

Valutazioni riguardo i primi
esperimenti nell'ambito di CICLoPE –
Center for International Cooperation
in Long Pipe Experiments

1 Introduzione

In questa tesi si proverà a descrivere il comportamento dei flussi turbolenti in condotto rettilineo a sezione circolare costante, con occhio di riguardo ai risultati sperimentali più recenti: infatti, la gran parte dei metodi matematici che utilizziamo per caratterizzare la turbolenza sono di origine semi-empirica, data l'alta caoticità di questo tipo di flusso.

Nonostante i flussi turbolenti non siano ben compresi, è impossibile non incapparvi, in qualsiasi tipo di applicazione in cui si ha trasporto di un qualche fluido in dei condotti: dal sistema idraulico degli aerei, al sistema di distribuzione di aria compressa nelle aziende che usano macchine con attuatori pneumatici, al sistema di alimentazione che porta il combustibile ed il comburente alla camera di combustione nei motori dei razzi a carburante liquido.

In particolare si porrà attenzione su CICLoPE, acronimo di *Center for International Cooperation in Long Pipe Experiments* (ovvero *centro per la cooperazione internazionale negli esperimenti in condotti lunghi*), un'organizzazione collaborativa di studiosi ricercatori in questo campo, che ha portato alla creazione di un laboratorio unico nel suo genere, inaugurato nel 2015, che include un condotto lungo più di 110 metri per 0.90 metri di diametro, in una galleria a Predappio (FC), ed i primi risultati sperimentali ricavati da questa struttura.

2 Concetti fluidodinamici di base

In questa sezione verranno illustrati alcuni concetti aerodinamici e fluidodinamici necessari alla comprensione degli argomenti che torneranno utili nel proseguimento della tesi.

2.1 Introduzione alla fluidodinamica

Sforzi viscosi

Un corpo che si trovi in movimento relativo rispetto ad un fluido risente di forze che si oppongono al moto, dovute alla tendenza dei fluidi a resistere allo scorrimento e al mescolamento di particelle, detti *sforzi viscosi* (τ), presenti sia in direzione tangenziale che normale al moto relativo; essi nascono in caso di gradienti di velocità diversi da zero all'interno del campo di moto del fluido e sono dipendenti dalla *viscosità* μ del fluido: essa non varia con la velocità U né con la profondità h , ma è generalmente influenzata dalla natura del fluido, cioè da temperatura e pressione, ed ha dimensioni $\text{Kg m}^{-1} \text{s}^{-1}$.

La legge che definisce gli sforzi viscosi in gran parte dei fluidi presenti in natura, detti *fluidi newtoniani*, è

$$\tau = \mu \frac{\partial u}{\partial y} \quad (2.1)$$

con y la variabile in direzione normale alla superficie del fluido. Questa relazione sta a significare che la forza per unità di superficie varia linearmente col gradiente della velocità.

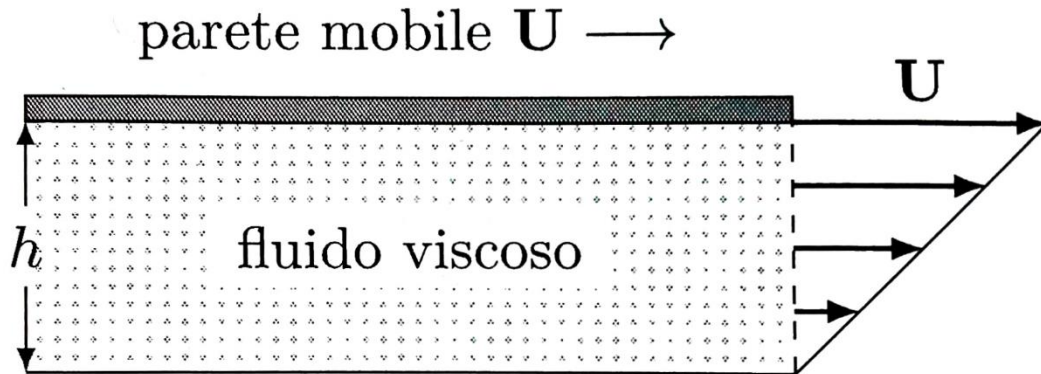


Figura 2.1: Effetti viscosi su una parete mobile.

Numero di Reynolds

È un numero adimensionale, che esprime l'importanza delle forze d'inerzia rispetto agli sforzi viscosi:

$$Re = \frac{F_{inerzia}}{F_{viscose}} \sim \frac{\rho U^2 L^2}{L \mu U} = \frac{\rho U L}{\mu} = \frac{U L}{\nu} \quad (2.2)$$

dove ρ è la densità del fluido, U la velocità relativa tra corpo e fluido, L una certa lunghezza caratteristica del corpo (ad esempio, in una lamina piana sarà la lunghezza della stessa, in un condotto piano rettilineo sarà l'altezza del canale, in un condotto rettilineo a sezione circolare costante sarà il diametro) e $\nu = \mu/\rho$ la viscosità dinamica.

Flusso laminare e turbolento

Effetti del numero di Reynolds

Consideriamo il caso di un corpo cilindrico di diametro d immerso in un flusso. Per esso, il Re è:

$$Re = \frac{U d}{\nu} \quad (2.3)$$

Per Re molto bassi, ≤ 4 , le linee di corrente sono parallele tra di loro ed avvolgono quasi perfettamente il corpo. Il flusso in questo

caso è detto *laminare* perché, per effetto della viscosità, si sviluppa un gradiente di velocità nel campo di moto in direzione normale alla superficie del corpo, che divide il fluido in “lamine” infinitesimamente sottili con velocità infinitesimamente incrementali.

All'aumentare del Re , le particelle fluide che scorrono sul corpo subiscono dapprima, nella parte anteriore, un rallentamento, con conseguente aumento di pressione, per poi essere accelerate, con caduta di pressione, e successivamente, in coda, rallentare nuovamente. Tuttavia, parte dell'energia cinetica acquisita nell'accelerazione viene dissipata sotto forma di calore; di conseguenza nella zona posteriore non si raggiungerà la stessa pressione della regione anteriore del corpo e si creerà una *bolla di separazione*, nella quale il flusso si stacca dal corpo. In questa regione il fluido, tentando di compensare il calo di pressione, si anima di moto circolatorio, creando due zone controrotanti dette *vortici*.

Aumentando ancora la velocità, e quindi il Re , questo fenomeno si esaspera: i vortici diventano instabili ed oscillano l'uno rispetto all'altro, instaurando un fenomeno instazionario seppur il flusso rimane stazionario; infine, essi si separano e si allontanano dal corpo, creando una *scia* in cui continuano ad oscillare.

Raggiunto un certo Re *critico*, differente per ogni corpo (in quanto dipende dalla forma e dalle dimensioni), il flusso subisce un cambiamento drastico e diventa *turbolento*: alle fluttuazioni dei vortici si aggiungono delle fluttuazioni di alta intensità, altamente instazionarie e disordinate. La transizione da laminare a turbolento è un problema di stabilità: prima del Re_{crit} , le forze viscosive sono sufficienti a smorzare queste perturbazioni, che tuttavia prendono il sopravvento con la giusta combinazione di U , ν e d .

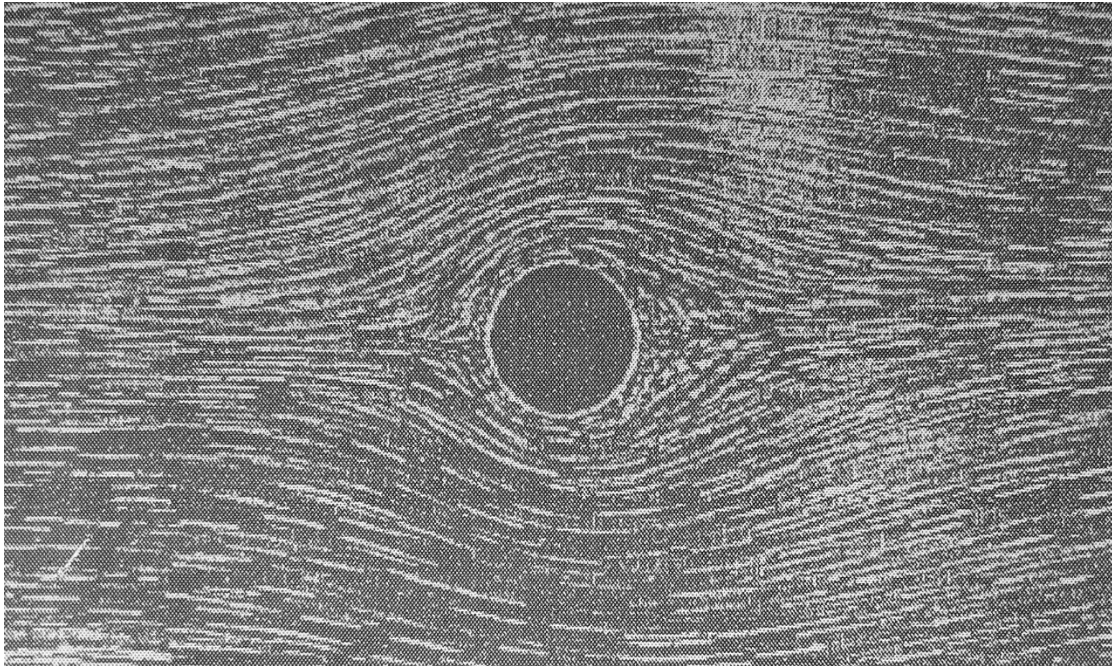


Figura 2.2: Flusso intorno a corpo cilindrico, $Re=3.8$.

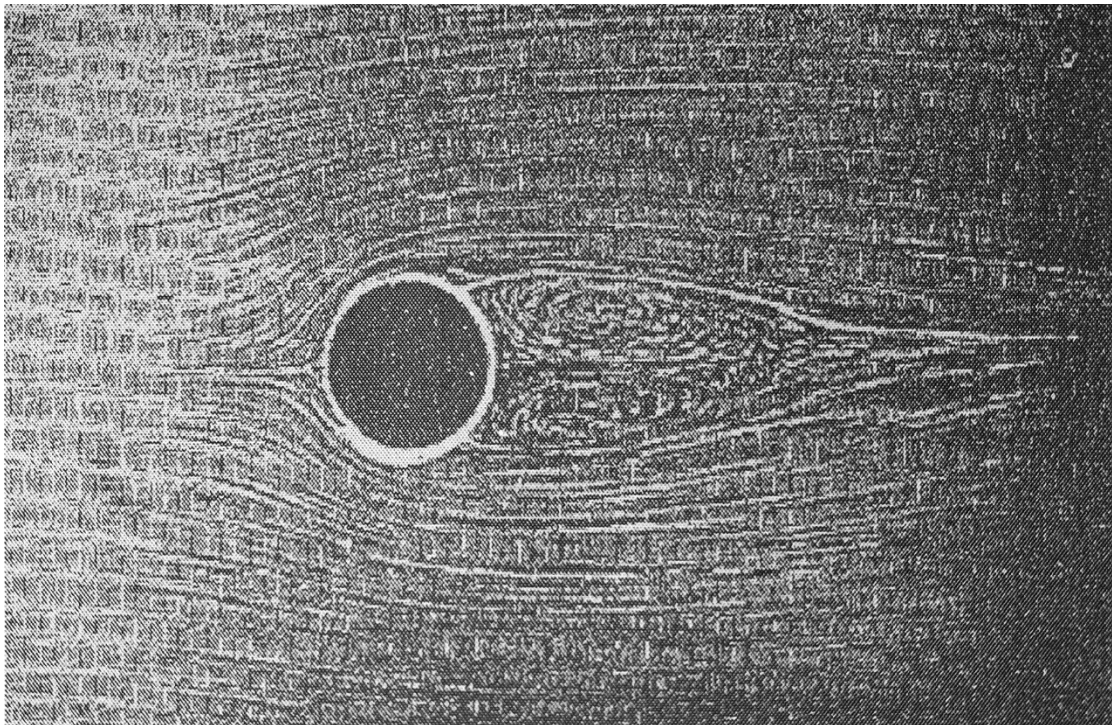


Figura 2.3: Creazione dei vortici, $Re=33.5$.

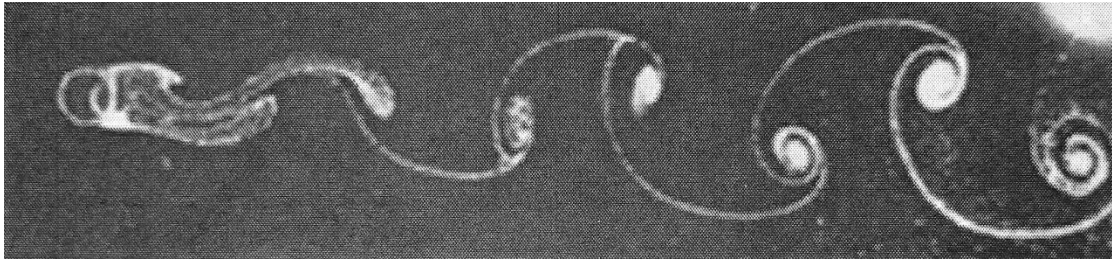


Figura 2.4: Creazione della scia ed esasperazione dei vortici, $Re=161$.

Caratteristiche del flusso turbolento

Gli aspetti principali del flusso turbolento sono: fluttuazioni spaziali e temporali di vorticità, alti livelli di dissipazione e diffusività ed estrema non linearità del moto.

Le fluttuazioni rendono il moto non stazionario e tridimensionale: sono irregolari, caotiche e non prevedibili. In un flusso turbolento si sono individuate varie strutture generate dalle fluttuazioni: le cosiddette *striature* (*streak*), regioni di concentrazione di sforzo (*strain region*), *vortici* (*swirl*) che si deformano, si uniscono, si dividono, ruotano per mutua induzione. Altre importanti formazioni sono gli *eddy*, ossia particelle fluide dotate di velocità angolare. Essi hanno dimensioni estremamente variabili: i più grandi hanno dimensioni paragonabili a quelle totali della regione turbolenta, e contengono la maggior parte dell'energia cinetica delle fluttuazioni turbolente, mentre i più piccoli, le cui dimensioni sono dipendenti dal Re (all'aumentare del Re si fanno più piccoli), sono i principali fattori del mescolamento di quantità di moto (ossia dei processi diffusivi) e, conseguentemente, dei processi dissipativi.

Significativo è anche il fenomeno del *vortex stretching*: l'energia cinetica è trasferita dai vortici di grande scala a quella di piccola scala in un processo chiamato *cascata inerziale*, finché i gradienti di velocità non sono abbastanza grandi da far dissipare l'energia a causa del mescolamento e della viscosità.

2.2 Equazioni di Navier-Stokes

Sono un insieme di equazioni che permettono di calcolare il campo di velocità \mathbf{U} e le quantità scalari ρ ed E (energia termica), da cui si possono calcolare tutte le altre variabili di un determinato flusso. Si presentano così:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U}) = 0 \quad (2.4)$$

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \mathbf{U} \cdot \nabla \mathbf{U} \right) + \rho \mathbf{f} = -\nabla p + \nabla \cdot \left[\mu (\nabla \mathbf{U} + \nabla \mathbf{U}^T) - \frac{2}{3} \mu (\nabla \cdot \mathbf{U}) \mathbf{I} \right] \quad (2.5)$$

$$\begin{aligned} \rho \left(\frac{\partial E}{\partial t} + \mathbf{U} \cdot \nabla E \right) = & -\nabla \cdot (p \mathbf{U}) + \\ & + \nabla \cdot \left\{ \left[\mu (\nabla \mathbf{U} + \nabla \mathbf{U}^T) - \frac{2}{3} \mu (\nabla \cdot \mathbf{U}) \mathbf{I} \right] \cdot \mathbf{U} \right\} + \\ & + \rho \mathbf{f} \cdot \mathbf{V} + \nabla \cdot (\kappa \nabla T) + Q_v \end{aligned} \quad (2.6)$$

dove t è il tempo, κ la conducibilità termica, \mathbf{I} la matrice identità, \mathbf{f} le forze di campo, Q_v le sorgenti di calore interne al campo.

2.3 Decomposizione di Reynolds

Seppur esistano le equazioni di N.S., attraverso le quali è possibile definire completamente un flusso, nel caso di moto turbolento esse risultano di difficilissima applicazione e risoluzione, data l'elevata aleatorietà delle grandezze.

Tuttavia, è possibile esaminare le caratteristiche di un moto turbolento da un punto di vista statistico, ossia considerando le sue quantità medie: infatti, mediamente, un flusso turbolento è scomponibile in moto medio delle particelle più fluttuazioni:

$$u_i(\mathbf{x}, t) = U_i(\mathbf{x}) + u'_i(\mathbf{x}, t) \quad (2.7)$$

In questo modo, otteniamo le *equazioni di Navier-Stokes mediate alla Reynolds*:

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0; \quad (2.8)$$

$$\rho U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_i} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\tau_{ij} - \rho \overline{u'_i u'_j}); \quad (2.9)$$

in cui $\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right)$ è lo sforzo viscoso associato al moto medio delle particelle, ed il termine $-\rho \overline{u'_i u'_j} = R_{ij}(\mathbf{x}, t)$ è il *tensore degli sforzi di Reynolds*, un termine che tiene conto degli effetti delle fluttuazioni sul moto medio, ovvero il trasferimento della quantità di moto totale lungo \hat{i} (o \hat{j}) sulla componente lungo \hat{j} (o \hat{i}). Generalmente si ha che $R_{ij} \gg \tau_{ij}$, tranne che nella regione vicina alla parete, dove le fluttuazioni turbolente sono praticamente nulle ed i gradienti di velocità alti, quindi gli sforzi viscosi prevalgono su quelli turbolenti.

2.4 Canale piano turbolento

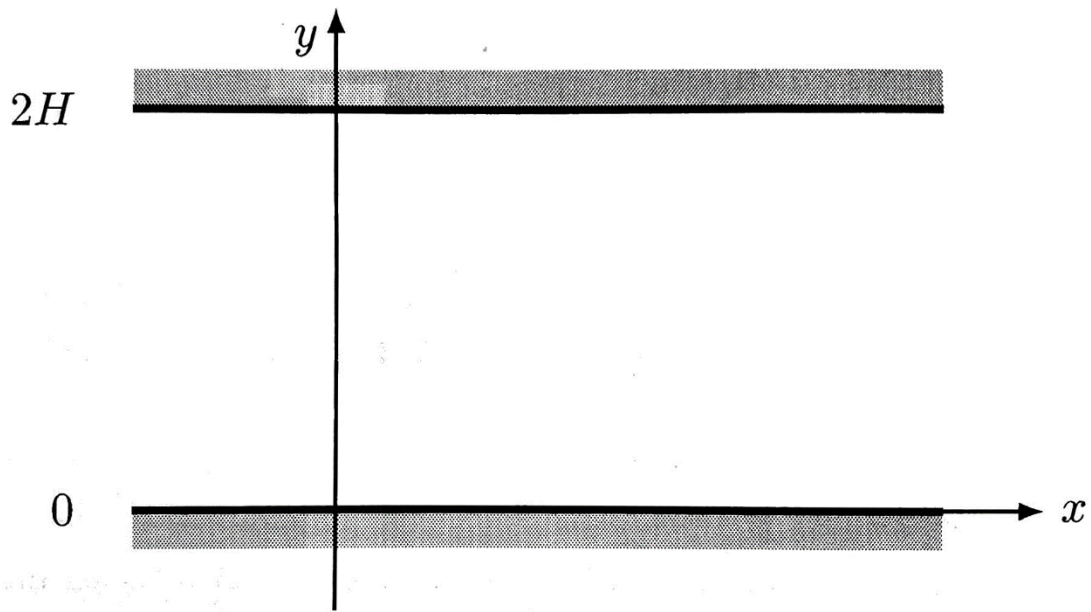


Figura 2.5: Canale piano in assi cartesiani.

Considero il caso piuttosto semplice di un canale piano in cui il flusso è turbolento, in modo da fare alcune considerazioni che varranno anche in altre situazioni, come quella del condotto rettilineo a sezione circolare, di interesse per la tesi.

Assumo che la turbolenza sia non omogenea solo lungo la direzione y , in modo che il moto sia statisticamente stazionario ed unidimensionale e le derivate lungo x , z e t siano nulle, poiché il moto medio del flusso dipende, appunto, solo dalla variabile y .

Applicando le condizioni al contorno, cioè che per $y = 0$ ed $y = 2H$ si abbia $U = V = 0$ (condizione di aderenza a parete) e $u' = v' = w' = 0$ (fluttuazioni nulle), le equazioni di N.S. mediate alla Reynolds si riducono a:

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} = \frac{d}{dy} \left(\overline{u'v'} - \nu \frac{dU}{dy} \right) \quad (2.10)$$

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} = \frac{d}{dy} \left(\overline{v'^2} \right) \quad (2.11)$$

Integrando la (2.11) lungo y , si trova che attraverso la sezione del canale $P + \rho v^2 = \text{cost.} = P_w$, ossia la pressione totale è costante; inoltre osservando la (2.10), visto che i due membri sono dipendenti da variabili diverse, ognuno dei due dev'essere costante, e quindi $\frac{dP_w}{dx} = \text{cost.}$, e si ricava che

$$-\frac{dP_w}{dx} = \frac{\tau_w}{H} \quad (2.12)$$

ossia la caduta di pressione lungo il canale è bilanciata dal gradiente degli sforzi viscosi a parete.

Introduco le variabili di parete adimensionali:

$$y^+ = \frac{y u_\tau}{\nu}; \quad U^+ = \frac{U}{u_\tau}; \quad \overline{u'v'}^+ = \frac{\overline{u'v'}}{u_\tau^2}$$

$$\text{con } u_\tau = \sqrt{\left| \frac{\tau_w}{\rho} \right|} \text{ velocità di attrito.}$$

Dunque, integrando la (2.10), ottengo:

$$\frac{dU^+}{dy^+} - \overline{u'v'}^+ = 1 - \frac{y^+}{Re_\tau} \quad (2.13)$$

in cui $Re_\tau = \frac{u_\tau H}{\nu}$, cioè la somma degli sforzi viscosi e turbolenti varia linearmente con $0 \leq y^+ \leq y H/\nu$ e si annulla nella mezzera del canale.

Da analisi sperimentali e analisi numeriche (DNS, direct numerical simulation) si è notato che il τ_w è rilevante solo vicino alla parete, per $y^+ \approx 1$, e trascurabile per $y^+ \gg 10$, dove domina lo sforzo turbolento. È quindi possibile suddividere il flusso in regioni abbastanza ben definite, a seconda degli sforzi prevalenti.

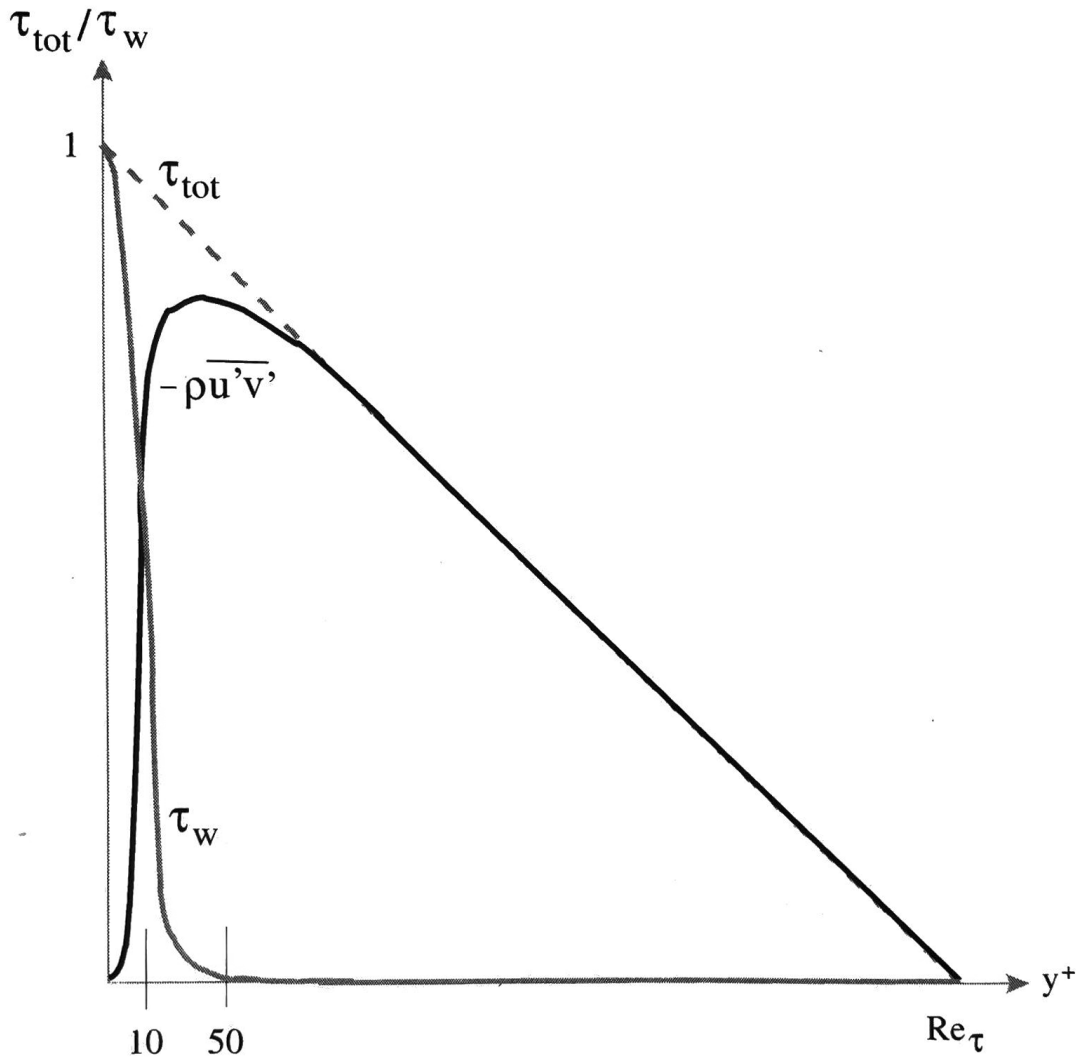


Figura 2.6: Prevalenza degli sforzi viscosi rispetto a quelli turbolenti.

Regione interna

È quella più vicina a parete, per cui $\frac{y^+}{Re_\tau} \ll 1$; di conseguenza, l'equazione (2.13) diventa

$$\frac{dU^+}{dy^+} - \overline{u'v'}^+ = 1 \quad (2.14)$$

ovvero, lo sforzo totale è costante ed uguale a τ_w .

Sottostrato viscoso

Regione in cui $y^+ \ll 10$; in questa zona si ha $\frac{dU^+}{dy^+} \gg \overline{u'v'}^+$ e quindi, dalla (2.13), si ottiene $\frac{dU^+}{dy^+} \approx 1$; integrando, otteniamo il profilo della velocità:

$$U^+ \approx y^+ \quad (2.15)$$

Zona logaritmica

Superato il sottostrato viscoso, ossia $\frac{y}{H} \cong 0.1$, lo sforzo turbolento diventa dominante: dalla (2.13) si ha che $-\overline{u'v'}^+ \approx 1$, ossia lo sforzo turbolento è circa costante. Otteniamo quindi una *legge logaritmica* per il profilo delle velocità:

$$U^+ = \frac{1}{\chi} \ln y^+ + B \quad (2.16)$$

dove χ è la costante di Von Kármán, ricavata sperimentalmente $\chi = 0.41$ e B una costante di integrazione, anch'essa ricavata empiricamente, $B = 5.2$.

Regione esterna

La legge logaritmica perde validità per $y^+ \gg 1000$. In questa regione si ricava la legge del difetto di velocità:

$$\frac{U_0 - U}{u_\tau} = F_D \left(\frac{y}{H} \right) \quad (2.17)$$

con $F_D \left(\frac{y}{H} \right) = \int_y^H \frac{1}{y} F_0 \left(\frac{y}{H} \right) dy$ che dipende dalla geometria del problema: F_D ed F_0 sono funzioni adimensionali di $\frac{y}{H}$.

Imponendo il raccordo tra la legge logaritmica e la legge del difetto di velocità, si ottiene che $F_I \left(\frac{y}{H} \right) = F_O \left(\frac{y}{H} \right) = \frac{1}{\chi}$. Integrando la legge del difetto, si ricava

$$\frac{U_0 - U}{u_\tau} = -\frac{1}{\chi} \ln \frac{y}{H} + B_1 \quad (2.18)$$

con B_1 che dipende dal tipo di corrente.

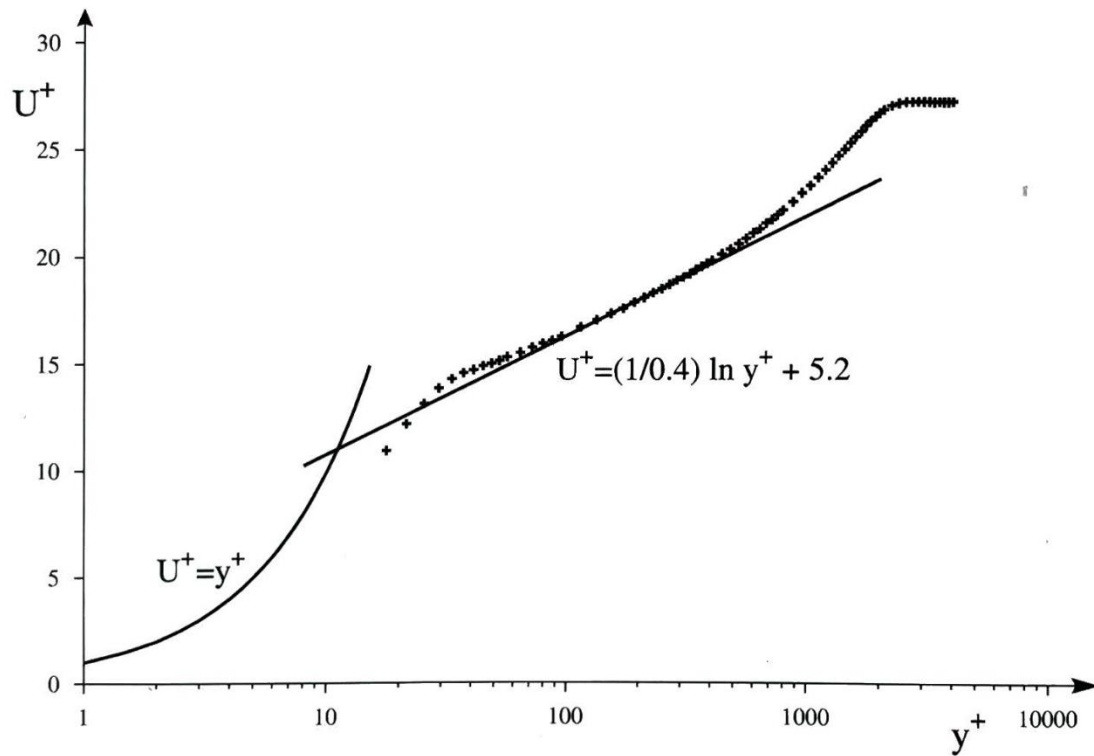


Figura 2.7: Profilo delle velocità al variare di y^+ .

2.5 Condotto rettilineo a sezione circolare

Le considerazioni effettuate fin ora nel caso di canale piano turbolento hanno carattere generale, e sono applicabili anche al caso di condotto rettilineo a sezione circolare costante, di particolare interesse per questa tesi.

Entrando nello specifico, considero un condotto di diametro d ($R = d/2$); visto che la velocità varia solamente al variare del raggio r , è sufficiente effettuare un cambio di variabile rispetto al caso del canale piano, ossia $y \equiv R - r$, in un sistema di riferimento con coordinate cilindriche, con asse z allineato con l'asse del condotto.

Allora, in questo caso, la velocità media del flusso sarà

$$U_m = \frac{1}{\pi R^2} \int_0^R (2\pi r U(r)) dr \quad (2.19)$$

Andando a modificare le relazioni (2.16) e (2.18) in modo da applicare il cambio di variabile, si ottiene

$$U^+ = \frac{1}{\chi} \ln(R - r)^+ + B, \quad (2.20)$$

$$\frac{U_0 - U}{u_\tau} = -\frac{1}{\chi} \ln\left(\frac{R - r}{R}\right) + B_1. \quad (2.21)$$

Facendo l'ipotesi che la legge del difetto di velocità (2.21) sia valida nell'intera sezione, per consistenza si dovrà avere $B_1 = 0$. Quindi, andando ad utilizzare la velocità media U_m nella relazione, si ottiene

$$\frac{U_0 - U_m}{u_\tau} \approx \frac{3}{2\chi} = 3.659, \quad (2.22)$$

in leggera discrepanza con il valore ottenuto sperimentalmente, ossia 4.07, che corrisponde ad una $\chi = 0.36$. Questa differenza è dovuta al fatto che si utilizza la velocità media, andando ad ignorare la regione logaritmica del profilo di velocità.

È possibile introdurre il *coefficiente di attrito*

$$c_f = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2}\rho U_0^2} = 2 \left(\frac{u_\tau}{U_0} \right)^2$$

e da esso ricavare il *coefficiente di resistenza* $\lambda \equiv 4c_f$ e, andando a combinare la (2.20) e la (2.21), ed utilizzando i valori numerici $\chi = 0.41$ e $B = 5.2$, si ottiene la *legge di attrito di Prandtl*:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 0.862 \ln(Re\sqrt{\lambda}) - 0.949$$

o, com'è riportata in letteratura,

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2.0 \log(Re\sqrt{\lambda}) - 0.8, \quad (2.23)$$

ossia con il logaritmo in base 10 ed i valori numerici leggermente modificati in base all'evidenza sperimentale.

Poiché questa forma della legge di attrito di Prandtl per tubi lisci risulta di applicazione particolarmente laboriosa, Blasius la riformulò, introducendo una nuova relazione basata anch'essa su dati empirici, per cui risulta

$$\lambda = 0.3164 \frac{1}{Re^{\frac{1}{4}}}. \quad (2.24)$$

3 CICLoPE

3.1 Perché CICLoPE?

Nonostante le equazioni dei flussi turbolenti siano note, riuscire a modellare un flusso ad alto Re rimane una delle più grandi sfide della fisica moderna. Ciò è dovuto al fatto che, anche con i supercomputer più potenti che abbiamo a disposizione ad oggi, le leggi del moto turbolento diventano impossibili da applicare in una simulazione numerica diretta oltre un certo valore del numero di Reynolds; inoltre, è difficile ottenere in laboratorio valori del numero di Reynolds sufficientemente alti per risolvere le questioni ancora aperte.

Ricordo che questo parametro fondamentale nel caso di un condotto rettilineo a sezione circolare, è così definito:

$$Re = \frac{\rho UR}{\mu}$$

dunque, per ottenere un alto valore in condizioni di laboratorio ci sono varie strade: aumentare la velocità U , ma si rischia di incorrere negli effetti di *compressibilità* del fluido e rovinare gli esperimenti; aumentare la densità ρ andando a comprimere il gas, incrementando il rischio di perdite; aumentare la dimensione dell'esperimento, ossia il raggio R del condotto, a patto di avere una struttura sufficientemente larga, in grado di ospitare il condotto e l'attrezzatura sperimentale; diminuire la viscosità μ , possibile entro certi limiti abbastanza stringenti, in quanto è una proprietà fisica del fluido.

La via più semplice e sicura è quella di incrementare il raggio del condotto; da questa necessità nasce **CICLoPE**, ovvero *Center for International Cooperation in Long Pipe Experiments* (ovvero *centro per la cooperazione internazionale negli esperimenti in condotti lunghi*), ossia un'iniziativa promossa da vari studiosi, tra cui Alessandro Talamelli e Gabriele Bellani dell'Università di Bologna e

Henrik Alfredsson del Royal Institute of Technology di Stoccolma, mirata a creare un laboratorio con una struttura di larga scala. CICLoPE si distingue dagli altri esperimenti sui flussi turbolenti innanzitutto per le dimensioni dell'infrastruttura sperimentale, ma anche per l'approccio diverso alla ricerca nel suo campo: la norma è avere solo un laboratorio e un piccolo gruppo di ricercatori, mentre in questo caso sono impegnati svariati scienziati provenienti da atenei di tutta Europa.

Un buon esperimento ad alti Reynolds

Entrando più nello specifico, cosa si intende per un numero di Reynolds *alto*? Quali sono le velocità e le dimensioni appropriate?

Abbiamo visto come, in un flusso turbolento a parete, vi siano regioni distinte: una interna, in cui il comportamento del fluido è governato dalla viscosità, ed una esterna, in cui gli sforzi turbolenti diventano predominanti. In un buon esperimento, queste zone sono distinte e ben definite.

Come lunghezza di riferimento, per la regione interna è possibile definire la *scala di viscosità*

$$l_* = \frac{\nu}{u_\tau}; \quad (3.1)$$

invece per la regione esterna un buon riferimento può essere lo stesso raggio R del tubo.

Il rapporto tra le due scale sarà quindi

$$R^+ = \frac{R}{l_*} = \frac{R}{\frac{\nu}{u_\tau}} = \frac{u_\tau R}{\nu} = Re_\tau$$

ossia il numero di Reynolds definito utilizzando la velocità di attrito u_τ .

Quindi, una risposta alla domanda precedente, è che R^+ dev'essere una buona definizione del numero di Reynolds, ossia un valore sufficientemente vicino a quello reale.

Riguardo la prima domanda, è difficile rispondere rigorosamente, ma è possibile effettuare delle considerazioni.

Si è osservato come, nei flussi turbolenti, esista una zona di raccordo tra la regione interna e quella esterna, in cui il profilo di velocità è ben definito dalla legge logaritmica. C'è un'importante evidenza sperimentale (Österlund et al 2000) secondo la quale la zona logaritmica inizia a circa $y^+ = 200$ e continua fino ad approssimativamente $0.15R^+$. Tuttavia, per avere una buona separazione delle scale, è preferibile che questa zona si estenda per almeno una decade di y^+ , ossia fino a $y^+ = 2000$, che ci porta ad un valore di R^+ di almeno $1.33 \times 10^4 (= 2000/0.15)$.

Inoltre, per avere un buon range di Re , affinché si possa studiare il comportamento alle diverse scale, serve che il Re massimo sia almeno tre volte quanto il minimo, ossia deve variare tra 1.33×10^4 e 4×10^4 circa. Quindi, $R^+ = 4 \times 10^4$ dovrebbe provvedere un buon intervallo di Re ed un'estensione sufficiente della zona logaritmica.

È inoltre importante considerare la grandezza delle sonde: gli anemometri a filo caldo più piccoli in produzione hanno una lunghezza del sensore di $120 \mu\text{m}$, ed è ormai ben stabilito che se questa lunghezza supera i $10l_*$ potrebbero presentarsi effetti di mediazione spaziale e conseguente filtrazione delle fluttuazioni di velocità più piccole. Dunque, c'è un limite per la scala di viscosità di circa $12 \mu\text{m}$ e, date le precedenti considerazioni ($Re = 40000$), si calcola un valore del raggio del condotto di 0.48 m , ossia un diametro $D = 0.96 \text{ m}$.

Infine, secondo Zagarola & Smits (1998), è necessaria una lunghezza del condotto di almeno $100D$ per avere un flusso completamente sviluppato con questi numeri di Reynolds, quindi è possibile calcolare anche la lunghezza minima del condotto, ossia almeno 100 m .

Campi di ricerca

Una struttura di così larga scala, con una buona separazione tra le varie zone del flusso, permette di esplorare alcuni fenomeni che risultano essere ancora poco chiari.

Ad esempio, il trasferimento di energia tra gli eddy di piccola scala e quelli più grandi: non è chiaro come funzioni l'accoppiamento tra le strutture vicine alla parete e quelle della regione esterna, nonostante questo fenomeno sia stato confermato anche dalle DNS. La separazione tra le regioni è fondamentale, in quanto uno strumento matematico che permetterebbe di risolvere questa questione è il bilancio di energia cinetica scala per scala.

Più in generale, è possibile studiare in che misura le varie scale contribuiscano al bilancio di energia del flusso: in particolare, essendo l_* sufficientemente grande da non avere problemi di mediazione spaziale, è finalmente possibile osservare più precisamente le strutture più piccole.

Un altro esempio è lo studio della costante di Von Kármán e la costante B della legge logaritmica, e della costante C della legge di attrito di Prandtl: tutti i modelli si basano sul fatto che questi valori siano universalmente, appunto, costanti, ma si sono osservate variazioni dei valori numerici in vari esperimenti; essendo queste relazioni semi-empiriche CICLoPE potrebbe giocare un ruolo importante nella ridefinizione di questi parametri. In effetti, si sospetta che essi siano dipendenti dal numero di Reynolds, in quanto si è osservata una variazione delle "costanti" fino a Re dell'ordine di 10^5 , ma non si è ancora ricavata una correlazione rigorosa e degli studi con flussi ad alti Re risultano necessari.

3.2 La struttura

Per ospitare l'infrastruttura sperimentale sono stati individuati due tunnel nel comune di Predappio (FC). Essi furono scavati durante la seconda guerra mondiale dalla Caproni, un'azienda produttrice di aeroplani, in modo da non interrompere la produzione anche in caso di bombardamenti oltre che per offrire riparo alla popolazione della cittadina. Dopo la guerra l'azienda ha chiuso i battenti ed i tunnel sono diventati proprietà dell'Aeronautica Militare italiana, che nel 2006 li ha donati all'Università di Bologna, specificatamente per CICLoPE.

È stato scelto proprio questo sito innanzitutto per le dimensioni (sono tra i tunnel più lunghi in Europa) e perché disponibile sin da subito (erano infatti in stato di abbandono prima che CICLoPE se ne facesse carico), ma anche per il bassissimo livello di interferenze esterne: si trova sotto una collina, lontano da grandi centri abitati e strade trafficate, quindi il livello di rumore e vibrazioni è praticamente nullo, così come le interferenze elettromagnetiche.

Delle due gallerie, entrambe lunghe 130 metri per 9 di diametro, ne è utilizzata soltanto una, la quale è divisa in due piani, perfetta per il *Long Pipe*.

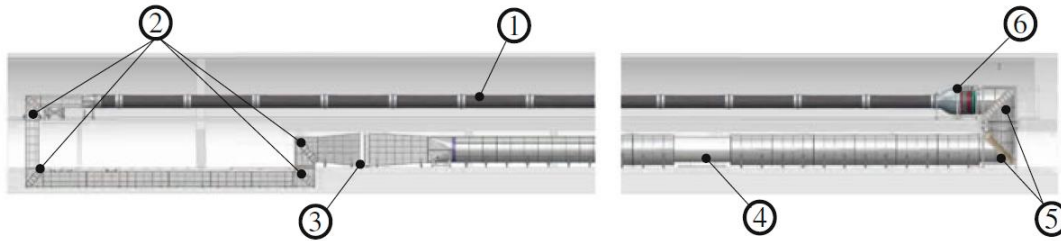


Figura 3.1: Schema della *Long Pipe*: 1 Il condotto in fibra di carbonio. 2 Angoli espandenti a sezione rettangolare. 3 Scambiatore di calore. 4 Insieme dei fan. 5 Angoli a sezione circolare. 6 Camera d'assestamento.

Il condotto è molto simile ad una galleria del vento a circuito chiuso, il che permette di controllare con precisione le caratteristiche del fluido, operante a pressione ambiente. La grande differenza con una normale galleria del vento, oltre la lunghezza, è che il condotto stesso è la sede degli esperimenti, senza una camera di prova.

L'intera struttura è lunga circa 120 metri, di cui il condotto sperimentale, posizionato al piano superiore, ne occupa 110.80, per 0.90 m di diametro interno; il rapporto L/D che ne risulta è circa 123. È costituito da ventidue elementi cilindrici in fibra di carbonio lunghi 5 metri ciascuno, giunti alle estremità attraverso delle flange per assicurarne l'allineamento assiale. Questo è inoltre assicurato da elementi di supporto a tre gradi di libertà, combinati con un sistema di misurazione ottica ad alta precisione (Leica TS50). Ogni elemento ha quattro fori radiali da 150 mm, per permettere l'accesso a degli eventuali strumenti di misura.

I moduli sono stati prodotti con la tecnica del filament-winding, che ha permesso di avere una precisione del diametro di ± 0.2 mm ed una ruvidità superficiale $k_{rms} < 0.1 \mu\text{m}$ ($k_{rms}/l_* < 0.01$). Questi due parametri sono critici, e vi erano delle tolleranze di progetto. Per il diametro, è fondamentale che non ci siano variazioni brusche lungo il condotto; osservando gallerie del vento con flusso di alta qualità, come la *Minimum Turbulence Level* del *KTH* di Stoccolma o quella alla *National Diagnostic Facility* dell'*Illinois Institute of Technology* di Chicago, si è notato che hanno basse variazioni della velocità media, $\Delta U/U_0$ è dell'ordine dello 0.2%. Quindi si ha

$$\frac{\Delta U}{U_0} = \frac{\Delta S}{S} = 2 \frac{\Delta D}{D}$$

dove S è l'area della sezione del condotto e D il suo diametro. Quindi, per avere una qualità del flusso simile, per un diametro di 0.90 m, si ottiene

$$\Delta D \leq \frac{\Delta U D}{U_0 2} = 0.90 \text{ mm} \gg 0.2 \text{ mm}.$$

Per la ruvidità invece, è necessario che la superficie sia idrodinamicamente liscia, ossia $k_s < 3.5 l_*$. Per una superficie levigata, $k_s/k_{rms} \cong 3$. Essendo in questo caso, come visto precedentemente, $l_* = 10 \mu\text{m}$, si ricava $k_{rms} < 12 \mu\text{m} \gg 0.1 \mu\text{m}$.

Dopo il *Long Pipe*, vi è la sezione di test, lunga 1.50 m, che oltre a vari sensori è trasparente, in modo da permettere misure come la *Particle Image Velocimetry* e il *laser Doppler anemometer*. Tuttavia, grazie alla flessibilità dei giunti, è possibile sostituirla a seconda delle esigenze dell'esperimento.

Continuando a seguire il percorso del flusso (quindi in senso antiorario nella figura 3.1) si incontrano: un adattatore che trasforma la sezione da circolare a rettangolare, un tratto divergente lungo 3 metri in cui il flusso inizia ad espandersi, con rapporto di espansione 1.39, un primo angolo che dirige il condotto verso il basso, un'altra sezione divergente, che espande il flusso di 1.54 volte in 3.44 m, ed un secondo angolo a 90°. Giunto al piano inferiore del tunnel, in un primo momento il condotto va al di sotto del pavimento, in modo da permettere l'accesso alla struttura, per poi tornare sopra il pavimento attraverso due angoli ad "S". In questi primi quattro angoli il flusso si espande, e di conseguenza rallenta, con un rapporto di espansione di, rispettivamente, 1.08, 1.16, 1.34 e 1.26. A questo punto, si incontra un altro piccolo diffusore, subito prima dello scambiatore di calore.

Lo scambiatore permette di controllare la temperatura del flusso con una precisione di ± 0.1 °C. Per farlo, si è dovuto progettare il più

grande possibile, e le massime dimensioni permesse dal tunnel erano $2.3 \times 2.7 \text{ m}$ (6.2 m^2). Le grandi dimensioni permettono anche di rallentare il flusso il più possibile, minimizzando la perdita di carico nell'elemento e massimizzando lo scambio di calore; perciò, nello scambiatore, si hanno perdite di solo 230 Pa alla portata massima, per una capacità termica totale di 340 kW , ossia la massima potenza permessa alla ventola. Questo permette di avere una temperatura di 15 °C alla massima velocità.

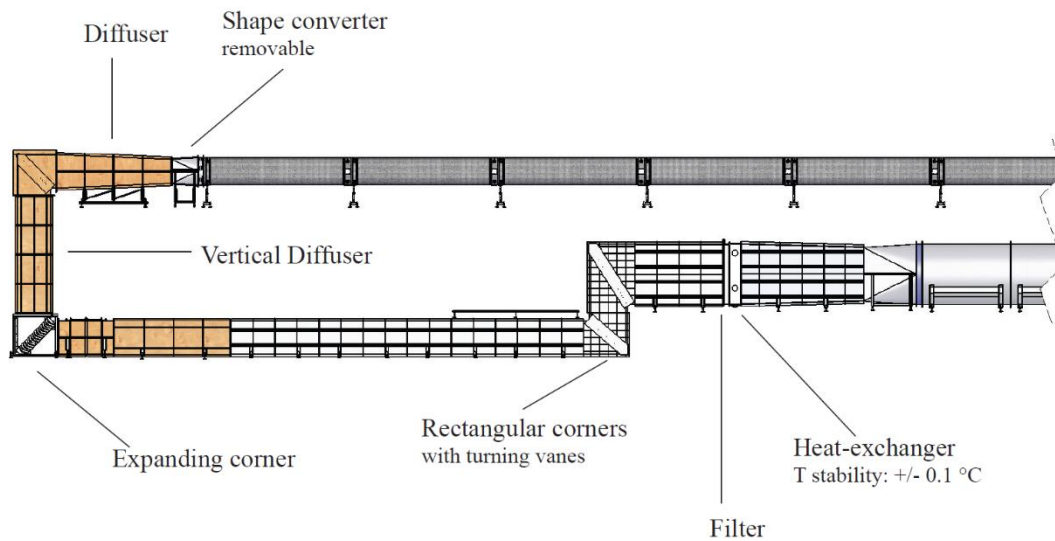


Figura 3.2: Dettaglio della prima parte del *Long Pipe*.

Proseguendo, subito dopo lo scambiatore si ha un tratto convergente, poi un altro adattatore, che riporta la forma della sezione da rettangolare a circolare, come rimarrà per il resto del circuito. Successivamente, vi è il lungo condotto di ritorno, ed infine, qualche metro prima che il condotto torni su, l'insieme delle ventole. È una girante palettata assiale a due stadi, ognuno composto da due fan controrotanti da 1.80 m di diametro, per una lunghezza totale di 4.20 m, con una portata massima di 38 m³/s a 1100 RPM, che corrisponde ad una velocità di 60 m/s nella sezione di test; è capace di fornire un incremento di pressione di 6500 Pa, che corrisponde ad una stima molto generosa della perdita di carico in tutto il condotto. Ogni rotore ha 11 pale fatte di alluminio estruso. È azionato da due inverter da 200 kW della Rockwell Automation capaci di sincronizzare entrambi i motori e di regolare i giri al minuto con una precisione dello 0.001%. Nonostante l'ottimo isolamento che provvede la collina sotto cui è scavato il tunnel, per minimizzare il rumore elettromagnetico si è fatta molta attenzione al sistema di distribuzione dell'elettricità: gli inverter sono in una gabbia di Faraday, che ne assicura il totale isolamento, e i cavi che li collegano ai motori, nonostante siano schermati, sono protetti da tubi di acciaio spesso 3 mm.

Prima e dopo il fan, per 20 metri le pareti sono rivestite di materiale fonoassorbente, in modo da ridurre il rumore dello stesso e di smorzare l'effetto di scia delle ventole prima degli ultimi due angoli, a sezione circolare, gli unici in cui il flusso non viene espanso, che riportano il condotto al piano superiore.

Infine, subito prima del condotto principale, vi è una camera di assestamento del flusso, in cui sono presenti vari elementi manipolatori, ossia un raddrizzatore di flusso a nido d'ape e quattro reti con maglia via via più piccola: il compito di questi strumenti è uniformare la velocità del flusso ed allinearla con il condotto.

Dopo questa camera c'è un piccolo adattatore, ossia un tratto convergente con rapporto di contrazione di 4:1 (il massimo che era possibile inserire nello spazio rimanente) che riporta il condotto al diametro della *Long Pipe*.

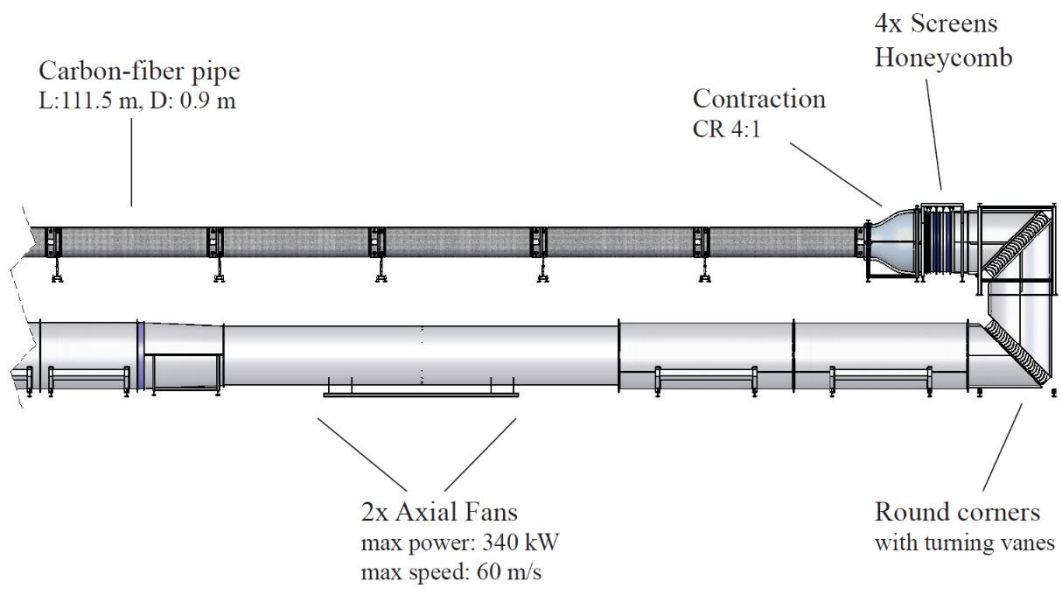


Figura 3.3: Dettaglio della seconda parte della *Long Pipe*.

4 Esperimenti

4.1 Stato dell'arte

Prima del *Long Pipe* del progetto CICLoPE, i più importanti dati sperimentali per flussi ad alto numero di Reynolds in condotto a sezione circolare che erano disponibili provenivano principalmente dalle simulazioni numeriche e dalla *SuperPipe* dell'Università di Princeton. Tuttavia, i risultati sono incompleti o imprecisi e a volte incongruenti: le DNS, nonostante siano in grado di calcolare completamente il tensore degli sforzi di Reynolds, sono limitate in quanto arrivano massimo ad un $R^+ \sim 3 \times 10^3$; il *SuperPipe* invece, nonostante arrivi a numeri di Reynolds molto alti, sino a 3.8×10^7 , ha dimensioni molto ridotte rispetto al *Long Pipe*, con un diametro interno di meno di 13 cm, rispetto ai 90 cm della struttura di CICLoPE, e risulta quindi molto semplice incorrere in problemi di mediazione spaziale e di bassa risoluzione per le formazioni turbolente di piccola scala, tanto che alcuni dati risultano in contrapposizione con quelli delle DNS.

Altri tentativi di raggiungere alti Re mantenendo dei buoni risultati sono il *CoLaPipe* della *Brandenburg University of Technology Cottbus-Senftenberg* in Germania, ed il *Hi-Reff* del *National Institute of Advanced Industrial Science and Technology* a Tokyo, Giappone; nonostante queste strutture permettano di arrivare ad un valore di $R^+ \sim 1.4 \times 10^4$ con una buona risoluzione, servono valori del Re ancora più alti, in quanto si è notato che per $R^+ \geq 2 \times 10^4$ si incontrano varie peculiarità del flusso. Qui entra in gioco la struttura di CICLoPE: a simili valori di R^+ ha una risoluzione spaziale migliore (ossia un l_* più grande) di circa un ordine di magnitudine rispetto agli altri esperimenti: è in grado di colmare il gap tra le strutture di larga scala ma a Re relativamente basso ed il *SuperPipe*, senza incorrere in problemi di mediazione spaziale o temporale seppur utilizzando strumenti di misura standard.

facility name location	CICLoPE Bologna	CoLaPipe Cottbus	Hi-Reff Tsukuba	Superpipe Princeton
length (m)	111.5	28	9	26
pipe diameter (m)	Ø0.900	Ø0.19	Ø0.10	Ø0.130
max (R^+)	40 000	14 000	14 000	100 000
ℓ_* [μm] at max(R^+)	11	7	3.5	0.6
ℓ_* [μm] at $R^+ = 5000$	90	19	10	12
medium	air	air	water	air
symbol in figure 1b)	□	▷	◇	○
reference	[32]	[30]	[4]	[14]

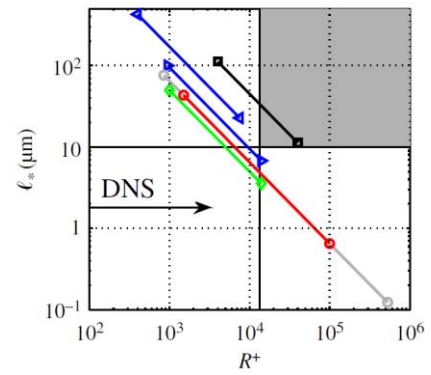


Figura 4.1: Confronto tra le principali strutture sperimentali.

4.2 Primi risultati di CICLOPE

Nell'ottobre del 2016 sono stati pubblicati i primi risultati sperimentali dalla *Long Pipe* di CICLOPE, ricavati da Örlü, Fiorini, Segalini, Bellani, Talamelli ed Alfredsson nell'ambito del progetto EuHIT (*European High-Performance Infrastructures in Turbulence*), ovvero un consorzio europeo che riunisce le principali infrastrutture per la ricerca sulla turbolenza in Europa, con lo scopo di unire le conoscenze e gli sforzi dell'intera comunità scientifica europea in questo campo.

Apparato sperimentale

Le misurazioni sono state effettuate nella sezione di test, ovvero gli ultimi 1.50 metri, ad $L/D \approx 122$, attraverso degli anemometri a filo caldo. Questi sono degli strumenti costituiti da due rebbi collegati tra loro da uno (si dirà *a filo singolo*) o due (si dirà *ad X*) sottili fili di metallo attraversati da una certa corrente: per effetto Joule i fili si riscaldano, ma il flusso d'aria che li lambisce tende a dissipare il calore accumulato, raffreddandoli. Tuttavia, il circuito elettrico a cui sono collegati cerca di mantenere il sensore ad una temperatura costante, quindi più potenza termica verrà dissipata, ossia più sarà veloce il flusso d'aria, più potenza elettrica sarà necessaria: c'è un rapporto di proporzionalità diretta tra la potenza elettrica richiesta e la velocità del flusso. È quindi necessario calibrare i sensori, in modo da stabilire la relazione tra la potenza consumata e la velocità dell'aria.

In questo caso, sono stati utilizzati degli anemometri ad X fatti su misura, con fili in platino da $2.5 \mu\text{m}$ di diametro per 0.7 mm e 0.6 mm di lunghezza (a seconda della posizione all'interno del condotto), oltre ad un anemometro commerciale a filo singolo Dantec 55P11 con

filo in tungsteno da $5 \mu\text{m}$ per 1.1 mm di lunghezza. La calibrazione dei primi è stata effettuata *ex situ* con un calibratore esterno Dantec Streamline 90H02, ed è stata rilevata la relazione tra voltaggio del sensore, velocità del flusso e la sua temperatura. Tutti i sensori sono controllati da un Dantec Streamline 90N10 in modalità “temperatura costante”, con una frequenza di campionamento di 60 kHz. La stabilità del flusso e della sua temperatura erano assicurate per la durata di ogni profilo di misura, ossia da 60 a 100 minuti, a seconda del Re (a Re più alto aumenta il tempo di misura).

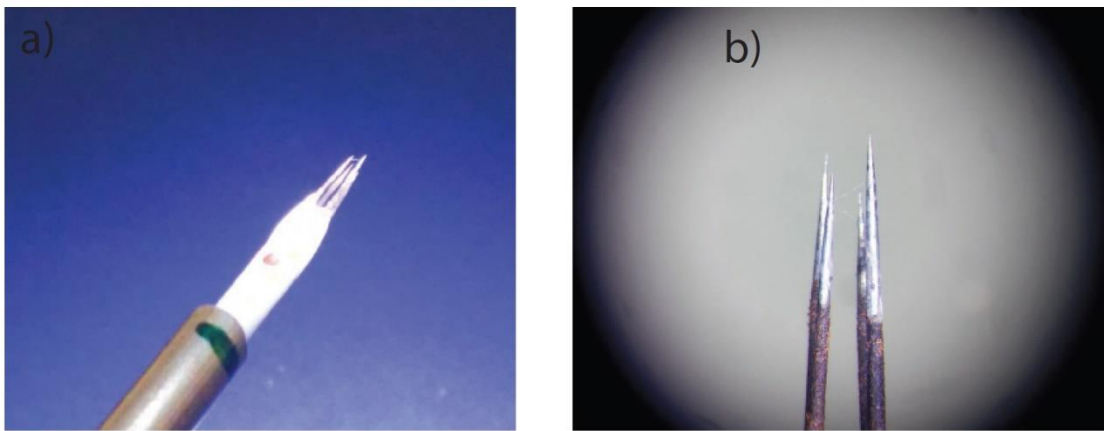


Figura 4.2: Dettaglio di un anemometro ad X.

Le sonde erano montate su delle strutture studiate per minimizzare l'interferenza aerodinamica e massimizzare l'accuratezza del posizionamento, composte da un profilo alare cavo capace di muoversi radialmente all'interno del condotto fino ad $y/R \approx 0.3$ (definita y la coordinata normale alla superficie), attraverso le porte di accesso da 150 mm presenti su ogni elemento del condotto stesso. Tutte le componenti della struttura sono esterne al condotto, tranne ovviamente il profilo alare ed il supporto del sensore; esse consistono in un motore passo-passo con una risoluzione di $10 \mu\text{m}$ ed un encoder lineare ottico Renishaw Tonic T100x con precisione di $0.5 \mu\text{m}$.

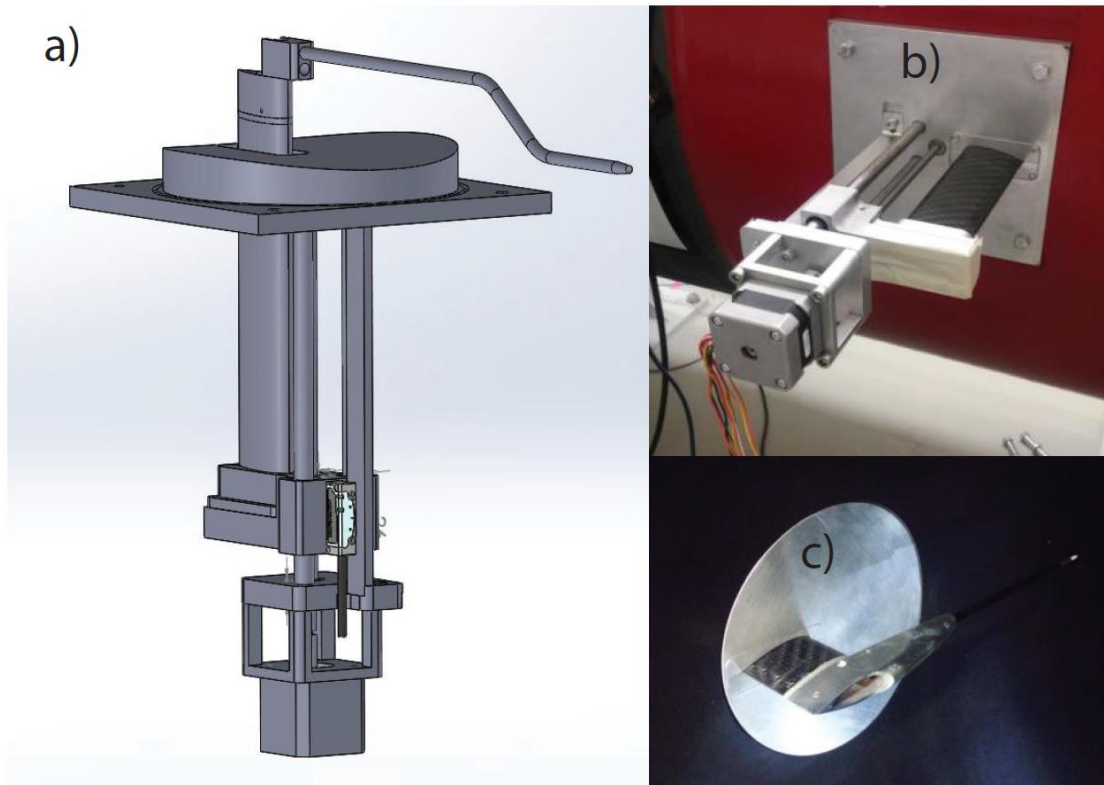


Figura 4.3: *a* Modello CAD della struttura a profilo alare. *b* Struttura vista dall'esterno del condotto. *c* Struttura vista dall'interno.

Tuttavia, erano presenti anche delle strutture più “ingombranti”, dette *traversanti globali*, che attraversavano il condotto diametralmente e permettevano di montare più sonde su un'unica struttura, ad ogni raggio del condotto. Il motore necessario a spostare le sonde era simile a quello utilizzato per la struttura più piccola; tutti questi *stepper* erano controllati da dei moduli National Instruments NI-9501.

La perdita di carico lungo il condotto è misurata con uno scanner digitale di pressione a 32 canali Initium, con un range di 2500 Pa; sono presenti per tutta la lunghezza del tubo delle prese di pressione da 1 mm di diametro distanti 1 metro l'una dall'altra, tuttavia sono state utilizzate solo quelle nei 30 metri precedenti la sezione di test, in quanto è stato rilevato che solo in quest'ultimo tratto il flusso può

esser considerato completamente sviluppato. Questa misura è necessaria per il calcolo degli sforzi τ_w e conseguentemente della velocità d'attrito $u_\tau = \sqrt{\tau_w/\rho}$: infatti, facendo l'equilibrio delle forze agenti su un volume di fluido contenuto in una sezione dx del condotto si ottiene

$$dp\pi R^2 = \tau_w 2\pi R dx ,$$

da cui

$$\tau_w = \frac{dp R}{dx 2} \quad (4.1)$$

La velocità all'asse centrale è misurata con dei tubi di Pitot collegati ad un trasduttore di pressione differenziale MKS Baratron 120AD, attraverso cui viene calcolata la velocità. La pressione statica e la temperatura nella sezione di test sono rilevate con un trasduttore di pressione assoluta MKS Baratron 120A ed un termistore PT 100: queste misurazioni sono necessarie a calcolare la densità dell'aria.

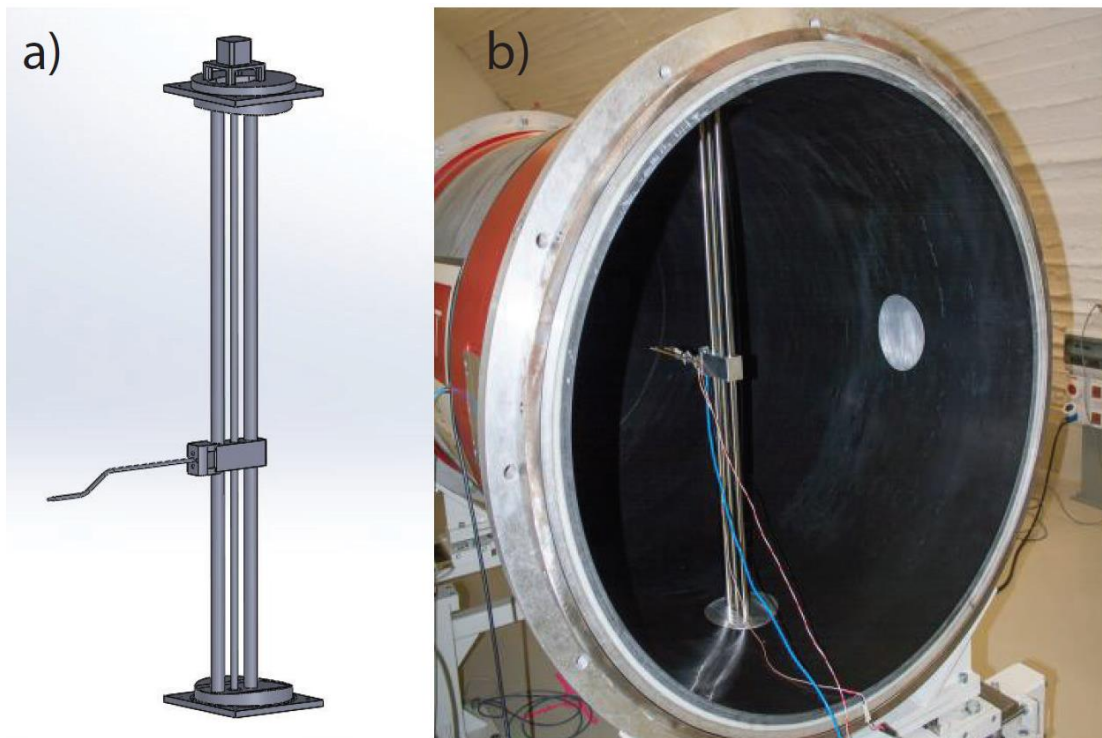


Figura 4.4: *a* modello CAD della struttura *traversante globale*. *b* struttura montata nella sezione di test.

4.3 Caratterizzazione del flusso

Sviluppo del flusso

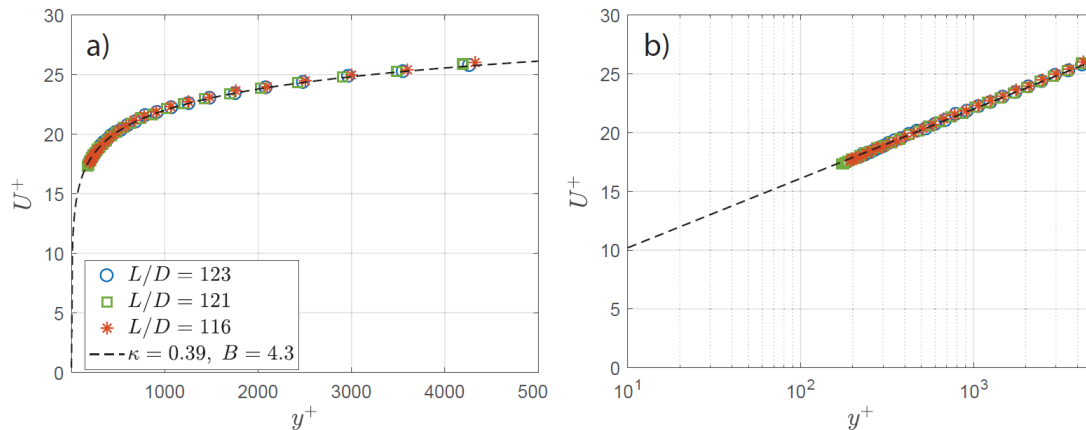


Figura 4.5: *a* U^+ in funzione di y^+ . *b* Grafico in scala logaritmica.

In figura è riportata la velocità U^+ in funzione della coordinata normale al condotto y^+ . La velocità era misurata con un tubo di Pitot da 0.5 mm di diametro montato sulla struttura a profilo alare, il che permetteva alla sonda di andare da circa 4 mm dalla parete fino ad un terzo del raggio del condotto. Sono state effettuate misure a diversi L/D vicini alla sezione di test, ovvero 116, 121 e 123, nel caso di $Re_\tau = 2 \times 10^4$. Non si osserva nessuna sostanziale differenza tra le tre misurazioni alle diverse stazioni: da ciò è possibile concludere innanzitutto che il flusso è già completamente sviluppato in questa regione e, fatto ancor più significativo, che il flusso nella sezione di test non è influenzato dal convertitore di forma e dal tratto divergente che la seguono.

Simmetria del flusso

Attraverso un Pitot montato sulla struttura traversante globale, in modo da avere un impedimento simmetrico, è stata misurata la velocità media \bar{U} , col fine di valutare la simmetria assiale del flusso. Sono state effettuate tre misurazioni a tre differenti numeri di Reynolds; i risultati sono mostrati in figura 4.6. Da questi dati, che rappresentano l'intervallo operativo della struttura, non risultano deviazioni rilevanti dalla simmetria assiale per tutte le velocità rilevate.

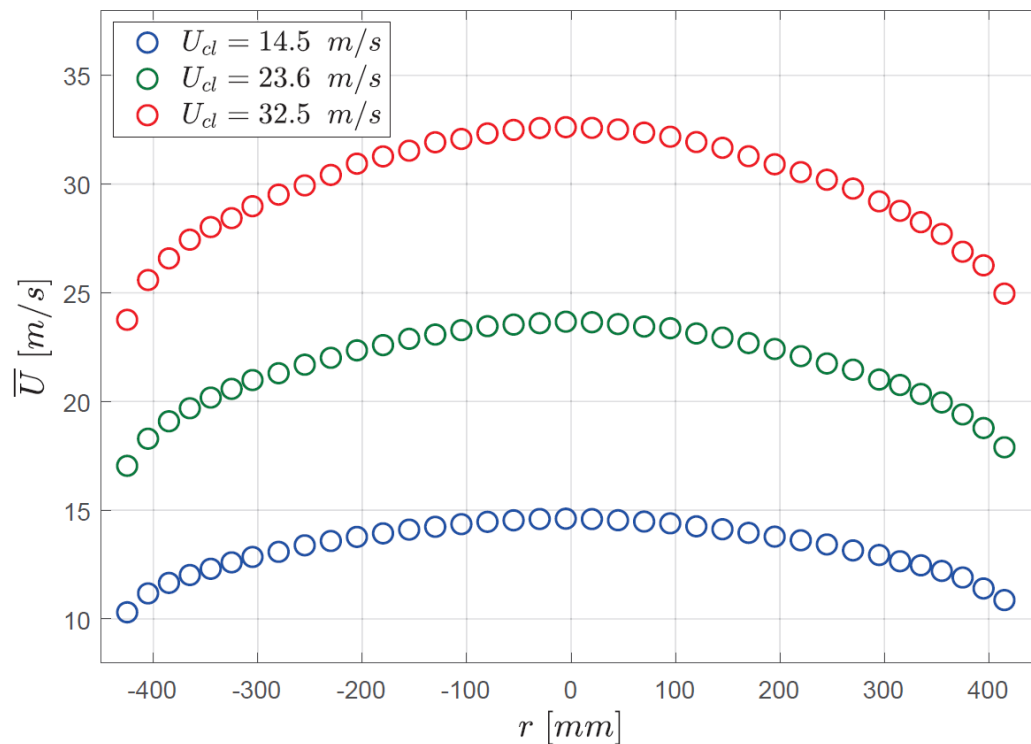


Figura 4.6: Velocità media in funzione del raggio.

Profilo della velocità media

In figura 4.7 sono riportati i profili delle velocità U^+ in scala logaritmica a vari Re_τ . Le misurazioni sono state effettuate attraverso anemometri a filo singolo e ad X montati sulla struttura a profilo alare, in modo da disturbare il meno possibile il flusso, ma con la limitazione spaziale di $y/R = 0.3$; la velocità media all'asse centrale, grazie a cui è possibile normalizzare le velocità rispetto alla u_τ , è stata misurata con un tubo di Pitot montato sull'altro tipo di struttura, quella traversa.

A parte per il Re più basso, per cui si ha una maggiore incertezza nella misura della velocità di attrito, i dati sono sufficientemente concordanti tra di loro.

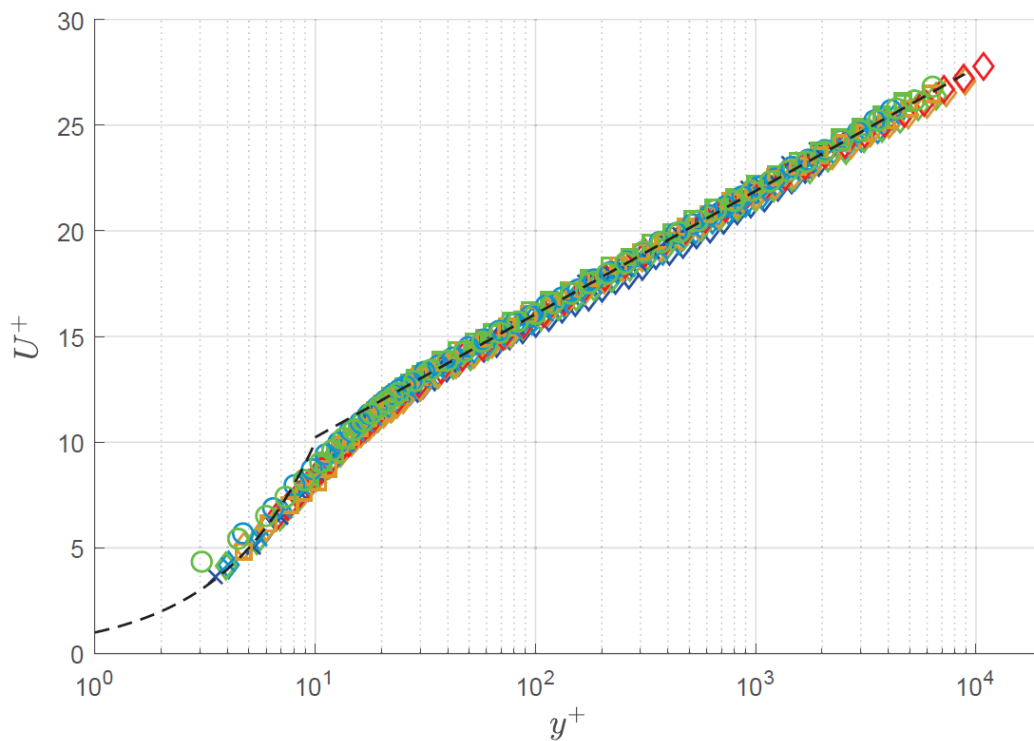


Figura 4.7: Profili delle velocità medie U^+ in funzione della y^+ .
Legenda nella tabella 4.1.

<i>probe</i>	L [μm]	d [μm]	L/d	U_{cl} [m/s]	u_τ [m/s]	Re_τ	l_* [μm]	L^+	T [s]	TU_{cl}/R	f [kHz]	<i>symbol</i>
3	250	1.25	200	6.38	0.226	6699	67.2	3.72	160	2265	60	◇
3	250	1.25	200	15.02	0.502	14768	30.5	8.19	140	4668	60	◇
3	250	1.25	200	24.27	0.786	22892	19.7	12.7	120	6464	60	◇
3	250	1.25	200	33.59	1.064	30969	14.5	17.2	100	7456	60	◇
3	250	1.25	200	41.37	1.294	37558	12.0	20.8	100	7346	60	◇
2	500	2.5	200	6.25	0.224	6510	69.2	7.2	160	2220	60	×
2	500	2.5	200	14.49	0.487	14458	31.2	16.0	140	4503	60	×
1	1000	5	200	14.62	0.490	14369	31.3	31.9	140	4544	60	○
1	1000	5	200	23.40	0.759	22220	20.3	49.3	120	6234	60	○
4	1100	5	220	24.25	.785	23049	19.5	56.3	120	6459	60	□
4	1100	5	220	33.58	1.063	31086	14.5	75.9	100	7455	60	□
5 (U-V)	700	2.5	280	6.31	0.222	6546	68.8	10.2	160	2240	60	▽
5 (U-V)	700	2.5	280	15.03	0.503	14696	30.6	22.8	140	4669	60	▽
5 (U-V)	700	2.5	280	24.22	0.782	22768	19.8	35.4	120	6452	60	▽
5 (U-V)	700	2.5	280	33.65	1.065	31184	14.5	48.4	100	7470	60	▽
5 (U-V)	700	2.5	280	41.45	1.294	37872	11.9	58.8	80	7361	60	▽
5 (U-W)	700	2.5	280	6.36	0.226	6649	67.7	10.3	160	2259	60	*
5 (U-W)	700	2.5	280	15.01	0.503	14697	30.6	22.8	140	4665	60	*
5 (U-W)	700	2.5	280	24.21	0.784	22603	19.9	35.1	120	6448	60	*
5 (U-W)	700	2.5	280	33.56	1.063	30692	14.7	47.7	100	7450	60	*
5 (U-W)	700	2.5	280	41.36	1.292	37311	12.1	58.0	80	7345	60	*

Tabella 4.1: Valori sperimentali misurati

È possibile calcolare le costanti della zona logaritmica, quella di Von Kármán e quella d'integrazione, interpolando con il metodo dei minimi quadrati il profilo delle velocità ottenuto nella regione $0.15R < y < 200l_*$, tuttavia si incorre in una grande incertezza, in particolar modo per le velocità più basse. Nonostante ciò, è possibile unire tutti i profili delle velocità per l'interpolazione, ottenendo la legge

$$\overline{U}^{z^+} = \frac{1}{0.399} \ln y^+ + 4.50 \quad (4.2)$$

Inoltre, confrontando questi risultati con quelli ottenuti dalla *SuperPipe* (Bailey et al 2014), si nota un trend simile nella dipendenza della χ da Re_τ , tuttavia, proprio a causa dell'incertezza, è impossibile stabilire una relazione rigorosa.

Anche nella regione esterna la legge del difetto di velocità segue un andamento logaritmico, con una legge

$$U_0^+ - U^+ = B_1 - \frac{1}{\chi} \ln \left(\frac{y}{R} \right) \quad (4.3)$$

con la peculiarità che la costante B_1 è vicina a zero.

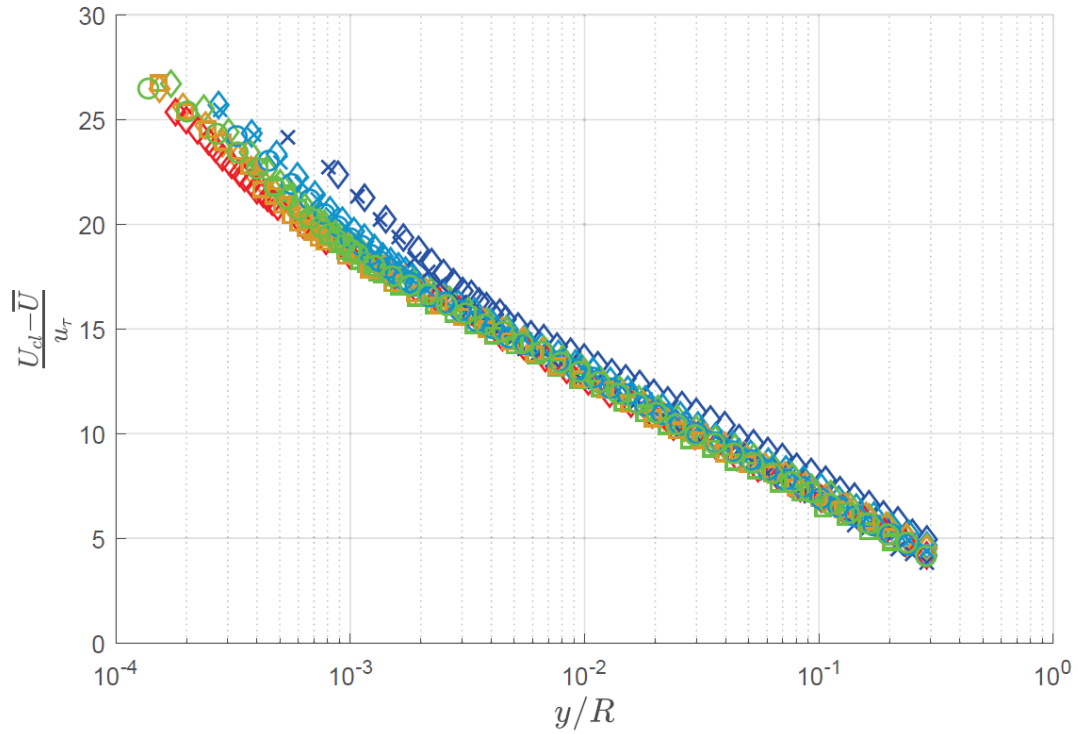


Figura 4.8: Difetto di velocità in funzione della y/R .

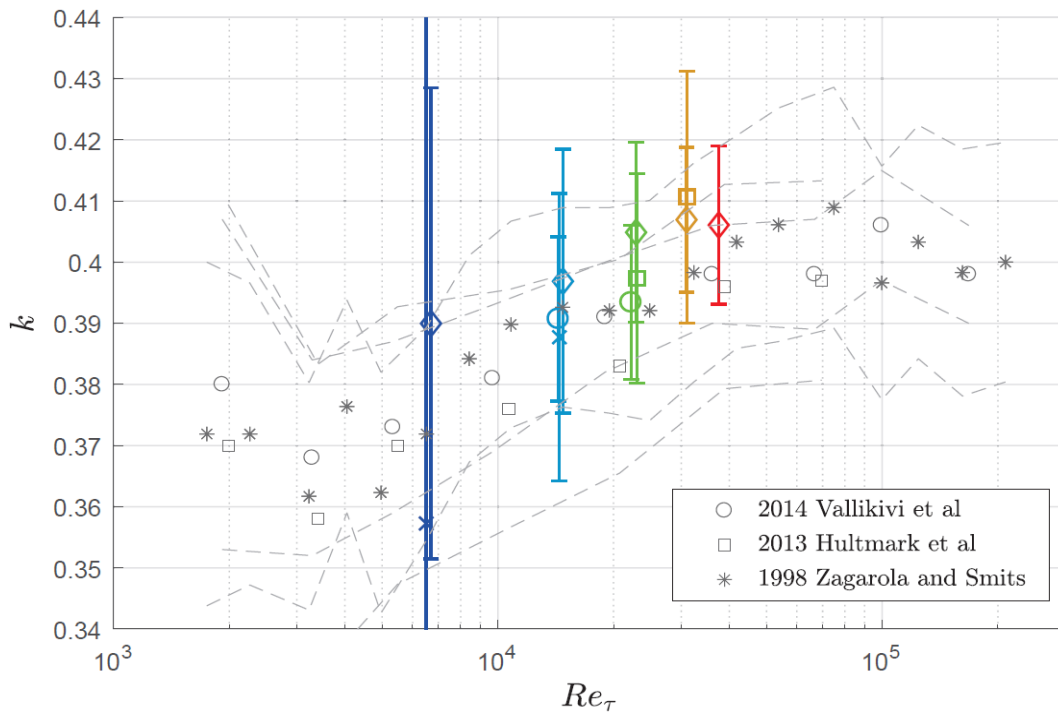


Figura 4.9: Valore della costante di Von Kármán (qui κ) in funzione del Re_{τ} : si nota un andamento simile ai risultati del *SuperPipe*. Le linee tratteggiate rappresentano l'incertezza.

Attrito a parete

Sapendo il valore del gradiente di pressione, si può utilizzare la (4.1) per calcolare lo sforzo a parete; conseguentemente si ricava la velocità d'attrito attraverso la sua definizione ed infine il Re_τ . Sommando membro a membro la (2.16) e la (2.21), ossia la legge logaritmica di velocità e la legge del difetto di velocità, si ottiene la cosiddetta relazione di attrito a parete:

$$U_0^+ = \frac{1}{\chi} \ln(Re_\tau) + B^* \quad (4.4)$$

dove si sono raggruppate le due costanti, $B^* = B + B_1$. In sostanza, quest'equazione lega direttamente la misura della velocità ad $r = 0$ e del gradiente di pressione alla costante di Von Kármán. In questa regione, nonostante dp/dx , u_τ ed U_0 rilevati da CICLOPE siano in sostanziale accordo con le relazioni ottenute dal *SuperPipe* (McKeon et al (2005)), risulta una discrepanza nel valore della costante di Von Kármán: mentre attraverso l'esperimento della Princeton University si era estrapolata la quantità 0.421, in questo caso, utilizzando lo stesso metodo di calcolo e mettendo insieme tutti i Re_τ a cui si è effettuata la misura in modo da ridurre l'incertezza, si è ottenuto $\chi = 0.437$, che è inoltre considerevolmente più alto del valore ottenuto nella regione logaritmica (0.399). Evidentemente, saranno necessari ulteriori studi per la definizione di questa costante.

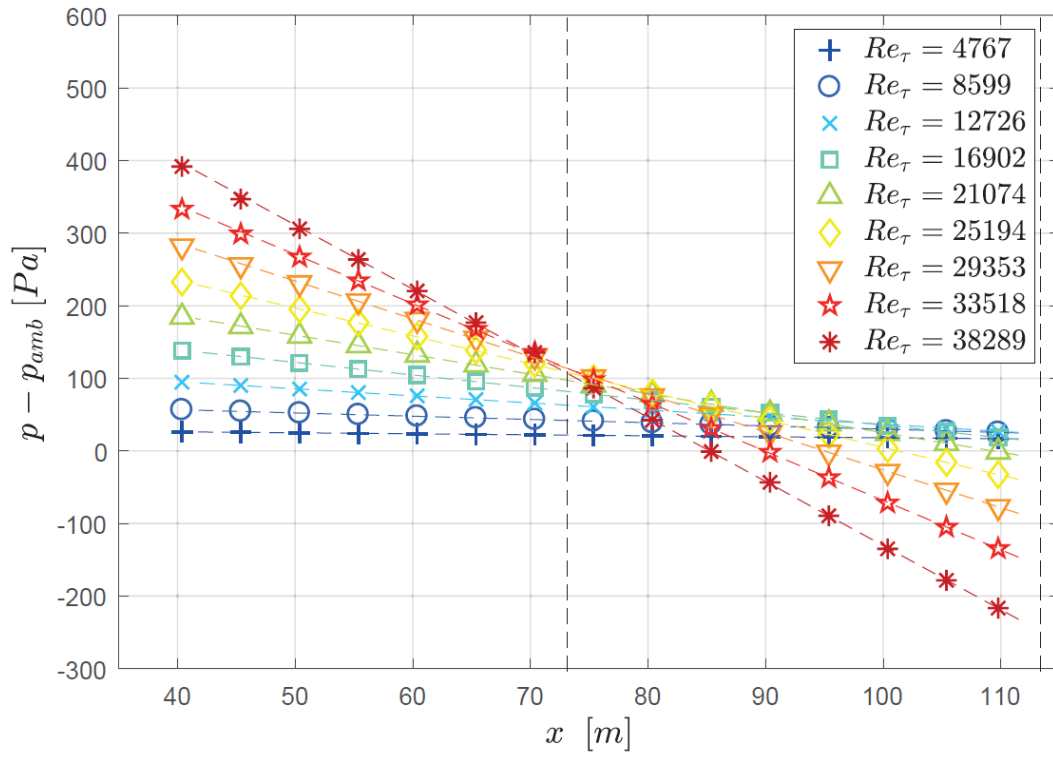


Figura 4.10: Pressione differenziale nel condotto, rispetto alla pressione ambientale, misurata per una serie di Re_τ .

4.4 Sforzi turbolenti

Componente lungo il flusso

È utile introdurre il concetto di varianza: data una distribuzione di un generico carattere X su una popolazione di n elementi, la varianza è la media aritmetica del quadrato della differenza dei valori dalla loro media μ_X :

$$\sigma_X^2 = \frac{\sum_i (x_i - \mu_X)^2}{n}$$

In sostanza, indica la variabilità del set di valori rispetto al loro valor medio. È necessario utilizzare questo valore nello studio dei flussi turbolenti, in quanto il valore medio delle fluttuazioni turbolente è sempre nullo. In pratica, la varianza rappresenta i valori diagonali del tensore degli sforzi di Reynolds, ossia le componenti normali dello sforzo turbolento.

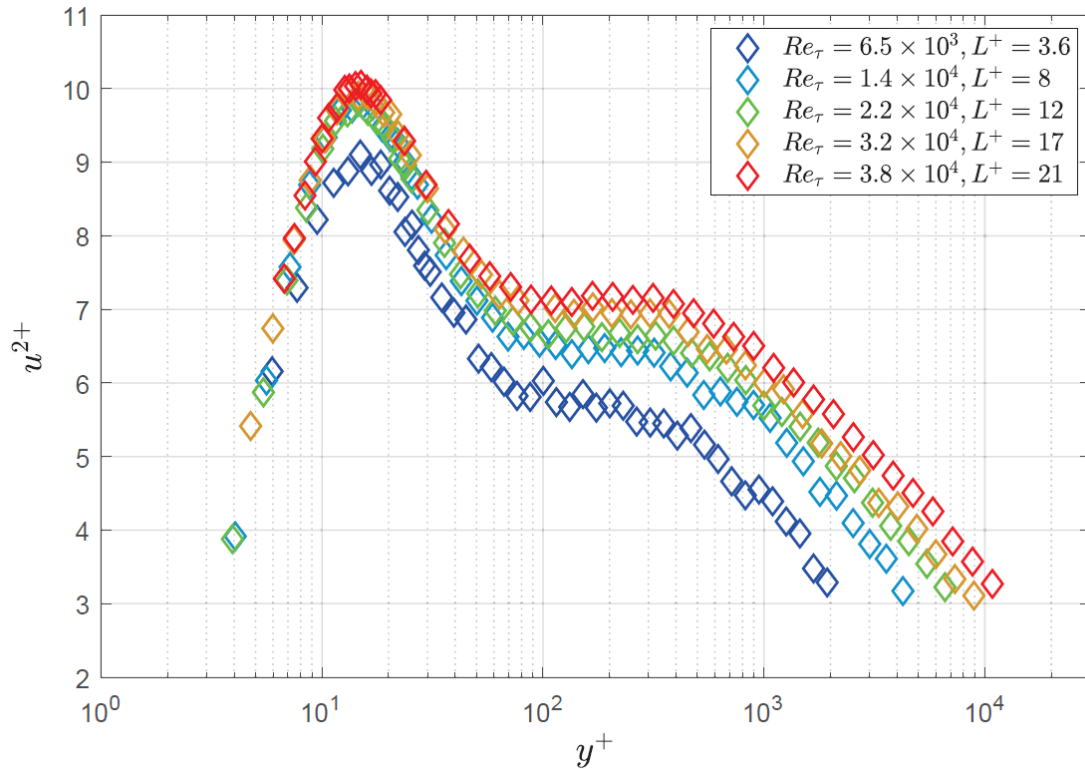


Figura 4.11: u^{2+} in funzione di y^+ .

In figura 4.11, sono riportati i valori della varianza delle fluttuazioni turbolente adimensionalizzata, $u^{2+} = \overline{u'^2}/u_\tau^2$, in funzione della distanza dalla parete, per tutto il range di numeri di Reynolds dell'esperimento.

Il primo picco si presenta ad $y^+ \approx 15$ consistentemente per tutti i Reynolds considerati. Si nota come l'ampiezza del picco aumenti con l'aumentare del Re , seguendo il comportamento dei flussi turbolenti in canale, ma in contrasto con i risultati ottenuti dal *SuperPipe*, dove si era osservata (Hultmark et al. (2010, 2012)) una sostanziale indipendenza dal Re .

Nel *SuperPipe* si era osservato (Vallikivi et al. (2011); Morrison et al. (2004); Hultmark et al. (2010, 2012, 2013)) un secondo picco di varianza, che per queste misurazioni è presente molto tenuamente solo per il Re_τ più alto, mentre per i Re_τ inferiori si tratta di un semplice plateau. Tuttavia, confrontando questi risultati con quelli

del *SuperPipe*, vi è un ottimo accordo riguardo la posizione del secondo picco, ricavata da Vallikivi et al. (2015b) ad $y_{II}^+ \approx 0.23Re_\tau^{0.67}$.

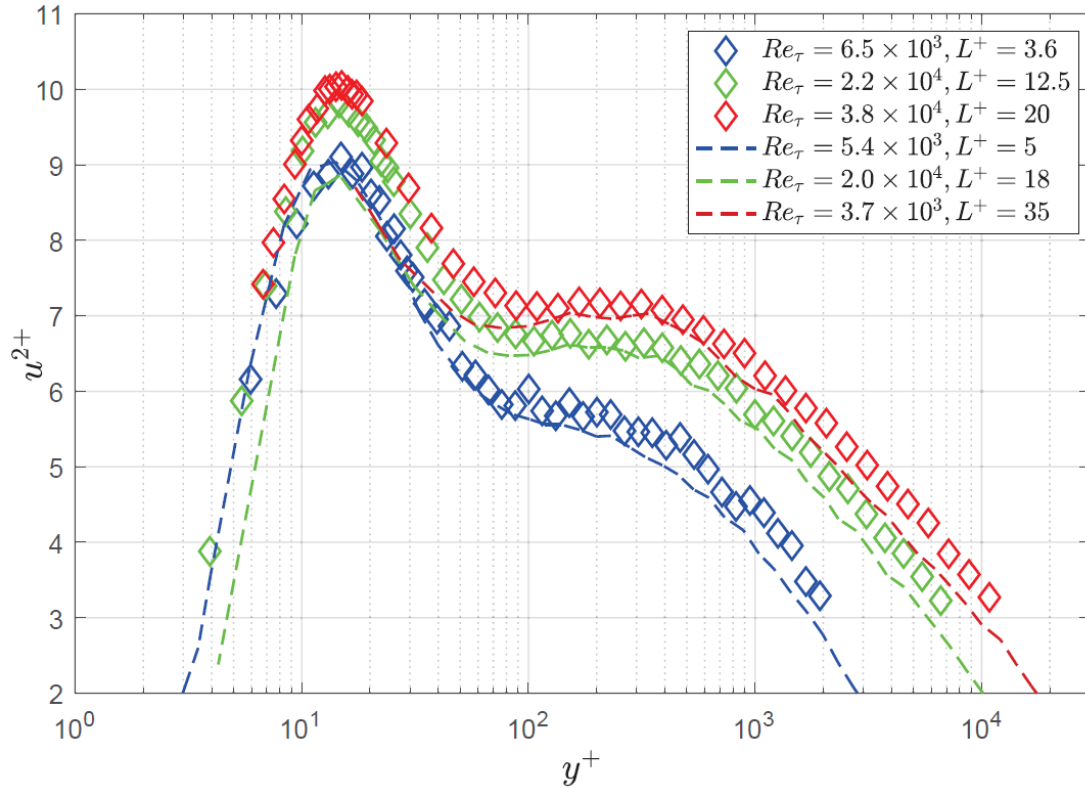


Figura 4.12: Paragone tra i risultati del *SuperPipe* e quelli di CICLoPE. In figura 4.12, si confrontano tre casi, con numeri di Reynolds sufficientemente vicini, estrapolati dai risultati di entrambe le strutture. Si nota un buon accordo per il Re più basso, mentre a quelli più alti appare una deviazione per $y^+ < 100$: ciò, unito al fatto che in CICLoPE non si nota un secondo picco nella regione esterna, potrebbe indicare che questo apice sia un effetto secondario delle fluttuazioni più vicine alla parete nel *SuperPipe*, cioè potrebbe significare che l'effetto di mediazione spaziale, indicato da Hutchins et al. (2009) come la causa del secondo picco, sia ancor più grande di quanto ci si aspettasse, ancora a sottolineare la necessità di una struttura di larga scala come il *Long Pipe* di CICLoPE.

Nella regione esterna, ci si aspetta che la varianza segua l'equazione ricavata da Townsend nel 1976 nel suo modello degli eddy accoppiati, il quale afferma che la dimensione degli eddy è direttamente proporzionale alla distanza dalla parete e che invece la densità di popolazione raggruppata per grandezza degli eddy è inversamente proporzionale alla distanza dalla parete (Marusic et al 2013) (ipotesi supportata anche da recenti esperimenti, Meneveau & Marusic (2013) e Zhou & Klewicki (2015)), ossia:

$$u^{2+} = B_2 - A_2 \ln\left(\frac{y}{R}\right) \quad (4.5)$$

dove B_2 e A_2 sono parametri dipendenti dal tipo di flusso e dal Reynolds. In particolare A_2 , detta la costante di Townsend-Perry tende asintoticamente ad un valore valido universalmente (circa 1.26) secondo Meneveau & Marusic (2013), mentre secondo Monkewitz & Nagib (2015) varia logicamente con il Re. Nello specifico, questa regione di dipendenza logaritmica sembrerebbe iniziare ad $y^+/(R^+)^{\frac{1}{2}} \sim 2.6 - 3.9$ per un $Re_\tau > 2 \times 10^4$, valori ricavati empiricamente ma con una base fisica: questa posizione infatti denota l'inizio della regione in cui gli effetti viscosi perdono importanza nella dinamica del moto medio. Interpolando i valori ottenuti da CICLOPE nella regione $y^+ > 600, y/R < 0.25$, si ricava

$$u^{2+} = 1.81 - 1.26 \ln\left(\frac{y}{R}\right) \quad (4.6)$$

Il valore della costante di Townsend-Perry $A_2 \approx 1.26$ è molto simile a quello ottenuto nella *SuperPipe* da Hultmark et al. (2012), mentre la costante additiva $B_2 \approx 1.81$ è più alta di quella ricavata nello stesso studio, ossia 1.48, anche se è vicina a quella ricavata dalle DNS effettuate da Ahn et al. (2013), effettuate a $Re_\tau = 3 \times 10^3$. Sovrapponendo i profili di varianza per $Re_\tau > 2 \times 10^4$ (figura 4.13), diventa evidente l'andamento logaritmico, che si estende per una decade di y/R nel caso del Re_τ più alto.

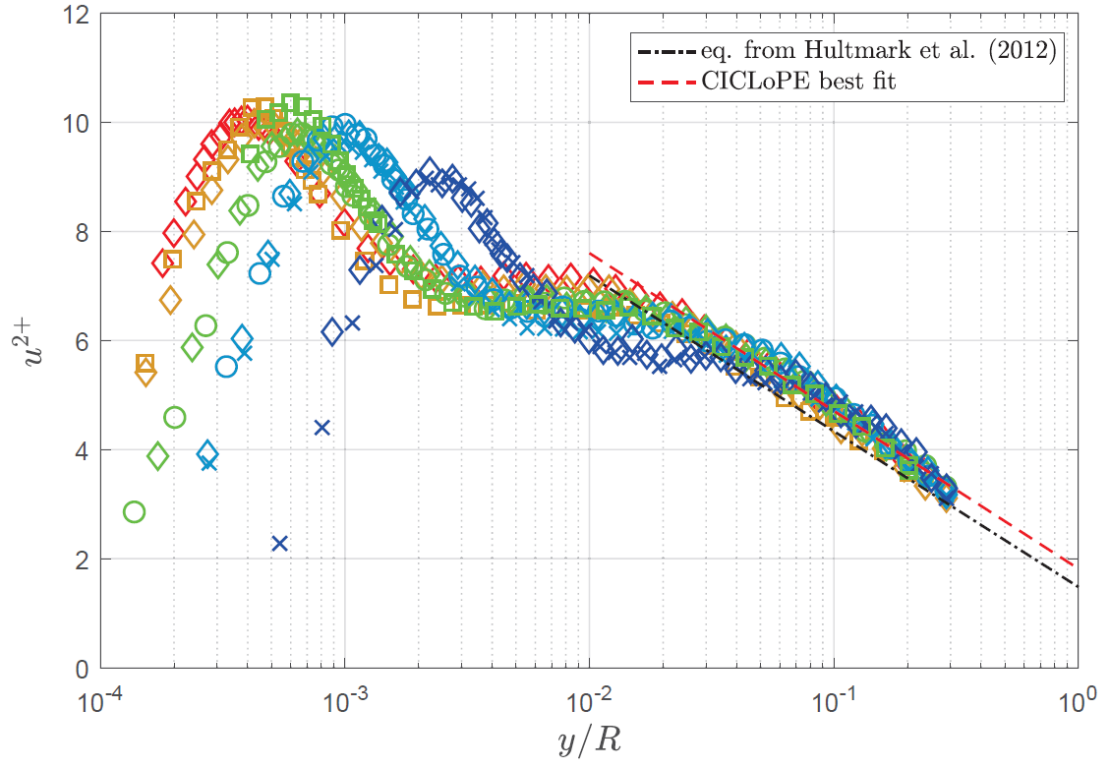


Figura 4.13: Profili della varianza sovrapposti nella regione di decadimento logaritmico.

È possibile effettuare valutazioni slegandosi dalla posizione rispetto alla parete e dalla u_τ , in modo da confermare la consistenza dei risultati.

Per eliminare la y , è possibile combinare le espressioni (4.3) e (4.5), ottenendo

$$u^{2+} = B_2 - A_2\chi B_1 + A_2\chi(U_0^+ - U^+) \quad (4.7)$$

Se, come visto, esiste veramente una regione logaritmica alla stessa distanza dalla parete sia nel profilo medio delle velocità sia nel profilo della varianza, allora il grafico in figura 4.14 dovrebbe seguire una retta con inclinazione $A_2\chi \approx 0.5$, come si può effettivamente riscontrare restringendo i valori a $1.5 \times 10^4 < R^+ < 3.8 \times 10^4$; vengono esclusi i valori più bassi del Re in quanto, come affermato precedentemente, l'andamento logaritmico si riscontra solo a partire da un valore alto del Re_τ .

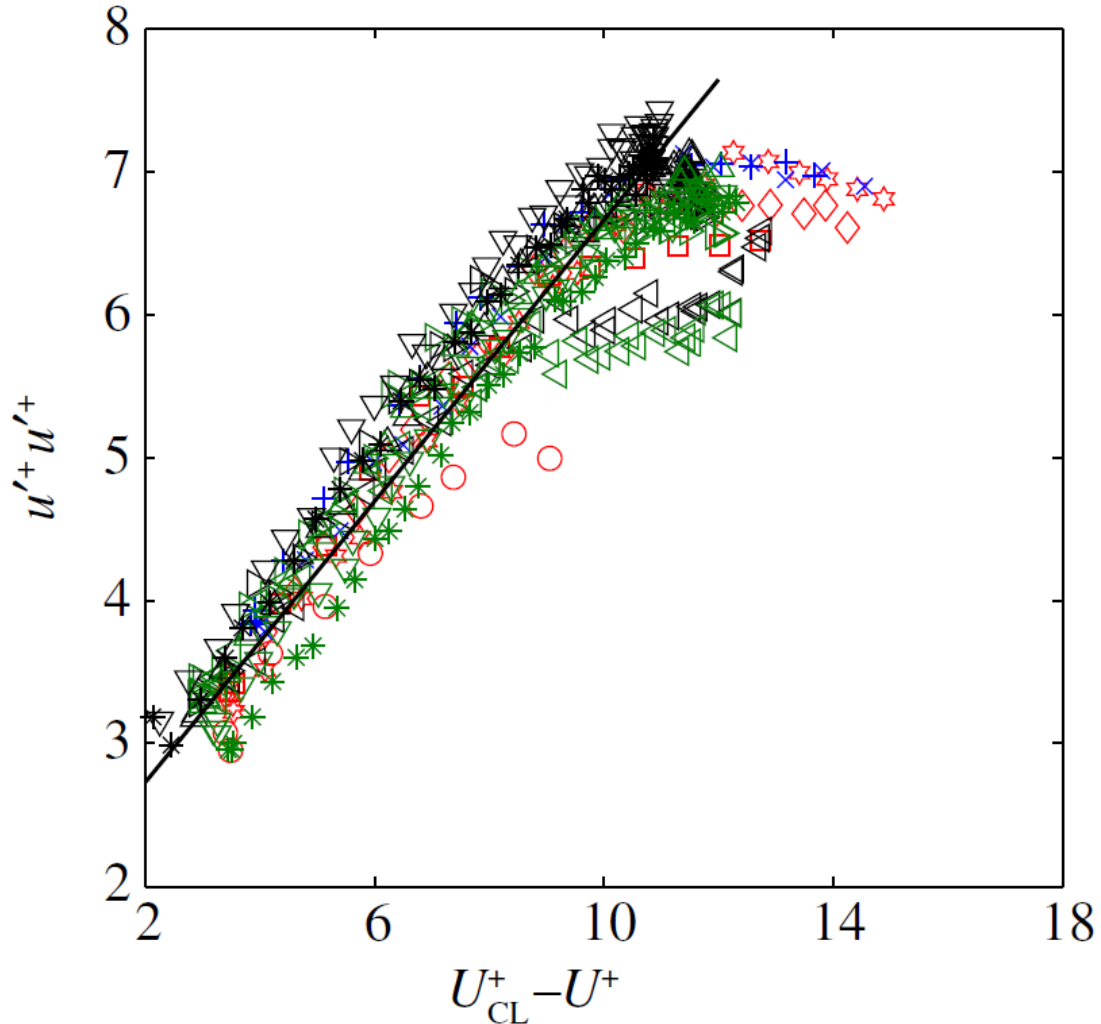


Figura 4.14: La varianza in funzione del difetto di velocità. La retta nera è quella con $A_2\chi = 0.5$, cui i valori sperimentali ben aderiscono.

Per eliminare il parametro u_τ , si può confrontare l'intensità delle fluttuazioni turbolente u' in funzione della velocità media rapportata alla velocità all'asse centrale U_0 , anziché alla distanza dalla parete. C'è buona evidenza sperimentale (Örlü et al 2016) che la relazione tra queste quantità è lineare ed indipendente dal Re :

$$\frac{u'}{U} = \alpha - \beta \frac{U}{U_0} \quad (4.8)$$

con α e β costanti ricavate sperimentalmente. β è fissato a 0.243 (Alfredsson et al 2012) e la α ricavata da CICLoPE sembra coincidere con gli esperimenti precedenti. Degno di nota è il fatto che la regione di interesse, $0.55 < U/U_0 < 0.90$ sia la stessa in cui appare il “secondo picco” ed in cui gli sforzi turbolenti sono al loro massimo; inoltre, le DNS sono eccezionalmente concordanti con questi dati, a sottolineare l’alta qualità delle misure. (linea rossa = DNS)

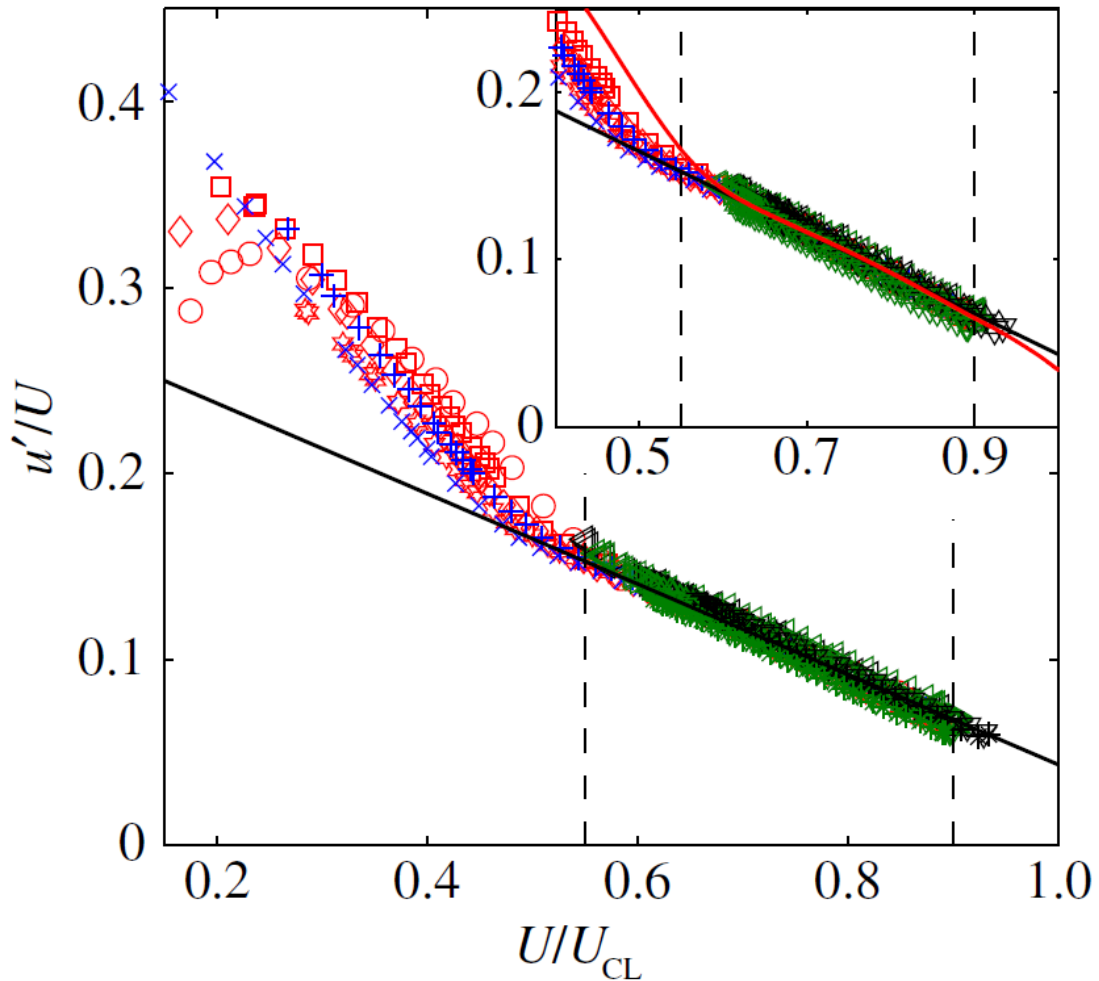


Figura 4.15: Relazione tra u' ed U_0 (qui U_{CL}). La linea rossa nell’inserito rappresenta i risultati delle DNS.

Componenti normali al flusso

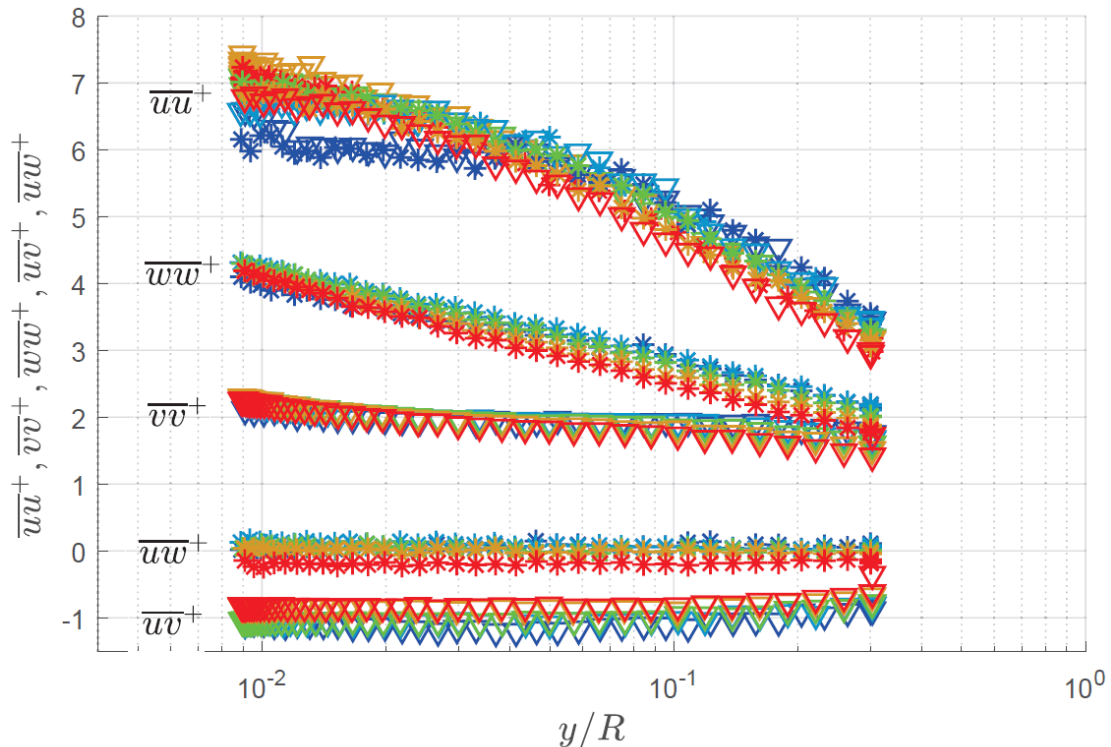


Figura 4.16: Componenti adimensionalizzate del tensore di Reynolds, misurate per vari numeri di Reynolds.

Per riuscire a misurare le altre componenti del tensore di Reynolds, oltre a quella normale nella direzione del flusso $\overline{u'^2}$, gli anemometri ad X sono stati posizionati in un primo momento con i fili nel piano $x - r$ (radialmente) poi nel piano $x - \theta$ (trasversalmente), in modo da misurare le componenti V e W della velocità, sebbene non contemporaneamente. A causa della forma della struttura e del supporto che sorreggono la sonda, non è stato possibile andare più vicino di 3.5 mm alla parete. In figura 4.16, sono riportati tutti i risultati degli stress tangenziali ottenuti da CICLoPE, adimensionalizzati con u_t^2 , in funzione della distanza dalla parete. Dal grafico si nota un basso livello di diffusione tra gli sforzi e nessuna rilevante dipendenza dal Re.

Lo sforzo in direzione del flusso $\overline{u'^2}$ conferma i risultati ottenuti precedentemente, con anemometro a filo singolo: si nota lo stesso

decadimento logaritmico, rispettando la (4.6) ricavata precedentemente.

Il fatto che lo stress $\overline{u'w'}$, rilevato con le sonde in configurazione $U - W$, sia vicino a zero e che lo sforzo tangenziale $\overline{u'v'}$, rilevato con le sonde in configurazione $U - V$, abbia un plateau a -1 rispetta le aspettative, e dimostra qualitativamente la buona calibrazione angolare degli anemometri.

Per quanto riguarda le componenti normale alla parete $\overline{v'^2}$ e quella trasversale $\overline{w'^2}$ esiste molta poca evidenza sperimentale precedente ai risultati di CICLoPE, e nessuna a dei Reynolds così alti. Tuttavia, è possibile effettuare delle considerazioni, osservando il loro andamento: la componente normale alla parete rimane ad un valore quasi costante di $\overline{v'^2} \approx 2$, mentre per lo stress trasversale è abbastanza evidente un decadimento logaritmico, anche se non forte quanto quello della componente lungo il flusso.

Il modello degli eddy accoppiati di Townsend prevede anche il comportamento di queste ultime componenti:

$$v^{2+} = B_v \quad (4.9)$$

$$w^{2+} = B_w - A_w \ln \frac{y}{R} \quad (4.10)$$

dove B_v, B_w e A_w sono costanti. Le DNS e i pochi dati sperimentali sembrano confermare queste relazioni. Anche i dati di CICLoPE aderiscono bene al modello; interpolando i risultati, si ottengono i valori numerici delle costanti:

$$v^{2+} = 2.01 \quad (4.11)$$

$$w^{2+} = 1.21 - 0.64 \ln \frac{y}{R} \quad (4.12)$$

Attualmente, il valore più alto ottenuto dalle DNS è stato $Re_\tau = 3008$ da Ahn et al. (2015); i risultati delle simulazioni e di CICLoPE sembrano coincidere, anche se questi ultimi hanno valori numerici sensibilmente più alti, come ben riscontrabile in figura 4.17, anche rispetto alle poche altre osservazioni sperimentali esistenti al momento.

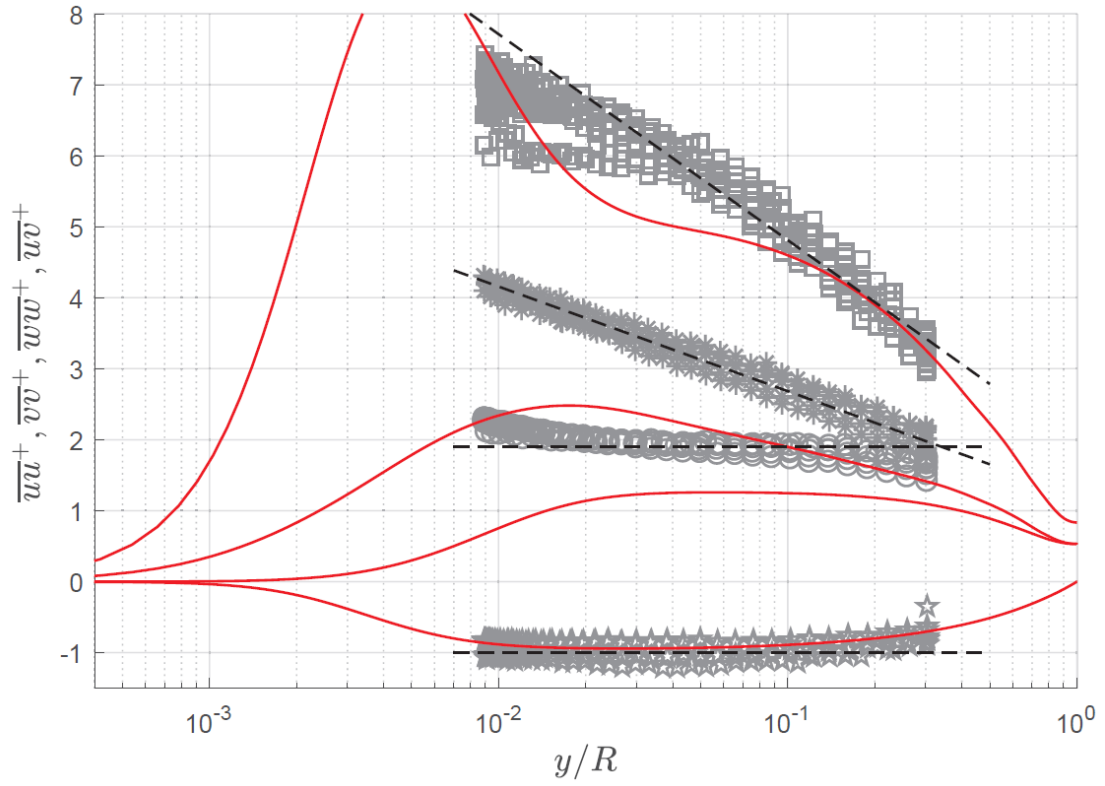


Figura 4.117: I valori in grigio sono quelli ottenuti da CICLoPE, in tratteggiato nero sono le interpolazioni di questi dati, mentre le linee rosse sono i risultati delle DNS.

5 Conclusioni

L'obiettivo della tesi era analizzare lo stato dell'arte degli studi sui flussi turbolenti in condotti circolari, ponendo particolare attenzione a CICLoPE ed alla sua innovativa *Long Pipe*, che offre livelli del numero di Reynolds e di risoluzione delle piccole scale senza precedenti.

I primi esperimenti provenienti dalla struttura sono incoraggianti: il progetto e la costruzione sono stati accurati, tanto da rendere il complesso tra i migliori nel mondo nel suo campo; il flusso nella sezione di test è ben sviluppato, stabile e simmetrico. I primi dati sperimentali, effettuati per un ampio range di Re , $6500 < Re_\tau < 38000$, hanno provveduto risultati per un ampio spettro di questioni, tra cui:

- Il valore della costante di Von Kármán ricavato interpolando i vari profili medi delle velocità è risultato $\chi \approx 0.4$, in accordo con la recente analisi dei dati del *SuperPipe* condotta da Bailey et al (2014), che afferma che $\chi = 0.40 \pm 0.02$.
- Di particolare importanza è stato sfruttare l'alta risoluzione spaziale per misurare le fluttuazioni turbolente, in particolare quelle in direzione del flusso u^{2+} . Si è notato che il primo picco della varianza cresce con il Re_τ , in accordo con vari risultati precedenti ma in disaccordo con gli esperimenti al *SuperPipe* condotti da Hultmark et al. (2012). Inoltre, si può concludere che non è presente un secondo picco nella regione esterna, ma piuttosto un plateau del valore. I dati supportano la teoria degli eddy accoppiati di Townsend (1976), con una costante di Townsend-Perry $A_2 \approx 1.26$. Anche le misure degli stress normali alla parete, trasversali e di taglio supportano questo modello, con un valore costante dello sforzo normale ed un comportamento logaritmico dello stress trasversale.

In conclusione, nonostante i risultati incoraggianti, più esperimenti e ulteriori analisi dei copiosi dati ottenuti in questo esperimento

saranno necessari per risolvere alcuni degli interrogativi ancora aperti; ad esempio, in futuro, si potrebbe lavorare a numeri di Reynolds ancora più alti, essendone la struttura ben capace, magari utilizzando degli anemometri ancor più piccoli in modo da sfruttare al meglio la larga scala di quest'esperimento ma mantenendo un'alta risoluzione spaziale, fondamentale per non filtrare le più piccole fluttuazioni turbolente.