

POLITECNICO DI MILANO

Facoltà di Ingegneria Industriale

Corso di laurea specialistica in
Ingegneria Meccanica



INDAGINE SULL'AERODINAMICA AD ALTI NUMERI
DI REYNOLDS DELLA TORRE DI UN PONTE
STRALLATO: SIMULAZIONI NUMERICHE E PROVE
IN GALLERIA DEL VENTO

Relatore: Prof. Fabio FOSSATI

Co-relatore: Ing. Marco BELLOLI

Tesi di Laurea di:

Fabio Cristiano ROBUSTELLI Matr. 740761

Carlo Vincenzo SAVASTANO Matr. 740657

Anno Accademico 2010-2011

Indice

Sommario	xvii
Abstract	xix
Introduzione	xxi
1 Aerodinamica dei <i>bluff bodies</i>	1
1.1 L'aerodinamica dei <i>bluff bodies</i> e il distacco di vortici	1
1.1.1 I bluff bodies	1
1.1.2 Il distacco di vortici	4
1.1.2.1 Distacco di vortici cilindro fisso	6
1.1.2.2 Distacco di vortici da cilindri mobili	14
1.1.2.3 Distacco di vortici da corpi a sezione rettangolare	18
1.2 Analisi numerica: fluidodinamica computazionale	29
1.2.1 Presentazione dei modelli di turbolenza	29
1.2.2 Modellazione a parete	32
1.2.2.1 Strato limite turbolento	33
1.2.2.2 Trattamenti a parete	34
1.2.3 Modelli di turbolenza utilizzati	36
1.2.3.1 Modello $k - \epsilon$	36
1.2.3.2 Modello $k - \omega$	38
1.2.4 Scalamento del campo di moto	39
2 Origine del lavoro di ricerca: prove in galleria del vento sul modello in scala 1/30	41
2.1 Descrizione dell'impianto	42
2.2 Set up sperimentale	43
2.3 Risultati sperimentali	45

3	Analisi numerica sul modello in scala 1/30	53
3.1	Dominio di calcolo 2D	53
3.1.1	Prove sul modello 1/18	55
3.2	Dominio di calcolo 3D	56
3.3	Condizioni al contorno	57
3.4	Risultati 2D	58
3.5	Risultati 3D	59
3.6	Effetto Reynolds	59
3.7	Conclusioni	63
4	Prove in galleria del vento sul modello in scala 1/18: descrizione set-up sperimentale	67
4.1	Realizzazione del modello	67
4.1.1	Effetto bloccaggio	68
4.1.2	Progettazione Cad	69
4.1.3	Realizzazione delle componenti costitutive del modello	71
4.2	Taratura bilancia	72
4.3	Allestimento camera di prova Aeronautica	73
4.3.1	Proprietà inerziali	77
4.3.1.1	Calcolo frequenze proprie	77
4.3.2	Set-up di misura	79
4.4	Allestimento camera di prova Civile	86
4.4.1	Strumentazione	86
5	Risultati sperimentali	89
5.1	Test in camera di prova Aeronautica	89
5.1.1	Aumento di rugosità sul modello	94
5.1.2	Calcolo frequenze proprie e smorzamento strutturale	96
5.1.3	Analisi sul distacco di vortici	98
5.1.3.1	Andamento sperimentale del numero di Strouhal	129
5.1.4	Bidimensionalità del campo di moto	130
5.2	Test in camera di prove Civile	131
5.2.1	Coefficienti aerodinamici	131
5.2.2	Analisi sul distacco di vortici	138
5.3	Confronto tra le due camere: effetto della turbolenza	151
6	Analisi numerica sul modello in scala 1/18	159
6.1	Confronto tra soluzioni numeriche	160

6.2	Confronto numerico sperimentale	166
6.3	Effetto turbolenza	168
	Conclusioni	175
A	Prese di pressione	179
A.1	Realizzazione dello stampo	179

Elenco delle figure

1.1	Esempi di strutture civili caratterizzate da geometrie a “spigoli vivi”	2
1.2	Variazione del coefficienti di drag verso il rapporto di elongazione B/D per un prisma a spigoli non arrotondati	3
1.3	Strato limite: definizione e punto di separazione	4
1.4	Distacco di vortici da un cilindro	5
1.5	Regioni attorno al cilindro dove il flusso è disturbato [27]	6
1.6	Posizione della transizione nei differenti regimi fluidodinamici (a) Transizione nella scia, (b) Transizione nello “shear layer”, (c) e (d) Transizione nello strato limite [27]	7
1.7	Variazioni dei coefficienti di forza in funzione del Numero di Reynolds [27]	8
1.8	Nomenclatura dei differenti regimi fluidodinamici secondo Zdravkovich [27]. Nell’ultima colonna è indicato l’andamento atteso del coefficiente di drag .	8
1.9	Punti di separazione del flusso su un cilindro	9
1.10	Corrente bidimensionale attorno a un corpo cilindrico a sezione circolare in regime TrBL1	10
1.11	Corrente bidimensionale attorno a un corpo cilindrico a sezione circolare in regime TrBL3	11
1.12	Densità di potenza spettrale del coefficiente di lift in regime supercritico e postcritico	11
1.13	Andamento del coefficiente di drag in funzione del Numero di Reynolds. Si osserva la zona critica della crisi del drag	12
1.14	Andamento del coefficiente di drag al variare del numero della rugosità superficiale	12
1.15	Andamento del coefficiente di drag al variare del numero di Reynolds e dell’intensità di turbolenza	14

1.16	Ampiezza massima di oscillazione all'interno del campo di sincronismo in funzione del numero di Scruton	17
1.17	Ampiezza del campo di sincronismo in funzione del numero di Scruton	17
1.18	Rappresentazione del flusso bidimensionale attorno ad un corpo tozzo con due spigoli pronunciati; $Re \simeq 0.3$	18
1.19	Rappresentazione del flusso bidimensionale attorno ad un corpo tozzo con due spigoli pronunciati; $Re \simeq 10$	19
1.20	Rappresentazione del flusso bidimensionale attorno ad un corpo tozzo con due spigoli pronunciati; $Re \simeq 250$	19
1.21	Rappresentazione del flusso bidimensionale attorno ad un corpo tozzo con due spigoli pronunciati; $Re > 1000$	19
1.22	Localizzazione delle zone di separazione per un cilindro a sezione quadrata o rettangolare investito dal vento	20
1.23	Visualizzazione del campo di moto attorno ad un cilindro a sezione rettangolare con $B = 2$ [15]	21
1.24	Andamento del numero di Strouhal al variare dell'angolo di incidenza del flusso per un cilindro a sezione rettangolare con $B = 2$ [15]	22
1.25	Andamento del coefficiente di lift al variare dell'angolo di incidenza del flusso per un cilindro a sezione rettangolare con $B/d = 2$; [15]	23
1.26	Andamento del coefficiente di drag al variare dell'angolo di incidenza del flusso per un cilindro a sezione rettangolare con $B/d = 2$; [15]	23
1.27	Campo di flusso medio attorno ad un prisma con due livelli di turbolenza	25
1.28	Coefficiente di drag per <i>flat plate</i> al variare della turbolenza, [8]	25
1.29	Effetto della turbolenza sullo shear layer su sezioni rettangolari con diverso rapporto di elongazione, [8]	25
1.30	Effetto della turbolenza sul coefficiente di drag per sezione rettangolare, [23]	26
1.31	Coefficiente di pressione medio per $I_u = 14\%$, al variare di L_u/d [5]	27
1.32	Coefficiente di pressione medio per $I_u = 20\%$, al variare di L_u/d [5]	27
1.33	Flusso attorno ad un prisma rettangolare, <i>smooth-flow</i>	28
1.34	Strato limite turbolento e profilo velocità al suo interno	34
1.35	Trattamenti a parete	35
2.1	Andamento del coefficiente di drag in funzione dell'angolo d'attacco	41
2.2	Render della Galleria del Vento	43
2.3	Vista in sezione Galleria del Vento	43
2.4	Caratteristiche geometriche del modello in prova	44
2.5	Convenzioni del test in galleria	45
2.6	Modello sezionale della della torre in galleria	46

2.7	Andamento del coefficiente di drag in funzione dell'angolo d'attacco del modello sezionale per due differenti numeri di Reynolds, è sottolineata la presenza/assenza di <i>vortex shedding</i>	47
2.8	Visualizzazione grafica del campo di moto attorno all'oggetto tramite linee di flusso	47
2.9	Andamento del coefficiente di lift in funzione dell'angolo d'attacco del modello sezionale per due differenti numeri di Reynolds	48
2.10	Storia temporale del coefficiente di drag	48
2.11	PSD del coefficiente di lift	49
2.12	Visualizzazione della scia per i corpi studiati da Schewe a cavallo della zona critica	50
2.13	Andamento dei coefficienti di drag e lift ricavato da Schewe nel caso di profilo alare con $\alpha = 12^\circ$	51
3.1	Dominio di calcolo 2d	54
3.2	Dettaglio del dominio di calcolo 2D	54
3.3	Definizione grafica del parametro Q_{evs}	55
3.4	Dettagli mesh 2d in corrispondenza degli spigoli	55
3.5	Confronto Coefficiente di lift con mesh 2D	58
3.6	Confronto Coefficiente di drag con mesh 2D	59
3.7	Confronto Coefficiente di lift con mesh 3D	60
3.8	Confronto Coefficiente di drag con mesh 3D	60
3.9	Confronti coefficiente di drag ad alto numero di Reynolds	61
3.10	Andamento nel tempo del coefficiente di drag e della velocità	61
3.11	Andamento del Coefficiente di drag rispetto alla velocità del vento	62
3.12	Andamento del coefficiente di drag nel tempo, $\alpha = 50$, $v=12.8m/s$	62
3.13	Andamento del coefficiente di drag nel tempo, $\alpha = 50$, $v=12.8m/s$, con campo di moto scalato	63
3.14	Confronti coefficiente di drag al variare delle condizioni iniziali	63
3.15	Campo di moto attorno al corpo per Reynolds= $2.5 \cdot 10^5$ con $\alpha = 50^\circ$	64
3.16	Particolare di riattacco della vena fluida, $\alpha = 50^\circ$, $v = 70m/s$	64
4.1	Profilo aerodinamico della torre	68
4.2	CAD completo del modello	70
4.3	Trave HE 160	70
4.4	Rendering delle due sezioni principali della Torre	71
4.5	Taglio al filo caldo della sezione inerte	72
4.6	Realizzazione della parte pesata	72

4.7	Realizzazione delle sezione di misura di pressione	73
4.8	Taratura della bilancia di forza	74
4.9	Fissaggio della bilancia sulla trave	74
4.10	Trave a I in camera di prova	75
4.11	Torre FRC completamente assemblata	76
4.12	Schema utilizzato per il calcolo delle frequenze proprie della trave ad I	78
4.13	Schema di calcolo corretto delle frequenze proprie con i reali vincoli della struttura	79
4.14	Accelerometri posizionati sulla trave	80
4.15	Convenzioni adottate per le misure	81
4.16	Prova di montaggio bilancia	81
4.17	Posizionamento della bilancia	82
4.18	Montaggio delle prese di pressione sul modello	83
4.19	Campo di pressioni attorno alla sezione in presenza di distacco di vortici	84
4.20	Schema della catena di misura delle prese di pressione	84
4.21	Torre FRC in Galleria del Vento	85
4.22	Particolare degli stralli posti sulla trave	87
4.23	Setup completo nella camera di prova a bassa velocità	87
5.1	Convenzioni di segno	89
5.3	Andamenti del coefficiente di drag in funzione dell'angolo d'attacco al variare della velocità da misure di forza	90
5.2	Coefficiente di drag al variare della velocità da misure di forza	90
5.4	Andamenti del coefficiente di lift in funzione dell'angolo d'attacco al variare della velocità da misure di forza	91
5.5	Andamenti del coefficiente di drag in funzione dell'angolo d'attacco al variare da integrale delle pressioni	92
5.6	Confronto tra l'andamento del coefficiente di drag ottenuto tramite l'integrale delle pressioni e quello ricavato da misure di forza	92
5.7	Confronto tra il coefficiente di drag ottenuto dalle prove sul modello in scala 1/18 e quello ricavato dalle prove FOT (Capitolo 2.3)	93
5.8	Confronto tra il coefficiente di lift ottenuto dalle prove sul modello in scala 1/18 e quello ricavato dalle prove FOT (Capitolo 2.3)	93
5.9	Aumento della rugosità del modello tramite apposizione di griglia metallica	94
5.10	Confronto tra il coefficiente di drag ricavato con l'apposizione di rugosità superficiale sul modello e quello ricavato dalla prova a 54 m/s	95
5.11	Storia temporale accelerometro posto su asse y della trave	96
5.12	Spettro dell'accelerazione lungo l'asse y della trave	97

5.13	Storia temporale accelerometro posto su asse x della trave	97
5.14	Spettro dell'accelerazione lungo l'asse x della trave	98
5.15	Convenzioni di segno per $\alpha = 0^\circ$	99
5.16	PSD C_L $\alpha = 0^\circ$ al variare della velocità del vento incidente da misure di forza	100
5.17	PSD C_L $\alpha = 0^\circ$ al variare della velocità del vento incidente da misure di pressione	100
5.18	Andamento del coefficiente di pressione nel tempo, per $\alpha = 0^\circ$	101
5.19	Disposizione prese di pressione a 0°	102
5.20	FDT prese di pressione 254/216, $v=30m/s$ $\alpha = 0^\circ$	102
5.21	PSD presa di pressione n° 254 $v=30m/s$ $\alpha = 30^\circ$	102
5.22	PSD presa di pressione n° 278 $v=30m/s$ $\alpha = 0^\circ$	103
5.23	Convenzioni di segno per $\alpha = 15^\circ$	104
5.24	PSD C_L $\alpha = 15^\circ$ al variare della velocità incidente	104
5.25	Storia temporale coefficiente di Lift $\alpha = 15^\circ$, $v = 30m/s$	105
5.26	Storia temporale singola presa di pressione $\alpha = 15^\circ$, $v = 30m/s$	106
5.27	Andamento del coefficiente di pressione nel tempo, per $\alpha = 15^\circ$	107
5.28	Convenzioni di segno per $\alpha = 30^\circ$	108
5.29	PSD C_L $\alpha = 30^\circ$ al variare della velocità incidente	109
5.30	PSD C_L $\alpha = 30^\circ$ in funzione della Velocità ridotta	109
5.31	PSD C_L $\alpha = 30^\circ$ al variare della velocità incidente da misure di pressione .	110
5.32	PSD C_L $\alpha = 30^\circ$ al variare della velocità incidente da misure di pressione in funzione della velocità ridotta	110
5.33	PSD C_D $\alpha = 30^\circ$ al variare della velocità incidente da misure di pressione .	111
5.34	Andamento del coefficiente di pressione nel tempo, per $\alpha = 30^\circ$	112
5.35	Coefficiente di pressione nel tempo, per $\alpha = 30^\circ$	113
5.36	Disposizione prese di pressione analizzate a 30°	114
5.37	FDT prese di pressione 252/212, $v=30m/s$ $\alpha = 30^\circ$	114
5.38	PSD presa di pressione n° 252 $v=30m/s$ $\alpha = 30^\circ$	115
5.39	PSD presa di pressione n° 271 $v=30m/s$ $\alpha = 30^\circ$	115
5.40	Convenzioni di segno per $\alpha = 50^\circ$	116
5.41	PSD C_L $\alpha = 50^\circ$ al variare della velocità incidente da misure di pressione .	116
5.42	PSD C_L $\alpha = 50^\circ$ al variare della velocità incidente da misure di pressione in funzione della velocità ridotta	117
5.43	PSD C_D $\alpha = 50^\circ$ al variare della velocità incidente da misure di pressione .	117
5.44	Andamento del coefficiente di pressione nel tempo, per $\alpha = 50^\circ$	119
5.45	Coefficiente di pressione nel tempo, per $\alpha = 50^\circ$	120

5.46	Disposizione prese di pressione analizzate a 50°	121
5.47	FDT prese di pressione 245/202, $v=30\text{m/s}$ $\alpha = 50^\circ$	121
5.48	PSD presa di pressione n° 202 $v=30\text{m/s}$ $\alpha = 50^\circ$	121
5.49	PSD presa di pressione n° 262 $v=30\text{m/s}$ $\alpha = 50^\circ$	122
5.50	Convenzioni di segno per $\alpha = 90^\circ$	123
5.51	PSD C_L $\alpha = 90^\circ$ al variare della velocità incidente da misure di pressione .	123
5.52	PSD C_L $\alpha = 90^\circ$ al variare della velocità incidente da misure di pressione in funzione della velocità ridotta	124
5.53	PSD C_D $\alpha = 90^\circ$ al variare della velocità incidente da misure di pressione .	124
5.54	Andamento del coefficiente di pressione nel tempo, per $\alpha = 90^\circ$	125
5.55	Coefficiente di pressione nel tempo, per $\alpha = 90^\circ$	126
5.56	Disposizione prese di pressione analizzate a 90°	127
5.57	FDT prese di pressione 232/278, $v=30\text{m/s}$ $\alpha = 90^\circ$	127
5.58	PSD presa di pressione n° 232 $v=30\text{m/s}$ $\alpha = 90^\circ$	128
5.59	PSD presa di pressione n° 254 $v=30\text{m/s}$ $\alpha = 90^\circ$	128
5.60	Andamento del numero di Strouhal misurato per il modello sezionale al variare dell'angolo di incidenza del vento, confrontato con quello misurato da Matsumoto su un prisma a sezione rettangolare di <i>aspect ratio</i> $B/D=0.5$ [15]	129
5.61	Cross-correlazione tra presa di pressione 254 e 354 $v=30\text{m/s}$ $\alpha = 50^\circ$. . .	130
5.62	Cross-correlazione tra presa di pressione 266 e 166 e $v=30\text{m/s}$ $\alpha = 50^\circ$. .	130
5.63	Confronti coefficiente di drag al variare della velocità	131
5.64	Andamenti del coefficiente di drag in funzione dell'angolo d'attacco al variare della velocità	132
5.65	Andamenti del coefficiente di lift in funzione dell'angolo d'attacco al variare della velocità	133
5.66	Andamento del coefficiente di drag in funzione dell'angolo di attacco: con- fronto con le prove in camera aeronautica	133
5.67	Andamento del coefficiente di lift in funzione dell'angolo di attacco: con- fronto con le prove in camera aeronautica	134
5.68	Andamento del coefficiente di drag in funzione dell'angolo di attacco al variare della velocità: confronto con prove FOT	134
5.69	Andamento del coefficiente di lift in funzione dell'angolo di attacco al variare della velocità: confronto con prove FOT	135
5.70	Andamento del coefficiente di lift in funzione dell'angolo di attacco: con- fronto a pari numero di Reynolds, $2.5 \cdot 10^5$	135

5.71	Andamento del coefficiente di drag in funzione della velocità d'incidenza del vento, $\alpha = 90^\circ$	137
5.72	Andamento del coefficiente di drag in funzione della velocità d'incidenza del vento, $\alpha = 50^\circ$	137
5.73	PSD C_L $\alpha = 0^\circ$ al variare della velocità incidente da misure di pressione, prove in camera Civile	138
5.74	PSD C_L $\alpha = 20^\circ$ al variare della velocità incidente da misure di pressione, prove in camera Civile	139
5.75	Storia temporale coefficiente di Lift $\alpha = 20^\circ$, $v = 8m/s$	140
5.76	Andamento del coefficiente di pressione nel tempo, per $\alpha = 20^\circ$, in camera lenta	141
5.77	PSD C_L $\alpha = 30^\circ$ al variare della velocità incidente da misure di pressione, prove in camera Civile	142
5.78	Andamento del coefficiente di pressione nel tempo, per $\alpha = 30^\circ$, in camera lenta	143
5.79	Coefficienti di pressione nel tempo, per $\alpha = 30^\circ$, in camera lenta	144
5.80	PSD C_L $\alpha = 50^\circ$ al variare della velocità incidente da misure di pressione, prove in camera Civile	145
5.81	Andamento del coefficiente di pressione nel tempo, per $\alpha = 50^\circ$, in camera lenta	146
5.82	Coefficienti di pressione nel tempo, per $\alpha = 50^\circ$, in camera lenta	147
5.83	PSD C_L $\alpha = 90^\circ$ al variare della velocità incidente da misure di pressione, prove in camera Civile	148
5.84	Andamento del coefficiente di pressione nel tempo, per $\alpha = 90^\circ$, camera Civile	149
5.85	Coefficienti di pressione nel tempo, per $\alpha = 90^\circ$, in camera lenta	150
5.86	Confronto C_D ricavato nelle due camere di prova	151
5.87	Similitudine delle configurazioni della sezione in studio con una sezione rettangolare a diverso rapporto di elongazione	152
5.88	Coefficiente di drag per sezione prismatica in <i>smooth flow</i> , da [8]	153
5.89	Coefficiente di drag ricavato in <i>smooth flow</i> per la sezione FRC in funzione degli angoli di esposizione decrescenti: analogia col rapporto di elongazione per sezioni prismatiche	154
5.90	C_D ricavato nelle due camere di prova, AV e BV, al variare della velocità, $\alpha = 0^\circ$	155
5.91	Effetto della turbolenza sull'ampiezza della scia, $\alpha = 0^\circ$	155
5.92	Convenzioni prese pressioni per prove sperimentali, $\alpha = 0^\circ$	155

5.93	Andamento del C_p nelle due camera di prova, $\alpha = 0^\circ$, $v=8\text{m/s}$	156
5.94	Andamento della deviazione standard del C_p nelle due camera di prova, $\alpha = 0^\circ$, $v=8\text{m/s}$	156
5.95	C_D ricavato nelle due camere di prova al variare della velocità, $\alpha = 90^\circ$. . .	157
5.96	Convenzioni prese pressioni per prove sperimentali, $\alpha = 90^\circ$	157
5.97	Andamento del C_p nelle due camera di prova, $\alpha = 90^\circ$, $v=8\text{m/s}$	157
5.98	Andamento della deviazione standard del C_p nelle due camera di prova, $\alpha = 90^\circ$, $v=8\text{m/s}$	158
6.1	Confronto numerico-sperimentale C_D in camera veloce	159
6.2	Confronto numerico-sperimentale C_L in camera veloce	160
6.3	Convenzioni prese pressioni per CFD	161
6.4	Confronto numerico C_p camera veloce 8m/s , 54m/s	161
6.5	Campo di moto attorno alla sezione in camera veloce $v = 8\text{m/s}$	162
6.6	Campo di moto attorno alla sezione in camera veloce $v = 54\text{m/s}$	163
6.7	Campo di moto attorno alla sezione in camera veloce da simulazioni CFD .	164
6.8	Linee di flusso attorno alla sezione in camera veloce da simulazioni CFD .	165
6.9	Andamento coefficiente di pressione lungo la sezione da simulazioni CFD .	165
6.10	Campo di pressioni medio attorno alla sezione in camera veloce da simula- zioni CFD	165
6.11	Confronto numerico C_p numerico sperimentale camera veloce, 50° , 54 m/s	166
6.12	Confronto numerico C_p numerico sperimentale camera veloce, 50° , 8 m/s .	167
6.13	Confronto C_D numerico ad alta e bassa turbolenza	168
6.14	Confronto C_p 50° , 8 m/s	169
6.15	Campo di moto adimensionalizzato attorno alla sezioni da simulazioni CFD, $\alpha = 50^\circ$, $v=8\text{m/s}$	170
6.16	Campo medio adimensionalizzato delle pressioni attorno alla sezioni da simulazioni CFD, $\alpha = 50^\circ$, $v=8\text{m/s}$	170
6.17	Confronto campo di moto attorno alla sezione in <i>smooth flow</i> e in flusso turbolento, $\alpha = 0^\circ$, $v=8\text{m/s}$	172
6.18	Campo medio adimensionalizzato delle pressioni attorno alla sezioni da simulazioni CFD, $\alpha = 0^\circ$, $v=8\text{m/s}$	173
6.19	Campo di moto adimensionalizzato attorno alla sezioni da simulazioni CFD, $\alpha = 90^\circ$, $v=8\text{m/s}$	173
6.20	Campo medio adimensionalizzato delle pressioni attorno alla sezioni da simulazioni CFD, $\alpha = 90^\circ$, $v=8\text{m/s}$	174
A.1	Stampo carteggiato e stuccato dopo la mano di turapori	180

A.2	Stampo finito pronto per la laminazione del carbonio	180
A.3	Laminazione del primo strato di carbonio	181
A.4	Applicazione del sacco a vuoto sopra lo strato di <i>breather</i> e al film di microforato	181
A.5	Stampo posizionato nel forno pronto alla cottura	182
A.6	Stampo appena uscito dal forno	182
A.7	Scocche di carbonio semilavorate	183
A.8	I semigusci di carbonio finiti	183

Elenco delle tabelle

1.1	Vibrazioni indotte dal distacco di vortici al variare della velocità ridotta su cilindro libero di vibrare [1]	15
3.1	Riassunto mesh 2D, parte interna	56
3.2	Riassunto mesh 2D, parte esterna	56
3.3	Riassunto mesh 3D, parte interna	56
3.4	Riassunto mesh 3D, parte esterna	57
4.1	Frequenza di Strouhal al variare della velocità	79
5.1	Caratteristiche smorzanti del modello	97
6.1	Influenza della turbolenza sui coefficienti aerodinamici per $\alpha = 50$	168

Sommario

Il lavoro di tesi riguarda il comportamento aerodinamico della sezione di una torre del ponte strallato Forth Replacement Crossing (FRC) in costruzione ad Edimburgo, Scozia. Strutture alte e snelle, come le torri di sostegno di questo ponte, possono presentare un comportamento critico quando sono soggette all'azione del vento. Si possono infatti innescare meccanismi di forzamento dinamico come per esempio quello associato al distacco di vortici che può indurre oscillazioni elevate nella struttura. La campagna di prove sperimentali di caratterizzazione svolta nella galleria del vento del Politecnico di Milano ha evidenziato un comportamento inaspettato dell'andamento dei coefficienti aerodinamici. Si è infatti evidenziata la possibilità di una doppia configurazione fluidodinamica del flusso attorno al corpo a cui sono associati diversi livelli delle forze aerodinamiche agenti sulla struttura. Questi risultati hanno suscitato questioni sui possibili problemi dovuti agli effetti di scala ed alla loro influenza nel predire l'effettivo comportamento al vero della struttura. Si è dunque ampliata l'analisi di questo fenomeno con il supporto di simulazioni numeriche CFD per poter disporre di una miglior comprensione del comportamento aerodinamico della torre e con l'intento di riprodurre ciò che si è verificato sperimentalmente. Nel presente lavoro viene presentata la prima campagna di prove, in galleria del vento con un modello sezionale della torre in scala 1/30, a cui seguono i risultati ottenuti con i codici numerici. In seguito si espongono le prove sperimentali effettuate con un modello in scala maggiore (1/18) effettuate sia per indagare gli eventuali effetti di scala sia per aumentare il numero di Reynolds nominale. Vengono dunque mostrati i risultati ottenuti nelle due camere di prova a disposizione nella galleria del vento per le quali si differenziano per le condizioni di turbolenza del flusso incidente. A queste ultime prove sperimentali seguono addizionali simulazioni numeriche al fine di analizzare più in dettaglio i fenomeni emersi sperimentalmente.

Parole chiave: distacco di vortici, CFD, turbolenza, corpo tozzo, galleria del vento, carichi dovuti al vento, struttura snella

Abstract

This work deals with the aerodynamic behavior of a section of a tower of a cable-stayed bridge under construction in Edimburgh, Scotland, named Forth Replacement Crossing (FRC). Slender high rise structures, such as the towers of this bridge, could have a critical behavior under the effects of turbulent wind. In fact instability phenomenons, as vortex shedding, can trigger and induce high vibrations to the structure. Tests carried out in the wind tunnel of the Politecnico di Milano pointed out an unexpected behavior of the aerodynamic coefficients. A double fluidodynamic configuration around the body, with two different levels of the aerodynamic forces acting on the the structure, was found. Those results arouse questions about the possible problems connected to scale effects and of their influence in the prediction of the effective behavior of the real structure. To improve the understanding of the wind tunnel results, CFD numerical simulations were carried out with the aim to reproduce the experimental results. In this work is presented the first set of wind tunnel tests with the 1/30 model. Then the results obtained from the CFD are presented. Afterwards the new experimental tests carried out using a bigger model (scaled 1/18), in order to reduce scale effects and to increase the nominal Reynolds number are shown. Finally the last part of the present work contains the results achieved in both the wind tunnel test sections, which differ for the turbulence levels of the incoming flow. Additional numerical simulations, are made in order to explain in detail the phenomena emerged experimentally.

Keywords: vortex shedding, CFD, turbulence, bluff body, wind tunnel, wind loads, slender structures

Introduzione

LA progettazione di strutture soggette ai carichi eolici è generalmente critica per edifici o strutture ad elevato sviluppo verticale, linee aeree per la trasmissione di energia elettrica, impalcati o funi portanti di ponti a grande luce. Tutte le strutture citate presentano generalmente una forma snella ed una sezione tozza, caratteristiche che le possono esporre a fenomeni di interazione aeroelastica quali distacco di vortici ed instabilità dinamica.

L'interesse nell'approfondire gli effetti del distacco di vortici su strutture snelle è dovuto al fatto che tale fenomeno può indurre oscillazioni di ampiezze significative anche a fronte di velocità del vento più basse rispetto a quelle che interessano tipicamente i fenomeni di instabilità aerodinamica, determinando sollecitazioni a fatica della struttura. Il distacco di vortici da una generica struttura è un fenomeno periodico che si manifesta in un preciso intervallo di velocità del vento, producendo un campo di forze variabile nel tempo agenti sia nella direzione del vento (*in-line*) sia nella direzione ad esso perpendicolare (*cross-flow*).

Il presente lavoro di tesi nasce come proseguimento della campagna di prove sperimentali di verifica del progetto Forth Replacement Crossing (FRC), ponte strallato in realizzazione ad Edimburgo, condotta presso la Galleria del Vento del Politecnico di Milano. Dal momento che le torri di sostegno di questo ponte sono alte e snelle, quindi con l'esposizione al vento possono presentare problematiche di instabilità di cui si è accennato sopra, si è estesa la ricerca sulla loro particolare sezione. Va sottolineato infatti che la che questa sezione ha una forma non convenzionale rispetto a quelle prese in considerazione nei precedenti studi (tipicamente circolari e rettangolari) in quanto presenta superfici curve e spigoli che alterano la sagoma esposta al vento al variare dell'angolo di esposizione. Nelle prove sperimentali sul modello sezionale in scala 1/30, per alcuni valori di incidenza del flusso, si è osservato uno strano comportamento, ovvero la presenza contemporanea di due possibili configurazioni del campo di moto attorno al corpo nonostante le pari condizioni di prova. Per questo motivo, con questo lavoro si è indagato più approfonditamente sui carichi aerodinamici su questa particolare sezione strutturale, analizzando il fenomeno di distacco di vortici e ponendosi come obiettivi la ricerca di un modello numerico che si

adatti alle condizioni sperimentali in modo da simulare tale doppio comportamento e la conduzione di nuove prove sperimentali a diverse e più alte velocità e con modello sezionale maggiorato per cercare di ovviare a possibili effetti di scala. Questi ultimi, infatti, costituiscono un tipico problema insito nell'ingegneria del vento quando non si riesce a raggiungere la completa similitudine tra il modello e la reale struttura, [12], [21].

Per l'allestimento di questi test si è progettato un nuovo sistema per le prove di modelli in camera veloce del Politecnico di Milano che necessitano di test con diversi angoli di incidenza della vena fluida provvedendo pertanto ad un upgrade della potenzialità di casi studio.

La presente tesi è articolata in diversi capitoli come esposto di seguito. Nel primo capitolo viene presentata l'aerodinamica dei *bluff bodies* alla quale vengono associati gli studi sul meccanismo del distacco di vortici per sezioni convenzionali reperibili in letteratura. Successivamente viene presentata la fluidodinamica numerica in termini di equazioni di moto e di modelli di turbolenza necessari per la chiusura delle equazioni di Navier-Stokes mediate alla Reynolds.

Il secondo capitolo introduce e descrive le prove sperimentali sul modello in scala 1/30 dalle quali ha preso origine questo lavoro di tesi. In particolare si cerca di focalizzare l'attenzione sul meccanismo di *vortex shedding* che si innesca solo per particolari angoli d'incidenza della vena fluida sul modello sezionale della torre. Per questi angoli si è trovata anche un'altra possibile soluzione dove il fenomeno di distacco di vortici non era presente. Per tal motivo, a valle di questa evidenza sperimentale, si è svolta una campagna di simulazioni numeriche volte a investigare questo comportamento.

Il terzo capitolo presenta l'indagine CFD svolta per mezzo del software Fluent mirata alla ricostruzione dei fenomeni presentati nel capitolo precedente. Dapprima vengono presentati i domini calcolo, 2D e 3D, con le relative condizioni al contorno ed in seguito vengono riportati i risultati ottenuti e il confronto con le prove sperimentali sul modello in scala 1/30. Questi hanno fornito uno spunto per procedere ad un'ulteriore indagine sperimentale del modello con prove ad alto numero di Reynolds.

Nel quarto capitolo viene esposta la progettazione dell'attività sperimentale effettuata in Galleria del Vento, differenziando i test in camera aeronautica da quelli in camera civile. Si descrive inizialmente la struttura del modello di prova, evidenziandone le proprietà ed i vari accorgimenti adottati per il set-up di misura.

Nel quinto capitolo si descrivono i risultati sperimentali ottenuti sul modello sezionale in scala 1/18 nelle due camere di prova della Galleria del Vento. In particolare sono state condotti test statici con l'obiettivo di evidenziare il comportamento aerodinamico della struttura e del distacco di vortici con un nota d'attenzione alla turbolenza del flusso incidente.

Il capitolo numero sei riporta i risultati ottenuti con l'analisi numerica ed il confronto con le prove sperimentali. Vengono indagati gli effetti della turbolenza sull'aerodinamica del corpo.

Capitolo 1

Aerodinamica dei *bluff bodies*

1.1 L'aerodinamica dei *bluff bodies* e il distacco di vortici

QUANDO un fluido investe un corpo si genera una regione attorno al corpo stesso in cui il flusso è perturbato. La dimensione della zona di disturbo, detta zona di scia, dipende principalmente dalla geometria del corpo, dal suo orientamento rispetto alla vena incidente, dalla velocità e viscosità del fluido. I corpi tozzi di sezione circolare, o in genere con spigoli arrotondati, introducono una particolare deformazione del campo di moto a causa della posizione instabile del punto di separazione dello strato limite, [27]. Strutture con contorni a spigolo vivo immerse in flusso non laminare presentano invece un comportamento diverso: il fluido si separa sempre sugli spigoli del corpo indipendentemente dalla velocità del flusso incidente, ovvero dal numero di Reynolds. Questo tipo di fenomeno è tuttavia molto sensibile al raggio di raccordo dello spigolo stesso: infatti basta un piccolo raggio per ricadere in un comportamento simile a quello del corpo non spigoloso, [12]. Definire la posizione del punto di separazione del flusso è assai importante in quanto è fortemente legato allo strato limite che si sviluppa e quindi al comportamento aerodinamico del corpo.

1.1.1 I bluff bodies

Prandtl & Tietjens nel 1934 affermavano, [25]:

The simple relations just outlined (invariability of drag coefficients with change in Reynolds' number) are practically true for bodies where the total drag consists almost exclusively of pressure drag and where the geometry of the flow, in particular the breaking away of the fluid, is determined by sharp edges as, for instance, with a plate perpendicular to the direction of the flow. . .

Ciò veniva affermato sia nel caso in cui non c'era riattacco del flusso sui fianchi del corpo, sia quando esisteva un punto di riattacco. Nell'ingegneria del vento vengono indicati come *bluff bodies*, o corpi tozzi, quei corpi dove il maggior contributo alla spinta di drag è dovuto agli sforzi di pressione che nascono dalla separazione dello strato limite e dalla conseguente formazione di un vasto campo di vortici in scia allo stesso. Viceversa, il maggior contributo alla forza di drag nel caso di corpi affusolati, deriva dagli sforzi tangenziali dovuti alle forze viscose scambiate dal flusso con la superficie del corpo.

Generalità

Per un *bluff body* dotato di spigoli non arrotondati, era quindi assunto che il punto di separazione fosse sempre definito al bordo d'entrata, mentre il flusso poteva riattaccare o non riattaccare sul suo fianco, indipendentemente dal numero di Reynolds. Conseguenza era che anche se la similitudine su Reynolds nel caso di prove su corpi tozzi dotati di spigoli vivi non fosse completamente verificata, il comportamento aerodinamico stimato sul modello in galleria del vento a bassi Reynolds ($Re \cong 10^4 - 10^5$) fosse il medesimo di quello atteso per la struttura al vero ($Re > 10^6$). Per esempio Farquharson nel 1950, per giustificare la scala geometrica adottata per i suoi numerosi test di indagine al crollo del Tacoma Bridge, citava il testo di Prandtl & Tietjens, [4].



(a) Vista dello skyline di Singapore



(b) Viadotto autostradale presso Millau, Francia

Figura 1.1: Esempi di strutture civili caratterizzate da geometrie a “spigoli vivi”.

Questa affermazione era molto importante poiché nella categoria “*bluff bodies* a spigoli vivi” rientrano molte geometrie comuni nell'ingegneria del vento civile (edifici, impalcati di ponti, torri) come è per esempio possibile vedere in Figura 1.1. Rifacendosi a questa assunzione la similitudine sul numero di Reynolds veniva spesso “rilassata”: si legittima-

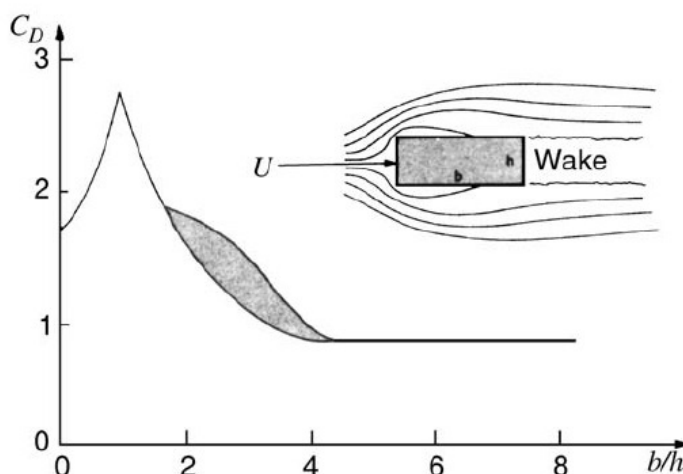


Figura 1.2: Variazione del coefficiente di drag, C_D , verso il rapporto di elongazione B/D per un prisma a spigoli non arrotondati, da [23].

vano quindi le prove in galleria del vento condotte a bassi valori di Reynolds, e non si sentiva il bisogno di investire importanti cifre nella costruzione di modelli e di impianti più grandi e più potenti, [12]. Gli autori Simiu & Scanlan raccolsero molti dati da studi passati e presentarono un grafico, Figura 1.2, dove veniva mostrato valore del coefficiente di drag ottenuto su prismi a sezione rettangolare a spigoli non smussati, con diversi valori del rapporto di elongazione B/D , [23]. I dati collezionati dalle diverse fonti mostrano una zona di dispersione, indicata in grigio nella Figura. Se il numero di Reynolds, o altri parametri di prova come la turbolenza, non fossero influenti sul comportamento aerodinamico, si dovrebbe ottenere un singolo valore di C_D per ogni rapporto B/D : in realtà esiste una zona compresa nei valori $1 < B/D < 4$ dove il coefficiente di drag non è ben definito.

Dalle osservazioni di Simiu & Scanlan sul prisma rettangolare, da più recenti test effettuati su impalcati di ponti ad alti Reynolds e da una serie di confronti fra il comportamento registrato dal modello in scala e le strutture reali, si è quindi giunti alla conclusione che l'affermazione di Prandtl & Tietjens può presentare importanti limitazioni, [9, 12, 23]. Poiché questa tipologia di sezione è abbastanza comune ed alla base di molte strutture sia di edifici che di impalcati, è quindi seguita la necessità di investigare in modo più accurato il comportamento anche di quei corpi dotati di spigoli non arrotondati: in particolare la sezione rettangolare è stata oggetto di numerosi studi sia su modelli rigidi che oscillanti (per esempio in [3, 7, 16, 22]).

I fattori che influenzano l'aerodinamica dei *bluff bodies* sono molteplici: angolo di attacco α , rapporto di elongazione B/D , turbolenza del vento incidente, fenomeni di separazione e riattacco dello strato limite, flusso incidente e *shear layer* laminare o turbolento, transizione da laminare a turbolento nello strato limite o nello *shear layer* e fenomeni in

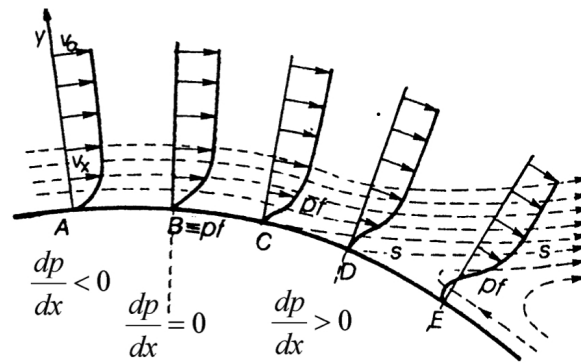


Figura 1.3: Strato limite: definizione e punto di separazione

scia. Si è dimostrato che molti di questi parametri, anche per i *bluff bodies* con spigoli non arrotondati, possono presentare dipendenze dal numero di Reynolds. In particolare, per quanto riguarda i prismi a sezione rettangolare, le condizioni di incertezza sulle sue proprietà aerodinamiche si verificano soprattutto per certe elongazioni B/D .

1.1.2 Il distacco di vortici

Il distacco di vortici è la particolare fenomenologia fluidodinamica che si può instaurare a valle di corpi investiti da fluido qualora si verifichi una separazione dello strato limite. La separazione del flusso da un corpo immerso è dovuta alla presenza di un gradiente avverso di pressione lungo la superficie di contorno oppure in corrispondenza di bordi salienti (Figura 1.3). Con lo stacco della vena si ha la formazione di una regione di scia a valle dell'ostacolo, costituita da continui scambi di energia fra le diverse linee di flusso. La scia può essere di tipo laminare o turbolento a seconda che lo scambio di energia avvenga rispettivamente a livello molecolare o a livello macroscopico. La separazione dello strato limite e la formazione di vortici dipendono dalla geometria del corpo, dal numero di Reynolds, Re , e, in maniera meno sostanziale, dal livello di turbolenza del flusso indisturbato e dalla rugosità superficiale del corpo [20]. Nel caso dei corpi tozzi il punto di separazione e le caratteristiche della scia vorticoso che si instaura dipendono sensibilmente dal numero di Reynolds definito come:

$$Re = \frac{\rho V D}{\mu} \quad (1.1)$$

dove ρ è la densità dell'aria, V la velocità della vena fluida, D una dimensione caratteristica e μ la viscosità dinamica del fluido considerato. Esso rappresenta il rapporto tra le forze inerziali e le forze viscosi del fluido. Il Numero di Reynolds così definito può variare da meno dell'unità per fibre minuscole nei liquidi, a qualche centinaia o migliaia per fili e cavi esposti al vento, fino a qualche milione e più per ciminiere o torri di raffreddamento.

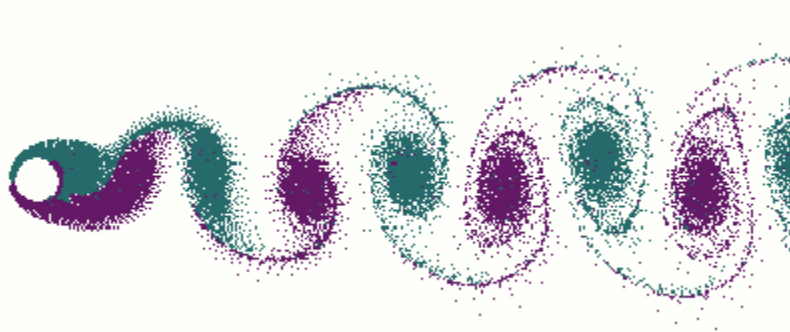


Figura 1.4: Distacco di vortici da un cilindro

In determinati campi di tale parametro si verifica che la scia a valle del corpo tozzo è costituita da una doppia schiera di vortici controrotanti, staccati alternativamente dal lato superiore ed inferiore della sezione, secondo le modalità che verranno presentate nel seguito. Durante l'evoluzione del fenomeno avviene una variazione periodica della distribuzione di pressione attorno all'oggetto. Questa condizione genera una forza pulsante con componenti nella direzione della vena incidente e in quella ad essa perpendicolare. Qualora la frequenza del forzamento si avvicini ad una delle frequenze proprie di una struttura reale, si potrebbero riscontrare criticità nella risposta dinamica, specialmente in presenza di bassi valori di smorzamento e geometrie sfavorevoli, come nel caso di strutture snelle.

Fenomeni di questo tipo sono stati evidenziati per la prima volta dal fisico Vincent Strouhal nel 1878, grazie a esperimenti di vibroacustica condotti su elementi metallici in grado di emettere rumore sotto l'azione del vento. E' da ricondurre ai suoi studi la formulazione del legame fra la frequenza di distacco e la velocità della vena fluida incidente: egli infatti ha riassunto nell'omonima legge l'essenza fisica di un fenomeno così vario e complesso riconducendola ai pochi parametri in gioco. In particolare, rifacendosi ad un problema semplice con un corpo di forma cilindrica a sezione circolare investito dal vento, si può scrivere che:

$$f_{St} = St \frac{V}{D} \quad (1.2)$$

dove f_{St} rappresenta la frequenza di distacco di vortici, D il diametro del cilindro, V la velocità della vena incidente e St il cosiddetto numero di Strouhal, vale a dire il parametro chiave che definisce il legame lineare che esiste tra la velocità e la frequenza caratteristica del fenomeno: tale costante è legata alla geometria del corpo considerato (quindi la formula è estesa a corpi tozzi di vario genere, non solo a sezione circolare) e al numero di Reynolds. Strouhal scoprì inoltre l'eccezione data dal fenomeno della sincronizzazione, notando che un oggetto con una certa frequenza propria può essere forzato in risonanza per un certo range delle velocità del vento, e in tale regione, detta di sincronismo, il distacco di vortici si

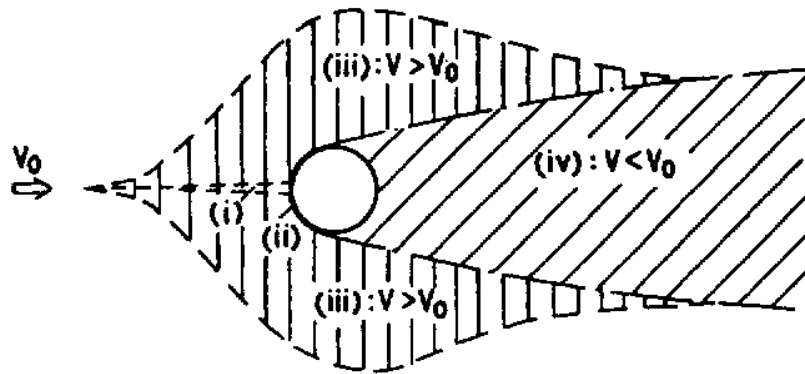


Figura 1.5: Regioni attorno al cilindro dove il flusso è disturbato [27]

accorda sulla frequenza naturale del corpo oscillante; in tale regione viene meno il legame imposto dalla legge di Strouhal.

1.1.2.1 Distacco di vortici cilindro fisso

Per poter inquadrare meglio il fenomeno del distacco di vortici è bene analizzare una geometria semplice: un corpo cilindrico a sezione circolare immobile all'interno del campo di moto del fluido. Di seguito si analizza in dettaglio la complessa fluidodinamica associata a tale geometria: si vedranno le dipendenze dal numero di Reynolds, dalla rugosità superficiale del cilindro, dall'intensità e dalla scala della turbolenza del flusso.

Influenza del numero di Reynolds

Esiste una prima distinzione tra il distacco di vortici a bassa velocità ($Re < 300$), in cui questi prendono forma e crescono gradualmente nel tragitto a valle del cilindro, ed il distacco ad alta velocità ($Re > 300$) che prevede la formazione dei vortici in un punto ben definito nella scia dell'oggetto e il propagarsi a valle dei medesimi; quest'ultima è la condizione fluidodinamica che interessa maggiormente da un punto di vista ingegneristico. Con riferimento alla Figura 1.5 è possibile identificare una zona di ristagno (*i*), due strati limite attaccati al cilindro (*ii*), due regioni dove il flusso è accelerato (*iii*) ed infine una zona di flusso separato denominata scia (*iv*).

Esaminando la transizione del flusso da laminare a turbolento, questa per bassi Numeri di Reynolds avviene nella zona di scia per poi spostarsi al crescere di Re in direzione del cilindro fino a raggiungerlo e poi risalire verso il punto di ristagno agli alti Numeri di Reynolds. In accordo con quanto proposto da Zdravkovich, in base a dove avviene la transizione si possono definire differenti stati: transizione nella scia (TrW , $Re < 5 \cdot 10^3$), transizione nello *shear layer* ($TrSL$, per $Re < 10^5$) e transizione nello strato limite ($TrBL$ per $Re > 10^5$), come visibile in Figura 1.6. La forza risultante agente sul corpo è data dalla distribuzione delle pressioni e sforzi tangenziali agenti sulla superficie e dipende

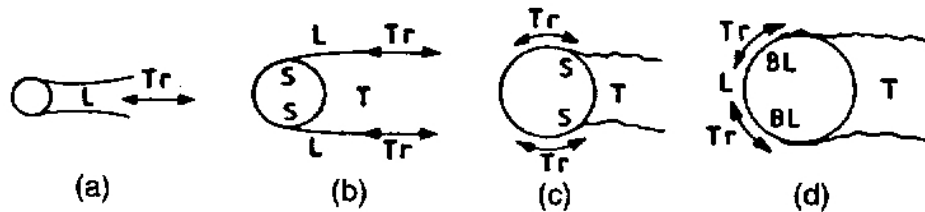


Figura 1.6: Posizione della transizione nei differenti regimi fluidodinamici (a) Transizione nella scia, (b) Transizione nello “shear layer”, (c) e (d) Transizione nello strato limite [27]

della pressione dinamica del fluido definita come $q = \frac{1}{2}\rho V^2$ e dalla proiezione dell'area del cilindro esposta al flusso. Tale forza può essere scomposta in due componenti:

- una forza di resistenza F_D (drag) diretta parallelamente alla velocità del fluido.
- una forza di portanza F_L (lift) diretta perpendicolarmente a F_D .

Le espressioni delle risultanti del sistema di forze, in caso di corpo immerso immobile di lunghezza L , sono:

$$F_D = \frac{1}{2}\rho V^2 D L C_D \quad (1.3)$$

$$F_L = \frac{1}{2}\rho V^2 D L C_L$$

dove C_D e C_L sono rispettivamente i coefficienti di *drag* e di *lift* e sono generalmente funzione del Numero di Reynolds come mostrato in Figura 1.7. I coefficienti aerodinamici dipendono dalla forma dell'oggetto investito dal flusso, dalla finitura superficiale, dal tipo di flusso che si stabilisce intorno ad esso. Il maggior contributo alla forza di drag su un corpo tozzo è data dagli sforzi di pressione generati dalla separazione della scia; è possibile inoltre osservare che il contributo delle azioni tangenziali è poco significativo per Numeri di Reynolds dell'ordine di poche centinaia e diventa completamente trascurabile per Re superiore a 10^4 (l'andamento degli sforzi tangenziali è indicato dal coefficiente C_{Df} in Figura). Nella tabella in Figura 1.8 sono riassunte le caratteristiche dei differenti regimi fluidodinamici. Per quanto riguarda la transizione TrSL si sviluppa attraverso tre fasi distinte al crescere di Re :

- TrSL1 (regime subcritico inferiore): appaiono onde di transizione lungo lo shear layer libero che stabilizzano la scia adiacente al cilindro
- TrSL2 (regime subcritico intermedio): si formano vortici di transizione sotto forma di catene che precedono il passaggio alla turbolenza. Al crescere di Re , la transizione si avvicina progressivamente ai punti di separazione della scia
- TrSL3 (regime subcritico superiore): vicino al cilindro si assiste ad una transizione immediata alla turbolenza, accompagnata da una scia molto corta. La formazione

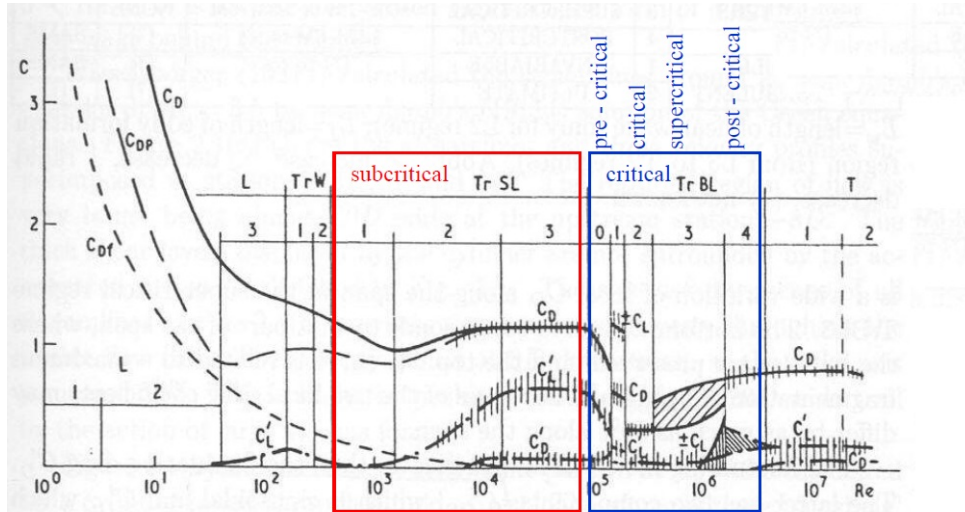


Figura 1.7: Variazioni dei coefficienti di forza in funzione del Numero di Reynolds [27]

STATE		REGIME	Re RANGES	L_w/L_f	C_D
L	LAMINAR	1 NO-SEPARATION	0 to 4-5	NONE	↘
		2 CLOSED WAKE	4-5 to 30-48	↗	↘
		3 PERIODIC WAKE	30-48 to 180-200	↘	↗
Tr W	TRANSITION IN WAKE	1 FAR-WAKE	180-200 to 220-250	↘	↗
		2 NEAR-WAKE	220-250 to 350-400	↗	↘
Tr SL	TRANSITION IN SHEAR LAYERS	1 LOWER	350-400 to 1k-2k	↗	↘
		2 INTERMEDIATE	1k-2k to 20k-40k	↘	↗
		3 UPPER	20k-40k to 100k-200k	SAME	SAME
Tr BL	TRANSITION IN BOUNDARY LAYERS	0 PRECRITICAL	100k-200k to 300k-340k	↗	↘
		1 SINGLE BUBBLE	300k-340k to 380k-400k	(?)	↓
		2 TWO-BUBBLE	380k-400k to 500k-1M	(?)	↓
		3 SUPERCRITICAL	500k-1M to 3.5M-6M	NONE	↗
T	FULLY TURBULENT	4 POSTCRITICAL	3.5M-6M to (?)	(?)	SAME
		1 INVARIABLE	(?) to ∞	(?)	SAME
		2 ULTIMATE		(?)	(?)

Figura 1.8: Nomenclatura dei differenti regimi fluidodinamici secondo Zdravkovich [27]. Nell'ultima colonna è indicato l'andamento atteso del coefficiente di drag

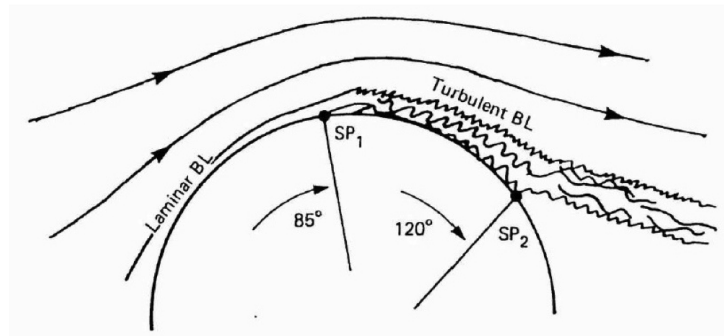


Figura 1.9: Punti di separazione del flusso su un cilindro in condizioni di regime precritico

di vortici vicino al cilindro aumenta in modo considerevole il coefficiente di drag, C_D , e la componente fluttuante del coefficiente di lift, C_L , rispetto ai due regimi precedentemente descritti.

Lo studio presentato in questo lavoro è mirato ad analizzare il comportamento statico di un corpo prismatico (modello sezionale della torre di un ponte strallato) ad elevati numeri di Reynolds; in accordo con quanto descritto finora in tale situazione la transizione è presente nello strato limite (TrBL), per cui il fenomeno in questa regione sarà di considerato di seguito con più attenzione.

La transizione TrBL si può distinguere in quattro differenti regimi: precritico, critico (suddiviso in *One Bubble* e *Two Bubble*), supercritico e postcritico, più in dettaglio:

- TrBL0: regime *precritico* $(100k - 200k) < Re < (300k - 340k)$
- TrBL1: regime *critico one-bubble* $(300k - 340k) < Re < (380k - 400k)$
- TrBL2: regime *critico two-bubble* $(380k - 400k) < Re < (0.5M - 1M)$
- TrBL3: regime *supercritico* $(0.5M - 1M) < Re < (3.4M - 6M)$
- TrBL4: regime *postcritico* per $Re > (3.4M - 6M)$ il cui limite superiore non è a tutt'oggi conosciuto

Nel regime precritico, o regime TrBL0, la transizione da strato limite laminare a turbolento avviene nel *free shear layer* e immediatamente dopo il punto di separazione (SP1 Figura 1.9). La turbolenza introdotta induce però lo shear layer a riattaccarsi al cilindro come strato limite turbolento, per poi separarsi definitivamente nel punto SP2. Quindi, sostanzialmente, a causa della turbolenza, che costringe il flusso a rimanere più attaccato a parete, il punto di separazione si sposta a valle. I vortici si formano regolarmente e si staccano, alternati, dalla parte superiore e inferiore del cilindro provocando una forzante alternata in direzione *cross-wind*. La frequenza di distacco è costante, determinata

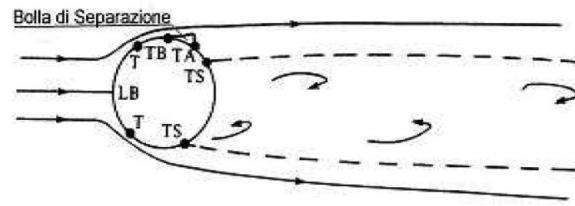


Figura 1.10: Corrente bidimensionale attorno a un corpo cilindrico a sezione circolare in regime *TrBL1*

dal valore del numero di Strouhal e quindi dalla geometria del corpo (Equazione 1.2): il fenomeno può essere definito periodico.

Il regime precritico è seguito dal regime *One Bubble*, o *TrBL1*; con riferimento alla Figura 1.10, si ha che lo strato limite si separa dal cilindro in corrispondenza di TB. Il flusso staccato da TB si riattacca in TA creando una bolla di separazione, definita appunto *one bubble*. Raggiunto il punto TS lo strato limite si separa definitivamente. All'aumentare del numero di Reynolds l'ampiezza di scia si riduce (recupero di pressione) fino a raggiungere il valore più basso per $Re \simeq 3.8 \cdot 10^5$: si tratta della cosiddetta crisi del drag evidente in Figura 1.13. Per quanto riguarda il numero di Strouhal, il regime *TrBL1* è caratterizzato da un'elevata dispersione di valori in quanto si è in assenza di un distacco di vortici periodico. Differentemente dal regime *TrBL1* che presenta una distribuzione di pressione asimmetrica, il regime *TrBL2* (detto anche regime *Two Bubble*) è contraddistinto da un profilo di pressioni simmetrico. Tale regime mostra da entrambi i lati del cilindro una combinazione intrecciata di separazione laminare, transizione, riattacco della scia, separazione turbolenta che caratterizzano lo strato limite. I regimi *One Bubble* e *Two Bubble*, che insieme si può dire costituiscono il regime critico, sono molto sensibili ai disturbi; non risulta possibile individuarli in presenza di una rugosità superficiale e di una turbolenza di vena libera sufficientemente elevate. Le condizioni di regime supercritico, denominato anche *TrBL3*, si realizzano per numeri di Reynolds compresi tra $5 \cdot 10^5$ e $3 \cdot 10^6$. Come si può notare in Figura 1.11 si assiste ad un aumento dell'ampiezza della scia rispetto al caso critico; all'incrementare del numero di Reynolds il punto di transizione tra laminare e turbolento si avvicina al punto di ristagno LB. Il distacco di vortici è casuale sia in ampiezza che in frequenza e non si riscontra nessuna periodicità nella variazione di pressione superficiale del cilindro. L'andamento riferito al coefficiente della forza di drag denota un costante incremento successivo al punto caratterizzato dal valore minimo (per $Re \simeq 3.8 \cdot 10^5$). Il regime postcritico (*TrBL4*) si manifesta per numeri di Reynolds superiori a $3 \cdot 10^6$. Il coefficiente di drag, dopo la progressiva crescita che si realizza nel regime supercritico, raggiunge un nuovo plateau nell'intorno del valore 0.7. Caratteristica fondamentale del regime postcritico è la ricomparsa del fenomeno del distacco di vortici periodico il quale, come già detto, crea una forzante in direzione *cross-wind* (lift). A tal

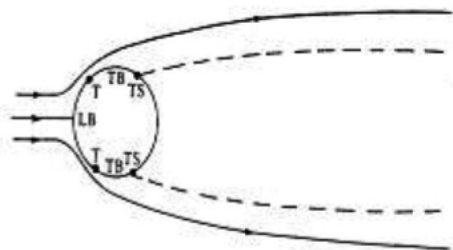


Figura 1.11: Corrente bidimensionale attorno a un corpo cilindrico a sezione circolare in regime *TrBL3*

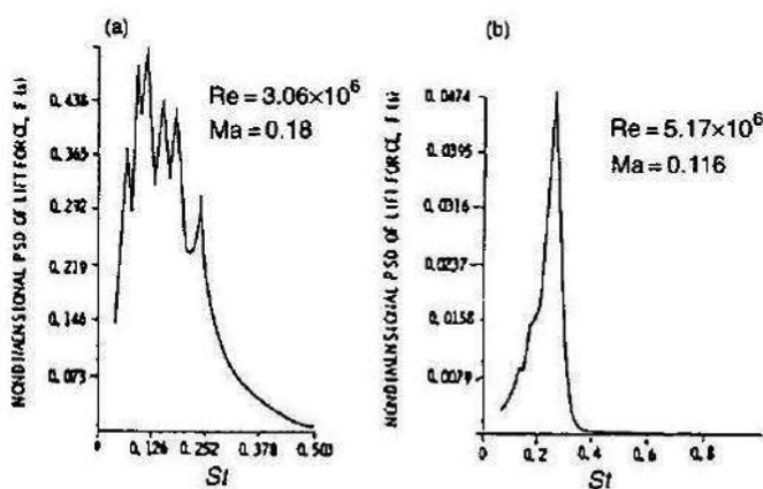


Figura 1.12: Densità di potenza spettrale del coefficiente di lift in regime supercritico e postcritico

proposito in Figura 1.12 è rappresentata la *Power Spectral Density* (PSD) del coefficiente di lift in regime supercritico (a) e in regime postcritico (b). Nel secondo caso, assistiamo alla presenza di un picco ben definito in corrispondenza del numero di Strouhal (il fenomeno di distacco di vortici viene quindi definito in banda stretta). Il grafico riferito invece al regime supercritico non indica una chiara e definita periodicità nel distacco di vortici (fenomeno in banda larga). Proprio per questo motivo, il numero di Strouhal in regime postcritico presenta un valore più elevato rispetto al caso precritico e presenta un andamento crescente con valori che, nel caso di modello liscio, oscillano tra 0.19 e 0.24. Questa trattazione è indispensabile per comprendere come il numero di Reynolds giochi un ruolo fondamentale nella previsione della forza di drag sul cilindro (F_D equazione 1.3). La forza di drag è da vedersi come l'integrale della distribuzione di azioni tangenziali e pressioni lungo la superficie del corpo, proiettate nella direzione della velocità; il drag di frizione, dovuto alle prime, è rilevante qualora si considerino corpi allungati (es: profili alari) in quanto sono considerevoli le superfici a contatto col fluido, mentre nell'analisi di corpi tozzi risulta predominante il cosiddetto drag di pressione, legato all'entità del recu-

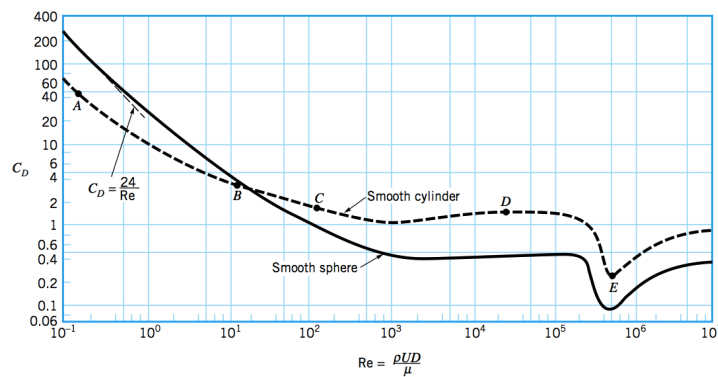


Figura 1.13: Andamento del coefficiente di drag in funzione del Numero di Reynolds. Si osserva la zona critica della crisi del drag

però di pressione che si ha a valle dell'oggetto. Tale recupero dipende dalla posizione del punto di distacco della vena rispetto al punto di ristagno posteriore, ovvero, all'ampiezza della scia che si viene a creare. Quindi, alla luce delle considerazioni fatte riguardo alla fluidodinamica del fenomeno ai diversi regimi, si può dedurre l'andamento della forza di drag in funzione di Re o, analogamente, quello del coefficiente adimensionale C_D ; nello specifico si ha che tale valore risulta contenuto laddove si instauri una regione di scia piuttosto stretta ed elevato in caso contrario.

Influenza della rugosità superficiale

L'influenza della rugosità superficiale per un flusso incidente su un corpo cilindrico è stata studiata da numerosi autori; tali ricerche si sono concentrate sull'analisi delle forze aerodinamiche agenti (medie e oscillanti) e sulla variazione delle proprietà del fluido. Il parametro caratteristico circa l'influenza della rugosità è K/H dove K rappresenta la dimensione della rugosità presa in esame e H la dimensione caratteristica (il diametro) del cilindro. È necessario precisare che i risultati presentati in letteratura sono fortemente

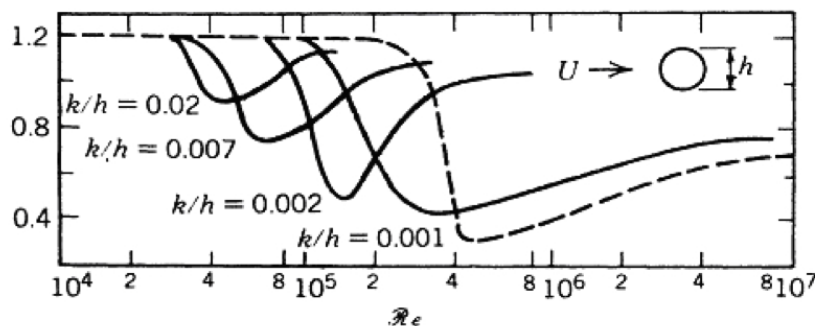


Figura 1.14: Andamento del coefficiente di drag al variare del numero della rugosità superficiale

dipendenti dalla tipologia di rugosità presa in esame (sfere, reti, piramidi, carta smerigliata, rugosità naturale, etc). La rugosità deve essere distribuita in modo uniforme sulla

superficie del modello interessato in modo da garantire un comportamento omogeneo del fluido in movimento. In primo luogo, in Figura 1.14 è riportato l'andamento del coefficiente di drag al variare di K/H ; la rugosità è stata ottenuta tramite l'applicazione di fogli di carta smerigliata sulla superficie del cilindro liscio (i dati sono presentati in funzione del numero di Reynolds). E' possibile osservare come il regime precritico non sia influenzato dalla rugosità superficiale; il valore di C_D si mantiene infatti costante per un ampio intervallo di Re . Per quanto riguarda invece il regime critico (identificabile dal brusco decremento del coefficiente di drag) si possono individuare due andamenti macroscopici: il valore minimo raggiunto dal C_D cresce con l'aumentare del parametro K/H e il numero di Reynolds a cui si presenta il brusco decremento diminuisce progressivamente. Appare evidente come al crescere di K/H l'ampiezza del regime critico si riduca sensibilmente arrivando quasi a scomparire. Alcuni autori hanno osservato, durante le loro campagne di prove, che una rugosità sufficientemente elevata impedisce la formazione dei regimi *One Bubble* e *Two Bubbles*. Aumentando ulteriormente il numero di Reynolds, il coefficiente di drag risale (regime supercritico) e raggiunge un valore costante all'interno della zona postcritica. E' possibile osservare come il valore del parametro C_D in questo regime sia fortemente dipendente dal valore di K/H e cresca all'aumentare di quest'ultimo. Per alti valori di rugosità superficiale i regimi critico e supercritico non si presentano e il regime TrBL0 è seguito direttamente dal TrBL4. In questo caso il fenomeno di distacco di vortici non cessa (come invece è previsto all'interno del regime supercritico) ed è sempre presente per un ampio range di Reynolds.

Influenza della turbolenza

Il comportamento del vento turbolento reale è un fenomeno complesso e random, variabile nel tempo e nello spazio; le sue caratteristiche ci permettono, tuttavia, di considerarlo come un processo stazionario ed ergodico e la trattazione viene fatta in termini statistici. Ipotizzando che il flusso sia omogeneo su un piano orizzontale, le componenti fluttuanti di velocità u , v e w dipendono solo dalla quota z . E' possibile introdurre un fattore indice di turbolenza per la componente orizzontale u definito come:

$$I_u(z) = \frac{\sigma_u(z)}{U(z)} \quad (1.4)$$

dove $U(z)$ è il valor medio della velocità in direzione longitudinale alla quota z e $\sigma_u(z)$ è la deviazione standard della componente fluttuante u , dipendente dalla sola altezza z a seguito delle ipotesi di flusso del piano orizzontale, definita come:

$$\sigma_U = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T [u(t)]^2 dt} \quad (1.5)$$

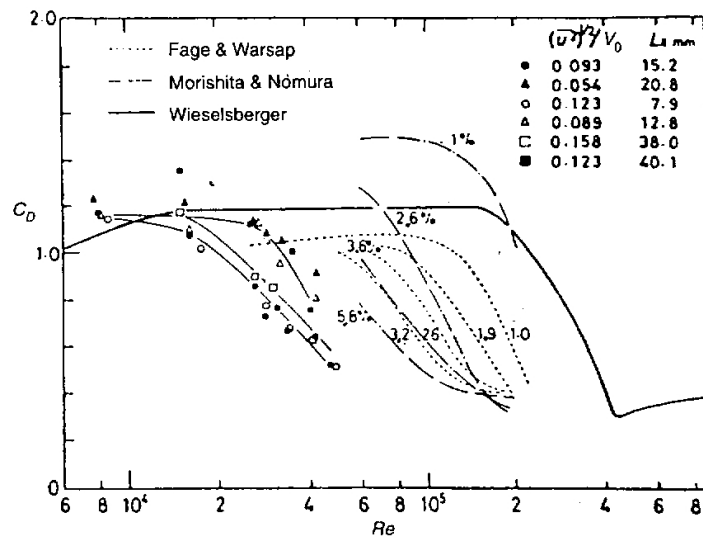


Figura 1.15: Andamento del coefficiente di drag al variare del numero di Reynolds e dell'intensità di turbolenza

Dove T rappresenta la lunghezza della base temporale di interesse. Allo stesso modo è possibile definire un indice di turbolenza per le altre componenti v e w . La turbolenza di un flusso incidente ha un effetto rilevante sulle forze che il flusso stesso esercita sul cilindro [19] [14]. È largamente noto che, come nel caso sopra citato della rugosità, essa ha come conseguenza uno spostamento della regione di transizione verso un range di Reynolds più bassi. La Figura 1.15 mostra l'andamento, in funzione del numero di Reynolds, del coefficiente di drag; quest'ultimo, all'interno del regime precritico, diminuisce al crescere della turbolenza del flusso incidente. La caduta del C_D propria del regime critico si verifica ad un numero di Reynolds inferiore rispetto al caso di un flusso caratterizzato dall'assenza di turbolenza.

1.1.2.2 Distacco di vortici da cilindri mobili

Quanto esposto finora è valido se si considera un cilindro rigido e fisso nello spazio. Quando invece il cilindro, sottoposto alle forze indotte dal distacco, è libero di vibrare si determinano le condizioni che danno origine ad un complesso meccanismo di interazione fluidoelastica, detto vibrazioni indotte da distacco di vortici (o VIV da *vortex induced vibration*). Quando una corrente uniforme investe un cilindro che ha la possibilità di vibrare, si verifica che questo inizia ad oscillare con ampiezze significative nel momento in cui la frequenza del distacco di vortici, data dalla (1.2), si avvicina alla sua frequenza propria f_0 . È quindi possibile definire, attraverso la relazione di Strouhal, una velocità della vena fluida incidente, detta appunto velocità di Strouhal V_{St} , in corrispondenza della quale si distaccano vortici ad una frequenza pari alla frequenza propria del cilindro f_0 :

Tabella 1.1: Vibrazioni indotte dal distacco di vortici al variare della velocità ridotta su cilindro libero di vibrare[1]

Intervallo di V_R	Fenomeno osservato
$V_R < 1.25$	Piccole oscillazioni indotte dalla turbolenza
$1.25 < V_R < 2.7$	Vortici simmetrici: oscillazioni in direzione in-line
$2.7 < V_R < 4.5$	Vortici alternati: oscillazioni in direzione in-line (con frequenza $2f_{St}$) e in direzione cross-flow (con frequenza f_s)
$V_R > 4.5$	Vortici alternati: oscillazione in direzione cross-flow di ampiezza confrontabile con il diametro del cilindro

$$V_{St} = \frac{f_0 D}{St} \quad (1.6)$$

dove con St è indicato il numero di Strouhal. In altri termini, le ampiezze di oscillazione del cilindro, diventano significative per velocità della corrente prossime alla velocità di Strouhal. Considerando la forzante in direzione cross-flow assimilabile ad una forza sinusoidale con frequenza pari a f_{St} , quando la velocità della corrente si avvicina al valore indicato dalla relazione (1.6) si configura la condizione di forzamento in risonanza per il cilindro. Sulla base di questa considerazione ci si può riferire quindi ad un parametro adimensionale di comune utilizzo in fluidoelasticità, cioè la velocità ridotta, definita nell'equazione seguente:

$$V_R = \frac{V}{f_0 D} \quad (1.7)$$

Sulla base di questo parametro, per un cilindro libero di muoversi nello spazio si distinguono i comportamenti riportati in tabella

Più nel dettaglio, per $V_R < 1.25$ si possono osservare ampiezze di oscillazione molto piccole in entrambe le direzioni, trasversale e longitudinale, principalmente causate dalla turbolenza del fluido, incrementando il valore di velocità, fino a stabilire le condizioni caratterizzate da $1.25 < V_R < 2.7$, si riscontrano oscillazioni essenzialmente nella direzione della velocità della vena: in questa situazione il moto del cilindro condiziona il distacco di vortici che avviene simultaneamente dai due lati del cilindro. L'intervallo di velocità ridotta $2.7 < V_R < 4.5$ è caratterizzato dalla compresenza del forzamento in-line e cross-flow, il corpo forzato si muove seguendo delle traiettorie ad otto, che manifestano come il forzamento nella direzione della vena fluida avvenga a frequenza doppia rispetto alle variazioni della forza di lift. Il distacco di vortici avviene in maniera alternata. Nel range di velocità ridotta compreso tra 4.5 e 8 si ha il massimo forzamento nella direzione cross-flow e le ampiezze di vibrazione diventano paragonabili al diametro del cilindro stesso. L'effetto del forzamento produce spostamenti molto più evidenti nella direzione ortogonale al fluido incidente, rendendo questi più significativi in fase di analisi della dinamica indotta dal distacco di vortici. Numerosi esperimenti hanno mostrato che quando la frequenza di

distacco di vortice f_{st} è prossima alla frequenza propria, f_0 , di una struttura deformabile, in apparente violazione della relazione di Strouhal, la struttura prende il controllo del distacco facendo collassare le frequenze in una singola frequenza prossima ad f_0 . Questo particolare fenomeno, detto lock-in o sincronizzazione, è un aspetto peculiare delle vibrazioni indotte da distacco di vortici e vale in un certo intervallo di velocità della vena fluida incidente, prossime alla velocità di Strouhal, detto campo di sincronismo.

L'intervallo di sincronismo

Si consideri un cilindro dotato del solo grado di libertà cross-flow investito da un fluido in movimento, a valle del cilindro si avrà la formazione di una scia di vortici che vengono staccati ad una frequenza caratterizzata dalla relazione di Strouhal, riportata in (1.2). Incrementando la velocità del fluido si ha un incremento della frequenza del distacco. Quando la frequenza di distacco si avvicina alla frequenza propria del cilindro, quest'ultimo inizia a muoversi poiché forzato in risonanza. A questo punto lo stesso moto del cilindro guida il distacco di vortici, sincronizzandolo sulla propria frequenza di moto. Anche un ulteriore aumento della velocità mantiene il fenomeno innescato, fino a che improvvisamente la frequenza di distacco ritorna a seguire la relazione di Strouhal. Questo fenomeno prende il nome di sincronizzazione e il range di velocità per il quale avviene è detto campo di sincronismo. Rispetto al caso di un cilindro stazionario, il moto del cilindro favorisce una crescita più rapida dei vortici dando luogo ad un incremento della loro energia. Il moto oscillatorio determina anche l'aumento della correlazione spaziale tra i vortici staccati lungo il cilindro. Questi cambiamenti delle proprietà della scia si ripercuotono sulle forze di drag e di lift: un aumento della correlazione tra i vortici provoca un incremento della forza fluttuante di lift; inoltre le oscillazioni danno origine ad un incremento della ampiezza di scia provocando forze di drag più elevate rispetto al caso di cilindro stazionario [20]. Le ampiezze di vibrazione raggiunte dal cilindro sono autolimitate e funzione non lineare del rapporto di sincronizzazione, cioè dal rapporto tra la velocità del fluido e la velocità di Strouhal.

Influenza dello smorzamento

Sia l'ampiezza del campo di sincronismo sia le ampiezze di oscillazione dipendono dalle caratteristiche strutturali del cilindro quali il diametro, la massa lineare e lo smorzamento strutturale; nella letteratura tecnica si utilizza spesso un parametro adimensionale chiamato numero di Scruton, in funzione del quale possono essere previste le ampiezze massime di oscillazione e l'ampiezza del campo di lock-in. Esso è definito come:

$$S_c = \frac{2\pi mh}{pD^2} \quad (1.8)$$

dove m indica la massa al metro della struttura in questione, h lo smorzamento strutturale, come rapporto tra lo smorzamento e lo smorzamento critico, ρ la densità del fluido e D il diametro del cilindro.

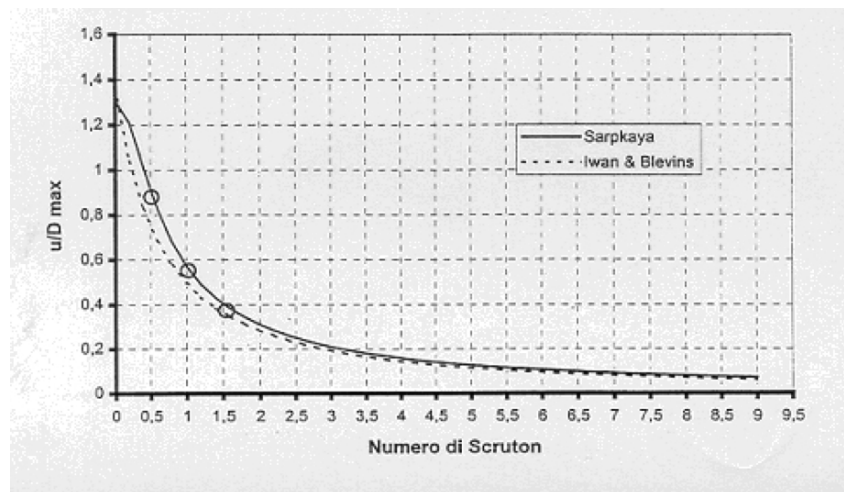


Figura 1.16: Ampiezza massima di oscillazione all'interno del campo di sincronismo in funzione del numero di Scruton secondo Sarpkaya e Iwan e Blevins

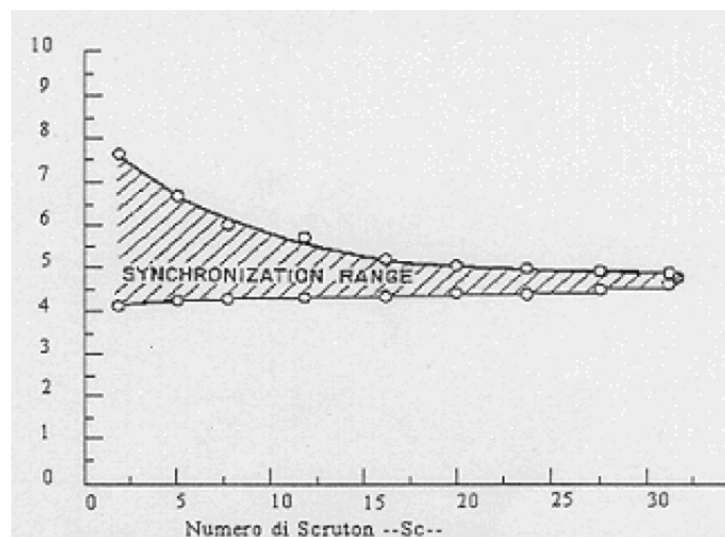


Figura 1.17: Ampiezza del campo di sincronismo in funzione del numero di Scruton

In Figura 1.16 è riportata la massima ampiezza di oscillazione in funzione del numero di Scruton, mentre la Figura 1.17 mostra l'ampiezza del campo di sincronismo, in termini di velocità ridotta, al variare del parametro adimensionale Sc . All'aumentare del numero di Scruton si riduce sia l'ampiezza della zona di sincronismo che l'ampiezza massima di vibrazione, per Scruton maggiore di 32 il lock-in non si manifesta.

1.1.2.3 Distacco di vortici da corpi a sezione rettangolare

La forma del cilindro con sezione rettangolare è molto ricorrente in ambito civile quindi in letteratura è possibile trovare diversi studi riguardanti il fenomeno del distacco di vortice da corpi di questo genere. La ricerca in tale campo non è orientata solo all'analisi dell'interazione dinamica fluido-struttura ma anche all'aspetto termodinamico del fenomeno: il distacco di vortici, grazie alle sue caratteristiche non lineari, può infatti essere sfruttato per migliorare lo scambio termico convettivo fra un corpo fisico ed il fluido che lo investe, specialmente in situazioni di flusso laminare; tecniche di questo tipo trovano oggi largo impiego nei sistemi di raffreddamento di componenti elettronici. L'interesse della trattazione è rivolto al comportamento che possono denotare strutture snelle come la torre di sostegno oggetto del lavoro di tesi quando soggette a distacco di vortici; si cerca di studiare la dipendenza del fenomeno dall'angolo di incidenza del vento e dalle caratteristiche geometriche della sezione [7, 15]. A differenza dei profili aerodinamici e dei corpi con superfici curve, i corpi con spigoli vivi presentano dei punti di separazione che dipendono unicamente dalla forma del corpo, mentre il processo di formazione della scia dipende dal numero di Reynolds [10, 12]. Si consideri, ad esempio, il corpo di Figura 1.18, per valori molto bassi del numero di Reynolds ($Re \simeq 0.3$), il flusso non si separa, ma segue il contorno della sezione; per $Re \simeq 10$ Figura 1.19 il flusso si separa in corrispondenza degli spigoli e forma una scia caratterizzata da due vortici simmetrici. Aumentando ulteriormente il numero di Reynolds fino ad $Re \simeq 250$, come si nota in Figura 1.20, la scia sarà composta da due vortici che si staccano alternativamente dagli spigoli. Infine per $Re > 1000$ Figura 1.21 le forze fluide inerziali prevalgono e pertanto non si può assistere alla formazione di grandi vortici, anzi la scia è composta da vortici di piccole dimensioni.

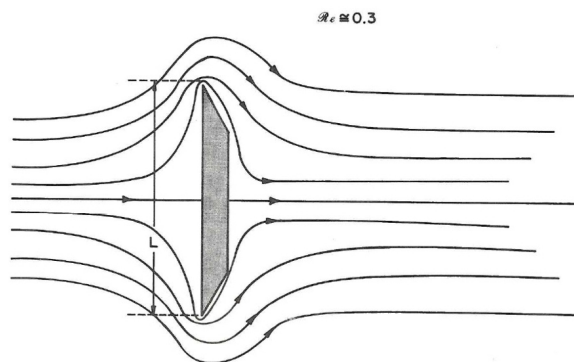


Figura 1.18: Rappresentazione del flusso bidimensionale attorno ad un corpo tozzo con due spigoli pronunciati; $Re \simeq 0.3$

Passando al caso più concreto di cilindro a sezione quadrata o rettangolare, investito dal vento in direzione normale al lato più corto, la fenomenologia aumenta di complessità dal momento che tali corpi presentano quattro punti di separazione anziché i due mo-

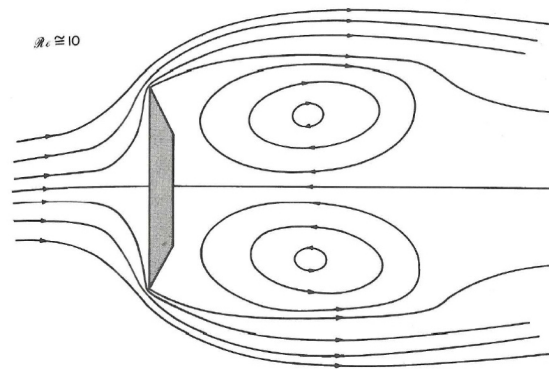


Figura 1.19: Rappresentazione del flusso bidimensionale attorno ad un corpo tozzo con due spigoli pronunciati; $Re \approx 010$

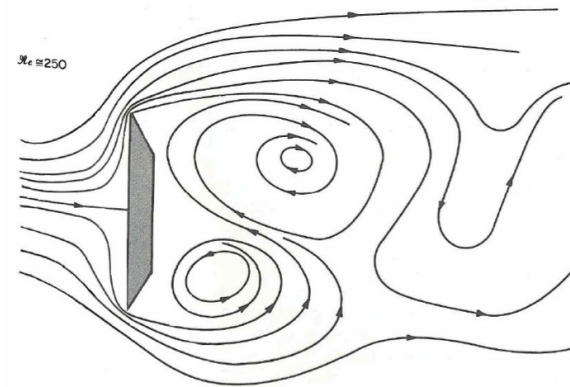


Figura 1.20: Rappresentazione del flusso bidimensionale attorno ad un corpo tozzo con due spigoli pronunciati; $Re \approx 250$

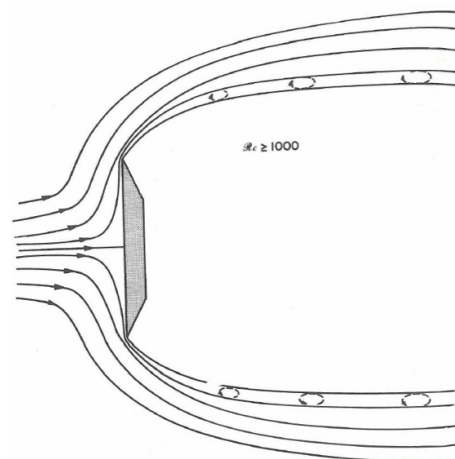
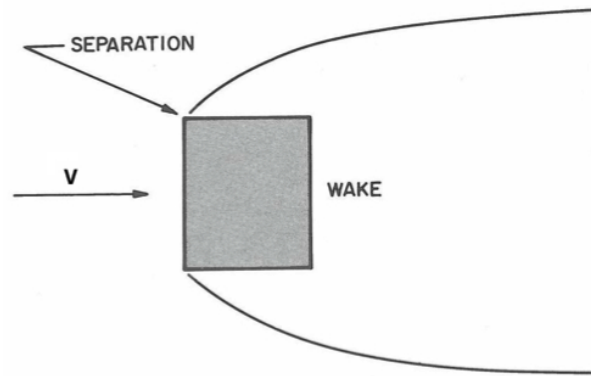


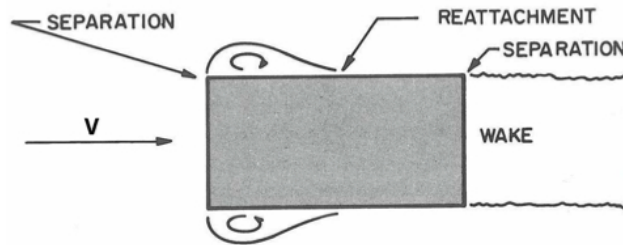
Figura 1.21: Rappresentazione del flusso bidimensionale attorno ad un corpo tozzo con due spigoli pronunciati; $Re > 1000$

strati nell'esempio precedente. Per alti numeri di Reynolds la sezione quadrata vede una separazione del flusso allo spigolo sopravvento (*leading edge*) e una regione di scia molto

ampia che racchiude anche il bordo d'uscita (Figura 1.22) [2, 24]; se si considera invece una sezione rettangolare con fattore di forma B/D sufficientemente elevato (B dimensione longitudinale, D dimensione trasversale) si nota che si crea una prima regione di separazione in corrispondenza del *leading edge*, il flusso riesce però a riattaccarsi prima dello spigolo sottovento (*trailing edge*) dove poi separa definitivamente (Figura 1.22) [15, 17].



(a) Sezione quadrata



(b) Sezione rettangolare con $b/d > 1$

Figura 1.22: Localizzazione delle zone di separazione per un cilindro a sezione quadrata o rettangolare investito dal vento

Questa conformazione del campo di moto implica solitamente che la regione di scia a valle del corpo sia più ridotta e di conseguenza il drag di pressione risulti più contenuto rispetto al caso della sezione quadrata. Sotto opportune condizioni, in termini di numero di Reynolds e incidenza della vena fluida, si innesca un distacco di vortici primario al *leading edge*, il quale genera delle formazioni vorticosi che vengono trasportate verso valle lungo le facce laterali del rettangolo e, nella zona del *trailing edge*, si trovano a dover interagire con il cosiddetto distacco di vortici secondario, come mostrato in Figura 1.23. E' possibile che i vortici staccati dai due spigoli si combinino formandone uno di entità

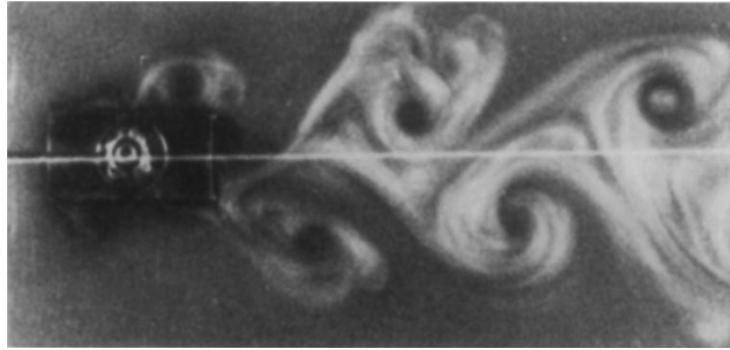


Figura 1.23: Visualizzazione del campo di moto attorno ad un cilindro a sezione rettangolare con $B = 2$ [15]

maggiore qualora si abbia un opportuna combinazione di velocità di vena ed estensione della faccia laterale del rettangolo; considerando un corpo libero di oscillare in direzione *cross-flow*, al fine di garantire la coalescenza dei due vortici è necessario che venga soddisfatta la relazione proposta da Shiraishi e Matsumoto [15]:

$$B = 0.6nVT_0 \quad (1.9)$$

dove B è la dimensione longitudinale della sezione rettangolare, T_0 è il periodo di oscillazione del modo in direzione *cross-flow*, V è la velocità di vena e n è un intero compreso fra 1 e poche unità e indica ogni quante oscillazioni del corpo si ottiene la coalescenza fra i vortici. Da tale relazione sperimentale è possibile avere una stima della velocità ridotta critica oltre la quale si può incorrere in oscillazioni causate dal fenomeno illustrato:

$$V_{r,Cr} = \frac{1}{0.6n} \frac{B}{D} \quad (1.10)$$

nella quale viene esplicitata la dipendenza dal fattore di forma della sezione B/D . Il vortice che viene staccato al leading edge del corpo è un cosiddetto *one-shear-layer vortex* dal momento che esso si forma a partire da una zona di strato limite adiacente ad una certa superficie, al contrario di quanto avviene nel caso di un *double-shear-layer vortex*, ossia di un vortice frutto dell'interazione dei due strati limite relativi alle regioni laterali rispetto all'ostacolo fisico. A quest'ultima categoria appartiene la classica scia di Von Kàrmàn, ovvero la condizione di distacco di vortici controrotanti alternati che si può instaurare a valle di corpi tozzi ed è la forma più nota di forzamento. Per quel che riguarda il *one-shear-layer vortex shedding* il processo di formazione e successivo distacco dei vortici avviene in maniera nettamente diversa, e in particolare non viene influenzato dalla regione di scia: questa caratteristica rende inutili le tecniche atte a impedire la generazione di vortici basate sull'installazione di splitter plates nella scia del corpo (tecniche comunque valide nell'ottica di mitigare la formazione dei vortici secondari). Le uniche misure efficaci

consistono in opportune modifiche della geometria del *leading edge* come smussi, deflettori ed altri accorgimenti aerodinamici. Un ulteriore grado di complessità nasce dalla necessità di studiare la sensibilità del fenomeno fluidodinamico con il variare dell'angolo di incidenza del flusso. In letteratura sono presenti vari studi orientati in tale direzione; nel seguito si discutono i risultati ottenuti da M. Matsumoto [15] riguardo al comportamento di un cilindro rettangolare con rapporto di forma $B/d = 0.5$ per diverse incidenze della vena fluida. Le prove, condotte in flusso laminare, permettono di identificare tre

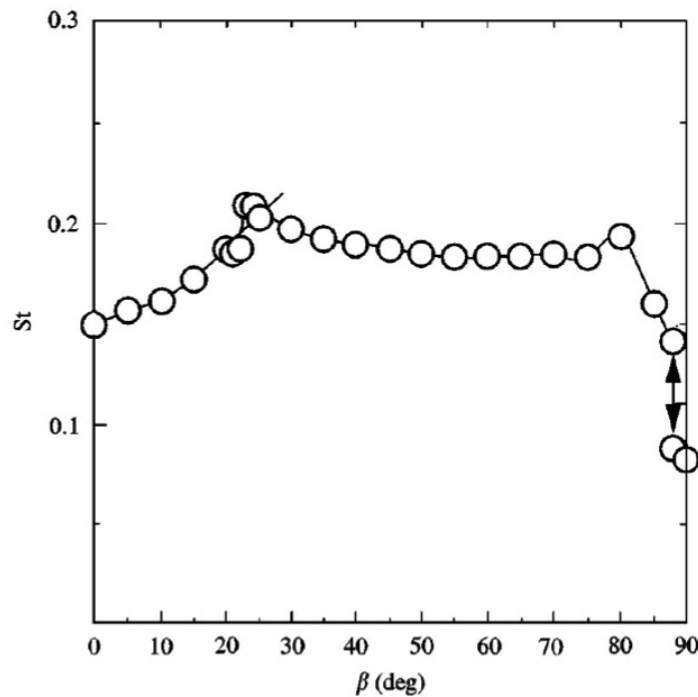


Figura 1.24: Andamento del numero di Strouhal al variare dell'angolo di incidenza del flusso per un cilindro a sezione rettangolare con $B = 2$ [15]

tipologie di distacco di vortice: la modalità *one-shear-layer*, il distacco alla Von Kàrmàn e il distacco di vortici simmetrico, una forma di instabilità di scia del tipo *double-shear-layer* che si evidenzia tipicamente nel campo di numeri di Reynolds molto bassi e provoca un forzamento in direzione del vento alla frequenza che si può predire attraverso la legge di Strouhal opportunamente modificata: noto infatti il valore del parametro St relativo al *Kàrmàn vortex shedding* per il medesimo corpo, si dimostra che le oscillazioni in-line dovute al distacco simmetrico avvengano alla frequenza:

$$f = 4St \frac{V}{D} \quad (1.11)$$

da cui segue che il moto del corpo oscillante può sincronizzare tale modalità di distacco di vortici ad una velocità ridotta pari ad un quarto di quella critica per il distacco alla Von Kàrmàn. Il parametro che meglio può sintetizzare i caratteri del distacco di vortice

da un corpo tozzo è indubbiamente il numero di Strouhal; per il problema in analisi tale valore presenta l'andamento al variare dell'angolo di incidenza mostrato in Figura 1.24, dove la condizione di incidenza nulla vede la sezione rettangolare investita dal vento con velocità normale al lato più lungo. Come si nota, tale coefficiente raggiunge un valore massimo pari a circa 0.2 per un angolo di 23° : alcuni autori riconducono tale risultato al fatto che per tale

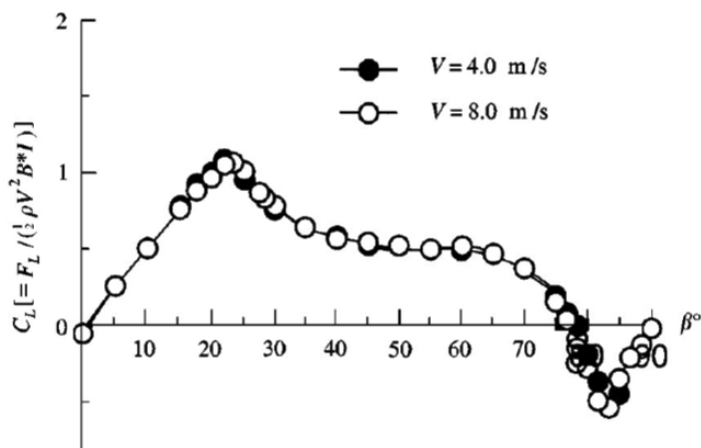


Figura 1.25: Andamento del coefficiente di lift al variare dell'angolo di incidenza del flusso per un cilindro a sezione rettangolare con $B/d = 2$; [15]

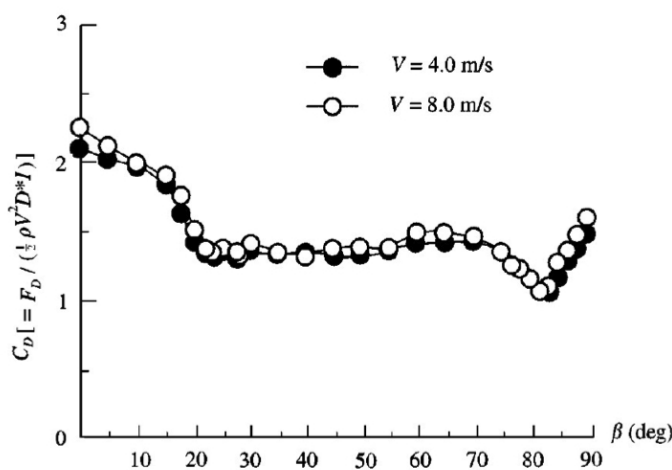


Figura 1.26: Andamento del coefficiente di drag al variare dell'angolo di incidenza del flusso per un cilindro a sezione rettangolare con $B/d = 2$; [15]

incidenza del vento lo strato limite separato al *leading edge* possa riattaccarsi al profilo prima di incorrere nella separazione definitiva allo spigolo di valle e quindi si ottenga una scia piuttosto stretta; in tali condizioni, oltre ad avere un minimo per il drag, si può immaginare di avere una riduzione della dimensione dei vortici staccati ed un conseguente aumento della frequenza di Strouhal. Le medesime considerazioni possono essere fatte

anche per il picco evidenziato per incidenza pari a 83° e vengono confermate anche dagli andamenti sperimentali ricavati per il coefficiente di drag e di lift (Figura 1.25 e Figura 1.26). Analizzando l'evidenza sperimentale relativa a prove su prismi di altro genere con un differente valore del rapporto B/D si nota che l'andamento qualitativo del numero di Strouhal è sempre molto simile a quello riportato; un altro parametro da considerare è il numero di Reynolds caratterizzante le prove: il fenomeno studiato non si dimostra sensibile a variazioni di tale numero quando questo superi indicativamente $Re \simeq 104$, regione all'interno della quale ricade l'analisi condotta da Matsumoto [15]; spostandosi invece nel range di numeri di Reynolds più bassi si osserva uno spostamento del picco del numero di Strouhal verso angoli di incidenza più elevati ma in generale si riscontra una forte variabilità del problema rispetto al valore del parametro Re , la quale risulta peraltro legata alla particolare sezione adottata nelle prove. Per quel che riguarda la morfologia del campo fluidodinamico alle varie incidenze della vena fluida, la campagna sperimentale condotta dall'autore dimostra che nel range compreso tra 0° e 23° , dove lo Strouhal presenta una crescita progressiva, possono manifestarsi in maniera più o meno evidente le tre modalità di distacco di vortice; nel campo di incidenze comprese tra 23° e 83° , dove lo Strouhal e i coefficienti aerodinamici presentano una zona pressoché costante, si verifica solamente *Kàrmàn vortex shedding* e nella zona rimanente sono presenti, anche se allo stato latente, tutte le modalità di distacco presentate nella trattazione.

Effetto della turbolenza

Tipicamente le strutture civili sono immerse nella turbolenza atmosferica. In generale dunque, nell'analisi dei carichi agenti su di esse, è buona norma considerare la turbolenza dal punto di vista sia dell'intensità che della scala integrale.

Un flusso turbolento che contiene scale integrali dell'ordine della sezione prismatica o più piccole, può avere effetti significativi sui coefficienti di resistenza media del corpo, [8]. La turbolenza del vento incidente gioca un ruolo fondamentale nell'aerodinamica dei prismi a sezione rettangolare: la presenza di un flusso incidente a turbolenza maggiore può difatti favorire il riattacco dello strato limite sui fianchi della sezione, Figura 1.27. Il ruolo della turbolenza è di dare un maggior contributo di energia al flusso, aumentando i moti rotatori all'interno dello *shear layer*.

Come mostrato in Figura 1.28, l'effetto del flusso turbolento su una superficie piana normale alla vena fluida incidente è quello di aumentare leggermente il coefficiente di resistenza. Questo è il risultato da un aumento di miscelazione e trascinarsi del fluido nello *shear layer* indotto dalla turbolenza. Altre osservazioni hanno anche mostrato una riduzione del raggio di curvatura dello *shear layer*, come si può osservare nella Figura 1.29. All'aumentare del rapporto di elongazione l'effetto della turbolenza sull'oggetto si inverte:

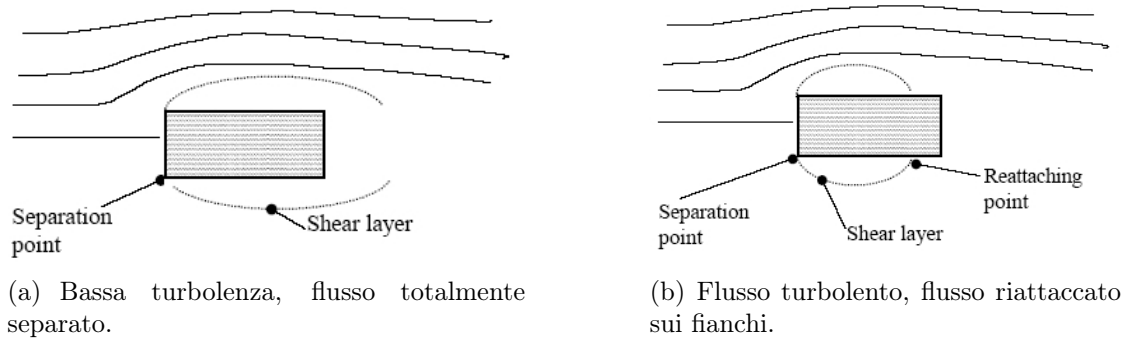


Figura 1.27: Campo di flusso medio attorno ad un prisma con $B/D = 2$, da [7].

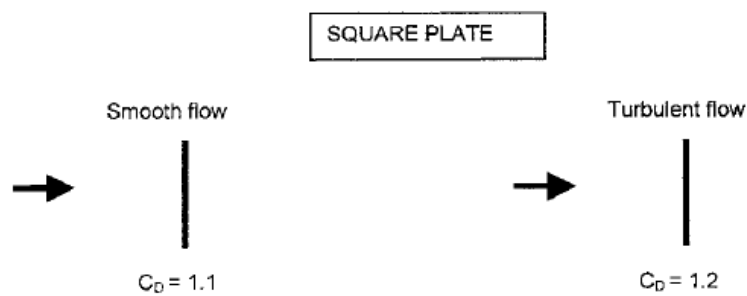


Figura 1.28: Coefficiente di drag per flat plate al variare della turbolenza, [8]

per bassi valori di questo rapporto il drag aumenta, mentre per alti valori il drag diminuisce poiché la diminuzione del raggio di curvatura provocata dalla turbolenza tende a spostare a monte il punto di riattacco diminuendo la larghezza di scia. In generale, quando si hanno alti rapporti di elongazione, in caso di flusso turbolento, si ha una leggera diminuzione del coefficiente di drag anche a causa dell'alta turbolenza che si forma nello strato limite.

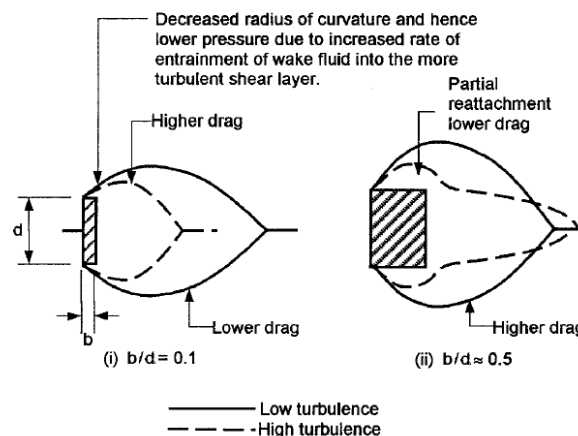


Figura 1.29: Effetto della turbolenza sullo shear layer su sezioni rettangolari con diverso rapporto di elongazione, [8]

Osservando la Figura 1.30 si evince che il rapporto di elongazione a cui corrisponde il

massimo drag diminuisce all'aumentare dell'intensità di turbolenza a causa per l'appunto della diminuzione del raggio di curvatura dello *shear layer*. Per una maggiore comprensione degli effetti della turbolenza si rimanda all'articolo di Melbourne [13], il quale ha discusso in dettaglio l'influenza di questi effetti sul flusso attorno ai *bluff bodies*

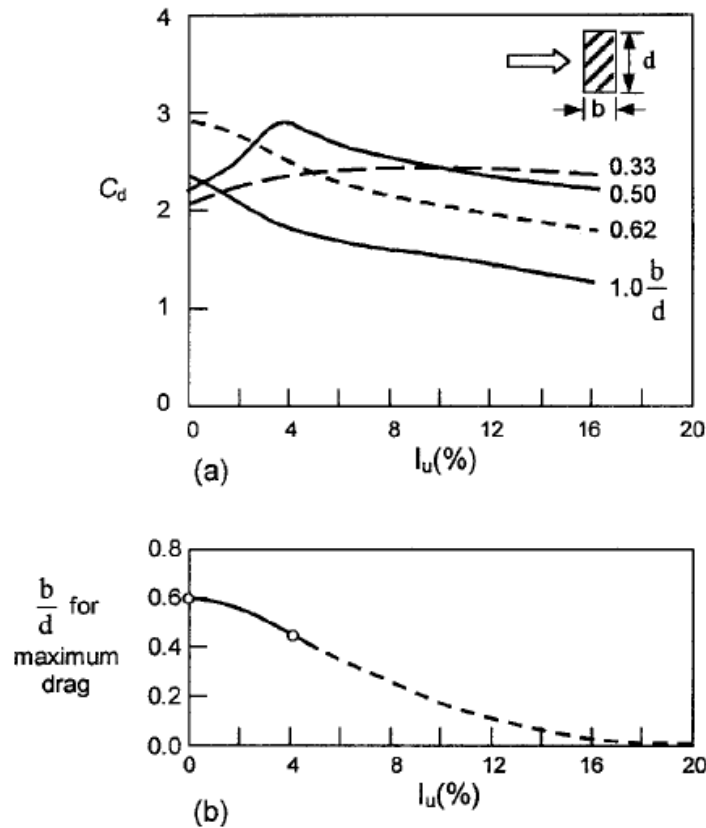


Figura 1.30: Effetto della turbolenza sul coefficiente di drag per sezione rettangolare, [23]

Effetto della lunghezza di scala integrale

I dati presenti in letteratura, per esempio [19] [14] [5], mostrano che anche una variazione della lunghezza di scala integrale L_u^x , a patto che il suo rapporto con la dimensione caratteristica della sezione sia confrontabile, causa una variazione della distribuzione di pressione. Ciò è mostrato nelle Figure 1.31 e 1.32 dove si può notare che a pari livello di turbolenza, per piccoli rapporti L_u/D il comportamento resta pressoché inalterato, mentre invece per altri valori di questo parametro si ha una tendenza al comportamento che il corpo avrebbe in caso di *smooth flow*. Si osserva inoltre che l'effetto della scala integrale sul C_p diventa maggiore in proporzione all'intensità di turbolenza.

Nelle prove presentate in questo lavoro, sul modello in scala 1/18, in condizioni di bassa turbolenza si ha un $L_u/D = 0.02$, mentre in condizioni di turbolenza un $L_u/D = 0.44$. Sul modello in scala 1/30 invece nelle prove (eseguite solo in alta turbolenza) si ha un

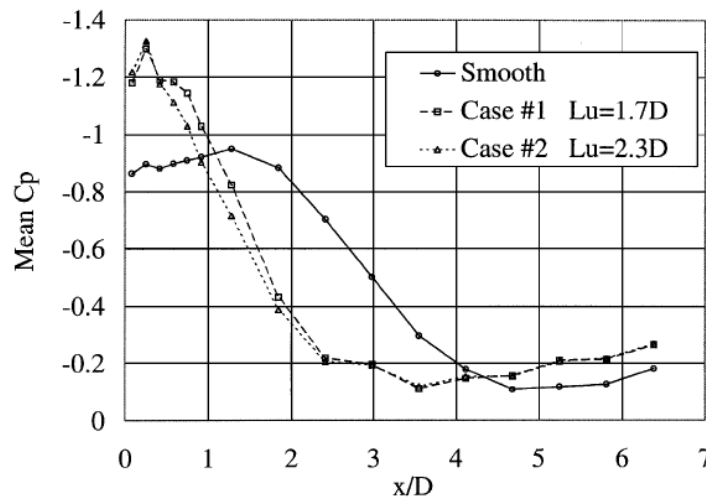


Figura 1.31: Coefficiente di pressione medio per $I_u = 14\%$, al variare di L_u/d [5]

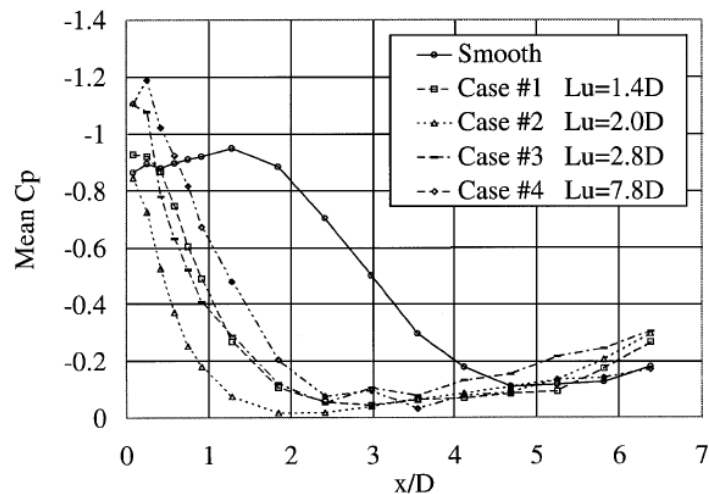


Figura 1.32: Coefficiente di pressione medio per $I_u = 20\%$, al variare di L_u/d [5]

$L_u/D = 0.7$ Future analisi potranno considerare anche la possibilità di variare questo parametro.

L'effetto dell'angolo di attacco

Per i prismi a sezione rettangolare con $1 < B/D < 3$ anche l'angolo di attacco α risulta di fondamentale importanza: ancora una volta responsabile della variazione del comportamento aerodinamico risulta la presenza o assenza di un punto di riattacco del flusso sul fianco del prisma. Come è possibile vedere in Figura 1.33 per un prisma con elongazione $B/D = 2$, tratta dagli studi effettuati su questo argomento da M. Matsumoto, variando l'angolo di inclinazione al vento di pochi gradi, il flusso inizialmente separato, riattacca sul fianco sopravvento (partendo dal bordo sottovento del prisma). Aumentando α , il punto di riattacco si muove sul fianco del prisma verso il bordo sopravvento, ovvero

verso il primo punto di separazione. Generalmente, per $\alpha > 12deg$, questo primo punto di separazione al bordo d'entrata scompare, lasciando quindi il fianco sopravvento del prisma in condizione di pressione positiva. Le ricerche mostrano che nella zona di angoli di attacco α nella quale il flusso rimane totalmente separato sia ha un andamento della curva del coefficiente di lift negativo (da evitare in quanto sintomo di instabilità, mentre una volta che il flusso riattacca sulla sezione si ha un andamento con pendenza positiva e quindi il pericolo di instabilità viene meno.

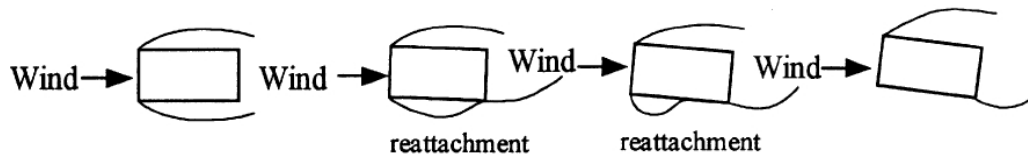


Figura 1.33: Flusso attorno ad un prisma rettangolare in condizione di smooth-flow, da [16].

1.2 Analisi numerica: fluidodinamica computazionale

In questa sezione viene mostrata l'analisi numerica per lo studio aerodinamico del corpo in esame. Vengono presi in considerazione i modelli di turbolenza utilizzati per risolvere l'integrazione delle equazioni di Navier-Stokes, successivamente si presentano i domini di calcolo utilizzati nel caso bidimensionale e tridimensionale. Il fenomeno da analizzare è instazionario e dai precedenti dati sperimentali si è potuto evidenziare come, ad una distanza sufficiente dalle estremità del corpo, il fenomeno sia principalmente bidimensionale. Si è quindi deciso di effettuare simulazioni numeriche 2D e solo alla fine una simulazione 3D per analizzare in modo più accurato i modi di scia a valle del corpo. Questa scelta, che potrebbe risultare limitativa, è stata imposta dal fatto che i tempi di calcolo necessari sono onerosi già per una simulazione bidimensionale e quasi proibitivi per una tridimensionale; ci si è pertanto dovuti appoggiare al centro di calcolo CILEA e si è dovuto utilizzare il calcolo in parallelo tra più processori. Il fatto di dover effettuare un numero ragguardevole di prove facendo variare alcuni parametri ha quindi imposto di dover utilizzare una simulazione 2D; i risultati ottenuti sono stati soddisfacenti, quindi questo limite non ha influito troppo pesantemente sulla riproduzione dei dati sperimentali. Il software utilizzato per svolgere tutte le simulazioni è *Fluent*, basato sul metodo dei volumi finiti¹, mentre per realizzare le mesh ci si è appoggiati al software *Gambit*. Come per qualsiasi problema ingegneristico sfortunatamente non c'è un unico modello matematico universalmente riconosciuto essere universale su tutte le classi di problemi. La scelta del modello di turbolenza dipende da considerazioni quali la fisica presente nel flusso, livello di accuratezze richiesto, risorse computazionali disponibili e quantità di tempo necessaria per ogni simulazione.

1.2.1 Presentazione dei modelli di turbolenza

Un numero di Reynolds come quello delle condizioni di prova in galleria (superiore a 10^5) permette di affermare che il flusso in esame è sicuramente turbolento, quindi è necessario approfondire il modo con cui trattare questo difficile problema. Il campo di velocità in un flusso turbolento è tridimensionale, tempo dipendente e random. I moti turbolenti più grandi sono dimensionalmente confrontabili con le lunghezze caratteristiche del problema e quindi sono direttamente collegabili alle condizioni al contorno del dominio di calcolo;

¹Il metodo numerico dei volumi finiti è un metodo utile nell'integrazione di equazioni differenziali alle derivate parziali (Navier-Stokes nel presente caso). Tali equazioni vengono integrate in un volume sui cui confini sono imposte le condizioni al contorno. L'interno di tale dominio viene quindi suddiviso in tanti volumi elementari, quindi tramite la forma integrale delle equazioni del problema considerato vengono scritte le relazioni che intercorrono tra i vari volumetti confinanti così da poter essere risolte per via numerica. L'approssimazione risiede nel fatto che tali volumetti hanno dimensione finita e non infinitesima.

inoltre è presente anche un ampio intervallo di scale di lunghezza e scale di tempo, in modo tale che le dimensioni dei moti più piccoli sono di diversi ordini di grandezza differenti da quelle dei moti più grandi. Le non-linearità presenti nelle equazioni di Navier-Stokes rendono il problema non facilmente risolvibile. In una simulazione diretta di un flusso turbolento le equazioni sono risolte per un campo di velocità tempo-dipendente, si ottiene cioè per ogni istante temporale il campo di velocità che rappresenta la distribuzione del flusso turbolento. Invece attraverso un modello di turbolenza le equazioni vengono mediate, mentre bisogna trovare un modello per inserire la parte fluttuante. Il metodo diretto viene definito DNS (Direct Numerical Simulation): le equazioni di Navier-Stokes sono risolte per determinare il campo di velocità $U(x, t)$ per una realizzazione del flusso all'istante t . Poiché tutte le scale di lunghezza e le scale di tempo devono essere risolte, una simulazione DNS risulta essere molto costosa dal punto di vista computazionale; infatti, poiché il costo computazionale cresce come Re^3 , questo approccio è riservato solamente a flussi caratterizzati da ridotti numeri di Reynolds. Due metodi alternativi possono essere utilizzati per rendere le equazioni di Navier-Stokes maggiormente trattabili in modo tale da non dover simulare direttamente le più piccole scale di turbolenza:

- *Filtering*
- *Reynolds Averaging*

Il primo consiste in un filtraggio spaziale e il secondo in un filtraggio temporale. Entrambi questi metodi introducono termini addizionali nelle equazioni che governano il moto del fluido i quali necessitano di essere modellati in modo da poter risolvere il problema in forma chiusa introducendo per tanto un'approssimazione. Il primo metodo è tipico della LES (Large Eddy Simulation), è un approccio in cui le più grandi scale di vortici sono direttamente risolte con simulazioni tempo dipendenti usando le equazioni di Navier-Stokes filtrate, risolvendo solo i moti turbolenti di larga scala. Le equazioni risolte includono un modello, sottogriglia SGS, che rappresenta l'influenza delle scale più piccole, che non sono risolte direttamente dal metodo. Il metodo si basa sull'idea che sia più facile determinare un modello universale per le piccole scale in quanto queste tendono ad essere isotrope, più facilmente modellabili e risentono meno degli effetti macroscopici come le condizioni al contorno. Il filtraggio è sostanzialmente una manipolazione matematica delle equazioni di Navier-Stokes per rimuovere le fluttuazioni che sono più piccole della dimensione del filtro, che è solitamente ottenuto implicitamente con la dimensione della mesh. Il costo computazionale risulta essere ragionevolmente inferiore. Il secondo è relativamente più semplice, comprende vari modelli per la modellazione della parte fluttuante, ed è in grado comunque di fornire buoni risultati. Questi modelli vengono definiti RANS (Reynolds-Averaged Navier-Stokes) perché si basano sulla risoluzione delle equazioni di Navier-Stokes mediate

secondo Reynolds per determinare il campo medio di velocità. Applicando l'operazione di media secondo Reynolds alle componenti di velocità si ottiene:

$$u_i = \bar{u}_i + u'_i \quad (1.12)$$

in cui la soluzione esatta è stata decomposta nel valor medio e nella componente di fluttuazione. Allo stesso modo, per la pressione e le altre quantità scalari:

$$\phi = \bar{\phi} + \phi' \quad (1.13)$$

Sostituendo le espressioni delle variabili in questa forma all'interno delle equazioni di conservazione della massa e della quantità di moto e mediando si ottengono quelle che vengono definite equazioni di Navier-Stokes (per un fluido incomprimibile) mediate secondo Reynolds (sono state tolte le barre sulla velocità media per alleggerire la trattazione):

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i) = 0 \quad (1.14)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_l}{\partial x_l} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x_j} (-\rho \overline{u'_i u'_j}) \quad (1.15)$$

Hanno la stessa forma delle equazioni istantanee di Navier-Stokes, in cui però la velocità in questo caso rappresenta il valore medio. Compare un termine addizionale che rappresenta l'effetto della turbolenza. Questi sforzi di Reynolds, $-\rho \overline{u'_i u'_j}$, devono essere modellati per poter chiudere l'equazione 1.15. I diversi modi con cui viene modellato questo termine danno vita ai diversi modelli di turbolenza. Il software Fluent mette a disposizione le seguenti scelte di modelli di turbolenza:

- Spalart-Allmaras
- $k - \epsilon$
 - Standard $k - \epsilon$
 - Renormalization-group (RNG) $k - \epsilon$
 - Realizable $k - \epsilon$
- $k - \omega$
 - Standard $k - \omega$
 - Shear Stress Transport (SST) $k - \omega$

- Reynolds Stress Model (RSM)
- Detached Eddy Simulation (DES)
- Large Eddy Simulation (LES)

Per alcuni di questi bisogna aggiungere delle equazioni aggiuntive per il trasporto di k , ϵ , ω , che saranno espletate in seguito. Un metodo comune per modellare gli sforzi di Reynolds è quello di utilizzare l'ipotesi di Boussinesq, che esprime questa quantità in funzione del gradiente della velocità media secondo la relazione:

$$-\overline{\rho u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \left(\rho k + \mu_t \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right) \delta_{ij} \quad (1.16)$$

L'ipotesi di Boussinesq è utilizzata nei modelli *Spalart-Allmaras*, $k - \epsilon$ e $k - \omega$. Il vantaggio di questo approccio è il relativamente basso costo computazionale associato al calcolo della della viscosità turbolenta μ_t . Nel caso del modello Spalart-Allmaras è risolta solamente un'equazione di trasporto addizionale, per il calcolo della viscosità turbolenta. Invece nel caso dei modelli $k - \epsilon$ e $k - \omega$ sono risolte due equazioni di trasporto aggiuntive, una per l'energia cinetica turbolenta, k , e l'altra rispettivamente per la velocità di dissipazione turbolenta, ϵ , o la dissipazione specifica, ω , e la viscosità turbolenta è calcolata come funzione di queste grandezze. Lo svantaggio dell'ipotesi di Boussinesq è il fatto che si assume μ_t come una quantità scalare isotropa, il che non è sempre verificato. Un'approccio alternativo, definito *Reynolds Stress Model*, è quello di risolvere un'equazione di trasporto per ogni termine del tensore degli sforzi di Reynolds più un'equazione addizionale per determinare ϵ . Questo significa che cinque equazioni di trasporto aggiuntive devono essere risolte per un flusso bidimensionale e sette equazioni per un flusso tridimensionale. In molti casi i modelli basati sull'ipotesi di Boussinesq danno buoni risultati e il costo computazionale aggiuntivo per il metodo RSM non è giustificato. Quest'ultimo metodo è invece più performante nei problemi in cui la turbolenza anisotropa ha un effetto predominante.

Una pregevole panoramica di tutti i modelli di turbolenza è presente in Wilcox [26].

1.2.2 Modellazione a parete

Nello sviluppo di un flusso il campo di moto è fortemente condizionato dalle condizioni al contorno e in particolare dalla presenza dei pareti solide sulle quali devono essere soddisfatte le condizioni di no-slip. Per tale motivo nelle simulazioni numeriche è di fondamentale importanza modellare al meglio le zone in prossimità delle pareti con l'obiettivo di avere una buona fiducia nei risultati che si vogliono ottenere. Generalmente infatti è proprio

nello strato limite che le variabili in gioco hanno ampi gradienti, pertanto un'accurata rappresentazione del flusso in queste zone determina la bontà della soluzione.

1.2.2.1 Strato limite turbolento

Sebbene la fenomenologia dello strato limite turbolento sia decisamente più complessa di quella dello strato limite laminare, le equazioni indefinite dello strato limite restano valide, anche in termini di moto medio alla Reynolds, purché si aggiunga alla componente dello sforzo viscoso tangenziale (equazione 1.17) dato dalla viscosità molecolare il contributo del tensore dei cosiddetti sforzi turbolenti (essenzialmente $\rho u'v'$) calcolato sulla base dei modelli di turbolenza.

$$\tau = \mu \frac{\partial u}{\partial y} \quad (1.17)$$

Nello strato limite turbolento compaiono due scale di velocità:

- $u_t \propto K$ dalla definizione di energia cinetica turbolenta media $K = \frac{1}{2} (u'u' + v'v' + w'w')$
- $u_\tau = \sqrt{\frac{\tau}{\rho}}$ per le zone a parete, velocità di attrito.

Sfruttando la velocità di attrito, di consueto nello strato limite turbolento è possibile definire un numero adimensionale (di Reynolds), Y^+ (equazione 1.18) basato sulla distanza dalla parete (y).

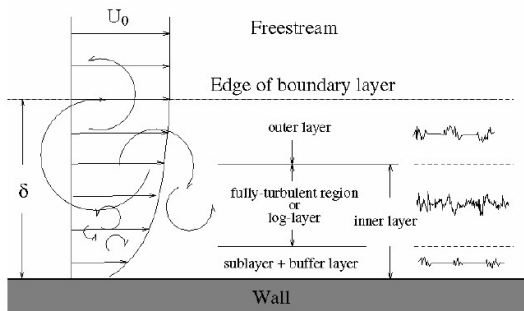
$$y^+ = \frac{\rho u_\tau y}{\mu} \quad (1.18)$$

Quando si tratta con flussi turbolenti i risultati numerici si possono dichiarare come dipendenti dalla risoluzione della griglia di calcolo rispetto ai casi in cui si lavora con flusso laminare. Per questo è necessario risolvere accuratamente le zone più critiche in cui il flusso medio cambia rapidamente le quali sono peraltro le cosiddette zone a parete. La definizione del parametro y^+ è utile proprio a controllare e verificare la bontà mesh in queste zone come verrà spiegato in seguito. Inoltre, come si può notare dalla formula, i valori che assume sono completamente soluzione-dipendenti e non è detto che dimezzando la dimensione della mesh, la nuova y^+ si dimezzi.

Sperimentalmente è stato dimostrato che lo strato limite può essere suddiviso in tre strati. Come si vede nella Figura 1.34 a destra, una zona più interna, chiamata “substrato limite viscoso” dove il flusso è prettamente laminare ed è caratterizzato da una distribuzione lineare della velocità in funzione della quota che, nelle scale adottate, assume un andamento curvilineo. Il substrato viscoso si estende dalla parete fino ad una distanza dell'ordine di 7 unità di y^+ , all'esterno del quale, per $5 < y^+ < 60$, si trova il *buffer layer*, strato cuscinetto, in cui la velocità deve necessariamente raccordare l'andamento lineare del substrato viscoso con quello logaritmico della regione successiva. A partire dal confine

di questa regione di raccordo, per valori di $y^+ > 60$ si estende la parte rimanente dello strato limite, che è, sebbene con modalità diverse, tutta turbolenta ma si differenzia in uno strato turbolento di parete e in uno strato turbolento esterno in cui la distribuzione della velocità è dipendente dal gradiente della pressione esterna.

The turbulent boundary layer



Boundary layer structure

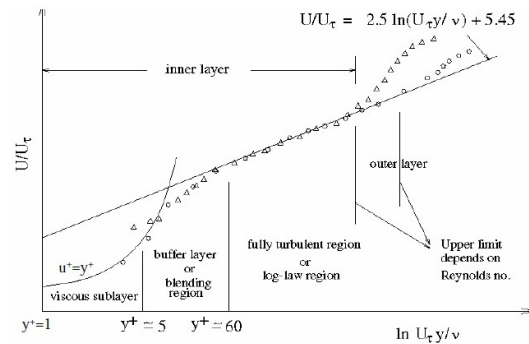


Figura 1.34: Strato limite turbolento e profilo velocità al suo interno

Nei modelli di turbolenza utilizzati in questo lavoro di ricerca si possono sfruttare due diversi approcci per la soluzione dello strato limite a parete, che pertanto verranno esposti brevemente qui di seguito nella sezione trattamenti a parete.

1.2.2.2 Trattamenti a parete

Per modellare le zone a parete si possono sfruttare tipicamente due approcci. Il primo si basa sul fatto di non risolvere direttamente le regioni più interne (substrato viscoso e *buffer layer*), ma affidare la soluzione di queste a funzioni semi-empiriche chiamate *wall function* che fanno da ponte tra la velocità nulla a parete e la soluzione nelle celle adiacenti. L'utilizzo di queste funzioni parete permette di non modificare i modelli di turbolenza per tener conto della presenza delle pareti. Il secondo approccio possibile, *near-wall treatment*, è quello in cui i modelli di turbolenza stessi vengono modificati in modo da poter risolvere le regioni più vicine a parete quindi dipendenti dalla viscosità attraverso la costruzione di una mesh adeguatamente studiata fino alle pareti. Uno schema di questi due modi alternativi per arrivare a soluzione è descritto nella Figura 1.35.

Nei flussi ad alto numero di Reynolds, l'approccio relativo che prevede l'uso delle *wall functions* permette di limitare l'onere computazionale poiché le regioni a parete nelle quali le variabili della soluzione subiscono gradienti elevati non devono essere risolte. È un approccio abbastanza robusto e sufficientemente accurato. Tuttavia risulta essere inadeguato nelle situazioni in cui gli effetti a basso numero di Reynolds sono preponderanti nel dominio in esame. In tali casi si richiedono modelli a parete validi per le regioni dove la viscosità ha effetti importanti.

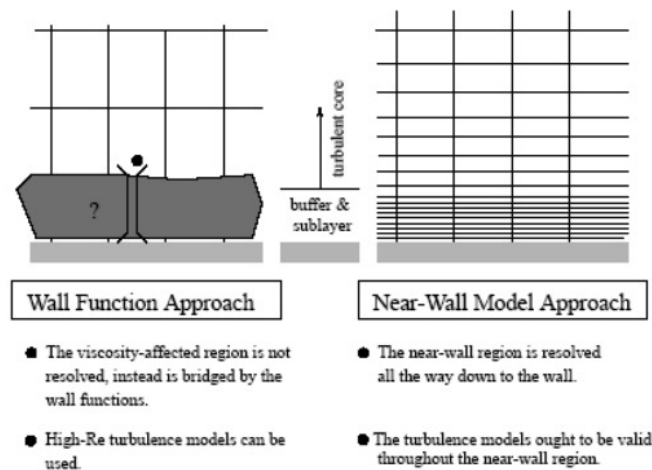


Figura 1.35: Trattamenti a parete

Wall function

Queste funzioni sono l'insieme di formule semi-empiriche che risolvono in modalità scatola nera ciò che accade a parete. A seconda del modello di turbolenza ci sono diverse tipologie utilizzabili in FLUENT:

- *Standard Wall Functions*: per utilizzarle è necessario avere una mesh non molto fine a parete che si può tradurre in termini di $15 < y^+ < 300$ ed è consigliabile il loro uso quando il flusso a parete si può ritenere in equilibrio. Quando si hanno grossi gradienti di pressione e il flusso non è in equilibrio la soluzione che si ottiene potrebbe essere compromessa e non affidabile.
- *Non Equilibrium Wall Functions*: valide nello stesso range di applicabilità, possono offrire risultati migliori delle prime estendo la loro applicabilità ai casi in cui si hanno elevati gradienti di pressione e condizioni di forte non equilibrio del flusso. Usare una mesh eccessivamente fine dovrebbe essere evitato poiché le *wall functions* cessano di essere valide nel substrato viscoso. Inoltre è importante avere poche celle all'interno del *boundary layer*.

Queste funzioni parete sono implementabili soltanto dai modelli di turbolenza $k-\epsilon$ e RSM. Tuttavia l'approccio delle *wall functions* diventa meno affidabile quando le caratteristiche del flusso diventano alquanto severe come può succedere in caso di separazione dello strato limite o regioni di passaggio del fluido particolarmente anguste. In casi del genere, dove è anche importante catturare tali caratteristiche per avere buoni risultati dalle simulazioni è preferibile utilizzare il secondo approccio in combinazione con una adeguata risoluzione della griglia di calcolo.

Near wall treatment

Questi tipi funzioni sono utilizzabili da entrambi i modelli di turbolenza $k - \epsilon$ e $k - \omega$. Nel software utilizzato per lo studio del problema questi modelli a parete sono compresi nell'*Enhanced Wall Treatment* il quale presuppone l'utilizzo di una griglia di calcolo molto fine in prossimità delle zone parete. Quantificando ciò in termini di y^+ , è preferibile avere un valore di questo indice circa pari a 1.

1.2.3 Modelli di turbolenza utilizzati

In questa sezione verranno presentati i modelli di turbolenza che sono stati utilizzati per i successivi calcoli CFD.

1.2.3.1 Modello $k - \epsilon$

Sono stati presi in considerazione il modello $k - \epsilon$ standard e quello RNG. Le maggiori differenze tra questi modelli sono:

- il metodo di calcolo della viscosità turbolenta
- il numero di Prandtl turbolento che governa la diffusione turbolenta di k e di ϵ
- i termini di generazione e di distruzione nell'equazione di ϵ

$k - \epsilon$ Standard

Questo è un modello a due equazioni di trasporto, in cui la loro soluzione permette di determinare indipendentemente l'energia cinetica turbolenta, k , e la velocità di dissipazione dell'energia cinetica turbolenta, ϵ . Da queste due quantità è possibile determinare una lunghezza caratteristica ($L = k^{3/2}/\epsilon$), un tempo caratteristico ($\tau = k/\epsilon$), una quantità dimensionalmente coerente con la viscosità turbolenta ν_t (k^2/ϵ). Quindi un modello a due equazioni può essere completo, in quanto non sono necessarie specifiche dipendenti dal tipo di flusso turbolento. Le sue caratteristiche principali sono la robustezza, l'economia e una ragionevole accuratezza, tanto che è diventato un metodo molto utilizzato per simulazioni di un ampio numero di flussi turbolenti di interesse ingegneristico. Oltre all'ipotesi di viscosità turbolenta (introdotta dal modello di chiusura), il modello consiste in:

- un'equazione di trasporto per k

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho \epsilon - Y_m + S_k \quad (1.19)$$

- un'equazione di trasporto per ϵ

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \epsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + C_{1\epsilon} \frac{\epsilon}{k} (G_k + C_{3\epsilon} G_g) - C_{2\epsilon} \rho \frac{\epsilon^2}{k} + S_\epsilon \quad (1.20)$$

- l'espressione della viscosità turbolenta come:

$$\nu_t = \frac{C_\mu k^2}{\epsilon} \quad (1.21)$$

Nelle equazioni 1.19 e 1.20, G_k rappresenta la generazione di energia cinetica turbolenta causata dal gradiente della velocità media, G_b è la generazione di energia cinetica turbolenta dovuta alla spinta idrostatica, Y_m represents the contribution of the fluctuating dilatation in compressible turbulence to the overall dissipation rate. $C_{1\epsilon}$, $C_{2\epsilon}$ e $C_{3\epsilon}$ sono costanti, σ_k e σ_ϵ sono i numeri turbolenti di Prandtl rispettivamente per k e ϵ . S_k e S_ϵ sono forzanti esterne. Nell'equazione 1.21 $C_{\mu} = 0.09$ è una delle costanti del modello.

Questo modello è stato utilizzato come modello di primo tentativo in quanto si adatta in maniera accettabile a praticamente tutti i problemi fluidodinamici

$k - \epsilon$ RNG

Il modello di turbolenza $k - \epsilon$ RNG è stato derivato utilizzando una rigorosa tecnica statistica denominata teoria di renormalizzazione di gruppo. Nella forma è simile al modello $k - \epsilon$ Standard, ma include i seguenti miglioramenti:

- il modello RNG ha un termine addizionale nell'equazione di ϵ che migliora significativamente l'accuratezza
- l'effetto di swirl della turbolenza è incluso in questo modello, in modo tale da aumentare l'accuratezza per le simulazioni dei flussi definiti *swirling flows*
- la teoria RNG fornisce una formula analitica per i numeri di Prandtl turbolenti, mentre il modello $k - \epsilon$ Standard utilizza un valore costante specificato dall'utente
- mentre il modello $k - \epsilon$ Standard è un modello per alti numeri di Reynolds, la teoria RNG fornisce una formula differenziale derivata analiticamente per la viscosità effettiva, in modo tale da tenere in considerazione gli effetti dei bassi numeri di Reynolds. L'uso di questa funzione impone tuttavia un più appropriato trattamento della regione vicino alla parete.

Queste caratteristiche rendono il modello $k - \epsilon$ più accurato e affidabile per una classe di flussi più ampia rispetto al modello Standard con un costo computazionale del 15% più elevato rispetto al modello standard.

Si è passati ad usare il modello $k - \epsilon$ RNG in quanto in seconda analisi c'era la necessità di avere una miglior modellazione dello strato a parete in quanto è quest'ultimo che distaccandosi dall'oggetto determina la forma e il tipo di scia. I risultati sono stati più accurati come si vedrà nel capitolo 3 ed è stata colta con molta precisione la soluzione che presenta *vortex shedding*. Ovviamente sono state fatte delle variazioni alla mesh iniziale per adattarla a questo nuovo metodo di risoluzione e poterne sfruttare appieno tutte le potenzialità. Inoltre con questo modello si è riusciti a scalare in maniera corretta, e con buoni risultati, il campo di moto del fluido al fine dare le desiderate condizioni iniziali per l'integrazione delle equazioni mediate di Navier-Stokes. In questo modo si è riusciti a cogliere entrambe le soluzioni ad alto e basso drag fittando esattamente i dati sperimentali. Quindi per tutte le simulazioni a seguire è stato usato questo metodo in quanto si è adattato perfettamente al problema in esame.

1.2.3.2 Modello $k - \omega$

In questa sezione si presenta il modello $k - \omega$ nelle sue differenti declinazioni: Standard e *Shear-Stress Transport* (SST).

$k - \omega$ Standard

Il modello $k - \omega$ Standard è un modello empirico basato sulle equazioni di trasporto dell'energia cinetica turbolenta (k , equazione 1.22) e la velocità di dissipazione specifica (ω , equazione 1.23), la quale può essere pensata anche come il rapporto tra ϵ e k . Il modello $k - \omega$ Standard in Fluent è basato sul modello $k - \omega$ formulato da Wilcox [26]. il quale include le modifiche per gli effetti dovuti a numeri di Reynolds ridotti, alla comprimibilità e alla dissipazione di flussi con sforzi trasversali. Il modello di Wilcox è in grado di predire la dissipazione di flussi liberi, in quanto i risultati sono in ottimo accordo con le misure effettuate su scie lontane e getti piani, circolari e radiali. E' inoltre applicabile a flussi di parete con buon successo. Le equazioni aggiuntive del modello $k - \omega$ sono le seguenti:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + G_k - Y_k + S_k \quad (1.22)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \omega u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) + G_\omega - Y_\omega + S_\omega \quad (1.23)$$

In queste equazioni G_k rappresenta la generazione di turbolenza dovuta alla velocità media, G_ω rappresenta la generazione di ω . Γ_k e Γ_ω rappresentano la diffusione effettiva

di k e ω , Y_k e Y_ω sono la dissipazione di k e ω dovuta alla turbolenza mentre S_k e S_ω sono forzanti esterne.

$k - \omega$ *Shear-Stress Transport* (SST)

Il modello $k - \omega$ SST è stato sviluppato da Menter [18] per unire effettivamente la formulazione robusta e accurata del modello $k - \omega$ nella regione vicino alla parete con l'indipendenza del modello $k - \epsilon$ nel campo lontano dalla parete. Il modello $k - \omega$ SST è simile a quello Standard, ma include i seguenti miglioramenti:

- il modello $k - \omega$ Standard e il modello $k - \epsilon$ trasformato sono entrambi moltiplicati per una funzione di forma e sommati. Le funzioni di forma sono state definite in modo da assumere il valore unitario nella regione vicino alla parete, in cui viene attivato il modello $k - \omega$, e zero lontano dalla parete in cui si attiva il modello $k - \epsilon$ trasformato
- il modello SST include un termine derivativo smorzato di diffusione incrociata nell'equazione di ω
- la definizione della viscosità turbolenta è modificata in modo tale da considerare il trasporto degli sforzi turbolenti
- le costanti del modello sono diverse

La viscosità turbolenta, in questo modello, non è un valore costante ma è calcolato utilizzando funzioni di ω , k , della velocità di sforzo e di loro combinazioni.

Si è usato il modello $k - \omega$ e la sua variante SST (entrambi con opzione *transitional flows*, per risolvere in modo migliore il campo di moto vicino alla parete dove il numero di Reynolds è più basso) in quanto è un metodo di risoluzione più recente rispetto al $k - \epsilon$ e più adeguato per la risoluzione di problemi inerenti i *bluff-bodies*. I risultati ottenuti sono stati buoni anche per questo metodo, la soluzioni ad alto drag e *vortex shedding* viene colta con molta precisione. Però questi modelli sono molto sensibili a qualsiasi cambiamento delle condizioni iniziali e condizioni al contorno e per questi motivi non si è riusciti a scalare correttamente il campo di moto e la soluzione a basso drag non si è mai trovata (scalando il campo si instaurava instabilità e non si è mai arrivati ad una soluzione a regime). Per questi motivi si sono tralasciati i modelli $k - \omega$ a favore del più versatile e performante $k - \epsilon$ RNG.

1.2.4 Scalamento del campo di moto

Durante le simulazioni CFD effettuate nel Capitolo 3 è stata compiuta la particolare operazione dello scalamento del campo di moto per poter cambiare le condizioni iniziali

da assegnare al problema. Di seguito si spiega in che modo è stata effettuata. Il software Fluent calcola per ogni nodo della mesh i valori di tutte le variabili fluidodinamiche riferite al modello in uso, le principali per il $k - \epsilon$ RNG sono:

- velocità nelle tre direzioni
- pressione $= 1/2\rho V^2$
- energia cinetica turbolenta $k = 3/2(V \cdot I)^2$
- tasso di dissipazione $\epsilon = k^{3/2}/L_I$
- valore dello sforzo a parete $\tau_w = \mu \cdot \partial V / \partial n$
- $y^+ = (\rho u_\tau y_P) / \mu$ dove $u_\tau = \sqrt{\tau_w / \rho_w}$
- viscosità turbolenta $= \rho C_\mu k^2 / \epsilon$

Ciascuna di queste variabili dipende in maniera esplicita dalla velocità, dal quadrato della velocità, dal cubo della velocità. Fluent le salva in un file di testo, *.dat*, il quale può essere agevolmente letto e modificato da Matlab. Quindi associando il corretto fattore di scala ad ogni variabile (dove V_1 è la velocità a cui sono stati girati i casi e V_2 la velocità a cui si vuole scalare il campo di moto):

- velocità nelle tre direzioni scalata $= \text{velocità} \cdot V_2 / V_1$
- pressione scalata $= \text{pressione} \cdot V_2^2 / V_1^2$
- energia cinetica turbolenta scalata $= k \cdot V_2^2 / V_1^2$
- tasso di dissipazione epsilon scalato $= \epsilon \cdot V_2^3 / V_1^3$
- valore dello sforzo a parete scalato $= \text{sforzo a parete} \cdot V_2^2 / V_1^2$
- y^+ scalata $= y^+ \cdot V_2 / V_1$
- viscosità turbolenta $= \mu_t \cdot V_2 / V_1$

e processato il file con Matlab, si crea un nuovo file *.dat* contenente le variabili del campo di moto scalate. In realtà il file *.dat* scritto da Fluent contiene molte più variabili oltre a quelle sopracitate, però, una volta definite queste ultime, alla prima nuova iterazione col campo di moto scalato, il programma provvede da sé a calcolare tutte le variabili dipendenti.

Capitolo 2

Origine del lavoro di ricerca: prove in galleria del vento sul modello in scala 1/30

Lo sviluppo di questo lavoro di tesi ha preso spunto dalla campagna di prove sperimentali che si sono svolte presso il Politecnico di Milano, relative al progetto *Forth Replacement Crossing* (FRC), ponte strallato in realizzazione ad Edimburgo. Durante queste prove si è evidenziato un particolare andamento del coefficiente di drag (Figura 2.1) in funzione dell'angolo di incidenza, pertanto si è scelto di svolgere un'indagine sull'aerodinamica della sezione della torre. Di seguito, in questo capitolo, saranno brevemente descritte le prove svolte in passato (FOT¹) e la problematica che è stata riscontrata.

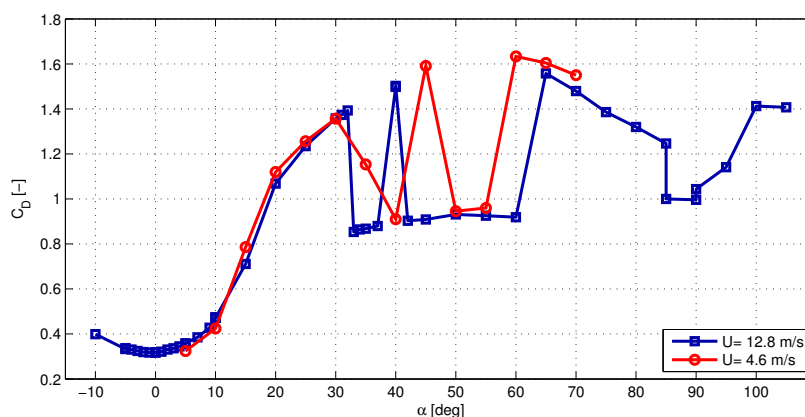


Figura 2.1: Andamento del coefficiente di drag in funzione dell'angolo d'attacco

¹FOT: FRC Old Tests: è il nome con cui verrà indicata questa campagna sperimentale nel seguito di questo lavoro di tesi

Introduzione al problema

Il progetto FRC riguarda più precisamente lo studio sull'aerodinamica e sull'aeroelasticità del modello di un ponte in fase di sviluppo ad Edimburgo in Scozia. In particolare le prove che hanno dato lo spunto per questa tesi, concernevano un'analisi su una delle alte torri di sostegno. Infatti, le strutture ad alto sviluppo verticale sono soggette a problemi di aerodinamica connessi all'interazione che il vento ha con esse, quali per esempio il *vortex shedding* o l'instabilità dinamica (galloping [23]). Per questo motivo, generalmente, la progettazione di codeste strutture richiede il supporto di prove in galleria del vento su modelli opportunamente scalati in base alle regole di similitudine aerodinamica tra modello e prototipo. Pertanto si è indagato sul comportamento della torre FRC per la quale si sono trovati comportamenti curiosi dei coefficienti aerodinamici. In particolare i test sono stati svolti per un ampio range di velocità del vento e in corrispondenza di diversi angoli di incidenza [16]. Analizzando le polari dei coefficienti di lift e drag, è emerso che i questi due parametri mostrano una biforcazione nel comportamento con la presenza di due possibili campi di moto attorno al corpo nelle stesse condizioni di prova. Da questi risultati sono quindi emersi dubbi riguardanti i possibili problemi dovuti agli effetti di scala sui modelli utilizzati in galleria del vento e quindi sulla previsione del reale comportamento sulla struttura al vero. Gli effetti di scala sono un problema attuale dell'ingegneria del vento i quali, anche in caso di completa similitudine tra modello e struttura reale, non possono mai essere completamente trascurati (e.g. Reynolds number), anche usando modelli in grande scala [12, 21].

2.1 Descrizione dell'impianto

Le prove sono state effettuate presso la Galleria del Vento del Politecnico di Milano, presso la sede di Milano Bovisa, il cui impianto è mostrato nel render di seguito.

E' un impianto a circuito chiuso che si sviluppa in verticale su due livelli, permettendo così due sezioni di prova: nel ramo superiore è ricavata la sezione di prova a strato limite (dimensioni pari a 14m per 4m), dove è possibile raggiungere una velocità pari a $V_{max} = 16m/s$ e il livello di turbolenza (in condizioni di camera vuota) è pari a $I = 2\%$. In questa sezione, con l'utilizzo di opportuni dispositivi (generatori passivi di turbolenza), è possibile riprodurre le caratteristiche dello strato limite atmosferico in un'opportuna scala. Le elevate dimensioni della sezione a strato limite la rendono particolarmente adatta all'impiego in applicazioni di Ingegneria del Vento permettendo di contenere gli effetti di bloccaggio anche qualora si utilizzino elevate scale geometriche. La camera di prova è dotata di una tavola girevole che permette di variare l'esposizione del modello per studiare le diverse esposizioni al flusso incidente. Si osserva la presenza di un lungo tratto di

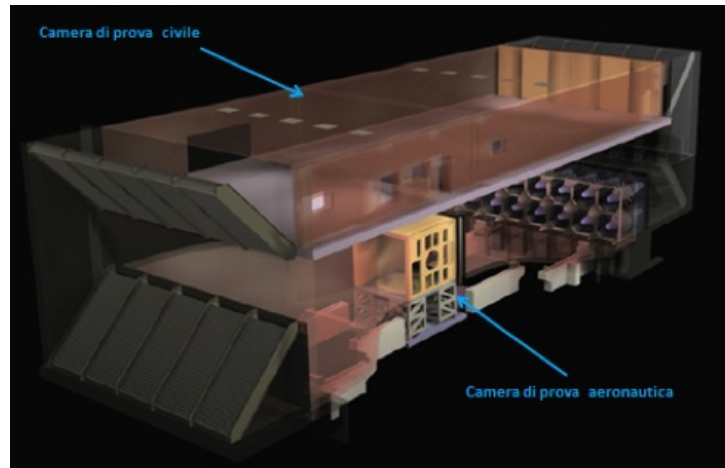


Figura 2.2: Render della Galleria del Vento del Politecnico di Milano

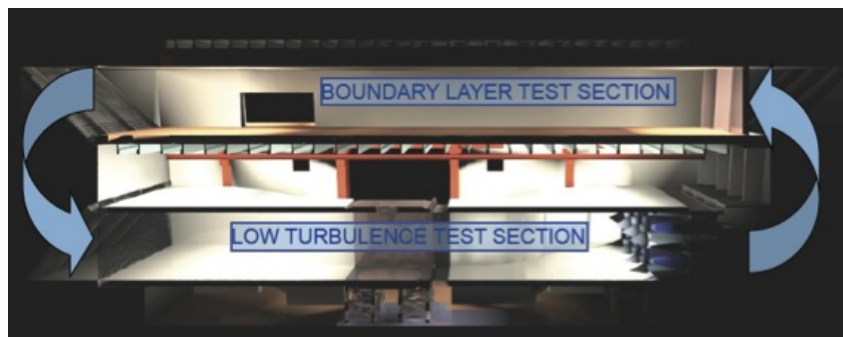


Figura 2.3: Vista in sezione della Galleria del Vento del Politecnico di Milano

camera che precede la sezione di misura a strato limite garantendo con le sue dimensioni, la stabilizzazione dei parametri caratteristici del flusso. Nel ramo inferiore del circuito è ricavata la camera di prova ad alta velocità e bassa turbolenza ($V_{max} = 55\text{m/s}$ e $I < 0.15\%$), di dimensioni pari a 4 m per 4 m. Per accelerare il flusso si sfrutta un condotto convergente in modo da arrivare con una velocità uniforme sulla sezione di prova, dopo la quale il flusso viene decelerato con un divergente sul quale sono posti opportuni deflettori per ovviare alla sua ridotta lunghezza e quindi permettere alla vena fluida di rimanere attaccata a parete. Uno scambiatore di calore inoltre permette di controllare la temperatura dell'aria mantenendola costante durante tutta la durata delle prove. Si osservano infine i 14 ventilatori assiali organizzati su due righe che mettono in funzione l'impianto fornendo una potenza complessiva di 1.5 MW. Le prestazioni complessive dell'impianto, unite ad ulteriori indicazioni sulla qualità del flusso, sono riportate nella seguente tabella.

2.2 Set up sperimentale

Per investigare il comportamento aerodinamico della torre sono stati effettuati test statici e dinamici su un modello sezionale con rapporto di scala di 1:30. Le prove su modello

sezionale fisso hanno lo scopo di valutare i coefficienti di forza adimensionali per la specifica geometria considerata a partire da misure di forza e momento. Il modello viene montato su un dispositivo realizzato presso il Politecnico di Milano che provvede in maniera automatica a posizionare la sagoma secondo diversi angoli di incidenza rispetto alla vena fluida e permette la misura delle forze e della coppia nel piano in cui si esplicano le azioni di lift e di drag; la particolare bilancia dinamometrica a cui il modello è collegato può misurare le componenti di forza secondo il sistema di riferimento solidale al corpo, pertanto lift e drag si ottengono come proiezione di queste ultime.

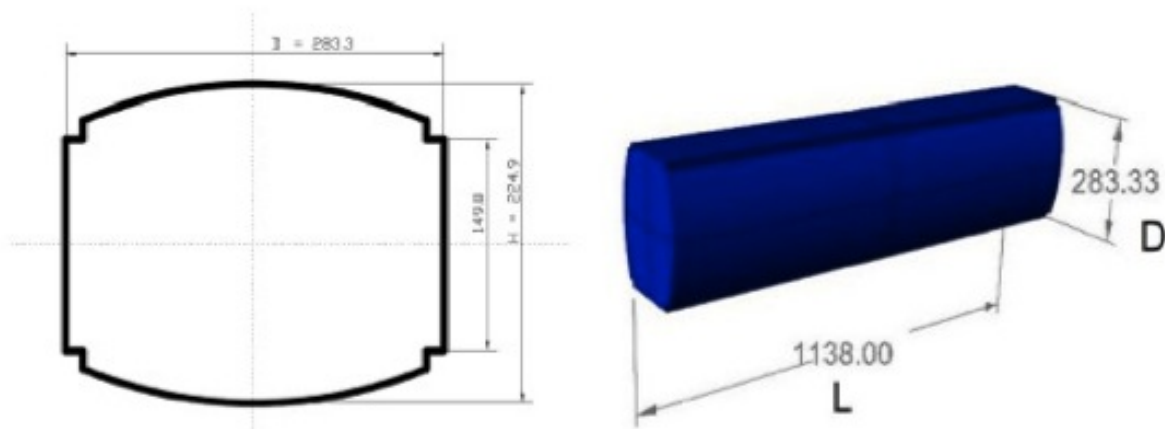
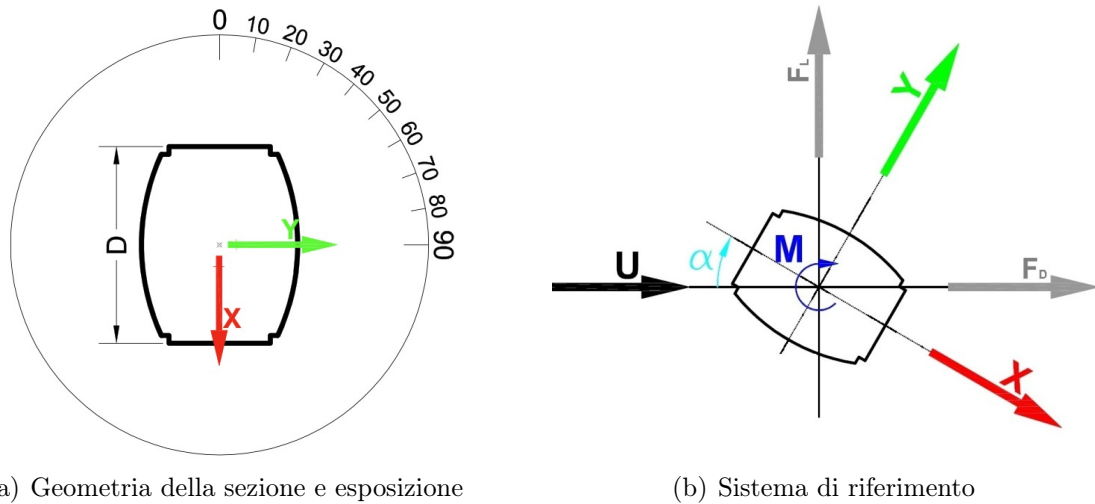


Figura 2.4: Caratteristiche geometriche del modello in prova

Tale setup di prova viene collocato al centro della sezione della camera civile della Galleria del Vento (2.1) e l'aggiunta di due grandi end-plates assicura la bidimensionalità del flusso che investe il modello. Le prove vengono condotte angolo per angolo in condizioni stazionarie e per due valori di velocità di vena, avendo inoltre cura di acquisire storie temporali in assenza di vento per poter depurare le misure dagli effetti dovuti al peso proprio del sezionale. La Figura 2.5(a) mostra la geometria della sezione che è caratterizzata da due superfici curve e spigoli vivi. La distanza tra le due facce piane è la dimensione caratteristica del modello e è uguale a 0.283m; il modello ha un rapporto L/D uguale a 4. E' costruito con una struttura portante interna in plastica coperta da un guscio esterno, che riproduce la geometria richiesta, realizzato in polistirene: ne risulta una superficie leggermente rugosa.

I test in galleria del vento sono stati effettuati con due differenti set-up:

- Il primo, quello effettuato con una bilancia di forza, visibile in Figura 2.6(a) permette la misura delle forze aerodinamiche in termini di lift, drag e momenti in funzione dell'angolo di attacco. Il modello è fissato a bilance di forza a ambo gli estremi; a quest'ultimi sono ancorati due grandi end-plates per assicurare che il flusso sia bidimensionale. Il modello e la bilancia sono sufficientemente rigidi per evitare vibrazioni.



(a) Geometria della sezione e esposizione

(b) Sistema di riferimento

Figura 2.5: Convenzioni del test in galleria

- Il secondo, per studiare la risposta aerodinamica della torre, presenta il modello elasticamente sospeso attraverso cavi in tensione (Figura 2.6(b)). In questo layout il modello ha un grado di libertà nella direzione di oscillazione lungo l'asse forte (o debole); in questa maniera è possibile investigare la risposta al *vortex shedding* del corpo identificando le regioni di *lock-in*.

Per evidenziare gli effetti aeroelastici il secondo layout è stato progettato per avere un numero di Scruton (1.8) molto basso. Tutte le prove sperimentali mostrate qui di seguito sono state ottenute in condizioni di flusso regolare (intensità di turbolenza costante 2%, scala integrale $L_u=20\text{cm}$).

2.3 Risultati sperimentali

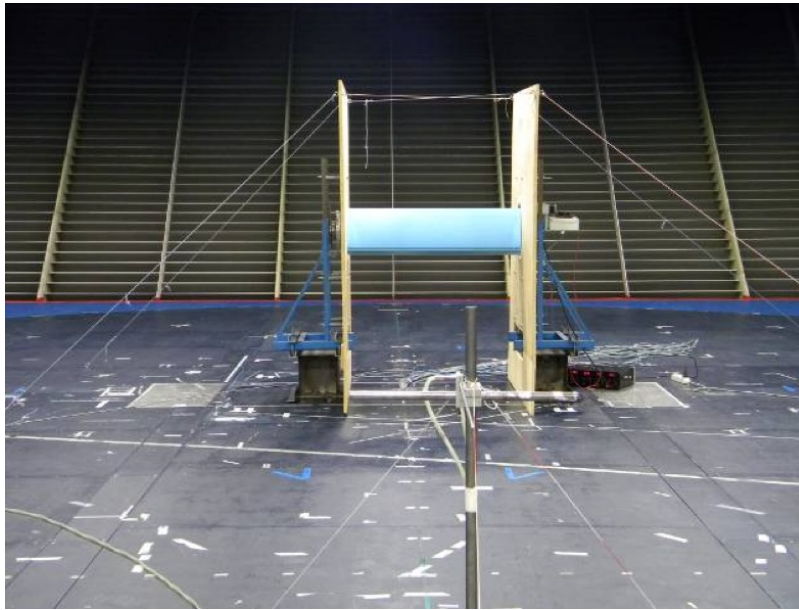
I coefficienti di forza adimensionali sono definiti con riferimento alla velocità indisturbata della vena incidente V e alle due dimensioni caratteristiche D ed L secondo le seguenti relazioni:

$$C_{F_x} = \frac{F_x}{qDL} \quad (2.1)$$

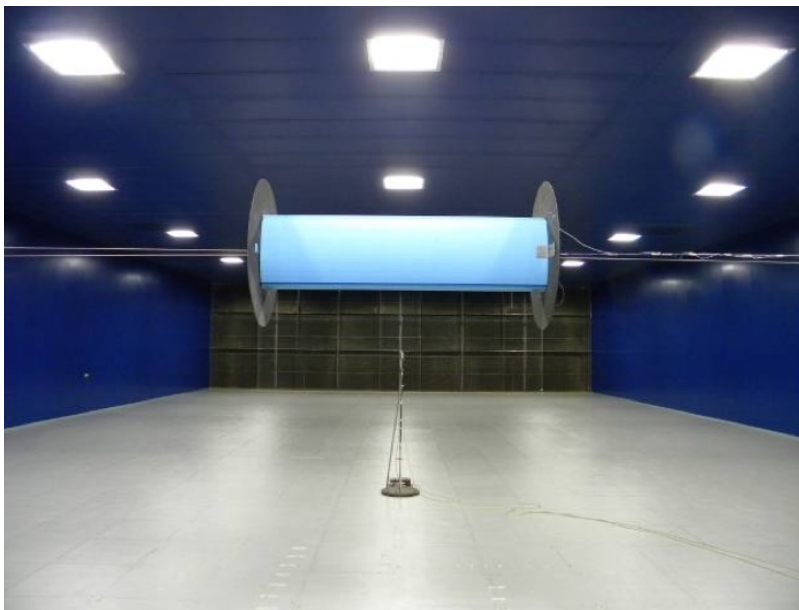
$$C_{F_y} = \frac{F_y}{qDL} \quad (2.2)$$

Nelle quali $q = 1/2\rho V^2$ rappresenta la pressione aerodinamica del vento; proiettando le forze F_X ed F_Y nelle direzioni *in-line* e *cross-flow* si ottengono le componenti di lift e di drag agenti sul sezionale e i relativi coefficienti adimensionali:

$$C_D = \frac{F_D}{qDL} \quad (2.3)$$



(a) Modello rigido con bilancia di forza



(b) Modello sospeso

Figura 2.6: Modello sezionale della della torre in galleria

$$C_L = \frac{F_L}{qDL} \quad (2.4)$$

La Figura 2.7 mostra i coefficienti di drag della sezione del corpo in accordo con le convenzioni definite in precedenza e la Figura 2.8 mostra la visualizzazione dei rispettivi campi moto per un'angolo d'attacco di 50° . Le misure di forza sono state effettuate a due diverse velocità del vento: la minore uguale a 4.6 m/s e la maggiore a 12.8 m/s , corrispondenti ad un numero di Reynolds pari a $9.0 \cdot 10^4$ e $2.5 \cdot 10^5$. La curva del coefficiente di drag

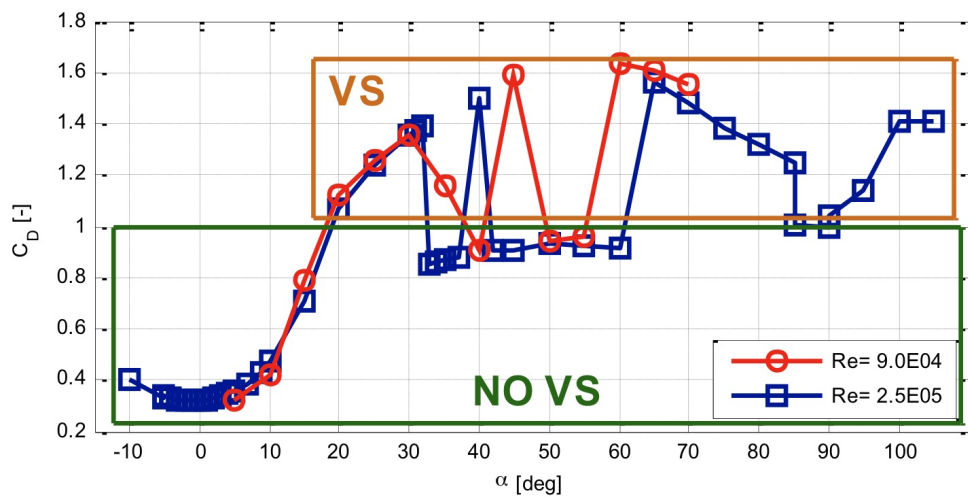
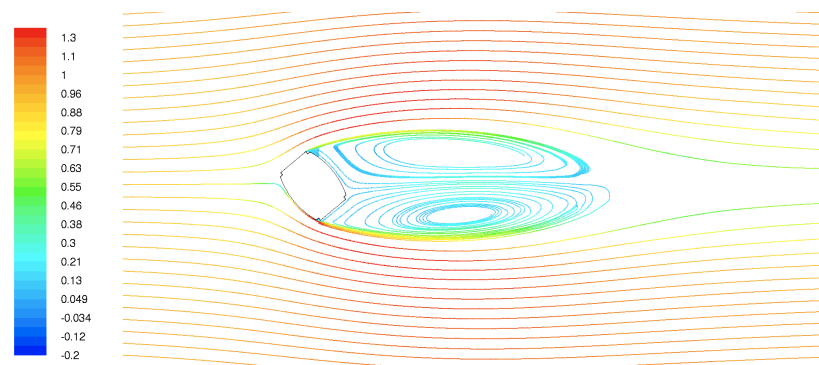
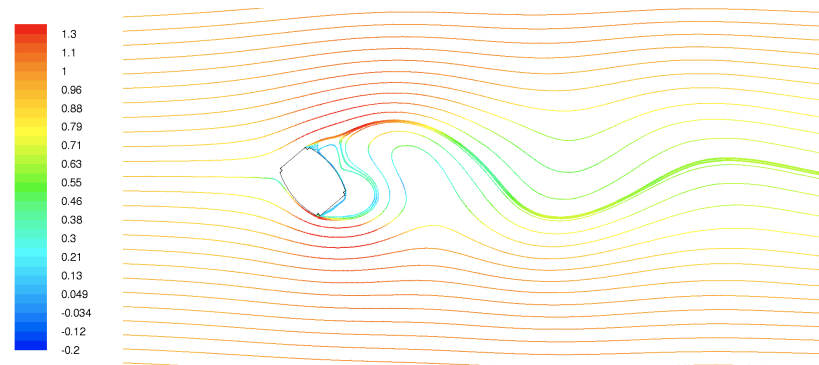


Figura 2.7: Andamento del coefficiente di drag in funzione dell'angolo d'attacco del modello sezionale per due differenti numeri di Reynolds, è sottolineata la presenza/assenza di vortex shedding



(a) Visualizzazione grafica del campo di moto normalizzato in caso di VS



(b) Visualizzazione grafica del campo di moto normalizzato in assenza di VS

Figura 2.8: Visualizzazione grafica del campo di moto attorno all'oggetto tramite linee di flusso

mostra un comportamento molto interessante e inaspettato: ci sono brusche variazioni della forza in particolare nella regione compresa tra 35 e 60 gradi. Questi diversi punti possono essere raggruppati in due differenti trend: uno basso con valore di drag di 0.9 e

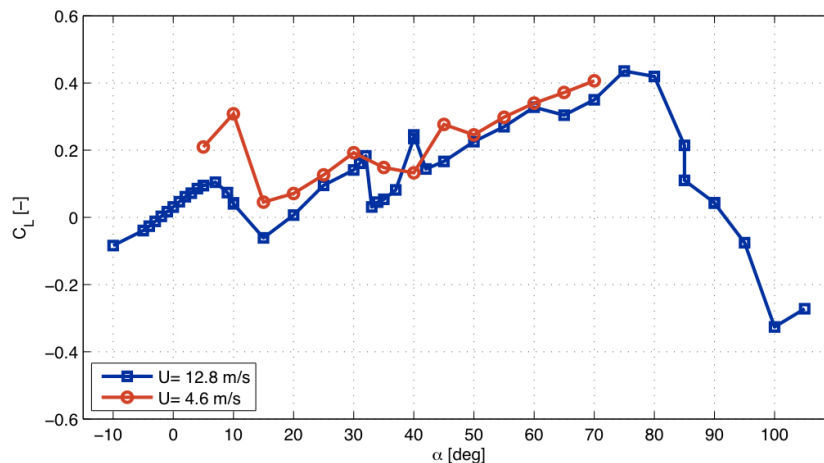


Figura 2.9: Andamento del coefficiente di lift in funzione dell'angolo d'attacco del modello sezionale per due differenti numeri di Reynolds

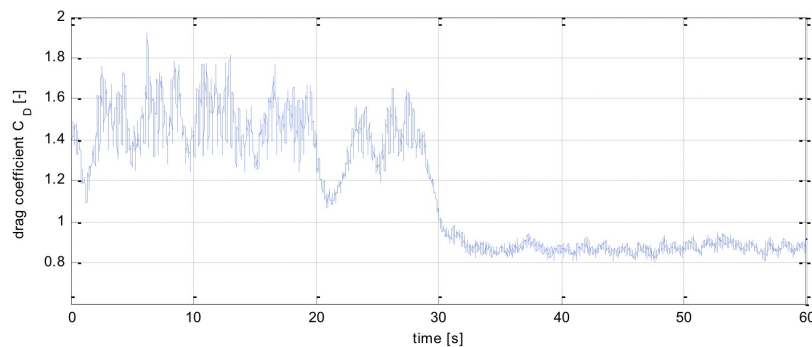


Figura 2.10: Storia temporale del coefficiente di drag, angolo di esposizione 35° , numero di Reynolds = $9 \cdot 10^4$

uno alto con valori fino a 1.6. Dunque è plausibile pensare che per questo range di angoli di incidenza il flusso *in-line* abbia la possibilità di biforcarsi tra due soluzioni alternative e solo una piccola differenza delle condizioni al contorno possa incidere sul raggiungimento di una soluzione piuttosto che un'altra. Per quanto riguarda l'andamento del coefficiente di lift si riscontra la presenza di due zone a pendenza negativa, una nell'intorno di 10° ed una fra 80° e 90° , dove potrebbero insorgere forme di instabilità dinamica. Gli altri cambi di pendenza riscontrabili nel grafico si ritiene che siano dei salti imputabili al passaggio da una soluzione fluidodinamica all'altra, come già osservato relativamente al coefficiente di drag.

Questi improvvisi cambi di soluzioni sono visibili in entrambe le velocità del vento. Sebbene ci siano punti nei differenti livelli di drag, la soluzione a basso drag sembra essere la più frequente. E' stato osservato che, a velocità del vento costante il modello, può saltare da una soluzione all'altra, come si può vedere in Figura 2.10 dove la forza di drag si sposta dal valore alto al valore basso. D'altra parte durante questi test non sono

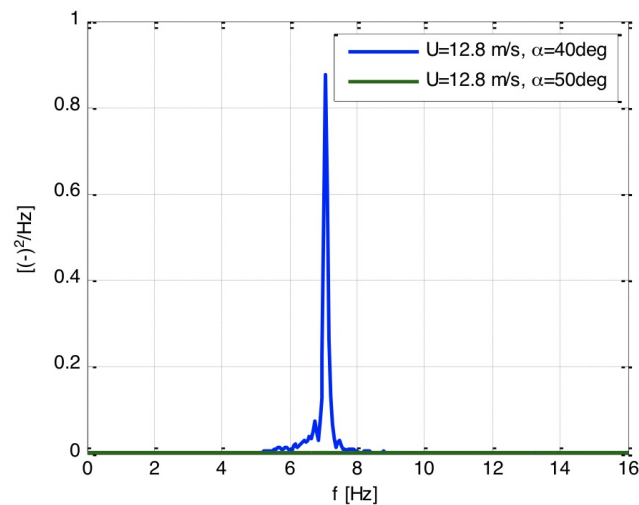


Figura 2.11: PSD del coefficiente di lift. Linea blu: soluzione ad alto drag. Linea verde: soluzione a basso drag

stati osservati salti nella direzione opposta (da basso ad alto drag). E' difficile valutare quanto questo fenomeno sia relazionato alla situazione del modello al vero, a causa del numero di Reynolds e dagli effetti della turbolenza del vento. Inoltre queste due situazioni corrispondono a un comportamento molto differente in termini di forze dinamiche: la soluzione ad alto drag è caratterizzata dalla presenza di *vortex shedding* ben definito (identificato dai picchi della PSD del lift, linea blu Figura 2.11) mentre nella soluzione a basso drag è stata constatata l'assenza di *vortex shedding* (linea verde Figura 2.11). Dato che la forza di *vortex shedding* è altamente influenzata dal movimento del corpo e le interazioni tra il fluido e la struttura possono portare a far vibrare l'oggetto, sono state effettuate prove sul modello sospeso per identificare la regione di lock-in. Considerando un' esposizione al vento nel range tra 35° e 60° , le misure di forza con bilancia sul modello sezionale hanno mostrato alternativamente l'assenza e la presenza di *vortex shedding* così come il coefficiente di drag possa essere sia di valore basso che di valore alto. La soluzione a basso drag, come la precedente prova a modello vincolato, è la condizione osservata più frequentemente. I test a modello sospeso sono in accordo col precedente comportamento in quanto non sono state trovate vibrazioni indotte da *vortex shedding* in questo specifico range.

Gli studi di Schewe

Schewe [21] investigò a fondo sull'aerodinamica dei corpi tozzi evidenziando come la separazione dello strato limite dipenda dal numero di Reynolds anche se il corpo presenta spigoli vivi. La ragione di questa dipendenza è che lo stato del *boundary layer* (BL) ha una grande influenza sull'intero campo di moto attorno al corpo. In particolare la posizione del punto di transizione da regime laminare a turbolento nel BL, o nello *shear layer* separato,

è un parametro importante per la caratterizzazione del fenomeno. Sia lo stato del BL e sia la posizione del punto di transizione sono responsabili nella determinazione dell'intera struttura topologica della scia (Figura 2.12).

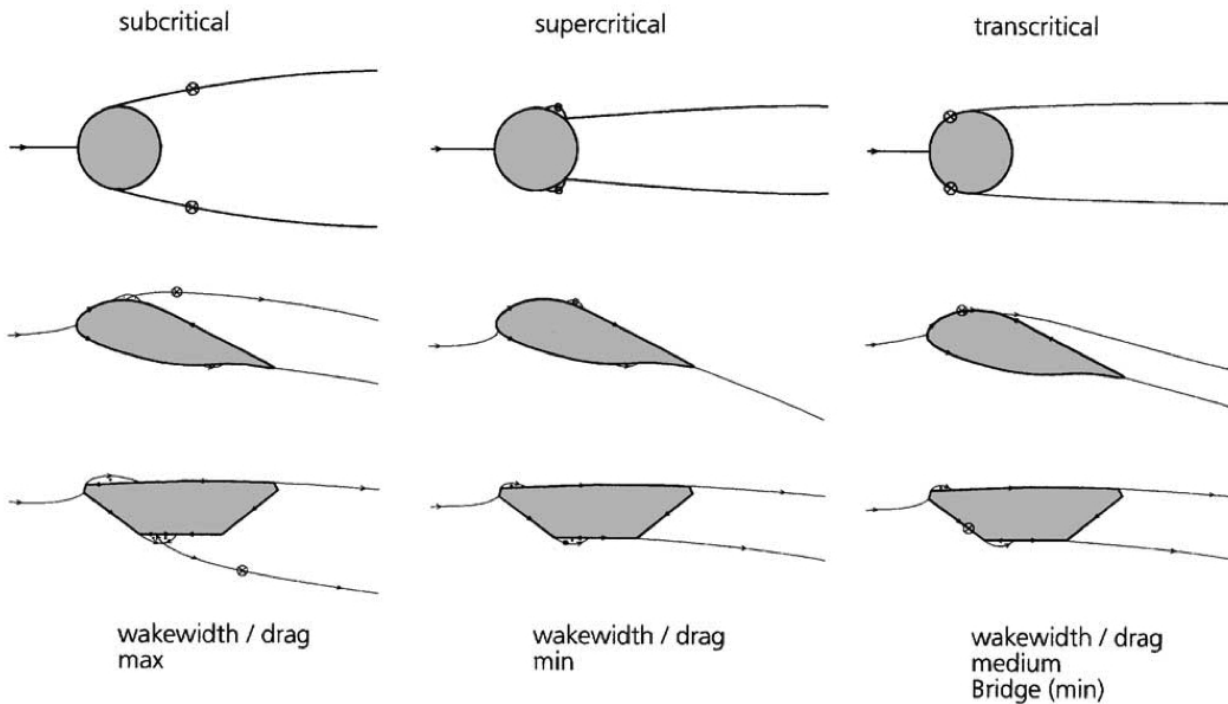


Figura 2.12: Visualizzazione della scia per i corpi studiati da Schewe a cavallo della zona critica, il punto di transizione è marchiato con \otimes

In particolare ha osservato che, per i tre corpi in esame, nella zona transcritica, la transizione da regime laminare a turbolento avviene prima della separazione e nel punto più spesso del corpo (Figura 2.12). Di conseguenza la larghezza di ciascuna scia e i corrispondenti coefficienti di drag assumono un valore intermedio se comparati con i valori presenti nei regimi subcritici e supercritici, come già accade nel cilindro, Figura 1.7. Quindi a cavallo di questa zona, passando da regime subcritico a supercritico (Capitolo 1.1.2.1), sono stati registrati cambi discontinui della forza di drag che possono essere spiegati dalla presenza di una zona di isteresi. Nella Figura 2.13 sono rappresentati i risultati ottenuti da Schewe per il caso di profilo alare ad angolo di incidenza fisso, $\alpha = 12^\circ$, si nota la presenza di una zona di isteresi. Quindi l'esistenza di una zona di isteresi può giustificare le due soluzioni trovate negli esperimenti tenutosi presso la Galleria del Vento del Politecnico di Milano.

L'indagine su questo insolito comportamento ha fornito lo spunto per la realizzazione del presente lavoro di tesi.

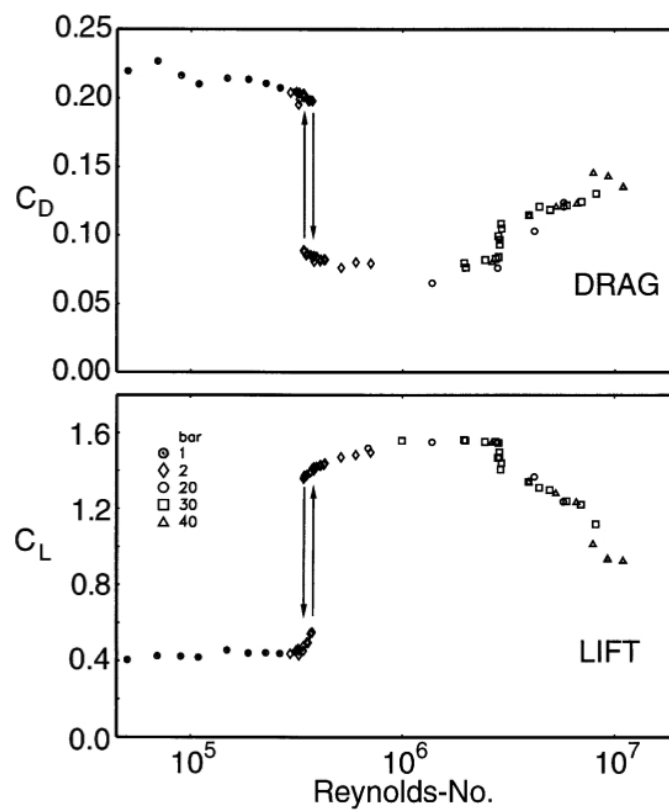


Figura 2.13: Andamento dei coefficienti di drag e lift ricavato da Schewe nel caso di profilo alare con $\alpha = 12^\circ$

Capitolo 3

Analisi numerica sul modello in scala

1/30

IN questo capitolo tramite l'analisi numerica si cerca un modello in grado di simulare adeguatamente il particolare comportamento aerodinamico della sezione ottenuto sperimentalmente (capitolo 2). Si è perseguito questo scopo effettuando simulazioni numeriche CFD bidimensionali e tridimensionali. I confronti sono stati effettuati in termini di coefficienti aerodinamici al variare dell'angolo di incidenza della vena fluida.

3.1 Dominio di calcolo 2D

In Figura 3.1 si può vedere il dominio di calcolo utilizzato per le simulazione numeriche bi-dimensionali. Le dimensioni complessive rispecchiano quelle della camera di prova a bassa velocità del Politecnico di Milano in cui si sono eseguite le prove sperimentali che hanno dato origine a questo lavoro. Dovendo analizzare il campo di moto della vena fluida incidente sulla sezione per differenti angoli di esposizione si è scelto di suddividere il dominio in una parte esterna fissa e una parte interna in grado di ruotare. L'interfaccia che ha reso possibile questa cosa è di tipo circolare come si nota in Figura 3.2.

Per risolvere adeguatamente il flusso all'interno dello strato limite, sfruttando adeguatamente i modelli di turbolenza implementati nel software Fluent, si è scelto di costruire attorno al profilo del corpo un *boundary layer* di 10 righe con altezza di prima cella sufficientemente bassa, per avere una Y^+ dell'ordine dell'unità e con growth rate di 1.2. Sia sui lati lunghi dritti che su quelli curvi non si è scelto un passo di discretizzazione costante, bensì, partendo dagli spigoli, si è eseguita una mesh dei lati graduale sicché nella zona centrale i nodi risultano più spazati. Questo perché si ritengono tali zone sufficientemente semplici dal punto di vista della soluzione del campo di moto, contrariamente a quanto invece può accadere negli spigoli. In questi punti infatti, essendo di difficile esecuzione un

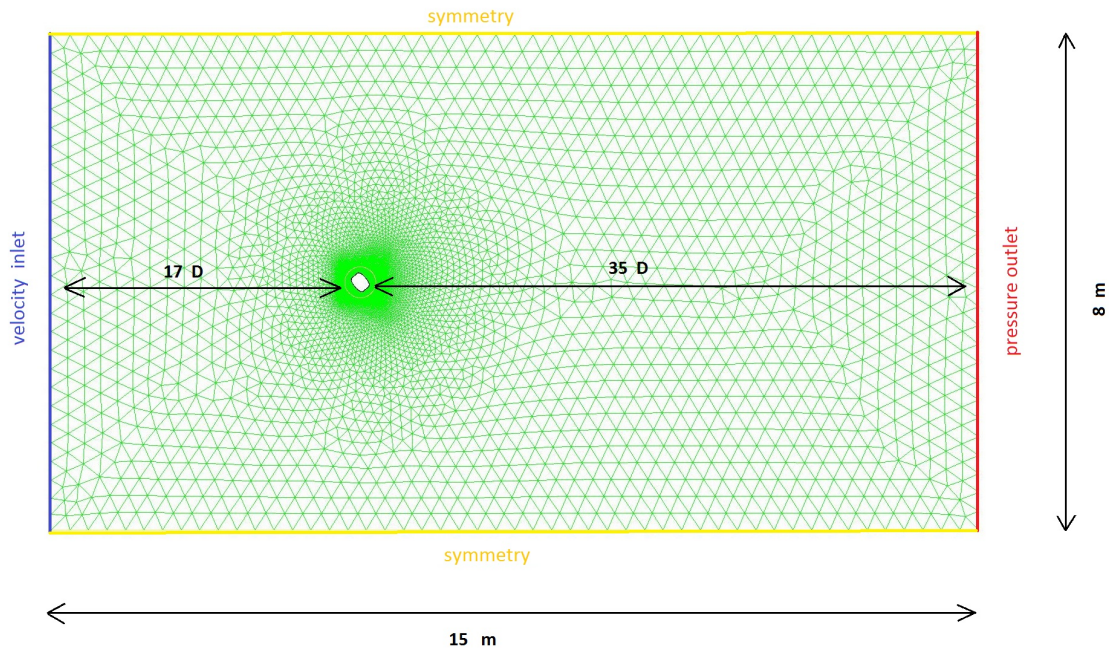


Figura 3.1: Dominio di calcolo 2d

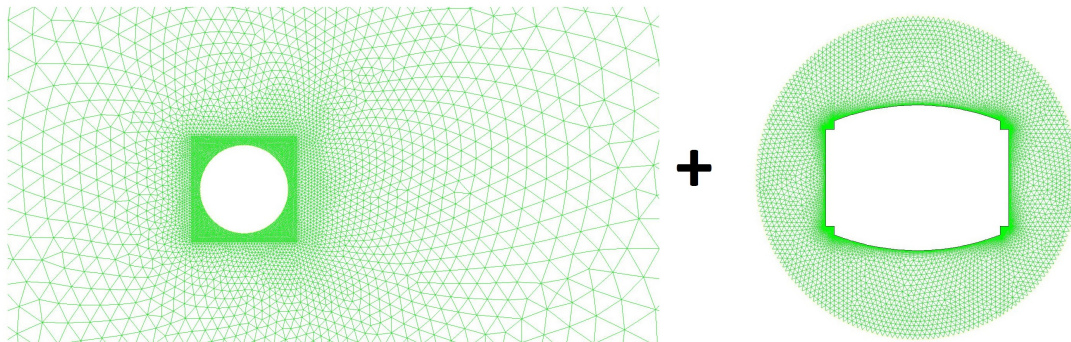


Figura 3.2: Dettaglio del dominio di calcolo 2D, si nota l'interfaccia circolare tra mesh interna ed esterna

boundary layer sufficientemente fitto da potersi collegare a quello dei lati e data la presenza di spigoli facendo presupporre un flusso separato, si è scelto di usare direttamente una mesh triangolare molto fitta, dell'ordine di 0.05mm , in modo da risolvere le più piccole strutture che si sviluppano all'interno di quelle zone di calcolo. In Figura 3.4 si riporta per zoom successivi quanto spiegato sopra. Un indice per misurare la buona fattura di una mesh e quindi avere un'accurata soluzione è il Q_{evs} (*EquiSize Skew*, o *Skewness*), definito nell'equazione 3.3, in quanto è un parametro sintetico che indica lo schiacciamento della cella. Celle con alto valore di *Skewness* possono diminuire l'accuratezza e instabilizzare la soluzione. Il Q_{evs} può assumere valori compresi tra 0 e 1 e deve risultare il più basso possibile, che significa un basso schiacciamento, per avere un corretto calcolo del flusso

nel baricentro della cella.

$$Q_{evs} = \frac{S_{eq} - S}{S_{eq}} \quad (3.1)$$

dove S corrisponde al volume della cella considerata, mentre S_{eq} è il volume di una cella equilatera circoscritta nello stesso cerchio che circoscrive l'elemento preso in esame come da Figura 3.3.

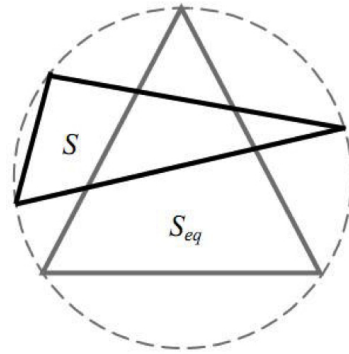


Figura 3.3: Definizione grafica del parametro Q_{evs}

Grazie al monitoraggio costante di questo indice è stato possibile verificare la bontà della griglia.

Si noti poi in Figura 3.2 il disinfiamento graduale e asimmetrico tra le parti sopra e sottovento.

Nelle tabelle 3.1 e 3.2 si riportano i principali dati relativi alla mesh interna ed esterna.

3.1.1 Prove sul modello 1/18

Per l'analisi numerica sul modello in scala 1/18, Capitolo 6, verrà utilizzato lo stesso dominio di calcolo scalato con le proporzioni date dal rapporto tra le dimensioni caratteristiche dei due modelli (0.283m, 0.446m).

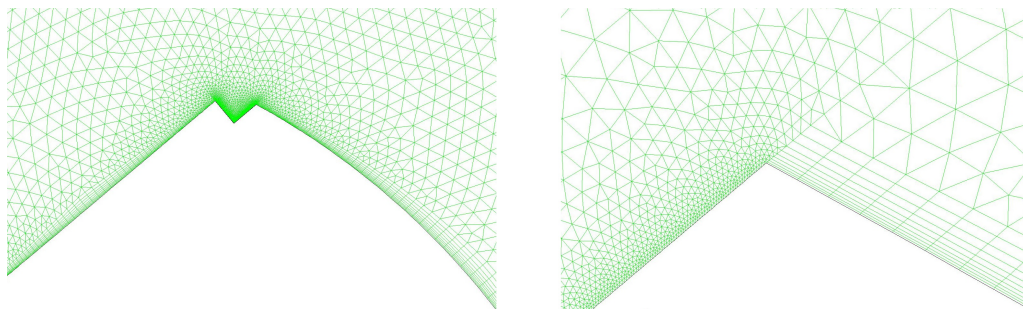


Figura 3.4: Dettagli mesh 2d in corrispondenza degli spigoli

Tabella 3.1: Riassunto mesh 2D, parte interna

Tipologia mesh	Triangolare non strutturata
Spaziatura lati curvi [mm]	0.6 a crescere fino 2.3
Spaziatura lati dritti [mm]	0.5 a crescere fino 1.7
Altezza prima cella <i>boundary layer</i>	5% della spaziatura
Growth factor	1.2
Righe	10
Spaziatura lati spigoli [mm]	0.05
Dimensione massima elemento [mm]	8
Numero elementi	44634
Average/Max Skewness	[0.11 0.6]

Tabella 3.2: Riassunto mesh 2D, parte esterna

Tipologia mesh	Triangolare non strutturata
Spaziatura su interfaccia circolare [mm]	8
Size function lato sottovento	Meshed con growth factor = 1.1
Size function lato sopravento	Meshed con growth factor= 1.25
Growth factor	1.2
Dimensione massima elemento [mm]	250
Numero elementi	15094
Average/Max Skewness	[0.19 0.49]

3.2 Dominio di calcolo 3D

Dato che la struttura della scia potrebbe essere tridimensionale anche se il corpo è bi-dimensionale [21], in quanto il moto è turbolento, sono state effettuate delle simulazioni con dominio di calcolo tridimensionale (realizzando un modello della stessa scala di quello utilizzato per i test in Galleria del Vento). La struttura del mesh è analoga e anche in questo caso è permessa la rotazione relativa tra la zona interna e quella esterna per poter eseguire un'analisi per tutti gli angoli di incidenza desiderati.

Tabella 3.3: Riassunto mesh 3D, parte interna

Tipologia mesh	Triangolare estrusa con passo 6.5mm
Spaziatura lati curvi [mm]	2 a crescere fino a 5
Spaziatura lati dritti [mm]	2 a crescere fino a 5
Altezza prima cella BL [mm]	0.9
Growth factor	1.2
Righe	7
Spaziatura lati spigoli [mm]	0.9
Numero elementi	916980
Average/Max Skewness	[0.19 0.49]

Tabella 3.4: Riassunto mesh 3D, parte esterna

Tipologia mesh	Strutturata estrusa + triangolare estrusa entrambe con passo 50mm
Dimensione elementi triangolari [mm]	15
Dimensione elementi rettangolari [mm]	15 a crescere fino a 200
Growth factor	1.2
Numero elementi	234301: 53732 prismatici triangolari, 180659 parallelepipedi
Average/Max Skewness	[0.13 0.4] triangolari [0.01 0.02] parallelepipedi

3.3 Condizioni al contorno

In questo paragrafo si presentano le condizioni al contorno utilizzate nei domini di calcolo.

Le possibili condizioni al contorno di ingresso e uscita del flusso sono:

- *Velocity Inlet*: si specificano le condizioni di velocità all'ingresso del dominio che definiscono il campo di moto, comprendendo tutte le proprietà del fluido in ingresso (velocità, intensità e scala di turbolenza). E' necessario porre attenzione a non posizionare la sezione d'ingresso troppo vicina al corpo poiché ciò potrebbe causare una forte alterazione delle proprietà del flusso nella zona di incidenza.
- *Pressure Outlet*: viene imposto il valore di pressione statica all'uscita rispetto alla pressione atmosferica (in genere $= 0 = P_{atm}$). Per applicare questa condizione al contorno bisogna essere sicuri che la sezione di uscita sia abbastanza lontana rispetto all'oggetto immerso nella vena fluida.
- *Outflow*: non va definita alcuna condizione in uscita, viene usata tipicamente quando non si conoscono a priori le caratteristiche di flusso, velocità e pressione in uscita.
- *Simmetry*: questa condizione si usa quando sono presenti piani di simmetria nel dominio di calcolo, viene quindi sfruttata per ridurre l'onere computazionale. Questa condizione si può riassumere come segue:
 - velocità perpendicolare alla superficie di simmetria=0
 - gradiente normale al piano di simmetria di ciascuna variabile = 0

Per questi motivi viene spesso utilizzata per limitare l'ampiezza del dominio di calcolo evitando effetti collaterali di bloccaggio in modo che il flusso a parete non influisca sulla vena fluida.

- *Periodic*: questa condizione viene sfruttata quando la geometria fisica di interesse e le aspettative del campo di flusso sono di natura periodica. E' utile per ridurre gli sforzi computazionali e si traduce nella definizione del valore del gradiente di pressione attraverso le due superfici periodiche: imponendolo nullo si ha che le velocità assolute su questi due piani si equivalgono.
- *Wall*: questa condizione si usa per confinare il flusso entro pareti solide. Generalmente su queste superfici il flusso legge la condizione di *no slip* ($v = 0$) riproducendo lo strato limite a parete. Lo sforzo a parete è calcolato basandosi sulle proprietà del fluido nel campo di moto locale. In caso di flusso laminare il suo calcolo dipende semplicemente dal gradiente di velocità a parete (equazione 3.2), mentre nel caso di flusso turbolento si valuta con degli approcci specifici utilizzati da ciascun modello di turbolenza (*wall function*).

$$\tau = \mu \frac{\partial v}{\partial n} \quad (3.2)$$

3.4 Risultati 2D

In questo paragrafo saranno presentati i risultati, ottenuti in termini di coefficienti di forza, delle simulazioni effettuate con la mesh bidimensionale presentata nel capitolo 3.1. Tutte le simulazione 2d sono state svolte con modello $k\epsilon RNG$ (1.2.3.1).

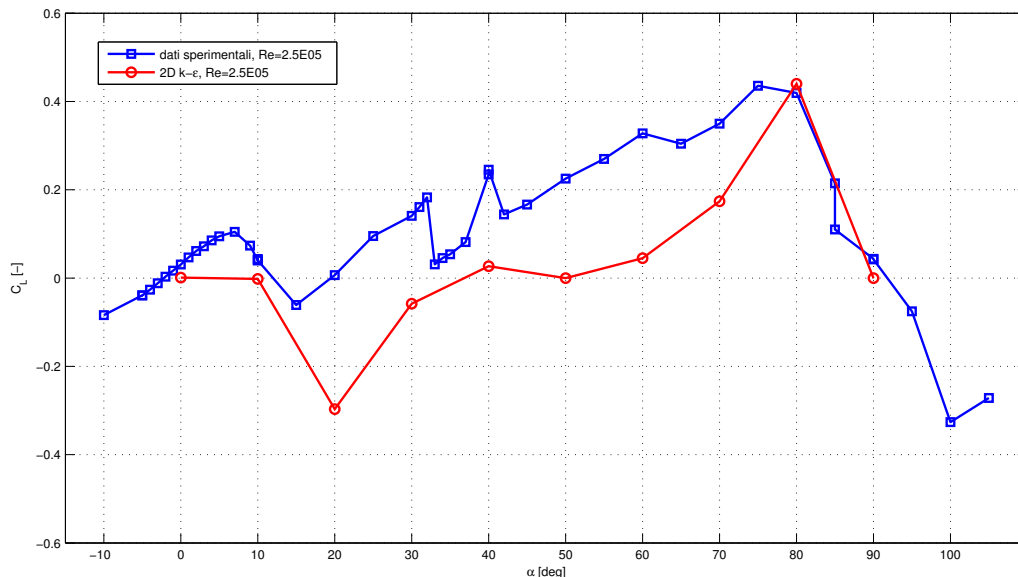


Figura 3.5: Confronto Coefficiente di lift con mesh 2D

In Figura 3.5 e in Figura 3.6 sono messi a confronti i dati numerici con i dati sperimentali. I grafici mostrano che le simulazioni numeriche sono in buon accordo con le

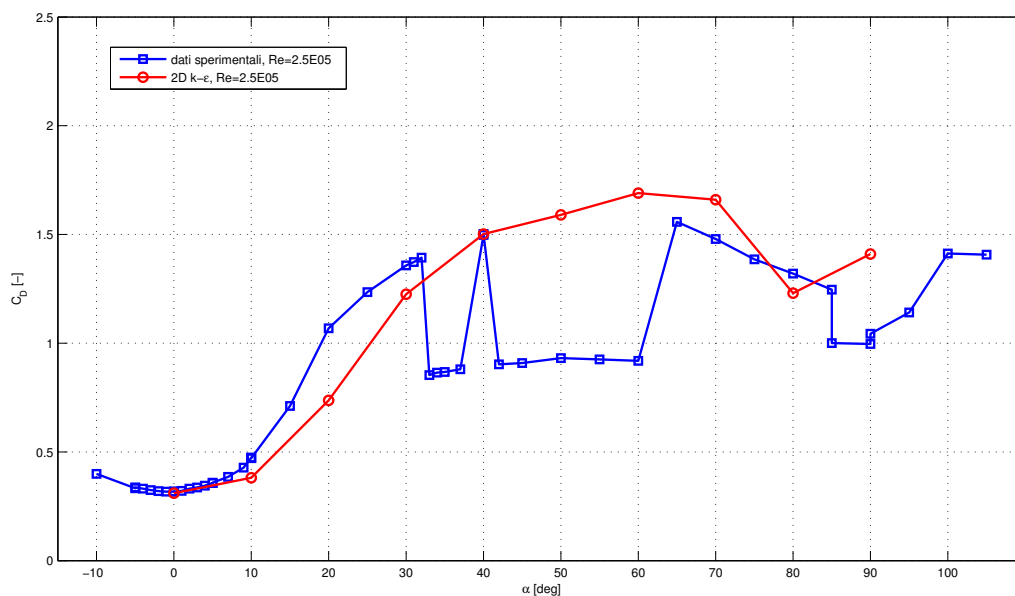


Figura 3.6: Confronto Coefficiente di drag con mesh 2D

sperimentali, però, a prima vista, sono solo in grado di riprodurre i valori ad alto drag e con *vortex shedding* nella regione di doppia soluzione. In particolare tra 0° e 20° il distacco di vortici è assente e il coefficiente di drag si assesta su valori bassi, mentre da 30° in poi si presenta facendo aumentare vistosamente il valore del C_D e seguendo di conseguenza la curva alta del coefficiente.

3.5 Risultati 3D

In questa sezione sono presentati i risultati delle simulazioni 3D (per tener conto della possibile tridimensionalità della scia) effettuate col modello $k - \omega SST$ in quanto più accurato per questo tipo di problemi. (1.2.3.2)

Dalle figure 3.7 e 3.8 si nota come le simulazioni 3D fittino quasi alla perfezione i dati sperimentali, però, come nel caso 2D, colgono anch'esse sempre la soluzione ad alto drag e con *vortex shedding*. Dato che il risultati ottenuti sono altamente paragonabili a quelli del caso 2D, dimostrando quindi la bidimensionalità del flusso, d'ora in poi si svolgeranno soltanto simulazione 2D in quanto l'onere computazionale richiesto è decisamente minore.

3.6 Effetto Reynolds

Si può considerare che una biforcazione simile dei dati sperimentali sia dovuta all'effetto Reynolds, quindi si effettuano simulazioni numeriche su più alto range di velocità (fino a $70m/s$). Ci si aspetta che avendo simulato su un maggior range di numeri di Reynolds

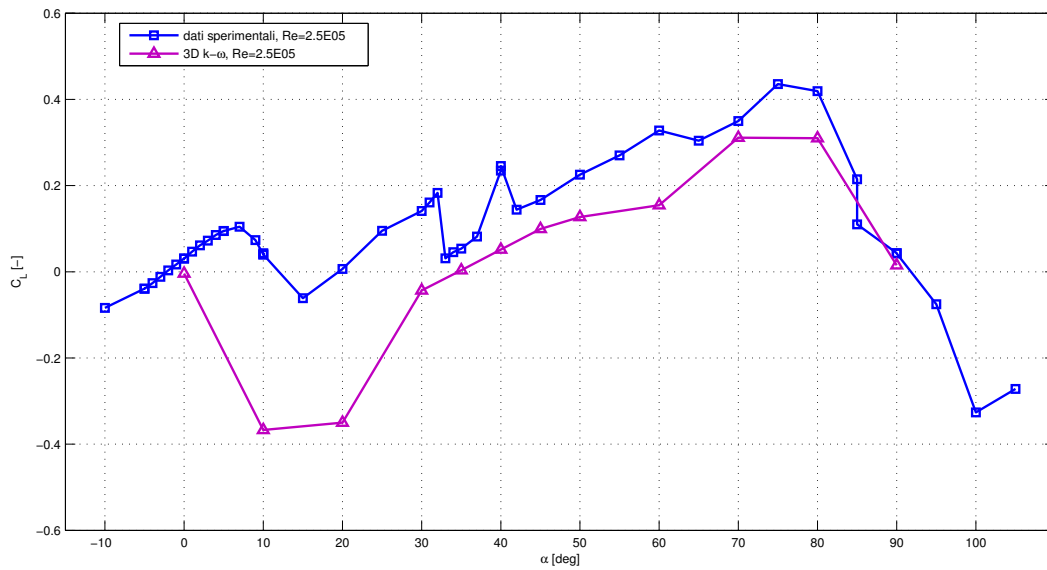


Figura 3.7: Confronto Coefficiente di lift con mesh 3D

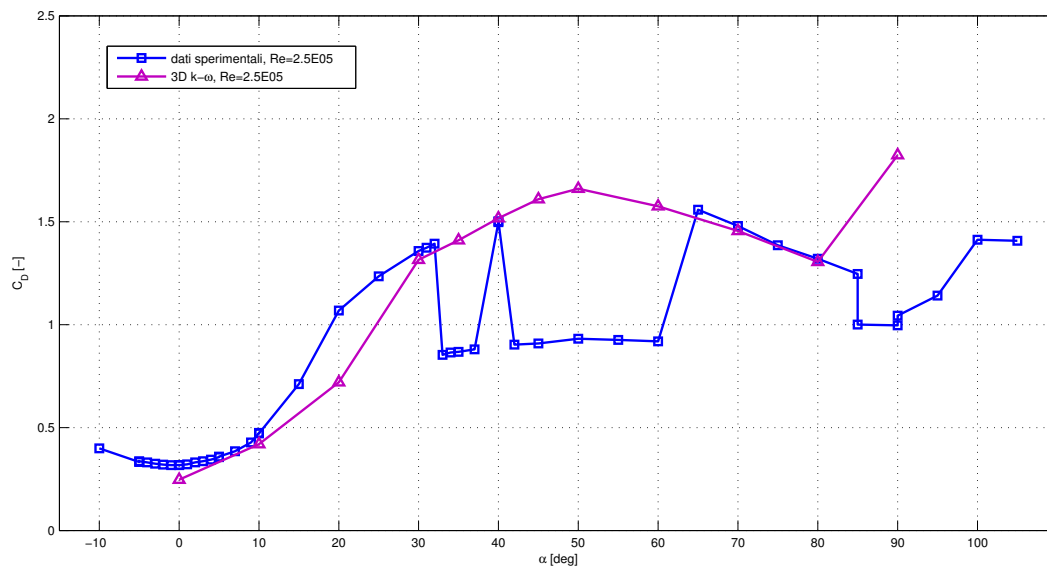


Figura 3.8: Confronto Coefficiente di drag con mesh 3D

(fino a $1.32 \cdot 10^6$) le fluttuazioni del coefficiente di drag diminuiscano significativamente in quanto il flusso diventa stazionario per alti Reynolds (Schewe).

Le simulazioni numeriche di Figura 3.9 mostrano chiaramente come sia stata colta la soluzione a basso drag e senza vortex shedding per tutti gli angoli di incidenza. Si nota che queste simulazioni ad alto Reynolds fittano molto bene i dati sperimentali anche se sono state effettuate con un ordine di grandezza in più, indicando che in questo range di velocità il corpo non risente dell'effetto Reynolds. Quindi si è pensato che la biforcazione sia connessa al numero di Reynolds e che le simulazioni CFD sono molto sensibili alle

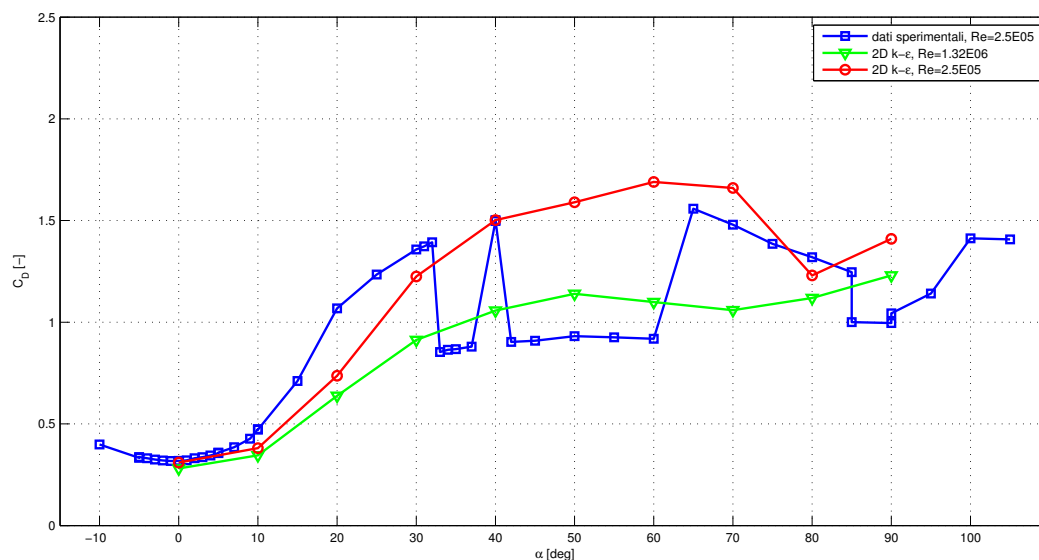


Figura 3.9: Confronti coefficiente di drag ad alto numero di Reynolds

condizioni iniziali. A tal proposito è stata fatta una simulazione per progressivi stati di regime con angolo di incidenza fisso (50° , quello col coefficiente di drag più elevato che poteva presentare una possibile doppia soluzione); si è scelta una storia molto temporale molto lunga aumentando molto lentamente la velocità del vento (in modo da avere condizioni quasi statiche) fino al valore massimo di Reynolds= $1.3 \cdot 10^6$ per poi ritornare al valore iniziale di $Re=3.8 \cdot 10^4$. L'evolversi della velocità del vento e del coefficiente di drag istantaneo si può vedere in Figura 3.10: si osservano due evidenti salti, corrispondenti a un cambiamento di soluzione con e senza *vortex shedding*

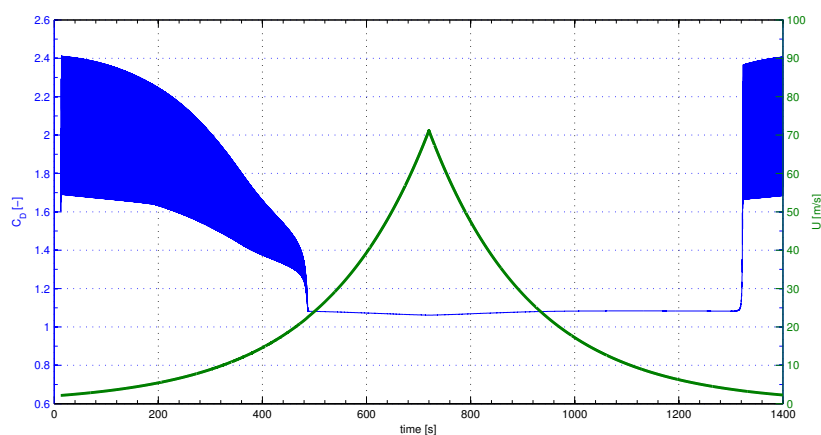


Figura 3.10: Andamento nel tempo del coefficiente di drag e della velocità

Diagrammando il coefficiente di drag, mediato tramite media mobile su finestre temporale di 2 secondi, rispetto alla velocità si ottiene la Figura 3.11 dove è chiaramente visibile un ciclo di isteresi. Questo fenomeno può giustificare il comportamento rilevato in

galleria del vento (2.3): infatti il numero di Reynolds al quale sono state effettuate le prove è dentro alla regione d'isteresi ed è possibile che condizioni al contorno mal controllate abbiano determinato il salto tra le due soluzioni.

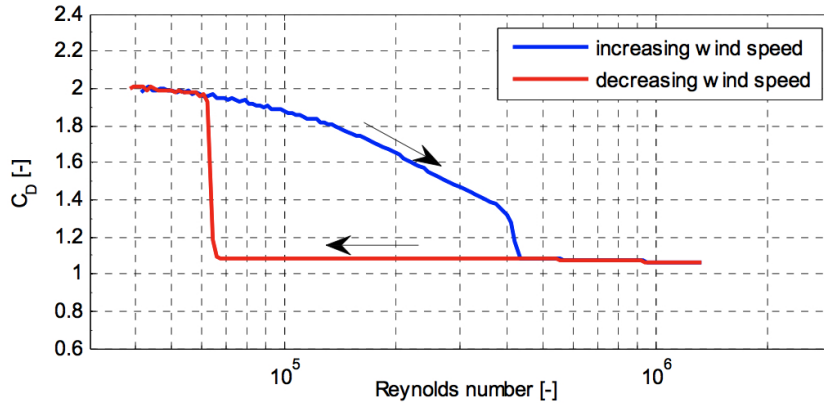


Figura 3.11: Andamento del Coefficiente di drag rispetto alla velocità del vento (numero di Reynolds)

Dai risultati precedenti è emerso che nelle simulazioni numeriche le condizioni iniziali possono essere un parametro chiave per ottenere l'una o l'altra soluzione. Si sono quindi effettuate delle ulteriori prove CFD con lo scopo di ottenere la soluzione a basso coefficiente di drag usando delle appropriate condizioni iniziali. Le simulazioni numeriche sono state effettuate usando come condizione iniziale il campo di moto ottenuto per l'alto numero di Reynolds opportunamente scalato (1.2.4) rispetto alla velocità d'ingresso del fluido nel dominio di calcolo. In queste simulazioni, dopo un breve transitorio iniziale, il coefficiente di drag si stabilizza e si ottiene la curva bassa senza *vortex shedding* (Figura 3.14 e Figura 3.15(b)). Lo scalamento della soluzione ad alta velocità mostra che il campo di moto del flusso è simile in entrambi i casi e il numero di Reynolds non ha praticamente nessun effetto su di esso.

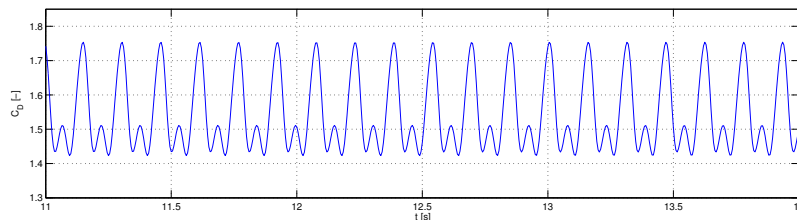


Figura 3.12: Andamento del coefficiente di drag nel tempo, $\alpha = 50$, $v=12.8m/s$

Nelle Figure 3.12 e 3.13 si riporta l'andamento del coefficiente di drag nel tempo, a pari angolo e velocità, dapprima imponendo condizioni iniziali nulle e in seguito imponendo come condizione iniziale il campo di moto scalato. Si vede chiaramente come la soluzione non scalata oscilla e il suo valore si assesta sulla parte alte della curva rossa della

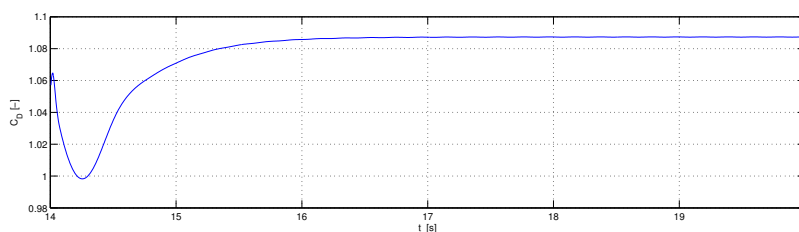


Figura 3.13: Andamento del coefficiente di drag nel tempo, $\alpha = 50$, $v=12.8\text{m/s}$, con campo di moto scalato

Figura 3.6, mentre l'altra raggiunge un regime assestandosi sulla parte bassa, della stessa curva, con assenza di *vortex shedding*. In Figura 3.16 è rappresentato tramite vettori di velocità un particolare dell'oggetto dove la vena fluida prima si separa a causa dello spigolo e in seguito si riattacca. Si nota come a parete la velocità è nulla. Lo scalamento dalla soluzione ad alto numero di Reynolds è possibile in quanto il flusso è stazionario, e questo permette di avere un flusso a regime che può essere scalato alle differenti velocità del vento. Sono state sempre risolte le stesse equazioni, con lo stesso modello di turbolenza ($k - \epsilon RNG$ (capitolo 1.2.3.1)) e con le stesse condizioni al contorno, ciò significa che l'unica differenza risiede nelle condizioni iniziali. Questi risultati hanno mostrato l'importanza delle condizioni iniziali delle simulazioni numeriche per questo tipo di problemi.

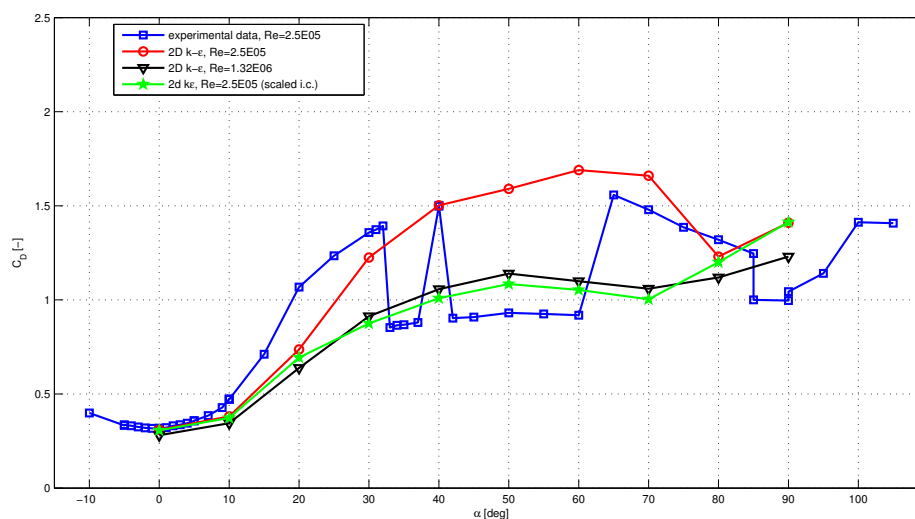


Figura 3.14: Confronti coefficiente di drag al variare delle condizioni iniziali

3.7 Conclusioni

Dalle simulazioni CFD è emerso che inizialmente era possibile riprodurre soltanto la soluzione ad alto drag e con *vortex shedding*, sia nel caso bidimensionale che tridimensionale.

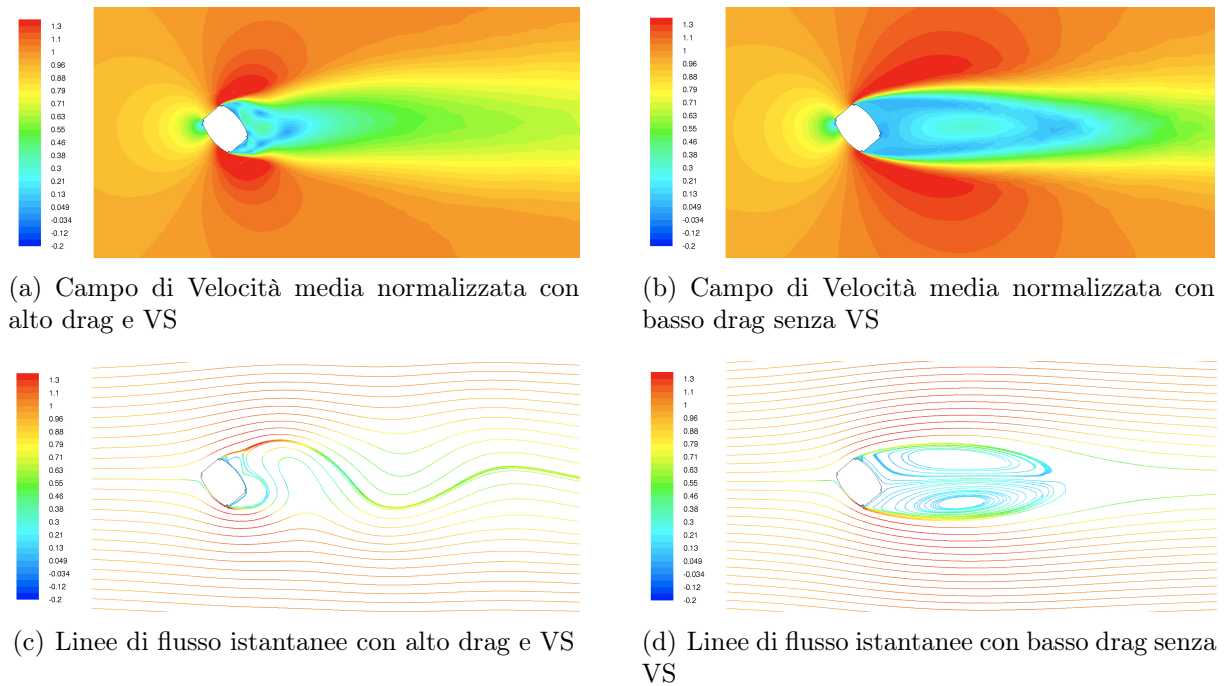


Figura 3.15: Campo di moto attorno al corpo per $Reynolds=2.5 \cdot 10^5$ con $\alpha = 50^\circ$ nelle due differenti condizioni di regime

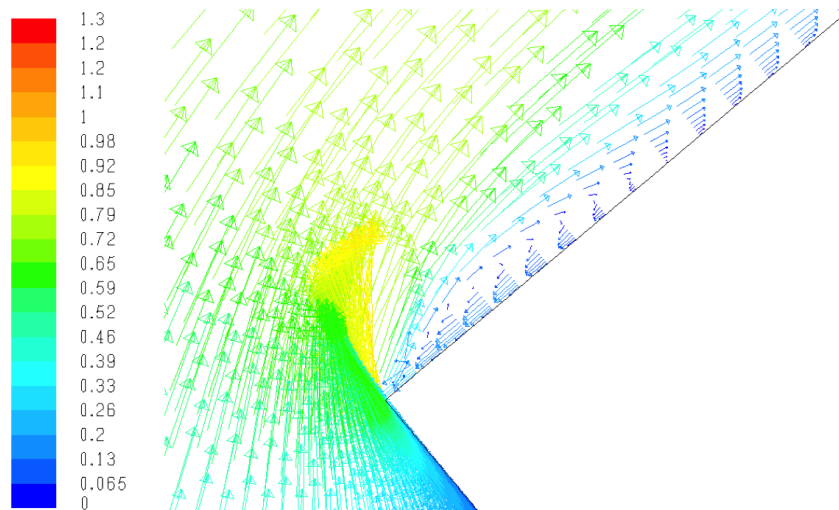


Figura 3.16: Particolare di riattacco della vena fluida, $\alpha = 50^\circ$, $v = 70m/s$

Ulteriori simulazioni hanno mostrato che, aumentando il numero di Reynolds, il *vortex shedding* spariva e il coefficiente di drag diminuiva il suo valore. Ciò può essere dovuto al fatto che anche corpi tozzi con spigoli sono sensibili al numero di Reynolds quando lavorano in condizioni di flusso critiche [21]. Una particolare simulazione di progressive condizioni di regime ha mostrato la presenza di una vasta area d'isteresi nel coefficiente di drag che può giustificare questo inusuale comportamento. In seguito si è visto come modificando opportunamente le condizioni iniziali è stato possibile riprodurre entrambi gli stati presenti nelle prove sperimentali, giustificando l'esistenza della doppia soluzione.

Questo fenomeno può essere connesso agli effetti del numero di Reynolds e al fatto che le simulazioni numeriche sono molto sensibili alle condizioni iniziali. Il comportamento riscontrato di questa particolare sagoma fa nascere dei dubbi sul comportamento del modello al vero ed è per questo motivo che si è deciso di proseguire lo studio su questa sezione realizzando affianco alle simulazioni numeriche, nuovi test sperimentali per il comportamento agli alti Reynolds (capitolo 4).

Capitolo 4

Prove in galleria del vento sul modello in scala 1/18: descrizione set-up sperimentale

IN questo capitolo è descritta la progettazione delle prove sperimentali svolte presso la Galleria del Vento del Politecnico di Milano dove si illustrerà il set-up di prova allestito per lo studio in oggetto. La nuova campagna di prove è svolta per cercare di indagare sul comportamento a doppia soluzione di questa particolare geometria. Per tal motivo si è scelto di aumentare il numero di Reynolds e diminuire gli effetti di scala andando ad aumentare la velocità di prova e le dimensioni del modello. Per fare ciò si è resa necessaria la progettazione di un sistema in grado di sostenere il modello posizionato nella sezione di prova della camera veloce che nel contempo fosse in capace di accogliere tutta la parte di strumentazione e resistere alle possibili spinte esercitate dal flusso nel caso in cui si verificasse il fenomeno di distacco di vortici andando così a finire sulla curva alta del coefficiente di drag.

4.1 Realizzazione del modello

La realizzazione di un modello in scala è il risultato di un compromesso tra diverse esigenze di prova e limitazioni pratiche. Più leggi regolano la similitudine tra il modello e la struttura reale, alcune anche in contrasto tra loro. Le scelte costruttive sono quindi volte a riprodurre nel modo più fedele gli aspetti fondamentali per la correttezza delle misure da eseguire. Il modello sezionale di una struttura viene utilizzato per misurare grandezze attinenti l'aerodinamica della stessa con un approccio essenzialmente bidimensionale. E' possibile condurre prove a modello fisso, le polari statiche, per valutare i coefficienti di forza e momento aerodinamici e prove con il modello sospeso libero di oscillare per studia-

re l'interazione aeroelastica attraverso misure di spostamento. Nella presente trattazione ci si attiene alle prove con modello fisso poiché si vuole indagare sul comportamento aerodinamico del corpo in diverse configurazioni di flusso. Nella scelta della configurazione di prova del modello sezionale è stata considerata la complessità legata alla geometria stessa della sezione, la quale, non essendo circolare, richiede un'analisi per diverse incidenze del vento.

4.1.1 Effetto bloccaggio

La camera di prova è il punto dove il flusso si trova a velocità maggiore e deve essere sufficientemente grande per ospitare il modello che si vuole provare in modo da non incorrere nel problema del bloccaggio. Questo fenomeno è in pratica l'effetto delle pareti della camera di prova sulle linee di flusso e sulla velocità del fluido nelle vicinanze dell'oggetto da provare. In tutte le gallerie esiste l'effetto del bloccaggio, in linea teorica; questo perché se il corpo si troverà ad operare, per esempio in atmosfera, sarà in un ambiente "teoricamente infinito" mentre in galleria del vento l'ambiente di prova ha una sezione di pochi metri quadrati. Così, se il modello è sufficientemente piccolo rispetto alle dimensioni della camera di prova, si potrà ridurre questo effetto o comunque correggere i dati ricavati attraverso modelli matematici, appositamente tarati per la particolare geometria della camera di prova in questione, implementati direttamente negli elaboratori che processano i dati provenienti dai sensori in galleria. Il rapporto di bloccaggio è definito come il rapporto tra l'area della sezione frontale del modello o della scia e l'area della sezione trasversale della camera di prova, ed è considerato piccolo e accettabile se inferiore al $5 \div 10\%$. Nei test eseguiti, si sceglie la dimensione caratteristica del modello uguale a $0.446m$, la sezione della camera di prova è di 4×4 m, quindi si ha un bloccaggio al limite del 10% che può ritenersi accettabile e l'ultimo possibile per alzare il numero di Reynolds.

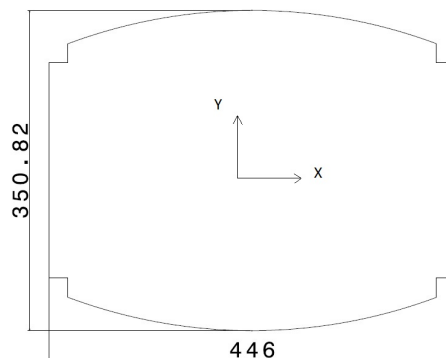


Figura 4.1: Profilo aerodinamico della torre

Quindi il modello progettato consiste in una sagoma cilindrica lunga $3.8m$ (altezza della galleria) avente la sezione di Figura 4.1 ossia la sezione di riferimento della torre

ridimensionata secondo il fattore di scala geometrico:

$$\lambda_L = \frac{L_m}{L_R} = \frac{1}{18} \quad (4.1)$$

dove L_M è una generica misura sul modello e L_R la corrispondente al vero.

4.1.2 Progettazione Cad

In prima analisi, tramite modellazione cad, si è cercata una soluzione orizzontale, simile alle vecchie prove, che sfruttasse il sistema di movimentazione già presente nella Galleria del Vento per la camera veloce. Successivamente sono sorti problemi sia dovuti alle eccessive inflessioni statiche causate masse in gioco, poiché si cercavano dimensioni maggiori per aumentare il Reynolds, sia alle inflessioni dinamiche quando la struttura è sottoposta alla spinta del vento. Questi fattori hanno fatto spostare la ricerca di progetto verso una soluzione verticale in modo da eliminare la componente statica e limitarsi a considerare la rigidità della struttura in modo da escludere le frequenze di stacco vortici e salvaguardare strumentazione e la stessa struttura. Inoltre questa soluzione verticale sfrutta una ralla motorizzata che agisce su una tavola circolare in grado di movimentare il modello nella camera di prova. Ciò è necessario per lo studio aerodinamico del corpo in esame al variare dell'angolo di incidenza della vena fluida. Considerando la soluzione verticale, inizialmente si è scelta come colonna portante una trave a C in modo da permettere l'alloggiamento della bilancia dinamometrica e il fissaggio al modello stesso. Un'analisi più accurata delle rigidità (come si vedrà nel paragrafo 4.3.1.1) ha poi però portato ad adottare una trave ad I HE160B, in modo da garantire un giusto compromesso tra rigidità complessiva e agevolezza nella fase di assemblaggio-strumentazione e montaggio dei pezzi.

La configurazione adottata per eseguire le prove, dunque, è composta da uno scheletro verticale costituito dal profilo IPE HE160B (Figura 4.3), sulla cui parte centrale viene collocata la bilancia a cui a sua volta, tramite una trave a sezione quadrata di sostegno viene fissata la parte di modello pesata. Sopra e sotto questa sezione di misura vengono incastrate alle trave delle parti in polistirene azzurro, non pesate, che servono a dare continuità al modello, ovvero a definire le giuste condizioni al contorno. In basso, a un metro da terra, viene posta un'ulteriore sezione di misura, che viene realizzata in carbonio e resina, dove vengono posizionate le prese di pressione al cui interno c'è lo spazio necessario a tutta la strumentazione. Sotto questa parte di misura di pressioni prosegue poi il modello in azzurro necessario ancora una volta a definire le giuste condizioni al contorno.

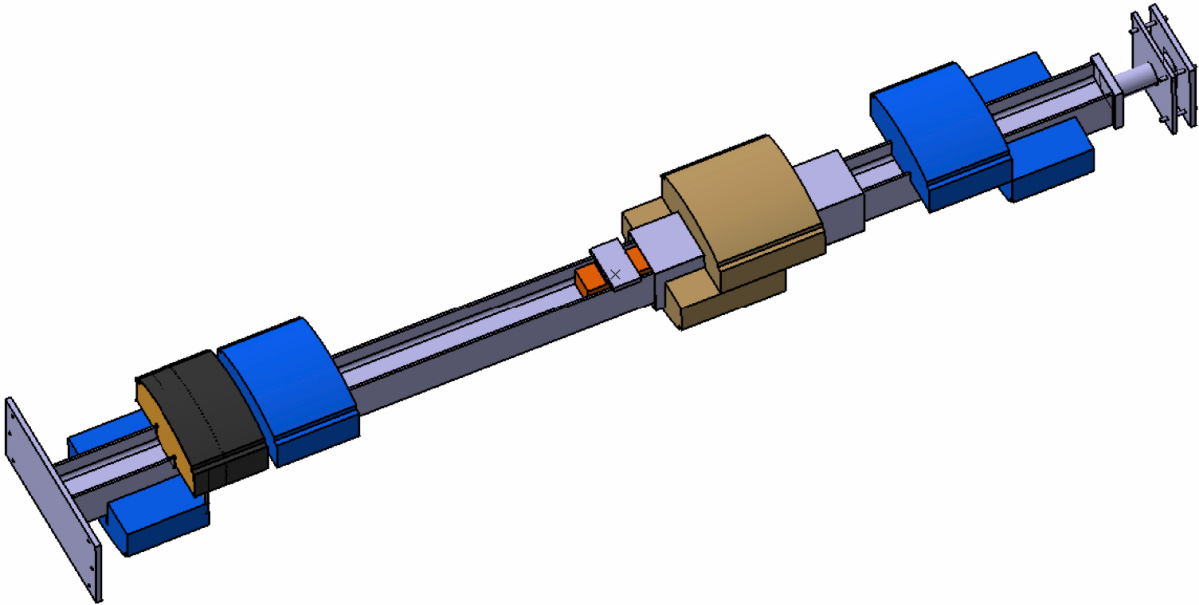
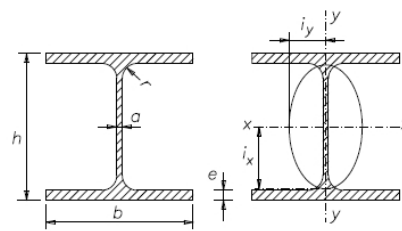


Figura 4.2: CAD completo del modello



Designazione (• profilati non normati)	h mm	b mm	a mm	e mm	r mm	Area S cm ²	Massa lineica P kg/m	Asse xx			Asse yy		
								I_x cm ⁴	W_x cm ³	i_x cm	I_y cm ⁴	W_y cm ³	i_y cm
HE 160 A »	152	160	6	9	15	38,8	30,4	1 673	220	6,57	616	77	3,98
B »	160	160	8	13	15	54,3	42,6	2 492	311	6,78	889	111	4,05
M »	180	166	14	23	15	97,1	76,2	5 098	566	7,25	1 759	212	4,26

Figura 4.3: Trave HE 160

In tutto ciò si sono tenuti presenti due tipi di problemi. Il primo di esercizio, che consiste nel consentire un gdl rotazionale intorno all'asse verticale della struttura per poter indagare i diversi angoli di incidenza evitando deformazioni torsionali della struttura in modo da consentire una lettura pulita della bilancia e non lasciare sforzi aggiuntivi. Questo gdl viene realizzato con un un perno che si infila in una piastra la quale viene vincolata al cielo della camera di prova. Un secondo problema è quello misuristico e geometrico, che corrisponde al fatto di limitare i momenti scaricati sulla bilancia per evitare di uscire dal fondo scala proprio dello strumento. Per ovviare a ciò si progetta il tutto fissando l'asse della bilancia con l'asse del modello stesso. In questo modo tutti i pezzi sono stati lavorati asimmetricamente.

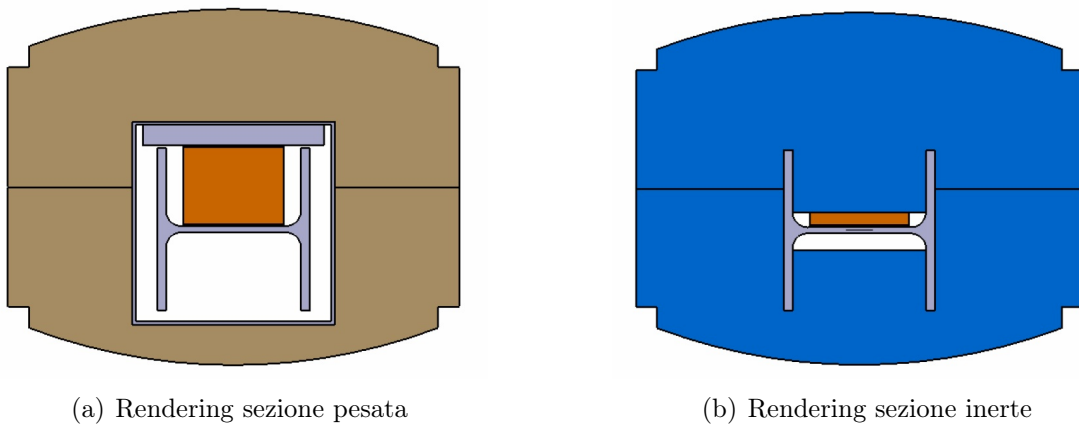


Figura 4.4: Rendering delle due sezioni principali della Torre

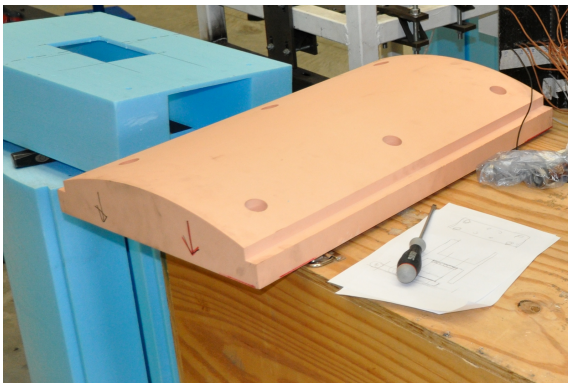
4.1.3 Realizzazione delle componenti costitutive del modello

Per la realizzazione delle parti che formano le condizioni geometriche al contorno, si è scelto come materiale il polistirene che viene lavorato con un apposito macchinario che esegue i tagli per mezzo del filo caldo. In tal modo si riescono a contenere le masse pur garantendo una buona resistenza alle spinte eoliche e si sfrutta la facilità di lavorazione.

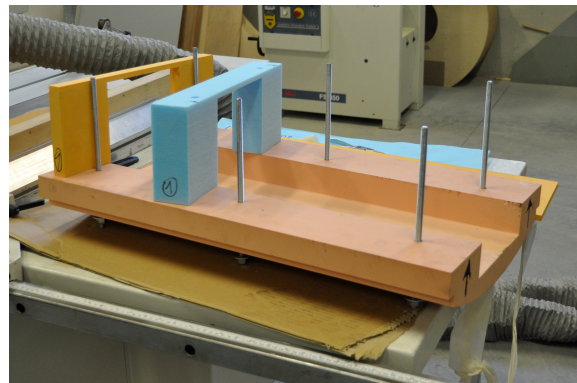
Per quanto riguarda la parte pesata centrale si è scelto come materiale una particolare resina per modelli di colore albicocca in modo da offrire una buona resistenza strutturale, la lavorabilità alla macchina utensile di precisione e un buon afferraggio ai tiranti per le necessità di montaggio del pacchetto comprensivo di bilancia, spessori a traversa e tubo a sezione quadrata, come è mostrato in figura. L'altra sezione di misura, quella relativa alle misure di pressione, è stata realizzata in carbonio e resina (Appendice A). Con la resina si sono costruite le spalle di sostegno, dello stesso profilo della sagoma, sottodimensionate di 3mm, che vincolate alla trave costituiscono l'impalcatura cava all'interno della quale si alloggiano i tubicini delle pressioni, i quick disconnect, gli scanner e i cavi della



Figura 4.5: Taglio al filo caldo della sezione inerte



(a) Parte pesata sopravento



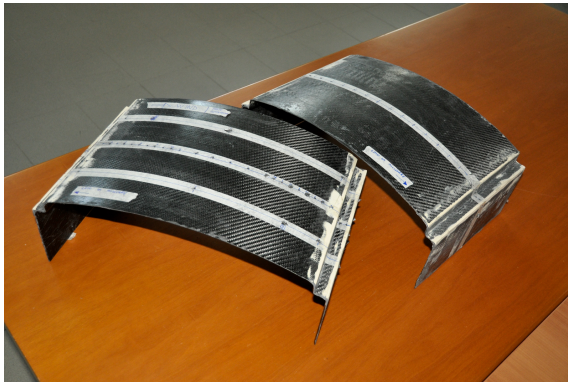
(b) Parte pesata sottovento

Figura 4.6: Realizzazione della parte pesata

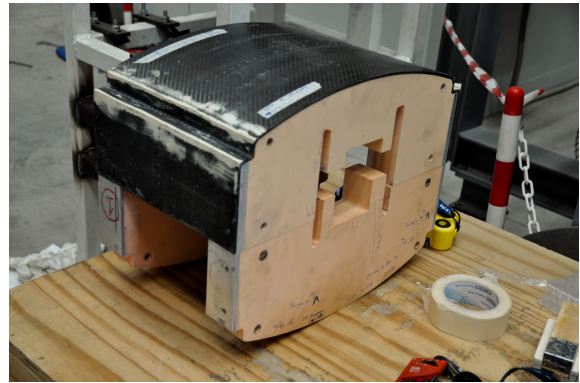
strumentazione. Sopra queste due spalle viene tutto chiuso con due profili di carbonio di tre millimetri di spessore che conferiscono una buona rigidezza al pezzo e permettono di allinearsi con le superfici del resto del modello.

4.2 Taratura bilancia

Prima di eseguire i test in galleria è necessario fare la taratura della strumentazione per verificare la corretta lettura dei segnali. Questo è un aspetto piuttosto arbitrario, ma è consigliabile farlo in via preventiva per esser certi dell'accuratezza in fase di acquisizione dati. In seguito, tramite una matrice di trasformazione, sarà possibile associare al segnale letto dalla bilancia l'esatta misura della forza agente sul modello. La taratura si svolge nella seguente maniera: tramite l'ausilio del carro ponte, di una carrucola e di una corda si applicano dei carichi noti alla bilancia, si legge il segnale e si associa la lettura alla misura corrispondente, tutto ciò per ciascun angolo a cui si vuole provare (Figura 4.8). La matrice



(a) Profili di carbonio lavorati



(b) Carbonio posizionato sulle spalle di supporto

Figura 4.7: Realizzazione delle sezione di misura di pressione

di taratura trovata andrà moltiplicata per il vettore dei segnali ($7 \cdot 1$ in quanto la bilancia è costituita internamente da sette dinamometri estensimetrici) e premoltiplicata per una matrice di trasformazione per avere i valori di forza nel sistema di riferimento desiderato come si vede nell'equazione 4.2.

$$\bar{F} = [H_2]_{6 \cdot 6} \cdot [H_1]_{6 \cdot 7} \cdot \bar{D}_{7 \cdot 1} \quad (4.2)$$

4.3 Allestimento camera di prova Aeronautica

Una volta realizzate tutte le parti del modello, si presenta il momento dell'assemblaggio e della messa in opera del pezzo nella camera di prova. Questo momento risulta alquanto critico a causa delle masse e delle dimensioni in gioco. Dunque si prevede una prima fase in cui con la trave a terra viene fissata la bilancia e calzato il tubo a sezione quadrata. Successivamente, tramite un sistema di carrucole, si issa la trave a i comprensiva del dispositivo di rotazione come mostrato in Figura 4.10.

Una seconda fase prevede prima l'assemblaggio della parte pesata sulla bilancia, tramite incollaggio e, in seguito, l'assemblaggio delle parti in polistirene costituenti le condizioni al contorno e le scocche in carbonio dedicate alle misure di pressione.

Giunti a questo punto dell'assemblaggio si provvede a chiudere la parte pesata, impacchettando il tubo quadro e l'azzurino con l'altra metà di resina albicocca tramite tiranti e a chiudere i buchi dei fori con tappi di polistirene.

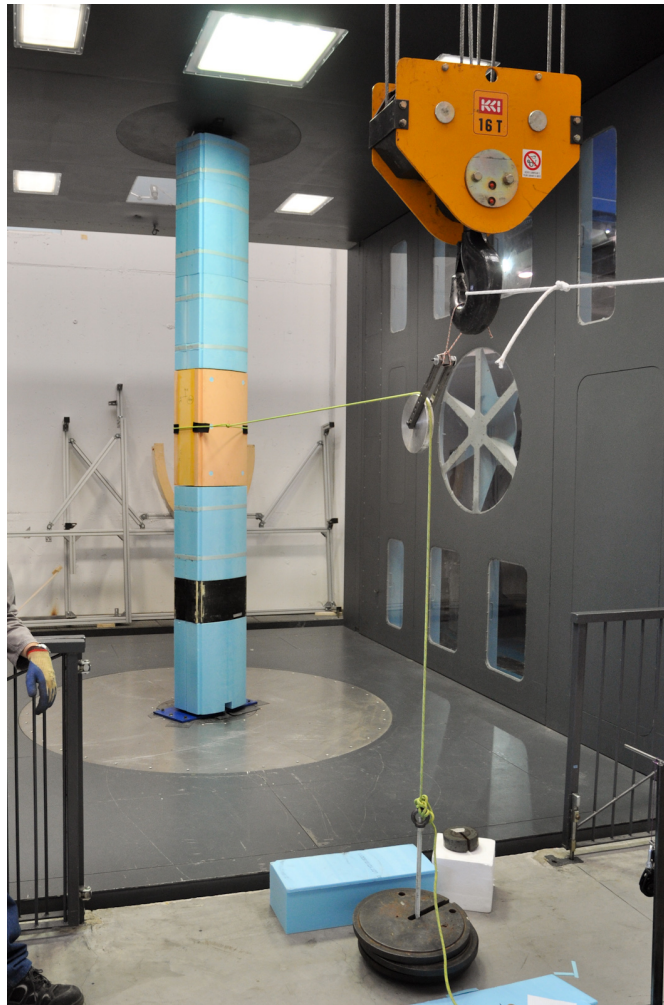


Figura 4.8: Taratura della bilancia di forza

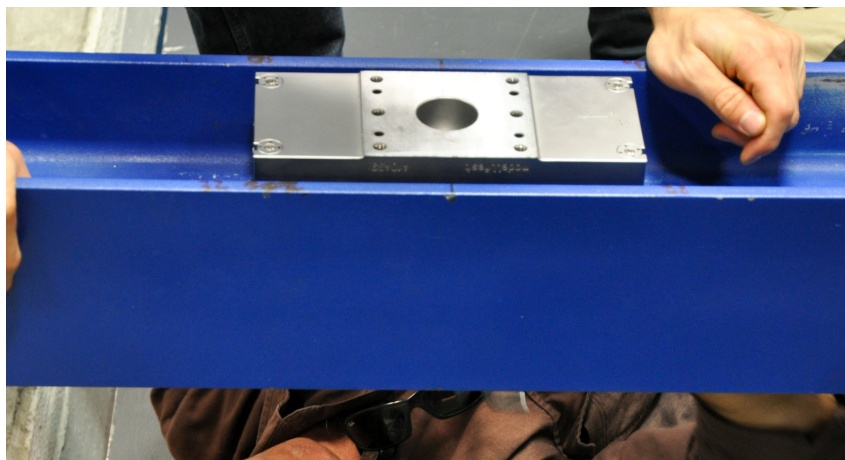


Figura 4.9: Fissaggio della bilancia sulla trave



Figura 4.10: Trave a I in camera di prova, si notano: il sistema di carrucole in alto e il tubo a sezione quadrata calzato sopra la bilancia

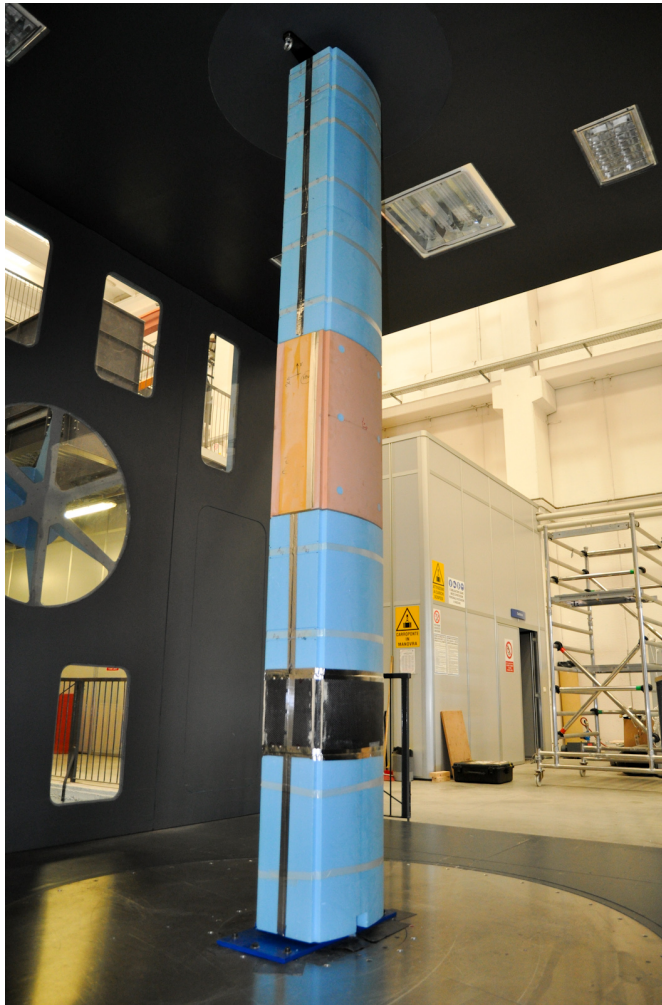


Figura 4.11: Torre FRC completamente assemblata

4.3.1 Proprietà inerziali

- Trave HE160B + cappello perno rotazione: $m = 200kg$
- Traversa bilancia: $m = 10.4kg$
- Tubo a sezione quadrata: $m = 14.2kg$
- Bilancia RUAG: $m = 11kg$
- Modello pesato in resina: $m = 35kg$
- Modello inerte in polistirene: $m = 1,5kg$ al pezzo, 8 pezzi = $12kg$

La massa totale del sistema è di circa $283kg$, quindi la massa lineare è pari a $70.75kg/m$

4.3.1.1 Calcolo frequenze proprie

Importante in fase di progetto, prima della scelta della trave, è il calcolo delle prime frequenze proprie dell'insieme della struttura in modo da evitare di far lavorare l'oggetto nella regione di *lock-in* e quindi salvaguardarlo dalle frequenze di Strouhal vicine a quelle proprie del corpo. Il pezzo finito e montato in camera di prova prevede una schematizzazione del tipo trave incastro-manicotto, ma per semplicità si sceglie di adottare lo schema appoggio-appoggio (Figura 4.12(a)) per il calcolo delle prime frequenze proprie. Si considerano entrambi gli assi della trave, quello forte e quello debole, il quale risulta essere quello vincolante.

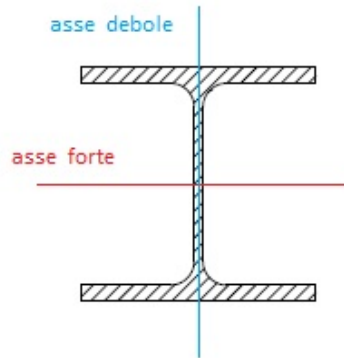
$$\omega_n = \left(\frac{n\pi}{l}\right)^2 \sqrt{\frac{EJ}{\rho A}} \quad (4.3)$$

Nella (4.3) è presente la formula per il calcolo delle prime n frequenza proprie della trave e con i seguenti dati:

- $L=4m$
- $E=2.06 \cdot 10^{11}N/m^2$
- $J_{forte}=2.492 \cdot 10^{-5}m^2$
- $J_{debole}=8.89 \cdot 10^{-6}m^2$
- $A=5.366 \cdot 10^{-3}$
- $\rho = 7800kg/m^3$



(a) Schema per il calcolo delle frequenze proprie



(b) Assi d'inerzia principali della trave

Figura 4.12: Schema utilizzato per il calcolo delle frequenze proprie della trave ad I

si ottengono le prime frequenze proprie nelle due direzioni principali della trave (Figura 4.12(b)) (per il caso di trave nuda) di:

$$f_{forte} = w_{forte}/(2\pi) = 34.4Hz$$

$$f_{debole} = w_{debole}/(2\pi) = 20.5Hz$$

Considerando però la trave con massa lineare maggiorata, ovvero completa del modello e di tutte le masse annesse, la massa lineare aumenta a 70 kg/m circa, dunque si ha una ripercussione negativa sulle frequenze:

$$f_{forte} = w_{forte}/(2\pi) = 26.6Hz$$

$$f_{debole} = w_{debole}/(2\pi) = 15.8Hz$$

Si confrontano ora questi valori con le possibili frequenze di Strouhal raggiunte coi test considerando un numero di Strouhal per corpi tozzi pari a 0.2 che dovrebbe essere costante per il range di Re considerato nell'indagine.

Inoltre bisogna tener presente che il calcolo delle frequenze proprie è stato fatto con un modello semplificato con schema appoggio-appoggio. Per considerare invece lo schema incastro-manicotto, Figura 4.13, si deve utilizzare l'opportuno coefficiente correttivo ($\beta=1.85$, equazione 4.4 [6]) arrivando così alle seguenti frequenze proprie:

$$f_{forte} = 26.6Hz \cdot 1.85 = 49.51Hz$$

$$f_{debole} = 15.8Hz \cdot 1.85 = 29.3Hz$$

Come si nota nella tabella 4.1, con queste frequenze proprie la condizione di *lock-in* non si manifesta mai, quindi si è in sicurezza per operare alla massima velocità del vento scelta per la prova, 54m/s.

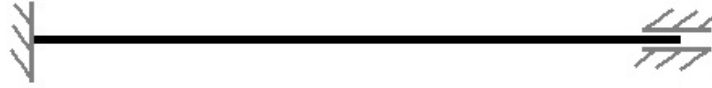


Figura 4.13: Schema di calcolo corretto delle frequenze proprie con i reali vincoli della struttura

$$\omega_n = \beta \left(\frac{n\pi}{l} \right)^2 \sqrt{\frac{EJ}{\rho A}} \quad (4.4)$$

Tabella 4.1: Frequenza di Strouhal al variare della velocità

$V[m/s]$	f_{St}
0	0
5	2
10	4
15	6
20	8
25	10
30	12
35	14
40	16
45	18
50	20
55	22

Si è calcolato inoltre una possibile deflessione della trave sotto una spinta del vento pari a 100kg/m considerando il caso a 54 m/s e con $C_d=1.8$ ovvero quando si presenta il distacco di vortici. La traslazione orizzontale nel punto di mezzeria della trave risulta circa 0.3 mm.

4.3.2 Set-up di misura

Durante la campagna di prove sono state effettuate diverse misure che possono essere raggruppate in due unità:

- Misure sul modello pesato: forze. Non interessa studiare l'interazione dinamica tra pilone e vento, dunque il modello realizzato è rigido e non aeroelastico. Esso reagisce quasi staticamente alle forze aerodinamiche, cioè riproduce fedelmente la geometria esterna del pilone, ma non le sue caratteristiche elastiche, smorzanti e inerziali.

- Misure sulla parte fissa: pressioni Il modello è stato strumentato per la misura delle pressioni in diversi punti della superficie esterna, allo scopo di avere una rappresentazione del campo di moto del fluido e per fornire ulteriori dati sperimentali per la validazione del modello numerico.

Oltre ovviamente alle grandezze misurate usualmente durante le prove in galleria del vento quali la velocità del flusso indisturbato, la densità dell'aria, la temperatura e tutte le proprietà fisiche inerenti.

Accelerometri

Nella Figura 4.14 si nota il posizionamento degli accelerometri sull'anima della trave: uno sull'asse forte e uno sull'asse debole. Sono in questa posizione e altezza per campionare correttamente le accelerazioni lungo entrambi gli assi del modello. Sono inoltre utilizzati per ricavare lo smorzamento strutturale del modello (capitolo 5.1.2).



Figura 4.14: Accelerometri posizionati sulla trave

Bilancia di forza

Nella Figura 4.15 si nota la disposizione dei componenti della parte pesata; vengono inoltre raffigurate le convenzioni di segno adottate.

Il set-up della bilancia dinamometrica è visibile sia nella Figura 4.15, dove sono evidenziate le convenzioni di segno, sia nella Figura 4.16. La bilancia è in grado di fornire le misure delle forze aerodinamiche sulla sezione, in termini di lift, drag e momento, in funzione dell'angolo di incidenza della vena fluida.

La bilancia dinamometrica utilizzata è la RUAG 192-6L; tale bilancia, specifica per applicazioni in Galleria del Vento, condizionata mediante centralina estensimetrica HBM

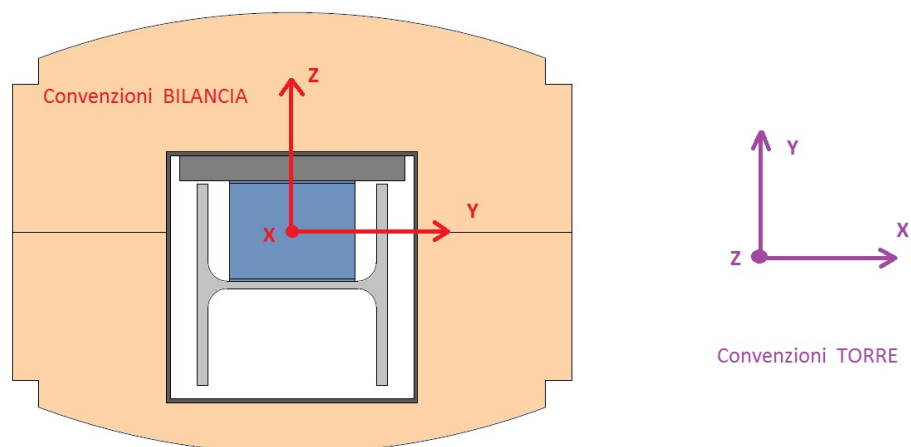


Figura 4.15: Convenzioni adottate per le misure

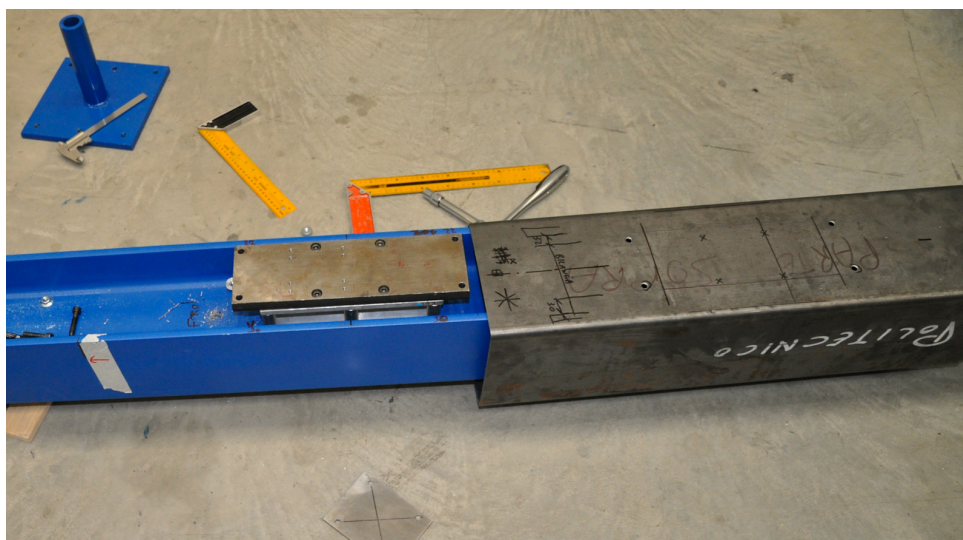


Figura 4.16: Prova di montaggio bilancia

Amplifier System MGC ha un elevatissimo livello di accuratezza e ripetibilità. Le forze vengono calcolate sulla base di sette punti di misura, costituiti ognuno da estensimetri con un collegamento a ponte intero. I segnali in uscita dalla centralina sono acquisiti da una morsettiera direttamente collegata alla scheda di acquisizione montata sul PC utilizzato per registrare i dati. Più in dettaglio tutte le prove sono state acquisite con una frequenza di campionamento di 200Hz e un tempo di acquisizione pari a $T = 60\text{s}$. Trattandosi di prove stazionarie a bassa turbolenza, è stato considerato il valore medio di forza nella finestra acquisita.

Nella Figura 4.16 e nella Figura 4.17 si nota come la bilancia sia vincolata rigidamente alla trave e come il modello venga accoppiato ad essa in modo sospeso tramite il tubo quadro che costituisce lo scheletro sui cui è montato a sandwich il modello in resina e polistirene.

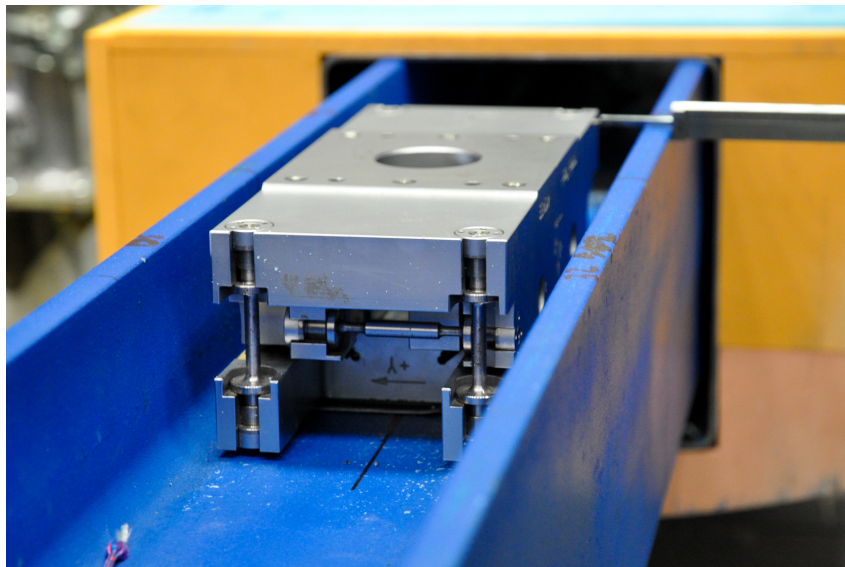


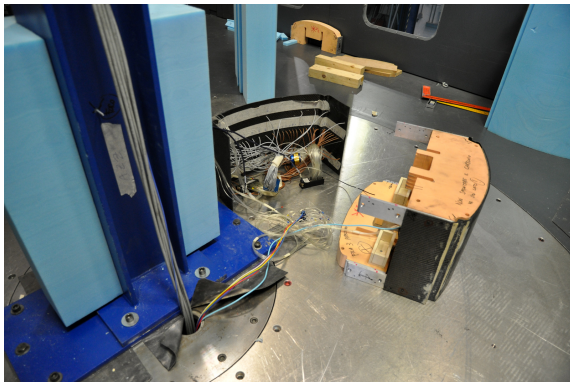
Figura 4.17: Posizionamento della bilancia

Prese di pressione

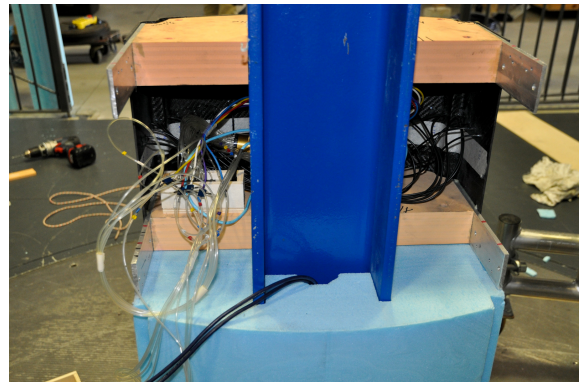
Per quanto riguarda le prese di pressione, è stata posizionata una sezione apposita nel modello nella quale si è studiato un sistema che prevedesse al suo interno lo spazio per l'alloggiamento di tutta la strumentazione.

Per l'acquisizione dati si sono utilizzati 3 scanner ad alta frequenza di campionamento ($200Hz$) per un totale di 96 prese di pressione distribuite in modo non simmetrico lungo il profilo della torre. Si è scelto di infittire la parte sottovento per cercare di cogliere meglio ciò che determina poi la scia e in base alle simulazioni CFD (Figura 4.19) si è analizzato il campo medio di pressioni notando un andamento particolare nelle zone in prossimità degli spigoli e nei raccordi tra questi e le curvature quindi si è deciso di infittire ulteriormente in queste posizioni. Inoltre, per verificare la bidimensionalità del flusso, si è scelto di distribuire alcune prese su altre due corone così dette di controllo distanziate di 10 cm a destra e sinistra della corona d'acquisizione principale.

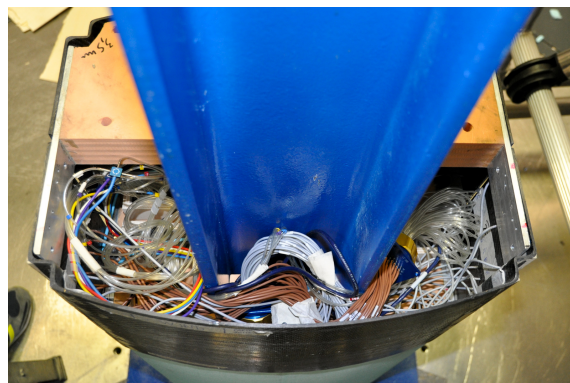
Una volta forato il guscio in carbonio, per ogni punto di interesse è stato infilato dall'interno del treno un tubicino di gomma, Figura 4.20, questi tubicini sono stati numerati e collegati a un *quick - disconnect*. Il dispositivo permette di connettere ogni tubo al canale di acquisizione corretto senza avere la necessità di dover installare nel pilone lo scanner delle pressioni durante la fase di preparazione delle prove. Il *quick - disconnect* viene infine collegato allo scanner di pressione tramite un collegamento filettato poco prima di eseguire la sessione di prova. Le misure di pressione sono state effettuate mediante l'uso del *DTC Initum*, un sistema di acquisizione dati che supporta scanner di pressione elettronici ad elevata velocità di scansione e di piccole dimensioni. Quest'ultima caratteristica dei trasduttori è molto importante in quanto ha permesso l'installazione degli strumenti all'interno del modello, in modo da limitare la lunghezza dei tubi e poter così



(a) Prese di pressione pronte per essere montate sul modello



(b) Montaggio del primo semiguscio



(c) Aspetto finale della zona con prese di pressione

Figura 4.18: Montaggio delle prese di pressione sul modello

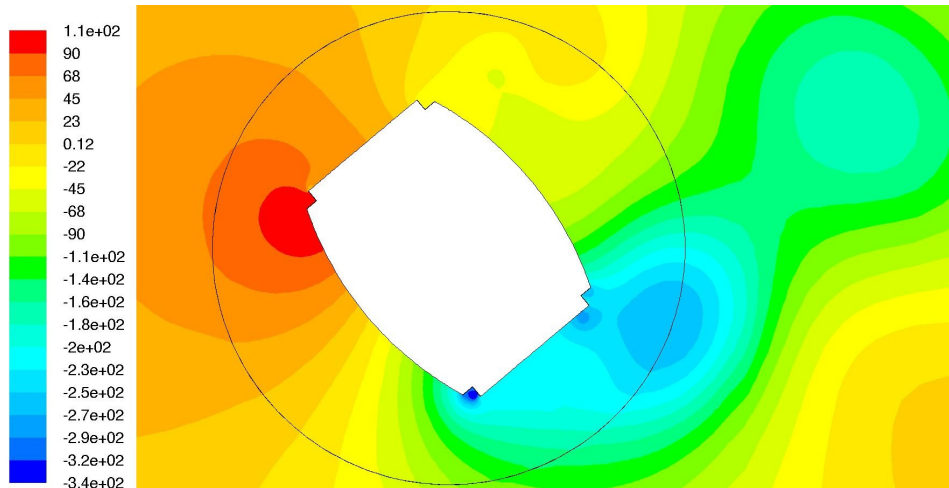


Figura 4.19: Campo di pressioni attorno alla sezione in presenza di distacco di vortici

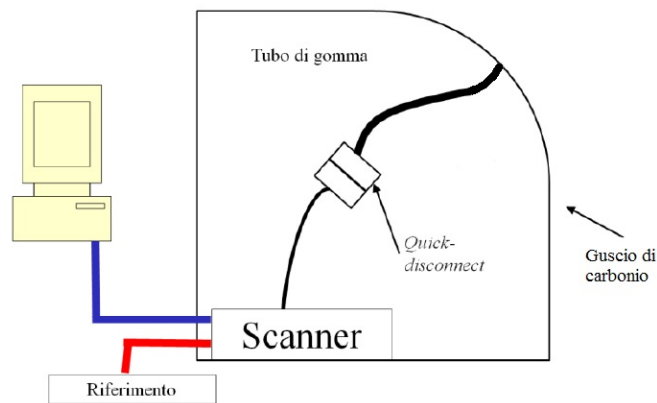


Figura 4.20: Schema della catena di misura delle prese di pressione

avere un'elevata banda passante. Sono stati utilizzati 3 scanner a 32 porte di tipo ESP-32, due con fondo scala di $1.5bar$ e 1 con fondo scala di $2.5bar$. All'interno di ciascuno scanner sono presenti 32 trasduttori di pressione al silicio costituiti da un diaframma sul quale sono montati quattro piezoresistori che, collegati con una configurazione a ponte di Wheatstone, generano un segnale di output proporzionale alla differenza di pressione sulle due facce.

Calcolo del coefficiente di pressione C_p

I dati di pressione ottenuti dalle prove in Galleria del Vento sono trattati in forma adimensionale come coefficienti di pressione locali nei valori istantanei e medi, rispettivamente definiti come:

$$C_p = \frac{p - \bar{p}_s}{q_H} \quad (4.5)$$



Figura 4.21: Torre FRC in Galleria del Vento

$$\overline{C_p} = \frac{\overline{p} - \overline{p_s}}{\overline{q_H}} \quad (4.6)$$

dove p [Pa] è la pressione locale statica a parete misurata dal trasduttore, $\overline{p_s}$ [Pa] è la pressione statica media di riferimento del flusso indisturbato e $\overline{q_H} = 0.5\rho U^2$ [Pa] è la pressione dinamica media alla quota di riferimento letta dalla strumentazione in galleria. Per le successive rappresentazioni del C_p si è scelta una velocità d'incidenza del flusso di 30m/s in quanto per tale valore di velocità gli scanner si trovano a lavorare a circa metà del loro fondoscala per tanto si è più certi dell'accuratezza della misura.

Calcolo del coefficiente di drag tramite l'integrale delle pressioni

Dal momento che il modello è strumentato sia con la bilancia che con gli scanner di pressione è possibile ricavare i coefficiente aerodinamici o tramite la definizione (equazione 2.3) oppure tramite integrale delle pressioni. Se si ragiona su una singola corona di prese di pressione, di spessore unitario ($b = 1$), il coefficiente di drag dato dalla definizione dei C_p , proiettati in direzione del vento risulta:

$$C_D = \frac{\left(\frac{1}{2}\rho\overline{V^2}\right) \oint C_{pV} ds}{\left(\frac{1}{2}\rho\overline{V^2}\right) \cdot D \cdot 1} \quad (4.7)$$

Dove \bar{V} è la velocità media de vento che investe il modello all'altezza di riferimento e D una dimensione trasversale caretteristica. Poiché dalle prove in galleria del vento si ottengono un numero discreto n di valori di C_p , si discretizza l'equazione 4.7:

$$C_D = \frac{\sum_{i=1}^n C_{pi} \cdot \cos(\theta_i) \cdot s_i}{D} \quad (4.8)$$

dove s_i rappresenta la distanza tra due prese di pressione contigue e θ_i è l'inclinazione della normale alla superficie. Si nota quindi come il coefficiente di drag è direttamente legati ai valori di pressione misurati.

4.4 Allestimento camera di prova Civile

L'allestimento delle prove sperimentali in camera a bassa velocità si differenzia da quello esposto in precedenza, per la camera ad alta velocità, a causa della diversa configurazione del dominio di prova. La diversità sostanzialmente giace nel modo in cui la torre è stata vincolata agli estremi. Infatti in questo caso, per motivi strutturali propri della galleria, non è stato possibile sfruttare il cielo della galleria per ancorare la sommità della struttura tramite un dispositivo a manicotto. Pertanto si è imbullonata la struttura a terra lasciandola libera all'estremo superiore. A seguito di prove impulsive tramite le quali si sono calcolate le frequenze proprie della torre, si è scelto di aumentare la rigidezza complessiva ponendo degli stralli. Questo infatti ha permesso di porsi in sicurezza rispetto alle frequenze di eccitazioni indotte da un possibile innesco di *vortex shedding*. Facendo brevemente il calcolo, per la massima velocità di progetto per queste prove, 15,4 m/s, considerando un numero di Strouhal pari a 0.185, si ha:

$$f_s = \frac{S_t * V}{D} = 6.2 \quad (4.9)$$

Dunque avendo posto quattro stralli in lungo le diagonali come si osserva in Figura 4.22, si è ottenuta una frequenza propria lungo l'asse debole pari a 7,4 Hz.

Dal momento che la struttura in esame doveva poter essere ruotata in modo da analizzarne il comportamento per i diversi angoli di incidenza, si è sfruttata la tavola rotante (cerchio scuro in Figura 4.23) che è integrata nel pavimento stesso della Galleria del Vento.

4.4.1 Strumentazione

Il modello è stato strumentato in modo assolutamente uguale a quello delle prove in camera aeronautica, Capitolo 4.3. Unica differenza sta nelle prese di pressione, come si descriverà in seguito.

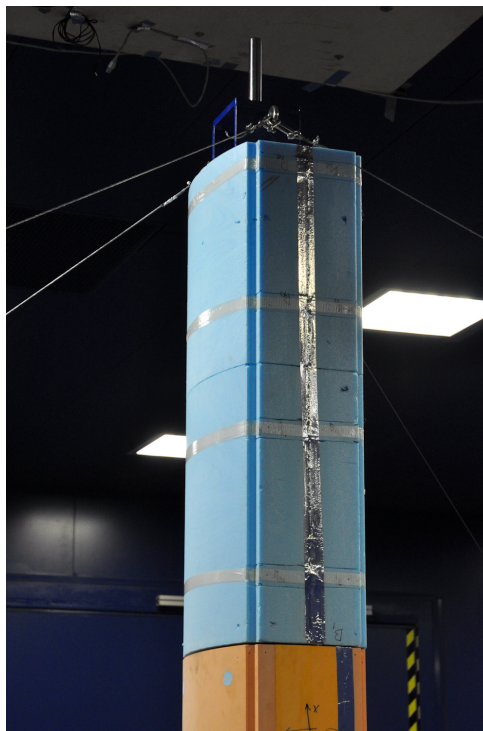


Figura 4.22: Particolare degli stralli posti sulla trave



Figura 4.23: Setup completo nella camera di prova a bassa velocità

Prese di pressione

La strumentazione resta sostanzialmente identica a quella utilizzata nelle prove ad alta velocità, con una differenza per quanto riguarda l'acquisizione delle pressioni. Infatti, purtroppo, si sono verificati dei problemi tecnici per i quali non è stato possibile sfruttare tutte le prese di pressione alloggiata nella parte in carbonio, pertanto, potendo sfruttare solo uno scanner di acquisizione, si è scelto di considerare solo la corona di prese centrale per un totale di 32 prese strumentate distribuite in modo uniforme lungo il perimetro della sezione. Da sottolineare che in questo caso lo scanner utilizzato è diverso rispetto alla tipologia di quelli utilizzati nelle prove in camera aeronautica, infatti è usato tipicamente per prove a bassa velocità dal momento che ha un fondo scala minore. Per questo motivo, nell'analisi dei dati ricavati tramite le prese di pressione, verrà preferita la velocità di 8 m/s, dal momento che si colloca nel mezzo del fondo scala dello strumento in modo da garantire una buona misura.

Capitolo 5

Risultati sperimentali

IN questo capitolo vengono esposti i risultati dell'attività sperimentale effettuati sul modello sezionale della torre FRC in camera di prova aeronautica e in camera di prove civile, caratterizzate da diversi livelli di turbolenza e range di velocità (Capitolo 2.1).

5.1 Test in camera di prova Aeronautica

La Figura 5.1 riporta le convenzioni di segno del modello e le direzioni dell'asse debole (y) e dell'asse forte (x) della trave.

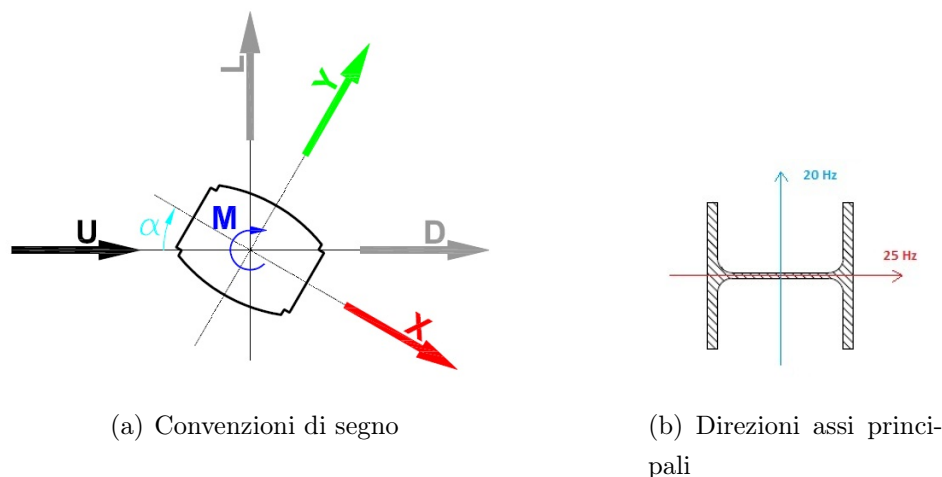


Figura 5.1: Convenzioni di segno

In Figura 5.2 si riporta la polare del coefficiente di drag, ricavate da misure sulla bilancia di forza, per tutti gli angoli d'attacco ai quali sono state effettuate le prove. Il modello è simmetrico lungo i due assi principali, quindi, i valori dei coefficienti aerodinamici coincidono per la maggior parte degli angoli di esposizione al flusso. Per questa ragione d'ora in poi verranno presentati grafici soltanto per angoli d'esposizione compresi tra 0 e 90°.

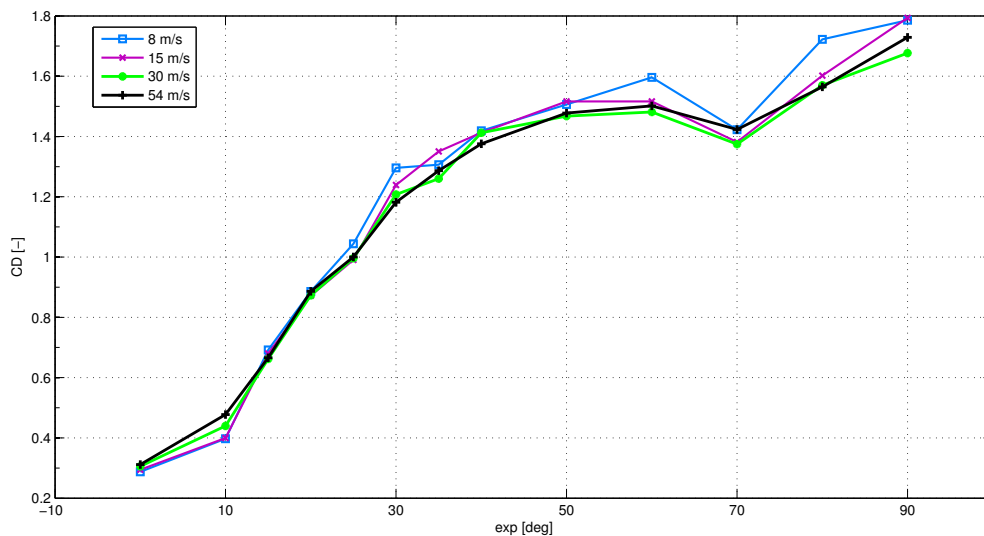


Figura 5.3: Andamenti del coefficiente di drag in funzione dell'angolo d'attacco al variare della velocità da misure di forza

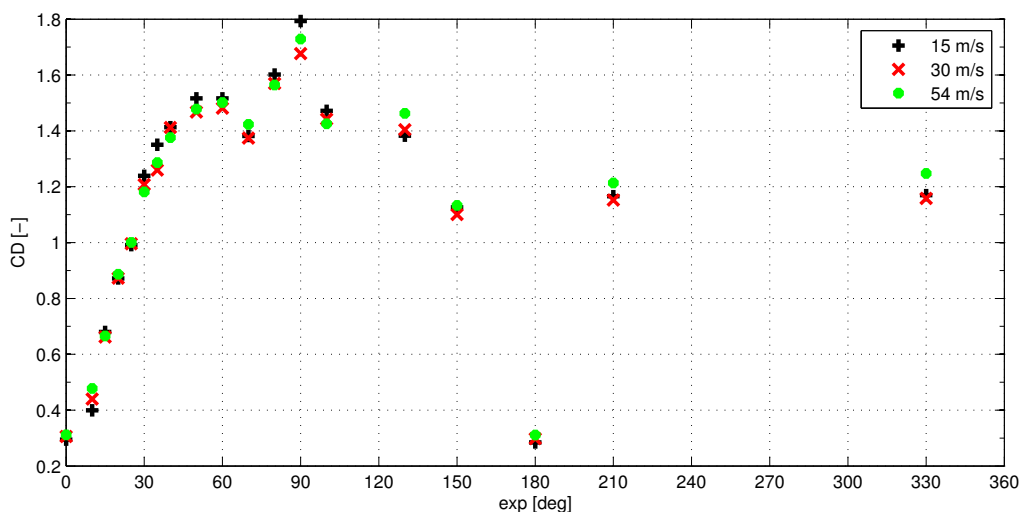


Figura 5.2: Coefficiente di drag al variare della velocità da misure di forza

In Figura 5.3 e in Figura 5.4 sono rappresentate le curve polari dell'andamento dei coefficienti di drag e di lift al variare della velocità del vento incidente. Si nota come le curve abbiano un andamento simile per la maggior parte degli angoli d'incidenza della vena fluida e si trova sempre la soluzione ad alto drag e con *vortex shedding*.

In Figura 5.5 si possono osservare le curve polari del coefficiente di drag ricavate tramite l'integrale delle pressioni (la procedura per il calcolo del coefficiente di drag tramite integrali di pressione è esposta in 4.3.2): anche in questo caso, si è sempre colta la soluzione ad alto drag e con *vortex shedding*. Inoltre nella Figura 5.6 si può vedere un diretto confronto tra le misure ricavate dalla bilancia e da quelle da integrazione di pressioni per

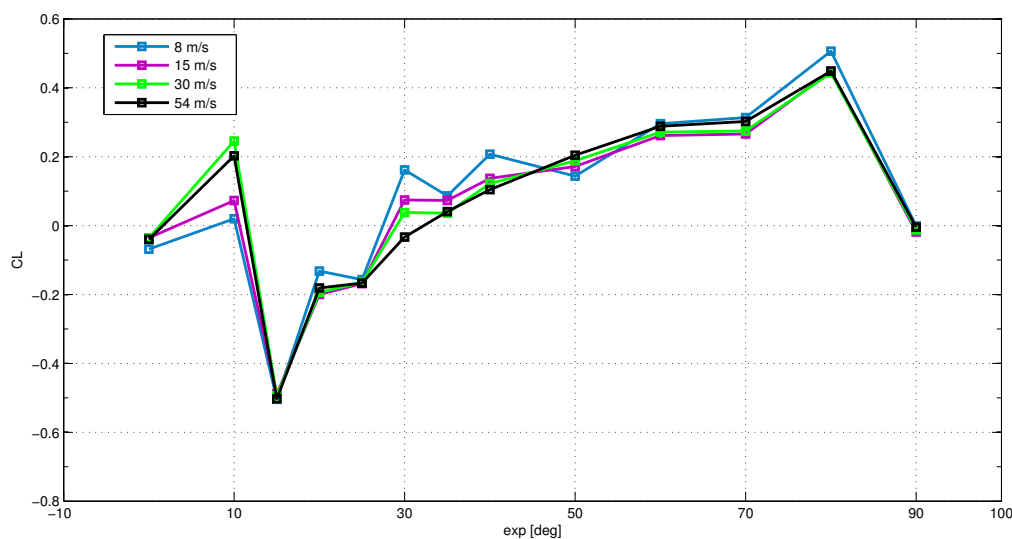


Figura 5.4: Andamenti del coefficiente di lift in funzione dell'angolo d'attacco al variare della velocità da misure di forza

due diverse velocità: le soluzioni sono praticamente coincidenti: le prese di pressione sono distribuite in modo e numero sufficiente per descrivere il fenomeno. Inoltre la concordanza tra le misure di forza e integrale delle pressioni permette di affermare che lo *shear stress* risulta ininfluenza nel calcolo delle forze aerodinamiche. Questo perché nonostante misurando solamente la componente di sforzo normale tramite gli scanner, e tralasciando quindi la componente tangenziale, si ricalcano gli stessi valori dei coefficienti aerodinamici. E' evidente che si rientra per tanto nella definizione di *bluff body* (1.1.1). Dal momento che le sezioni di misura di forza e pressioni si trovano a una distanza sufficientemente ampia da poter ritenere che il flusso incidente su una non influenzi l'altra, si può asserire la bidimensionalità del flusso come si vedrà nel Paragrafo 5.1.4.

In Figura 5.7 e in Figura 5.8 si riportano i confronti a pari numero di Reynolds con le FOT. Le curve si discostano leggermente tuttavia si nota come è stato ricalcato l'andamento ad alto coefficiente di drag. Questo può essere spiegato in quanto nonostante l'uguaglianza del numero di Reynolds queste prove si differenziano dalle precedenti in quanto la turbolenza è un ordine di grandezza inferiore (Capitolo 1.1.2.1). Da questa analisi emerge come le condizioni al contorno possano influenzare l'andamento dei coefficienti.

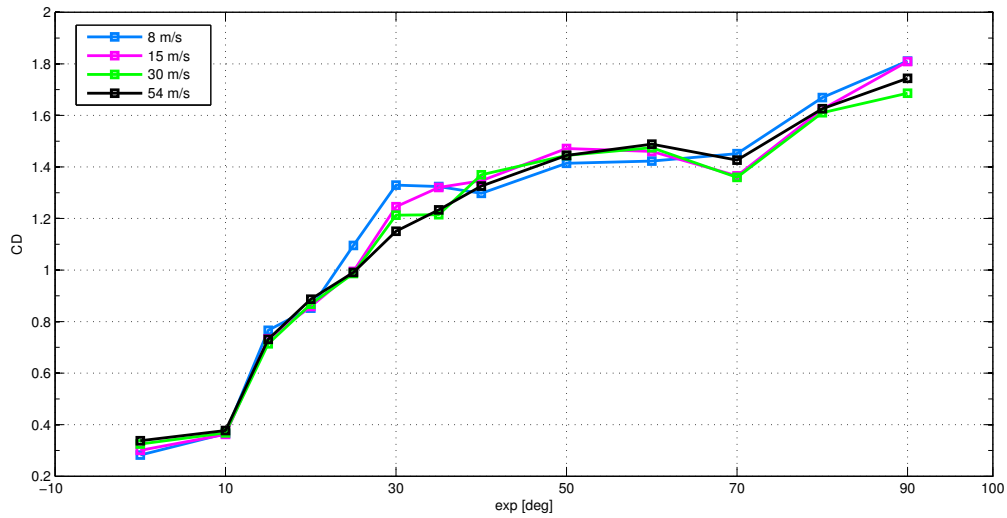


Figura 5.5: Andamenti del coefficiente di drag in funzione dell'angolo d'attacco al variare da integrale delle pressioni

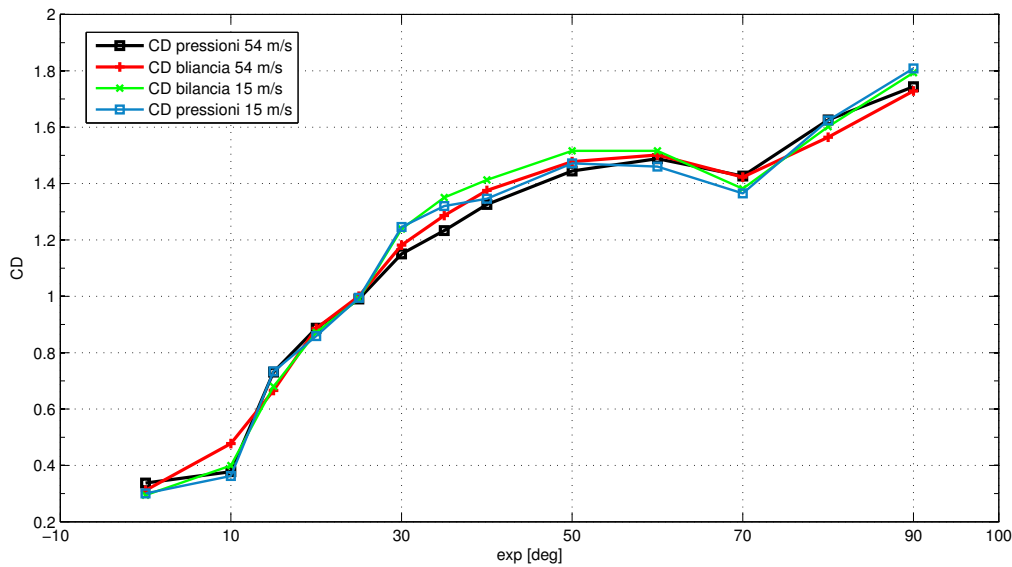


Figura 5.6: Confronto tra l'andamento del coefficiente di drag ottenuto tramite l'integrale delle pressioni e quello ricavato da misure di forza

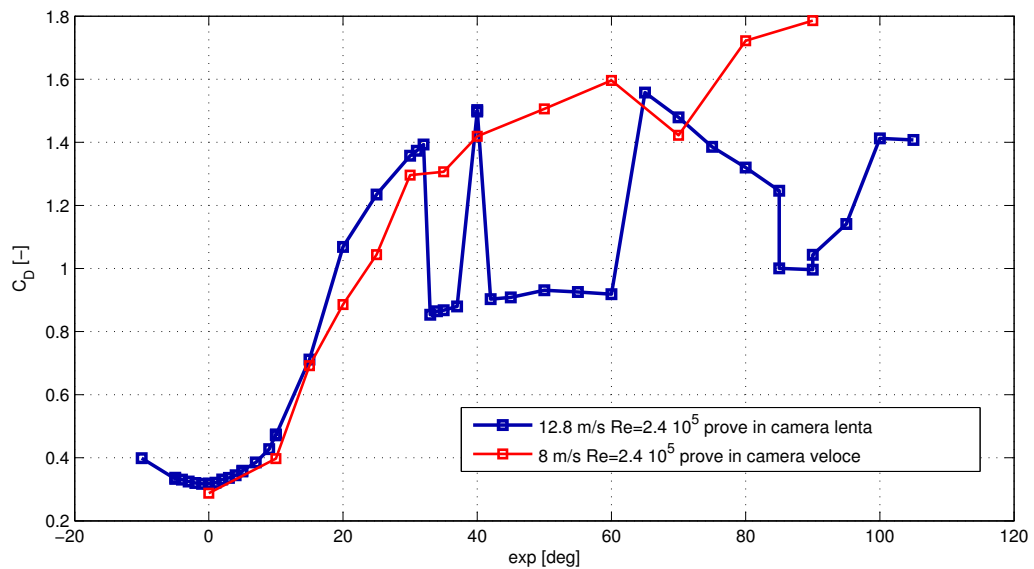


Figura 5.7: Confronto tra il coefficiente di drag ottenuto dalle prove sul modello in scala 1/18 e quello ricavato dalle prove FOT (Capitolo 2.3)

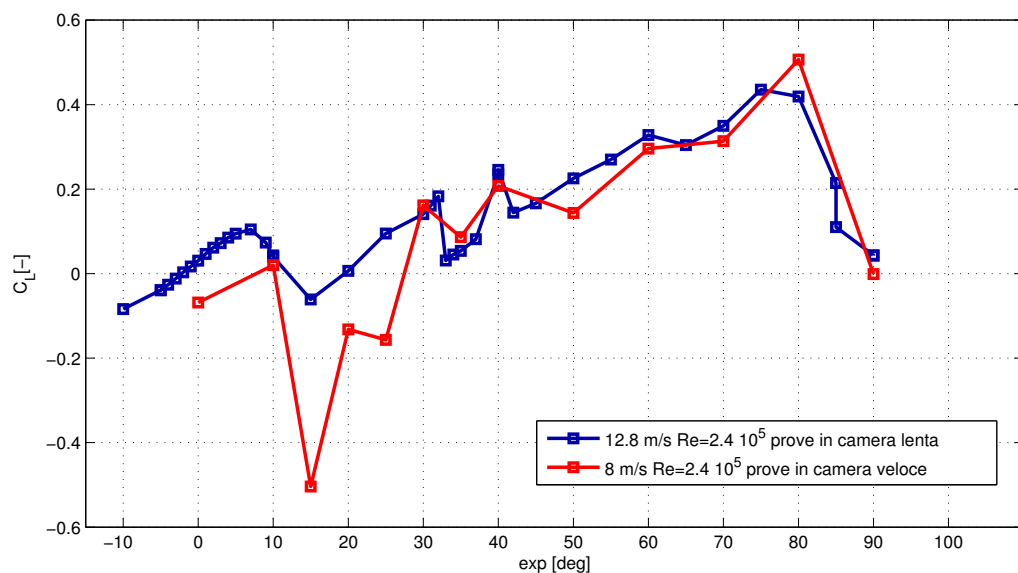


Figura 5.8: Confronto tra il coefficiente di lift ottenuto dalle prove sul modello in scala 1/18 e quello ricavato dalle prove FOT (Capitolo 2.3)

5.1.1 Aumento di rugosità sul modello

Nell'indagine sperimentale che concerne questo lavoro non sono stati ricalcati i risultati ottenuti sia sperimentalmente in camera lenta, sia numericamente con la CFD. Si è pertanto ipotizzato che la rugosità superficiale del modello è minore rispetto a quella delle precedenti prove. Come si è enunciato nel capitolo 1.1.2.1 questo parametro influenza direttamente il numero di Reynolds che vede il modello, facendolo aumentare o diminuire localmente. Quindi si è pensato di ricoprire il modello con una rete metallica, della giusta dimensione (ESDU 80025) per aumentare la scabrezza superficiale, come visibile in Figura 5.9.

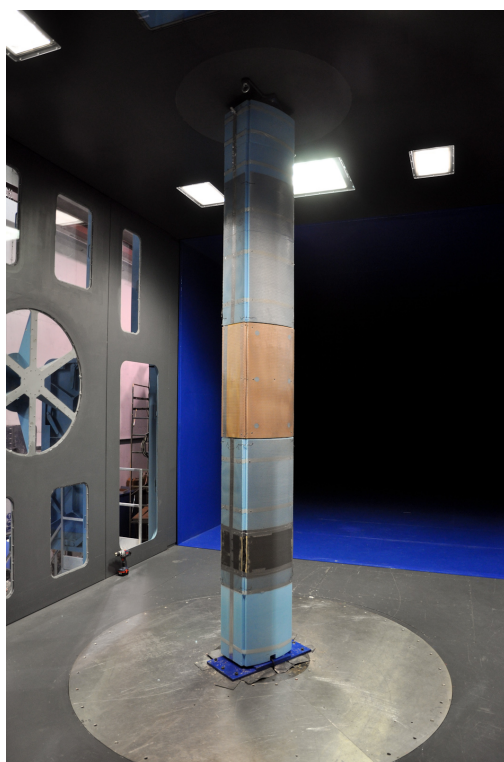


Figura 5.9: Aumento della rugosità del modello tramite apposizione di griglia metallica

In Figura 5.10 si riportano i risultati di questa nuova prova, solo per la massima velocità (54 m/s) in quanto questo espediente è atto ad aumentare il numero di Reynolds il più possibile. Si nota però come non ci sia stato praticamente nessun cambiamento nel comportamento del modello: è stata ritrovata la soluzione ad alto drag con coefficienti aerodinamici molto simili a quelli precedenti. Quindi l'aumento di rugosità apportato al corpo non è stato sufficiente a variare significativamente il Reynolds locale.

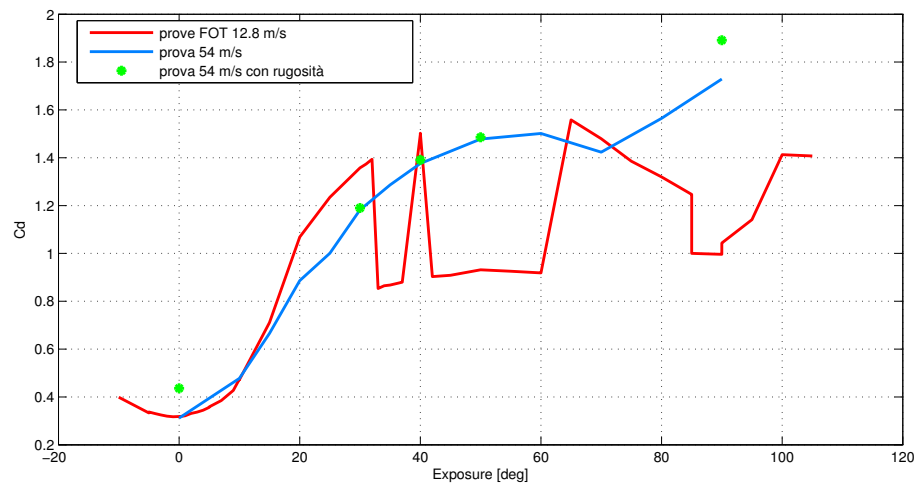


Figura 5.10: Confronto tra il coefficiente di drag ricavato con l'apposizione di rugosità superficiale sul modello e quello ricavato dalla prova a 54 m/s

5.1.2 Calcolo frequenze proprie e smorzamento strutturale

Durante le prove effettuate, per alcuni angoli, si è presentato il fenomeno di *lock-in* alla piena velocità della vena fluida ($54m/s$). Quindi si è reso necessario verificare le proprietà del modello in esercizio: di seguito tramite i segnali degli accelerometri vengono calcolate le reali frequenze proprie e lo smorzamento strutturale del sistema. Per questo calcolo si è scelta una prova in transitorio in cui la velocità della vena fluida varia da $54 m/s$ (piena potenza dei motori della Galleria del Vento) al completo azzeramento e un angolo di incidenza di 50° per il quale vengono eccitate le frequenze di entrambe le direzioni principali della trave. In Figura 5.11 è presente la storia temporale dell'accelerometro y posto lungo l'asse debole y (4.3.2).

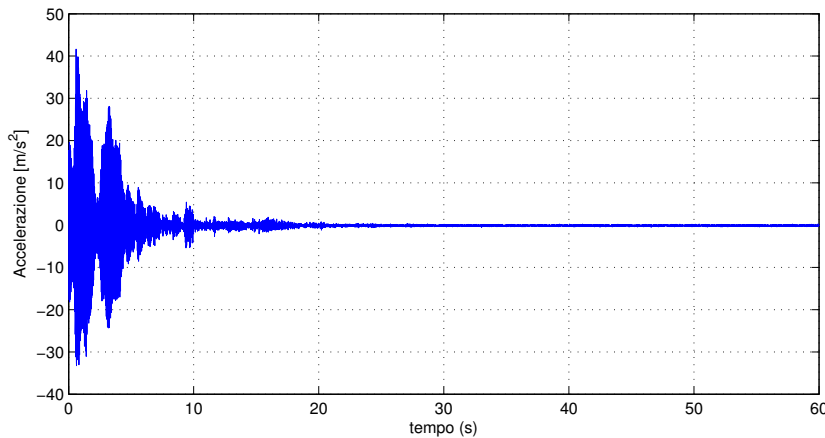


Figura 5.11: Storia temporale accelerometro posto su asse y della trave

In Figura 5.12 compare lo spettro della storia temporale dell'accelerazione campionata lungo l'asse debole. Si nota come la frequenza di $20Hz$ sia l'unica con una presenza rilevante nello spettro: questa è la prima frequenza propria di oscillazione della trave lungo questo asse. Si vuole conseguentemente calcolare lo smorzamento strutturale applicando la trasformata di Hilbert.

Grazie alla trasformata di Hilbert si ricava che lo smorzamento strutturale per la frequenza di $20Hz$ è $\xi = 0.0015$. Il basso valore di smorzamento adimensionale si concretizza in un basso valore del Numero di Scruton (equazione (1.8)). Sempre dalla equazione (1.8) con $\xi = r/r_{cr} = 0.0015$, $m = 70kg$ $\rho = 1.17$ risulta che $Sc = 2.8$. E' un valore piuttosto basso, per evitare oscillazioni dovrebbe essere superiore a 10 [11]. Si eseguono le stesse operazioni per l'accelerometro posto lungo l'asse forte. Nelle Figure 5.13 e 5.14 sono rappresentati storia temporale e spettro dell'accelerazione lungo l'asse x della trave.

In questo caso la prima frequenza propria risulta essere di $25Hz$, maggiore rispetto alla precedente, in quanto il momento d'inerzia dell'asse x è di circa un'ordina grandezza superiore (Capitolo 4.3.1.1). Per questa frequenza lo smorzamento strutturale ξ risulta

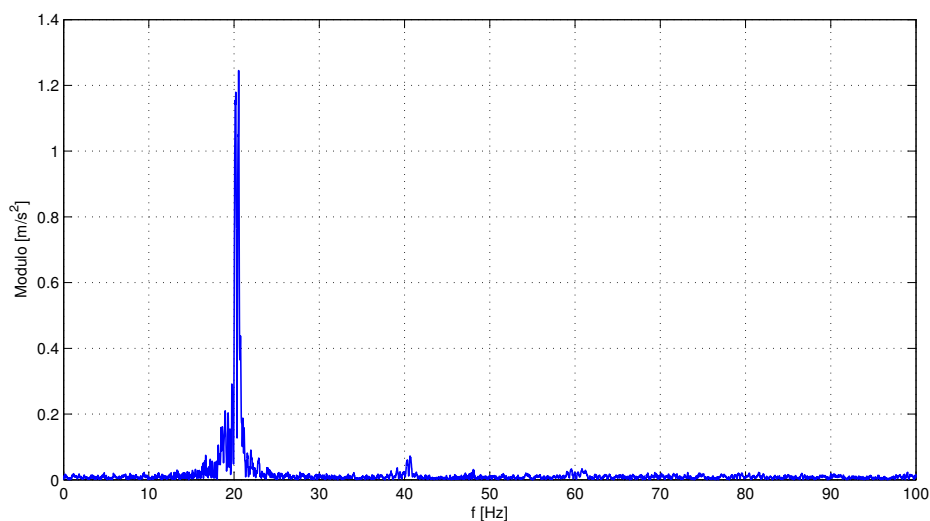


Figura 5.12: Spettro dell'accelerazione lungo l'asse y della trave

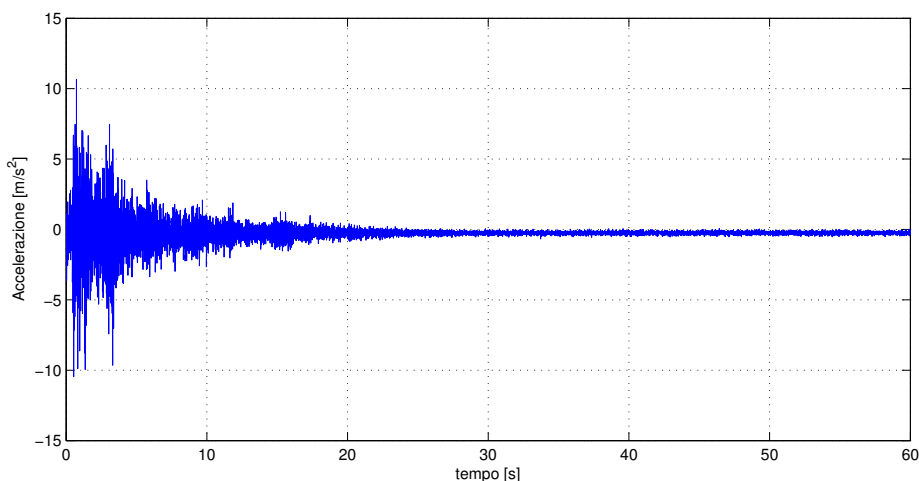


Figura 5.13: Storia temporale accelerometro posto su asse x della trave

uguale a 0.00082, mentre il numero di Scruton è di 1.55. Anche per questo asse il numero di Scruton è piuttosto basso, quindi in caso di *lock-in* il modello presenterà vibrazioni. In Tabella 5.1 è presentato un riassunto di quanto calcolato finora.

Tabella 5.1: Caratteristiche smorzanti del modello

Asse	Frequenza propria stimata [Hz] (4.3.1.1)	Frequenza propria calcolata [Hz]	Smorzamento adimensionale ξ	Numero di Scruton
x, forte	49	25	0.00082	1.55
y, debole	29	20	0.0015	2.8

Una tale discrepanza tra frequenza propria stimata e frequenza propria calcolata tra-

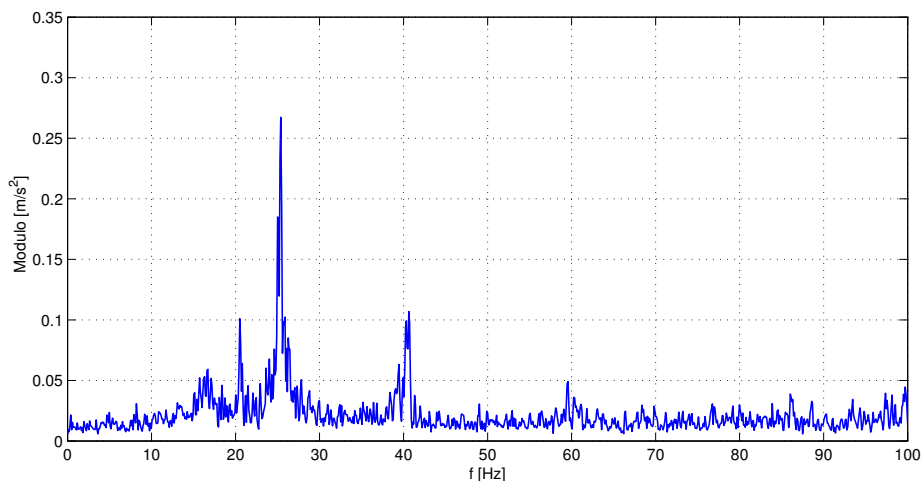


Figura 5.14: Spettro dell'accelerazione lungo l'asse x della trave

mite le prove sperimentali è da attribuirsi principalmente alla grande cedevolezza che i vincoli hanno dimostrato durante le prove.

5.1.3 Analisi sul distacco di vortici

Dall'analisi delle polari dei coefficienti si è deciso di estrapolare solamente 5 angoli sui quali concentrare la seguente trattazione. Questa scelta si è basata sull'idea di considerare i due casi estremi di 0° e 90° e due angoli intermedi, 30° e 50° , in quanto hanno presentato un comportamento critico durante le prove. Inoltre si è anche analizzato l'angolo 15° in quanto presenta un'aerodinamica particolare. Per gli angoli di incidenza 30° e 50° si è verificato il fenomeno di *lock-in* mostrando vistose vibrazioni della torre durante i test. Per questa ragione è stato necessario presentare anzitutto un calcolo di frequenze proprie e smorzamento del modello per rendere la trattazione seguente più chiara. Di seguito in è presentata un analisi approfondita sul distacco di vortici.

Angolo d'incidenza=0°

Le figure seguenti mostrano le PSD del coefficiente di lift calcolate per diversi angoli di incidenza della vena fluida aumentando la velocità. In questo modo si riesce a valutare se si verifica il fenomeno di distacco di vortici andando a calcolare per un determinato angolo se la frequenza in corrispondenza del picco si sposta al variare della velocità. Come è noto infatti la frequenza di Strouhal ha un andamento lineare con la velocità ((1.2)). Per l'angolo d'incidenza 0° si nota che all'aumentare della velocità del vento i picchi della PSD restano in corrispondenza dello stesso valore di frequenza (Figura 5.16), inoltre il valore sulle ordinate è scalato di un fattore di 10^{-4} , pertanto si può affermare, come accade nelle vecchie prove, che a 0° non si verifica il distacco di vortici. Infatti si vede solo un picco in corrispondenza della frequenza propria dell'oggetto di entità trascurabile. Inoltre in Figura 5.17 si riporta la PSD del coefficiente di lift ricavata da misure di pressione, si nota che è più pulita e priva dei contributi della frequenza propria della trave. Come si è anche potuto osservare dal confronto tra le polari, per gli angoli 0°, 10° e 20° il comportamento tra vecchie e nuove prove è sostanzialmente simile e invariante (Figura 5.7 e Figura 5.8).

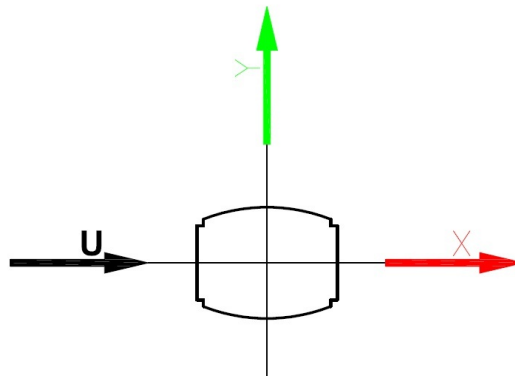


Figura 5.15: Convenzioni di segno per $\alpha = 0^\circ$

Nella Figura 5.18 è rappresentato l'andamento del coefficiente di pressione istantaneo sulla sezione: si nota la quasi completa simmetria, ulteriore conferma che non avviene distacco di vortici. Nonostante questo, come si vede dalle curve polari (Figura 5.4) il C_L non è del tutto nullo.

Nella Figura 5.20 si riporta la funzione di trasferimento tra le prese di pressione 254 e 216 la cui disposizione si vede in Figura 5.19. Essendo queste le prese opposte tra loro nella direzione *cross-wind*, nel caso di distacco di vortici ci si aspetta che la FdT abbia un modulo pari a 1 in corrispondenza della frequenza di Strouhal. Come si può vedere, il modulo della FdT non presenta particolari picchi, dunque si ha un'ulteriore conferma che per questa configurazione non si ha *vortex-shedding*. Osservando anche le PSD delle singole prese 254 e 278, Figura 5.21 e Figura 5.22, si nota come non ci sia alcun contributo

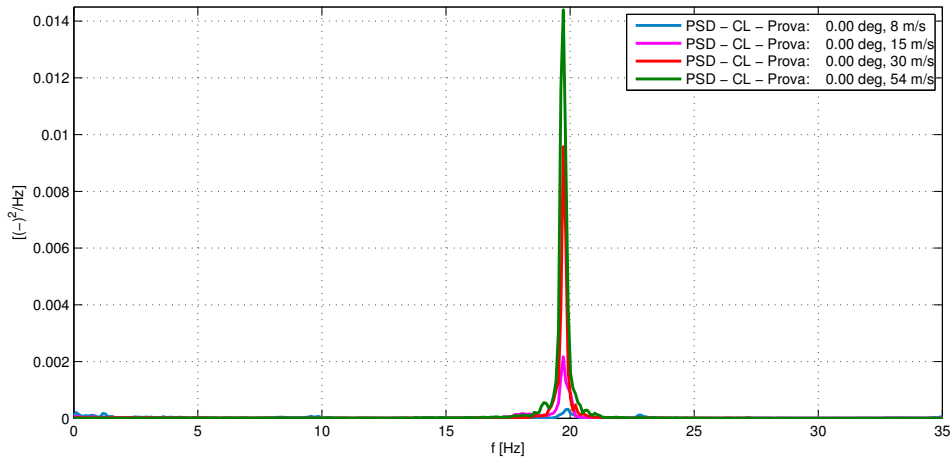


Figura 5.16: PSD C_L $\alpha = 0^\circ$ al variare della velocità del vento incidente da misure di forza

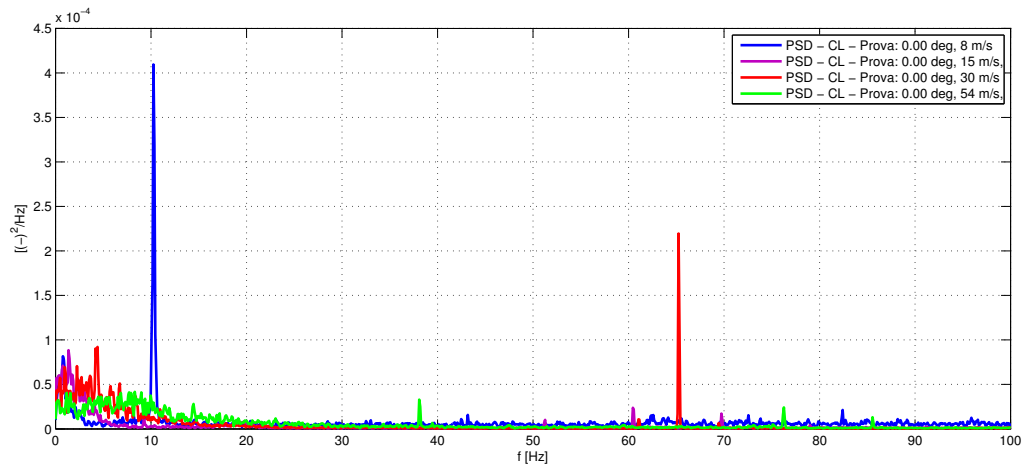
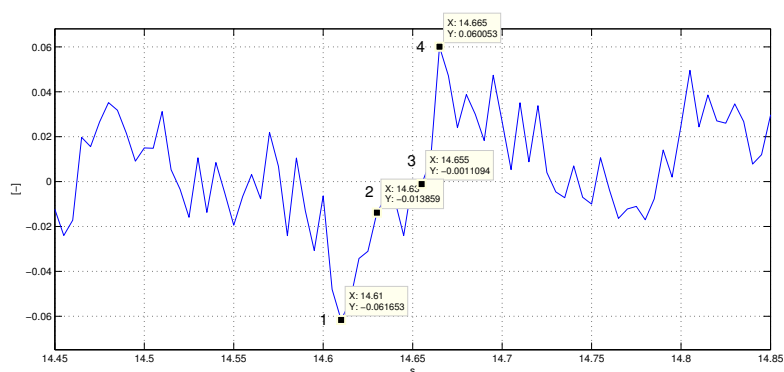
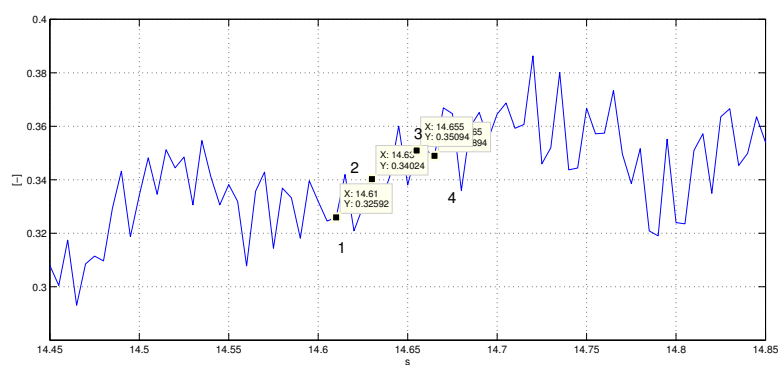


Figura 5.17: PSD C_L $\alpha = 0^\circ$ al variare della velocità del vento incidente da misure di pressione

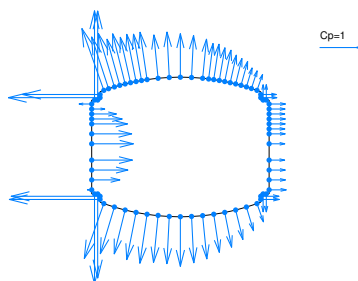
significativo alle frequenze di distacco di vortici. I picchi presenti sono dovuti a rumore ambientale.



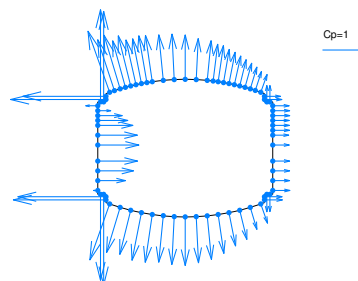
(a) Frazione storia temporale $C_L \alpha = 0^\circ$



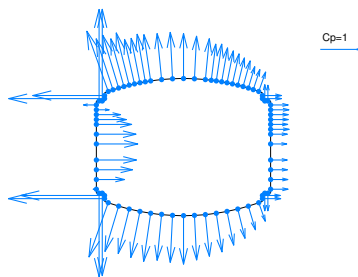
(b) Frazione storia temporale $C_D \alpha = 0^\circ$



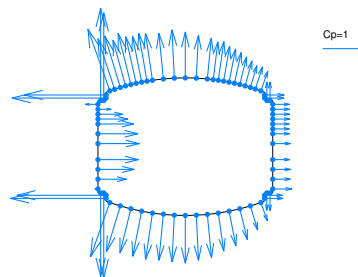
(c) C_p istante 1



(d) C_p istante 2



(e) C_p istante 3



(f) C_p istante 4

Figura 5.18: Andamento del coefficiente di pressione nel tempo, per $\alpha = 0^\circ$

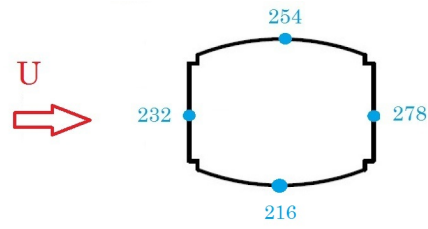


Figura 5.19: Disposizione prese di pressione a 0°

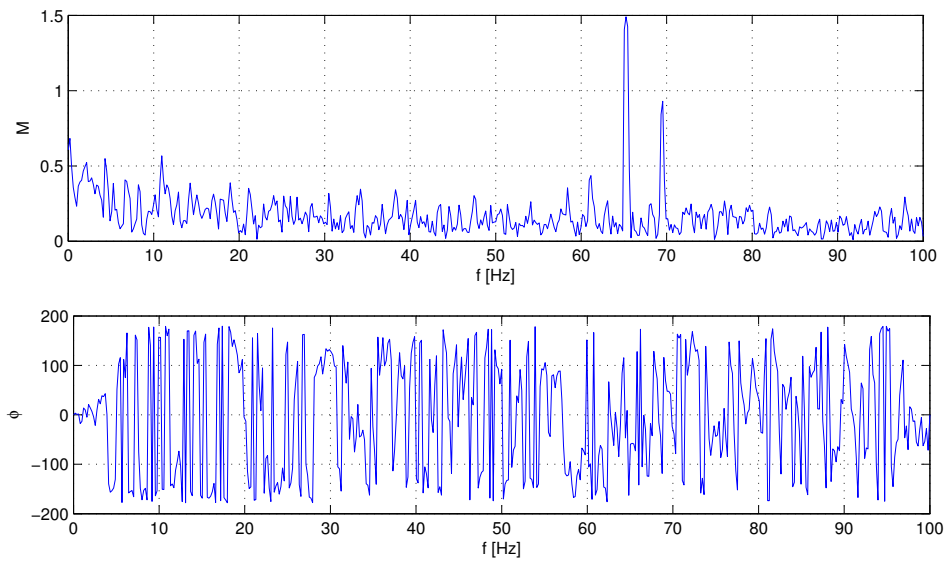


Figura 5.20: FDT prese di pressione 254/216, $v=30\text{m/s}$ $\alpha = 0^\circ$

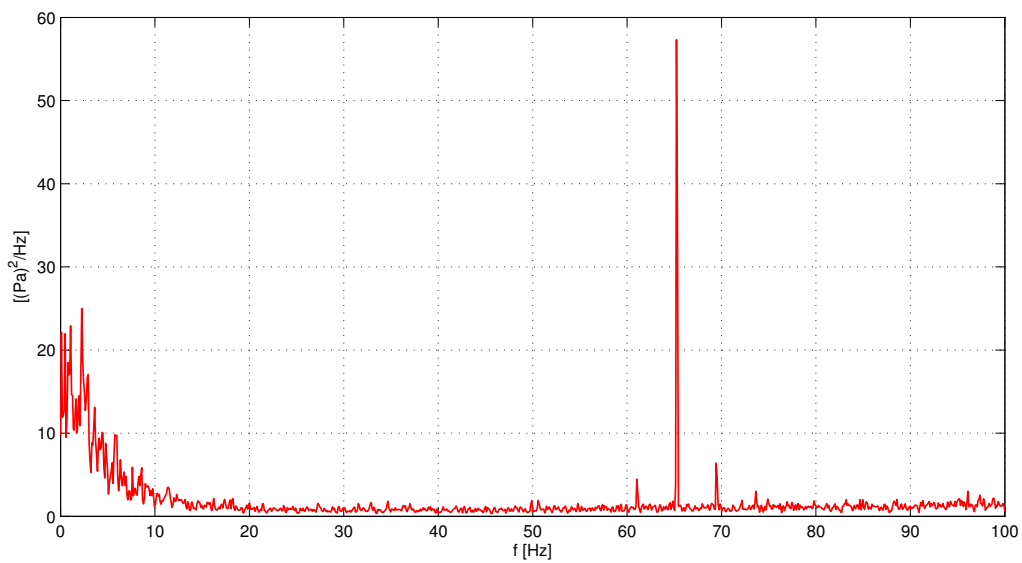


Figura 5.21: PSD presa di pressione n° 254 $v=30\text{m/s}$ $\alpha = 0^\circ$

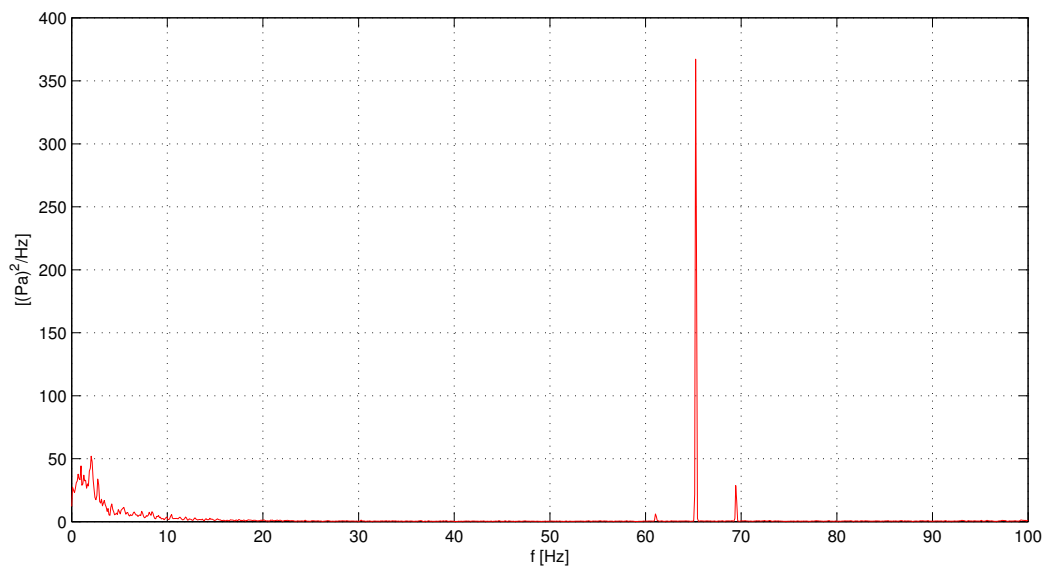


Figura 5.22: PSD presa di pressione n° 278 $v=30m/s$ $\alpha = 0^\circ$

Angolo d'incidenza=15°

Questo angolo non presenta distacco di vortici; come si vede nella Figura 5.24 la PSD non presenta alcun picco. Però ha un comportamento particolare nella storia temporale, come si vede in Figura 5.25, dove sono riportati gli andamenti nel tempo del coefficiente di lift ottenuti da misure di forza e da misure di pressione.

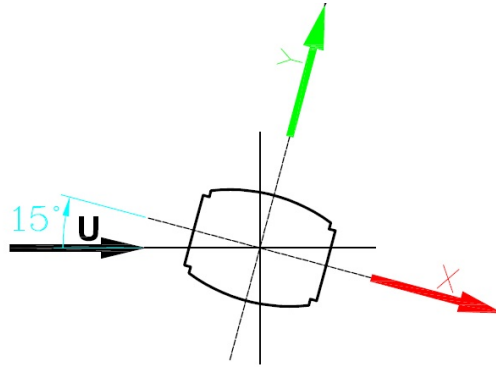


Figura 5.23: Convenzioni di segno per $\alpha = 15^\circ$

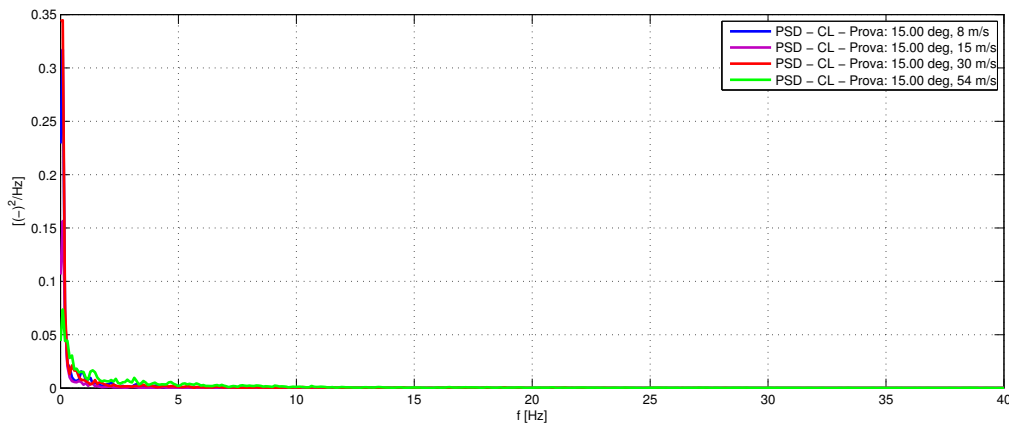
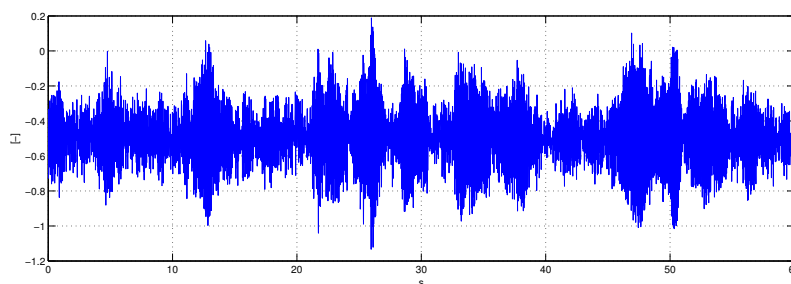
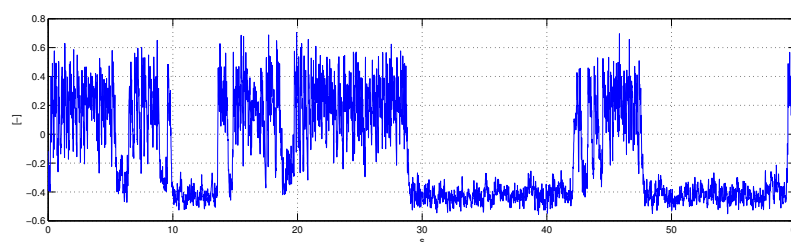


Figura 5.24: PSD C_L $\alpha = 15^\circ$ al variare della velocità incidente

Si nota come le due storie temporali non siano coerenti: dalle misure di pressione si nota un evidente comportamento non stazionario, mentre le misure ricavate da bilancia di forza mostrano un andamento pressoché costante. Ciò si può spiegare in quanto la bilancia di forza legge l'influenza del vento su una parte di struttura molto ampia quindi il segnale risulta mediato, mentre le prese di pressione danno una misura puntuale. In particolare accade che nella parte superiore del modello nasce una bolla di separazione e si stacca un piccolo vortice che fa cambiare segno al coefficiente di lift. Questo fenomeno è random e quindi non ha nessuna frequenza, come già si era notato nella PSD associata, Figura 5.24. Questo è un comportamento tipico del cilindro in zona critica



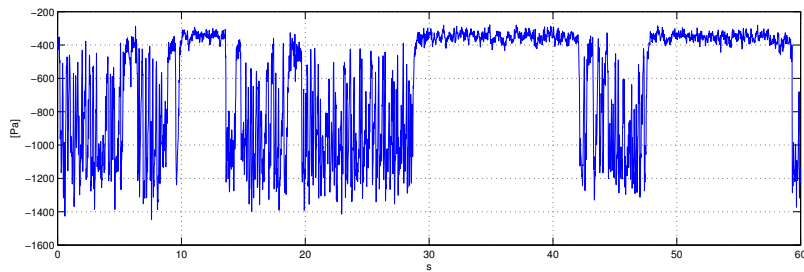
(a) Ricavato da bilancia di forza



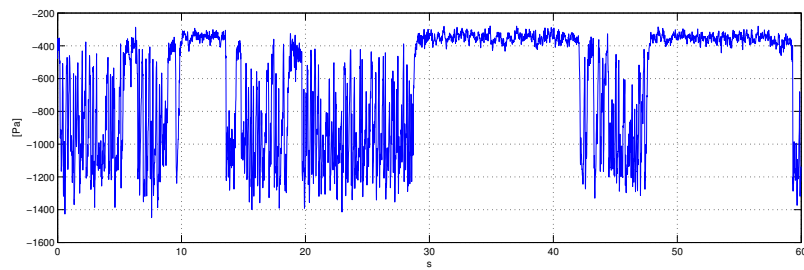
(b) Ricavato da misure di pressione

Figura 5.25: Storia temporale coefficiente di Lift $\alpha = 15^\circ$, $v = 30m/s$

quando si trova investito da una vena fluida; si può quindi affermare che il corpo in oggetto ha un comportamento dipendente dal numero di Reynolds. In Figura 5.26 si presenta l'andamento temporale delle singole prese di pressione interessate dal fenomeno, su anelli differenti. Si vede chiaramente il salto e il passaggio da una soluzione all'altra. Nella Figura 5.27 è raffigurato dettagliatamente, sotto forma di C_p sulla sezione, il fenomeno spiegato poc'anzi. In particolare in Figura 5.27(c) si vede come la deviazione standard mostri dei valori rilevanti solo nella parte superiore della sagoma, a denotare la differenza data, rispetto al media, dalla presenza della bolla di separazione.

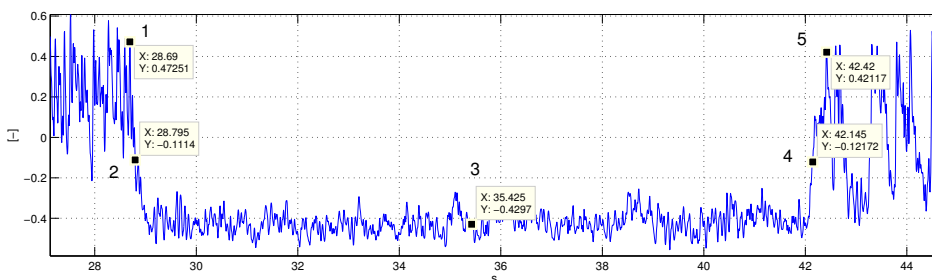


(a) Presa 243

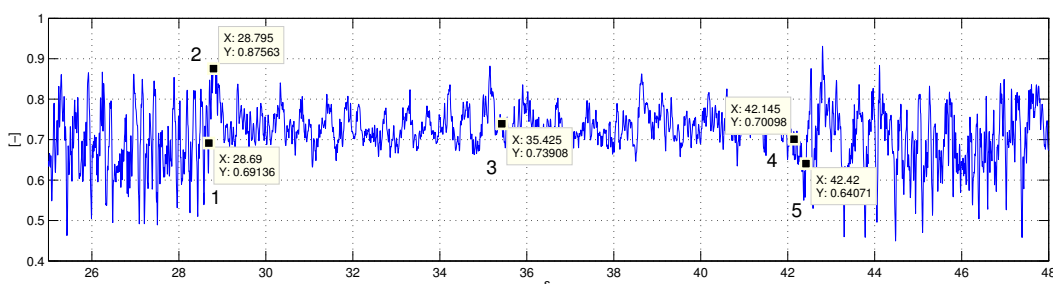


(b) Presa 143

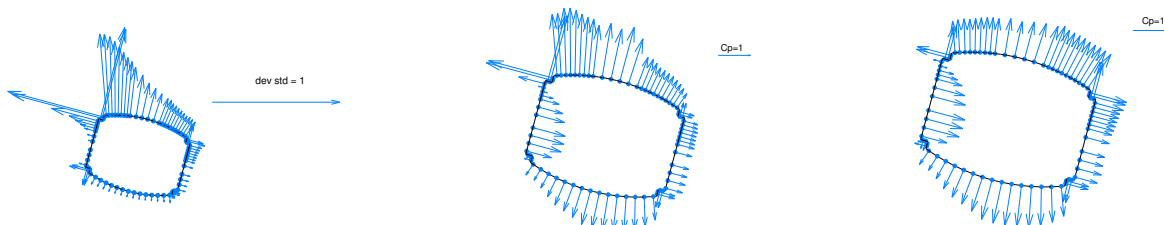
Figura 5.26: Storia temporale singola presa di pressione $\alpha = 15^\circ$, $v = 30\text{m/s}$



(a) Frazione storia temporale C_L $\alpha = 15^\circ$, $v = 30m/s$



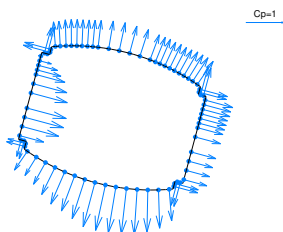
(b) Frazione storia temporale C_D $\alpha = 15^\circ$, $v = 30m/s$



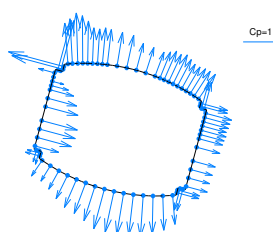
(c) Deviazione standard C_p

(d) C_p istante 1

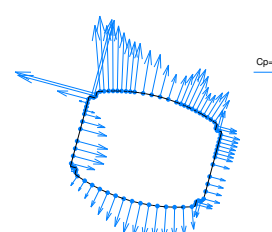
(e) C_p istante 2



(f) C_p istante 3



(g) C_p istante 4



(h) C_p istante 5

Figura 5.27: Andamento del coefficiente di pressione nel tempo, per $\alpha = 15^\circ$

Angolo d'incidenza=30°

In questo caso risalta subito come le frequenze corrispondenti ai picchi della PSD abbiano un andamento crescente con la velocità del vento rispecchiando la proporzionalità ricavata da Strouhal (Equazione 1.2): la frequenza d'oscillazione aumenta con la velocità, tipico della presenza di distacco di vortici. Si definisce questo particolare tipo di PSD come *PSD viaggiante*.

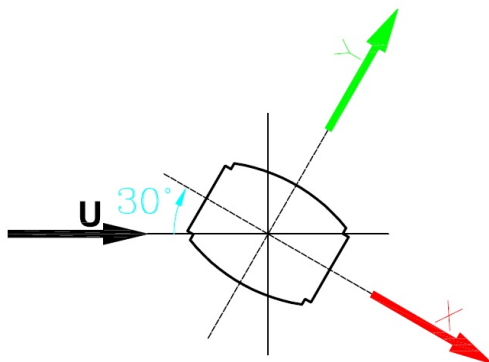


Figura 5.28: Convenzioni di segno per $\alpha = 30^\circ$

In particolare si nota come da 30 a 54m/s si instaura una condizione per cui si verifica *lock-in*, infatti alla velocità di 30m/s (curva rossa in Figura 5.29) si nota un picco corrispondente ad una frequenza di Strouhal pari a 12.5Hz e nel contempo due contributi associati alle frequenze proprie del modello (Figura 5.1). Nel passare alla velocità superiore di 54m/s rimangono solamente due picchi associate alle frequenze proprie dell'oggetto evidenziando dunque la caduta nella regione di sincronismo. Per questa ragione d'ora in poi per valutare le PSD del coefficiente di lift si useranno le misure colte attraverso le prese di pressione, in quanto meno influenzate da questo fenomeno, Figura 5.31. Questo è spiegato dal fatto che le misure sono in grossa parte depurate dalla componente inerziale del modello. Infatti l'inerzia del corpo, soprattutto per le alte velocità per le quali si verifica il sincronismo influiva con le sue vibrazioni negativamente sulle misure rilevate. Bisogna però sottolineare che nel momento in cui la trave vibra, la singola presa di pressione oltre alla componente di pressione incidente legge una componente di disturbo associata all'inerzia della massa d'aria che si sposta per la vibrazione. Tuttavia, essendo la densità dell'aria tre ordini di grandezza inferiore rispetto a quella della trave, questi disturbi sono praticamente ininfluenti.

La presenza di due picchi sta ad indicare che l'oggetto viene eccitato in entrambe le sue direzioni principali. A tale velocità la frequenza di Strouhal associata è di circa 22Hz (Tabella 4.1), ovvero risulta compresa tra le frequenze proprie dell'oggetto, pertanto risulta normale che verificandosi *lock-in* vengano eccitate entrambe. Questo fatto è da ricondursi sia alla diversa rigidità del corpo nei suoi due assi principali sia all'apprezzabile

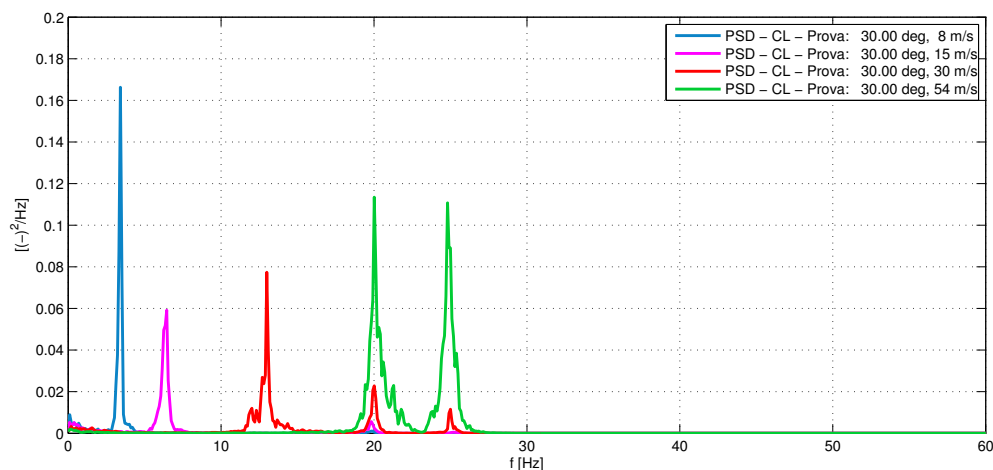


Figura 5.29: PSD C_L $\alpha = 30^\circ$ al variare della velocità incidente

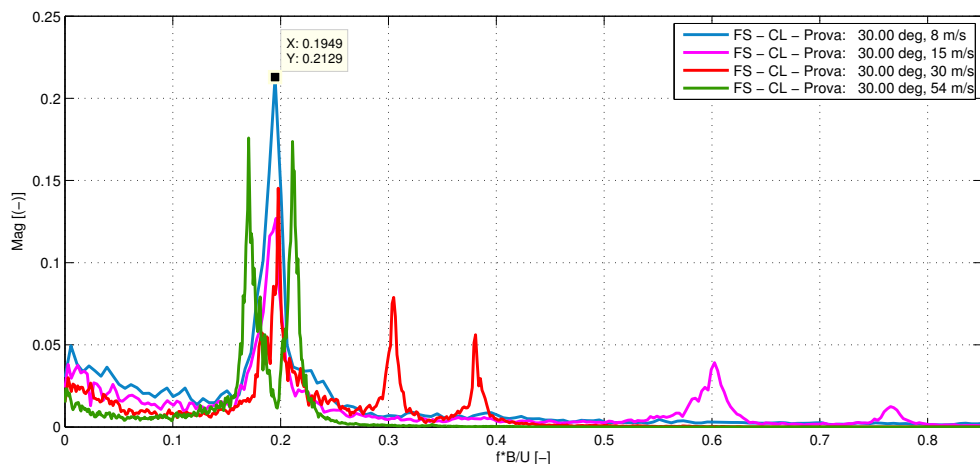


Figura 5.30: PSD C_L $\alpha = 30^\circ$ in funzione della Velocità ridotta

differenza nel numero di Strouhal per la quale il modo a 25Hz risulta meno smorzato (Figura 1.16). Infatti, come si vede in 5.1.2, tra i due modi c'è sostanzialmente un per due che produce un vistoso gradiente nelle ampiezze di oscillazione. Nella Figura 5.30 si mostra l'andamento della PSD del coefficiente di lift in funzione della velocità ridotta (Equazione 1.7): si nota che il picco al variare della velocità d'incidenza rimane costante per tutte velocità tranne a 54m/s , velocità per la quale entrano in gioco le inerzie del modello. Infatti quando si verifica il fenomeno di *vortex shedding* la frequenza di distacco è proporzionale alla velocità e dunque la velocità ridotta corrispondente al picco della PSD deve rimanere costante. Ne consegue che il numero di Strouhal associato rimane costante come si vedrà nel capitolo 5.1.3.1. Allo stesso modo in Figura 5.32 è presente l'andamento della PSD del coefficiente di lift in funzione della velocità ridotta ricavato da misure di pressione, si nota anche in questo caso come il grafico risulti più leggibile

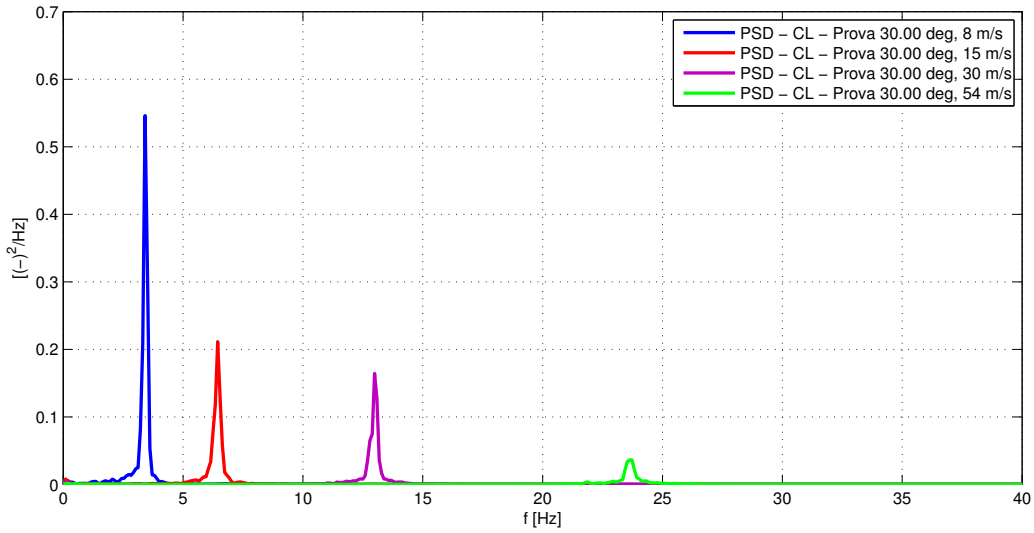


Figura 5.31: PSD C_L $\alpha = 30^\circ$ al variare della velocità incidente da misure di pressione

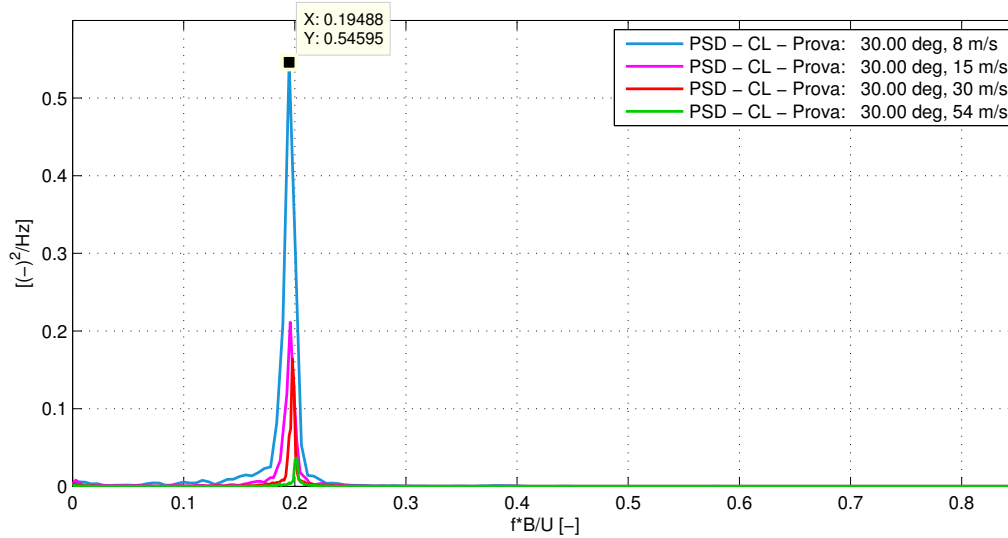


Figura 5.32: PSD C_L $\alpha = 30^\circ$ al variare della velocità incidente da misure di pressione in funzione della velocità ridotta

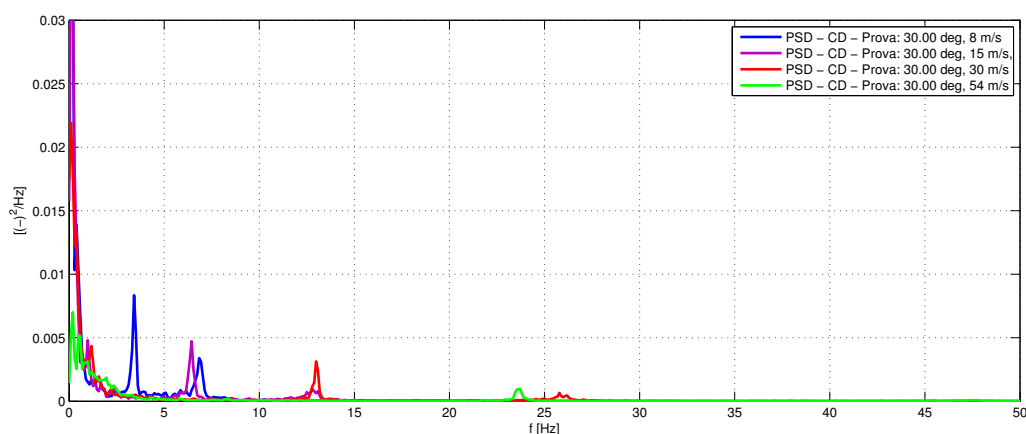


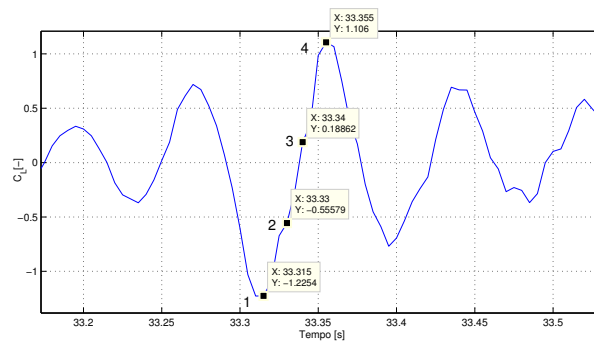
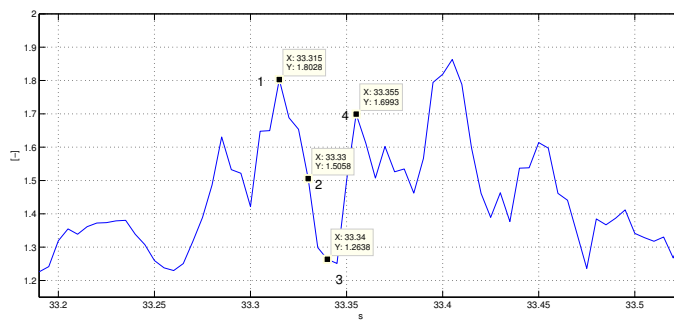
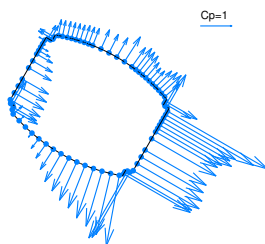
Figura 5.33: PSD C_D $\alpha = 30^\circ$ al variare della velocità incidente de misure di pressione

con picchi meglio definiti. Prendendo in considerazione ora il coefficiente di drag, nella Figura 5.33 si riportano le PSD al variare della velocità, in particolare per la curva rossa, 30 m/s si osservano i contributi alla frequenza di Strouhal e al suo doppio, comportamento tipico del coefficiente di drag.

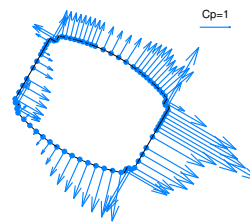
In Figura 5.34 è rappresentata un'analisi dettagliata del campo di moto attorno all'oggetto. Per costruire questa figura si è presa la storia temporale periodica del coefficiente di lift (Figura 5.34(a)) dalla quale si è estrapolata una dorsale picco massimo - picco minimo. In questo range di dati si sono scelti 4 istanti temporali: il picco massimo e il picco minimo che corrispondono agli istanti di distacco alternato di vortici e due punti intermedi. In corrispondenza dei picchi dell'armonica i vettori del C_p assumono modulo massimo. Si nota come ad un semiperiodo della storia temporale del coefficiente di lift, Figura 5.34(a), corrisponda un periodo intero della storia temporale del coefficiente di drag, Figura 5.34(b) avendo quest'ultimo una frequenza d'oscillazione doppia. Nella Figura successiva, la 5.35, si presenta l'andamento del C_p in termini di variabili statistiche, C_p medio, deviazione standard, C_p istantaneo - C_p medio (componente fluttuante). E' facile notare, tramite le dissimmetrie della componente fluttuante, come il distacco di vortici non avvenga in maniera simmetrica.

Nella Figura 5.37 si riporta la funzione di trasferimento tra le prese di pressione 253 e 212 la cui disposizione si vede in Figura 5.36. Dal momento che queste prese si trovano opposte tra loro nella direzione *cross-wind*, nel caso di distacco di vortici la FdT abbia un modulo pari a 1 in corrispondenza della frequenza di Strouhal poiché entrambe stanno staccando vortici con la stessa pulsazione. Viene da sé che la fase in corrispondenza di questo picco sia a -180° , poiché il distacco di vortici è un fenomeno periodico sfasato nel tempo di mezzo periodo.

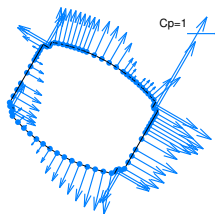
Osservando anche le PSD delle singole prese 232 e 254, Figura 5.38 e Figura 5.39, risalta come la presa 252, su lato *cross-wind*, abbia il picco alla frequenza di distacco

(a) Frazione storia temporale $C_L \alpha = 30^\circ$ (b) Frazione storia temporale $C_D \alpha = 30^\circ$ 

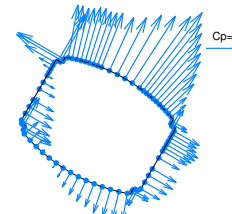
(c) Cp istante 1



(d) Cp istante 2



(e) Cp istante 3



(f) Cp istante 4

Figura 5.34: Andamento del coefficiente di pressione nel tempo, per $\alpha = 30^\circ$

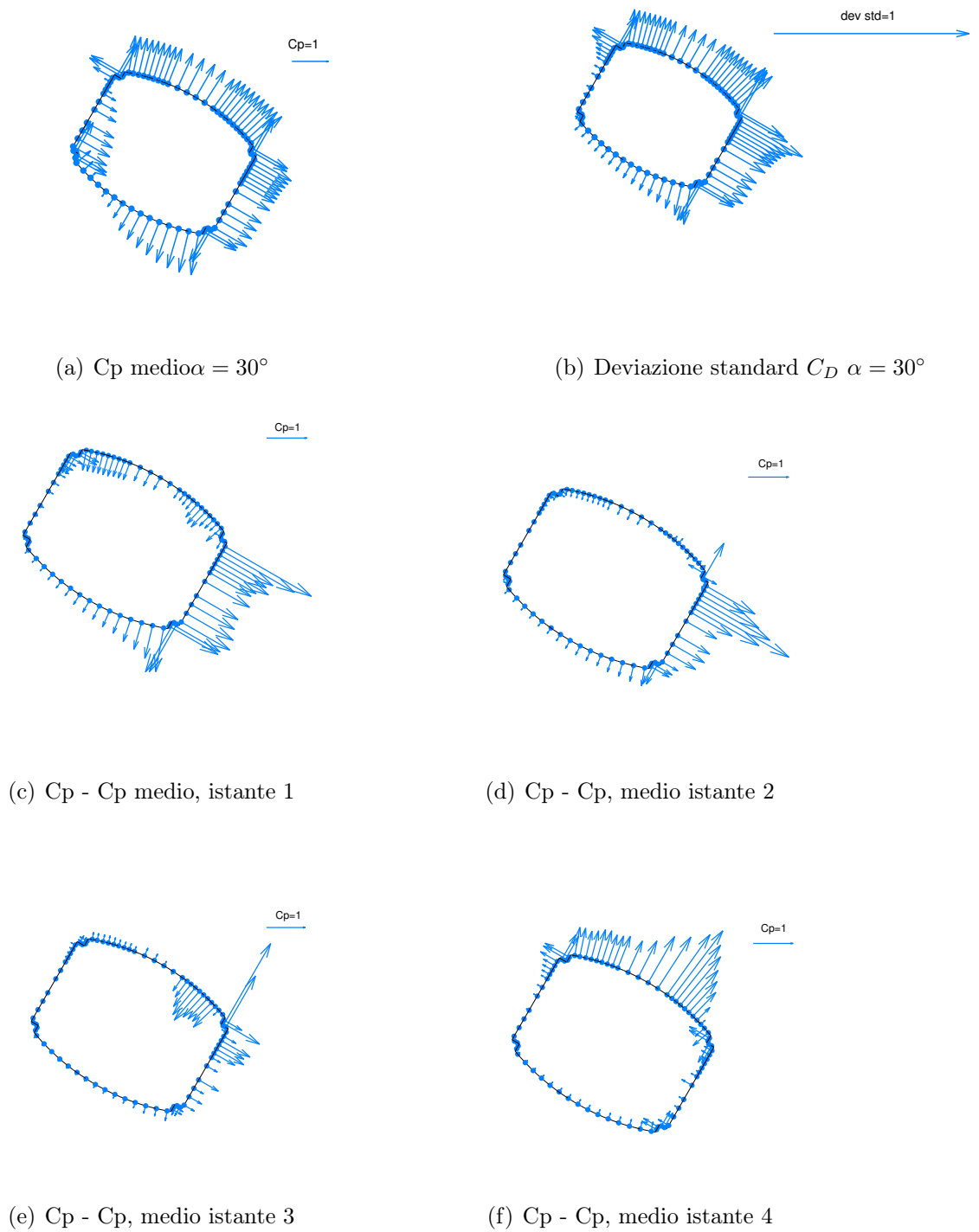


Figura 5.35: Coefficiente di pressione nel tempo, per $\alpha = 30^\circ$

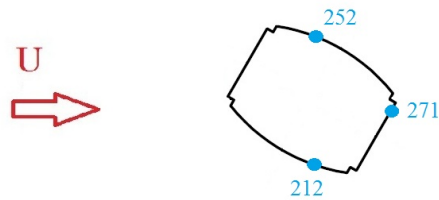


Figura 5.36: Disposizione prese di pressione analizzate a 30°

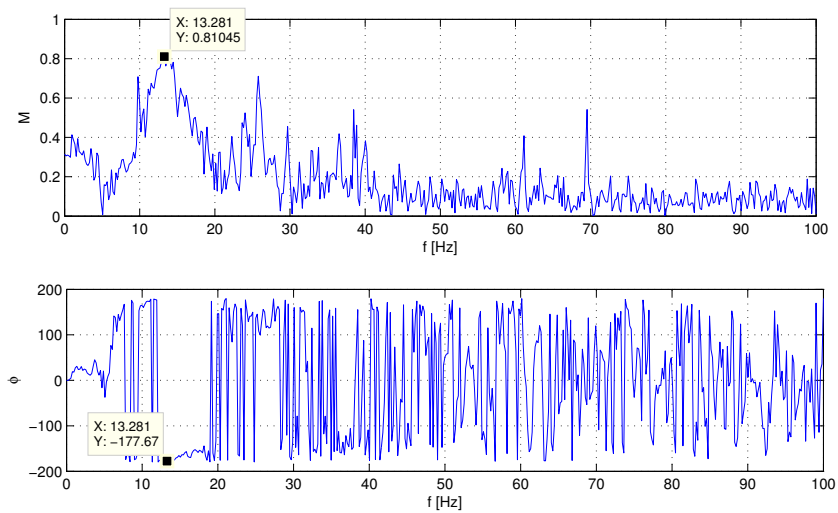


Figura 5.37: FDT prese di pressione 252/212, $v=30\text{m/s}$ $\alpha = 30^\circ$

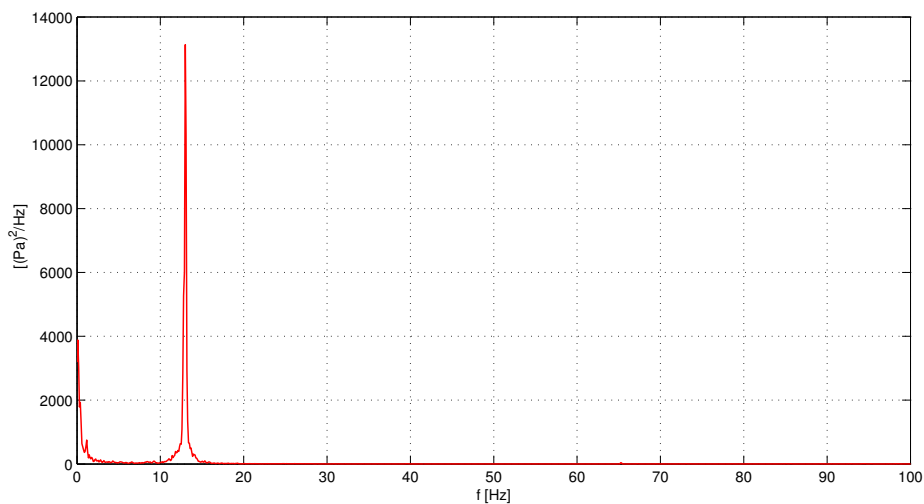


Figura 5.38: PSD presa di pressione n° 252 $v=30m/s$ $\alpha = 30^\circ$

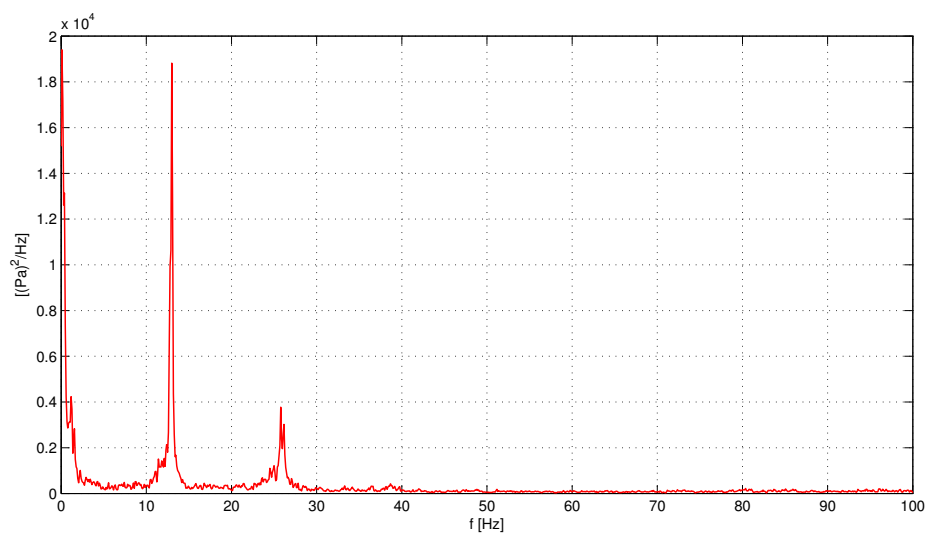


Figura 5.39: PSD presa di pressione n° 271 $v=30m/s$ $\alpha = 30^\circ$

vortici, mentre invece la presa 271, sottovento *in-line* mostri inoltre la tipica frequenza doppia del coefficiente di drag.

Angolo d'incidenza=50°

Il fenomeno che si verifica in questa situazione è del tutto analogo al caso analizzato in precedenza. Di seguito vengono riportati i grafici della densità di potenza spettrale del C_L in funzione della frequenza per mostrare il distacco di vortici.

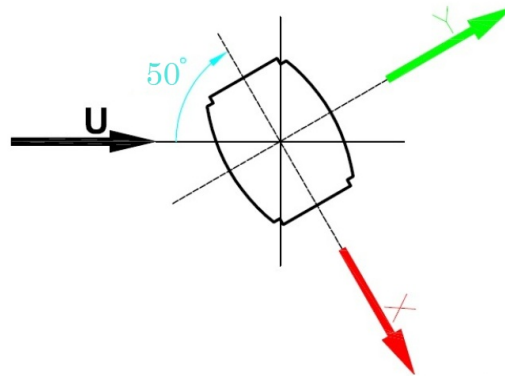


Figura 5.40: Convenzioni di segno per $\alpha = 50^\circ$

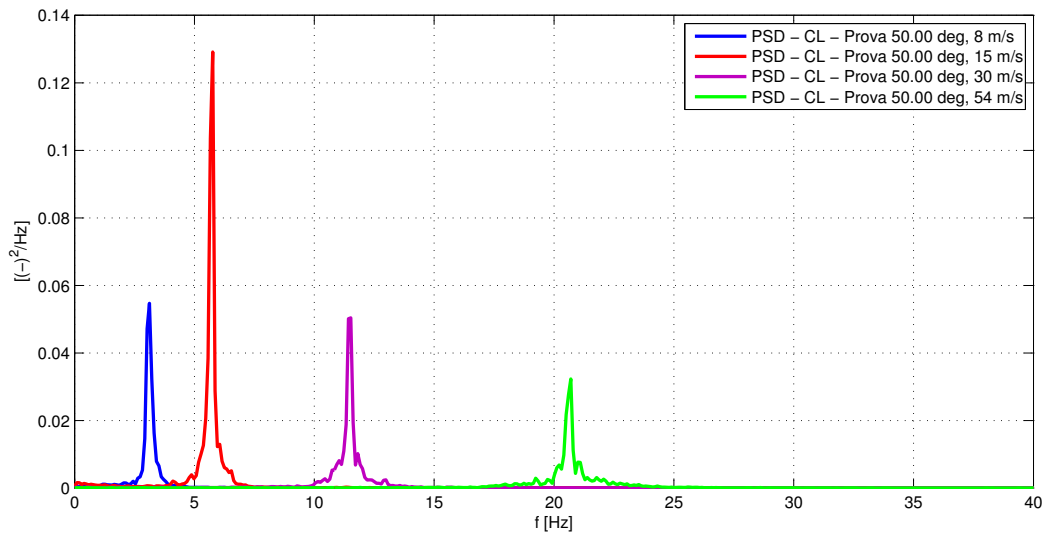


Figura 5.41: PSD C_L $\alpha = 50^\circ$ al variare della velocità incidente da misure di pressione

Anche in questo caso si nota la PSD viaggiante all'aumentare della velocità, (Figura 5.41). Analizzando lo stesso grafico in funzione della frequenza ridotta (Figura 5.42) si vede la presenza di un singolo picco in corrispondenza del numero di Strouhal dell'oggetto e quindi osservando che questo si mantiene costante al variare della velocità si può affermare che c'è distacco di vortici. Anche per questa configurazione di prova sono riportati gli andamenti istantanei e statistici del coefficiente di pressione al variare del tempo di decorrenza, Figura 5.44 e Figura 5.82. Si nota come gli istanti 1 e 4, ovvero quelli in cor-

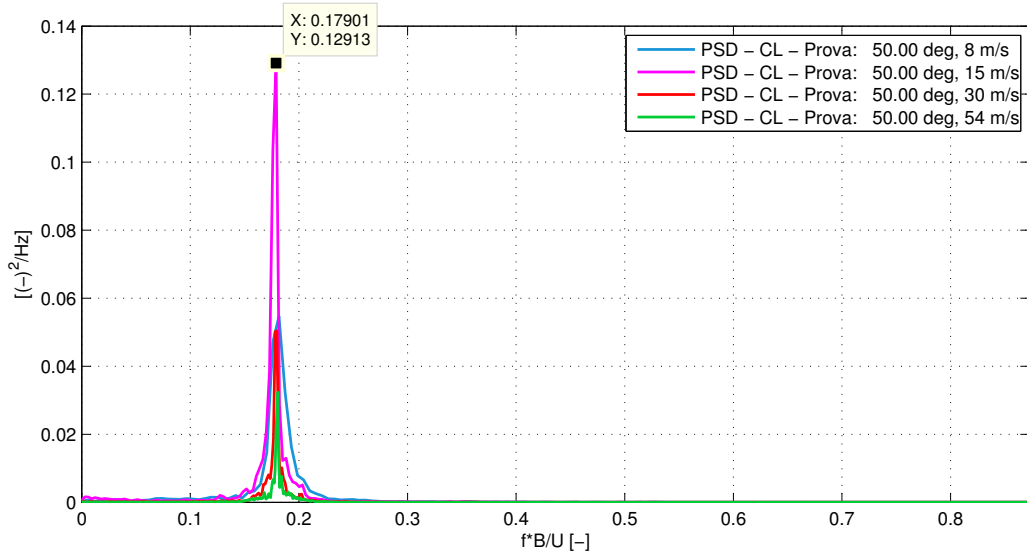


Figura 5.42: PSD C_L $\alpha = 50^\circ$ al variare della velocità incidente da misure di pressione in funzione della velocità ridotta

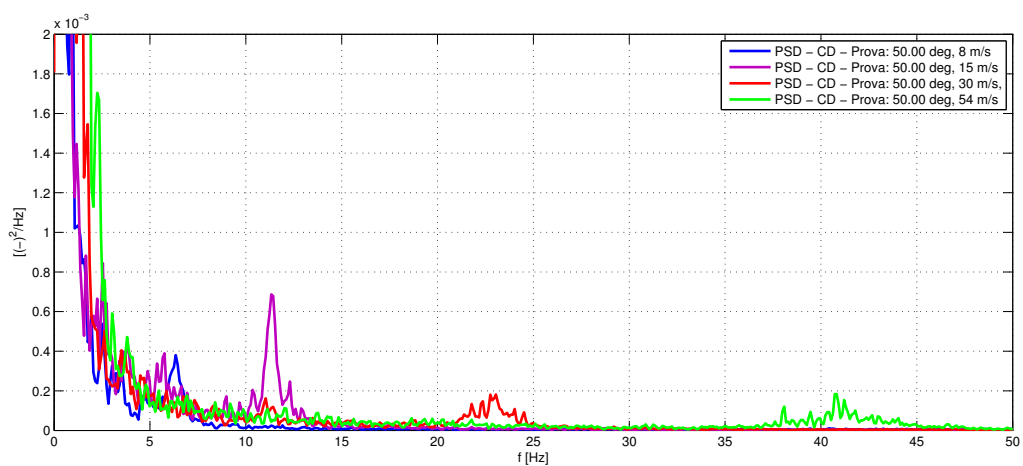
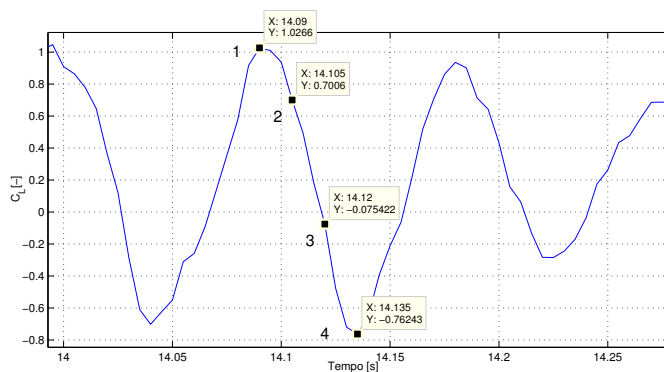


Figura 5.43: PSD C_D $\alpha = 50^\circ$ al variare della velocità incidente de misure di pressione

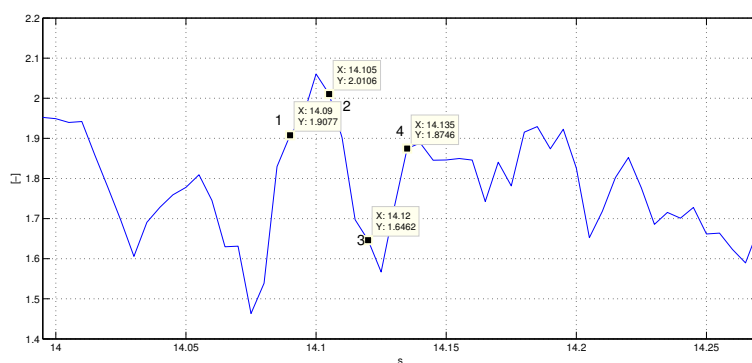
rispondenza del picco massimo e del picco minimo della curva del coefficiente presentano i vettori cambino di intensità in funzione del meccanismo di formazione dei vortici.

Come nel caso di 30° si riporta nella Figura 5.47 la funzione di trasferimento tra due prese di pressione opposte: 245 e 202 la cui disposizione si vede in Figura 5.46. Trovandosi opposte tra loro nella direzione *cross-wind*, la FdT ha modulo unitario in corrispondenza della frequenza di Strouhal e fase a -180° , confermando così il distacco di vortici per questo angolo.

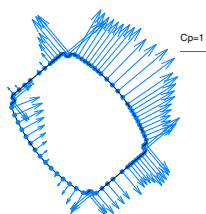
Come nel caso precedente osservando anche le PSD delle singole prese 202 e 262, Figura 5.48 e Figura 5.49, si notano le tipiche frequenze singole e doppie di lift e drag, come si osserva anche nella PSD del coefficiente di drag, Figura 5.43.



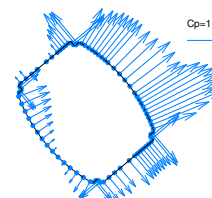
(a) Frazione storia temporale $C_L \alpha = 30^\circ$



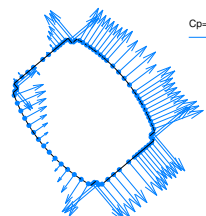
(b) Frazione storia temporale $C_D \alpha = 50^\circ$



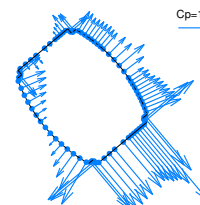
(c) Cp istante 1



(d) Cp istante 2



(e) Cp istante 3



(f) Cp istante 4

Figura 5.44: Andamento del coefficiente di pressione nel tempo, per $\alpha = 50^\circ$

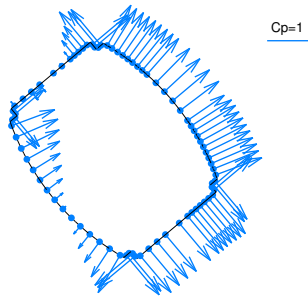
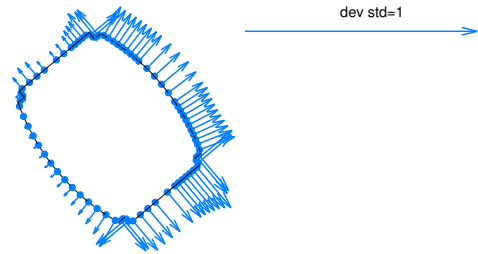
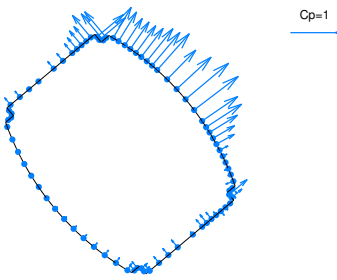
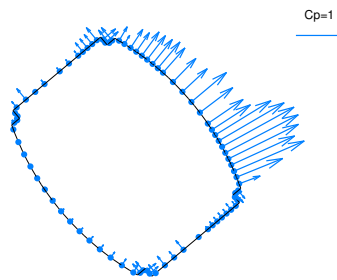
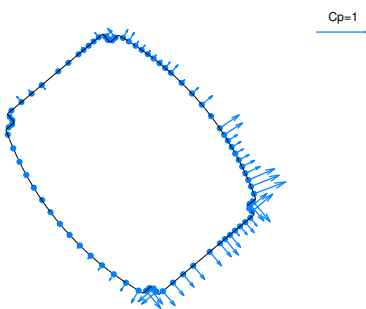
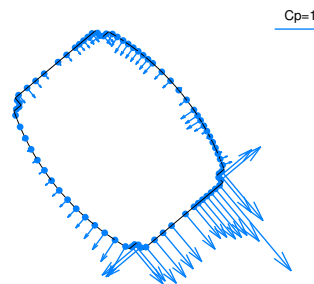
(a) C_p medio $\alpha = 50^\circ$ (b) Deviazione standard C_D $\alpha = 50^\circ$ (c) $C_p - C_p$ medio istante 1(d) $C_p - C_p$ medio istante 2(e) $C_p - C_p$ medio istante 3(f) $C_p - C_p$ medio istante 4

Figura 5.45: Coefficiente di pressione nel tempo, per $\alpha = 50^\circ$

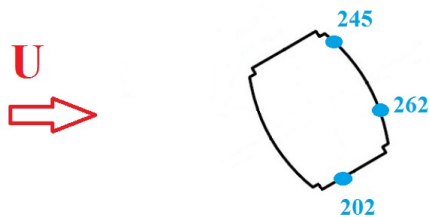


Figura 5.46: Disposizione prese di pressione analizzate a 50°

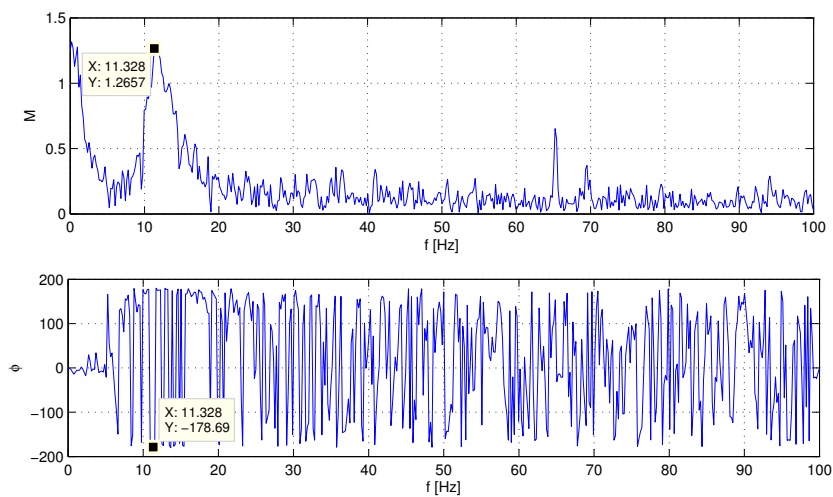


Figura 5.47: FDT prese di pressione 245/202, $v=30\text{m/s}$ $\alpha = 50^\circ$

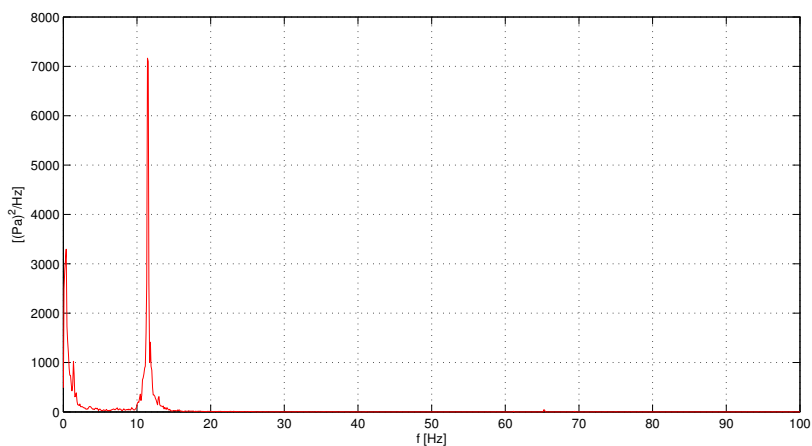


Figura 5.48: PSD presa di pressione n° 202 $v=30\text{m/s}$ $\alpha = 50^\circ$

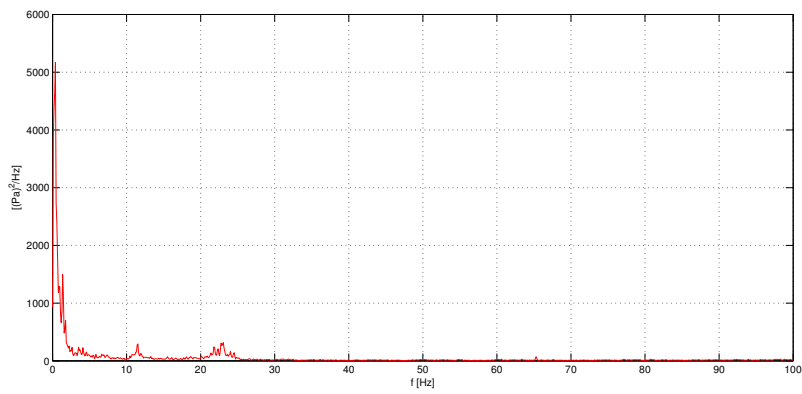


Figura 5.49: PSD presa di pressione n° 262 $v=30m/s$ $\alpha = 50^\circ$

Angolo d'incidenza=90°

Di seguito vengono riportati i grafici della PSD del coefficiente di lift (Figure 5.51). Come per gli altri angoli la PSD è viaggiante con la velocità sull'asse delle frequenze. Anche la PSD del C_L in funzione della velocità ridotta (Figura 5.52) è analoga al caso studiato in precedenza.

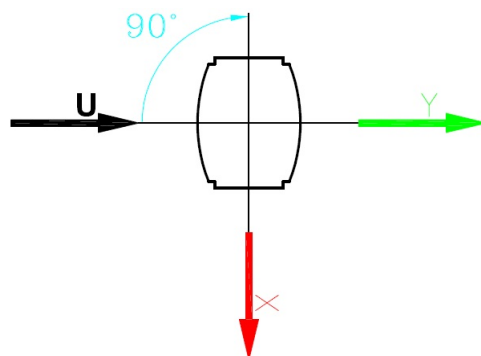


Figura 5.50: Convenzioni di segno per $\alpha = 90^\circ$

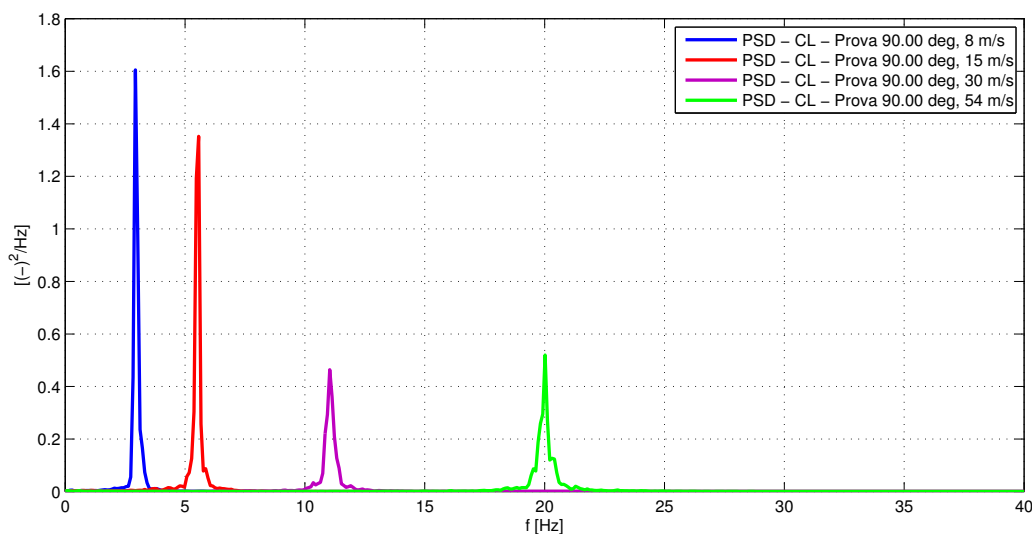


Figura 5.51: PSD C_L $\alpha = 90^\circ$ al variare della velocità incidente da misure di pressione

Come per gli angoli analizzati in precedenza si riporta l'andamento nel tempo dei coefficienti di pressione (Figura 5.84 e Figura 5.85). Analizzando le componenti fluttuanti per quest'angolo si evince che il distacco di vortici è simmetrico, prevedibile data l'esposizione al vento simmetrica.

Nella Figura 5.57 si riporta la funzione di trasferimento tra le prese di pressione 243 e 278 la cui disposizione si vede in Figura 5.56. Dal momento che queste prese si trovano opposte tra loro nella direzione *cross-wind*, nel caso di distacco di vortici ci si aspetta che la FdT abbia un modulo pari a 1 in corrispondenza della frequenza di Strouhal. Infatti, come si può vedere, il modulo della FdT presenta proprio un picco di modulo

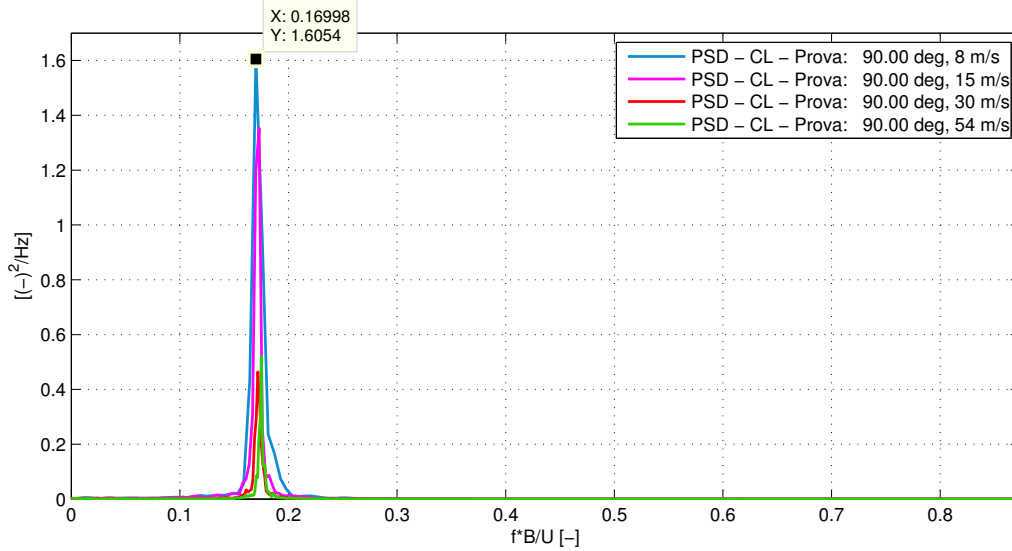


Figura 5.52: PSD C_L $\alpha = 90^\circ$ al variare della velocità incidente da misure di pressione in funzione della velocità ridotta

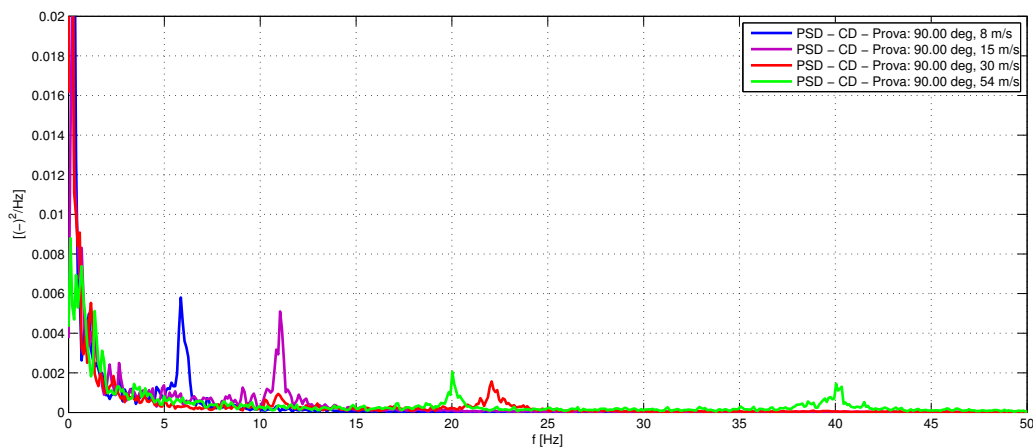
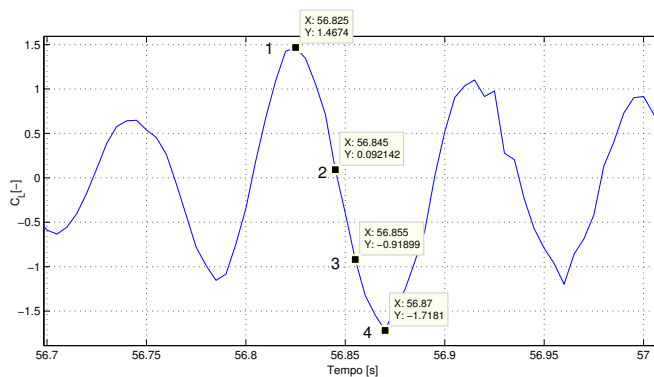
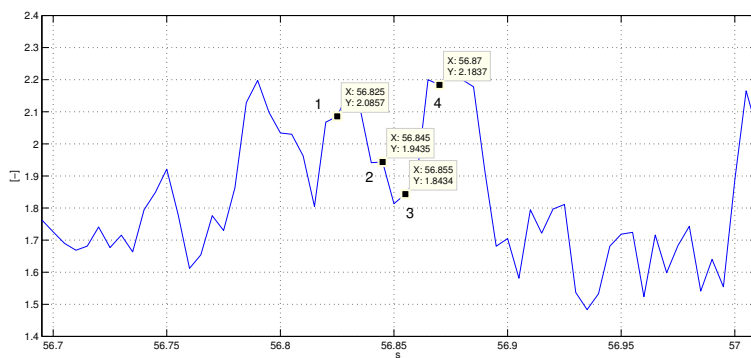


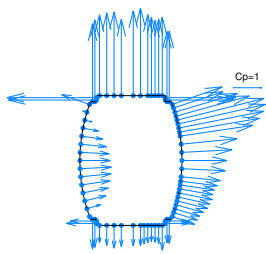
Figura 5.53: PSD C_D $\alpha = 90^\circ$ al variare della velocità incidente de misure di pressione



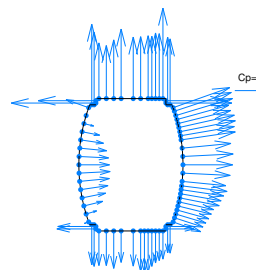
(a) Frazione storia temporale $C_L \alpha = 90^\circ$



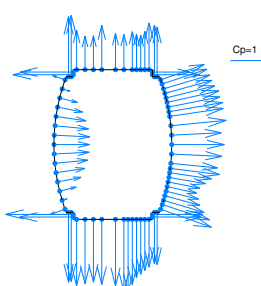
(b) Frazione storia temporale $C_D \alpha = 90^\circ$



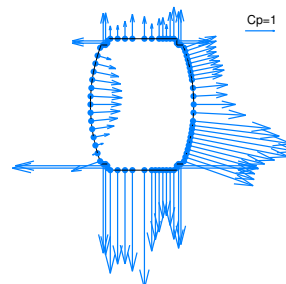
(c) Cp istante 1



(d) Cp istante 2



(e) Cp istante 3



(f) Cp istante 4

Figura 5.54: Andamento del coefficiente di pressione nel tempo, per $\alpha = 90^\circ$

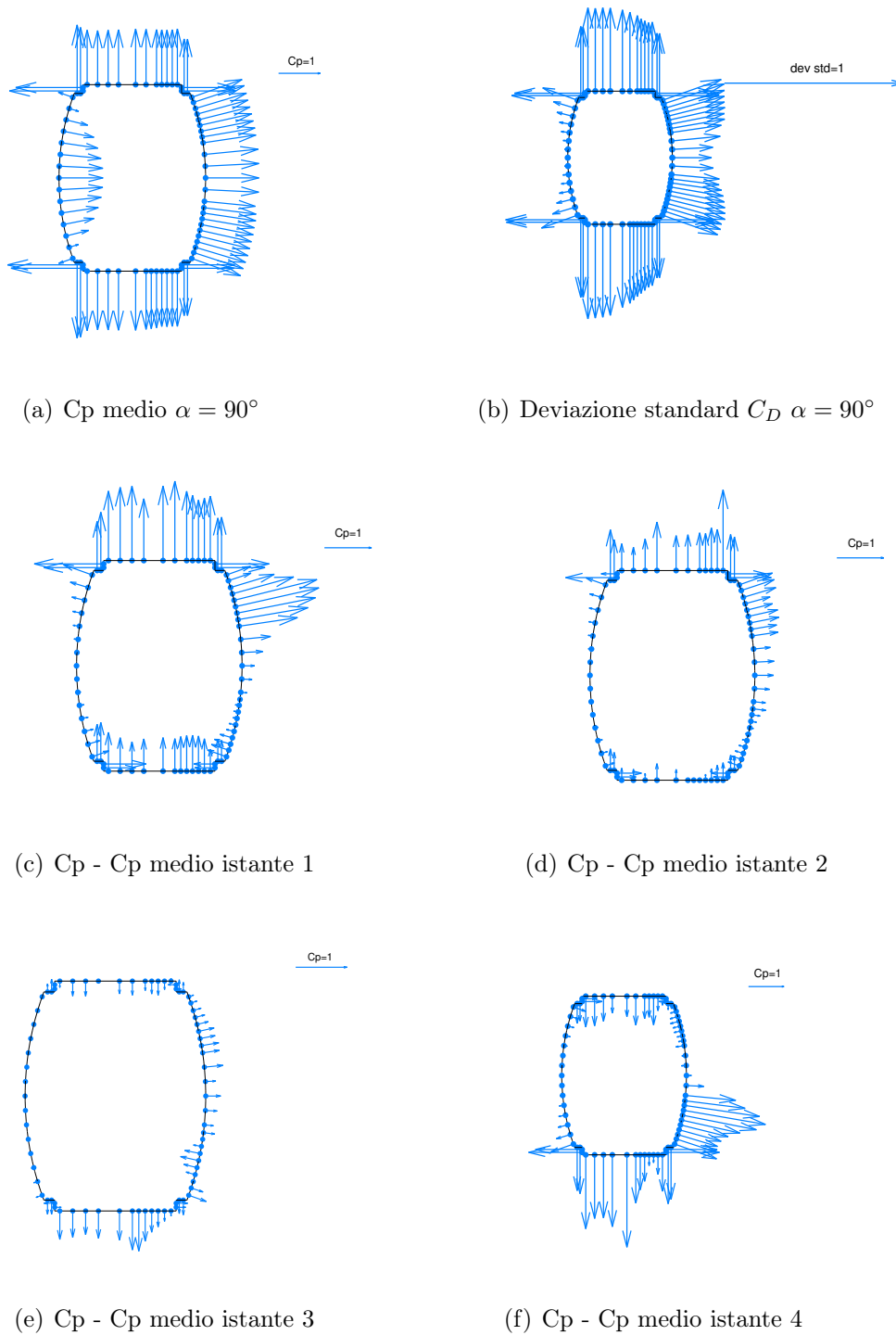


Figura 5.55: Coefficiente di pressione nel tempo, per $\alpha = 90^\circ$

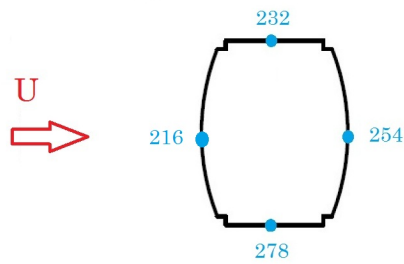


Figura 5.56: Disposizione prese di pressione analizzate a 90°

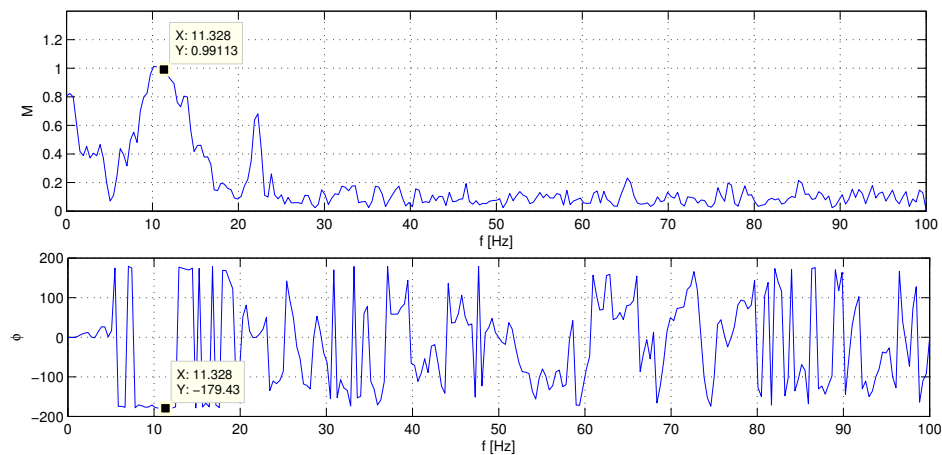


Figura 5.57: FDT prese di pressione 232/278, $v=30\text{m/s}$ $\alpha = 90^\circ$

unitario in corrispondenza esatta della frequenza di Strouhal. Viene da sé che la fase in corrispondenza di questo picco sia a -180° , poiché il distacco di vortici è un fenomeno periodico sfasato nel tempo di mezzo periodo.

Osservando anche le PSD delle singole prese 232 e 254, Figura 5.58 e Figura 5.59, risalta come la presa 232, su lato *cross-wind*, abbia il picco alla frequenza di distacco vortici, mentre invece la presa 254, sottovento *in-line* mostri la tipica frequenza doppia del coefficiente di drag come risulta anche dalla PSD associata, Figura 5.53.

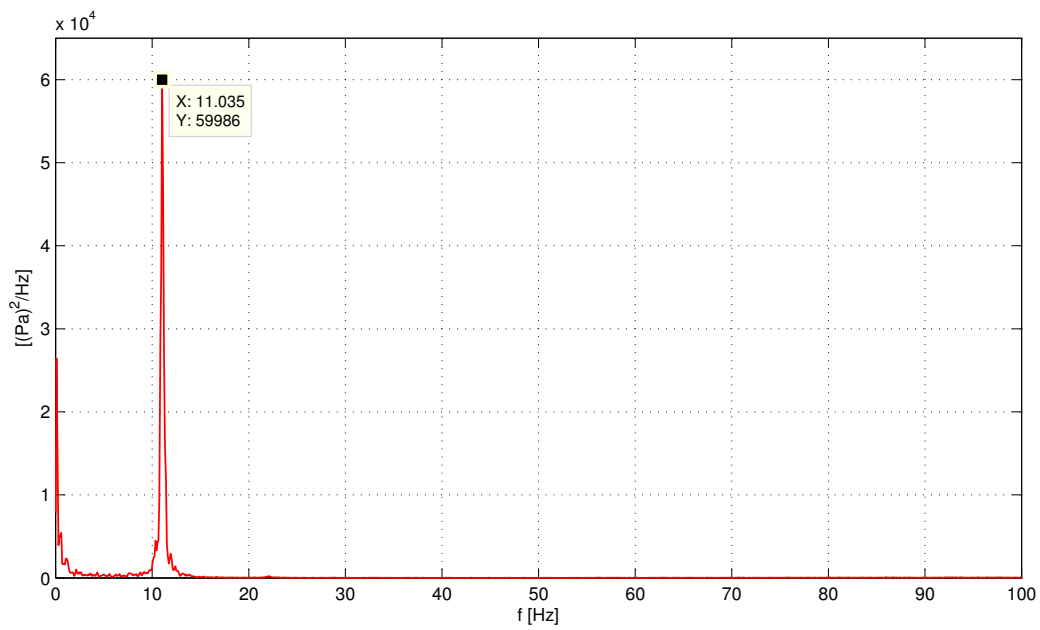


Figura 5.58: PSD presa di pressione n° 232 $v=30m/s$ $\alpha = 90^\circ$

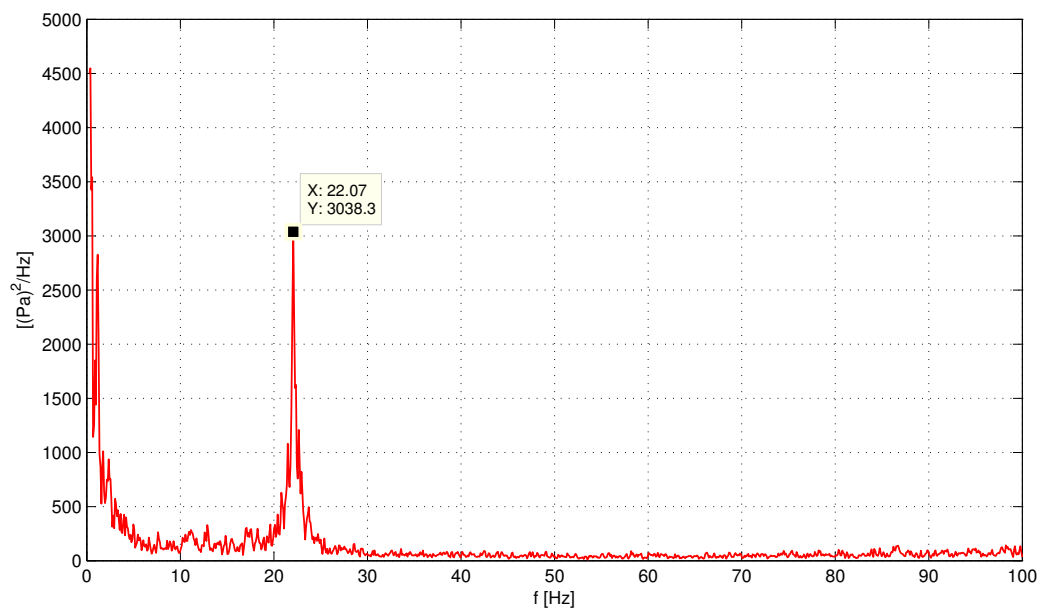
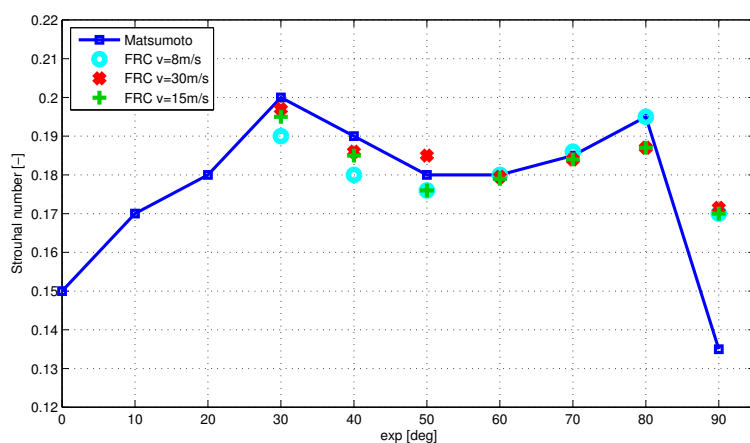


Figura 5.59: PSD presa di pressione n° 254 $v=30m/s$ $\alpha = 90^\circ$

5.1.3.1 Andamento sperimentale del numero di Strouhal

Il valore del numero di Strouhal è stato stimato per tutti gli angoli a disposizione in cui il modello sezionale denota distacco di vortici. In Figura 5.60 si riporta l'andamento ottenuto e lo si mette a confronto con quello misurato da Matsumoto [15], nel corso di prove ad incidenza variabile su un corpo prismatico a sezione rettangolare di *aspect ratio* pari a $B/D = 0.5$. Come si nota si ha un buon riscontro nonostante le geometrie in analisi non siano del tutto simili. Si osserva che al variare della velocità i valori del numero di Strouhal per un definito angolo non cambiano: questo a significare che il punto di distacco non varia e l'effetto Reynolds è trascurabile come accade in un corpo tozzo a spigoli vivi. Si è esclusa la velocità di 54m/s poiché il modello si trovava in *lock-in* e di conseguenza non è possibile quantificare il numero di Strouhal.



(a)

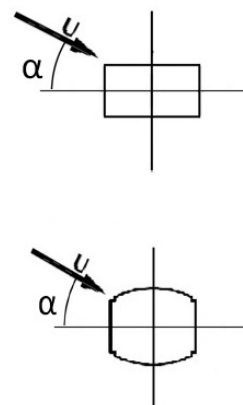
(b) Angolo α per Matsumoto (sopra) e per il modello sezionale (sotto)

Figura 5.60: Andamento del numero di Strouhal misurato per il modello sezionale al variare dell'angolo di incidenza del vento, confrontato con quello misurato da Matsumoto su un prisma a sezione rettangolare di *aspect ratio* $B/D=0.5$ [15]

5.1.4 Bidimensionalità del campo di moto

Per effettuare questa verifica si è costruita la sezione di misura in modo da alloggiare tre corone di prese lungo la sezione del modello (Capitolo 4.3.2): è presente una corona centrale per il rilievo delle misure, e due corone esterne, distanziate di 10cm da quella centrale, molto meno fitte costituite da punti di controllo. Dunque andando a fare la cross correlazione tra coppie di prese corrispondenti (a pari ascissa curvilinea) viene verificata la bidimensionalità come si nota nelle Figure 5.61 e 5.62.

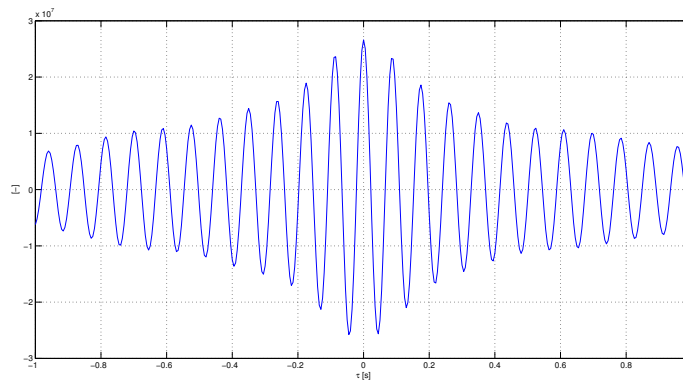


Figura 5.61: Cross-correlazione tra presa di pressione 254 e 354 $v=30m/s$ $\alpha = 50^\circ$

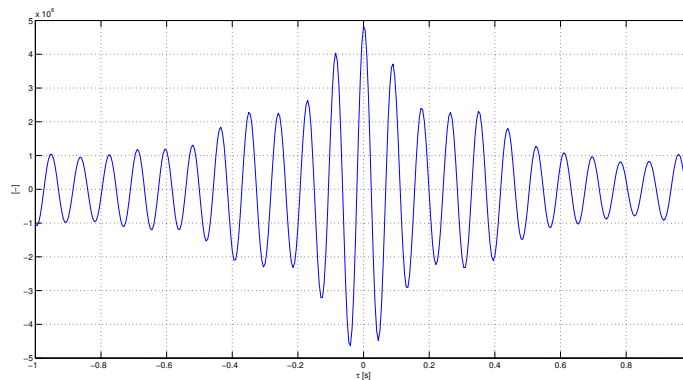


Figura 5.62: Cross-correlazione tra presa di pressione 266 e 166 e $v=30m/s$ $\alpha = 50^\circ$

Inoltre, come si è anche visto in Figura 5.6 il confronto con le polari ricavate con la bilancia dinamometrica e quelle ricavate tramite integrale delle pressioni evidenzia una buona corrispondenza dei valori ottenuti, ovvero viene dimostrata in sostanza la bidimensionalità del flusso. Questa concordanza permette da un lato di asserire la bontà delle misure e dall'altro di validare quanto affermato con le prese di pressione, poiché se le tre corone possono essere ritenute non sufficientemente distanti tra loro rispetto all'asse verticale, la distanza che c'è tra il modello e la corona centrale risulta abbondantemente sopra il metro.

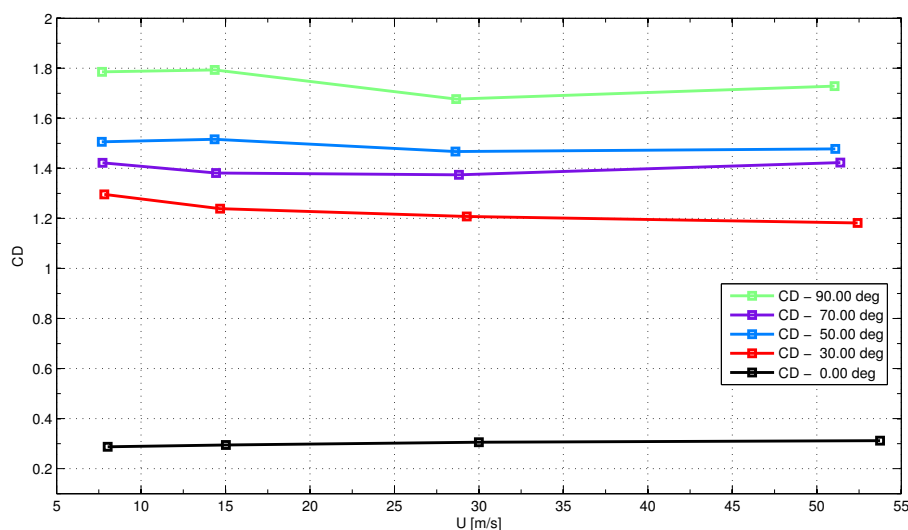


Figura 5.63: Confronti coefficiente di drag al variare della velocità con angolo d'incidenza fisso

In Figura 5.63 è riportato l'andamento del coefficiente di drag, a pari angolo, rispetto alla velocità d'incidenza del vento. Si nota che anche aumentando il numero di Reynolds fino a $1.6 \cdot 10^6$ (54 m/s) il coefficiente non diminuisce per nessun angolo, si mantiene pressoché costante, quindi non sono state verificate le ipotesi dell'isteresi presenti nel capitolo 3.6: il corpo non cambia il suo comportamento aerodinamico all'aumentare del numero di Reynolds e la scia non si richiude mai.

5.2 Test in camera di prove Civile

La turbolenza presente nel vento incidente influenza notevolmente il comportamento aerodinamico dei corpi investiti (Capitolo 1.1.2.1). Sulla base di ciò sono state eseguite altre prove sperimentali, con lo stesso modello, nella camera Civile della Galleria del Vento, la quale ha dei valori di turbolenza, I e L_u maggiori di circa un ordine di grandezza rispetto alla camera aeronautica dove si sono svolte le prove precedenti (Capitolo 5).

Di seguito si presenta una panoramica dei risultati ottenuti dalle prove ad alta turbolenza e bassa velocità.

5.2.1 Coefficienti aerodinamici

In questo paragrafo si illustrano i coefficienti aerodinamici ricavati dalle misure di forza effettuate in camera civile. Si tralasciano le misure di pressione in quanto il basso numero disponibile non permette di avere un risultato adeguato in termini di valore integrale. Nel grafico di Figura 5.64 e Figura 5.65 si vede l'andamento dei coefficienti di drag e lift al

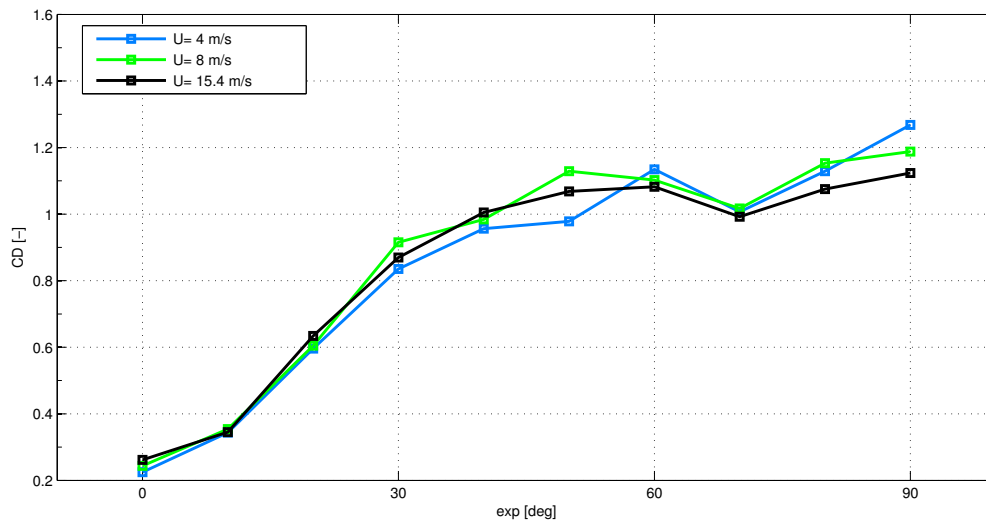


Figura 5.64: Andamenti del coefficiente di drag in funzione dell'angolo d'attacco al variare della velocità

variare dell'angolo di incidenza, si nota come i valori del drag si assestino su valori minori rispetto alle precedenti prove in camera veloce.

Nelle Figure 5.66 e 5.67 sono riportati i confronti tra queste prove e le prove in camera aeronautica, è evidente una grande differenza di comportamento in termini di coefficiente di drag. Mentre il coefficiente di lift mostra un andamento pressoché congruente, a parte per l'angolo di 60° per il quale si ravvisa un cambio di segno.

Nelle Figure 5.68 e 5.69 si presentano i confronti con le prove FOT. Ne emerge una certa somiglianza per il coefficiente di lift mentre per quanto riguarda il coefficiente di drag si nota come sia colta con una certa precisione la curva che presenta bassi valori del coefficiente e l'assenza di *vortex shedding*.

Ora, in Figura 5.70, si propone un confronto, in termini di coefficiente di drag, a pari numero di Reynolds, tra tutte le prove trattate in questa tesi: FOT, prove in camera civile e prove in camera aeronautica. Si nota la differenza tra le prove in camera civile e le prove in camera aeronautica (modello in scala 1/18) rispetto alle prove FOT (modello in scala 1/30).

- Per quanto riguarda il modello 1/18 a pari condizioni di flusso incidente, eccetto la turbolenza (intensità e scala integrale) si ottengono due diversi comportamenti
 - 2% di turbolenza: non si ha *vortex shedding* per nessun angolo, $L_u = 0.2m$, $D = 0.446m$, $L_u/D = 0.44$
 - 0.1% di turbolenza: si ha *vortex shedding* per tutti gli angoli maggiori di 20° , $L_u = 0.01m$, $D = 0.446m$, $L_u/D = 0.02$

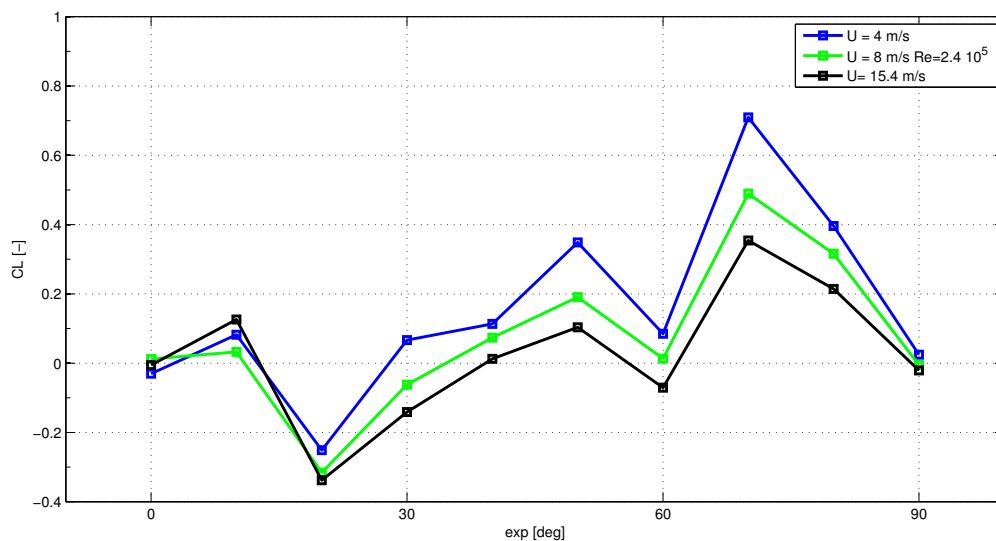


Figura 5.65: Andamenti del coefficiente di lift in funzione dell'angolo d'attacco al variare della velocità

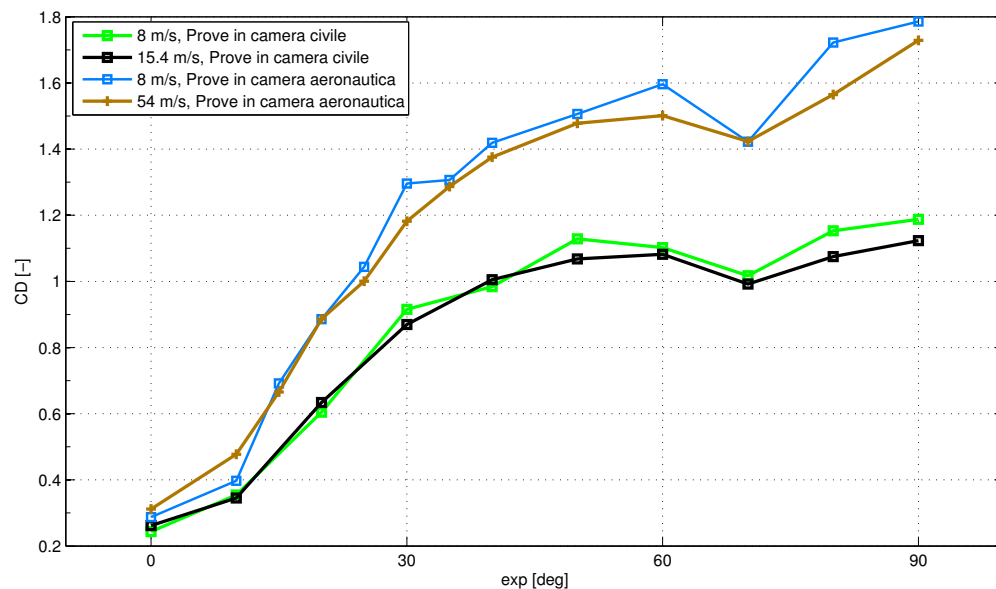


Figura 5.66: Andamento del coefficiente di drag in funzione dell'angolo di attacco: confronto con le prove in camera aeronautica

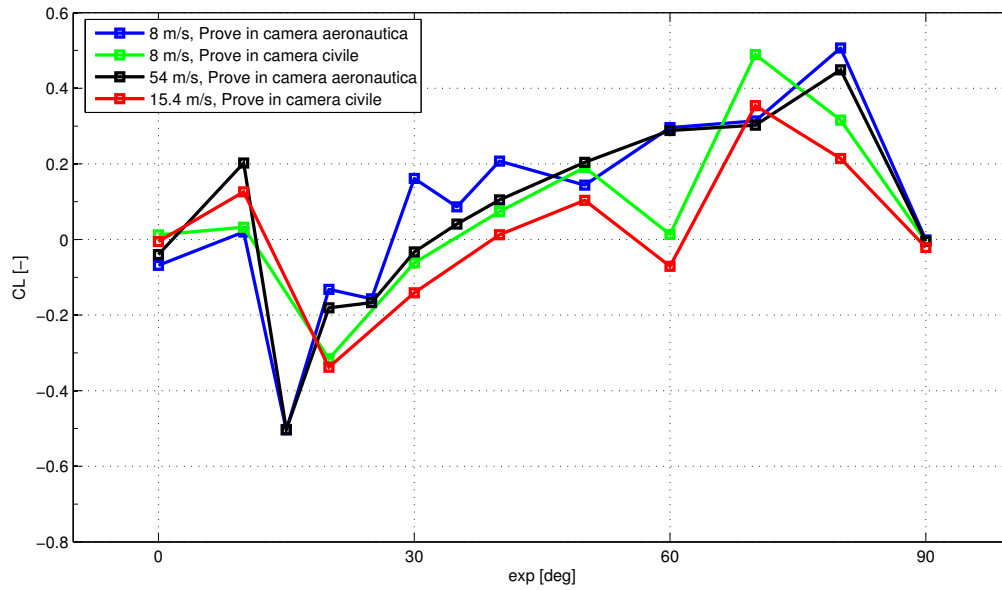


Figura 5.67: Andamento del coefficiente di lift in funzione dell'angolo di attacco: confronto con le prove in camera aeronautica

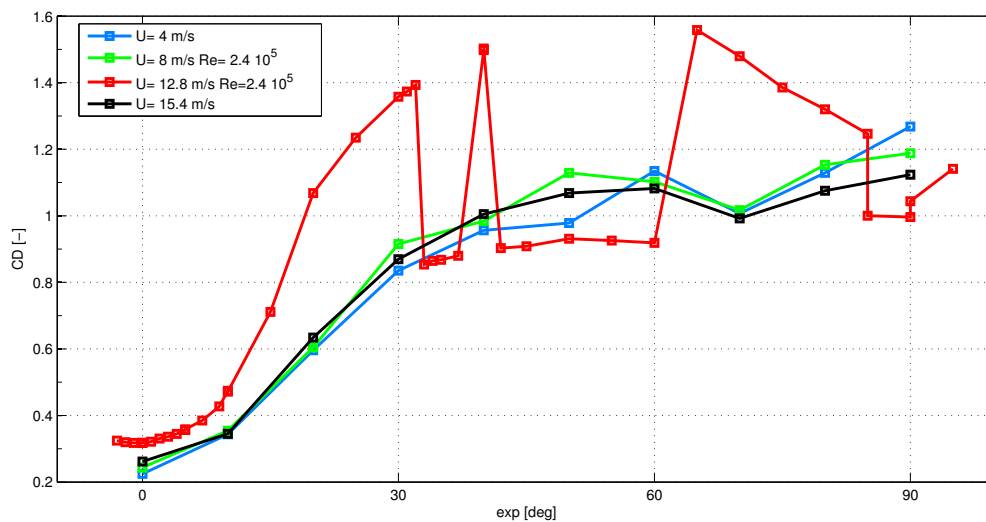


Figura 5.68: Andamento del coefficiente di drag in funzione dell'angolo di attacco al variare della velocità: confronto con prove FOT

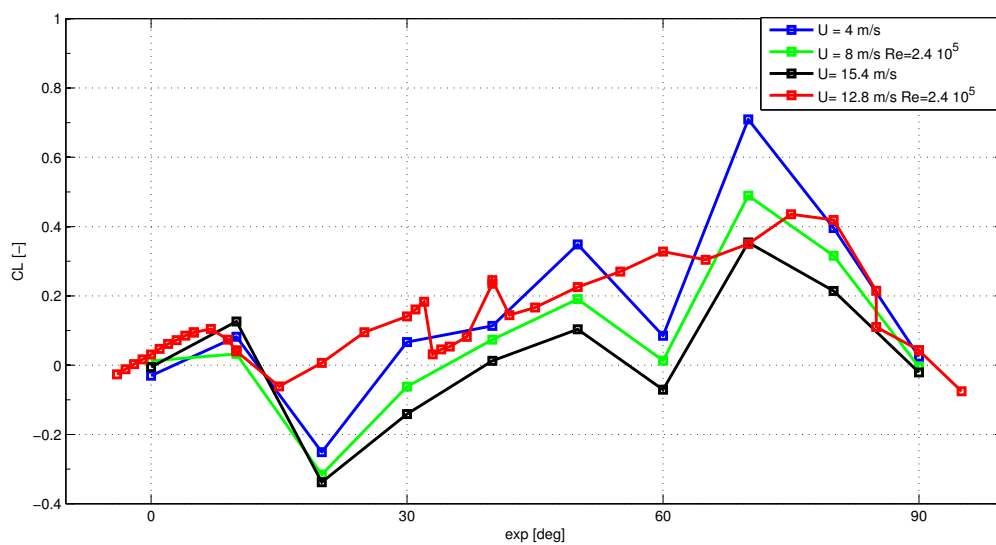


Figura 5.69: Andamento del coefficiente di lift in funzione dell'angolo di attacco al variare della velocità: confronto con prove FOT

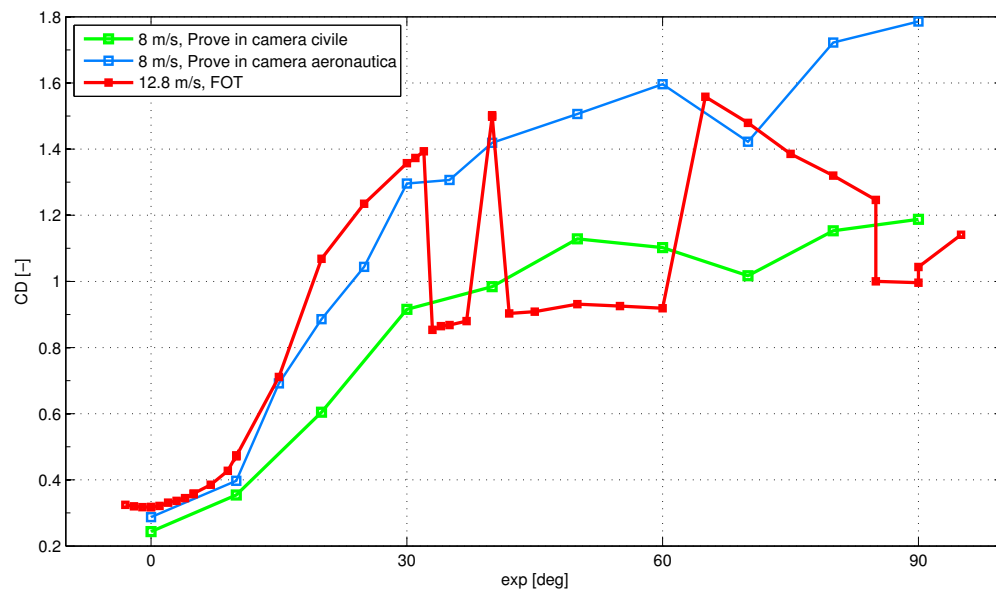


Figura 5.70: Andamento del coefficiente di lift in funzione dell'angolo di attacco: confronto a pari numero di Reynolds, $2.5 \cdot 10^5$

Per questo modello, per gli angoli in cui non si ha *vortex shedding*, l'effetto della turbolenza sembra essere quello di energizzare lo strato limite in modo da spostare a valle il punto di separazione, provocando una riduzione della scia, quindi una riduzione del C_D . Per gli stessi angoli in cui, nelle prove in camera aeronautica, si è verificato *vortex shedding*, si nota che, nelle prove in camera civile, l'effetto dell'introduzione della turbolenza è quello di distruggere la formazione della scia vorticosa.

- Per quanto riguarda invece il modello 1/30 si nota la presenza di una doppia soluzione per gli angoli compresi tra 30° e 70° :
 - alto drag, si presenta *vortex shedding*
 - basso drag, non si presenta *vortex shedding* da notare che in queste prove $L_u = 0,2m$ e $D = 0,283m$, $Lu/D = 0,7$.

A pari condizioni di flusso rispetto alle prove in camera civile, cambia il rapporto L_u/D e ciò si traduce in una diversa soluzione: infatti in questo caso, in cui le dimensioni del corpo sono paragonabili a quelle della scala integrale, per $20^\circ < \alpha < 80^\circ$ si presenta o non presenta il fenomeno di *vortex shedding*. Si può dire che un aumento del numero di Reynolds prodotto dalla turbolenza sia scompensato dalla diminuzione di Re provocata dalle minori dimensioni del diametro del modello. Si può ipotizzare che un maggior rapporto L_u/D faccia lavorare il corpo quasi in *smooth flow* e quindi ci si riconduce alle prove in alta velocità dove la turbolenza è pressoché nulla.

Si può ipotizzare che un incremento di Re , dovuto sia alla turbolenza, sia al diametro maggiorato del modello 1/18, abbiano condotto il corpo a lavorare ad un Reynolds equivalente più alto, zona per cui non si verifica *vortex shedding*. Questo Re dovrebbe essere superiore a quello simulato nelle prove in camera aeronautica alla max velocità ($Re = 1,6 \cdot 10^6$) perché in quel caso si verificava ancora il fenomeno di *vortex shedding*. Considerando ciò, il fattore rilevante rispetto cui si trova la soluzione ad alto o basso drag sembra essere l'intensità di turbolenza piuttosto che l'incremento di diametro del modello o della velocità.

Nella Figura 5.71 è diagrammato l'andamento del coefficiente di drag per l'angolo di 90° al variare della velocità. Si nota subito come la soluzione sia dipendente dalla velocità, quindi dal numero di Reynolds. Si può dunque affermare che per questa configurazione sperimentale i coefficienti di forza del modello siano influenzati dal numero di Reynolds (1.1.2.1) sebbene il corpo presenti degli spigoli vivi, [21]. Mentre per l'angolo di 50° , Figura 5.72 questa dipendenza non si verifica. Si afferma quindi che il corpo a seconda della sua grado di esposizione al vento varia il suo comportamento aerodinamico.

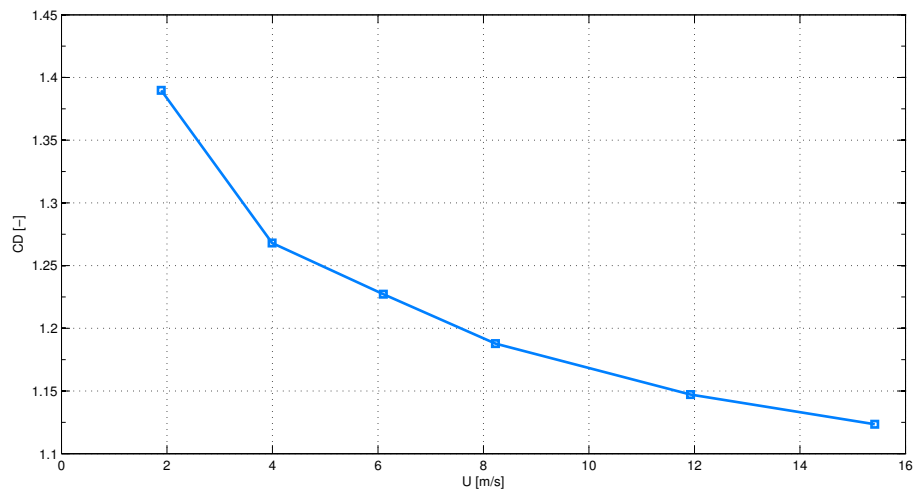


Figura 5.71: Andamento del coefficiente di drag in funzione della velocità d'incidenza del vento, $\alpha = 90^\circ$

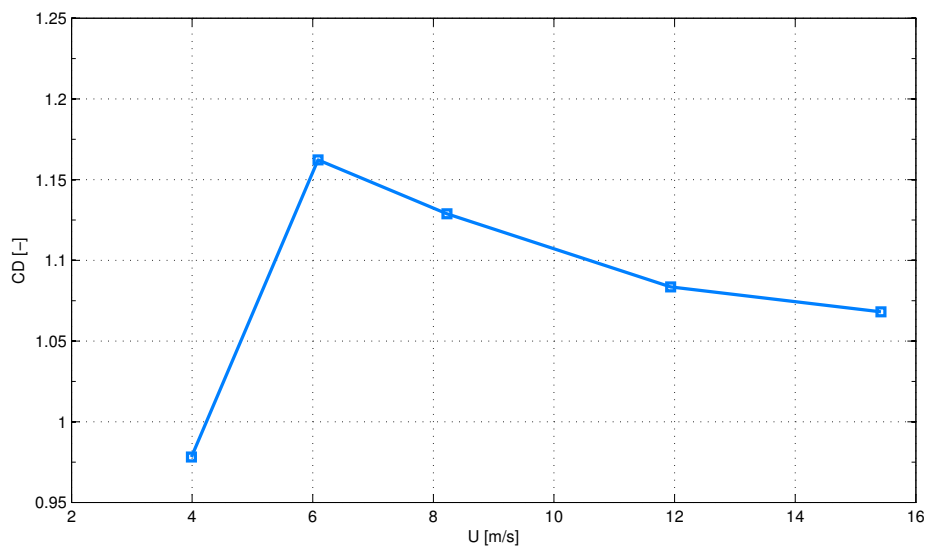


Figura 5.72: Andamento del coefficiente di drag in funzione della velocità d'incidenza del vento, $\alpha = 50^\circ$

5.2.2 Analisi sul distacco di vortici

In queste prove nessun angolo ho mostrato un distacco di vortici rilevante, di seguito si analizzano i consueti angoli: 0° 30° 50° 90° , più l'angolo di 20° che ha mostrato un comportamento particolare.

Angolo d'incidenza= 0°

Come si evince dall'andamento della PSD per le varie velocità, Figura 5.73, non c'è distacco di vortici, infatti si nota l'assenza di picchi significativi. Si afferma quindi che per quest'angolo d'incidenza del vento non si ha distacco di vortici per nessuna velocità e intensità di turbolenza. Per questi motivi per un'analisi dettagliata del campo di moto si rimanda al Capitolo 5.1.3

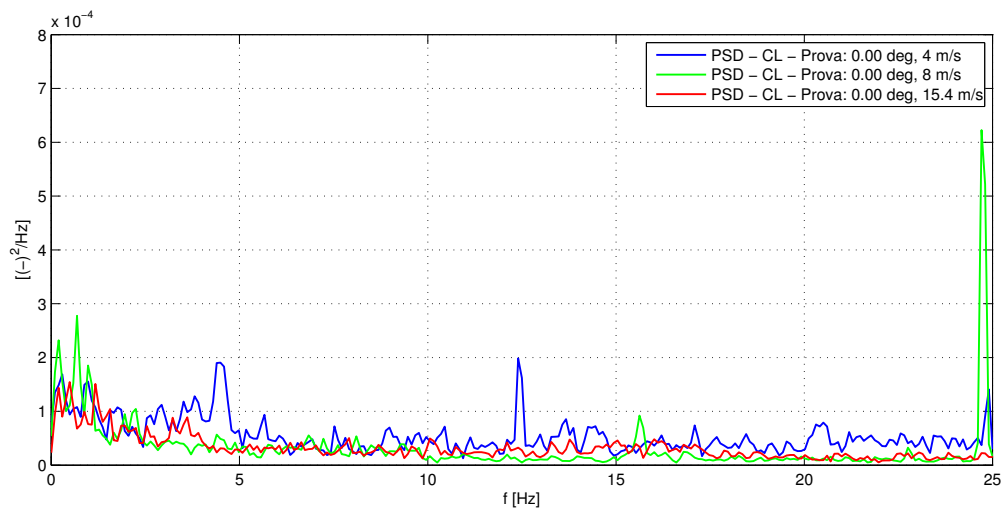


Figura 5.73: PSD C_L $\alpha = 0^\circ$ al variare della velocità incidente da misure di pressione, prove in camera Civile

Angolo d'incidenza=20°

Questo angolo non presenta distacco di vortici; come si vede nella Figura 5.74 la PSD non presenta alcun picco. Però ha un comportamento particolare nella storia temporale, come si vede in Figura 5.75, dove sono riportati gli andamenti nel tempo del coefficiente di lift da misure di forza e da misure di pressione. Si è ricaduti nella stessa situazione verificatasi per l'angolo 15° delle prove in camera aeronautica (Capitolo 5.1.3). Si nota

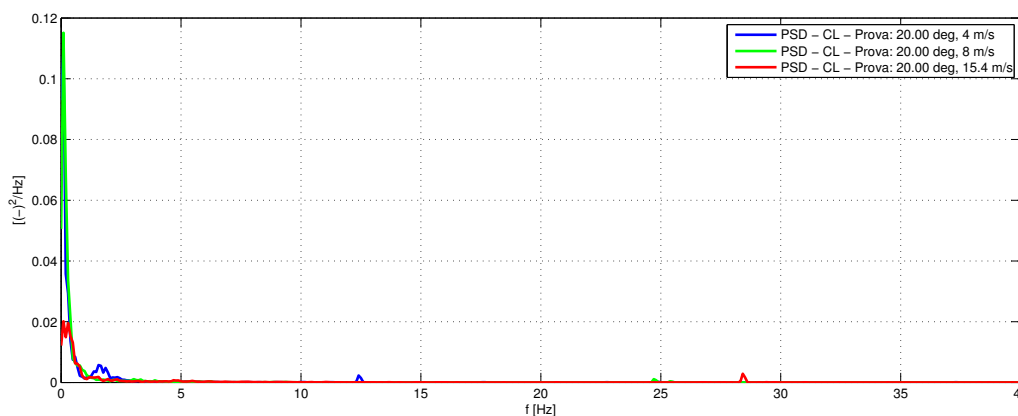
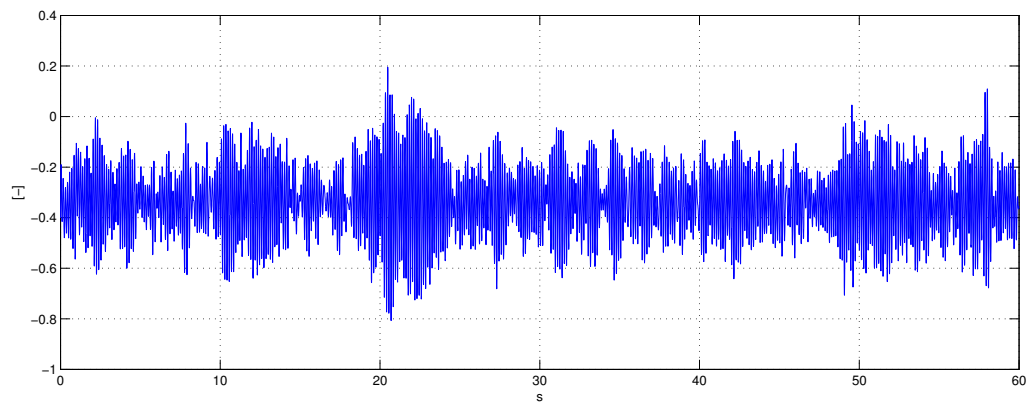


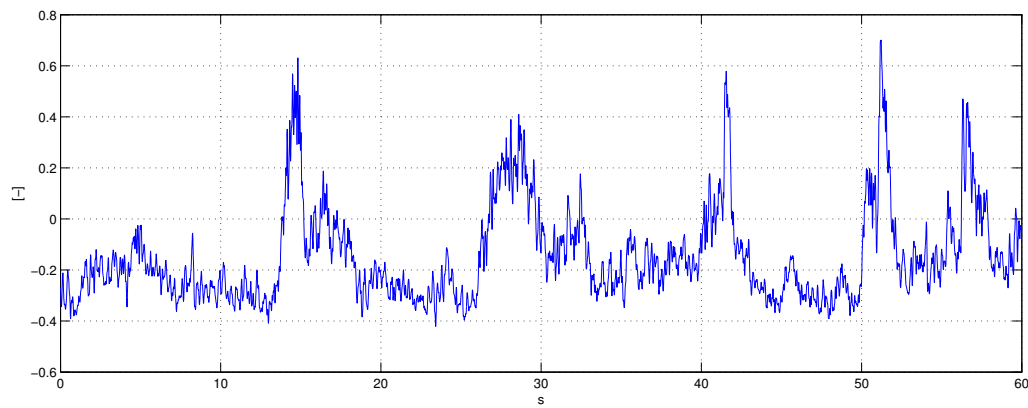
Figura 5.74: PSD C_L $\alpha = 20^\circ$ al variare della velocità incidente da misure di pressione, prove in camera Civile

come le due storie temporali non siano coerenti: dalle misure di pressione si nota un evidente comportamento non stazionario, mentre le misure di forza mostrano un andamento pressoché costante. Ciò si può spiegare in quanto la bilancia di forza legge l'influenza del vento su una parte di struttura molto ampia quindi il segnale risulta mediato, mentre le prese di pressione danno una misura puntuale. In particolare accade che nella parte superiore del modello nasce una bolla di separazione e si stacca un piccolo vortice che fa cambiare segno al coefficiente di lift. Questo fenomeno è random e quindi non ha nessuna frequenza, come già si era notato nella PSD associata, Figura 5.74. Questo è un comportamento tipico del cilindro in zona critica quando si trova investito da una vena fluida; si può quindi affermare che il corpo in oggetto ha un comportamento dipendente dal numero di Reynolds.

Nella Figura 5.76 è raffigurato dettagliatamente, sotto forma di C_p sulla sezione, il fenomeno spiegato in precedenza. In particolare in Figura 5.76(f) si vede come la deviazione standard mostri dei valori rilevanti solo in corrispondenza delle prese interessate dal fenomeno, a denotare la differenza data, rispetto al media, dalla presenza della bolla di separazione.

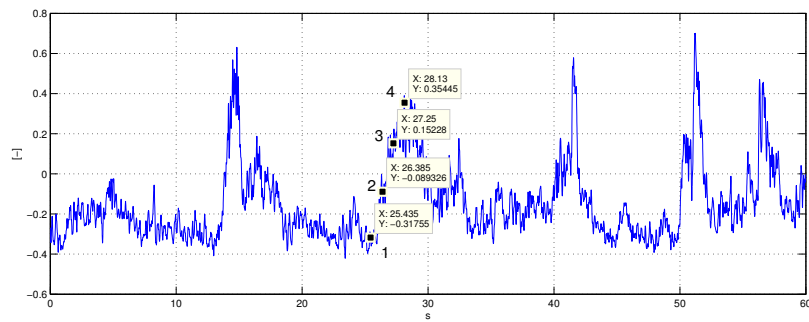
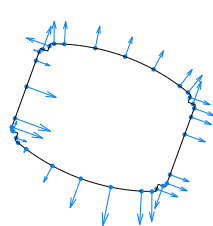


(a) Ricavato da misure di forza

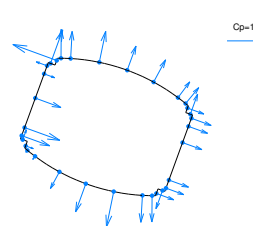


(b) Ricavato da misure di pressione

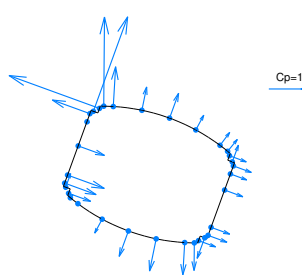
Figura 5.75: Storia temporale coefficiente di Lift $\alpha = 20^\circ$, $v = 8m/s$

(a) Storia temporale C_L $\alpha = 20^\circ$, $v = 8m/s$ 

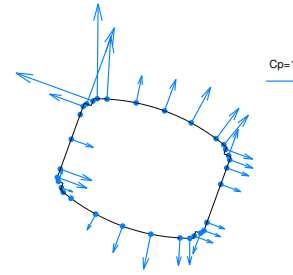
(b) Cp istante 1



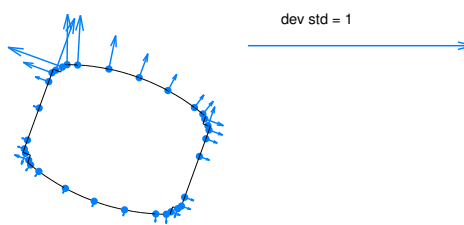
(c) Cp istante 2



(d) Cp istante 3



(e) Cp istante 4



(f) Deviazione standard Cp

Figura 5.76: Andamento del coefficiente di pressione nel tempo, per $\alpha = 20^\circ$, in camera lenta

Angolo d'incidenza=30°

Ora si passa ad analizzare il modello con vento incidente a 30°. Analizzando la PSD associata, Figura 5.77 si nota la presenza di picchi viaggianti in corrispondenza della frequenza di Strouhal, quindi di prima impressione si potrebbe dire che avviene il fenomeno di distacco di vortici. Facendo però attenzione alla scala sull'asse delle ordinate si vede come l'energia introdotta nel sistema dal *vortex shedding* sia molto bassa. Per questo motivo si può affermare che per questo angolo il fenomeno non si verifica.

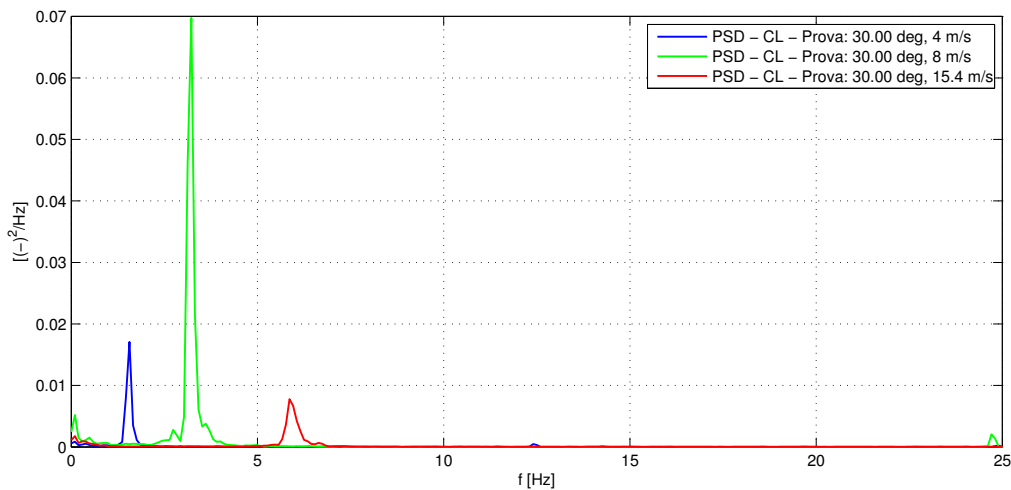
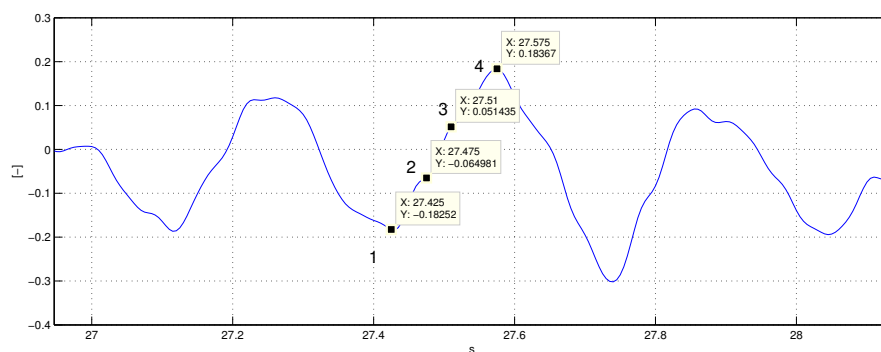
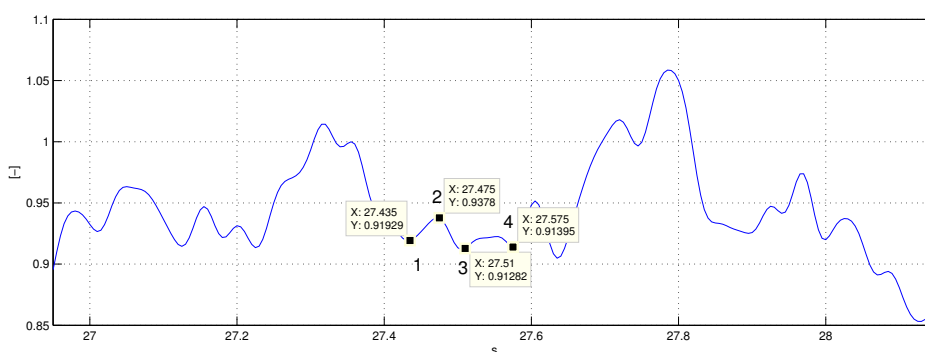


Figura 5.77: PSD C_L $\alpha = 30^\circ$ al variare della velocità incidente da misure di pressione, prove in camera Civile

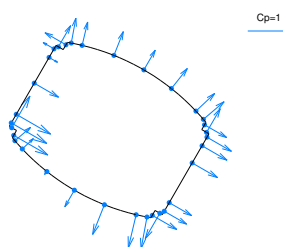
Andando più in dettaglio, si analizza l'andamento dei C_p istantanei lungo la sagoma del modello in determinati istanti temporali: quelli che presentavano i maggiori valori assoluti del C_L . Anche da questa analisi, emerge la quasi assenza del distacco di vortici, infatti come si nota nella Figura 5.78 l'andamento delle distribuzioni di pressione è costante nel tempo. A riprova di quanto detto sopra in Figura 5.79 si riporta la deviazione standard del C_p e i valori istantanei di C_p - C_p medio. Si nota come la componente fluttuante sia davvero minima e che per renderla visibile si sia anche dovuto decimare la scala di visualizzazione.



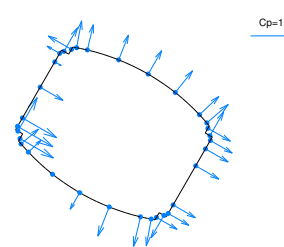
(a) Frazione storica temporale C_L $\alpha = 30^\circ$, $v = 8m/s$



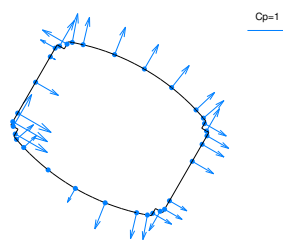
(b) Frazione storica temporale C_D $\alpha = 30^\circ$, $v = 8m/s$



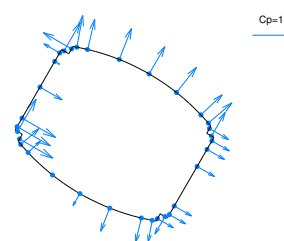
(c) C_p istante 1



(d) C_p istante 2



(e) C_p istante 3



(f) C_p istante 4

Figura 5.78: Andamento del coefficiente di pressione nel tempo, per $\alpha = 30^\circ$, in camera lenta

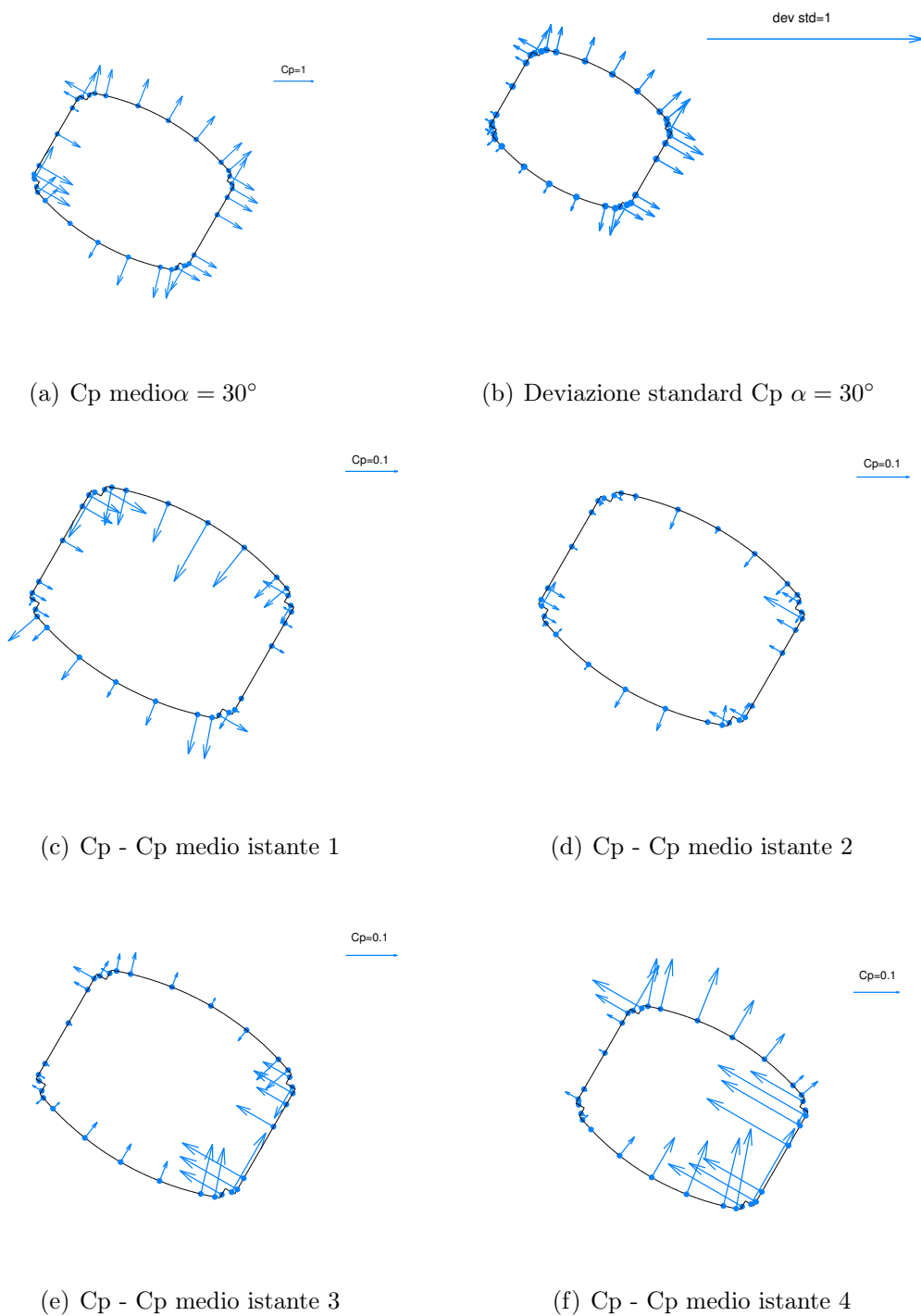


Figura 5.79: Coefficienti di pressione nel tempo, per $\alpha = 30^\circ$, in camera lenta

Angolo d'incidenza=50°

Anche per questo angolo si svolgono le analisi già effettuate per le configurazioni precedenti. Dalla PSD, Figura 5.80, si nota la presenza di picchi viaggianti alla frequenza di Strouhal, ma come per 30° hanno un'energia molto bassa, tale da non permettere un distacco di vortici d'intensità significativa.

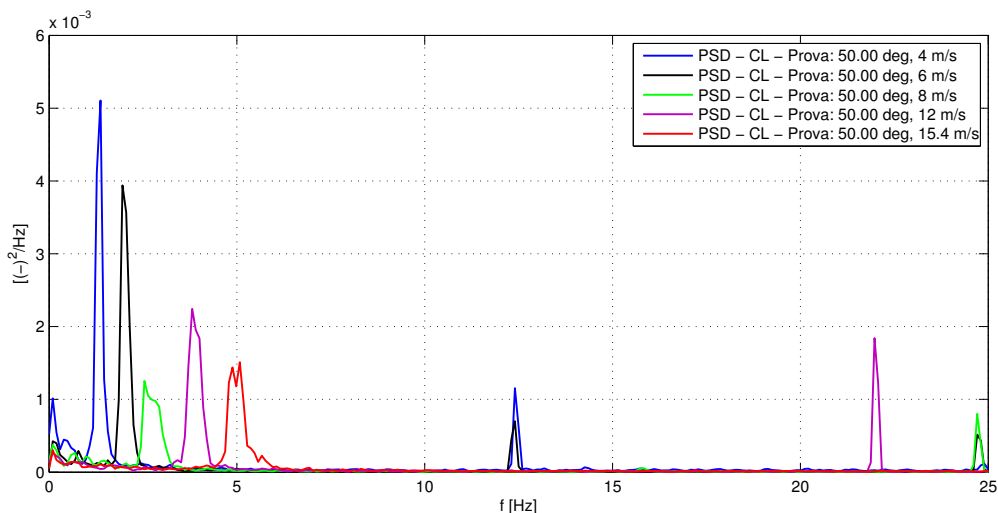
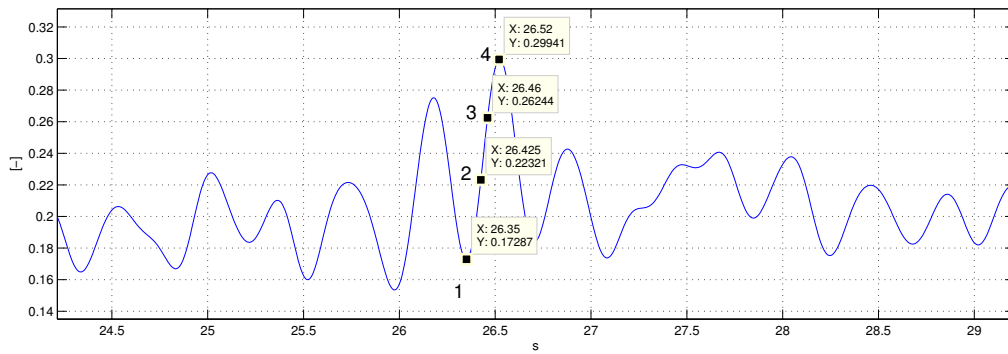
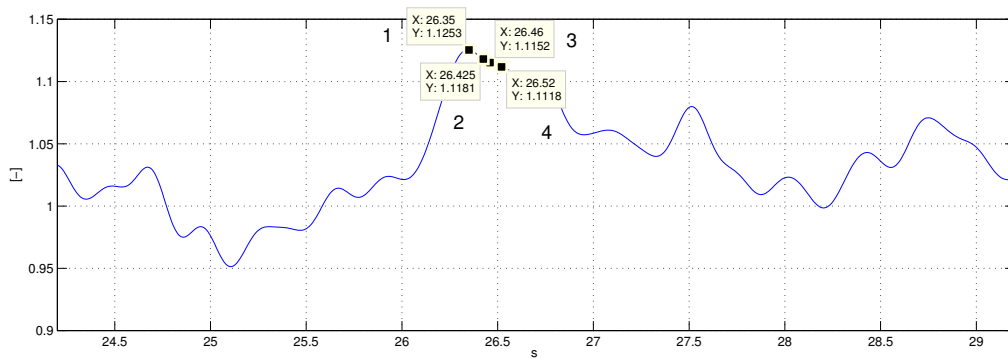


Figura 5.80: PSD C_L $\alpha = 50^\circ$ al variare della velocità incidente da misure di pressione, prove in camera Civile

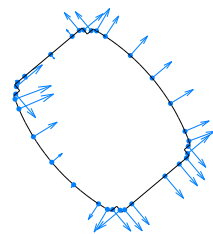
Nelle Figure 5.81 e 5.82 è illustrato l'andamento dei coefficienti di pressione istantanei e fluttuanti nel tempo. Si nota sempre come la componente fluttuante sia molto piccola rispetto alla media (anche in questo caso è stato necessario un cambio di scala per poterla rendere visibile) sottolineando la non significatività del distacco di vortici per questa configurazione.



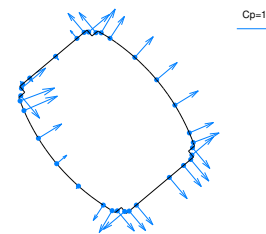
(a) Frazione storia temporale $C_L \alpha = 50^\circ, v = 8m/s$



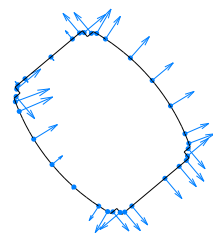
(b) Frazione storia temporale $C_D \alpha = 50^\circ, v = 8m/s$



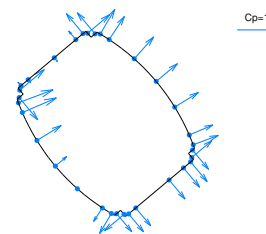
(c) Cp istante 1



(d) Cp istante 2



(e) Cp istante 3



(f) Cp istante 4

Figura 5.81: Andamento del coefficiente di pressione nel tempo, per $\alpha = 50^\circ$, in camera lenta

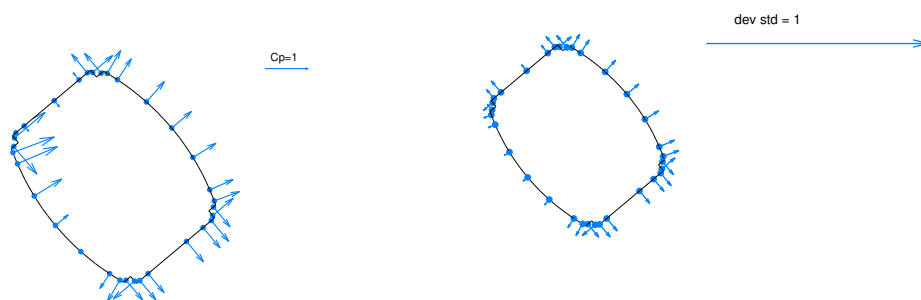
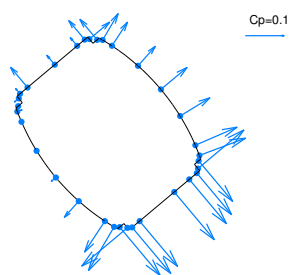
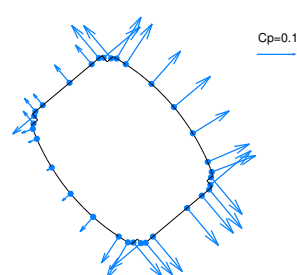
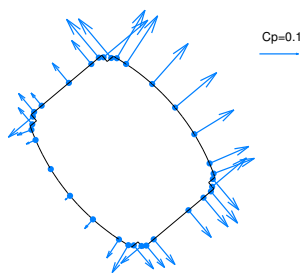
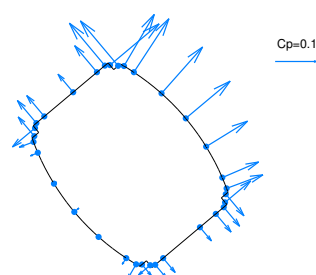
(a) C_p medio $\alpha = 50^\circ$ (b) Deviazione standard C_p $\alpha = 50^\circ$ (c) $C_p - C_p$ medio istante 1(d) $C_p - C_p$ medio istante 2(e) $C_p - C_p$ medio istante 3(f) $C_p - C_p$ medio istante 4

Figura 5.82: Coefficienti di pressione nel tempo, per $\alpha = 50^\circ$, in camera lenta

Angolo d'incidenza=90°

In Figura 5.83 è diagrammata la PSD del coefficiente di lift al variare della velocità. Si vede come ci sia sempre una componente viaggiante col la frequenza di Strouhal, però il distacco di vortici che si presenta è di entità trascurabile.

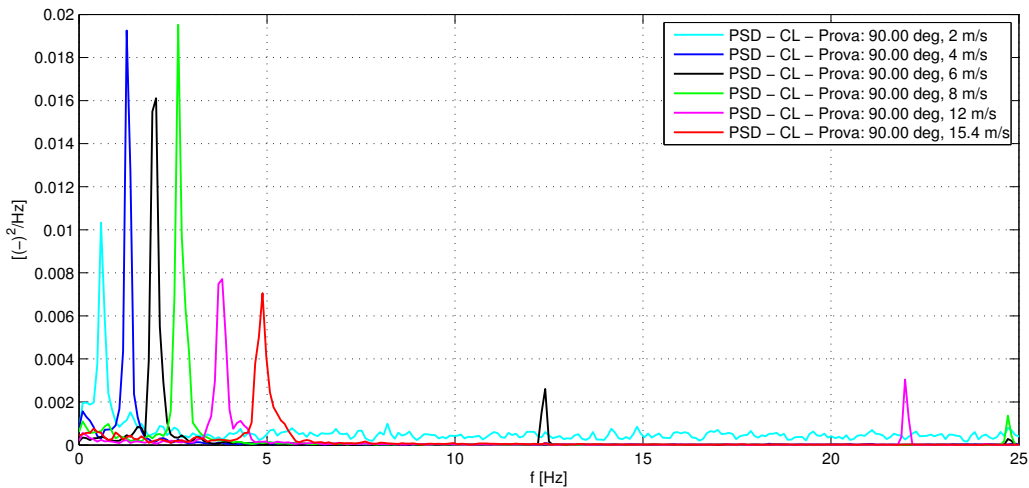
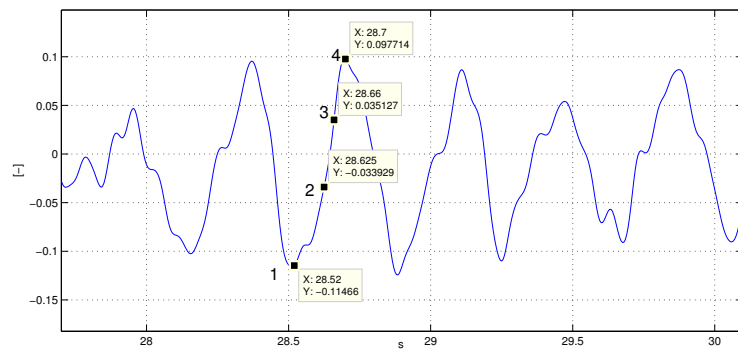
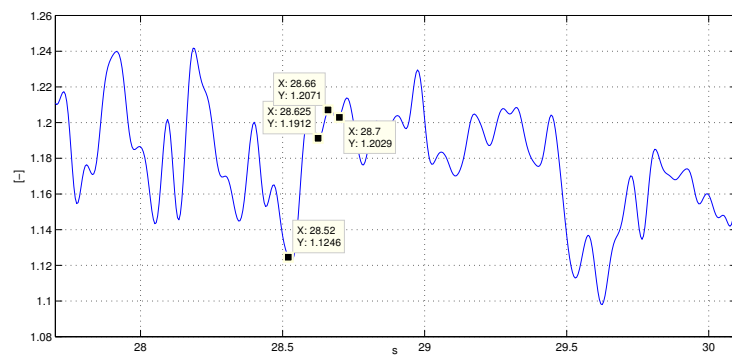


Figura 5.83: PSD C_L $\alpha = 90^\circ$ al variare della velocità incidente da misure di pressione, prove in camera Civile

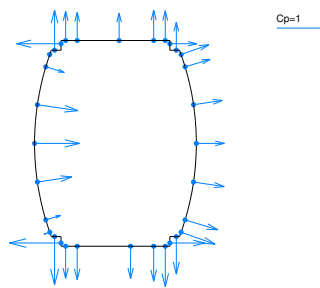
Come nei casi precedenti, nelle Figure 5.84 e 5.85 si riportano gli andamenti dei coefficienti di pressione istantanei e fluttuanti. Anche per quest'ultima configurazione si denota l'assenza di vortici di entità significativa.



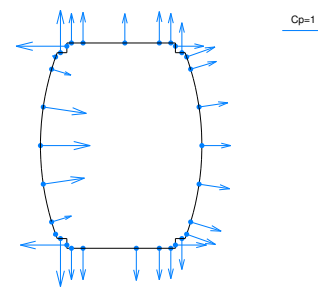
(a) Frazione storia temporale $C_L \alpha = 90^\circ$



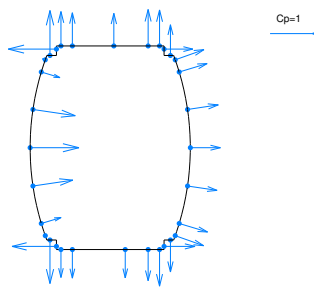
(b) Frazione storia temporale $C_D \alpha = 90^\circ$



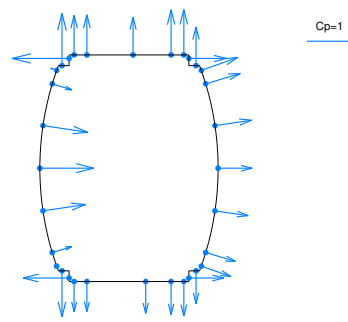
(c) C_p istante 1



(d) C_p istante 2



(e) C_p istante 3



(f) C_p istante 4

Figura 5.84: Andamento del coefficiente di pressione nel tempo, per $\alpha = 90^\circ$, camera Civile

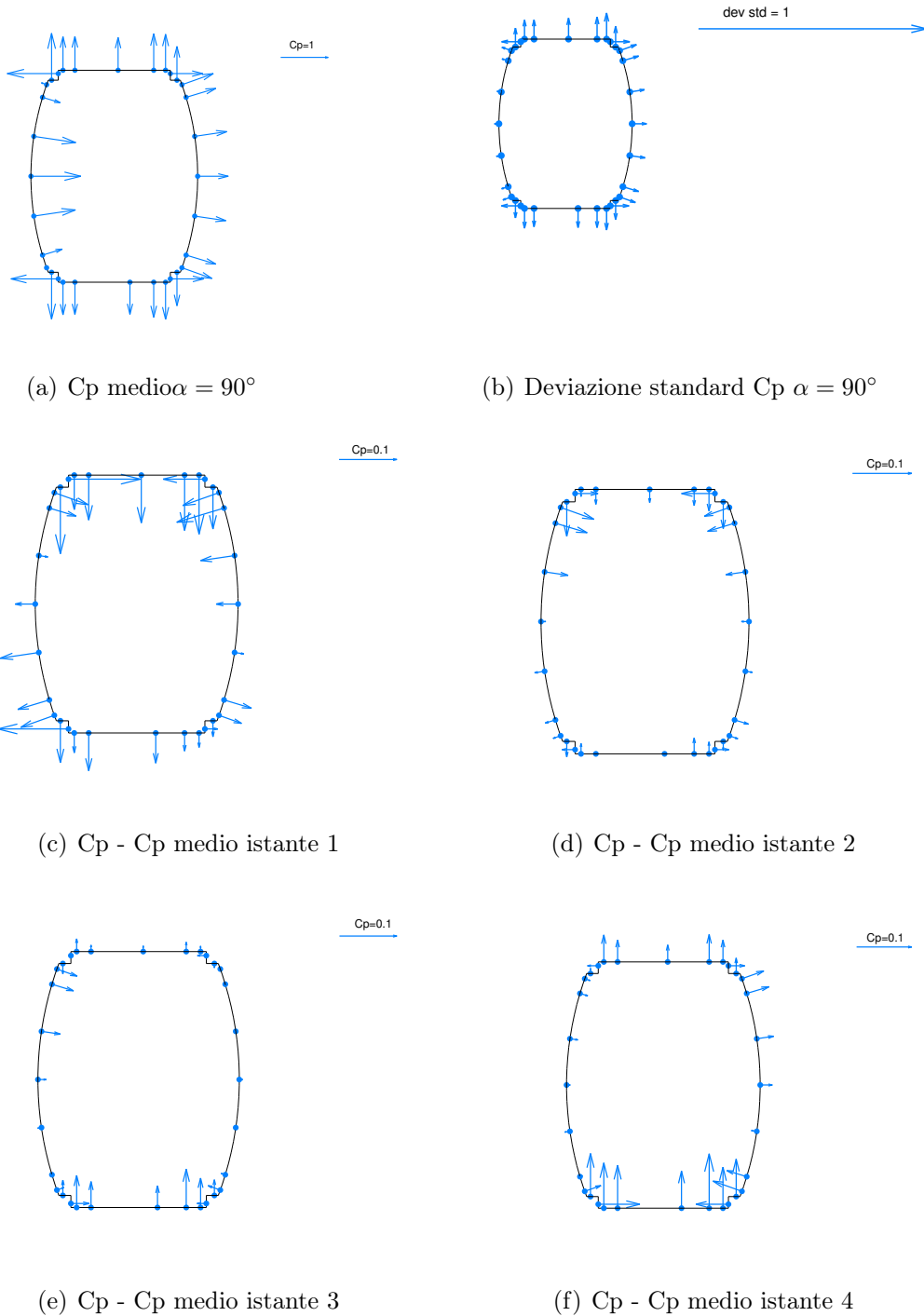


Figura 5.85: Coefficienti di pressione nel tempo, per $\alpha = 90^\circ$, in camera lenta

5.3 Confronto tra le due camere: effetto della turbolenza

Come si è visto nei paragrafi precedenti, nelle due camere di prova, a parità di modello, si sono ottenute le due differenti soluzioni ad alto e basso drag. Come mostra la Figura 5.86, sul modello in scala 1/18, a pari condizioni di flusso incidente, eccetto la turbolenza (intensità e scala integrale), si ottengono due diverse configurazioni del flusso attorno al corpo:

- $I_u = 2\%$, $L_u = 0.2m$, $L_u/D = 0.44 \rightarrow$ no *vortex shedding* (per tutti gli angoli)
- $I_u = 0.1\%$, $L_u = 0.01m$, $L_u/D = 0.02 \rightarrow$ si *vortex shedding* (per gli angoli maggiori di 20°)

Per gli angoli in cui non si ha *vortex shedding*, l'effetto della turbolenza sembra essere quello di energizzare lo strato limite in modo da spostare a valle il punto di separazione provocando una riduzione dello spessore della scia, quindi una diminuzione del drag. Il fatto che in camera civile non compaia *vortex shedding*, mentre per gli stessi angoli in quella aeronautica compare, è da imputare all'effetto della turbolenza il quale rilassa la coerenza della struttura vorticoso che si ha in scia e quindi attenua il fenomeno.

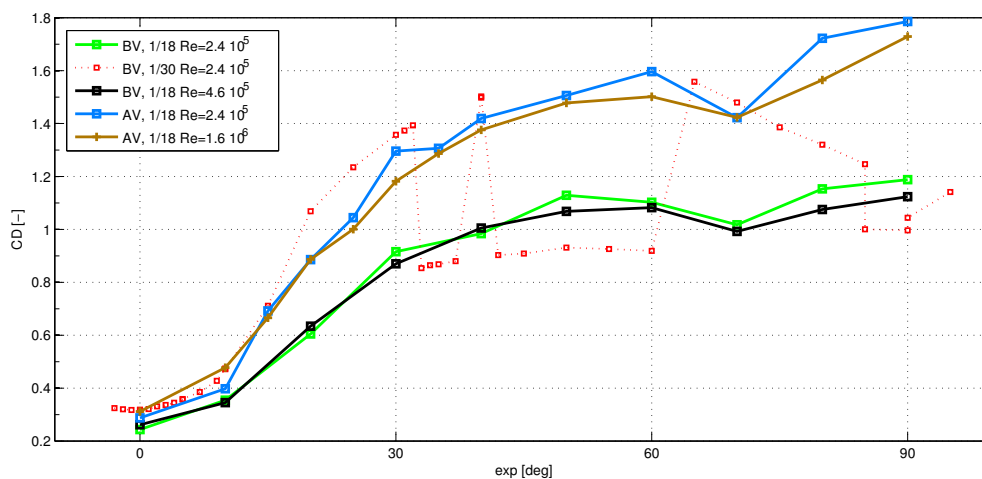


Figura 5.86: Confronto C_D ricavato nelle due camere di prova

Per il modello in scala 1/30 si nota la presenza di una doppia soluzione per gli angoli compresi tra 30° e 70° :

- $I_u = 2\%$, $L_u = 0.2m$, $L_u/D = 0.7$
 - alto drag \rightarrow si *vortex shedding*

– basso drag \rightarrow no *vortex shedding*

Da questo confronto emerge che cambiano il rapporto L_u/D (0.44 per il modello in scala 1/18 e 0.7 per il modello in scala 1/30), a pari condizioni di flusso, in camera civile, si ottiene una diversa soluzione, [19] [14] [5]. Infatti nel modello 1/30, le cui dimensioni sono paragonabili a quelle della scala integrale, per $\alpha > 20^\circ$ si presentano entrambe le soluzioni ad alto e basso drag, mentre sul modello 1/18 si trova sempre la soluzione a basso drag. Pare dunque che un maggior valore del parametro L_u/D possa far tendere la soluzione al caso di *smooth flow* [5].

In riferimento a quanto espresso nel Capitolo 1.1.2.3, si considerano di seguito le due configurazioni a 0° e 90° le quali sono più semplice riconducibili a una geometria rettangolare per cui è possibile reperire dati in letteratura. Nella Figura 5.87 si riporta la sezione della torre FRC per le due configurazioni di cui sopra: si evidenziano i rapporti di elongazione in analogia con la sezione rettangolare che variano tra 0.78 a 90° e 1.27 a 0° . In Figura 5.88 si mostra l'andamento del coefficiente di drag per sezioni rettangolari al variare delle due dimensioni principali, per cui può sussistere un analogia con la Figura 5.89 per gli angoli di 0° e 90° . Per gli angoli intermedi il trend è simile.

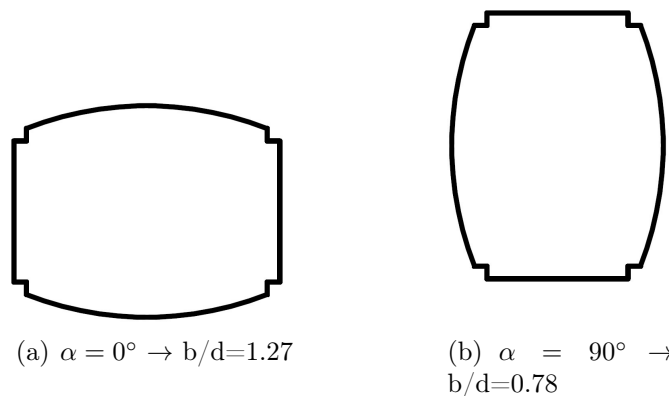


Figura 5.87: Similitudine delle configurazioni della sezione in studio con una sezione rettangolare a diverso rapporto di elongazione

Considerando l'angolo a 0° , per il quale non si verifica distacco di vortici in entrambe le camere, nella Figura 5.90 sono rappresentati coefficienti di drag in funzione del numero di Reynolds per il modello 1/18 ottenuti nelle due diverse camere di prova: è facile notare che l'aumento di turbolenza della camera BV provoca una diminuzione del drag. Dal momento che per questo angolo non c'è distacco di vortici si può vedere l'influenza della turbolenza solo in termini di ampiezza di scia. Questa configurazione oltre a dare importanza agli spigoli, permette soprattutto una buona esposizione al flusso delle parti curve (alto raggio di curvatura), quindi si può assimilare ad un rettangolo con alto rapporto di elongazione. Dunque come mostrato nel Capitolo 1.1.2.3 l'effetto della turbolenza può

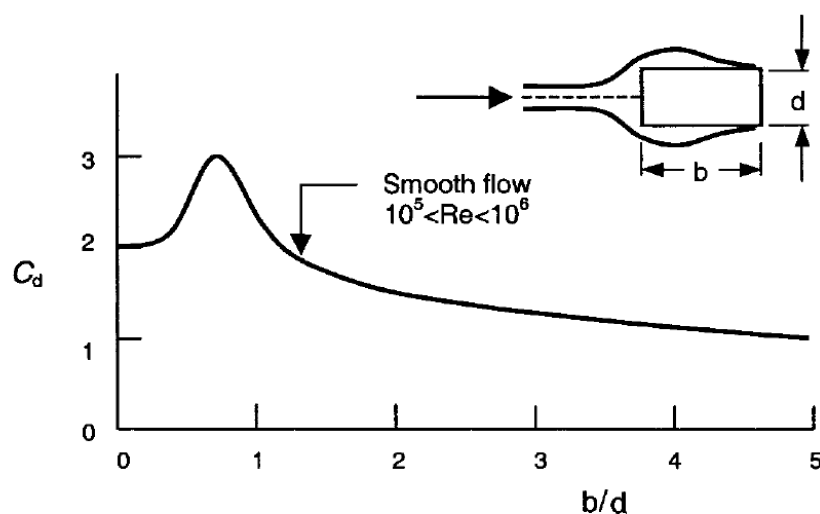


Figura 5.88: Coefficiente di drag per sezione prismatica in smooth flow, da [8]

essere quello di permettere al flusso di riattaccarsi sul lato curvo del corpo e quindi separare successivamente riducendo l'ampiezza della scia. Questo provoca una riduzione del coefficiente di drag. Poiché le superfici lungo la direzione del vento sono sufficientemente lunghe è possibile pensare che il flusso riattacchi in entrambi i casi, AV e BV. Dunque questo effetto si potrebbe sintetizzare nel fatto che introducendo maggior turbolenza nel flusso incidente si agisce sullo strato limite spostando il punto di separazione a valle, Figura 5.91.

Nelle Figure 5.93 e 5.94 sono riportati l'andamento del C_p e della sua deviazione standard, C_p' , lungo l'ascissa curvilinea della sezione, considerata tramite gli identificativi delle prese di pressione, come da convenzione presente in Figura 5.96. Osservando il C_p si nota che in camera civile sulla parete della sezione si ha in generale una minor depressione quindi ciò può giustificare il minor valore del coefficiente di resistenza aerodinamica. Generalmente, quando si tratta con flusso turbolento, il C_p' a parete assume valori superiori rispetto al caso di flusso laminare, in quanto la presenza di turbolenza aumenta la componente fluttuante del flusso. Nella Figura 5.94 infatti si può osservare come la deviazione standard fino circa alla presa 250, sul lato curvo, risulta maggiore nel caso di flusso turbolento, mentre nelle prese successive il C_p' relativo allo *smooth flow*, camera aeronautica, assume valori più alti. Questo potrebbe indicare che nell'intorno di quella presa, per la prova in camera aeronautica, avvenga la separazione perché la componente fluttuante è maggiore rispetto a quella presente nel caso di flusso turbolento. Per tanto il coefficiente di drag nel caso di *smooth flow* risulta maggiore.

Anche nella configurazione a 90° , con l'aumento dell'intensità di turbolenza, si verifica una riduzione del coefficiente di drag, Figura 5.95. In particolare per questo angolo in camera aeronautica si verifica il distacco di vortici, mentre in camera civile no. Si nota che

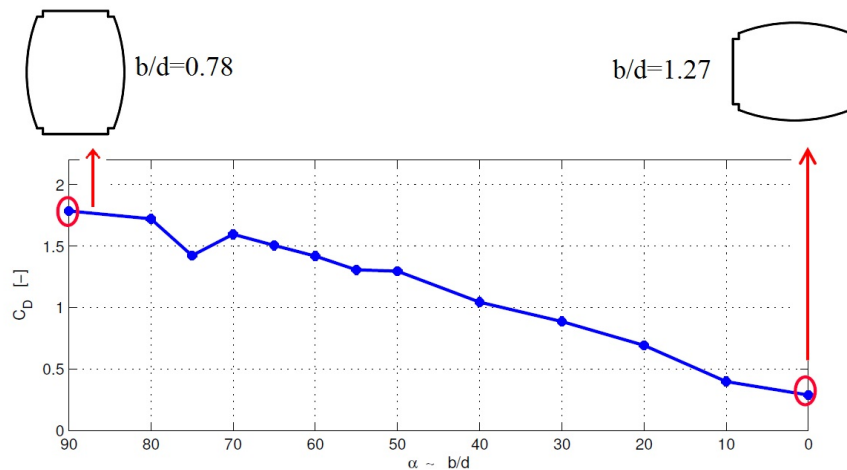


Figura 5.89: Coefficiente di drag ricavato in smooth flow per la sezione FRC in funzione degli angoli di esposizione decrescenti: analogia col rapporto di elongazione per sezioni prismatiche

l'aumento di velocità provoca una diminuzione del C_D . L'esposizione a 90° è somigliante a quella di un rettangolo con basso rapporto di elongazione dove hanno più importanza gli spigoli per la separazione del flusso il quale non fa in tempo ad attaccarsi. La scia resta ampia e il C_D aumenta. In questo caso avendo $b/d = 0.78$, come si è visto nel Capitolo 1.1.2.3, si può pensare che la turbolenza riduca il raggio di curvatura dello *shear layer* e di conseguenza, nel caso di BV, la scia si richiuda prima rispetto al caso AV. In particolare per questa configurazione il maggior valore di drag, ottenuto nelle prove in camera aeronautica, è dovuto soprattutto al fatto che si ha *vortex shedding* e quindi la scia resta più ampia.

Dalla Figura 5.97 si nota una minor depressione per il caso con turbolenza in camera civile, quindi può essere plausibile quanto detto sopra, ovvero che oltre all'assenza del fenomeno di *vortex shedding* la scia tenda a richiudersi prima. Nel grafico della deviazione standard, Figura 5.98, si nota come le prese sottovento (dalla 250 in poi, come da convenzione in Figura 5.96), nonostante il flusso sia turbolento, assumano valori minori rispetto a quelli nel caso di *smooth flow*. Questo potrebbe significare maggiori depressioni dovute al distacco di vortici che potrebbero giustificare il maggior valore del coefficiente di drag.

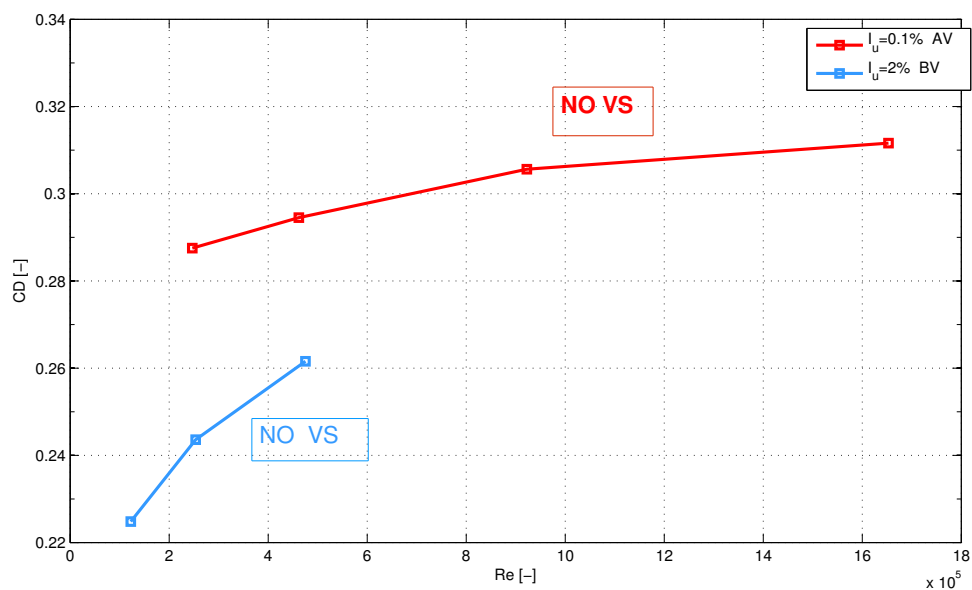


Figura 5.90: C_D ricavato nelle due camere di prova, AV e BV, al variare della velocità, $\alpha = 0^\circ$



(a) Flusso turbolento, camera di prova civile

(b) *Smooth flow*, camera di prova aeronautica

Figura 5.91: Effetto della turbolenza sull'ampiezza della scia, $\alpha = 0^\circ$

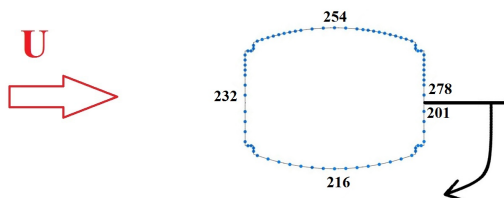


Figura 5.92: Convenzioni prese pressioni per prove sperimentali, $\alpha = 0^\circ$

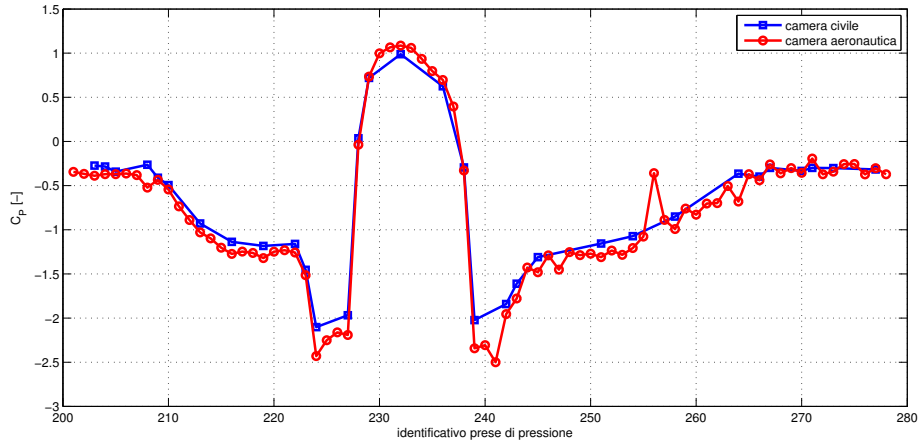


Figura 5.93: Andamento del C_p nelle due camera di prova, $\alpha = 0^\circ$, $v=8m/s$

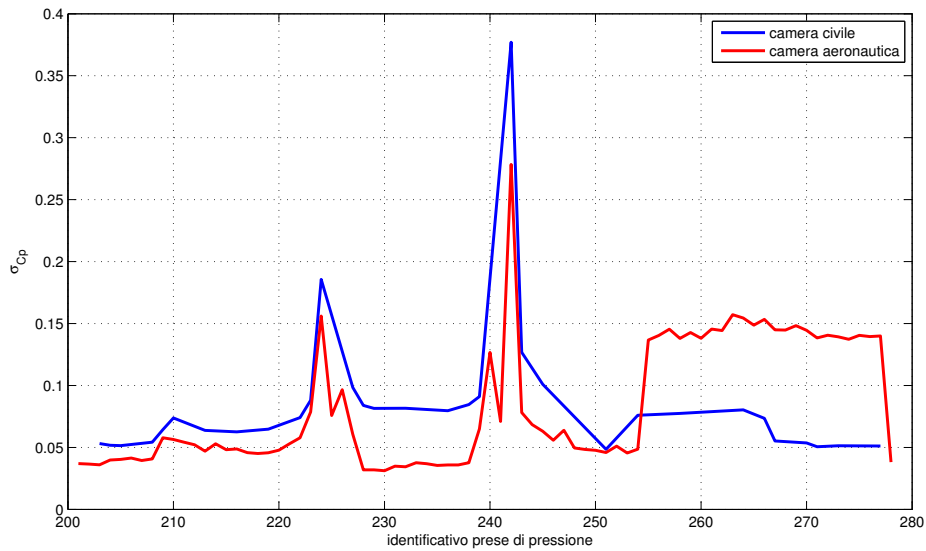


Figura 5.94: Andamento della deviazione standard del C_p nelle due camera di prova, $\alpha = 0^\circ$, $v=8m/s$

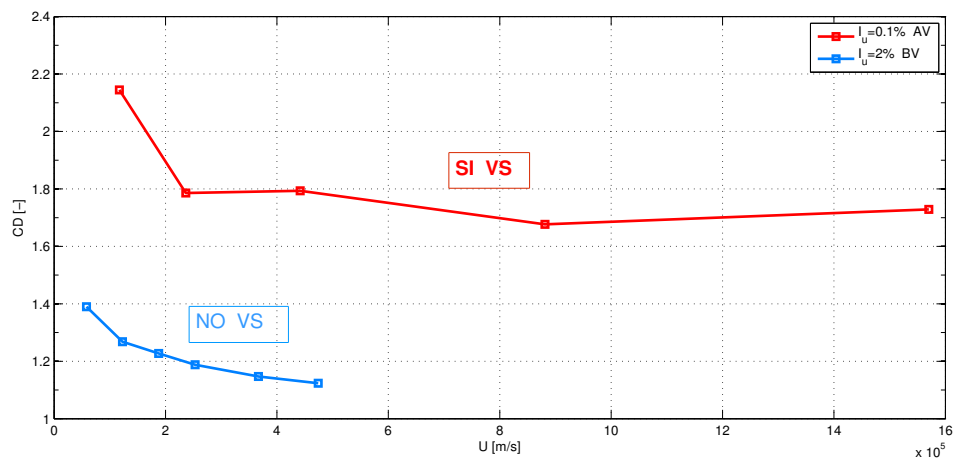


Figura 5.95: C_D ricavato nelle due camere di prova al variare della velocità, $\alpha = 90^\circ$

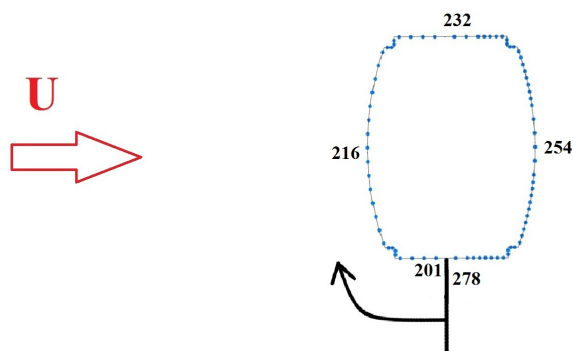


Figura 5.96: Convenzioni prese pressioni per prove sperimentali, $\alpha = 90^\circ$

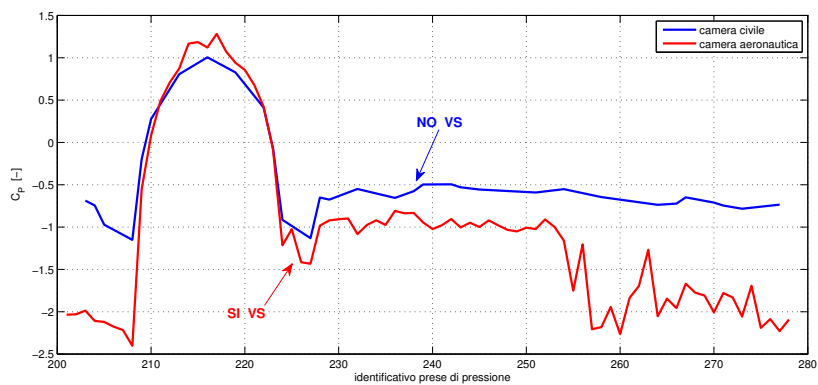


Figura 5.97: Andamento del C_p nelle due camera di prova, $\alpha = 90^\circ$, $v = 8\text{m/s}$

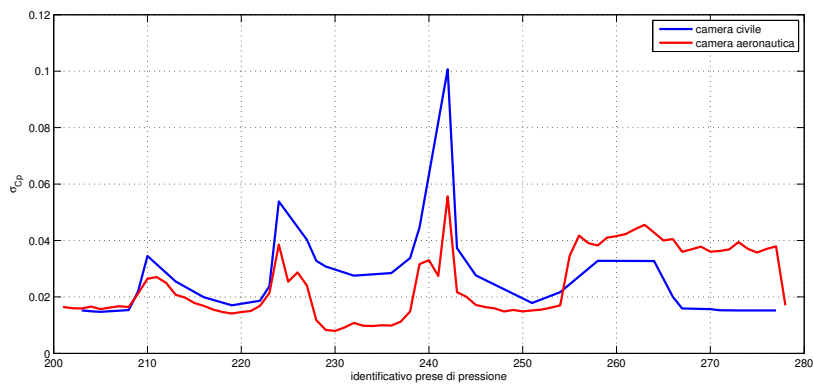


Figura 5.98: Andamento della deviazione standard del C_p nelle due camera di prova, $\alpha = 90^\circ$, $v=8m/s$

Per arricchire il lavoro sperimentale si conducono prove numeriche tramite le quali si riescono a ricavare le visualizzazione del campo di moto e di pressione attorno all'oggetto in modo tale da indagare meglio sui fenomeni che si sviluppano. I risultati di questa analisi numerica vengono esposti nel capitolo successivo.

Capitolo 6

Analisi numerica sul modello in scala

1/18

In questo capitolo sono esposti i risultati delle simulazioni numeriche relative alle prove sperimentali eseguite in questo lavoro di tesi. Nelle figure figure 6.1 e 6.2 si riporta l'andamento dei coefficienti di drag e di lift ricavati simulando le condizioni di prova proprie della camera veloce.

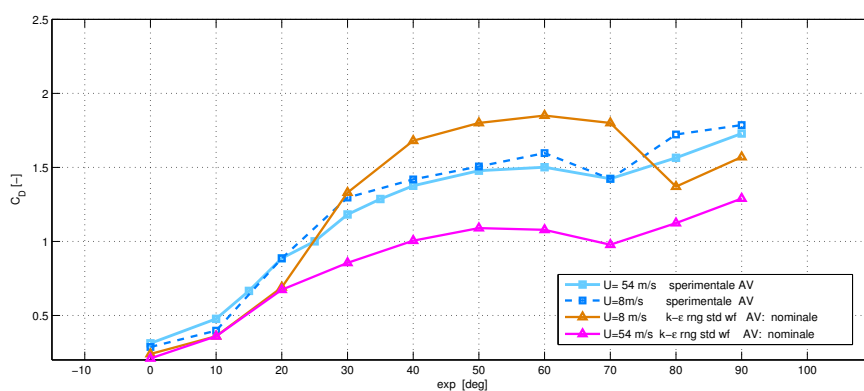


Figura 6.1: Confronto numerico-sperimentale C_D in camera veloce

Osservando le curve del drag, emerge una discrepanza fra i valori numerici e quelli sperimentali. Con le simulazione numeriche tendenzialmente si riesce a cogliere il trend ricavato dai test in Galleria del Vento. Tuttavia aumentando la velocità il modello numerico presenta una soluzione senza distacco di vortici. Le polari sperimentali del C_D alle due velocità estreme di prova, 8 e 54 m/s, risultano pressoché coincidenti, mentre sul lift si ha una discrepanza sugli angoli 10° , 30° e 40° . Sperimentalmente in camera AV, come mostrato nel Capitolo 5.1, si verifica distacco di vortici a tutte le velocità e per angoli maggiori di 20° . Numericamente si ottengono risultati analoghi a quelli presentati nel Capitolo 3.4: per le basse velocità si manifesta il distacco di vortici, che si traduce in

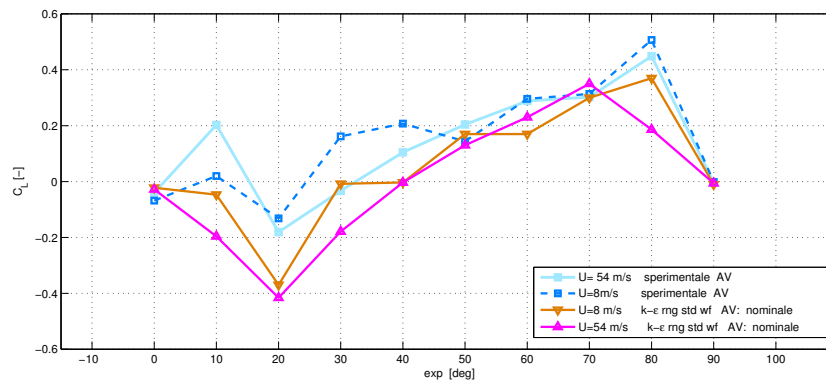


Figura 6.2: Confronto numerico-sperimentale C_L in camera veloce

un coefficiente di resistenza che dopo i 20° sta sempre sui valori alti, mentre invece alle alte velocità questo fenomeno scompare e la curva del C_D segue la soluzione bassa. La differenza sostanziale tra numerico e sperimentale sta che col modello numerico al variare della velocità si ottengono due soluzioni:

- basse velocità \rightarrow cd alto \rightarrow VS
- alte velocità \rightarrow cd basso \rightarrow NO VS

mentre sperimentalmente in camera veloce si ha sempre la soluzione alta con *vortex shedding*. Dal momento che le curve polari riescono a trovare l'andamento rilevato sperimentalmente è possibile usare la CFD per supportare quanto ricavato in Galleria del Vento.

6.1 Confronto tra soluzioni numeriche

In questo paragrafo si analizza l'angolo di incidenza pari a 50° in quanto è uno dei più critici ed anche poiché si può fare un paragone con quanto esposto nel Capitolo 3. Si riporta il confronto tra soluzioni numeriche per mostrare in cosa differiscono i due casi con *vortex shedding* e senza *vortex shedding*: tramite la CFD è possibile visualizzare l'andamento del campo di moto attorno all'oggetto istante per istante. Per cercare di capire meglio il fenomeno indagato e sfruttare maggiormente la CFD, nel modello numerico sono state posizionati dei monitor di pressione in corrispondenza delle coordinate delle prese sul modello sperimentale. In tal modo è stato possibile costruire dei grafici di pressione confrontabili con quelli ricavati sperimentalmente, come viene mostrato nel seguito. L'immagine 6.3 mostra la convenzione utilizzata per gli identificativi delle prese di pressione. La Figura 6.4 mostra la differenza in termini di coefficienti di pressione in corrispondenza delle due diverse soluzioni: a basse velocità si ha distacco di vortici mentre

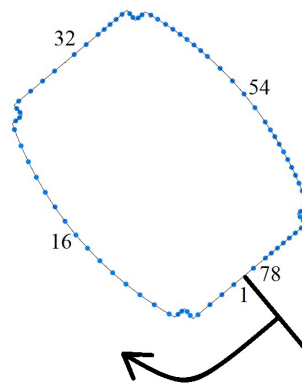


Figura 6.3: Convenzioni prese pressioni per CFD

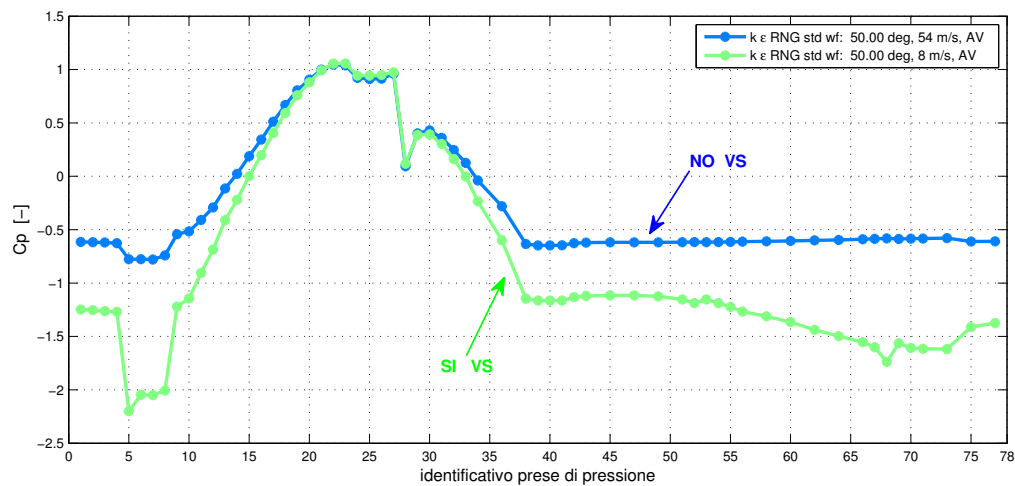
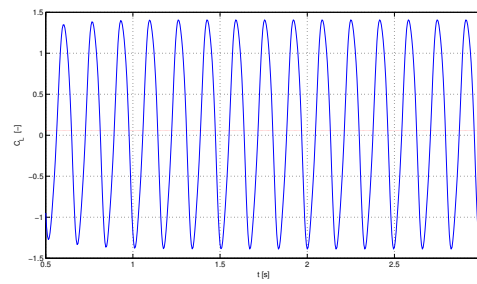


Figura 6.4: Confronto numerico C_p camera veloce 8m/s, 54m/s

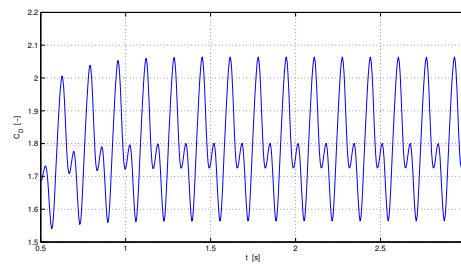
ad alti Reynolds il fenomeno non si registra. Si osserva sui grafici del C_p che le differenze più marcate si rilevano nello spigolo inferiore sinistro, sullo spigolo superiore destro e in tutta la zona sottovento.

In analogia a quanto visto nel capitolo relativo alle prese di pressioni sperimentali 5.1.3, si riporta in Figura 6.5 e in Figura 6.6 l'andamento del campo di moto attorno alla sezione e le corrispondenti storie temporali del coefficiente di lift e del coefficiente di drag sia a basso numero di Reynolds che ad alto. Le istantanee a bassa velocità mostrano la sequenza del meccanismo del distacco di vortici. Al contrario, le istantanee relative alla velocità alta evidenziano il comportamento stazionario che è sempre emerso dalla CFD. La scala cromatica evidenzia le differenze in termini di velocità assoluta: le zone blu corrispondono a velocità nulle mentre le zone rosse alle velocità massime raggiunte.

Di seguito si propone il confronto tra le due soluzioni numeriche ricavate alle due velocità estreme alle quali sono state svolte le attività sperimentali in analogia a quanto fatto nel Capitolo 3.4. Nella Figura 6.7, che rappresenta il campo di moto medio adimen-



(a) Andamento temporale del coefficiente di lift
 $\alpha = 50^\circ$



(b) Andamento temporale del coefficiente di drag
 $\alpha = 50^\circ$

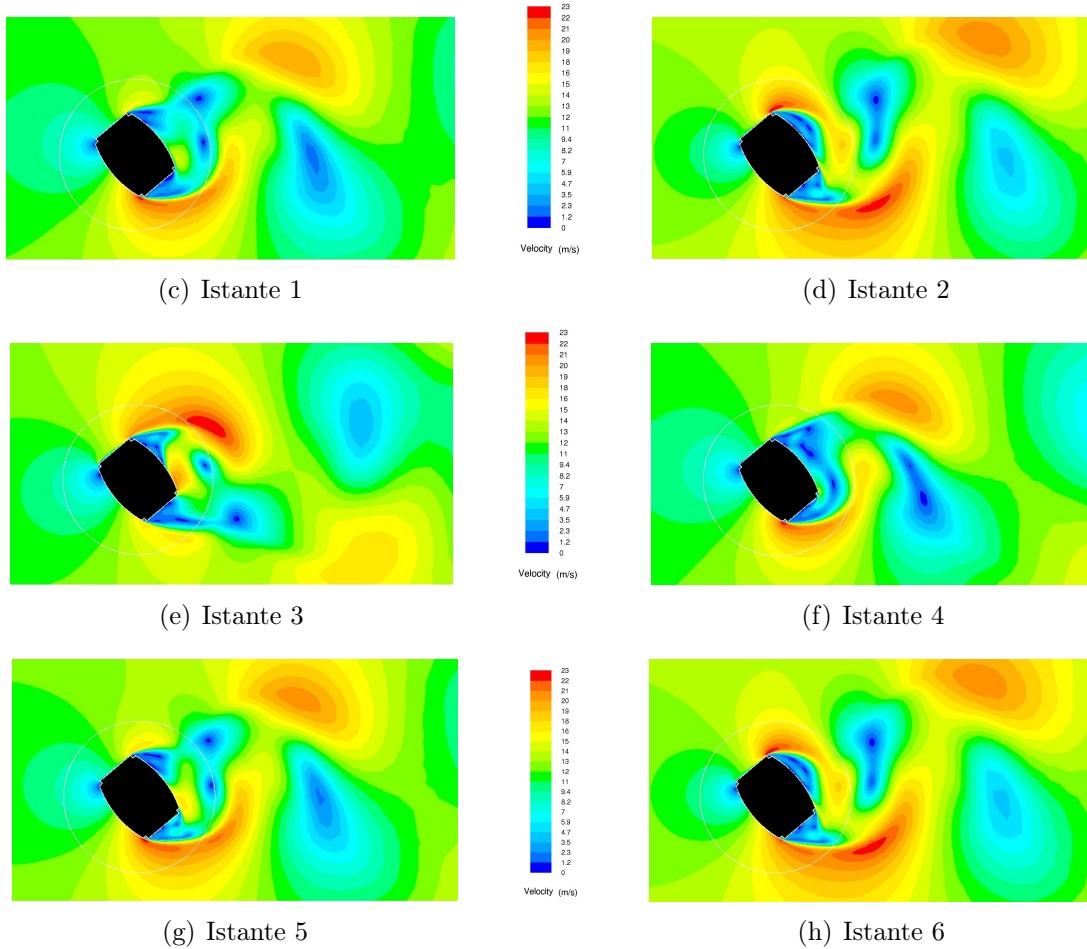
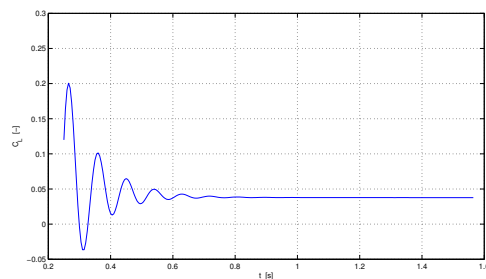
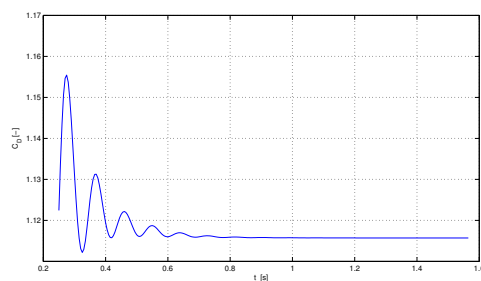


Figura 6.5: Campo di moto attorno alla sezione in camera veloce $v = 8\text{m/s}$



(a) Andamento temporale del coefficiente di lift
 $\alpha = 50^\circ$



(b) Andamento temporale del coefficiente di drag
 $\alpha = 50^\circ$

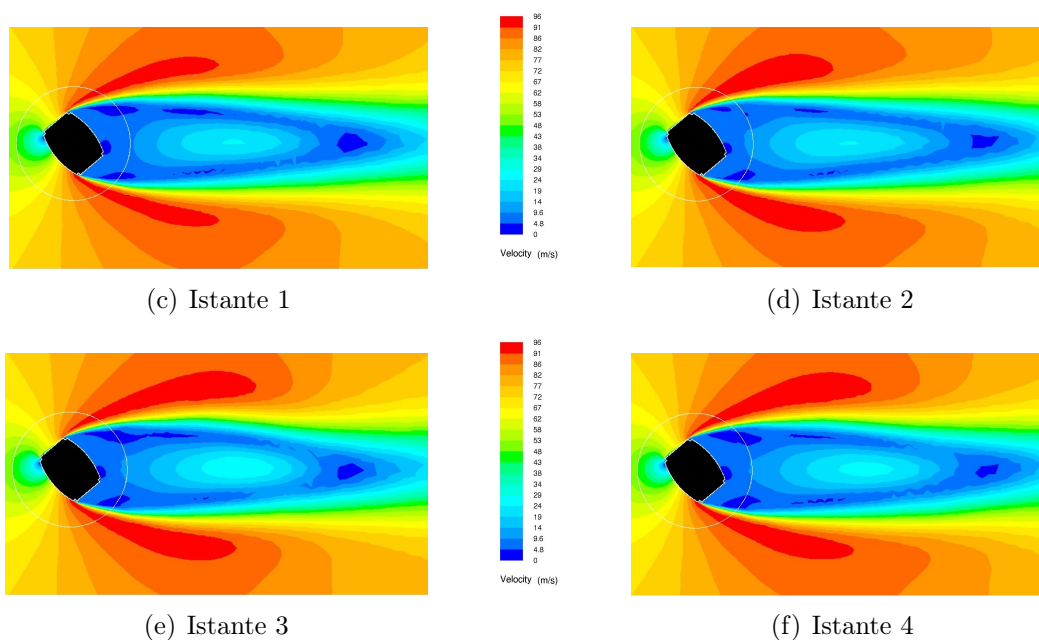


Figura 6.6: Campo di moto attorno alla sezione in camera veloce $v = 54\text{m/s}$

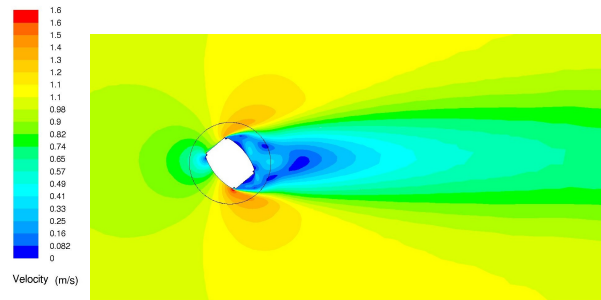
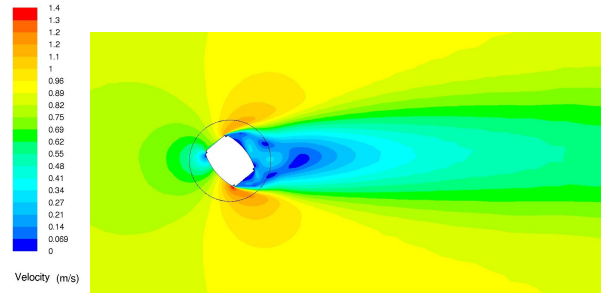
(a) Campo di moto in camera veloce a $8m/s$ (b) Campo di moto in camera veloce a $8m/s$

Figura 6.7: Campo di moto attorno alla sezione in camera veloce da simulazioni CFD

sionale¹, è facile cogliere la differenza nei due casi in termini di scia. Infatti nel caso di $8m/s$ si ha distacco di vortici e si ha una scia continua; al contrario nel caso a $54m/s$, si vede una scia ben definita che si richiude. Per meglio comprendere quanto appena detto si riportano in Figura 6.8 le linee di flusso per queste due configurazioni. Confrontando la Figura 6.7 e la Figura 6.9 si nota come, nel caso con *vortex shedding*, i moduli dei vettori rappresentanti il C_p siano maggiori rispetto al caso ad alta velocità in cui non si verifica il distacco di vortici, come evidenziato nei cerchi rossi. Nel grafico lineare, Figura 6.4, infatti ci sono delle zone di discordanza tra i grafici proprio in presenza delle prese associate agli spigoli sottovento evidenziati in Figura 6.9. Ciò è confermato anche da quanto si osserva nella Figura 6.10 dove è rappresentato il campo di pressioni medio adimensionalizzato rispetto alla velocità in ingresso. Si vede la maggiore depressione nel caso con *vortex shedding* dove il coefficiente di drag assume valori maggiori.

¹Il campo di moto è stato reso adimensionale in questo modo: $V_{adimensionale} = V_{media}/V_{rif}$. Il campo di pressione invece: $p_{adimensionale} = p_{staticamedia}/(0.5\rho V_{rif}^2)$

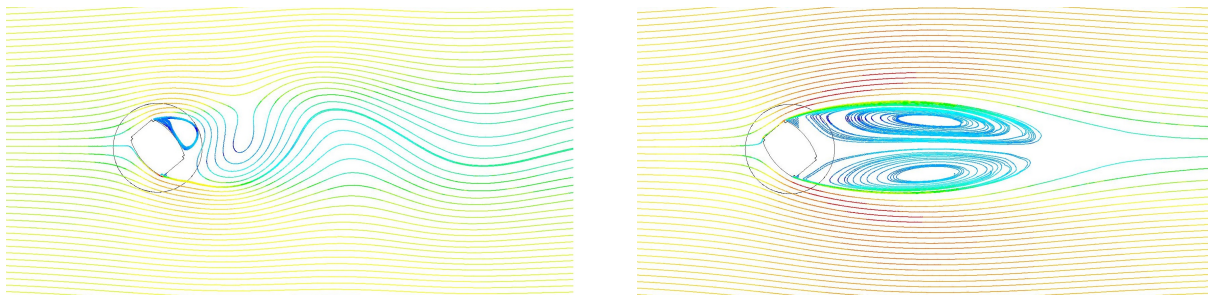
(a) Linee di flusso in camera veloce a 8m/s (b) Linee di flusso in camera veloce a 54m/s

Figura 6.8: Linee di flusso attorno alla sezione in camera veloce da simulazioni CFD

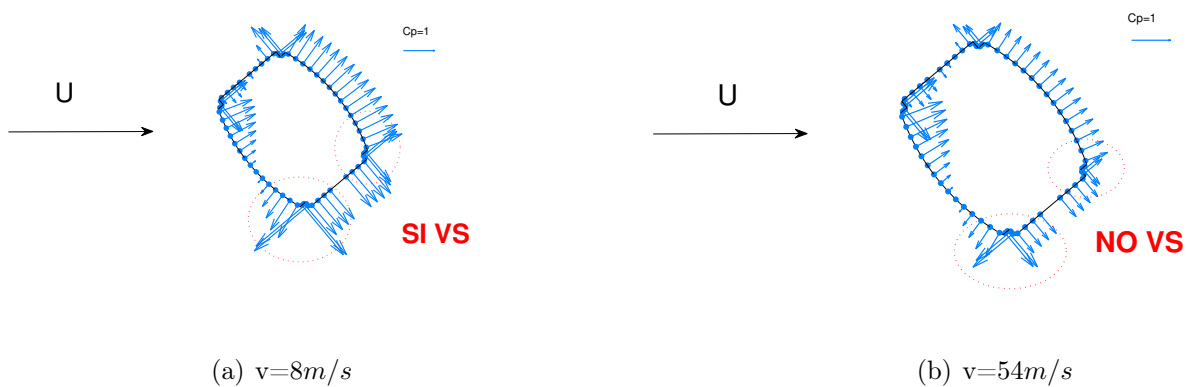
(a) $v=8\text{m/s}$ (b) $v=54\text{m/s}$

Figura 6.9: Andamento coefficiente di pressione lungo la sezione da simulazioni CFD

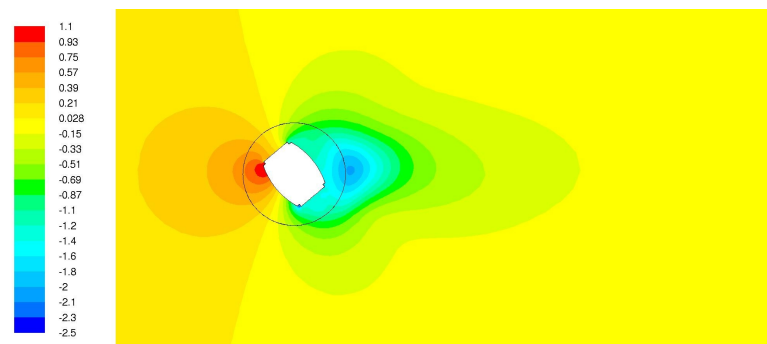
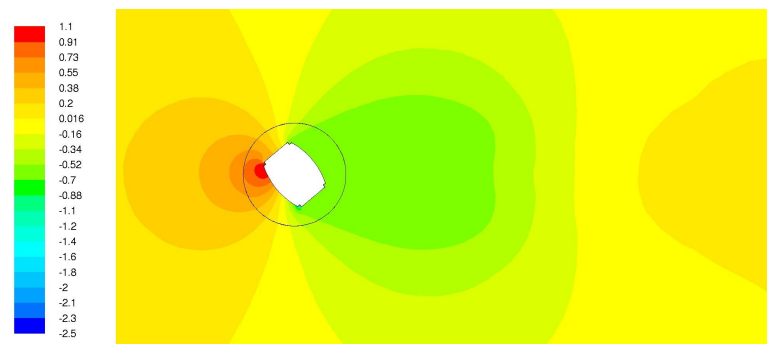
(a) Campo medio delle pressioni in camera veloce a 8m/s (b) Campo medio delle pressioni in camera veloce a 54m/s

Figura 6.10: Campo di pressioni medio attorno alla sezione in camera veloce da simulazioni CFD

6.2 Confronto numerico sperimentale

Di seguito viene riportato il confronto numerico-sperimentale in camera aeronautica, AV, Figura 6.11, dove si mostra che alla massima velocità si hanno risultati discordanti con i test sperimentali: la soluzione CFD presenta una soluzione con scia stazionaria, mentre quella sperimentale presenta il *vortex shedding*.

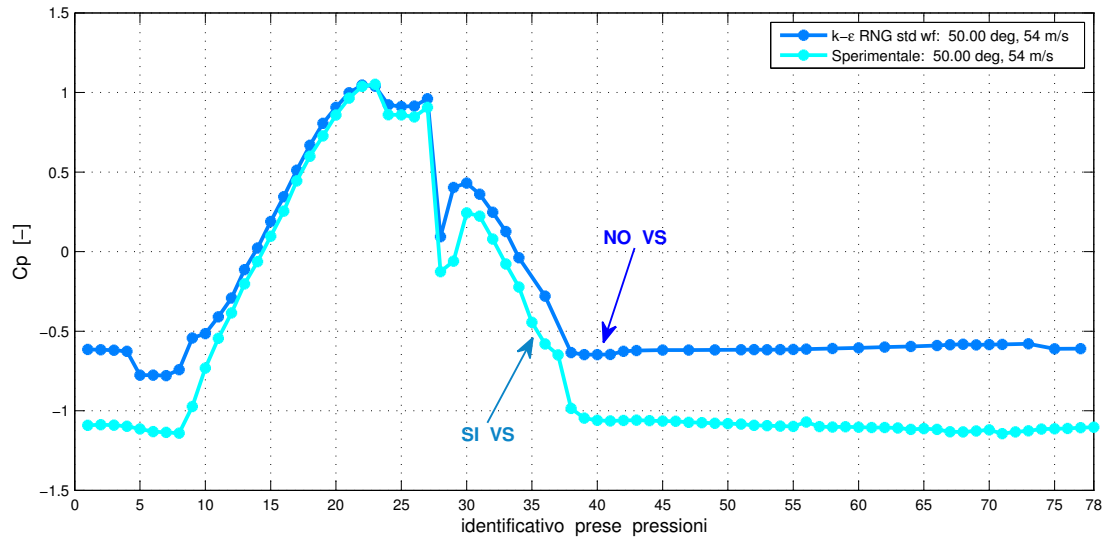


Figura 6.11: Confronto numerico C_p numerico sperimentale camera veloce, 50° , 54 m/s

Nella Figura 6.12 è riportato il confronto numerico sperimentale, a bassa velocità, caso per cui si presenta *vortex shedding* per entrambi. Per l'andamento numerico si è scelto di utilizzare la prova a 8 m/s poiché a velocità maggiore le prove CFD non mostrano distacco di vortici.

E' evidente che la differenza tra numerico e sperimentale si riscontra nel comportamento del flusso a parete: come esposto nel Capitolo 1.2.2 la CFD presenta delle difficoltà nella soluzione dell'equazione di moto a parete nel caso in cui si abbiano condizioni di flusso fortemente instazionarie. Quindi con ciò si rileva un limite nel modello numerico.

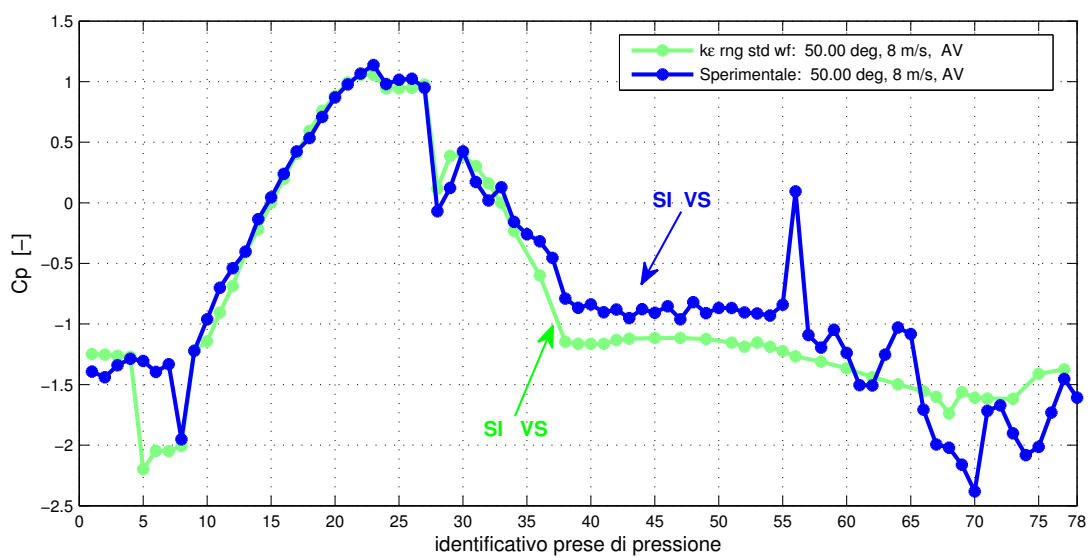


Figura 6.12: Confronto numerico C_p numerico sperimentale camera veloce, 50° , 8 m/s

6.3 Effetto turbolenza

Come si è visto nel Capitolo 5, sperimentalmente la turbolenza è un parametro fondamentale e pare governi la soluzione. Numericamente invece la turbolenza apporta delle modifiche alla soluzione ma non ne provoca un diverso comportamento. Questa cosa è sottolineata nella Figura 6.13, dove si confrontano le polari numeriche del coefficiente di drag ottenute simulando la diversa turbolenza delle due camere di prova aeronautica e civile, AV e BV. Si può osservare che le curve associate al flusso con maggior turbolenza, camera BV, presentano valori di drag tendenzialmente minori, soprattutto per la bassa velocità.

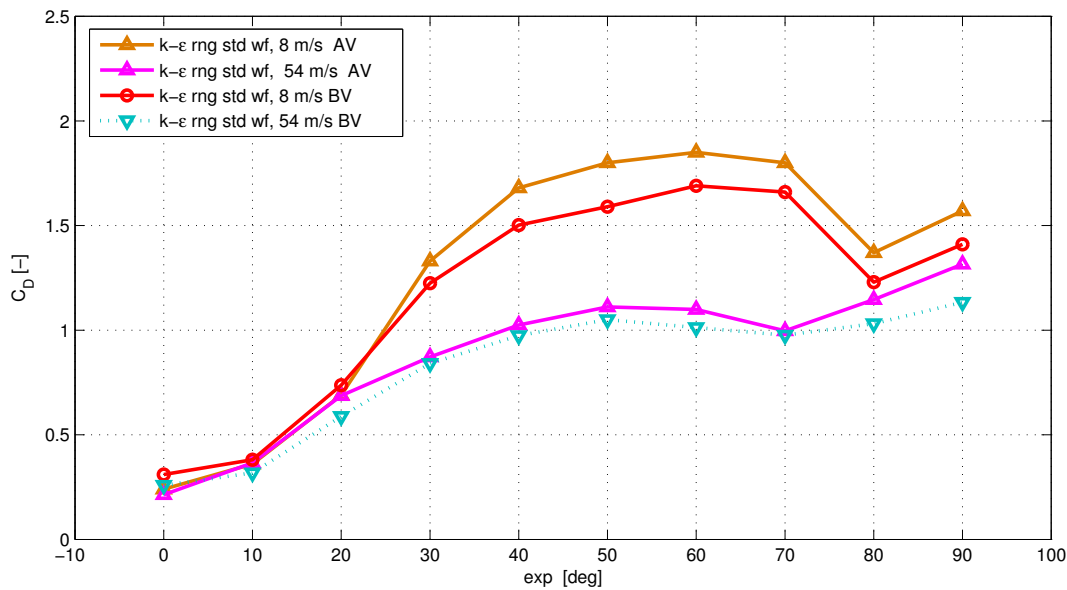


Figura 6.13: Confronto C_D numerico ad alta e bassa turbolenza

Di seguito verranno presi in considerazione rispettivamente nell'ordine i casi a 50° , 0° e 90° tramite i quali verrà evidenziata l'influenza della turbolenza sulla soluzione numerica a sostegno di quanto mostrato nel Capitolo 5.3.

Tabella 6.1: Influenza della turbolenza sui coefficienti aerodinamici per $\alpha = 50$

	I_U [%]	L_U [m]	V [m/s]	C_D max	C_D min	C_D med	C_L max	C_L min	C_L med
AV	0.1	0.01	8	2.25	1.55	1.87	1.38	-1.13	0.13
BV	2	0.2	8	2.12	1.56	1.78	1.13	-1.13	0.04

Angolo d'incidenza 50°

In Tabella 6.1 sono riassunti i valori dei coefficienti per le simulazioni con diversa turbolenza a pari Reynolds nominale. È evidente la diminuzione dei valori ottenuta simulando

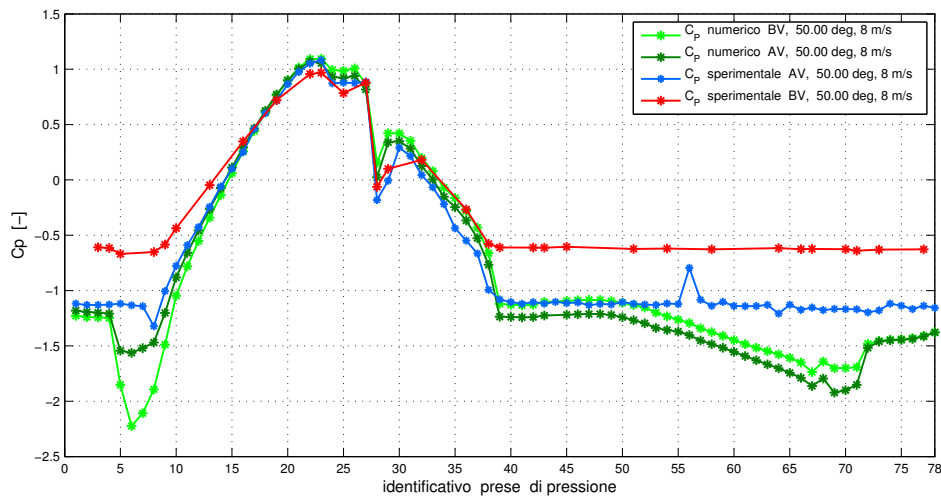
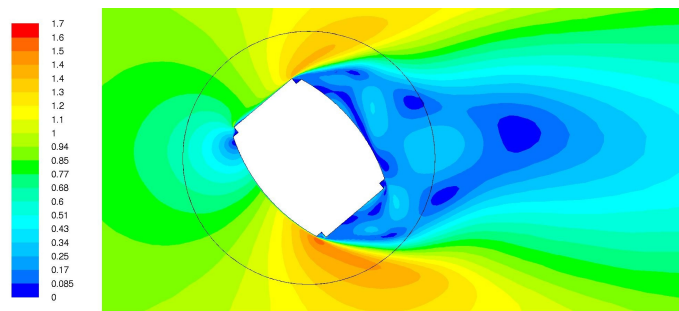


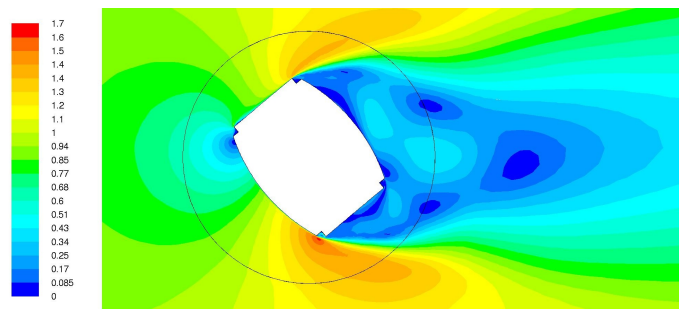
Figura 6.14: Confronto C_p 50° , 8 m/s

le condizioni in camera BV. A tal proposito si riporta in Figura 6.14 l'andamento del C_p sulla sezione. I risultati numerici vengono affiancati a quelli sperimentali. Si nota la discrepanza tra i due grafici sperimentali, per cui in AV si ha *vortex shedding* e in BV no. Inoltre si osserva anche la differenza tra i due grafici numerici e lo sperimentale: le simulazioni infatti, a bassa velocità, tendono sempre alla soluzione che presenta il distacco di vortici, a prescindere dalla turbolenza.

Si nota però che la curva associata al flusso turbolento mostra una depressione minore per tutta la zona a partire dalle prese sullo spigolo in alto a sinistra, fino a quelle prima dello spigolo in basso a sinistra, che, per quest'angolo di esposizione, corrispondono alla zona sottovento. Questa minore depressione è candidata ad essere la causa del minor coefficiente di drag in caso di turbolenza della vena incidente. Questo è in buona analogia con quanto si osserva nei casi a 0° e 90° sperimentali, come mostrato nel Capitolo 5.3. A supporto di ciò nelle Figure 6.15 e 6.16 è possibile osservare come nel caso di *smooth flow* si abbia una scia più larga e delle depressioni più consistenti nelle zone sottovento che contribuiscono ad aumentare il valore del drag. Nel caso invece del flusso con maggior turbolenza la scia è più affusolata e il campo delle pressioni è più debole.

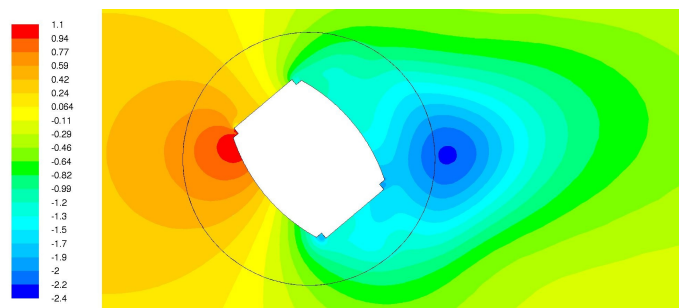


(a) Campo di moto senza turbolenza, camera AV

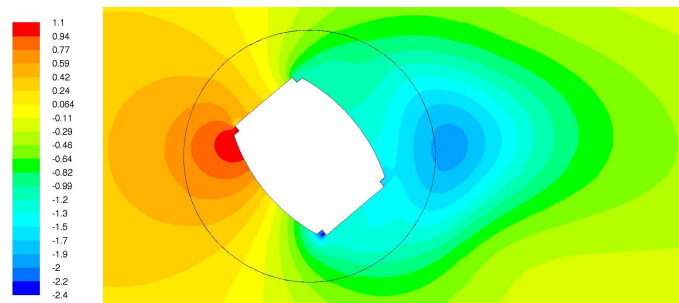


(b) Campo di moto con turbolenza, camera BV

Figura 6.15: Campo di moto adimensionalizzato attorno alla sezioni da simulazioni CFD, $\alpha = 50^\circ$, $v=8m/s$



(a) Campo medio pressioni senza turbolenza, camera AV



(b) Campo medio pressioni con turbolenza, camera BV

Figura 6.16: Campo medio adimensionalizzato delle pressioni attorno alla sezioni da simulazioni CFD, $\alpha = 50^\circ$, $v=8m/s$

Angolo d'incidenza 0°

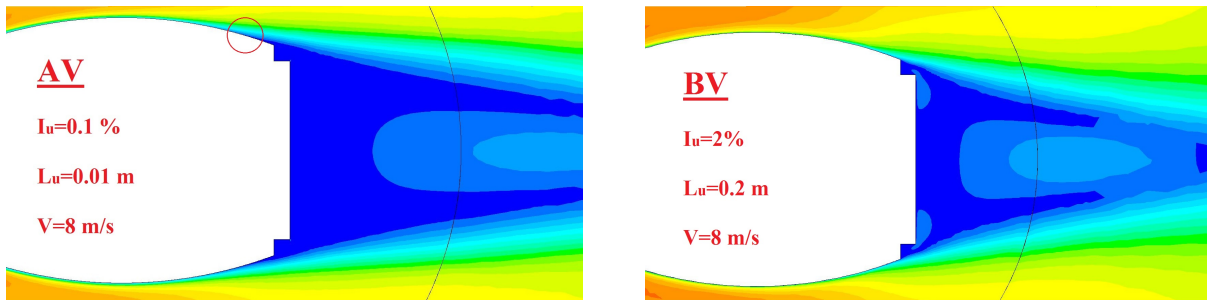
Per l'angolo d'esposizione di 0° , per cui non si verifica mai distacco di vortici, è possibile osservare in Figura 6.17(a) e in Figura 6.17(b) la differenza in termini di spessore di scia. Nel caso di flusso con maggior turbolenza la scia risulta più sottile. Osservando in dettaglio il campo di moto, Figure 6.17(c) e 6.17(d), si rileva come nel caso di *smooth flow* la separazione avvenga sulla superficie curva dell'oggetto, mentre invece nel caso di flusso a maggior turbolenza la separazione avviene in corrispondenza dello spigolo. Dunque è possibile affermare che, per questa configurazione, in relazione a quanto esposto nel Capitolo 5.3 per lo stesso angolo, l'effetto della turbolenza è quello di spostare a valle il punto di separazione motivo per cui la scia risulta essere più piccola e il valore del coefficiente di drag minore, [19] [14] [5]. Ciò può giustificare i risultati sperimentali ottenuti e supportare l'analogia con le sezione prismatica ad alto rapporto di elongazione.

A supporto di quanto appena detto, si presenta anche il campo di pressioni per le simulazioni dei flussi propri delle due camere di prova, Figura 6.18. Si nota nella Figura 6.18(a) che le depressioni raggiunti attorno all'oggetto sono più considerevoli rispetto al caso con turbolenza, Figura 6.18(b).

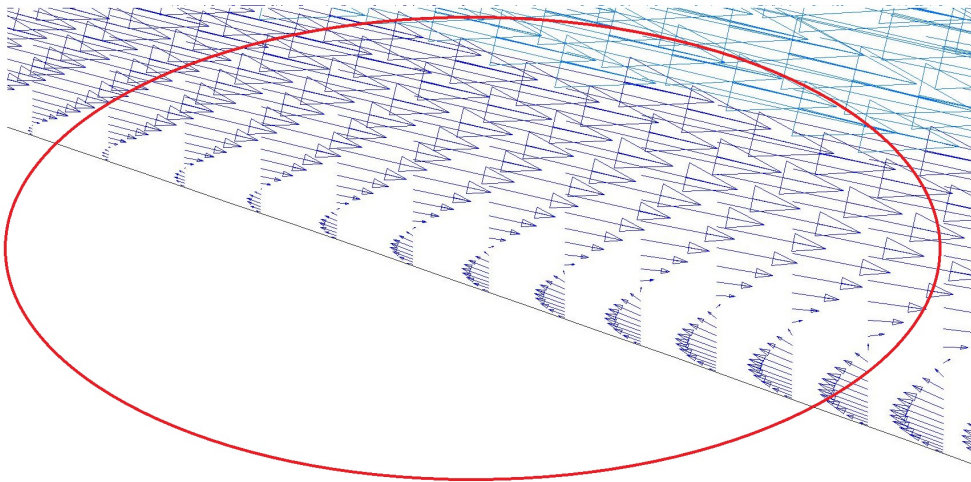
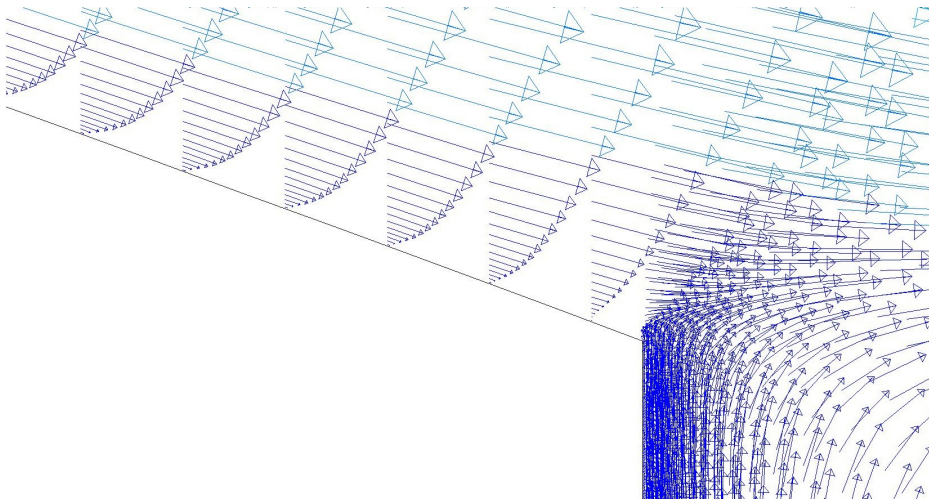
Angolo d'incidenza 90°

Per questa configurazione, nel modello numerico, l'effetto della turbolenza non elimina il fenomeno del distacco di vortici come accade invece sperimentalmente. Ciò che si nota però è una sensibile riduzione del coefficiente di drag in linea con le prove sperimentali. A sostegno di ciò è possibile osservare il campo di moto e pressioni nei due diversi casi, Figure 6.19 e 6.20. Per quanto riguarda le velocità il fenomeno è meno evidente anche se è possibile vedere che la scia è leggermente più sottile nel caso di flusso turbolento. Si rimanda pertanto al caso sperimentale analizzato nel Capitolo 5.3 e all'analogia con la sezione prismatica con basso rapporto di elongazione, Capitolo 1.1.2.3. Osservando il campo di pressioni, Figura 6.20, è più facile notare la differenza tra i due casi: nel caso di *smooth flow* la bolla di depressione aderente alla parete sottovento è più ampia, quindi il coefficiente di drag è maggiore.

Dunque si può concludere affermando che nonostante il modello numerico non riesca a cogliere la diversità di comportamento si adatta in linea di massima a cogliere l'andamento emerso dai test sperimentali. Infatti alle basse velocità, aumentando la turbolenza, per angoli maggiori di 20° , si ricava sempre la soluzione che presenta distacco di vortici, ma si nota la tendenza della soluzione verso valori di drag minori, come accade sperimentalmente. Si ricorda, come visto nel Capitolo 3, che per via numerica è possibile ricavare la soluzione senza *vortex shedding* o aumentando la velocità della vena fluida o scalando opportunamente le condizioni iniziali da assegnare al campo di moto, Capitolo

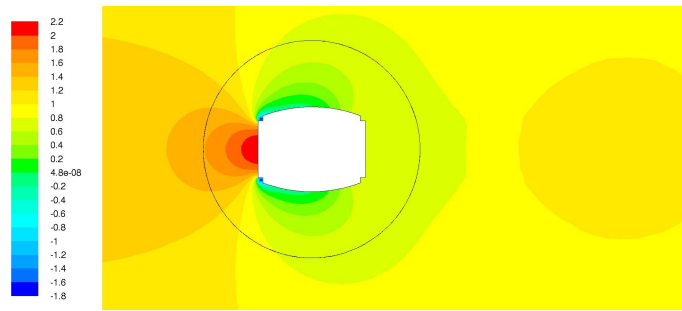
(a) Campo di moto in *smooth flow*

(b) Campo di moto con turbolenza

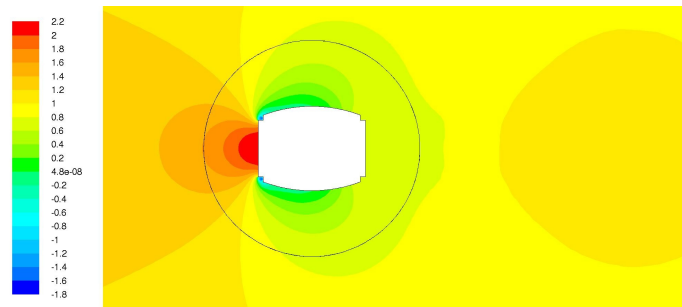
(c) Particolare del punto di distacco in *smooth flow*

(d) Particolare della coda dell'oggetto con turbolenza

Figura 6.17: Confronto campo di moto attorno alla sezione in *smooth flow* e in flusso turbolento, $\alpha = 0^\circ$, $v = 8 \text{ m/s}$

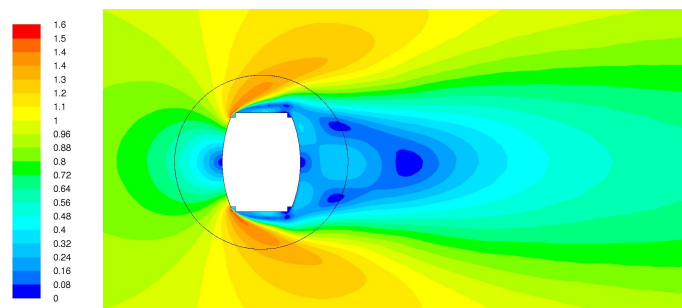


(a) Campo medio pressioni senza turbolenza, camera AV

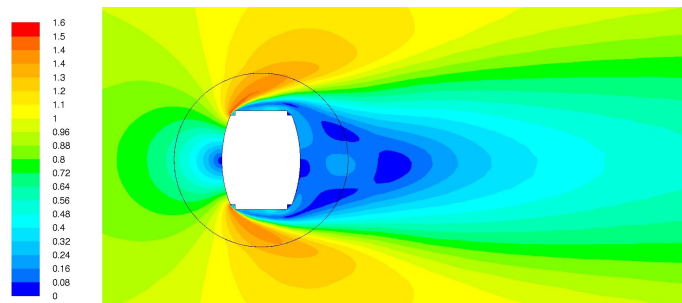


(b) Campo medio pressioni con turbolenza, camera BV

Figura 6.18: Campo medio adimensionalizzato delle pressioni attorno alla sezioni da simulazioni CFD, $\alpha = 0^\circ$, $v=8m/s$



(a) Campo di moto senza turbolenza



(b) Campo di moto con turbolenza

Figura 6.19: Campo di moto adimensionalizzato attorno alla sezioni da simulazioni CFD, $\alpha = 90^\circ$, $v=8m/s$

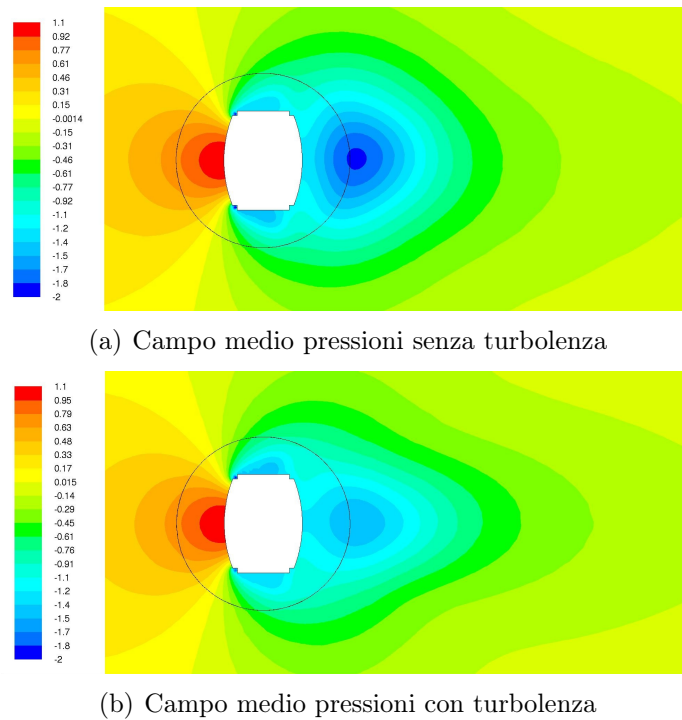


Figura 6.20: Campo medio adimensionalizzato delle pressioni attorno alla sezioni da simulazioni CFD, $\alpha = 90^\circ$, $v=8m/s$

1.2.4. Per questi motivi, e per quanto emerso dalle prove sperimentali, è evidente che il comportamento aerodinamico di questa particolare sagoma è notevolmente influenzato dall'intensità di turbolenza e dalla lunghezza di scala integrale del flusso incidente e dal numero di Reynolds.

Conclusioni

Il presente lavoro di tesi ha approfondito il comportamento aerodinamico della sezione delle torri di sostegno del ponte Forth Replacement Crossing (FRC). A tal proposito sono stati effettuati test sperimentali su un modello in scala 1/18 nelle due camere di prova presenti nella galleria del vento del Politecnico di Milano l'una caratterizzata da una velocità massima pari a 55 m/s (AV) e bassa turbolenza ($I_u < 0.2\%$, *smooth flow*), mentre la seconda da velocità massiva di 15 m/s (BV) e turbolenza maggiore ($I_u = 2\%$). La necessità di questo studio è derivata dalle osservazioni sul comportamento aerodinamico emerse da una preliminare campagna sperimentale effettuata in camera BV utilizzando un modello di dimensioni ridotte (scala 1/30). Da queste prove, per gli angoli di incidenza compresi tra 30° e 70° , si è osservato un insolito andamento del coefficienti di drag, ovvero si è constatata la possibilità di una doppia soluzione: quando il drag assumeva valori alti si presentava il distacco di vortici mentre nel caso in cui assumeva valori bassi questo fenomeno era assente.

Le prove sperimentali che sono oggetto di questo lavoro hanno confermato l'esistenza di questo doppio comportamento della sezione. In questo caso le due soluzioni si sono però presentate in maniera distinta e indipendente rispettivamente nelle due camere di prova: Il modello in scala 1/18, a pari velocità della vena fluida, ha evidenziato nelle prove a bassa turbolenza una curva di drag su valori alti unitamente alla presenza di distacco di vortici in scia, mentre invece nella camera a maggior turbolenza l'andamento del coefficiente di drag ha seguito la soluzione bassa, per cui il fenomeno di distacco di vortici non si manifestava.

Dall'analisi delle prove sperimentali emerge che esiste una dipendenza della soluzione da 3 parametri: intensità di turbolenza, lunghezza di scala integrale e dimensioni del modello. I primi due sono quelli che sembrano essere più significativi: hanno inciso infatti maggiormente sulla soluzione. Infatti si è visto che, a pari modello e pari condizioni al contorno ed iniziali, agendo sull'intensità di turbolenza si è innescato o meno il meccanismo di distacco di vortici.

Studiando inoltre l'effetto della turbolenza anche per gli angoli in cui non si verifica *vortex shedding*, emerge un chiaro riscontro nella struttura topologica della scia: infatti, come si evince dalle prese di pressione e dal supporto numerico della CFD, la turbolenza provoca una diminuzione della larghezza della scia che è l'effetto diretto di una riduzione del raggio di curvatura dello shear layer. Ciò si traduce conseguentemente in un minor valore del coefficiente di drag.

Un ruolo importante e sicuramente da approfondire rimane quello imputato alla lunghezza di scala integrale in relazione alle dimensioni del corpo investito dalla vena fluida. Infatti, a pari condizioni di flusso in camera BV, le prove con modello in scala 1/30 e quelle col modello 1/18 hanno soluzioni differenti.

Il modello più piccolo, ove la scala integrale è paragonabile alle dimensioni stesse dell'oggetto, per il range di angoli critici ha mostrato la possibilità di entrambe le soluzioni, con alto e basso drag. Il modello più grande ha presentato invece sempre e solo la soluzione a basso valore di drag. Dunque, se da un lato l'effetto dell'intensità di turbolenza sembra essere quello di determinare la comparsa o meno del distacco di vortici, dall'altro lato è necessario correlare questo effetto con quello dovuto al rapporto tra scala integrale e dimensione del modello. Quando il valore di scala integrale è paragonabile alle dimensioni dell'oggetto, come avviene nel modello in scala 1/30, sembrerebbe che si riproducano condizioni di flusso simili a quelle che si hanno in camera AV, ovvero di *smooth flow*. Infatti con queste dimensioni del modello, nonostante l'intensità di turbolenza sia del 2%, si ottiene anche la soluzione ad alto drag.

La sezione della torre è non convenzionale, presenta spigoli e parti curve, per tanto è difficile trovare una sezione in letteratura a cui si possa fare riferimento per una migliore comprensione dei fenomeni in gioco. Estrapolando però le due configurazioni a 0° e 90° si è vista l'analogia con le sezioni rettangolari al variare del rapporto di elongazione b/d . Questi casi hanno mostrato come l'effetto della turbolenza sia quello di ridurre il raggio di curvatura dello shear layer e per alti rapporti di elongazione (i.e. 0° per la sezione FRC) il fluido tende a riattaccare così da ridurre la dimensione della scia, ovvero una riduzione nel drag.

Le simulazioni numeriche svolte in questo lavoro hanno permesso di comprendere meglio i fenomeni che si verificano nello strato limite e nella scia, in particolare, tramite il sostegno numerico si riesce ad avere una visualizzazione del campo di moto e di pressione intorno al corpo in studio. In alcuni casi si è riusciti a costruire un modello numerico in grado di riprodurre l'andamento sperimentale, a meno di un accorgimento sull'imposizione delle condizioni iniziali. In altri casi invece si sono presentati i limiti intrinseci alla soluzione delle equazioni di moto: il modello non è stato in grado di ricalcare perfettamente quanto emerso sperimentalmente, tuttavia si è giunti ad una buona approssimazione. E' neces-

sario sottolineare che ad oggi non è cosa semplice riprodurre dei fenomeni così complessi come il *vortex shedding* associato ad un particolare bluff body come quello in esame, per cui il flusso in certe particolari condizioni è instabile. E' utile ricordare che la difficoltà dei modelli numerici è insita proprio nella soluzione delle equazioni che governano lo strato limite dove generalmente si hanno alti gradienti delle proprietà del flusso, come accade nel caso presentato. Di conseguenza, se il flusso non risulta di facile soluzione a parete, è di ovvia conseguenza che anche la modellazione della scia viene alterata.

La CFD come si è visto è anche molto sensibile alle condizioni iniziali, per cui a parità di simulazione, a seconda delle condizioni imposte si è giunti a risultati differenti.

Per quanto riguarda lo studio effettuato, si può dire che vengono lasciate aperte molte strade per indagare più approfonditamente sugli effetti della turbolenza e della scala integrale della vena incidente sul comportamento aerodinamico del modello. Ad esempio si potrebbero allestire delle prove sperimentali supportate con analisi numeriche per capire anche se vi è la possibilità che ciò si possa tradurre in un effetto di Reynolds equivalente. Per esempio, per approfondire gli effetti dell'intensità di turbolenza e scala integrale si potrebbero condurre nuove prove nella camera con flusso turbolento. In particolare con un modello in scala minore si può ipotizzare di trovare la soluzione ricavata nel caso di *smooth flow*. Allo stesso modo, una soluzione ad alto coefficiente di drag con *vortex shedding*, si potrebbe ricavare eseguendo dei test con un modello di dimensioni maggiori ponendo attenzione all'effetto di bloccaggio. Alternativamente sarebbe possibile realizzare un dispositivo che generi turbolenza nella camera ad alta velocità e condurre nuove prove sperimentali sul modello in scala 1/18.

Appendice A

Prese di pressione

La sezione del modello orlata con le prese di pressione per la visualizzazione del campo di moto attorno all'oggetto si è scelto di realizzarla, tramite tecnica di stampaggio, in carbonio, materiale leggero, resistente e abbastanza semplice da formare. La tecnica di stampaggio scelta è quella del *sacco a vuoto*: si pone l'oggetto dentro ad un sacco in materiale plastico sigillato tramite plastilina e si risucchia l'aria all'interno in modo da far aderire perfettamente il carbonio allo stampo attraverso la depressione generata dall'autoclave.

A.1 Realizzazione dello stampo

Per poter realizzare un lavorato in carbonio è innanzitutto necessario partire da uno stampo per ottenere una superficie lucida con un buon livello di finitura. Generalmente i materiali più comuni utilizzati per questo scopo sono il gesso e la vetroresina, ma il primo è molto fragile, mentre la seconda è piuttosto costosa. Quindi si è optato per dei più economici pannelli di legno MDF (*medium density fiberboard*) facilmente reperibili presso la grande distribuzione di prodotti per il bricolage. I pannelli industriali di MDF, di grosse dimensioni, sono stati tagliati tramite sega circolare alla misura voluta e successivamente impilati ed incollati al fine di avere un blocco unico di legno facilmente lavorabile alla macchina utensile. Finita la lavorazione, si è carteggiato e stuccato lo stampo con lo scopo di avere una superficie più lucida possibile; quindi è stata data una mano di tura-pori per sigillare tutte le microporosità della superficie e renderlo quindi impermeabile e impedendogli di assorbire liquidi ed umidità esterna.

Infine sono state date due mani di resina epossidica termoindurente (araldite) e si è carteggiato il tutto (con una P1000) per rendere lo stampo il più resistente e lucido possibile.



Figura A.1: Stampo carteggiato e stuccato dopo la mano di turapori



Figura A.2: Stampo finito pronto per la laminazione del carbonio

Successivamente è stato creato una strato antiaderente tramite la stesura del distaccante che permette il distacco dello stampo dal modello sul quale è stato costruito. Terminata la lavorazione dello stampo, si può passare alla laminazione del carbonio: si sovrappongono più strati di materiale, già pre-impregnato di resina (l'utilizzo di fibre pre impregnate semplifica notevolmente la procedura), secondo lo spessore voluto prestando attenzione a farli aderire bene agli spigoli e non lasciare aria tra strati contigui.

Dopo la laminazione dei vari strati di carbonio per raggiungere lo spessore voluto (3 mm) si è pronti a mettere lo stampo in forno per la cottura. Prima di ciò è stato applicato sullo stampo un film di "microforato" (*peel ply*) e uno strato di *breather* (una speciale lana sintetica), per permettere la fuoriuscita e l'assorbimento della resina in eccesso nel

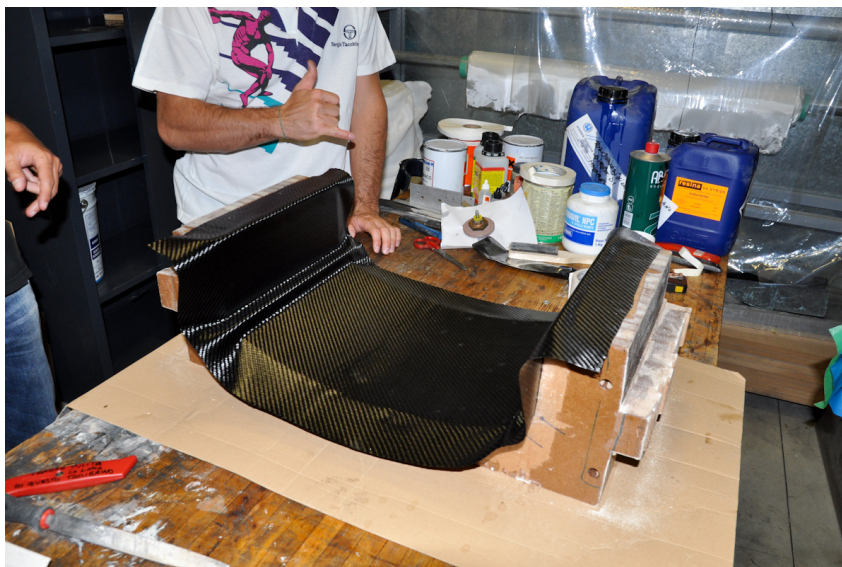


Figura A.3: Laminazione del primo strato di carbonio

carbonio, e infine un film plastico sigillato ai bordi tramite plastilina, il sacco.



Figura A.4: Applicazione del sacco a vuoto sopra lo strato di breather e al film di microforato

In Figura A.5 si vede lo stampo nel forno, pronto alla cottura, si notano il sacco a vuoto sigillato con la plastilina e la valvola alla quale è collegata l'autoclave che elimina l'aria presente all'interno del sacco. Lasciato il carbonio nel forno a 100° C per sei ore, come consigliato dal fornitore, si può estrarre lo stampo e distaccare la lamina di carbonio.

In Figura A.6 è presente lo stampo subito dopo essere stato tolto dal forno. *Nel breather* si notano delle piccole macchie, è la resina in eccesso che dopo essere fuoriuscita dal carbonio ha attraverso lo strato di microforato ed è stata assorbita dal film di lana sintetica.



Figura A.5: Stampo posizionato nel forno pronto alla cottura



Figura A.6: Stampo appena uscito dal forno

Terminata la lavorazione del carbonio mancano ancora dei piccoli particolari per arrivare ad avere una fedele copia della geometria del pilone. Per prima cosa viene asportato tramite flessibile il materiale in eccesso e in seguito vengono realizzati gli spigoli vivi del pilone stuccando il modello. Infine si realizzano i fori ai quali verranno collegate le prese di pressione.



Figura A.7: Scocche di carbonio semilavorate

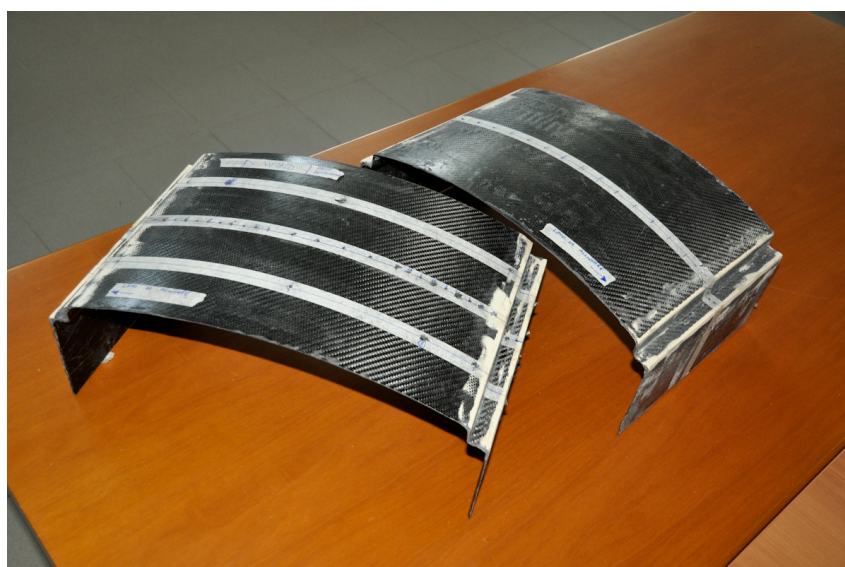


Figura A.8: I semigusci di carbonio finiti

Bibliografia

- [1] Marco Belloli. *Un modello matematico per l'analisi del comportamento dinamico di strutture snelle deformabili soggette a distacco di vortice*. 2001.
- [2] Jerry M. Chen and Chia-Hung Liu. Vortex shedding and surface pressures on a square cylinder at incidence to a uniform air stream. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 20(6):592 – 597, 1999.
- [3] S. Deniz and Th. Staubli. Oscillating rectangular and octagonal profiles: Interaction of leading- and trailing-edge vortex formation. *Journal of Fluids and Structures*, 11(1):3–31, 1997.
- [4] F.B. Farquharson. *Aerodynamic stability of suspension bridges with special reference to the Tacoma Narrows Bridge, Part I, Investigations prior to October 1941*. University of Washington, Seattle, USA, 1950.
- [5] Albin A. Szewczyk Fred L. Haan Jr., Ahsan Kareem. The effects of turbulence on the pressure distribution around a rectangular prism. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 77 - 78:381 – 382, 1998.
- [6] Federico Cheli Giorgio Diana. *Dinamica e vibrazioni dei sistemi meccanici*. UTET, Torino, 1993.
- [7] P. Hémon and F. Santi. On the aeroelastic behaviour of rectangular cylinders in cross-flow. *Journal of Fluids and Structures*, 16(7):855–889, 2002.
- [8] J.D. Holmes. *Wind loading of structures*. Taylor & Francis, 2007.
- [9] R. P. Hoxey, A. M. Reynolds, G. M. Richardson, A. P. Robertson, and J. L. Short. Observations of reynolds number sensitivity in the separated flow region on a bluff body. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 73(3):231–249, 1998.
- [10] R.P Hoxey, A.M Reynolds, G.M Richardson, A.P Robertson, and J.L Short. Observations of reynolds number sensitivity in the separated flow region on a bluff body. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 73(3):231 – 249, 1998.
- [11] Peter Irwin. Wind induced cable oscillation.
- [12] G. L. Larose and A. D’Auteuil. On the reynolds number sensitivity of the aerodynamics of bluff bodies with sharp edges. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*,

- 94(5):365–376, 2006.
- [13] Q.S. Li and W.H. Melbourne. An experimental investigation of the effects of free-stream turbulence on streamwise surface pressures in separated and reattaching flows. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 54-55:313 – 323, 1995.
- [14] Q.S. Li and W.H. Melbourne. The effect of large-scale turbulence on pressure fluctuations in separated and reattaching flows. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 83(1-3):159 – 169, 1999.
- [15] M. Matsumoto. Vortex shedding of bluff bodies: a review. *Journal of Fluids and Structures*, 13(7-8):791 – 811, 1999.
- [16] M. Matsumoto, H. Ishizaki, C. Matsuoka, Y. Daito, Y. Ichikawa, and A. Shimahara. Aerodynamic effects of the angle of attack on a rectangular prism. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 77-78:531–542, 1998.
- [17] Masaru Matsumoto, Tomomi Yagi, Hitoshi Tamaki, and Tatsuki Tsubota. Vortex-induced vibration and its effect on torsional flutter instability in the case of $b/d=4$ rectangular cylinder. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 96(6-7):971 – 983, 2008.
- [18] F R Menter. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA Journal*, pages 1598–1605, 1994.
- [19] Yasuharu Nakamura and Shigehira Ozono. The effects of turbulence on a separated and reattaching flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 178:477–490, 1987.
- [20] T. Sarpkaya. Vortex-induced oscillations: A selective review. *Journal of Applied Mechanics*, 46(2):241–258, 1979.
- [21] Günter Schewe. Reynolds-number effects in flow around more-or-less bluff bodies. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 89(14-15):1267 – 1289, 2001.
- [22] K. Shimada and T. Ishihara. Prediction of aeroelastic vibration of rectangular cylinders by k - ϵ model. *Journal of Aerospace Engineering*, 12(4):122–135, 1999.
- [23] Emil Simiu and Robert H. Scanlan. *Wind effects on structures*. John Wiley & Sons, New York, 1996.
- [24] Ian Taylor and Marco Vezza. Prediction of unsteady flow around square and rectangular section cylinders using a discrete vortex method. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 82(1-3):247 – 269, 1999.
- [25] O. G. Tietjens and Ludwig Prandtl. *Applied Hydro and Aeromechanics*. Engineering societies monographs. McGraw-Hill, New York, 1934.
- [26] D.C. Wilcox. *Turbulence modeling for CFD*. Number v. 1 in Turbulence Modeling for CFD. DCW Industries, 2006.
- [27] M. M. Zdravkovich. *Flow around circular cylinders. 1: Fundamentals*. Oxford University press, Oxford, 1997.