

POLITECNICO DI MILANO

Facoltà di Ingegneria Industriale

Corso di Laurea in
Ingegneria Energetica



Analisi del fenomeno dell'Entrainment e della struttura di getti
isotermi con diverso grado di swirl mediante la tecnica Stereo-PIV

Relatore: Prof. Fabio Cozzi

Tesi di Laurea di

Ferdinando Arzuffi Matr.801102

Anno Accademico 2014 – 2015

INDICE

Indice delle figure	5
Indice delle tabelle.....	12
Sommario esteso	14
Sommario.....	18
Abstract.....	20
Capitolo 1.....	21
Introduzione.....	21
1.1 Motivazioni	21
1.2 Obiettivi.....	22
Bibliografia	24
Capitolo 2.....	25
Swirl in getti isotermi	25
2.1 Il numero di swirl	25
2.2 Getti isotermi con swirl.....	26
2.2.1 Caratterizzazione dei flussi dotati di moto di swirl.....	28
2.2.2 Vortex breakdown	31
2.2.3 Precessing vortex core	32
Bibliografia	36
Capitolo 3.....	38
Il fenomeno dell' entrainment.....	38
3.1 Entrainment in getti turbolenti.....	38
3.2 Entrainment in getti swirlati	43
Bibliografia	49
Capitolo 4.....	51
Digital particle image velocimetry	51
4.1 PIV: configurazione a camera singola	52
4.2 PIV Stereoscopica.....	54

4.2.1	Configurazioni PIV Stereoscopica	55
4.2.2	Metodi di ricostruzione.....	59
4.2.2.1	Ricostruzione geometrica	61
4.2.2.2	Metodi di ricostruzione mediante calibrazione	62
4.2.3	Errori di allineamento nelle misure stereoscopiche	66
	Bibliografia	72
	Capitolo 5	75
	Apparato sperimentale e metodi di analisi dei dati.....	75
5.1	Bruciatore.....	75
5.2	Linee di alimentazione	78
5.3	Componenti sistema SPIV	79
5.3.1	Inseminazione	80
5.3.2	Laser	80
5.3.3	Videocamere digitali	82
5.4	Configurazioni del sistema SPIV	83
5.4.1	Configurazione orizzontale	83
5.4.2	Configurazione verticale	90
5.5	Metodi di valutazione dell'entrainment	95
	Bibliografia	96
	Capitolo 6	98
	Risultati sperimentali	98
6.1	Configurazione verticale: Profili di velocità media e delle fluttuazioni turbolente .	98
6.1.1	CASO: GETTO ASSIALE, SR=0, Re=21500.....	100
6.1.2	CASO: SR=0.2 Re=21500	102
6.1.3	CASO: SR=0.25 Re=21500	107
6.1.4	CASO: SR=0.3 e Re=21500	114
6.1.5	CASO: SR=0.4 e Re=21500	120
6.1.6	CASO: SR=0.5 e Re=21500	125
6.1.7	CASO: Re=10800	130

6.2 Analisi del Numero di swirl	132
6.3 Risultati configurazione orizzontale.....	135
6.3.1 Determinazione del centro del vortice	137
6.3.2 Determinazione del grado di swirl.....	138
6.3.3 Determinazione del raggio del getto	139
6.3.4 Configurazione orizzontale: analisi mappe medie.....	141
6.5 Configurazione orizzontale: analisi mappe istantanee	146
6.6 Analisi dell'entrainment.....	154
Bibliografia	165
Capitolo 7	167
7.1 Conclusioni.....	167
7.2 Sviluppi futuri.....	169

Indice delle figure

Figura 2.1: Esempio di iniezione assiale tangenziale	27
Figura 2.2: mostrato l'andamento, in funzione della coordinata radiale, della Pressione, della velocità assiale e di quella tangenziale per diverse distanze dall' ugello [4].	28
Figura 2.3: Rappresentazione di un getto laminare mediante smoke visualization all'aumentare del grado di swirl: (a) getto $S=0$, (b,c,d,e,f) crescenti numeri di swirl [7].	29
Figura 2.4: vista azimutale di un getto fortemente swirlato [6]	30
Figura 2.5: schematizzazione CTRZ e CRZ in getti confinati [15]	31
Figura 2.6: Bolla assialsimmetrica [5]	31
Figura 2.7: Vortex breakdown forma a spirale [5]	32
Figura 2.8: struttura elicoidale del PVC [4]	33
Figura 2.9: esempio di analisi spettrale dei profili di velocità in un getto swirlato [16]	33
Figura 2.10: a) analisi spettrali [12]; b) dipendenza della frequenza del PVC dal Re e dallo Swirl [12]	34
Figura 2.11: numero di Strouhal in funzione del grado di swirl, linea tratteggiata per il caso isoterma e per $Re=80000$ [10]	35
Figura 3.1 Schematizzazione apparato sperimentale Ricou e Spalding[1].	39
Figura 3.2: andamento entrainment rate con la quota [2]; mostra la zona iniziale del getto in cui il coefficiente di entrainment cresce da circa un valore pari un terzo del valore ottenuti da Park e Shin, fino a raggiungere un comportamento asintotico al valore 0.32.	40
Figura 3.3: andamento dell'entrainment rate in funzione della distanza dall'ugello; in questo lavoro si è proceduto a confrontare risultati ottenuti con due tecniche diverse LDV e PIV, verificando l'accuratezza delle misure PIV [12].....	41
Figura 3.4: la figura mostra l'aumento del flusso entrante di fluido in corrispondenza del passaggio delle grandi strutture vorticosi (engulfment)[7].	42
Figura 3.5: Schematizzazione tratta dal lavoro di Westerweel[8]	43
Figura 3.6: Schematizzazione del processo di entrainment[9]	43
Figura 3.7: apparato sperimentale Park & Shin [10].....	44
Figura 3.8: metodo di visualizzazione schlieren, tratto dal lavoro di Park&Shin [10]; in cui si evidenzia la direzione prettamente radiale diretta verso l'asse del getto del flusso entrained, nel caso con Swirl pari a 1.87.	45
Figura 3.9: sistema di riferimento e griglia di punti (i,j) in cui sono state eseguite le misurazioni di velocità[10]	46
Figura 3.10: andamento dell' entrainment rate al variare del grado di swirl e di x/D [10]	47

Figura 3.11: debole dipendenza dell' entrainment rate dal numero di Reynolds ai bassi gradi di swirl[10]	47
Figura 3.12: dipendenza dell' entrainment rate dal numero di Reynolds, per grado di swirl medio alto[10]	48
Figura 3.13: andamento entrainment rate con il numero di Swirl e al variare della quota dall' ugello[10]	48
Figura 4.1: descrizione del procedimento di acquisizione e analisi dei dati di un sistema PIV [1]	51
Figura 4.2: sistema di riferimento utilizzato	52
Figura 4.3: caso semplificato di ricostruzione dello spostamento di una particella, tecnica PIV[4]	53
Figura 4.4: schematizzazione SPIV in configurazione traslazionale, piano x-z[4]; θ angolo sotteso tra l'asse z e la congiungente tra il centro della lente e l'asse z al centro del campo di vista.	55
Figura 4.5: andamento dell' errore relativo nella stima della componente out-of-plane al variare di xd_0 e di θ [8];	56
Figura 4.6: schematizzazione della configurazione rotazionale [4]	57
Figura 4.7: andamento dell' errore relativo nella stima della componente out-of-plane al variare di xd_0 e di θ [8];	58
Figura 4.8: soluzione stereo-Piv proposta da Willert [10]	59
Figura 4.9: griglie regolari per ciascuna camera in coordinate del piano immagine, una volta portate nelle coordinate fisiche, vengono distorte dall' effetto prospettico; in fase di sovrapposizione le informazioni contenute nell' area comune alle due viste, devono essere proiettate su una nuova griglia mediante interpolazione dei dati [4]. .	60
Figura 4.10: grazie alla funzione di mappatura le informazioni delle due camere sono ricavate direttamente in coordinate fisiche e poi sovrapposte[2].	60
Figura 4.11: schematizzazione apparato sperimentale di [5]	67
Figura 4.12: ricostruzione geometrica delle tre componenti di spostamento [5]	68
Figura 4.13: schematizzazione errore di registrazione per $\alpha=45^\circ$ [5]	69
Figura 4.14: sezione trasversale di un getto laminare, in cui sono evidenziate le componenti x della velocità calcolata; lungo l'asse la velocità è giustamente prossima allo zero, vicino alle pareti, per via dei gradienti di velocità in direzione z, i vettori calcolati forniscono una stima dell' errore compiuto [5].	70
Figura 4.15: picco di cross-correlazione al variare delle immagini piv utilizzate per ricavare la disparity map; si può notare come, per un basso numero di immagini utilizzate, la funzione di cross-correlazione sia molto rumorosa [5].	70

Figura 4.16: metodo di triangolazione: i due punti nel piano del target vanno a coincidere nell' effettivo piano del laser (grigio); questo procedimento effettuato per tutti i punti permette di descrivere il piano reale lungo il quale passa il laser[9].	71
Figura 5.3:vista azimutale ingressi tangenziali [1].	75
Figura 5.1: sezione meridiana del bruciatore progettato da Farina e Tedde[1]	76
Figura 5.2: disco raddrizzatore del flusso assiale, posto a valle dell' iniezione dell'aria assiale; l' apice della gas gun si collocherà alla medesima altezza del foro centrale del disco	76
Figura 5.4: flangia di ancoraggio collegato ad una struttura di sostegno mediante 4 fori posti a 90° gradi l' uno dall' altro	77
Figura 5.5: linee di alimentazione dell' aria e dell'acqua	78
Figura 5.6: : rappresentazione dei tre flussimetri, dall'alto: a) flussimetro dell' aria tangenziale, b) flussimetro aria assiale, c) flussimetro aria di iniezione.	79
Figura 5.7: laser e ottiche cilindriche montati su una guida che permette la traslazione verticale	81
Figura 5.8:risposta spettrale delle camere digitali Hamamatsu C8484-05C	82
Figura 5.9: configurazione orizzontale; disposizione del sistema SPIV rispetto al bruciatore	83
Figura 5.10: sistema di riferimento in questa configurazione; il laser giace sul piano x-y, mentre l'asse del bruciatore coincide con la direzione z.	84
Figura 5.11: circuito esterno di iniezione posto attorno al bruciatore; nelle tubazioni in plastica sono stati praticati fori di diametro pari a 1.5 mm a distanza di 1 cm l' uno dall'altro, così da ottenere un' iniezione uniforme attorno al getto.	86
Figura 5.12: target utilizzato per la procedura di calibrazione proposta da Soloff; a lato è raffigurato il meccanismo che ci ha permesso di traslare in direzione z il target	87
Figura 5.13: schematizzazione del sistema Spiv nella configurazione verticale [10].	90
Figura 5.14: configurazione verticale del sistema SPIV e sistema di riferimento	91
Figura 5.15: target di calibrazione a due livelli	92
Figura 5.16: sistema di riferimento nella configurazione verticale	94
Figura 6.1:CASO GETTO ASSIALE	99
Figura 6.2: l'andamento dei profili di velocità assiale adimensionalizzati a diverse quote y/D , in cui b è la coordinata radiale in cui la velocità assiale è pari al 50% di quella massima	100
Figura 6.3 confronto profili velocità assiale con la curva di autosimilarità suggerita da Tollmien	101
Figura 6.4: profili velocità radiale a diverse quote	102
Figura 6.5: profili dell' RMS associato alla velocità radiale a diverse quote	102
Figura 6.6: profili velocità assiale a diverse quote	103

Figura 6.7: profili dell'RMS associato alla velocità assiale a diverse quote	103
Figura 6.8: Contour map della velocità assiale; le linee tratteggiate indicano le zone di isoprobabilità di trovare l' inversione del flusso(la probabilità è massima nella zona centrale).....	104
Figura 6.9: profili velocità tangenziale a diverse quote	105
Figura 6.10: profili dell' RMS associato alla velocità tangenziale a diverse quote	106
Figura 6.11: CASO GETTO SR=0.2.....	106
Figura 6.12: profili velocità radiale a diverse quote	107
Figura 6.13: profili dell' RMS associato alla velocità radiale a diverse quote.....	108
Figura 6.14: profili velocità assiale a diverse quote.....	108
Figura 6.15: profili dell' RMS associato alla velocità assiale a diverse quote	109
Figura 6.16: confronto dei profili di velocità assiale tra i casi SR=0.2(triangoli) e SR=0.25(cerchi)	109
Figura 6.17: confronto degli RMS associati alle velocità assiali tra i casi SR=0.2(triangoli) e SR=0.25(cerchi)	110
Figura 6.18: Contour map della velocità assiale; le linee tratteggiate indicano le zone di isoprobabilità di trovare l' inversione del flusso(la probabilità è massima nella zona centrale).....	111
Figura 6.19: confronto dei profili della velocità tangenziale tra i casi SR=0.2 (triangoli) e SR=0.25 (cerchi)	111
Figura 6.20: confronto degli RMS associati alle velocità tangenziali tra i casi SR=0.2 (tratteggiato) e SR=0.25 (continuo)	112
Figura 6.21: CASO GETTO SR=0.25.....	113
Figura 6.22: confronto dei profili della velocità radiale tra i casi SR=0.25 (tratteggiato) e SR=0.3 (continuo).....	114
Figura 6.23: confronto degli RMS associati alle velocità tangenziali tra i casi SR=0.25 (tratteggiato) e SR=0.3 (continuo)	114
Figura 6.24: confronto dei profili della velocità assiale tra i casi SR=0.25 e SR=0.3	115
Figura 6.25: confronto degli RMS associati alle velocità assiali tra i casi SR=0.25 e SR=0.3	116
Figura 6.26: confronto dei profili della velocità tangenziale tra i casi SR=0.25(tratteggiato) e SR=0.3(continuo).....	116
Figura 6.27: confronto degli RMS associati alle velocità tangenziali tra i casi SR=0.25(tratteggiato) e SR=0.3(continuo).....	117
Figura 6.28: Contour map della velocità assiale; le linee tratteggiate indicano le zone di isoprobabilità di trovare l' inversione del flusso(la probabilità è massima nella zona centrale).....	118

Figura 6.29: rappresentazione delle streamlines del getto per il caso $SR=0.3$	118
Figura 6.30: CASO GETTO $SR=0.3$	119
Figura 6.31: confronto dei profili della velocità radiale tra i casi $SR=0.3$ (tratteggiato) e $SR=0.4$ (continuo).....	120
Figura 6.32: confronto degli RMS associati alle velocità radiale tra i casi $SR=0.3$ (tratteggiato) e $SR=0.4$ (continuo).....	120
Figura 6.33: confronto dei profili della velocità assiale tra i casi $SR=0.3$ (tratteggiato) e $SR=0.4$ (continuo).....	121
Figura 6.34: mappa scalare della velocità assiale relativa al caso $SR=0.4$ con sovrapposte le linee di flusso. Le linee chiuse in corrispondenza dell'asse identificano la zona di ricircolazione.....	121
Figura 6.35: confronto degli RMS associati alle velocità assiali tra i casi $SR=0.3$ (tratteggiato) e $SR=0.4$ (continuo).....	122
Figura 6.36: confronto dei profili della velocità tangenziale tra i casi $SR=0.3$ (tratteggiato) e $SR=0.4$ (continuo).....	123
Figura 6.37: confronto degli RMS associati alle velocità tangenziali tra i casi $SR=0.3$ (tratteggiato) e $SR=0.4$ (continuo).....	123
Figura 6.38: CASO GETTO $SR=0.4$	124
Figura 6.39: confronto dei profili della velocità radiale tra i casi $SR=0.4$ (tratteggiato) e $SR=0.5$ (continuo).....	125
Figura 6.40: confronto degli RMS associati alle velocità radiali tra i casi $SR=0.4$ (tratteggiato) e $SR=0.5$ (continuo).....	125
Figura 6.41: confronto dei profili della velocità assiale tra i casi $SR=0.4$ (tratteggiato) e $SR=0.5$ (continuo).....	126
Figura 6.42: bolla di ricircolo relativa allo $SR=0.5$	127
Figura 6.43: confronto degli RMS associati alle velocità assiali tra i casi $SR=0.4$ (tratteggiato) e $SR=0.5$ (continuo).....	127
Figura 6.44: confronto dei profili della velocità tangenziale tra i casi $SR=0.4$ (tratteggiato) e $SR=0.5$ (continuo).....	128
Figura 6.45 confronto degli RMS associati alle velocità tangenziali tra i casi $SR=0.4$ (tratteggiato) e $SR=0.5$ (continuo).....	128
Figura 6.46: CASO GETTO $SR=0.5$	129
Figura 6.47: bolla di ricircolo relativa al caso $SR=0.4$ $Re=10800$	130
Figura 6.48: scalar map della velocità assiale al variare dello Split Ratio, per due diversi numeri di Reynolds: a sinistra $Re=21500$, a destra $Re=10800$	131
Figura 6.49: Andamento del numero di swirl calcolato mediante la formula suggerita da Gupta, all' aumentare della coordinata y/D	132

Figura 6.50: andamento del flusso assiale del momento angolare $G\theta$ in funzione della quota y/D	133
Figura 6.51: andamento del flusso assiale della componente assiale della quantità di moto, Gx , in funzione della quota y/D	134
Figura 6.52: mappe medie sezione del getto a $z/D=0.08$, corrispondenti alle componenti in-plane per i diversi Split Ratio, i colori identificano il modulo dei vettori nel piano; nelle immagini si indica il centro del vortice stimato.	138
Figura 6.53: variazione del grado di swirl rispetto allo Split Ratio; risultati della configurazione orizzontale, e di quella verticale alle medesime quote z/D	138
Figura 6.54: rappresentazione del bordo identificato del getto; contour map relative alla velocità assiale (a) e alla velocità radiale, positiva se entrante nel getto(b), del caso $SR=0.5$, $RE=21500$ e $z/D=0.08$;.....	140
Figura 6.55: espansione del getto per diverse condizioni di SR e a diverse quote.....	140
Figura 6.56: rappresentazione contour map della velocità assiale e della relativa deviazione standard, alla quota $z/D=0.08$, al variare del grado di Swirl, per numeri di Reynolds pari a 10800 e 21500.....	144
Figura 6.57: a) distribuzione dei centri del vortice identificati con il metodo Lambda2; b) PDF delle posizioni radiali dei centri identificati con i diversi metodi, rispetto all' asse del bruciatore.....	147
Figura 6.58: in nero i punti relativi al centro del vortice calcolati con il metodo di massimizzazione del momento angolare, in verde e in rosso le due serie di punti trovate con il metodo lambda2	147
Figura 6.59: posizioni dei centri del vortice per ciascuna mappa SPIV istantanea con i diversi metodi; in rosso la circonferenza che approssima meglio la distribuzione dei punti, con relativa posizione del centro stimata e valore del raggio.....	148
Figura 6.60: posizioni angolari, rispetto all' asse del bruciatore, dei centri identificati del vortice; θ positivo in senso antiorario.	150
Figura 6.61: confronto PDF posizione angolare del vortice determinati con il metodo Lambda2 e Massimizzazione momento angolare.....	151
Figura 6.62: mappe scalari: a sinistra velocità radiale (positiva entrante al getto), in centro, la velocità assiale, mappa vettoriale delle componenti in-plane al getto.....	153
Figura 6.63: sistema di riferimento nella configurazione verticale	155
Figura 6.64: entrainment rate: i risultati ottenuti per entrambe le configurazioni, verticale e orizzontale, confrontati con i risultati di Hill in rosa , quelli di Park e Shin in verde e quelli di Trabold in marrone.	156
Figura 6.65: entrainment rate; i risultati ottenuti in questa tesi in entrambe le configurazioni, verticale e orizzontale, quelli di Park e Shin in rosso e giallo.....	157

Figura 6.66: andamenti di $U_r \cdot r$ e U_z al variare della coordinata x [mm], caso $SR=0.25$ e $Re=21500$	158
Figura 6.67: entrainment rate: lati del getto a confronto	159
Figura 6.68: entrainment rate: i risultati ottenuti in questa tesi nella configurazione verticale, quelli di Park e Shin in viola e verde.....	159
Figura 6.69: entrainment rate, i risultati ottenuti in questa tesi in entrambe le configurazioni, verticale e orizzontale, quelli di Park e Shin in viola e verde	160
Figura 6.70: entrainment rate, i risultati ottenuti in entrambe le configurazioni, verticale e orizzontale, quelli di Park e Shin in viola	161
Figura 6.71: entrainment rate, i risultati ottenuti in questa tesi in entrambe le configurazioni, verticale e orizzontale, quelli di Park e Shin in viola	161
Figura 6.72: entrainment rate al variare del grado di swirl; le curve proposte sono quelle relative all'integrazione dei profili assiali.....	162
Figura 6.73: risultati Park e Shin[7].....	163
Figura 6.74: entrainment rate al variare del grado di swirl; le curve proposte sono quelle relative all'integrazione dei profili assiali.....	163
Figura 6.75: entrainment rate a confronto per diversi numeri di Reynolds: $Re=10800,21500$	164

Indice delle tabelle

Tabella 4.1: riassunto schematico errori più diffusi SPIV [5]	66
Tabella 5.1: caratteristiche dei flussimetri Bronkhorst[4]	79
Tabella 5.2: caratteristiche delle videocamere digitali Hamamatsu	82
Tabella 5.3: caratteristiche geometriche del sistema.....	84
Tabella 5.4: caratteristiche geometriche del sistema.....	85
Tabella 5.5: caratteristiche del laser orizzontale	85
Tabella 5.6: parametri sistema Spiv	87
Tabella 5.7: prove eseguite, relative alla quota $z/D=0.08$	88
Tabella 5.8: prove eseguite, relative alla quota $z/D=0.28$	88
Tabella 5.9: Parametri relativi al procedimento di ricostruzione del campo di moto medio	89
Tabella 5.10: caratteristiche geometriche del sistema SPIV in configurazione verticale	91
Tabella 5.11: caratteristiche del laser in configurazione verticale	91
Tabella 5.12: parametri sistema Spiv	92
Tabella 5.13: Prove condotte in configurazione laser verticale.....	93
Tabella 5.14: Parametri relativi al procedimento di ricostruzione del campo di moto medio	93
Tabella 5.15: velocità media e deviazione standard calcolate	94
Tabella 5.16.....	94
Tabella 6.1: prove sperimentali condotte nella configurazione verticale	98
Tabella 6.2: prove sperimentali relative alla configurazione verticale.....	130
Tabella 6.3: caratteristiche geometriche per il calcolo del numero di swirl geometrico <i>Sg</i>	135
Tabella 6.4: tabella riassuntiva valori dello Split ratio, di <i>Sg</i> e di <i>S</i>	135
Tabella 6.5: Prove relative alla quota $z/D=0.08$ nella configurazione orizzontale.	136
Tabella 6.6: Prove relative alla quota $z/D=0.28$ nella configurazione orizzontale.	136
Tabella 6.7: raggio del getto stimato e relativa fluttuazione [%] per i diversi SR.....	139
Tabella 6.8: valore medio e deviazione standard della posizione radiale dei centri identificati del vortice.....	149
Tabella 6.9: tabella riassuntiva prove eseguite per $RE=21500$	155
Tabella 6.10: tabella riassuntiva prove eseguite per $RE=10800$	155

Sommario esteso

In questa tesi si analizza il comportamento di un getto swirlato, non confinato, in condizioni isoterme, in un bruciatore sperimentale da laboratorio. L'analisi viene condotta tramite l'utilizzo della tecnica ottica Stereo Particle Image Velocimetry, SPIV, grazie alla quale sarà possibile ricostruire il campo di moto nelle sue tre componenti, in modo non invasivo. Alla SPIV verrà dedicata un'ampia parte del lavoro, così da descriverne i principi fondamentali, quali i metodi di ricostruzione, e i principali errori, che possono inficiare una corretta ricostruzione del campo di moto; di cui, il maggior interesse, in questa tesi, riguarderà gli errori di registrazione, cioè quegli errori che nascono dalla non corretta combinazione di aree del flusso viste dalle due diverse camere, dovuti al non corretto allineamento tra target di calibrazione e piano reale della lama laser.

Lo studio del getto avverrà utilizzando due differenti configurazioni SPIV: la prima, che ripropone la configurazione proposta da Willert, in cui le videocamere sono poste sui lati opposti della lama laser, entrambe orientate nella direzione di forward scatter, inquadra il flusso longitudinalmente, lungo la sua sezione mediana, per apprezzarne l'evoluzione all'aumentare della distanza dall'ugello, e per descrivere l'estensione della bolla di ricircolo. La seconda configurazione permette di avere una visione lungo un piano trasversale al flusso, così da avere informazioni circa la completa distribuzione radiale del getto a due quote differenti; per esempio questa configurazione permette di valutare l'assialsimmetria del getto, di determinare il posizionamento del centro del vortice nelle mappe medie e rilevare il moto di precessione del vortice attorno all'asse del getto nelle mappe istantanee.

Successivamente ad una fase di ottimizzazione della tecnica SPIV, in cui si eseguita un processo di ottimizzazione di tutti i parametri che influenzano l'accuratezza delle misure, quali la definizione di un corretto campo di vista, la potenza del laser, il controllo degli atomizzatori, in modo da avere particelle delle dimensioni volute (circa $1-2\mu\text{m}$), e la densità del seeding nel getto, si sono acquisite mappe istantanee di velocità, per due valori del numero di Reynolds e diversi gradi di swirl, in entrambe le configurazioni.

Terminata la fase di acquisizione delle immagini istantanee SPIV, la convergenza statistica dei dati di velocità verso il valore medio in ogni area di

interrogazione con confidenza >95%, è stata verificata, ed è stato riscontrato che 700 immagini sono un numero sufficiente per raggiungerla.

Il lavoro di analisi dei risultati ha riguardato lo studio dei profili di velocità medi e delle fluttuazioni turbolente nel piano meridiano del getto, in modo tale da definire il comportamento fluidodinamico macroscopico del getto, in un ampio range di gradi di swirl, identificando le condizioni critiche per quanto riguarda la formazione del Vortex Breakdown e della zona di ricircolo. Da questa analisi è emerso come il flusso attraversi condizioni fortemente instazionarie, in cui, in corrispondenza dei gradi di swirl 0.4 e 0.8, il Vortex Breakdown appare in modo casuale e intermittente, alterando profondamente i profili medi di velocità che assumono andamenti decisamente asimmetrici, prima di approdare a una condizione più stabile corrispondente al numero di Swirl pari a 1.1. In particolare si sono riscontrate come condizioni più critiche quelle relative ai numeri di Swirl pari a 0.4 e 0.8; nel caso a $S=0.4$ si è riscontrata una forte asimmetria della distribuzione della velocità assiale, dovuta al verificarsi del Vortex Breakdown, lontano dall'ugello, prevalentemente da un lato del flusso, in cui si hanno valori più bassi di velocità assiale e più alti indici di turbolenza. Nel caso di $S=0.8$, invece, si nota un'improvvisa espansione del getto e la creazione, ad una certa distanza dalla sezione di efflusso, di una zona a bassa velocità assiale leggermente spostata dall'asse del bruciatore; nonostante ciò, nelle mappe vettoriali di velocità media, non si riscontra l'inversione del flusso. Comunque questa condizione di $S=0.8$ è la prima in cui si osserva la presenza di una chiara transizione da jet a wake like dei profili di velocità assiale, che fa pensare ad un verificarsi più stabile nel tempo del Vortex Breakdown. Per gradi di swirl maggiori, si ha una stabilizzazione del getto, che risulta sempre più simmetrico rispetto all'asse del bruciatore, un aumento del suo angolo di spread, e la formazione di una chiara zona stazionaria di ricircolo in corrispondenza dell'asse, le cui dimensioni aumentano fino a rientrare nell'ugello nella condizione di swirl maggiore.

In una seconda fase è stata realizzata una discussione sui metodi di identificazione del posizionamento del vortice; i metodi implementati sono la massimizzazione del momento angolare, e i metodi basati sul tensore dei gradienti di velocità, quali il metodo Λ^2 e il 2nd Invariant Q. Essi sono stati confrontati tra loro in base al posizionamento radiale e angolare attribuito al centro del vortice e si è riscontrata una distribuzione uniforme dei suddetti

centri del vortice attorno alla zona in cui si ha inversione del flusso. I metodi basati sui gradienti di velocità restituiscono posizioni radiali e angolari del vortice molto simili tra di loro, al contrario, il metodo di massimizzazione del momento angolare mostra una certa differenza, restituendo un posizionamento a coordinate radiali più vicine all'asse del getto e posizioni angolari, in alcuni casi, leggermente diverse. Per i suddetti motivi, l'analisi si concluderà con la scelta dei metodi basati sul tensore del gradiente delle velocità, rispetto al metodo di massimizzazione del momento angolare. In seguito, per il caso a maggior numero di swirl, è stata eseguita una media in fase rispetto alla posizione istantanea del centro del vortice nelle mappe istantanee di velocità, ricavate dalla configurazione orizzontale per valutare l'influenza del Precessing Vortex Core, PVC, sul posizionamento della zona di ricircolo e sul fenomeno dell'entrainment. Dai risultati ottenuti si riscontra un moto rotatorio antiorario del PVC attorno all'asse del bruciatore, seguito con leggero ritardo dalla bolla di ricircolazione, inoltre, all'esterno del getto, dove la velocità radiale nelle mappe istantanee risulta sempre diretta verso l'interno del flusso, si riscontra la formazione di zone, leggermente in anticipo rispetto al passaggio del PVC, in cui la velocità radiale assume valori particolarmente elevati, cioè in cui l'entrainment è particolarmente favorito. Infine, nell'ultima parte del lavoro, ci si è concentrati nel definire quantitativamente il fenomeno dell'entrainment al variare del grado di swirl, S , e del numero di Reynolds, in modo tale da comprendere come l'apporto di fluido, proveniente dalle zone circostanti al flusso, dipenda da S e dalla distanza dall'ugello. L'aumento della quantità di fluido entrante è definita mediante un parametro adimensionale, l'entrainment rate Ψ . Esso aumenta muovendosi lontano dalla sezione d'efflusso dell'ugello, in modo sempre più accentuato all'aumentare del grado di swirl, in particolar modo per S maggiori o uguali al valore critico. Infatti, esso subisce un improvviso aumento tra i casi a Swirl subcritico, nella nostra fattispecie $S=0.4$, e quelli in cui S è maggiore o uguale a 0.8 .

Verrà svolta, poi, una comparazione con i dati presenti in letteratura per numero di Reynolds simile, in particolare con quelli forniti da Park e Shin, rispetto ai quali, i risultati ottenuti risultano essere in buon accordo.

Al termine delle analisi, in conclusione: nell'analisi dei profili di velocità e delle fluttuazioni turbolente, il passaggio tra un andamento jet-like a uno wake-like

avviene in corrispondenza dello $S=0.8$ e la creazione di una chiara zona, sull'asse del getto, a velocità assiali negative si presenta per $S=1.1$; nell'analisi dell'espansione del flusso, si assiste a un netto aumento del raggio del getto in corrispondenza dei valori di $S>0.4$; e, infine, nell'analisi dell'entrainment, il parametro Ψ presenta un netto salto nei valori che assume tra il caso $S=0.4$ e $S=0.8$. Tutti questi elementi indicano la presenza di una transizione critica della struttura del getto tra gli stadi a $S=0.4$ e $S=0.8$.

Parole chiave: Stereo-PIV, Getto isoterma, Swirl, Entrainment, Vortex Breakdown, Bolla di Ricircolazione, PVC

Sommario

In questa tesi si analizza il comportamento di un getto swirlato, non confinato, in condizioni isoterme, in un bruciatore sperimentale da laboratorio. L'analisi viene condotta tramite l'utilizzo della tecnica ottica Stereo Particle Image Velocimetry, grazie alla quale sarà possibile ricostruire il campo di moto nelle sue tre componenti, in modo non invasivo. In particolare, si eseguirà lo studio del getto in due differenti configurazioni SPIV rotazionali, così da inquadrare il flusso sia longitudinalmente, lungo la sua sezione mediana, per apprezzarne l'evoluzione all'aumentare della distanza dall'ugello, sia lungo un piano trasversale, così da osservare il moto di precessione del PVC.

La prima parte del lavoro è caratterizzata dallo studio dei profili di velocità, in modo tale da definire il comportamento fluidodinamico macroscopico del getto, in un ampio intervallo di valori del grado di swirl, identificando le condizioni critiche e instabili, per quanto riguarda la formazione del Vortex Breakdown. Da questa analisi è emerso come il flusso attraversi condizioni fortemente instazionarie, in cui il Vortex Breakdown appare in modo casuale e intermittente, alterando profondamente i profili di velocità che assumono andamenti decisamente asimmetrici, prima di approdare a una condizione più stabile corrispondente al numero di Swirl pari a 1.

La seconda parte del lavoro riporta un'analisi sui metodi di identificazione della posizione angolare e radiale del centro del vortice, che si conclude con la scelta dei metodi basati sul tensore del gradiente delle velocità, rispetto al metodo di massimizzazione angolare. Per il caso a maggior numero di swirl, utilizzando la posizione angolare del vortice determinata, viene realizzata una media in fase delle immagini istantanee SPIV, ricavate dalla configurazione orizzontale, per indagare circa gli effetti fluidodinamici legati al passaggio del Precessing Vortex Core.

Infine, l'ultima parte del lavoro, verte sullo studio del fenomeno dell'entrainment; essa riguarda il getto in tutte le condizioni discusse precedentemente, in modo tale da comprendere come l'apporto di fluido, proveniente dalle zone circostanti al flusso, dipenda dalle condizioni di moto imposte al getto. Esso risulta favorito all'aumentare del grado di swirl, in particolar modo per i numeri di swirl maggiori di 0.4. Verrà svolta poi una

comparazione con i dati presenti in letteratura, in particolare con quelli forniti da Park e Shin, rispetto ai quali i risultati ottenuti sono in buon accordo.

Parole chiave: Stereo-PIV, Getto isoterma, Swirl, Entrainment, Vortex Breakdown, Bolla di Ricircolazione, PVC

Abstract

This thesis proposes the analysis of the behavior of an unconfined swirling jet, in isothermal condition, for an experimental laboratory burner, with the implementation of a non-invasive optic technique, SPIV, Stereo Particle Image Velocimetry, in order to reconstruct the 3D velocity flow field. In particular, it will perform the study of the jet in two different SPIV rotational configurations, one to describe the flow longitudinally, along its median section, in order to appreciate its evolution with increasing distance from the nozzle, and the other one along a transverse plane, so as to observe the precession motion of the PVC.

Firstly this work will describe the speed profiles and the RMS of the jet, in such a way to define the macroscopic behavior of the flow, for a wide range of degrees of swirl, identifying the critical and unstable conditions, as regards the formation Vortex Breakdown and the recirculation bubble(CTRZ). This analysis shows that the jet passes through different, highly unsteady, conditions, where the Vortex Breakdown appears randomly and intermittently, and changes profoundly the speed profiles that become decidedly asymmetrical, before moving to a more stable condition, corresponding to the number of Swirl equal to 0.8.

In a second phase, it will be carried out a discussion about the methods of identification of the positioning of the vortex, which will end with the selection of methods based on the gradient tensor of the velocity, instead of the method of maximizing angular; finally, it is performed, for the case with the greater Swirl number, an average in phase with the position of the center of the vortex, of the instantaneous images SPIV, obtained from the horizontal configuration, to investigate about the fluid-dynamic effects related to the transition of the Precessing Vortex Core.

At the end, the last part of the work will focus on the study of the entrainment phenomenon; it will cover all the conditions of the jets discussed above, from the non-swirl, to cases with greater number of swirl and it will show that the entrainment rate increases as the swirl intensity increases. It will be carried out, then, a comparison with the literature data, in particular with those provided by Park and Shin, with respect to which our results are in good agreement.

Key words: Stereo-PIV, isothermal jets, Swirl, Entrainment, Vortex Breakdown, Recirculation bubble, PVC

Capitolo 1

Introduzione

1.1 Motivazioni

Flussi dotati di moto di swirl sono da molto tempo oggetto di studio, per via delle numerose applicazioni ingegneristiche, stazionarie e non, in diversi ambiti, dai bruciatori fino alle applicazioni in campo aerospaziale.

Nei sistemi di combustione, come le turbine a gas o le caldaie, la presenza di un moto di swirl ha una grande influenza sull'efficienza di combustione, sulla morfologia della fiamma e sulle emissioni, infatti, grazie all'istaurarsi di un complesso campo di moto che migliora la miscelazione tra i reagenti, si ha un maggior controllo sul rilascio di calore e sull'efficienza globale di tutto il processo di combustione ([1]-[5]). In particolare, quando il numero di Reynolds e il grado di Swirl sono sufficientemente elevati, si osserva la formazione di un'ampia zona di ricircolo, detta Central Toroidal Recirculation Zone (CRTZ), in corrispondenza dell'asse dell'ugello, a seguito del Vortex Breakdown. Essa garantisce un ottimo rimescolamento della carica fresca con le specie reattive e parzialmente ossidate, favorendo lo scambio termico tra prodotti e reagenti, stabilizzando e compattando la fiamma[3].

Dal punto di vista delle emissioni, il continuo ricircolo di specie già ossidate o parzialmente ossidate, garantisce una riduzione nelle emissioni di idrocarburi incombusti e monossido di carbonio a valle della zona di combustione, mentre la presenza di fenomeni vorticosi, viscosi, fortemente instazionari, che garantiscono l'apporto di aria dall'esterno del getto (entrainment), unita all'ottima miscelazione interna al flusso, di cui sopra, favorisce una distribuzione di temperatura uniforme che riduce la formazione degli NO_x ([6],[5]).

Nonostante l'ampio utilizzo di flussi dotati di moto di swirl nei più diversi campi ingegneristici, esistono, però, ancora aspetti da chiarire legati alla complessa struttura fluidodinamica di questa tipologia di correnti, come il Vortex Breakdown, la formazione della bolla di ricircolazione e del PVC [4]. Per esempio, oggi, vasti studi sono condotti sulla combustione di tipo lean premixed per la riduzione degli NO_x e del CO; in questi casi, le fluttuazioni nel rilascio del calore, associate ai fenomeni instazionari del campo di moto e di pressione, possono dare luogo a diverse problematiche, quali la presenza di flash back o di fenomeni di risonanza acustica (associati al moto precessionale del PVC), che causano il deterioramento prematuro della componentistica e una diminuzione delle prestazioni ([3],[5]).

Un'altra applicazione molto diffusa per moti swirlati sono i cicloni per la separazione di miscele eterogenee, per esempio per la separazione di particelle solide (per esempio: fly ashes) da una corrente di gas, oppure il loro utilizzo come veri e propri combustori (utilizzati con elevato numero di swirl) o reattori a letto fluido; in questo caso solitamente il loro utilizzo si limita a combustibili difficili da bruciare in modo efficiente o, che richiedono elevati tempi di residenza, incompatibili con le turbine a gas o con le caldaie, per esempio carboni con un elevato contenuto di ceneri con particelle di dimensioni non troppo elevate, gas di scarto con basso potere calorifico e combustibili pesanti come l'antracite [1].

1.2 Obiettivi

Questo lavoro di tesi è volto a caratterizzare il comportamento di un bruciatore da laboratorio per diversi valori del grado di swirl, in condizioni isoterme e in assenza di confinamenti, alla luce del quale si dovrà eseguire un'ulteriore analisi in condizioni reattive.

Il getto è stato studiato mediante l'uso di un metodo ottico non invasivo quale la Particle Image Velocimetry, PIV.

Quindi, l'acquisizione dei dati, nel seguente lavoro, verrà condotta tramite l'uso la tecnica Stereo Particle Image Velocimetry (SPIV). Questa tecnica ci permette di misurare il campo di moto nelle sue tre componenti di velocità e, in fase di analisi dei dati, di riconoscere le strutture vorticosi nelle diverse condizioni di

flusso (ad esempio la presenza o meno della bolla di ricircolazione o la presenza del PVC) e di valutare gli effetti del getto sul comportamento dell'aria circostante, in particolare sul fenomeno dell'entrainment.

Il lavoro sperimentale, quindi, conterà di prove su di un getto isoterma, condotte variando i parametri di interesse, quali:

- Lo Split Ratio, ovvero il grado di swirl, definito come il rapporto tra la portata inserita tangenzialmente e la portata totale immessa:

$$SR = \left(\frac{\dot{m}_t}{\dot{m}_{totale}} \right) \quad (1.1)$$

(Il grado di swirl verrà calcolato a posteriori a partire dalle mappe di velocità ottenute dall'analisi delle immagini SPIV acquisite).

- Il numero di Reynolds, in due condizioni entrambe turbolente.

Inoltre, l'analisi del getto avverrà lungo due piani di osservazione differenti utilizzando due configurazioni SPIV:

- Un piano di osservazione orizzontale, in cui si possa fare un'analisi lungo un piano trasversale al getto a due diverse quote dall'ugello.
- Un piano di osservazione verticale, in cui si possa osservare lo sviluppo longitudinale del getto lungo il suo piano meridiano.

Si svolgerà, in primo luogo, un'analisi dei profili medi di velocità, da cui si estrarrà la struttura del campo moto dei getti swirlati, il decadimento della velocità assiale e la crescita del getto, poi si procederà, al calcolo del grado di swirl. Alla luce delle conclusioni ottenute, si confronteranno i risultati ottenuti con le informazioni presenti in letteratura, in termini formazione della bolla di ricircolazione e del PVC. In un secondo tempo si eseguirà anche una analisi delle mappe istantanee per cercare di comprendere meglio il moto di precessione del PVC e per analizzare più nello specifico le condizioni ritenute critiche per la formazione del Vortex breakdown.

Infine l'analisi si focalizzerà sulla valutazione dell'entrainment, cioè l'ingresso di aria esterna nel getto, in condizioni swirlate e sullo studio di come esso viene influenzato dalla formazione del Vortex Breakdown e dal passaggio del Precessing Vortex Core.

Questa tesi è organizzata come segue: nei capitoli 2 e 3 è esposto un inquadramento generale, rispettivamente, dei getti dotati di moto di swirl e del fenomeno dell'entrainment, a seguire, nel capitolo 4, viene trattata teoricamente la tecnica Stereo-PIV. Nel capitolo 5 vengono presentati l'apparato sperimentale, che consta del bruciatore e dei componenti del sistema PIV, e i parametri utilizzati nella tecnica di misura adottata; infine, nel capitolo 6, vengono esposti i risultati sperimentali e nel capitolo 7, le conclusioni.

Bibliografia

- [1]. A.K. Gupta, D.G. Lilley, N. Syred: 'Swirl flows', Abacus Press, Tunbridge Wells, Kent (1984).
- [2]. Park, S.H., and D. Shin, H., 1993: 'Measurements of entrainment characteristics of swirling jets', Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 36, No. 16, pp. 4009-4018.
- [3]. S.V. Alekseenko, D.M. Markovich, V.M. Dulin, and L.M. Chikishev : 'Study of vortex core precession in combustion chambers.
- [4]. Steffen Terhaar, Thoralf G. Reichel, Christina Schrodinger, Lothar Rukes, and Christian Oliver Paschereit: 'Vortex Breakdown and Global Modes in Swirling Combustor Flows with Axial Air Injection'.
- [5]. R. Santhosh, Ankur Miglani, and Saptarshi Basu: 'Transition in vortex breakdown modes in a coaxial isothermal unconfined swirling jet', PHYSICS OF FLUIDS 26, 043601 (2014).
- [6]. Huang, Y. & Yang, V. (2009). "Dynamics and stability of lean-premixed swirl-stabilized combustion." Progress in Energy and Combustion Science, 35(4):293–364.

Capitolo 2

Swirl in getti isotermi

Getti swirlati, flussi caratterizzati da un moto di swirl, si hanno quando si imprime al getto un moto rotatorio, o meglio, quando si ha la presenza di una componente tangenziale di velocità che genera un moto a spirale attorno ad un asse.

2.1 Il numero di swirl

Per definire quantitativamente l'intensità del moto tangenziale, si è introdotto il numero di Swirl, una grandezza adimensionale, che rappresenta il rapporto tra il flusso assiale del momento angolare, G_θ , e il flusso assiale della componente assiale della quantità di moto, G_x , moltiplicata per il raggio dell'ugello[1][2].

$$S = \frac{G_\theta}{G_x R_u} \quad (2.1)$$

Dove il flusso assiale del momento angolare è definito nel modo seguente:

$$G_\theta = \int_0^{+\infty} (\rho U W + \overline{\rho u' v'}) r^2 dr \quad (2.2)$$

E il flusso assiale della componente assiale della quantità di moto:

$$G_x = \int_0^{+\infty} (\rho U^2 + \overline{\rho u'^2} + (p - p_\infty)) r dr \quad (2.3)$$

In cui le velocità sono espresse in coordinate cilindriche: U velocità assiale, V velocità radiale, W velocità tangenziale. Si può notare che le equazioni (2.2) e (2.3) comprendono gli sforzi turbolenti ($\rho u' w'$) e ($\rho u'^2$). In modo analogo a quanto fatto in altri lavori [3], nel valutare le equazioni 2.2 e 2.3, tali termini vengono trascurati, in quanto difficili da valutare o poco influenti [3]. Il termine di pressione ($p - p_\infty$) nella trattazione seguente verrà approssimato con il

termine $-\frac{1}{2} W^2$ [14]. La definizione che quindi verrà utilizzata sarà la seguente [1][2]:

$$S = \frac{\int_0^{+\infty} (\rho U W) r^2 dr}{R \int_0^{+\infty} \rho (U^2 - \frac{1}{2} W^2) r dr} \quad (2.4)$$

Esistono altri modi per valutare il grado di swirl, come il numero di swirl geometrico, S_g ; quest'ultimo viene definito a partire dalla geometria dell'ugello e del sistema con cui genera il moto tangenziale, e dallo Split Ratio.

$$S_g = \frac{\pi D r_0}{2 A_t} (SR)^2 \quad (2.5)$$

Dove lo Split ratio, SR, è definito come rapporto tra la portata tangenziale e quella totale:

$$SR = \left(\frac{\dot{m}_t}{\dot{m}_{totale}} \right) \quad (2.6)$$

Un modello semplificato per stimare il grado di swirl è quello di approssimare il flusso come di tipo plug flow. In tale modello si ipotizza un vortice rigido in rotazione con velocità angolare Ω costante e velocità assiale U uniforme, in cui:

$$U(r) = U \quad e \quad W(r) = W_{max} \frac{r}{R} \quad \text{in cui } W_{max} = \Omega R \quad (2.7)$$

Dove R è il raggio del getto. In questo modo è possibile approssimare il numero di swirl con le sole informazioni relative alla velocità assiale, alla massima velocità tangenziale [1]:

$$S = \frac{\frac{1}{2} \left(\frac{W_{max}}{U} \right)}{1 - \frac{1}{4} \left(\frac{W_{max}}{U} \right)^2} \quad (2.8)$$

Questo modello si dimostra valido nei casi di getti poco swirlati in cui $S < 0,2$ [1], infatti, per gradi di swirl più elevati, i profili di velocità assiale e tangenziale si discostano molto da quelli ipotizzati dal modello, che quindi deve essere corretto con relazioni empiriche basate sulla misurazione dell'effettivo campo di moto.

2.2 Getti isotermi con swirl

I parametri da considerare, quando si vogliono descrivere i moti e i fenomeni di instabilità in getti dotati di swirl, sono diversi, infatti, diversi fattori possono

influenzare la distribuzione iniziale della velocità, dalla quale dipende lo sviluppo del getto e quindi i risultati sperimentali ottenuti [3]. Tali parametri non sono solo strettamente fluidodinamici ma anche geometrici, cioè legati alla configurazione dell'apparato sperimentale utilizzato, qui ne elenco i principali:

1. Numero di Swirl
2. Il numero di Reynolds
3. Geometria dell'ugello: convergente o divergente, smussato (smooth edges) o a spigolo vivo (sharp edges)
4. La modalità di generazione del moto di swirl (iniezione assiale più tangenziale in figura 2.1, con condotti rotanti o con guide regolabili)
5. Il coefficiente di espansione del getto in camera di combustione definito nella seguente modalità $\frac{D_{camera\ di\ combustione}}{D_{ugello}}$
6. Getto isoterma o reattivo (combustione).

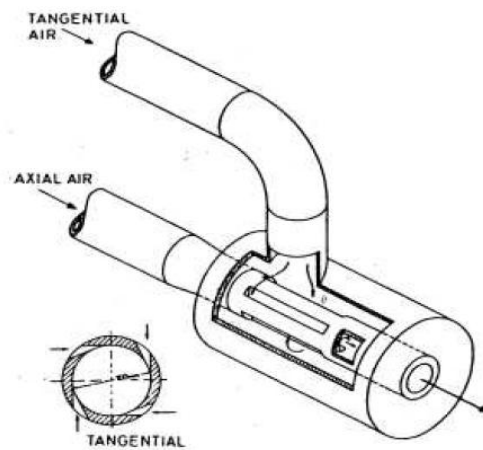


Figura 2.1: Esempio di iniezione assiale tangenziale

Il numero di Reynolds viene definito nel modo seguente:

$$RE = \frac{U_{AV} * D_{nozzle}}{\nu} \quad (2.9)$$

Dove D_{nozzle} è il diametro dell'ugello, ν la viscosità cinematica del fluido preso in esame, aria in questo caso, e U_{AV} è la velocità assiale media all'efflusso dell'ugello, calcolata a partire dalla portata nominale imposta.

2.2.1 Caratterizzazione dei flussi dotati di moto di swirl

La presenza dello swirl, cioè della componente tangenziale di velocità, causa forti cambiamenti nel campo di moto del getto e nella distribuzione di pressione.

Per la conservazione della quantità di moto, la presenza di un forte moto rotatorio, causa un gradiente di pressione positivo in direzione radiale per bilanciare le forze centrifughe [1],[4].

$$\frac{\partial P}{\partial r} = \rho \frac{W^2}{r} \quad (2.10)$$

in cui W è la velocità tangenziale in coordinate polari cilindriche, ρ la densità del fluido in esame e r coordinata radiale.

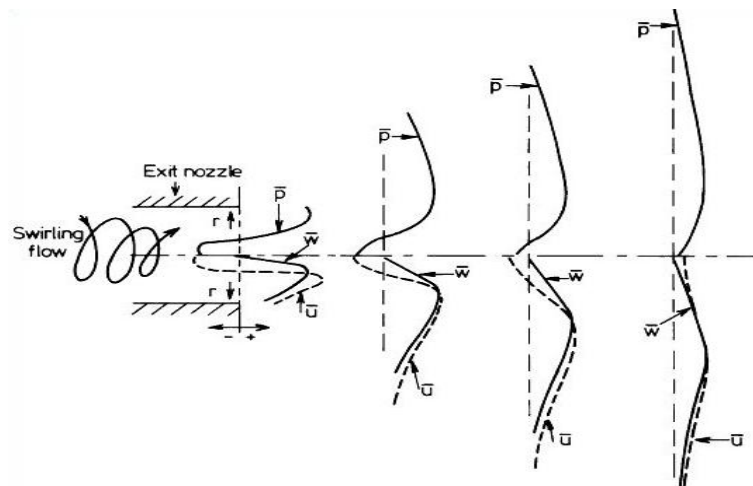


Figura 2.2: mostrato l'andamento, in funzione della coordinata radiale, della Pressione, della velocità assiale e di quella tangenziale per diverse distanze dall' ugello [4].

Ma a causa dell'espansione del getto e degli sforzi viscosi che intercorrono tra il bordo del flusso e il fluido in quiete circostante, all'aumentare della coordinata assiale x , si ha una riduzione della velocità tangenziale (riduzione delle forze centrifughe) e della velocità assiale, il che causa il formarsi di un gradiente di pressione positivo in direzione assiale $\frac{\partial P}{\partial x} > 0$, quindi di una sovrappressione a valle del getto (figura 2.2) [4].

Per gradi di swirl bassi, $S < 0.6$, non si assiste a una inversione del flusso poiché il gradiente della pressione in direzione assiale, $\frac{\partial P}{\partial x'}$, non è sufficiente per vincere l'energia cinetica della corrente [5]. Il getto è caratterizzato da una prima zona laminare, sempre più ristretta all'aumentare dello swirl, seguita da una zona intermedia, in cui si nota l'insorgere di vortici (Kelvin-Helmoltz instability), generalmente simmetrici rispetto all'asse del getto, dovuti agli sforzi viscosi che intercorrono tra il getto e l'ambiente circostante, per poi terminare con una regione turbolenta ($x > 5D$) (figura 2.3b)[6]. Il getto, comunque, presenta un angolo di divergenza maggiore rispetto al caso non swirlato, e, a causa del, seppur debole, gradiente radiale di pressione, si crea una zona a bassa pressione in corrispondenza dell'asse del getto, che causa l'accelerazione della velocità assiale lungo l'asse [9] (profilo di velocità assiale jet-like), mentre la velocità tangenziale assume la forma tipica del vortice di Rankine.

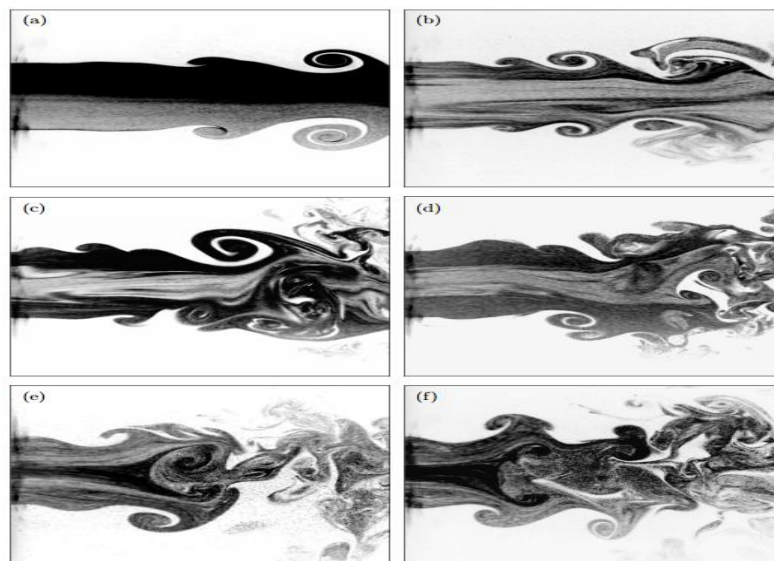


Figura 2.3: Rappresentazione di un getto laminare mediante smoke visualization all'aumentare del grado di swirl: (a) getto $S=0$, (b,c,d,e,f) crescenti numeri di swirl [7].

Raggiunto il valore critico, solitamente indicato in $S=0.6$ [1], si assiste al Vortex Breakdown, fenomeno associato alla transizione tra il profilo di velocità jet-like e uno wake-like, che porta all'insorgere, prima di un punto di stagnazione, poi alla formazione CTRZ, Central Toroidal Recirculation Zone, cioè ad un'ampia

zona sull'asse del getto in cui il flusso si inverte assumendo velocità assiali negative [6].

In realtà la formazione del Vortex breakdown, è molto dipendente della geometria dell'ugello e da altri fattori esterni, perciò in genere la sua formazione, attorno al valore critico dello swirl, avviene ad intermittenza e a diverse distanze dall'ugello (figura 2.3 e, d).

Solo per valori dello swirl più elevati il fenomeno diventa più organizzato, si sposta circa sull'asse del getto e più vicino all'uscita dell'ugello (figura 2.3 f). Nella vista azimutale del getto si notano delle scie (vortici elicoidali) ai bordi del getto che perdurano anche più a valle fino alla regione turbolenta [6] (figura 2.4).

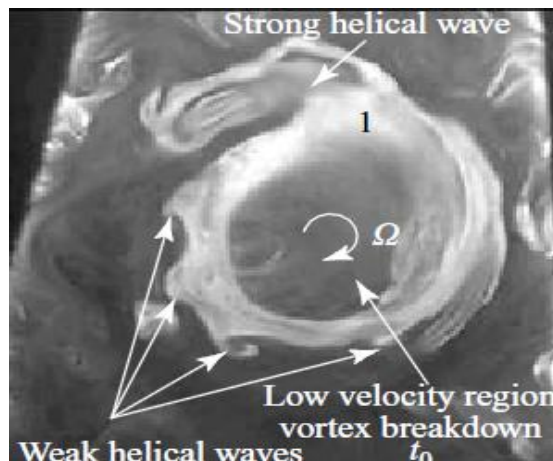


Figura 2.4: vista azimutale di un getto fortemente swirlato [6]

L'interazione di tipo viscoso dovuta alla presenza di un doppio shear layer assiale e azimutale nei flussi ad elevato numero di swirl [6], oltre alla creazione di vortici di grosse dimensioni ai bordi del getto (figura 2.4), favorisce un maggiore richiamo di aria dall'ambiente circostante, fenomeno che prende il nome di entrainment (che verrà analizzato in seguito). Nel caso di getti confinati, questo porta alla formazione della Corner Recirculation Zone, cioè alla presenza di grandi strutture vorticosi alla base del getto, dovute al richiamo di aria dalle zone più a valle (figura 2.5).

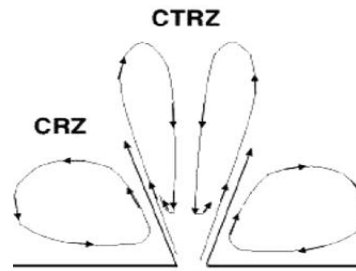


Figura 2.5: schematizzazione CTRZ e CRZ in getti confinati [15]

2.2.2 Vortex breakdown

Il vortex breakdown viene descritto da O. Lucca-Negro e T. O'Doherty [5] come un fenomeno di bloccaggio aerodinamico, a seguito del quale il vortice principale assume una forma più ampia e stabile; inoltre, in tutte le forme identificate, esso è caratterizzato da una brusca decelerazione del flusso in corrispondenza dell'asse, che conduce alla formazione di un punto di stagnazione, come se un ostacolo fosse introdotto nella corrente [9].

Il vortex breakdown si può presentare in diverse forme e dimensioni, di cui una dettagliata analisi viene svolta da O. Lucca-Negro et al [5]. In letteratura sono riportate forme del vortex breakdown del tipo a singola elica, doppia elica, a bolla assialsimmetrica e a spirale [8]; negli ultimi anni Billant et al [9] ha osservato una configurazione a cono, aperto a valle del CTRZ.

Per brevità, mi limiterò ad esporne solo due tipi, i più diffusi e i più attinenti al mio caso di studio[5]:

- *Vortex Breakdown con bolla assialsimmetrica*
Una struttura assialsimmetrica a forma di bolla, quasi stazionaria, sull'asse del getto, caratterizzata dalla presenza di un punto di stagnazione, seguito da una "bolla" di ricircolazione (figura 2.6); essa, è ben lungi da essere una struttura chiusa ma presenta moti a bassa frequenza che favoriscono lo scambio termico e di massa con il flusso esterno [8].



Figura 2.6: Bolla assialsimmetrica [5]

- *Vortex breakdown a spirale*

Una forma detta “a spirale”, in cui ho una brusca decelerazione in un punto che causa la forte deviazione del flusso, che poi si disgrega più a valle in moti fortemente turbolenti. Questo fenomeno non è assialsimmetrico ed è fortemente instazionario [5][8].

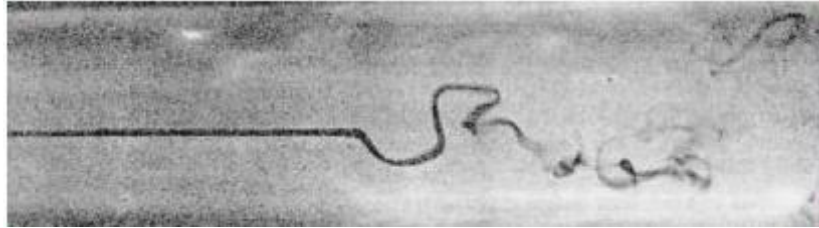


Figura 2.7: Vortex breakdown forma a spirale [5]

All'aumentare del grado di swirl e per Reynolds elevati si assiste a uno spostamento del punto di ristagno verso monte, ovvero, in direzione dell'ugello e, in genere, alla formazione della bolla assialsimmetrica, data la maggiore stabilità di quest'ultima, anche se sono numerosi gli esempi in cui diverse forme di Vortex breakdown convivono trasformandosi l'una nell'altra [8]. Mantenendo costante il numero di Swirl al valore critico, si nota che per $Re < 1000$ non si ha la formazione di alcuna instabilità che invece si presenta per valori più alti; in particolare aumentando il numero di Reynolds si ha la formazione di una piccola bolla di ricircolazione poi, dopo una momentanea ristabilizzazione del flusso, leggermente più a valle si ha la formazione del vero e proprio Vortex Breakdown nelle forme e modi illustrati precedentemente [1].

2.2.3 Precessing vortex core

Per valori elevati del grado di Swirl si assiste a un moto periodico di precessione della principale struttura vorticoso attorno all'asse geometrico del getto, detto PVC (Precessing Vortex Core). Il PVC è una forma di instabilità asimmetrica e fortemente dipendente dal tempo che è causa di distorsioni e vortici non stazionari che modificano radicalmente il comportamento fluidodinamico del getto e le sue interazioni con il fluido circostante.

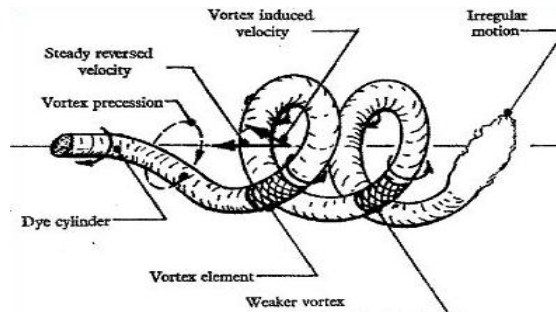


Figura 2.8: struttura elicoidale del PVC [4]

Numerosi sono gli studi in letteratura che associano la presenza del vortex breakdown alla precessione del vortice, di cui il primo è considerato un precursore [4], e che osservano che la posizione del centro del PVC è in genere localizzata ai bordi della zona di ricircolo, tra la streamline zero e quella a velocità assiale pari a zero [4],[5].

Il PVC, al suo passaggio, crea una zona a bassa pressione statica che, unita al moto di precessione, genera pulsazioni di pressione con una frequenza dominante, coincidente con quella generata dalle fluttuazioni di velocità [10], che si trasmettono al fluido circostante. Procedendo, quindi, ad una analisi spettrale di queste oscillazioni con anemometro a filo caldo (figura 2.9) o con un microfono [11], si può individuare la frequenza caratteristica del PVC.

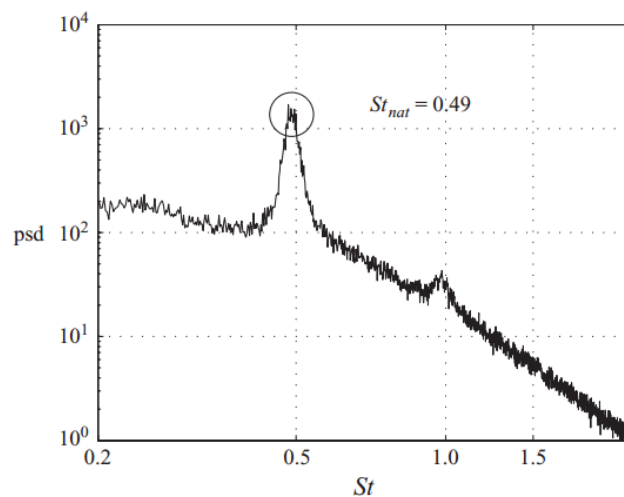


Figura 2.9: esempio di analisi spettrale dei profili di velocità in un getto swirlato [16]

In alternativa ai suddetti metodi si potrebbe, però, optare per l'uso di tecniche ottiche, quali la laser doppler velocimetry o la PIV risolta nel tempo [17], attraverso cui si può risalire al contenuto in frequenza delle fluttuazioni di velocità, in modo non invasivo.

Un'analisi qualitativa, tratta dal lavoro di Park e Shin [12], dell'influenza che, due dei parametri più indicativi delle caratteristiche del getto, numero di Reynolds e numero di swirl, hanno sulla frequenza del PVC, è mostrata in figura (2.10). L'analisi spettrale delle fluttuazioni di velocità, condotta utilizzando l'anemometria a filo caldo, mostra una chiara dipendenza tra frequenza del PVC e grado di swirl, cioè all'aumentare di quest'ultimo aumenta la frequenza del moto di precessione, e dal numero di Reynolds, rispetto al quale si osserva il medesimo comportamento [12].

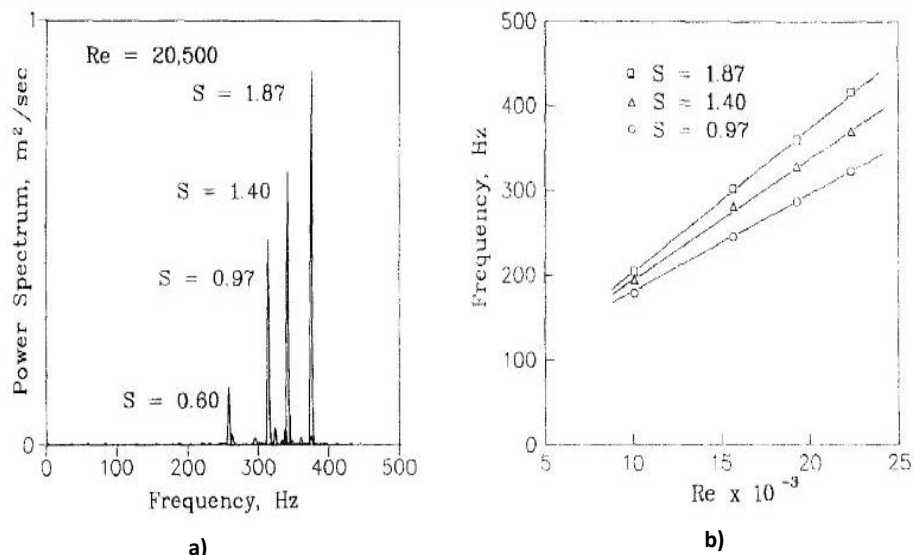


Figura 2.10: a) analisi spettrali [12]; b) dipendenza della frequenza del PVC dal Re e dallo Swirl [12]

In letteratura, viene introdotto il numero di Strouhal, che lega il contenuto in frequenza del PVC alla velocità assiale media del flusso, \bar{U} , e al diametro dell'ugello, d_{ugello} , per condurre l'analisi spettrale; definito nel modo seguente [13]:

$$Sr = \frac{f_{PVC} \cdot d_{ugello}}{\bar{U}} \quad (2.11)$$

Dal lavoro di J.Cassidy e Falvey [13], Sr risulta monotonicamente crescente con un parametro proporzionale al numero di Swirl e sostanzialmente indipendente dal Reynolds per un ampio range di valori, nello specifico Sr tende ad aumentare leggermente per valori bassi del numero di Reynolds, per poi raggiungere un comportamento asintotico per Re sufficientemente elevati.

Lavori più recenti mettono in luce che la frequenza delle pulsazioni di pressione non è solo funzione del moto rotatorio, ma anche della velocità di traslazione assiale del moto a spirale del PVC [10]; questo comporta l'esigenza di definire Sr in funzione, sia della velocità angolare, sia di quella assiale.

$$Sr = \frac{f_{PVC} \cdot d_{ugello}}{\dot{Q}} \quad (2.12); \quad Sr = n \bar{\Omega} / 2\pi + \bar{C} / \bar{\lambda} \quad (2.13)$$

Dove: $\bar{\Omega}$ è la velocità angolare, \bar{C} è la velocità assiale, $\bar{\lambda}$ è la lunghezza d'onda assiale ed n è il numero azimutale. Nel caso di moti swirlati con la presenza della zona di ricircolo (CRTZ) sull'asse, $n=1$ (bending modes).

Il risultato di questa analisi è un andamento dello Sr non più monotono con il numero di swirl ma uno prima decrescente poi, oltre un certo valore, crescente [10].

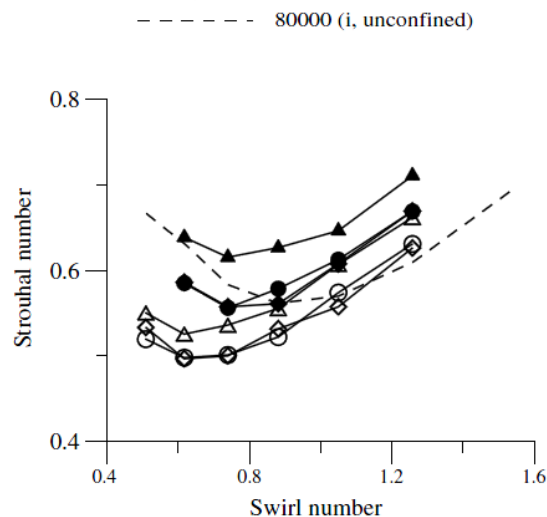


Figura 2.11: numero di Strouhal in funzione del grado di swirl, linea tratteggiata per il caso isoterma e per $Re=80000$ [10]

Successivamente ponendo due sonde acustiche a una diversa distanza assiale z dall'ugello, si è riusciti a misurare la differenza di fase tra i due segnali per

diversi numeri di swirl e quindi a ricavare la lunghezza d'onda assiale $\bar{\lambda}$; questo parametro presenta un netto aumento all'aumentare dello swirl fino ad arrivare ad un comportamento asintotico [10].

Osservando l'equazione (2.13) si comprende che per valori di swirl < 0.9 il termine $1/\bar{\lambda}$ è preponderante e perciò è causa l'andamento decrescente della frequenza del PVC, mentre dopo, quando $\bar{\lambda}$ si mantiene quasi costante, il valore $n\bar{\Omega}/2\pi$, sempre crescente, diventa il più rilevante e causa l'aumento del numero di Strouhal [10] (vedi figura 2.11).

Bibliografia

- [1]. A.K. Gupta, D.G. Lilley, N. Syred: 'Swirl flows', Abacus Press, Tunbridge Wells, Kent (1984).
- [2] J. M. Beer, N.A. Chigier, "Combustion Aerodynamics", London Applied Science Publishers , London, 1972
- [3] Toh,K.,Honnerly, D., and Soria,J., 2008: 'Axial plus tangential entry swirling jet',Exp Fluids, Vol. 48, pp. 309-325.
- [4] Syred,N., 2004: 'A review of oscillation mechanisms and the role of the precessing vortex core (PVC) in swirl combustion systems', Prog Energy Comb Sci, Vol. 32,pp. 93-161.
- [5] O. Lucca-Negro e T. O'Doherty: "Vortex breakdown: a review", Progress in Energy Combustion Science, Vol. 27 no. 4, pp. 431-481,2001.
- [6] H. Liang, T. Maxworthy: "An experimental investigation of swirling jets", J. Fluid Mech. vol. 525, pp. 115-159, 2005
- [7] Kilian Oberleithner: "On Turbulent Swirling Jets: Vortex Breakdown, Coherent Structures, and their Control", Doctoral Thesis, Technische Universität Berlin, Fakultät V-Verkehrs- und Maschinensysteme, 2012.

- [8] T. Sarpkaya: "On stationary and traveling vortex breakdown phenomenon", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 45, pp. 545–559, 1971.
- [9] Billant,P., Chomaz,J.M., and Huerre,P., 1997: 'Experimental study of vortex breakdown in swirling jets', *J. Fluid Mech.*, Vol. 376, pp. 183-219.
- [10]E.C. Fernandes, M.V. Heitor, S.I. Shtork: "An analysis of unsteady highly turbulent swirling flow in a model vortex combustor". *Experiments in Fluids* (2006) 40: pp.177-187, Springer.
- [11] Singh,K.K., Mongeau,L., Frankel,S.H., and Gore,J.P., 2005: 'Acoustic detection of flow anomalies in swirling flows', *AIAA/CEAS Aeroacoustic Conference (26th AIAA Aeroacoustic Conference)*, 23-25 May 2005, Monterey, California.
- [12] Park,S.H., and D.Shin,H., 1993: 'Measurements of entrainment characteristics of swirling jets', *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 36, No. 16, pp. 4009-4018.
- [13]John J.Cassidy and Henry T.Falvey, 1969: "Observations of unsteady flow arising after vortex breakdown". *J. Fluid Mech.*, Vol. 41,part 4 pp. 727-736.
- [14]N. RAJARATNAM:"TURBULENT JETS", Department of Civil Engineering The University of Alberta Edmonton, Alberta, Canada ELSEVIER SCIENTIFIC PUBLISHING COMPANY AMSTERDAM - OXFORD - NEW YORK 1976.
- [15] 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.
- [16] K. OBERLEITHNER, M. SIEBER, C. N. NAYERI, C. O. PASCHEREIT, C. PETZ, H.-C. HEGE, B. R. NOACK AND I. WYGNANSKI: "Three-dimensional coherent structures in a swirling jet undergoing vortex breakdown: stability analysis and empirical mode construction", *J. Fluid Mech.*, page 1 of 32, 2011.
- [17] Fulvio Martinelli, Fabio Cozzi, Alda Coghe: "Experimental analysis of a PVC in a Swirling jet by combined TR-PIV and LDV", Dipartimento di Energetica, Politecnico di Milano, AIVELA,2007.

Capitolo 3

Il fenomeno dell'entrainment

L'entrainment è un fenomeno molto rilevante, in quanto descrive tutta una serie di interazioni reciproche tra flussi in differenti condizioni di moto; esso è responsabile dell'espansione radiale del getto, poiché causa un apporto netto di fluido dalla zona esterna, che possiamo definire ferma e irrotazionale, verso il flusso centrale turbolento e, quindi, influenza significativamente la miscelazione dei fluidi. In generale è molto importante in molte applicazioni ingegneristiche in cui si hanno delle miscele reattive, turbine a gas, motori a combustione interna e bruciatori industriali, nella misura in cui determina il rapporto tra i reagenti e la loro velocità di miscelazione.

Viene definito un numero adimensionale, Ψ_x , detto entrainment rate, che caratterizzi il "tasso" di entrainment in funzione della coordinata x assiale del getto:

$$\Psi_x = \dot{m}_{entr,x} / \dot{m}_{iniet} = \left(\dot{m}_{tot,x} / \dot{m}_{iniet} \right) - 1 \quad (3.1)$$

$$\dot{m}_{tot,x} = \dot{m}_{iniettata} + \dot{m}_{entr,x} \quad (3.2)$$

In cui \dot{m}_{iniet} è la portata iniziale del getto e $\dot{m}_{entr,x}$ è la portata entrata al flusso principale alla quota x (x è la direzione assiale lungo l'asse del getto).

3.1 Entrainment in getti turbolenti

Si ritiene di partire dai getti turbolenti perché questi sono stati i primi a essere oggetto di studio e tutt'oggi sono oggetto di molto interesse, soprattutto per quanto riguarda i processi di trasporto di massa ed i meccanismi fluidodinamici all'interfaccia tra la zona turbolenta e quella circostante non turbolenta.

Il primo esempio di analisi sperimentale per valutare l'entrainment è da attribuirsi a Ricou e Spalding [1], che hanno analizzato un getto assialsimmetrico in condizioni stazionarie, con fluidi diversi e per $Re > 2,5 \cdot 10^4$. Grazie a un apparato sperimentale molto semplice, costituito da due cilindri concentrici di cui, quello più interno, con pareti porose (figura 3.1), sono riusciti a stimare il flusso radiale di fluido entrante nel getto, imponendo una portata di fluido dall'esterno che eliminasse il gradiente di pressione radiale venutosi a creare nella cavità, tra la zona interna e quella esterna alle pareti porose.

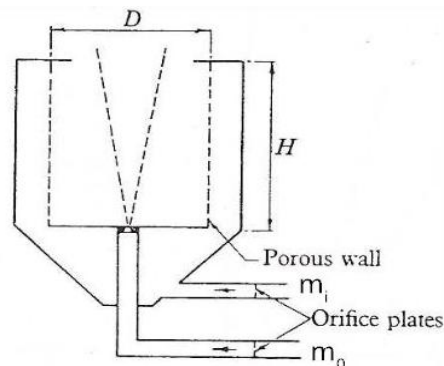


Figura 3.1 Schematizzazione apparato sperimentale Ricou e Spalding[1].

In queste condizioni, la portata iniettata nell'intercapedine, coincide con quella entrata nel flusso principale, $\dot{m}_{entrained}$.

Ricou e Spalding [1] hanno eseguito una serie di esperimenti utilizzando diversi fluidi da iniettare al flusso principale di aria e hanno stimato per ognuno di questi casi un coefficiente di entrainment, C, definito nella seguente formula:

$$\frac{m_e}{m_{in}} = C \frac{x}{D} \quad (3.3)$$

Dove m_e è la portata inserita radialmente e m_{in} è la portata immessa inizialmente, D è il diametro dell'orifizio e x è la coordinata assiale.

C assume valori diversi per i diversi fluidi utilizzati ma la relazione può essere generalizzata introducendo il rapporto delle densità dei fluidi:

$$\frac{m_e}{m_{in}} = 0,32 \frac{x}{D} \left(\frac{\rho_1}{\rho_0} \right)^{0.5} \quad (3.4)$$

In cui ρ_1 è la densità del fluido entrante e ρ_0 quella del flusso d'aria.

Successivamente, seguendo il medesimo approccio sperimentale, ma sostituendo la parete porosa, con un collare muovibile in direzione assiale, Hill [2] ha svolto uno studio analogo concentrandosi sulla zona immediatamente a valle dell'ugello. Hill, utilizzando questa metodologia, è riuscito a stimare il coefficiente C a diverse coordinate assiali $\frac{x}{D}$ (in cui D è il diametro dell'ugello), confermando il valore $C = 0.32$ solo per $\frac{x}{D} > 13$, cioè nella zona in cui il getto è completamente sviluppato (figura 3.2), attribuendo, invece, alla zona iniziale del getto una fase transitoria in cui il coefficiente di entrainment aumenta fino a raggiungere un comportamento asintotico corrispondente al valore suggerito da Ricou e Spalding[1].

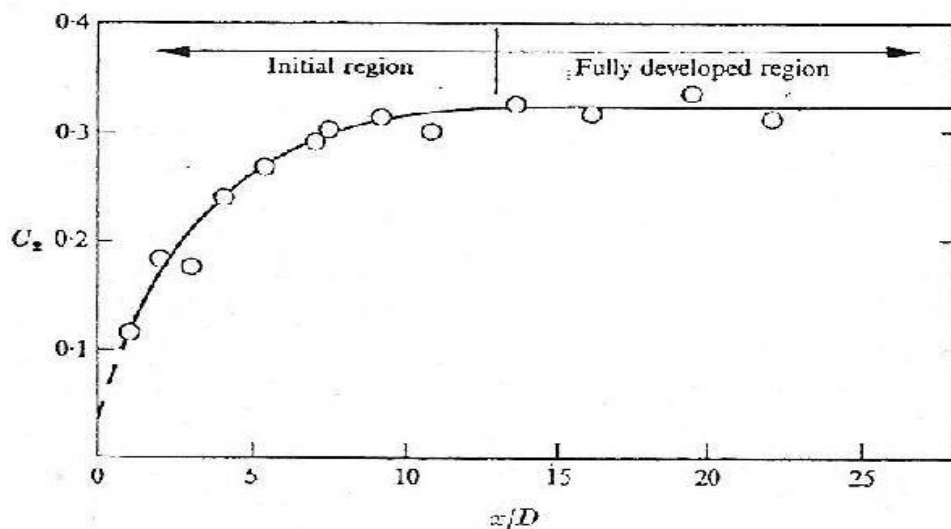


Figura 3.2: andamento entrainment rate con la quota [2]; mostra la zona iniziale del getto in cui il coefficiente di entrainment cresce da circa un valore pari un terzo del valore ottenuti da Park e Shin, fino a raggiungere un comportamento asintotico al valore 0.32.

Boguslawski & Popiel [3] hanno, poi, smentito questo risultato, effettuando un'analisi della distribuzione della velocità assiale in direzione assiale e radiale di un getto continuo di aria in aria, tramite anemometro a filo caldo. Infatti integrando i profili di velocità a diversi valori di $\frac{x}{D}$, si può calcolare la portata totale di aria in corrispondenza di quella coordinata assiale per poi risalire al valore di $m_e = m_{x/D} - m_{in}$.

Per $1 < \frac{x}{D} < 12$, hanno ricavato la seguente relazione per valutare l'entrainment, con un coefficiente C costante anche nella zona iniziale del getto:

$$\frac{m_e}{m_{in}} = 0.183 \frac{x}{D} \quad (3.5)$$

Qui di seguito riporto i risultati ottenuti da Cozzi *et al* [12] (figura 3.3) per un getto d'aria libero assialsimmetrico per $Re=3000$ (un valore almeno di un ordine di grandezza inferiore ai quelli utilizzati in letteratura) mediante le tecniche LDV e DPIV in cui l'entrainment è stato valutato dall'integrazione dei profili della velocità assiale.

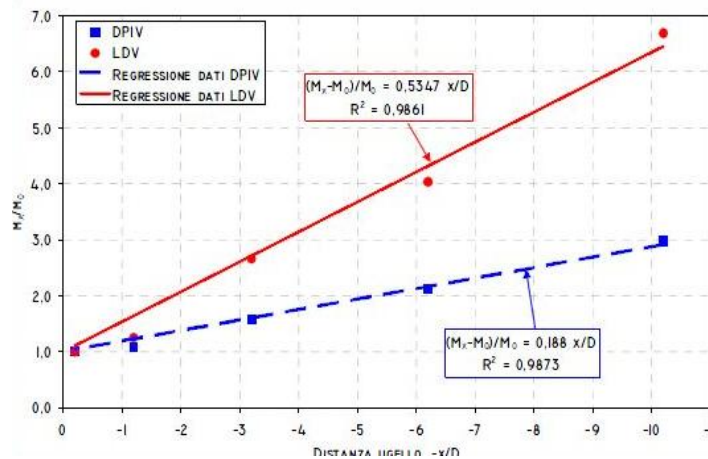


Figura 3.3: andamento dell'entrainment rate in funzione della distanza dall'ugello; in questo lavoro si è proceduto a confrontare risultati ottenuti con due tecniche diverse LDV e PIV, verificando l'accuratezza delle misure PIV [12].

Nel caso della tecnica DPIV, interpolando i dati, si ottiene un coefficiente $C = 0.188$ in buon accordo con i risultati di Boguslawski (questo suggerisce la buona accuratezza delle misure PIV e l'attendibilità di questa metodologia sperimentale).

Ma su quali siano i meccanismi e i processi di trasporto che stanno alla base e che determinano il fenomeno dell'entrainment, recentemente si è arrivati a un punto di svolta. Per comprendere le ragioni fluidodinamiche dell'entrainment, occorre capire cosa avviene nella ristretta zona che separa la regione turbolenta all'interno del getto e quella esterna sostanzialmente irrotazionale. Molti lavori sperimentali [6] hanno indicato nelle grandi strutture vorticosi i principali responsabili del flusso di fluido dall'esterno verso l'interno nei getti

turbolenti; questi processi detti “engulfment” sono quelli che regolano sia il miscelamento sia l’entrainment [5].

Nella figura (3.4) sono mostrate delle immagini DPIV istantanee tratte dal lavoro di Liepmann e Gharib [7]. Queste mostrano la vista azimutale di un getto libero turbolento assialsimmetrico (la parte interna del getto per semplicità è stata lasciata senza vettori), prese alla stessa quota $x/D = 2$ per diversi istanti di tempo (figura 3.4).

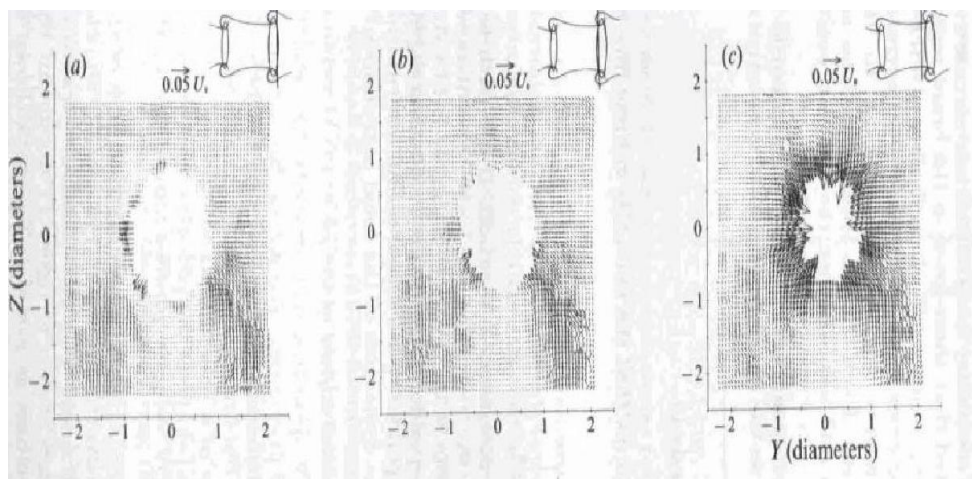


Figura 3.4: la figura mostra l’aumento del flusso entrante di fluido in corrispondenza del passaggio delle grandi strutture vorticosi (engulfment)[7].

Sopra ogni immagine DPIV, è mostrata la posizione relativa delle larghe strutture vorticosi primarie rispetto al piano della sezione mostrata. Nella prima immagine si vede chiaramente il flusso verso l’esterno dovuto al crearsi dei vortici di larga scala (roll-up), nelle figure b, c invece, il flusso si inverte dirigendosi verso l’interno, per poi tornare alla condizione di partenza in corrispondenza dell’inizio vortice successivo. Il fluido viene, quindi, risucchiato all’interno del getto in corrispondenza del passaggio dei vortici di larga scala. Studi più recenti ridimensionano l’importanza del processo dell’ “engulfment” attribuendo, invece, un ruolo determinante ai vortici di piccola scala, attraverso il processo detto “nibbling” [8], di dimensioni dell’ordine della scala di Taylor, presenti all’interfaccia tra il getto A e l’ambiente circostante C. Questa conclusione è avvalorata dalla presenza di un “salto” finito della velocità tangenziale in corrispondenza sull’ interfaccia del getto [8](figura 3.5).

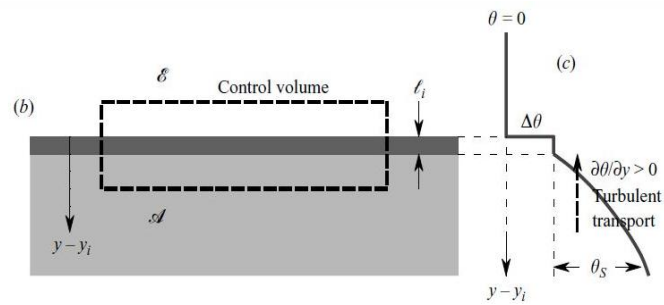


Figura 3.5: Schematizzazione tratta dal lavoro di Westerweel[8]

Philip et al [9] suggerisce una soluzione intermedia, in cui l'entrainment è visto come un processo in tre parti, in cui i vortici di larga scala inducono un flusso di fluido dall'esterno, che poi viene inglobato "engulfment" e successivamente reso turbolento grazie ai vortici di piccola scala [9] (figura 3.6).

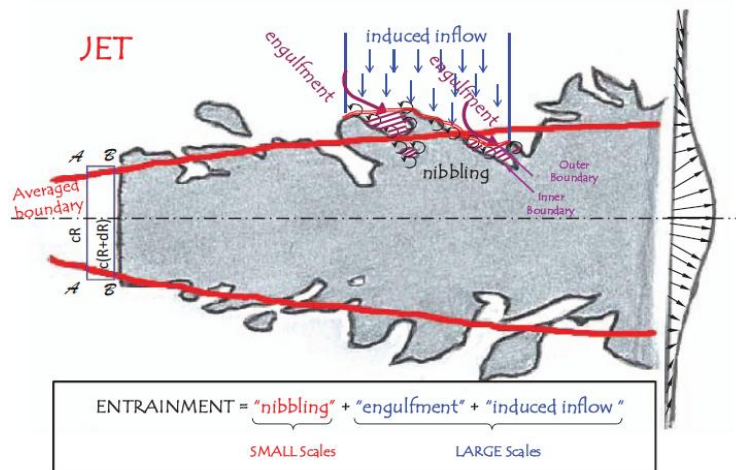


Figura 3.6: Schematizzazione del processo di entrainment[9]

3.2 Entrainment in getti swirlati

Nei capitoli precedenti si sono spiegati gli effetti del moto di swirl sulla struttura dei getti liberi, in termini di crescita radiale e velocità di decadimento delle componenti assiali e tangenziali di velocità, e sul suo campo di moto; è naturale, quindi, che abbia anche una forte influenza sull'induzione di aria non turbolenta attraverso i bordi del getto. Nel prossimo capitolo, si descriveranno quali effetti abbiano la forte componente tangenziale di velocità e la presenza dei fenomeni di instabilità, come il PVC, sull'entrainment.

Park & Shin [10], si sono proposti di indagare l'effetto che, in getti d'aria swirlati, la formazione di strutture tempo dipendenti, come il PVC, può avere nella formazione di strutture vorticosi di larga scala e di quantificarne le conseguenze sull'entrainment rate Ψ .

Il loro apparato sperimentale (figura 3.7) consiste in un bruciatore montato verticalmente con un condotto circolare e ugello di diametro 30 mm, sormontato da un flangia di raggio pari a 200mm. Inoltre per creare il moto di swirl, utilizzano la soluzione a blocchi mobili.

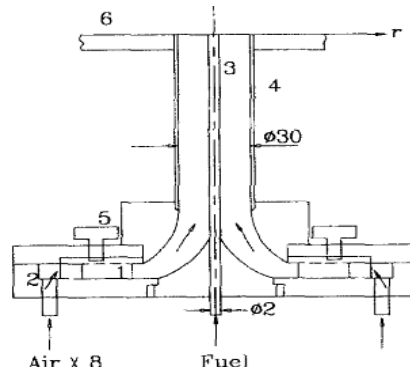


Figura 3.7: apparato sperimentale Park & Shin [10]

Nella loro attività sperimentale hanno valutato l'entrainment rate, Ψ , stimando, mediante l'uso di un anemometro a filo caldo, la velocità radiale del flusso indotto verso il getto in diversi punti, per diversi numeri di Reynolds e gradi di swirl (la velocità d'entrainment è approssimabile con la sola componente radiale poiché la grandezza della flangia è tale da ridurre notevolmente la componente assiale).

Questo metodo di valutazione dell'entrainment, assume che la direzione del flusso dell'aria circostante al getto, entrante dall'esterno, sia prettamente radiale e diretta verso l'asse della corrente principale (Figura 3.8). Questa approssimazione è ragionevolmente valida, purché il coefficiente di espansione del getto nell'ambiente circostante, definito come il rapporto tra il diametro della flangia posta nella sezione terminale del bruciatore e il diametro dell'ugello ($\frac{D_{flangia}}{D_{ugello}}$), sia sufficientemente elevato [10].

In questo modo, ritenendo che la velocità assiale, U , nella zona esterna al getto, sia trascurabile, e applicando l'equazione di continuità (3.6), si ricava:

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial(rV)}{\partial r} = 0 ; \quad (3.6)$$

$$\text{se } U \cong 0 \quad \text{allora } rV = \text{costante} \quad (3.7)$$

Dove U è la componente assiale di velocità, V è la componente radiale e r è la coordinata radiale.



Figura 3.8: metodo di visualizzazione schlieren, tratto dal lavoro di Park&Shin [10]; in cui si evidenzia la direzione prettamente radiale diretta verso l'asse del getto del flusso entrainato, nel caso con Swirl pari a 1.87.

Così, una volta misurata la velocità radiale del fluido esterno, nella regione in cui sono soddisfatte le condizioni espresse nell'equazione (3.7), è possibile considerarla come velocità di entrainment e stimare la $\dot{m}_{entr,x}$:

$$\dot{m}_{entr,x} = \int_0^X 2\pi\rho(r_{entr}(x) * V_{entr}(x)) dx \quad (3.8)$$

in cui x = coordinata assiale, $r_{entr}(x)$ e $V_{entr}(x)$ sono rispettivamente la coordinata radiale e la velocità radiale che soddisfano la condizione $r_{entr} * V_{entr} = \text{cost}$ alle diverse quote x .

Questo metodo, però, richiede la misura accurata di componenti di velocità esterne al getto, cosa non sempre semplice; infatti, avvicinandosi al getto, l'influenza di quest'ultimo aumenta, rendendo non più verificata l'ipotesi di velocità assiale trascurabile, mentre, al contrario, nelle zone più lontane, l'influenza di fattori esterni sulle misurazioni, diventa elevata. Ciò è dovuto al fatto che in queste zone, la velocità radiale decresce aumentando la coordinata radiale (il prodotto $V*r$ dove rimanere costante), quindi il rumore e i disturbi esterni assumono un peso percentuale maggiore sulle misurazioni [4], rendendo la misura della velocità radiale meno accurata.

Park e Shin [10], nella procedura sperimentale, hanno eseguito una serie di misurazioni, tramite l'anemometro a filo a caldo nella zona non turbolenta

esterna al getto, lungo una griglia di punti (i,j) , schematizzata nella figura 3.9. A ogni quota X_j sono state eseguite misurazioni della velocità in diverse coordinate radiali r_i e, per ognuna di queste, si è verificata la validità della condizione:

$$r_{i,j}V_{i,j} = r_{(i+1),j}V_{(i+1),j} \quad (3.9)$$

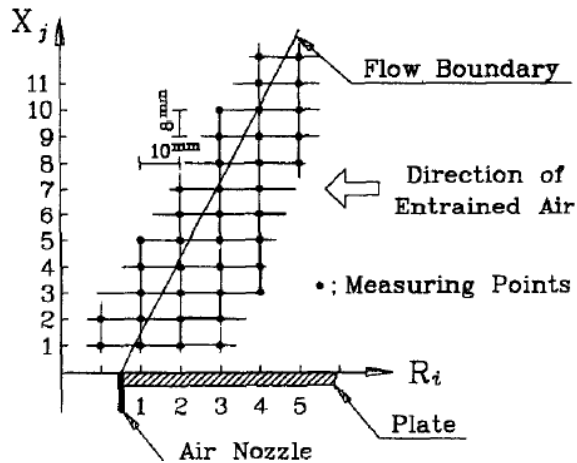


Figura 3.9: sistema di riferimento e griglia di punti (i,j) in cui sono state eseguite le misurazioni di velocità[10]

In questo modo è possibile approssimare i limiti della zona in cui sono soddisfatte le condizioni imposte nelle equazioni (3.6) e (3.7) e di conseguenza i bordi del getto. Data la natura discreta del campionamento dei punti $(X_j; r_{i,j})$ (figura 3.9), in direzione assiale, in cui Δx è definito come $(X_{j+1} - X_j)$, e in direzione radiale, in cui sono stati scelti i punti alle coordinate $r_{i,j}$ più vicine al limite del getto in cui fosse soddisfatta la condizione nell'equazione 3.9, la $\dot{m}_{entr,x}$ è stata valutata nel seguente modo, tenendo Δx costante:

$$\dot{m}_{entr,x} = 2\pi\rho\Delta x \sum_i^n r_{i,j} V_{i,j} \quad (3.10)$$

In primo luogo, per indagare l'effetto della presenza di un moto di swirl in un getto libero, nella figura 3.10, è mostrato il comportamento dell'indice adimensionale Ψ (entrainment rate) in funzione della distanza assiale x/D dall'uscita dell'ugello, per diversi numeri di swirl (per un numero di Reynolds fissato uguale a 20500).

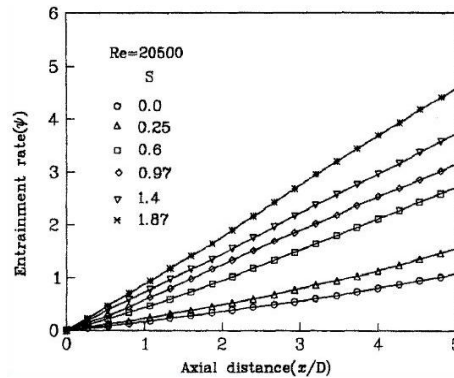


Figura 3.10: andamento dell' entrainment rate al variare del grado di swirl e di x/D [10]

Il grafico mostra un chiaro aumento dell' ψ all'aumentare dell' intensità dello swirl, specialmente per valori superiori a quello critico ($S_{critico}=0.5-0.6$).

È presente un andamento lineare dell'entrainment rate, anche nella zona immediatamente successiva all'uscita dell'ugello, che assume, quindi, un comportamento simile a quello presente nelle regioni più a valle (fully developed regions).

In secondo luogo si è indagata anche l'influenza del numero di Reynolds sul processo di entrainment, riscontrando una debole dipendenza per i getti poco swirlati, cioè con numeri di swirl inferiori a quello critico, che assumono comportamenti simili a quelli dei getti non swirlati turbolenti (figura 3.11); mentre per valori di Swirl crescenti, per cui si ha la presenza di PVC, l'andamento di ψ è fortemente influenzato dal Reynolds in misura sempre maggiore (figura 3.12).

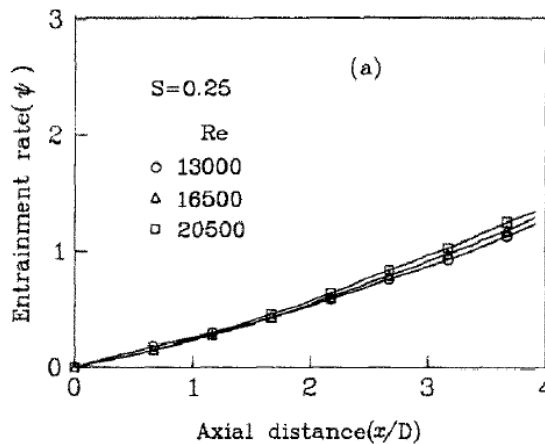


Figura 3.11: debole dipendenza del' entrainment rate dal numero di Reynolds ai bassi gradi di swirl[10]

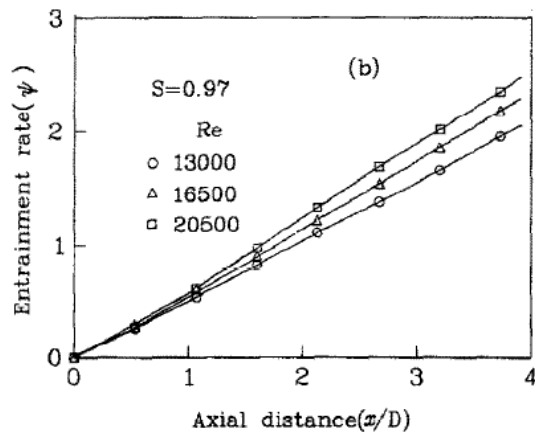


Figura 3.12: dipendenza dell' entrainment rate dal numero di Reynolds, per grado di swirl medio alto[10]

Per meglio chiarire l'effetto che ha la formazione del PVC, nella figura (3.13) è mostrato l'andamento dell' entrainment rate al variare del numero di swirl per diverse quote x/D dall'ugello. I risultati mostrano un netto aumento del Ψ in corrispondenza dello S critico in cui ha la formazione del PVC; questo aumento diventa più evidente per numeri di swirl più elevati. Questo si spiega con il fatto che la frequenza del PVC e dei vortici che causa ai bordi del getto, aumentano con il numero di swirl, favorendo, così il flusso di aria esterna verso l'interno del getto(figura 3.11).

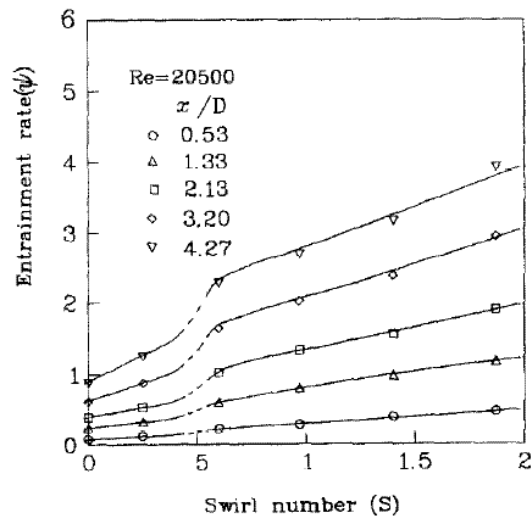


Figura 3.13: andamento entrainment rate con il numero di Swirl e al variare della quota dall' ugello[10]

Bibliografia

- [1] Ricou F.P. and Spalding D.B., 1961: "Measurements of entrainment by axisymmetrical turbulent jets", *J. Fluid Mech.* 11(1):21-32.
- [2] B. J. Hill: " Measurement of local entrainment rate in the initial region of axisymmetric turbulent air jets", *J. Fluid, Mwh.* S1,773-179 (1972).
- [3] Boguslawski L. and Popiel O.C., 1979: " Flow structure of the free round turbulent jet in the initial region", *J. Fluid Mech.* 90 (3):531-539.
- [4] Delichatsios M.A. and Orloff L., 1984: "Entrainment measurements in turbulent buoyant jet flames and implications for modeling", 21st Symp. (Int.) on Combustion, pp.367-375.
- [5] Dahm, W. J. A. & Dimotakis, P. E, 1987: "Measurements of entrainment and mixing in turbulent jets", *AIAA J.* 25,1216-1223.
- [6] Brown, G. L. & Roshko, A. 1974: " On density effects and large structure in turbulent mixing layers", *J. Fluid Mech.* **64**, 775–816.
- [7] DORIAN LIEPMANN AND MORTEZA GHARIB: "The role of streamwise vorticity in the near-field entrainment of round jets", *J. Fluid .Mech.* (1992), vol. 245, pp. 643-668.
- [8] J. WESTERWEEL, C. FUKUSHIMA ,J. M. PEDERSEN AND J. C. R. HUNT: "Momentum and scalar transport at the turbulent/non-turbulent interface of a jet", *J. Fluid Mech.* (2009), vol. 631, pp. 199–230.
- [9] Jimmy Philip and Ivan Marusic: "Large-scale eddies and their role in entrainment in turbulent jets and wakes", *Phys. Fluids* 24, 055108 (2012).
- [10] Park S.H. and Shin H.D., 1993: "Measurements of entrainment characteristics of swirling jets", *Int. J. Heat Mass Transfer*, 36: 4009-4018.
- [11] M. Recalcati, F. Cozzi, A. Coghe: "MEASUREMENT OF ENTRAINMENT RATE IN THE INITIAL REGION OF SWIRLING JETS", XXXV Meeting of the Italian Section of the Combustion Institute.

[12] Fabio Cozzi, Aldo Coghe: "Confronto PIV e LDV su un getto libero", Dipartimento di Energetica, Politecnico di Milano, XI Convegno Nazionale AIVELA, 2003.

Capitolo 4

Digital particle image velocimetry

La Particle image velocimetry, è una tecnica ottica sviluppata negli ultimi trenta anni, che permette di effettuare misurazioni, non intrusive, del campo di moto di flussi otticamente trasparenti. Il metodo consiste nell'inserire particelle traccianti nel flusso principale, le quali devono soddisfare particolari requisiti affinché seguano bene il flusso senza influenzarlo, e ottime capacità di diffusione della radiazione luminosa; in questo modo utilizzando una sorgente di illuminazione pulsata, ad esempio un fascio di luce ottenuto grazie a particolari ottiche cilindriche, è possibile registrare l'immagine delle particelle mediante videocamere digitali, in due istanti successivi di tempo.

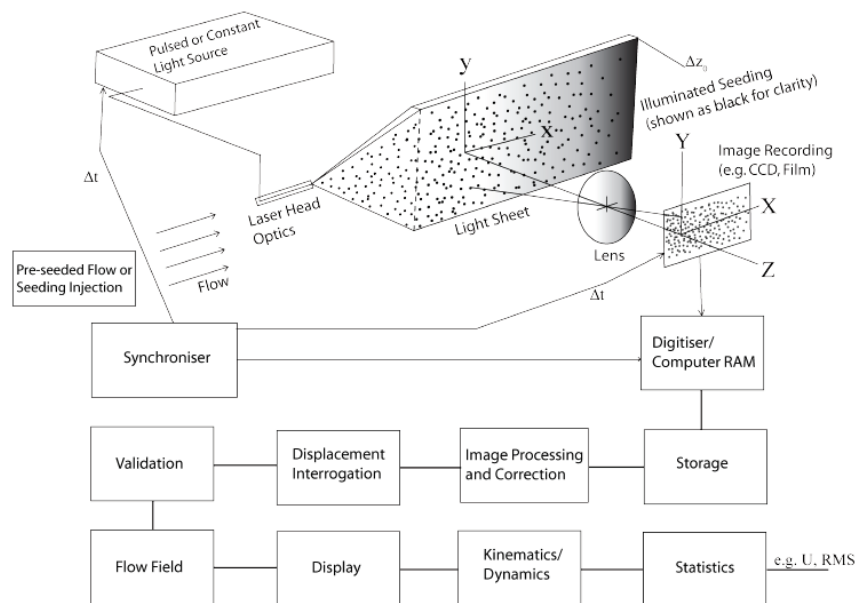
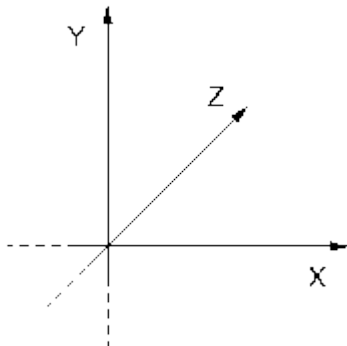


Figura 4.1: descrizione del procedimento di acquisizione e analisi dei dati di un sistema PIV [1]

Una volta registrate, le immagini acquisite sono analizzate mediante metodi statistici (algoritmi di cross-correlazione) per determinare l'entità dello spostamento medio delle particelle tra i due diversi fotogrammi [2].

Successivamente, conoscendo il tempo tra gli impulsi in cui le immagini sono state registrate, è possibile calcolare campo di moto locale[3].

Nella seguente trattazione, verrà specificata la differenza tra le diverse tipologie e configurazioni della tecnica PIV, mentre poi ci si concentrerà sulle metodologie di calibrazione e sugli errori che esse possono causare. Per chiarezza, il sistema di riferimento che verrà utilizzato nei prossimi capitoli è il seguente: il piano x-y sarà sempre inteso come coincidente al piano della lama laser, mentre l'asse z verrà preso positivo uscente del suddetto piano.



Inoltre, ci si riferirà alle componenti del vettore velocità o del vettore spostamento che appartengono al piano della lama laser (xy), come alle componenti *in-plane*, mentre a quelle uscenti, come *out-of-plane*.

Figura 4.2: sistema di riferimento utilizzato

4.1 PIV: configurazione a camera singola

La configurazione PIV con una sola camera è la prima ad essere stata adottata in ambito di ricerca, poiché è la più semplice da implementare, sia dal punto di vista logistico, sia dal punto di vista della determinazione della velocità, infatti, necessita di una sola camera posta perpendicolarmente alla lama di luce, grazie alla quale è possibile ricostruire il campo di moto bidimensionale proiettato sul piano illuminato. Uno degli svantaggi di questa configurazione è che la misura delle componenti di velocità nel piano della lama laser è affetta da un errore sistematico di natura prospettica. La componente di velocità *out-of-plane*, infatti, induce uno spostamento apparente nelle immagini[4].

Il caso indicato in figura 4.3, è una schematizzazione semplificata di come avviene la ricostruzione del moto di una particella, in cui $(\Delta x' - \Delta x)$ è l'errore di prospettiva. Per semplicità in questa rappresentazione (figura 4.3) è considerata una sola particella, la cui posizione iniziale coincide con il piano dell'oggetto in $z=0$; in realtà nella tecnica PIV, i contributi di tutte le particelle appartenenti allo stesso volumetto di riferimento, ottenuto dall'intersezione tra l'area d'interrogazione e lo spessore del laser, sono considerati per calcolare uno spostamento medio di quella zona del flusso. Prasad e Adrian [6] hanno dimostrato che il problema fisico, può comunque essere ridotto, alla condizione mostrata in figura 4.3 con un errore che dipende dalla spessore della lama del laser Δz_0 . In particolare, l'errore commesso utilizzando questa approssimazione è stato stimato da loro [6] essere dell'ordine $(\Delta z_0/d_0)^2$, dove d_0 è la distanza tra il piano dell'oggetto e le lenti; in generale Δz_0 è dell'ordine del millimetro, mentre d_0 è circa dell'ordine delle centinaia di millimetri, quindi, l'errore risultante è molto piccolo.

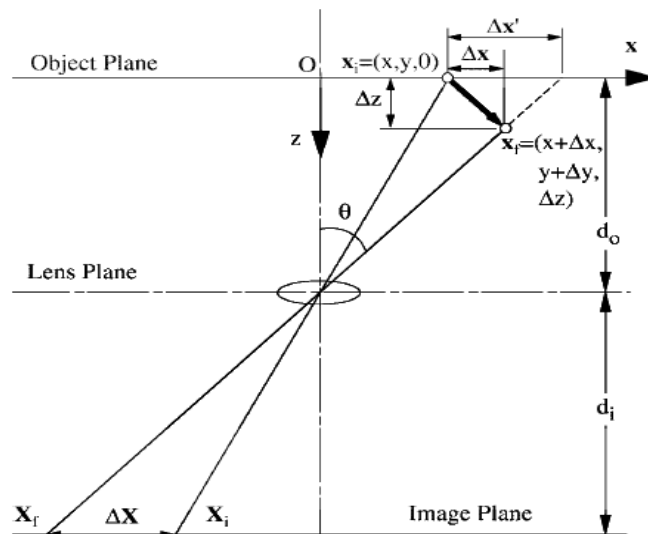


Figura 4.3: caso semplificato di ricostruzione dello spostamento di una particella, tecnica PIV[4]

Le coordinate dell'oggetto sono (x,y,z) , le coordinate corrispondenti sul piano dell'immagine sono (X,Y,Z) , mentre per quanto riguarda i parametri esterni che descrivono il sistema nel suo complesso, d_0 è già stato definito precedentemente, come la distanza tra il piano dell'oggetto e le lenti, d_i come

la distanza tra le lenti e il piano dell'immagine e θ , definito in figura 4.3, è l'angolo sotteso tra l'asse della lente e la posizione della particella.

L'errore relativo commesso dalla PIV nello stimare lo spostamento è il seguente:

$$\epsilon(x, y) = \left(\frac{(\Delta x' - \Delta x)}{\Delta x}, \frac{(\Delta y' - \Delta y)}{\Delta y} \right) \quad (4.1)$$

il quale, con qualche semplice calcolo trigonometrico, si può riscrivere in funzione della componente out-of-plane come[4]:

$$\epsilon(x, y) = \left(\frac{\Delta z}{\Delta x} \tan(\theta_x), \frac{\Delta z}{\Delta y} \tan(\theta_y) \right) \quad (4.2)$$

dove θ_x e θ_y sono rispettivamente le proiezioni di θ sugli assi x e y (figura 4.3). Quindi l'errore è facilmente riducibile nel caso di applicazioni in cui la componente z, out-of-plane, sia relativamente piccola rispetto a quelle in-plane e quando θ non è troppo grande; per esempio, nel caso in cui le componenti in-plane e quella out-of-plane siano dello stesso ordine di grandezza, e θ sia pari a 5° , l'errore nella misurazione della velocità è stato stimato essere del 10% da Prasad [4].

4.2 PIV Stereoscopica

Nel capitolo precedente 4.1, si sono espone le problematiche relative alla PIV, principalmente l'errore sistematico che limita l'accuratezza con la quale vengono stimate le componenti in-plane, ma anche i punti di forza, quali la relativa semplicità di implementazione. Nonostante ciò, la principale limitazione che affligge la PIV è l'impossibilità di stimare la terza componente del moto, cosa fondamentale per comprendere a pieno i fenomeni fluidodinamici che caratterizzano tutti i suoi ambiti di applicazione. Prendiamo ad esempio un getto turbolento swirlato in cui è fondamentale avere una chiara immagine del comportamento dei vortici sul piano trasversale all'asse del getto e di come essi interagiscano con il fluido circostante; in questo caso la velocità assiale del getto, molto elevata rispetto alle altre componenti,

coinciderebbe con la componente out-of-plane, introducendo grandi errori di prospettiva nella stima delle componenti in-plane.

Per ricavare in modo accurato tutte e tre le componenti del moto, occorrono almeno tre equazioni, che leghino gli spostamenti visti nel piano dell'immagine, a quelli reali $\Delta x, \Delta y, \Delta z$; ebbene, utilizzando due camere che acquisiscono, nello stesso istante, lo stesso volumetto di riferimento, si ottengono due relazioni che legano lo spostamento reale a quello sul piano dell'immagine per ogni camera, per un totale di 4 equazioni (questo verrà mostrato chiaramente a fine capitolo). Tutti quei sistemi PIV che utilizzano questa soluzione per estrarre l'informazione della terza componente del moto, prendono il nome di configurazioni PIV stereoscopiche. Negli anni ne sono state applicate diverse, nei prossimi capitoli ne esporrò le principali.

4.2.1 Configurazioni PIV Stereoscopica

In questo paragrafo verranno spiegate le principali configurazioni, quella traslazionale e quella angolare, della Stereo-PIV e i parametri che ne influenzano l'accuratezza.

Nella configurazione traslazionale, gli assi ottici delle due camere sono paralleli tra loro e perpendicolari al piano dell' oggetto x-y (figura 4.4) [4].

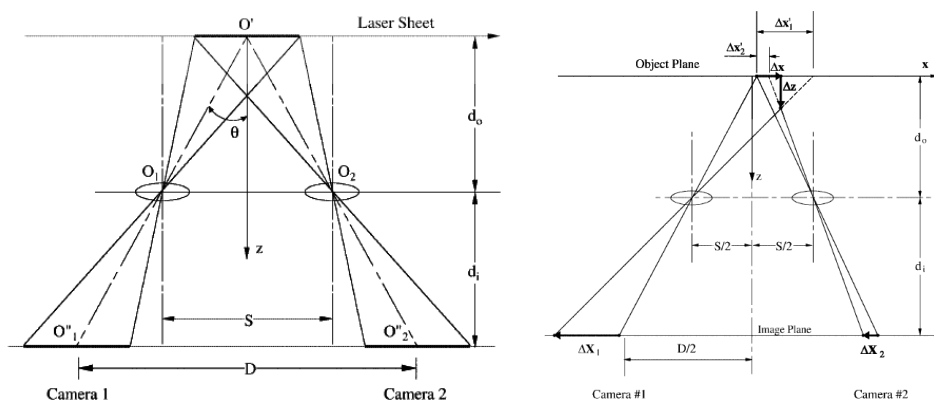


Figura 4.4: schematizzazione SPIV in configurazione traslazionale, piano x-z[4]; θ angolo sotteso tra l'asse z e la congiungente tra il centro della lente e l'asse z al centro del campo di vista.

Questo sistema è il più semplice da implementare e ha il vantaggio di permettere una magnificazione (d_i/d_o) uniforme su tutta l'immagine, il che, nel caso di simmetria delle due camere rispetto all'asse z (figura 4.4), permette di avere la stessa risoluzione tra le due camere. Questo, in fase di ricostruzione del campo vettoriale 3D risulterà molto utile, in quanto l'informazioni dalle due diverse camere potranno essere facilmente sovrapposte su una griglia comune, senza interpolazione dei dati, per valutare la componente out-of-plane [4].

Lo svantaggio principale, invece, è la limitazione sull'angolo θ , sotteso tra l'asse z e la congiungente tra il centro della lente O_1 e il centro del campo di vista O' (figura 4.4), infatti, per una data distanza d_o , se il suddetto angolo è troppo grande, le prestazioni ottiche delle lenti decadono velocemente; per questo motivo, in genere, θ non deve superare i 15° [7]. Questo limita l'accuratezza con cui viene stimata la componente uscente dal piano come dimostrato da [6] e [7]. Considerando solo gli errori legati al procedimento di ricostruzione della PIV (ipotizzando ininfluenti quelli relativi alla misurazione delle caratteristiche dell'apparato sperimentale), al cui calcolo vi rimando a Prasad[4], in figura 4.5 è mostrato l'andamento dell'errore relativo $\sigma_{\Delta z}/\sigma_{\Delta x}$ della componente out-of-plane, $\sigma_{\Delta z}$, rispetto a quella in-plane, $\sigma_{\Delta x}$, in funzione della coordinata x/d_o e dell'angolo θ , come ottenuto da Lawson e Wu [8] nel sistema traslazionale.

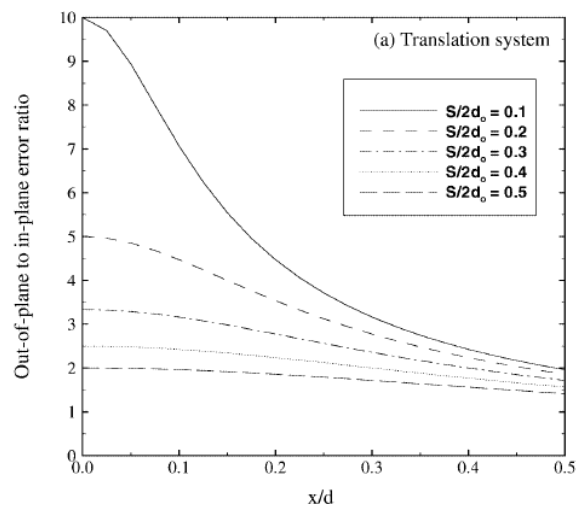


Figura 4.5: andamento dell' errore relativo nella stima della componente out-of-plane al variare di x/d_o e di θ [8];

In figura 4.5 è chiaramente mostrato che l'errore relativo nella stima della componente out-of-plane è molto elevato al centro del campo di vista e che all'aumentare di $\frac{s}{2d_0} = \tan \theta$ (figura 4.4), e quindi di θ , dove s è la distanza tra gli assi delle lenti, si assiste a una sua rapida diminuzione; inoltre, è presente una dipendenza molto forte dell'errore rispetto alla distanza per x/d_0 , in modo particolare per valori di $\theta < 10^\circ$ (figura 4.5).

Configurazione angolare: in questa configurazione le camere sono disposte in modo tale che i loro assi si intersechino nell'origine del sistema di riferimento, O^1 , sul piano dell'oggetto (figura 4.6). Questo permette, ipoteticamente, di eliminare la limitazione fisica sull'angolo θ , di fatto evitando le problematiche descritte nella configurazione precedente [4].

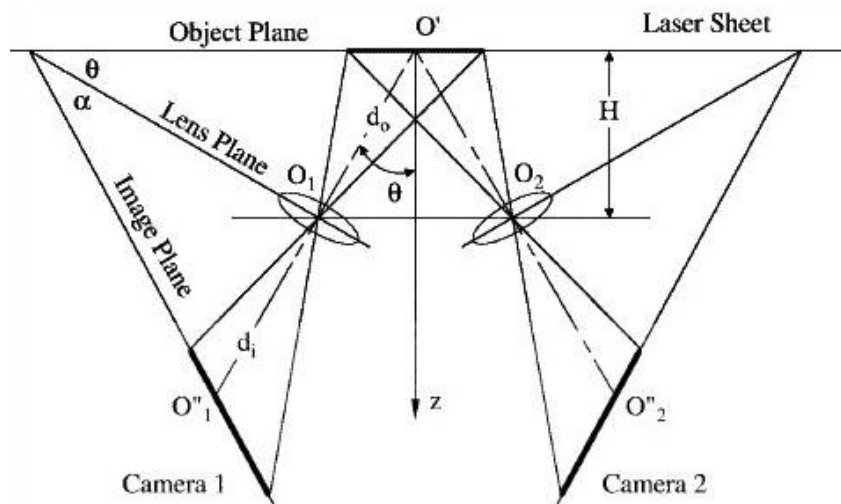


Figura 4.6: schematizzazione della configurazione rotazionale [4]

A causa dell'inclinazione del asse ottico e del relativo effetto prospettico, non è più possibile mantenere l'ingrandimento, M , costante su tutto il campo di vista delle videocamere e le immagini risulteranno distorte in direzioni opposte, sempre di più all'aumentare dell'angolo θ . Inoltre (per il fatto che il piano focale della camera non è parallelo a piano dell'immagine), per ottenere una buona messa a fuoco in tutto il campo di vista, occorre soddisfare la condizione di Scheimpflug, inclinando il piano del sensore, cioè il piano dell'immagine, di un angolo α rispetto a quello della lente, in modo tale che il piano dell'immagine, il piano della lente e quello dell'oggetto, siano collineari

(figura4.6). Un approccio alternativo a quello appena esposto, sarebbe agire chiudendo il diaframma dell'obiettivo delle videocamere, per aumentare la profondità di campo, e quindi la porzione di spazio che rimane a fuoco, ma all'aumentare di $f^\#$ si riduce la quantità di radiazione luminosa che arriva al sensore e di conseguenza occorrerà avere una sorgente luminosa più potente.

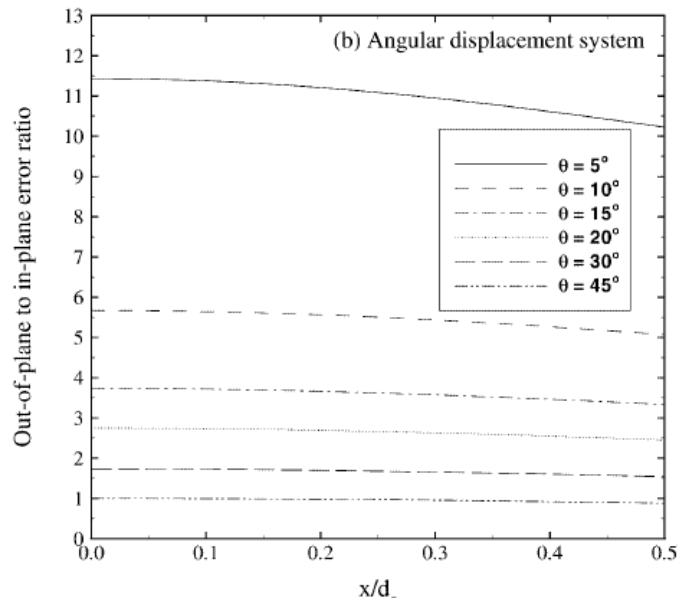


Figura 4.7: andamento dell' errore relativo nella stima della componente out-of-plane al variare di x/d_0 e di θ [8];

Analogamente a quanto fatto precedentemente, l'andamento dell'errore relativo della componente z per la configurazione angolare, è mostrato in figura 4.7, tratto dal lavoro di Lawson e Wu [8]. Oltre alla debole dipendenza del rapporto $\sigma_{\Delta z}/\sigma_{\Delta x}$ rispetto alla coordinata x, è utile sottolineare che già per angoli θ attorno ai 45° , l'entità dell'errore commesso nello stimare la componente z è circa la stessa di quella relativa all'errore commesso per le componenti in-plane.

L' effetto prospettico di stiramento opposto delle immagini provenienti dalle due camere, però, crea non pochi problemi in fase di sovrapposizione delle suddette, durante il calcolo delle componenti del campo di moto, non solo perché occorre interpolare i dati su di una griglia comune, cosa che può

generare errori [9], ma anche poiché questo limita l'area comune vista dalle camere con l'effetto di ridurre il campo di vista condiviso.

Per ovviare a questo problema Willert [10] ha proposto una soluzione in cui le camere sono posizionate su lati opposti rispetto alla lama laser, il che fa sì che entrambe le immagini siano distorte nella stessa direzione, garantendo, nel caso ideale, una loro ottimale sovrapposizione in fase di ricostruzione del campo di moto.

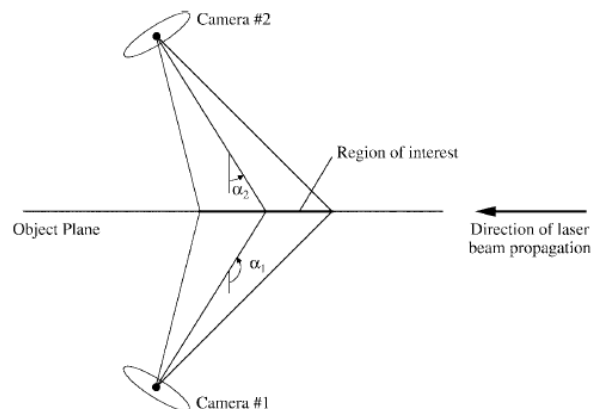


Figura 4.8: soluzione stereo-Piv proposta da Willert [10]

Inoltre, questa disposizione permette di posizionare entrambe le camere in condizione di forward scattering che è la più favorevole dal punto di vista della luce diffusa dalle particelle [11] e che permette di avere un più alto rapporto segnale-rumore [2, 4].

4.2.2 Metodi di ricostruzione

Esistono diversi approcci, esposti in letteratura, per combinare i dati al fine di ricostruire le tre componenti del reale vettore spostamento [9]:

- Calcolare il campo di moto bidimensionale su una griglia regolare direttamente sulle immagini registrate da ogni camera, per poi ricavare le tre componenti, proiettando le due mappe vettoriali su una griglia comune nelle coordinate fisiche grazie all'interpolazione dei dati (figura 4.9); questa procedura è quella proposta da Prasad [4].

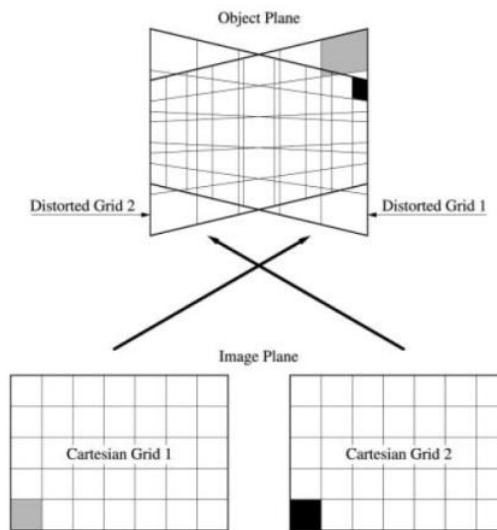


Figura 4.9: griglie regolari per ciascuna camera in coordinate del piano immagine, una volta portate nelle coordinate fisiche, vengono distorte dall'effetto prospettico; in fase di sovrapposizione le informazioni contenute nell'area comune alle due viste, devono essere proiettate su una nuova griglia mediante interpolazione dei dati [4].

- Calcolare il campo di moto bidimensionale sulle immagini direttamente nelle posizioni corrispondenti alle corrette coordinate spaziali nel piano dell'oggetto e poi combinare i risultati per ottenere la terza componente del moto.
- Mappare le immagini su una griglia comune (fare il dewarping delle immagini eliminando la distorsione prospettica) e calcolare i vettori 2D direttamente nella corretta posizione nello spazio dell'oggetto [2,10], come mostrato in figura 4.10; questa è la soluzione proposta da Willert [2].

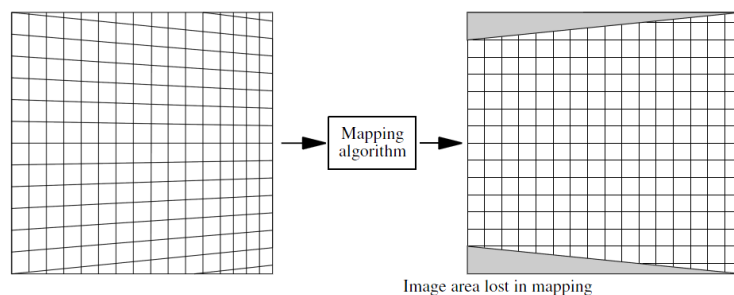


Figura 4.10: grazie alla funzione di mappatura le informazioni delle due camere sono ricavate direttamente in coordinate fisiche e poi sovrapposte[2].

Nel primo caso l'interpolazione tra i vettori nelle coordinate fisiche può essere fonte di errore, soprattutto in presenza di singoli vettori spuri che influenzano il risultato finale [9]; il secondo caso ha lo svantaggio che la mappatura avviene su diverse griglie tra una camera all'altra per via delle diverse distorsioni prospettive; nel terzo caso i vettori sono calcolati nella giusta posizione spaziale e in aree di interrogazioni uguali, come mostrato in figura 4.10, rendendo non necessaria alcuna interpolazione, anche se il procedimento di dewarping (correzione distorsioni prospettive) causa una certa degradazione delle immagini [9].

In ogni caso, però, ricostruire il campo di moto utilizzando gli spostamenti nel piano dell'immagine forniti dalle due camere, presuppone la capacità di riconoscere aree corrispondenti del flusso nelle diverse immagini, prese nello stesso istante di tempo, quindi la conoscenza di una qualche relazione che leghi le coordinate nel piano dell'immagine a quelle nello spazio dell'oggetto.

$$x = f(X) \quad (4.3)$$

In cui $x = (x_1, x_2, x_3)$ sono le coordinate nel sistema di riferimento nello spazio dell'oggetto, mentre $X = (X_1, X_2)$ sono le relative coordinate nel piano dell'immagine.

Qualsiasi imprecisione nella valutazione di questa mappatura, causa un'erronea combinazione tra zone diverse del flusso e quindi conduce a grossi errori nella determinazione delle tre componenti del vettore spostamento e velocità, che prendono il nome di errori di registrazione [10]. Di seguito verranno descritti i metodi di ricostruzione, cioè i processi di mappatura dei punti, grazie ai quali gli spostamenti vengono proiettati dal piano dell'immagine al piano dell'oggetto, e le modalità con i quali i dati vengono combinati per ottenere i risultati in tre dimensioni.

4.2.2.1 Ricostruzione geometrica

Uno dei primi metodi implementati è stato la ricostruzione geometrica. Essa richiede la conoscenza di tutti i parametri geometrici del sistema a priori, per riconoscere le posizioni dal piano dell'immagine in quello dell'oggetto, ma è relativamente poco dispendiosa, soprattutto nel caso di configurazione traslazionale, in cui le immagini hanno la stessa magnificazione e una volta combinate vedono coincidere le aree relative alla medesima zona del flusso. Nel caso, invece, M non sia costante, il che causa il tipico stiramento delle

immagini dovuto a distorsioni prospettiche, la fase di combinazione dei dati dalle due viste è decisamente più complessa.

La metodologia seguita da Prasad e Adrian [6], nel caso di sistema traslazionale, applicata al moto di un flusso liquido, che è caratterizzato da un M non uniforme a causa del cambiamento dell'indice di rifrazione all'interfaccia aria-liquido, ma anche da Prasad e Jensen [12], per una configurazione angolare in uno studio analogo, consiste nell'applicare una procedura di ray tracing per determinare la traiettoria della luce diffusa dalle particelle attraverso l'interfaccia aria liquido, così da mappare tutti i punti dal piano dell'immagine al piano dell'oggetto, per ogni camera. Una volta poi trovata l'area comune, vista dalle due camere, e inscritta al suo interno una nuova griglia cartesiana regolare, i dati di spostamento, provenienti da ciascuna delle camere, vengono interpolati nella suddetta griglia, per poi essere combinati per calcolare anche la componente out-of-plane.

La conoscenza a priori di tutti i parametri geometrici e la difficoltà di implementazione per sistemi più complessi rendono questo processo più esposto ad errori, quindi si sono ricercate modalità più semplici ed accurate, quali i metodi basati sulla calibrazione [4].

4.2.2.2 Metodi di ricostruzione mediante calibrazione

Questi metodi hanno in comune l'uso del target di calibrazione, cioè griglie di punti equidistanti, di cui tutte le caratteristiche geometriche devono essere note. Il target deve essere posizionato esattamente su di un piano coincidente a quello del laser e deve avere dimensioni sufficienti per coprire tutta l'area di interesse. Una volta acquisite le immagini del target dalle due camere, queste vengono confrontate con le dimensioni e le posizioni reciproche dei punti, così da estrarre la posizione di quest'ultimi nel piano dell'oggetto mediante cross-correlazione tra modelli di forma simile [10].

Esistono due tipi di metodi basati sulla calibrazione come riportato da Prasad[4]:

- Metodi con calibrazione 2d che richiedono ancora una conoscenza di parametri geometrici del sistema, quali la posizione reciproca delle camere, ma non richiedono più la conoscenza della distanza focale o della magnificazione nominale [2].
- Metodi con calibrazione 3d che invece non richiedono più alcuna conoscenza dei parametri geometrici del sistema [2].

Calibrazione 2d

Nel caso di **calibrazione 2d** diversi autori hanno proposto funzioni di mappatura diverse che tengano conto, anche, di una non uniforme magnificazione. Westerweel e Van Oord [13] hanno proposto una funzione di mappatura del secondo ordine:

$$x = a_1X^2 + a_2Y^2 + a_3XY + a_4X + a_5Y + a_5; \quad (4.4)$$

$$y = b_1X^2 + b_2Y^2 + b_3XY + b_4X + b_5Y + b_5; \quad (4.5)$$

In cui tutti i sei coefficienti sono calcolabili con il metodo dei minimi quadrati se, ovviamente, si hanno a disposizione almeno sei posizioni note dalla calibrazione; questo metodo, inoltre, può facilmente essere corretto per tenere conto di eventuali altre distorsioni o non linearità (dovute per esempio a diversi indici di rifrazione), semplicemente aumentando l'ordine delle equazioni [2]. Lo stesso Willert [2,10] ha proposto una funzione di mappatura non lineare che mappa le aree rettangolari in aree trapezoidali, in cui le equazioni non sono più in forma lineare ma sottoforma di rapporto di polinomi dello stesso ordine:

$$x = \frac{a_{11}X + a_{12}Y + a_{13}}{a_{31}X + a_{32}Y + 1}; \quad y = \frac{a_{21}X + a_{22}Y + a_{23}}{a_{31}X + a_{32}Y + 1}; \quad (4.6)$$

E una con termini di ordine maggiore, per tener conto di ulteriori distorsioni:

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

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

$$a_{33} = 1; \quad (4.7)$$

La non-linearità delle precedenti espressioni rende non applicabile il metodo dei minimi quadrati, perciò viene proposto un metodo non lineare (Levenberg-Marquart), con il quale si risolve la prima coppia di equazioni (Eq 4.6), così da ottenere i sette parametri incogniti che poi vengono utilizzati come prima stima per risolvere la seconda coppia (Eq 4.7) [2].

In generale il metodo di ricostruzione 2d è, quindi, in grado di mappare "all'indietro" il piano dell'immagine in quello dell'oggetto, ma necessita di

ulteriori informazioni geometriche per calcolare il campo di moto nelle sue tre componenti, quali la distanza dell'oggetto dalle camere, la distanza reciproca tra le lenti e l'angolo θ nel caso di configurazione angolare [2].

La calibrazione 3d

La calibrazione 3d implementata, per esempio, da Soloff et al [7], ha il vantaggio che non richiede alcuna conoscenza dei parametri geometrici del sistema in nessuno stadio della ricostruzione [4], poiché è in grado di valutare una funzione di mappatura che, direttamente dalla calibrazione, legghi tutte e tre le coordinate dello spazio alle due coordinate del sistema di riferimento dell'immagine. Per far ciò, vengono acquisite le immagini del target di calibrazione in tre o più posizioni, di cui una coincidente al piano del laser, le altre mosse rispetto ad esso di quantità note. Così viene ricavata la seguente funzione di mappatura [7][4]:

$$(X_1, X_2) = F(x_1, x_2, x_3) \quad (4.8)$$

$$F(x_1, x_2, x_3) = a_0 + a_1x_1 + a_2x_2 + a_3x_3 + a_4x_1^2 + a_5x_1x_2 + a_6x_2^2 + a_7x_2x_3 + a_8x_1x_3 + a_9x_3^2 + a_{10}x_1^3 + a_{11}x_2x_1^2 + a_{12}x_1x_2^2 + a_{13}x_2^3 + a_{14}x_3x_1^2 + a_{15}x_1x_2x_3 + a_{16}x_3x_2^2 + a_{17}x_1x_3^2 + a_{18}x_2x_3^2$$

Per un totale di 4 serie complete di parametri a_{ij} (due per camera) da stimare con il metodo dei minimi quadrati. Ricordo che (X_1, X_2) sono le coordinate spaziali nel piano dell'immagine, mentre (x_1, x_2, x_3) sono le coordinate fisiche. Questo algoritmo sarà quello implementato in questa tesi in fase di sperimentazione [14], poiché fornito in questa forma dal software utilizzato, indipendentemente da numero di spostamenti in direzione x_3 realizzati.

Una volta valutati tutti i parametri, si può procedere al calcolo degli spostamenti e delle velocità nelle tre componenti, in cui X è il vettore spostamento nel piano dell'immagine e x è lo spostamento fisico nel piano dell'oggetto :

$$\Delta X = F(x + \Delta x) - F(x) \quad (4.9)$$

L'equazione 4.9 può essere approssimata in modo lineare arrestandosi al primo termine per la serie di Taylor, nel modo seguente in cui $i=1,2$ indicano le coordinate X,Y e $j=1,2,3$ indicano le coordinate fisiche x,y,z :

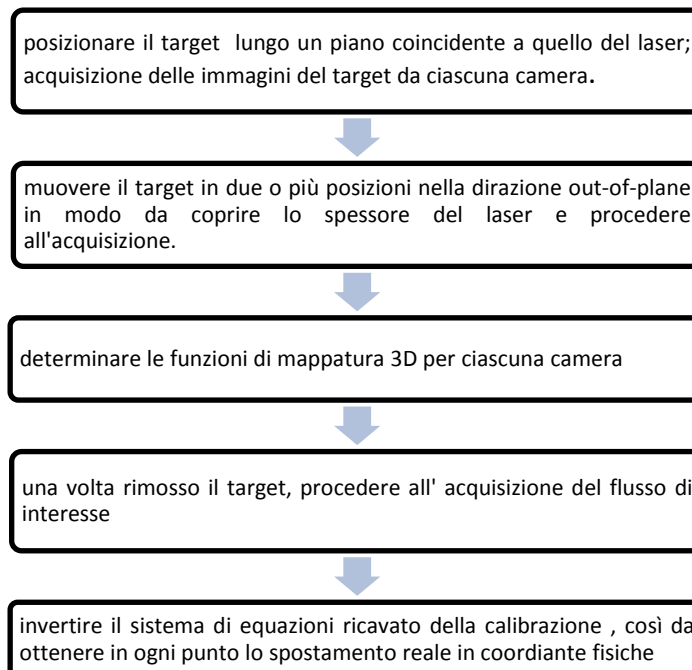
$$\Delta X \approx \nabla F(x) \Delta x \quad (4.10); \quad \nabla F(x) = \frac{\partial F_i}{\partial x_j} \quad (4.11)$$

Quindi il problema di risolvere il vettore spostamento in ogni zona del flusso si pone in questo modo, invertendo il seguente sistema:

$$\begin{bmatrix} \Delta X_1 \\ \Delta Y_1 \\ \Delta X_2 \\ \Delta Y_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial F_{X1}}{\partial x} & \frac{\partial F_{X1}}{\partial y} & \frac{\partial F_{X1}}{\partial z} \\ \frac{\partial F_{Y1}}{\partial x} & \frac{\partial F_{Y1}}{\partial y} & \frac{\partial F_{Y1}}{\partial z} \\ \frac{\partial F_{X2}}{\partial x} & \frac{\partial F_{X2}}{\partial y} & \frac{\partial F_{X2}}{\partial z} \\ \frac{\partial F_{Y2}}{\partial x} & \frac{\partial F_{Y2}}{\partial y} & \frac{\partial F_{Y2}}{\partial z} \end{bmatrix}_{x,y,z=0} * \begin{bmatrix} \Delta x \\ \Delta y \\ \Delta z \end{bmatrix} \quad (4.12)$$

Le derivate $\frac{\partial F}{\partial x}$ e $\frac{\partial F}{\partial y}$ sono valutate nello stesso modo rispetto a come veniva fatto nel caso di una calibrazione 2d, per esempio quella proposta da [13]; le derivate parziali in direzione z sono estrapolate dalle informazioni date dallo spostamento Δz del target di calibrazione; intuitivamente, se ΔX_1 è lo spostamento di un punto, visto da una camera nel movimento in direzione z del target di calibrazione, la derivata $\frac{\partial F_{X1}}{\partial z}$ risulterà uguale a $\frac{\Delta X_1}{\Delta z}$ e analogamente per le altre derivate [5].

Ricapitolando il processo di ricostruzione 3d:



4.2.3 Errori di allineamento nelle misure stereoscopiche

Procedendo con ordine, è stato esposto come tramite la calibrazione, siamo in grado di stimare i coefficienti che ci permettano di mappare correttamente tutti i punti, dal piano dell'immagine in quello dell'oggetto, così da procedere al calcolo delle tre componenti; come nel caso di calibrazione 2d questo richieda la conoscenza di alcuni parametri geometrici del sistema, quali la distanza dell'oggetto dalle camere, la distanza reciproca tra le lenti e l'angolo θ° [2], e come nel caso di calibrazione 3d tutte le informazioni siano ricavate direttamente del procedimento di calibrazione.

Un'altra fonte di errore sono i cosiddetti, errori di interrogazione, cioè quegli errori legati al funzionamento dei modelli statistici adottati per riconoscere il moto delle particelle nell'area di interesse, e alle condizioni sperimentali, come lo spessore del laser, il ritardo tra gli impulsi luminosi [15], la densità di particelle e la loro dimensione[16] ed altri fattori. Questi errori, i motivi per cui insorgono e i relativi metodi di minimizzazione, sono già stati largamente descritti in letteratura [17], [2], [3], [16], qui ne riporto i principali (Tabella 4.1):

- Bias errors
- Pixels locking
- RMS errors [17]

Tipologia errori	Parametri di controllo
Rapporto segnale rumore	Tempo tra gli impulsi della sorgente luminosa, detto t_{bp} ; Spessore del fascio laser.
Errori cross-correlazione	Numero particelle in ogni area di interrogazione Loss of pairs, cioè particelle perse, che tra un impulso e l'altro, escono dal volume di studio Presenza di gradienti di velocità.
Pixel locking	Diametro medio particelle ($2pix < d_p < 4pix$).
Bias errors dove: (u,v,w) velocità in direzione (x,y,z) M magnificazione, d_{int} dimensione caratteristica area di interrogazione	Densità di particelle. $w\Delta t < \Delta z/4$ dove: w è la componente out-of plane, Δt il tempo tra gli impulsi della sorgente luminosa, Δz lo spessore del laser; $(u^2+v^2)^{1/2}\Delta t < d_{int}/4M$

Tabella 4.1: riassunto schematico errori più diffusi SPIV [5]

L' RMS error, che in generale è il più rilevante [5], in condizioni ideali, cioè in assenza di rilevanti gradienti di velocità nell'area interrogata e di un sufficiente numero di particelle, è dell' ordine dei 0,1 pixels [5][18].

In questo capitolo, pare più corretto dedicarsi a quegli errori, che sorgono nella ricostruzione del campo di moto, dovuti all'erronea combinazione di zone diverse del flusso: gli errori di registrazione.

L'insorgere di questo tipo di errori, già descritti da Wieneke [10] e da Willert [9], è dovuto a due principali motivi:

- Un' errata funzione di mappatura 2d, dovuta ad una stima imprecisa o erronea dei coefficienti nei polinomi di ricostruzione descritti nel capitolo precedente (sezione 4.2.2.2)
- Un non preciso allineamento del target di calibrazione con il piano della lama laser

Nel primo caso gli errori sono solitamente piccoli (nel nostro caso il l'errore di proiezione è sempre inferiore ai 0.2 pixel), a meno di particolari distorsioni dovute alla presenza di mezzi di propagazione diversi o alla presenza di ostacoli come strutture contenitive trasparenti in vetro o altri materiali; nel secondo caso, gli errori possono essere anche molto grandi [9], in funzione della distanza tra il piano di misura (laser) e piano di mappatura (target).

Una stima di questi errori di registrazione è stata calcolata da Van Doorne e Westerweel [5], in una configurazione Stereo-piv angolare simile a quella suggerita da Willert [10], in cui le camere sono poste simmetricamente a 45° su lati opposti al laser e in cui direzione prevalente del flusso coincide con la componente out-of-plane z, come schematizzato in figura 4.11.

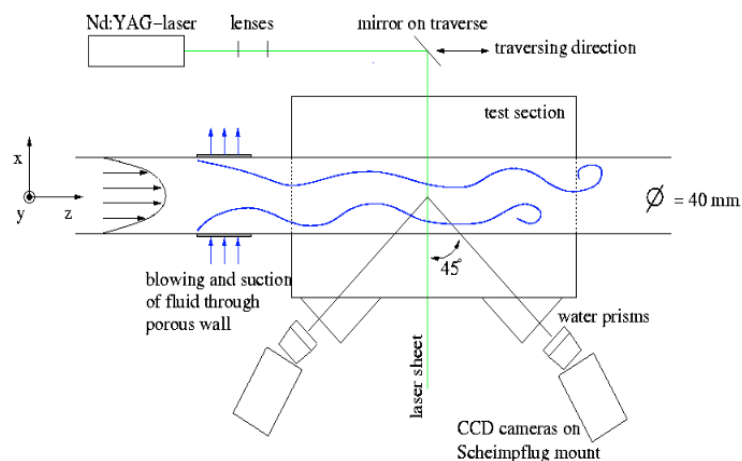
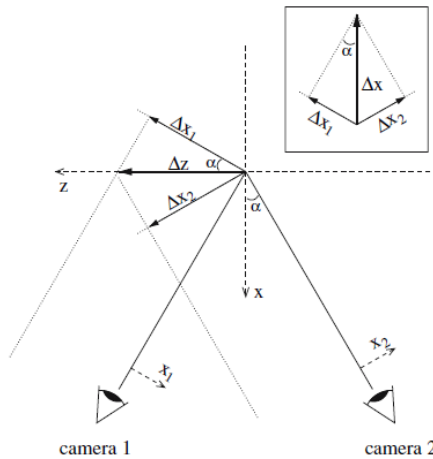


Figura 4.11: schematizzazione apparato sperimentale di [5]

Inoltre, hanno utilizzato un metodo di ricostruzione 3d sviluppato da Soloff [7], poiché è quello che si comporta meglio in presenza di distorsioni dovute a diversi indici di rifrazione dei mezzi attraversati [19], della cui descrizione si rimanda alla sezione 4.2.2.2, e hanno seguito il procedimento suggerito da Prasad [4] per ricostruire il campo di moto, in cui i dati 2D sono calcolati su griglie regolari, per poi essere mappati nel piano dell' oggetto e interpolati su di un'altra griglia comune.

Equazioni generiche di ricostruzione delle tre componenti di moto sono quelle fornite da [10] o [2], che, calate in questa geometria specifica, molto semplice, in cui α è l'angolo indicato in figura 4.12, si possono riscrivere nel seguente modo (Eq 4.13-4.14-4.15) [5]:



$$\Delta x = \frac{\Delta x_1 - \Delta x_2}{2 \sin \alpha} \quad (4.13)$$

$$\Delta y = \frac{\Delta y_1 - \Delta y_2}{2} \quad (4.14)$$

$$\Delta z = \frac{-\Delta x_1 - \Delta x_2}{2 \cos \alpha} \quad (4.15)$$

Figura 4.12: ricostruzione geometrica delle tre componenti di spostamento [5]

In cui, il piano del laser coincide con l'asse x, (x_1, y_1) sono le coordinate nel piano immagine della camera 1, (x_2, y_2) sono le corrispondenti coordinate per la camera 2, mentre (x, y, z) sono le coordinate fisiche.

L' errore commesso sulla posizione dei vettori da combinare in direzione x, $\pm \delta x$, (ipotizzando che non sia commesso alcun errore in direzione y), comporta un errore sulla stima del campo di moto 2D per ciascuna camera pari a δu_{x1} , che può essere approssimato, arrestandosi al primo ordine, in questo modo:

$$\delta u_{x1} = \frac{\partial u_{x1}}{\partial x_i} * \delta x_i \quad (4.16)$$

Sostituendo il risultato appena ottenuto dall'equazione 4.16, nelle equazioni di ricombinazione (Eq 4.13-4.14-4.15) per ottenere tutte e tre le componenti del moto, si ha che l'errore sulla stima della velocità è:

$$\delta u \approx \max\left(\frac{1}{\sin \alpha}, \frac{1}{\cos \alpha}\right) \frac{\partial u_{x1, x2}}{\partial x_i} * \delta x_i \quad (4.17)$$

Dall'equazione 4.17 risulta che, nelle zone in cui sono presenti forti gradienti di velocità, gli errori di registrazione vengono amplificati; un comportamento analogo si ha per angoli α molto grandi o molto piccoli [5].

Ora, ponendoci in un caso particolare in cui $\alpha=45^\circ$, è possibile visualizzare con facilità in figura 4.13, l'effetto che un non corretto allineamento del piano di calibrazione e della lama laser comporta nella ricostruzione del campo di moto fisico.

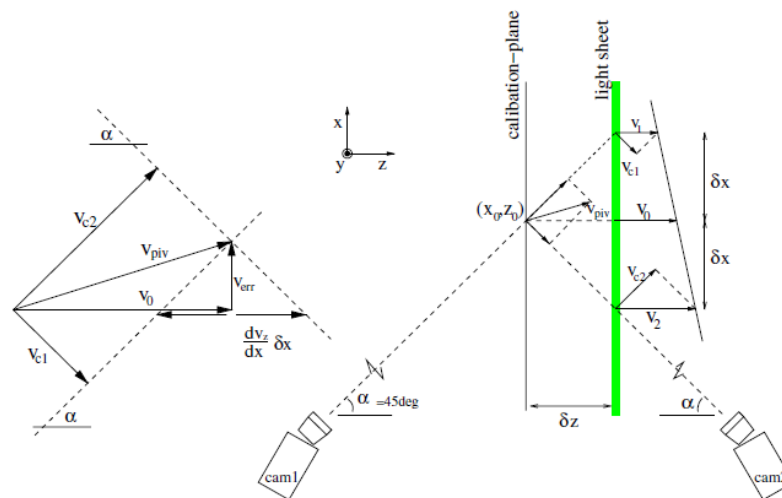


Figura 4.13: schematizzazione errore di registrazione per $\alpha=45^\circ$ [5]

In questo caso particolare l'ultima espressione (Eq 4.17) può essere ulteriormente semplificata, infatti, in questa condizione da semplici osservazioni trigonometriche, risulta che:

$$\delta x = \delta z \quad ; \quad V_{err} = \delta u_x = \delta u_z \quad (4.18)$$

e quindi che:

$$\delta u_x = \frac{\partial u_z}{\partial x} * \delta z \quad (4.19)$$

Cioè che la presenza di un gradiente in direzione x , della componente out-of-plane, u_z , conduce a un errore nella stima della componente in-plane della velocità u_x [5].

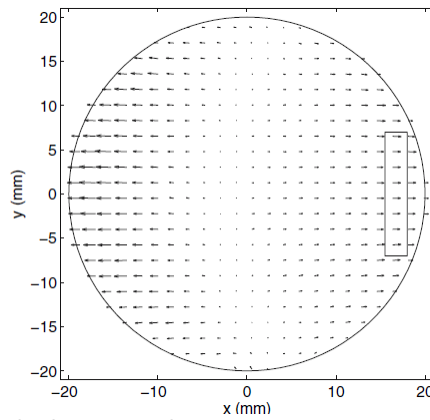


Figura 4.14: sezione trasversale di un getto laminare, in cui sono evidenziate le componenti x della velocità calcolata; lungo l'asse la velocità è giustamente prossima allo zero, vicino alle pareti, per via dei gradienti di velocità in direzione z, i vettori calcolati forniscono una stima dell' errore compiuto [5].

La figura 4.14 rappresenta la sezione trasversale di getto in cui sono mostrate solo le componenti in-plane; in particolare in questo caso si tratta di un getto laminare, in cui ci si aspetterebbe che la suddetta componente fosse uniformemente attorno allo zero. Invece, proprio la presenza di forti gradienti, in corrispondenza della parete del tubo, ai lati dell'immagine, della velocità uscente dal piano (componente z) causa l'insorgere di componenti δu_x erronee in direzione x.

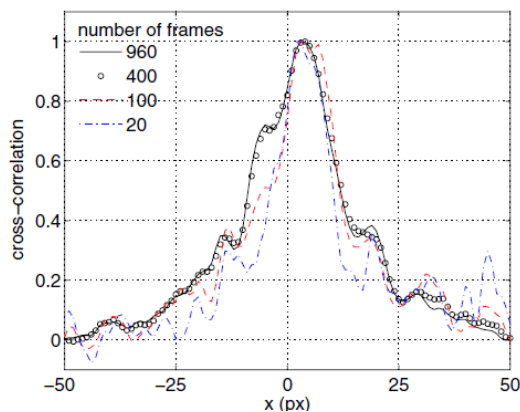


Figura 4.15: picco di cross-correlazione al variare delle immagini piv utilizzate per ricavare la disparity map; si può notare come, per un basso numero di immagini utilizzate, la funzione di cross-correlazione sia molto rumorosa [5].

La soluzione di questo problema, proposta già da Willert[10], poi anche da altri autori [9], consiste nell'acquisire immagini del flusso da entrambe la camere negli stessi istanti. In assenza di errori di registrazione dovuti al errato allineamento del piano di calibrazione, le particelle di seeding viste da una

camera e quelle viste dall'altra, dovrebbero coincidere perfettamente una volta sovrapposte le immagini; quindi applicando i classici algoritmi di cross-correlazione tra aree di interrogazione corrispondenti nelle due immagini, si dovrebbero ottenere spostamenti nulli.

Al contrario, se si ottengono spostamenti diversi da zero significa che il piano di calibrazione è stato posto in una posizione non coincidente rispetto a quello della lama laser.

Per le misurazioni SPIV, utilizzare solo due immagini restituisce una cross-correlazione abbastanza rumorosa poiché le particelle non appartengono a un piano, ma sono distribuite in un volumetto nello spazio, il che rende più difficile riconoscere le particelle nelle diverse immagini; quindi aumentare il numero delle coppie di immagini è consigliato per migliorare la qualità del picco di cross-correlazione che restituisce l'informazione dello spostamento [5].

Recentemente Willert [20] ha proposto un metodo avanzato per correggere direttamente la calibrazione: una volta ottenuta la cosiddetta disparity map, cioè la mappa degli spostamenti ottenuta applicando la cross-correlazione, i punti corrispondenti nel piano fisico della lama laser vengono trovati per triangolazione (figura 4.16).

Per applicare il metodo della triangolazione, comunque, occorre una funzione di mappatura 3d, che descriva un volume di spazio abbastanza ampio da comprendere anche il piano della lama laser, come quella descritta al termine del capitolo precedente (sezione 4.2.2.2), oppure utilizzare un metodo analogo [9], il metodo Pinhole, della cui descrizione vi rimando a [21].

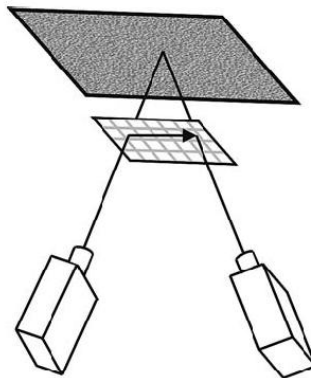


Figura 4.16: metodo di triangolazione: i due punti nel piano del target vanno a coincidere nell'effettivo piano del laser (grigio); questo procedimento effettuato per tutti i punti permette di descrivere il piano reale lungo il quale passa il laser[9].

Infine è possibile descrivere un nuovo piano (figura 4.16) che passi per tutti i punti, ottenuti dalla triangolazione, e correggere le funzioni di mappatura in modo tale che questo nuovo piano diventi in il nuovo piano $z=0$. [9]

Viene dimostrato sperimentalmente, che, in questo modo, gli errori dovuti ad un'erronea registrazione, assumono valori inferiori a quelli dovuti alle altre fonti di errore, specialmente dopo due o tre iterazioni di questo processo[9].

Bibliografia

[1] Christopher Adam Unsworth: "Particle Imaging Velocimetry". Department of Geography Environment and Earth Sciences, University of Hull, UK, Geomorphological Techniques, Chap. 3, Sec. 3.4.

[2] M. Raffel, C. Willert, S. Wereley, J. Kompenhans: "Particle Image Velocimetry: a practical guide". Springer, second edition, 2007.

[3] Grant I: "*Particle image velocimetry: A review*". Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers. Part C. Mechanical engineering science, vol 211. 1997.

[4] A.K. Prasad: "*Stereoscopic particle image velocimetry*". Exp Fluids 29, pp 103–116. 2000.

[5] C. W. H. van Doorne, J. Westerweel: "Measurement of laminar, transitional and turbulent pipe flow using Stereoscopic-PIV". Exp Fluids 42 (2007) pp 259–279, Springer.

[6] Prasad AK, Adrian RJ: "Stereoscopic particle image velocimetry applied to liquid flows". Exp Fluids 15 (1993) pp 49-60.

[7] S.M. Soloff, R.J. Adrian, Z.C. Liu: "Distortion compensation for generalized stereoscopic particle image velocimetry". Meas Sci Technol (1997) 8, pp 1441–1454.

- [8] 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.
- [9] B. Wieneke: "Stereo PIV using self-calibration on particle images". *Exp Fluids* 39:267–280, 2005.
- [10] C. Willert: "Stereoscopic digital particle image velocimetry for application in wind tunnel flows". *Meas. Sci. Technol.* 8, pp 1465–79, 1997.
- [11] Van de Hulst H.C. (1957): "Light scattering by small particles", John Wiley & Sons, Inc., New York (republished 1981 by Dover Publications, New York).
- [12] A.K. Prasad, K. Jensen: "Scheimpflug stereocamera for particle image velocimetry in liquid flows". *Appl. Optics* 34, 7092. 1995.
- [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] Dantec Dynamics Installation and User's Guide, "Dynamics Studio, user's guide", 2013.
- [15] Boillot A and Prasad A 1996: "Optimization procedure for pulse separation in cross-correlation PIV " ,*Exp. Fluids* 21 87–93.
- [16] H Huang, D Dabiri and M Gharib: "On errors of digital particle image Velocimetry", *Meas. Sci. Technol.* **8** (1997) 1427–1440.
- [17] Douglas P. Hart: "PIV Error Correction", *Experiments in Fluids*, 9th International Symposium on Applications of Laser Techniques Fluid Mechanics, July 13-16, 1998, Lisbon, Portugal.
- [18] Foucaut J, Miliat B, Perenne N, Stanislas M (2004): "Characterization of different PIV algorithms using the EUROPIV syntetic image generator and real images from a turbulent boundary layer". In: Stanislas M et al (eds) *Particle image velocimetry: recent improvements. Proceedings of the EUROPIV 2 workshop on particle image velocimetry*, Zaragoza, Spain, March 31–April 1 2003, Springer, Berlin Heidelberg New York.

[19] C.W.H van Doorne, J.Westerweel, F.T.M Nieuwstadt: "Measurement Uncertainty of Stereoscopic-PIV for flow with large out-of-plane motion".

[20] Fournel T, Lavest JM, Coudert S, Collange F (2004): "Self-calibration of PIV video cameras in Scheimpflug condition". In: Stanislas M, Westerweel J, Kompenhans J (eds) Particle image velocimetry: recent improvements. Proceedings of the EUROPIV 2 workshop, Zaragoza, Spain, March/April 2003. Springer, Berlin Heidelberg New York, pp 391–405.

[21] C.Willert: "Assessment of camera models for use in planar velocimetry calibration". Experiments in Fluids 41, pp 135–143. 2006.

Capitolo 5

Apparato sperimentale e metodi di analisi dei dati

In questo capitolo si descriverà l'apparato sperimentale, composto principalmente da due componenti: il bruciatore e i relativi sistemi di alimentazione d'aria, e il sistema SPIV.

5.1 Bruciatore

In questa tesi si è fatto uso del bruciatore sperimentale da laboratorio progettato da Farina e Tedde [1], al cui lavoro si rimanda per la descrizione e per il dimensionamento di tutti gli elementi, già lungamente utilizzato in una serie di lavori svolti sia in condizioni isoterme, sia in condizioni di combustione. La principale caratteristica di questo bruciatore è la modalità di generazione del moto di swirl, di tipo a iniezione dell'aria sia in direzione assiale che tangenziale, che permette coprire un ampio spettro di gradi di swirl. Segue una breve descrizione dei suoi componenti principali (figura 5.1):

- Sezione di generazione del moto di swirl: il moto di swirl è generato attraverso un'iniezione assiale più tangenziale; in particolare, l'aria assiale viene immessa tramite quattro tubi di diametro 6mm, distribuiti radialmente, a 90° gradi l'uno dall'altro, su una circonferenza di diametro interno pari a 80 mm. In seguito il flusso assiale, viene raddrizzato tramite un disco con due serie di 6 fori, di diametro 2mm (figura 5.2), e con un foro centrale di diametro 8 mm, che permette l'alloggiamento della gas gun; a valle di questo elemento è posta la sezione di iniezione tangenziale. Questa consta di 8 ingressi, di cui quattro di diametro pari a 4 mm, e altri 4 con diametro di 3mm (figura 5.3). Successivamente è posto un distanziale, che culmina in una sezione convergente del bruciatore e nell'ugello.

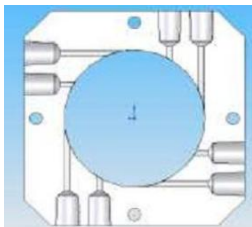


Figura 5.3: vista azimutale ingressi tangenziali [1].

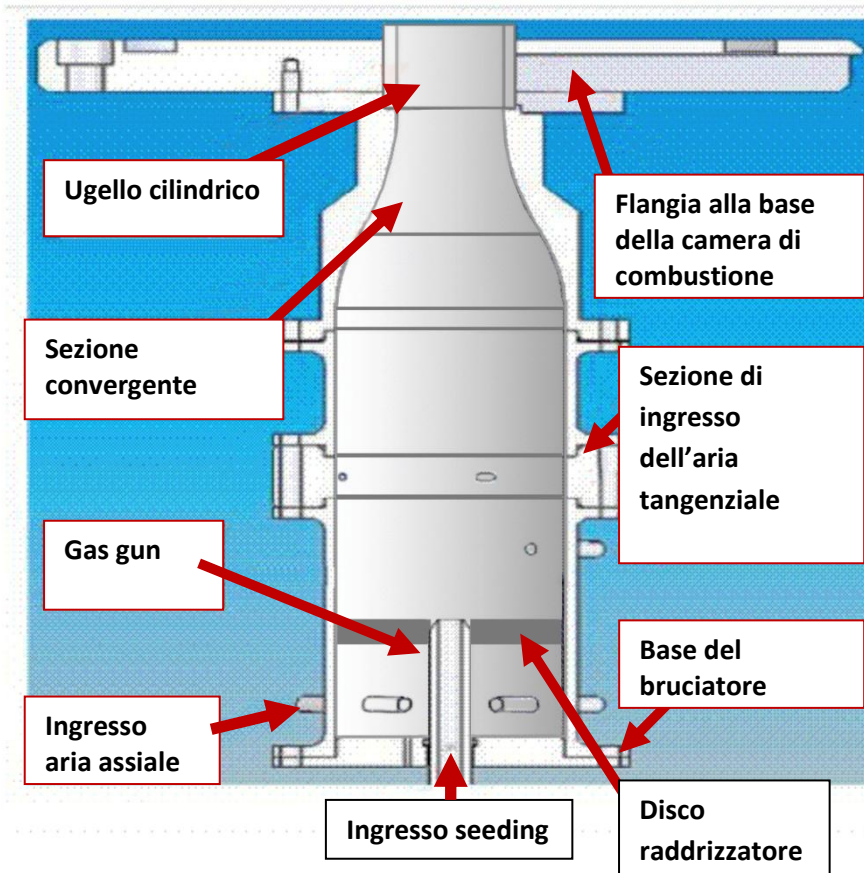


Figura 5.1: sezione meridiana del bruciatore progettato da Farina e Tedde[1]

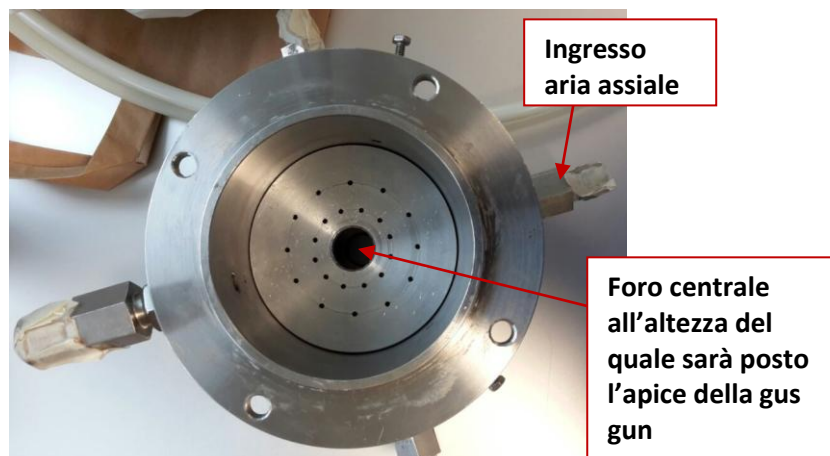


Figura 5.2: disco raddrizzatore del flusso assiale, posto a valle dell' iniezione dell'aria assiale; l' apice della gas gun si collocherà alla medesima altezza del foro centrale del disco

- Nella sezione terminale del bruciatore è collocato la flangia (figura 5.4), progettata in questa tesi. La flangia funge da ancoraggio per tutto il sistema a una struttura di sostegno esterna, e rappresenterà la base della futura camera di combustione.

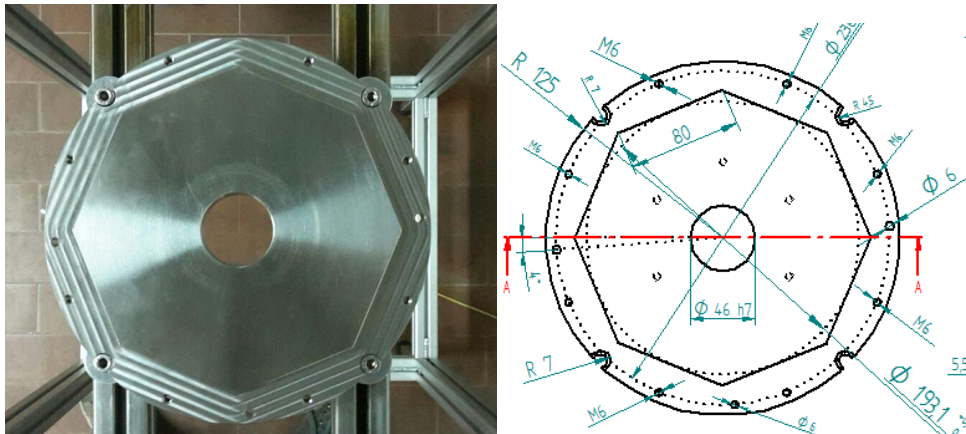


Figura 5.4: flangia di ancoraggio collegato ad una struttura di sostegno mediante 4 fori posti a 90° gradi l'uno dall'altro

La flangia ha un diametro esterno di 250 mm e uno spessore di 24.5 mm e, oltre ai numerosi fori di fissaggio, presenta un foro principale centrale di diametro pari a 46mm, in cui viene alloggiato l'ugello. Quest'ultimo è un cilindro cavo di lunghezza l pari a 40mm, con un diametro D interno pari a 36mm ed uno esterno di 46mm (rapporto $l/D_i=1.11$).

Infine è presente una gas gun, di diametro interno 8mm e lunghezza 400mm, che in questa tesi non verrà utilizzata per alimentare combustibile in quanto lavoreremo in condizioni isoterme, ma fungerà da ingresso coassiale, al livello del disco raddrizzatore dell'aria assiale, per l'inseminante interno. Questo tipo di alimentazione dell'inseminante, che verrà esposto più tardi, è particolarmente vantaggioso, perché permette di miscelare i due flussi in modo efficiente grazie alla successiva immissione dell'aria tangenziale.

5.2 Linee di alimentazione

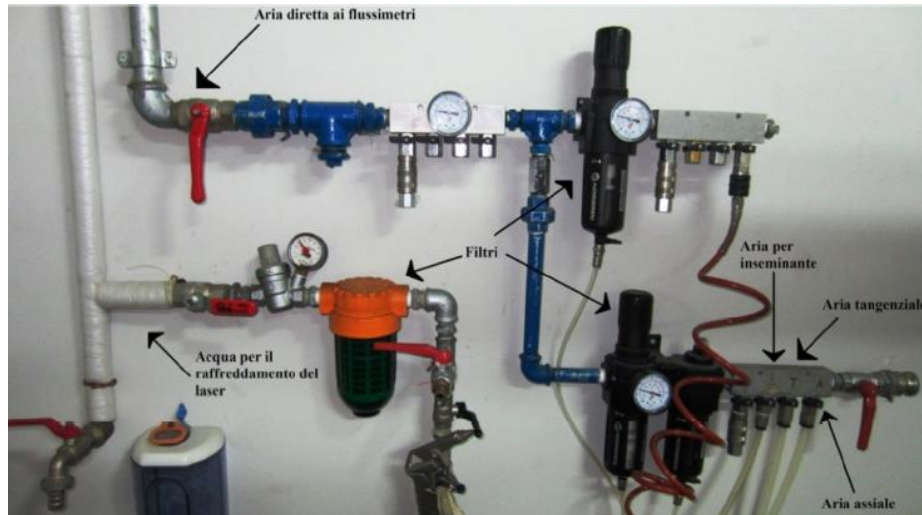


Figura 5.5: linee di alimentazione dell'aria e dell'acqua

L'aria entrante nelle tubazioni è compressa all'esterno del laboratorio ad una pressione di circa 7 bar, ed è controllabile mediante un riduttore di pressione; inoltre per limitare la presenza di impurità, quali particelle di polvere, ogni linea è provvista di un filtro a condensazione, che garantisce il corretto funzionamento delle apparecchiature poste più a valle, come i flussimetri, che sono molto sensibili da questo punto di vista, sia per quanto riguarda l'accuratezza delle misurazioni, sia per durata della loro vita utile (per una descrizione più puntuale rimando a [1],[2],[3]). Mediante tubazioni flessibili collegate con attacchi rapidi, la linea principale dell'aria è, poi, connessa a tre flussimetri di tipo termico della Bronkhorst [4], il cui funzionamento è descritto da [1],[2],[3]; uno dedicato all'alimentazione dell'aria assiale, uno per l'alimentazione dell'aria tangenziale e l'ultimo per fornire l'inseminazione coassiale al getto. Questi sono, poi, collegati agli attacchi del bruciatore mediante linee fisse a terra (figura 5.6); inoltre, alla linea fissa di alimentazione dell'aria assiale, appena prima dell'ingresso nel bruciatore, è stata collegata una PT100 per misurare la temperatura dell'aria alimentata.

Flusso	Tipologia	Fondo scala (FS)	Accuratezza
Aria tangenziale	Bronkhorst IN-FLOW digital	1000 NI/min	(0.5% del valore letto) +(0.1% FS)
Aria assiale	Bronkhorst IN-FLOW digital	500 NI/min	(0.5% del valore letto) +(0.1% FS)
Inseminante	Bronkhorst EL-FLOW digital	50 NI/min	(0.5% del valore letto) +(0.1% FS)

Tabella 5.1: caratteristiche dei flussimetri Bronkhorst[4]

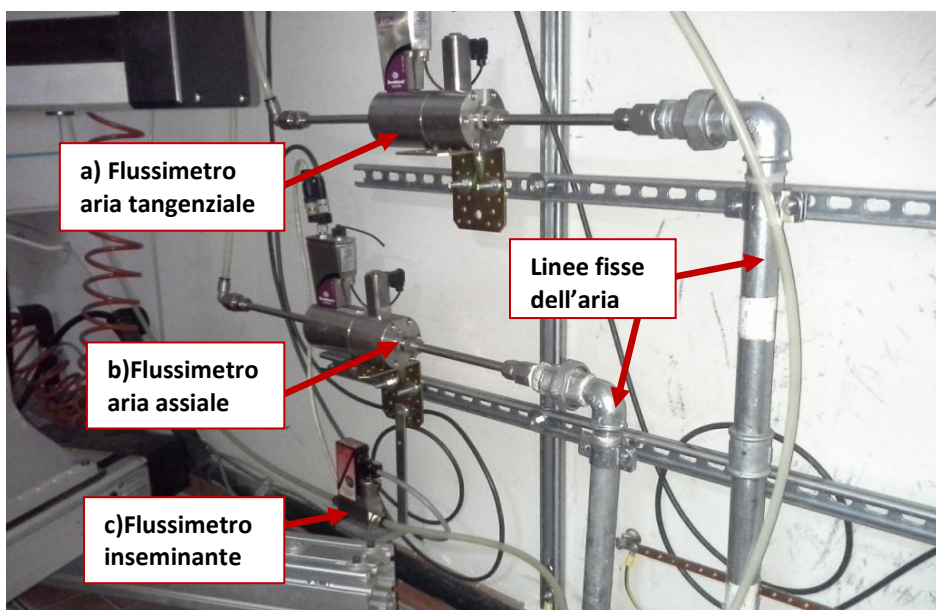


Figura 5.6: : rappresentazione dei tre flussimetri, dall'alto: a) flussimetro dell' aria tangenziale, b) flussimetro aria assiale, c) flussimetro aria di inseminazione.

Inoltre, i flussimetri relativi alle portate d'aria prima di iniziare l'attività sperimentale sono stati opportunamente ricalibrati.

5.3 Componenti sistema SPIV

Una descrizione del funzionamento del sistema PIV è già stata fornita nel capitolo 4, per quanto riguarda le diverse configurazioni esistenti, i metodi di ricostruzione del campo di moto 2D e 3D e gli errori più rilevanti a cui può essere soggetto; ma data la vastità dell'argomento, informazioni più dettagliate circa i metodi di tracing delle particelle e sui più diversi aspetti della Particle image velocimetry si trovano in [5] e in [6].

Verranno, in seguito, descritti i componenti di cui necessita il sistema SPIV.

5.3.1 Inseminazione

Il flusso oggetto di studio deve essere opportunamente inseminato tramite particelle o gocce di dimensione dell'ordine dei micrometri, assicurandosi che esse seguano il campo di moto, e che siano in grado di riflettere una quantità sufficiente di luce [7].

Lo slip con cui le particelle seguono il flusso viene definito attraverso un parametro adimensionale, il numero di Stokes [5], definito come il rapporto tra il tempo caratteristico della particella τ_p , e il tempo caratteristico del campo di moto, τ_u :

$$St = \frac{\tau_p}{\tau_u} \ll 1 \quad (5.1)$$

Dove τ_p è direttamente proporzionale al diametro della particella [5] e τ_u , nel caso di moto swirlato, viene definito nel modo seguente:

$$\tau_{sw} = \frac{R_{wmax}}{w_{max}} \quad (5.2)$$

Con w_{max} pari alla massima velocità tangenziale e R_{wmax} pari alla coordinata radiale corrispondente.

Lo St deve risultare decisamente minore di uno, per poter assumere che la velocità delle particelle approssimi bene, in ogni punto, quella del flusso.

Nel nostro caso, l'inseminazione è stata ottenuta con olio silconico nebulizzato mediante un atomizzatore; esso impone una brusca accelerazione alla portata d'aria, creando così una zona di bassa pressione sopra un condotto capillare immerso nell'olio; l'olio viene, così, risucchiato e successivamente atomizzato, in gocce della dimensione di circa 1-2 μm .

Assumendo che la densità delle particelle sia molto maggiore di quella del fluido, τ_p si può approssimare nel seguente modo:

$$\tau_p = \frac{\rho_p d_p^2}{18\mu} \quad (5.3)$$

Nel nostro caso τ_p assume valori compresi tra 2.5 μsec e 9.9 μsec mentre il numero di Stokes: $1.3 \cdot 10^{-3} < St < 5.2 \cdot 10^{-3}$.

5.3.2 Laser

La sorgente di illuminazione utilizzata è un laser pulsato a doppia cavità Nd: Yag di lunghezza d'onda λ pari a 532 nm (nello spettro del verde), fornito dalla Quanta system (figura 5.7). Il fascio laser viene, poi, convertito in una lama di luce tramite ottiche cilindriche.

Il fascio di luce laser deve avere le seguenti caratteristiche per permettere l'acquisizione di immagini PIV:

- I due impulsi devono avere un'energia simile, in modo tale che non vi siano differenze tra la quantità di luce riflessa dalle particelle e vista dalle camere, tra il primo e il secondo frame. Questo è fondamentale per garantire un buon picco di cross-correlazione e quindi per ricostruire lo spostamento delle particelle [8].
- La distribuzione di energia del laser deve essere il più possibile uniforme lungo tutto lo spessore del fascio luminoso, per motivazioni analoghe a quelle esposte in precedenza, cioè legate alla capacità del software PIV di avere un buon picco di cross-correlazione (in realtà, il laser ha, circa una distribuzione gaussiana lungo il suo spessore).
- Lo spessore del laser deve essere sufficiente per non avere out-of-plane loss of pair, cioè occorre evitare che le particelle tra un frame e l'altro, escano dal fascio laser; deve essere soddisfatta, quindi, questa condizione: $w\Delta t < \Delta z/4$, dove: w è la componente out-of plane, Δt il tempo tra gli impulsi della sorgente luminosa, Δz lo spessore del laser. Nello stesso tempo, però, lo spessore non deve essere troppo elevato poiché, limiterebbe la risoluzione spaziale e peggiorerebbe il S/N ratio [8].
- Attenzione a mantenere una buona messa a fuoco lungo tutto il campo di vista, in particolare occorre avere uno spessore del laser non superiore alla profondità di campo delle camere.

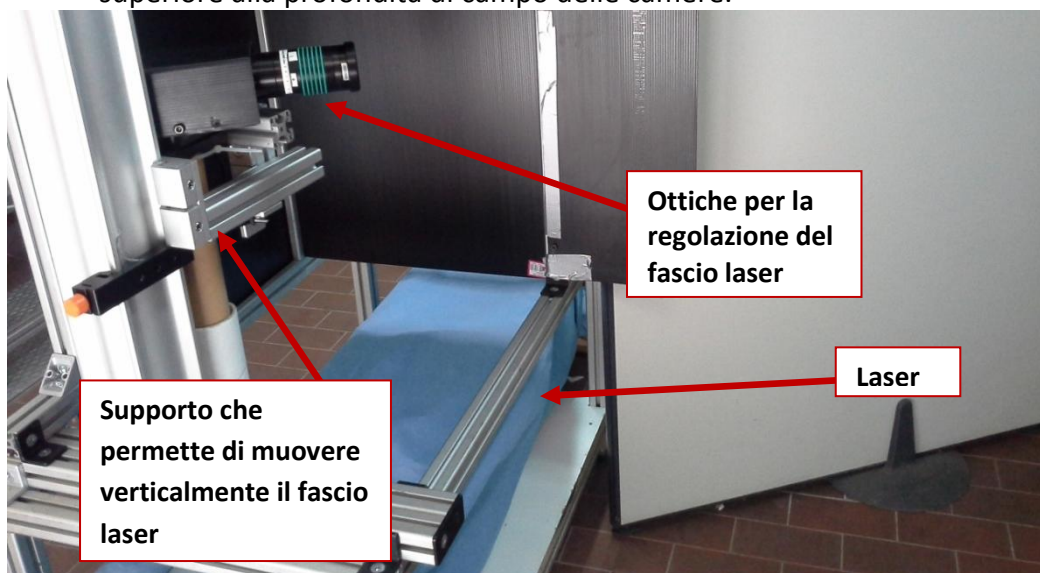


Figura 5.7: laser e ottiche cilindriche montati su una guida che permette la traslazione verticale

5.3.3 Videocamere digitali

Sono state utilizzate due camere digitali Hamamatsu C8484-05C ad alta risoluzione, dotate di un sensore CCD costituito da 1344x1024 pixels, opportunamente sincronizzate con la sorgente di illuminazione, in modo tale da acquisire le immagini in corrispondenza degli impulsi del laser.

Ciascuna camera, inoltre, è dotata da un obiettivo Nikon con distanza focale f pari a 60 mm e massima apertura del diaframma pari a 2.8.

Tipologia camera digitale	C8484-05C
Numero pixel	1344(H)x1024(V)
Dimensione cella	6.45 μm (H)x6.45 μm (V)
Dimensione totale del sensore	8.67 mm(H)x6.60 mm(V)
Range tempi di esposizione	4.5 μsec fino a 1sec
Conversione analogico-digitale	12 bit
Temperature operative	0°C fino a 40°C

Tabella 5.2: caratteristiche delle videocamere digitali Hamamatsu

Come si può vedere dal grafico sotto (figura 5.8), le camere hanno un'elevata sensibilità alla luce sulle lunghezze d'onda del visibile, in corrispondenza della lunghezza d'onda della luce laser, per massimizzare l'efficienza di ricezione della radiazione luminosa riflessa dalle particelle di insemminante presenti nel flusso oggetto di studio.

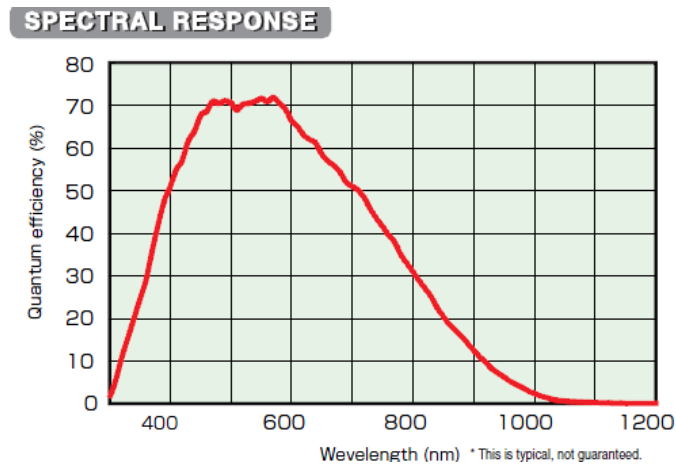


Figura 5.8: risposta spettrale delle camere digitali Hamamatsu C8484-05C

Inoltre, per permettere un'elevata flessibilità di movimento, le videocamere sono sorrette da un meccanismo, un traslatore Isel (figura 5.9), che permette di

muoverle a piacimento per inquadrare la zona interessata, e sono fornite di un adattatore Scheimpflug, elemento fondamentale per ottenere un'ottima messa a fuoco nella configurazione SPIV rotazionale (vedi capitolo 4).

5.4 Configurazioni del sistema SPIV

In questa sezione della tesi si daranno informazioni utili circa le configurazioni sperimentali utilizzate e le procedure d'acquisizione dei relativi risultati, che verranno esposti nel capitolo finale.

Si sono approntate due diverse configurazioni rotazionali SPIV:

- Configurazione orizzontale: in cui le camere sono poste in modo tale da fare un'analisi lungo un piano trasversale al getto a diverse quote dall'ugello;
- Configurazione verticale: in cui le camere possano osservare lo sviluppo longitudinale del getto lungo il suo piano meridiano.

5.4.1 Configurazione orizzontale

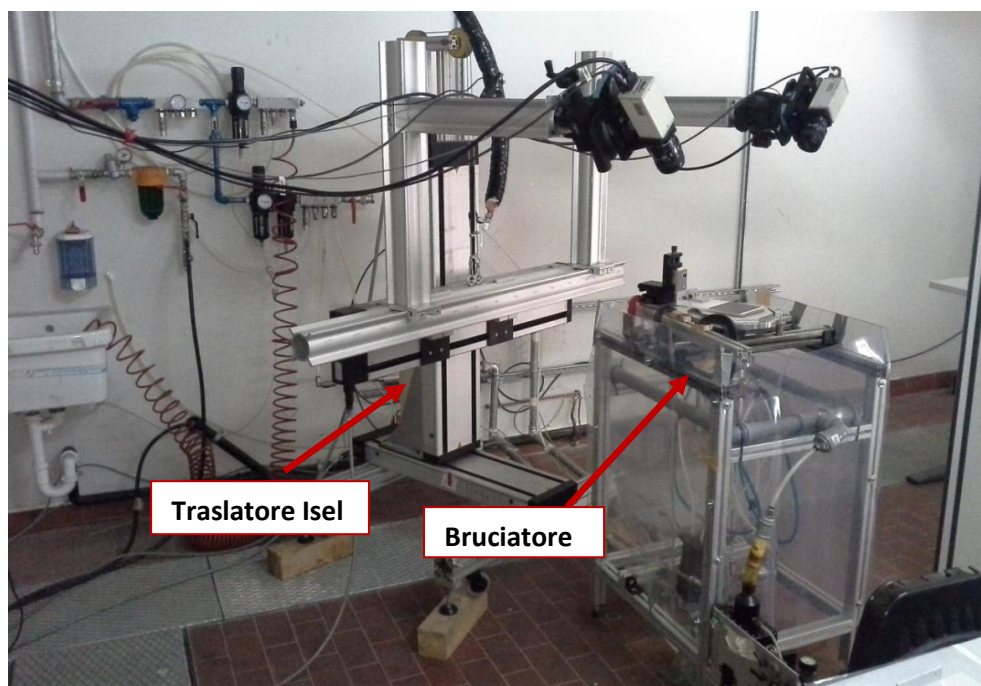


Figura 5.9: configurazione orizzontale; disposizione del sistema SPIV rispetto al bruciatore

In questa configurazione le camere sono disposte in modo tale da inquadrare dall'alto il getto e sono poste circa a 45° rispetto all'asse del bruciatore, così da avere una visione completa del flusso lungo il piano x-y, trasversale alla velocità di efflusso (figura 5.9).

In tabella 5.3 sono riportati i valori di alcune grandezze geometriche di riferimento note, utili per calcolare il posizionamento delle camere.

Dimensione orizzontale del Sensore [mm]	Dimensione verticale del Sensore [mm]	Dimensioni area da inquadrare [mm x mm]	Distanza focale obiettivo f[mm]
8,67	6,6	65x65	60

Tabella 5.3: caratteristiche geometriche del sistema

Le dimensioni del campo di vista, cioè della porzione di spazio che giace sul piano x-y in coordinate fisiche, che sarà effettivamente visibile nelle immagini, sono state scelte sovradimensionate rispetto al diametro dell'ugello (36 mm), in modo tale da comprendere tutto il getto, anche in condizioni di elevato swirl (caratterizzate da una forte espansione radiale del getto), e da avere sufficiente spazio esterno al flusso, per poter valutare la velocità radiale esterna indotta.

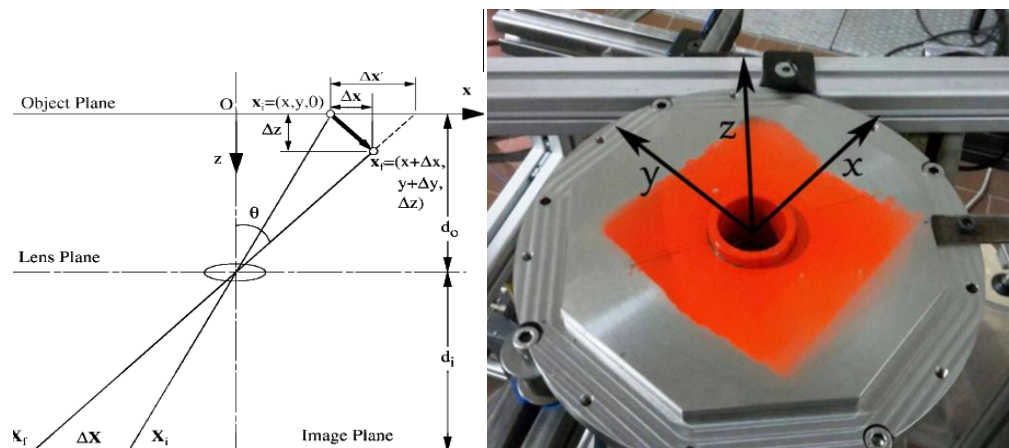


Figura 5.10: sistema di riferimento in questa configurazione; il laser giace sul piano x-y, mentre l'asse del bruciatore coincide con la direzione z

Alla luce di questi dati (tabella 5.3), sono stati calcolati, utilizzando l'ipotesi delle lenti sottili, l'ingrandimento nominale M_n , e la distanza d_0 , cioè la distanza tra il piano della lente e il piano dell' oggetto, definiti come:

$$M_n = \frac{d_i}{d_0} = \frac{\text{dimensione caratteristica del sensore}}{\text{dimensione caratteristica dell'oggetto}} \quad (5.4)$$

Ricordo che d_i è la distanza tra il piano della lente e il piano dell'immagine, e:

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{d_i} + \frac{1}{d_0} \quad (5.5)$$

Considerando $d_0 \gg d_i$ e sostituendo la precedente espressione si può calcolare d_0 :

$$d_0 = \frac{f}{M_n} \quad (5.6)$$

M_{nominale}	d_0 [mm]
0,1	591

Tabella 5.4: caratteristiche geometriche del sistema

La dimensione caratteristica del sensore è quella verticale, pari a 6.6 mm (tabella 5.3), in quanto, è questa che pone il limite più restrigente la campo di vista.

In questo modo è stato possibile posizionare le camere nella posizione voluta mediante l'uso di un traslatore ad alta precisione (figura 5.9).

Una volta posizionate le camere, ci si è dedicati al posizionamento e alla messa a fuoco del laser. In questa serie di esperimenti il laser viene regolato in modo tale da avere un fascio luminoso orizzontale che possa sezionare trasversalmente il getto; inoltre viene montato su una guida traslabile in direzione verticale, che ci permette di variare la quota in cui il flusso viene sezionato (figura 5.7).

Distanza del laser dal bruciatore [mm]	Distanza di focalizzazione [mm]	Spessore minimo [mm] Δz	Posizione del punto di spessore minimo [mm]
2650	2892	1.2	2700

Tabella 5.5: caratteristiche del laser orizzontale

Lo spessore di 1.2 mm risulta più che sufficiente per evitare che le particelle attraversino il laser tra un frame e l'altro; infatti ponendo un tempo tra gli impulsi, t_{bp} , (che specificherò meglio in seguito) pari a $10\mu\text{sec}$ e una

componente out-of-plane di 20 m/sec, si ha uno scostamento massimo di 0.2mm che è minore di $\Delta z/4$.

Il terzo elemento da tenere in considerazione per completare la caratterizzazione del nostro set-up è l'inseminazione; come già descritto nella sezione 5.3.1, in questa serie di esperimenti facciamo uso di un'inseminazione con olio silconico, atossico, opportunamente nebulizzato grazie all'uso degli atomizzatori. In particolare si optato per due differenti sorgenti di inseminazione:

- Inseminazione diretta, alimentata dalla gas gun in modo coassiale alla portata assiale, prima della sezione di alimentazione dell'aria tangenziale, così da ottenere un'ottima miscelazione tra le due correnti; questa sorgente di inseminazione è regolata da un flussimetro ad-hoc, in quanto la sua portata si aggiunge a quella dell'aria assiale. La quantità di aria inseminante è stata regolata attentamente in modo da avere una buona nebulizzazione delle particelle e una sufficiente densità di inseminante nel flusso principale.
- Inseminazione fornita tramite un circuito esterno, formato da tre condotti verticali forati tramite i quali l'inseminante viene diretto verso il getto così da inseminare le zone adiacenti al flusso (figura 5.11).



Figura 5.11: circuito esterno di inseminazione posto attorno al bruciatore; nelle tubazioni in plastica sono stati praticati fori di diametro pari a 1.5 mm a distanza di 1 cm l' uno dall'altro, così da ottenere un' inseminazione uniforme attorno al getto.

La calibrazione è stata eseguita con un target customizzato (figura 5.12), di dimensioni 100[mm] x 120 [mm], mediante la procedura proposta da Soloff[9], ed utilizzando la medesima la funzione di mappatura polinomiale del terzo ordine in x e y e del secondo ordine in z, già descritta precedentemente nella sezione 4.2.2.2; questo procedimento è implementato dal software della Dantec, e ha restituito errori di mappatura dell'ordine dei 0,15 pixels (In

particolare il target è stato spostato in 5 diverse coordinate z mediante l'uso di un piccolo traslatore, ricordo, inoltre, che la coordinata $z=0$ deve coincidere con il livello del laser).

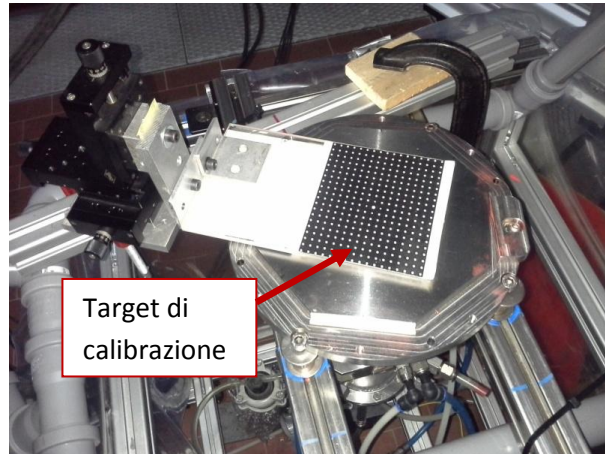


Figura 5.12: target utilizzato per la procedura di calibrazione proposta da Soloff; a lato è raffigurato il meccanismo che ci ha permesso di traslare in direzione z il target

Ulteriori informazioni circa il sistema sono fornite in tabella 5.6, relative alla potenza del laser utilizzata, alla frequenza di acquisizione delle immagini e all'apertura del diaframma, scelta in modo tale da avere una profondità di campo maggiore dello spessore del laser.

Impostazioni PIV	
Trigger Rate CCD	5 Hz
Apertura del diaframma, f-number	8
Tensione del laser	650 V

Tabella 5.6: parametri sistema Spiv

Di seguito le tabelle riassuntive 5.7 e 5.8, elencano le prove fatte e i parametri di interesse, che saranno oggetto dell'analisi del prossimo capitolo:

Esperimenti condotti alla quota $z/D=0.08$					
Numero di Reynolds 10800, portata nominale 250 [NI/min]					
Split ratio	Portata assiale [NI/min]	Portata assiale insemiante [NI/min]	Portata tangenziale [NI/min]	Temperatura(°C)	Tbp (μsec)
0	242	8	0	23	20
0.2	192	8	50	23	20
0.3	167	8	75	23	20
0.4	142	8	100	23	20
0.5	117	8	125	23	20

Numero di Reynolds 21500, portata nominale 500 [NI/min]					
0	489	11	0	23	10
0.2	389	11	100	23	10
0.3	339	11	150	23	10
0.4	289	11	200	23	10
0.5	239	11	250	23	10

Tabella 5.7: prove eseguite, relative alla quota $z/D=0.08$

Esperimenti condotti alla quota $z/D=0.28$					
Numero di Reynolds 10800, portata nominale 250 [NI/min]					
Split ratio	Portata assiale [NI/min]	Portata assiale inseminante [NI/min]	Portata tangenziale [NI/min]	Temperatura(°C)	Tbp (μsec)
0	242	8	0	22.5	20
0.2	192	8	50	22.5	20
0.3	167	8	75	22.5	20
0.4	142	8	100	22.5	20
0.5	117	8	125	22.5	20
Numero di Reynolds 21500, portata nominale 500 [NI/min]					
0	489	11	0	22	10
0.2	389	11	100	22	10
0.3	339	11	150	22	10
0.4	289	11	200	22	10
0.5	239	11	250	22	10

Tabella 5.8: prove eseguite, relative alla quota $z/D=0.28$

Nelle tabelle 5.7 e 5.8, il tempo che intercorre tra i due impulsi del laser è indicato con l'acronimo Tbp; il Tbp è, anche, il tempo che separa l'acquisizione dei frame che poi vengono cross-correlati per ottenere lo spostamento delle particelle e la relativa velocità locale. La definizione di questo parametro influenza in modo decisivo la qualità dei risultati e deve essere compiuta in modo attento dopo un processo di ottimizzazione che rispetti le seguenti condizioni:

- $(u^2+v^2)^{1/2}\Delta t < d_{int}/4M$: dove u e v sono le componenti di velocità in-plane, Δt è il Tbp, d_{int} è la dimensione dell'area di interrogazione e M l'ingrandimento locale; questa condizione va rispettata per non avere in-plane loss-of-pairs, cioè che le particelle tra un frame e l'altro escano dalla loro area di interrogazione iniziale.

- $w\Delta t < \Delta z/4$, dove: w è la componente out-of plane, Δt il tempo tra gli impulsi della sorgente luminosa, Δz lo spessore del laser; questa condizione va rispettata per non avere out-of-plane loss-of-pairs (vedi sezione 5.3.2).
- Il T_{bp} deve essere sufficientemente elevato così da avere spostamenti delle particelle dell'ordine di qualche pixels, in modo tale da aumentare il rapporto segnale-rumore nella misurazione.

Una volta ottenute le immagini da entrambe le videocamere, esse sono state processate mediante l'uso del software Dantec Dynamic Studio v4.10.67, prima, tramite l'algoritmo di cross-correlazione adattativa, poi, combinate per ottenere il campo di moto tridimensionale. Infine tutte le mappe vettoriali 3D relative ad ogni coppia di immagini sono state mediate tra loro in modo tale da ottenere una buona convergenza statistica dei valori di velocità in ogni punto. Qui di seguito in tabella 5.9 riporto i principali parametri:

Procedura	
Parametri usati:	
Numero di campioni N	700
Reprojection error	~0.15 pixels
calibration refinement per la correzione degli errori di allineamento	2 iterazioni
Step Iterativi della cross-correlazione adattativa	2
Dimensione finale dell'area di interrogazione (AI)	32 x 32 pixel
Overlap (AI)	50% Orizzontale, 50% Verticale
Window Function	Non utilizzate
Criteri Validazione:	
Rapporto tra 1° e 2° picco più alti	1,3
Media Mobile	Neighborhood size 3x3 N° iterazioni: 3 Acceptance factor = 0,1
opzioni	High accuracy subpixel refinement
Risoluzione approssimata	1.1x1.2x1.5

Tabella 5.9: Parametri relativi al procedimento di ricostruzione del campo di moto medio

Il calibration refinement è il procedimento, della cui descrizione rimando al capitolo 4.2.3, che permette di correggere gli errori dovuti al non preciso allineamento tra il target di calibrazione e la lama laser; si noterà come il procedimento sia stato ripetuto in due iterazioni, nonostante già alla prima iterazione il picco di cross-correlazione fosse ben definito e la disparity map apparisse senza vettori spuri.

5.4.2 Configurazione verticale

Anche questa configurazione è sistema rotazionale SPIV, schematizzabile come in figura 5.13.

Le videocamere sono poste su lati opposti rispetto al fascio laser come suggerito da Willert [10], e entrambe poste a 45° rispetto alla sorgente luminosa [10], in modo tale da minimizzare l'errore nella valutazione della componente out-of-plane. I vantaggi derivanti da questa disposizione sono principalmente due:

- Entrambe le camere operano in condizione di forward scattering; secondo la teoria di Mie [5], particelle di piccola dimensione riflettono maggiormente in avanti rispetto alla direzione della fonte luminosa; questo significa che le camere vedono le particelle illuminate nello stesso modo e in maggior misura, così da godere di un più alto rapporto Signal to noise [8].
- L'ingrandimento risulta ancora variabile lungo il campo di misura, ma cambia nello stesso modo per entrambe le camere, il che semplifica la funzione di mappatura per la ricostruzione del campo di moto.

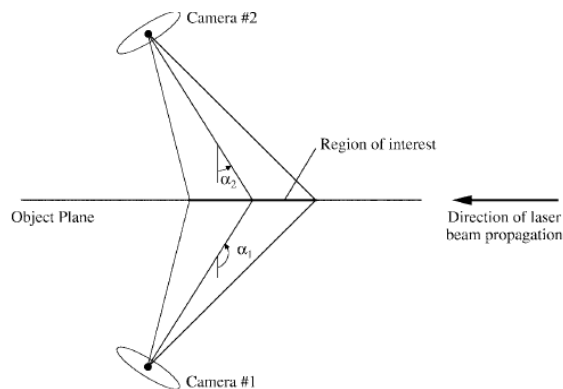


Figura 5.13: schematizzazione del sistema Spiv nella configurazione verticale [10]

Il fascio del laser è verticale in modo tale da sezionare il getto verticalmente, lungo il suo piano mediano, in figura 5.14 coincidente con il target di calibrazione.

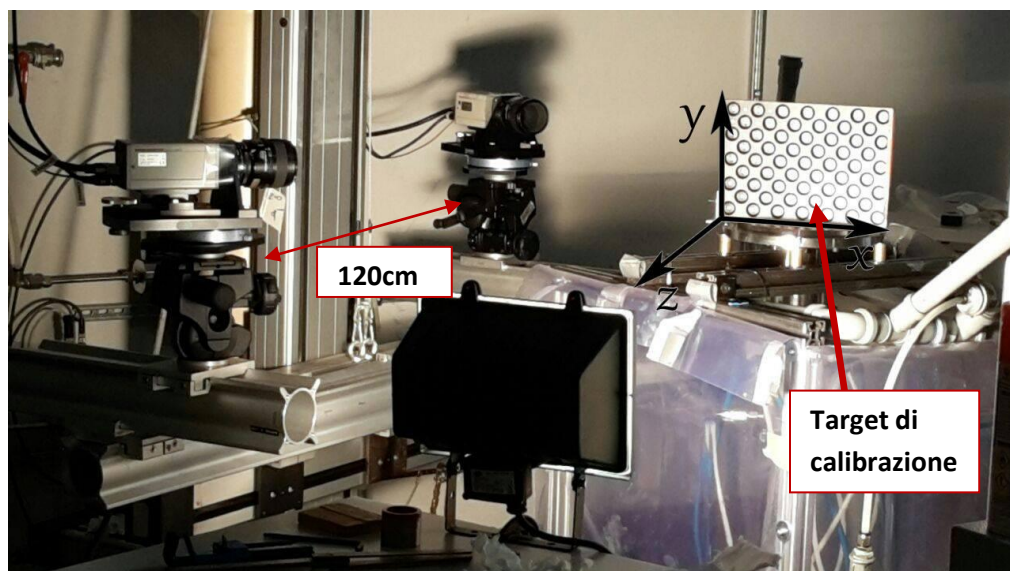


Figura 5.14: configurazione verticale del sistema SPIV e sistema di riferimento

Con un procedimento simile a quello esposto precedentemente, si è proceduto al calcolo dell'ingrandimento nominale e alla distanza delle camere dal bruciatore (tabella 5.10).

Dimensioni area inquadrata (altezza)	Distanza focale ottiche [mm]	M_{nominale}	d_0 [mm]	Distanza tra le camere [cm]
94 mm	60	0,07	855	120

Tabella 5.10: caratteristiche geometriche del sistema SPIV in configurazione verticale

Nella tabella 5.11 si propongono le caratteristiche del laser. Come si noterà, in questa serie di esperimenti il laser è stato messo a fuoco in un punto prima del bruciatore, ottenendo così uno spessore leggermente inferiore rispetto a quello utilizzato nella configurazione precedente, permettendoci di migliorare leggermente il rapporto S/N e la risoluzione spaziale; questo è giustificato dal fatto che qui la componente out-of-plane coincide con la velocità tangenziale, che risulta inferiore alla precedente velocità assiale.

distanza dal bruciatore [mm]	Distanza di focalizzazione [mm]	Spessore minimo [mm] Δz	Posizione del punto di spessore minimo [mm]
2650	2450	1.15	2600

Tabella 5.11: caratteristiche del laser in configurazione verticale

Le modalità di inseminazione sono le medesime della configurazione orizzontale.

Per quanto riguarda la procedura di calibrazione è stato utilizzato un target a due livelli [11] 270x190mm, di spessore 4 mm (figura 5.15).

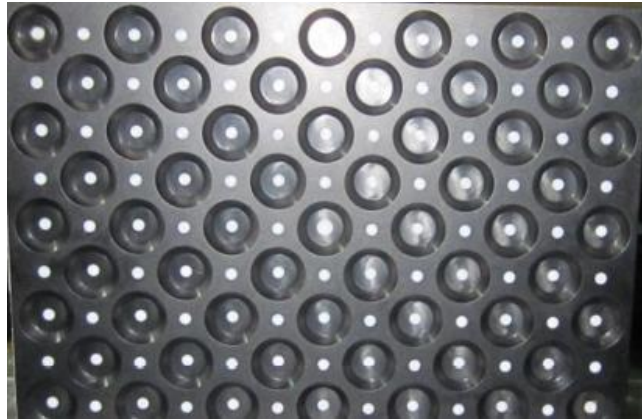


Figura 5.15: target di calibrazione a due livelli

Per il corretto allineamento con la lama laser, che dovrebbe passare attraverso la sezione mediana del target, lungo il lato sottile della piastra di calibrazione, è stato posto del nastro adesivo colorato con un colore fluorescente alla luce del laser, in modo tale che fosse possibile vedere il posizionamento reciproco dei due elementi in completa sicurezza e procedere ad un allineamento il più accurato possibile. In ogni caso per correggere eventuali imprecisioni dovute alla non perfetta verticalità del laser o ad angoli di inclinazione diversi da zero tra il piano del target e il piano descritto dalla lama laser, due successive iterazioni di calibration refinement sono sempre state implementate, per la correzione di eventuali errori di allineamento (misregistration errors).

Impostazioni PIV	
Trigger Rate CCD	5 Hz
Apertura del diaframma, f-number	8
Tensione del laser	650 V

Tabella 5.12: parametri sistema Spiv

Analogamente a quanto fatto in precedenza, di seguito nelle tabelle 5.13 e 5.14, vengono elencate le prove eseguite e i principali parametri utilizzati per calcolare la mappatura medie del moto nelle sue tre componenti.

Esperimenti condotti					
Numero di Reynolds 10800, portata nominale 250 [NI/min]					
Split ratio	Portata assiale [NI/min]	Portata assiale insemillante [NI/min]	Portata tangenziale [NI/min]	Temperatura(°C)	Tbp (μsec)
0	242	8	0	23	20
0.2	192	8	50	23	20
0.25	179.5	8	62.5	23	20
0.3	167	8	75	23	20
0.4	142	8	100	23	20
Numero di Reynolds 21500, portata nominale 500 [NI/min]					
0	492	8	0	23	20
0.2	392	8	100	23	15
0.25	368	8	125	23	15
0.3	342	8	150	28	10
0.4	292	8	200	28	10
0.5	242	8	250	28	10

Tabella 5.13: Prove condotte in configurazione laser verticale

Procedura	
Parametri usati:	
Numero di campioni N	760
Reprojection error	~0.17 pixels
calibration refinement per la correzione degli errori di allineamento	2 iterazioni
Step Iterativi della cross-correlazione adattativa	2
Dimensione finale dell'area di interrogazione (AI)	32 x 32 pixel
Overlap (AI)	50% Orizzontale, 50% Verticale
Window Function	Non utilizzate
Criteri Validazione:	
Rapporto tra 1° e 2° picco più alti	1,3
Local median	Neighborhood size 3x3 N° iterazioni: 3 Acceptance factor = 0,2
opzioni	High accuracy subpixel refinement
Risoluzione approssimata	2.5x1.7x1.5 mm

Tabella 5.14: Parametri relativi al procedimento di ricostruzione del campo di moto medio

Nel capitolo 6.1 saranno esposti i profili di velocità per la configurazione verticale; il sistema di riferimento utilizzato centrato sull'asse del bruciatore, è mostrato in figura 5.16, con U_R , velocità radiale, positiva in direzione x, con U_Z , velocità assiale positiva in direzione y, e U_{PHI} velocità tangenziale, positiva in direzione z (vedi anche figura 5.14):

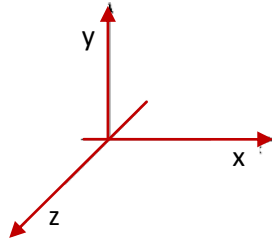


Figura 5.16: sistema di riferimento nella configurazione verticale

Dalle mappe medie SPIV saranno ottenuti i valori medi di tutte le componenti di velocità in ogni punto e i relativi valori di deviazione standard σ , valutati nel seguente modo, dove N è il numero totale di immagini istantanee registrate:

$$\bar{U}_R = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N U_{Rn} ; \quad \bar{U}_Z = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N U_{Zn} \quad \bar{U}_{PHI} = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N U_{PHIn}$$

$$\sigma_{U_R} = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{n=1}^N (U_{Rn} - \bar{U}_R)^2} \quad \sigma_{U_Z} = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{n=1}^N (U_{Zn} - \bar{U}_Z)^2} \quad \sigma_{U_{phi}} = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{n=1}^N (U_{phi n} - \bar{U}_{phi})^2}$$

Tabella 5.15: velocità media e deviazione standard calcolate

Inoltre, sia i valori di velocità medi, sia i valori della deviazione standard, verranno adimensionalizzati con la velocità media di efflusso U_{Zm} , calcolata a partire dalla portata nominale imposta e misurata dai flussimetri, e corretta con il valore di temperatura dell'aria a cui sono state realizzate le prove, T_{ARIA} :

$\rho_{aria,rif}$ 288.15 [kg/m ³]	μ_{aria} [kg*s/m ²]	MM_{aria} [kg/kmol]	Portata nominale Q_N [NI/min]	Diametro ugello D_{UGELLO} [m]
1.225	$1.78 \cdot 10^{-5}$	29.048	500	0.036

Tabella 5.16

$$U_{Zm} = \frac{Q_N \left[\frac{NI}{min} \right]}{22.41 \left[\frac{Nm^3}{Kmol} \right]} * \frac{MM_{aria} \left[\frac{Kg}{Kmol} \right]}{\rho_{aria,rif} 288.15 * \frac{288.15}{T_{aria}}} * \frac{1}{\frac{D_{UGELLO}^2 \pi}{4} [m^2] * 60 \left[\frac{s}{min} \right] * 1000 \left[\frac{NI}{Nm^3} \right]} \cong 8.9 \left[\frac{m}{s} \right]$$

5.5 Metodi di valutazione dell'entrainment

Nella trattazione sperimentale che verrà svolta nel capitolo 6.6, l'analisi circa il fenomeno dell'entrainment rate verrà condotta con le seguenti metodologie di calcolo:

- 1° metodo: Integrazione dei profili di velocità assiale a diverse quote y/D :

$$\dot{m}_{y/D} = \rho \pi \int_{-R}^{+R} \bar{U}(r) r dr \quad (5.7)$$

Gli estremi di integrazione sono stati scelti fissando una soglia sulla sola velocità assiale; in questo caso i limiti sono stati fissati al valore 0,1m/s, poiché si è verificato che questo valore è il valore di background, che la velocità assiale assume, anche in assenza del getto. Quindi la coordinata $\pm R$ in cui si è interrotto l'integrale è quella in cui la velocità assiale è stata verificata essere inferiore al valore 0.1 m/s.

- 2° metodo: Valutazione della velocità radiale esterna entrante nel flusso:

$$\dot{m}_{entr,y/D} = 2\pi\rho\Delta y \sum_i^n r_i(y) U_{r_i}(r, y) \quad (5.8)$$

In cui Δy è la risoluzione spaziale in direzione y e coincide con la lunghezza della singola area di interrogazione in quella direzione.

Entrambi i metodi presentano vantaggi e svantaggi che verranno esposti in seguito alla luce dei risultati ottenuti. In particolare si è seguito lo stesso procedimento attuato per il calcolo dello swirl: per ogni quota y/D disponibile si è eseguito un integrale di linea sul profilo delle velocità assiali con il metodo dei trapezi, per quanto riguarda il primo metodo; nel secondo metodo, si individuata la coordinata r_i , a y/D costante, in cui il prodotto $r_i U_{r_i}(r_i, y_i)$ si mantiene su un valore costante, e si è fatta la media di tutti i valori di U_{r_i} per $r > r_i$; ottenuto, poi, questo valore medio, esso è stato ritenuto costante lungo tutta la superficie $2\pi r_{i,entr}(y) \Delta y$ di un cilindretto infinitesimale di altezza Δy , in modo tale da valutare la portata entrante al getto con un approccio incrementale.

La portata di aria entrata nel getto per effetto del fenomeno dell'entrainment è stata adimensionalizzata dividendola per la portata iniziale, così da ricavare l'entrainment rate:

$$\psi_{y/D} = \dot{m}_{entr,y/D} / \dot{m}_{iniet} = \left(\dot{m}_{tot,y/D} / \dot{m}_{iniet} \right) - 1; \quad (5.9)$$

$$\dot{m}_{tot,y/D} = \dot{m}_{iniettata} + \dot{m}_{entr,y/D}; \quad (5.10)$$

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] 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.

[4] www.bronkhorst.com

[5] M. Raffel, C. Willert, S. Wereley, J. Kompenhans: "Particle Image Velocimetry: a practical guide". Springer, second edition, 2007.

[6] Grant I: "Particle image velocimetry: A review". Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers. Part C. Mechanical engineering science, vol 211. 1997.

[7] Christopher Adam Unsworth: "Particle Imaging Velocimetry". Department of Geography Environment and Earth Sciences, University of Hull, UK, Geomorphological Techniques, Chap. 3, Sec. 3.4

[8] A.K. Prasad: *“Stereoscopic particle image velocimetry”*. Exp Fluids 29, pp 103–116. 2000.

[9]] S.M. Soloff, R.J. Adrian, Z.C. Liu: *“Distortion compensation for generalized stereoscopic particle image velocimetry”*. Meas Sci Technol (1997) 8, pp 1441–1454.

[10] C. Willert: *“Stereoscopic digital particle image velocimetry for application in wind tunnel flows”*. Meas. Sci. Technol. 8, pp 1465–79, 1997.

[11] Dantec Dynamics Installation and User’s Guide, *“Dynamics Studio, user’s guide”*, 2013.

Capitolo 6

Risultati sperimentali

In questo capitolo verranno presentati i risultati sperimentali ottenuti su un getto isoterma per diversi gradi di swirl mediante la tecnica SPIV.

Si procederà con l'esposizione dei profili di velocità a diversi Split Ratio e dei relativi profili di deviazione standard, adottata come indice di fluttuazione delle diverse componenti del moto attorno al loro valor medio. Tutti i profili sono stati adimensionalizzati con la velocità media d'efflusso indicata con U_{zm} pari a 8.9 m/s.

6.1 Configurazione verticale: Profili di velocità media e delle fluttuazioni turbolente

Qui di seguito verranno esposti i risultati relativi alla configurazione stereo-PIV, proposta da Willert [1] in cui le camere sono poste su lati opposti della lama laser, entrambe in condizioni di scattering frontale (vedi capitoli precedenti). In particolare il laser seziona il getto longitudinalmente lungo il suo piano meridiano, in questo modo la componente di velocità out-of-plane coincide con la velocità tangenziale del flusso.

Sono state analizzate due condizioni di portata, quindi due differenti numeri di Reynolds, e per ognuna di queste sono stati studiati diversi casi, variando lo Split Ratio (tabella 5.13), qui si riporta la tabella relativa al Re più elevato.

Numero di Reynolds 21500				
Split ratio	Portata assiale [NI/min]	Portata tangenziale [NI/min]	Temperatura(°C) del getto d'aria	Tbp (µsec)
0	500	0	23	20
0.2	400	100	23	15
0.25	375	125	23	15
0.3	350	150	28	10
0.4	300	200	28	10
0.5	250	250	28	10

Tabella 6.1: prove sperimentali condotte nella configurazione verticale

La scelta per il valore ottimale del tbp (time between the pulses) è frutto di un lavoro di ottimizzazione tra l'aver una buona accuratezza anche per le componenti di velocità più basse, come quella radiale e tangenziale nei casi a basso SR, e limitare il fenomeno del loss of pair descritto nel capitolo 5.4.1.

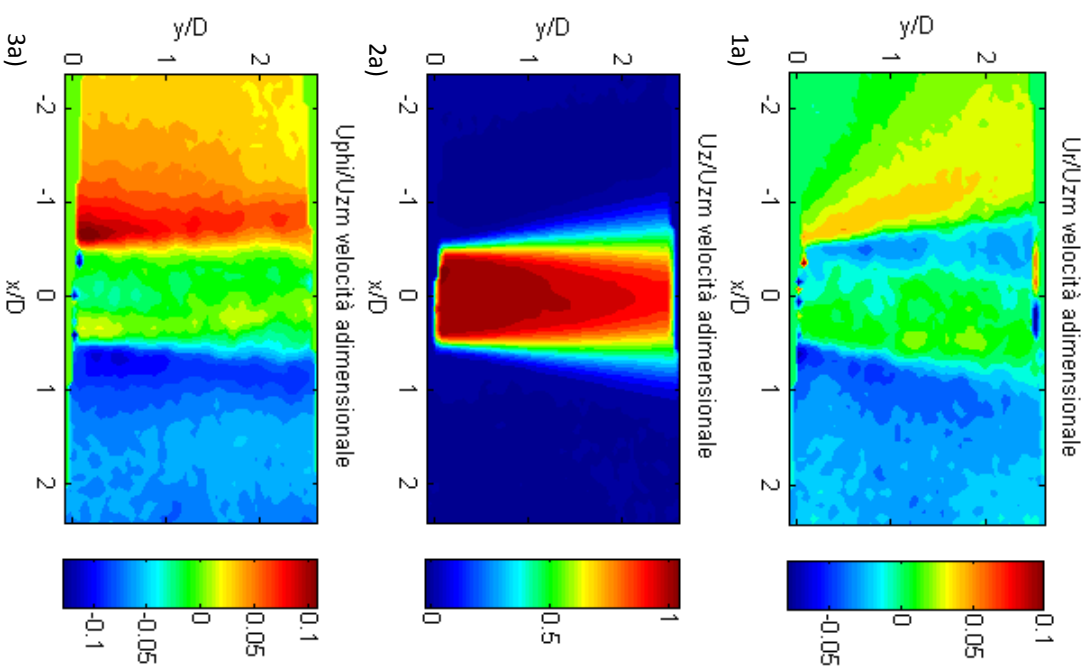
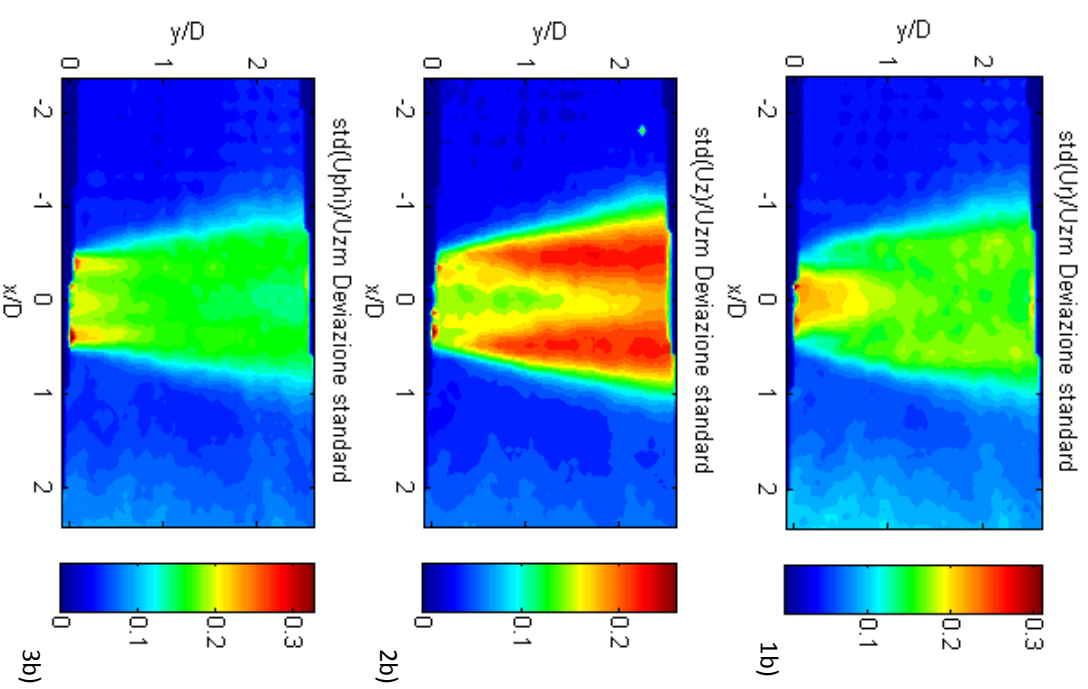


Figura 6.1: CASO GETTO ASSIALE

A sinistra, in senso antiorario, sono rappresentate la velocità radiale U_r (1a), la velocità assiale U_z (2a) e la velocità tangenziale U_{phi} (3a); tutte le velocità sono state adimensionalizzate con la velocità media di efflusso pari a 8.9 m/s.

A destra si presentano gli andamenti della deviazione standard (1b)(2b)(3b), anche essa adimensionalizzata nello stesso modo, per ciascuna delle suddette velocità.

La sezione di efflusso dell'ugello è in corrispondenza della quota $x/D=0$.



6.1.1 CASO: $SR=0$, $Re=21500$

La figura (6.1-1a) mostra l'andamento della velocità radiale; risulta chiaramente visibile la creazione ai lati del flusso di un moto indotto dall'esterno verso il getto, detto entrainment, che verrà analizzato in seguito, mentre nella zona interna la velocità radiale si mantiene, ragionevolmente, attorno allo zero, infatti, in questa condizione i gradienti di pressione in direzione radiale sono trascurabili data l'assenza di un moto rotatorio. La figura (6.1-1b) mostra l'andamento della deviazione standard, indice delle fluttuazioni di velocità; la fluttuazione della velocità radiale risulta molto forte rispetto ai valori medi di velocità, il che avvalorata la natura poco organizzata dei moti in questa direzione, in cui essa fluttua attorno allo zero. Degna di nota è la zona in corrispondenza dell'ugello, in cui le fluttuazioni di velocità assumono i valori più elevati, il che è spiegabile con il fatto che con valori così piccoli di velocità, la presenza di irregolarità all'interno del bruciatore ha una maggiore influenza. La velocità assiale (figura 6.1-2a) ha un andamento top-hat, con una distribuzione che può essere ritenuta ragionevolmente assialsimmetrica. La creazione di uno shear layer tra il getto e il fluido in quiete circostante, aumenta la turbolenza e quindi le fluttuazioni di velocità, in principio nella zona di confine tra il getto e l'ambiente, successivamente spostandosi verso valle, essa raggiunge l'asse del getto in corrispondenza della fine del cuore potenziale del flusso, a causa della presenza di sempre più alti gradienti di velocità vicino all'asse.

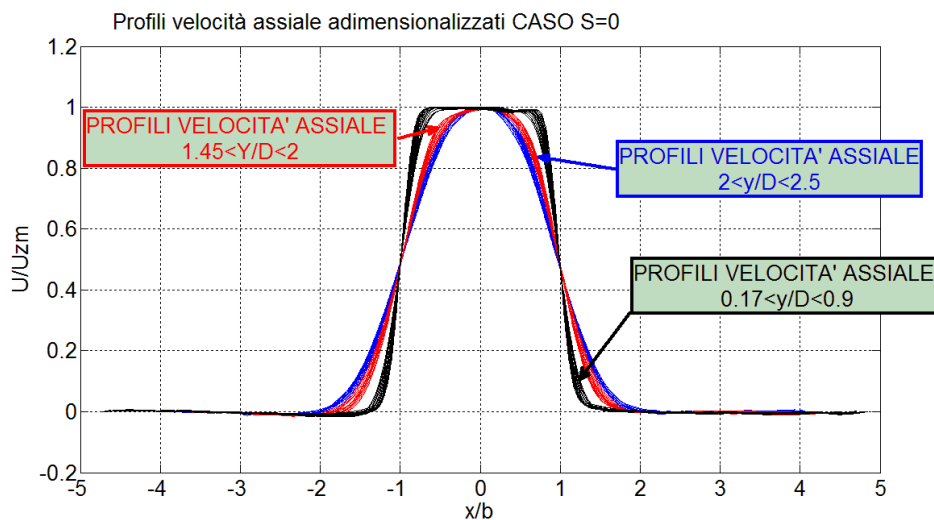


Figura 6.2: l'andamento dei profili di velocità assiale adimensionalizzati a diverse quote y/D , in cui b è la coordinata radiale in cui la velocità assiale è pari al 50% di quella massima

La figura 6.2 mostra il restringersi del cuore potenziale del getto muovendosi verso valle, infatti la zona in cui la velocità si mantiene pari a quella massima si

va restringendo sempre più. In letteratura per getti di questo tipo, la condizione di autosimilarità si verifica successivamente alla fine del cuore potenziale, dove il getto è completamente sviluppato, e di solito viene raggiunta molto a valle ($y/D > 10-30$). La figura 6.2 evidenzia il restringimento del cuore potenziale del getto e suggerisce che per $y/D > 2$ i profili tendano a diventare autosimili, infatti, in corrispondenza di quella coordinata downstream, valori alti di turbolenza raggiungono l'asse del getto (figura 6.1-2b).

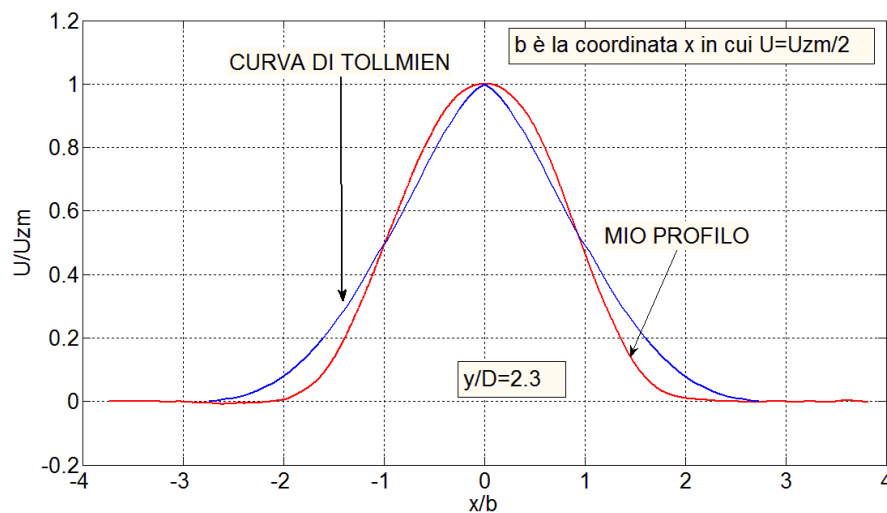


Figura 6.3 confronto profili velocità assiale con la curva di autosimilarità suggerita da Tollmien

In figura 6.3, si è confrontato un profilo di velocità assiale alla quota $y/D = 2.3$ adimensionalizzato rispetto alla velocità nominale di efflusso e rispetto b , cioè la coordinata radiale in cui la velocità assiale è pari al 50% di quella massima, con il profilo autosimile proposto da Tollmien, che è stato verificato approssimare molto bene i dati sperimentali in letteratura [2].

Come mostra la figura 6.3, sebbene il mixing layer e le relative turbolenze sembrano aver raggiunto l'asse del getto, i profili non sono ancora diventati autosimili.

In figura (6.1-3a) e (6.1-3b) sono mostrate la velocità tangenziale e la sua deviazione standard, in cui si può notare la presenza di un moto rotatorio all'esterno del getto. Questo comportamento può essere dovuto alle modalità di iniezione esterna. Infatti per ottenere una buona iniezione esterna su tutto il piano laser, le sorgenti laterali di iniezione probabilmente generano una componente di velocità in direzione perpendicolare alla lama laser che si riscontra nelle misurazioni.

6.1.2 CASO: $SR=0.2$ $Re=21500$

L'andamento della velocità radiale, mostrato in figura 6.4, è molto irregolare e fortemente asimmetrico. Questa forte irregolarità può essere dovuta al fatto che il getto, in questa condizione, è fortemente instazionario. La forma dei profili suggerisce che la posizione del centro del vortice possa essere fortemente variabile e fuori dall'asse del getto (a supporto di questa conclusione si vedano le pagine seguenti in figura 6.50).

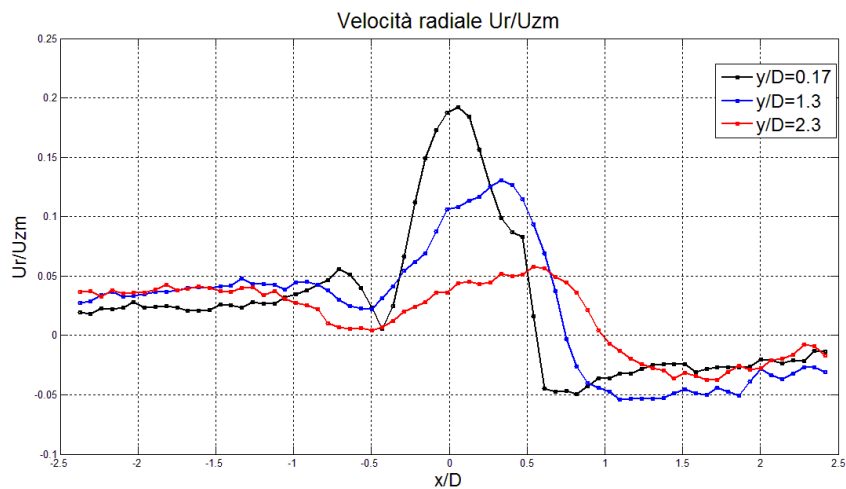


Figura 6.4: profili velocità radiale a diverse quote

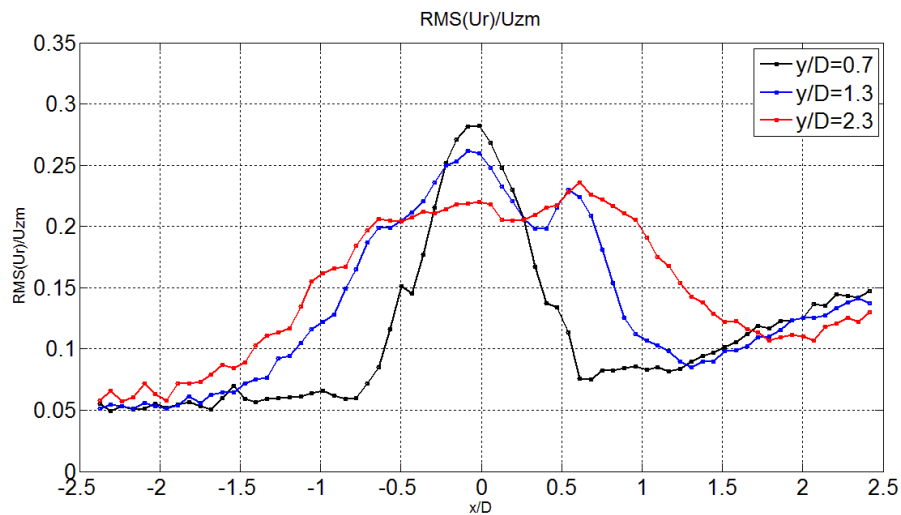


Figura 6.5: profili dell' RMS associato alla velocità radiale a diverse quote

La deviazione standard della velocità radiale è molto elevata (figura 6.5), indice della forte instabilità del flusso, e mostra, nei profili più a monte, un chiaro

picco nella zona centrale, in corrispondenza dell'asse del getto; spostandosi più a valle, essa si mantiene abbastanza elevata e mostra un andamento più regolare. Per $x/D > 0$, nella zona esterna al getto, si riscontra un aumento anomalo della deviazione standard, imputabile, probabilmente, alla velocità e alla direzione delle sorgenti di inseminazione esterna.

I profili della velocità assiale, figura 6.6, mantengono una certa simmetria e una forma jet-like all'uscita del nozzle in $y/D=0.17$; più a valle si incomincia a vedere la transizione del profilo di velocità in una forma wake-like tipica dell'insorgere del vortex breakdown, con una struttura fortemente asimmetrica che riacquista una certa simmetria per $y/D > 2$ (si veda profilo $y/D=2.3$ in figura 6.6).

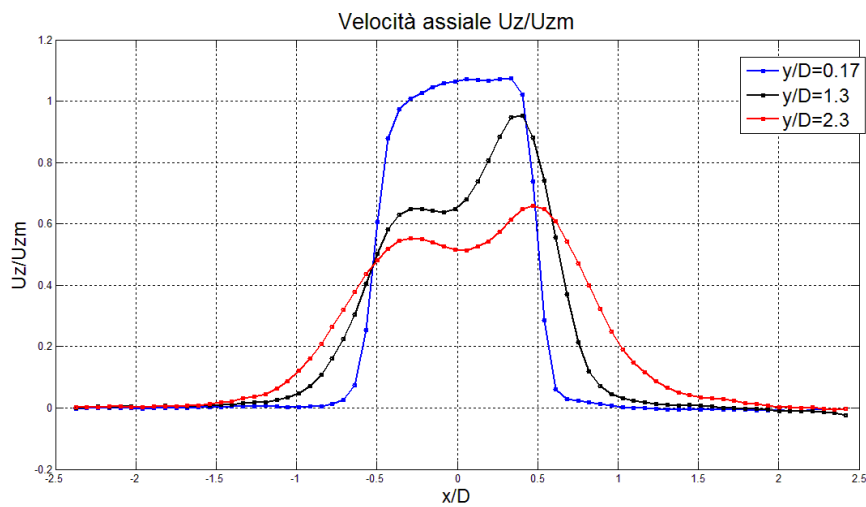


Figura 6.6: profili velocità assiale a diverse quote

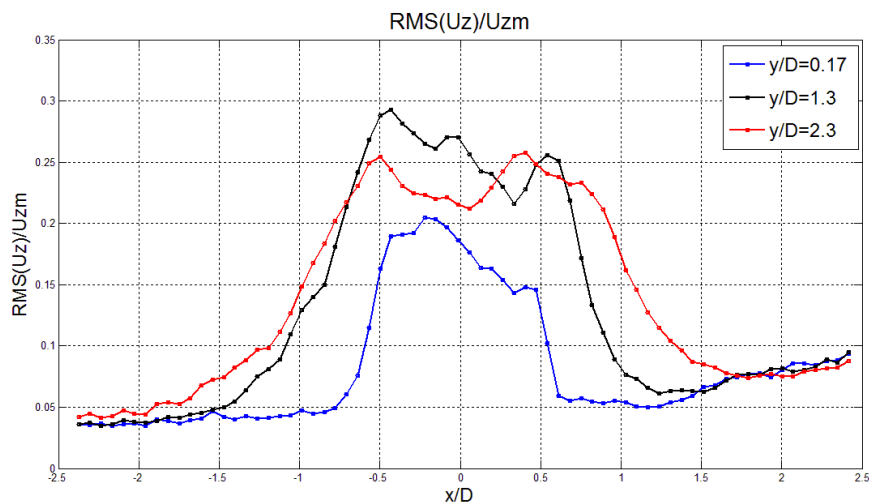


Figura 6.7: profili dell'RMS associato alla velocità assiale a diverse quote

I profili radiali delle fluttuazioni della velocità assiale, mostrano i valori massimi in corrispondenza dello shear layer sul bordo del getto (figura 6.7); nella zona in cui $x/D < 0$ e per le prime due coordinate y/D (circa fino a metà del nostro campo di vista) si mostrano chiaramente valori di deviazione standard più elevati in corrispondenza delle quote in cui la velocità assiale è fortemente asimmetrica. Confrontando i profili di velocità media e delle fluttuazioni turbolente a $y/D=1.3$, si nota un picco della deviazione standard in corrispondenza della zona in cui le velocità assiali sono più basse, in x/D circa pari a -0.5 . Un'analisi delle mappe SPIV istantanee per questa condizione ha permesso di identificare, in ciascuna di queste, i punti in cui la velocità assiale assumeva valori negativi; si è calcolata la PDF (probabilità density function) della probabilità di osservare una velocità assiale U_z negativa in ogni punto della mappa SPIV, poi le linee di isoprobabilità sono state sovrapposte alla scalar map della velocità assiale (figura 6.8).

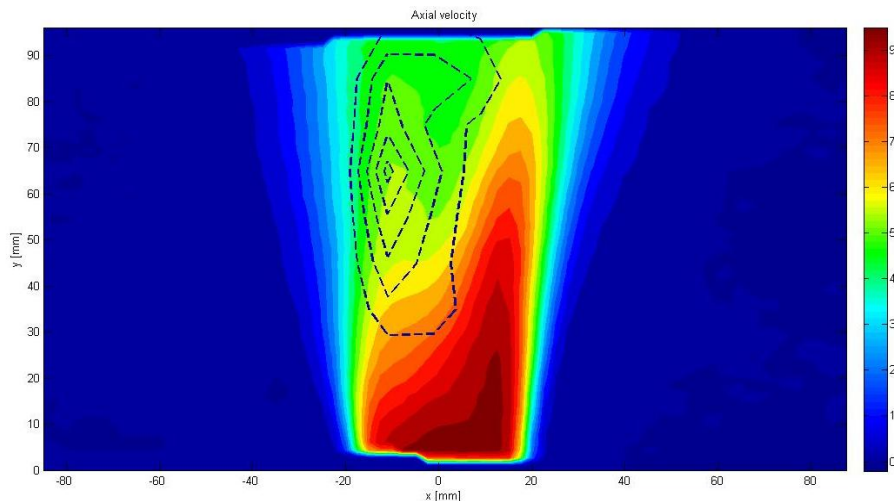


Figura 6.8: Contour map della velocità assiale; le linee tratteggiate indicano le zone di isoprobabilità di trovare l'inversione del flusso (la probabilità è massima nella zona centrale).

Il sopravvenire di valori di velocità assiale fortemente negativi nel getto è associato al verificarsi del Vortex Breakdown. Sebbene esso non si formi in tutte le immagini istantanee, infatti nella mappa media non si osserva la presenza di un punto di ristagno, la sua formazione si concentra preferenzialmente nella regione con $x/D < 0$ causando l'abbassamento della velocità assiale, la forte asimmetria del getto, e la presenza di elevate fluttuazioni della velocità assiale in quella zona.

In figura 6.9 sono riportati i profili di velocità tangenziale, presi alle diverse quote; essi vicino all'ugello seguono una distribuzione di tipo vortice di Rankine cioè la velocità aumenta rapidamente dal centro del getto fino a raggiungere un picco, comportandosi come un vortice forzato, per poi diminuire all'ulteriore aumentare della coordinata radiale (vortice libero). All'aumentare di y/D , il picco diminuisce e viene raggiunto con un gradiente meno elevato, ma la sua posizione radiale rimane circa costante; questo è dovuto all'espandersi del getto conseguente al trasferimento del momento angolare dal getto all'aria in quiete.

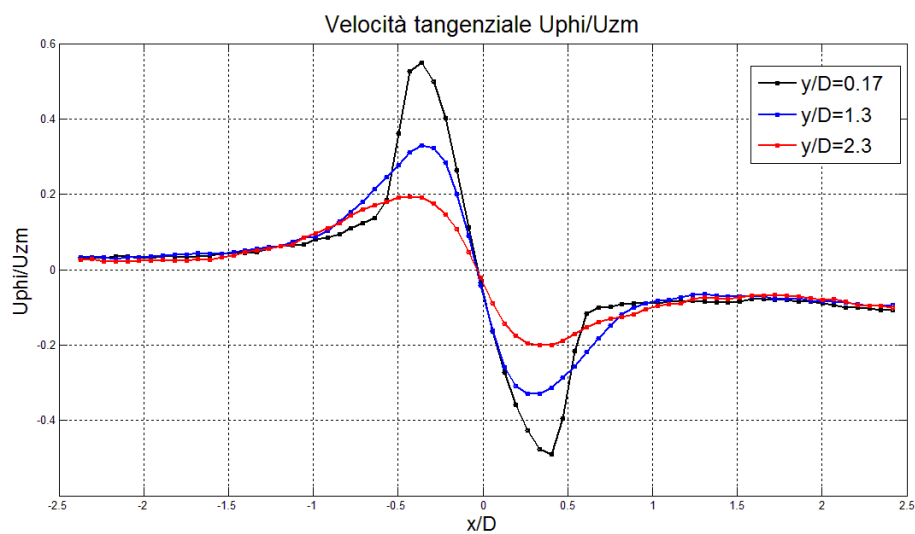


Figura 6.9: profili velocità tangenziale a diverse quote

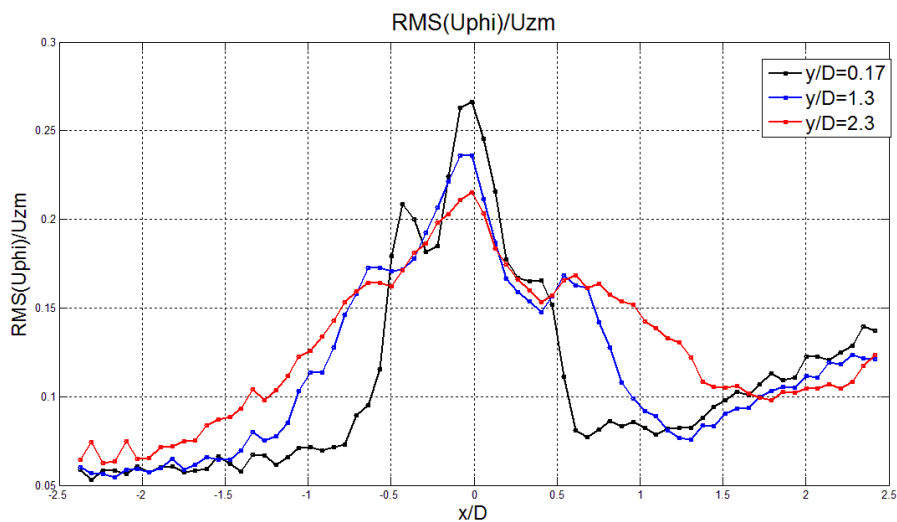


Figura 6.10: profili dell' RMS associato alla velocità tangenziale a diverse quote

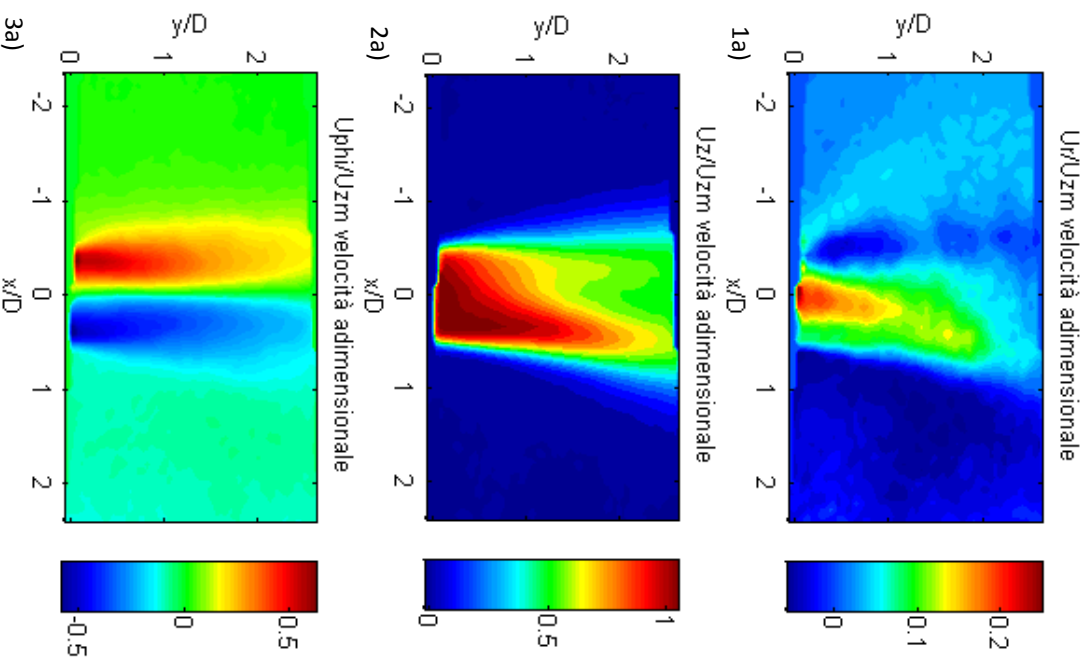
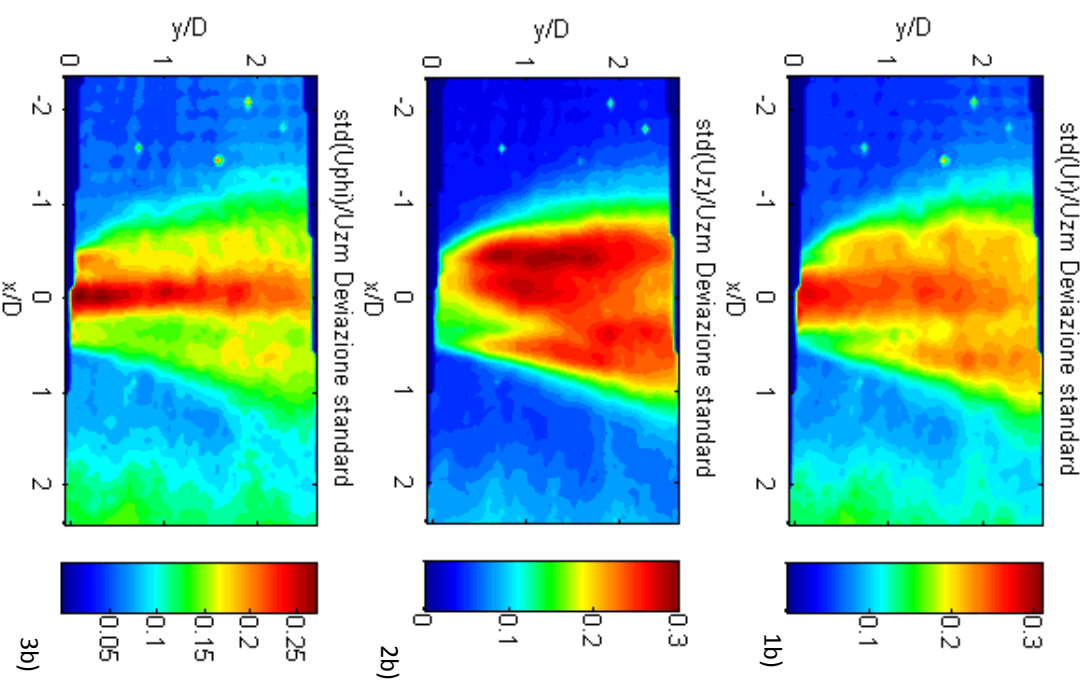


Figura 6.11: CASO GETTO
SR=0.2

A sinistra in senso antiorario sono rappresentate la velocità radiale U_r (1a), la velocità assiale U_z (2a) e la velocità tangenziale U_{ϕ} (3a); tutte le velocità sono state adimensionalizzate con la velocità media di efflusso pari a 8.9 m/s.

A destra si presentano gli andamenti della deviazione standard (1b)(2b)(3b), anche essa adimensionalizzata nello stesso modo, per ciascuna delle suddette velocità.

La sezione di efflusso dell'ugello è in corrispondenza della quota $x/D=0$.



L'RMS delle fluttuazioni della velocità tangenziale (figura 6.10) aumenta repentinamente vicino alla sezione d'uscita del getto, in corrispondenza dello shear layer tangenziale sui bordi del getto, mentre spostandosi più a valle il suo aumento diventa più regolare a seguito del fatto che i profili di velocità tangenziale hanno un gradiente radiale meno elevato. Inoltre per tutti e tre i profili, in figura 6.10, l'RMS mostra il suo picco in corrispondenza del massimo gradiente della velocità tangenziale lungo l'asse del getto (vedi figura 6.11-3b).

6.1.3 CASO: $SR=0.25$ $Re=21500$

Siamo in una condizione analoga alla precedente, in cui il getto attraversa una condizione molto instazionaria; i profili di velocità radiale mostrano una forte asimmetria in particolar modo nella zona vicino all'ugello (figura 6.21(1a-3a)). Un particolare importante da notare, anche in funzione di analisi che verranno mostrate in seguito, è che nelle zone più a valle per $y/D > 2$ e in cui $x/D > 0$, la velocità radiale si mantiene con un verso uscente rispetto all'asse del getto anche nella zona esterna al flusso (figura 6.12, profilo $y/D=2.3$, $x/D > 0$).

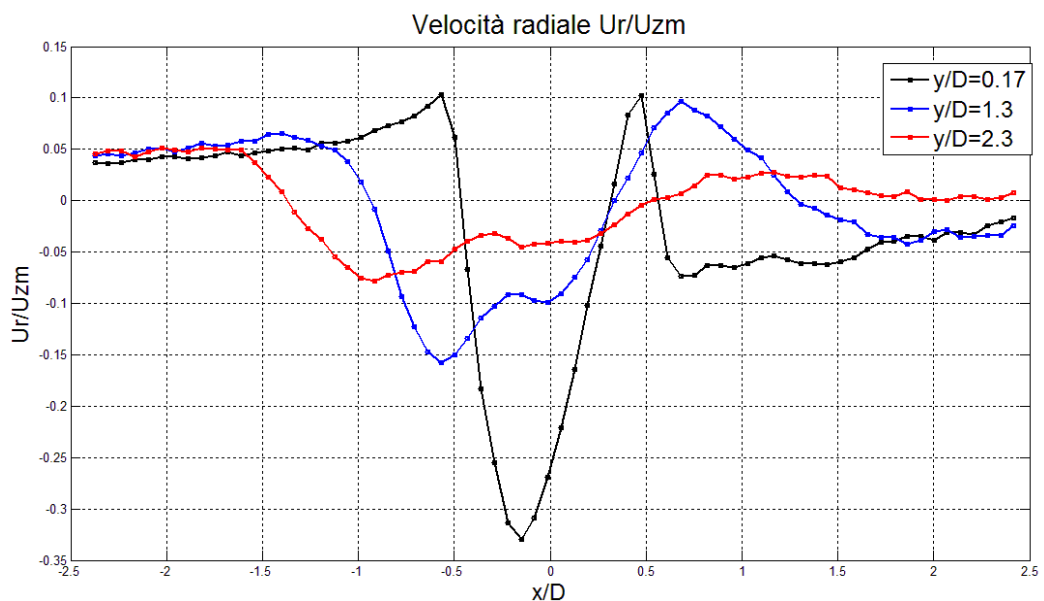


Figura 6.12: profili velocità radiale a diverse quote

Gli elevati valori della deviazione standard confermano la forte instazionarietà del getto (figura 6.21-1b). Si nota, inoltre, che per $x/D > 0$, l'RMS assume un andamento sistematicamente crescente nelle zone esterne al getto (figura

6.13); questo comportamento potrebbe essere conseguente alla procedura di insemminazione esterna.

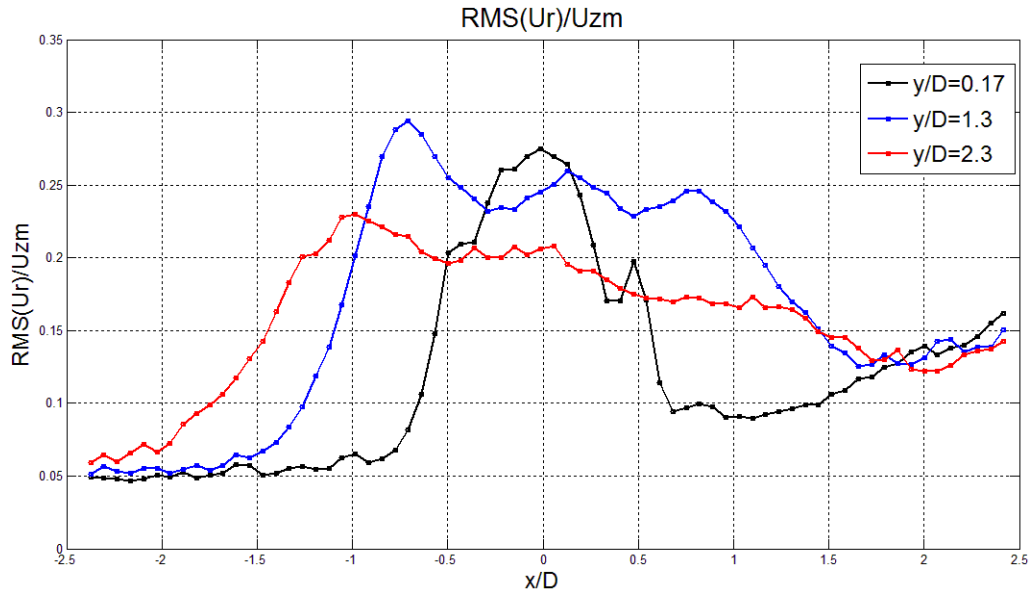


Figura 6.13: profili dell' RMS associato alla velocità radiale a diverse quote

I profili di velocità assiale (figura 6.14) mantengono una certa regolarità e simmetria, con un massimo in corrispondenza dell'asse del getto, nella sezione immediatamente successiva all'ugello (forma jet-like) (vedi anche figura 6.21-2a), mentre più valle assumono una forma wake-like fortemente asimmetrica, probabilmente legata alla presenza intermittente di zone ad elevate velocità assiali negative.

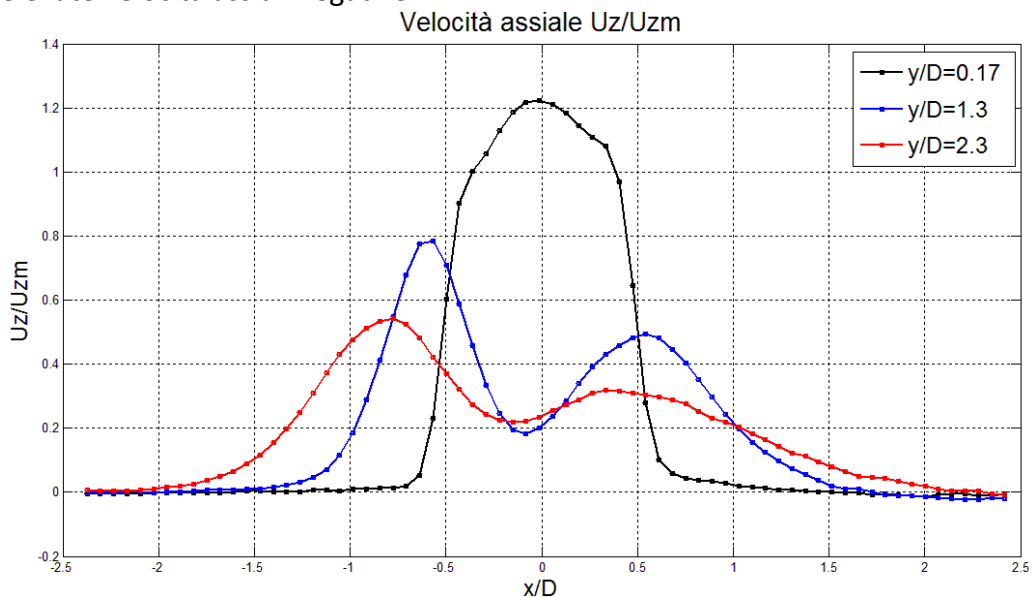


Figura 6.14: profili velocità assiale a diverse quote

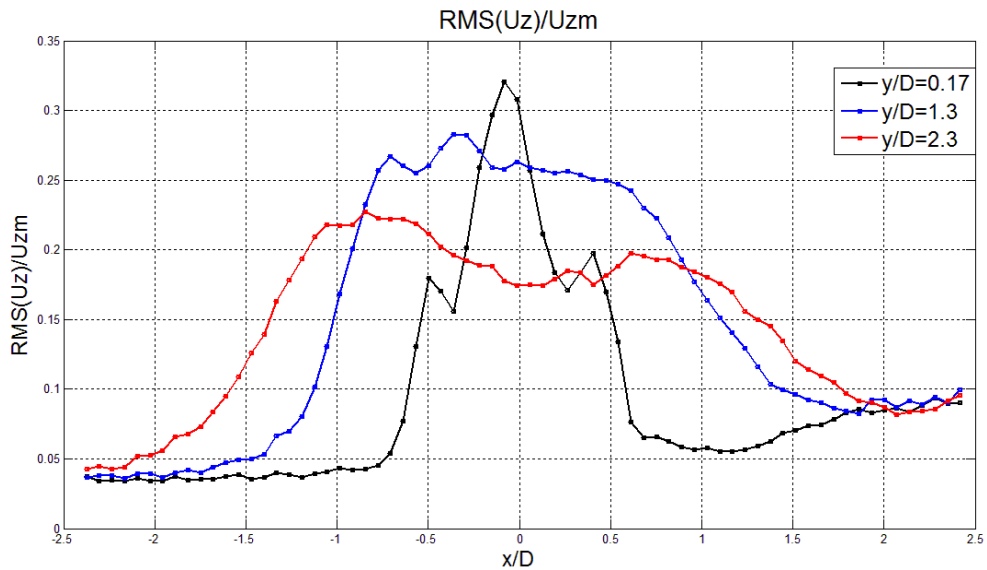


Figura 6.15: profili dell' RMS associato alla velocità assiale a diverse quote

L'RMS delle fluttuazioni della velocità assiale, in figura 6.15, si mantiene molto elevato nella zona centrale del getto in corrispondenza dell'incipiente diminuzione centrale di velocità (figura 6.21- 2b), confermando la forte instabilità presente nella transizione tra forma jet-like e wake-like della velocità assiale. Alla luce del fatto che sia il caso $SR=0.2$ sia $SR=0.25$ si presentano come condizioni fortemente non stazionarie, pare utile fare un confronto diretto tra le due condizioni.

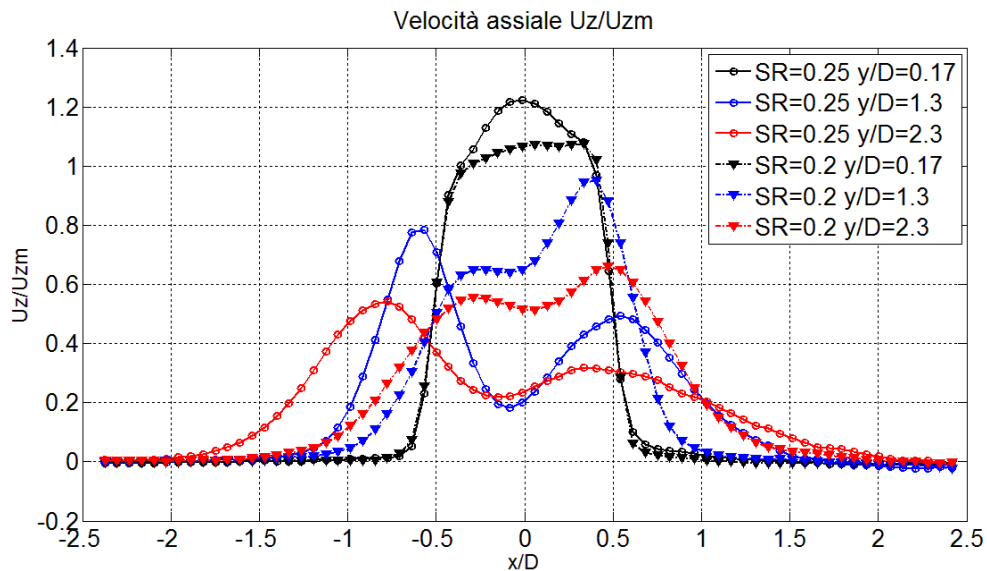


Figura 6.16: confronto dei profili di velocità assiale tra i casi $SR=0.2$ (triangoli) e $SR=0.25$ (cerchi)

Passando dalla condizione $SR=0.2$ a quella $SR=0.25$, il getto evidenzia un'espansione radiale più elevata (figura 6.16) e un decadimento della velocità assiale più marcato; inoltre, rispetto al caso precedente, risulta molto più chiara la formazione di una zona a più bassa velocità assiale (profili wake-like), circa, in corrispondenza, dell'asse del getto, come chiaro preludio ad una inversione "stazionaria" del flusso.

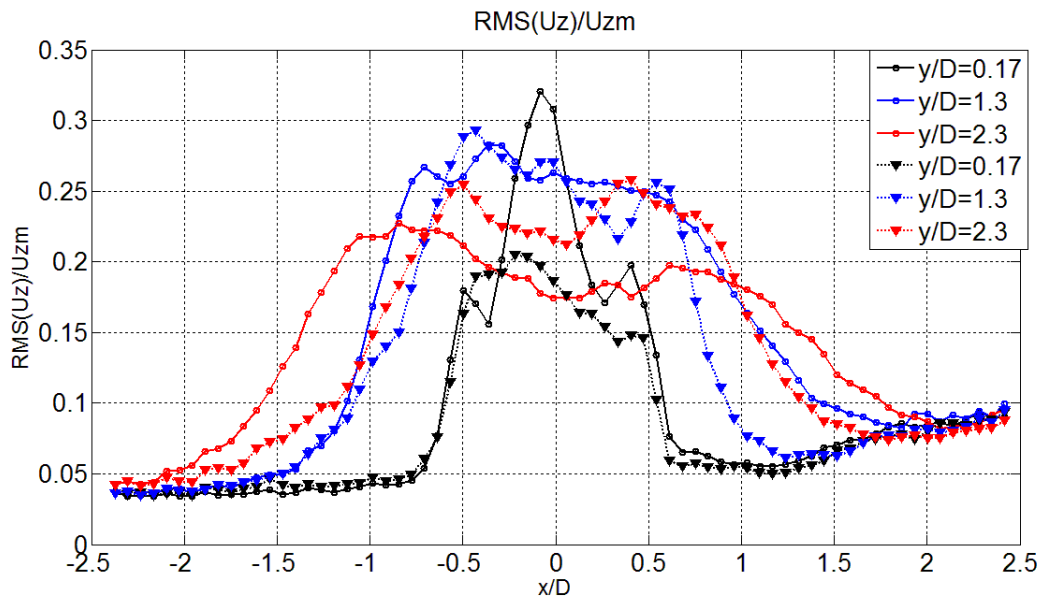


Figura 6.17: confronto degli RMS associati alle velocità assiali tra i casi $SR=0.2$ (triangoli) e $SR=0.25$ (cerchi)

L'RMS della velocità assiale, in figura 6.17, nel caso $SR=0.25$ presenta un chiaro picco sull'asse del getto, in corrispondenza della transizione da jet a wake like, per poi divenire più regolare e stabilizzarsi su valori più bassi rispetto al caso $SR=0.2$; questo è indice di una generale stabilizzazione della struttura del getto all'aumentare dello Split Ratio.

Nella figura 6.18 è sovrapposta al getto una contour map che descrive la densità di probabilità della formazione dell'inversione del flusso; paragonata al caso precedente ($SR=0.2$ figura 6.8), l'inversione del flusso avviene più vicino all'ugello e in una zona più ravvicinata all'asse, il che, oltre ad essere in accordo con le informazioni presenti in letteratura, è un'ulteriore conferma dell'evoluzione del flusso verso condizioni più stabili.

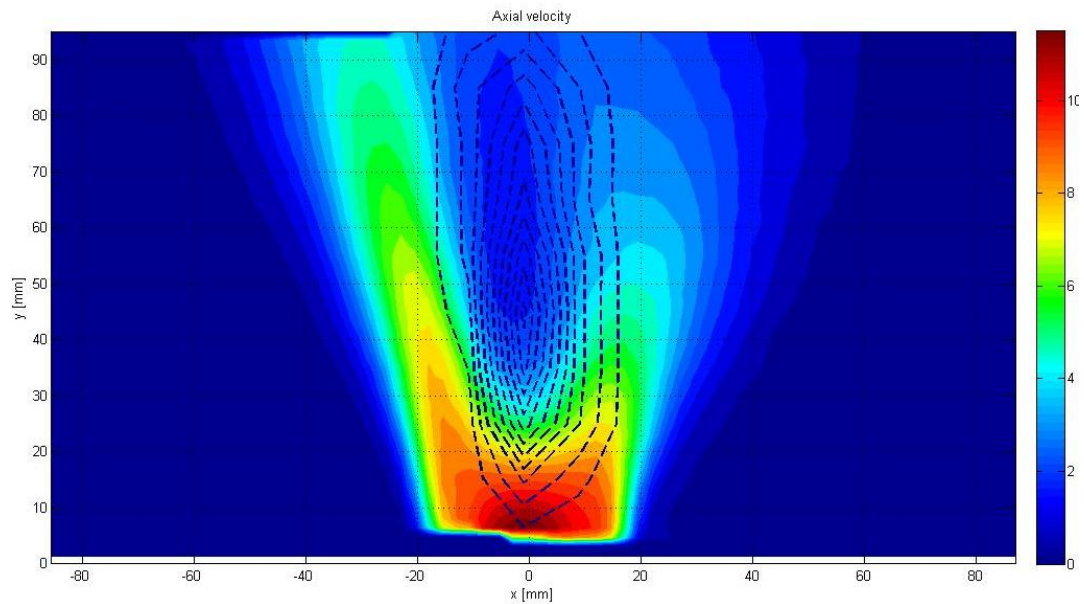


Figura 6.18: Contour map della velocità assiale; le linee tratteggiate indicano le zone di isoprobabilità di trovare l'inversione del flusso (la probabilità è massima nella zona centrale)

Dalla figura 6.19 si osserva che i profili della velocità tangenziale nel caso $SR=0.25$ rispetto al caso $SR=0.2$, rispecchiano l'aumentata intensità dello swirl, mostrando un picco di velocità più elevato, e l'aumentata espansione radiale del getto; inoltre, nel caso $SR=0.25$, l'asse di rotazione appare leggermente spostato dall'asse del bruciatore (6.21 fig 3a).

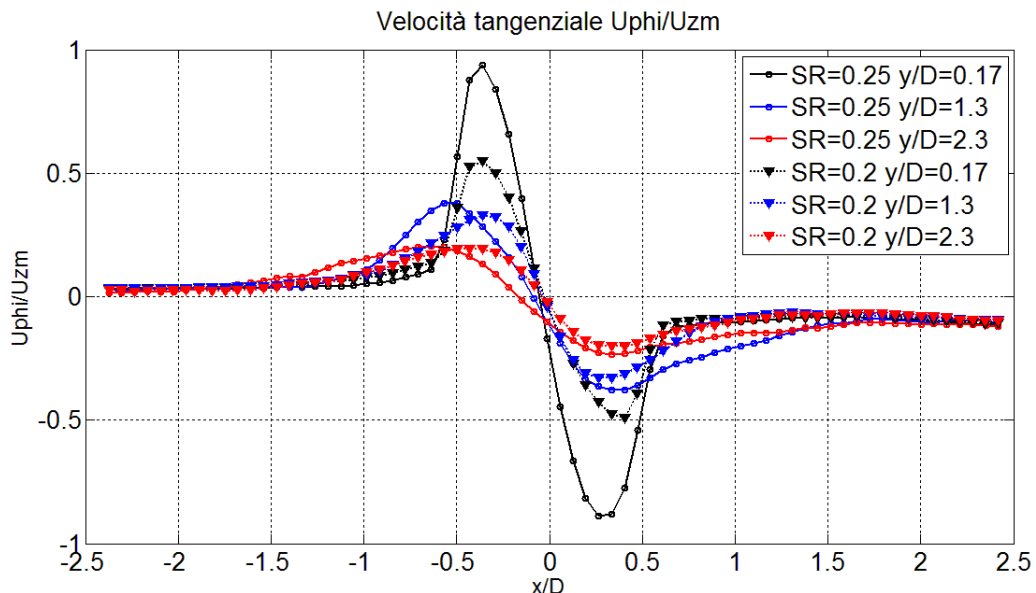


Figura 6.19: confronto dei profili della velocità tangenziale tra i casi $SR=0.2$ (triangoli) e $SR=0.25$ (cerchi)

L'RMS della velocità tangenziale (figura 6.20) aumenta in corrispondenza dello shear layer tangenziale ai bordi del flusso e manifesta un picco leggermente spostato dall'asse del getto, nella zona in cui il gradiente della velocità tangenziale è maggiore. Nella figura 6.20 sono messi a confronto i profili della deviazione standard della U_{phi} , per i casi $SR=0.2$ e $SR=0.25$; nel caso $SR=0.2$, sebbene il picco centrale rimanga ben visibile, la crescita dell'RMS in corrispondenza dello shear layer è meno repentina, soprattutto nella zona più a valle ($y/D > 1$), questo poiché la quantità di moto angolare del getto in questo caso è minore e si dissipa più rapidamente, sebbene il picco centrale rimanga ben visibile.

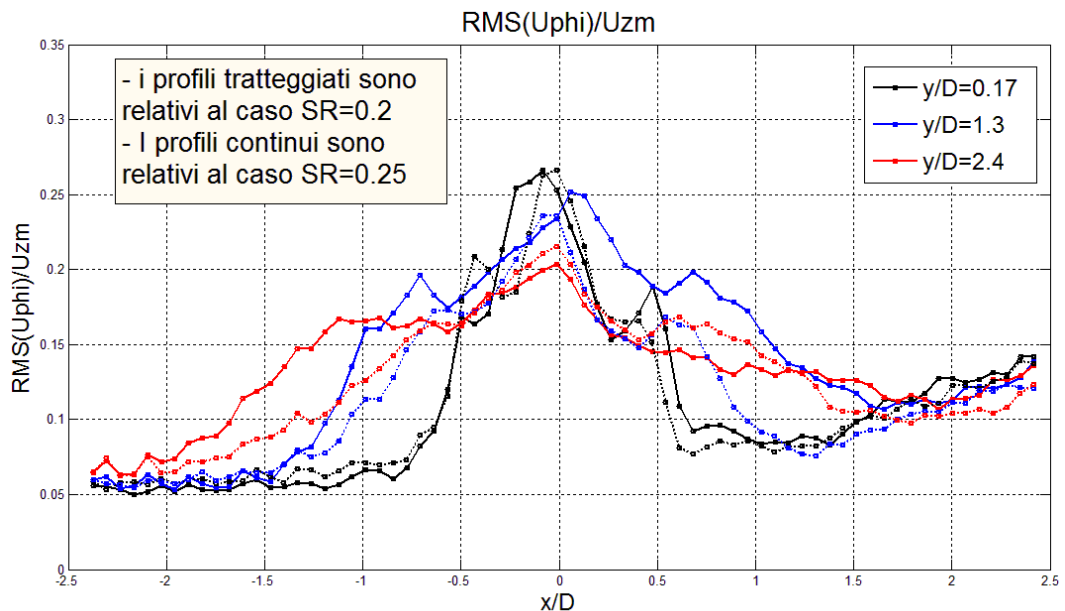


Figura 6.20: confronto degli RMS associati alle velocità tangenziali tra i casi $SR=0.2$ (tratteggiato) e $SR=0.25$ (continuo)

Una nota a margine relativa al comportamento dei profili medi fuori dal getto per $x/D > 0$: per entrambi gli Split Ratio, la velocità tangenziale tende ad un valore diverso da zero e gli RMS di tutte e tre le componenti di velocità mostrano una tendenza sistematica a crescere da quel lato del getto. Questo comportamento potrebbe essere dovuto alle modalità di iniezione esterna; infatti è possibile che ai margini del nostro campo di vista, i getti di iniezione introducano un bias sia nelle misurazioni delle fluttuazioni turbolente di velocità che, in misura molto più ridotta, nella stima della velocità media.

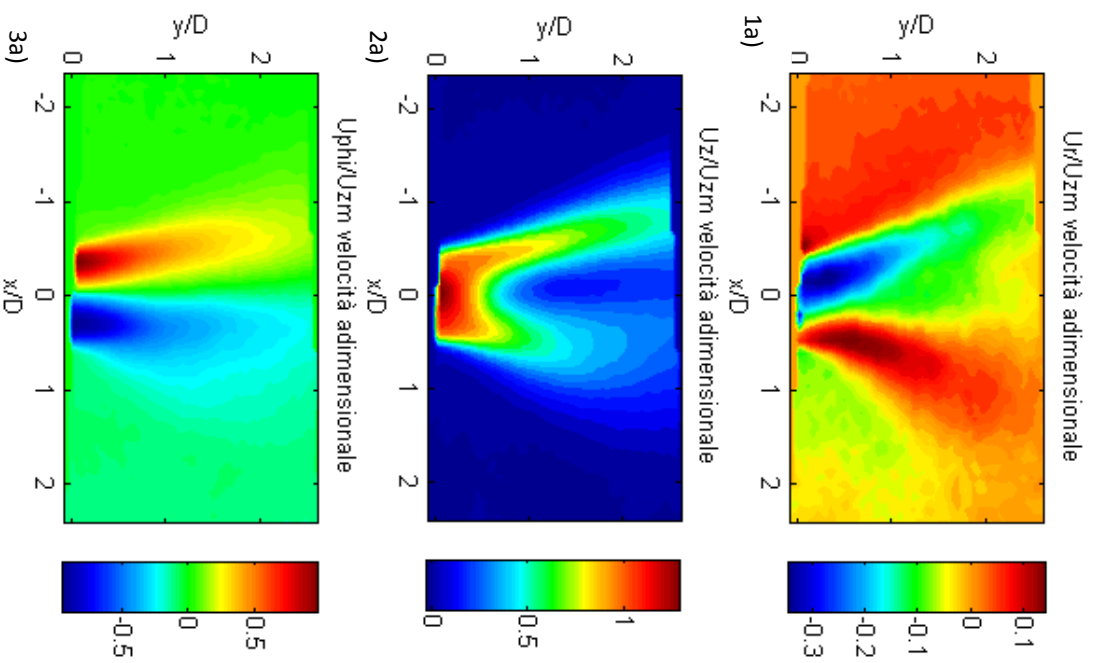
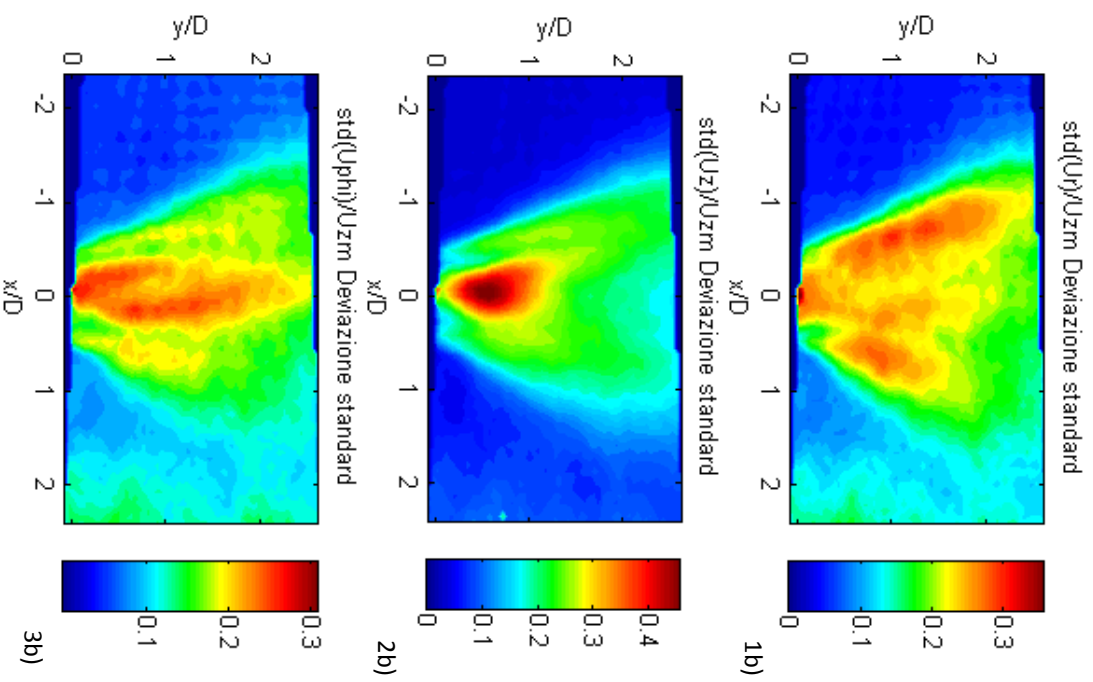


Figura 6.21: CASO GETTO
SR=0.25

A sinistra in senso antiorario, sono rappresentate la velocità radiale U_r (1a), la velocità assiale U_z (2a) e la velocità tangenziale U_{ϕ} (3a); tutte le velocità sono state adimensionalizzate con la velocità media di efflusso pari a 8.9 m/s.

A destra si presentano gli andamenti della deviazione standard (1b)(2b)(3b), anche essa adimensionalizzata nello stesso modo, per ciascuna delle suddette velocità.

La sezione di efflusso dell'ugello è in corrispondenza della quota $x/D=0$.



6.1.4 CASO: SR=0.3 e Re=21500

I profili della velocità radiale, in particolar modo vicino all'ugello, sono antisimmetrici rispetto all'asse e nella zona interna al getto la componente radiale di velocità è diretta verso l'esterno a causa delle forze centrifughe dovute alla forte componente rotatoria del getto.

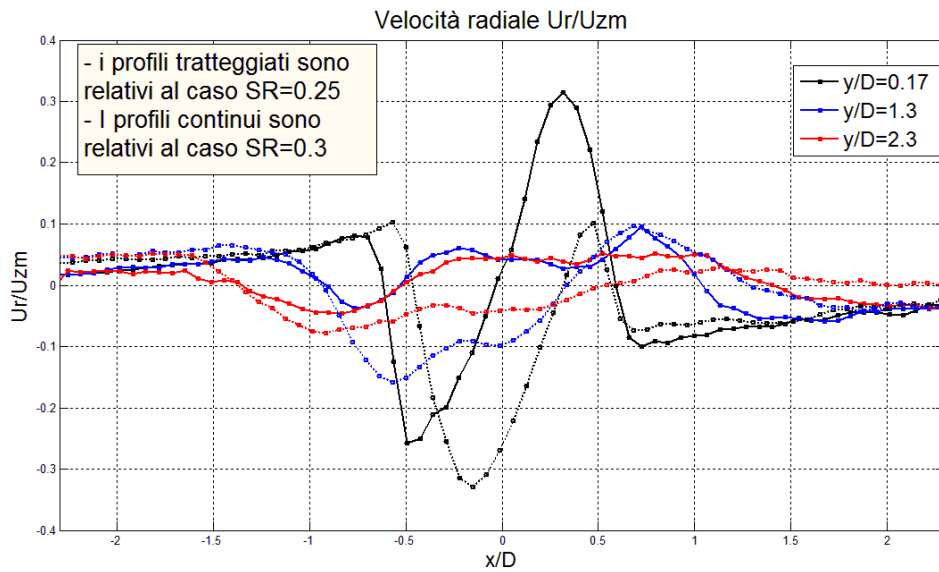


Figura 6.22: confronto dei profili della velocità radiale tra i casi SR=0.25 (tratteggiato) e SR=0.3 (continuo)

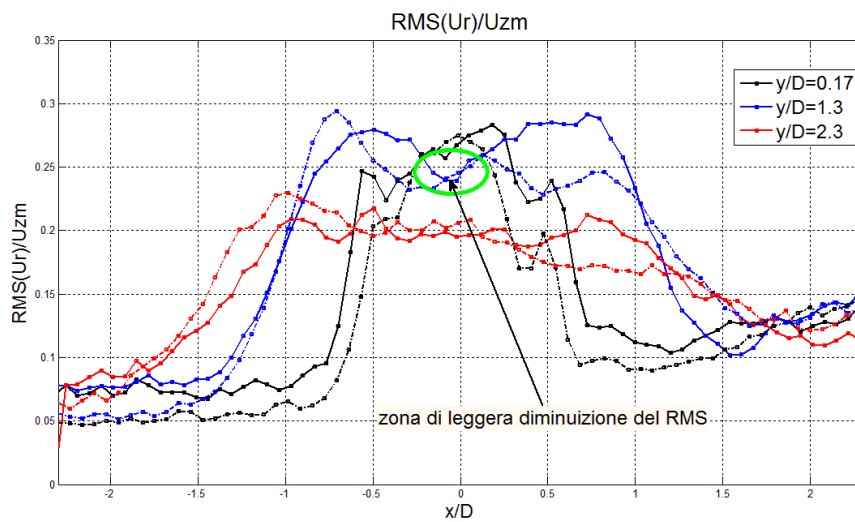


Figura 6.23: confronto degli RMS associati alle velocità tangenziali tra i casi SR=0.25 (tratteggiato) e SR=0.3 (continuo)

La deviazione standard di U_r , in figura 6.23, si mantiene circa stabile all'interno del getto ma su valori molto elevati, circa il 20-30% della velocità media; si può osservare per valori $y/D > 0.5$, una zona, in corrispondenza dell'asse del getto, in cui essa assume valori leggermente inferiori rispetto alle zone circostanti (figura 6.30-1b e 6.23); questo comportamento si presenterà più evidente nei casi a Swirl maggiore.

La velocità assiale, U_z , si presenta con una distribuzione simmetrica rispetto all'asse del bruciatore e, rispetto al caso precedente, già vicino alla sezione d'uscita dell'ugello, presenta una forte diminuzione nella zona centrale del getto (transizione tra profilo jet-like e wake-like). Nei profili in figura 6.24 è stata aggiunta la quota y/D pari a 0.7 per mostrare la presenza di una zona di inversione della velocità assiale.

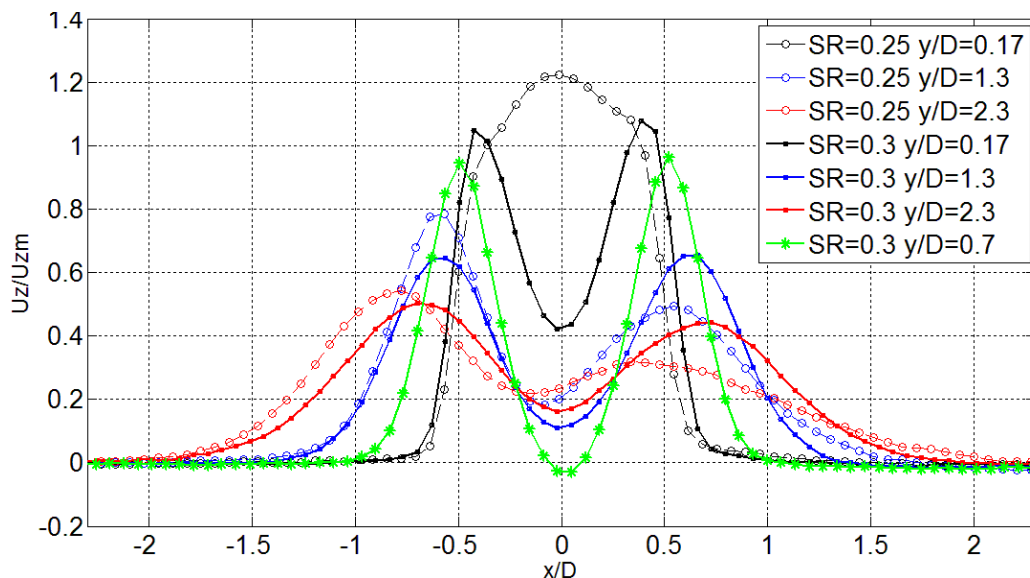


Figura 6.24: confronto dei profili della velocità assiale tra i casi $SR=0.25$ e $SR=0.3$

Il picco del RMS delle fluttuazioni di U_z in figura 6.25, è pari al 50% del valore della velocità media di efflusso, e si trova nella area centrale del flusso, in corrispondenza dell'asse del getto, immediatamente a valle dell'ugello, in corrispondenza della zona di incipiente inversione del flusso a cui si associano forti fluttuazioni di velocità. Muovendosi più a valle la deviazione standard della velocità assiale, assume una forma ad "U", i cui i vertici sono in corrispondenza dello shear layer interno che si forma tra la zona di velocità massima e quella interna in cui essa assume valori inferiori.

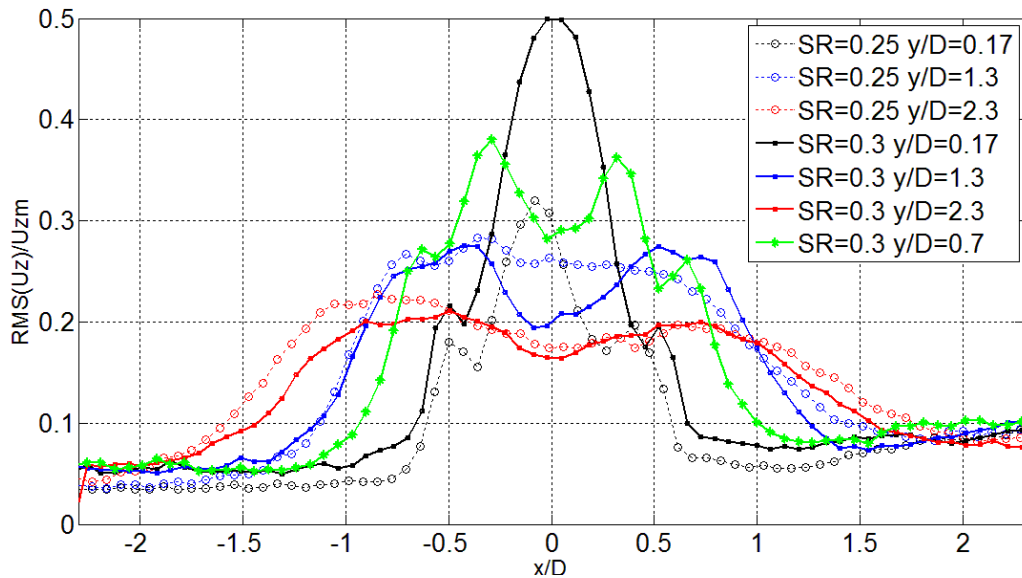


Figura 6.25: confronto degli RMS associati alle velocità assiali tra i casi SR=0.25 e SR=0.3

La velocità tangenziale, mostrata in figura 6.26, non assume valori così diversi da quelli del caso SR=0.25, ma l'asse di rotazione si sposta verso il centro fino a coincidere con quello del getto, assumendo una configurazione antisimmetrica (figura 6.30-3a). Inoltre, si osserva la presenza di un flesso in $x/D=0$ nel profilo radiale di U_{ϕ} , figura 6.26.

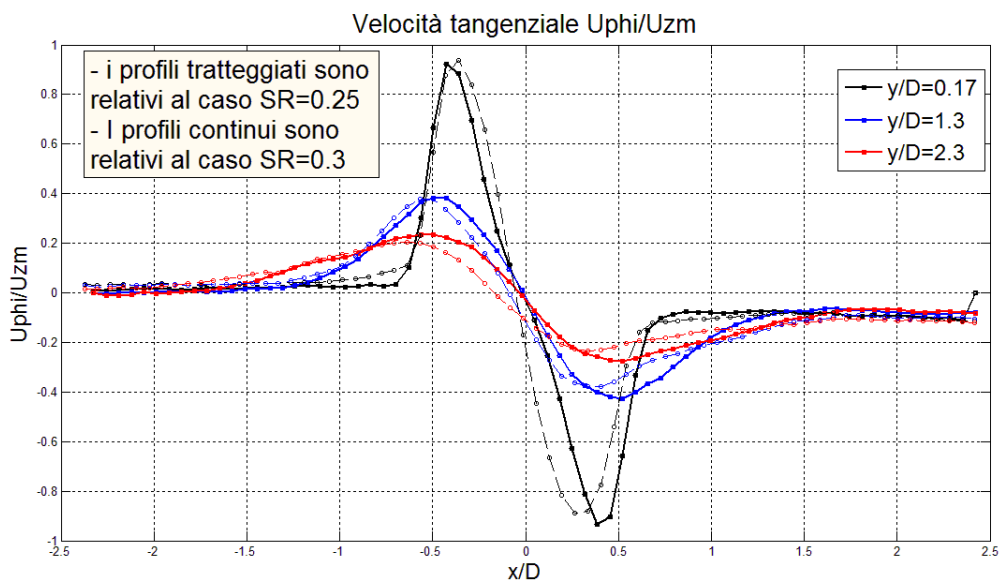


Figura 6.26: confronto dei profili della velocità tangenziale tra i casi SR=0.25(tratteggiato) e SR=0.3(continuo)

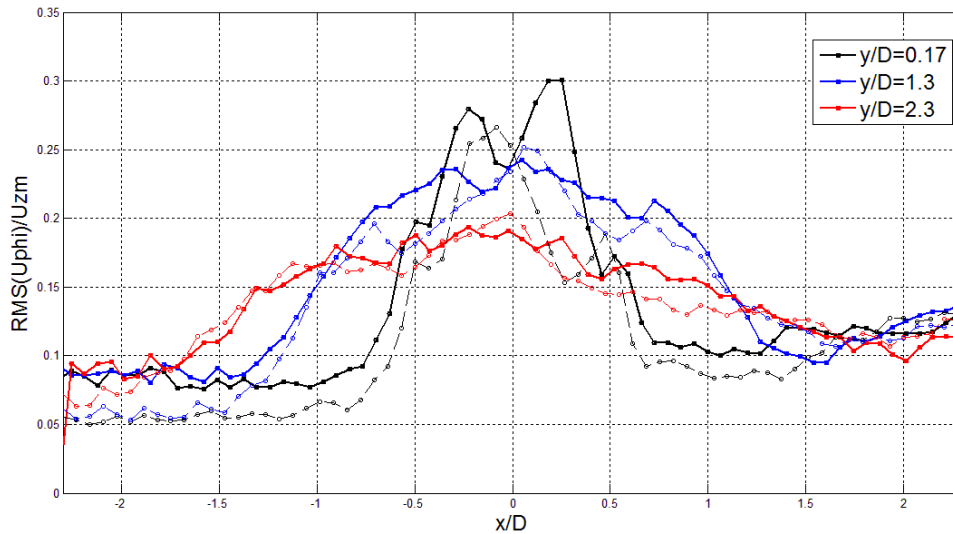


Figura 6.27: confronto degli RMS associati alle velocità tangenziali tra i casi $SR=0.25$ (tratteggiato) e $SR=0.3$ (continuo)

Nel confronto con il caso $SR=0.25$, i profili del RMS relativi alle fluttuazioni della velocità tangenziale, in figura 6.27, sono più regolari e costanti nella zona interna al getto e non mostrano il picco sull'asse di rotazione, ma due picchi distinti simmetrici rispetto al medesimo asse a $y/D=0.17$. Questo può essere dovuto alla creazione di una zona a bassa velocità tangenziale in corrispondenza dell'area in cui il flusso si inverte (figura 6.30-3a,3b-figura 6.29). In figura 6.28 è rappresentato il getto in cui i diversi colori rappresentano i valori che la velocità assiale assume in ogni punto (come è già stato fatto in precedenza). La legenda è stata scelta opportunamente per evidenziare la presenza della piccola zona in cui il flusso si inverte presente sull'asse del getto. La posizione dell'ugello corrisponde alla coordinata $y=0$ mm. Le linee tratteggiate sovrapposte all'immagine rappresentano linee di isoprobabilità del presentarsi di zone a velocità negativa, ottenute tramite un'analisi delle mappe SPIV istantanee.

In figura 6.28 si conferma che all'aumentare del grado di Swirl, il Vortex breakdown si sposta verso l'asse del getto e sempre più vicino all'uscita dell'ugello.

La figura 6.29 mostra le streamlines del getto; sebbene sia presente la zona di inversione del flusso, non si verifica, ancora, la formazione di una bolla di ricircolo chiusa.

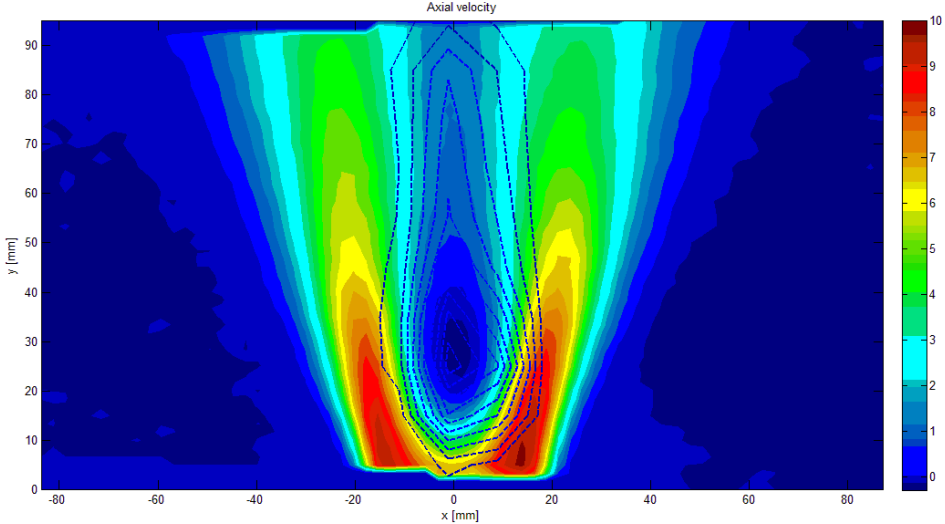


Figura 6.28: Contour map della velocità assiale; le linee tratteggiate indicano le zone di isoprobabilità di trovare l' inversione del flusso(la probabilità è massima nella zona centrale)

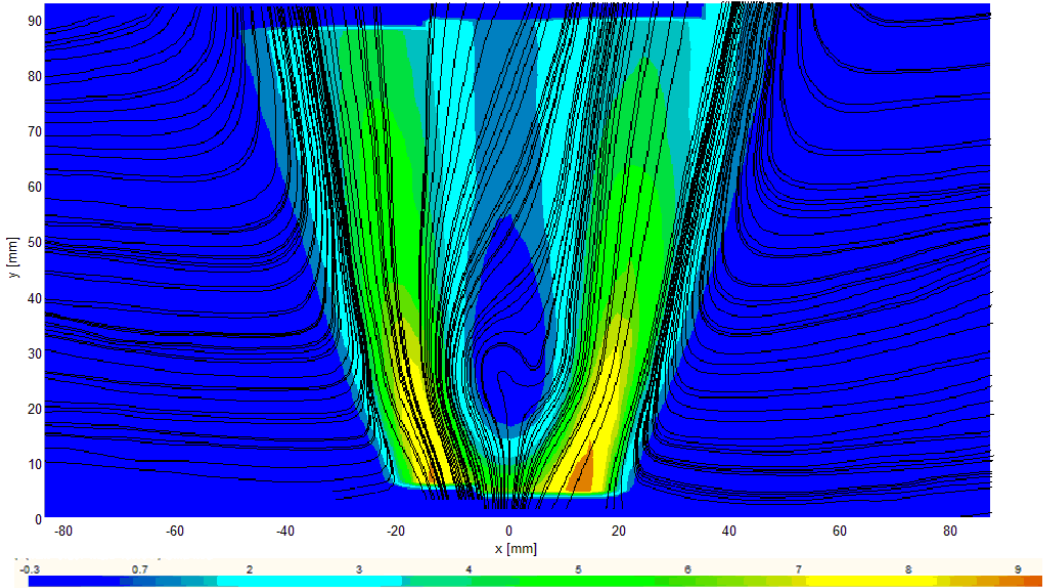


Figura 6.29: rappresentazione delle streamlines del getto per il caso SR=0.3

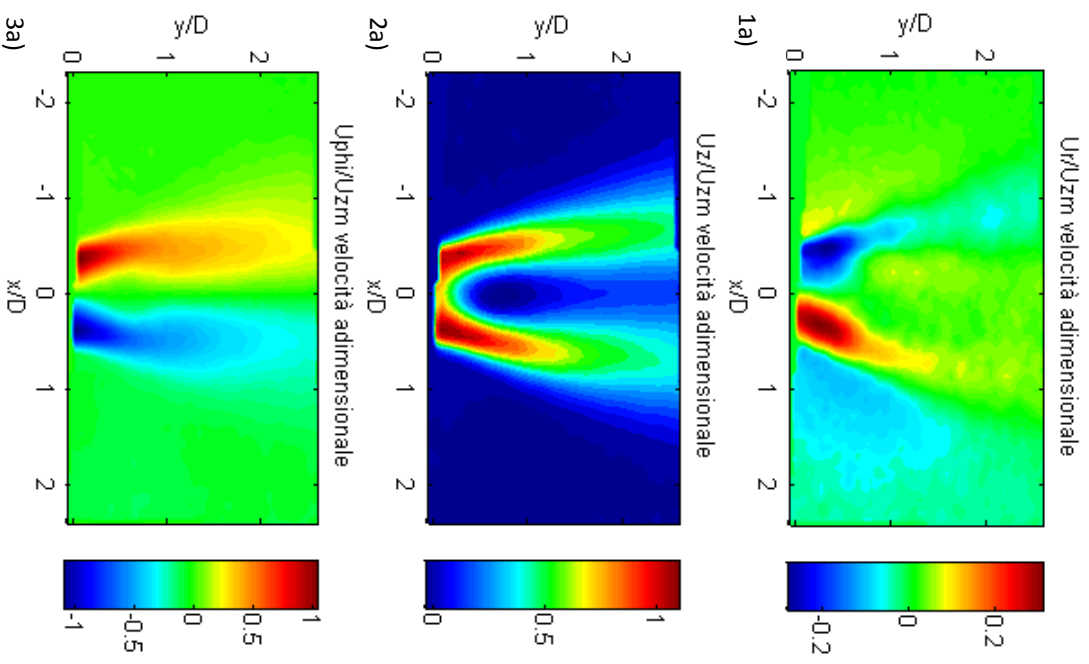
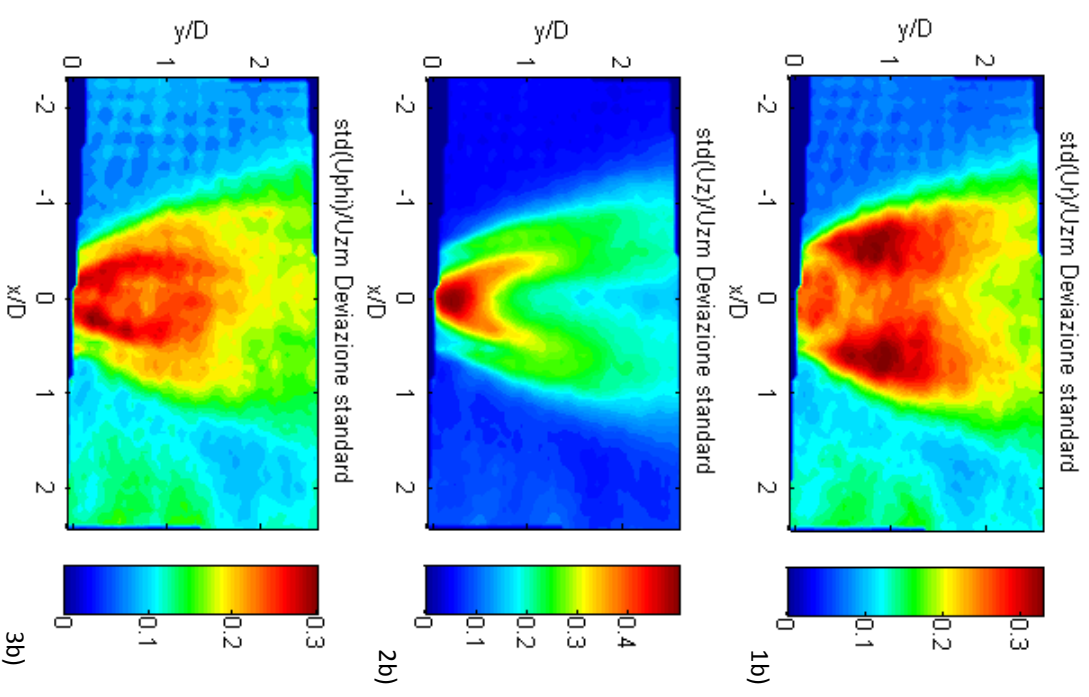


Figura 6.30: CASO GETTO SR=0.3

A sinistra in senso antiorario sono rappresentate la velocità radiale U_r (1a), la velocità assiale U_z (2a) e la velocità tangenziale $U_{\phi i}$ (3a); tutte le velocità sono state adimensionalizzate con la velocità media di efflusso pari a 8.9 m/s.

A destra si presentano gli andamenti della deviazione standard (1b)(2b)(3b), anche essa adimensionalizzata nello stesso modo, per ciascuna delle suddette velocità.

La sezione di efflusso dell'ugello è in corrispondenza della quota $x/D=0$.



6.1.5 CASO: SR=0.4 e Re=21500

I profili di velocità radiale (figura 6.31) mostrano un comportamento antisimmetrico vicino all'ugello, con una zona in corrispondenza dell'asse del getto, in cui il gradiente diminuisce, fino quasi ad annullarsi, creando un' area di bassa velocità radiale, in corrispondenza della quale l' RMS assume valori molto elevati (figura 6.32).

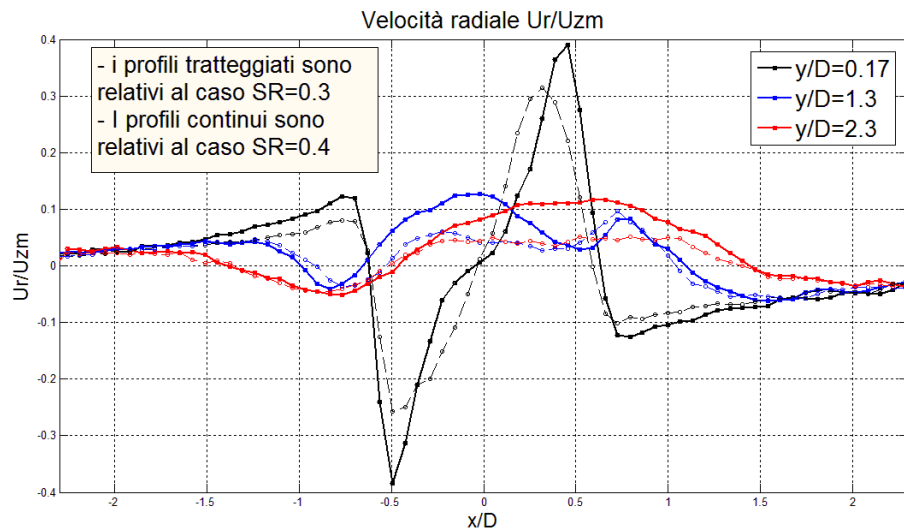


Figura 6.31: confronto dei profili della velocità radiale tra i casi SR=0.3(tratteggiato) e SR=0.4(contiuo)

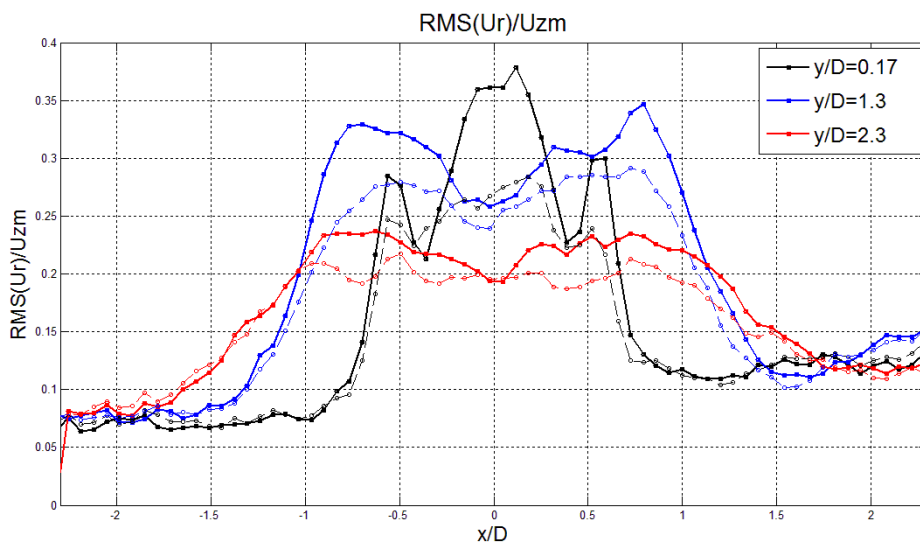


Figura 6.32: confronto degli RMS associati alle velocità radiale tra i casi SR=0.3 (tratteggiato) e SR=0.4 (contiuo)

In generale l'RMS delle fluttuazioni di U_r assume valori molto elevati rispetto alla velocità media U_{zm} , maggiori rispetto al caso di SR=0.3, in particolar modo

nella zona centrale immediatamente successiva all'ugello (figura 6.32 $y/D=0.17$) e in due aree localizzate sui bordi del getto per x/D circa pari a ± 0.5 ; invece, la zona interna, corrispondente all'area a velocità assiali negative, alle quote $0.4 < y/D < 1$, ha valori di deviazione standard inferiori (figura 6.38-2a,1b). Questo comportamento si osserva in misura minore anche nel caso $SR=0.3$.

I profili di velocità assiale mostrano un andamento wake-like, simmetrico rispetto all'asse del bruciatore, e si nota la creazione della zona di inversione del flusso (CRZ) che si estende circa da $y/D=0.1$ fino a $y/D=1.4$ (figura 6.33-6.34).

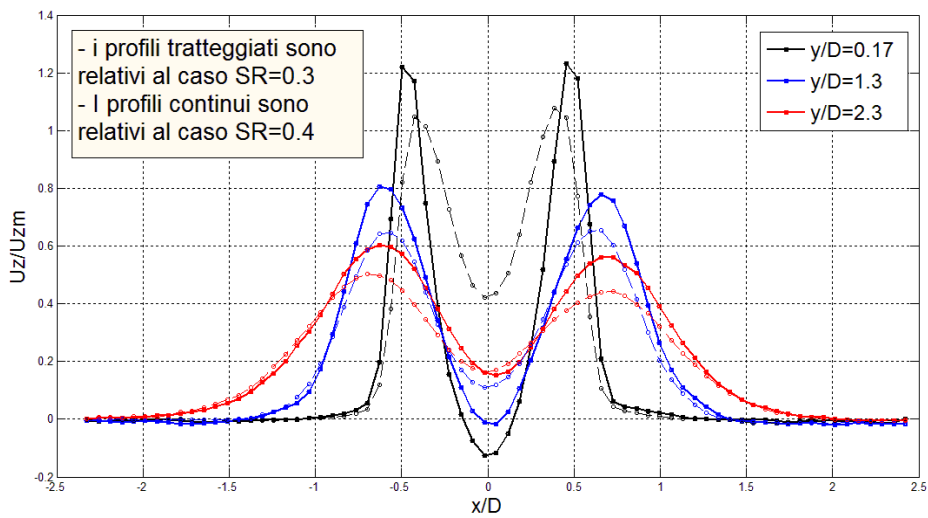


Figura 6.33: confronto dei profili della velocità assiale tra i casi $SR=0.3$ (tratteggiato) e $SR=0.4$ (continuo)

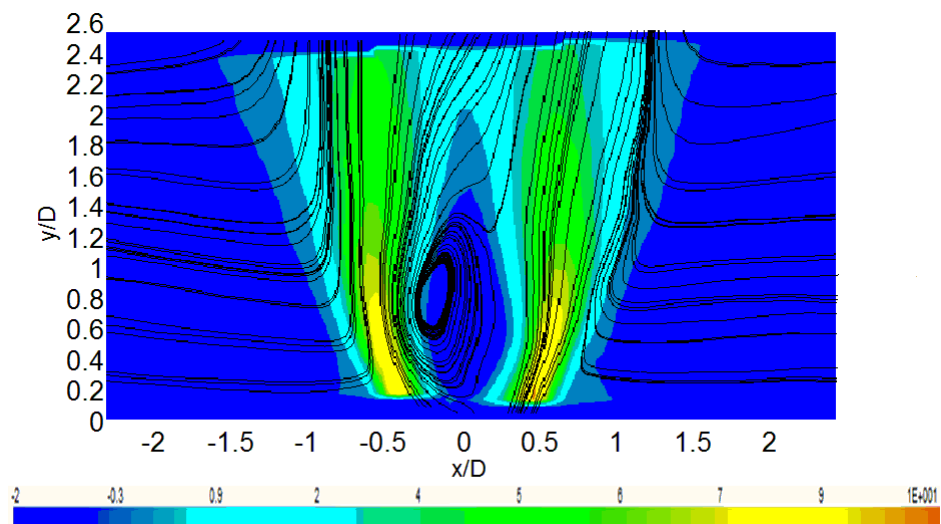


Figura 6.34: mappa scalare della velocità assiale relativa al caso $SR=0.4$ con sovrapposte le linee di flusso. Le linee chiuse in corrispondenza dell'asse identificano la zona di ricircolazione

In figura 6.34 è mostrata la bolla di ricircolo (CRZ), che, sebbene i profili di velocità assiale mostrino una simmetria rispetto all'asse del bruciatore, risulta non essere simmetrica rispetto al suddetto asse.

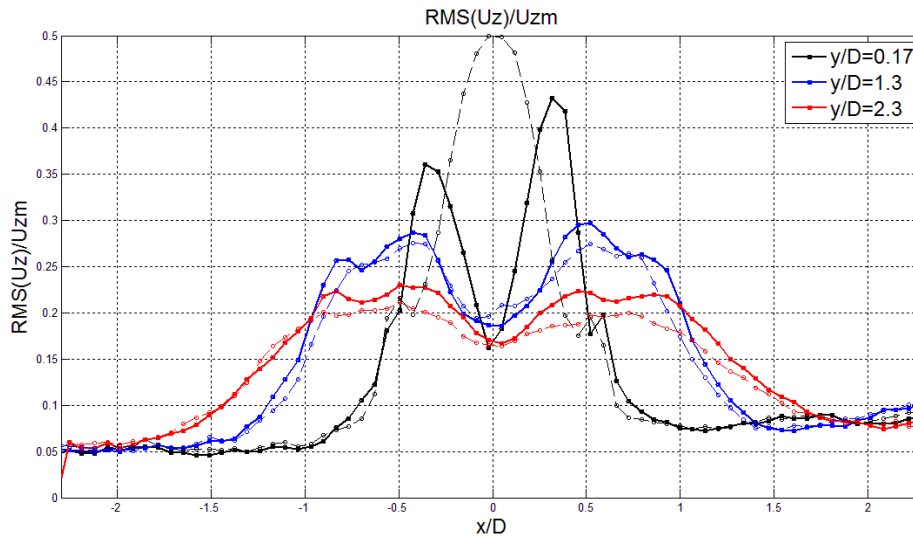


Figura 6.35: confronto degli RMS associati alle velocità assiali tra i casi SR=0.3 (tratteggiato) e SR=0.4 (continuo)

L'andamento dell'RMS della U_z (figura 6.35) mostra un andamento molto simile a quello che si riscontrava nel caso SR=0.3, per $y/D > 1$. Questo andamento è dovuto alla presenza del doppio shear layer, uno tra la zona ad alta velocità e il fluido circostante in quiete e l'altro con la zona di inversione del flusso (CRZ), all'interno del quale, complici le velocità più basse e i bassi gradienti di velocità, l'RMS assume valori inferiori. Un'altra osservazione degna di nota è la forte differenza tra i profili della deviazione standard tra il caso SR=0.3 e SR=0.4 alla quota $y/D=0.17$; questo è dovuto allo spostamento e alla stabilizzazione della zona di ricircolo verso monte, più vicina alla sezione d'efflusso, nel caso di SR maggiore. La sezione del getto a quella quota, nel caso SR=0.3 è luogo di forte turbolenza dovuta all'incipiente formarsi dell'area di ricircolo che ha luogo più a valle, nell'altro (SR=0.4) vede già la presenza del CRZ (figura 6.34).

La velocità tangenziale ha un andamento antisimmetrico rispetto all'asse del bruciatore, con una zona, alle quote più basse in $x/D=0$, in cui assume valori attorno allo zero (figura 6.38-3a), come si può vedere dal profilo $y/D=0.17$, la cui derivata sull'asse è prossima allo zero.

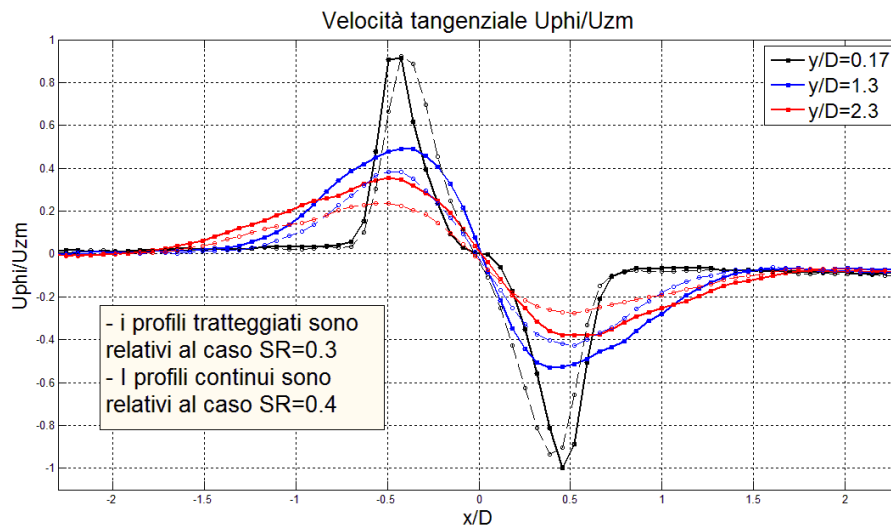


Figura 6.36: confronto dei profili della velocità tangenziale tra i casi $SR=0.3$ (tratteggiato) e $SR=0.4$ (continuo)

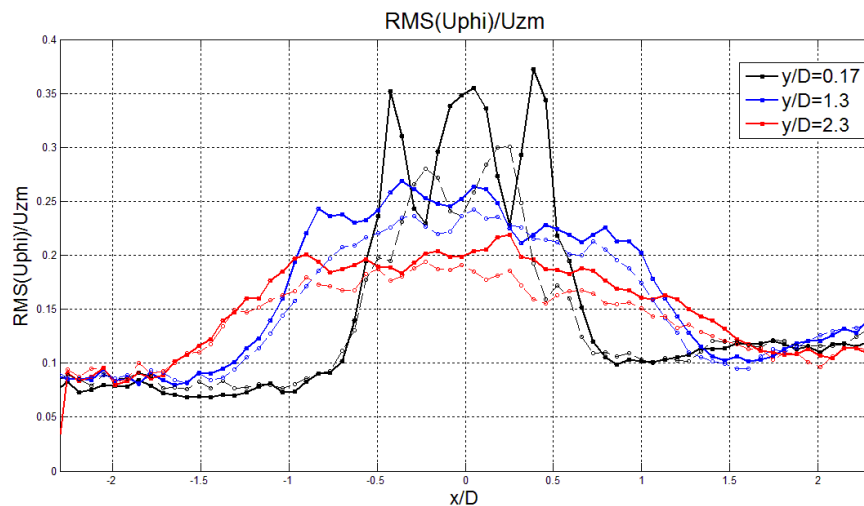


Figura 6.37: confronto degli RMS associati alle velocità tangenziali tra i casi $SR=0.3$ (tratteggiato) e $SR=0.4$ (continuo)

Similarmente all'RMS della velocità radiale, l'RMS relativo alla velocità tangenziale assume i valori più elevati nella zona centrale in corrispondenza dell'ugello e in due aree laterali in corrispondenza dello shear layer tangenziale ai bordi della CRZ (figura 6.38-3b). Leggermente più a valle per $y/D < 1$, è presente un'area circoscritta in cui la velocità tangenziale è prossima allo zero, corrispondente alla bolla di ricircolo, in cui la deviazione standard assume i valori più bassi (figura 6.38-3b).

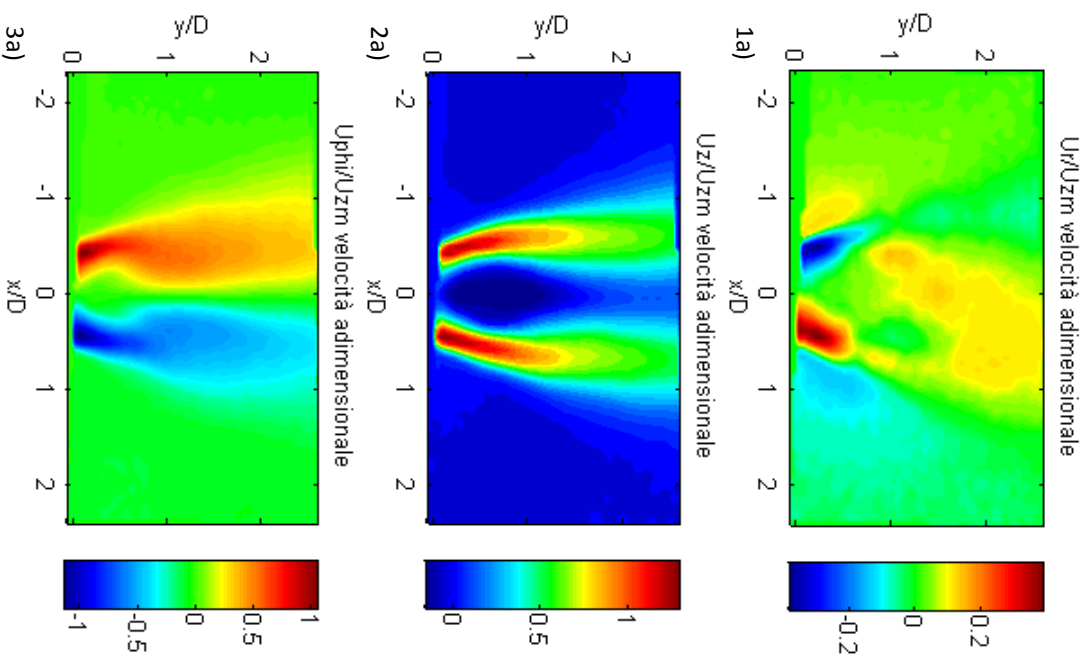
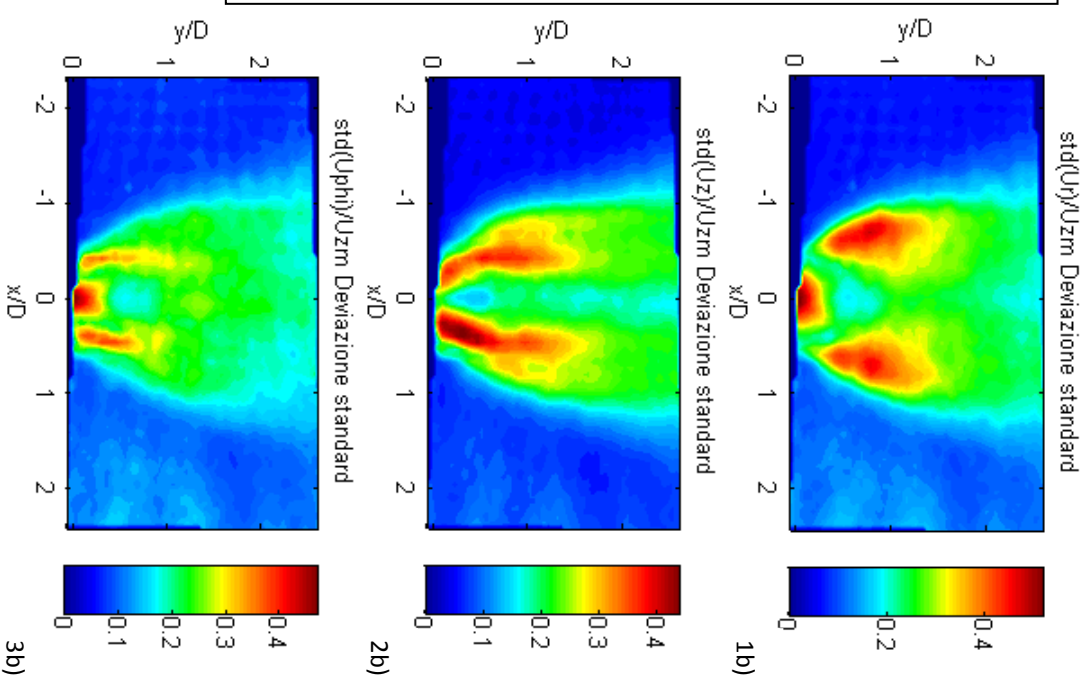


Figura 6.38: CASO GETTO
SR=0.4

A sinistra nell'ordine sono rappresentate la velocità radiale U_r (1a), la velocità assiale U_z (2a) e la velocità tangenziale U_{ϕ} (3a); tutte le velocità sono state adimensionalizzate con la velocità media di efflusso pari a 8.9 m/s.

A destra si presentano gli andamenti della deviazione standard (1b)(2b)(3b), anche essa adimensionalizzata nello stesso modo, per ciascuna delle suddette velocità.

La sezione di efflusso dell'ugello è in corrispondenza della quota $x/D=0$.



6.1.6 CASO: SR=0.5 e Re=21500

La velocità radiale (figura 6.39) mostra una distribuzione simile al caso con SR pari a 0.4. Nei profili più a monte, mostra un andamento antisimmetrico rispetto all'asse del bruciatore ed è presente, anche, una zona centrale, tra i due picchi di velocità, leggermente spostata in $x/D < 0$, in cui U_r si mantiene circa costante vicino al valore zero (figura 6.39 profilo $y/D=0.17$).

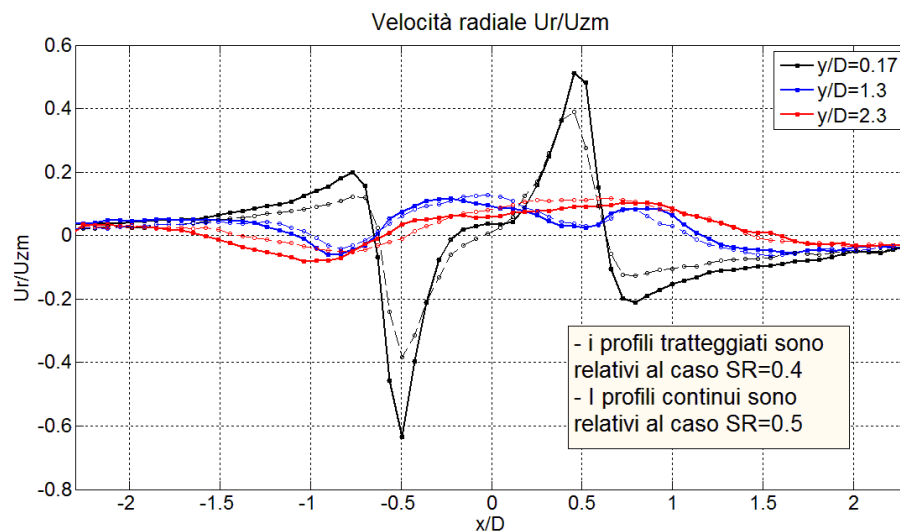


Figura 6.39: confronto dei profili della velocità radiale tra i casi SR=0.4 (tratteggiato) e SR=0.5 (continuo)

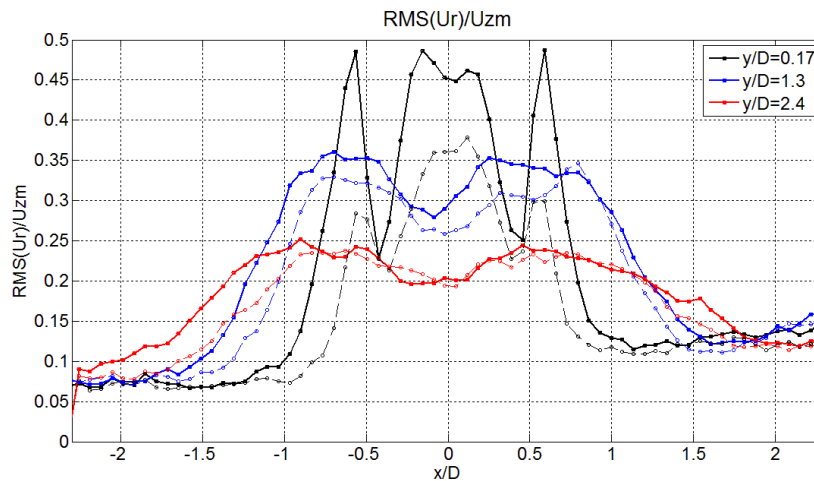


Figura 6.40: confronto degli RMS associati alle velocità radiali tra i casi SR=0.4 (tratteggiato) e SR=0.5 (continuo)

Gli RMS delle fluttuazioni della velocità radiale nei casi SR=0.4 e SR=0.5 mostrano andamenti analoghi (figura 6.40); nella zona più a monte, per $y/D < 1$,

sono presenti tre distinte aree in cui le fluttuazioni di velocità sono massime, una posta sull'asse del bruciatore, e due laterali (figura 6.46-1b). Inoltre, come nel caso precedente, tra le due aree laterali, si assiste alla creazione di una zona centrale circoscritta, corrispondente al centro della zona in cui si hanno velocità negative, in cui la deviazione standard assume valori pari circa a 1/2 rispetto a quelli delle zone circostanti (figura 6.46-1b).

I profili della velocità assiale mostrano un andamento non molto differente dal caso $SR=0.4$, con una più ampia zona di velocità assiali negative, che si estende per tutto il campo di vista fino a y/D circa pari a 2.3, e con una maggiore espansione radiale del getto (figura 6.41).

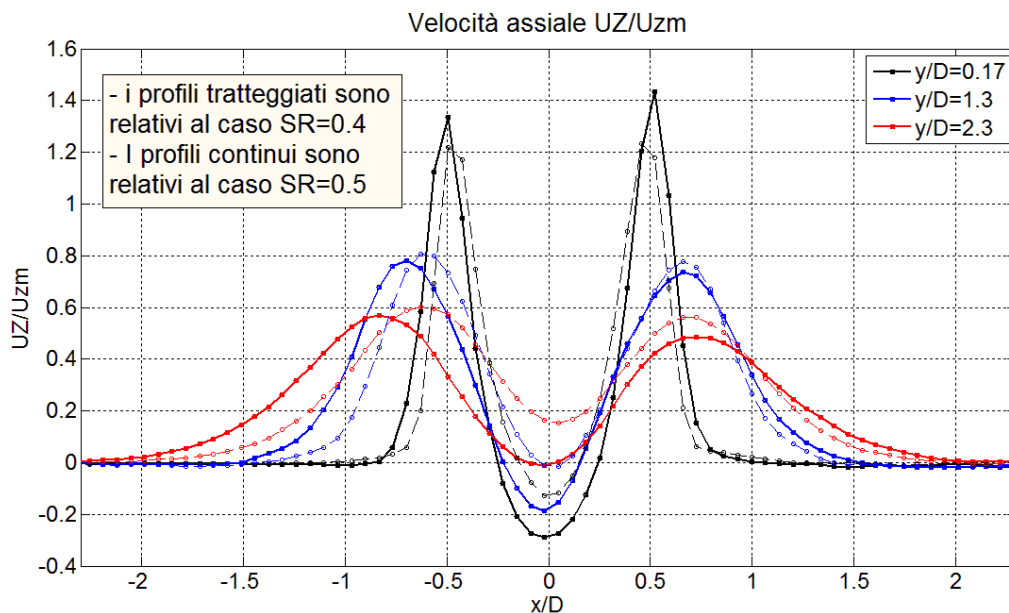


Figura 6.41: confronto dei profili della velocità assiale tra i casi $SR=0.4$ (tratteggiato) e $SR=0.5$ (continuo)

Nella figura 6.42 è mostrata una mappa scalare della velocità assiale nella sezione meridiana del getto. Sebbene i profili di velocità assiale siano simmetrici, il CRZ appare decisamente asimmetrico rispetto all'asse del getto. Questo comportamento è probabilmente dovuto alla forte asimmetria dei profili di velocità radiale per $y/D > 0.5$ (figura 6.46-1a). Inoltre, rispetto al caso con SR pari a 0.4, il CRZ appare più grande e più spostato verso la sezione d'efflusso dell'ugello.

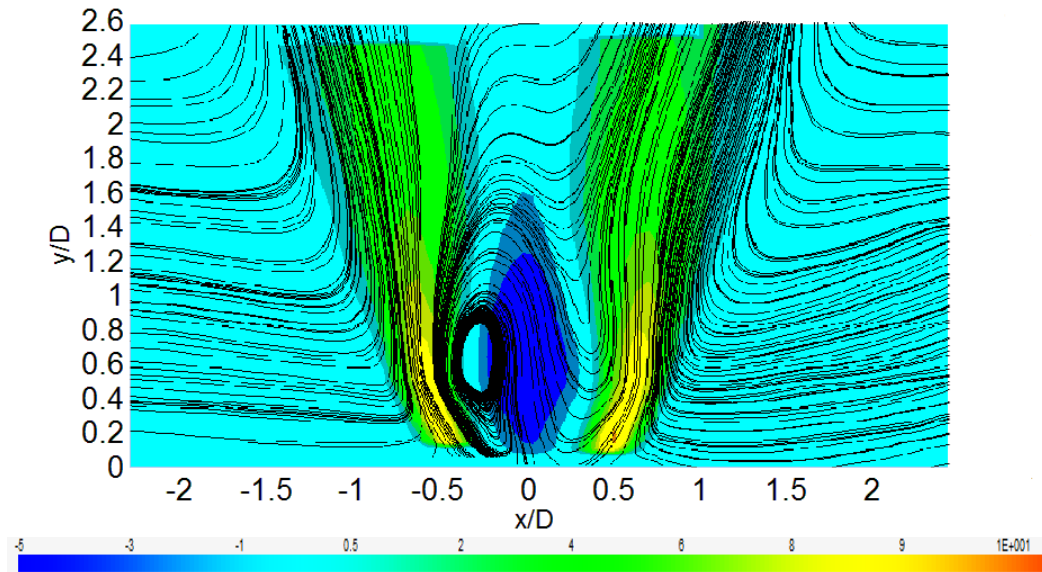


Figura 6.42: bolla di ricircolo relativa allo SR=0.5

I profili radiali del RMS della U_z (figura 6.43) mostrano valori molto elevati rispetto alla velocità assiale media, soprattutto nelle sezioni a monte per $y/D < 1$, dove lo shear layer che si crea tra la zona a velocità negativa e il getto ad alta velocità, è molto più forte e ampio del caso SR=0.4 (figura 6.46-2b). Muovendosi, poi, verso valle si assiste al diminuire dei livelli di turbolenza fino a raggiungere valori simili a quelli relativi al caso SR=0.4.

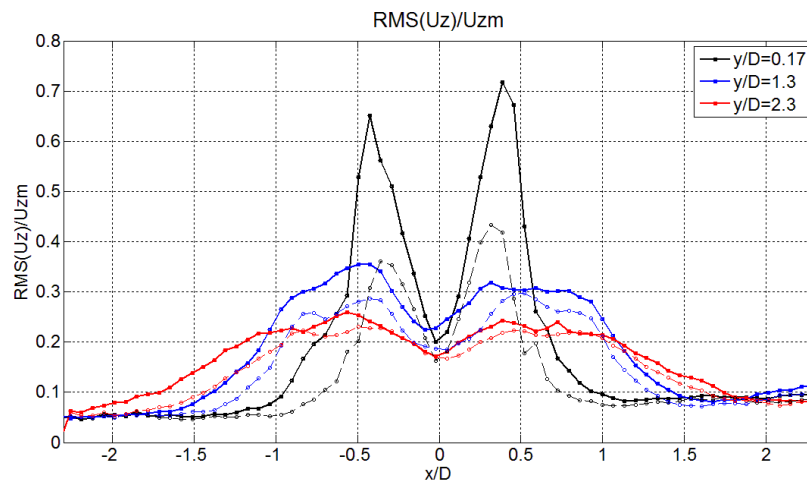


Figura 6.43: confronto degli RMS associati alle velocità assiali tra i casi SR=0.4 (tratteggiato) e SR=0.5 (continuo)

In figura 6.44 e 6.45 sono mostrati gli andamenti della velocità tangenziale e quelli relativi alla sua deviazione standard. I picchi di velocità immediatamente a valle dell'ugello non sono molto differenti dal caso $SR=0.4$, invece, più a valle i profili hanno un'espansione radiale più ampia e valori più elevati (figura 6.44).

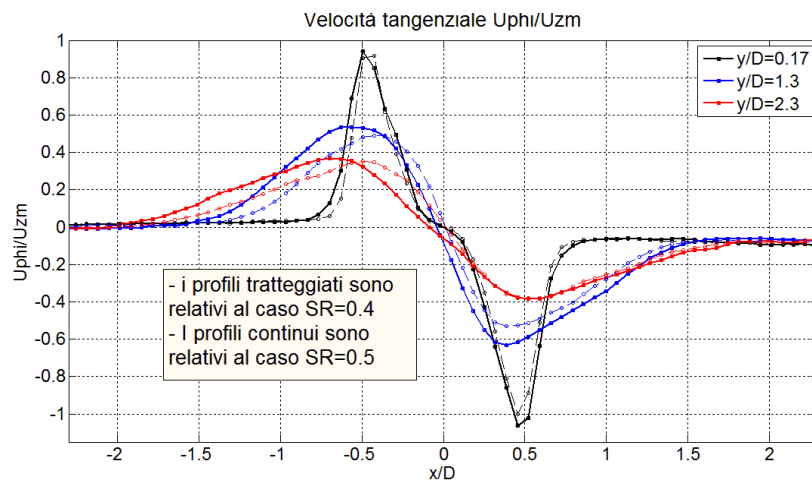


Figura 6.44: confronto dei profili della velocità tangenziale tra i casi $SR=0.4$ (tratteggiato) e $SR=0.5$ (continuo)

I profili dell'RMS di U_{ϕ} (figura 6.45) mostrano ancora valori molto elevati nella zona centrale subito successiva all'ugello, probabilmente legati al moto di precessione del PVC, e in corrispondenza dello shear layer tangenziale ai bordi del getto, per poi stabilizzarsi a valle su valori simili a caso $SR=0.4$.

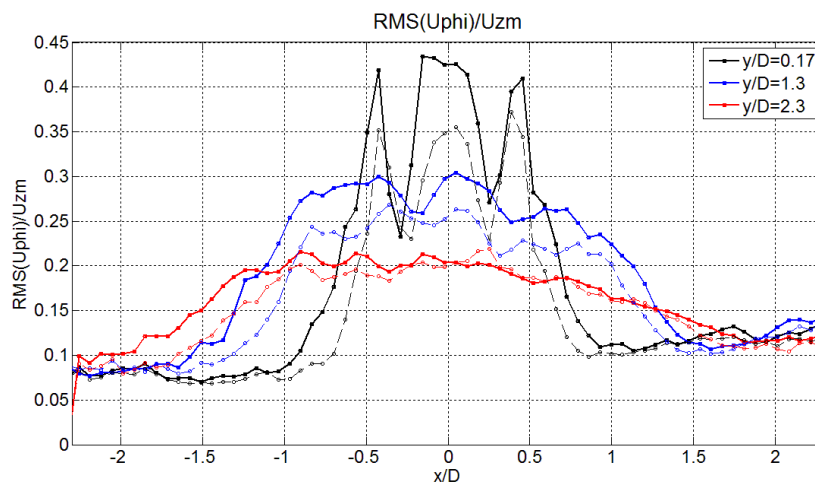


Figura 6.45 confronto degli RMS associati alle velocità tangenziali tra i casi $SR=0.4$ (tratteggiato) e $SR=0.5$ (continuo)

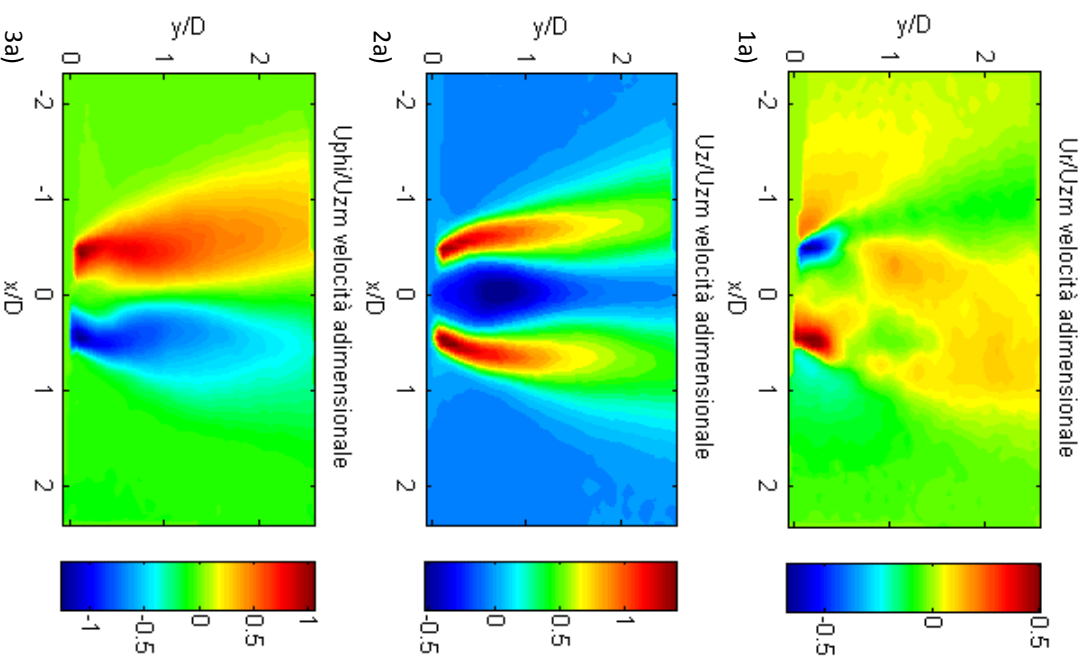
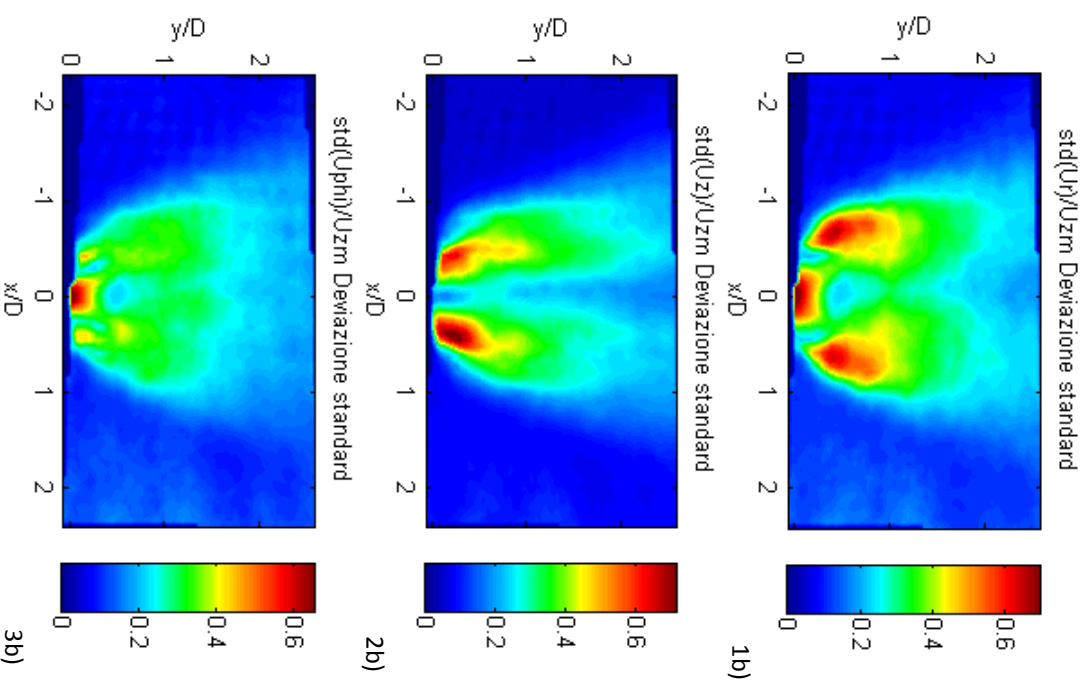


Figura 6.46: CASO GETTO
SR=0.5

A sinistra in senso antiorario sono rappresentate la velocità radiale U_r (1a), la velocità assiale U_z (2a) e la velocità tangenziale U_{ϕ} (3a); tutte le velocità sono state adimensionalizzate con la velocità media di efflusso a 8.9 m/s.

A destra si presentano gli andamenti della deviazione standard (1b)(2b)(3b), anche essa adimensionalizzata nello stesso modo, per ciascuna delle suddette velocità.

La sezione di efflusso dell'ugello è in corrispondenza della quota $x/D=0$.



6.1.7 CASO: Re=10800

Con la medesima configurazione sperimentale è stata condotta una serie di misure relative agli stessi casi di Split Ratio con diverso numero di Reynolds.

Numero di Reynolds 10800				
Split ratio	Portata assiale [NI/min]	Portata tangenziale [NI/min]	Temperatura(°C)	Tbp (μsec)
0	250	0	23	30
0.2	200	50	23	25
0.25	187.5	62.5	23	25
0.3	175	75	23	20
0.4	150	100	23	15

Tabella 6.2: prove sperimentali relative alla configurazione verticale

Le scalar map della velocità assiale che si riferiscono ai casi relativi a questo Reynolds verranno poste nella pagina seguente; viene riportato in figura 6.47, il caso SR=0.4 con Re pari a 10800, poiché questo è l'unico caso in cui si forma la CTRZ, anche se non perfettamente simmetrica rispetto all'asse del getto.

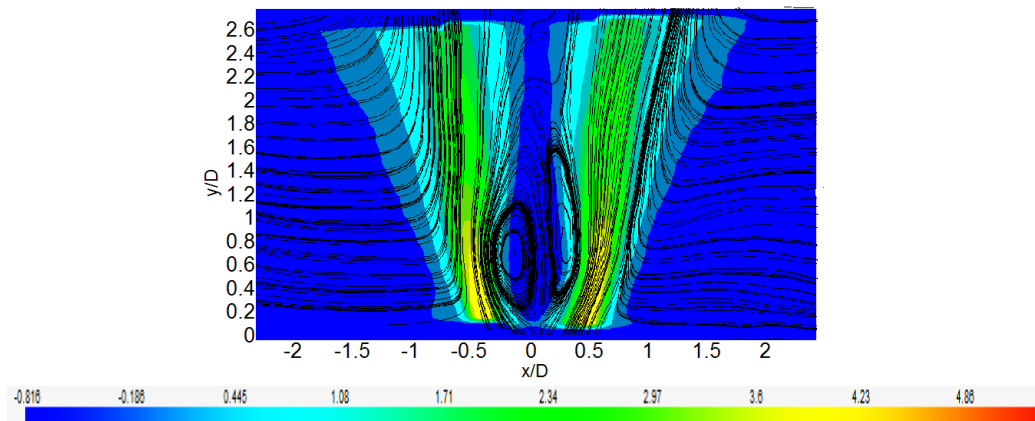


Figura 6.47: bolla di ricircolo relativa al caso SR=0.4 Re=10800

Di seguito, per brevità, verranno messe a confronto solo le contour map della velocità assiale (figura 6.48) adimensionalizzata, per i due diversi numeri di Reynolds, Re=10800 e Re=21500, per tutte le condizioni di Split Ratio disponibili.

La struttura del getto non appare assumere un aspetto molto diverso per i due differenti numeri di Reynolds, tranne che nel caso in cui SR è pari a 0.2; per questa condizione, il getto con il Re inferiore assume un comportamento decisamente più simmetrico, che non presenta ancora la transizione da jet a wake like nei profili di velocità assiale. Questa differenza suggerisce una

dipendenza rispetto al Re del numero di swirl critico per cui appare il Vortex breakdown.

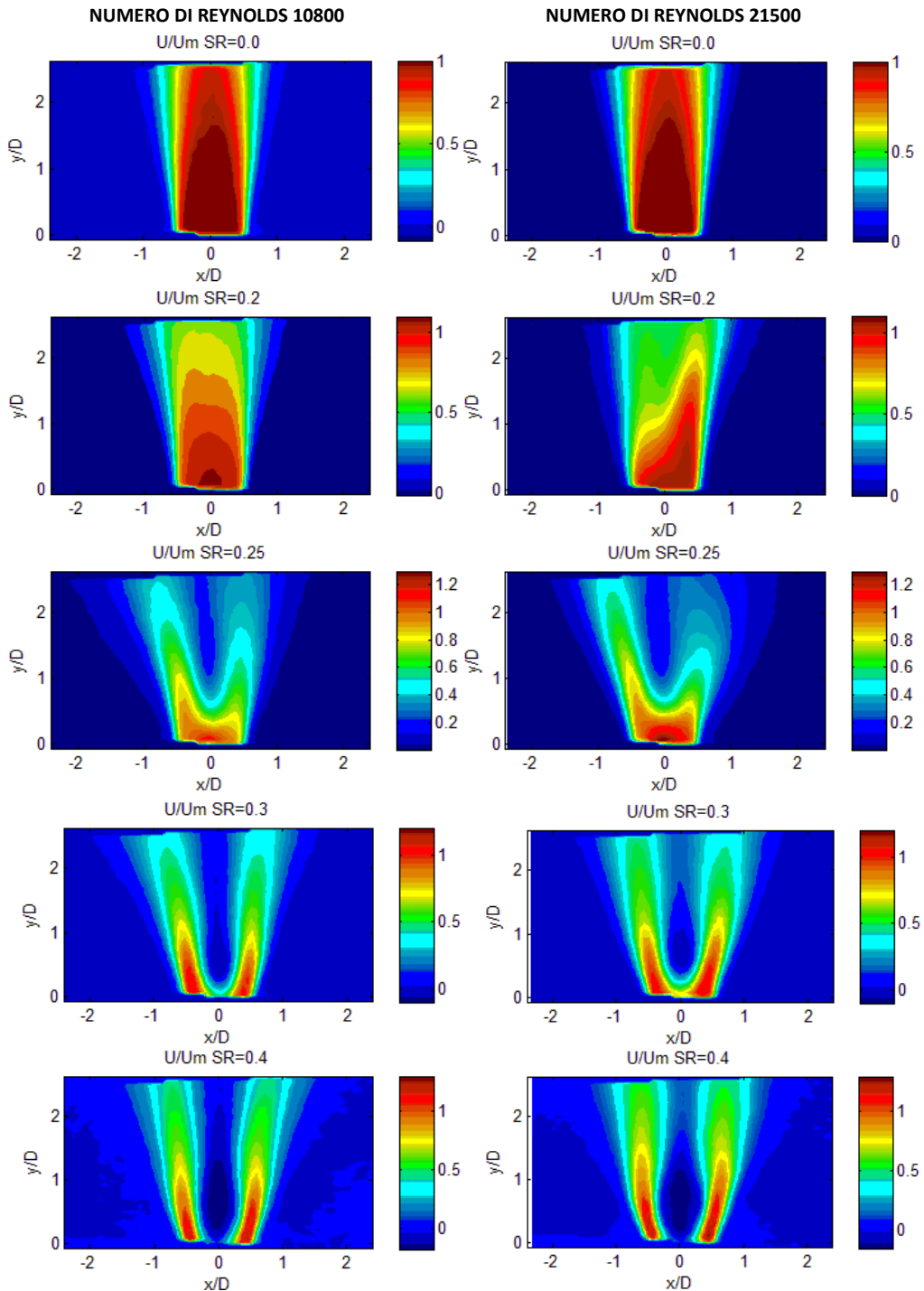


Figura 6.48: scalar map della velocità assiale al variare dello Split Ratio, per due diversi numeri di Reynolds: a sinistra $Re=21500$, a destra $Re=10800$.

6.2 Analisi del Numero di swirl

In seguito all'analisi dei profili di velocità, si è proceduto al calcolo del numero di Swirl alle diverse quote. Con una modalità simile alla precedente si è sezionato il getto a una serie di quote discrete y/D e si è proceduto al calcolo dello swirl mediante la formula suggerita da [3].

$$S = \frac{\int_{-R}^{+R} (\rho U_z U_{phi}) r^2 dr}{R_{ugello} \int_{-R}^{+R} \rho (U_z^2 - \frac{1}{2} U_{phi}^2) r dr} \quad (6.1)$$

Il calcolo dell' integrale è stato svolto, data la natura discreta dei dati, con un integrale di linea, utilizzando il metodo dei trapezi e R corrisponde alla coordinata radiale in cui la velocità assiale assume valori < 0.1 m/s.

L'andamento dello swirl (figura 6.49) presenta un netto salto tra i casi $SR=0.2$ e $SR=0.25$, inoltre sembra mantenersi a un livello costante solo dopo la quota $y/D=1.2$, in particolar modo nei casi in cui si assiste ad una zona di inversione

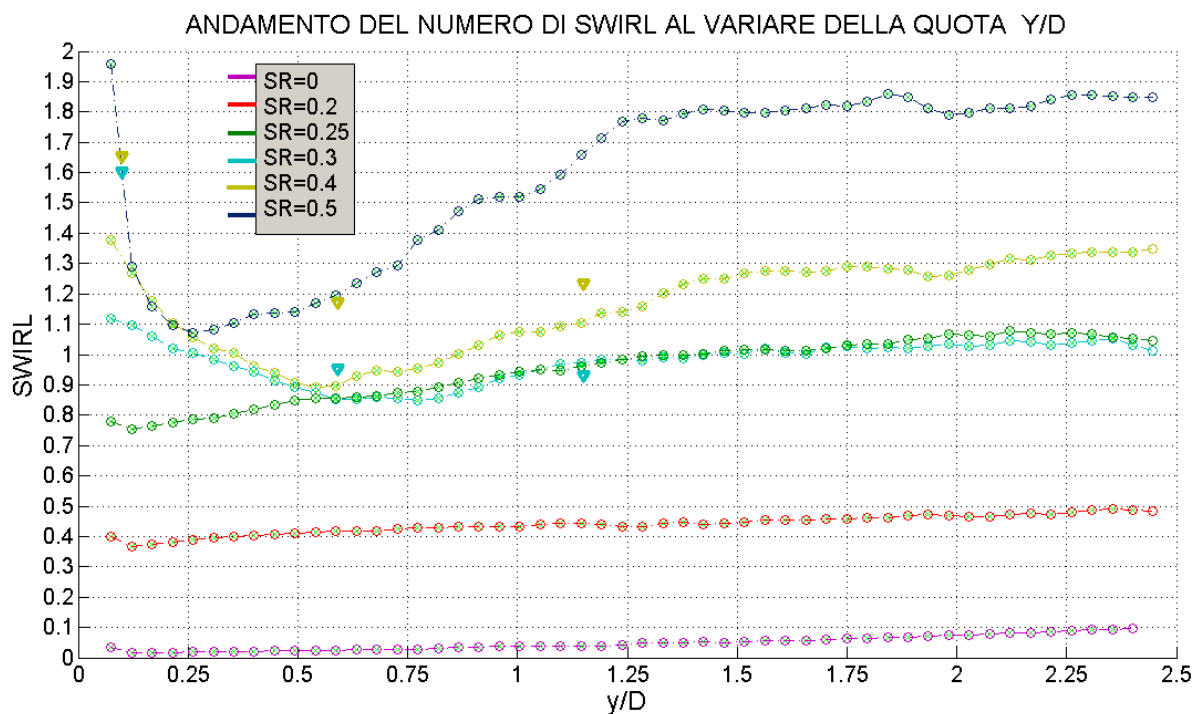


Figura 6.49: Andamento del numero di swirl calcolato mediante la formula suggerita da Gupta, all' aumentare della coordinata y/D .

della velocità assiale per $SR > 0.25$. Il punto assiale a cui si osserva il valore minimo dello swirl in questi casi sembra essere in corrispondenza della bolla di ricircolo e si sposta verso monte all'aumentare dello Split Ratio.

Per quanto riguarda il caso $SR=0$, si assiste ad un graduale aumento dello swirl fino a raggiungere circa il valore 0,1, questo può essere dovuto alla presenza di un moto rotatorio appena fuori dal getto creato dall'immissione dell'inseminante esterno (figura 6.1-3a). Un altro elemento da notare è l'accavallarsi delle curve relative agli Split Ratio 0.25 e 0.3 dopo la quota $y/D=0.5$; questa osservazione andrà ricordata nel successivo calcolo dell'entrainment rate.

Nel grafico di figura 6.49 sono riportati anche alcuni dei valori ottenuti da Talarico [4], in giallo quelli relativi a un $SR=0.45$ e in azzurro quelli relativi a $SR=0.34$; sebbene disponga di pochi punti e, considerando che il bruciatore Talarico [4] aveva una geometria diversa della sezione d'uscita del bruciatore, anche i suoi dati evidenziano una repentina diminuzione del grado di swirl subito a valle dell'ugello e una successiva stabilizzazione su un valore circa costante.

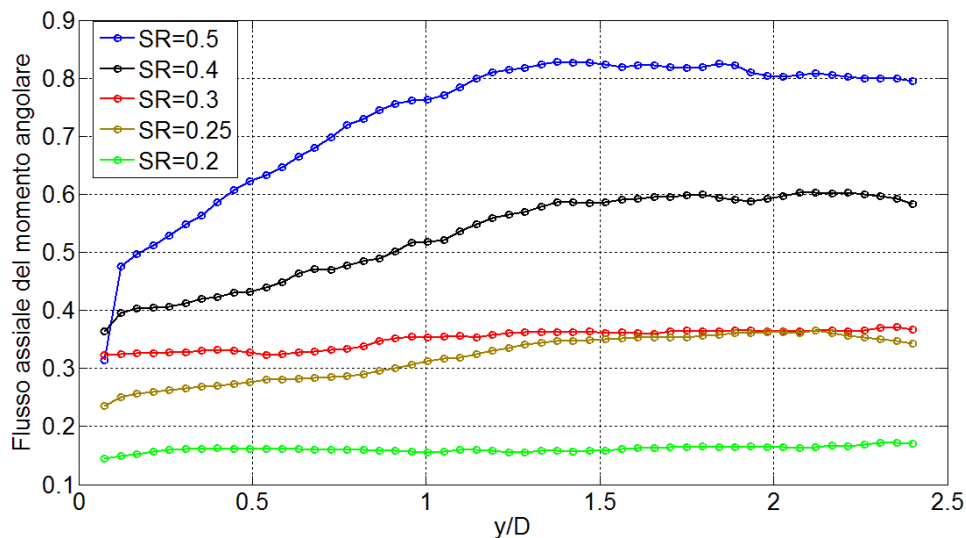


Figura 6.50: andamento del flusso assiale del momento angolare G_θ in funzione della quota y/D

In figura 6.50 è mostrato l'andamento del flusso assiale del momento angolare, G_θ , definito nell'eq 6.2, al variare della quota assiale y/D , per i diversi gradi di swirl calcolati in figura 6.49. All'aumentare del grado di swirl si riscontra un

aumento di G_θ , inoltre esso si mantiene su valori ragionevolmente costanti sin dalla sezione d'efflusso per i numeri di swirl inferiori o pari a 1.1; al contrario nei casi a swirl maggiore in cui si riscontra la formazione di una chiara zona di ricircolo (CRZ) (figura 6.34 e 6.42), il flusso assiale del momento angolare tende ad aumentare fino circa alla quota $y/D=1.25$, per poi attestarsi anch'esso su un valore costante con un andamento analogo a quello assunto dal numero di swirl.

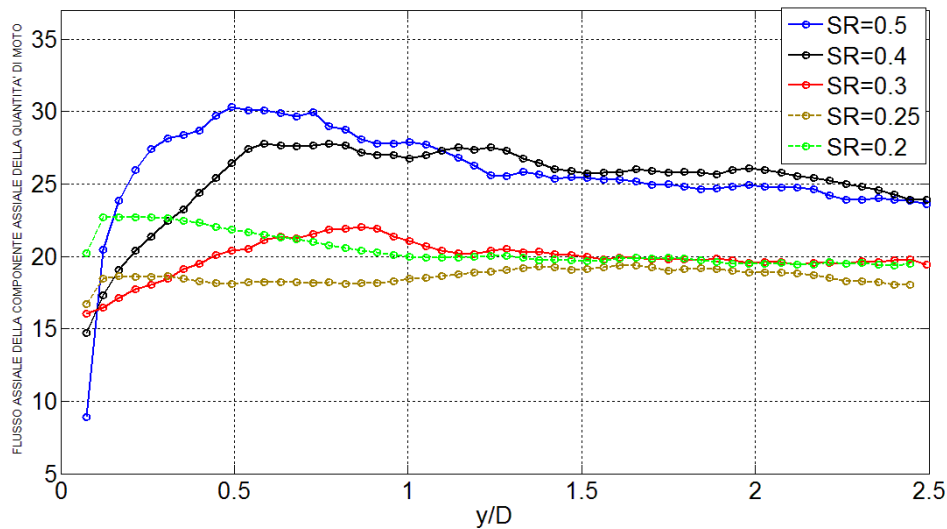


Figura 6.51: andamento del flusso assiale della componente assiale della quantità di moto, G_x , in funzione della quota y/D

In figura 6.51 è mostrato l'andamento di G_x , definito nell'eq 6.2. Per gradi di swirl inferiori o uguali al valore 1.1, G_x assume un valore ragionevolmente costante in modo analogo alla G_θ , mentre nei casi a swirl più elevato si assiste a un suo rapido incremento nelle sezioni immediatamente a valle dell'ugello, seguito da una sistematica tendenza alla diminuzione all'aumentare di y/D .

Il numero di Swirl, in figura 6.49, è calcolato nel modo seguente:

$$S = \frac{G_\theta}{G_x R_{ugello}} = \frac{\int_{-R}^{+R} (\rho U_z U_{phi}) r^2 dr}{R_{ugello} \int_{-R}^{+R} \rho (U_z^2 - \frac{1}{2} U_{phi}^2) r dr} \quad (6.2)$$

Per i casi con $S > 1$ è presente un'area, per $y/D < 1.25$, in cui il numero di Swirl assume i valori minimi, per poi stabilizzarsi più a valle su valori simili a quelli che aveva all'uscita dell'ugello. Questo andamento è dovuto al fatto che, per $y/d < 1.25$, G_θ è ancora in fase crescente, mentre G_x assume i suoi valori

massimi; per $y/d > 1.25$, invece, G_x raggiunge il suo valore massimo asintotico mentre G_θ mostra una leggera tendenza a diminuire.

Utilizzando la definizione di numero geometrico di Swirl, suggerita da Claypole e Syred[5]:

$$S_g = \frac{\pi D_{ugello} r_0}{2A_t} (SR)^2 \quad (6.3)$$

$$SR = \left(\frac{\dot{m}_t}{\dot{m}_{totale}} \right) \quad (6.4)$$

A_t	78,54 mm ²
D_{ugello}	36mm
r_0	40mm

Tabella 6.3: caratteristiche geometriche per il calcolo del numero di swirl geometrico S_g

In cui D_{ugello} è diametro dell'ugello, r_0 è il raggio del bruciatore prima della sezione convergente e A_t è l'area totale degli ingressi tangenziali, si è calcolato S_g . I valori di S_g e di S (calcolati con l'eq 6.1) sono riportati in tabella 6.4.

Slit Ratio	S_g	S (RE=21500)	S (RE=10800)
0	0	0.033	0.03
0.2	1.15	0.4	0.32
0.25	1.8	0.78	0.82
0.3	2.59	1.12	1.0691
0.4	4.61	1.38	1.31
0.5	7.20	1.96	---

Tabella 6.4: tabella riassuntiva valori dello Split ratio, di S_g e di S

I valori dello swirl, in tabella 6.4, sono stati calcolati utilizzando il primo profilo di velocità disponibile successivo alla sezione d'uscita dell'ugello, corrispondente a $y/D=0.08$.

6.3 Risultati configurazione orizzontale

Dopo aver indagato il comportamento del getto lungo la sua sezione meridiana, si è deciso di analizzare il flusso dall'alto lungo un piano trasversale, a due diverse quote, per avere una visione completa della fenomenologia dei vortici, della bolla di ricircolo e del moto di precessione del vortice. Nella configurazione orizzontale x-y è il piano trasversale al getto e z è l'asse uscente dal piano (figura 5.10). Nelle tabelle 6.5 e 6.6 sono mostrati i valori calcolati relativi al numero di swirl, calcolato come descritto in 6.3.2, al centro del vortice, e al raggio del getto r_j .

Risultati relativi alla quota $z/D=0.08$				
Numero di Reynolds 10800, portata nominale 250 [Nl/min]				
Split ratio	Numero di Swirl	Centro del vortice		Raggio del getto
		x/D	y/D	(r_j/D)
0	0	--	--	0,52
0.2	0,3	0,022	-0,082	0,51
0.3	0,97	0,022	-0,010	0,54
0.4	1,17	0,004	-0,022	0,56
0.5	1,76	0,022	-0,067	0,57
Numero di Reynolds 21500, portata nominale 500 [Nl/min]				
Split ratio	Numero di Swirl	Centro del vortice		Raggio del getto
		x/D	y/D	(r_j/D)
0	0	--	--	0,52
0.2	0,35	-0,039	-0,098	0,52
0.3	1,08	0,018	-0,005	0,55
0.4	1,41	-0,007	-0,005	0,55
0.5	1,81	-0,036	-0,039	0,58

Tabella 6.5: Prove relative alla quota $z/D=0.08$ nella configurazione orizzontale.

La scelta del Tbp è stata fatta in accordo con le indicazioni in letteratura per non avere loss of pairs (vedere tabelle 5.7 e 5.8). È stata poi eseguita una serie di misure analoghe a una quota z più elevata, 10mm sopra l'ugello.

Risultati relativi alla quota $z/D=0.28$				
Numero di Reynolds 10800				
Split ratio	Numero di Swirl	Centro del vortice		Raggio del getto
		x/D	y/D	(r_j/D)
0	0	--	--	0,54
0.2	0,25	-0,111	-0,024	0,53
0.3	0,89	0,009	0,008	0,61
0.4	0,98	0,006	0,033	0,64
0.5	1,25	-0,009	-0,060	0,70
Numero di Reynolds 21500				
Split ratio	Numero di Swirl	Centro del vortice		Raggio del getto
		x/D	y/D	(r_j/D)
0	0	--	--	0,54
0.2	0,34	-0,035	-0,079	0,55
0.3	0,94	-0,008	0,007	0,63
0.4	1,06	0,017	-0,043	0,66
0.5	1,28	-0,001	-0,033	0,71

Tabella 6.6: Prove relative alla quota $z/D=0.28$ nella configurazione orizzontale.

6.3.1 Determinazione del centro del vortice

Il metodo utilizzato per trovare il centro del vortice è quello di massimizzazione del momento angolare normalizzato[6]:

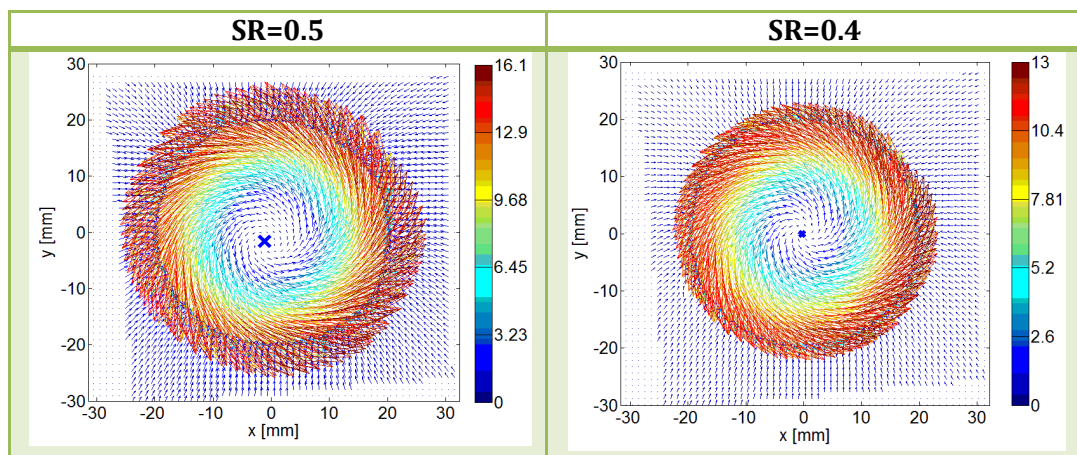
$$f(p) = \frac{1}{N} * \sum_i \frac{r_i \times u(M_i)}{|r_i| |u(M_i)|} \quad (6.5)$$

In cui il punto $p(x, y)$ è il punto rispetto a cui è valutato il momento angolare, $u(M_i)$ è la velocità nel punto i -esimo, M_i , del campo di moto, r_i è la coordinata radiale, calcolata rispetto a p , e N è il numero totale di punti.

I valori della funzione $f(p)$ sono stati poi interpolati per trovare il punto di massimo, il quale sarà identificato come centro del vortice.

In figura 6.52 è mostrato il campo vettoriale medio delle componenti in-plane, per tutti gli Split Ratio disponibili, nel caso di numero di Reynolds pari a 21500 e alla quota $z/D=0.08$. Il centro stimato dal metodo di massimizzazione del momento angolare è mostrato in figura con un simbolo.

Dalle immagini (figura 6.52) e dai dati nelle tabelle 6.5 e 6.6, si nota un netto spostamento del centro del vortice, dall'asse del getto, nel caso di SR pari a 0.2 rispetto agli altri Split ratio; questo comportamento asimmetrico era visibile anche dalle mappe vettoriali verticali, vedi figura 6.11, e conferma la forte instazionarietà del getto in questa fase di incipiente formazione del Vortex Breakdown.



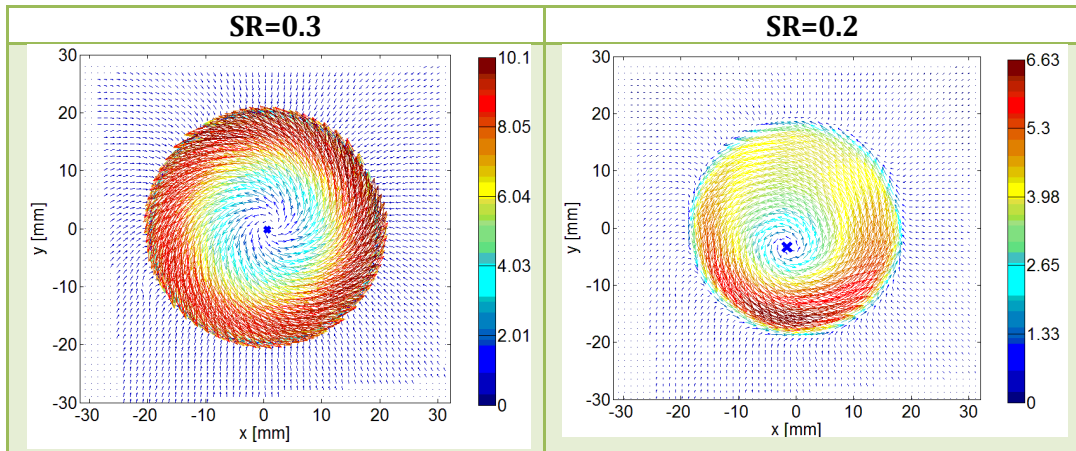


Figura 6.52: mappe medie sezione del getto a $z/D=0.08$, corrispondenti alle componenti in-plane per i diversi Split Ratio, i colori identificano il modulo dei vettori nel piano; nelle immagini si indica il centro del vortice stimato.

6.3.2 Determinazione del grado di swirl

Il grado di swirl è stato calcolato dalle mappe di velocità nel piano orizzontale per eseguire un confronto con i valori di S determinati nella configurazione verticale. In questo caso il numero di swirl è valutato con un integrale di area esteso fino a che la velocità assiale assume valori minori di 0.1 m/s:

$$S = \frac{\iint (\rho U_z U_{phi}) r dA}{R_{ugello} \iint \rho (U_z^2 - \frac{1}{2} U_{phi}^2) dA} \quad (6.6)$$

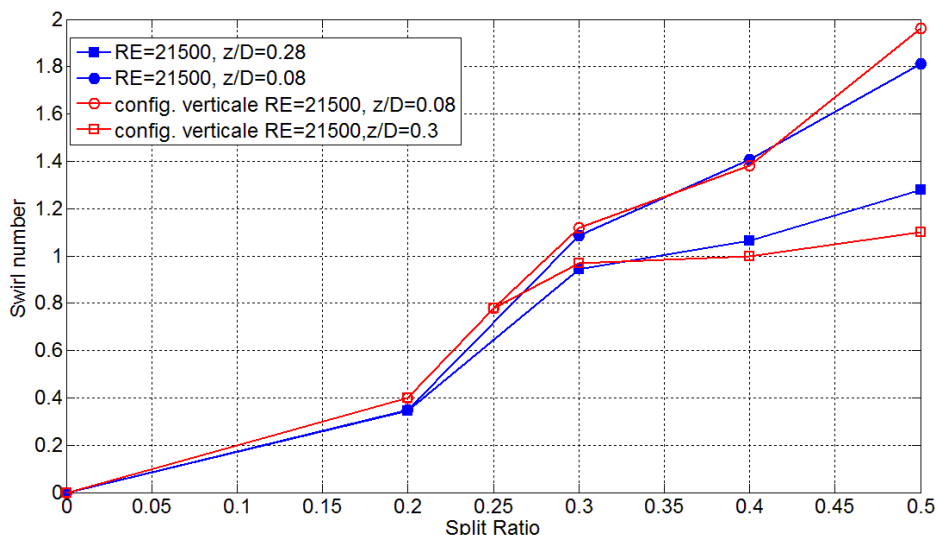


Figura 6.53: variazione del grado di swirl rispetto allo Split Ratio; risultati della configurazione orizzontale, e di quella verticale alle medesime quote z/D .

L'integrale è stato discretizzato utilizzando la superficie di ciascuna area di interrogazione fornita dal software, circa $(1,12\text{mm}) \times (1,1\text{mm})$, coincidente con la risoluzione delle mappe medie.

I dati in figura 6.53 si mostrano in buon accordo con i precedenti, relativi ai risultati nella configurazione verticale, ed anche in questo caso si nota il netto abbassamento dello swirl in corrispondenza della quote immediatamente successive alla sezione d' efflusso del getto.

6.3.3 Determinazione del raggio del getto

In seguito è esposto l'andamento del raggio del getto al variare dello Split ratio e alle due diverse quote disponibili. L'informazione relativa al raggio è stata calcolata utilizzando un filtro sulla velocità radiale, in modo tale da poter definire il confine del getto. Più in dettaglio l'area di interrogazione in cui si assiste all'inversione della direzione della velocità radiale, U_r , viene identificata come il bordo del getto. In questo modo, definendo la posizione radiale della suddetta area di interrogazione rispetto al centro geometrico del bruciatore, si possono definire una serie di raggi lungo la circonferenza del flusso, da cui si può calcolare un valore di raggio medio e una deviazione standard. I risultati sono riportati in tabella 6.7, per il caso $Re=21500$ e per due diverse quote.

$z/D=0,08, RE=21500$				
Split ratio	R_j [m]	R_j/D	RMS raggio [m]	fluttuazione %
0	0,0187	0,52	0,000169	0,91
0.2	0,0187	0,52	1,85E-04	1,0
0.3	0,0198	0,55	2,22E-04	1,1
0.4	0,0199	0,55	2,07E-04	1,0
0.5	0,0209	0,58	0,00045	2,2

$z/D=0,28, RE=21500$				
Split ratio	R_j [m]	R_j/D	RMS raggio [m]	fluttuazione %
0	0,0196	0,54	2,82E-04	1,44
0.2	0,0198	0,55	3,39E-04	1,7
0.3	0,0227	0,63	3,56E-04	1,6
0.4	0,0237	0,66	3,31E-04	1,4
0.5	0,0256	0,71	4,51E-04	1,8

Tabella 6.7: raggio del getto stimato e relativa fluttuazione [%] per i diversi SR

Nella figura 6.54b la velocità radiale è positiva in direzione entrante al getto.

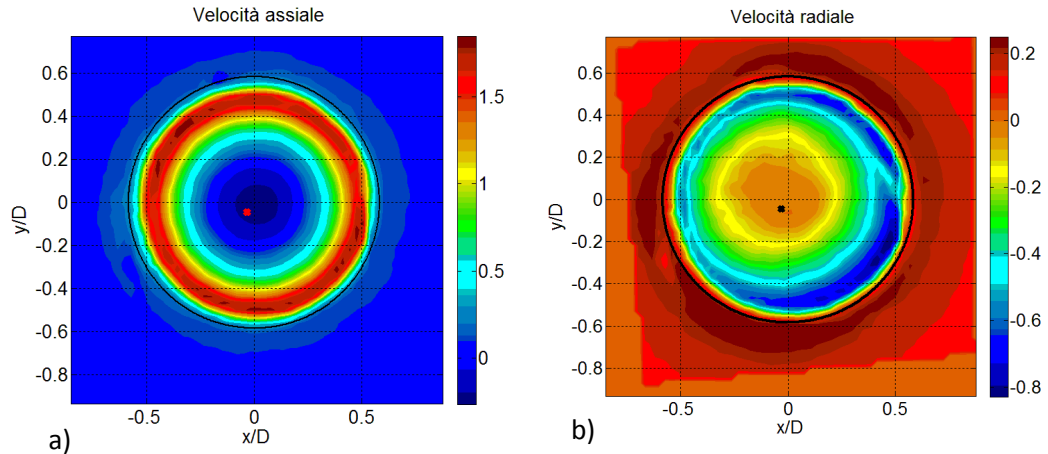


Figura 6.54: rappresentazione del bordo identificato del getto; contour map relative alla velocità assiale (a) e alla velocità radiale, positiva se entrante nel getto(b), del caso $SR=0.5$, $RE=21500$ e $z/D=0.08$;

Nella figura 6.54, che rappresenta la contour map della velocità assiale e radiale relative al caso $SR=0.5$, $RE=21500$ e $z/D=0.08$, è stato rappresentato, in nero, il limite del getto identificato.

In figura 6.55 gli andamenti dell'estensione radiale del getto appaiono coerenti per i due diversi valori di Reynolds, inoltre si nota l'improvvisa espansione del flusso dopo aver superato il valore di $SR=0.2$; questo comportamento è in accordo con i dati mostrati in precedenza ed evidenzia il verificarsi di uno stadio critico, dovuto alla formazione del Vortex Breakdown, tra $SR>0.2$ e $SR<0.3$, che causa il rapido allargamento del flusso.

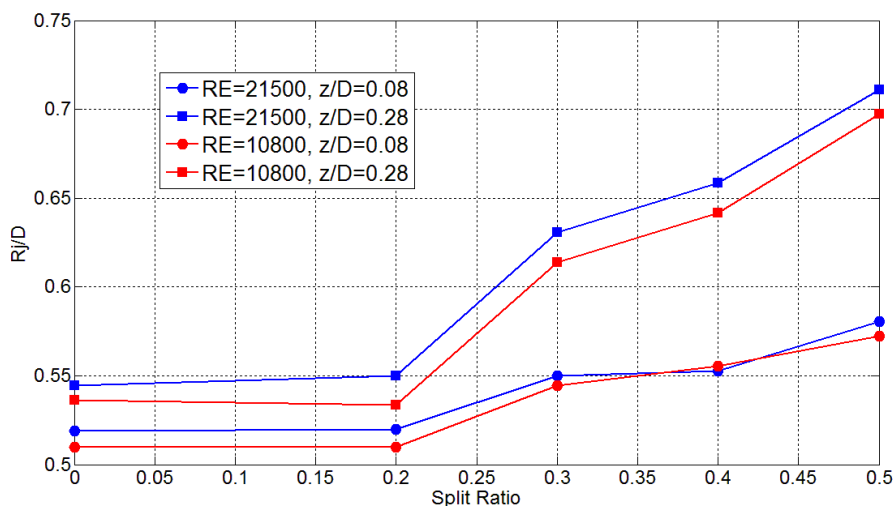
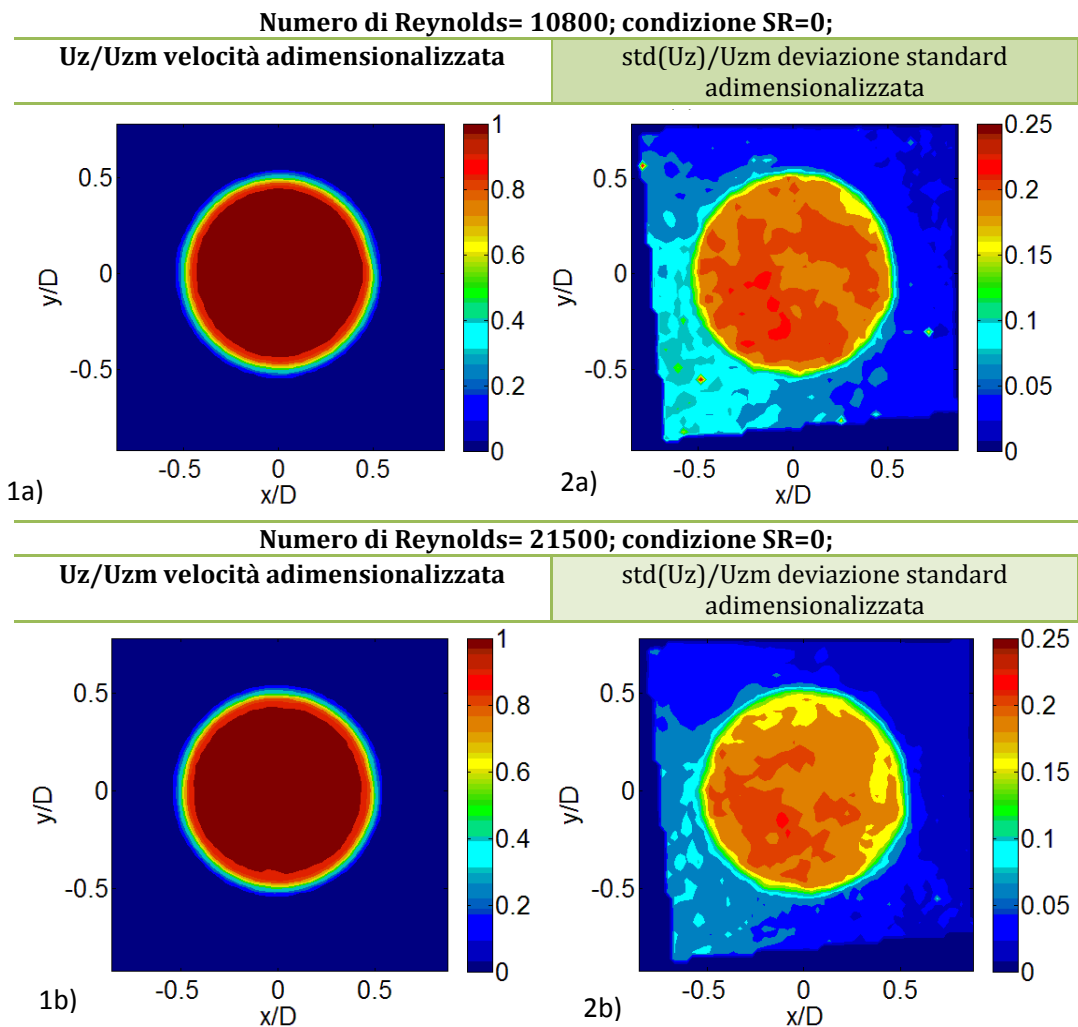


Figura 6.55: espansione del getto per diverse condizioni di SR e a diverse quote

6.3.4 Configurazione orizzontale: analisi mappe medie

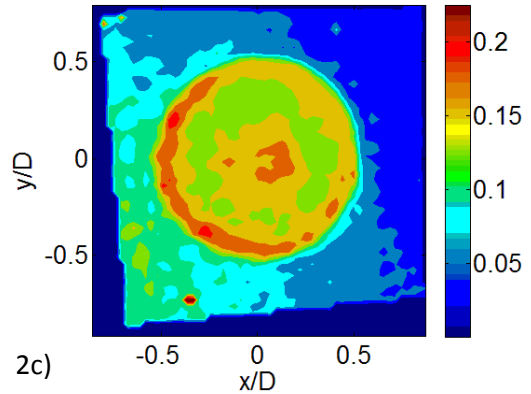
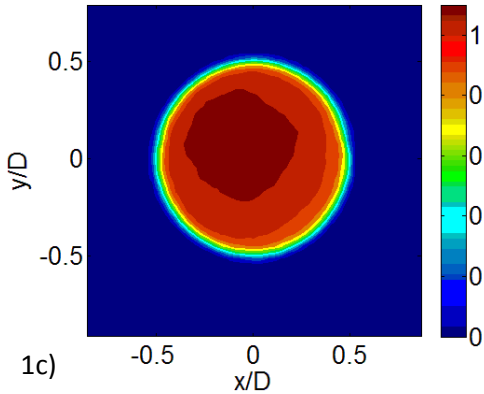
In seguito sono presentate le contour map, che rappresentano la velocità assiale e la sua deviazione standard, entrambe adimensionalizzate, per i diversi valori di SR e per i due numeri di Reynolds disponibili, alla distanza adimensionalizzata pari a 0.08. Lo scopo di questa analisi è quello di integrare le informazioni ottenute con i risultati derivanti dalla configurazione SPIV verticale, per avere una chiara visione della simmetria dei profili su tutta la sezione trasversale del getto.



Numero di Reynolds= 10800; condizione SR=0.2;

Uz/Uzm velocità adimensionalizzata

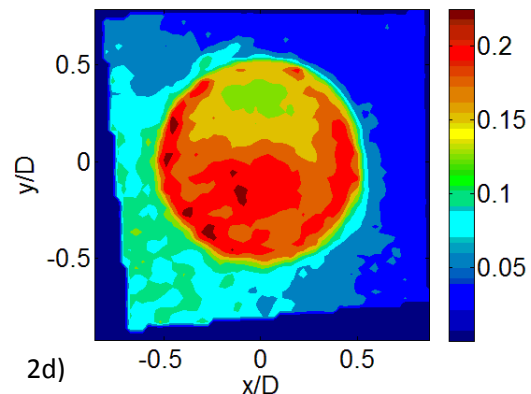
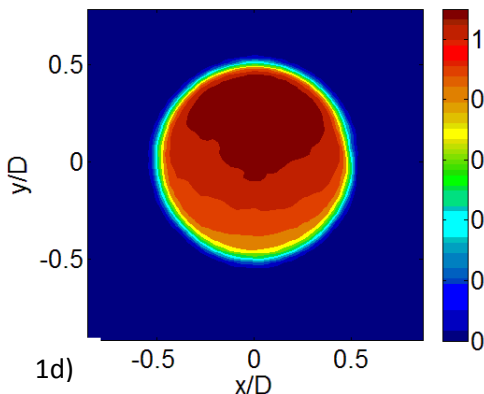
std(Uz)/Uzm deviazione standard adimensionalizzata



Numero di Reynolds= 21500; condizione SR=0.2;

Uz/Uzm velocità adimensionalizzata

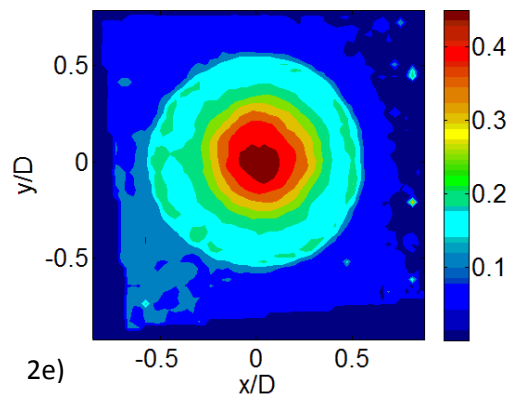
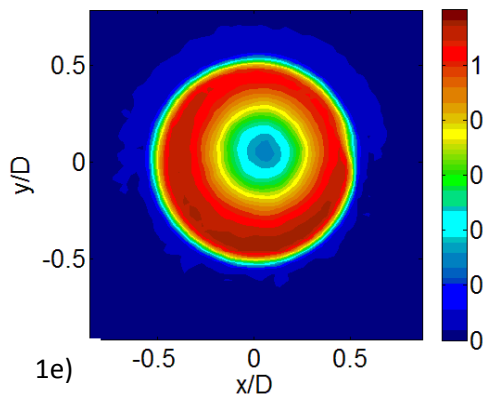
std(Uz)/Uzm deviazione standard adimensionalizzata



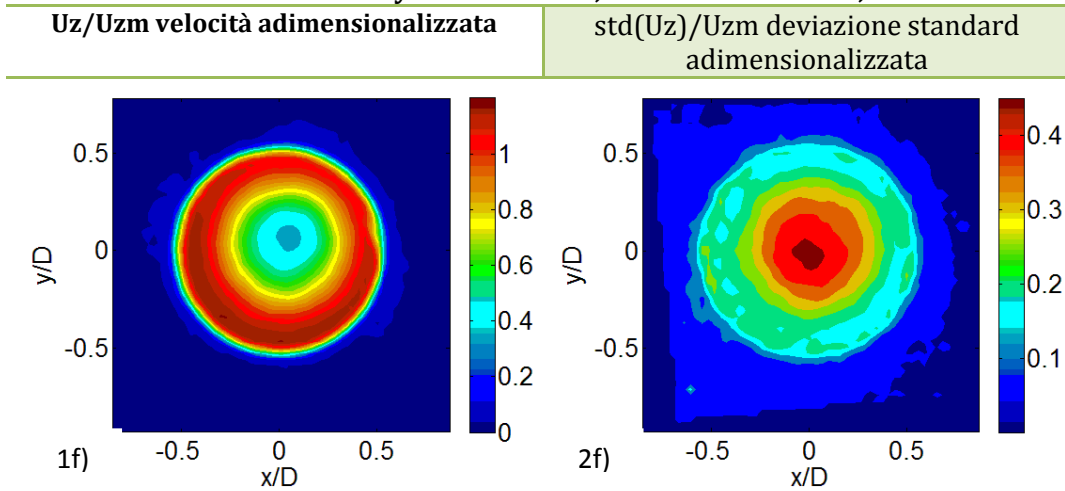
Numero di Reynolds= 10800; condizione SR=0.3;

Uz/Uzm velocità adimensionalizzata

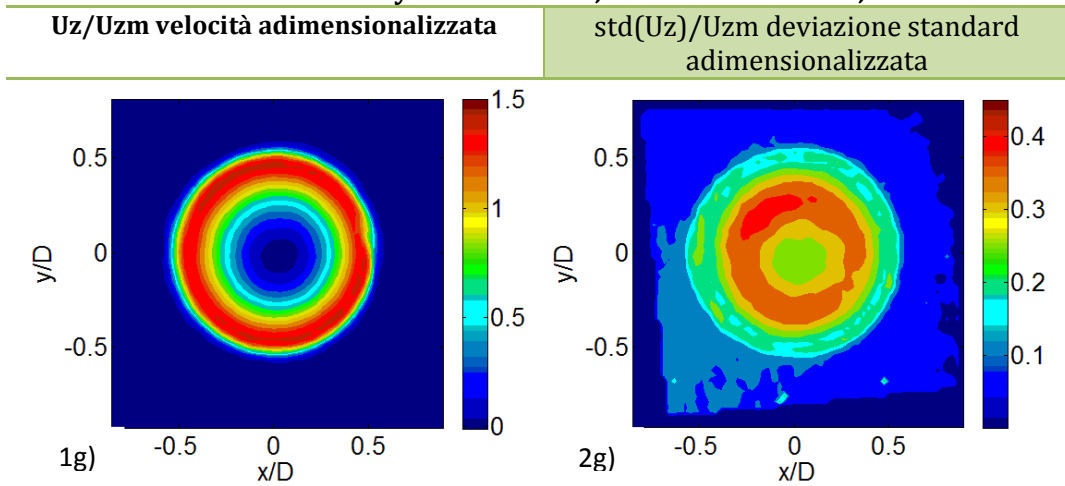
std(Uz)/Uzm deviazione standard adimensionalizzata



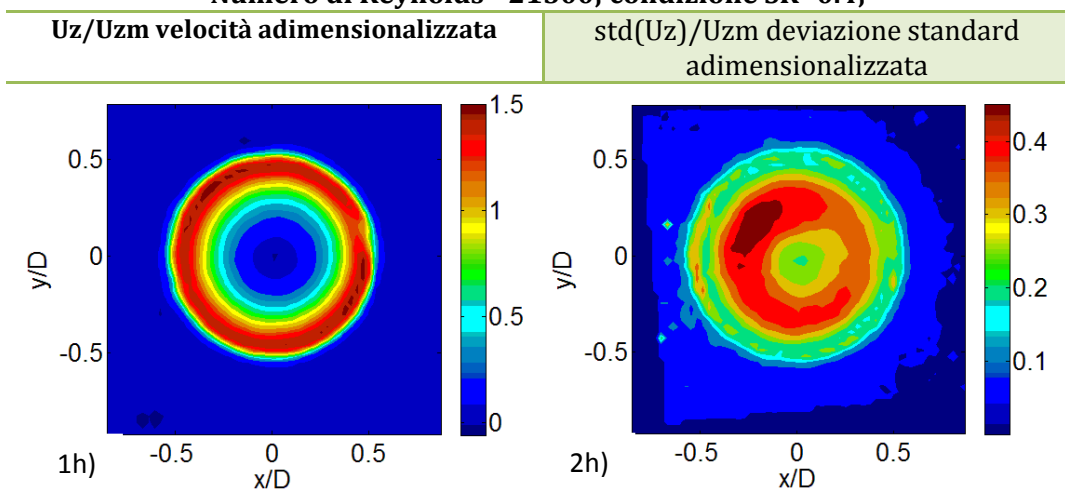
Numero di Reynolds= 21500; condizione SR=0.3;



Numero di Reynolds= 10800; condizione SR=0.4;



Numero di Reynolds= 21500; condizione SR=0.4;



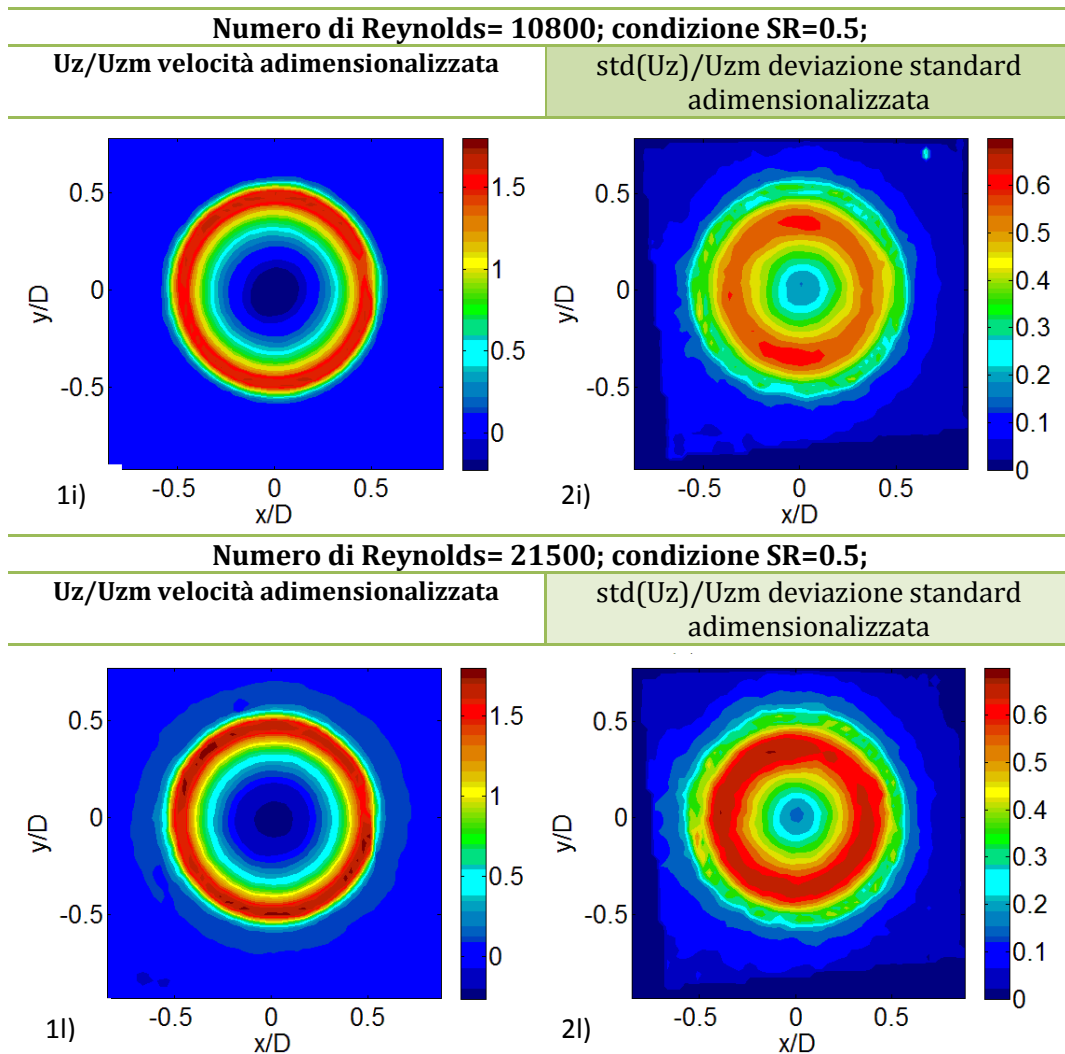


Figura 6.56: rappresentazione contour map della velocità assiale e della relativa deviazione standard, alla quota $z/D=0.08$, al variare del grado di Swirl, per numeri di Reynolds pari a 10800 e 21500.

Nel caso non-swirlato, in figura 6.56-1a,1b, abbiamo un'ampia zona del getto che assume la velocità massima d'efflusso, con una distribuzione chiaramente simmetrica; per quanto riguarda l'RMS (2a,2b), esso si mantiene ad un valore circa costante in tutta la sezione del getto, assumendo valori pari a circa il 25% della velocità massima.

Nel caso relativo allo SR=0.2, si assiste ad una distribuzione fortemente asimmetrica dei profili di velocità assiale (1c,1d), cosa già riscontrata nell'analisi dei profili ottenuti nella configurazione verticale (figura 6.8-6.48), molto più evidente nel caso con Re maggiore; anche questa dipendenza dal Re risulta in

accordo con quanto visto nella configurazione verticale nel caso di $SR=0.2$ (figura 6.48). Nonostante la forte asimmetria della velocità, i valori di deviazione standard non variano significativamente rispetto al caso $SR=0$ in termini assoluti, sebbene anch'essi assumano una distribuzione meno uniforme su tutta la sezione del getto (2c,2d). Aumentando il numero di swirl ad un valore sopra-critico, corrispondente a $SR=0.3$ e per entrambi i numeri di Reynolds analizzati, si osserva la formazione di una zona, leggermente fuori dall'asse del bruciatore, in cui avviene la transizione da jet a wake like dei profili di velocità assiale, che è associata al sopraggiungere del Vortex Breakdown; sebbene a questa quota, $z/D=0.08$, non si osservi, ancora, una vera inversione del flusso nelle mappe medie (figure 1e,1f). I valori della deviazione standard assumono grandezze doppie rispetto ai casi a inferiore numero di swirl, nella zona centrale (figure 2e,2f).

Un ulteriore aumento del grado di swirl, porta a una maggiore simmetria della velocità assiale, con la zona a bassa velocità che si sposta in corrispondenza dell'asse del bruciatore; si osserva la presenza di una zona di ristagno a partire da $SR=0.4$ corrispondente circa a $S=1.4$ (figure 1g,1h), e la zona di inversione del flusso, legata alla presenza del CRZ, è chiara nel caso $SR=0.5$ (figure 1i,1l); la distribuzione delle fluttuazioni della velocità cambia radicalmente dal caso a $SR=0.3$, infatti assume una configurazione ad anello attorno alla zona a bassa velocità assiale, in corrispondenza dello shear layer interno tra la zona ad alta velocità e quella di inversione del flusso (figure 2g,2h,2i,2l). Si evidenzia, quindi, l'esistenza di 2 distinte transizioni della distribuzione delle fluttuazioni di U_z :

- Il passaggio da una distribuzione circa uniforme lungo tutta la sezione del getto in $SR=0$ e $SR=0.2$, a una distribuzione convessa con un massimo sull'asse nel caso in cui $SR=0.3$ (figure 2e,2f)
- Il passaggio dalla distribuzione convessa sull'asse ad una ad anello nei casi con $SR=0.4$ e $SR=0.5$ (figure 2g,2h,2i,2l)

Questa analisi sostanzialmente, oltre a rappresentare l'evoluzione del getto nelle diverse condizioni, conferma le conclusioni raggiunte analizzando le mappe medie in configurazione verticale, in cui era possibile vedere solo la sezione meridiana del getto, per le quali il flusso attraversava condizioni

instabili tra i valori di $0.2 < SR < 0.3$, per poi stabilizzarsi con la formazione del CRZ, saldamente ancorato all'asse del bruciatore.

6.5 Configurazione orizzontale: analisi mappe istantanee

In questo capitolo verranno esposti i risultati relativi alle analisi delle mappe istantanee del getto nella vista azimutale, circa la localizzazione del centro del vortice del PVC, per ricostruirne il moto di precessione e l'influenza sul campo di moto della velocità assiale. Per far ciò, si sono applicati criteri di identificazione dei vortici quali il Λ^2 [14] o il 2nd invariant Q [15], implementati direttamente dal software SPIV della Dantec [12], e, in alternativa, si è, anche, applicato il metodo di massimizzazione del momento angolare normalizzato [6] (già utilizzato per lo studio delle mappe medie). Si è deciso di applicare entrambi i metodi poiché presentano vantaggi e svantaggi reciproci:

- il metodo di massimizzazione del momento angolare non è invariante galileiano; questo è una caratteristica negativa poiché, nel getto oggetto del nostro studio, non è presente solo un moto vorticoso piano, ma a quest'ultimo si sovrappone il moto di precessione attorno all'asse del bruciatore, e questo può inficiare la correttezza dell'identificazione della posizione del vortice.
- I metodi Λ^2 o il 2nd invariant Q si basano sul calcolo dei gradienti di velocità, sono invarianti galileiani, ma sono molto sensibili a errori dovuti al calcolo differenziale e richiederebbero una misura 3D nello spazio.

Note queste considerazioni si è deciso di analizzare la sezione del getto alla quota $z/D=0.08$ relativa al numero di Reynolds 21500 e allo Split Ratio=0.5.

In primo luogo si è proceduto all'identificazione delle coordinate dei centri del vortice in tutte le mappe istantanee, con i tre metodi; successivamente questi sono stati interpolati mediante una circonferenza così da poterne definire una posizione radiale e angolare rispetto al centro del getto. Come si può vedere in figura 6.57 a-b, i metodi basati sul calcolo dei gradienti di velocità danno risultati concordi, con due chiari picchi di probabilità a coordinate diverse, mentre il metodo di massimizzazione del momento angolare restituisce valori della posizione radiale decisamente inferiori, con un picchi di probabilità più

elevati, in un area più ristretta; un risultato analogo è stato ottenuto da Capelli per un caso sperimentale simile a questo[13].

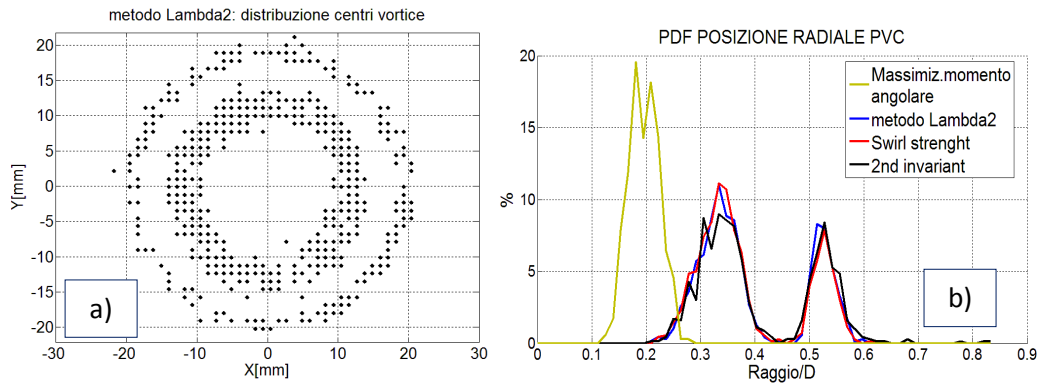


Figura 6.57: a) distribuzione dei centri del vortice identificati con il metodo Lambda2; b) PDF delle posizioni radiali dei centri identificati con i diversi metodi, rispetto all' asse del bruciatore.

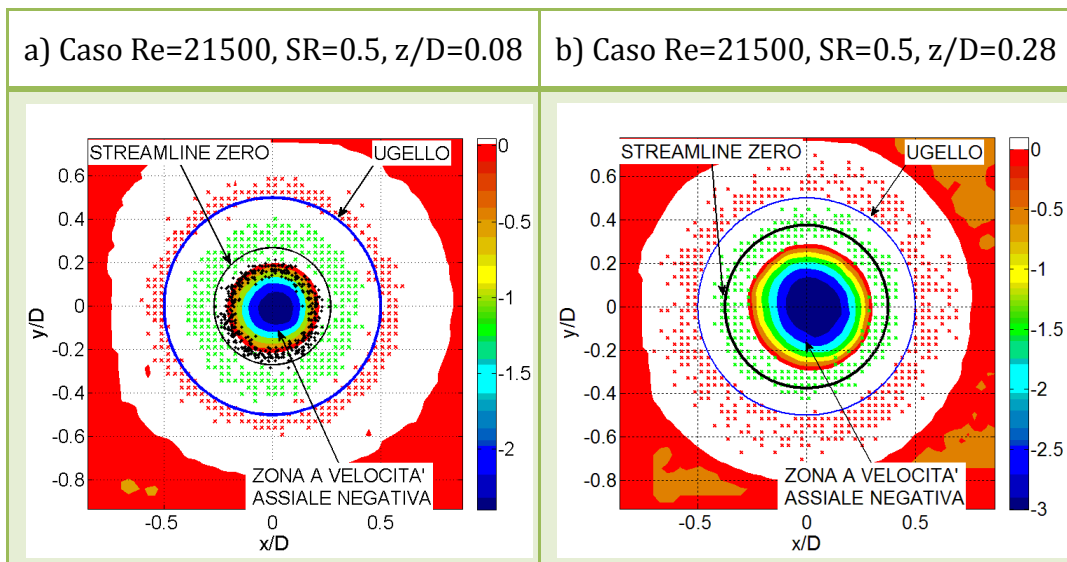


Figura 6.58: in nero i punti relativi al centro del vortice calcolati con il metodo di massimizzazione del momento angolare, in verde e in rosso le due serie di punti trovate con il metodo lambda2

Nella figura 6.58-a sono mostrate la scalar map della velocità assiale, solo relativa alla bolla di ricircolo (quindi in cui le velocità assiali sono negative), e la streamline zero, in modo tale da visualizzare la posizione dei centri identificati con i diversi metodi rispetto alla suddetta bolla di ricircolo; il metodo di massimizzazione del momento angolare restituisce una nuvola di punti posta ai limiti della zona di ricircolo, ma non centrata esattamente con essa. Questa deviazione dall'asse del bruciatore è probabilmente dovuta agli errori derivanti dal fatto che il metodo non è invariante galileiano. Il metodo Lambda2 (il 2°

invariante mostra un comportamento simile) mostra una nuvola di punti attorno alla zona di ricircolo, ma ad una distanza radiale superiore al precedente metodo, ed un'altra, nella zona corrispondente ai limiti esterni del getto; essa è probabilmente dovuta alla presenza del vortice secondario esterno (HOV), la cui formazione è strettamente connessa alla presenza del vortice principale, PVC. In figura 6.58-b è mostrato un caso analogo per $Re=21500$, $SR=0.5$, ma ad una quota più elevata, $z/D=0.28$; in questo caso sono mostrati solo i centri identificati con il metodo lambda2. La loro posizione all'interno del getto si colloca tra la streamline zero e la linea a velocità assiale pari a zero, il che è in accordo con i risultati presenti in letteratura [16]. Ponendo un filtro, ai metodi basati sui tensori dei gradienti che escluda i centri fuori dal limite corrispondente all'ugello, si ottengono i risultati in figura (6.59).

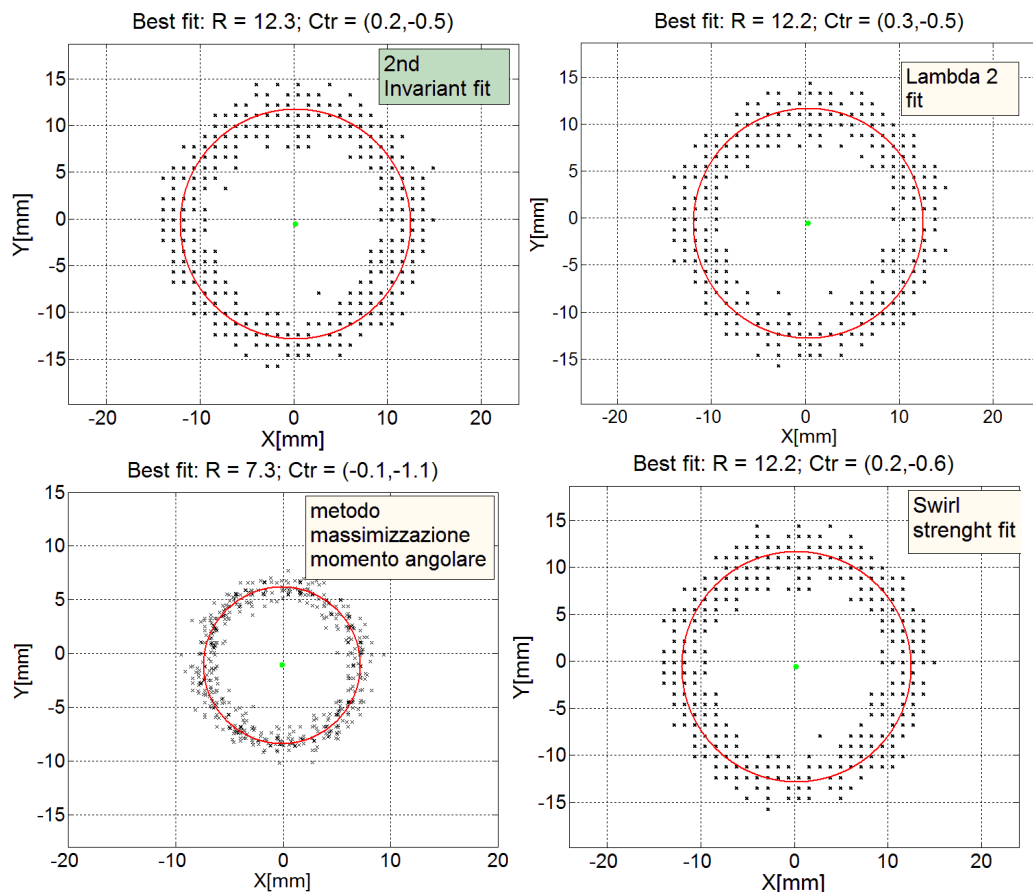


Figura 6.59: posizioni dei centri del vortice per ciascuna mappa SPIV istantanea con i diversi metodi; in rosso la circonferenza che approssima meglio la distribuzione dei punti, con relativa posizione del centro stimata e valore del raggio.

Le posizioni dei centri dei vortici sono state interpolate con una circonferenza utilizzando il metodo dei minimi quadrati (figura 6.59); in questo modo è stato possibile definire un centro e un raggio della circonferenza che approssima meglio la posizione dei punti. Come si può vedere, il metodo che restituisce il centro della circonferenza interpolante, indicato nelle figure con l'acronimo Ctr, più distante dal centro del bruciatore, è quello della massimizzazione del momento angolare, con uno scostamento doppio in direzione y rispetto agli altri metodi.

In tabella 6.8 sono indicati il valore medio della distanza radiale dei centri del vortice identificato, μ/D , rispetto al centro del bruciatore e i relativi valori della deviazione standard. Nel caso dei metodi basati sul tensore dei gradienti di velocità, il valore medio è calcolato rispetto alla distribuzione dei centri identificati all'interno del getto.

	μ/D	Deviazione standard
Max.momento angolare	0.2	0.028
Lambda2	0.338	0.04
2°Invariante	0.338	0.39
Swirl Strenght	0.339	0.39

Tabella 6.8: valore medio e deviazione standard della posizione radiale dei centri identificati del vortice

Ricapitolando, i metodi basati sul calcolo del tensore dei gradienti di velocità, sono coerenti tra loro (tabella 6.8), e collocano il centro del vortice a coordinate radiali maggiori rispetto a quello di massimizzazione del momento angolare, sebbene quest'ultimo mostri una PDF con una minore deviazione standard per la posizione dei centri istantanei (tabella 6.8).

Per verificare che i metodi siano congruenti nell'identificare la posizione del vortice, non occorre solo verificare le coordinate radiali, ma anche la posizione angolare. I due grafici che seguono in figura 6.60, quindi, mostrano sulle ascisse e sulle ordinate le posizioni angolari θ° , prese positive in senso antiorario, associate alla posizione del PVC, per ogni immagine istantanea SPIV, ottenuta con i diversi metodi (il confronto è stato eseguito prendendo il metodo Q come riferimento).

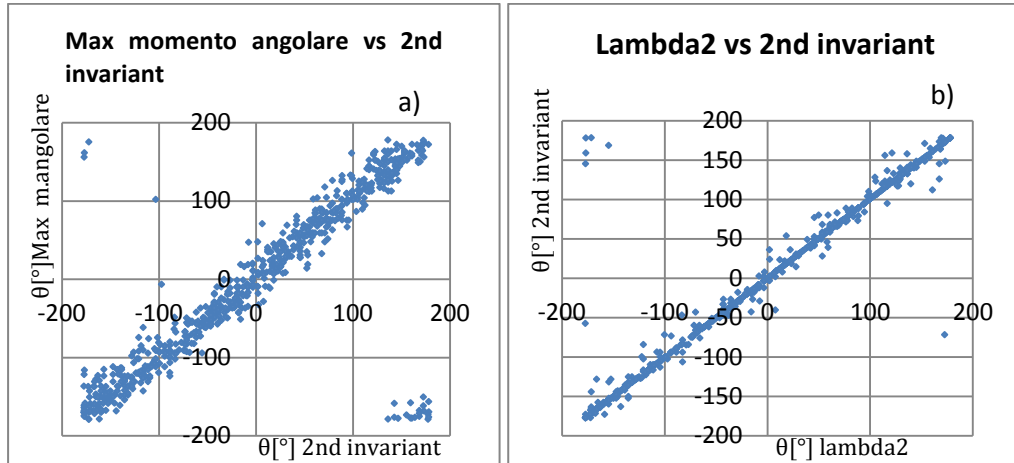


Figura 6.60: posizioni angolari, rispetto all' asse del bruciatore, dei centri identificati del vortice; θ positivo in senso antiorario.

I metodi Lambda2 e 2nd invariant mostrano un'ottima corrispondenza, per quanto riguarda la posizione angolare, poiché i punti giacciono lungo la bisettrice del 1° e del 3° quadrante (figura 6.60-b); al contrario il confronto tra il 2° invariante e il metodo di massimizzazione del momento angolare evidenzia una maggiore dispersione dei valori (figura 6.60-a), cioè i due metodi associano la posizione del centro del vortice in coordinate angolari θ differenti.

Queste considerazioni sono fondamentali dal momento che l'informazione relativa alla posizione dei centri verrà, poi, utilizzata per eseguire una media in fase con il PVC, delle mappe istantanee. Sempre in quest'ottica, si collocano i grafici che seguono (figura 6.61).

Il PVC ha una frequenza di precessione molto elevata, che si è verificata essere, mediante l'utilizzo di un microfono capacitivo, per il caso $SR=0.5$ e $Re=21500$, pari a circa 254 Hz. La frequenza con cui le camere acquisiscono le coppie di frame è di 5 Hz; questa differenza tra le due frequenze ha reso necessario il calcolo della distribuzione di probabilità della posizione angolare dei centri identificati del vortice in modo tale da accertarsi di campionare il getto in modo casuale e uniforme.

Per comodità sono stati scelti settori di ampiezza 20° , per poi verificare la probabilità con cui i centri identificati dei vortici si distribuiscono in ciascuna di queste aree angolari. Queste analisi sono state condotte per tutti i metodi; in figura 6.61, sono mostrate quelle relative al metodo Lambda2 (preso come

riferimento per tutti i metodi basati sul tensore dei gradienti di velocità) e al metodo di massimizzazione del momento angolare.

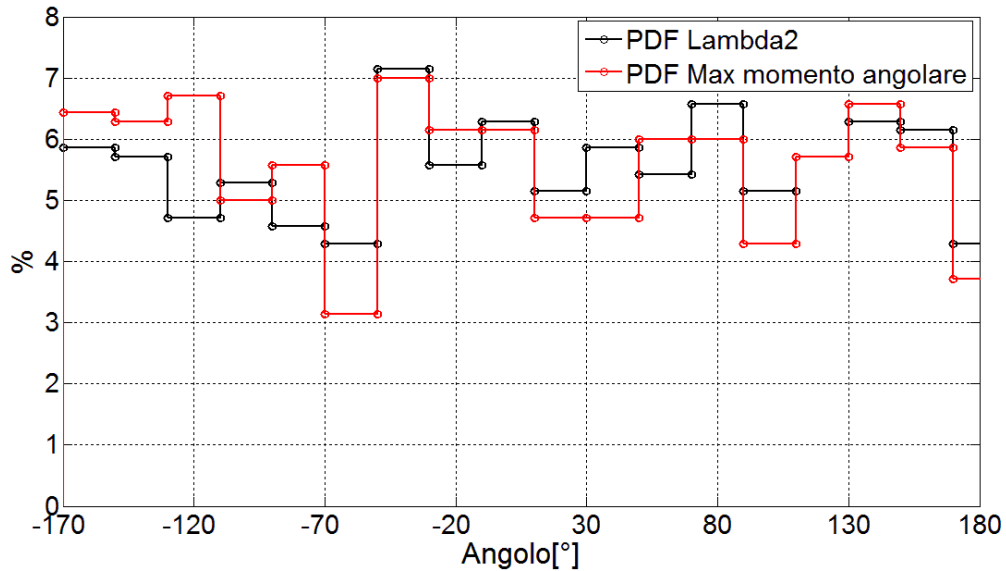


Figura 6.61: confronto PDF posizione angolare del vortice determinati con il metodo Lambda2 e Massimizzazione momento angolare

Il caso relativo alla massimizzazione del momento angolare, indicato in rosso nella figura 6.61, mostra una Pdf leggermente più variabile lungo tutti i settori angolari, mentre la distribuzione angolare ottenuta con il metodo Lambda2 sembra essere più uniforme.

Le considerazioni che seguono hanno portato alla scelta del metodo Lambda2 (preso come riferimento per tutti i metodi basati sul tensore dei gradienti di velocità), rispetto al metodo di massimizzazione del momento angolare, per l'esecuzione della media dell'immagini istantanee SPIV in fase con la posizione del PVC:

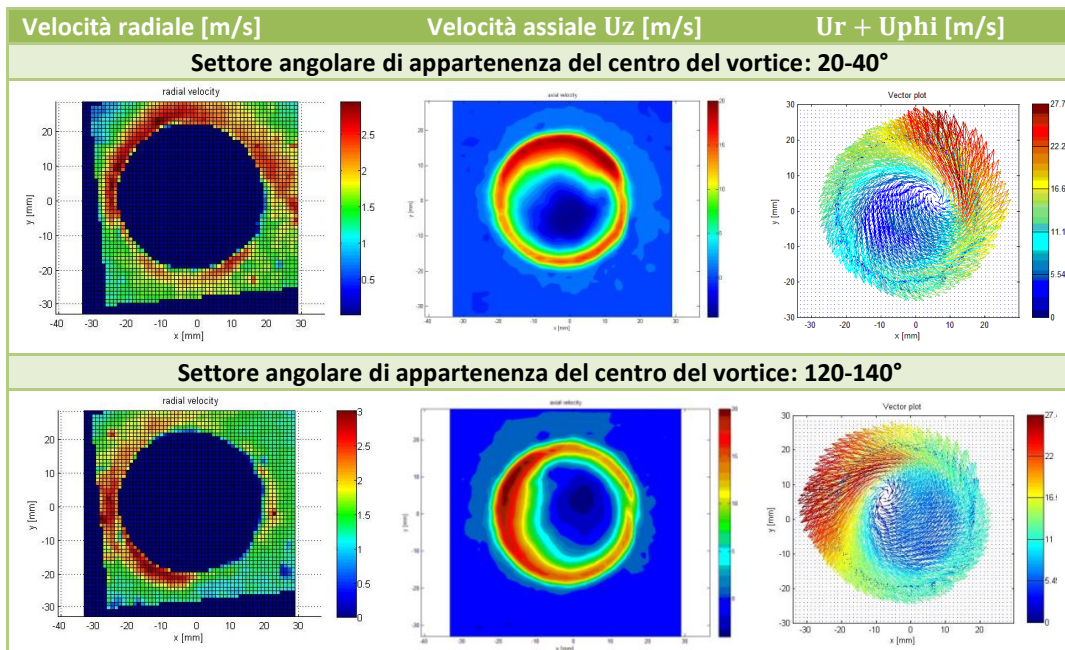
- La maggiore congruenza tra le metodologie basate sul tensore dei gradienti di velocità nell'identificazione delle posizioni radiali e angolari del centro del vortice rispetto a quelle restituite dal metodo di massimizzazione del momento angolare (tabella 6.8)
- La distribuzione maggiormente assialsimmetrica dei centri del vortice calcolati con il metodo Lambda2 rispetto all'asse del bruciatore, attorno alla zona con velocità assiali negative, rispetto al metodo di massimizzazione del momento angolare (figura 6.58-6.59)

- Una PDF relativa alla posizione angolare dei centri del vortice distribuita in modo più uniforme in tutti i settori angolari (figura 6.61).

Di seguito verranno mostrati i risultati di questa analisi relativi solo ad alcuni settori angolari: si potranno apprezzare la contour map della velocità assiale, la contour map della velocità radiale esterna al getto, presa positiva se diretta verso il centro del bruciatore, e la relativa posizione del vortice principale mostrando il campo vettoriale delle componenti in-plane U_r e U_{ϕ} , in modo tale da capire l'influenza che il passaggio di quest'ultimo ha sulla posizione della bolla di ricircolo e sul campo di moto radiale indotto fuori dal getto.

Per ottenere le immagini in figura 6.62, è stata seguita la seguente procedura:

- Applicazione del metodo Lambda2 per l'identificazione delle coordinate del centro del PVC;
- Valutazione della posizione angolare del vortice rispetto al centro del bruciatore;
- Eseguire la media di tutte le mappe istantanee in cui il centro del vortice appartiene allo stesso settore angolare ampio 20° , a partire dalla posizione angolare coincidente con l'asse x, in senso antiorario;
- Calcolo delle componenti medie di velocità e rappresentazione contour maps.



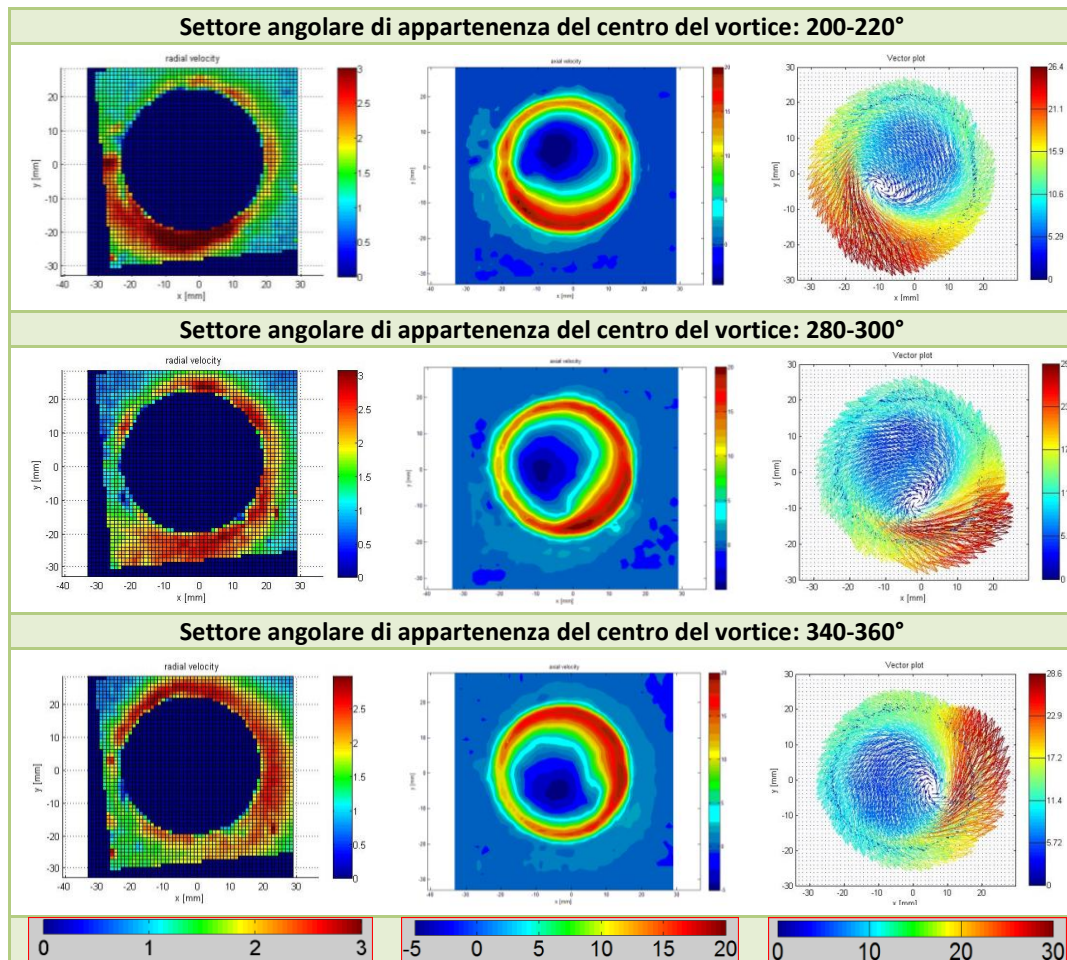


Figura 6.62: mappe scalari: a sinistra velocità radiale (positiva entrante al getto), in centro, la velocità assiale, mappa vettoriale delle componenti in-plane al getto.

La serie di immagini nella prima colonna in figura 6.62, mostra solo la componente radiale del campo di moto e **solo** esternamente al getto, per indagare l'influenza che il passaggio del PVC ha, sull'induzione del moto di aria ambiente verso l'interno del flusso; nella parte interna del getto (blu) l'indicazione della velocità è stata soppressa.

La serie di immagini nella seconda colonna mostra la velocità assiale, la terza serie, il campo vettoriale medio in-plane, la cui magnitudine è descritta sia dalla lunghezza del vettore e sia dal colore.

In numero di immagini mediate per ciascun settore angolare è circa 40 su un numero totale di 700 immagini istantanee disponibili; questo numero è stato ritenuto sufficiente per ottenere una buona convergenza dei valori di velocità

al valore medio. Infatti il vettore velocità in un flusso, può essere scomposto in una componente media $V(\vec{x})$, una componente di fluttuazione periodica nel tempo $v^p(\vec{x}, t)$ e un'altra di fluttuazione casuale $v^r(\vec{x}, t)$:

$$v(\vec{x}, t) = V(\vec{x}) + v^p(\vec{x}, t) + v^r(\vec{x}, t)$$

Eseguendo una media in fase rispetto alla posizione del PVC, riusciamo ad estrarre la componente media e quella di fluttuazione periodica.

Tornando ai risultati:

- Le mappe medie di velocità evidenziano chiaramente il moto di precessione del PVC attorno all'asse del bruciatore in senso antiorario e concorde al moto di swirl.
- La posizione del PVC sembra essere leggermente in ritardo rispetto alle zone esterne di maggiore velocità radiale.
- l'area all'esterno del getto, in cui si verificano le maggiori velocità radiali indotte verso l'interno, si colloca in corrispondenza della posizione angolare in cui si verificano le velocità assiali più elevate.
- Si riscontra quindi che l'entrainment, legato all'intensità della velocità radiale all'esterno del getto, non è uniforme lungo la coordinata azimutale.
- la bolla di ricircolazione mostra il medesimo moto di rotazione leggermente in ritardo rispetto al PVC.
- la bolla di ricircolo è molto ampia e non è situata sull'asse del getto, il che causa una distribuzione della velocità assiale fortemente asimmetrica.

6.6 Analisi dell'entrainment

In questo capitolo è riportata l'analisi sull'entrainment, cioè l'aumento della portata del getto, dovuto all'apporto netto di fluido verso l'interno del flusso, proveniente dall'ambiente in quiete circostante. Verranno studiati due casi a diverso numero di Reynolds relativi alla configurazione verticale, per i diversi Split Ratio, già discussi nelle sezioni precedenti (tabella 6.9 e 6.10).

Numero di Reynolds 21500					
Split ratio	Swirl number	Portata assiale [Nl/min]	Portata tangenziale [Nl/min]	Temperatura(°C)	Tbp (μsec)
0	0.033	500	0	23	20
0.2	0.4	400	100	23	15
0.25	0.78	375	125	23	15
0.3	1.12	350	150	28	10
0.4	1.38	300	200	28	10
0.5	1.96	250	250	28	10

Tabella 6.9: tabella riassuntiva prove eseguite per RE=21500

Come già specificato precedentemente i valori del grado di swirl, in entrambe le tabelle, sono riferiti alla prima sezione disponibile immediatamente successiva all'ugello corrispondente a $y/D=0.08$.

Numero di Reynolds 10800					
Split ratio	Swirl number	Portata assiale [Nl/min]	Portata tangenziale [Nl/min]	Temperatura (°C)	Tbp (μsec)
0	0.03	250	0	23	30
0.2	0.32	200	50	23	25
0.25	0.82	187.5	62.5	23	25
0.3	1.07	175	75	23	20
0.4	1.31	150	100	23	15

Tabella 6.10: tabella riassuntiva prove eseguite per RE=10800

Ricordo che per la configurazione verticale, il sistema di riferimento utilizzato centrato sull'asse del bruciatore(coincidente con y), è il seguente(figura 6.63), con U_R , velocità radiale, positiva in direzione x , con U_z , velocità assiale positiva in direzione y , e U_{PHI} velocità tangenziale positiva in direzione z (vedi figura 5.14):

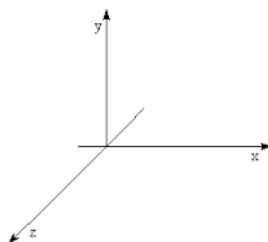


Figura 6.63: sistema di riferimento nella configurazione verticale

L'entità dell'entrainment per entrambi i casi è stata valutata secondo entrambi i metodi descritti nel capitolo 5.

CASO: SR =0, Swirl number=0, Re=21500

Per ogni caso valutato, è stata eseguita un'analisi sui profili di velocità assiale e sul prodotto della velocità radiale per la coordinata radiale rispetto all'asse del bruciatore, per verificare la fattibilità e le problematiche associate ai diversi metodi di calcolo dell'entrainment. Nelle figure seguenti saranno mostrati i risultati dell'entrainment rate, $\Psi(y)$, valutati con entrambi i metodi.

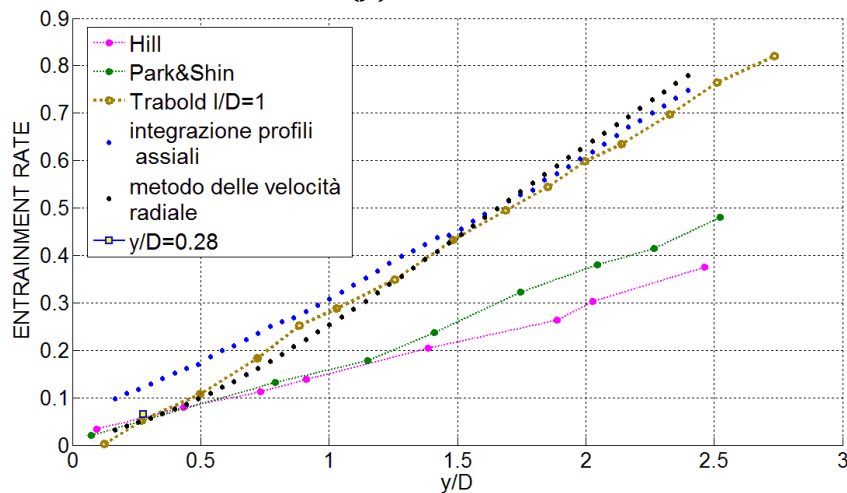


Figura 6.64: entrainment rate: i risultati ottenuti per entrambe le configurazioni, verticale e orizzontale, confrontati con i risultati di Hill in rosa , quelli di Park e Shin in verde e quelli di Trabold in marrone.

Si è deciso di procedere al confronto con i risultati presenti in letteratura, effettuati per numeri di Reynolds simili al nostro, circa 22000; inoltre va specificato che Trabold [8] ha valutato l'entrainment mediante l'integrazione dei profili di velocità assiale, Park e Shin [7] hanno usato il metodo delle velocità radiali valutate mediante la anemometria a filo caldo, mentre Hill [9] ha applicato il metodo proposto da Ricou e Spalding [10].

Gli andamenti dell'entrainment rate ottenuti in figura 6.64, mostrano un andamento lineare con una pendenza superiore rispetto a quelli ottenuti da Hill o da Park e Shin, il che può essere causato da una serie di fattori, in particolar modo dalla geometria del bruciatore e dell'ugello; i risultati, però, sono in ottimo accordo con quelli proposti da Trabold. Per esempio, Hill ha usato un ugello convergente, che, è stato riscontrato sperimentalmente da Park e Shin [7], dare valori dell'entrainment inferiori, mentre Park e Shin hanno usato un ugello sharp edge, a spigolo vivo nella sezione d'uscita, con una lunghezza di 2.4 volte il suo diametro. Nel nostro caso, l'ugello ha gli spigoli

smussati ed è lungo 1.1 volte il suo diametro, cioè ha un rapporto $l/D=1.1$, mentre nei risultati proposti da Trabold questo rapporto è pari a 1. Le informazioni fornite ora sono molto importanti poiché è stata riscontrata una grande influenza delle caratteristiche geometriche del bruciatore sull'entrainment, in particolar modo quando il flusso non è completamente sviluppato. Si può notare, anche, che nel caso di integrazione dei profili di velocità assiale, l'entrainment rate mostra un andamento non lineare nella zona iniziale del getto; un comportamento simile caratterizza anche il metodo delle velocità radiali, anche se con una pendenza decisamente maggiore.

CASO: $SR=0.2$, SWIRL NUMBER=0.4, $Re=21500$

L' aumento del grado di Swirl, causa un aumento dell'entrainment rate rispetto al caso $SR=0$, inoltre, le curve ottenute con i diversi metodi, per $y/D > 1$, mostrano un andamento coerente tra di loro (figure 6.65). Anche in questo caso vengono proposti, i risultati di Park e Shin, ottenuti per due numeri di Swirl pari a 0.25 e a 0.6 (questi sono i dati disponibili, calcolati, però, con la definizione proposta da Beer e Chinger [11] che utilizza uno S_g geometrico), e i punti ottenuti dall'analisi della configurazione orizzontale, in giallo, valutati con un integrale di area della velocità assiale sulla sezione trasversale al getto (figura 6.65).

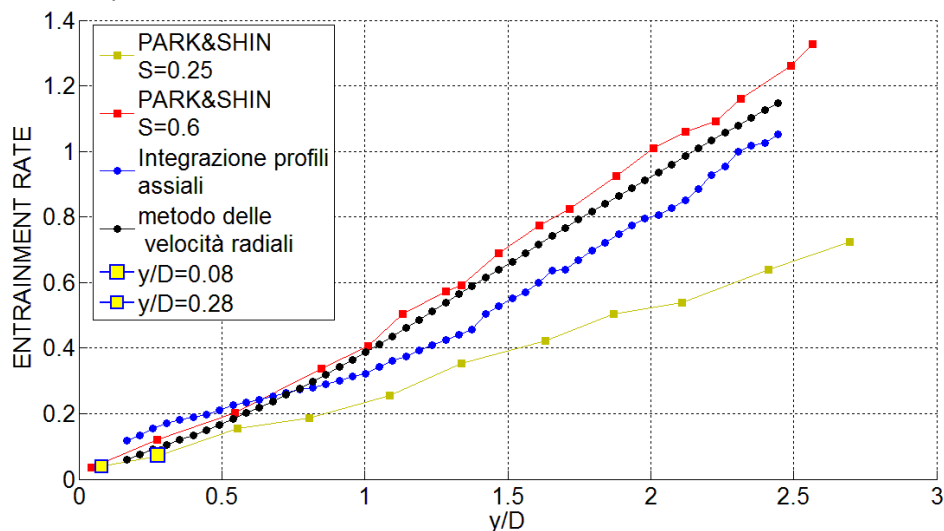


Figura 6.65: entrainment rate; i risultati ottenuti in questa tesi in entrambe le configurazioni, verticale e orizzontale, quelli di Park e Shin in rosso e giallo

I risultati calcolati in questa tesi per un grado di swirl intermedio rispetto a quelli proposti da Park e Shin, risultano in buon accordo, in particolar modo quelli ottenuti con il metodo dell'integrazione dei profili assiali che si collocano su valori dell'entrainment rate ben compresi tra quelli proposti da Park e Shin.

CASO: SR=0.25, SWIRL NUMBER=0.8, Re=21500

Il caso $S=0.8$ (SR=0.25), nell'analisi dei profili di velocità nelle sezioni precedenti, era stato ritenuto un caso fortemente critico e instazionario; per questi motivi vengono, qui, proposti i profili della velocità assiale e del prodotto U_r^*r .

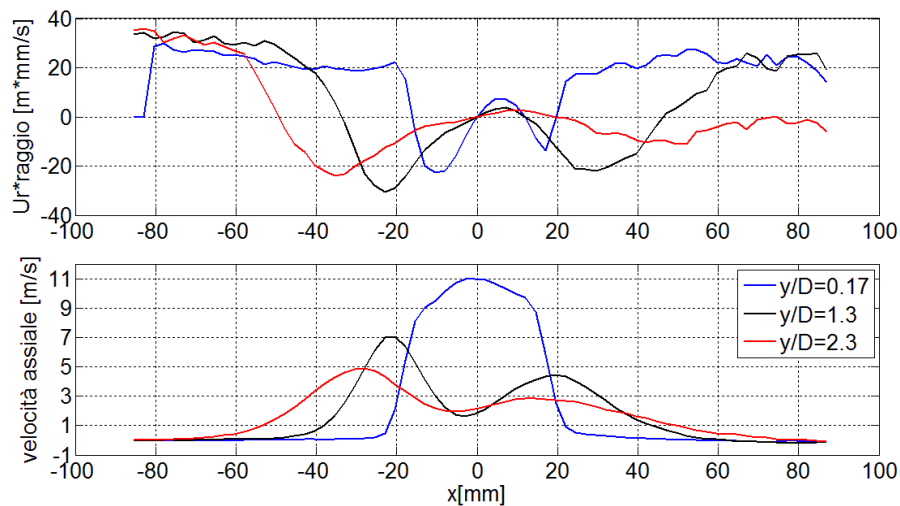


Figura 6.66: andamenti di U_r^*r e U_z al variare della coordinata x [mm], caso SR=0.25 e Re=21500

Si può notare, in figura 6.66, la forte irregolarità dei profili U_r^*r in $y/D=2.3$ per $x>0$ (profilo rosso); che effetti questo abbia sulla valutazione dell'entrainment con il metodo delle velocità radiali è visibile nella figura 6.67. Valutando il prodotto U_r^*r , da un lato o dall'altro del getto, è apprezzabile una forte differenza nel calcolo dell'entrainment rate Ψ , per valori $y/D>1.3$; nel lato corrispondente alle coordinate $x<0$, Ψ mostra un andamento lineare crescente abbastanza uniforme, mentre nel lato opposto, esso mostra una pendenza decrescente dopo la coordinata $y/D=1.3$ (figura 6.67).

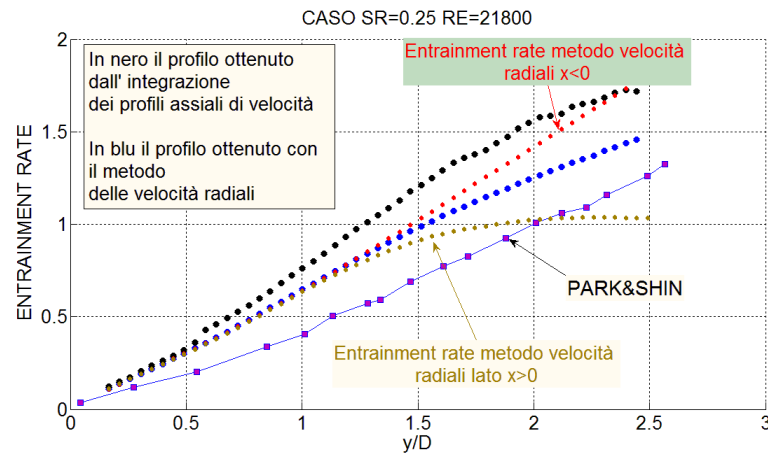


Figura 6.67: entrainment rate: lati del getto a confronto

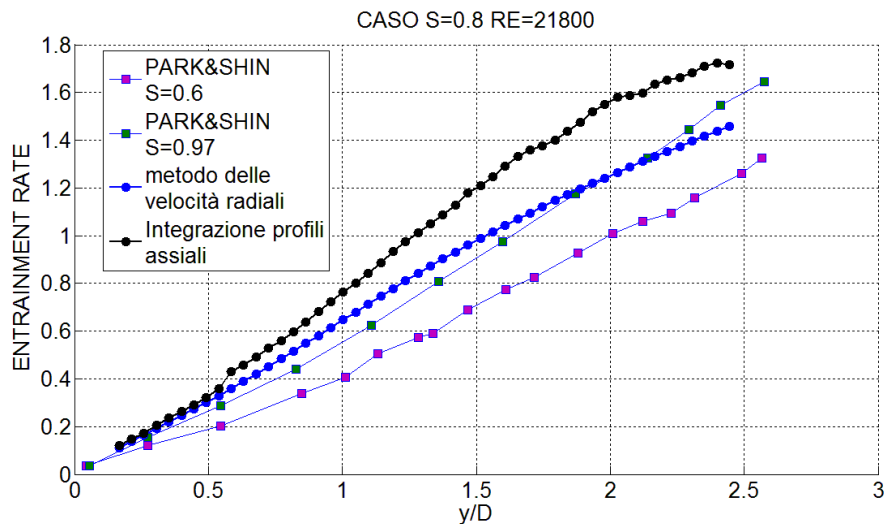


Figura 6.68: entrainment rate: i risultati ottenuti in questa tesi nella configurazione verticale, quelli di Park e Shin in viola e verde

Questa forte variabilità del prodotto $U_R \cdot r$ rende molto variabile la valutazione dell'entrainment con questo metodo; in figura 6.68, in blu, sono mostrati i risultati ottenuti facendo la media tra i due lati del getto.

In figura 6.68, infine, sono mostrati ancora una volta, i risultati ottenuti da Park e Shin per due numeri di Swirl pari a 0.6 e a 0.97 e, sebbene i valori dell'entrainment rate ottenuti differiscano rispetto a quelli calcolati in questa tesi, i profili mostrano un andamento crescente uniforme, paragonabile l'uno all'altro, in particolar modo se consideriamo le criticità da noi riscontrate per questo particolare valore di Split ratio e il fatto che i numeri di Swirl utilizzati da Park e Shin siano calcolati utilizzando una definizione differente.

CASO: SR=0.3, SWIRL NUMBER=1.1, Re=21500

Il caso con grado di Swirl pari a 1.1 ($SR=0.3$) è mostrato in figura 6.69, in cui entrambe le metodologie utilizzate in questa tesi mostrano andamenti simili, con una spiccata dipendenza lineare dell'entrainment rate da y/D , già in corrispondenza della zona immediatamente successiva all'ugello.

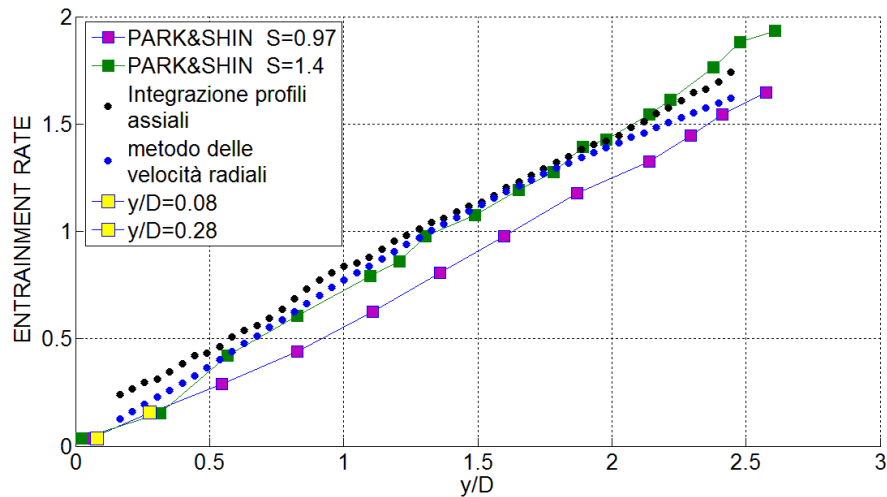


Figura 6.69: entrainment rate, i risultati ottenuti in questa tesi in entrambe le configurazioni, verticale e orizzontale, quelli di Park e Shin in viola e verde

Inoltre si è proceduto al confronto con i risultati di Park e Shin ottenuti per due numeri di swirl pari a 0.97 e a 1.4; i risultati ottenuti sembrano essere in buon accordo con quelli ottenuti da Park e Shin, mostrano una crescita lineare e una pendenza simili.

CASO: SR=0.4, SWIRL NUMBER=1.4, Re=21500

Anche per il caso di numero di Swirl pari a 1.4 sono mostrati entrambi i profili dell'entrainment rate, ottenuti con i due metodi: quello che utilizza le velocità radiali, e quello basato sull'integrazione dei profili assiali di velocità. Le curve proposte con i due metodi (figura 6.70), appena descritti, mostrano andamenti simili, e sono caratterizzate da un pendenza decrescente all'aumentare della coordinata y/D ; al contrario, la curva proposta da Park e Shin mantiene sempre una certa linearità, sebbene i valori di entrainment rate raggiunti siano paragonabili.

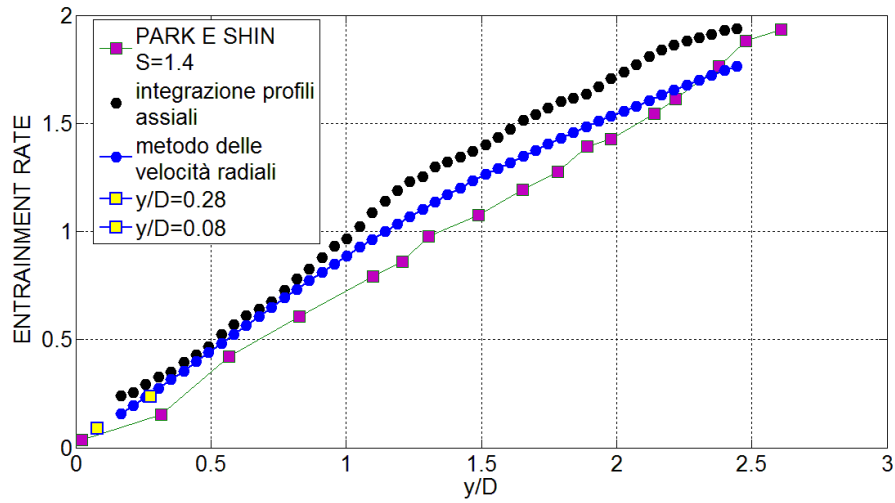


Figura 6.70: entrainment rate, i risultati ottenuti in entrambe le configurazioni, verticale e orizzontale, quelli di Park e Shin in viola

CASO: SR=0.5, SWIRL NUMBER=1.96, Re=21500

Considerazioni analoghe valgono per il caso $S=1.96$. Entrambi metodi proposti seguono andamenti e raggiungono valori di entrainment rate paragonabili (figura 6.71), e risultano in buon accordo con l'andamento calcolato da Park e Shin.

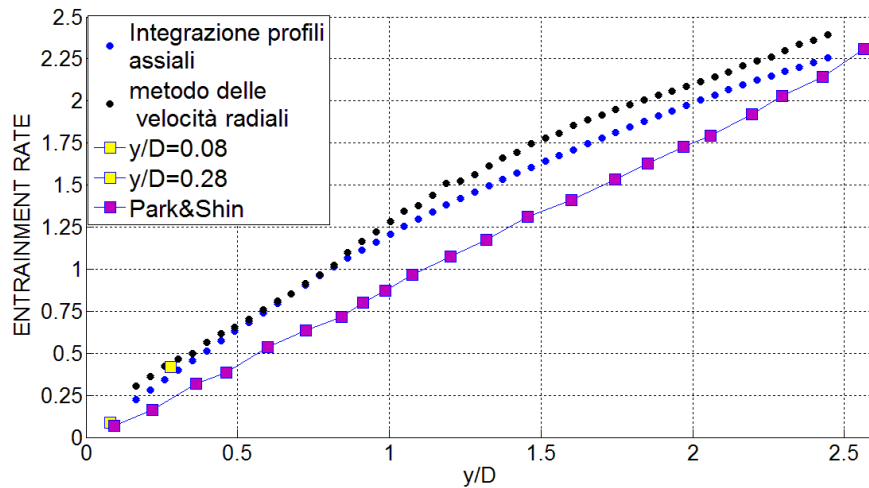


Figura 6.71: entrainment rate, i risultati ottenuti in questa tesi in entrambe le configurazioni, verticale e orizzontale, quelli di Park e Shin in viola

Alla luce dei confronti effettuati, si ritiene che i risultati ottenuti con i due diversi metodi utilizzati in questa tesi, siano in buon accordo tra loro.

Per avere una visione più completa sul comportamento dell'entrainment rate, occorre, però, anche avere un confronto diretto dei valori che esso assume, al variare del grado di swirl, come fatto nella figura 6.72. Per chiarezza, i valori del grafico sono quelli calcolati con il metodo dell'integrazione dei profili di velocità assiale; questo poiché essi sono ritenuti i più accurati e i meno soggetti a scelte arbitrarie, o a condizioni esterne non controllabili, quali la velocità e la direzione del seeding esterno, come visto nel caso $S=0.8$.

L'entrainment rate aumenta all'aumentare del numero di swirl (figura 6.72), il che è confermato dai risultati di Park e Shin (figura 6.73), con un netto salto tra i valori $S=0.4$ e $S=0.8$, in corrispondenza del valore critico di Swirl associato alla formazione del vortex breakdown. Infatti, sebbene nel caso $S=0.8$, nelle mappe medie SPIV, già discusse precedentemente, non si assista ancora alla formazione del CRZ, il suddetto caso è il primo in cui i profili di velocità assiale assumono una forma wake-like, associata appunto al manifestarsi del Vortex Breakdown.

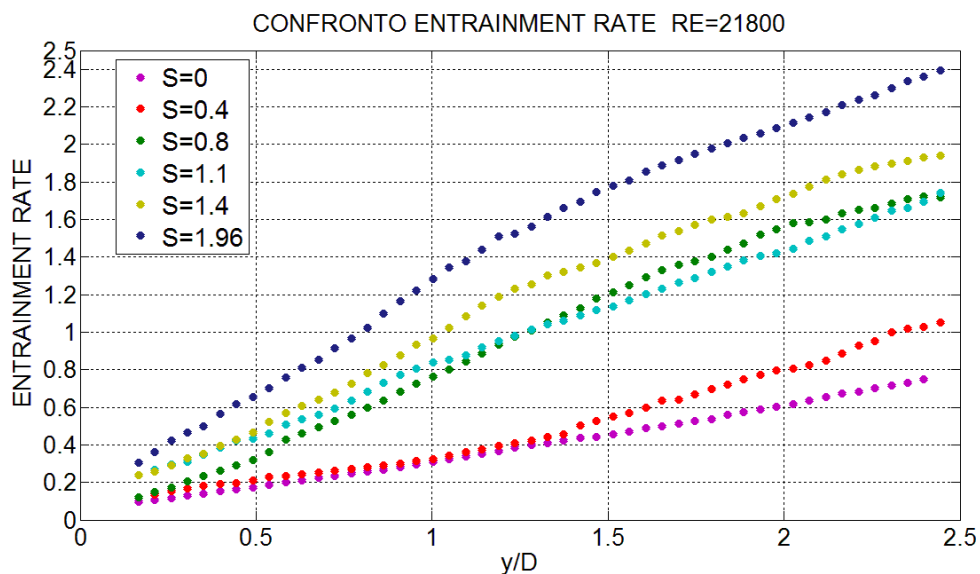


Figura 6.72: entrainment rate al variare del grado di swirl; le curve proposte sono quelle relative all'integrazione dei profili assiali

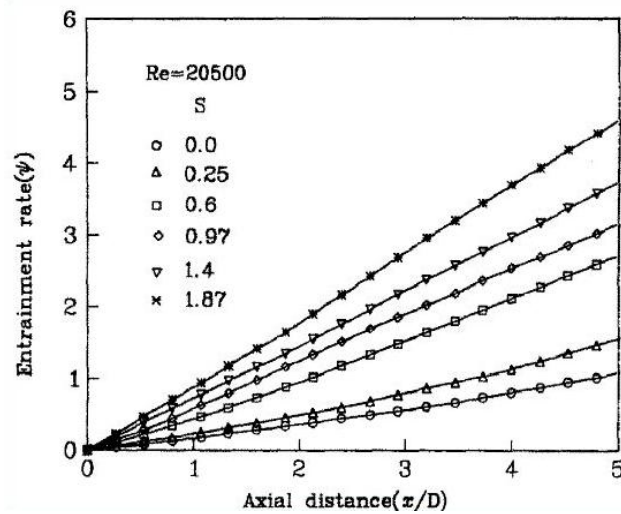


Figura 6.73: risultati Park e Shin[7]

In figura 6.74 è mostrato l'andamento dell'entrainment rate Ψ , al variare del grado di Swirl ma per un numero di Reynolds pari a 10800; i risultati relativi al Ψ presentano lo stesso andamento crescente, al crescere del numero di swirl, ma globalmente presentano profili differenti, con gradienti delle curve, crescenti all'aumentare della coordinata y/D ; inoltre la curva relativa al grado di Swirl 0.8 presenta valori di Ψ maggiori rispetto al caso $S=1.07$ e $S=1.3$ a proposito della quale non posso fornire spiegazioni fisiche accettabili.

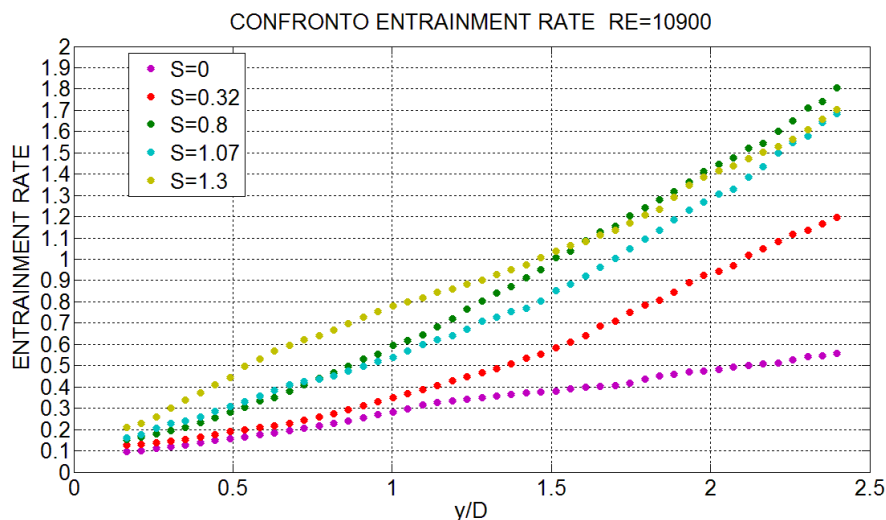


Figura 6.74: entrainment rate al variare del grado di swirl; le curve proposte sono quelle relative all'integrazione dei profili assiali

Nel grafico (6.74), ancora una volta, vengono mostrati i risultati ottenuti con il metodo dell'integrazione dei profili assiali.

Per quanto riguarda il caso non swirlato, in letteratura sono presenti numerosi studi che descrivono l'entrainment in getti turbolenti, come un fenomeno sostanzialmente non viscido, quindi indipendente dal numero di Reynolds nel caso il suddetto Re sia sufficientemente elevato [7]; i nostri risultati mostrano una diminuzione della pendenza della curva del Ψ per il Reynolds minore, in corrispondenza di coordinate $y/D > 1$, mentre nelle zone più vicine alla sezione d'uscita dell'ugello le due curve a Re diverso mostrano un andamento molto simile (figura 6.75-a). Il medesimo comportamento è riscontrato per il caso a basso numero di swirl ($SR=0.2$) (figura 6.75-b).

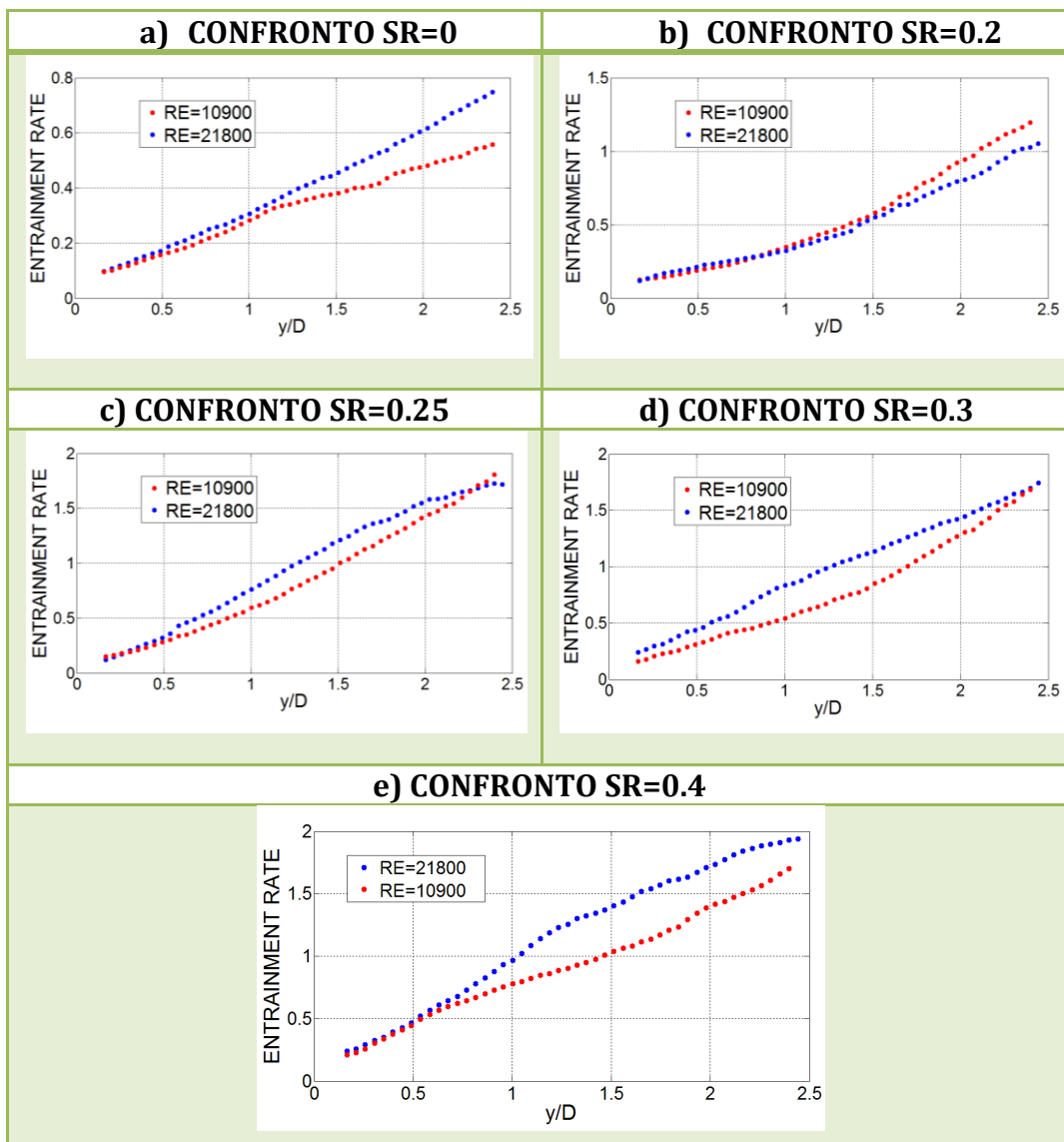


Figura 6.75: entrainment rate a confronto per diversi numeri di Reynolds: $Re=10800, 21500$

Al crescere del grado di Swirl, i risultati forniti da Park e Shin[7], mostrano un aumento della dipendenza dell'entrainment rate dal numero di Reynold. Si evidenzia, infatti, una crescita sempre più marcata del Ψ all'aumentare del Re a pari numeri di Swirl; i nostri dati non ci permettono di arrivare ad una conclusione univoca, certamente, per numeri di swirl elevati sussiste una dipendenza dal Reynolds simile a quella presentata in letteratura[7], ma essa si presenta chiaramente solo nel caso a swirl più elevato $SR=0.4$ (figura6.75-e). Nei casi relativi a $SR=0.25$ e $SR=0.3$, questa dipendenza sembra sussistere solamente per $y/D < 2$ (figura6.75-c,d).

Bibliografia

[1] C. Willert: "Stereoscopic digital particle image velocimetry for application in wind tunnel flows". Meas. Sci. Technol. 8, pp 1465–79, 1997.

[2] N. RAJARATNAM: "TURBULENT JETS", Department of Civil Engineering The University of Alberta Edmonton, Alberta, Canada ELSEVIER SCIENTIFIC PUBLISHING COMPANY AMSTERDAM - OXFORD - NEW YORK 1976.

[3]A.K. Gupta, D.G. Lilley, N. Syred: "Swirl flows", Abacus Press, Tunbridge Wells, Kent (1984).

[4] Gianfranco TALARICO, "Caratterizzazione sperimentale di un getto con swirl mediante tecnica Stereo-PIV", Tesi di laurea in Ingegneria Energetica, Politecnico di Milano, A.A. 2012-2013.

[5] 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.

[6] N Grosjean, L Graftieaux, M Michard, W Hubner, C Tropea and J Volkert: "Combining LDA and PIV for turbulence measurements in unsteady swirling flows", Meas. Sci. Technol. 8 (1997) 1523–1532.

[7] Park S.H. and Shin H.D., 1993, Measurements of entrainment characteristics of swirling jets, Int. J. Heat Mass Transfer, 36: 4009-4018.

- [8] T.A. Trabold, E. B. Esen and N. T. Obot: “ Entrainment by turbulent jets issuing from sharp-edged inlet round nozzles”, *J. Fluid Engng* 189, 248-254 (1987).
- [9] B. J. Hill: “ Measurement of local entrainment rate in the initial region of axisymmetric turbulent air jets”, *J. Fluid, Mwh.* S1,773-179 (1972).
- [10] Ricou F.P. and Spalding D.B., 1961: “Measurements of entrainment by axisymmetrical turbulent jets”, *J. Fluid Mech.* 11(1):21-32.
- [11] J. M. Beer and N. A. Chigier: “*Combustion Aerodynamics*”, Applied Science Publishers, London (1972).
- [12] Dantec Dynamics Installation and User’s Guide, “Dynamics Studio, user’s guide”, 2013.
- [13] 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.
- [14] J. Jeong e F. Hussain: “*On the identification of a vortex*. *Journal of Fluid Mechanics*”, 285:69–94, 1995.
- [15] M.S. Chong, A.E. Perry e B.J. Cantwell: “A general classification of three dimensional flow fields”. *The Physics of Fluids A: Fluid Dynamics*, 2(5):765–777, 1990.
- [16] S.I. Shtork, C.E. Cala, E.C. Fernandes: “Experimental characterization of rotating flow field in a model vortex burner”, *Science Direct, Experimental Thermal and Fluid Science* 31(2007) pg 779-788.

Capitolo 7

7.1 Conclusioni

Questa tesi si proponeva come obiettivo, l'analisi di un getto turbolento libero in condizioni isoterme per diversi gradi di swirl, in un bruciatore sperimentale da laboratorio, mediante la tecnica ottica Stereo Particle Image Velocimetry.

In una prima fase è stato studiato il comportamento fluidodinamico del getto mediante l'analisi dei profili della velocità media e delle fluttuazioni turbolente, il che ha permesso di determinare le condizioni di incipiente formazione del Vortex Breakdown, in termini di morfologia del getto e di asimmetria dei profili di velocità, e anche di seguire la sua evoluzione nella formazione delle ben note strutture macroscopiche che caratterizzano i getti swirlati.

In particolar modo, si è riscontrato un cambiamento graduale della struttura del getto tra le condizioni di Split Ratio 0.2-0.25-0.3, in cui esso si modifica attraversando stadi fortemente instazionari, con profili di velocità decisamente asimmetrici, dovuti al formarsi a intermittenza di localizzate inversioni del flusso, in posizioni, che all'aumentare dello swirl, si spostano verso l'asse del bruciatore e verso monte, fino a giungere in una condizione stabile con la formazione del CRZ. A seguito della formazione della zona di ricircolo, all'aumentare del grado di swirl, la transizione da jet a wake like dei profili di velocità assiale si completa, anche per i profili più a monte, e si nota l'aumento delle dimensioni della zona di inversione del flusso in corrispondenza dell'asse del bruciatore che, nel caso a swirl maggiore (SR=0.5), rientra nell'ugello.

In una seconda fase si è analizzato il moto di precessione del vortice principale, PVC. Mediante l'utilizzo di tecniche per l'identificazione del vortice, quali il metodo di massimizzazione del momento angolare o il metodo Lambda2, si è svolta un'analisi sulla posizione radiale e angolare del PVC nel caso a Re pari a 21500, SR=0.5 e alle quote dall'ugello pari a 0.08 e 0.28. In questa analisi si è riscontrato che il centro del PVC gravita lungo i bordi della zona di inversione del flusso, attorno ad una asse ragionevolmente coincidente con quello del bruciatore. Inoltre, per la quota $z/D=0.28$, nel caso $Re=21500$ e $SR=0.5$, si sono confermati i risultati disponibili in letteratura di Shtork el all [16], per cui la

posizione del centro del vortice principale si trova tra la streamline zero e la linea a velocità assiale pari a zero.

In seguito si è svolta una media condizionata dei campi di moto istantanei misurati lungo il piano orizzontale, $z/D=0.08$; le mappe istantanee SPIV in cui la posizione del centro del vortice, identificato con il metodo λ^2 , risultava appartenere allo stesso settore angolare di ampiezza 20° , sono state mediate tra loro in modo tale da descrivere il moto di precessione del vortice. A seguito di tale analisi si è giunti alle seguenti conclusioni:

- Le mappe medie di velocità evidenziano chiaramente il moto di precessione del PVC attorno all'asse del bruciatore in senso antiorario e concorde al moto di swirl.
- La posizione del PVC sembra essere leggermente in ritardo rispetto alle zone esterne di maggiore velocità radiale.
- l'area all'esterno del getto, in cui si verificano le maggiori velocità radiali indotte verso l'interno, si colloca in corrispondenza della posizione angolare in cui si verificano le velocità assiali più elevate.
- Si riscontra quindi che l'entrainment, legato all'intensità della velocità radiale all'esterno del getto, non è uniforme lungo la coordinata azimutale.
- la bolla di ricircolazione mostra il medesimo moto di rotazione leggermente in ritardo rispetto al PVC.
- la bolla di ricircolo è molto ampia ed non è situata sull'asse del getto, il che causa una distribuzione della velocità assiale fortemente asimmetrica.

Infine si è analizzato il fenomeno dell'entrainment. Per tutte le condizioni analizzate in precedenza, è stato stimato l'entrainment rate al variare della quota dall'ugello, con due metodi differenti, uno basato sull'integrazione dei profili assiali di velocità, l'altro sulla misura della velocità radiale esterna indotta dal getto. Entrambe le metodologie utilizzate restituiscono valori e andamenti dell'entrainment rate, Ψ , molto simili, e mostrano un aumento di Ψ all'aumentare del grado di Swirl, con un netto salto tra i valori ottenuti per $SR=0.2$ e quelli ottenuti per $SR=0.25$, condizione nella quale si è completata la transizione da jet-like a wake-like dei profili di velocità assiale associata al verificarsi del Vortex Breakdown.

I risultati sono stati confrontati con i riferimenti in letteratura, forniti da Park e Shin, per un numero di Reynolds prossimo a quello qui utilizzato. Sebbene Park e Shin utilizzino un numero di swirl geometrico mentre in questa tesi il grado di

Swirl sia stato calcolato integrando i profili di velocità, i risultati ottenuti appaiono consistenti con i dati di Park e Shin.

Infine si è eseguito un confronto delle curve dell'entrainment rate per due valori di Reynolds differenti, 21500 e 10800. In letteratura si riscontra un aumento dell'entrainment rate, all'aumentare del numero di Reynolds per valori del grado di swirl costanti; purtroppo, i nostri dati non ci permettono di arrivare ad una conclusione univoca, infatti una dipendenza analoga sembra presentarsi chiaramente, solo nel caso a swirl più elevato ($SR=0.4$).

7.2 Sviluppi futuri

In futuro, si consiglia di eseguire un'analisi dell'entrainment rate per valori del Reynolds più elevati, in modo tale da verificare in modo più compiuto la sua dipendenza al variare di questo parametro.

Sarebbe interessante, anche, definire le condizioni in cui si forma il PVC ed eseguire uno studio completo della sua struttura.

Inoltre, sarebbe sicuramente interessante realizzare degli studi analoghi a quelli realizzati in questa tesi, ma in condizioni confinate.

In una fase preliminare del lavoro, non riportata qui, sono già stati svolti studi per la progettazione della futura camera di combustione che garantirà una buona accessibilità ottica per l'applicazione della tecnica SPIV, permettendo così in futuro l'analisi in condizioni reattive.