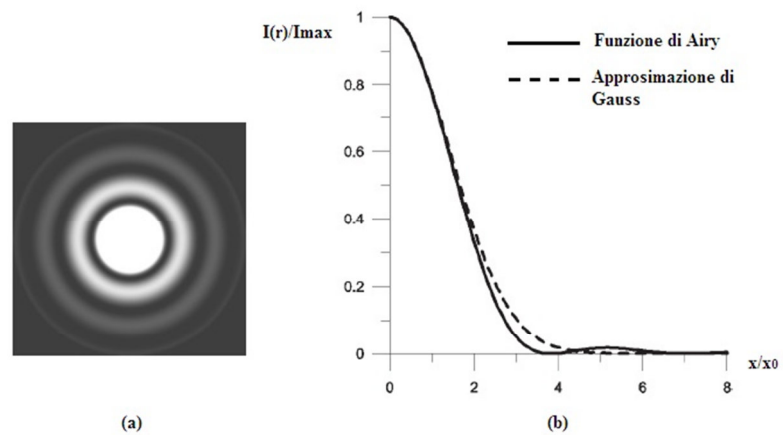


Figura 3.7 Disco di Airy (a) [6] e distribuzione di Airy approssimata alla funzione di Gauss (b) [1]

Il diametro di tale disco d_s è ricavato attraverso il calcolo del primo zero della distribuzione di Airy [1], avendo fissato sia diametro di apertura del diaframma D sia la lunghezza d'onda λ della luce incidente:

$$\frac{I(r)}{I_{max}} = 0 \rightarrow d_s = 2,44x_0 \quad (3.10)$$

¹⁴ La distribuzione d'intensità assume questa forma $\frac{I(r)}{I_{max}} = Ai\left(\frac{r}{x_0}\right)$.

dove $x_0 = \lambda d_i / \pi D$ è la lunghezza che dipende dalle grandezze caratteristiche del sistema.

Ora possiamo calcolare il valore limite di diffrazione della particella, inserendo nella formula (3.10), le equazioni (3.8) e (3.9):

$$d_s = 2,44(M + 1) \frac{f}{D} \lambda \quad (3.11)$$

Il valore ricavato dalla formula (3.11) vale se la particella di ineliminante è trattata come puntiforme, ma quando l'influenza della geometria della particella d_p diventa preponderante allora il diametro dell'immagine della particella di dimensioni finite sarà data dalla convoluzione del disco di Airy con l'immagine geometrica della particella stessa:

$$d_{diff} = \sqrt{(M d_p)^2 + d_s^2} \quad (3.12)$$

La formula (3.12) ci dice che per piccole particelle $d_p \ll \lambda$ prevale il fenomeno della diffrazione, mentre per particelle più grandi $d_p \gg \lambda$ la dimensione dell'immagine corrisponde al diametro geometrico.

Risoluzione. Per valutare la risoluzione limite ρ_s si utilizza il criterio di Rayleigh [1], secondo il quale le immagini di due particelle possono essere distinte quando il centro del disco di Airy della prima particella cade al più non oltre il primo minimo della figura di Airy dell'altra:

$$\rho_s = \frac{2}{d_{diff}} \sim \frac{1}{1,22 f_{\#} (M + 1) \lambda} \quad (3.13)$$

L'implicazione di tale criterio è che la risoluzione risulta essere dipendente solo dal numero adimensionale $f_{\#}$ della lente e dalla lunghezza d'onda della luce incidente λ .

Profondità di campo. E' lo spessore della regione di spazio in cui la particella è messa a fuoco. Questa grandezza dipende dall'ingrandimento, dall'apertura del diaframma e dalla lunghezza d'onda della luce incidente mediante la formula [3]:

$$\delta_z = 4(1 + M^{-1})^2 (f/D)^2 \lambda \quad (3.14)$$

3.4 Sincronizzatore

Questo dispositivo produce segnali di tipo TTL che vanno ad attivare i tre componenti: Il segnale diretto al laser regola la lampada flash e il Q-switched di ogni cavità, mentre quello diretto alle camere regola il tempo di esposizione della parte sensibile del pixel.

3.5 Piastra di calibrazione

Nella mia tesi utilizzo una piastra di calibrazione a due livelli 270x190 mm, che contiene una griglia di punti bianchi disposti su uno sfondo nero, come è possibile vedere nella figura 3.8.

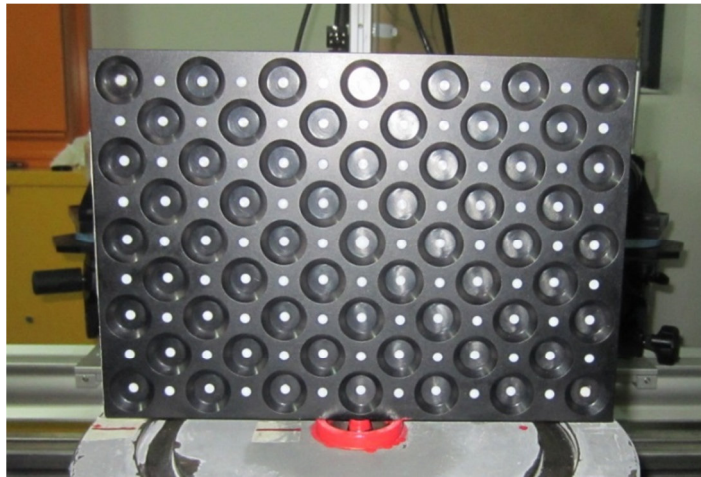


Figura 3.8 Piastra di calibrazione a due livelli 270x190 mm

I punti bianchi del bersaglio di calibrazione servono per calcolare i parametri che definiranno il modello delle due camere e il target ha le seguenti caratteristiche [6]:

- 20 mm è la distanza dei punti bianchi lungo x.
- 20 mm è la distanza dei punti bianchi lungo y.
- 7 mm è il diametro del marcatore di calibrazione¹⁵.
- 5 mm è il diametro di ciascun punto bianco.
- 4 mm è la distanza tra i due livelli.

3.6 Software di acquisizione

Per l'acquisizione e l'elaborazione delle immagini è stato utilizzato il software Dantec Dynamic Studio v3.40. Le immagini acquisite dalle due videocamere subiscono una serie di elaborazioni per ottenere delle mappe vettoriali medie

¹⁵ Ossia il punto più grande posto al centro del target.

relative ai campi di moto in esame e perciò l'obiettivo di questo paragrafo è spiegare passo per passo i comandi utilizzati per ottenere le suddette mappe in una qualsiasi prova effettuata con la PIV stereoscopica [4].

3.6.1 Procedura di Calibrazione

Primo passo da effettuare è quello di centrare il sensore di ciascuna telecamera con il target di calibrazione, in modo tale che il marcatore più grande risulti essere nel centro dell'immagine delle due camere. Una volta allineate le telecamere, si procede con la messa a fuoco, dopodiché si acquisiscono le immagini in single frame per poi essere immagazzinate nel software. Il passaggio successivo è descrivere la posizione del target rispetto alla lama laser stabilendo la quota $Z=0$ corrispondente alla traiettoria percorsa dal laser¹⁶ (vedi figura 3.9); fatto ciò si utilizza la funzione *Image Model Fit (IMF)*, che valuta i parametri del modello ottico delle telecamere. Gli input da inserire nell'IMF sono:

- Metodo di calibrazione (DLT, Pinhole e matrice di Soloff).
- Target di calibrazione¹⁷ utilizzato.
- Disposizione degli assi cartesiani delle due telecamere, che dipendono da come le telecamere sono sistemate rispetto alla lama laser.¹⁸

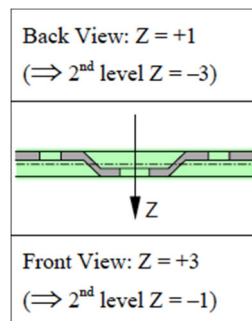


Figura 3.9 Quando la lama laser è allineata col centro del target, il primo livello si trova a $Z=3$ [6]

Inseriti gli input, il software rileva i marcatori del target e mostra nella finestra di uscita i parametri della telecamera, il numero di marcatori visualizzati e l'errore medio retroproiezione¹⁹, dove quest'ultimo descrive la distanza media in pixel da ogni marcatore trovato rispetto alla griglia sovrapposta nell'immagine.

¹⁶ Nella mia tesi ho sempre allineato la lama laser con il centro del target, come è rappresentato nella figura 3.9.

¹⁷ Vedi paragrafo 3.5.

¹⁸ Nel mio caso le telecamere sono disposte dalla stessa parte della lama laser.

¹⁹ Per una buona calibrazione questo numero deve essere necessariamente molto inferiore a 1.

La figura 3.10 rappresenta la griglia del nuovo sistema di coordinate (X,Y,Z)²⁰, dove il centro (0,0,Z) è definito dal marcatore di calibrazione, mentre gli assi x e y vengono delineati dai 4 punti più piccoli che lo circondano.

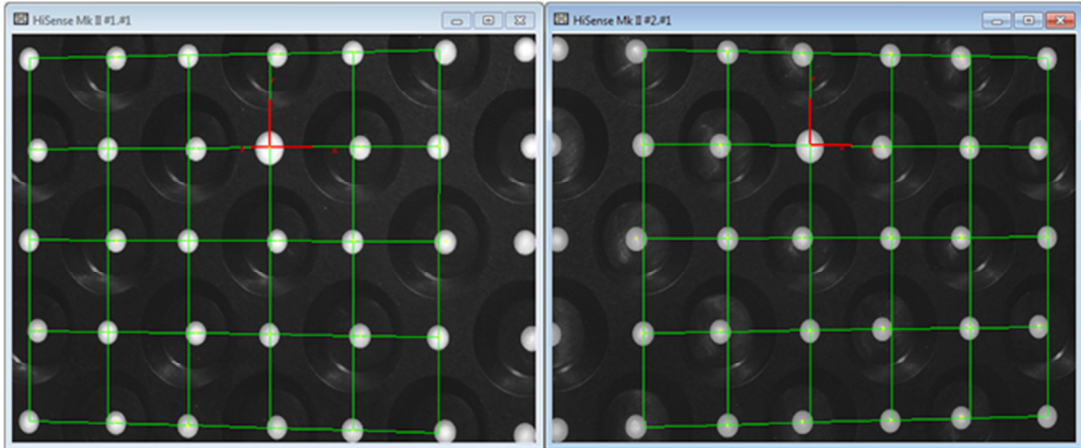


Figura 3.10 Griglia del nuovo sistema di coordinate (X,Y,Z)

In tutte le prove ho utilizzato il metodo della camera Pinhole, dove i parametri della telecamera erano descritti dai termini di distorsione radiale e tangenziale, dalla matrice di calibrazione e dai vettori di traslazione e rotazione dei parametri estrinseci. Il motivo di tale scelta è dettata dal fatto di avere pochi termini che mi descrivano tutte le distorsioni possibili, a differenza della matrice di Soloff e del metodo DLT.

3.6.2 Acquisizione delle immagini e background

Nella pratica esistono due modi per registrare le immagini: uno, detto *Singola esposizione*, consiste nell'acquisire sullo stesso fotogramma i due impulsi laser, l'altro, chiamato *Doppia esposizione*, prevede che per ogni impulso laser la videocamera acquisisca un fotogramma, in modo tale che l'immagine sia costituita da due fotogrammi. Tra i due metodi si è scelto il secondo perché [7]:

- Nella successiva elaborazione mi consente di determinare il verso della velocità di una serie di immagini.
- Permette di seguire rapidamente la fase di analisi delle immagini.
- Garantisce un rapporto tra segnale e rumore (S/N) più alto.

Per ottenere un campo di moto medio del getto d'aria in esame è necessario acquisire un numero sufficiente di campioni e nelle varie prove si è sempre acquisito con 600 coppie di immagini [8]. In seguito si effettua l'acquisizione di 50 immagini del campo di misura in assenza di particelle traccianti per poi fare

²⁰ Si considerano Z positivi gli spostamenti verso la telecamera.

la media attraverso il comando *Image Mean*, il cui risultato è un'unica immagine media di background. Quest'ultima sottrae ciascuna immagine del getto d'aria tramite l'operazione di *Image Arithmetic* in modo tale da ottenere immagini finali, in cui le particelle risultano essere più contrastate e meglio definite rispetto allo sfondo. Le figure 3.11, 3.12 e 3.13 sono un esempio del processo di acquisizione e modifica delle immagini del getto d'aria registrate da una delle due videocamere.

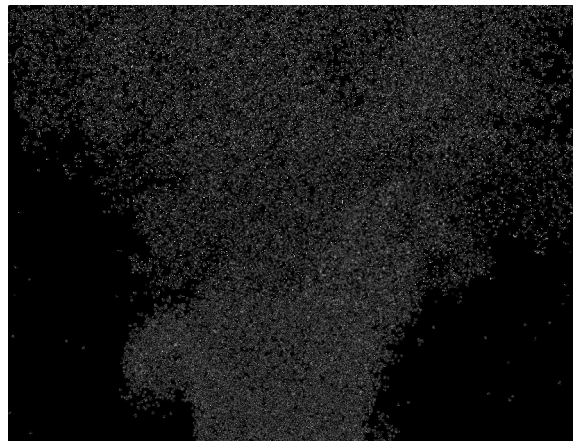


Figura 3.3.11 Immagini del getto acquisite da una delle due telecamere



Figura 3.12 Immagini di background acquisite da una delle due telecamere

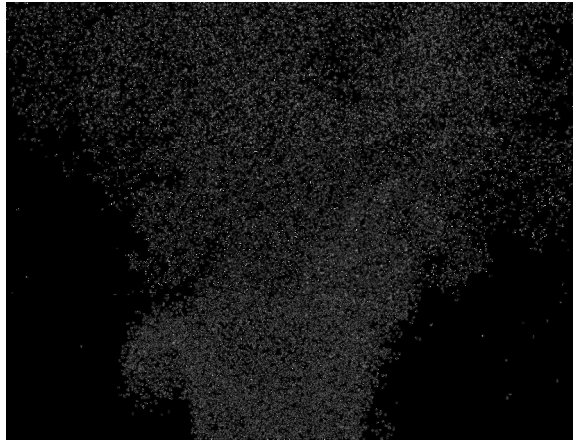


Figura 3.13 Immagini del getto senza lo sfondo da una delle due telecamere

3.6.3 Affinamento della calibrazione

La calibrazione Pinhole (fatta in precedenza) assume che il target sia perfettamente allineato con il piano in cui passa la lama laser, ma come abbiamo visto nel capitolo 2 questa ipotesi non è corretta.

Dunque lo scopo del comando *Calibration refinement* è quello di cambiare il sistema di coordinate in modo tale che il piano x-y a $Z = 0$ corrisponda perfettamente con quello della lama laser. Per far ciò si utilizzano come variabili di ingresso i parametri di calibrazione di ciascuna videocamera e le immagini delle particelle acquisite da entrambe le telecamere.

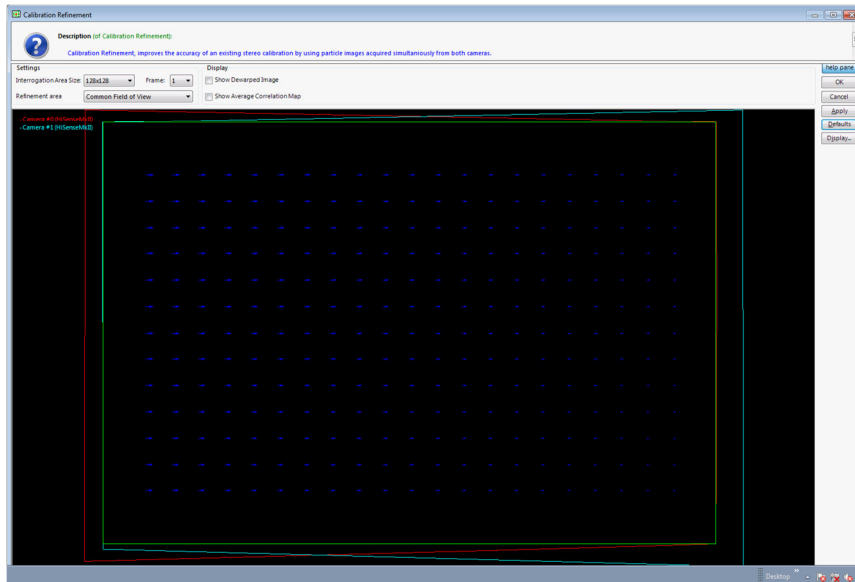


Figura 3.14 Mappa disparità

Nella finestra del Calibration refinement bisogna decidere:

- Il campo di vista comune alle due telecamere secondo la calibrazione vigente.
- L' area di interrogazione (64x64,128x128 o 256x256). Nella scelta bisogna tenere conto dell'esigenza di ottenere un buon rapporto S/N (aree grandi) e dall'altra minimizzare l'errore introdotto dai gradienti di velocità (aree piccole).
- Il frame di riferimento.

Una volta selezionati questi 3 parametri, le immagini delle fotocamere 1 e 2 vengono dewarpede²¹ per calcolare la mappa di disparità attraverso la cross-correlazione media, che identifica il disallineamento di una particella tra le due immagini.

La figura 3.14 rappresenta la mappa di disparità, dove ogni vettore può essere interpretato come una misura della distanza dal piano Z=0. Se il picco di cross-correlazione non è sufficientemente più alto del rumore di fondo, il vettore viene evidenziato di rosso ed escluso da ulteriori calcoli. Se vengono trovati meno di 10 vettori disparità il software smette di proseguire oltre e l'affinamento non sarà valido.

Supponendo che la lama laser sia piana, possiamo fare una interpolazione ai minimi quadrati di un piano attraverso tutti i vettori disparità ricavati e utilizzare questo piano come una stima della posizione della lama laser. Attraverso una serie di passaggi (descritti nel capitolo 2), verrà definito il nuovo sistema di coordinate per la calibrazione da adottare nelle prove Stereo PIV.

3.6.4 Generazione delle mappe vettoriali

Per ricavare lo spostamento delle particelle l'elaborazione delle immagini PIV di ciascuna telecamera si basa su un approccio di tipo statistico, in quanto l'alta densità di insemnante nel getto d'aria implica notevoli difficoltà nel conoscere l'esatta posizione di ogni singola particella.

Se abbiamo acquisito le immagini con la tipologia double frame allora lo spostamento medio più probabile delle particelle in ciascuna area di interrogazione (IA) è fornita dalla funzione di cross-correlazione discreta $\Phi_{1,2}$ tra le intensità I_1 e I_2 relative ai due fotogrammi:

$$\Phi_{1,2}(m, n) = \sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^N I_1(i, j) * I_2(i + m, j + n) \quad (3.15)$$

²¹ Significa che la telecamera vede il getto come se fosse posizionata ortogonalmente rispetto alla lama laser.

Al valore più probabile che si riscontra nella funzione $\Phi_{1,2}(m, n)$ si possono affiancare valori di cross-correlazione random che riducono il rapporto S/N e ciò è causato dal cosiddetto loss of pairs, in cui ci sono delle particelle che entrano o escono dall'area di interrogazione nell'intervallo di tempo Δt di acquisizione tra i due fotogrammi.

Per ridurre l'effetto di tale errore si adotta il metodo iterativo dell'*Adaptive Correlation*, che consiste nel traslare la seconda finestra di interrogazione rispetto alla prima per poi calcolare, tramite una cross correlazione, lo spostamento medio delle particelle. Il suddetto risultato viene utilizzato nella elaborazione successiva effettuata però con delle aree di interrogazioni più piccole fino a quando le IA saranno delle dimensioni imposte.

Il comando Adaptive Correlation presenta diverse opzioni da selezionare per far avviare nell' algoritmo di correlazione adattativa e i criteri di convalida. Di seguito si descrivono i parametri utilizzati nelle nostre prove (vedi figura 3.15) [8], [9], [10]:

- Area di interrogazione finale: 16x16 pixels, con area di interrogazione iniziale di 128x128 pixels con 3 passi di affinamento.
- Percentuale di sovrapposizione: 50% sia in direzione verticale che in quella orizzontale. Utilizzare tale tecnica produce campi vettoriali più ricchi, ma non permette di aumentare la risoluzione definita in precedenza²². Si tratta in sostanza di una interpolazione del campo di moto, che genera una dipendenza tra i vettori di aree di interrogazione adiacenti. Tale interpolazione è basata sulle immagini grezze, ed è dunque più significativa di un'elaborazione a posteriori.
- Approssimazione subpixel: Dato che il campo di moto delle particelle misurato dalla funzione di cross-correlazione è fornito in termini di valori interi, è necessario utilizzare una funzione di interpolazione gaussiana per recuperare i valori decimali dello spostamento misurato.
- Deformazione delle finestre di interrogazione: viene adoperato per ridurre l'errore dovuto alla presenza dei gradienti di velocità.
- Altezza relativa di picco: In letteratura viene adottato $k=2$ [11], ma si è deciso di usare $k=1.15$ dal momento che il criterio tende a scartare molti vettori verosimili. Per rendere significativa la correlazione occorre che il picco rappresentativo dello spostamento medio delle particelle sia superiore al rumore presente nel segnale. In base a questo criterio, si può definire un limite k rappresentativo del rapporto minimo tra le altezze del primo e del secondo picco più alto sul piano di correlazione (rispettivamente $\Phi_{1,2_maxI}$ e $\Phi_{1,2_maxII}$), e si considerano come validi gli spostamenti generati da una correlazione tale per cui:

²² Ovvero l'area di interrogazione finale

$$\frac{\Phi_{1,2\max I}}{\Phi_{1,2\max II}} > k \quad (3.16)$$

- Media mobile: Questo metodo confronta ciascun vettore velocità $\vec{v}(x, y)$ con una media fatta su quelli circostanti $\overline{\vec{v}(x, y)}$. Se la discrepanza è superiore ad un certo limite l il vettore viene scartato, come viene ricordato dalla formula (3.21):

$$|\vec{v}(x, y) - \overline{\vec{v}(x, y)}| < l \quad (3.17)$$

$$l = \alpha \max_{x,y} |\vec{v}(x, y) - \overline{\vec{v}(x, y)}| \quad (3.18)$$

Dove α è acceptance factor e determina lo scostamento limite dalla media oltre al quale i vettori vengono scartati, in funzione dello scostamento massimo. Nella mia trattazione ho applicato questo metodo adoperando un $\alpha=0.1$ con supporto 3×3 e 3 iterazioni, il quale permette un certo scostamento dalla media nell'intorno.

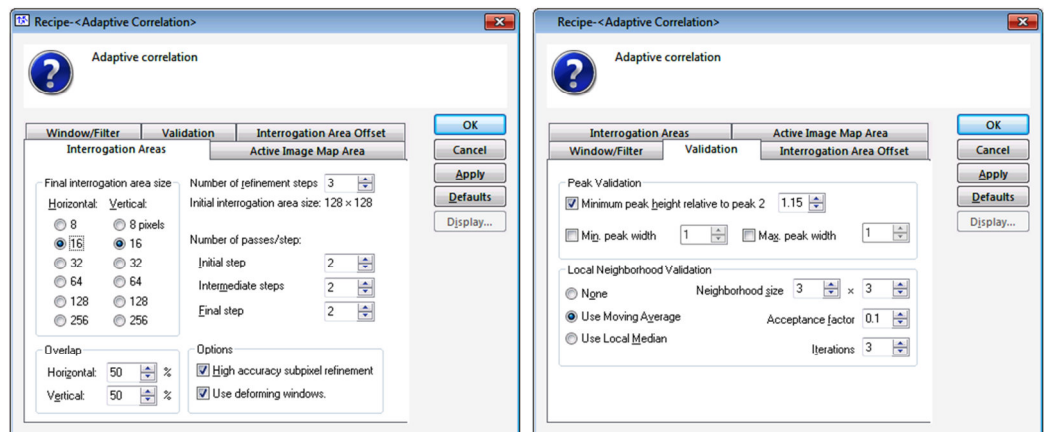


Figura 3.15 Parametri utilizzati nell'adaptive correlation (sinistra) e criteri di convalida (destra)

Le mappe istantanee finali delle due videocamere sono riportate in figura 3.16, dove i vettori blu rappresentano i vettori validi mentre i verdi sono i vettori sostituiti. Nelle zone laterali delle due immagini della figura 3.16 abbiamo una forte presenza di vettori verdi, data la mancanza di insemnante in quei punti.

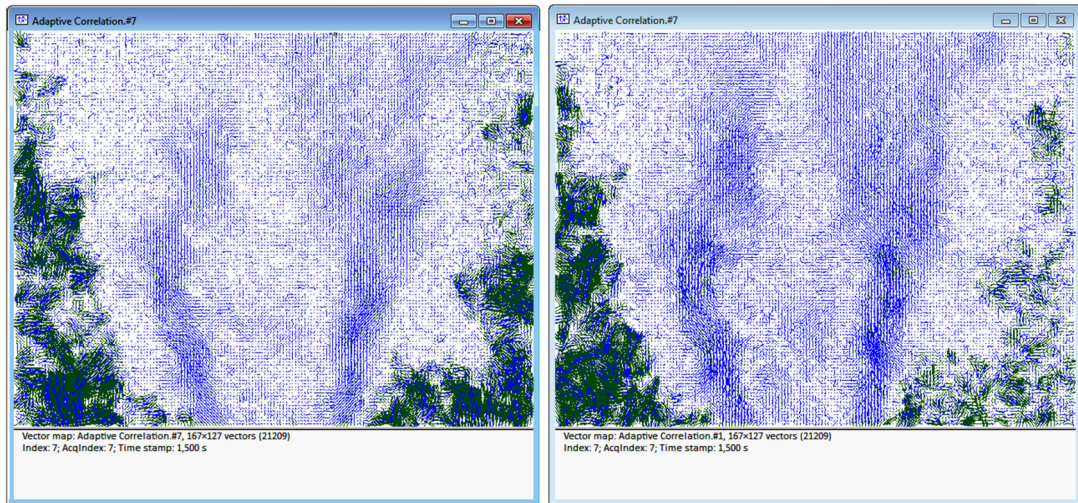


Figura 3.16 mappe istantanee di correlazione adattiva delle due telecamere

A questo punto si selezionano i dati del calibration refinement e le mappe istantanee dell'Adaptive correlation delle due camere per generare la mappa vettoriale stereo PIV istantanee delle 600 immagini attraverso il comando *Stereo PIV processing*, come mostrato nella figura 3.17.

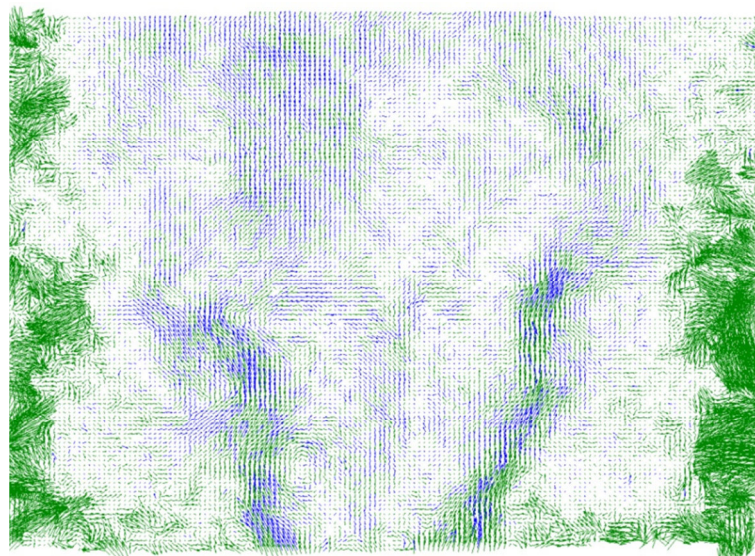


Figura 3.17 Mappa Stereo PIV istantanea

Infine si utilizzano in successione i comandi *Vector Statstic* e *Scalar Map* per ricavare la mappa vettoriale media del getto d'aria e i campioni utilizzati dal software per produrre i vettori validi presenti nella mappa media. Nella figura 3.18 sono rappresentati gli operatori utilizzati nel Vector Statistic.

Quantity	U-velocity (X-direction)	V-velocity (Y-direction)	W-velocity (Z-direction)
Mean	$\mu_u = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{i=N} U_i$	$\mu_v = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{i=N} V_i$	$\mu_w = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{i=N} W_i$
Variance (not output)	$\sigma_u^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^{i=N} (U_i - \mu_u)^2$	$\sigma_v^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^{i=N} (V_i - \mu_v)^2$	$\sigma_w^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^{i=N} (W_i - \mu_w)^2$
Std. Deviation	$\sigma_u = \sqrt{\sigma_u^2}$	$\sigma_v = \sqrt{\sigma_v^2}$	$\sigma_w = \sqrt{\sigma_w^2}$
Covariance (not output)	$\text{Cov}\{V, W\} = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^{i=N} (V_i - \mu_v)(W_i - \mu_w)$ $\text{Cov}\{U, W\} = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^{i=N} (U_i - \mu_u)(W_i - \mu_w)$ $\text{Cov}\{U, V\} = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^{i=N} (U_i - \mu_u)(V_i - \mu_v)$		
Correlation coefficients	$\rho_{vw} = \frac{\text{Cov}\{V, W\}}{\sigma_v \sigma_w} \quad (-1 \leq \rho_{vw} \leq +1)$ $\rho_{uw} = \frac{\text{Cov}\{U, W\}}{\sigma_u \sigma_w} \quad (-1 \leq \rho_{uw} \leq +1)$ $\rho_{uv} = \frac{\text{Cov}\{U, V\}}{\sigma_u \sigma_v} \quad (-1 \leq \rho_{uv} \leq +1)$		

Figura 3.18 Parametri calcolati nel Vector Statistic [6]

Bibliografia

- [1] M. Raffel, C. Willert, S. Wereley, J. Kompenhans, “*Particle Image Velocimetry: a practical guide*”. Springer, second edition, 2007.
- [2] www.dantecdynamics.com
- [3] A.K. Prasad, “*Particle Image Velocimetry*”, current science, vol. 79, no. 1, 10 July 2000
- [4] Dantec Dynamics, User’s Guide, “*Dynamic Studio*”, 2013.
- [5] Dantec Measurement Technology, Reference Manual, “*3D Stereoscopic PIV*”, eight edition 2006.
- [6] <http://www.cambridgeincolour.com/tutorials/diffraction-photography.htm>
- [7] Grant I, “*Particle image velocimetry: A review*”. Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers. Part C. Mechanical engineering science, vol 211. 1997
- [8] Grosso, A., Martignago, M., Lo Balbo, A. A., “*Analisi sperimentale e numerica di un bruciatore a swirl*”, Tesi di laurea in Ingegneria Energetica, Politecnico di Milano, A.A. 2011-2012
- [9] F. Capelli, “*Analisi del PVC in un getto ad elevato grado di swirl mediante immagini TR-PIV*”, Tesi di laurea in Ingegneria Aeronautica, Politecnico di Milano, A.A. 2009-2010.
- [10] M. Vanni, “*Analisi sperimentale e numerica di un getto isoterma confinato ad alto grado di swirl*”, Tesi di laurea in Ingegneria Meccanica, Politecnico di Milano, A.A. 2010-2011.
- [11] R.D. Keane e R.J. Adrian: “*Theory of cross-correlation analysis of PIV images*”. Applied Scientific Research, 49:191–215, 1992.

4 Capitolo 4

Apparato Sperimentale

4.1 Bruciatore a swirl

La figura 4.1 mostra il bruciatore a swirl utilizzato nelle prove con la PIV stereoscopica e il cui scopo è stato spiegato nel capitolo 1. Esso è stato progettato da Farina e Tedde [4], ma nella mia indagine ho utilizzato la configurazione adottata nel lavoro di Lo Balbo, Grosso e Martiniago [2].



Figura 4.1 Bruciatore a swirl

La figura 4.2 rappresenta una sezione del bruciatore con tutti i suoi componenti:

- Gruppo di iniezione aria assiale. L'aria viene immessa per mezzo di 4 tubi aventi un diametro di 6 mm, posizionati nella parte inferiore del pezzo e disposti radialmente a 90° l'uno dall'altro. Subito a valle di questi 4 ingressi, il flusso viene raddrizzato assialmente grazie ad un disco forato e al di sopra di questo si trova l'ingresso destinato al flusso d'aria in seminante.

A monte del disco forato il mantello cilindrico è munito di due serie di fori filettati, ognuna delle quali costituita da tre fori disposti a 120° l'uno dall'altro, che vengono adoperate per il centraggio del gas gun e per il fissaggio del piattello forato.

- Gruppo di iniezione aria tangenziale. E' il componente che impone il moto rotatorio alla corrente d'aria ed è organizzato in 4 ingressi del diametro di 3 mm posti ad una distanza dall'asse geometrico del bruciatore di 38 mm più altri 4 del diametro di 4 mm ad una distanza di 20 mm dall'asse.
- Riduzione concentrica. E' un elemento all'interno del quale si sviluppa il flusso con moto di swirl e nel progettarlo si è fatto attenzione a evitare il distacco della vena fluida dalla parete in cui il profilo del convergente passa da concavo e convesso.²³
- Piano della camera di combustione. Componente avente la mansione di reggere tutti gli altri elementi del bruciatore mediante 4 collegamenti filettati presenti nella parte inferiore. Sulla superficie superiore presenta inoltre una cava circolare che serve per il posizionamento della camera di combustione²⁴.
- Cilindro ugello. E' un cilindro cavo di una lunghezza 40 mm ed è costituito da un diametro interno di 36 mm e da un diametro esterno 46 mm.
- Gas gun. E' un condotto attraverso cui scorre il gas naturale ed ha un diametro interno di 8 mm e una lunghezza di 400 mm. Nella mia tesi questo elemento non viene alimentato poiché faccio le misure solo l'aria uscente dalla periferia dell'ugello.
- Distanziale. Elemento cilindrico flangiato il cui obiettivo è quello di tenere a debita distanza l'iniezione tangenziale dall'efflusso, allo scopo di massimizzare la massa di fluido coinvolta dal moto di swirl stesso.
- Coperchio inferiore. Si tratta di una flangia che chiude la parte inferiore del bruciatore permettendo il passaggio del gas gun e un o-ring assicura la sua tenuta.

²³ Per ulteriori informazioni guardare la tesi di Farina e Tedde [4]

²⁴ Nelle mie prove non l'ho usata

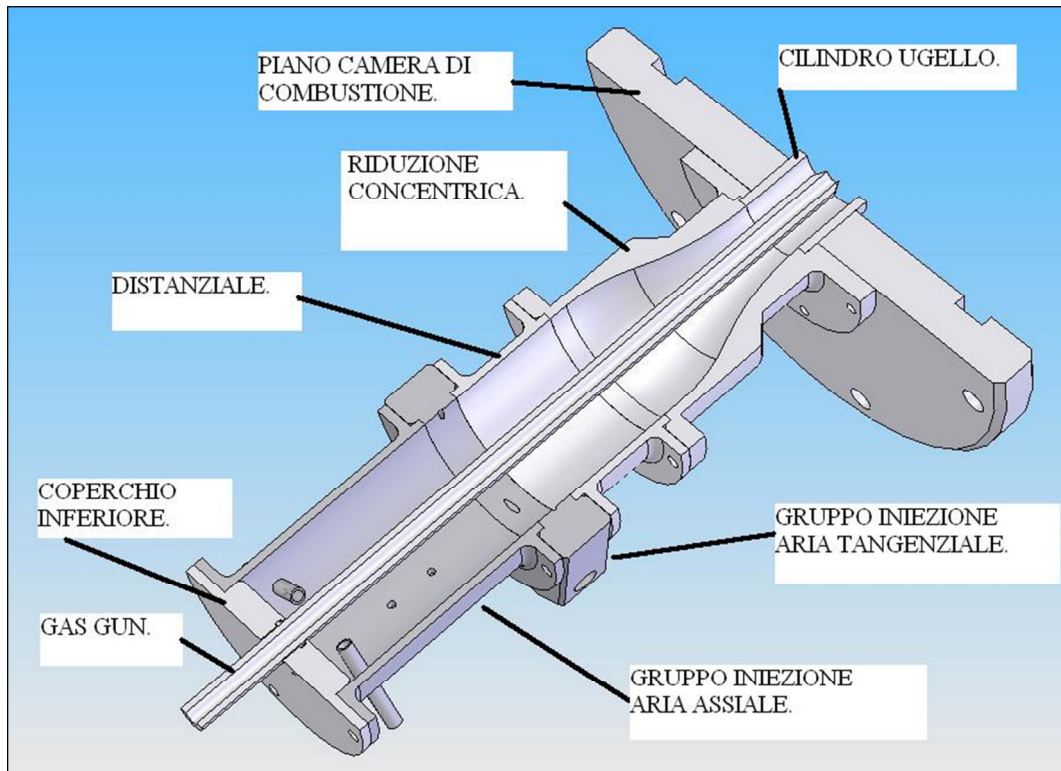


Figura 4.2 Sezione del bruciatore [4]

Sotto al bruciatore c'è il distributore d'aria, il cui scopo è garantire una distribuzione uniforme dell'aria ai quattro ugelli dell'aria tangenziale. Dalla parte superiore di tale componente si diramano i quattro tubi flessibili dell'aria compressa che arrivano agli agganci rapidi sistemati sull'iniettore tangenziale, mentre nella parte inferiore è situato l'ingresso dell'aria compressa in arrivo dal sistema di alimentazione alla pressione di 3,5 bar.

4.2 Flussimetri

Le portate d'aria che fluiscono nel bruciatore a swirl sono controllate dai flussimetri IN FLOW della Bronkhorst e gestite dal software FlowDDE.. I 3 flussimetri IN FLOW sono rappresentati nella figura 4.3, mentre la tabella 4.1 riporta le loro caratteristiche tecniche.



Figura 4.3 I 3 flussimetri IN FLOW Bronkhorst utilizzati

	Flussimetro 1	Flussimetro 2	Flussimetro 3
Modello	F-201A-50K-RGD-3	F-203AV-M50-RGD-44V	F-203AI-1M0-RGD-44V
Numero Seriale	8205506B	8205506F	8205506G
Fondo Scala	20 NI/min	500 NI/min	1000 NI/min
Sostanza	N ₂	Aria	Aria

Tabella 4.1 Caratteristiche tecniche dei flussimetri adoperati [3]

La figura 4.4 illustra il principio di funzionamento di un flussimetro termico, in cui una porzione della portata d'aria passa in un condotto secondario, dove è posto il sensore di misura. Nel sensore raffigurato dalla figura 4.5 tale portata viene riscaldata per mezzo di un calore Q noto fornito da due termoresistenze R_{HT1} e R_{HT2} (connessi ad un ponte di Wheastone), che è misurano le temperature all'ingresso e all'uscita del riscaldatore. Dalla differenza di temperatura rilevata $\Delta T = T_1 - T_2$ e supponendo di conoscere il calore specifico del gas c_p si riesce a ricavare il valore della portata massica \dot{m} attraverso il primo principio della termodinamica:

$$\dot{m} = \frac{Q}{c_p \Delta T} \quad (4.1)$$

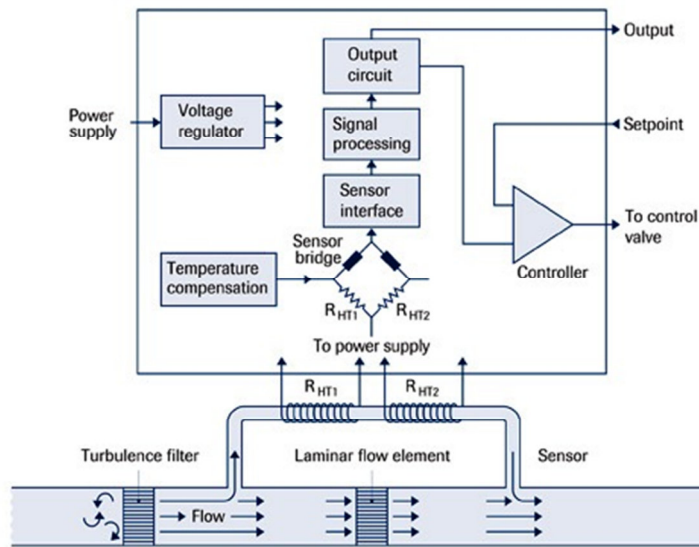


Figura 4.4 Schema di funzionamento del flussimetro Bronkhorst [3]

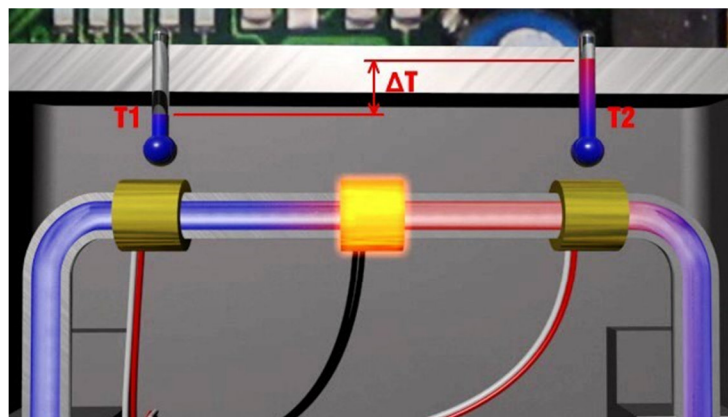


Figura 4.5 Sensore del flussimetro [3]

All'avviamento del flussimetro, la portata che impongo (in termini percentuali riferiti al fondoscala) viene raffrontata con la quantità misurata dal sensore. il sistema di controllo invia alla valvola solenoidale di regolazione un segnale di tensione proporzionale allo scostamento tra i due valori con lo scopo di annullarli e conseguentemente di far transitare la portata voluta.

Dalla tabella 4.1 possiamo vedere che il flussimetro 1 è stato tarato con azoto, anche se nella realtà passa aria. Dunque se voglio riportare i valori di portata Q_V misurati da tale flussimetro in quantità riferite all'aria devo utilizzare la formula seguente:

$$Q_V^{aria} = \frac{\rho^{azoto} c_p^{azoto}}{\rho^{aria} c_p^{aria}} \times Q_V^{azoto} \quad (4.2)$$

Dove il prodotto ρc_p è il fattore di conversione e si trova nei manuali Bronkhorst.

4.3 Impianto di alimentazione

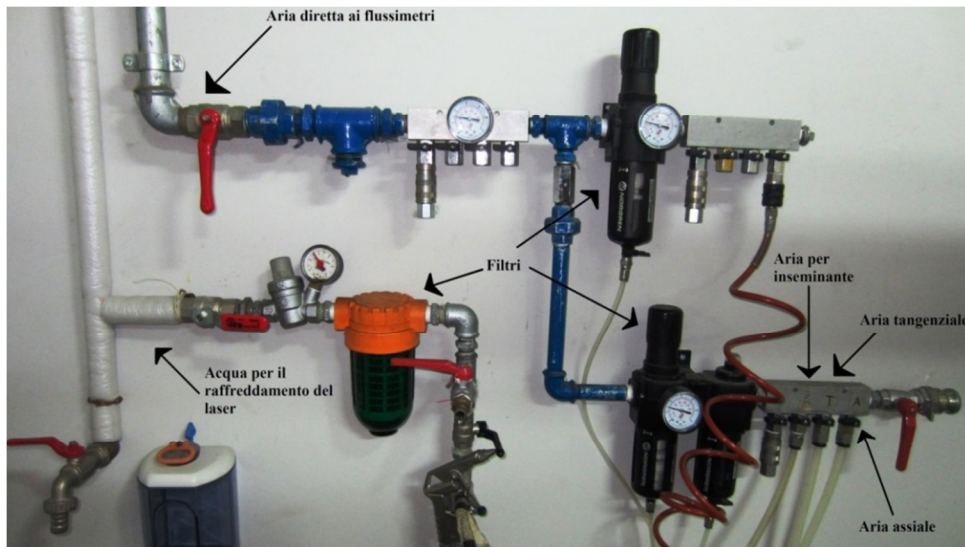


Figura 4.6 Linea di alimentazione aria e acqua del laboratorio di combustione e diagnostiche ottiche del Dipartimento di Energia

Le linee di alimentazione di acqua e aria compressa utilizzate per le mie prove sono state utilizzate in passato nella tesi di Lo Balbo, Grosso e Martiniago [2]. Tutte le linee sono provviste di filtri per prevenirne lo sporco, eliminando possibili polveri o gocce d'olio presenti. Infatti occorre infatti che i gas misurati siano filtrati in modo ottimale, perché i flussimetri sono molto sensibili a qualsiasi tipo di impurità che potrebbe depositarsi all'interno e alterare la misura a causa della non corretta ripartizione della portata.

Nella foto di figura 4.6 si distinguono la linea dell'acqua e dell'aria compressa. La prima serve ad alimentare il circuito di raffreddamento del laser, mentre la seconda è collegata al sistema di flussimetri rappresentati nella figura 4.3. La pressione dell'aria a monte della linea è di 8 bar, ma all'occorrenza può essere ridotta agendo sulla valvola riduttrice posta a valle.

Nella Figura 4.7 è riportato lo schema della linea dell'aria compressa con i seguenti elementi:

1. Rubinetto;
2. Manometro;
3. Rubinetto;
4. Manometro collegato al filtro a condensazione;

5. Filtro a condensazione con valvola riduttrice di pressione;
6. Filtro a condensazione;
7. Rubinetti;
8. Misuratore e regolatore di portata dell'aria per l'inseminazione
9. Misuratore e regolatore di portata dell'aria tangenziale;
10. Misuratore e regolatore di portata dell'aria assiale.

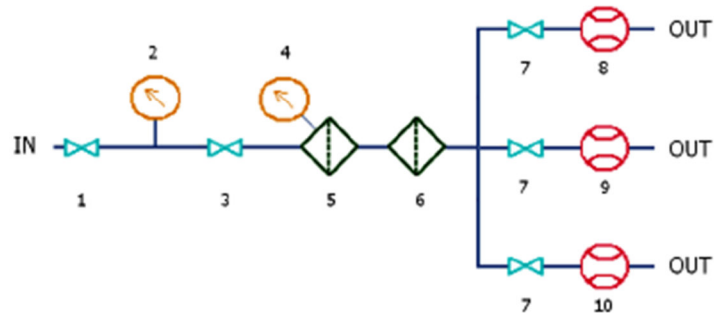


Figura 4.7 Schema della linea di aria compressa [2]

4.4 Sistema di riferimento

La figura 4.8 rappresenta il sistema di riferimento che ho adottato in tutte le prove e un poligono verde che rappresenta il piano illuminato dalla lama laser. Il sistema è centrato nella sezione d'uscita dell'ugello del bruciatore, in cui l'asse y (assiale) è orientato come la normale uscente dalla sezione di efflusso, l'asse x (radiale) è coincidente con la lama laser e l'asse z tangenziale è diretto verso il traslatore, il quale sorregge le due telecamere.

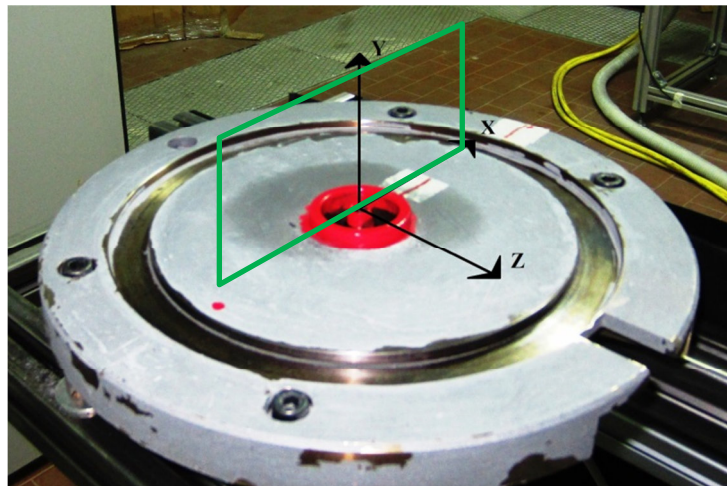


Figura 4.8 Sistema di riferimento

Bibliografia

- [1] I. Farina, P. P. Tedde, “*Progettazione e caratterizzazione sperimentale in regime isoterma di un bruciatore a swirl*”, Tesi di laurea in Ingegneria Meccanica, Politecnico di Milano, A.A. 2005-2006.
- [2] Grosso, A., Martignago, M., Lo Balbo, A. A., “*Analisi sperimentale e numerica di un bruciatore a swirl*”, Tesi di laurea in Ingegneria Energetica, Politecnico di Milano, A.A. 2011-2012
- [3] www.bronkhorst.com

5 Capitolo 5

Risultati sperimentali

5.1 Impianto sperimentale e procedura

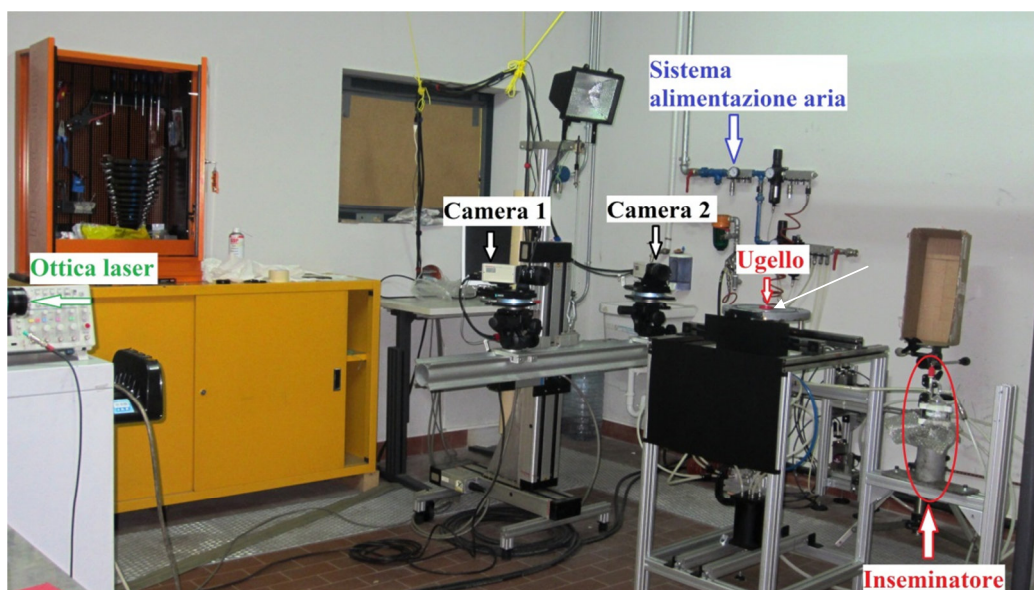


Figura 5.1 Impianto sperimentale

La figura 5.1 illustra i componenti dell'impianto sperimentale adottato per questo lavoro di tesi.

Il sistema Stereo PIV è costituito da due camere digitali Hamamatsu C8484-05C (ciascuna dotata di un obiettivo Nikkor 60mm f2.8) con apertura del diaframma di $f_{\#}=11$. Lo spazio tra le due videocamere è di 120 cm, mentre le loro ottiche distano rispetto al centro dell'ugello di una lunghezza di 100 cm. La configurazione S-PIV rotazionale è stata scelta con l'obiettivo di ottenere una messa a fuoco uniforme delle immagini acquisite dalle telecamere (condizione di Scheimpflug). L'ottica laser (montata sul sistema laser Nd: YAG a doppia cavità della Quanta system) fornisce un fascio verde (lunghezza d'onda di 532 nm) di spessore 2 mm circa e la cui energia è stata regolata (impostando la manopola di controllo del laser) su 780 V.

Il sistema di alimentazione fornisce aria sia per le entrate assiali - tangenziali del bruciatore sia per l'inseminatore (il cui insemiante è l'olio enologico con

particelle di spessore 1-2 μm) e i cui valori sono controllati dai flussimetri Bronkhorst.

Il primo passo da fare nel procedimento è quello di centrare la lama laser con il centro del gas gun. Dopodiché, una volta segnata la traiettoria della lama laser sul piano della camera di combustione, si effettua l'allineamento tra la lama laser e la piastra di calibrazione (posizionata sul centro del gas gun).

Per consentire l'inquadratura del marcatore centrale del target di calibrazione, le due videocamere vengono alzate di 32 mm rispetto alla sezione d'uscita dell'ugello mediante il traslatore Isel (figura 5.2). Le immagini del target acquisite dalle camere vengono elaborate dal software col metodo del Pinhole.

Eseguita la calibrazione, si fanno scendere le telecamere di 29 mm in modo tale da posizionarle a una distanza di 3 mm dalla sezione d'efflusso. Il motivo è di evitare la presenza delle riflessioni del laser, che possono alterare le condizioni di prova.

In questa fase le due videocamere registrano 600 immagini del getto d'aria inseminato uscente dall'ugello tramite la tecnica del doppio fotogramma con singola esposizione, il cui intervallo di tempo è stato impostato a 30 μs . Tali immagini di ogni telecamera vengono elaborate attraverso le mappe di correlazione adattiva, aventi aree di interrogazione 16x16 pixels sovrapposte del 50% orizzontale e del 50% verticale e con una validazione basata sul rapporto tra il primo e il secondo picco più alti fissato a 1,15. Infine le due mappe medie adattive vengono combinate tramite il metodo Vector Warping per generare la mappa stereoscopica delle 3 componenti di velocità del flusso d'aria inseminato.

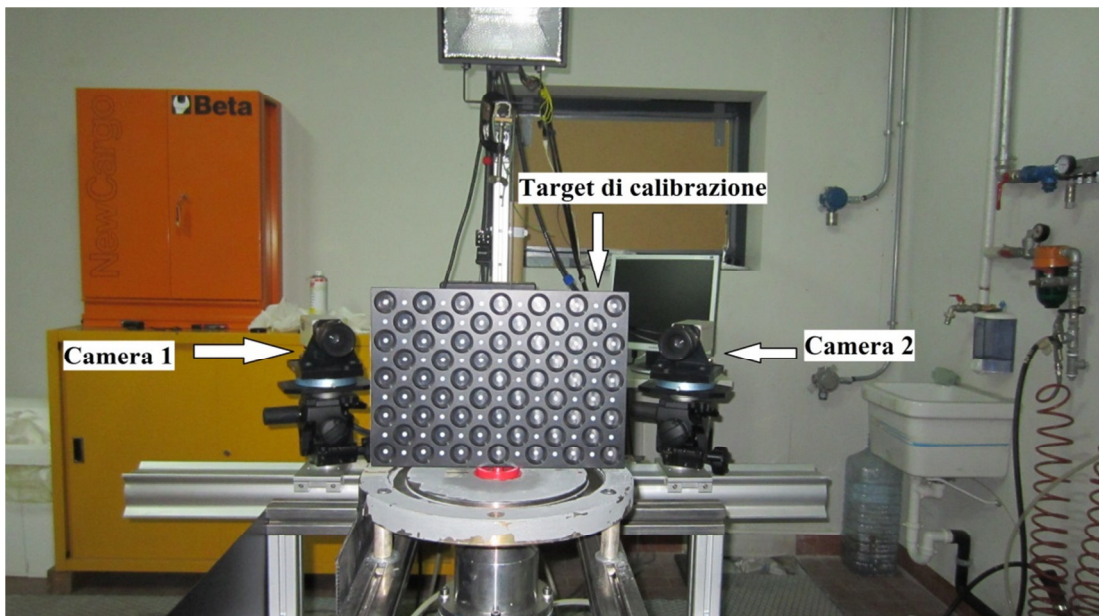


Figura 5.2 Disposizione delle camere durante la calibrazione

5.2 Condizioni di prova analizzate

La tabella 5.1 illustra le condizioni di prova (indicate col numero di Swirl S) effettuate durante questo lavoro di tesi.

$\dot{m}_{aria,tot}$	\dot{m}_{INS}	\dot{m}_{tan}	\dot{m}_{ass}	Split Ratio	Re_{eq}	Numero di Swirl S
[NI/min]	[NI/min]	[NI/min]	[NI/min]	[-]	[-]	[-]
440	3	50	387	0,11	14664	0,19
440	3	100	337	0,23	14664	0,85
440	3	150	287	0,34	14664	1,60
440	3	200	237	0,45	14664	1,65

Tabella 5.1 Prove sperimentali effettuate

La figura 5.3 mostra le immagini riprese da una telecamera USB (il cui scopo era quello di permettere il controllo dello svolgimento regolare della prova da parte dell'operatore) del getto d'aria per i diversi casi studiati.

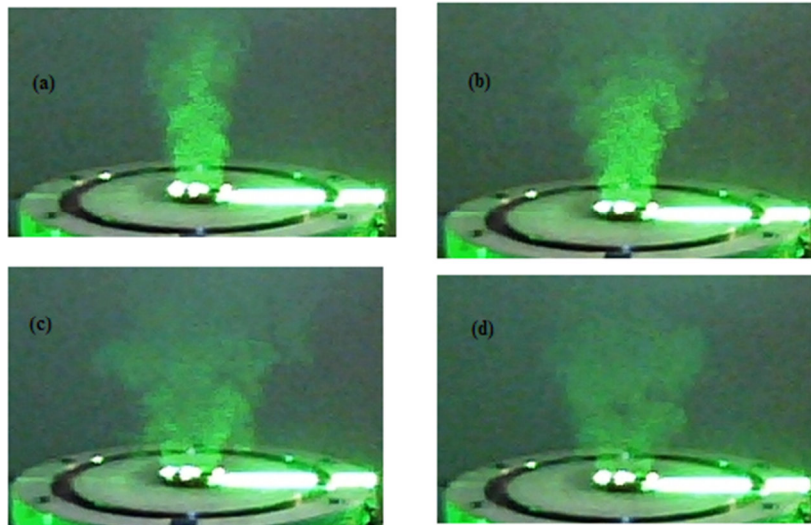


Figura 5.3 Immagini del getto d'aria nel caso di: S=0,19 (a), S=0,85 (b), S=1,60 (c), S=1,65(d)

Il numero di Reynolds Re_{eq} è riferito al diametro equivalente della sezione di efflusso $D_{eq} = 26$ mm, in cui fuoriesce l'aria avente densità $\rho_{aria} = 1,226$ kg/m³ e viscosità cinematica $\mu_{aria} = 1,79 \cdot 10^{-5}$ kg*s/m² secondo la formula:

$$Re_{eq} = \frac{\rho_{aria} \overline{v_{eq}} D_{eq}}{\mu_{aria}} \quad (5.1)$$

Dove $\overline{v_{eq}}$ è la velocità equivalente media calcolata come:

$$\overline{v_{eq}} = \frac{\dot{m}_{aria,tot}}{A_{corona\ circolare}} \cdot \frac{T_{amb}}{273,15} \cdot \frac{1}{60} \cdot \frac{1}{1000} = 8,24 \text{ m/s} \quad (5.2)$$

Nella formula (5.2) i termini 273.15, 60 e 1000 servono rispettivamente per le conversioni delle unità di misura di temperatura, tempo e spazio in Kelvin, secondi e metri. $T_{amb} = 288.15 \text{ K}$ è la temperatura a cui sono state fatte le prove e $A_{corona\ circolare} = 9,39 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2$ è l'area della corona circolare della sezione d'efflusso.

Nelle figure 5.4, 5.5, 5.6, 5.7 vengono mostrate per ogni condizione prova analizzata delle immagini riprese da ciascuna telecamera Stereo PIV, che in seguito vengono elaborate dal programma Dantec per determinare la mappa vettoriale delle 3 componenti di velocità. I livelli di grigio delle figure sono stati modificati al solo scopo di evidenziare il getto inseminato dalle particelle di olio. La differente luminosità delle particelle tra le immagini delle due telecamere è conseguenza del fatto che la telecamera 1 è posizionata rispetto alla lama laser nella configurazione cosiddetta di back-scattering, mentre telecamera 2 è orientata secondo il foward-scattering.

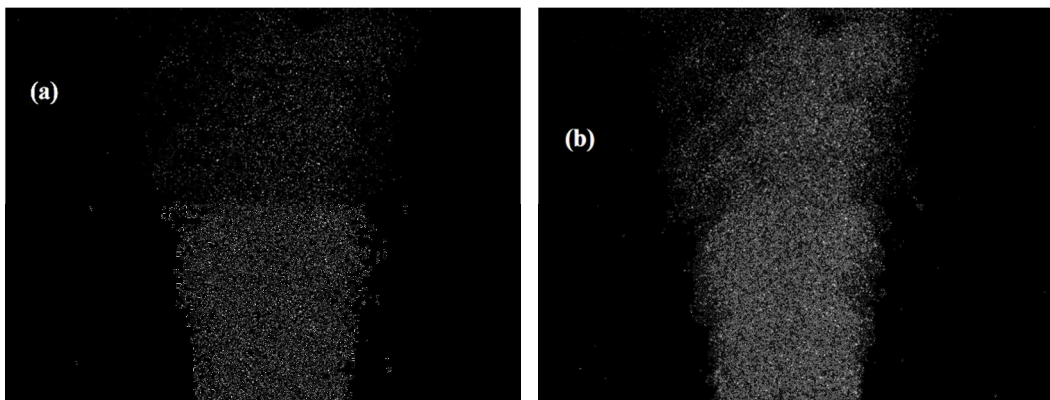


Figura 5.4 Immagini del getto senza sfondo della telecamere 1 (a) e 2 (b) per $S=0,19$

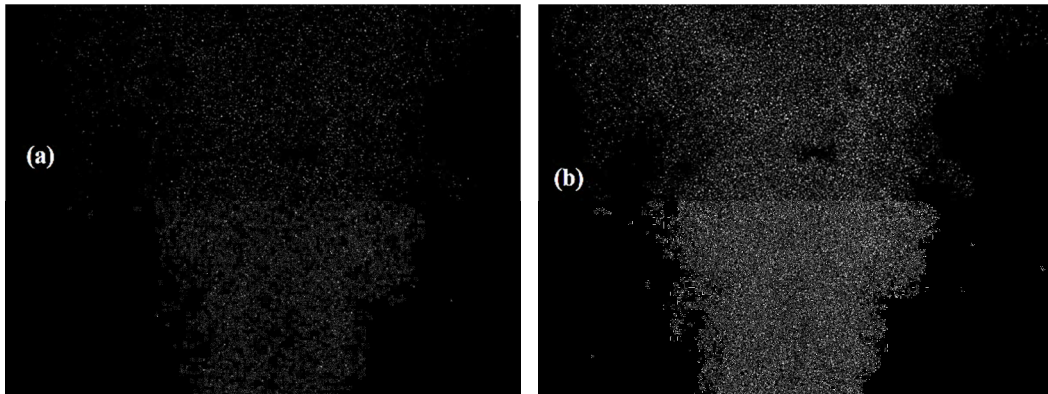


Figura 5.5 Immagini del getto senza sfondo della telecamere 1 (a) e 2 (b) per $S=0,85$

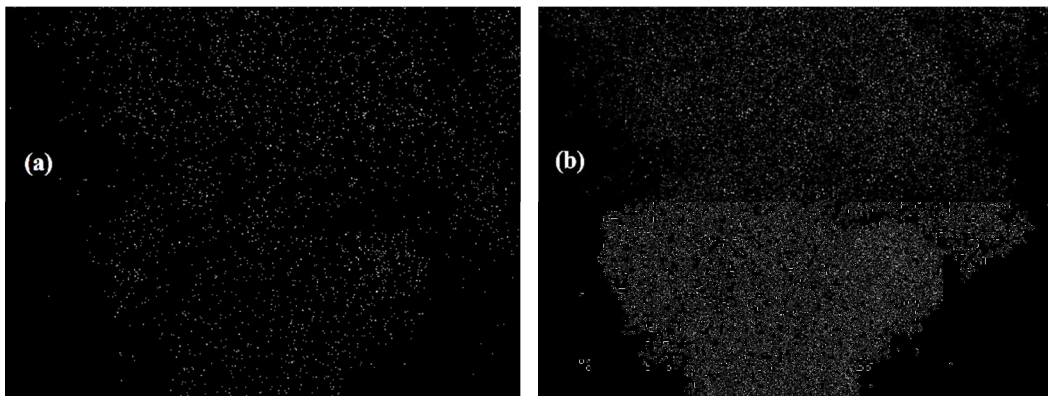


Figura 5.6 Immagini del getto senza sfondo della telecamere 1 (a) e 2 (b) per $S=1,60$

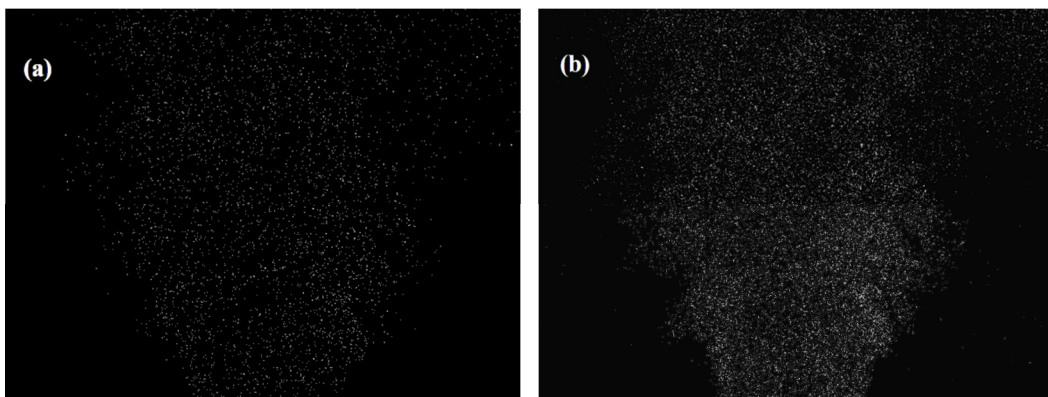


Figura 5.7 Immagini del getto senza sfondo della telecamere 1 (a) e 2 (b) per $S=1,65$

5.3 Mappe vettoriali stereoscopiche medie

La mappa vettoriale media relativa caso $S=0,19$ (figura 5.8 a) mostra in prossimità dell'efflusso un ricircolo dovuto alla scia prodotta dal gas gun, il quale si comporta come un corpo tozzo.

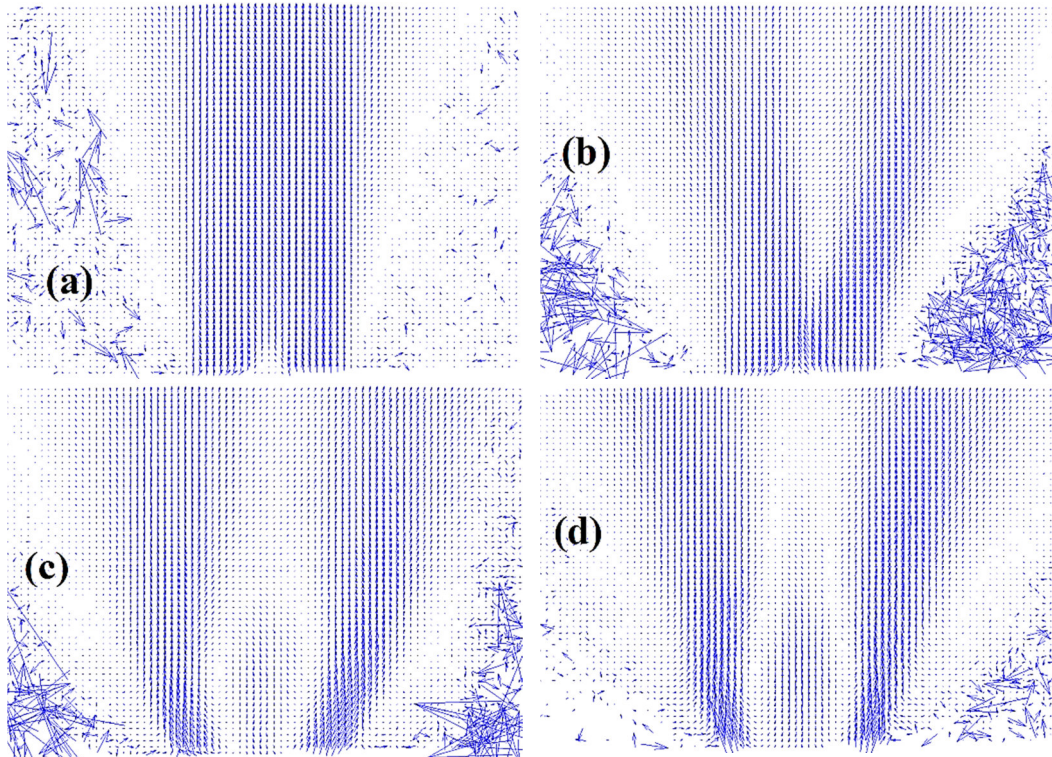


Figura 5.8 mappe stereoscopiche medie del getto d'aria nel caso di: $S=0,19$ (a), $S=0,85$ (b), $S=1,60$ (c), $S=1,65$ (d)

Nella condizione $S=0,85$ (figura 5.8 b) il getto comincia ad aprirsi, però manifesta anche la sua asimmetria. Infine nelle ultime due prove, si osserva che per Swirl superiori al valore critico ($S_2 > 0,85$) il getto si apre maggiormente a conseguenza della presenza di una bolla di ricircolazione prodotta dall'innescarsi del fenomeno del vortex breakdown e la cui estensione assiale cresce all'aumentare di S . Dato che il getto non è confinato e poiché l'aria ambiente è priva di ineliminante, le mappe SPIV presentano in tutti i casi dei vettori spuri (rumore) generati dal software in corrispondenza delle zone prive di ineliminante, ovviamente tali vettori non hanno alcun significato fisico e non sono stati presi in considerazione nelle analisi successive.

5.4 Mappe scalari relativi alla velocità tangenziale

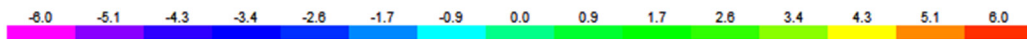


Figura 5.9 Scala cromatica della velocità tangenziale [m/s] per $S=0,19$

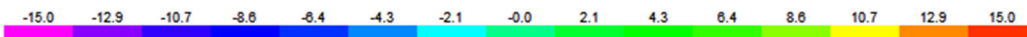


Figura 5.10 Scala cromatica della velocità tangenziale [m/s] per $S=0,85$, $S=1,60$, $S=1,65$

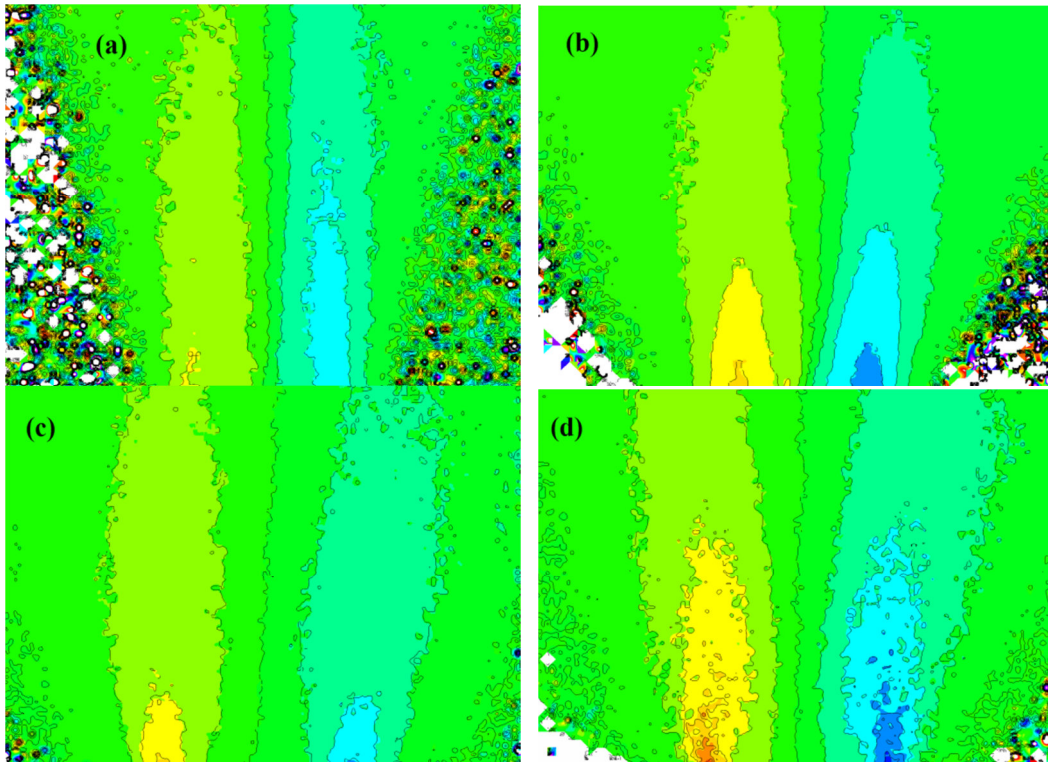


Figura 5.11 mappe scalari relative alla velocità tangenziale nel caso di: $S=0,19$ (a), $S=0,85$ (b), $S=1,60$ (c), $S=1,65$ (d)

La figura 5.11 illustra le mappe scalari della componente uscente dal piano di misura per ogni condizione di prova (le cui scale cromatiche sono raffigurate in figura 5.9 e 5.10). Dalle mappe si osserva che al crescere del numero di swirl il valore della velocità tangenziale sui bordi del getto diventa sempre più grande. Tale affermazione, però, non trova perfettamente riscontro nel passaggio da $S=0,85$ a $S=1,60$, poiché in questo range si verifica la transizione da un flusso senza vortex breakdown a un flusso dotato di vortex breakdown. I valori positivi e negativi delle velocità tangenziali sono riconducibili al fatto che l'asse z risulta essere positivo verso le telecamere e ciò significa che il moto rotatorio imposto al getto è di tipo antiorario. Anche in queste mappe c'è la presenza di vettori spuri, dovuti alla mancanza di inseedant

5.5 Mappe scalari del numero di campioni utilizzati

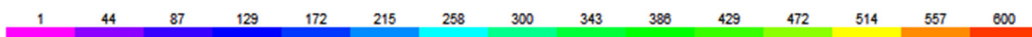


Figura 5.12 Scala cromatica del numero dei campioni validi

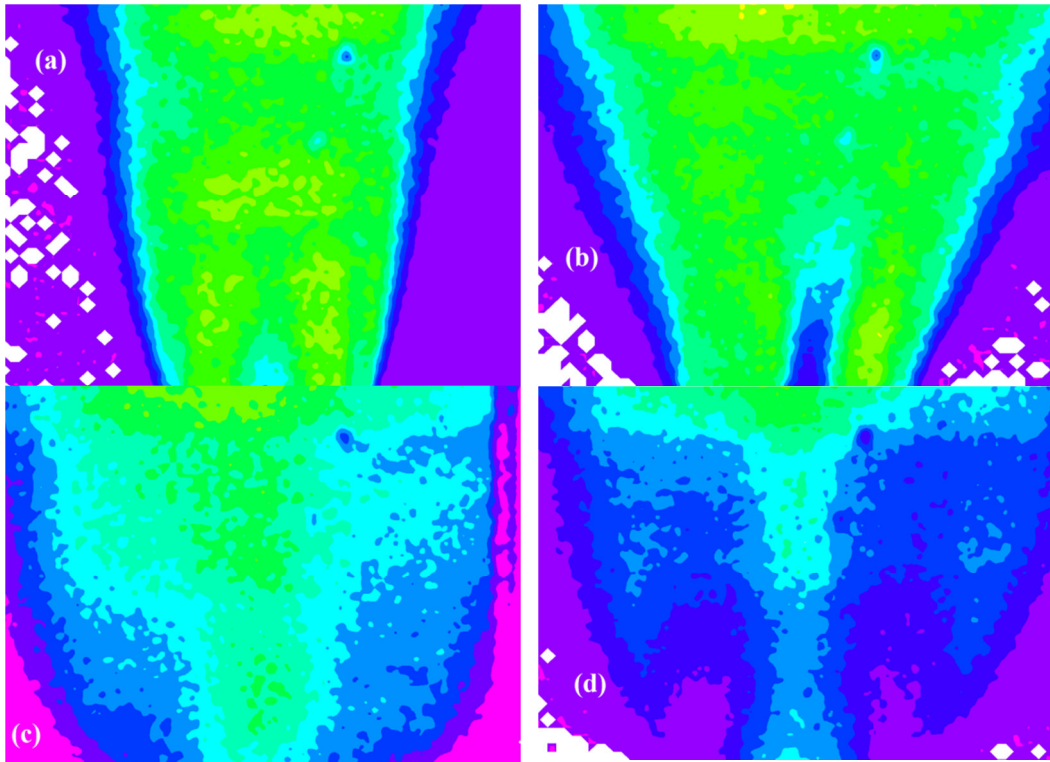


Figura 5.13 mappe scalari del numero dei campioni nel caso di: $S=0,19$ (a), $S=0,85$ (b), $S=1,60$ (c), $S=1,65$ (d)

Dalle mappe scalari del numero dei vettori validi di figura 5.13 (la cui scala cromatica è riportata in figura 5.12) possiamo vedere che in $S=0,19$ il numero dei vettori validi è maggiore nello shear layer rispetto alla zona in prossimità dell'efflusso, a causa della scia procurata dal gas gun. La stessa cosa succede anche in $S=0,85$, ma qui il motivo è dovuto all'asimmetria del flusso. Infine nelle condizioni $S=1,60$ e $S=1,65$ si osserva un numero di vettori validi superiore nella zona centrale del getto, poiché si ha una distribuzione d'inseminante maggiore grazie al mescolamento introdotto dalla bolla di ricircolazione CTRZ. In tutti i casi si è riscontrato un numero di vettori validi piuttosto basso, nonostante le mappe scalari di ciascuna telecamera presentassero un numero di campioni utilizzati abbastanza elevato (vedi figure 5.16, 5.17, 5.18, 5.19 con scala di riferimento di figura 5.14). Questo fatto potrebbe essere ricondotto a come le mappe adattive delle due camere vengano ricombinate dal programma, nel cui manuale non è spiegato la metodologia di ricostruzione stereoscopica.



Figura 5.14 Scala cromatica del numero di campioni utilizzati per costruire la mappa di correlazione adattiva delle due telecamere

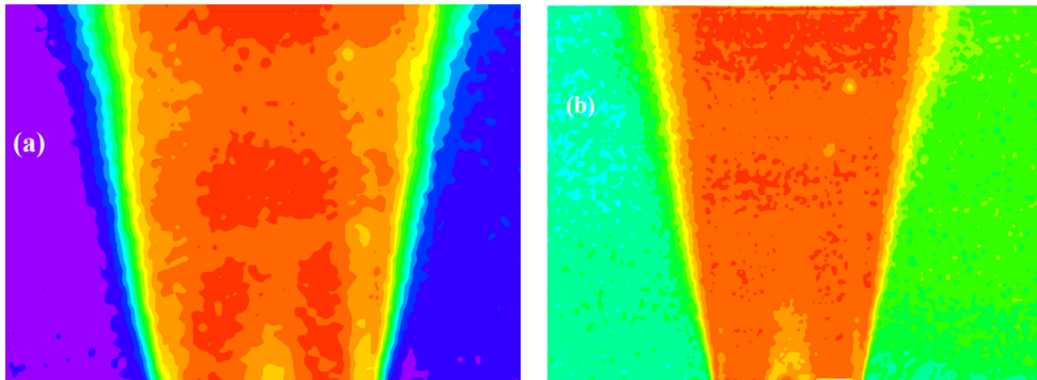


Figura 5.15 Mappe scalari del numero dei vettori validi ottenute dalle mappe medie di correlazione adattiva per la camera 1 (a) e 2 (b) nel caso di $S=0,19$

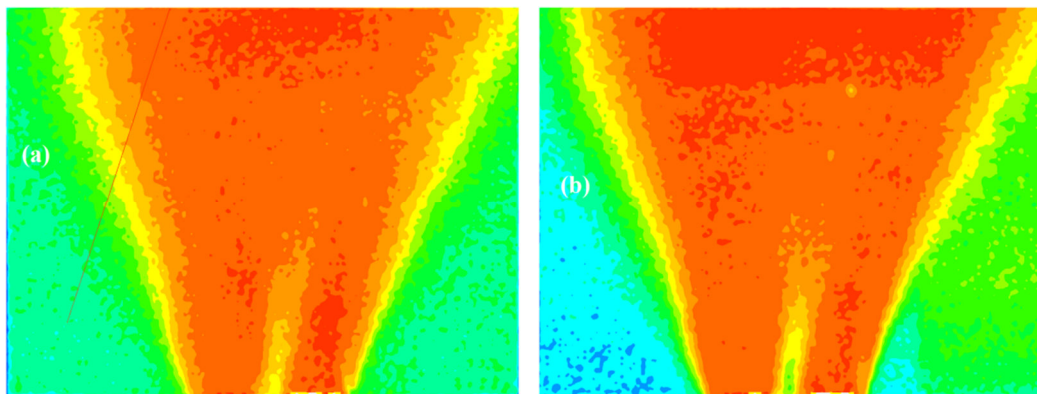


Figura 5.16 Mappe scalari del numero dei vettori validi ottenute dalle mappe medie di correlazione adattiva per la camera 1 (a) e 2 (b) nel caso di $S=0,85$

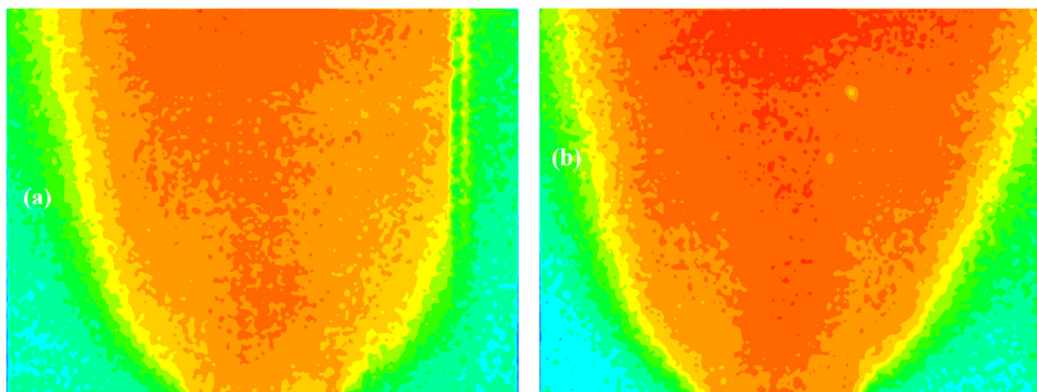


Figura 5.17 Mappe scalari del numero dei vettori validi ottenute dalle mappe medie di correlazione adattiva per la camera 1 (a) e 2 (b) nel caso di $S=1,60$

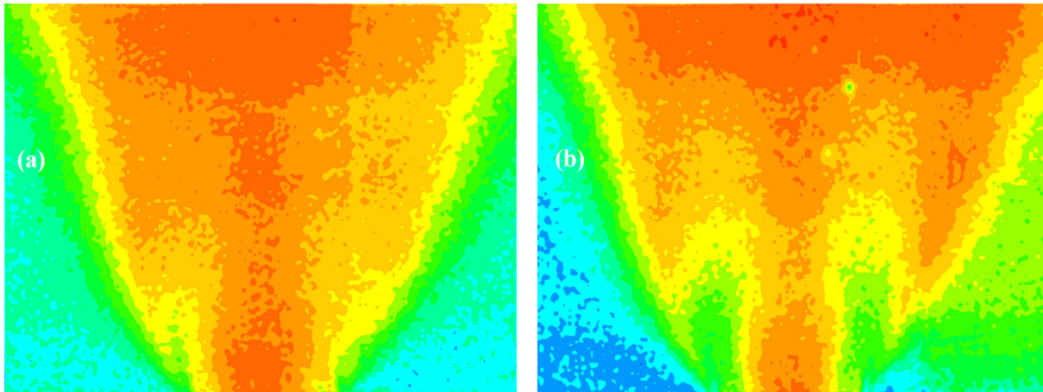


Figura 5.18 Mappe scalari del numero dei vettori validi ottenute dalle mappe medie di correlazione adattiva per la camere 1 (a) e 2 (b) nel caso di $S=1,65$

5.6 Profili di velocità e degli RMS

Dalle mappe vettoriali medie dei vettori sostituiti, si sono ricavati gli andamenti di velocità e degli RMS al variare della distanza dalla sezione di efflusso per ciascuna condizione di prova.

Il file numerico del programma Dantec Dynamic Studio v3.40 fornisce le coordinate metriche riferite al punto a cui si trova il marker centrale di calibrazione. Quindi si è adottata la trasformazione di coordinate di formula 5.3 per portare il centro del sistema di riferimento del programma a quello riguardante l'asse passante per il centro dell'ugello (com'è definito nel paragrafo 4.4).

$$y^{reale} = y^{SPIV} + 0,5l^{target} - \Delta H \quad (5.3)$$

Dove y^{SPIV} è la coordinata assiale fornita dal software, $l^{target} = 190 \text{ mm}$ è la lunghezza della piastra di calibrazione e $\Delta H = 29 \text{ mm}$ è la distanza assiale tra il marker centrale e la coordinata $y=0$ da cui si sono fatte le misure.

Tutti i grafici sono stati adimensionalizzati: per le coordinate spaziali (x e y) è stato utilizzato il diametro dell'ugello $D=36 \text{ mm}$, mentre per le componenti di velocità e i corrispondenti RMS è stata adottata la velocità media $v_{eq}=8,24 \text{ m/s}$.

5.6.1 Prova con $S=0,19$ e $Re=14664$

Nelle figure 5.19, 5.20, 5.21 sono riportati i profili di velocità delle tre componenti nel caso di $S=0,19$ e $Re=14664$. Dai grafici si osserva che i profili delle velocità tangenziali risultano essere sovrapposti, mentre si assiste a un decadimento della velocità radiale all'aumentare della distanza dalla sezione d'uscita dell'ugello. Infine nella figura 5.20 si nota una crescita progressiva

della velocità assiale in corrispondenza dell'asse del getto mano a mano che si sale con la quota. Questa osservazione è spiegata dal fatto che il flusso d'aria risenta meno della scia del gas gun.

Gli andamenti degli RMS sono rappresentati dalle figure 5.22, 5.23, 5.24. Dal grafico del RMS assiale, si può notare la presenza di una turbolenza assiale della curva $y/D=0,11$ maggiore in corrispondenza dello shear layer e ciò è spiegato dalla scia prodotta dalla presenza del gas gun.

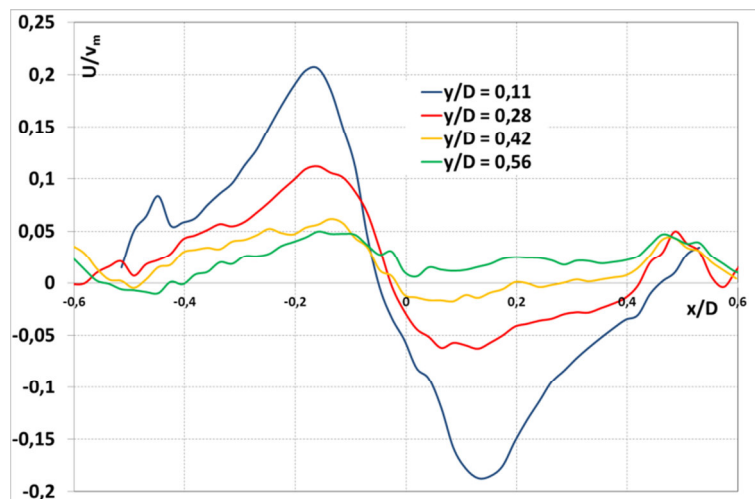


Figura 5.19 Profili di velocità radiale al variare della quota assiale per $S=0,19$ e $Re=14664$

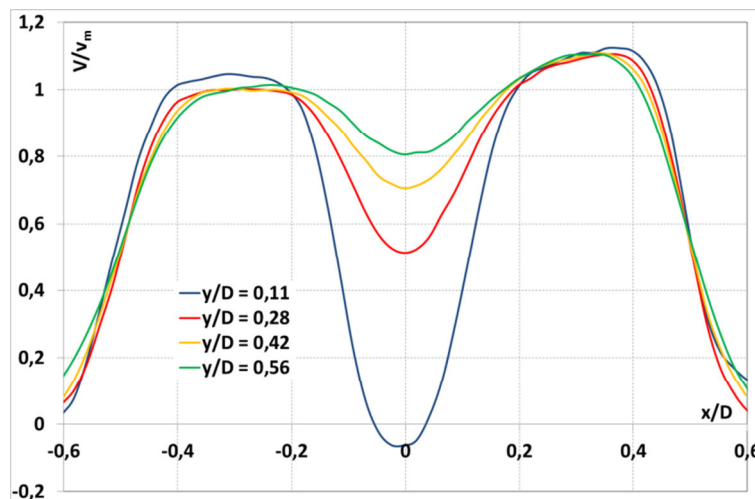


Figura 5.20 Profili di velocità assiale al variare della quota assiale per $S=0,19$ e $Re=14664$

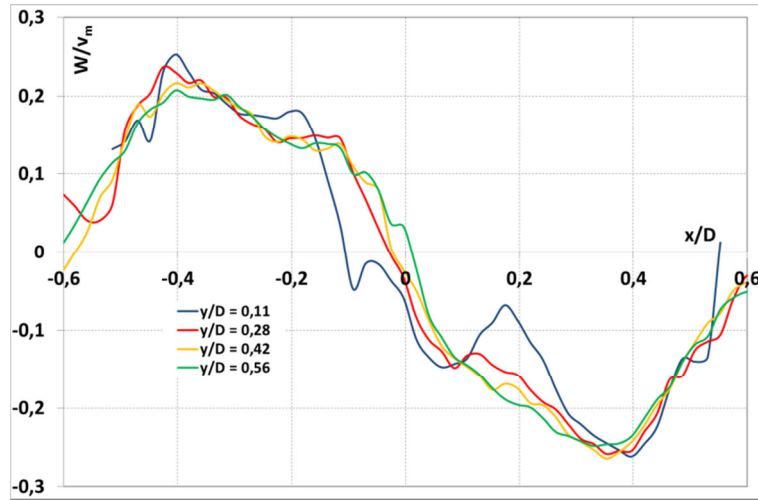


Figura 5.21 Profili di velocità tangenziale al variare della quota assiale per $S=0,19$ e $Re=14664$

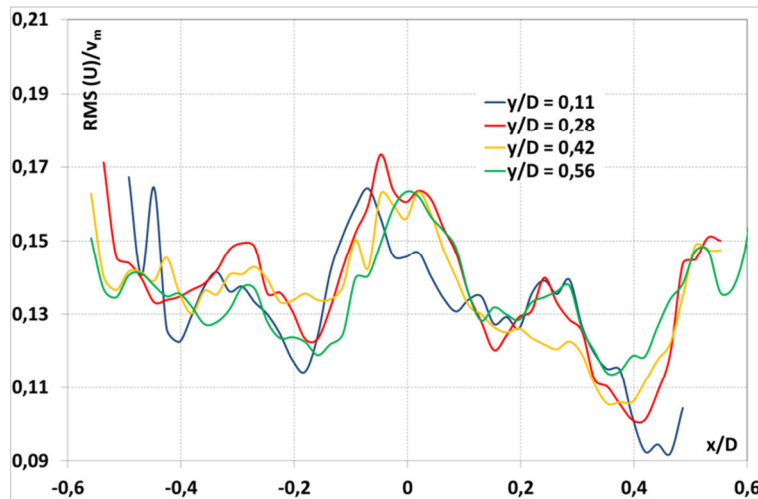


Figura 5.22 Andamento degli RMS radiali al variare della quota assiale per $S=0,19$ e $Re=14664$

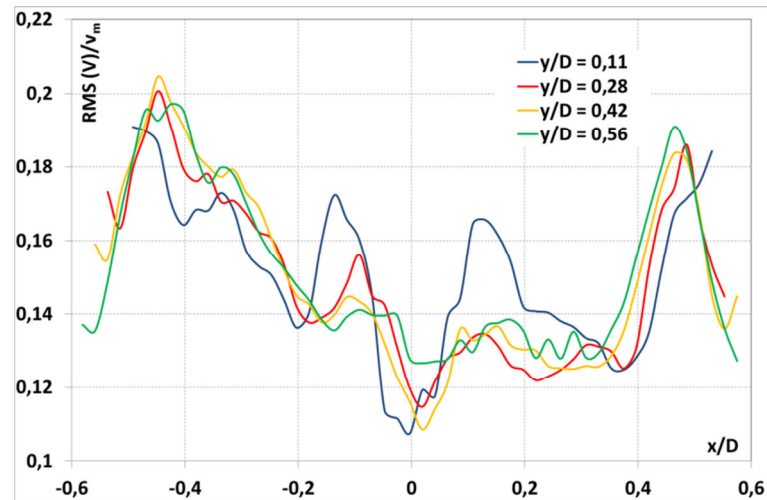


Figura 5.23 Andamento degli RMS assiali al variare della quota assiale per $S=0,19$ e $Re=14664$

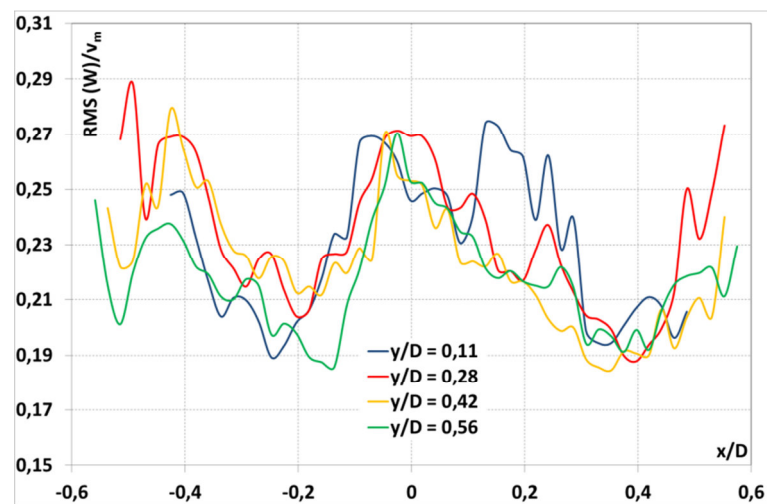


Figura 5.24 Andamento degli RMS tangenziali al variare della quota assiale per $S=0,19$ e $Re=14664$

5.6.2 Prova con $S=0,85$ e $Re=14664$

Gli andamenti di velocità per $S=0,85$ e $Re=14664$ sono rappresentati nelle figure 5.25, 5.26, 5.27, in cui possiamo vedere l'asimmetria dei profili per tutte le componenti e un decadimento delle velocità assiale e tangenziale che si manifesta solo ad elevate quote, poiché il getto in quelle zone comincia ad aprirsi.

L'apertura del getto ad alte distanze assiali fa alzare l'andamento del RMS assiale nel passaggio dalla quota $y/D=0,28$ alla quota $y/D=0,42$ (vedi figura

5.29). Nelle figure 5.28 e 5.30, si osserva in corrispondenza dell'asse dell'ugello una turbolenza maggiore rispetto allo shear layer, che poi decresce all'aumentare della distanza dalla sezione d'efflusso.

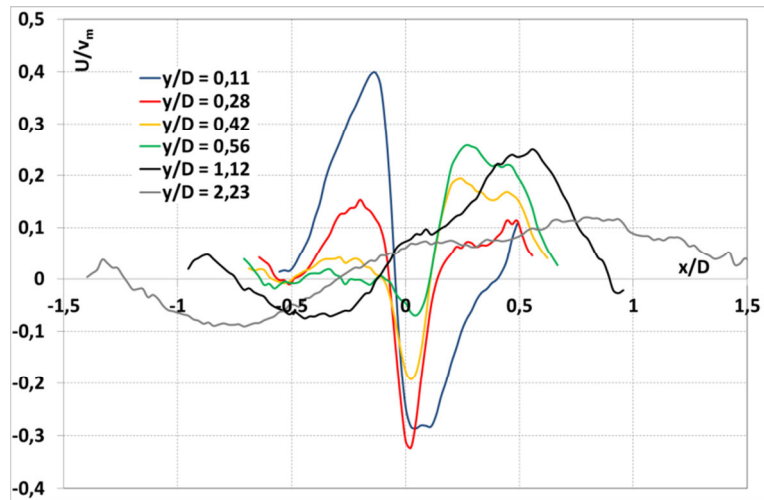


Figura 5.25 Profili di velocità radiale al variare della quota assiale per $S=0,85$ e $Re=14664$

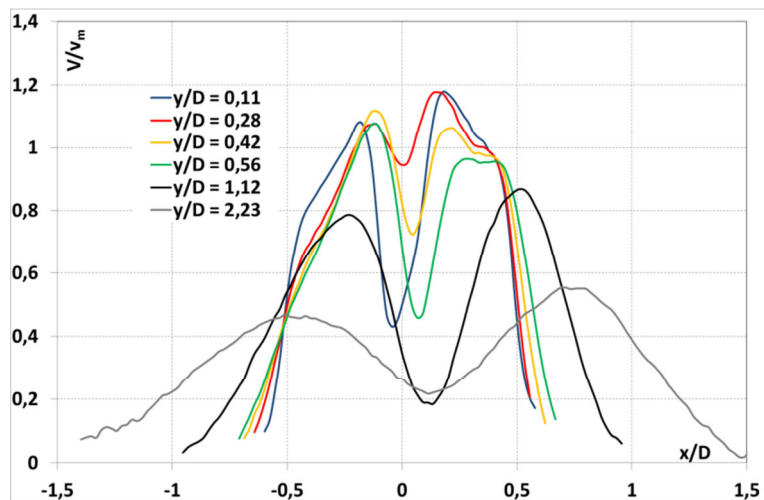


Figura 5.26 Profili di velocità assiale al variare della quota assiale per $S=0,85$ e $Re=14664$

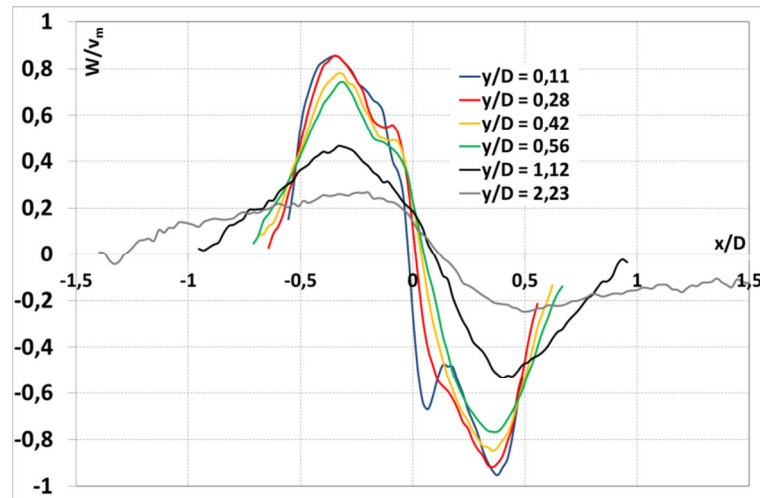


Figura 5.27 Profili di velocità tangenziale al variare della quota assiale per $S=0,85$ e $Re=14664$

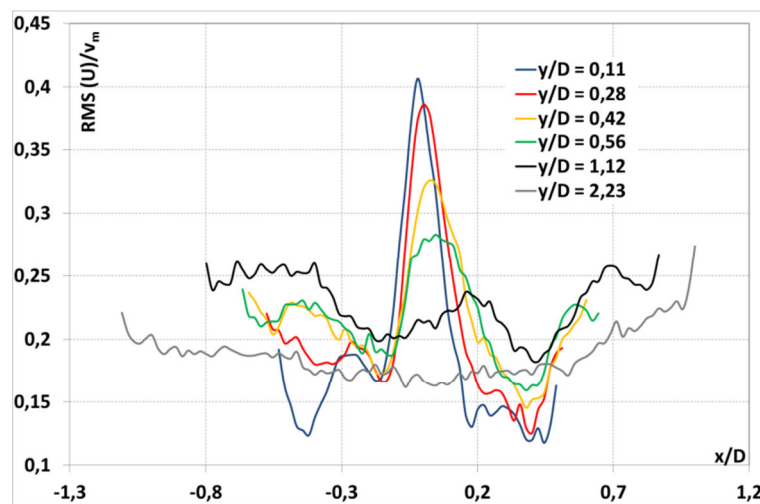


Figura 5.28 Andamento degli RMS radiali al variare della quota assiale per $S=0,85$ e $Re=14664$

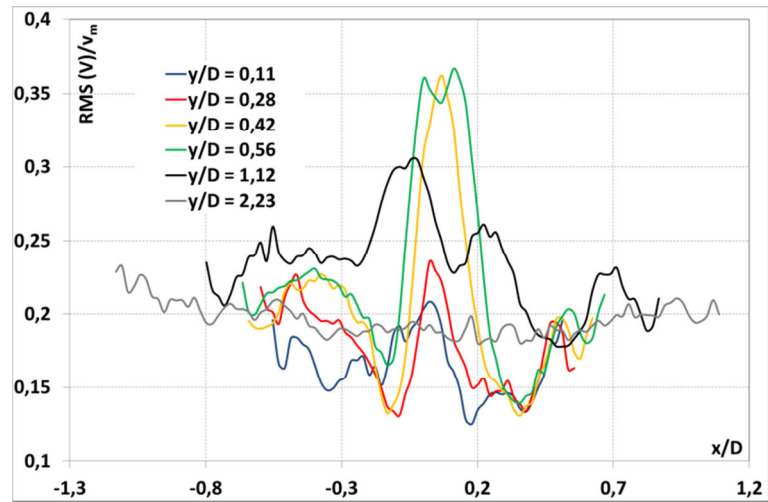


Figura 5.29 Andamento degli RMS assiali al variare della quota assiale per $S=0,85$ e $Re=14664$

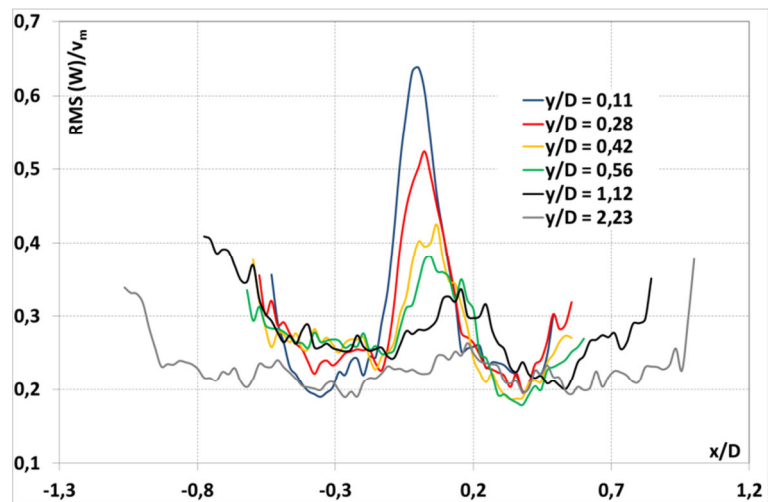


Figura 5.30 Andamento degli RMS tangenziali al variare della quota assiale per $S=0,85$ e $Re=14664$

5.6.3 Prova con $S=1,60$ e $Re=14664$

Le figure 5.34, 5.35, 5.36 mostrano i profili di velocità delle tre componenti per il getto isoterma con $S=1,60$ e $Re=14664$. In tutte le componenti, gli andamenti hanno un massimo per $y/D=0,11$ per poi decrescere all'aumentare della distanza dalla sezione di efflusso. Nella figura 5.35 si può vedere che in corrispondenza dell'asse dell'ugello si hanno velocità assiali negative all'incirca costanti fino a $y/D=0,56$ e ciò dall'estensione limitata del raggio della bolla di ricircolazione. Dagli andamenti degli RMS radiali (figura 5.35) e tangenziali (figura 5.37), si può osservare che la curva $y/D=0,11$ esibisce delle fluttuazioni anche in $x/D=0$,

a causa della formazione del vortex breakdown. Nella figura 5.38 si notano che gli RMS assiali sono maggiori solo nello shear layer, che è la zona in cui ci sono forti gradienti di velocità.

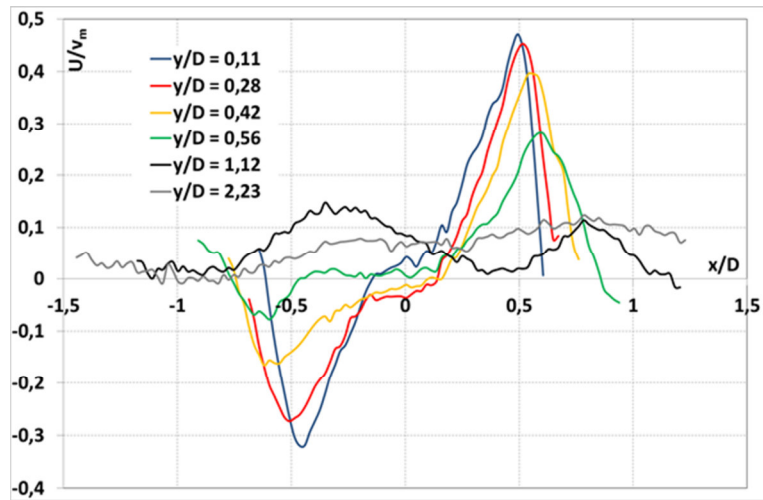


Figura 5.31 Profili di velocità radiale al variare della quota assiale per $S=1,60$ e $Re=14664$

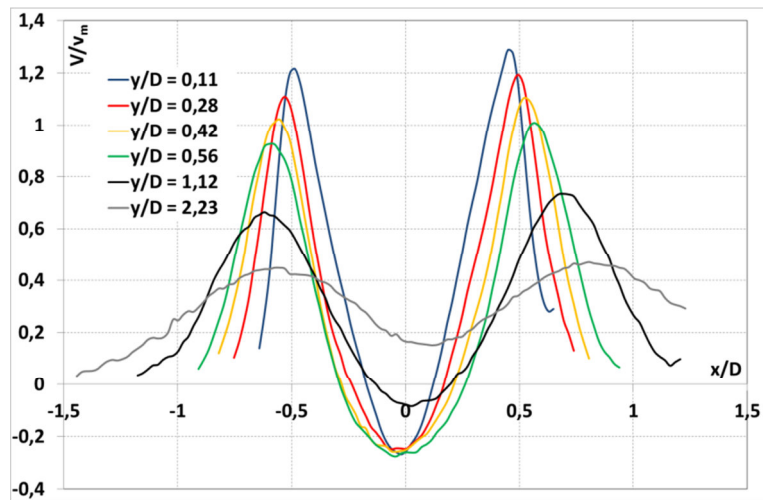


Figura 5.32 Profili di velocità assiale al variare della quota assiale per $S=1,60$ e $Re=14664$

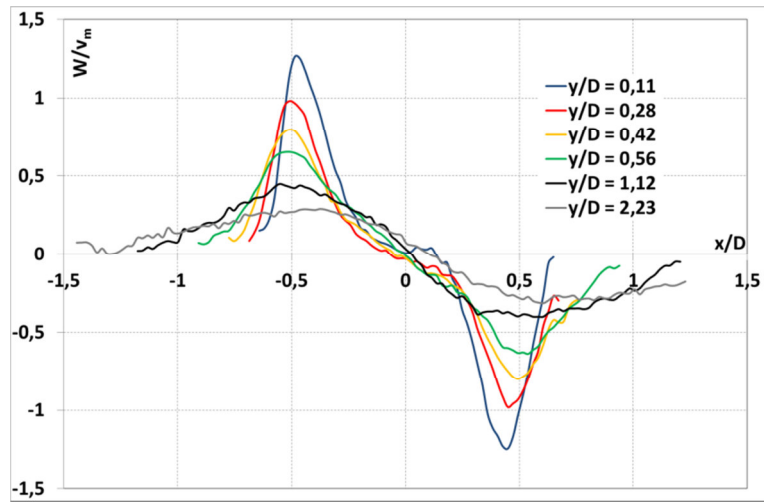


Figura 5.33 Profili di velocità tangenziale al variare della quota assiale per $S=1,60$ e $Re=14664$

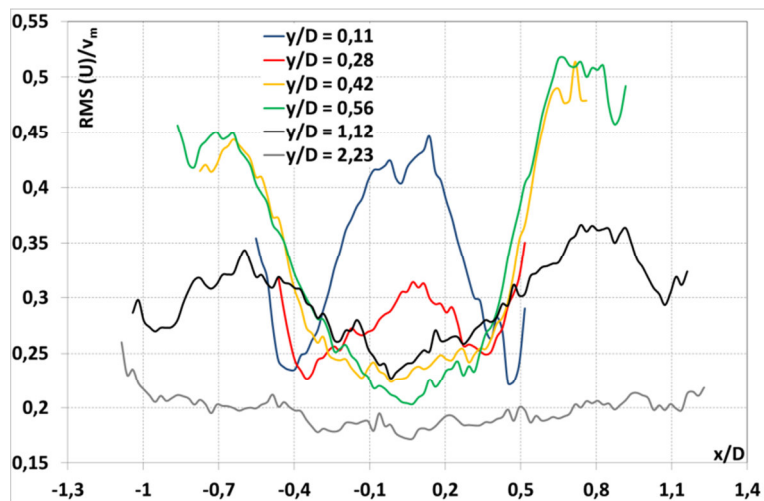


Figura 5.34 Andamento degli RMS radiali al variare della quota assiale per $S=1,60$ e $Re=14664$

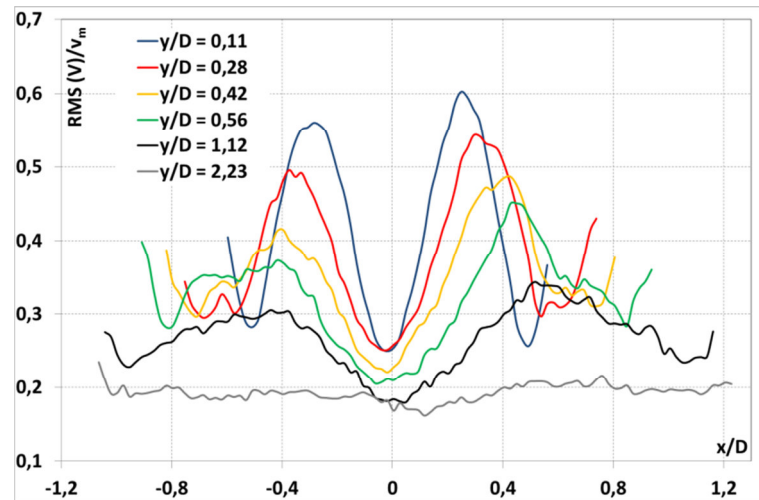


Figura 5.35 Andamento degli RMS assiali al variare della quota assiale per $S=1,60$ e $Re=14664$

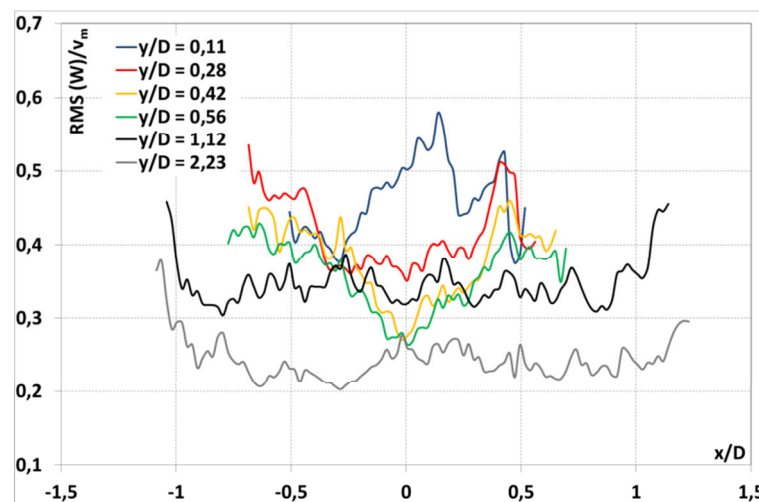


Figura 5.36 Andamento degli RMS tangenziali al variare della quota assiale per $S=1,60$ e $Re=14664$

5.6.4 Prove con $S=1,65$ e $Re=14664$

Negli andamenti delle tre componenti di moto (figure 5.39, 5.38, 5.39) si hanno valori di velocità superiori rispetto alle condizioni di prova precedenti che decadono rapidamente all'aumentare della quota assiale. Questo fenomeno è spiegato dalla maggiore estensione assiale della bolla di ricircolazione CTRZ. Tutte le componenti degli RMS (figure 5.40, 5.41, 5.42) manifestano grandi turbolenze nella zona dello shear layer, a conseguenza dell'allargamento della bolla di ricircolo.

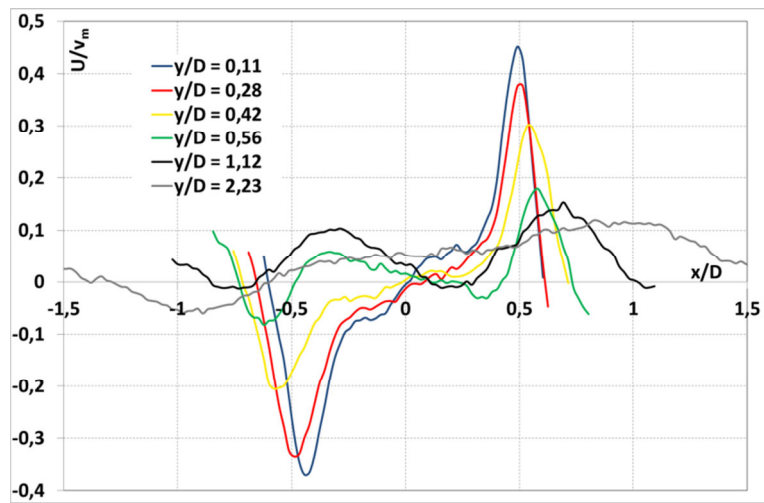


Figura 5.37 Profili di velocità radiale al variare della quota assiale per $S=1,65$ e $Re=14664$

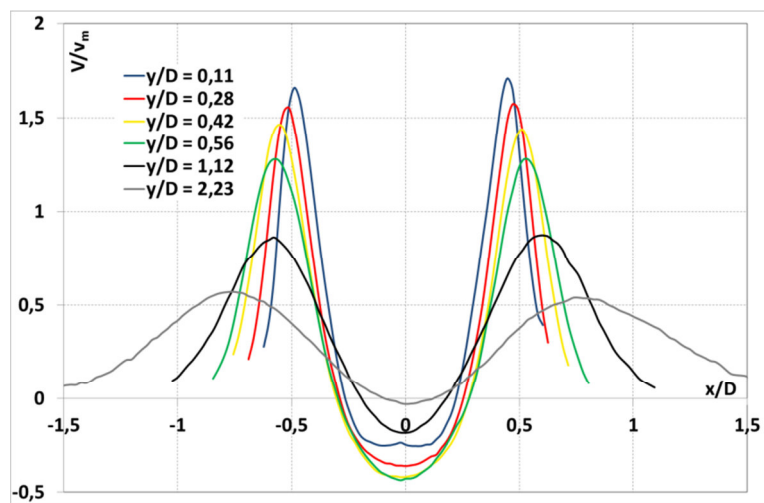


Figura 5.38 Profili di velocità assiale al variare della quota assiale per $S=1,65$ e $Re=14664$

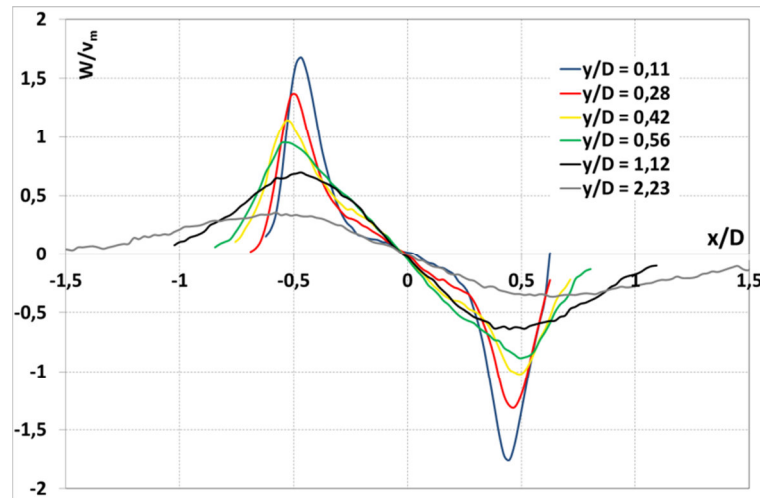


Figura 5.39 Profili di velocità tangenziale al variare della quota assiale per $S=1,65$ e $Re=14664$

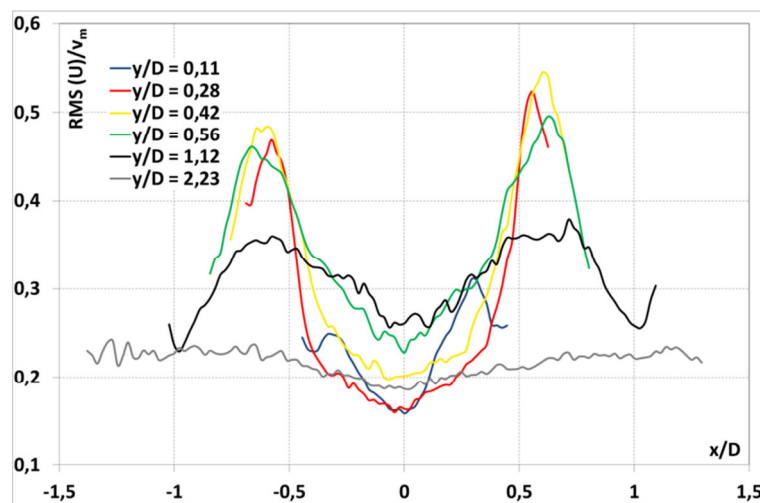


Figura 5.40 Andamento degli RMS radiali al variare della quota assiale per $S=1,65$ e $Re=14664$

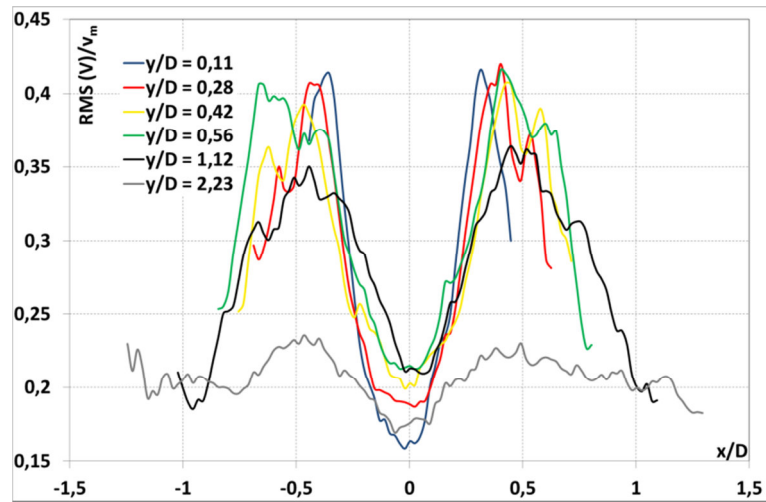


Figura 5.41 Andamento degli RMS assiali al variare della quota assiale per $S=1,65$ e $Re=14664$

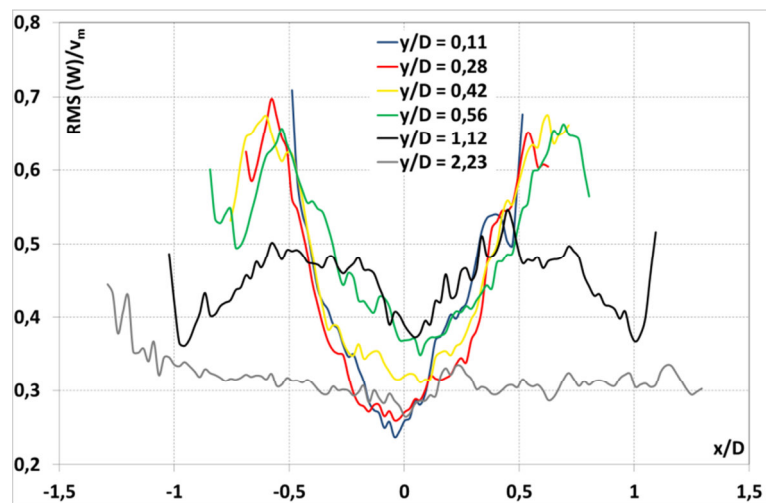


Figura 5.42 Andamento degli RMS tangenziali al variare della quota assiale per $S=1,65$ e $Re=14664$

5.7 Profilo delle velocità assiali lungo l'asse del getto

Gli andamenti di velocità lungo l'asse passante per il centro dell'ugello sono rappresentati nella figura 5.43. Dal grafico si vede che la curva $S=0,19$ ha valori negativi in prossimità dell'efflusso (a causa della scia dovuta alla presenza del gas gun) per poi crescere fino ad assestarsi a un valore costante, in quanto il flusso diventa prevalentemente assiale. Il profilo $S=0,85$ esibisce un massimo in $y/D=0,30$ per poi decadere nelle zone superiori del flusso. La motivazione di tale andamento è data dall'apertura del getto a quote piuttosto alte rispetto alla sezione d'uscita dell'ugello. Il caso $S=1,60$ mostra un andamento iniziale

contrassegnato da valori negativi della velocità assiale per poi decadere con valori positivi, la CTRZ è presente sole alle quote più prossime all'efflusso (infatti bolla si chiude in $y/D=1,24$). Infine per la condizione $S=1,65$, l'inversione del flusso si mantiene più a lungo, poiché la bolla di ricircolazione si estende per quote assiali superiori al caso precedente.

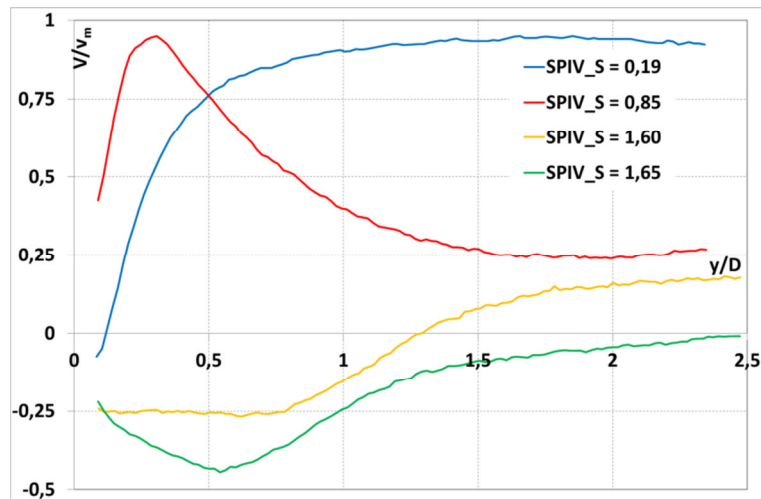


Figura 5.43 Profili di velocità assiale lungo l'asse $x=0$ per le diverse prove

Nella figura 5.44 si può osservare delle fluttuazioni di velocità assiali con buona approssimazione costanti per $S=0,19$ e $S=1,65$, mentre per gli altri due casi c'è un picco che si sposta verso sinistra all'aumentare del grado di swirl. Questo picco di turbolenza coincide con il punto in cui si apre il getto.

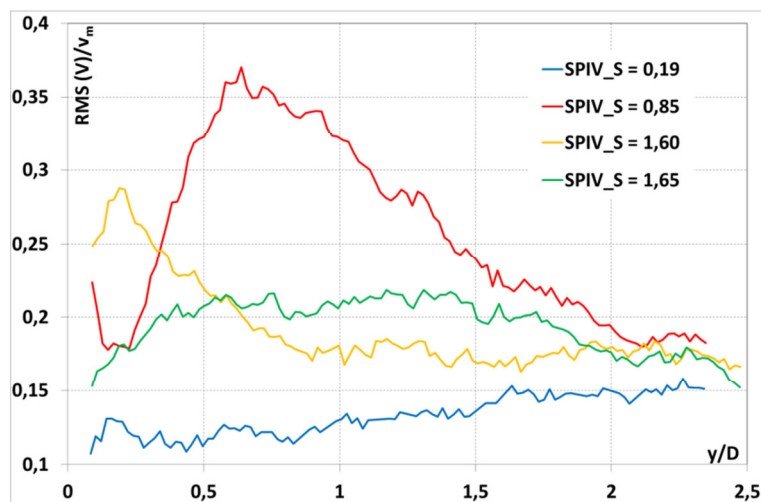


Figura 5.44 Andamenti degli RMS assiali lungo l'asse $x=0$ per le diverse prove

5.8 Confronto tra Stereo PIV e PIV

La seconda fase di questa tesi è stata quella di mettere a confronto i risultati delle prove SPIV con quelli ottenute con la PIV, dove, però, lo stesso getto è stato analizzato in una situazione di confinamento. Il getto confinato con la PIV stereoscopica non si è potuto studiarlo, poiché è stato difficile di svolgere la calibrazione, in quanto le pareti della camera di combustione impedivano la visione completa del target di calibrazione ad entrambe le telecamere. Successivamente si è provato ad utilizzare un tubo di plexiglass, ma a causa delle riflessioni del laser si è abbandonata anche questa soluzione. Imposto tale limite, il confronto con le misure PIV di Vanni [1] e Lo Balbo [2] è stato effettuato nelle coordinate a ridosso dell'efflusso, in cui è minimo l'effetto del confinamento. Dalle mappe vettoriali medie (vedi figure 5.45 e 5.50) si sono estratti gli andamenti delle velocità e degli RMS, dove il sistema di riferimento è stato posto (attraverso una trasformazione di coordinate) in quello definito nel paragrafo 4.4.

5.8.1 Portata tangenziale 150 NI/min (SR=0,34)

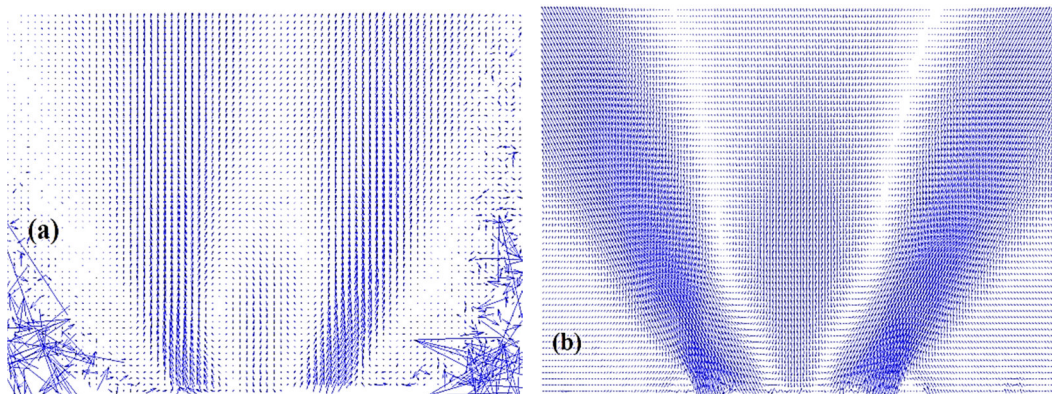


Figura 5.45 Mappe vettoriali medie SPIV (a) e PIV [1] (b) nel caso di 150T-290A

La prova PIV di Vanni [1] aveva le seguenti caratteristiche:

- Un'energia dei fasci laser pari a 780 V.
- Una portata di in seminante di 9,5 NI/min.
- Un'apertura del diaframma della telecamera $f_{\#}=4$.
- Un Δt tra i 2 impulsi laser di 7 μs .
- 500 immagini.

Per l'Adaptive Correlation, invece, Vanni aveva scelto i parametri rappresentati in tabella 5.2.

	Parametri
<i>Step iterativi</i>	2
<i>Al finale</i>	16 (orizzontale) x 32 (verticale)
<i>Sovrapposizione</i>	50% orizzontale, 50% verticale
<i>Finestratura</i>	Gaussiana con $k=1,1$
	Convalida
<i>Rapporto tra i 2 picchi più alti</i>	$k=1,16$
<i>Media mobile</i>	Neighborhood size 3x3 Iterazioni 3

Tabella 5.2 Parametri di correlazione adattiva utilizzati da Vanni [1] per 150T - 290A

Le coordinate spaziali dei grafici di figura 5.46, 5.47, 5.48, 5.49 sono state adimensionalizzate con il diametro esterno dell'ugello $D=36$ mm, mentre le velocità e gli RMS sono normalizzati con una $v_{eq}=8,24$ m/s per la SPIV e con una $v_{eq}=8,40$ m/s per la PIV [1].

I profili di velocità SPIV e PIV esibiscono una buona corrispondenza, mentre gli RMS misurati dalla PIV sono sistematicamente più alti di quelli misurati dalla Stereo PIV.

La giustificazione di tutto ciò è che la PIV classica è affetta dall'errore prospettico, il quale determina un "trasferimento" di una parte delle fluttuazioni della componente tangenziale di velocità a quelle relative alle altre due componenti di velocità.

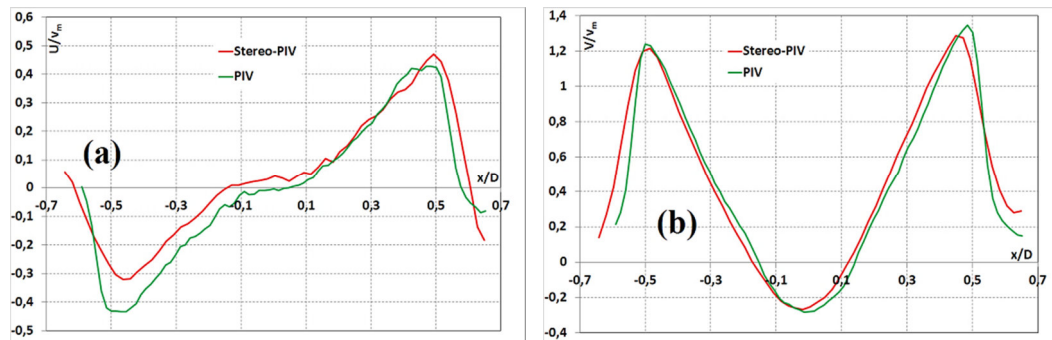


Figura 5.46 Confronto SPIV e PIV attraverso i profili di velocità radiale (a) e assiale (b) per $SR=0,34$ alla quota $y/D=0,11$

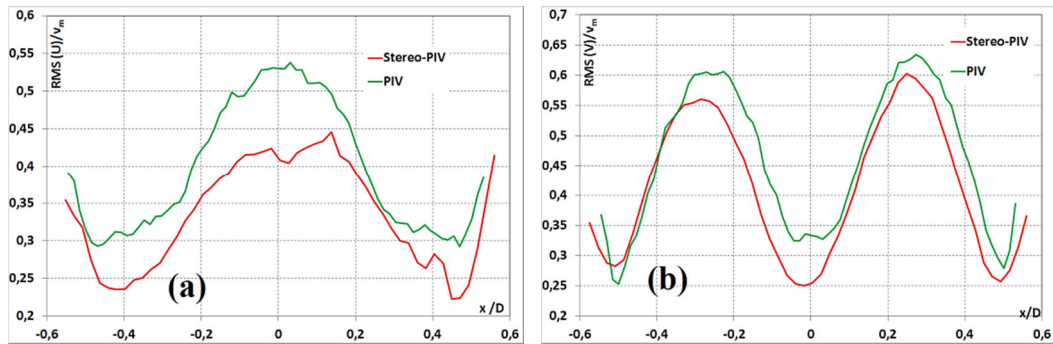


Figura 5.47 Confronto SPIV e PIV attraverso gli andamenti degli RMS radiale (a) e assiale (b) per SR=0,34 alla quota $y/D=0,11$

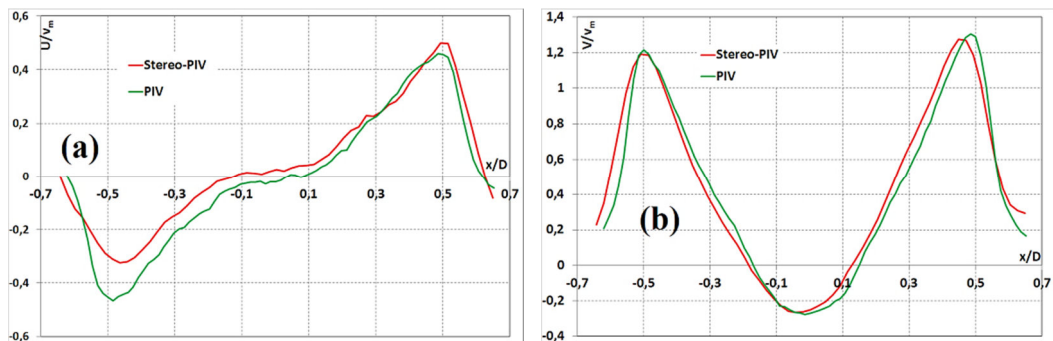


Figura 5.48 Confronto SPIV e PIV attraverso i profili di velocità radiale (a) e assiale (b) per SR=0,34 alla quota $y/D=0,15$

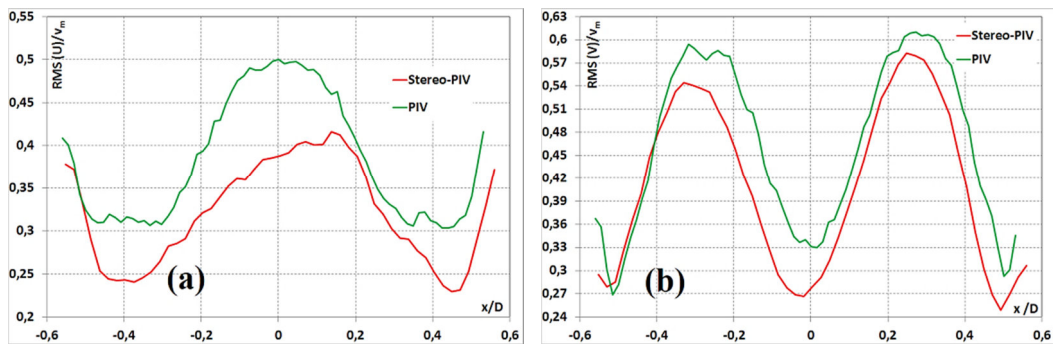


Figura 5.49 Confronto SPIV e PIV attraverso gli andamenti degli RMS radiale (a) e assiale (b) per SR=0,34 alla quota $y/D=0,15$

5.8.2 Portata tangenziale 200 NI/min (SR=0,45)

Facendo lo stesso procedimento del caso precedente, si descrive il sistema PIV utilizzato da Lo Balbo, Grosso e Martiniago [2]:

- Un'energia dei fasci laser pari a 765 V.
- Una portata di insemiante di 4,5 NI/min.
- Un'apertura del diaframma della telecamera $f_{\#}=2,8$.

- Un Δt tra i 2 impulsi laser di 10 μs .
- 630 immagini.

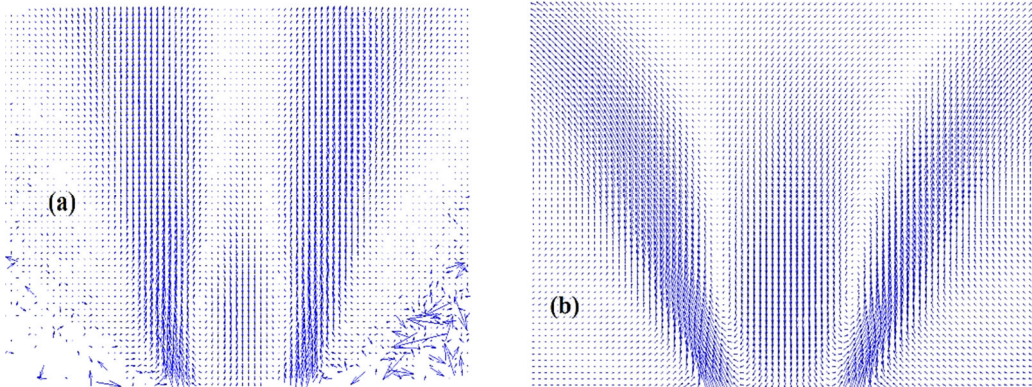


Figura 5.50 Mappe vettoriali medie SPIV (a) e PIV [2] (b) nel caso di 200T-240A

Infine nella tabella 5.3 vengono riportati i parametri con cui Lo Balbo, Grosso e Martiniago hanno costruito la mappa vettoriale di correlazione adattiva.

Cross-correlazione adattiva	
<i>Parametri:</i>	
Step iterativi	2
Dimensione finale dell'area d'interrogazione	16 x 16 pixel corrispondenti a circa 0,69 mm x 0,69 mm
Overlap	50% orizzontale, 50% verticale
Window function (finestratura)	Gaussiana con $k=1,1$
<i>Criteri di convalida:</i>	
Rapporto tra 1° e 2° picco più alti	1,18
Media mobile	Neighborhood size: 3x3 Iterazioni: 3

Tabella 5.3 Parametri di correlazione adattiva utilizzati da Lo Balbo, Grosso, Martiniago [2]

Le coordinate spaziali dei grafici di figura 5.51, 5.52, 5.53, 5.54 sono state adimensionalizzate con il diametro esterno dell'ugello $D=36$ mm, mentre per le velocità e per gli RMS sono state utilizzati due valori diversi: per la SPIV si adottato una $v_{eq}=8,24$ m/s, invece per la PIV una $v_{eq}=8,33$ m/s [2].

Dagli andamenti di velocità e degli RMS (fatte alle medesime quote assiali) si possono fare le stesse osservazioni del confronto precedente.

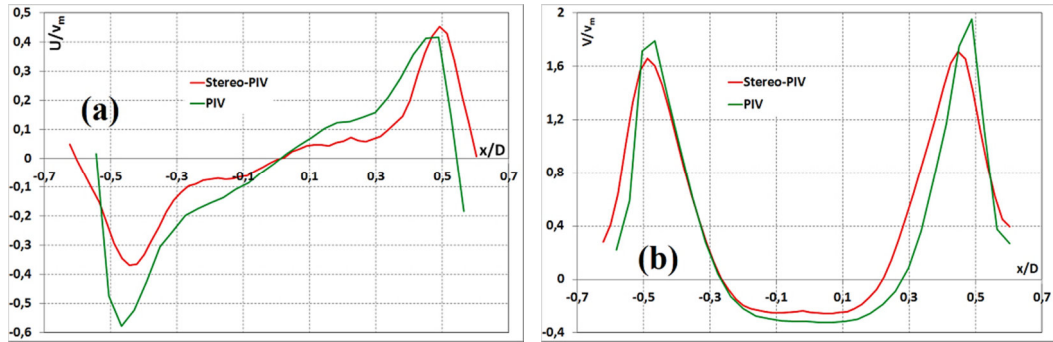


Figura 5.51 Confronto SPIV e PIV attraverso i profili di velocità radiale (a) e assiale (b) per $SR=0,45$ alla quota $y/D=0,11$

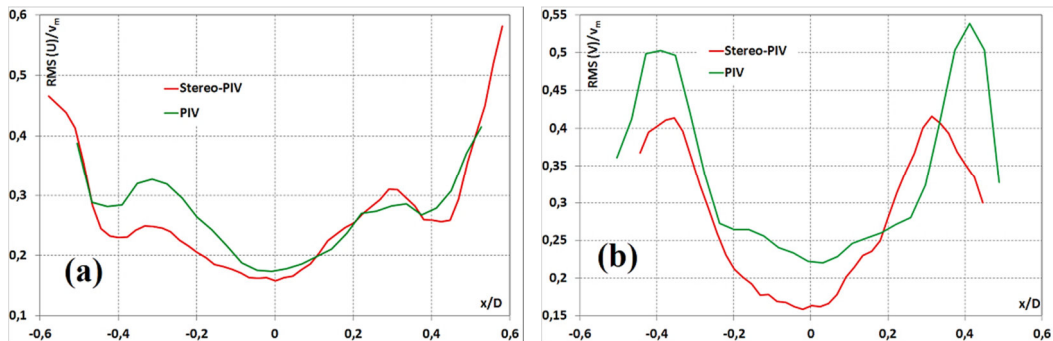


Figura 5.52 Confronto SPIV e PIV attraverso gli andamenti degli RMS radiale (a) e assiale (b) per $SR=0,34$ alla quota $y/D=0,11$

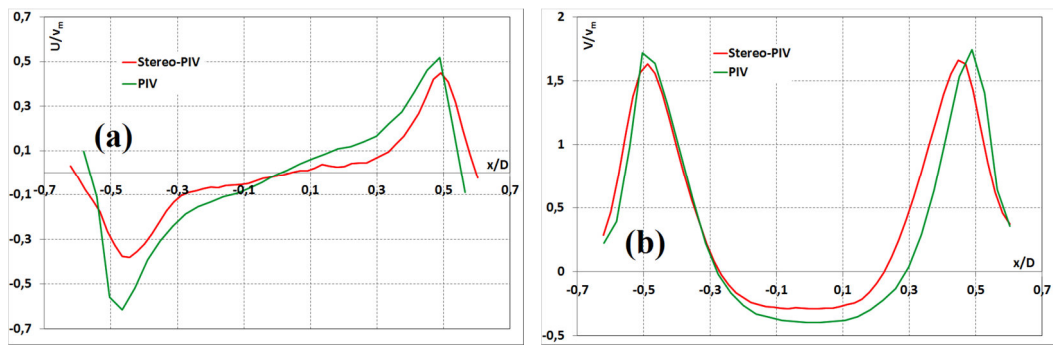


Figura 5.53 Confronto SPIV e PIV attraverso i profili di velocità radiale (a) e assiale (b) per $SR=0,45$ alla quota $y/D=0,15$

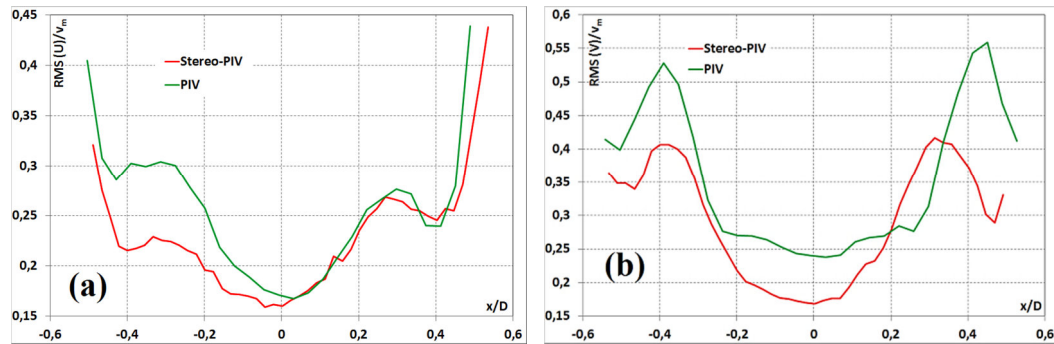


Figura 5.54 Confronto SPIV e PIV attraverso gli andamenti degli RMS radiale (a) e assiale (b) per $SR=0,45$ alla quota $y/D=0,15$

5.8.3 Profilo lungo l'asse del getto

Nella figura 5.55 sono riportati i profili di velocità assiali e dei relativi RMS ottenuti dalle misure SPIV e PIV nelle condizioni di portata tangenziale 50 NI/min e 100 NI/min. Nei grafici si può osservare che le velocità assiali negative e le turbolenze relative alla PIV sono maggiori di quelle ottenute con la SPIV. La ragione è dettata dal confinamento, il quale crea una bolla di ricircolo CTRZ più ampia e che rimane aperta per quote assiali superiori rispetto a quelle del getto libero.

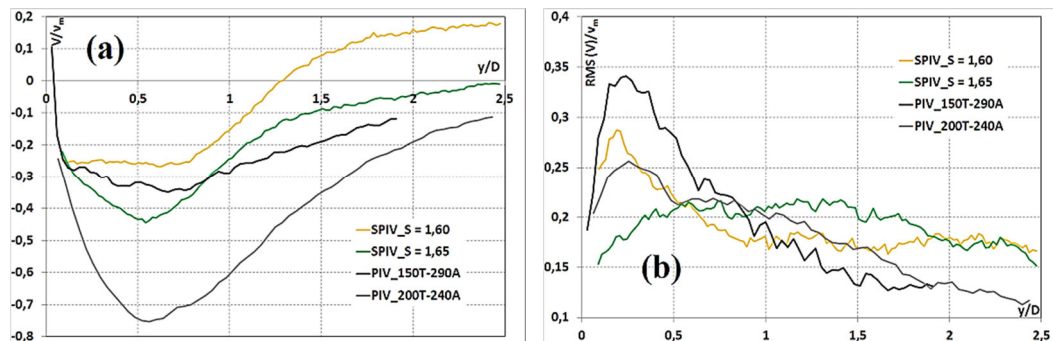


Figura 5.55 Confronto delle velocità assiali (a) e degli RMS assiali (b) tra le misure SPIV e PIV lungo l'asse del getto

5.9 Confronto Stereo PIV e LDV

In questo paragrafo viene descritto un confronto qualitativo tra SPIV e LDV, dove per quest'ultimo è stato studiato il caso di un flusso confinato.

La tecnica LDV si basa su una acquisizione punto per punto delle componenti di velocità, mentre la Stereo PIV ottiene il campo di moto attraverso delle

immagini globali del getto in esame. LDV è in grado di eseguire misure più accurate e potenzialmente ha anche una maggiore risoluzione spaziale.

Tutti i grafici di questo paragrafo sono stati normalizzati: per le coordinate spaziali (x e y) è stato utilizzato il diametro dell'ugello $D=36$ mm, mentre per le componenti di velocità e i corrispondenti RMS è stata adottata la velocità media $v_{eq}=8,24$ m/s.

Il paragone tra le misure SPIV e quelle LDV di Farina-Tedde [3], è stato fatto lungo le direzioni assiali e tangenziali del getto a una quota $y/D=0,14$ e con $SR=0,11$ (vedi figure 5.56 e 5.57).

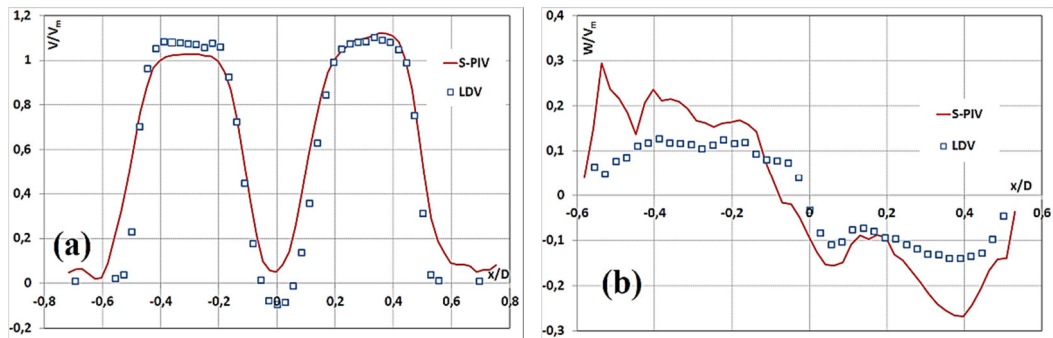


Figura 5.56 Confronto SPIV e LDV attraverso i profili di velocità assiale (a) e tangenziale (b) per $SR=0,11$ alla quota $y/D=0,14$

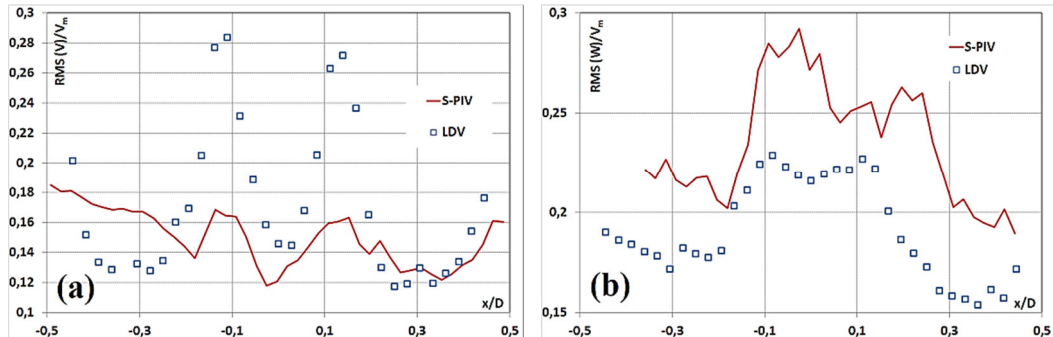


Figura 5.57 Confronto SPIV e LDV attraverso gli andamenti degli RMS assiale (a) e tangenziale (b) per $SR=0,11$ alla quota $y/D=0,14$

Per gli altri split ratio, il confronto è stato fatto tra le misure S-PIV e quelle LDV di Pozzoli [4] (fatte lungo le direzioni radiali e assiali) e con una distanza dalla sezione di efflusso di $y/D=0,14$ (vedi figure 5.60, 5.61, 5.62, 5.63, 5.64). Nella tabella 5.4 vengono descritte le caratteristiche tecniche dello strumento utilizzato da Pozzoli, mentre la figura 5.59 illustra il volume di misura da lui indagato e cui parametri sono riportati nella tabella 5.5.

Efficienza di trasmissione λ 514.5 nm	70%
Efficienza di trasmissione λ 488 nm	60%
Lunghezza cavo	5 m
Fibra di trasmissione	Single mode
Fibra di ricezione	Multimode
Bragg frequency shift	40 MHz
Beam expansion	1.868
Max. distanza tra i raggi	71 mm
Lunghezza focale lenti	500 - 310 mm

Tabella 5.4- Caratteristiche ottiche di trasmissione e ricezione [4]

	$F = 310 \text{ mm}$ $\theta/2 = 6.531^\circ$		$F = 500 \text{ mm}$ $\theta/2 = 4.060^\circ$	
	$\lambda = 488 \text{ nm}$	$\lambda = 514.5 \text{ nm}$	$\lambda = 488 \text{ nm}$	$\lambda = 514.5 \text{ nm}$
$2a_d$	0.076 mm	0.081 mm	0.124 mm	0.130 mm
$2b_d$	0.077 mm	0.081 mm	0.124 mm	0.130 mm
$2c_d$	0.671 mm	0.708 mm	1.740 mm	1.834 mm
V_D	0.0164 mm ³	0.0194 mm ³	0.1120 mm ³	0.1298 mm ³
δ_f	2.145 μm	2.262 μm	3.445 μm	3.632 μm
N_f	35		35	

Tabella 5.4 Parametri caratteristici del volume di misura [4]

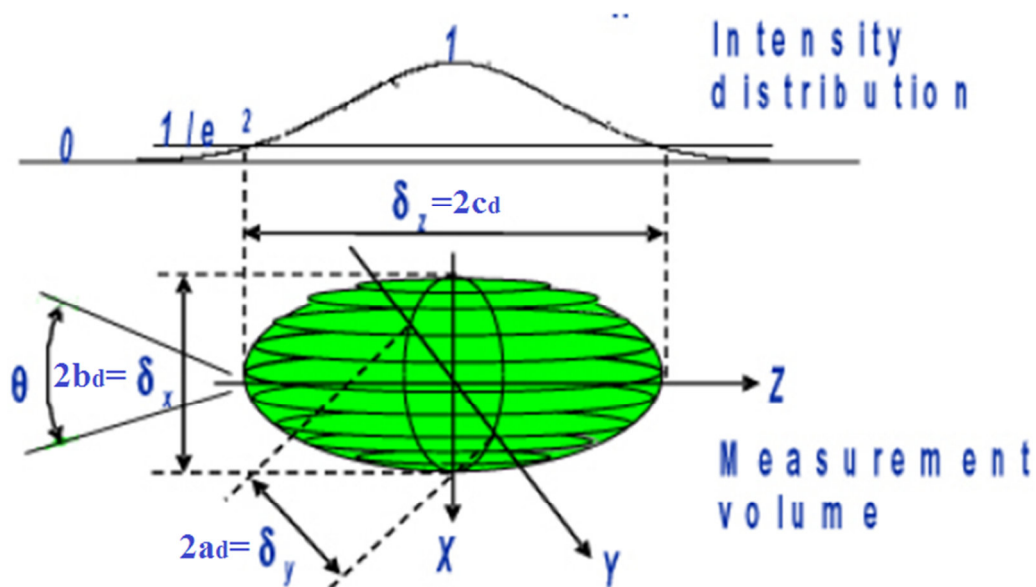


Figura 5.58 Rappresentazione del volume di misura [4]

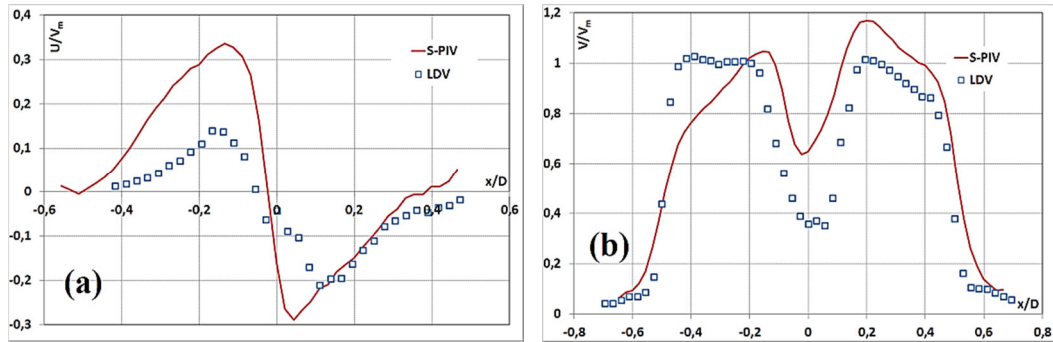


Figura 5.59 Confronto S-PIV e LDV attraverso i profili di velocità radiale (a) e assiale (b) per $SR=0,23$ alla quota $y/D=0,14$

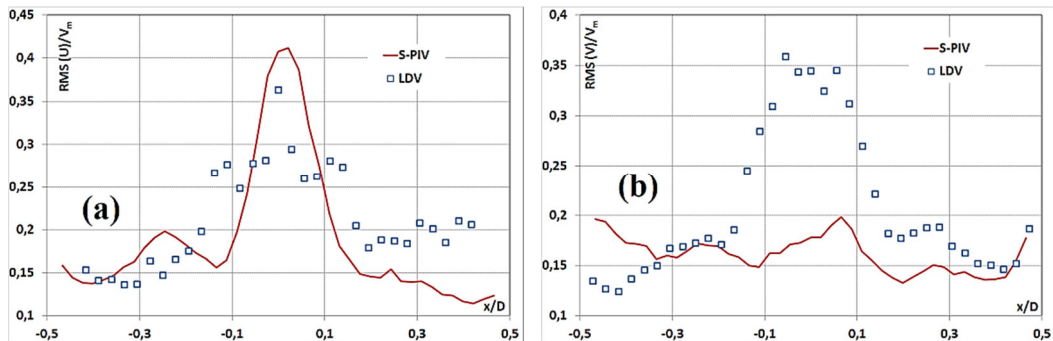


Figura 5.60 Confronto S-PIV e LDV attraverso gli andamenti degli RMS radiale (a) e assiale (b) per $SR=0,23$ alla quota $y/D=0,14$

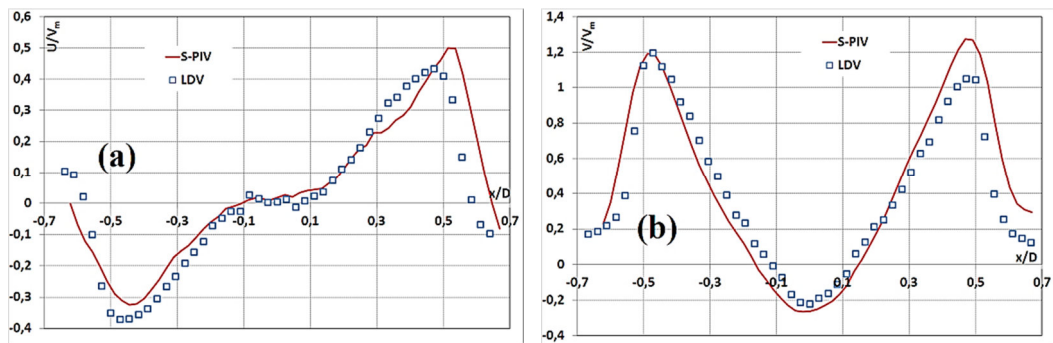


Figura 5.61 Confronto S-PIV e LDV attraverso i profili di velocità radiale (a) e assiale (b) per $SR=0,34$ alla quota $y/D=0,14$

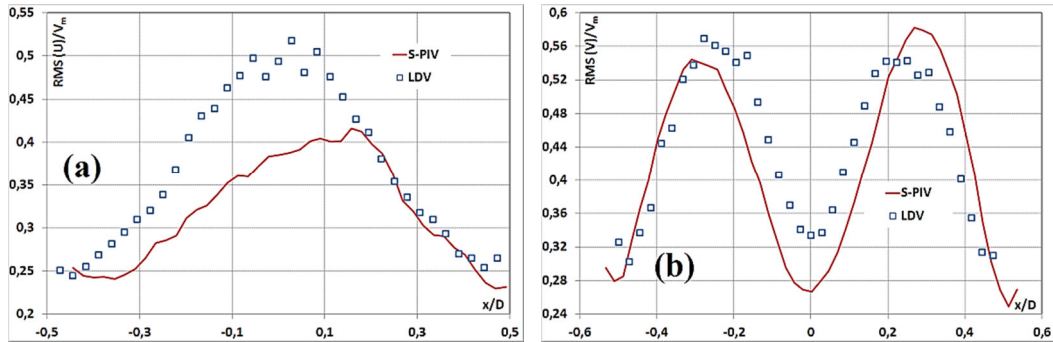


Figura 5.62 Confronto SPIV e LDV attraverso gli andamenti degli RMS radiale (a) e assiale (b) per $SR=0,34$ alla quota $y/D=0,14$

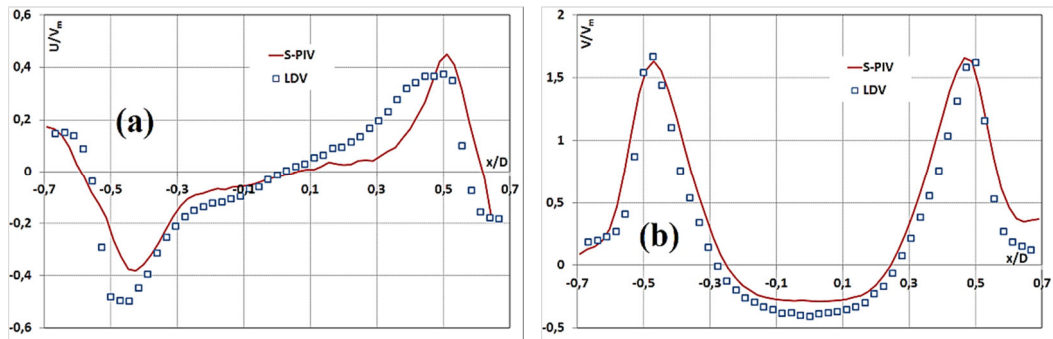


Figura 5.63 Confronto SPIV e LDV attraverso i profili di velocità radiale (a) e assiale (b) per $SR=0,45$ alla quota $y/D=0,14$

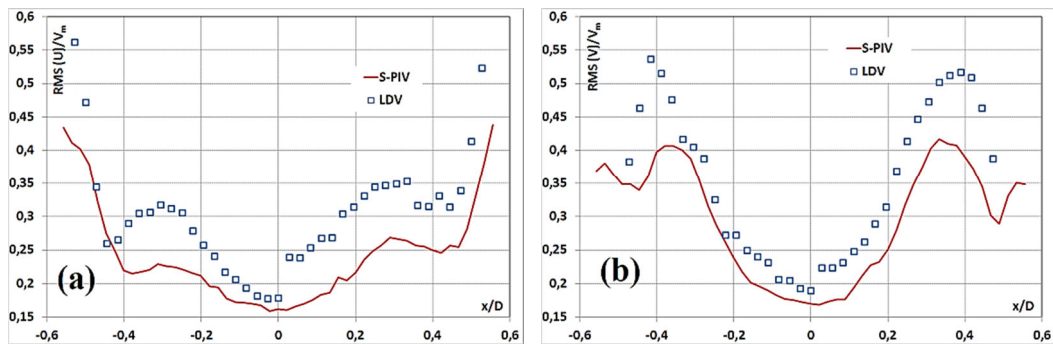


Figura 5.64 Confronto SPIV e LDV attraverso gli andamenti degli RMS radiale (a) e assiale (b) per $SR=0,45$ alla quota $y/D=0,14$

In quasi tutte le condizioni gli andamenti SPIV e LDV presentano un buon accordo, mentre le differenze tra i profili possono essere ricondotte al fatto che i piani di misura della S-PIV e del LDV non siano sempre coincidenti.

5.10 Calcolo della portata all'efflusso

Dai profili della velocità assiale relativi alla quota più bassa su cui si è potuto fare delle misure, è stata calcolata la porta volumetrica uscente dall'ugello mediante:

$$\dot{Q}_v = 2\pi \int_0^R v x dx \quad (5.4)$$

Dove v è la velocità assiale, x è la coordinata radiale a cui corrisponde quel valore di velocità assiale e dx è la differenza infinitesima tra due coordinate radiali successive. Dato che il programma Dynamic Studio v3.40 fornisce solo dati discreti, allora si è passati da un'integrazione continua a una numerica attraverso il metodo dei trapezi:

$$\dot{Q}_v = \sum_{i=1}^{n-1} \frac{1}{2} (v_{i+1}x_{i+1} - v_i x_i) \cdot (x_{i+1} - x_i) 2\pi \quad (5.5)$$

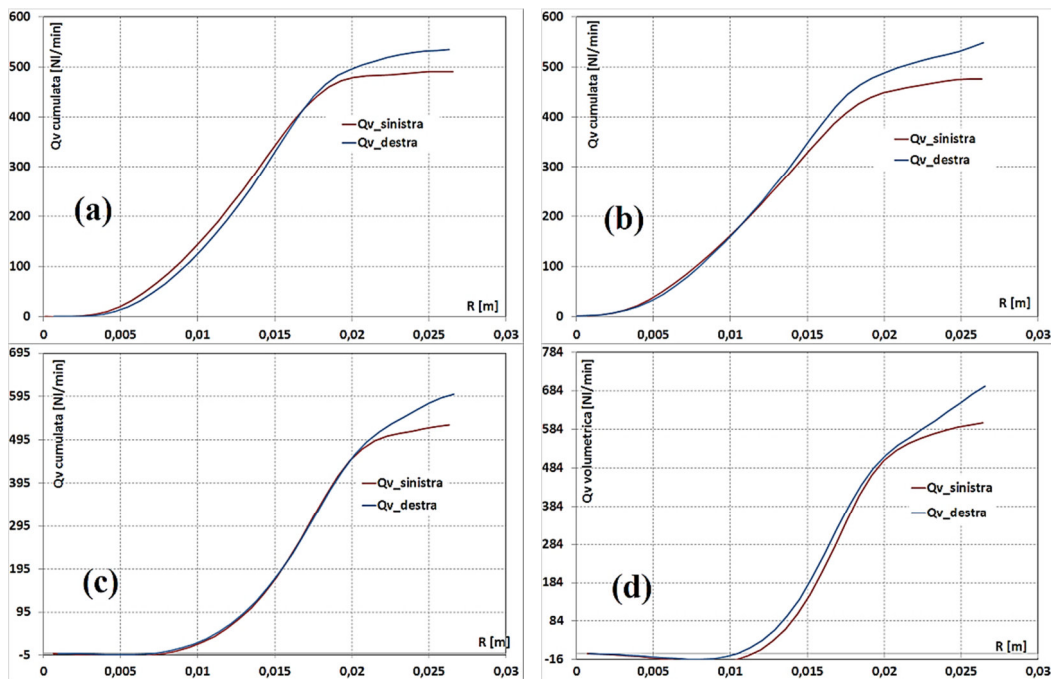


Figura 5.65 Grafici portata cumulata Q_v sul raggio R per $S=0,19$ (a), $S=0,85$ (b), $S=1,60$ (c), $S=1,65$ (d)

Facendo le ipotesi di assialsimmetria del getto, si è adoperata la formula (5.5) sia per il semiprofilo destro che per quello sinistro, utilizzando come estremi di integrazione il punto in cui si verifica il cambio della concavità della curva di portata cumulata in funzione della sezione circolare (vedi grafici di figura 5.65).

Infine la portata volumetrica totale è stata valutata come media aritmetica delle portate ricavate dai semiprofilo di velocità di sinistra e di destra:

$$\dot{Q}_v^{tot} = \frac{\dot{Q}_v^{sinistra} + \dot{Q}_v^{destra}}{2} \quad (5.6)$$

Come si può vedere dai grafici della figura 5.65, la portata cumulata è espressa alle condizioni normali (ovvero in NI/min):

$$\dot{Q}_v^{tot} \left[\frac{NI}{min} \right] = \dot{Q}_v^{tot} \left[\frac{m^3}{s} \right] \cdot \frac{T_{amb}}{273.15} \cdot 1000 \left[\frac{l}{m^3} \right] \cdot 60 \left[\frac{s}{min} \right] \quad (5.7)$$

Successivamente le portate calcolate con la media aritmetica sono state confrontate con quelle imposte ai flussimetri, come è illustrato nella figura 5.66 e i cui valori sono riportati nella tabella 5.6.

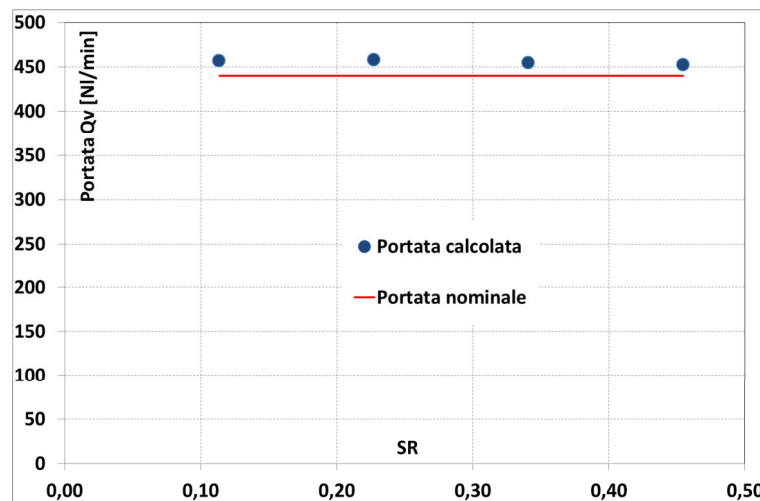


Figura 5.66 Confronto tra le portate in funzione dello Split Ratio SR

Numero di Swirl	SR	Portata imposta	Portata totale	Scostamento
[-]	[-]	[NI/min]	[NI/min]	%
0,19	0,11	440	456,4	3,7
0,85	0,23	440	457,9	4,1
1,60	0,34	440	454,5	3,3
1,65	0,45	440	452,2	2,8

Tabella 5.5 Confronto tra la portata totale calcolata con quella imposta

Lo scostamento (calcolato con la formula 5.8) da diversi fattori, tra cui il metodo con cui si è scelto gli estremi di interrogazione e il fatto che la sezione di misura non coincida perfettamente con la sezione di efflusso.

$$\varepsilon\% = \frac{|\dot{Q}_v^{tot} - \dot{Q}_v^{nominale}|}{\dot{Q}_v^{nominale}} \cdot 100 \quad (5.8)$$

5.11 Calcolo del numero di swirl

Nel capitolo 1 si è visto che esistono numerose formule per calcolare il numero di Swirl e tra le tante si è scelto di utilizzare l'equazione (1.3), che tiene conto del termine relativo alla pressione. Anche per S_2 (così come è stato fatto per la portata) si è adottato il metodo dei trapezi:

$$S_2 = \frac{\sum_{i=1}^{n-1} [\frac{1}{2} (vwr^2_{i+1} + vwr^2_i)(x_{i+1} - x_i)]}{R \left\{ \sum_{i=1}^{n-1} [\frac{1}{2} ((\rho v^2 - \rho \frac{1}{2} w^2)_{i+1} + (\rho v^2 - \rho \frac{1}{2} w^2)_i)(x_{i+1} - x_i)] \right\}} \quad (5.9)$$

Dall'andamento di S_2 si è calcolato il numero di swirl attraverso la media aritmetica degli swirl ottenuti con i semiprofilo sinistro e destro [4].

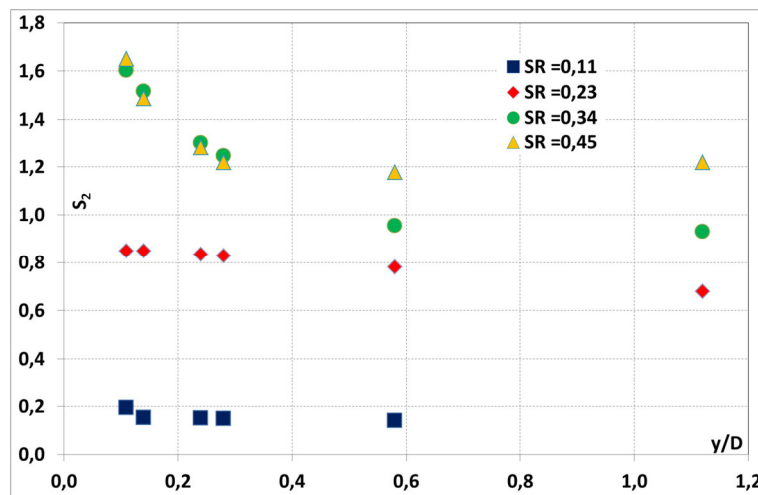


Figura 5.67 Grafico del numero di swirl S_2 in funzione della quota assiale al variare dello Split Ratio SR

Nella figura 5.67 è mostrato l'andamento del numero di Swirl per le varie prove (indicate con lo Split Ratio), da cui si può constatare che più si sale con la quota più basso è S_2 .

In una seconda fase i valori di S_2 all'efflusso sono stati raffrontati con quelli di S_3 ottenuti sia con le misure LDV fatte da Farina e Tedde [3] che con quelle SPIV.

Nella figura 5.68 si vede che più è grande la portata tangenziale maggiore sarà l'effetto del termine relativo alla pressione nello scostamento tra S_2 e S_3 .

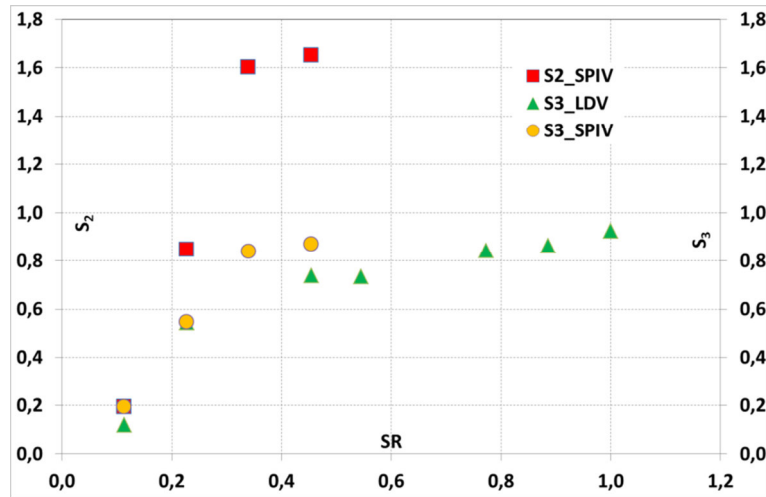


Figura 5.68 Andamento di S_2 e S_3 in funzione dello split ratio

5.12 Correlazione adattiva con AI 32x32

Nel paragrafo 5.5 si è visto che per costruire le mappe stereoscopiche medie si sono usati pochi vettori validi. Allora per cercare di incrementare il loro numero si è utilizzata (per ciascuna mappa di correlazione adattiva) un'area di interrogazione 32x32 con sovrapposizione del 75%. Dalla figura 5.71 (la cui scala cromatica è rappresentata nella figura 5.70) si può vedere che il risultato è stato raggiunto, ma si riesce a estrarre solo il semiprofilo di sinistra di velocità e degli RMS (vedi figure 5.72, 5.73, 5.74) e il motivo non è ancora chiaro.



Figura 5.69 Scala cromatica del numero dei campioni validi utilizzando come AI 32x32

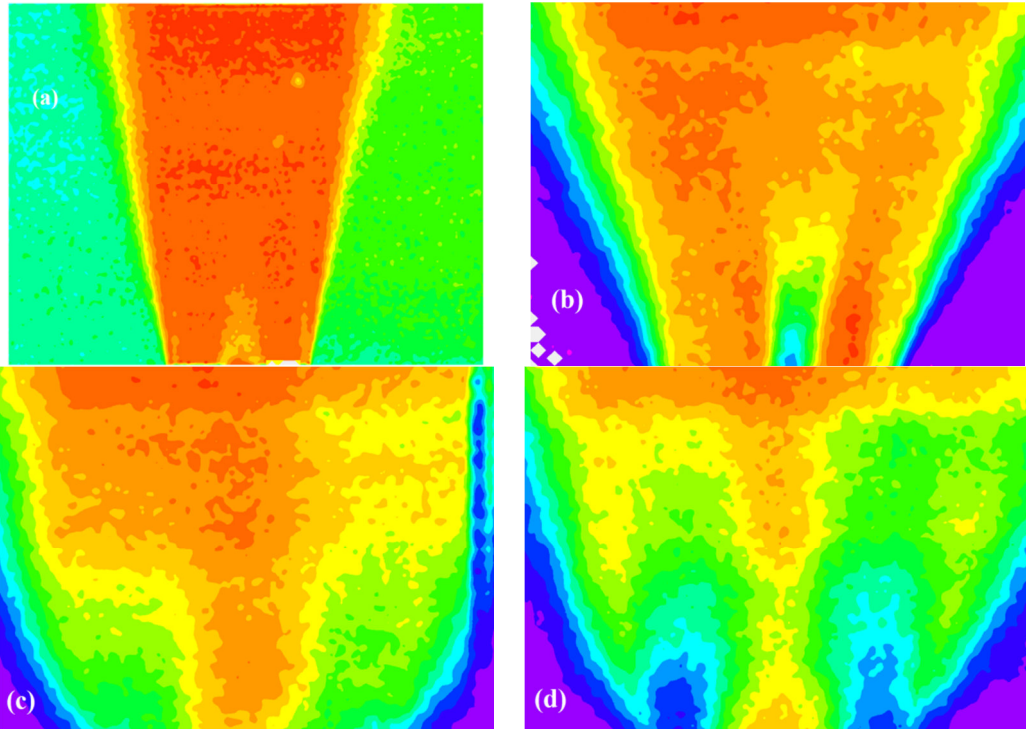


Figura 5.70 mappe scalari del numero dei campioni con $S=0,19$ (a), $S=0,85$ (b), $S=1,60$ (c), $S=1,65$ (d) adottando come AI 32x 32

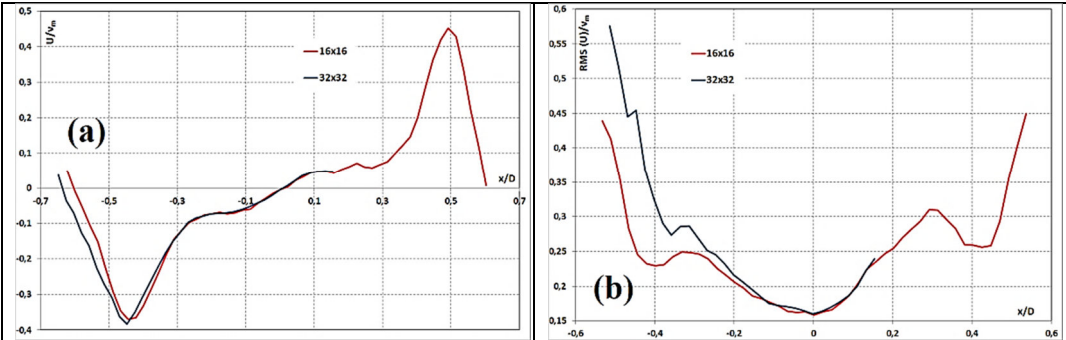


Figura 5.71 Confronto tra AI 16x16 e AI 32x32 attraverso i profili di velocità radiale (a) e i relativi RMS (b) per $SR=0,45$ alla quota $y/D=0,11$

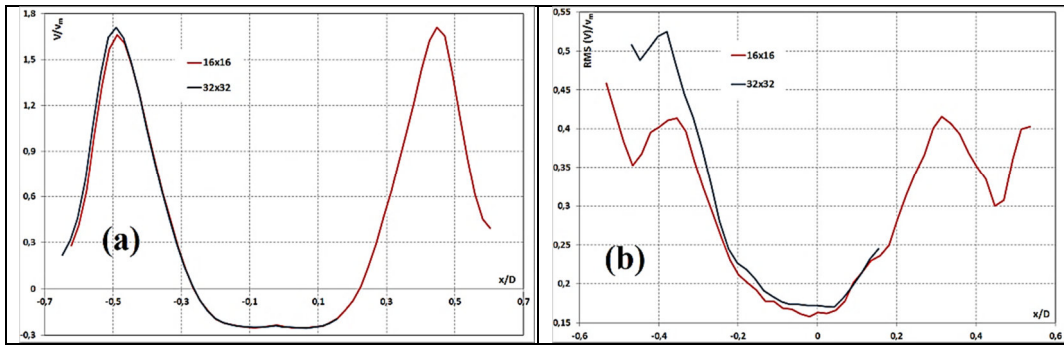


Figura 5.72 Confronto tra AI 16x16 e AI 32x32 attraverso i profili di velocità assiale (a) e i relativi RMS (b) per $SR=0,45$ alla quota $y/D=0,11$

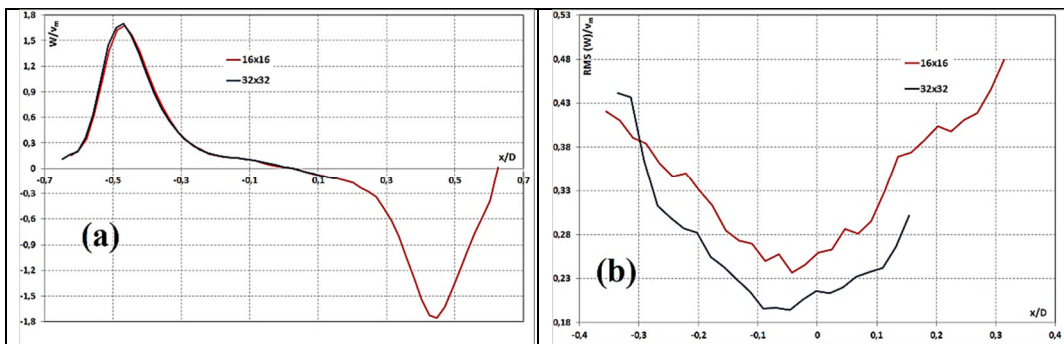


Figura 5.73 Confronto tra AI 16x16 e AI 32x32 attraverso i profili di velocità tangenziale (a) e i relativi RMS (b) per $SR=0,45$ alla quota $y/D=0,11$

Bibliografia

- [1] M. Vanni, “*Analisi sperimentale e numerica di un getto isoterma confinato ad alto grado di swirl*”, Tesi di laurea in Ingegneria Meccanica, Politecnico di Milano, A.A. 2010-2011.
- [2] Grosso, A., Martignago, M., Lo Balbo, A. A., “*Analisi sperimentale e numerica di un bruciatore a swirl*”, Tesi di laurea in Ingegneria Energetica, Politecnico di Milano, A.A. 2011-2012
- [3] I. Farina, P. P. Tedde, “*Progettazione e caratterizzazione sperimentale in regime isoterma di un bruciatore a swirl*”, Tesi di laurea in Ingegneria Meccanica, Politecnico di Milano, A.A. 2005-2006.
- [4] G. Pozzoli, “*Caratterizzazione sperimentale del flusso isoterma nella zona primaria di un combustore a swirl*”, Tesi di laurea in Ingegneria Aerospaziale, Politecnico di Milano, A.A. 2007-2008

6 Capitolo 6

Conclusioni

6.1 Conclusioni

L'analisi sperimentale condotta ha permesso la caratterizzazione fluidodinamica di un getto libero e isoterma attraverso la tecnica SPIV (Stereoscopic Particle Image Velocimetry), che rileva tre componenti di velocità.

Una prima parte del lavoro è stata dedicata alla messa a punto del sistema Stereo PIV, ricercando i parametri ottimali (configurazione geometrica, spessore ed energia della lama laser, tempo tra i fotogrammi, grado di apertura dei diaframmi degli obiettivi, procedura di calibrazione) per ottenere la migliore qualità delle immagini e la migliore accuratezza delle misure.

Utilizzando la configurazione S-PIV ottimizzata si è effettuata una serie di misure del campo di moto di un getto isoterma libero a diversi numeri di Swirl e per un valore fissato del numero di Reynolds, $Re=14664$. I risultati mostrano che il fenomeno del vortex breakdown lo si osserva per un grado di swirl, S_2 , superiore a 0,85. Parallelamente si osserva la comparsa di una bolla di ricircolo, la cui estensione in direzione assiale cresce all'aumentare della portata tangenziale (i.e. grado di swirl).

Successivamente gli andamenti delle velocità e degli RMS delle prove SPIV sono stati messi a confronto con i corrispettivi valori misurati mediante tecnica PIV standard e LDV in lavori precedenti. Poiché questi ultimi sono riferiti al caso di getto confinato, è stato possibile compiere un paragone indicativo solo a quote molto prossime alla sezione di efflusso del bruciatore. In questa regione è infatti presumibile che l'influenza del confinamento sia modesta.

Il confronto ha evidenziato una sovrastima degli RMS da parte della PIV rispetto alla S-PIV. Questo risultato è imputabile all'errore prospettico intrinseco della tecnica PIV e che comporta un "trasferimento" di una frazione delle fluttuazioni della componente di velocità tangenziale (fuori dal piano della lama laser) alle componenti di velocità nel piano della lama laser (i.e. componenti assiali e radiali). Infine il confronto con le misure LDV è risultato per la maggior parte dei casi più che soddisfacente.

6.2 Sviluppi futuri

In futuro è auspicabile l'utilizzo della PIV Stereoscopica, accoppiata anche alla tecnica di media in fase, sul getto analizzato in questo lavoro ma in ambiente di confinamento, sia in regime isoterma che di combustione. L'impiego della tecnica Stereo PIV consentirebbe di esaminare nel modo più completo la struttura di una instabilità tipica di questa configurazione detta Precessing Vortex Core (PVC).

L'altro argomento (emerso da questa tesi) da sviluppare è lo studio dell'influenza dell'errore prospettico della PIV standard sulla misura della fluttuazione di velocità (RMS). In particolar modo, bisogna verificare dal punto di vista quantitativo la sua responsabilità nella differenza nel valore degli RMS misurati con le tecniche PIV e S-PIV.