



POLITECNICO DI MILANO

Scuola di Ingegneria Industriale e dell'Informazione
Corso di Laurea Magistrale in Ingegneria Aeronautica

AERODINAMICA SPERIMENTALE DI UN CILINDRO A SEZIONE CIRCOLARE IN PRESENZA DI COPERTURE FORATE

Relatore: Prof. Alberto ZASSO

Tesi di Laurea di:

Sabrina CARPANELLI 751789

Giulia SETTI 752194

Anno Accademico 2012 – 2013

Indice

Indice	3
Elenco delle figure	5
Elenco delle tabelle	11
Elenco dei simboli	13
Introduzione	15
1 Flusso attorno ad un cilindro	17
1.1 Il distacco di vortici	18
1.2 Effetti Dovuti al Numero di Reynolds	19
1.2.1 Forze aerodinamiche	23
1.2.2 Campo di Pressione	25
1.3 Cilindro con allungamento finito	26
2 Stato dell'Arte	29
2.1 Coperture forate	30
3 Coperture forate	43
3.1 Identificazione delle coperture forate	44
3.2 Calcolo della perdita di carico	46
4 Prove Sperimentali	51
4.1 La Galleria del Vento	52
4.2 Modello	54
4.2.1 Layout di base - Cilindro liscio	54
4.2.2 Cilindro con coperture forate	56

4.3	Strumentazione	58
4.4	Analisi dati	63
4.5	Programma prove	65
5	Risultati: Cilindro liscio	67
5.1	Campo di pressioni	68
5.1.1	Forze aerodinamiche	73
5.2	Densità Spettrale di Potenza	76
6	Risultati: Cilindro con coperture forate	79
6.1	Distacco di vortici	80
6.2	Campo di pressione	85
6.3	Resistenza aerodinamica	94
	Conclusioni	101
A	Campo di pressione	105
A.1	Anello 1	106
A.2	Anello 2	107
	Bibliografia	108

Elenco delle figure

1	Storebaelt East Bridge - Danimarca (foto: Theomin - Flickr 2008)	15
1.1	Regioni di flusso disturbato attorno ad un cilindro.	19
1.2	Transizione nelle regioni di flusso disturbato: BL =strato limite, L =flusso laminare, T =flusso turbolento, Tr =flusso in transizione, S =separazione	20
1.3	Flusso laminare.	20
1.4	Transizione in scia: $TrW2$	21
1.5	Transizione sul bordo della scia: $TrSL3$	21
1.6	Regime supercritico e postcritico.	22
1.7	Distribuzione e risultante di pressione nel tempo su un cilindro fisso.	23
1.8	Coefficiente di Drag al variare del numero di Reynolds.	24
1.9	Distribuzione del coefficiente di pressione lungo la sezione circolare a diversi numeri di Reynolds, Zdravkovich [53].	25
1.10	Profilo di velocità e formazione di un vortice a staffa alla base di un cilindro montato perpendicolarmente ad una parete, Heseltine [19].	27
1.11	Rappresentazione schematica del flusso attorno ad un cilindro di altezza finita montato su un piano, Sumner et al. [45].	27
2.1	Differenti tipologie di progili testati, Price [36].	30
2.2	Coefficiente di Drag in funzione del numero di Reynolds, Price [36].	31
2.3	Illustrazione del modello della canna fumaria della Drax Power Station priva e provvista di coperture forate, Walshe [49].	32
2.4	Cilindri a sezione circolare rivestiti da coperture forate, Knell [24].	33
2.5	Coefficiente di Drag al variare del numero di Reynolds, Knell [24]. .	34
2.6	Coefficiente di Drag al variare del numero di Reynolds, entrambi calcolati con il diametro della copertura forata, Wootton and Yates [51].	36

2.7	Coefficiente di Drag (calcolato con il diametro del cilindro interno) per $\frac{D_{CF}}{D}=1.23$, Wootton and Yates [51].	37
2.8	Coefficiente di pressione attorno al cilindro, Zdravkovich and Volk [55].	38
2.9	Coefficiente di pressione media attorno al cilindro con e senza coperture forate per $Re=2e5$, Zdravkovich [52].	40
2.10	Differenti tipologie di modelli testati: (a) Cilindro liscio, (b) Cilindro con copertura forata (c) Cilindro ondulato, (d) Cilindro sfaccettato. Kleissl and Georgakis [23].	41
2.11	Coefficiente di Drag (a sinistra) e di Lift (a destra) medi per due combinazioni di cilindro indatate, Kleissl and Georgakis [23].	42
3.1	Dipendenza del coefficiente di perdita di carico da alcune caratteristiche geometriche della lamiera forata, Allori et al. [2].	45
3.2	Schema fori.	45
3.3	Dati geometria cilindro.	45
3.4	Lamiere forate.	46
3.5	Condotto a circuito aperto.	46
3.6	Condotto a circuito aperto.	47
3.7	Schema del condotto a circuito aperto.	48
3.8	Coefficiente di perdita di carico al variare della velocità per le coperture forate in esame.	49
3.9	Coefficiente di perdita di carico al variare della porosità confronto con Allori et al. [2].	49
4.1	Impianto Galleria del Vento del Politecnico di Milano.	52
4.2	Camera di prova a strato limite, Galleria del Vento del Politecnico di Milano.	53
4.3	Layout base, misure in [mm].	55
4.4	Elementi costitutivi.	55
4.5	Dettaglio anelli di pressione.	55
4.6	Modello completo di copertura forata.	56
4.7	Dettaglio dei supporti per i tubi delle prese di pressione.	57
4.8	Sostegni.	57
4.9	Dettaglio fissaggio.	57
4.10	Bilancia Dinamometrica Ruag 192-6L.	58
4.11	Vista in sezione.	59

4.12	Sistema di riferimento della bilancia.	59
4.13	Distribuzione delle prese di pressione sulla sezione.	59
4.14	Scanner di pressione miniaturizzati.	60
4.15	Alloggiamento scanner.	60
4.16	Anemometro Cobra.	60
4.17	Posizionamento anemometri in scia e tubo di Pitot a monte.	61
4.18	Profili di velocità.	61
4.19	Accelerometro.	62
4.20	Convenzioni adottate.	63
5.1	Andamento del coefficiente di pressione sull'anello 1 al variare del numero di Reynolds.	68
5.2	Andamento del coefficiente di pressione sull'anello 2 al variare del numero di Reynolds.	69
5.3	Andamento del coefficiente di pressione lungo il cilindro al variare dell'allungamento AR e della posizione y/D delle prese di pressione ($Re=4e4$)	70
5.4	Andamento della componente fluttuante del coefficiente di pressione	71
5.5	Andamento della componente fluttuante del coefficiente di pressione per un cilindro infinito e per un cilindro ad $AR=30$, al variare della posizione delle prese di pressione y/D , Fox and West [16]	72
5.6	Andamento della componente fluttuante massima del coefficiente di pressione per cilindri di diverso AR , Farivar [14]	72
5.7	Andamento temporale pei coefficienti di Lift e di Drag	74
5.8	Andamento della componente fluttuante del coefficiente di Lift al variare del numero di Reynolds.	75
5.9	Andamento del coefficiente di Drag al variare del numero di Reynolds, Knell [24].	75
5.10	PSD dell'anemometro A, componente in direzione <i>cross-wind</i> , al variare del numero di Reynolds.	76
5.11	PSD del C_{L1} al variare del numero di Reynolds.	77
5.12	Andamento del numero di Strouhal con il numero di Reynolds.	78
5.13	PSD dell'anemometro A, componente in direzione <i>cross-wind</i>	78
6.1	Modelli utilizzati per le prove in galleria del vento con gap 1.2 e diverse porosità delle coperture.	80

6.2	Classificazione dei segnali provenienti dagli anemometri posti in scia al cilindro.	82
6.3	Densità spettrale di potenza del segnale anemometrico A, in direzione <i>cross-wind</i> , del il cilindro liscio ($\varepsilon\% = 0\%$) e delle configurazioni con l'aggiunta delle coperture forate con gap 1.1 a velocità 2m/s.	83
6.4	Riduzione percentuale dell'ampiezza dei picchi e calcolo del numero di Strouhal, sia con il diametro del cilindro che con quello della copertura forata.	84
6.5	Prese di pressione.	85
6.6	Andamento del coefficiente di pressione sull'anello 1 al variare della velocità configurazione con copertura forata di porosità 63% e gap 1.1.	86
6.7	Confronto coefficiente di pressione per l'anello superiore.	87
6.8	Andamento del coefficiente di pressione misurato sull'anello 2 (interno) per le diverse configurazioni provate.	88
6.9	Andamento del coefficiente di pressione sull'anello 2 per le varie configurazioni con copertura forata, con velocità fissata pari a $U=15\text{m/s}$	89
6.10	Confronto coefficiente di pressione dell'anello inferiore (campo di pressione sulla superficie del cilindro interno).	91
6.11	Andamento del coefficiente di pressione sulla superficie del cilindro con copertura forata di porosità 36%, ?].	93
6.12	Andamento del coefficiente di Drag misurato dalla bilancia dinamometrica al variare del numero di Reynolds per tutte le configurazioni analizzate.	94
6.13	Convenzioni adottate per il calcolo del coefficiente di Drag dalle misure di pressione.	95
6.14	Andamento del coefficiente di Drag ottenuto dalle misure di pressione sull'anello1 al variare del numero di Reynolds per tutte le configurazioni analizzate.	96
6.15	Incremento cumulato di C_{D2} lungo la superficie del cilindro, calcolato dalle misure di pressione.	96
6.16	Contributo delle singole prese di pressione al calcolo del C_{D1} lungo la superficie del cilindro.	97
6.17	Andamento del coefficiente di Drag ottenuto dalle misure di pressione sull'anello 2 al variare del numero di Reynolds per tutte le configurazioni analizzate.	97

6.18	Incremento cumulato di C_{D2} lungo la superficie del cilindro, calcolato dalle misure di pressione.	98
6.19	Contributo delle singole prese di pressione al calcolo del C_{D2} lungo la superficie del cilindro.	99
A.1	Andamento del Coefficiente di Pressione sull'anello 1 al variare della velocità per il gap 1.1.	106
A.2	Andamento del Coefficiente di Pressione sull'anello 1 al variare della velocità per il gap 1.2.	106
A.3	Andamento del Coefficiente di Pressione sull'anello 1 al variare della velocità per il gap 1.3.	107
A.4	Andamento del Coefficiente di Pressione sull'anello 2 al variare della velocità per il gap 1.1.	107
A.5	Andamento del Coefficiente di Pressione sull'anello 2 al variare della velocità per il gap 1.2.	108
A.6	Andamento del Coefficiente di Pressione sull'anello 2 al variare della velocità per il gap 1.3.	108

Elenco delle tabelle

2.1	Coperture forate indagate, Price [36].	30
2.2	Coperture forate indagate, Walshe [49].	32
2.3	Coperture forate indagate, Knell [24].	33
2.4	Coperture forate indagate, Wootton and Yates [51]	35
2.5	Coperture forate indagate da Zdravkovich and Volk [55].	37
2.6	Coperture forate indagate, Zdravkovich [52].	39
2.7	Coperture forate indagate da Kleissl and Georgakis [23]	41
4.1	Dati geometria cilindro.	54
4.2	Elenco velocità indagate e corrispondente Re.	65
4.3	Elenco delle prove effettuate.	66
6.1	Calcolo gap.	81
6.2	Riduzioni C_{Pmin} rispetto alla configurazione con gap 1.1 per velocità del flusso pari a 15m/s.	90

Elenco dei Simboli

A	Aera.
A_0	Area fori.
AR	Allungamento H/D .
B	Lunghezza caratteristica.
C_D	Coefficiente di Drag.
C'_D	Deviazione standard del coefficiente di Drag.
C_L	Coefficiente di Lift.
C'_L	Deviazione standard del coefficiente di Lift.
C_P	Coefficiente di pressione.
C_{P0}	Coefficiente di pressione nella presa posta a 0° rispetto al flusso incidente.
C_{Pb}	Coefficiente di pressione costante sulla parte posteriore del cilindro.
C_{Pmin}	Coefficiente di pressione minimo.
C'_P	Deviazione standard del coefficiente di pressione.
D	Diametro cilindro.
d	Diametro fori.
D_{CF}	Diametro della copertura applicata al cilindro.
D_h	Diametro idraulico.
$\varepsilon\%$	Porosità.
F_D	Forza di Drag.
F_L	Forza di Lift.
f_S	Frequenza di distacco di vortici.
F_y	Forza misurata in direzione <i>cross-wind</i> .
F_z	Forza misurata in direzione <i>in-wind</i> .
H	Lunghezza totale del modello.
k	Coefficiente di perdita di carico.

ELENCO DEI SIMBOLI

L	Lunghezza cilindro.
μ	Viscosità dinamica del fluido.
ν	Viscosità cinematica del fluido.
p	Pressione.
P_0	Perimetro fori.
p_∞	Pressione del flusso asintotico.
p_{st}	Pressione statica.
p_{tot}	Pressione totale.
Re	Numero di Reynolds.
Re_L	Numero di Reynolds locale.
ρ	Densità del fluido.
S	Punto di separazione.
$\sigma(D)$	Deviazione standard del Drag.
$\sigma(L)$	Deviazione standard del Lift.
$\sigma(P)$	Deviazione standard della pressione.
St	Numero di Strouhal.
t	Spessore.
θ	Angolo posizione prese di pressione rispetto al vento incidente.
U	Velocità del flusso.
w_0	Velocità del vento all'interno dei fori.
y	Distanza dall'estremità superiore del modello.

Introduzione

IL continuo sviluppo di infrastrutture e opere ingegneristiche di dimensioni sempre più importanti ha portato alla necessità di uno studio via via più approfondito dell'interazione che esse sviluppano con il vento incidente, dando alla luce quella branca dell'Ingegneria che è l'Ingegneria del Vento.



Figura 1: Storebaelt East Bridge - Danimarca (foto: Theomin - Flickr 2008)

L'azione del vento produce, infatti, carichi statici e dinamici sulle strutture da considerare nel progetto delle stesse: sbagliare la valutazione di queste sollecitazioni indotte dal vento, significa dimensionare la struttura in modo errato, incorrendo in danni che possono rivelarsi anche catastrofici.

Limitando il discorso ai ponti sospesi e strallati, vi sono numerosi casi in cui i cavi di sostegno dell'impalcato hanno sperimentato vibrazioni indotte da differenti fenomeni, Second Severn Crossings, Øresund Bridge, Storebaelt East Bridge e Fred Hartman Bridge solo per citarne alcuni. Le cause per le quali il cavo inizia a vibrare sono molteplici, ad esempio, il distacco di vortici, che provoca oscillazioni di piccola ampiezza ma molto frequenti, il cambio di forma della sezione dovuto ad accumuli di ghiaccio e neve, oppure l'azione combinata di vento e pioggia e le così dette *dry cable vibration* che, al contrario, si verificano solo in determinate condizioni ma producono oscillazioni di grande ampiezza.

Negli anni si sono susseguiti numerosi studi atti al contenimento delle vibrazioni su corpi cilindrici in generale, ponendo particolare attenzione al fenomeno del distacco di vortici.

Le vibrazioni che ne conseguono possono essere controllate da diversi dispositivi a controllo passivo come ad esempio l'aumento dello smorzamento, che rende più aerodinamica la forma dell'oggetto oppure l'aggiunta di elementi di disturbo del flusso. Quest'ultimi possono poi essere efficaci per flussi unidirezionali oppure omnidirezionali.

Da un'accurata ricerca bibliografica, è emerso che un sistema omnidirezionale con elevate potenzialità, tuttora oggetto di studi per la sua messa in opera, è quello di aggiungere delle coperture forate al cilindro, ed è proprio in questa direzione che si svolge lo studio oggetto di questa tesi.

Verrà quindi esaminato, presso la Galleria del Vento del Politecnico di Milano, il comportamento aerodinamico di un cilindro con l'aggiunta di coperture forate, in campo subcritico, per numeri di Reynolds compresi tra $2e4$ e $2e5$. La campagna di prove prevederà l'impiego di coperture forate con diverso grado di porosità e poste a varie distanze dal cilindro interno. L'obiettivo è quello di produrre una raccolta di dati di pressione e forze totali da utilizzare come punto di partenza per una serie di studi successivi.

Capitolo 1

Flusso attorno ad un cilindro

PER comprendere meglio il fenomeno di distacco di vortici, nel presente capitolo si fornisce una breve descrizione della fluidodinamica che si manifesta attorno a corpi cilindrici.

1.1 Il distacco di vortici

I primi studi su corpi cilindrici sono stati effettuati da Strouhal nel 1878, il quale testò il comportamento di fili, cavi e barre all'azione del vento giungendo a brillanti conclusioni, Strouhal [43].

In primo luogo, osservò che l'emissione sonora, generata dal distacco di vortici, varia con la velocità del vento e con il diametro del corpo in esame. In secondo luogo, notò che la frequenza di vibrazione del corpo, investito dal vento, governa quella di distacco dei vortici, creando quindi una sincronizzazione fra il cavo e il fluido. In particolare, individuò che la velocità del flusso U , il diametro del cavo D e la frequenza di distacco dei vortici f_S sono legati da una costante, denominata per l'appunto numero di Strouhal St , tramite la relazione:

$$f_S = St \frac{U}{D} \quad (1.1)$$

La ricerca del valore numerico da attribuire alla costante St , fu effettuata dallo stesso Strouhal, il quale scoprì che tale valore non è univoco ma, al contrario, mostra dipendenza dal numero di Reynolds, definito come:

$$Re = \frac{\rho U B}{\mu} \quad (1.2)$$

dove ρ e μ si indicano rispettivamente la densità e la viscosità dinamica del fluido mentre B è la dimensione caratteristica dell'oggetto, che nel caso di corpi cilindrici a sezione circolare è il diametro D . Nei diversi range di numeri di Reynolds indagati ($40 < Re < 5400$), Strouhal riuscì a definire una costante, compresa fra 0.185 e 0.195, solamente per $400 < Re < 5400$, mentre per $Re < 400$ osservò che non era possibile determinare un valore di St uniforme.

Studi effettuati successivamente da diversi ricercatori hanno rimarcato la complessità del fenomeno, mettendo in evidenza forti discontinuità in merito al valore assunto dalla costante di Strouhal, Gerrard [17], Gerrard [18] e Zdravkovich [53]. In particolare, in aggiunta alla forte influenza del numero di Reynolds, sono state osservate nette differenze fra il caso di cilindro fisso e mobile, quindi libero di oscillare. Prove sperimentali condotte da Relf and Simmons [37], hanno, infatti, dimostrato che, per cilindri fissi, il numero di Strouhal assume un valore costante

di circa 0.19 nel range di Reynolds che va da 500 a quello al quale corrisponde il passaggio allo stato critico del flusso, per poi aumentare nella regione critica finché nel regime super-critico il rilascio di vortici diventa aperiodico. La frequenza di distacco di vortici da un cilindro non smorzato, invece, non è sempre proporzionale alla velocità, come accade per il cilindro fisso, ma, quando si avvicina alla frequenza naturale del modello, si sincronizza ad essa per un certo range di velocità, dando origine al fenomeno di *lock-in*. Questo comportamento è il risultato del conflitto tra la tendenza di un cilindro rigido a rilasciare vortici ad una frequenza proporzionale alla velocità della vena e quella di un cilindro flessibile a vibrare alla sua frequenza propria.

1.2 Effetti Dovuti al Numero di Reynolds

Quando un corpo viene immerso in una vena fluida o, equivalentemente, esso si muove in un fluido a riposo, si crea una regione di flusso disturbato attorno al corpo stesso. Questo fenomeno è evidente nel caso di corpi cosiddetti tozzi (*bluff bodies*), che possono essere circolari, come cilindri, ellissi o ovali, oppure possono presentare spigoli vivi sulla sezione. In quest'ultimo caso, il flusso si separa in corrispondenza dello spigolo vivo, altrimenti il punto di separazione è mobile e varia a seconda delle condizioni fluidodinamiche del sistema.

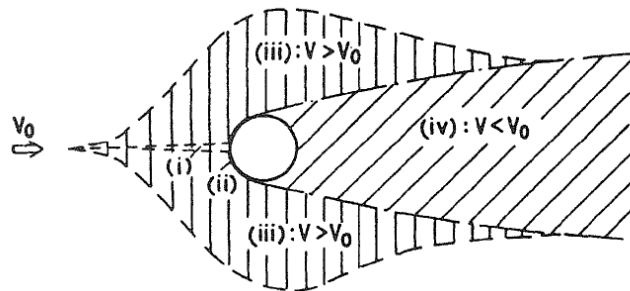


Figura 1.1: Regioni di flusso disturbato attorno ad un cilindro.

Considerando un corpo a sezione circolare, è possibile distinguere nel flusso disturbato, quattro regioni, come evidenziato in fig.1.1: a monte del cilindro si sviluppa una zona di ristagno, in cui il flusso è ritardato fino ad arrivare a velocità nulla nel punto di contatto con il cilindro, mentre lateralmente si osservano zone di fluido accelerato, rispetto alla velocità della vena incidente, e la presenza di una

regione sottile aderente al cilindro, chiamata strato limite, che sfocia nell'ultima zona, la scia, quando il flusso perde l'aderenza alla superficie.

In particolare, in scia si sviluppano diverse strutture di fluido di forte interesse fluidodinamico, che nascono e si perdono a seconda che il flusso sia laminare (L), in transizione (Tr) o turbolento (T).

Al variare del numero di Reynolds, quello che si osserva è la presenza di una successione di tre passaggi di regime del fluido che avvengono in tre diverse regioni del flusso disturbato, (fig.1.2): il flusso che inizialmente è laminare in tutto il campo di moto, alla fine della terza transizione è completamente turbolento.

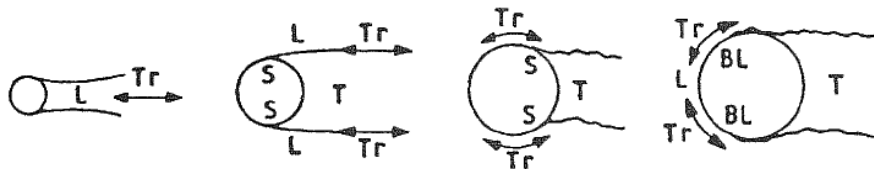


Figura 1.2: Transizione nelle regioni di flusso disturbato: BL =strato limite, L =flusso laminare, T =flusso turbolento, Tr =flusso in transizione, S =separazione

Flusso Laminare - L

Come visibile in fig.1.3, per numeri di Reynolds estremamente bassi il flusso è fortemente attaccato alla superficie cilindrica ($L1$: $0 < Re < 4-5$), mentre nell'intorno di $Re=5$ inizia a staccarsi, generando una scia stretta e vicina al cilindro stesso ($L2$: $4-5 < Re < 30-48$). All'aumentare del Re , questa scia diventa instabile e appare un'oscillazione sinusoidale che evolve fino ad assumere uno schieramento ben definito di vortici laminari che prende il nome di scia di Von Kármán ($L3$: $30-48 < Re < 180-200$).

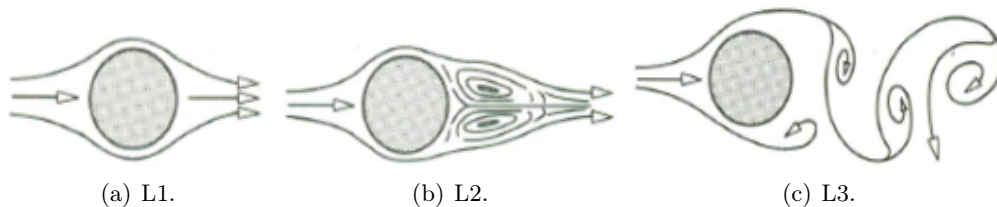


Figura 1.3: Flusso laminare.

Transizione in Scia - TrW

Incrementando ulteriormente il numero Reynolds, la scia laminare periodica diventa instabile. Gradualmente la transizione si diffonde dalla scia verso il corpo ($TrW1$: $180-200 < Re < 220-250$), finchè i vortici diventano turbolenti già durante la loro formazione ($TrW2$: $220-250 < Re < 350-400$). Si verifica quindi un cambiamento nella modalità di rilascio dei vortici (fig.1.4).

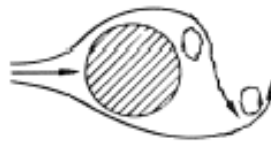


Figura 1.4: Transizione in scia: TrW2.

Transizione sul Bordo della Scia - TrSL

Per valori di numeri di Reynolds sempre più grandi, anche il bordo della scia comincia ad ondulare sviluppando delle onde di transizione ($TrSL1$: $350-400 < Re < 1e3-2e3$). Tali onde degenerano poi in vortici discreti alternati lungo i bordi della scia stessa ($TrSL2$: $1e3-2e3 < Re < 2e4-4e4$). Successivamente (fig.1.5), si assiste ad un'improvvisa turbolenza in scia vicino al cilindro, zona verso la quale si sposta anche la formazione di vortici ($TrSL3$: $2e4-4e4 < Re < 1e5-2e5$).

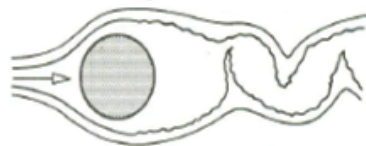


Figura 1.5: Transizione sul bordo della scia: TrSL3

Transizione nello Strato Limite - TrBL

Quest'ultima transizione è denominata anche *stato critico* poiché in essa avviene la crisi del Drag, come meglio illustrato nel paragrafo 1.2.1. Inizialmente, ovvero nel regime subcritico, il flusso è caratterizzato da una prima transizione lungo le

linee di separazione ($TrBL0: 1e5-2e5 < Re < 3e5-3.4e5$) e si ha una prima caduta discontinua del Drag. Successivamente, il flusso entra nel regime critico, in cui si osserva un salto di frequenza del distacco di vortici con la comparsa di una bolla di separazione su un lato del cilindro, che continua a diminuire drasticamente il Drag ($TrBL1: 3e5-3.4e5 < Re < 3.8e5-4e5$). Essa viene poi affiancata dalla nascita di una seconda bolla sull'altro lato del cilindro che porta ad avere una combinazione intricata di separazione laminare, transizione, riattacco e separazione turbolenta dello strato limite su entrambi i lati del cilindro ($TrBL2: 3.8e5-4e5 < Re < 5e5-1e6$). Il continuo aumento del numero di Reynolds porta il flusso in regime supercritico (fig.1.6(a)), in cui la transizione si sposta, in modo irregolare, sulla prima linea di separazione laminare, frammentando le bolle ed impedendo il distacco periodico dei vortici ($TrBL3: 5e5-1e6 < Re < 3.5e6-6e6$). Infine, il flusso passa in zona postcritica (fig.1.6(b)) dove riappare il distacco di vortici alternati e lo strato limite risulta in parte turbolento. Questo perché la transizione avviene in un punto compreso fra la separazione e il punto di ristagno, che, muovendosi sempre più verso quest'ultimo all'aumentare del Re , rende difficile l'identificazione dell'estremo finale di questa zona, ($TrBL4: 3.5e6-6e6 < Re < (?)$). La transizione nello strato limite nella realtà è inoltre una zona molto instabile, per cui è possibile che non sempre si verifichino tutte le fasi appena descritte.



Figura 1.6: Regime supercritico e postcritico.

Flusso Completamente Turbolento - T

Lo stato di flusso turbolento viene raggiunto quando tutte le regioni di fluido disturbato sono turbolente, ma il valore esatto di numero di Reynolds al quale ciò si verifica è ancora sconosciuto.

1.2.1 Forze aerodinamiche

Dal punto di vista dell'interazione fluido-struttura, è di fondamentale importanza conoscere le forze agenti sul cilindro immerso nella vena fluida. Tali informazioni, infatti, sono alla base della progettazione strutturale e aerodinamica di qualsiasi oggetto studiato in relazione ad un fluido.

Tenendo conto di quanto accade al flusso attorno ad un cilindro, come visto nel paragrafo 1.2, tra il lato a monte e il lato a valle del corpo si stabilisce una differenza di pressione variabile nel tempo e a risultante non nulla, come visibile in fig.1.7. Tale distribuzione, genera una forza di resistenza sul cilindro stesso, che viene denominata resistenza *di forma*.

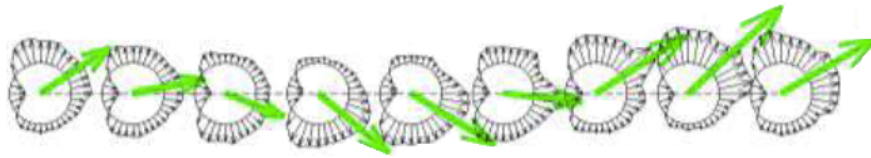


Figura 1.7: Distribuzione e risultante di pressione nel tempo su un cilindro fisso.

Considerando poi che l'aria non è un fluido ideale, sul cilindro si sviluppa anche un apporto di resistenza dovuto alle azioni tangenziali che scaturiscono dall'attrito tra le pareti del corpo e la vena fluida. Questo secondo contributo è però significativo nel caso di corpi allungati, come un profilo alare, dove la resistenza di forma è molto piccola, mentre nei corpi tozzi risulta meno rilevante soprattutto ad alti numeri di Reynolds. Pertanto, tenendo in considerazione che il campo di Reynolds indagato in questo studio è $2e4 < Re < 2e5$, la resistenza dovuta agli sforzi tangenziali sarà in seguito trascurata.

Complessivamente, la distribuzione di azioni tangenziali e di pressione sulla superficie del corpo investito da un fluido viscoso, è riconducibile ad una forza di resistenza o Drag, F_D , in direzione *cross-flow* e una forza di portanza o Lift, F_L , in direzione *in-flow* e quindi perpendicolare ad F_D .

Nel caso di corpo cilindrico di lunghezza unitaria immerso in un fluido, tali forze vengono espresse come:

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

$$F_L = \frac{1}{2}\rho U^2 D C_L \quad (1.4)$$

in cui ρ , U e D , indicano, rispettivamente, la densità e la velocità del fluido incidente e il diametro della sezione del cilindro, mentre C_L e C_D sono i coefficienti adimensionali di Drag e Lift. Quest'ultimi, dipendono dalla forma del corpo, dalla sua finitura superficiale e dal tipo di flusso che vi si stabilisce intorno. Essendo la forza di resistenza funzione del recupero delle pressioni a valle del cilindro, e quindi della larghezza della scia, dalla breve descrizione fornita nel paragrafo 1.2, è facilmente intuibile come il coefficiente di Drag sia funzione del numero di Reynolds. L'andamento del C_D con il Re è riportato in fig.1.8, in cui vengono evidenziati i diversi regimi di flusso appena descritti. In particolare, è possibile notare la forte e rapida diminuzione di C_D nella zona critica che viene identificata come *crisi del Drag*.

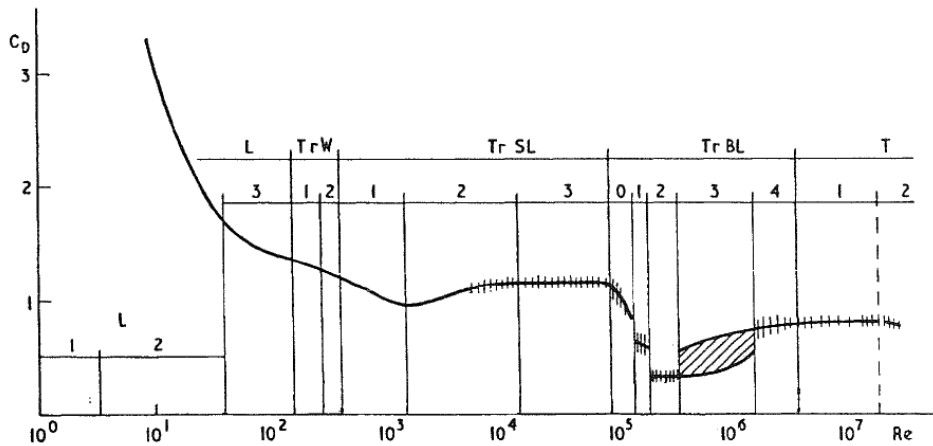


Figura 1.8: Coefficiente di Drag al variare del numero di Reynolds.

Infine, entrambi i coefficienti di Lift e Drag sono funzione del tempo, quindi possiedono una componente media e una fluttuante; quest'ultima, indicata rispettivamente con C'_L e C'_D , viene valutata considerando la deviazione standard delle corrispondenti forze, $\sigma(L)$ e $\sigma(D)$. Per quanto riguarda la forza di Lift, si ha pertanto:

$$C'_L = \frac{\sigma(L)}{\frac{1}{2}\rho U^2} \quad (1.5)$$

1.2.2 Campo di Pressione

Sperimentalmente il campo di pressione attorno al cilindro viene rilevato tramite prese di pressione puntuali disposte radialmente sulla circonferenza e la distribuzione dei dati viene analizzata in termini di coefficiente adimensionale di pressione C_P , definito come:

$$C_P = \frac{p - p_\infty}{\frac{1}{2}\rho U^2} \quad (1.6)$$

in cui ρ e U sono rispettivamente la densità e la velocità della vena fluida incidente, mentre p è la pressione rilevata e p_∞ è la pressione di riferimento.

Si nota inoltre che, essendo variabile nel tempo, anch'esso è somma di una componente media e una fluttuante. Quest'ultima, indicata con C'_P , viene quindi definita adimensionalizzando la deviazione standard della pressione $\sigma(P)$, ovvero:

$$C'_P = \frac{\sigma(P)}{\frac{1}{2}\rho U^2} \quad (1.7)$$

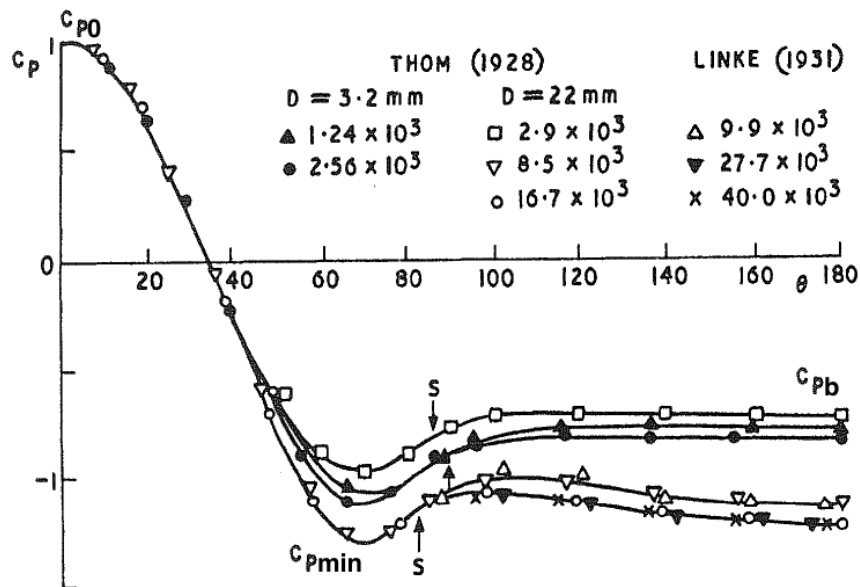


Figura 1.9: Distribuzione del coefficiente di pressione lungo la sezione circolare a diversi numeri di Reynolds, Zdravkovich [53].

L'andamento del coefficiente di pressione al variare della posizione, in cui è stato calcolato, è generalmente caratterizzato da diversi punti significativi evidenziati in fig.1.9, in cui si riporta, a titolo d'esempio, un gruppo di curve sperimentali rilevate da Thom [46] e Linke [27] a diversi numeri di Reynolds. Osservando il grafico, si possono quindi distinguere:

- il valore del coefficiente di pressione nella presa posta a 0° rispetto alla vena incidente, C_{P0} , che rappresenta il punto di ristagno del flusso;
- il punto di minimo della curva, C_{Pmin} , che individua la collocazione, sulla superficie del cilindro, del passaggio dalla zona di gradiente di pressione favorevole a quella di gradiente avverso;
- il punto di flesso della curva, S , che indica la posizione alla quale lo strato limite separa;
- la lunghezza e la posizione di inizio del tratto di curva a pressione costante (*base pressure*), il cui valore viene denominato C_{Pb} .

1.3 Cilindro con allungamento finito

Le caratteristiche del flusso fin qui descritte sono relative ad un così detto cilindro di allungamento¹ *infinito* o ideale, esente cioè da effetti di bordo che inevitabilmente si sviluppano alle estremità libere di un oggetto investito da un flusso. Si può assumere, pertanto, che la struttura vorticoso della scia e i campi di velocità e di pressione che si sviluppano attorno al cilindro, siano costanti lungo l'asse dello stesso solo nel caso in cui esso sia ideale. Tuttavia, anche i cilindri con allungamento finito mostrano molte delle strutture proprie di quello ideale, seppur con alcune variazioni, concentrate nelle vicinanze delle estremità, che rendono il flusso tridimensionale.

Il tipico esempio di corpo non ideale si ha quando il cilindro viene montato perpendicolarmente ad una parete e si estende attraverso lo strato limite che si sviluppa su questa superficie. Così facendo, il cilindro può essere suddiviso in tre zone: quella inferiore, caratterizzata dalla presenza di vortici a staffa, quella centrale, con caratteristiche fortemente bidimensionali, ed infine l'estremità libera superiore, responsabile della formazione di ulteriori strutture vorticoso, Sumner

¹L'allungamento, AR è il rapporto fra l'altezza H e il diametro D del cilindro.

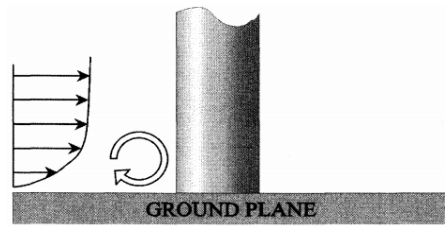


Figura 1.10: Profilo di velocità e formazione di un vortice a staffa alla base di un cilindro montato perpendicolarmente ad una parete, Heseltine [19].

[44]. Il vortice a staffa, visibile in fig.1.11, che si genera alla base del cilindro, è causato dal profilo di velocità dello strato limite a parete, che porta il flusso a ricircolare alla base del cilindro stesso formando una zona vorticoso che viene poi trascinato a valle dal flusso incidente (fig.1.10).

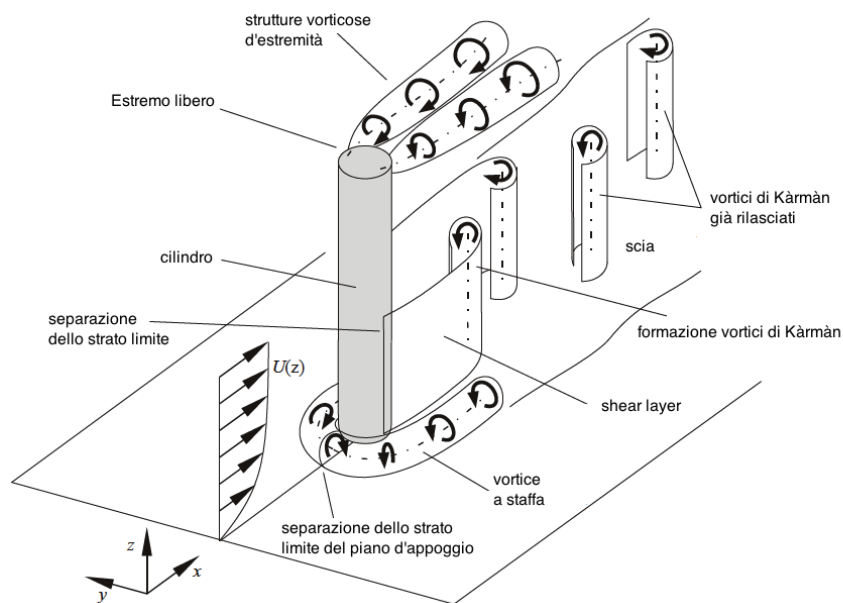


Figura 1.11: Rappresentazione schematica del flusso attorno ad un cilindro di altezza finita montato su un piano, Sumner et al. [45].

Nel caso in cui il cilindro sia sufficientemente allungato, nella zona centrale gli effetti di bordo non sono in grado di alterarne la fluidodinamica. Si possono quindi riscontrare caratteristiche di bidimensionalità, come l'osservare, per esempio, la scia di vortici alternati di Von Kàrmàn precedentemente descritta. Infine, la parte terminale del cilindro, l'estremità libera, è caratterizzata da una coppia di filamenti vorticoso controrotanti che si sviluppano dal bordo del cilindro stesso (fig.1.11). La

natura di queste formazioni vorticose è dovuta ad un duplice effetto di *upwash* e *downwash*: il flusso che sopraggiunge sul cilindro si inclina leggermente verso l'alto per poter superare l'ostacolo, ma, oltrepassata la sommità del cilindro, viene richiamato verso il basso dalla regione centrale della scia a bassa pressione.

L'interazione delle strutture vorticose di estremità con il distacco di vortici alternato della zona centrale del cilindro, dipende molto dall'allungamento del cilindro stesso. Un considerevole numero di studi sono stati svolti per cercare di comprenderne gli effetti, anche se vi sono ancora molte contraddizioni circa la tridimensionalità della scia di un cilindro con allungamento finito. Lee [26] tentò di unificare i differenti studi in un'unica teoria identificando l'esistenza di quattro principali configurazioni di flusso separato in scia ad un cilindro con allungamento AR compreso fra 1 e 15:

- *One-cell symmetrical shedding*: $AR < 3$, caratterizzata da vortice a staffa che interessano la maggior parte del cilindro;
- *One-cell antisymmetric shedding*: $3 < AR < 6.5$, caratterizzata da un'alternanza di vortici in stile Von Kârmân con frequenza di distacco costante lungo l'asse del cilindro;
- *Two-cell antisymmetric shedding*: $7 < AR < 12$ in cui la frequenza di distacco di vortici varia lungo l'asse del cilindro. Dall'estremità libera si genera una struttura vorticoso allineata con l'asse del cilindro che interagisce con la scia di Von Kârmân causando una variazione nella frequenza di distacco;
- *Three-cell antisymmetric shedding*: $AR > 12$ si assiste alla comparsa, nella parte inferiore del cilindro, di un secondo vortice allineato con l'asse del cilindro.

Per quanto riguarda invece la distribuzione di pressione sulla superficie del cilindro e le forze aerodinamiche che ne derivano, Fox and West [15] riscontrarono che per cilindri con $AR < 13$ i risultati erano differenti per ogni allungamento considerato, mentre per $AR > 13$ i valori, ad una posizione lungo l'asse fissata, erano indipendenti dall'allungamento analizzato. In generale, l'effetto del flusso al di sopra dell'estremità libera era quello di incrementare, rispetto al caso di cilindro bidimensionale², la pressione della scia a valle del cilindro e quindi di ridurre il Drag presente nella maggior parte delle sezioni del cilindro.

²tale modello fu ottenuto estendendo il cilindro a quasi tutta la larghezza della camera di prova e delimitando enterambe le estremità con degli *end-plates*

Capitolo 2

Stato dell'Arte

VIENE qui proposto un breve riassunto delle diverse fonti raccolte durante questo lavoro di tesi e riguardanti precedenti studi su coperture forate.

2.1 Coperture forate

Price [36]				
$\varepsilon\%$	Gap $\frac{D_{CF}}{D}$	Forma del foro	D_h [mm]	Re
37%	1.25	tondo	19.0	$5e4 \rightarrow 4.5e5$
37%	1.25	tondo	6.35	$5e4 \rightarrow 4.5e5$
37%	1.08	tondo	6.35	$5e4 \rightarrow 4.5e5$

Tabella 2.1: Coperture forate indagate, Price [36].

Price [36] nel 1956 fu il primo a pensare di sopprimere gli effetti delle forze aerodinamiche periodiche che agiscono sulle ciminiere, modificando il profilo del corpo cilindrico stesso. Prese quindi in considerazione le diverse soluzioni mostrate in fig.2.1 fra le quali incluse anche delle coperture forate, le cui caratteristiche geometriche sono riportate in tab.2.1: con $\varepsilon\%$ viene indicata la porosità¹, con D_h il diametro idraulico² e con il termine gap il rapporto $\frac{D_{CF}}{D}$ in cui D_{CF} è il diametro della copertura forata e D è quello del cilindro interno.

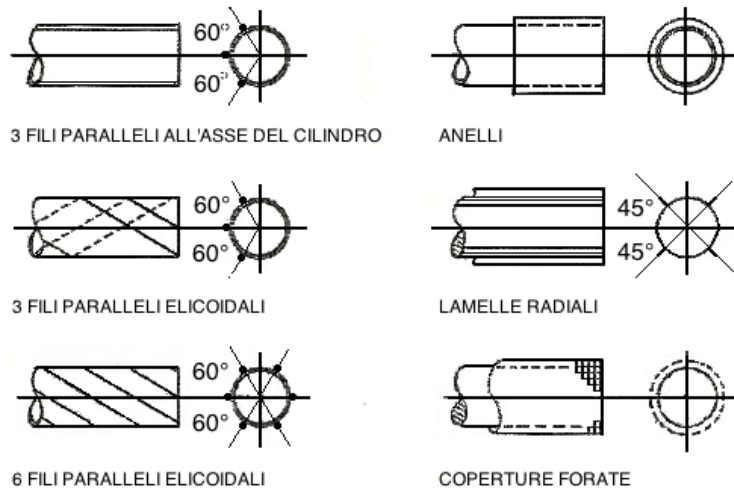


Figura 2.1: Differenti tipologie di progili testati, Price [36].

¹la percentuale di porosità $\varepsilon\%$ rappresenta il rapporto fra l'area vuota e l'area totale della superficie forata, quest'ultima pari alla somma dell'area vuota e di quella piena.

²il diametro idraulico è calcolato come:

$$D_h = \frac{4A_0}{P_0} \quad (2.1)$$

in cui A_0 e P_0 rappresentano rispettivamente l'area e il perimetro dei fori.

I primi esperimenti li svolse in una galleria ad acqua in cui mise a confronto i risultati forniti dai singoli profili con il cilindro liscio, in termini di soppressione delle vibrazioni indotte da distacco di vortice. Da essi ne evinse che il comportamento migliore era rappresentato dalle coperture forate, con le quali eseguì delle prove in una galleria del vento per $5e4 < Re < 4.5e5$. Osservando la traccia dell'oscilloscopio di cui si servì per rilevare vibrazioni sul modello, non fu possibile identificare alcuna vibrazione periodica.

Gli effetti della grandezza e arrangiamento dei fori sulla copertura furono indagati superficialmente, notando comunque un miglioramento nell'efficacia dello schermo, e una diminuzione del coefficiente di Drag, all'aumentare del diametro del foro mantenendo costante la percentuale di porosità.

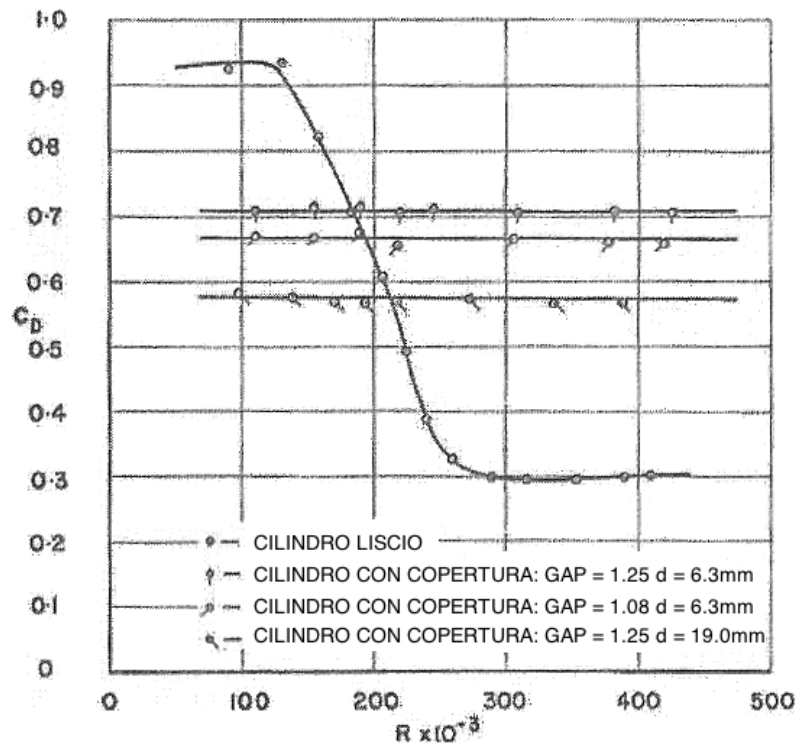


Figura 2.2: Coefficiente di Drag in funzione del numero di Reynolds, Price [36].

Focalizzando l'attenzione su casi reali di ciminiere coinvolte nella problematica del distacco di vortice, Walshe [49] nel 1968 condusse esperimenti presso i laboratori del *National Physical Laboratory (NPL)*, testando un cilindro e il modello della canna fumaria della Drax Power Station, entrambi aventi la porzione verso l'estremità libera rivestita dalle coperture forate mostrate in tab.2.2.

Walshe [49]				
$\varepsilon\%$	Gap $\frac{D_{CF}}{D}$	Forma del foro	D_h [mm]	Re
20%	1.234	quadrato	9.3	1e5
36%	1.234	quadrato	12.4	1e5
36%	1.18	quadrato	12.4	1e5
49%	1.234	quadrato	14.5	1e5

Tabella 2.2: Coperture forate indagate, Walshe [49].

Walshe [49] osservò un comportamento molto simile fra i due modelli, sia in presenza che in assenza di coperture forate. In particolare, la prima combinazione riportata in tab.2.2 risultò essere, anche se di poco rispetto alla seconda, la migliore in termini di riduzione della massima ampiezza, in direzione *cross-wind*, misurata sul modello in funzione dello smorzamento dello stesso. L'ultima soluzione, invece, fornì risultati meno brillanti, indicando come la copertura forata divenisse in qualche modo meno efficace all'aumentare della porosità oltre il 20%. Osservando invece i risultati fra la seconda e terza copertura, Walshe [49] affermò che l'aumento del gap aveva migliorato la stabilità del modello testato. Infine, anche per valori di smorzamento molto basso, nessun modello provvisto di copertura forata mostrò alcuna tendenza ad oscillare in direzione *in-wind* per tutto il campo di Reynolds indagato.

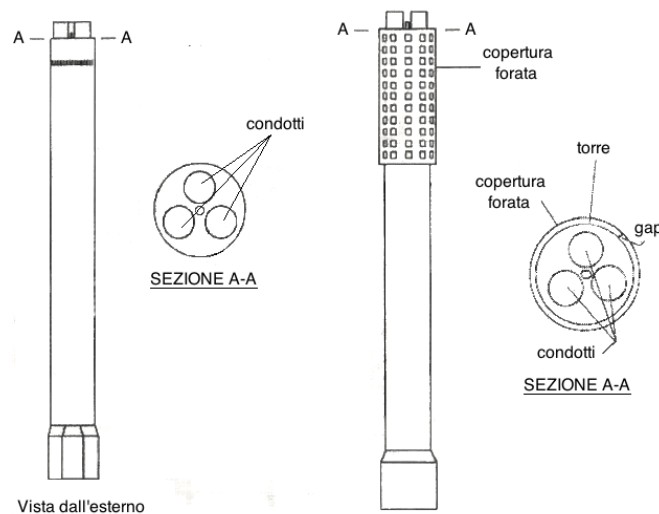


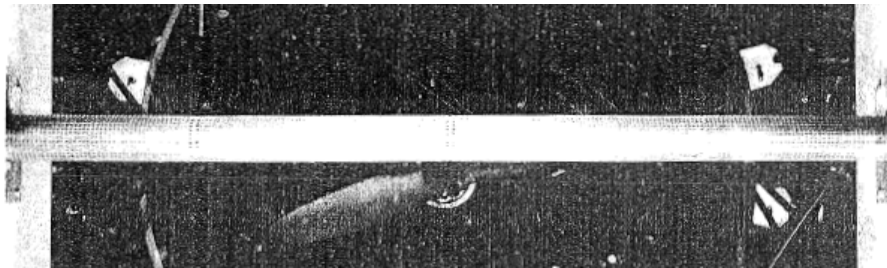
Figura 2.3: Illustrazione del modello della canna fumaria della Drax Power Station priva e provvista di coperture forate, Walshe [49].

Knell [24]				
$\varepsilon\%$	Gap $\frac{D_{CF}}{D}$	Forma del foro	D_h [mm]	Re
20%	1.03	quadrato	4.5	$8e4 \rightarrow 3e6$
36%	1.03	quadrato	6.0	$8e4 \rightarrow 3e6$

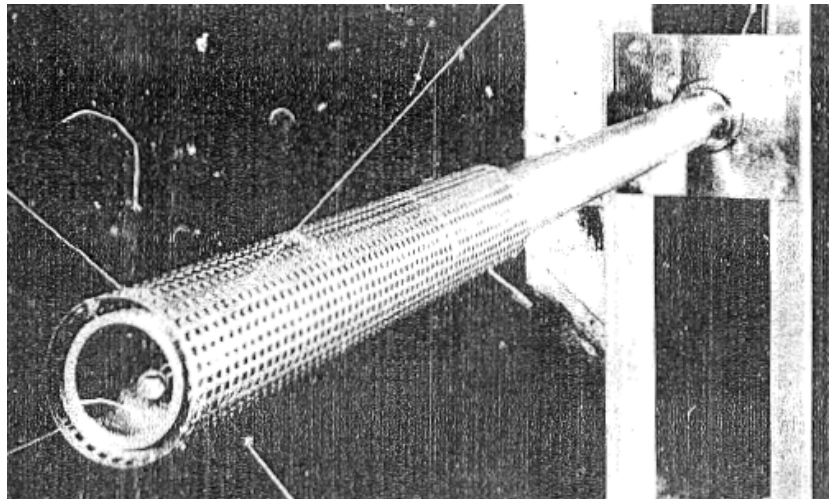
Tabella 2.3: Coperture forate indagate, Knell [24].

L'effetto sul Drag di coperture forate (tab.2.3), montate sia su cilindri *side-to-side* che provvisti di estremità libera (fig.2.4), fu investigata da Knell [24] nel 1969, per $8e4 < Re < 3e6$.

Egli riscontrò poca differenza fra le due percentuali di porosità, notando invece che entrambe mostravano andamenti del coefficiente di Drag costanti con il numero di Reynolds e assestati su valori più bassi di quelli forniti dalle prove su entrambi i cilindri privi di coperture (fig.2.5).

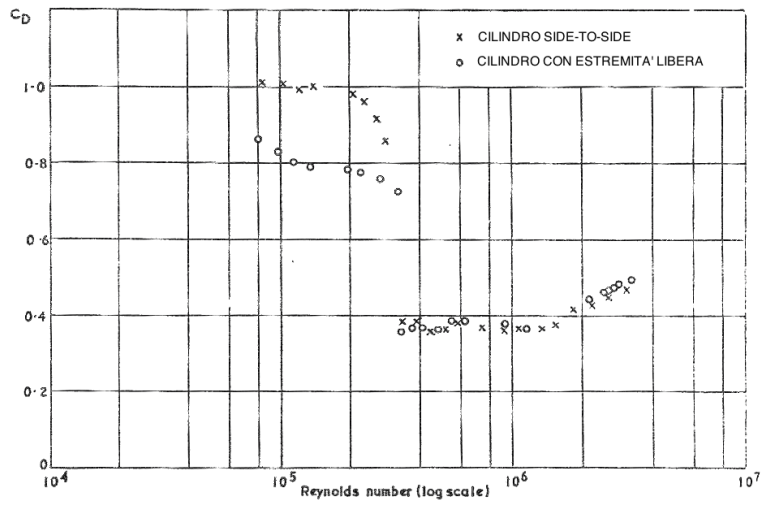


(a) Modello *side-to-side*.

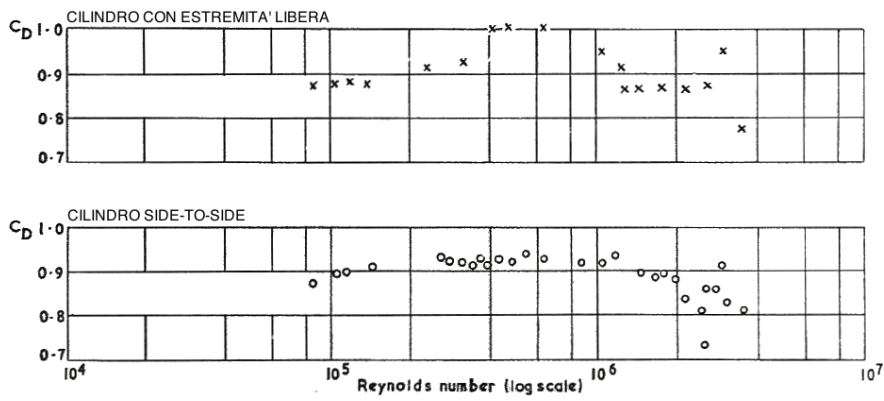


(b) Modello incastrato a parete e con estremità libera.

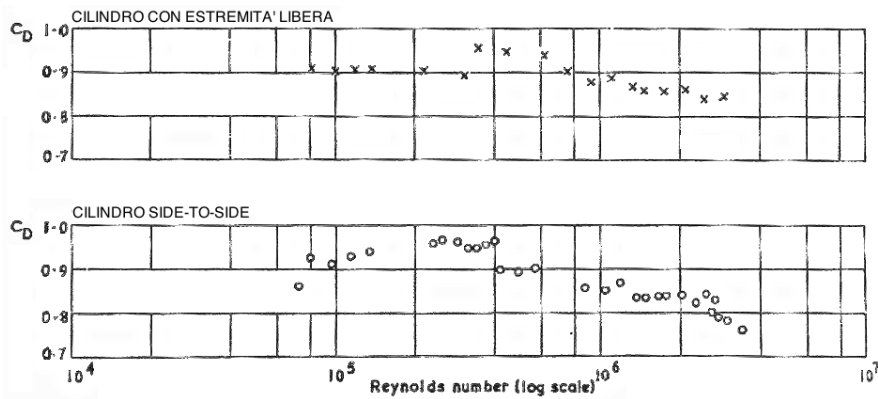
Figura 2.4: Cilindri a sezione circolare rivestiti da coperture forate, Knell [24].



(a) Cilindro liscio.



(b) Cilindro con copertura forata con porosità 20%.



(c) Cilindro con copertura forata con porosità 36%.

Figura 2.5: Coefficiente di Drag al variare del numero di Reynolds, Knell [24].

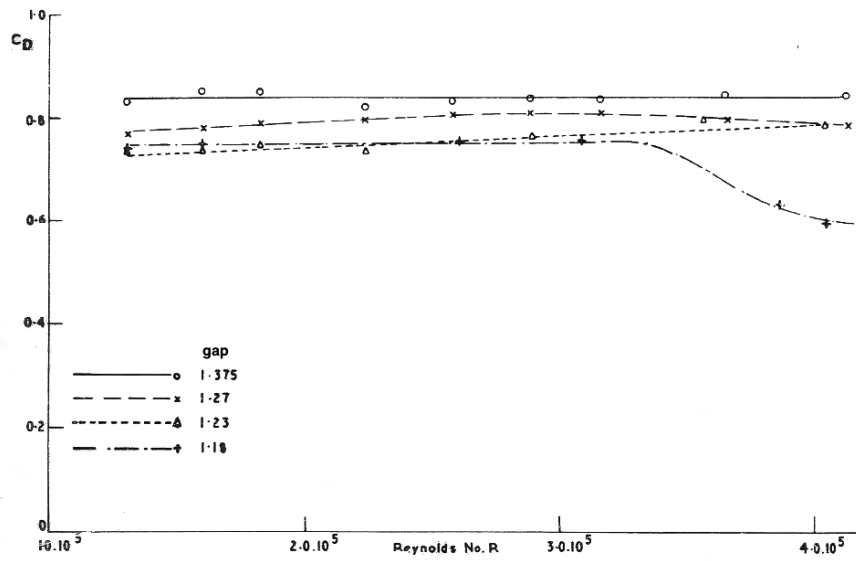
Wootton and Yates [51]				
$\varepsilon\%$	Gap $\frac{D_{CF}}{D}$	Forma del foro	D_h	Re
20%	1.378	quadrato	-	$1e5 \rightarrow 1e6$
20%	1.271	quadrato	-	$1e5 \rightarrow 1e6$
20%	1.231	quadrato	-	$1e5 \rightarrow 1e6$
20%	1.181	quadrato	-	$1e5 \rightarrow 1e6$
36%	1.378	quadrato	-	$1e5 \rightarrow 1e6$
36%	1.271	quadrato	-	$1e5 \rightarrow 1e6$
36%	1.231	quadrato	-	$1e5 \rightarrow 1e6$
36%	1.181	quadrato	-	$1e5 \rightarrow 1e6$

Tabella 2.4: Coperture forate indagate, Wootton and Yates [51]

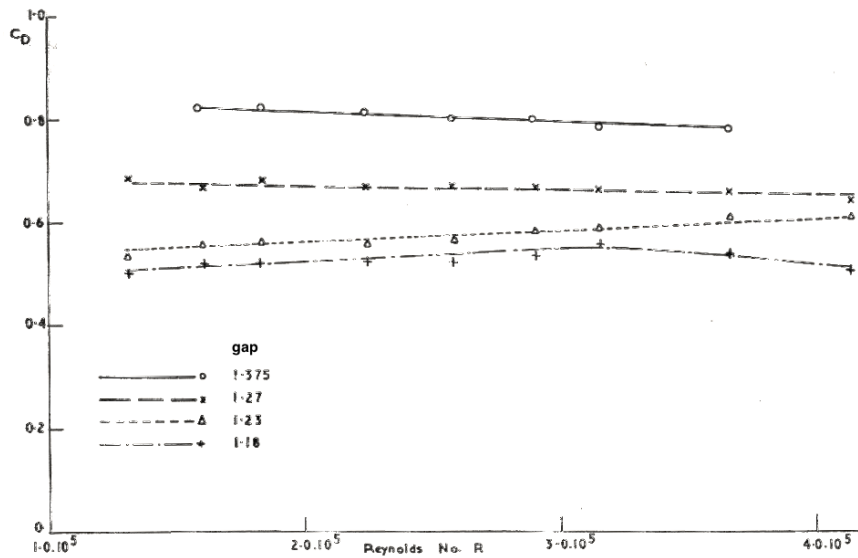
Nel 1970, Wootton and Yates [51], sull'onda dei risultati collezionati da Price [36], Walshe [49] e Knell [24], tentarono di calcolare il Drag agente sul solo schermo forato, al fine di poter fornire ai progettisti delle coperture la porzione del carico totale da considerare come gravante durante il dimensionamento delle stesse. Pertanto, il modello fu concepito mantenendo una porzione di copertura forata indipendente dal resto del modello e collegata a quest'ultimo tramite estensimetri così da rilevarne la forza agente.

Le tipologie di schermi e di gap indagati furono molteplici (tab.2.4) e il primo aspetto che Wootton and Yates [51] evidenziarono fu il fatto che ottennero risultati diversi a seconda che il vento incidente incontrasse, a 0° , una porzione di copertura chiusa oppure con fori; scoprendo che le differenze nelle distribuzioni di pressione responsabili di tali discrepanze erano concentrate principalmente nella porzione anteriore del cilindro in esame (fig.6.11). Tuttavia, il carico sulle armature risultò quasi indipendente dal numero di Reynolds per entrambe le porosità, incrementando invece all'aumentare del gap, ad eccezione della quarta combinazione in tab.2.4 che presentò una caduta del coefficiente del Drag per $Re > 3.3e5$. La differenza offerta dalle porosità fu il manifestarsi di carichi in un qualche modo più alti sui modelli che montavano coperture con $\varepsilon\%=20\%$ rispetto a quelle con $\varepsilon\%=36\%$.

Indipendentemente da ciò, la forza di Drag, agente sulla sola copertura, risultò essere una grossa porzione, o addirittura più grande, di quella totale, che fu rilevata sul cilindro completo di schermo forato.



(a) Copertura forata con porosità 20%.



(b) Copertura forata con porosità 36%.

Figura 2.6: Coefficiente di Drag al variare del numero di Reynolds, entrambi calcolati con il diametro della copertura forata, Wootton and Yates [51].

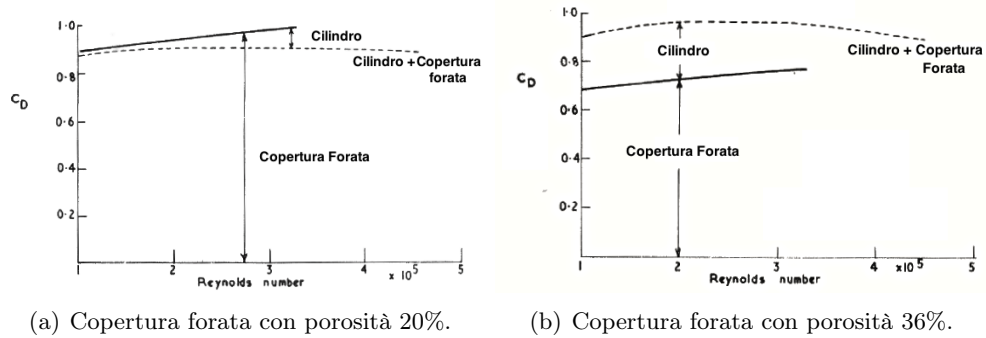


Figura 2.7: Coefficiente di Drag (calcolato con il diametro del cilindro interno) per $\frac{D_{CF}}{D}=1.23$, Wootton and Yates [51].

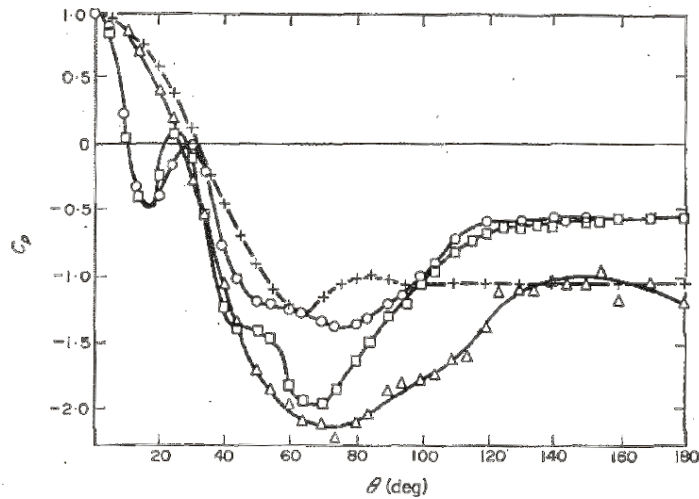
L'anno successivo, Zdravkovich and Volk [55], decisero di sperimentare una delle combinazioni proposte da Price [36] variando la forma dei fori. Più precisamente, decisero di indagare l'effetto di coperture con fori tondi, quadrati e con mesh, mantenendo costante la percentuale di porosità e il gap, rispettivamente pari a 36% e 1.25 (tab.2.5). Su tutto il campo di numeri di Reynolds studiato,

Zdravkovich and Volk [55]					
$\varepsilon\%$	Gap	$\frac{D_{CF}}{D}$	Forma del foro	D_h	Re
36%	1.250		tondo	12.7	$6e4 \rightarrow 1.8e5$
36%	1.250		quadrato	9.26	$6e4 \rightarrow 1.8e5$
36%	1.250		mesh	0.152	$6e4 \rightarrow 1.8e5$

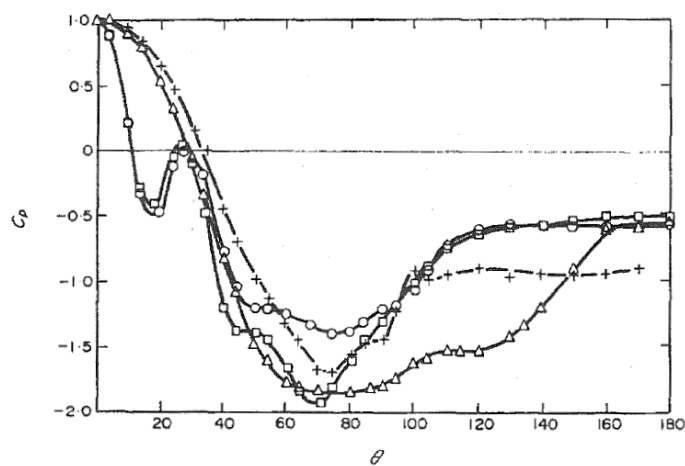
Tabella 2.5: Coperture forate indagate da Zdravkovich and Volk [55].

$6e4 < Re < 1.8e5$, risultò un'enorme differenza fra i casi di cilindro liscio e rivestito dagli schermi: mentre nel primo, l'ampiezza del moto laterale del modello continuava ad aumentare con l'incremento del Re , nel secondo, gli andamenti mostravano una forte diminuzione delle vibrazioni. In particolare, la copertura più efficace in termini di attenuazione dell'ampiezza di vibrazione del cilindro fu quella con mesh mentre la meno efficiente si dimostrò essere quella con fori quadrati. Per $Re=1.26e5$ e $Re=1.78e5$, Zdravkovich and Volk [55] rilevarono anche il campo di pressione presente sul cilindro interno, riscontrando di essere, nel primo caso, in regime subcritico e, nel secondo, all'inizio della transizione oltre la quale lo strato limite sulla superficie del cilindro prima di separarsi è turbolento. Dalle curve così ricavate, essi evidenziarono uno spostamento dell'inizio del tratto a C_{Pb} in direzione

downstream e una diminuzione, in valore assoluto, del C_{Pmin} , per quanto riguarda il cilindro provvisto di coperture a foro tondo e quadrato; curve che rimasero pressoché inalterate al variare del Re considerato. Al contrario, la curva identificativa del cilindro con copertura a mesh mostrò comportamenti diversi nelle due prove: l'andamento generale fu quello di affiancare la curva del cilindro liscio nel primo tratto e di mostrare una zona molto ampia di gradiente di pressione avverso ma, mentre a $Re=1.26e5$ il tratto a pressione costante si assestava sempre in accordo con la curva del cilindro privo di coperture, a $Re=1.78e5$ seguiva quello degli altri schermi forati.



(a) $Re=1.26e5$.



(b) $Re=1.78e5$.

Figura 2.8: Coefficiente di pressione attorno al cilindro, Zdravkovich and Volk [55].

Il contributo importante di Zdravkovich and Volk [55] fu quindi quello di individuare come il fenomeno delle vibrazioni indotte dal distacco di vortici e la loro soppressione, informazione dinamica, fossero riscontrabili anche nelle distribuzioni di pressione media attorno al cilindro, informazione statica; scoprendo, infatti, che la diminuzione in ampiezza del *base pressure* è indice di buona soppressione del fenomeno.

Zdravkovich [52]				
$\varepsilon\%$	Gap $\frac{D_{CF}}{D}$	Forma del foro	D_h	Re
24.5%	1.082	barre parallele	-	2e5
62.4%	1.082	barre parallele	-	2e5
81.2%	1.082	barre parallele	-	2e5
90.7%	1.082	barre parallele	-	2e5
96.0%	1.082	barre parallele	-	2e5
26.3%	1.165	barre parallele	-	2e5
62.2%	1.165	barre parallele	-	2e5
81.0%	1.165	barre parallele	-	2e5
90.6%	1.165	barre parallele	-	2e5
96.0%	1.165	barre parallele	-	2e5
24.3%	1.250	barre parallele	-	2e5
63.2%	1.250	barre parallele	-	2e5
81.5%	1.250	barre parallele	-	2e5
90.6%	1.250	barre parallele	-	2e5
24.5%	1.500	barre parallele	-	2e5
62.3%	1.500	barre parallele	-	2e5
81.2%	1.500	barre parallele	-	2e5
90.5%	1.500	barre parallele	-	2e5

Tabella 2.6: Coperture forate indagate, Zdravkovich [52].

L'idea di Zdravkovich [52], nel 1972, fu quella di cambiare la geometria degli schermi ricreando la porosità e il gap attraverso un meccanismo di aste verticali poste parallelamente all'asse del cilindro. Lo spazio fra cilindro e copertura fu ricavato scegliendo di posizionare le barre su uno dei quattro anelli, creati concentrici al cilindro, mentre la porosità fu ottenuta inserendo più o meno barre lungo la circonferenza dell'anello interessato (tab.2.6).

Le prove di vibrazione furono condotte in acqua e furono rilevati gli andamenti dell'ampiezza massima al variare del numero di Reynolds. Esse mostrarono andamenti differenti fra le varie porosità per ogni anello indagato, anche se, globalmente, tutte le curve ottenute erano più basse di quelle ricavate per il cilindro privo di

coperture e, per Re alti tendevano a riassetarsi sulle originali basse ampiezze. In galleria del vento, Zdravkovich [52] misurò la distribuzione di pressione media presente sul cilindro interno e notò come fosse correlata al grado di soppressione fornito dalle diverse combinazioni di schermi testati: una pressione costante nella parte posteriore del cilindro era indice di una copertura poco efficace, mentre ritrovò che un profilo di pressione parabolico suggeriva una buona soppressione delle vibrazioni indotte da distacco di vortice da parte del dispositivo. Per il secondo e terzo anello furono anche sostituite le barre con dei tubi provvisti di prese di pressione così da poter avere un'idea del campo di pressione presente all'esterno delle diverse combinazioni gap - porosità. Venne riscontrata similarità con i corrispondenti andamenti sul cilindro interno anche se i risultati furono molto sensibili alla variazione del gap e dello spazio fra una barra e l'altra, evidenziando come, per porosità molto alte, le barre lavorassero più come singoli cilindri che insieme come uno schermo. Infine, vennero effettuate in galleria del vento delle prove con fumo, ottenendo delle visualizzazioni del flusso per $750 < Re < 4.5e3$, con lo scopo di osservare se l'inibizione del *vortex shedding* avveniva anche nella regione subcritica più bassa di quella indagata nelle prove precedenti.

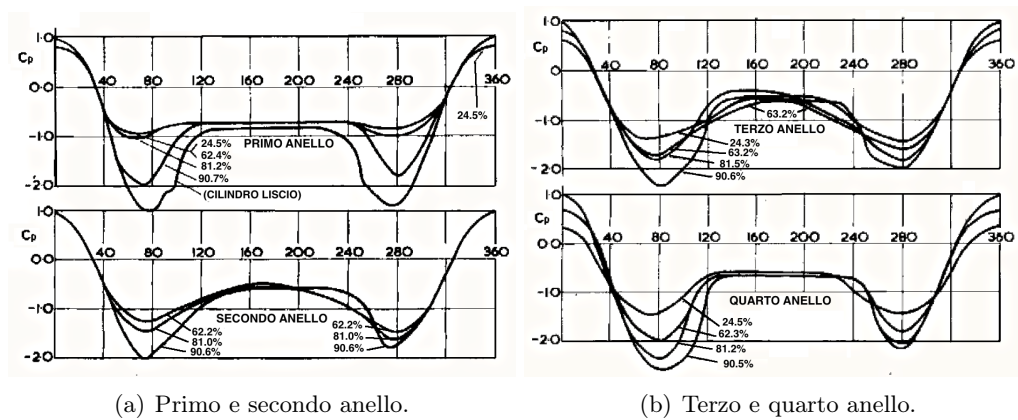


Figura 2.9: Coefficiente di pressione media attorno al cilindro con e senza coperture forate per $Re=2e5$, Zdravkovich [52].

Kleissl and Georgakis [23]				
$\varepsilon\%$	Gap $\frac{D_{CF}}{D}$	Forma del foro	D_h	Re
38.7%	1.193	tondo	4.9	$6e4 \rightarrow 1.8e5$

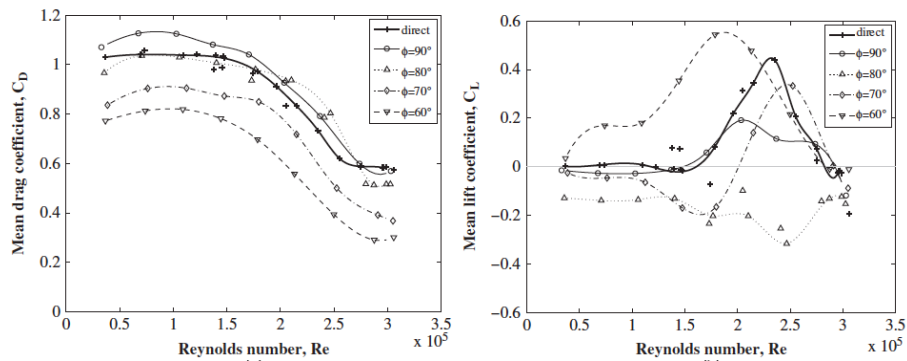
Tabella 2.7: Coperture forate indagate da Kleissl and Georgakis [23]

Recentemente, il problema è stato rivisto anche da Kleissl and Georgakis [23] che hanno ripreso l'idea originaria di Price [36], estendendo il concetto di cambio di forma non solo sulla sezione del cilindro ma anche sulla sua lunghezza, testando, oltre al cilindro liscio e con copertura forata (tab. 2.7), anche due cilindri rivestiti di uno schermo ondulato e di uno sfaccettato (fig.2.10). I modelli sono stati sperimentati in galleria del vento per $6e4 < Re < 1.8e5$, con differenti angoli di attacco rispetto al vento e in assenza o presenza di turbolenza (in quest'ultimo caso l'intensità di turbolenza *in-wind* è stata pari a circa 6.5%).

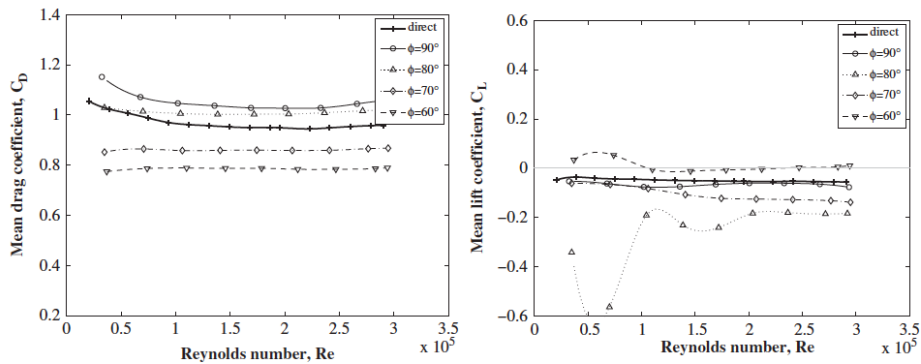


Figura 2.10: Differenti tipologie di modelli testati: (a) Cilindro liscio, (b) Cilindro con copertura forata (c) Cilindro ondulato, (d) Cilindro sfaccettato. Kleissl and Georgakis [23].

Limitando la trattazione al caso di flusso uniforme, in fig.2.11 sono riportati dati raccolti sul cilindro liscio e con copertura forata. Quest'ultima ha presentato, per tutte le velocità indagate, un andamento del coefficiente di Drag pressoché costante, che è quindi risultato sostanzialmente indipendente dal numero di Reynolds, variando solamente in valore a seconda dell'angolo d'attacco considerato. Anche il coefficiente di Lift si è dimostrato sempre costante ma attorno al valore zero, in forte contrasto con quello rilevato sul cilindro liscio, ad indicare che la copertura è stata efficace nel disturbare il flusso prevenendo la formazione di vortici.



(a) Cilindro liscio.



(b) Cilindro con copertura forata.

Figura 2.11: Coefficiente di Drag (a sinistra) e di Lift (a destra) medi per due combinazioni di cilindro indagate, Kleissl and Georgakis [23].

Capitolo 3

Coperture forate

L'IDENTIFICAZIONE delle coperture forate da calzare sul modello di cilindro liscio, ha richiesto un particolare approfondimento per comprendere l'interazione delle stesse con il fluido, in seguito al quale, si è proceduto valutando sperimentalmente la connotazione aerodinamica delle coperture scelte in termini di perdita di carico.

3.1 Identificazione delle coperture forate

Nel momento in cui si decide di testare una struttura in galleria del vento, quello che occorre fare è una riduzione del modello: l'oggetto reale viene scalato, in modo da poter riprodurre correttamente la situazione d'interesse all'interno della camera di prova.

La presenza di superfici permeabili all'aria rende più complesso il processo di scalatura poiché esse non richiedono una semplice riduzione geometrica bensì il mantenimento, nel passaggio dalla struttura reale al modello, di alcuni parametri caratteristici (Allori et al. [2]), quali:

- la percentuale di porosità $\varepsilon\%$ ¹,
- il diametro idraulico dei fori:

$$D_h = \frac{4A_0}{P_0} \quad (3.1)$$

in cui A_0 e P_0 rappresentano rispettivamente l'area e il perimetro dei fori,

- il numero di Reynolds locale ($Re_L \geq 2000$), definito come:

$$Re_L = \frac{w_0 D_h}{\nu} \quad (3.2)$$

dove w_0 è la velocità del vento all'interno dei fori ($w_0 = U/\varepsilon\%$); ν è la viscosità cinematica e D_h è il diametro idraulico.

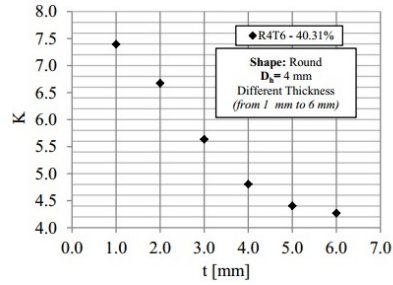
Tutti questi parametri concorrono alla determinazione del coefficiente adimensionale di perdita di carico k , definito come:

$$k = \frac{\Delta p}{\frac{1}{2}\rho U^2} \quad (3.3)$$

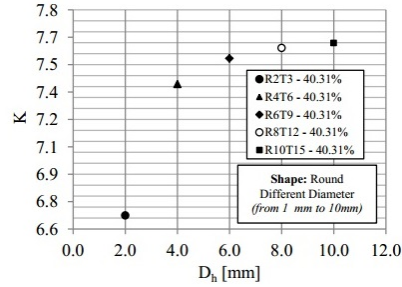
in cui Δp rappresenta la differenza di pressione tra i due lati della superficie porosa e $\frac{1}{2}\rho U^2$ è la pressione dinamica del flusso incidente. Si può osservare in fig.3.1 la dipendenza della perdita di carico al variare dello spessore della lamiera e del diametro idraulico dei fori a pari percentuale di porosità. Inoltre, in riferimento ai parametri sopra elencati, si sottolinea che il coefficiente k risulta essere indipendente dalla velocità per numeri di $Re_L \geq 2000$.

¹la percentuale di porosità $\varepsilon\%$ rappresenta il rapporto fra l'area vuota e l'area totale della superficie forata, quest'ultima pari alla somma dell'area vuota e di quella piena.

Si precisa che le regole di scalatura qui riportate sono valide solo per elementi porosi rappresentati da superfici forate.



(a) Coefficiente di perdita di carico vs spessore lamiera forata.



(b) Coefficiente di perdita di carico vs diametro idraulico del foro.

Figura 3.1: Dipendenza del coefficiente di perdita di carico da alcune caratteristiche geometriche della lamiera forata, Allori et al. [2].

Sulla base di queste considerazioni, dei risultati ottenuti da Allori et al. [2] e dei precedenti lavori illustrati nel capitolo 2, si è deciso di adottare come coperture forate dei fogli sottili in alluminio aventi porosità compresa tra il 20% e il 70%. Si è inoltre scelto di utilizzare fori della stessa dimensione e forma, così da poter indagare soluzioni con differenti perdite di carico senza andare ad introdurre ulteriori variabili.

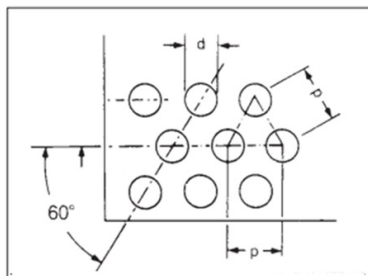


Figura 3.2: Schema fori.

Coperture forate			
$\varepsilon\%$	p [mm]	d [mm]	t [mm]
28%	18	10	0.8
40%	15	10	0.8
53%	13	10	0.8
64%	12	10	0.8

Figura 3.3: Dati geometria cilindro.

Un successivo confronto con gli standard disponibili in commercio ha fatto convergere la scelta su lamiere con spessore $t=0.8$ mm, forate con fori tondi di diametro $d=10$ mm e disposti a 60° con passo p pari a 18, 15, 13, 12 mm ottenendo così porosità rispettivamente del 28%, 40%, 54% e 63%.

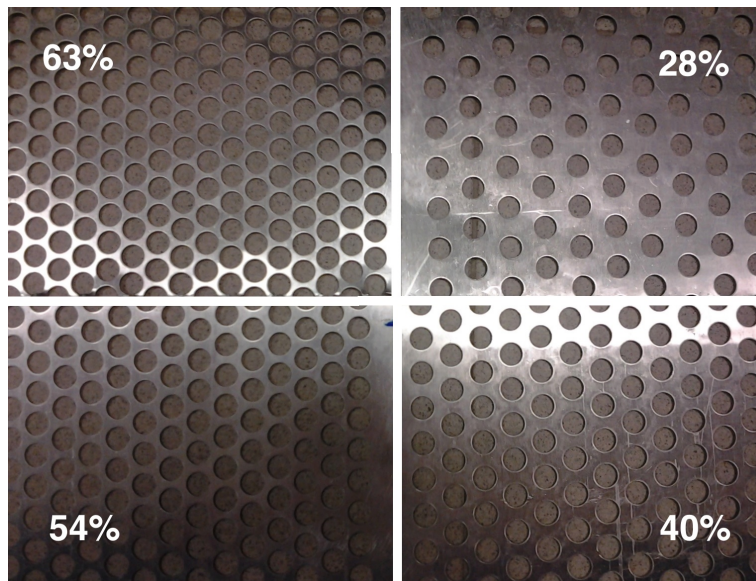


Figura 3.4: Lamiere forate.

3.2 Calcolo della perdita di carico

Per la tipologia di elementi porosi appena descritta, la determinazione del coefficiente di perdita di carico avviene esclusivamente per via sperimentale. Ci si è avvalsi, pertanto, di un condotto a circuito aperto appositamente pensato per la caratterizzazione di questi elementi, disponibile presso i laboratori del Politecnico di Milano (fig.3.5 e fig.3.6).

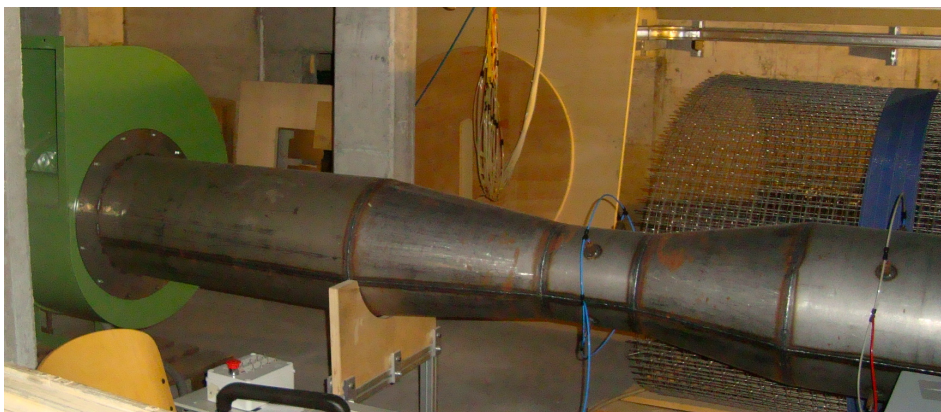


Figura 3.5: Condotto a circuito aperto.

Il condotto, di cui viene riportato lo schema costitutivo in fig.3.7, ha sezione circolare di diametro 400 mm ed è dotato di un telaio nella stazione di prova nel quale è possibile alloggiare la lamiera forata che, pertanto, va ad occupare l'intera area offerta dal condotto in quel punto. Alle spalle della sezione di prova è presente un tubo di Venturi che permette, attraverso l'equazione di conservazione della massa e il teorema di Bernulli, di ricavare la velocità della vena fluida, necessaria per il calcolo del coefficiente di perdita di carico. Tale flusso è generato da un ventilatore centrifugo posto a valle dell'intero sistema, che aspira aria all'interno della galleria.

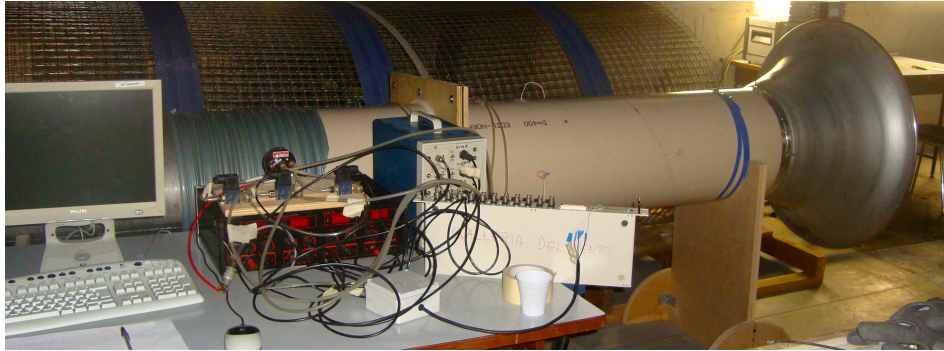


Figura 3.6: Condotto a circuito aperto.

Il sistema di misura consta di una serie di prese di pressione disposte a parete lungo la circonferenza di ogni sezione, evidenziate in fig.3.7 con i numeri: 1 per la sezione a monte della lamiera forata, 2 per quella a valle e infine 3 per quella di gola del condotto convergente-divergente. Per confermare la validità delle misure effettuate sono stati inseriti anche due tubi di Pitot, rispettivamente a monte e a valle della sezione di prova.

Il sistema di acquisizione è stato quindi validato, determinando il coefficiente di perdita di carico per la prima lamiera forata indagata (63%) sia con i dati provenienti dalle prese di pressione a parete sia con quelli provenienti dai tubi di Pitot. Di seguito vengono illustrati i procedimenti di calcolo.

Misure da tubi di Pitot:

$$p_{tot1} = p_{st1} + \frac{1}{2}\rho U_1^2 \quad \Rightarrow \quad U_1 = \sqrt{\frac{p_{tot1} - p_{st1}}{\frac{1}{2}\rho}} = U_2 \quad (3.4)$$

$$k = \frac{p_{st1} - p_{st2}}{\frac{1}{2}\rho U_2^2} \quad (3.5)$$

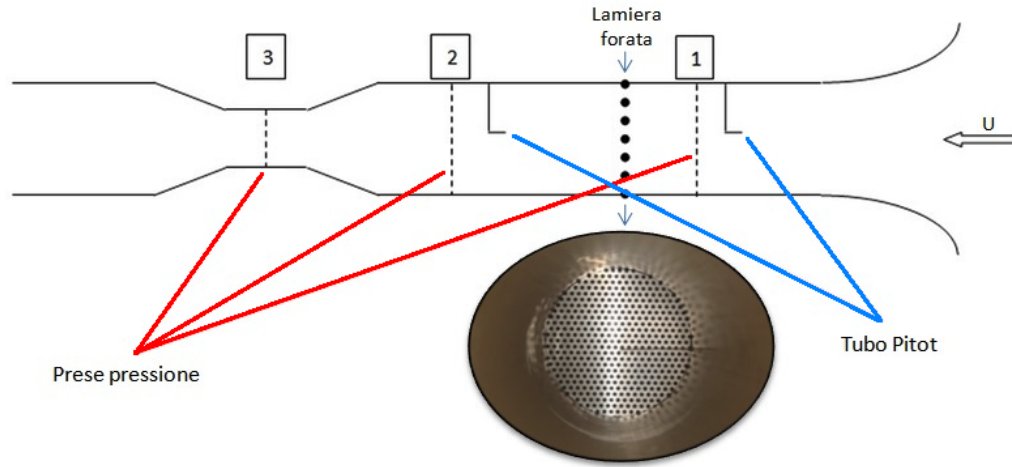


Figura 3.7: Schema del condotto a circuito aperto.

Misure da prese di pressione con tubo di Venturi:

$$U_3 A_3 = U_2 A_2 \quad \Rightarrow \quad U_3 = U_2 \frac{A_2}{A_3} \quad (3.6)$$

$$p_2 + \frac{1}{2} \rho U_2^2 = p_3 + \frac{1}{2} \rho U_3^2 \quad \Rightarrow \quad U_2 = \sqrt{\frac{p_3 - p_2}{\frac{1}{2} \rho \left(1 - \left(\frac{A_2}{A_3} \right)^2 \right)}} = U_1 \quad (3.7)$$

$$p_1 + \frac{1}{2} \rho U_1^2 = p_2 + \frac{1}{2} \rho (1 - k) U_2^2 \quad \Rightarrow \quad k = \frac{p_1 - p_2}{\frac{1}{2} \rho U_2^2} \quad (3.8)$$

dove con p_{st} e p_{tot} si è indicata rispettivamente la pressione statica e totale misurata dal tubo di Pitot, con p la pressione statica delle prese a parete ed infine con A l'area della sezione considerata.

In fig.3.8 viene riportato il valore del coefficiente di perdita di carico k caratteristico di ogni copertura forata in esame per velocità comprese fra 1 e 19 m/s, velocità che verranno successivamente utilizzate nelle prove sul modello completo. Il campo di velocità indagato in galleria del vento, come verrà illustrato in seguito, dipende dalle caratteristiche dell'impianto, il quale consente di raggiungere velocità pari a 16m/s nella camera di prova a strato limite, camera in cui si sono effettuate le prove.

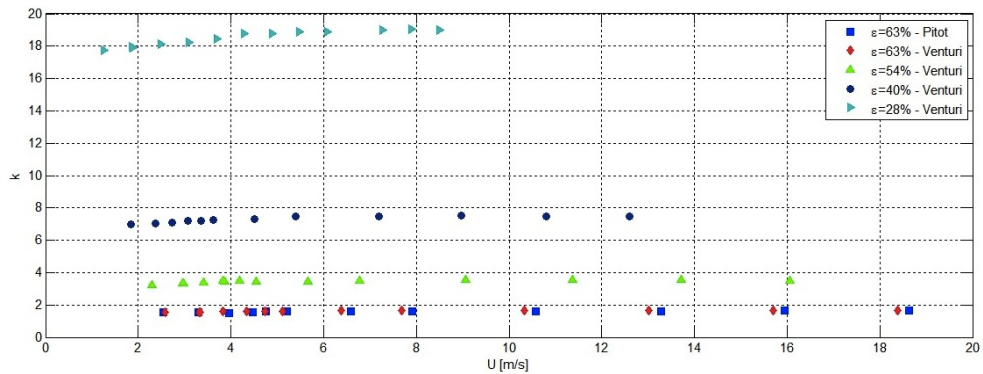


Figura 3.8: Coefficiente di perdita di carico al variare della velocità per le coperture forate in esame.

Si noti come, per la lamiera con porosità 63%, il valore di k determinato con le misure provenienti dai tubi di Pitot siano perfettamente allineate con quelli ottenuti utilizzando il tubo di Venturi. Valutata l'affidabilità delle misure, il coefficiente di perdita di carico per le altre coperture forate è stato valutato solo tramite le prese di pressione a parete. Sempre in riferimento alla fig.3.8 si sottolinea l'indipendenza del coefficiente di perdita di carico dalla velocità del vento, in accordo con quanto affermato da Allori et al. [2].

Per quanto riguarda invece i valori medi del coefficiente k al variare della porosità $\varepsilon\%$, si può osservare in fig.3.9 il confronto con i dati ottenuti da Allori et al. [2]: a conferma della bontà delle scelte effettuate, sono stati ottenuti quattro coefficienti di perdita di carico sufficientemente differenti per il set di lamiere forate adottato.

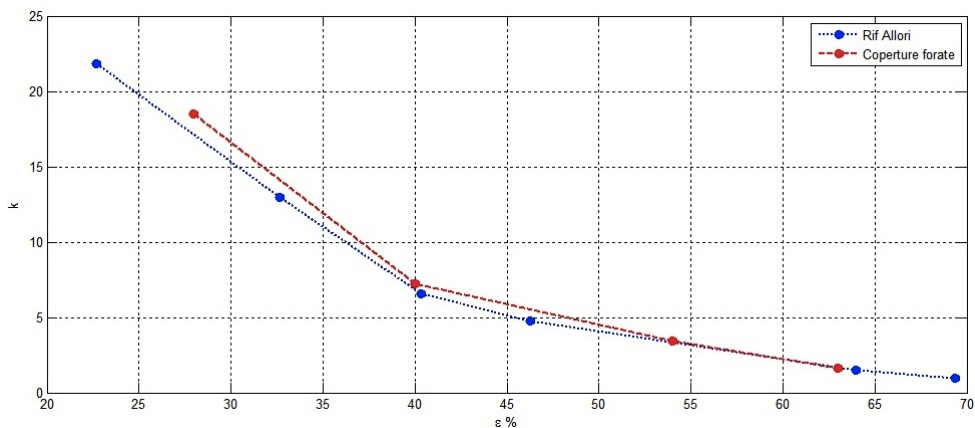


Figura 3.9: Coefficiente di perdita di carico al variare della porosità confronto con Allori et al. [2].

Capitolo 4

Prove Sperimentali

LE prove sperimentali sono state svolte presso la Galleria del Vento del Politecnico di Milano. Gli aspetti riguardanti la descrizione dell'impianto, dei modelli utilizzati, del set-up di misura e delle caratteristiche delle singole prove verranno analizzati in dettaglio nel presente capitolo.

4.1 La Galleria del Vento

Tutte le prove sperimentali effettuate sulle diverse configurazioni del cilindro in esame, sono state svolte presso la Galleria del Vento del Politecnico di Milano nella camera di prova a strato limite.

L'impianto, illustrato in fig.4.1, appartiene alla categoria di gallerie a circuito chiuso con layout verticale, pertanto, a differenza di quelle a circuito aperto, il flusso d'aria non viene espulso all'esterno, ma viene fatto ricircolare all'interno dell'impianto, facilitandone il passaggio in curva con guide profilate. E' quindi possibile esercitare un'azione di controllo sulle caratteristiche dell'aria circolante, quali, ad esempio, la pressione, la temperatura e l'umidità. A tal proposito, è infatti essenziale la presenza di scambiatori di calore e radiatori capaci di raffreddare il flusso che, altrimenti, si riscalderebbe molto velocemente e continuamente compromettendo le prove sia a livello di falsamento dei dati rilevati sia in termini di impraticabilità di esecuzione delle prove stesse.

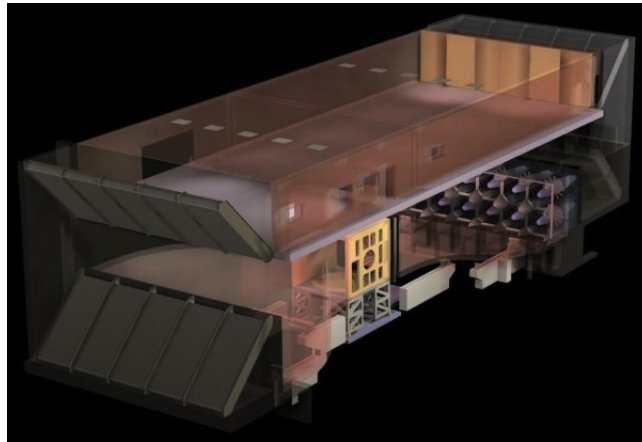


Figura 4.1: Impianto Galleria del Vento del Politecnico di Milano.

Nel ramo inferiore del circuito sono alloggiati 14 ventilatori, che, disposti su due file sovrapposte, generano complessivamente 1,4 MW di potenza destinati alla movimentazione dell'aria nell'impianto. 14 inverter indipendenti consentono, inoltre, di controllare la velocità di rotazione di ogni singolo ventilatore, così da poter riprodurre in camera di prova profili di velocità che simulano differenti condizioni di impiego e diverse scale geometriche.

La Galleria del Vento del Politecnico di Milano dispone di una camera di prova a bassa turbolenza e una a strato limite, entrambe ottimizzate per soddisfare diverse

esigenze operative.

La prima, colorata in giallo in fig.4.1, ha dimensioni 4x3,84x6 m (larghezza, altezza e lunghezza) ed è caratterizzata da flusso avente basso livello di turbolenza e profilo di velocità pressoché uniforme sulla sezione di prova, velocità che può raggiungere al massimo i 55 m/s (quasi 200 km/h). Data l'elevata qualità della vena e le alte velocità in gioco, nella camera a bassa turbolenza vengono indagati principalmente problemi di Ingegneria Aerospaziale.

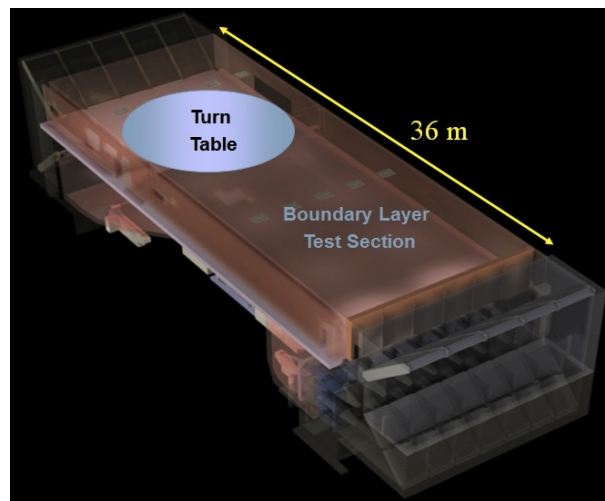


Figura 4.2: Camera di prova a strato limite, Galleria del Vento del Politecnico di Milano.

La seconda camera, fig.4.2, è ospitata nel piano superiore dell'edificio ed è prevalentemente destinata a problemi tipici dell'Ingegneria del Vento e Ambientale, come lo studio di strutture civili e imbarcazioni. La velocità massima raggiungibile è dell'ordine dei 16 m/s (circa 60 km/h) e la sezione di prova, di 13.84 x 3.84 m, si estende per 36 m. Grazie alle elevate dimensioni, nella camera a strato limite è possibile contenere gli effetti di bloccaggio anche qualora si utilizzino elevate scale geometriche, garantendo un'adeguata stabilizzazione dei parametri caratteristici del flusso. Avvalendosi, inoltre, di appositi dispositivi per la generazione di turbolenza (attivi e passivi), si è anche in grado di riprodurre correttamente il campo di velocità tipico dello strato limite terrestre. Infine, per poter effettuare le prove aerodinamiche a diversi angoli d'esposizione al vento, la camera è dotata di un tavolo girevole di 13 m di diametro che, tramite cuscini ad aria, è capace di ruotare di 360° modelli di notevoli dimensioni e masse (portata 100 kN). In questo modo, l'onere di montaggi e smontaggi è eliminato, garantendo, al contrario, un alto grado di ripetibilità della prova.

4.2 Modello

4.2.1 Layout di base - Cilindro liscio

Il modello utilizzato per la realizzazione della campagna di prove è costituito da quattro parti principali:

- cilindro strumentato,
- trave di sostegno,
- elementi di contorno,
- confinatore di flusso (*end-plate*).

Il cilindro strumentato è un monoblocco in Plexiglass, le cui caratteristiche geometriche sono riportate in tab.4.1. Viene calzato su di una trave in acciaio, che ne impedisce il movimento, stabilmente ancorata al pavimento della sezione di prova della galleria del vento. La trave, necessaria al sostegno del cilindro, è stata scelta in modo tale da fornire elevata rigidità al sistema, così che le frequenze proprie dello stesso fossero lontane da quelle di interesse. Dall'analisi in frequenza dei segnali provenienti dalla bilancia dinamometrica (dettagli nel paragrafo 4.3), sono emerse le prime frequenze proprie del modello, pari a 18.98Hz in direzione *cross-wind* e 11.60Hz *in-wind*.

Geometria cilindro		
Diametro	D	0.2 m
Lunghezza	L	1 m
Spessore	t	5 mm

Tabella 4.1: Dati geometria cilindro.

Il collegamento del cilindro strumentato con il resto del sistema, avviene esclusivamente per mezzo di una bilancia dinamometrica, le cui caratteristiche verranno illustrate in seguito. Per garantire che le forze agenti sulla sezione dinamometrica siano misurate correttamente, è necessario che il cilindro non entri in contatto con i moduli di contorno. Sopra e sotto il cilindro sono posti, infatti, due terminali in Styrofoam (di colore azzurro in fig.4.3), con diametro pari a quello del cilindro, la

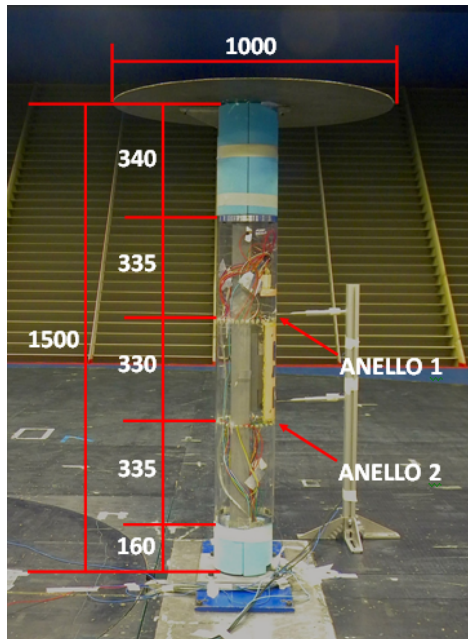


Figura 4.3: Layout base, misure in [mm].

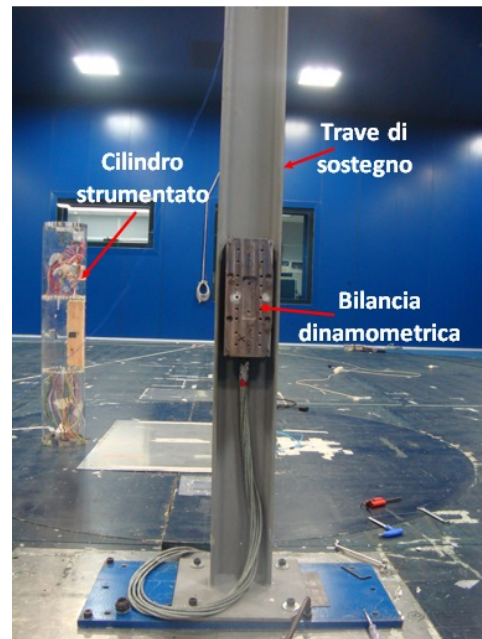


Figura 4.4: Elementi costitutivi.

cui funzione è quella di riprodurre gli effetti aerodinamici di contorno al cilindro stesso. Durante l'installazione del modello in galleria del vento si è quindi avuto cura di mantenere un gioco di qualche millimetro fra i vari moduli del modello.

Infine, a completamento del layout di base del modello vi è il confinatore di flusso o *end-plate*, ovvero un disco in carbonio con diametro maggiore di quello del cilindro, che permette di ridurre gli effetti di bordo descritti nel paragrafo 1.3.

Il modello, nella configurazione appena illustrata, è stato prima utilizzato per il rilievo delle misure sul cilindro liscio e poi allestito per effettuare le prove con le coperture forate.

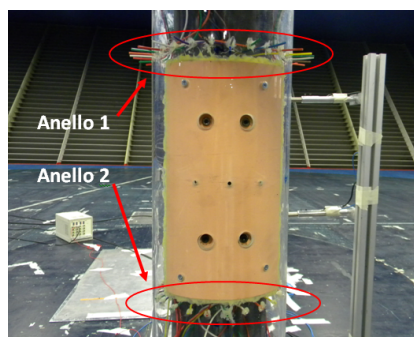


Figura 4.5: Dettaglio anelli di pressione.

4.2.2 Cilindro con coperture forate

L'aggiunta delle coperture forate al modello ha richiesto l'inserimento di alcuni elementi per il sostegno e il mantenimento della curvatura delle lamiere forate, nonché per il supporto dei tubi in PVC che collegano le prese di pressione agli scanner (dettagli riportati nel paragrafo 4.3). L'anello di prese di pressione superiore (visibile in fig.4.3 e in dettaglio in fig.4.5) è stato utilizzato, durante le prove con le coperture, per misurare il campo di pressione presente sulla superficie esterna della lamiera e si è reso quindi necessario l'inserimento di un supporto che consentisse ai singoli tubi di arrivare stabilmente fino alla copertura mantenendosi radiali.

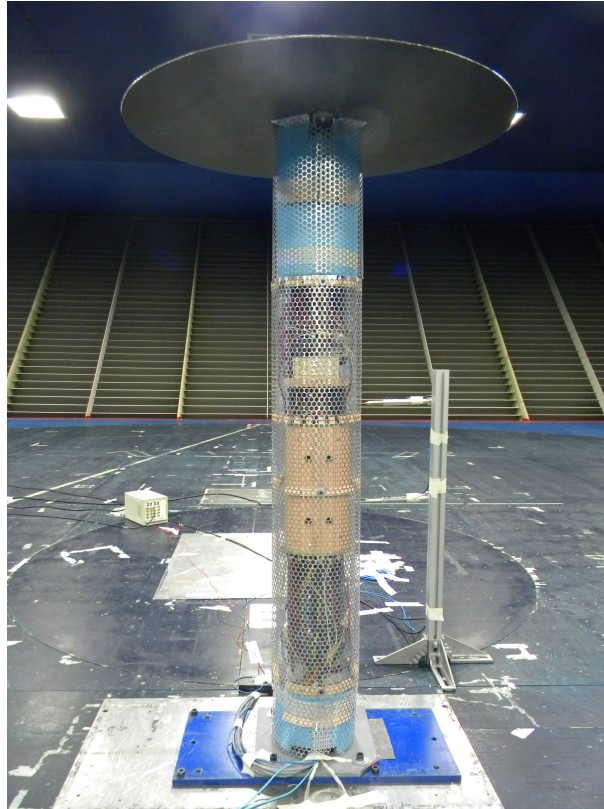


Figura 4.6: Modello completo di copertura forata.

Elementi chiave sui quali si è basata tale progettazione sono stati: la facilità di montaggio/smontaggio, il mantenimento della corretta curvatura della lamiera, e infine, le necessità di evitare, per quanto possibile, di disturbare il flusso o di confinarlo all'interno del gap esistente fra il cilindro e la copertura. Volendo, inoltre,

indagare tre diverse spaziatore (tab.4.3), sono stati realizzati tre set di sostegni, mostrati in fig.4.8.

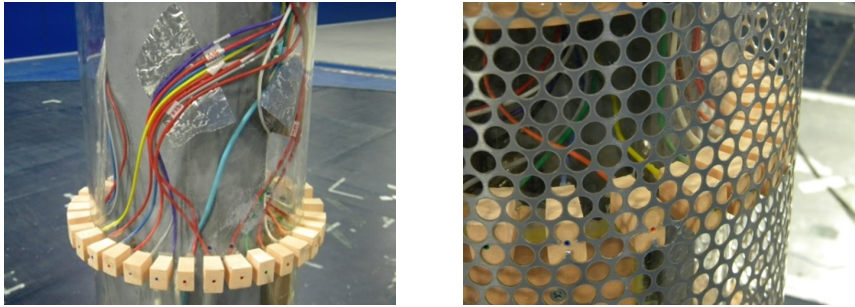


Figura 4.7: Dettaglio dei supporti per i tubi delle prese di pressione.

I sostegni sono realizzati in RenShape BM5185, una schiuma polimerica a media densità (0.47 g/cm^3), progettati e realizzati all'interno dei laboratori del Politecnico di Milano, dai quali si sono ottenuti anche i supporti per i tubi in PVC delle prese di pressione visibili in fig.4.7.

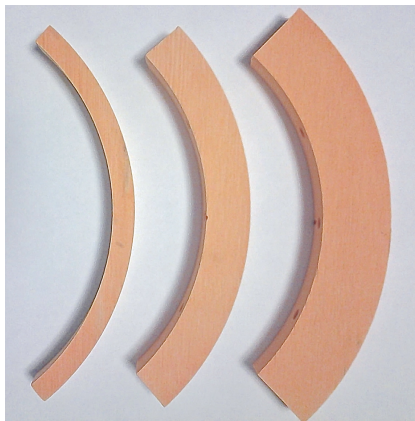


Figura 4.8: Sostegni.

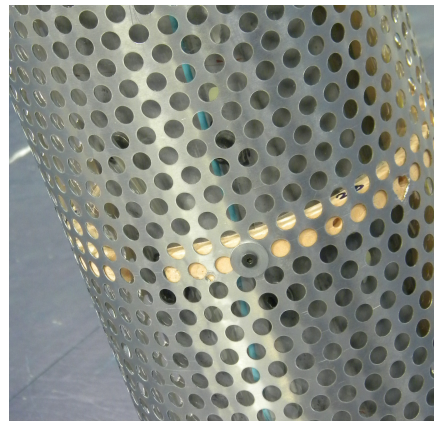


Figura 4.9: Dettaglio fissaggio.

Infine, il fissaggio delle coperture forate al cilindro, mostrato in fig.4.9, è stato pensato in modo tale da interferire il meno possibile con l'aerodinamica attorno al cilindro, e prevede una serie di viti passanti che compattano la copertura al cilindro in Plexiglass. Si precisa inoltre, che quest'ultime sono state calandrate, per facilitarne il fissaggio, e che sono state aggiunte anche attorno ai due terminali in Styrofoam, come si può notare in fig.4.6, per mantenere corretta la riproduzione degli effetti di bordo.

4.3 Strumentazione

Per determinare il comportamento aerodinamico del cilindro è stato progettato un set-up di misura comprendente:

- una bilancia dinamometrica,
- due anelli di prese di pressione,
- due anemometri,
- un tubo di Pitot,
- un accelerometro.

Bilancia dinamometrica

La bilancia dinamometrica (fig.4.10), costituisce l'unica connessione tra la trave in acciaio di supporto e il cilindro.

Per ottenere una misura corretta è indispensabile che tutte le forze agenti sul cilindro (che rappresenta l'oggetto da misurare) siano scaricate esclusivamente attraverso la bilancia; per questa ragione si è avuta l'attenzione di lasciare un gioco minimo tra il cilindro in Plexiglass e i moduli in Styrofoam. La bilancia è vincolata, da un lato, alla trave, e, dall'altro, al cilindro, quest'ultimo dotato al suo interno di uno spessore che consente di offrire alla piastra della bilancia una superficie di contatto piana, dettaglio in fig.4.11.



Figura 4.10: Bilancia Dinamometrica Ruag 192-6L.

La bilancia è stata poi posizionata in modo da misurare la componente di forza in direzione *in-wind* lungo l'asse z e la componente *cross-wind* lungo l'asse y , come mostrato in fig.4.12.

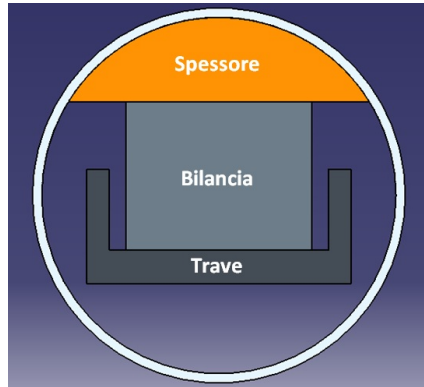


Figura 4.11: Vista in sezione.

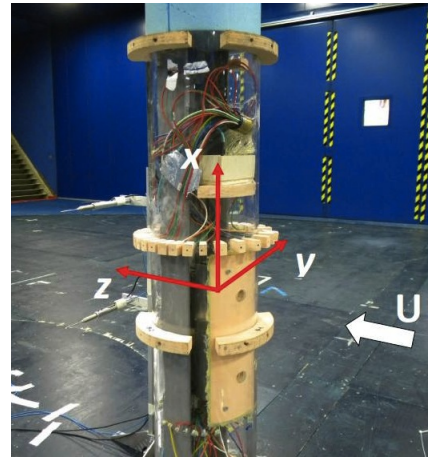


Figura 4.12: Sistema di riferimento della bilancia.

Prese di pressione

L'identificazione del campo di pressione agente sulla superficie del cilindro avviene attraverso due serie da 32 prese di pressione ciascuna, distribuite su differenti sezioni del cilindro, indicati rispettivamente come anello 1 e anello 2 in fig.4.3 e fig.4.5. Durante le prove con le coperture forate, l'anello 1 è stato utilizzato per misurare il campo di pressioni sulla superficie esterna della lamiera, mentre l'anello 2 per la misura di ciò che stava avvenendo sulla superficie del cilindro in Plexiglass.

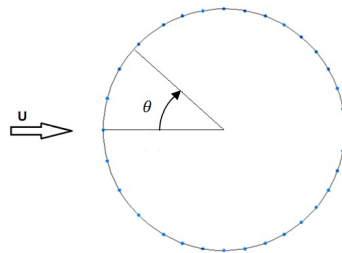


Figura 4.13: Distribuzione delle prese di pressione sulla sezione.

Per aumentare la definizione del campo di pressione nella zona di separazione, la distribuzione delle prese, sulla singola sezione, non è uniforme e risulta più fitta nella parte posteriore, come illustrato in fig.4.13.

Le prese di pressione di ciascun anello sono collegate, tramite tubi in PVC, ad uno scanner ESP ed entrambi gli scanner sono gestiti da un sistema di acquisizione

dati ad alta velocità. Grazie alle loro ridotte dimensioni, sono stati alloggiati direttamente all'interno del cilindro, come mostrato in fig.4.15, riducendo così al minimo la lunghezza delle connessioni pneumatiche.

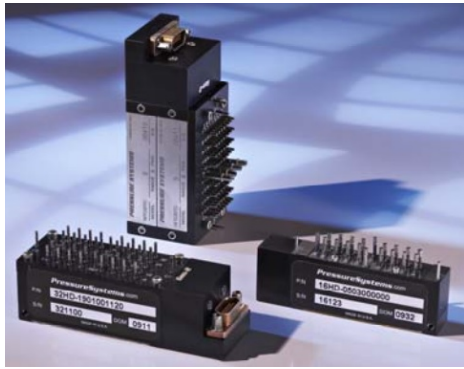


Figura 4.14: Scanner di pressione miniaturizzati.

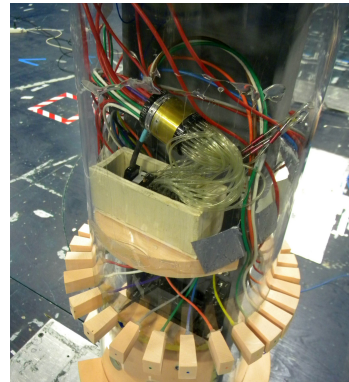


Figura 4.15: Alloggiamento scanner.

Anemometro e Tubo di Pitot

A monte della sezione di prova della camera a strato limite, è stato posizionato un tubo di Pitot ad un'altezza di 1m, necessario al fine di determinare la velocità del flusso incidente e visibile in fig.4.17.

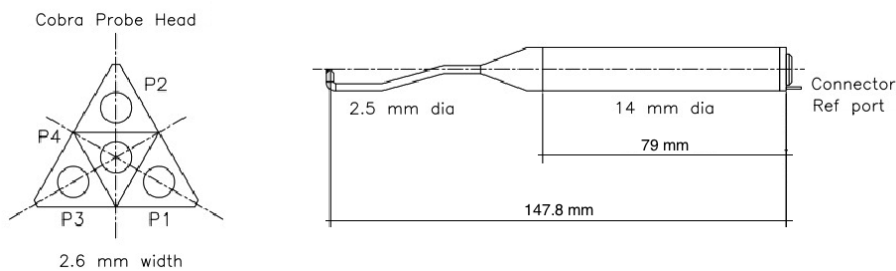


Figura 4.16: Anemometro Cobra.

Il campo di velocità in scia al cilindro è stato analizzato mediante due sonde di pressione (anemometro) ad alta risposta in frequenza. Le sonde, visibili in fig.4.17 e fig.4.16, sono state posizionate in corrispondenza degli anelli di prese di pressione ad una distanza di 2.5 diametri dal cilindro e hanno permesso di valutare le tre componenti di velocità del flusso.

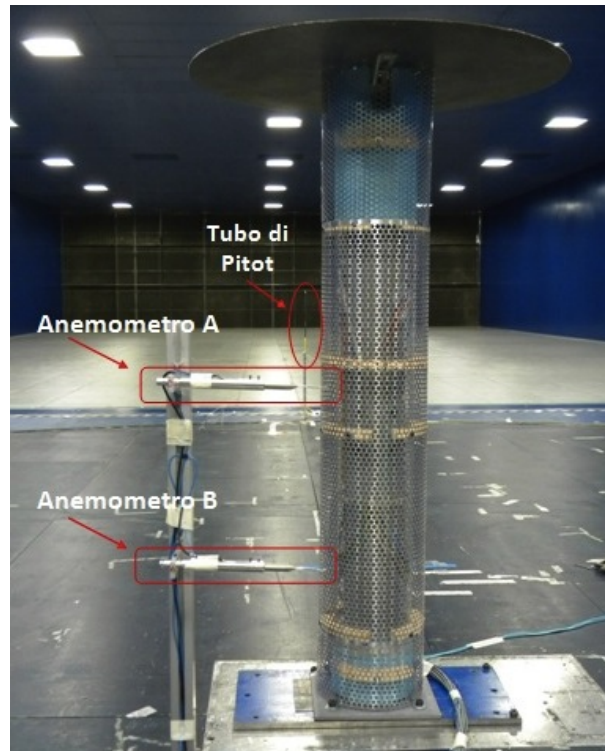


Figura 4.17: Posizionamento anemometri in scia e tubo di Pitot a monte.

Una prova preliminare con le sonde poste davanti al modello ha permesso di valutare l'uniformità del profilo di velocità sperimentato dal cilindro, si veda a tal proposito il grafico in fig.4.18, che riporta il valore di velocità misurato a diverse altezze.

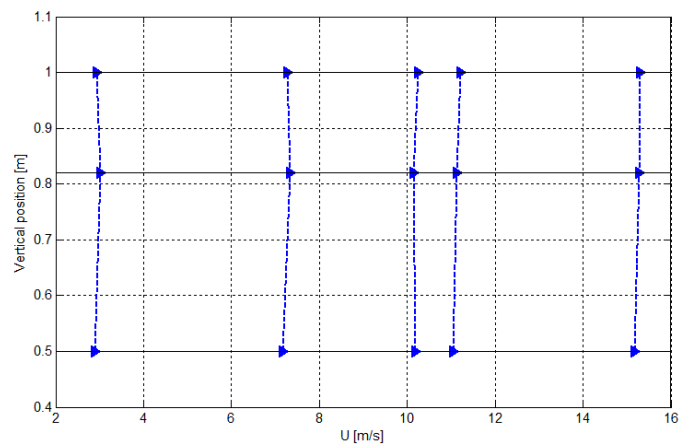


Figura 4.18: Profili di velocità.

Accelerometro

A completamento del set-up di misura, vi è, infine, un accelerometro piezoelettrico miniaturizzato a singolo asse, fissato sulla superficie interna del cilindro e posizionato in modo tale da misurare le accelerazioni in direzione *cross-wind*.

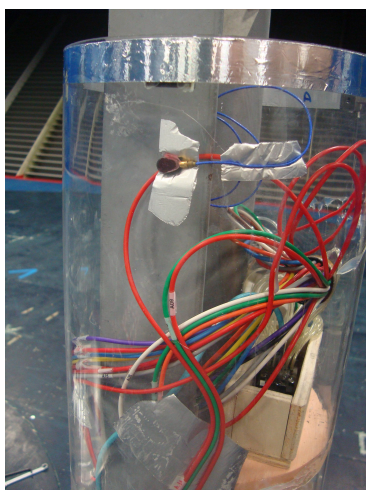


Figura 4.19: Accelerometro.

4.4 Analisi dati

Le misure del campo di pressione sul cilindro sono state esaminate in termini di coefficiente di pressione, definito come:

$$C_p = \frac{p - p_\infty}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2} \quad (4.1)$$

dove p è la pressione misurata sul cilindro, p_∞ è la pressione statica di riferimento del flusso e U_∞ la velocità media misurata attraverso il tubo di Pitot posto all'inizio della sezione di prova, come descritto in precedenza.

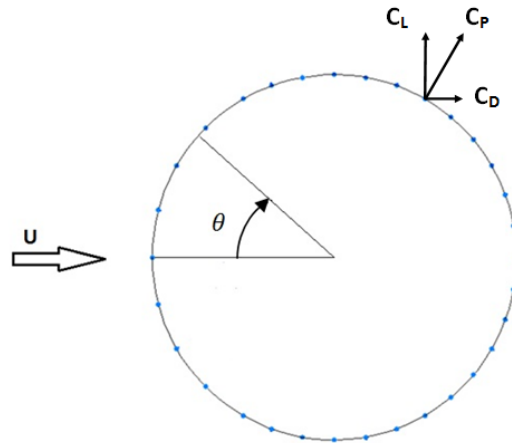


Figura 4.20: Convenzioni adottate.

Integrando i valori medi di pressione lungo la circonferenza del cilindro (fig.4.20), e separando la componente parallela al vento da quella perpendicolare, si ottengono rispettivamente i contributi di Lift e Drag:

$$C_L(t) = \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} C_p(t) \sin \theta d\theta \quad (4.2)$$

$$C_D(t) = \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} C_p(t) \cos \theta d\theta \quad (4.3)$$

Dato che il campo di pressioni sulla superficie del cilindro è poi noto in forma discreta, gli integrali si trasformano in sommatorie:

$$C_L(t) = \frac{1}{2} \sum_i C_{pi}(t) \sin \theta_i \Delta \theta_i \quad (4.4)$$

$$C_D(t) = \frac{1}{2} \sum_i C_{pi}(t) \cos \theta_i \Delta \theta_i \quad (4.5)$$

I coefficienti di Lift e Drag sono disponibili, oltre che dalle misure di pressione, anche dall'adimensionalizzazione diretta delle forze misurate dalla bilancia dinamometrica, F_y e F_z , ovvero:

$$C_L(t) = \frac{F_y(t)}{\frac{1}{2} \rho U_\infty^2 DL} \quad (4.6)$$

$$C_D(t) = \frac{F_z(t)}{\frac{1}{2} \rho U_\infty^2 DL} \quad (4.7)$$

in cui D è il diametro del cilindro e L è la lunghezza della porzione strumentata del modello, pari a 1 m.

In seguito, l'identificazione della provenienza delle misure nel calcolo del generico coefficiente C_x verrà espressa al pedice del coefficiente stesso:

- C_{x1} : misure provenienti dalle prese di pressione dell'anello 1,
- C_{x2} : misure provenienti dalle prese di pressione dell'anello 2,
- C_x : misure provenienti dalla bilancia diamometrica.

4.5 Programma prove

La campagna di prove sperimentali è stata condotta mediante prove di regime, cioè incrementando a step successivi la velocità del flusso incidente, e acquisendo i segnali provenienti dalla strumentazione solo dopo aver atteso la stabilizzazione del flusso in galleria del vento. Si riporta, in tab.4.2, l'elenco delle velocità esaminate e il relativo numero di Reynolds, calcolato utilizzando il diametro del cilindro interno.

$$Re = \frac{UD}{\nu} \quad (4.8)$$

in cui U è la velocità del vento, D il diametro del cilindro in Plexiglass e ν la viscosità cinematica.

Velocità indagate	
U [m/s]	Re [-]
2	2.76e4
3	4.14e4
4	5.52e4
5	6.90e4
6	8.28e4
7	9.66e4
8	1.10e5
9	1.24e5
10	1.38e5
11	1.52e5
12	1.66e5
13	1.79e5
14	1.93e5
15	2.07e5

Tabella 4.2: Elenco velocità indagate e corrispondente Re.

In tab.4.3 è riportato l'elenco delle configurazioni indagate in galleria del vento, sia per quanto riguarda il cilindro liscio che per lo stesso rivestito con le coperture forate. Si precisa che D_{CF} rappresenta il diametro della lamiera applicata al cilindro e che il *gap* viene valutato come rapporto fra il diametro D_{CF} e quello del cilindro interno.

Programma Prove			
N. Prova	Gap $\frac{D_{CF}}{D}$	Coperture $\varepsilon\%$	Velocità [m/s]
Cilindro Liscio			
1	-	-	2 → 15
Cilindro + Coperture			
2	1.1	28%	2 → 15
3		40%	2 → 15
4		54%	2 → 15
5		63%	2 → 15
6	1.2	28%	2 → 15
7		40%	2 → 15
8		54%	2 → 15
9		63%	2 → 15
10	1.3	28%	2 → 15
11		40%	2 → 15
12		54%	2 → 15
13		63%	2 → 15

Tabella 4.3: Elenco delle prove effettuate.

Per ognuno dei test elencati in tab.4.3 è stata effettuata anche un'acquisizione di 10s senza vento, per poter depurare, in fase di post-processing, i dati delle prove eseguiti con vento, che hanno invece un tempo di acquisizione di 60s.

Capitolo 5

Risultati: Cilindro liscio

IN questo capitolo verranno discussi i risultati ottenuti dalle prove sperimentali sul cilindro privo di coperture. Sono riportati gli andamenti delle forze aerodinamiche e dei campi di pressione attorno al cilindro, in forma di coefficienti adimensionalizzati, a confronto con quanto disponibile in letteratura. Per verificare la presenza e l'entità del fenomeno del distacco di vortici, vengono inoltre illustrate le densità spettrali di potenza delle diverse grandezze acquisite. Tali risultati saranno utilizzati in seguito come base per valutare come l'aggiunta delle coperture forate, nelle diverse configurazioni analizzate, influisca sulla risposta del sistema, in termini di soppressione del fenomeno sopracitato e di variazione della forza di Drag.

5.1 Campo di pressioni

La caratterizzazione aerodinamica del cilindro privo di coperture è stata svolta in regime subcritico, per $2.6e4 < Re < 2.1e5$, che corrisponde più in dettaglio allo stato del flusso *TrSL3* e *TrBL0*.

Come già illustrato nel paragrafo 1.2, nell'intervallo $10^4 < Re < 10^5$ vi è un'evoluzione della situazione fluidodinamica attorno al cilindro. Si parte da una situazione in cui la regione di formazione di vortici alternati è attaccata a valle del corpo e la transizione laminare-turbolento avviene in scia. Aumentando la velocità del flusso, si ottiene una scia sempre più allineata e aderente, che consente alla zona di transizione di spostarsi verso il punto di separazione. Fintanto che la transizione avviene in scia, il campo di pressione attorno alla superficie del cilindro rimane pressoché immutato, mentre con l'aumentare del numero di Reynolds, lo spostamento della zona di transizione si traduce in un aumento della porzione soggetta a gradiente di pressione avverso.

Quanto appena descritto è facilmente riscontrabile nelle fig.5.1 e 5.2 in cui si riportano gli andamenti del coefficiente di pressione medio rilevato sugli anelli 1 e 2 alle diverse velocità.

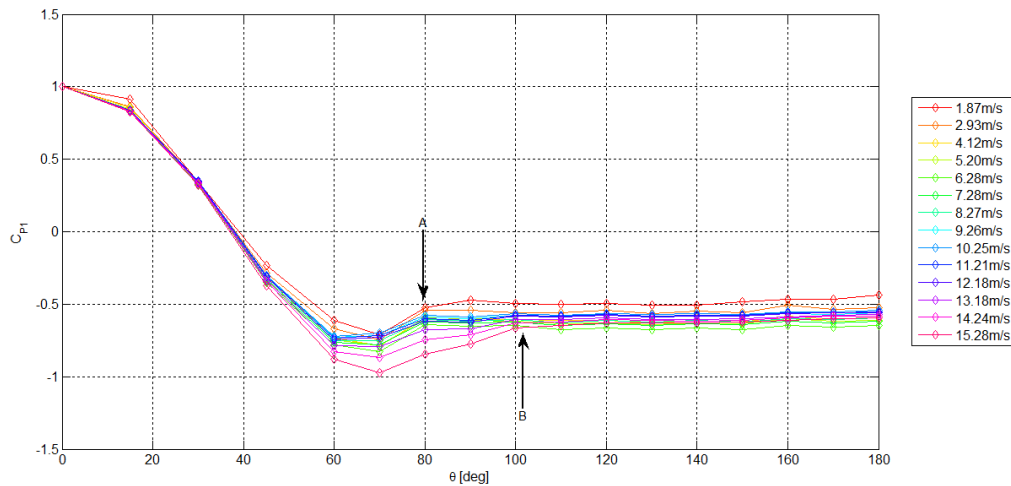


Figura 5.1: Andamento del coefficiente di pressione sull'anello 1 al variare del numero di Reynolds.

La regione con gradiente di pressione avverso è identificabile come la porzione di curva compresa tra il valore di $C_{P_{min}}$ e l'inizio del tratto di C_{P_b} , e si può quindi

osservare come essa cresca sul cilindro all'aumentare della velocità, notandone la traslazione dell'estremo finale dal punto A al punto B evidenziati nei grafici.

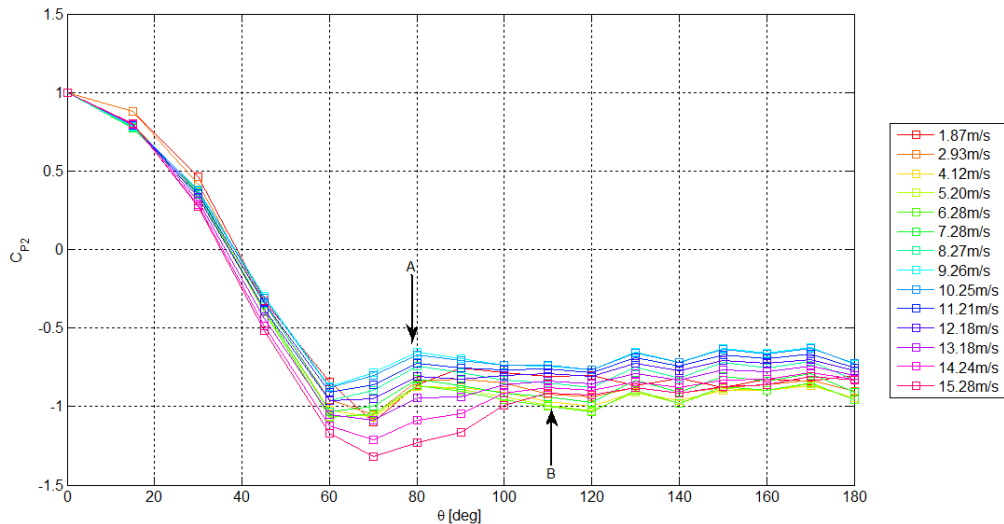


Figura 5.2: Andamento del coefficiente di pressione sull'anello 2 al variare del numero di Reynolds.

Per entrambi gli anelli di prese di pressione, all'aumentare della velocità del flusso si verifica, inoltre, una diminuzione del C_{Pmin} e il suo spostamento in direzione *downstream*, in linea con quanto ottenuto anche da Farivar [14].

Guardando ad esempio il grafico raffigurante la situazione attorno al secondo anello (fig.5.2), si passa da $C_{Pmin} = -0.87$ a $C_{Pmin} = -1.32$ e da $\theta = 60^\circ$ a $\theta = 70^\circ$ per le curve a $Re = 1.23e5$ e $Re = 2.04e5$ rispettivamente. E' però doveroso fare una considerazione importante, prettamente in riferimento alla determinazione della posizione del minimo del coefficiente di pressione. Alla luce dei dati ricavati, è, infatti, necessario tenere in considerazione la spaziatura fisica delle prese di pressione presente sui due anelli, che fra 60° e 80° non è sufficiente a determinare con precisione la posizione del C_{Pmin} .

Un confronto con i dati disponibili in letteratura mostra una leggera differenza di situazione fluidodinamica fra i due anelli dovuta essenzialmente a problemi di tridimensionalità.

Osservando il grafico in fig.5.3, il primo elemento che è possibile evidenziare, è come le curve del coefficiente di pressione per il cilindro in esame, si scostino da quella ricavata da Fox and West [15] per un cilindro $2D^1$, identificandosi

¹Si ricorda che viene considerato come bidimensionale un cilindro avente $AR = \infty$

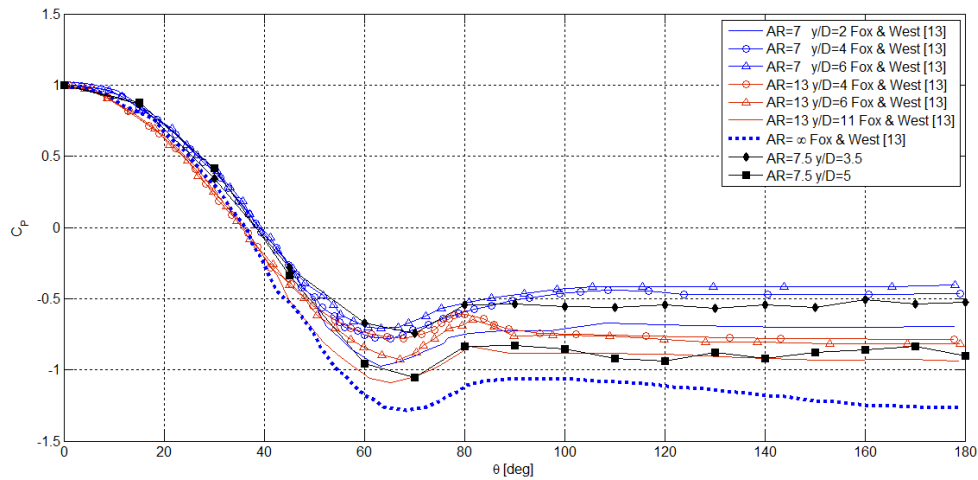


Figura 5.3: Andamento del coefficiente di pressione lungo il cilindro al variare dell'allungamento AR e della posizione y/D delle prese di pressione ($Re=4e4$)

maggiormente con alcune delle altre curve presenti.

Oltre a quelli ricavati dalla campagna di prove in esame, gli andamenti riportati sono stati misurati da Fox and West [15], i quali hanno condotto esperimenti su cilindri di diverso allungamento, rilevando il campo di pressione a differenti altezze dei modelli testati a $Re=4e4$. In particolare, sono illustrate le curve con posizione adimensionale y/D pari a 2, 4, 6 e 11 e allungamento AR pari a 7 e 13. Si ricorda che quest'ultimo parametro, indicato come AR , viene semplicemente valutato come rapporto fra la lunghezza H e il diametro D del cilindro investito dalla vena fluida, mentre l'altezza riportata è sempre adimensionalizzata sul diametro ed è valutata partendo dall'estremità libera.

Si nota così che le curve d'interesse si sposano bene con quelle aventi $AR=13$ anche se potrebbe sembrare che l'andamento delle stesse con y/D sia invertito: il valore di C_{Pb} , infatti, per il cilindro con $AR=13$ aumenta all'aumentare di y/D , mentre per il cilindro in esame si verifica la situazione opposta. E' quindi di fondamentale importanza specificare che i tests di Fox and West [15] sono stati eseguiti su modelli con estremità superiore del cilindro libera mentre quella indagata è provvista di un *end-plate*. Può, infatti, risiedere in questo fatto la spiegazione degli accostamenti appena evidenziati. Senza dapprima considerare il parametro y/D , si è già notato che le curve si distaccano da quelle a $AR=7$, con le quali invece, a rigor di logica, ci si aspetterebbe di trovare coincidenza, dato che per il presente cilindro si ha $AR=7.5$. L'effetto dell'*end-plate* sembrerebbe quello di attribuire una lunghezza fluidodinamica maggiore al cilindro, che in altre parole appare al flusso

come più lungo di quello che nella realtà è. Il confinatore di flusso, quindi, limita, e di fatti le curve si allineano a quelle per allungamenti maggiori, ma non cancella del tutto gli effetti dati dal fatto che la lunghezza del cilindro sia finita, e quindi si ha scostamento dalle curve ideali.

L'introduzione nel problema del parametro allungamento, e di conseguenza anche di y/D , è dovuto al fatto che un cilindro con estremità libera subisce forti effetti di tridimensionalità, come illustrato nel capitolo 1.3. L'ipotesi, avanzata da Sumner et al. [45], è che il cilindro sperimenti la presenza di altri vortici che disturbano e alterano la naturale scia di Von Kármán, creando un effetto di *downwash*. Questi vortici sono presenti sia nella porzione superiore del cilindro che in quella inferiore, dovuti rispettivamente agli spigoli vivi dell'estremità libera del cilindro e alla presenza dello strato limite che si crea alla base dello stesso, (fig.1.11). E' questo il motivo per cui, nelle prove sperimentali vengono applicati dei confinatori di flusso all'estremità dei modelli. Come illustrato precedentemente, il cilindro in esame è dotato di un *end-plate*, ma, alla luce dei dati rilevati, non è stato in grado di evitare totalmente gli effetti di bordo.

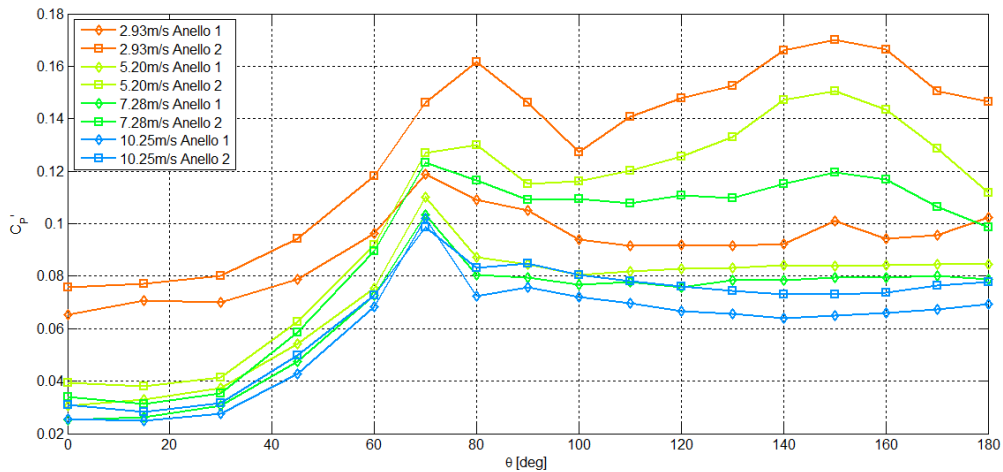


Figura 5.4: Andamento della componente fluttuante del coefficiente di pressione

L'analisi critica delle curve della componente fluttuante del coefficiente di pressione fornisce interessanti informazioni riguardo allo stato del flusso. Si riporta, pertanto, l'andamento del C_p' in fig.5.4 accompagnato dai dati ottenuti da Fox and West [16], in fig.5.5, e Farivar [14], in fig.5.6.

In accordo con Farivar [14] e Fox and West [16], tutte le curve rilevate sono più basse di quelle associate al cilindro bidimensionale, il che suggerisce uno spo-

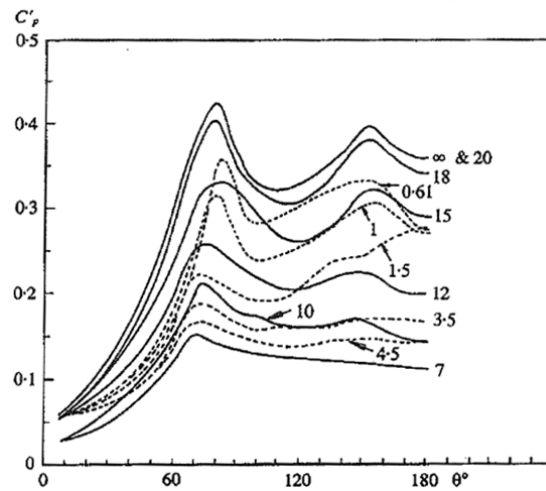


Figura 5.5: Andamento della componente fluttuante del coefficiente di pressione per un cilindro infinito e per un cilindro ad $AR=30$, al variare della posizione delle prese di pressione y/D , Fox and West [16]

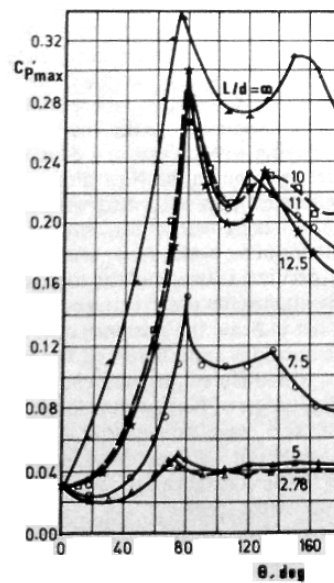


Figura 5.6: Andamento della componente fluttuante massima del coefficiente di pressione per cilindri di diverso AR , Farivar [14]

stamento *downstream* della regione di formazione dei vortici rispetto al caso 2D. In fig.5.5 è presente un diverso andamento dei risultati al variare della posizione adimensionale y/D : per valori minori di 7, il C'_P diminuisce con l'aumento della distanza dall'estremo libero come conseguenza del meccanismo di *downwash* agen-

te in scia; al contrario, per famiglie di curve aventi $y/D > 7$, aumenta, indice che tale effetto va affievolendosi e quindi la situazione fluidodinamica tende a riportarsi verso il caso bidimensionale. L'andamento del C'_P non è quindi uniforme sulla lunghezza del cilindro, inoltre, vi è una dipendenza anche dal valore dell'allungamento, come si può osservare in fig.5.6 dove sono riportati gli involucri dei massimi misurati per ogni allungamento.

Effetti di tridimensionalità a parte, la caratteristica delle curve è comunque quella di presentare due picchi nell'intorno di $\theta=80^\circ$ e $\theta=150^\circ$, indotti rispettivamente dalla separazione del flusso dal cilindro e dalla formazione di vortici, come scoperto da Norberg [33] e West and Apelt [50]. In particolare, la presenza di un massimo del C'_P nel punto di separazione è stata associata da Batham [5] ad una riduzione intermittente dei vortici. Si nota, inoltre, che nel presente lavoro il punto di separazione appare fra $\theta=70^\circ$ e $\theta=80^\circ$ perfettamente in accordo con Achenbach [1] e Son and Hanrathy [42] i quali hanno rilevato rispettivamente $\theta=78^\circ$ e $\theta=77^\circ$.

Alla luce di ciò, è possibile quindi riscontrare come le curve seguano l'andamento con y/D , ricavato da Fox and West [16], mentre, per quanto riguarda i valori numerici, il confronto quantitativo è difficile poiché entrambi gli autori citati hanno realizzato gli esperimenti servendosi di modelli con estremità libera, ma, complessivamente si può affermare che i dati rilevati con questo lavoro di tesi sono in linea con quanto ritrovato in letteratura.

Inoltre, disponendo dell'andamento di C'_P a diverse velocità, è possibile osservare come le curve siano influenzate anche da quest'ultimo parametro, spostandosi verso il basso quando esso aumenta.

5.1.1 Forze aerodinamiche

Integrando i valori delle pressioni sulla circonferenza del cilindro e separando le componenti parallele da quelle trasversali al vento, si ottengono, rispettivamente, i valori di portanza e resistenza del cilindro, che, una volta adimensionalizzati, conducono ai relativi coefficienti C_L e C_D .

In fig.5.7 vengono riportati i segnali, nel dominio del tempo, acquisiti per le due grandezze. Su entrambi, si osserva la presenza di una fluttuazione random di larga scala, che si traduce in una modulazione delle oscillazioni dell'ampiezza, per il segnale di Lift, e in un pronunciato cambio di pendenza, per quello di Drag. Pertanto, ogni valore di C_D medio valutato nella regione subcritica di Reynolds

può essere valido solo se mediato su un periodo di tempo sufficientemente lungo, in questo caso scelto pari ad un minuto. La modulazione sul segnale di portanza è stata registrata in precedenza anche da Roshko [39], Macovsky [28] e ?], mentre Humphereys [21] ha osservato che il cambio di pendenza della Drag avviene quando si ha un massimo o un minimo nella modulazione del Lift, come difatti avviene anche in fig.5.7. Dalla stessa figura, si può inoltre osservare che il valore medio del Lift risulta essere nullo, cosa che accade per tutto il campo di Re a disposizione, dal momento non vi sono dissimmetrie geometriche sul modello.

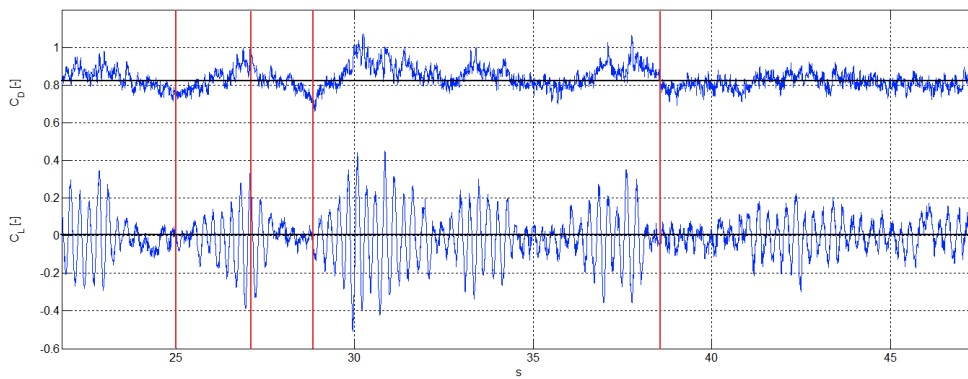


Figura 5.7: Andamento temporale pei coefficienti di Lift e di Drag

Considerando solamente la componente fluttuante del Lift, si ottiene il coefficiente C'_L , il quale risulta pressoché costante con la velocità come mostrato in fig.5.8. Tale andamento è concorde con quanto illustrato in letteratura ma si discosta in valore, probabilmente per i problemi di tridimensionalità illustrati precedentemente e di cui il modello utilizzato è affetto. Si precisa che i valori di C'_L ottenuti sia da misure di pressione che da misure di forze, tramite la bilancia dinamometrica, qui riportati sono stati tutti opportunamente filtrati.

L'andamento del coefficiente di resistenza medio è mostrato in fig.5.9: la regione di flusso che caratterizza il cilindro indagato si conferma essere quella pre-critica, più precisamente alle fasi $TrSL3$ e $TrBL0$ introdotte precedentemente. Nello stesso grafico vengono riportati anche i valori sperimentali ottenuti da Knell [24] per un cilindro bidimensionale e per un cilindro di allungamento finito ed estremità libera. Ancora, si possono notare gli effetti di tridimensionalità presenti nelle prove effettuate, responsabili dello scostamento delle curve sperimentali da quelle di un cilindro 2D (Farivar [14]).

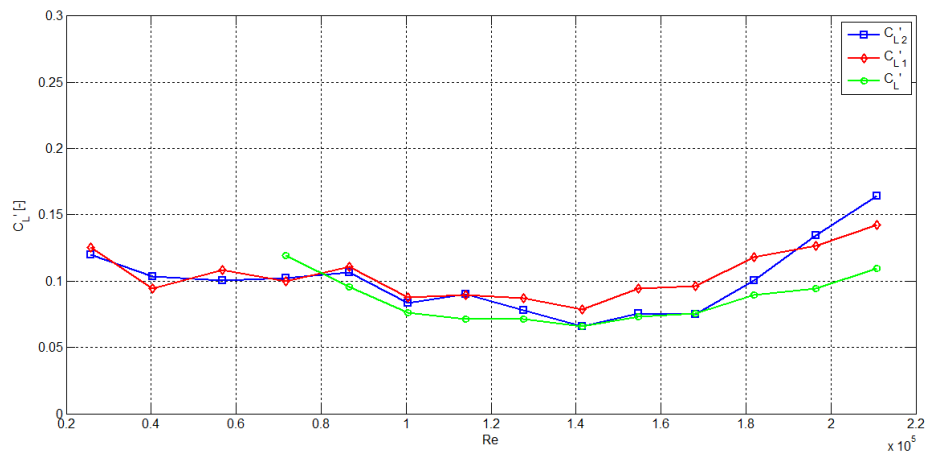


Figura 5.8: Andamento della componente fluttuante del coefficiente di Lift al variare del numero di Reynolds.

In particolare si può rimarcare quanto già osservato precedentemente sul fatto che l'anello 1 sperimenta maggiormente questi effetti, motivo per cui la curva del C_{D1} giace su valori più bassi di quella del C_{D2} . Bisogna poi tenere in considerazione che i valori di pressione forniscono informazioni locali mentre quelli derivanti dalla bilancia sono di tipo globale, e difatti i valori acquisiti dalla bilancia non si identificano né la curva dell'anello superiore né quella dell'anello inferiore ma si pongono quasi a metà dei due andamenti.

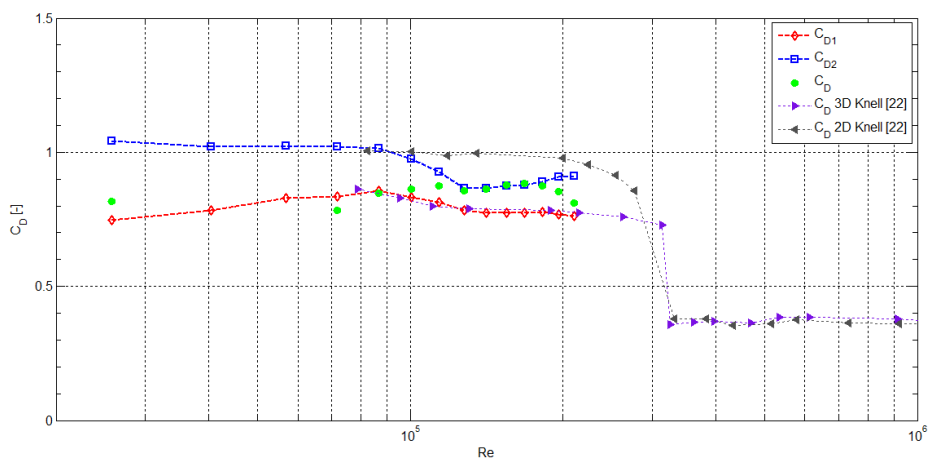


Figura 5.9: Andamento del coefficiente di Drag al variare del numero di Reynolds, Knell [24].

5.2 Densità Spettrale di Potenza

Strumento molto potente ed efficace per l'individuazione del *Vortex Shedding* è l'analisi in frequenza dei segnali acquisiti, in particolare la PSD (*Power Spectral Density*). Gli spettri illustrano il contributo in frequenza presente nel singolo segnale e sono stati calcolati per tutti i canali considerati nel presente lavoro.

In fig.5.10 si riportano le PSD dei dati registrati in direzione *cross-wind*, per tutto il campo di velocità, dall'anemometro A posto in scia al cilindro ad altezza pari a quella del primo anello, riportando in ordinata il numero di Strouhal.

$$St = \frac{f_s D}{U} \quad (5.1)$$

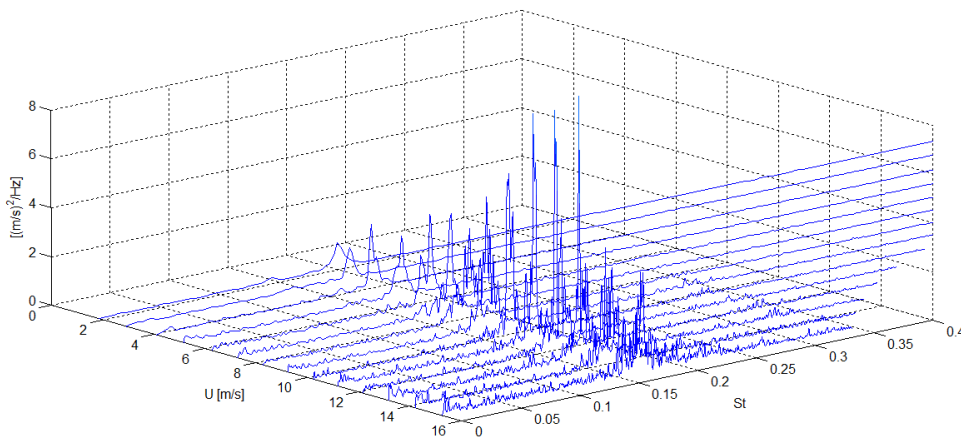


Figura 5.10: PSD dell'anemometro A, componente in direzione *cross-wind*, al variare del numero di Reynolds.

Ad ogni velocità, si può osservare la presenza di un picco nell'intorno di $St=0.17$, valore che identifica la presenza del fenomeno di distacco di vortici. L'entità dei picchi, invece, cambia con la velocità: all'aumentare di quest'ultima, anche il contributo energetico del vento incrementa e il picco, fintanto che si mantiene stretto, si alza in ampiezza. Dal grafico si può notare come ciò accada fino a $U=12\text{m/s}$, velocità dopo la quale il picco non cresce ulteriormente, ma si allarga e quindi si abbassa poiché l'energia nel sistema, che continua ad aumentare dato l'aumento di velocità, non si concentra più su un'unica frequenza distribuendosi nel suo intorno; segnale che il fenomeno di distacco di vortice è ancora presente ma in maniera meno definita.

Si può riscontrare lo stesso fenomeno osservando lo spettro del coefficiente di portanza ottenuto dall'integrazione del coefficiente di pressione lungo la sezione del cilindro² sull'anello 1 e mostrato in fig.5.11, in cui si ritrovano i picchi centrati sullo stesso numero di Strouhal.

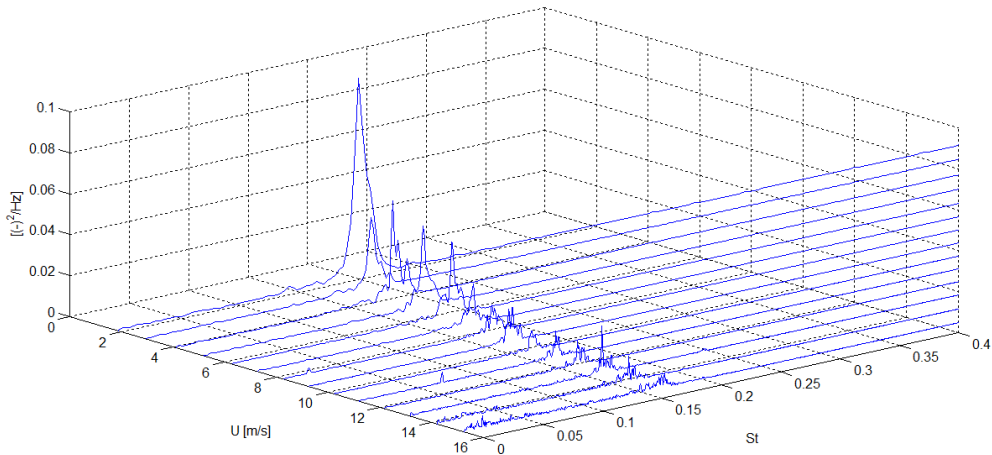


Figura 5.11: PSD del C_{L1} al variare del numero di Reynolds.

Il valore atteso da letteratura per un cilindro è $St=0.2$ in tutto il campo di velocità indagato, cosa che non viene riscontrata nel presente lavoro come intuibile dalla fig.5.12, in cui è riportato il numero di Strouhal calcolato con i dati ottenuti dall'anemometro A. La causa si deve ancora a problemi di tridimensionalità, soprattutto osservando quanto il numero di Strouhal possa essere piccolo nel caso di estremità del cilindro completamente libera, facendo riferimento ai dati ottenuti da Sumner et al. [45] visibili sempre in fig.5.12.

Infine, una rappresentazione alternativa del fenomeno può essere quella riportata in fig.5.13 nella quale il luogo dei picchi delle frequenze di distacco di vortice identifica una retta di pendenza pari al numero di Strouhal. Si può osservare come all'aumentare della velocità il fenomeno interessi una banda di frequenze sempre maggiore. Un confronto fra gli spettri delle componenti *cross-wind* dei due anemometri ha evidenziato una minor definizione del fenomeno in corrispondenza di quello inferiore. Come già sottolineato anche precedentemente, tutto ciò che si manifesta attorno al cilindro non si mantiene costante lungo la lunghezza dello stesso ma presenta delle variazioni. La scia è una zona di flusso che sotto le condizioni ricreate in galleria è caratterizzata da una forte presenza di strutture vorticosi

²Si veda il paragrafo 4.4 per i dettagli del calcolo.

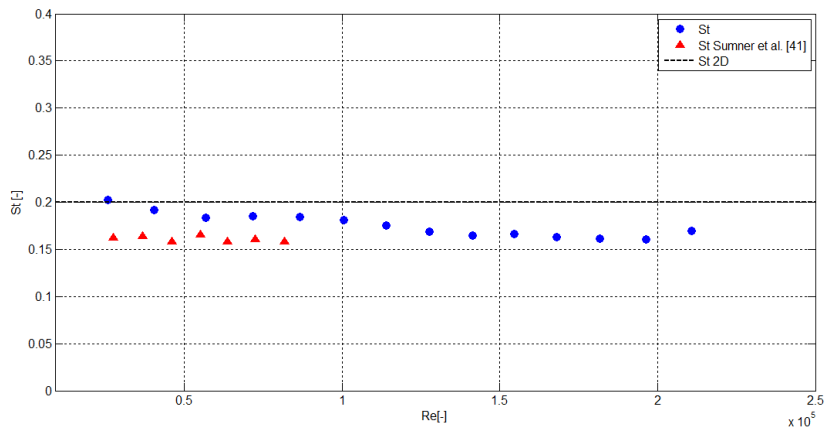


Figura 5.12: Andamento del numero di Strouhal con il numero di Reynolds.

tridimensionali, quindi, molto probabilmente, la differenza di risultati fra i due anemometri è da attribuire a tale disomogeneità.

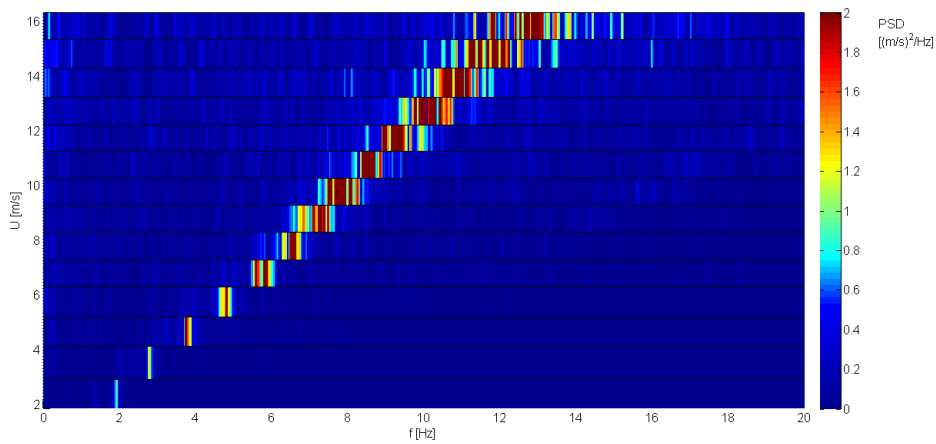


Figura 5.13: PSD dell'anemometro A, componente in direzione *cross-wind*.

Capitolo 6

Risultati: Cilindro con coperture forate

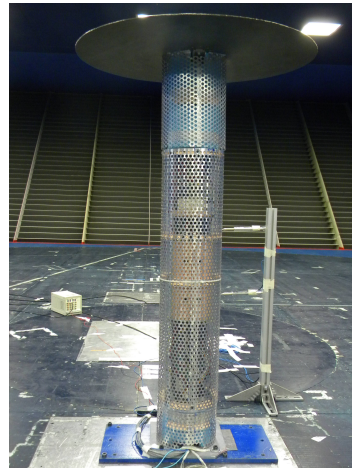
IN questo capitolo verranno esposti i risultati ottenuti dalle prove effettuate sul cilindro con l'aggiunta delle coperture forate con le diverse porosità e gap indagati. Verrà posta l'attenzione sulla variazione del comportamento, rispetto al caso di cilindro nudo, del fenomeno del distacco di vortici, della forza di Drag e del campo di pressioni che si sviluppa sia all'esterno della copertura forata sia sulla superficie del cilindro interno.

6.1 Distacco di vortici

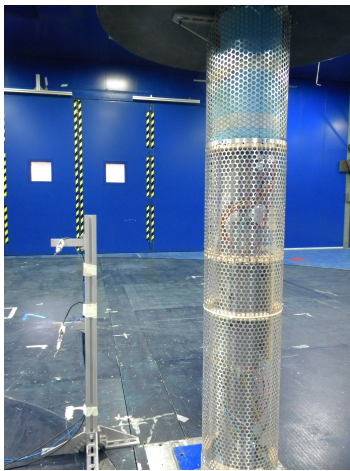
Il comportamento aerodinamico del cilindro con l'aggiunta delle coperture forate è stato studiato in Galleria del Vento. Le configurazioni analizzate, il cui elenco è riportato in tab.4.3, differiscono fra loro per la porosità della lamiera forata e per la distanza interposta fra essa e il cilindro, per un totale di 12 diverse situazioni, per ognuna delle quali è stato indagato il range di numero di Reynolds compreso fra $2.6e4$ e $2.1e5$, calcolato utilizzando il diametro del cilindro interno.



(a) Modello con copertura 28%.



(b) Modello con copertura 40%.



(c) Modello con copertura 54%.



(d) Modello con copertura 63%.

Figura 6.1: Modelli utilizzati per le prove in galleria del vento con gap 1.2 e diverse porosità delle coperture.

L'obiettivo principe di questa indagine è stato quello di osservare come l'applicazione di uno schermo forato ad un corpo cilindrico intervenga sul fenomeno del distacco di vortici. Per rispondere a questo quesito si può osservare quanto riportato in fig.6.2, in cui vengono catalogati i contributi in frequenza delle densità spettrali di potenza in direzione *cross-wind* per i segnali provenienti dai due anemometri posti in scia. La scala cromatica rappresenta la diversa tipologia di fenomeno riscontrato: si parte, con il colore più intenso, da una situazione in cui nello spettro è presente un solo picco molto stretto, passando poi, diminuendo l'intensità del colore, ad un picco definito ma con una base più ampia, successivamente, in verde, ad un fenomeno a banda larga ed infine, in bianco, ad uno spettro in cui il contributo in frequenza è distribuito su un ampio range di frequenze senza che vi sia una particolare concentrazione. In fig.6.2(a) e 6.2(b) sono inoltre annotate le frequenze alle quali si evidenzia il picco, sia per le configurazioni con l'aggiunta delle coperture forate sia per il cilindro liscio.

Diametro cilindro D [mm]	Diametro copertura forata D_{CF} [mm]	Gap $\frac{D_{CF}}{D}$
20	22	1.1
20	24	1.2
20	26	1.3

Tabella 6.1: Calcolo gap.

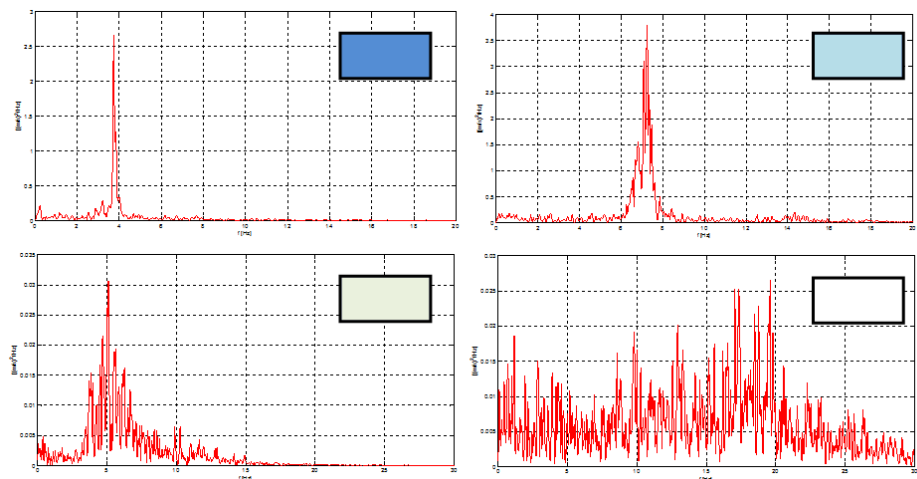
Focalizzando l'attenzione sui dati relativi alla sonda posta in corrispondenza dell'anello 1 (fig.6.2(a)), si può osservare che per il gap 1.1 è sempre presente un contributo nell'intorno della frequenza di distacco di vortici in tutto il range di velocità analizzate. Tale contributo, si manifesta come definito, e quindi sottoforma di un solo picco, esclusivamente per velocità di 2 e 3m/s. Aumentando il gap a 1.2, la definizione del fenomeno del distacco di vortice diventa sempre meno evidente e, per velocità maggiore di 4m/s, non si registra più nessuna concentrazione di contributo energetico su alcuna frequenza, fatta eccezione per la copertura con porosità 28%, che mostra un segnale a banda larga fino a 8m/s. Passando infine al gap più ampio, 1.3, si nota un comportamento inalterato per le coperture con porosità 40%, 54% e 63%, mentre lo spettro per quella con porosità al 28% mostra dei picchi definiti fino a 5m/s, indicando la ricomparsa del fenomeno.

	U [m/s]	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
	f [Hz]														
CILINDRO		1,892	2,777	3,754	4,791	5,798	6,592	7,263	7,782	8,484	9,277	9,918	10,65	11,47	12,85
GAP 1.1	28%	1,953	3,174	n.a.				8,423							
	40%	1,801													
	54%	1,892	2,777	3,784											
	63%	1,953	2,960			5,951									
GAP 1.2	28%	1,709													
	40%														
	54%														
	63%														
GAP 1.3	28%	1,617	2,441	3,296	4,395										
	40%														
	54%														
	63%														

(a) Frequenze di distacco di vortice, ottenute dall'anemometro A in direzione *cross-wind*.

	U [m/s]	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
	f [Hz]														
CILINDRO		1,373	2,106	2,899	3,815	4,730	6,531	7,233	8,026	8,575	9,277	9,766	10,99	10,89	12,97
GAP 1.1	28%	1,984	3,143	n.a.											
	40%	1,923													
	54%	1,862													
	63%	1,953	3,174												
GAP 1.2	28%	1,709	2,686												
	40%	1,953													
	54%														
	63%														
GAP 1.3	28%	1,617	2,411	3,296											
	40%														
	54%														
	63%														

(b) Frequenze di distacco di vortice, ottenute dall'anemometro B in direzione *cross-wind*.



(c) Tipologia di segnale rappresentativo della scala cromatica.

Figura 6.2: Classificazione dei segnali provenienti dagli anemometri posti in scia al cilindro.

Globalmente, quindi, la situazione migliore in termini di soppressione del distacco di vortice risulta essere quella con gap 1.2 e 1.3, affiancata dalla porosità della copertura maggiore del 28%.

Spostando l'interesse sulla fig.6.2(b), in cui si riportano i dati ottenuti dall'anemometro B (posto in corrispondenza dell'anello di prese di pressione inferiore), si ritrova quanto appena esposto per i segnali provenienti dalle componenti in direzione *cross-wind* dell'anemometro A, con la sola differenza che la scala cromatica risulta ridotta. In corrispondenza dell'anemometro inferiore si osserva, infatti, un fenomeno di distacco di vortici di intensità minore, con la presenza di picchi a base larga solo per basse velocità e non per tutte le combinazioni gap-porosità indagate.

Si ricorda, che la minor definizione del fenomeno è già stata evidenziata nel capitolo precedente, durante la discussione dei risultati relativi al cilindro liscio, ed è stata imputata alla non uniformità del fluido lungo l'asse del cilindro.

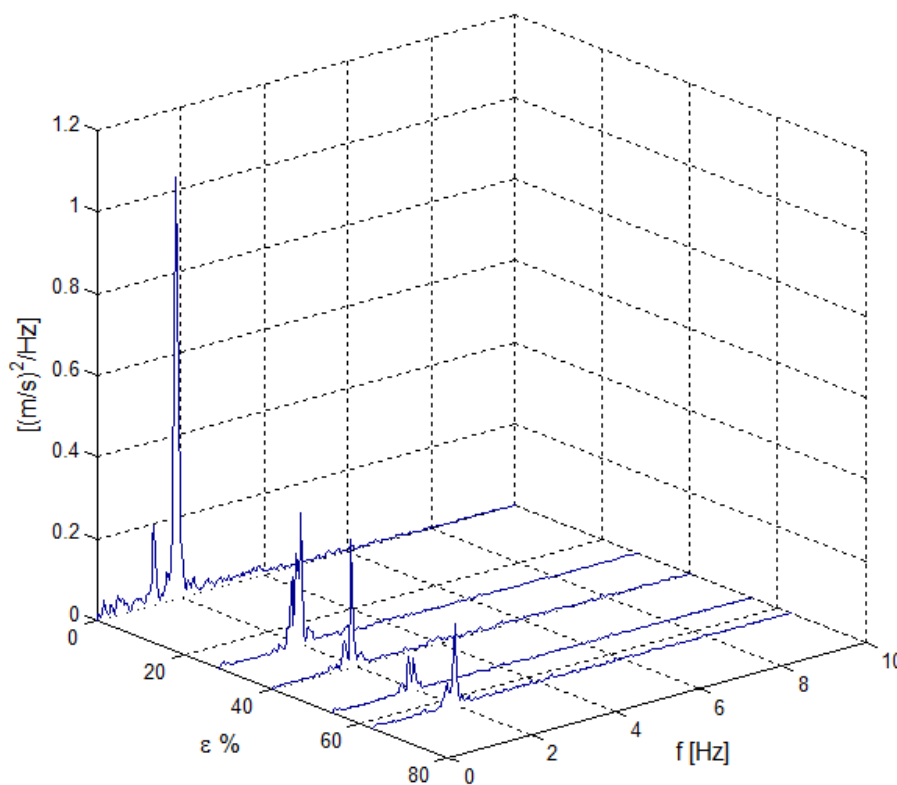


Figura 6.3: Densità spettrale di potenza del segnale anemometrico A, in direzione *cross-wind*, del cilindro liscio ($\varepsilon\% = 0\%$) e delle configurazioni con l'aggiunta delle coperture forate con gap 1.1 a velocità 2m/s.

In fig.6.3 sono riportati gli spettri ottenuti dall'anemometro A per la componente in direzione *cross-wind* a velocità $U=2\text{m/s}$ sia per la configurazione di cilindro liscio (posto per convenzione a $\varepsilon\% = 0\%$) che per quelle con coperture forate a gap 1.1. Quello che si può osservare, è che per tutte le configurazioni di cilindro con schermo forato, nonostante si verifichi la presenza di un picco nello spettro, esso possiede un'ampiezza notevolmente ridotta rispetto a quella registrata sul cilindro liscio. La riduzione percentuale di ampiezza è stata valutata per tutte le configurazioni in cui è stato possibile individuare univocamente la frequenza di distacco di vortici, ottenendo diminuzioni comprese tra il 68% e il 96%; come osservabile dai risultati annotati in fig.6.4. Un abbattimento così importante del contributo

	U [m/s]	2				3			4			5			6		
		A %	St		A %	St		A %	St		A %	St		A %	St		
			D	D _{CF}		D	D _{CF}		D	D _{CF}		D	D _{CF}		D	D _{CF}	
CILINDRO	-	0,19	-	-	0,19	-	-	0,19	-	-	0,19	-	-	0,19	-	-	
GAP 1.1	28%	80,4	0,20	0,21	95,7	0,21	0,23	n.a.	n.a.	n.a.	-	-	-	-	-	-	
	40%	91,7	0,18	0,20	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	
	54%	69,8	0,19	0,21	89,0	0,19	0,20	96,0	0,19	0,21	-	-	-	-	-	-	
	63%	68,5	0,20	0,21	81,3	0,20	0,22	-	-	-	-	-	-	96,4	0,20	0,22	
GAP 1.2	28%	73,0	0,17	0,21	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	
	40%	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	
	54%	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	
	63%	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	
GAP 1.3	28%	79,8	0,16	0,21	73,4	0,16	0,21	83,9	0,16	0,21	96,2	0,18	0,23	-	-	-	
	40%	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	
	54%	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	
	63%	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	

Figura 6.4: Riduzione percentuale dell'ampiezza dei picchi e calcolo del numero di Strouhal, sia con il diametro del cilindro che con quello della copertura forata.

energetico nei segnali acquisiti, induce a pensare che il fenomeno, quando presente, non sia in grado di eccitare la struttura, anche in virtù del fatto che negli spettri dei segnali delle prese di pressione non vi sia traccia di alcun picco in corrispondenza della frequenza di distacco. Un'analisi più approfondita su un modello sospeso e libero di oscillare sarebbe necessaria per confermare quanto appena esposto.

Sempre in fig.6.4, si riporta il numero di Strouhal ottenuto per le configurazioni con picchi definiti nello spettro ed è stato calcolato sia utilizzando il diametro del cilindro interno (D) sia quello della copertura forata (D_{CF}). In particolare, si evince che per tutte le configurazioni riportate, il fenomeno mostra un valore di St costante e pari a 0.21 solo se calcolato con il diametro della copertura forata.

Si può quindi concludere che fra le tutte le configurazioni testate, le soluzioni emerse dall'analisi in frequenza come più efficaci risultano quelle con gap 1.2 e porosità maggiore del 28%.

6.2 Campo di pressione

Per meglio comprendere il comportamento aerodinamico del cilindro con l'aggiunta delle coperture forate, si sono esaminati i segnali provenienti dalle prese di pressione poste sia sulla superficie del cilindro interno sia sulla superficie esterna dello schermo forato, indicati rispettivamente con anello 2 e anello 1 in fig. 6.5.

Per chiarezza espositiva, in questo capitolo verranno mostrati solo alcuni degli andamenti del coefficiente di pressione misurato, rimandando all'appendice A per la documentazione completa.

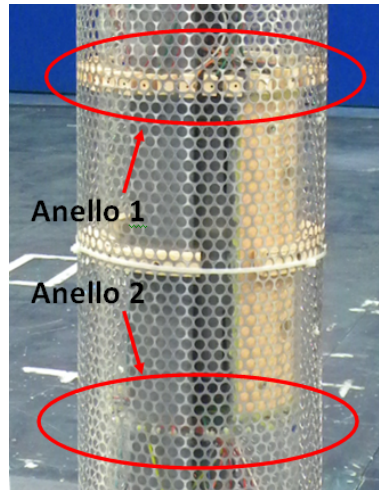


Figura 6.5: Prese di pressione.

In fig.6.6, sono riportati gli andamenti del coefficiente di pressione misurati sull'anello superiore per la configurazione con copertura forata di porosità 63% e gap 1.1. La prima osservazione che è possibile fare è che non vi è una dipendenza del C_P dalla velocità del vento, se non per le prime tre velocità analizzate (2, 3 e 4m/s), in cui si registrano valori di C_{Pmin} minori (in valore assoluto) rispetto a quelli ottenuti alle velocità più alte; più precisamente, si passa da $C_{Pmin}=-0.47$ per $U=2\text{m/s}$ a $C_{Pmin}=-0.93$ per $U=15\text{m/s}$. Al contrario, risulta invariata la posizione angolare alla quale avviene il minimo, pari a $\theta=70^\circ$. Il discorso è analogo per quanto riguarda il C_{Pb} che passa da circa -0.2 per le prove a 2m/s a -0.54 per le velocità più alte, iniziando intorno ai 100° .

E' interessante notare, infine, che il trend appena evidenziato si verifica per tutte le combinazioni di porosità e gap testate, seppur presenti con delle differenze legate ai valori assoluti.

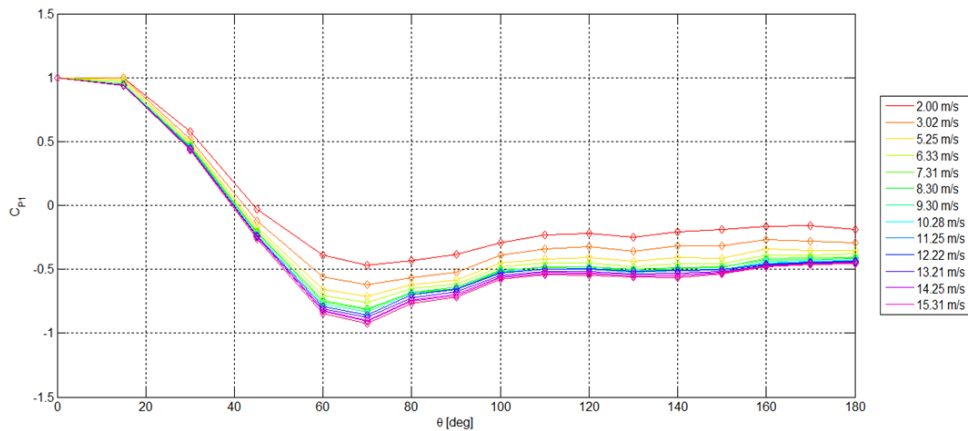


Figura 6.6: Andamento del coefficiente di pressione sull'anello 1 al variare della velocità configurazione con copertura forata di porosità 63% e gap 1.1.

Volendo effettuare un confronto fra le varie configurazioni analizzate comprendenti anche il cilindro privo di copertura, si può fare riferimento alla fig.6.7, in cui sono riportati i coefficienti di pressione, sempre relativi all'anello 1, con velocità e gap fissato. E' possibile ritrovare quanto appena descritto circa l'indipendenza del C_P dalla velocità, non essendoci, infatti, grosse differenze fra i dati ottenuti a velocità 9m/s e 15m/s. Da notare invece, come lo scostamento del C_{Pb} , fra le configurazioni con schermo forato e non, sia sempre più marcata all'aumentare del gap: infatti, a gap 1.2 e 1.3 il C_{Pb} del cilindro liscio risulta minore. Un'ulteriore osservazione può essere fatta in merito all'estensione del tratto a pressione costante, ricordando che nell'analizzare i dati ottenuti dal cilindro liscio (5.1), si era evidenziata una variazione della posizione del C_{Pmin} e un'estensione del tratto a gradiente di pressione avverso.

Tali effetti, legati al modificarsi della situazione fluidodinamica attorno al cilindro all'aumentare del numero di Reynolds, aggiungendo le coperture vengono invece a mancare. Dai grafici per le configurazioni con copertura in fig.6.7 si nota, infatti, che il tratto a gradiente di pressione avverso rimane pressoché costante al variare di tutti i parametri in gioco (velocità, porosità e gap). Una possibile spiegazione per questo comportamento può essere legata all'aumento di diametro dell'oggetto visto dal fluido, che lo porta a lavorare in una zona in cui questi effetti sono meno significativi.

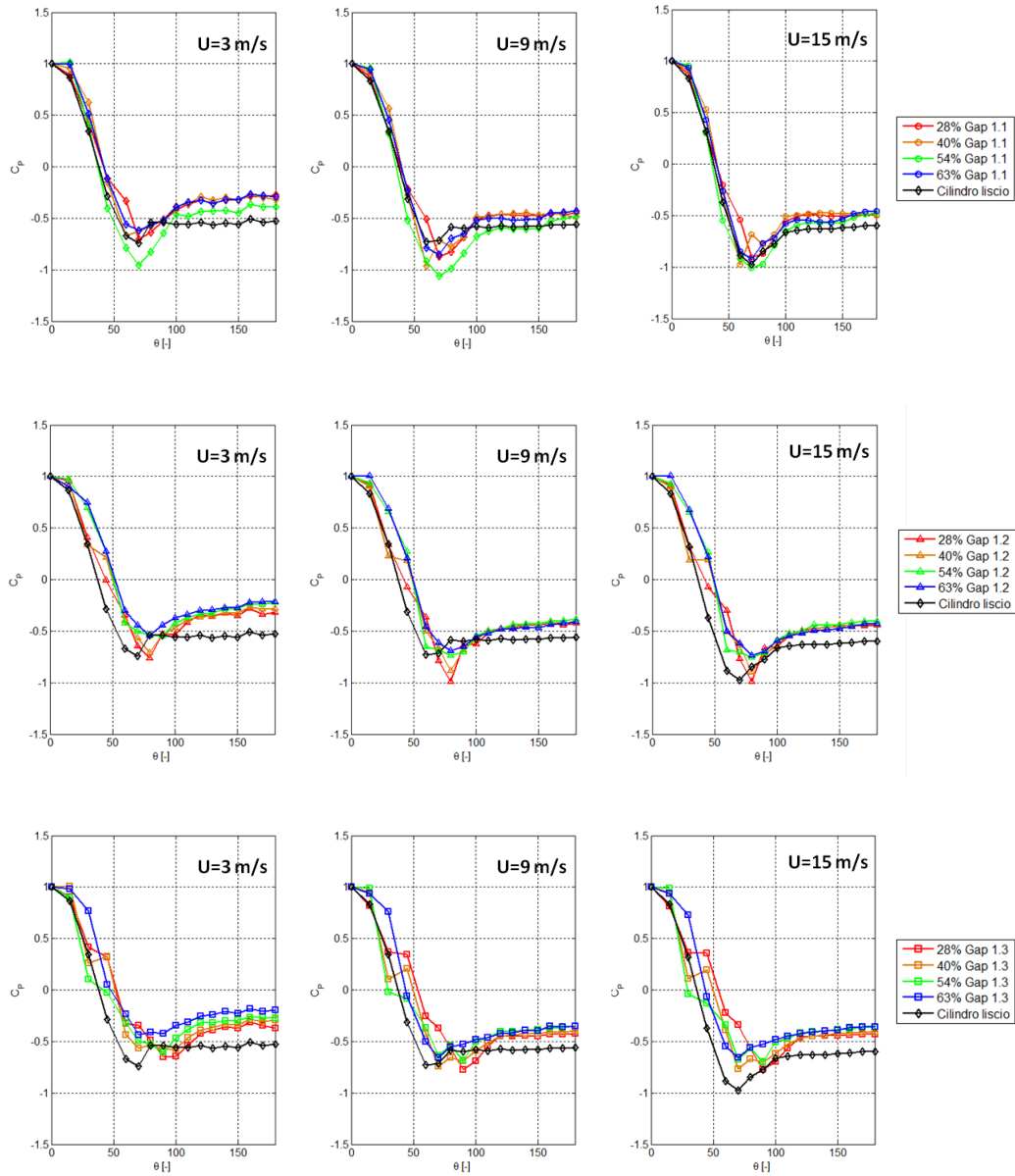


Figura 6.7: Confronto coefficiente di pressione per l'anello superiore.

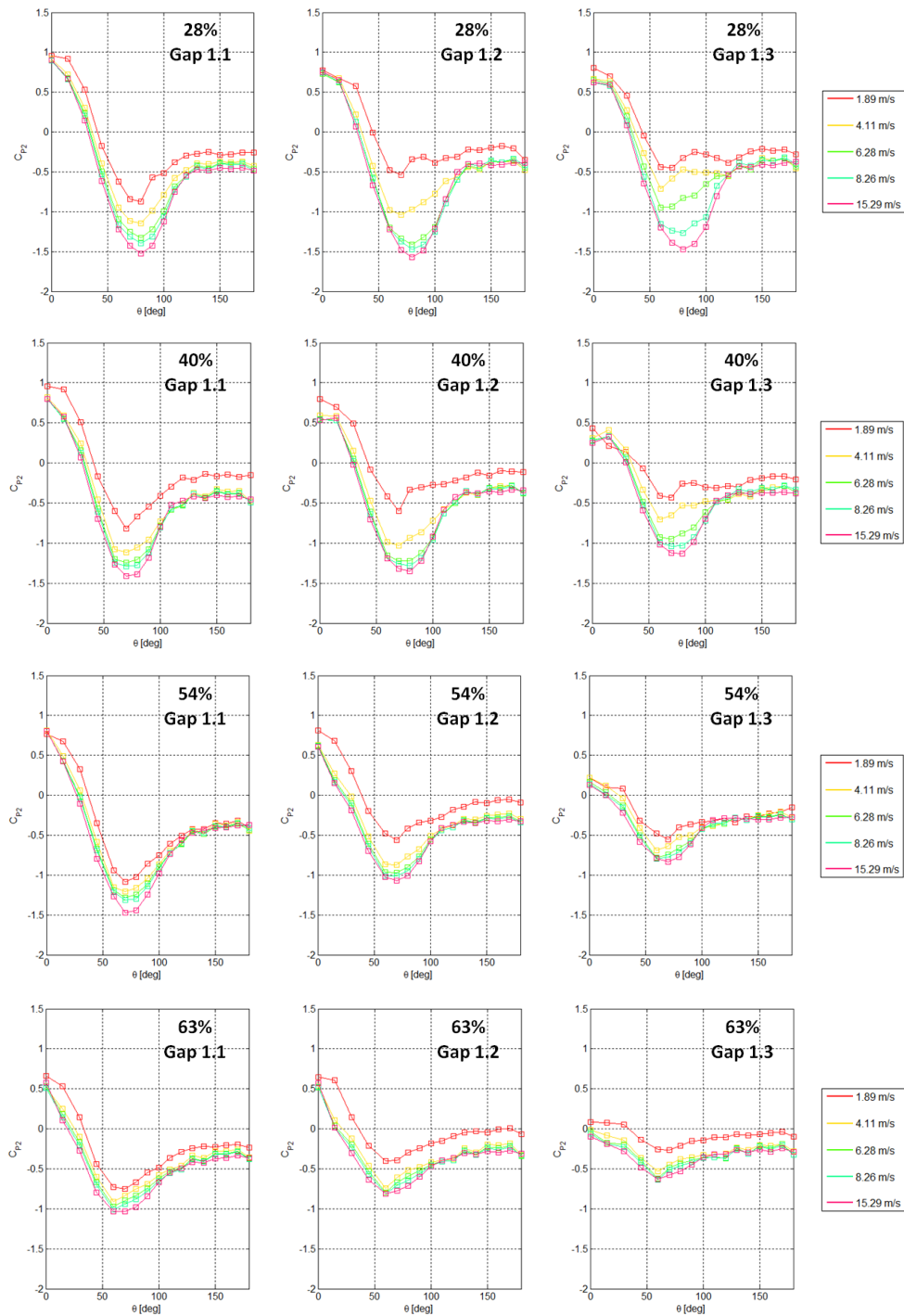


Figura 6.8: Andamento del coefficiente di pressione misurato sull'anello 2 (interno) per le diverse configurazioni provate.

Prendendo in considerazione le misure di pressione effettuate sulla superficie del cilindro interno, si riscontra una profonda differenza con quanto osservato all'esterno.

In fig.6.8 vengono riportati gli andamenti del coefficiente di pressione per le diverse configurazioni analizzate e per alcune delle velocità indagate, rimandando all'Appendice A per le restanti curve. L'effetto delle varie coperture sul campo di pressione, che si sviluppa sulla superficie del cilindro, cambia al variare dei parametri in gioco, quali la velocità del flusso, la dimensione del gap e la percentuale di porosità. Sempre in riferimento alla fig.6.8, si osserva, infatti, che la dipendenza del C_P dalla velocità, in particolare nel tratto della curva in cui viene raggiunto il minimo, è più marcata nei test con copertura di porosità 28% e 40%, e diventa sempre più importante all'aumentare del gap. Oltre che il valore assoluto di C_{Pmin} , la variazione interessa anche la sua posizione angolare, che aumenta con la velocità, passando da circa $\theta=60^\circ$ a $\theta=80^\circ$. Per le coperture con porosità 54% e 63% questo effetto risulta meno significativo anche al variare del gap, notando comunque che, per tutte le configurazioni, la dipendenza dalla velocità si perde per valori superiori a 9m/s. Concentrandosi ancora sul tratto di minimo delle curve del coefficiente di pressione e fissando il parametro velocità, si rileva la presenza di un trend sia al variare del gap che della porosità.

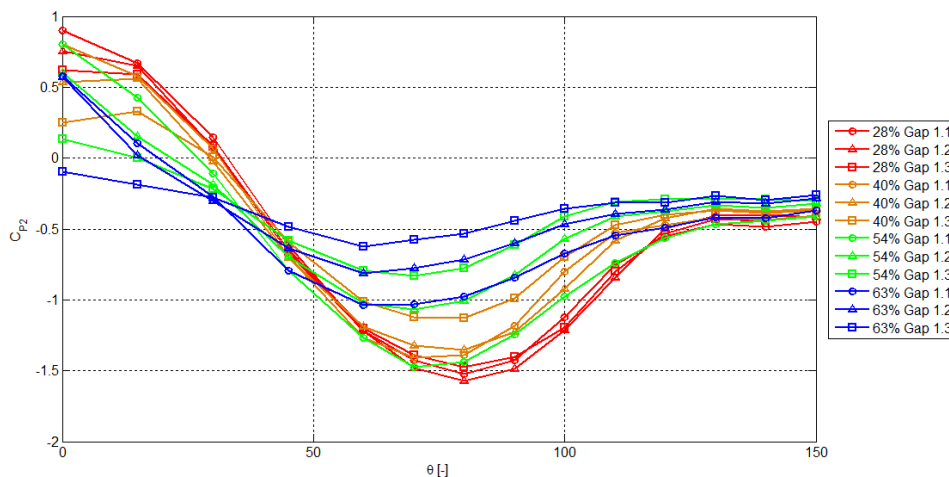


Figura 6.9: Andamento del coefficiente di pressione sull'anello 2 per le varie configurazioni con copertura forata, con velocità fissata pari a $U=15\text{m/s}$.

Osservando ad esempio, in fig.6.9, gli andamenti misurati a $U=15\text{m/s}$, la dipendenza di C_{Pmin} dalla distanza fra copertura e cilindro è sempre più importante all'aumentare della porosità.

In tabella 6.2 sono riportate le riduzioni percentuali del coefficiente di pressione minimo per le differenti coperture al variare del gap: ad eccezione della copertura più chiusa, le altre mostrano riduzioni sempre più importanti al crescere dell'intercapedine fra cilindro e schermo forato, ad indicare la presenza nel gap di un flusso sempre meno intenso.

Coperture $\varepsilon\%$	Gap $\frac{D_{CF}}{D}$		
	1.1	1.2	1.3
28%	-	-3%	3%
40%	-	4%	20%
54%	-	27%	43%
63%	-	22%	40%

Tabella 6.2: Riduzioni C_{Pmin} rispetto alla configurazione con gap 1.1 per velocità del flusso pari a 15m/s.

Riferendosi invece alla fig.6.10, in cui sono riportati nuovamente gli andamenti del coefficiente di pressione misurato sull'anello interno, si osserva come, fissando la velocità e il gap, il valore assoluto del C_{Pmin} diventi sempre più negativo al diminuire della porosità. Il motivo di ciò è da ricercarsi nella possibilità da parte del fluido all'interno del gap di interagire con l'esterno: con coperture molto schermanti il flusso riesce ad attraversare la superficie forata solo nella parte anteriore del cilindro e, rimanendo confinato all'interno del gap, accelera, grazie alla depressione presente appena fuori della copertura, fino alla parte posteriore, in cui si registrano pressioni analoghe sia sul cilindro interno che sulla superficie esterna. Questo effetto di confinamento e accelerazione del flusso nell'intercapedine fra cilindro e copertura è tanto più forte quanto minori sono il gap e la porosità.

Un altro tratto caratteristico delle curve $C_P - \theta$, è la zona a pressione costante che si verifica nella parte posteriore del cilindro ovvero il C_{Pb} . In riferimento alla fig.6.10, non si rilevano forti variazioni del suo valore assoluto che, per tutte le configurazioni analizzate, si assesta su valori prossimi a -0.4. Ciò che invece merita più attenzione è il punto in cui inizia il tratto di C_{Pb} : se per il cilindro privo di coperture tale punto si collocava su angoli compresi fra 80° e 100° , variando con la velocità del flusso incidente, l'applicazione delle coperture ne comporta un importante spostamento verso angoli maggiori, circa pari a 130° . Tale valore non risente né del cambiamento di gap né di porosità, fatta eccezione per le velocità inferiori a 4m/s, per le quali in alcuni casi è difficile identificare l'inizio della zona

a pressione costante, e per la copertura con porosità 63%, che per gap 1.3 tende ad anticipare l'inizio della suddetta regione.

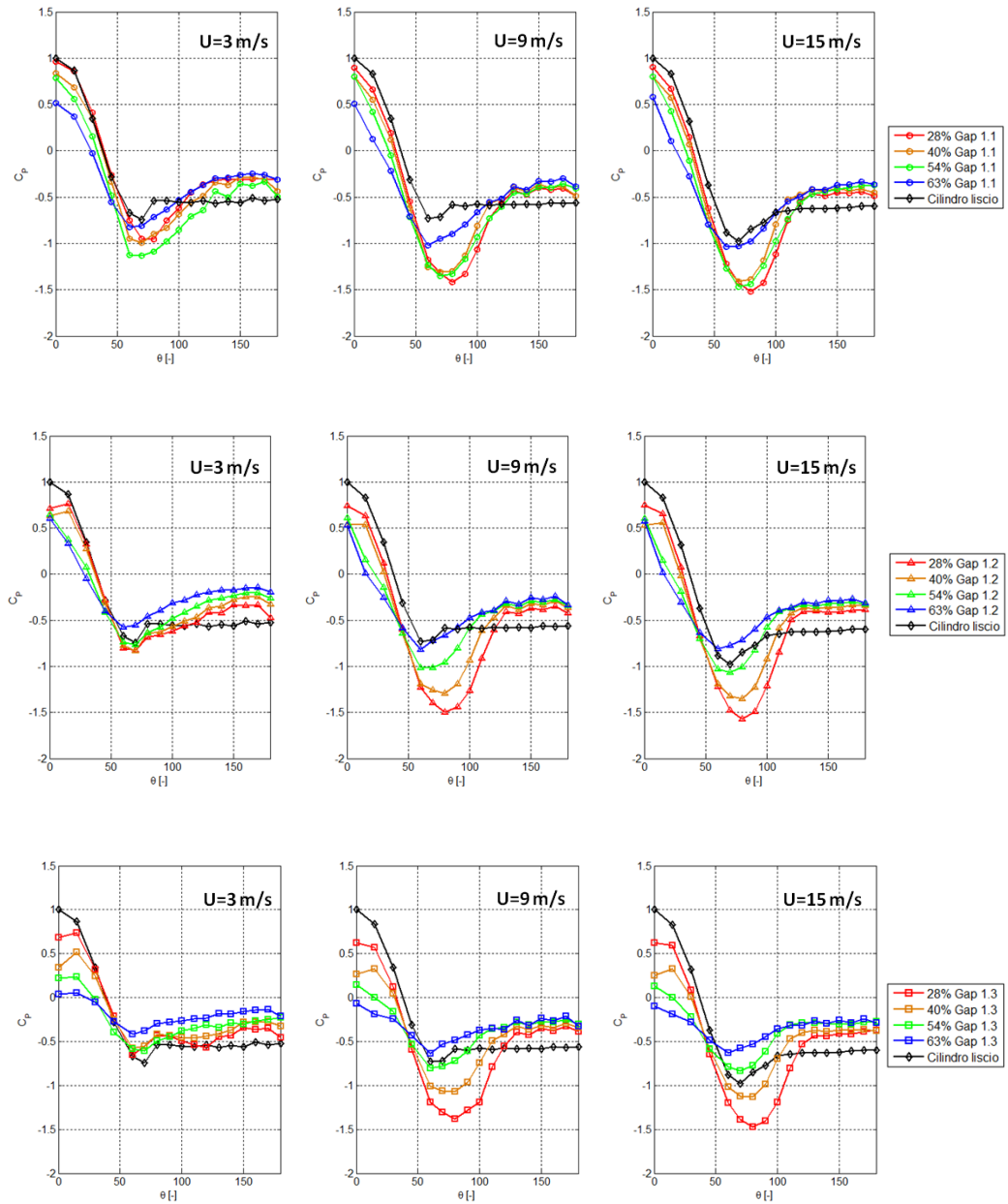
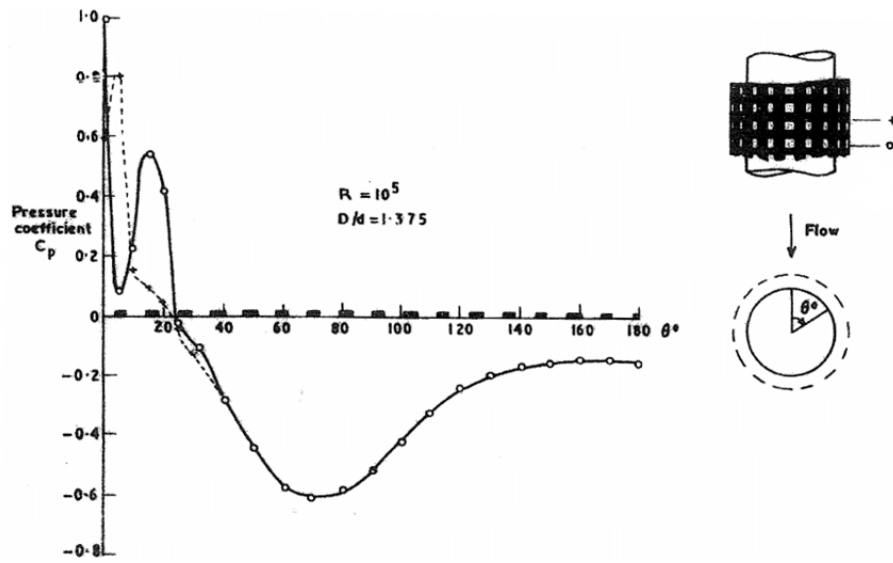


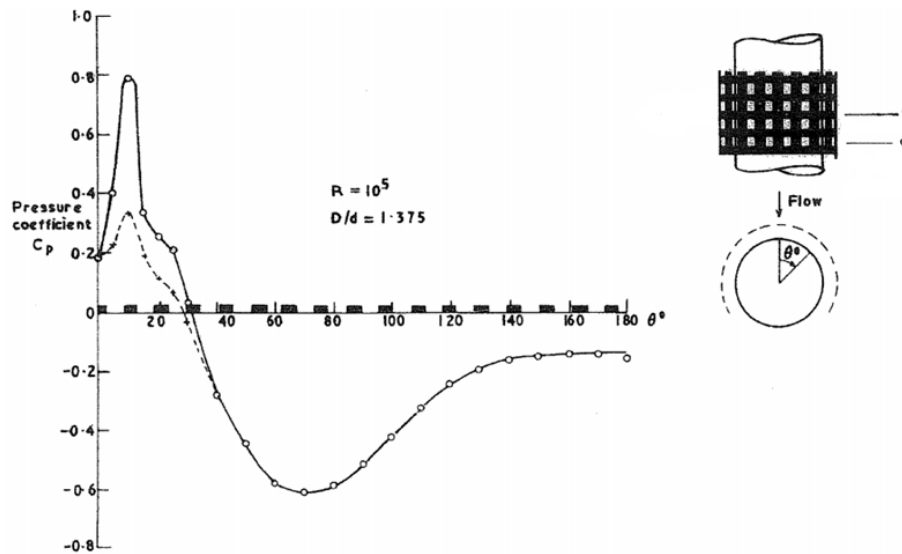
Figura 6.10: Confronto coefficiente di pressione dell'anello inferiore (campo di pressione sulla superficie del cilindro interno).

Confrontando le curve del coefficiente di pressione con quelle disponibili in letteratura, su cilindri lisci, si evidenziano delle similarità, per quanto concerne l'inizio del tratto di C_{Pb} , con quanto misurato da Thom [47] a numero di Reynolds pari a 36. Come illustrato nel ?? a $Re=36$ il flusso è nello stato laminare $L2$, in cui il distacco di vortici non è presente. Sembrerebbe, quindi, che solamente osservando le misure di pressione sulla superficie del cilindro interno sia possibile predire la bontà di una copertura nella soppressione del fenomeno del distacco di vortici, affermazione che trova conferma nell'analisi in frequenza delle misure di pressione, che non mostrano alcuna concentrazione di contributo energetico.

Infine, un ultimo commento può essere fatto sul valore del coefficiente di pressione in corrispondenza della presa di pressione a 0° , C_{P0} , che dovrebbe corrispondere al punto di ristagno. Prima di tutto, è necessario precisare che il valore di tale punto dipende molto dal posizionamento della copertura forata sul modello. Wootton and Yates [51] hanno, infatti, svolto differenti prove facendo attenzione a posizionare la copertura in modo tale che in corrispondenza della presa di pressione a 0° vi fosse per alcune prove un foro e per altre un tratto pieno della copertura, ottenendo risultati, riportati in fig.6.11, differenti. Vista la ridotta dimensione dei fori e la loro particolare disposizione per le lamiere forate adottate per queste indagini non è stato possibile assicurare che a 0° vi fosse sempre una porzione vuota o un piena della lamiera, perciò, i dati riportati nei grafici di questo capitolo possono essere affetti da questa problematica. Tuttavia, vi è un singolare andamento del valore assoluto di questa presa di pressione, visibile in fig.6.8: aumentando, infatti, sia il gap che la porosità della copertura, si osserva un progressivo abbassamento del C_{P0} . La probabile spiegazione è da ricercarsi nuovamente nella possibilità del flusso veicolato all'interno del gap di interagire con quello all'esterno, tenendo presente che l'aumento dello spessore dell'intercapedine consente al fluido di ricircolare maggiormente, andando a modificare il valore locale di pressione.



(a) Flusso diretto su una riga verticale di fori, si mostra la pressione misurata dietro una riga orizzontale piena (- + -) e dietro ad una riga di fori (- o -).



(b) Flusso diretto su una riga verticale piena, si mostra la pressione misurata dietro una riga orizzontale piena (- + -) e dietro ad una riga di fori (- o -).

Figura 6.11: Andamento del coefficiente di pressione sulla superficie del cilindro con copertura forata di porosità 36%, ?].

6.3 Resistenza aerodinamica

La valutazione delle forze aerodinamiche agenti sul cilindro e sulla copertura forata è possibile tramite la misura diretta delle forze agenti sul sistema (bilancia dinamometrica) oppure attraverso l'integrazione del campo di pressione. I risultati, per la componente di Drag, ottenuti con entrambe le metodologie, sono riportati in fig.6.12, 6.14 e 6.17, dove si osservano, rispettivamente, i valori misurati dalla bilancia dinamometrica, dalle prese di pressione sull'anello 1 (superficie esterna della copertura) e sull'anello 2 (superficie del cilindro interno). A titolo di confronto vengono riportate anche le corrispondenti curve ottenute sul cilindro liscio.

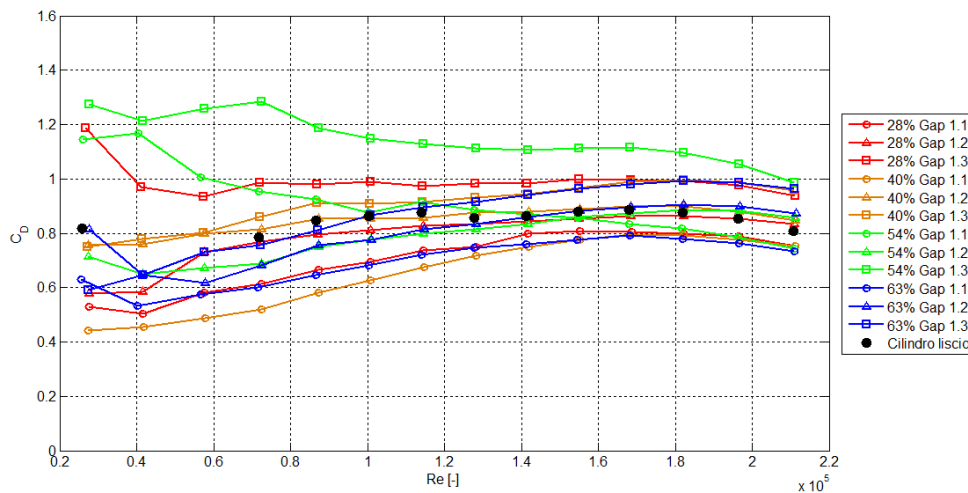


Figura 6.12: Andamento del coefficiente di Drag misurato dalla bilancia dinamometrica al variare del numero di Reynolds per tutte le configurazioni analizzate.

Un commento iniziale su ciò che si verifica globalmente sulla struttura può esser fatto in riferimento alla fig.6.12, in cui i coefficienti di Drag sono ottenuti dall'adimensionalizzazione diretta della forza misurata. La bilancia, come illustrato nel capitolo ??, misura complessivamente ciò che accade sia sulla superficie del cilindro interno sia sulle coperture forate. Per uniformità, sia l'adimensionalizzazione che il calcolo del numero di Reynolds è stato effettuato utilizzando il diametro del cilindro interno. A livello globale, non si registrano grosse variazioni di C_D né al variare della velocità né al variare della porosità delle coperture, mentre si ottiene un Drag tanto maggiore quanto più ampio è il gap, condizione che si ritrova, seppur con valori assoluti differenti, anche adimensionalizzando la forza con

il diametro della copertura forata. Un tale comportamento porterebbe a pensare che l'aumento di diametro dovuto all'aggiunta della copertura non implichi uno spostamento verso la zona critica del fluido, avvallando quindi l'ipotesi che la soppressione del fenomeno di distacco di vortici sia legata esclusivamente all'aggiunta delle coperture, ipotesi che andrebbe confermata analizzando un intervallo di numeri di Reynolds più ampio.

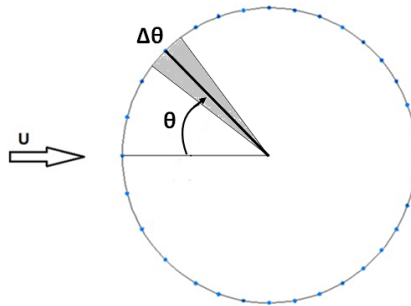


Figura 6.13: Convenzioni adottate per il calcolo del coefficiente di Drag dalle misure di pressione.

Decisamente più interessanti sono i valori calcolati tramite integrazione del campo di pressione, dove si evidenzia non esserci alcuna dipendenza dalla lunghezza utilizzata per l'adimensionalizzazione, in quando, seguendo le convenzioni riportate in fig.??, si ha:

$$F_D = \frac{1}{2} \rho U^2 D L C_D = (p_i - p_\infty) \Delta\theta_i \frac{D}{2} L \quad (6.1)$$

$$C_D(\theta_i) = \frac{(p_i - p_\infty) \Delta\theta_i}{\rho U^2} \quad (6.2)$$

In fig.6.14 sono riportati gli andamenti relativi al coefficiente di Drag misurato sulla superficie della copertura forata, C_{D1} .

Per le configurazioni con schermo di porosità pari a 28% e 40% si ritrova lo stesso andamento riscontrato in fig.6.12 per il C_D calcolato con i dati provenienti dalla bilancia. Aumentando però il livello di porosità, si perde questo trend e addirittura per porosità pari al 63%, oltre che ad esserci notevole differenza fra i valori di Drag misurati ai differenti gap, si registra il valore massimo assoluto per la configurazione con gap 1.2.

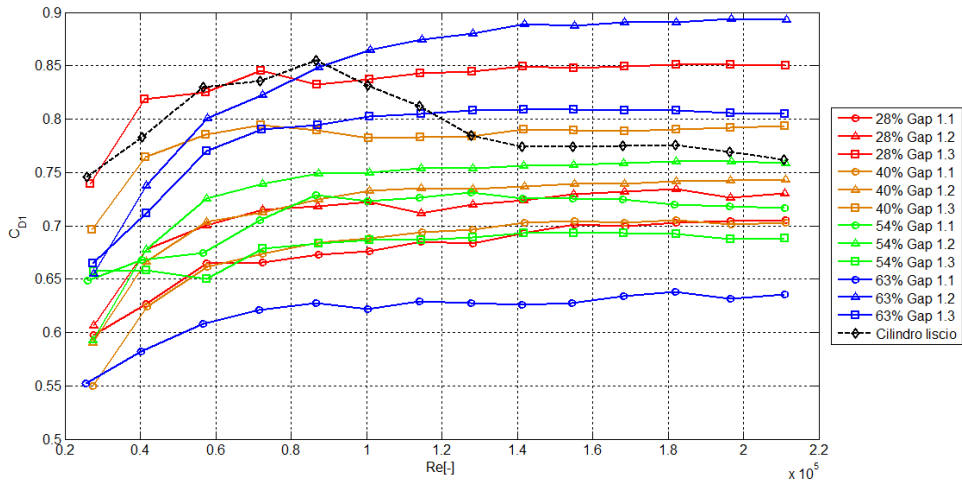


Figura 6.14: Andamento del coefficiente di Drag ottenuto dalle misure di pressione sull'anello1 al variare del numero di Reynolds per tutte le configurazioni analizzate.

Per comprendere meglio come ogni singola presa di pressione contribuisca alla composizione del valore finale del C_{D1} si può osservare la fig.6.15, che mostra, per $Re=1.52e5$, l'andamento del coefficiente di Drag al variare della posizione angolare θ , calcolato come segue:

$$C_{D}(\theta_i) = C_{D}(\theta_{i-1}) + \frac{C_P(\theta_i) + C_P(-\theta_i)}{2} \cos(\theta_i) \Delta\theta_i \quad i = 0^\circ \div 180^\circ \quad (6.3)$$

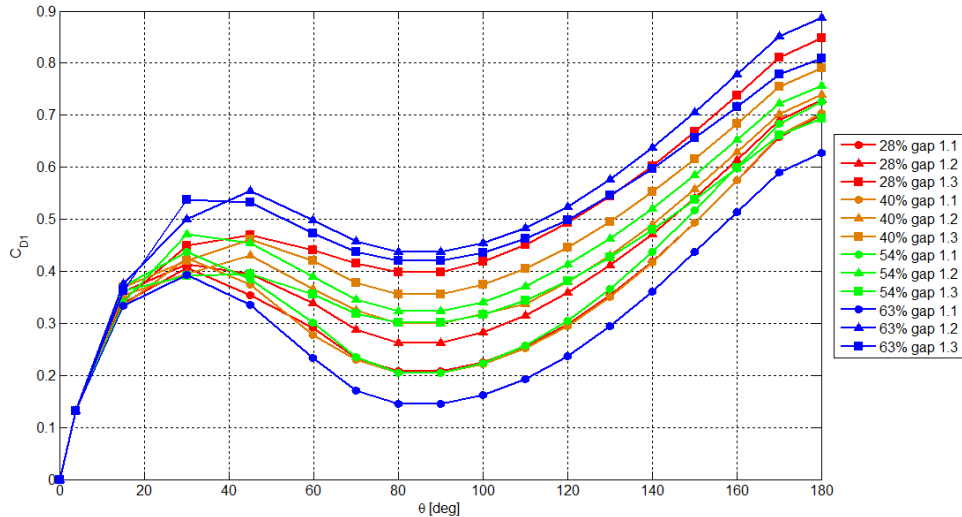


Figura 6.15: Incremento cumulato di C_{D2} lungo la superficie del cilindro, calcolato dalle misure di pressione.

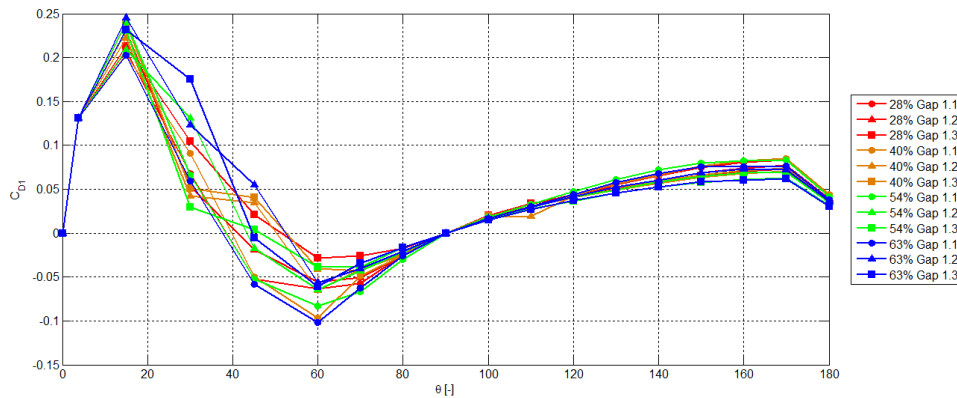


Figura 6.16: Contributo delle singole prese di pressione al calcolo del C_{D1} lungo la superficie del cilindro.

Esaminando gli andamenti delle curve riportate in fig.6.15 si può notare come la grossa differenza fra le configurazioni analizzate sia concentrata nella parte anteriore del cilindro, tra 15° e 70° , mentre le curve rimangono poi pressoché parallele fino a circa 140° , punto oltre il quale la distanza che si interpone tra le diverse curve tende ad accorciarsi. Tale comportamento risulta ancora più evidente in fig.6.16, in cui viene riportato il singolo incremento di C_{D1} dato ogni singola presa di pressione.

Si può quindi concludere affermando che il valore finale del coefficiente di Drag, calcolato come integrale di misure di pressione lungo la circonferenza del cilindro, sia fortemente dipendente da ciò che accade nella parte anteriore, ovvero, quella la porzione caratterizzata da un gradiente di pressione favorevole.

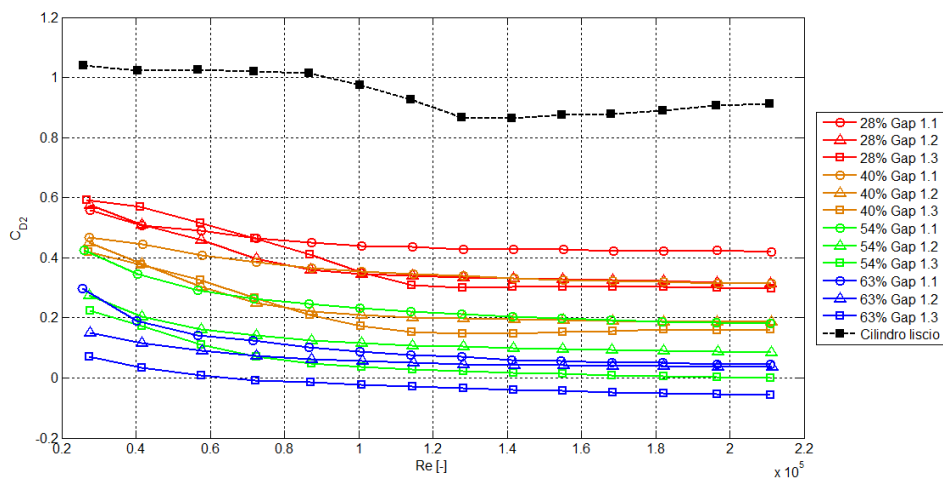


Figura 6.17: Andamento del coefficiente di Drag ottenuto dalle misure di pressione sull'anello 2 al variare del numero di Reynolds per tutte le configurazioni analizzate.

Un discorso analogo a quello fatto per il C_{D1} può essere seguito anche per il C_{D2} , che rappresenta il coefficiente di Drag calcolato tramite integrale delle pressioni misurate sulla superficie del cilindro interno.

In riferimento alla fig.6.17, considerando il comportamento delle coperture forate con stessa porosità al variare del gap, si ritrova una tendenza inversa rispetto a quanto manifestato dalle misure effettuate con la bilancia dinamometrica. Si osserva, infatti, che, indipendentemente dal livello di porosità esaminato, le configurazioni con gap minore sperimentano un Drag maggiore rispetto a quelle con gap più grande. Inoltre, il coefficiente di Drag diminuisce all'aumentare della porosità e, addirittura, per la configurazione con gap 1.3 e porosità 63% se ne ottiene un valore negativo per il 78% delle velocità indagate.

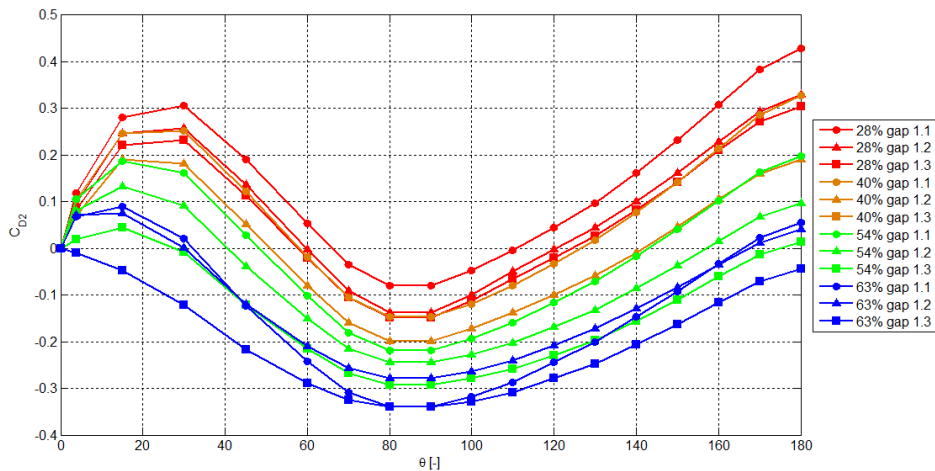


Figura 6.18: Incremento cumulato di C_{D2} lungo la superficie del cilindro, calcolato dalle misure di pressione.

Calcolando, come nel caso del C_{D1} , il contributo a sommare e individuale delle singole prese di pressione, si ottengono i grafici in fig.6.18 e 6.19. Si osserva che, anche in questo caso, le variazioni fra le differenti configurazioni sono legate a quanto accade nella zona anteriore del cilindro, tra 0° e $\pm 90^\circ$, come del resto era lecito aspettarsi viste le diversità degli andamenti del coefficiente di pressione mostrati in precedenza.

Sarebbe a questo punto interessante capire come la copertura forata e il cilindro interno partecipino singolarmente alla formazione del Drag misurato dalla bilancia dinamometrica. Dalle misure di pressione effettuate non è possibile risalire al valore globale di Drag sperimentato dall'intera struttura dal momento che il campo di pressione non è uniforme lungo l'asse del cilindro, soprattutto per quanto riguarda

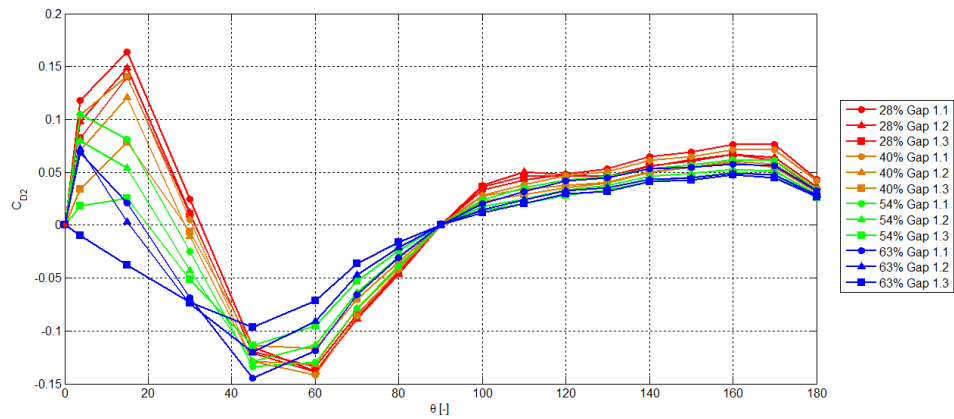


Figura 6.19: Contributo delle singole prese di pressione al calcolo del C_{D2} lungo la superficie del cilindro.

la copertura forata. Un'ulteriore criticità è poi introdotta dal sistema di misura che, nonostante l'impegno nel renderlo il meno invasivo possibile, crea sulla copertura forata una fascia piena in corrispondenza dell'anello superiore di prese di pressione, alterando inevitabilmente il campo di pressioni misurato. Per poter ottenere una stima corretta dei due contributi sarebbe quindi necessario prevedere due sistemi di misura indipendenti, uno per il cilindro e uno per la schermatura, progettando quest'ultima come non vincolata al cilindro.

Conclusioni

L'AZIONE del vento in determinate condizioni può indurre delle vibrazioni sui cavi che sostengono l'impalcato di ponti strallati e sospesi. I principali fenomeni che danno origine a queste vibrazioni sono il distacco di vortici, l'azione combinata di vento e pioggia e le così dette *dry cable vibration*.

In questo lavoro di tesi è stato studiato un dispositivo aerodinamico finalizzato alla soppressione dell'eccitazione per distacco di vortici dei cavi, di ponti sospesi e strallati. Tale dispositivo, anche se testato sperimentalmente solo sul fenomeno di distacco di vortici, è per sua natura molto promettente anche in relazione agli altri citati meccanismi di eccitazione dinamica tipici degli stralli (*rain-wind vibration* e *dry-cable vibration*).

Il comportamento aerodinamico di un cilindro con l'aggiunta di coperture forate è stato indagato presso la galleria del vento del Politecnico di Milano, in un intervallo di numeri di Reynolds compreso tra $2e4$ - $2e5$. Una campagna di prove preliminari svolte sul cilindro privo di coperture ha permesso di raccogliere una serie di dati riguardanti il fenomeno del distacco di vortici, le forze aerodinamiche e il campo di pressione sviluppatosi attorno al cilindro stesso. Questa raccolta è servita in seguito come base per il confronto delle misure effettuate con l'aggiunta delle coperture forate.

CONCLUSIONI

I dati ottenuti dalle prove svolte con il cilindro liscio hanno confermato che l'oggetto si trova a lavorare nella zona di numero di Reynolds subcritica, senza mostrare crisi nei valori del Drag. Si sono inoltre evidenziati effetti legati alla tridimensionalità del flusso attorno al cilindro stesso, effetti che tuttavia non hanno influenzato significativamente il fenomeno del distacco di vortici, mantenendo il modello di prova valido per la valutazione di un'eventuale soppressione legata all'aggiunta degli schermi forati.

La scelta delle coperture da adottare è ricaduta su lamiera forate con porosità¹ 28%, 40%, 54% e 63% e il gap² fra cilindro e lamiera si è scelto pari a 1.1, 1.2 e 1.3.

Dall'analisi delle densità spettrali di potenza è emerso che l'aggiunta delle coperture forate modifica profondamente il fenomeno del distacco di vortici, riducendone l'intensità o eliminandolo del tutto. Fra tutte le configurazioni analizzate quelle con gap minore (gap 1.1), e con porosità 28% (più schermanti) risultano essere le meno efficaci, in quanto presentano ancora dei picchi definiti nello spettro del segnale anemometrico in direzione *cross-wind*. Da sottolineare tuttavia, che l'ampiezza registrata mostra una riduzione tra il 70% e il 98% rispetto alla configurazione di cilindro liscio.

La valutazione della forza di Drag merita sicuramente ulteriori approfondimenti, ciò nonostante, dalle misure effettuate con la bilancia dinamometrica, che forniscono una misura globale delle forze sperimentate dalla struttura, risulta che le configurazioni con gap più grande sono soggette ad una forza di Drag maggiore rispetto a quella misurata sul cilindro nudo. Forza che tende a diminuire al ridursi del gap, raggiungendo valori prossimi a quelli del cilindro nudo per gap intermedio di 1.2 e inferiori per il gap più piccolo, pari a 1.1. Il calcolo del coefficiente di Drag tramite integrale del campo di pressione sulla superficie esterna della copertura forata mostra la stessa tendenza osservata dalle misure di forza globali solo per le porosità 28% e 40%. Si è inoltre osservato che il valore del C_D ricavato dalle misure di pressione è fortemente influenzato dal campo di pressioni che si sviluppa nella parte anteriore del cilindro. Lo stesso calcolo effettuato con le misure di pressione dell'anello 2 (in corrispondenza della superficie del cilindro interno) ha mostrato invece una tendenza inversa. Si registra infatti, una forza di Drag maggiore al diminuire del gap, indipendentemente dal livello di porosità adottato. Da sottolineare

¹la percentuale di porosità $\varepsilon\%$ rappresenta il rapporto fra l'area vuota e l'area totale della superficie forata, quest'ultima pari alla somma dell'area vuota e di quella piena.

²gap valutato come rapporto fra il diametro delle coperture forate e quello del cilindro interno.

che per la configurazione con porosità 63% (più trasparente all'aria) e gap 1.3 per il 78% delle velocità idagate si ottengono valori di resistenza negativi.

L'analisi degli andamenti dei coefficienti di pressione per l'anello 2 (interno) evidenzia la sicura presenza di un flusso significativo nell'intercapedine tra cilindro e copertura forata. Le caratteristiche di tale flusso dipendono fortemente dai parametri di porosità e dalle proporzioni del gap tra il cilindro interno e la copertura forata esterna e saranno oggetto di approfondimenti futuri.

Lo spostamento in direzione *downstream* dell'inizio del tratto a pressione costante sulla superficie del cilindro interno, sembrerebbe essere indice di buona soppressione del fenomeno del distacco di vortici, a conferma di quanto precedentemente riscontrato da Zdravkovich [52].

Sviluppi futuri

Il presente lavoro di tesi ha posto le basi per una serie di indagini e approfondimenti successivi, atti a comprendere sempre meglio l'interazione fra il fluido, la copertura forata e il cilindro interno. Gli interrogativi rimasti aperti riguardano principalmente:

- come si suddivide la forza di Drag tra cilindro e copertura forata;
- quali velocità raggiunge il flusso all'interno del gap fra il cilindro e la copertura e quali sono le caratteristiche d'interazione tra tale flusso e lo strato limite a parete del cilindro esterno;
- come si comporta la struttura a valori di Re tipici della zona critica e post-critica;
- la capacità della forzante aerodinamica di introdurre nel sistema una potenza tale da indurlo a vibrare nonostante la presenza delle coperture forate e in tal caso con quali ampiezze;
- il comportamento del sistema cilindro+copertura forata con un'inclinazione diversa dalla verticale, a simulare l'angolazione tipica degli stralli;
- il comportamento delle coperture forate in caso di condizioni meteorologiche avverse quali neve e ghiaccio;
- la capacità delle coperture forate di attenuare le vibrazioni indotte da fenomeni quali le *dry cable vibration* e le *rain-wind induced vibration*.

CONCLUSIONI

Nell'ottica di comprendere sempre meglio la fisica del fenomeno sarebbe opportuno infittire maggiormente la distribuzione delle prese di pressione sulla sezione del cilindro, così da poter apprezzare con maggiore accuratezza l'andamento del coefficiente di pressione, soprattutto nella zona anteriore che è risultata essere di fondamentale importanza per la determinazione del coefficiente di Drag. Sempre in riferimento alla misura del campo di pressione, sulla superficie esterna della copertura, si potrebbe pensare un sistema di misura ancora meno intrusivo di quello adottato nel presente lavoro. Un altro aspetto chiave nella progettazione del modello è stato quello dell'allungamento, sarebbe utile poter condurre esperimenti su modelli con allungamenti maggiori, così da poter eliminare gli indesiderati effetti di bordo dalla sezione di misura.

Appendice A

Campo di pressione

Di seguito sono riportati gli andamenti del coefficiente di pressione misurato per tutte le configurazioni con l'aggiunta di copertura forate per tutto il campo di velocità indagato (2-15m/s), sia per l'anello 1 che per l'anello 2.

A.1 Anello 1

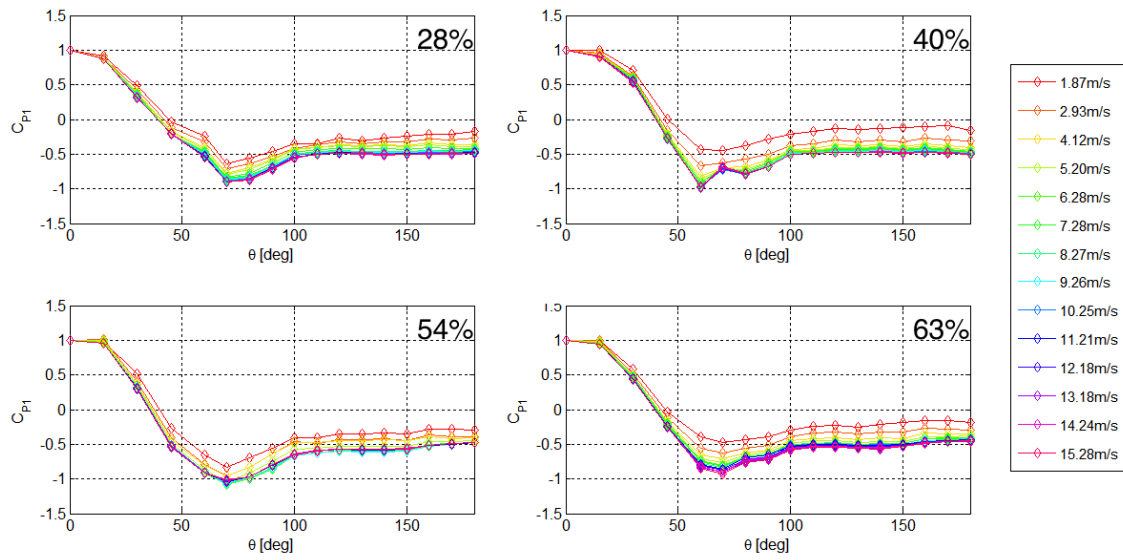


Figura A.1: Andamento del Coefficiente di Pressione sull'anello 1 al variare della velocità per il gap 1.1.

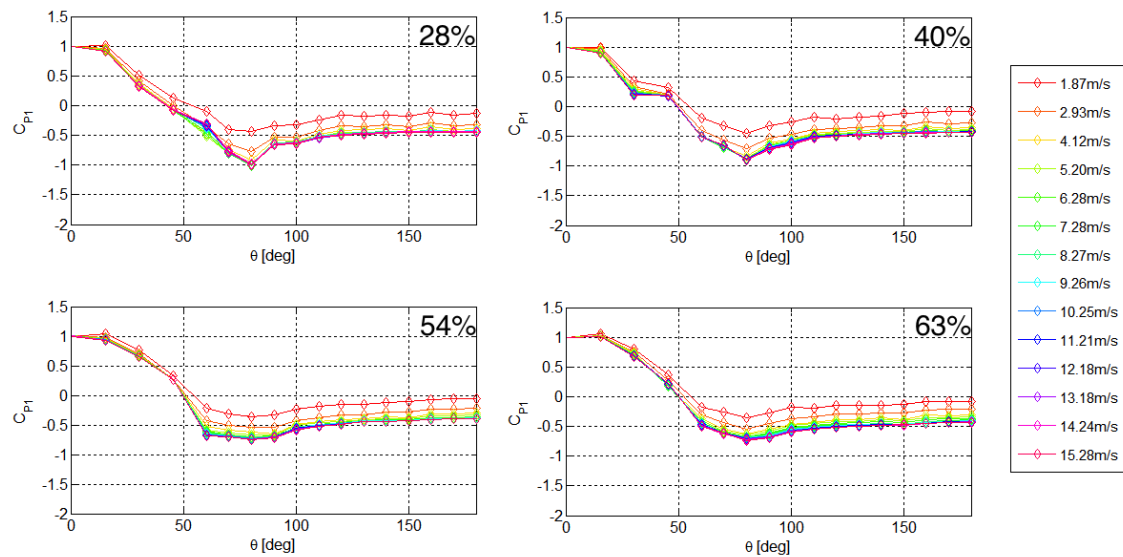


Figura A.2: Andamento del Coefficiente di Pressione sull'anello 1 al variare della velocità per il gap 1.2.

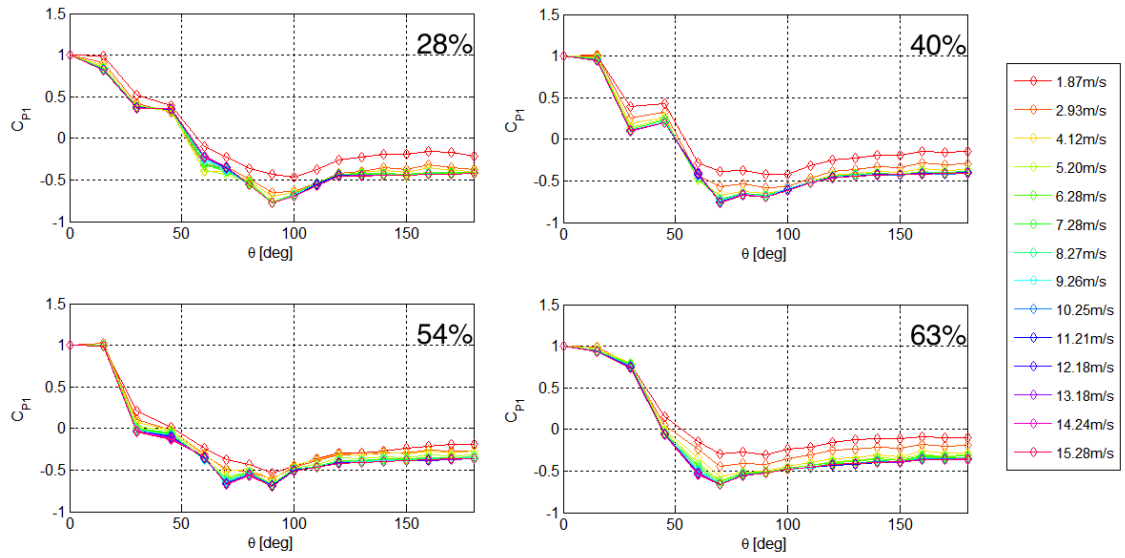


Figura A.3: Andamento del Coefficiente di Pressione sull'anello 1 al variare della velocità per il gap 1.3.

A.2 Anello 2

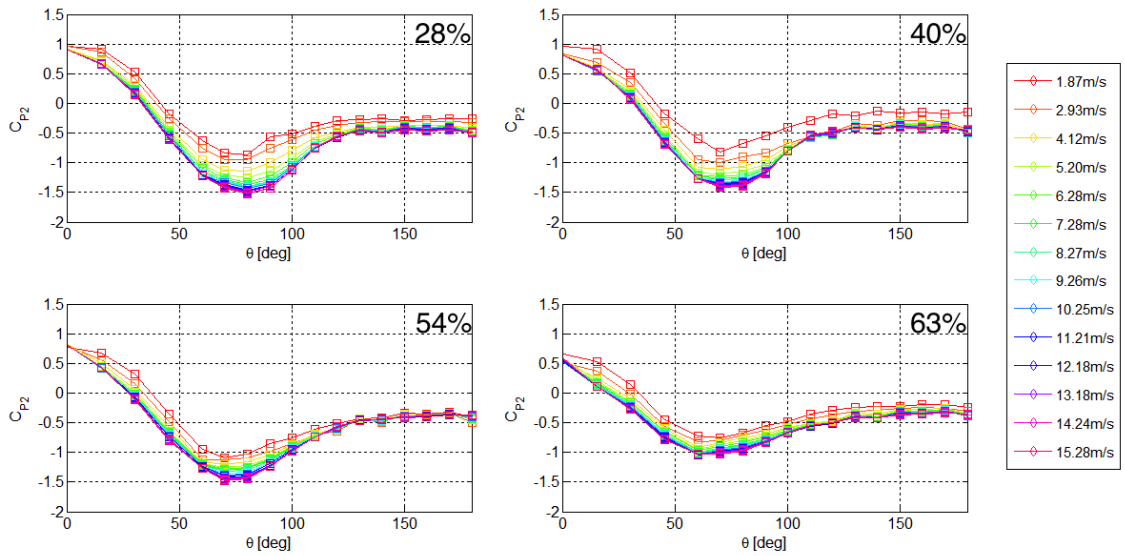


Figura A.4: Andamento del Coefficiente di Pressione sull'anello 2 al variare della velocità per il gap 1.1.

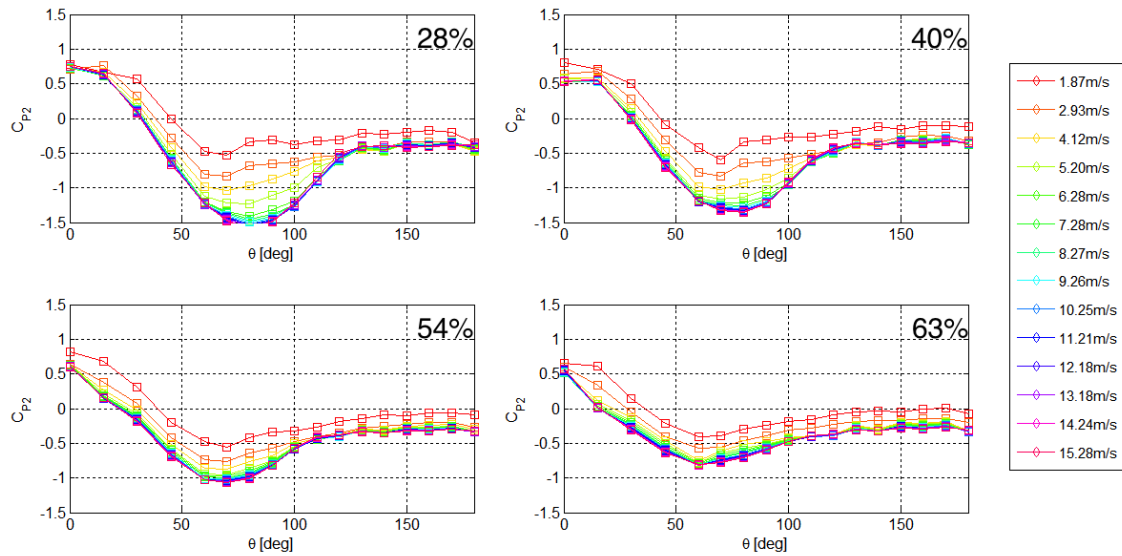


Figura A.5: Andamento del Coefficiente di Pressione sull'anello 2 al variare della velocità per il gap 1.2.

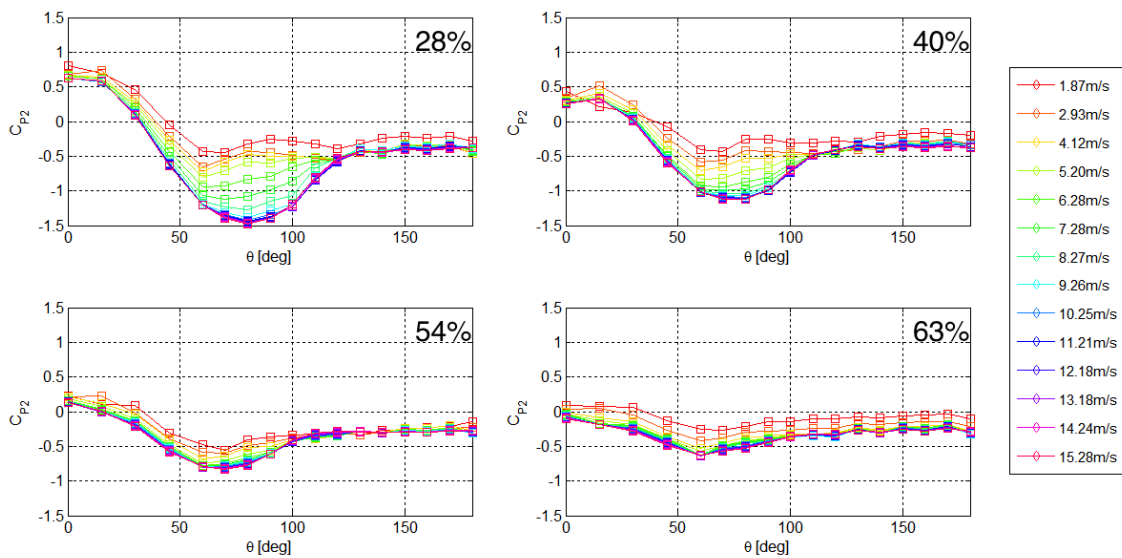


Figura A.6: Andamento del Coefficiente di Pressione sull'anello 2 al variare della velocità per il gap 1.3.

Bibliografia

- [1] E. Achenbach. Distribution of local pressure and skin friction around a circular cylinder in cross-flow up to $re = 5 \times 10^5$. *Journal of Fluid Mechanics*, 34: 625–639, 1968.
- [2] D. Allori, G. Bartoli, C. Mannini, and L. Procino. Wind tunnel modelling of porous elements. *Department of Civil and Anvironmental Engineering, University of Florence*.
- [3] G. R. S. Assi, P. W. Bearman, and N. Kitney. Low drag solutions for suppressing vortex-induced vibration of circular cylinders. *Journal of fluids and structures*, 25:666–675, 2009.
- [4] H. Baek and G. E. Karniadakis. Suppressing vortex-induced vibration via passive means. *Journal of fluids and structures*, 25:848–866, 2009.
- [5] J. P. Batham. Pressure distribution on circular cylinder at critical reynolds number. *Journal of Fluid Mechanics*, 57:209–228, 1973.
- [6] M. Belloli, D. Rocchi, L. Rosa, and A. Zasso. Wind tunnel studies on the effect of porous elements on the aerodynamic behavior of civil structures. *7° International colloquium on bluff body aerodynamics and applications, Shanghai, China*, 2012.
- [7] M. Belloli, L. Rosa, and A. Zasso. Wind loads analysis and vortex shedding investigation on the effects of the porosity on high slender tower by means of wind tunnel tests. *Wind engineering and industrial aerodynamics*, 2012.
- [8] S. Bhattacharyya and A. K. Singh. Reduction in drag and vortex shedding frequency through porous sheath around a circular cylinder. *International journal for numerical methods in fluids*, 65:683–698, 2011.

- [9] C. H. Bruneau and I. Mortazavi. Numerical modelling and passive flow control using porous media. *Computers and fluids*, 37:488–498, 2008.
- [10] J. C. K. Cheung and W. H. Melbourne. Wind loading on a porous roof. *Journal of wind engineering and industrial aerodynamics*, 29:19–28, 1988.
- [11] ESDU. Pressure drop in ducts across round-wire gauzes normal to the flow. *Engineering science data*, 72009, 1972.
- [12] ESDU. Mean forces, pressures and flow field velocities for circular cylindrical structures: single cylinder with two-dimensional flow. *Engineering science data*, 80025, 1980.
- [13] ESDU. Mean forces, pressures and moments for circular cylindrical structures: finite-length cylinders in uniform and shear flow. *Engineering science data*, 81017, 1987.
- [14] D. Farivar. Turbulent uniform flow around cylinder of finite length. *AIAA Journal*, 19(3):275–281, 1981.
- [15] T. A. Fox and G. S. West. Fluid-induced loading of cantilevered circular cylinder in a low-turbulence uniform flow. part 1: mean loading with aspect ratio in the range 4 to 30. *Journal of fluids and structures*, 7:1–14, 1993.
- [16] T. A. Fox and G. S. West. Fluid-induced loading of cantilevered circular cylinder in a low-turbulence uniform flow. part 2: fluctuating loads on a cantilever of aspect ratio 30. *Journal of fluids and structures*, 7:15–28, 1993.
- [17] J. H. Gerrard. The mechanics of formations region of vortices behind bluff bodies. *Journal of fluid mechanics*, 25:401–413, 1966.
- [18] J. H. Gerrard. The wake of cylindrical bodies at low Reynolds number. *Philosophical transactions of the royal society*, pages 351–382, 1978.
- [19] J. L. Heseltine. Flow around a circular cylinder with a free end, 2003.
- [20] H. Higuchi, H. Kim, and C. Farrell. Flow around a circular cylinder in the first subregion of the critical range. *AIAA 18th fluid dynamics and plasmadynamics and lasers conference*, 1715, 1985.
- [21] J. S. Humphreys. On a circular cylinder in a steady wind at transition Reynolds numbers. *Journal of fluid mechanics*, 9:603–612, 1960.

-
- [22] K. Kleissl. Vibration control of bridge cables, 2009.
- [23] K. Kleissl and C. T. Georgakis. Aerodynamic control of bridge cables through shape modification: a preliminary study. *Journal of fluids and structures*, 27, 2011.
- [24] B. J. Knell. The drag of a circular cylinder fitted with shrouds. *National Physical Laboratory, Aeronautical Report 1297*, 1969.
- [25] R. A. Kumar, C. H. Sohn, and B. H. L. Gowda. Passive control of vortex-induced vibrations: an overview. *Recent Patents on Mechanical Engineering*, 1:1–11, 2008.
- [26] L. W. Lee. Wake structure behind a circular cylinder with a free end. *Proceedings of the heat transfer and fluid mechanics institute*, pages 241–251, 1997.
- [27] W. Linke. New measurements on aerodynamics of cylinders particularly their friction resistance. *Physikalische zeitschrift*, 32:900–914, 1931.
- [28] M. Macovsky. Vortex induced vibration studies. *U.S. Navy Dept., D. Taylor Model Basin Rep. 1190*, 1958.
- [29] M. Matsumoto, T. Yagi, Y. Shigemura, and D. Tsushima. Vortex-induced cable vibration of cable-stayed bridges at high reduced wind velocity. *Journal of wind Engineering and industrial aerodynamics*, 89:633–647, 2001.
- [30] A. F. Miguel. Airflow through porous screens: from theory to practical considerations. *Energy and buildings*, 28:63–69, 1998.
- [31] B. Molin. A potential flow model for the drag of shrouded cylinder. *Journal of fluids and structures*, 7:29–38, 1993.
- [32] H. Nakamura and T. Igarashi. Omnidirectional reductions in drag and fluctuating forces for a circular cylinder by attaching rings. *Journal of wind engineering and industrial aerodynamics*, 96:887–899, 2008.
- [33] C. Norberg. Interaction between freestream turbulence and vortex shedding for a single tube in cross-flow. *Journal of wind engineering and industrial aerodynamics*, 23:501–514, 1986.

- [34] V. Oruc. Passive control of flow structures around a circular cylinder by using screen. *Journal of fluids and structures*, 33:229–242, 2012.
- [35] G. M. Ozkan, H. Akilli, and B. Sahin. Effect of high porosity screen on the near wake of a circular cylinder. *EPJ Web conference*, 45, 01071, 2013.
- [36] P. Price. Suppression of the fluid-induced vibrations of circular cylinders. *Journal of the Engineering Mechanics Division of American Society of Civil Engineers*, 82(EM 3,1030), 1956.
- [37] E. F. Relf and L. F. G. Simmons. Frequency of eddies generated by motion of a cylinder through fluid. *British A.R.C. R. and M.*, 917, 1924.
- [38] P. J. Richards and M. Robinson. Wind loads on porous structures. *Journal of wind engineering and industrial aerodynamics*, 83:455–465, 1999.
- [39] A. Roshko. On the development of turbulent wakes from vortex streets. *NACA report 1191*, 1954.
- [40] G. Schewe. On the force fluctuations acting on a circular cylinder in cross-flow from subcritical up to transcritical reynolds numbers. *Journal of fluids mechanics*, 133:265–285, 1983.
- [41] M. P. Sobera, C. R. Kleijn, and H. E. A. V. den Akker. Subcritical floww past a circular cylinder surrounded by a porous layer. *Physics of fluids*, 18, 2006.
- [42] J. S. Son and T. J. Hanrathy. Numerical solution for the flow around a cylinder at $re = 40, 200, \text{ and } 500$. *Journal of Fluid Mechanics*, 35:369–386, 1973.
- [43] V. C. Strouhal. On a particular way of tone generation. *Wiedmann’s Annalen del Physik and Chemie*, 5:216–251, 1878.
- [44] D. Sumner. Flow above the free end of a surface-mounted finite-height circular cylinder: A review. *Journal of fluids and structures*, 43:41–63, 2013.
- [45] D. Sumner, O. J. P. Dansereau, and J. L. Heseltine. Vortex shedding from a finite circular cylinder of small aspect ratio. *Experiments in fluids*, 37:720–730, 2004.
- [46] A. Thom. An investigation of fluid flow in two dimensions. *Aeronautical Research council, Rep. & Memo.*, 1194, 1928.

- [47] A. Thom. The flow past circular cylinders at low speeds. *Proceedings royal society A, London*, 191, 1933.
- [48] D. E. Walshe and L. R. Wootton. Preventing wind-induced oscillations of structures of circular section. *Proceedings institution of civil engineers*, 47(1), 1971.
- [49] D. E. J. Walshe. Wind tunnel investigations of the dynamic behaviour of some tall stacks and gas turbine exhaust towers. *Wind effects on buildings and structures. Symposium Loughborough University*, 1968.
- [50] G. S. West and C. J. Apelt. Measurement of fluctuating effecyt on a circular cylinder in a uniform flow at sub-critical reynolds number. part 1: The pressure distribution and lift and drag forces on an elemental cross section. *Department of civil engineering, The university of Queensland*, Research report CE109, 1990.
- [51] R. Wootton and D. Yates. Further experiments on the drag of perforated shrouds. *National Physical Laboratory, Aeronautical Report 1321*, 1970.
- [52] M. M. Zdravkovich. Circular cylinder enclosed in various shrouds. *American Society of Mechanical Engineers Vibrations Conference, Toronto*, paper 71-VIBR-28, 1971.
- [53] M. M. Zdravkovich. *Flow around circular cylinders, Vol: 1 Fundamentals*. Oxford Science Publications, 1997.
- [54] M. M. Zdravkovich. *Flow around circular cylinders, Vol: 2 Applicationd*. Oxford Science Publications, 2003.
- [55] M. M. Zdravkovich and J. Volk. Effect of shroud geometry on the pressure distributed around a circular cylinder. *Journal of Sound and Vibration*, 20(4), 1972.