



Università degli Studi di Parma
Facoltà di Ingegneria

Dottorato di Ricerca in Ingegneria Civile – XXII Ciclo
Curriculum: Protezione Idraulica del Territorio (ICAR/02)

Luca Chiapponi

**Interazione tra superficie libera
e turbolenza di forte intensità**

Dissertazione per il conseguimento del titolo di Dottore di Ricerca

Tutore: Prof. Sandro Longo
Coordinatore del Dottorato: Prof. Paolo Mignosa

Parma, Gennaio 2010

Duc in altum.

Luca (5,3)

Indice

1	Introduzione	3
1.1	Inquadramento del problema fisico	3
1.2	<i>Background</i> dell'attività	10
1.3	Sommario	11
1.4	Conclusioni	11
2	Turbolenza e pelo libero	13
2.1	Definizione di turbolenza	13
2.1.1	Non-linearità e trasferimento dell'energia	14
2.1.2	Turbolenza di griglia	15
2.2	Descrizione statistica della turbolenza	16
2.2.1	Correlazioni	17
2.2.2	Spettri di potenza	19
2.3	Gruppi adimensionali dello strato di superficie	21
2.4	Le scale della turbolenza	22
2.4.1	Scale integrali	22
2.4.2	Scala di Taylor	24
2.4.3	Sfasamento e coerenza	25
3	Installazione sperimentale	27
3.1	Apparato principale	27
3.1.1	Generatore di turbolenza	27

3.1.2	La griglia	28
3.2	Strumentazione	32
3.2.1	Misuratore di livello a ultrasuoni	32
3.2.2	Misuratore di posizione della griglia	34
3.2.3	L'anemometro a filo e film caldo	35
3.2.4	Addolcimento, filtraggio e de-areazione dell'acqua	40
3.2.5	Condizionamento e acquisizione del segnale	41
3.2.6	Software applicativo	43
3.3	Calibrazione degli anemometri	44
3.3.1	Dispositivo per la calibrazione	44
3.3.2	Accuratezza della calibrazione	48
3.3.3	Equazione di calibrazione	50
3.4	Collaudo dell'installazione sperimentale	50
3.4.1	Ripetibilità della calibrazione	52
3.4.2	Validità del generatore di turbolenza	53
3.4.3	Determinazione della durata minima delle acquisizioni	53
3.4.4	Sensività rispetto alla variazione di temperatura	53
3.4.5	Risposta in frequenza e accuratezza complessiva dell'anemometro a film caldo	57
4	Elaborazione dei dati	61
4.1	Programma dei test	61
4.2	<i>Report</i> dei dati	63
4.3	Tecniche di elaborazione	64
4.3.1	Conversione delle velocità e dei livelli	64
4.3.2	Livello: eliminazione degli <i>outliers</i>	65
4.3.3	Determinazione della frequenza di griglia	67
4.3.4	Calcolo delle scale integrale e di Taylor	67
5	Analisi dei risultati	69
5.1	Distribuzione spettrale	69
5.2	Fluttuazioni turbolente	71
5.2.1	Scale rilevanti	71
5.2.2	Profili di velocità	71
5.2.3	Relazione tra fluttuazioni turbolente, Re_s e Fr_s	74

5.2.4	Scale della turbolenza	77
5.3	Correlazione tra la superficie libera e le fluttuazioni di velocità .	78
A	Notazione	83

Elenco delle figure

1	Water carrier, Huyot, J.	i
2.1	Sistema di coordinate per la scomposizione della velocità, \mathbf{u}	16
2.2	Turbolenza: densità spettrale di potenza della velocità.	21
2.3	Andamento tipico del coefficiente di autocorrelazione.	23
2.4	Scala di Taylor.	24
3.1	Schema dell'apparato sperimentale.	29
3.2	Giunto di collegamento tra asse di trasmissione e griglia.	30
3.3	Principali strumenti utilizzati e loro collocazione nell'ambiente di misura.	32
3.4	Calibrazione della sonda Banner Q45UR.	33
3.5	Anemometro TSI a filo caldo.	37
3.6	Anemometro TSI a film caldo.	38
3.7	Traliccio indipendente per il sostegno della sonda anemometrica durante la misure.	39
3.8	Schema concettuale del fenomeno di aliasing.	42
3.9	Diagramma del sistema di acquisizione.	43
3.10	Plotter HP da cui è stato ricavato il calibratore per gli anemometri.	45
3.11	Sistema di calibrazione.	46
3.12	Dettaglio dell'elemento mobile che sostiene la sonda durante la calibrazione.	47
3.13	Riga ottica.	48
3.14	Curva di calibrazione dell'anemometro a film caldo.	51

Elenco delle figure

3.15	Risultati del test di ripetibilità. Anemometro a film caldo.	52
3.16	Confronto con alcuni dati di letteratura.	54
3.17	Variazione dello stimatore della media in funzione della durata dell'acquisizione.	55
3.18	Variazione dello stimatore della deviazione standard in funzione della durata dell'acquisizione.	56
3.19	Sensitività degli stimatori della media e della deviazione standard rispetto alla temperatura del fluido. Anemometro a filo caldo, frequenza di oscillazione pari a 3.28 Hz, corsa nominale pari a 10 cm.	58
3.20	Risposta in frequenza dell'anemometro a film caldo utilizzato. . .	59
4.1	Schema generale di un apparato per la generazione di turbolenza di griglia con nomenclatura.	62
5.1	Densità spettrale di potenza della componente verticale di velocità. Test 1a.	70
5.2	Relazione tra le scale rilevanti.	72
5.3	Profili verticali delle fluttuazioni turbolente di velocità.	73
5.4	Fluttuazioni turbolente della componente verticale di velocità; valori adimensionali. C è la corsa, mentre R rappresenta il ricoprimento.	74
5.5	Fluttuazioni turbolente della componente verticale di velocità, normalizzate rispetto a u_s . Rappresentazione in funzione del numero di Reynolds della superficie libera.	75
5.6	Fluttuazioni turbolente della velocità verticale, normalizzate rispetto a u_s , in rapporto al numero di Froude della superficie libera.	76
5.7	Numeri di Froude e di Reynolds del pelo libero.	77
5.8	Microscala e macroscala delle lunghezze rese adimensionali rispetto ad H_{rms}	79
5.9	Andamento della microscala delle lunghezze in funzione del numero di Reynolds della superficie libera.	80
5.10	Mappe di coerenza.	81
5.11	Mappe di sfasamento.	82

Elenco delle tabelle

4.1	Test eseguiti nel corso della sperimentazione.	62
4.2	Statistica <i>mean value crossing</i> delle elevazioni di superficie. Per ciascun test sono riportati i valori medi.	63
4.3	Parametri di griglia e parametri cinematici del campo di moto: valori medi riferiti ai singoli profili e relative deviazioni standard.	64

Capitolo 1

Introduzione

1.1 Inquadramento del problema fisico

Numerosi fenomeni di interfaccia su grande scala, quali lo scambio di gas e di calore negli oceani, e su piccola scala, quali alcune reazioni chimiche nei processi industriali e manifatturieri, dipendono in misura rilevante dalla struttura e dalla dinamica locale della turbolenza.

L'interfaccia rappresenta una frontiera del campo di moto e impone alcune condizioni: la derivata materiale dell'interfaccia è nulla e la tensione tangenziale si annulla se il fluido sovrastante è un gas in quiete. Nel caso in cui i fluidi a contatto siano un liquido ed un gas, il grado di interrelazione tra la turbolenza e l'interfaccia dipende dall'intensità della turbolenza. I gruppi adimensionali più rappresentativi del fenomeno sono il numero di Reynolds, il numero di Froude e il numero di Weber riferiti a scale geometriche e di velocità locali. Generalmente, per deformazioni della superficie a grande scala, la gravità bilancia le accelerazioni verticali nel fluido, mentre a scale inferiori la tensione superficiale gioca un ruolo più importante. Il numero di Froude per un fenomeno turbolento

con una scala caratteristica delle lunghezze L e una velocità scala u è

$$Fr = \frac{u^2}{2gL}$$

dove g è l'accelerazione di gravità. Fr è il rapporto tra energia cinetica ed energia potenziale. Il numero di Weber, che esprime il rapporto tra l'energia cinetica del flusso e l'energia dovuta alla tensione superficiale, è

$$We = \frac{u^2 L \rho}{2\sigma}$$

dove ρ è la densità di massa del fluido e σ è un coefficiente che rappresenta la tensione superficiale. Infine, se si esprime con ν la viscosità cinematica, il numero di Reynolds può essere scritto come segue

$$Re = \frac{uL}{\nu}$$

Tuttavia, la turbolenza non è caratterizzata da un'unica scala delle lunghezze o da un'unica scala temporale; ci si può dunque aspettare che i termini (cioè le grandezze scala) che compaiono nei gruppi adimensionali varino caso per caso.

A bassi numeri di Froude, l'interfaccia non è influenzata dalla turbolenza e impone solo una riduzione della componente normale di velocità, comportandosi come una parete rigida e piana ma senza la condizione di aderenza. Ad alti numeri di Froude l'interfaccia non è più piana ed interagisce anche energeticamente con il campo di moto. Lo scambio energetico è inizialmente limitato, ma diventa rilevante se l'interfaccia è localmente non connessa per la formazione di bolle d'aria o gocce d'acqua. Una descrizione dei possibili livelli di interazione tra superficie a pelo libero e turbolenza è riportata in Brocchini and Peregrine [2001]. Gli scenari possibili sono numerosi e il trasferimento di energia può avvenire per generazione di onde capillari o di gravità, o per la presenza di strutture coerenti. Ad esempio, la presenza di fenomeni di *bursting* favorisce gli scambi gassosi e termici all'interfaccia e il rinnovamento della superficie. Komori et al. [1990], con una serie di esperimenti in canale, hanno dimostrato che la frequenza

del rinnovamento della superficie è controllata dalle variabili del campo di moto esterno e dal numero di Reynolds, con trasferimento di massa attraverso l'interfaccia dominato dai vortici di grande scala e proporzionale alla radice quadrata di tale frequenza.

La generazione di onde di superficie e la loro interazione con la turbolenza è stata oggetto di indagine da parte di Teixeira and Belcher [2006], sulla scia di una memoria di Phillips [1957]. Phillips, analizzando il fenomeno di generazione e accrescimento delle onde di gravità in un liquido, studiò la turbolenza della corrente d'aria sovrastante e suggerì l'esistenza di un fenomeno di risonanza tra interfaccia e fluttuazioni di pressione turbolenta nell'aria. Il risultato è che le onde generate e in moto con la stessa velocità di traslazione delle fluttuazioni di pressione si accrescono più rapidamente. Secondo Teixeira & Belcher, anche le fluttuazioni di pressione nella fase liquida possono generare onde di superficie, spesso più importanti delle onde generate dalle fluttuazioni di pressione nella fase gassosa. Il modello suggerito da Phillips è stato solo parzialmente validato (ad esempio, misurando la velocità di accrescimento delle onde), e non senza difficoltà, in quanto richiede la misura del campo di pressione, una misura poco accurata e precisa con gli strumenti attualmente disponibili. Per lo stesso motivo anche il modello di Teixeira & Belcher non potrebbe essere immediatamente e facilmente verificato. Le onde generate dal vento sono state largamente studiate, sia sperimentalmente (ad esempio, da Zhang [1995]) che attraverso modelli numerici (Borue et al. [1995]); il lavoro di questi ultimi descrive anche le onde di superficie eccitate dalla turbolenza presente al di sotto del pelo libero, all'interno di un canale e in assenza di vento. Le increspature della superficie che si creano in tali condizioni confermano abbastanza fedelmente la relazione teorica di dispersione delle onde di gravità e delle onde capillari, ad eccezione che per piccoli numeri d'onda. Più recentemente, Teixeira and Belcher [2006] hanno applicato tecniche RDT (*Rapid Distortion Theory*) per calcolare la crescita di onde risonanti e non risonanti dovuta sia alla turbolenza del vento sopra il pelo libero che alle fluttuazioni turbolente al di sotto dello stesso. I due studiosi hanno trovato che la turbolenza nella fase fluida produce onde di superficie più ripide rispetto a quelle derivanti dalle fluttuazioni turbolente nel vento; pertanto, nelle fasi iniziali della crescita dell'onda la turbolenza sotto-superficie riveste un'importanza maggiore di quanto si pensasse in precedenza.

Molti studi inerenti l'interazione tra turbolenza e superficie libera rivolgono

l'attenzione a come la presenza dell'interfaccia influenzi la turbolenza, anziché al modo in cui la turbolenza stessa riesca ad influenzare il pelo libero. L'interfaccia è spesso rappresentata come una parete liscia, indeformabile e *shear free*, cioè sulla quale non agiscono sforzi. Questa descrizione ben rappresenta una superficie libera caratterizzata da numeri di Froude e di Weber molto piccoli. Hunt and Graham [1978] hanno studiato la statistica della turbolenza (e come essa si evolve) in un campo di moto turbolento inizialmente omogeneo e successivamente “trasportato” per convezione da una parete che si muove con velocità pari alla velocità media del flusso. Nella memoria si introduce il concetto di strato sorgente. In questo strato, in prossimità della parete e a una profondità approssimativamente uguale alla scala integrale della turbolenza, le fluttuazioni verticali si annullano. Usando la RDT, Hunt and Graham [1978] hanno dimostrato che all'interno dello strato sorgente, mentre le fluttuazioni verticali decrescono, le fluttuazioni tangenziali, così come le scale integrali tangenziali, crescono. Questo risultato è in accordo con i dati sperimentali raccolti in galleria del vento con parete mobile (Thomas and Hancock [1977]). Ovviamente, la turbolenza presente al di sotto del pelo libero è differente da quella a contatto con una parete in movimento alla stessa velocità del fluido, ma alcuni risultati generali sono di comune interesse. Ciò è stato confermato anche attraverso modelli numerici DNS della turbolenza al di sotto della superficie libera. Handler et al. [1993], Pan and Banerjee [1995], Nagosa [1999] e Nagosa and Handler [2003] hanno simulato un moto a canaletta in cui la turbolenza si origina al fondo. Questo caso è stato studiato anche attraverso metodi LES (Large Eddies Simulation) da Calmet and Magnaudet [2003]. Perot and Moin [1995] e Walker et al. [1996] hanno usato metodi DNS in modelli dove una parete che rispetta la condizione di aderenza è stata inserita numericamente in un campo di moto turbolento inizialmente omogeneo.

La turbolenza presente sotto ad una superficie libera essenzialmente piana e *shear free* è stata studiata anche sperimentalmente. Ad esempio, sono stati indagati la turbolenza generata da una griglia oscillante verticalmente (Brumley and Jirka [1987]), il decadimento della turbolenza in un fluido a seguito del passaggio di una griglia trascinata (Loewen et al. [1986]) e la turbolenza sul fondo di un canale (strato limite di fondo) (Rashidi and Banerjee [1988]; Kumar et al. [1998]). Per spiegare il modo in cui i vortici influenzano la forma della superficie, sono spesso chiamati in causa gli anelli vorticosi, sia in campo

sperimentale (Bernal and Kwon [1989]; Song et al. [1992]; Gharib and Weigand [1996]; Weigand [1996]) che nella modellazione numerica (Zhang et al. [1999]). Quando un anello vorticoso si avvicina alla superficie libera, esso tende a rompersi in tubi di vortice più piccoli che terminano in prossimità dell'interfaccia (fenomeno detto di *vortex connection*). Weigand [1996] ha dimostrato che le massime componenti di velocità associate ai tubi di vortice coincidono con le posizioni in cui l'elevazione di superficie è minima. Song et al. [1992] riportano che il fenomeno di *vortex connection* è accompagnato dalla generazione di *short waves*. Nel corso di una sperimentazione su un flusso turbolento di piccolo spessore che scorre su di un piano inclinato, Smolentsev and R. [2005] hanno dimostrato che la struttura della superficie si sposta alla velocità media della corrente e non è stata trovata traccia di onde capillari o di gravità. L'interazione tra onde e turbolenza nel piano verticale ($x - z$) è stata studiata da Li et al. [2005], all'interno di uno strato di fluido sottile (20mm). Delle due componenti di velocità, u e w , quella verticale mostrò la maggior correlazione con l'elevazione della superficie. Savelsberg and Van De Water [2009] hanno studiato l'interazione tra le fluttuazioni del pelo libero e la turbolenza che si genera in una canaletta in condizioni differenti. Nel caso di turbolenza che si genera a seguito del passaggio della corrente attorno ad un cilindro ad asse verticale, hanno osservato che la superficie libera è fortemente correlata con le strutture vorticali nel campo di velocità. In questo caso si genera una scia turbolenta in cui i vortici sono ancora chiaramente visibili nella sezione di misura. Mentre nel caso di turbolenza completamente sviluppata, generata da una griglia attiva che si sposta nella direzione principale del canale, questa correlazione si riduce drasticamente. Questo fenomeno si spiega col fatto che i vortici a larga scala (*Large Eddies*) del flusso turbolento al di sotto della superficie eccitano le *random waves* (onde capillari e di gravità) che si spostano in tutte le direzioni sulla superficie libera. Perciò, la superficie turbolenta ha dinamiche proprie. Ciononostante, essa eredita dalla turbolenza sottostante la scala integrale, che determina la lunghezza d'onda predominante delle onde di superficie.

In letteratura sono documentati numerosi esperimenti simili a questi, talvolta condotti con l'ausilio di tecniche e metodologie sofisticate, necessarie per la complessità del campo di moto. Ad esempio Komori et al. [1989] hanno usato la Laser Doppler Anemometry per la misura della velocità del fluido e uno scanner agli infrarossi per misurare la temperatura dell'interfaccia, oltre ad una sonda

a film freddo per misurare la temperatura nel liquido. La maggior parte delle tecniche sono di tipo ottico. Settles [2001], ha utilizzato la shadography, basata sulla rifrazione della luce nel visibile. Weigand [1996], ha usato la Particle Image Velocimetry (PIV). Savelsberg et al. hanno usato una tecnica di scanner Laser, in grado di misurare il gradiente spaziale della superficie, insieme all'anemometro Laser-Doppler e alla PIV. La misura dell'inclinazione dell'interfaccia, invece dell'elevazione, è preferibile, poiché lo spettro del campo di gradiente decresce più lentamente dello spettro dell'elevazione del pelo libero. Dabiri and Gharib [2001] hanno usato la Digital Image Particle Velocimetry e una tecnica di Free Surface Gradient Detector (range di misura $\pm 1.2\text{mm}$) per stimare la correlazione tra la deformazione del pelo libero, la velocità e la vorticità in prossimità dell'interfaccia. A scale maggiori, radar da nave e da satellite boe e sensori di pressione forniscono alcune informazioni sull'elevazione del pelo libero, ma tali informazioni sono limitate al campo di moto medio.

Una notevole complicazione nell'elaborazione dei risultati sperimentali, deriva dalla difficoltà che si incontra nel separare la componente di moto a potenziale e la componente rotazionale (cioè le onde e la turbolenza, anche se la componente rotazionale non è necessariamente turbolenta). Nel caso di onde progressive permanenti e non frangenti, si può utilizzare il metodo della funzione di corrente suggerito da Dean. Il metodo suggerito da Thornton [1979], invece, prevede la stima della componente a potenziale come la componente del campo di moto che ha la massima coerenza con il pelo libero, ipotizzando che il pelo libero sia influenzato solo dalle onde. Ovviamente, il metodo di Thornton è inapplicabile se si intende studiare la formazione di onde per la presenza di fluttuazioni turbolente. Nadaoka [1986] propose un metodo basato sulla trasformata di Fourier del campo di velocità, calcolando lo spettro della componente a potenziale sulla base dei dati di velocità misurati nelle regioni a vorticità nulla. Sfortunatamente, nel nostro caso, non è individuabile una regione caratterizzata da vorticità nulla. Un ultimo metodo si basa sul filtraggio dei dati di velocità, assumendo che le componenti al di sotto di una prefissata frequenza di taglio siano da attribuirsi alla componente a potenziale e, quindi, alle onde. La frequenza di taglio può essere scelta osservando la struttura dello spettro della turbolenza, ma la procedura resta in ogni caso arbitraria e il risultato dipende dalla frequenza di taglio selezionata.

Tutti i metodi esposti hanno delle limitazioni e alcuni non sono utilizzabili

per il presente studio, ma in considerazione dell'importanza e della necessità della separazione tra onde e turbolenza, sarà necessario effettuare una scelta e si applicherà il metodo del filtraggio.

Informazioni più dettagliate sono state ottenute usando la Direct Numerical Simulation (DNS), efficiente nello studio della turbolenza all'interfaccia a bassi numeri di Froude (Shen et al. [1999]); essa permette inoltre di valutare le correlazioni nelle quali è coinvolta la pressione, di fatto non stimabili sperimentalmente. In tutte le simulazioni numeriche, l'interfaccia è piana e l'unico effetto è sulla struttura della turbolenza in corrispondenza dello strato limite. Nella loro analisi, Shen et al. [1999] differenziano uno strato di superficie e uno strato di bloccaggio. Nel primo, ad alti numeri di Reynolds, la vorticità modifica radicalmente la sua struttura rispetto a quella che la caratterizza nel corpo idrico, e si sviluppa con componente essenzialmente ortogonale al pelo libero. Nello strato di bloccaggio, con spessore dell'ordine della macroscale della turbolenza, la turbolenza si ridistribuisce, con un incremento delle componenti parallele all'interfaccia e una riduzione della componente ortogonale. Tsai [1998] ha calcolato una correlazione ≈ 0.5 tra l'elevazione della superficie e il valore assoluto della vorticità normale alla superficie stessa, mentre la correlazione con la vorticità parallela appena sotto il pelo libero è maggiore e risulta (≈ 0.7).

Più genericamente, definiremo “strato limite di superficie” la porzione del dominio nella quale il campo di moto e le varie scale sono controllate dall'interfaccia. Altri modelli numerici basati sulla Large-Eddy Simulation (LES) rivelano aspetti nuovi e peculiari della turbolenza all'interfaccia (Shen and Yue [2001]). Tuttavia, nella maggior parte dei risultati sperimentali e delle analisi teoriche e numeriche condotte si fa riferimento all'interazione tra turbolenza di limitata energia e interfaccia essenzialmente piana. E' indicativo il fatto che in nessuna memoria si analizzi la statistica delle elevazioni di superficie.

In letteratura si trovano numerosi ‘generatori’ di turbolenza, tra i quali il più semplice e comune è un canale a pelo libero di sezione cilindrica. Nel canale la turbolenza si sviluppa quasi sempre solo alle pareti ed è omogenea nel verso del moto, almeno nelle sezioni sufficientemente lontane dalla sezione di ingresso e di scarico. L'energia cinetica del moto medio alimenta la componente fluttuante nello strato di superficie (in prossimità del fondo), ove avviene anche la maggior parte della dissipazione. Dalla sezione di ingresso verso valle si sviluppa lo strato limite di parete (sia al fondo che alle pareti laterali) fino a occupare tutto il do-

minio, incluso il pelo libero. Intervengono, inoltre, numerose strutture coerenti che arricchiscono la varietà dello scenario. Ad esempio, il fenomeno di bursting in prossimità del fondo favorisce l'evoluzione di vortici che possono raggiungere il pelo libero dando luogo alla maggior parte del rinnovamento del pelo libero stesso (Nakagawa and Nezu [1977]; Komori et al. [1989]). L'interfaccia sopprime le fluttuazioni verticali di velocità ed esalta le fluttuazioni nel piano orizzontale, con la tensione superficiale in grado di impedire lo sviluppo di onde di superficie, almeno a bassi numeri di Froude. In altri esperimenti la turbolenza è generata da una griglia orizzontale oscillante in direzione verticale. Il campo di turbolenza è omogeneo e isotropo nel piano orizzontale e quasi isotropo lungo la verticale (Brumley and Jirka [1987]). Altri autori (ad esempio, Battjes and Sakai [1981]) hanno invece usato un profilo alare immerso nella corrente con sommergezza limitata, in grado di indurre il frangimento al pelo libero e di generare una scia autosimile caratterizzata da turbolenza in progressiva riduzione, sia verso valle che verso il fondo.

1.2 *Background dell'attività*

Le attività presentate in questa tesi sono lo sviluppo e la prosecuzione di alcuni studi sulla turbolenza condotti nel laboratorio del DICATeA (Longo). Longo, nel suo lavoro, ha analizzato i risultati sperimentali relativi alla misura del campo di moto in prossimità di un'interfaccia aria-acqua, con numero di Froude variabile tra 0.1 e 0.38 e interfaccia quasi piana (a bassi numeri di Froude) o al limite di areazione (numeri di Froude elevati). Il campo di moto è stato generato da uno stramazzo di Crump e le misure sono state realizzate con un profilometro Doppler a ultrasuoni (ADVP). I risultati ottenuti indicano l'esistenza di uno strato di superficie con spessore proporzionale a H_{rms} (H è l'altezza delle fluttuazioni del pelo libero), nel quale la velocità scala appare correlata al gradiente temporale dell'elevazione istantanea del pelo libero. Longo ha mostrato che la maggior parte delle variabili caratteristiche collassano su una singola curva se sono adimensionalizzate con le due scale descritte. La correlazione tra l'elevazione della superficie libera e le fluttuazioni turbolente della velocità permette di calcolare lo sfasamento temporale. In funzione del numero di Froude, le fluttuazioni turbolente sono in anticipo o in ritardo rispetto alle fluttuazioni della

superficie libera. La diffusività turbolenta è funzione del numero di Reynolds e, in generale, si riduce nello strato di superficie. Una serie di indicatori permettono di concludere che esiste un regime di risonanza tra turbolenza e pelo libero, in corrispondenza del quale le scale della turbolenza e la diffusività turbolenta assumono valori significativamente più elevati.

1.3 Sommario

In questa tesi analizzeremo un campo di moto con turbolenza in grado di distorcere l'interfaccia, ma tralasciando il caso in cui l'interazione sia così intensa da rendere sconnesso il dominio fluido, con eventuale inglobamento di bolle d'aria o formazione di gocce d'acqua. Il sistema rimane dunque monofasico e connesso. La turbolenza è generata da una griglia orizzontale oscillante in direzione verticale.

Nel secondo capitolo saranno approfonditi i fondamenti teorici e i modelli utilizzati per l'elaborazione dei dati raccolti nel corso dell'attività.

Il terzo capitolo è dedicato alla descrizione dell'apparato sperimentale e della strumentazione. Saranno presentati i test e le verifiche condotte in fase di validazione dell'intera installazione.

Quindi, rispettivamente nei capitoli quarto e quinto, saranno presentati i dati acquisiti e i commenti alle relative elaborazioni.

In appendice è riportata la nomenclatura.

1.4 Conclusioni

A distanze dalla griglia superiori a $z_s/2$ (metà della distanza tra l'origine virtuale della griglia e la superficie libera), le scale più idonee per descrivere il campo di moto sono H_{rms} per le lunghezze e u_s per le velocità. Le scale sono legate tra loro da una relazione lineare che risente debolmente della frequenza di oscillazione della griglia.

La microscaletta della turbolenza si riduce all'aumentare del numero di Reynolds del pelo libero, per adattare il livello di dissipazione al flusso di energia in ingresso.

É presente un regime di risonanza delle fluttuazioni turbolente in corrispondenza di $Fr_s \approx 0.12$. Rispetto a tale valore del numero di Froude, si osservano comportamenti differenti dei profili di w' (fluttuazione della componente verticale di velocità). A piccoli valori di Fr_s corrisponde un aumento di w' verso la superficie libera, mentre per valori più grandi di Froude accade l'esatto contrario.

Esiste uno strato superficiale (di spessore pari a circa $10 - 15 H_{rms}$) all'interno del quale è presente un'elevata coerenza tra fluttuazioni turbolente e fluttuazioni del pelo libero. Ciò accade per frequenze prossime a quella della forzante.

Nello stesso strato, il pelo libero è sfasato in ritardo o in anticipo rispetto alla turbolenza, a seconda del valore assunto dal numero di Froude. Per piccoli valori di Fr_s , quando l'energia potenziale del pelo libero ha un peso relativo maggiore rispetto all'energia cinetica dello stesso, è plausibile che buona parte della turbolenza sia generata dalle fluttuazioni del pelo libero. Viceversa, per valori maggiori di Fr_s , è la turbolenza che torna ad eccitare la superficie libera del fluido. Il meccanismo di generazione delle onde ad opera della turbolenza potrebbe essere quello analizzato da Teixeira and Belcher [2006], con una forzante rappresentata dalle fluttuazioni di pressione.

Capitolo 2

Turbolenza e pelo libero

2.1 Definizione di turbolenza

É possibile dare differenti definizioni della turbolenza. Secondo Taylor: “la turbolenza è un moto irregolare che in genere appare nei fluidi, gassosi o liquidi, quando lambiscono superfici solide o nei movimenti relativi tra superfici di separazione di due fluidi”. Secondo Hinze, “il moto turbolento è una condizione di flusso irregolare nella quale le varie grandezze mostrano un comportamento aleatorio nello spazio e nel tempo, e possono essere descritte in termini statistici”.

Il regime turbolento nel moto di un fluido è caratterizzato dai seguenti aspetti:

- il movimento è disorganizzato ed è irregolare nel tempo e nello spazio;
- mentre nel regime laminare le equazioni di Navier-Stokes, con opportune condizioni ai limiti, sono sufficienti per definire il moto, nel regime turbolento il moto non è predicibile e piccole modifiche danno luogo a successivi grandi cambiamenti: come in ogni sistema caotico si ha un'elevata sensibilità alle condizioni iniziali;

- i fenomeni di dispersione sono molto accentuati;
- non ripetibilità sperimentale di un flusso turbolento in tutti i suoi dettagli.

Ciò è dovuto alle fluttuazioni delle grandezze che definiscono il campo (velocità, pressione, temperatura, densità, concentrazione ecc.); per esempio, se si riproduce il moto turbolento del fluido in un condotto che unisce due serbatoi, si trova che la velocità in un punto assegnato e in un dato istante è diversa per differenti ripetizioni dello stesso esperimento.

Le caratteristiche caotiche di un moto turbolento e la non prevedibilità dei suoi dettagli non implicano che non esista una relazione di causa ed effetto che regola il verificarsi delle fluttuazioni turbolente. La conoscenza delle condizioni iniziali e ai limiti, nella scala spazio-temporale in cui si verificano i fenomeni turbolenti, è praticamente impossibile. Tuttavia, anche se tali condizioni fossero perfettamente conosciute, ci si troverebbe di fronte all'impossibilità di ottenere un'unica soluzione per le equazioni che governano il moto del fluido. Occorre inoltre osservare che, per alcuni campi fluidodinamici, le equazioni di Navier-Stokes non descrivono completamente tutti i fattori che possono avere un ruolo nello sviluppo della turbolenza Cenedese [2003].

Le difficoltà teoriche e sperimentali connesse con lo studio dei fenomeni turbolenti hanno portato ad affrontare tale problema con metodi statistici.

2.1.1 Non-linearità e trasferimento dell'energia

Per esaminare il ruolo dei termini non lineari nelle equazioni di Navier-Stokes, analizziamo una situazione unidimensionale, in assenza di forze di massa, gradienti di pressione e viscosità:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad (2.1)$$

Supponiamo che all'istante iniziale si abbia una distribuzione spaziale sinusoidale di velocità:

$$u(x, t_0) = A \cos kx \quad (2.2)$$

con k numero d'onda. Per ottenere la velocità in un istante successivo $t_0 + \Delta t$ sviluppiamo in serie di Taylor:

$$\begin{aligned} u(x, t_0 + \Delta t) &= u(x, t_0) + \Delta t \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right)_{t=t_0} + \dots \\ &= u(x, t_0) - \Delta t \left(u \frac{\partial u}{\partial x} \right)_{t=t_0} + \dots \\ &= A \cos kx + \Delta t A^2 k \cos kx \sin kx + \dots \\ &= A \cos kx + \Delta t \frac{A^2 k}{2} \sin 2kx + \dots \end{aligned} \tag{2.3}$$

compaiono delle armoniche di ordine superiore. Si ha quindi un trasferimento di energia a strutture caratterizzata da una lunghezza d'onda $\lambda = 2\pi/k$ sempre più piccola. Nell'esempio non è considerato il termine dissipativo della viscosità, che risulta legato alla trasformazione di energia cinetica turbolenta in calore. La presenza di tale termine fa sì che man mano che si trasferisce verso le strutture più piccole (le armoniche di ordine superiore) l'energia si dissipi per effetto della viscosità, fino ad arrivare ad una lunghezza d'onda λ_k (scala di Kolmogorov) tale per cui non si ha più trasferimento a lunghezze d'onda inferiori.

2.1.2 Turbolenza di griglia

Esaminiamo il caso di turbolenza generata da una griglia completamente immersa in acqua e che oscilla verticalmente. Quando la frequenza di oscillazione è sufficientemente elevata, si osserva la formazione di strutture coerenti (vortici) di scala dell'ordine della dimensione della maglia. Questi vortici si mescolano, si rompono in vortici di dimensioni minori e, a una certa distanza dalla griglia, acquisiscono una struttura isotropa e debolmente variabile nella direzione ortogonale alla griglia stessa (struttura quasi omogenea). Le strutture più grandi sono dominate dall'inerzia ed interagiscono con il moto medio, mentre nelle strutture più piccole è influente la dissipazione viscosa. Nel caso in esame, la turbolenza risale sino alla superficie libera del fluido, interagendo con essa, deformandola e subendone a sua volta l'influenza.

2.2 Descrizione statistica della turbolenza

Se il periodo delle oscillazioni turbolente è molto inferiore ai tempi caratteristici di evoluzione del sistema, è possibile decomporre la variabile generica φ in una componente media più una fluttuante (decomposizione di Reynolds). Nel caso della velocità, si può scrivere:

$$\mathbf{u}(t) = \bar{\mathbf{u}}(t) + \mathbf{u}'(t) \quad (2.4)$$

Scelti gli assi coordinati come in Figura 2.1, e considerata la sola componente

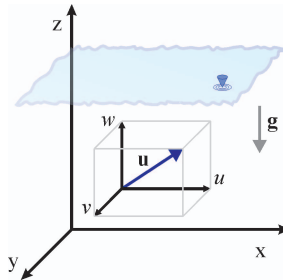


Figura 2.1. Sistema di coordinate per la scomposizione della velocità, \mathbf{u} .

verticale, si ha:

$$\bar{w}(t) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T w(t) dt \quad (2.5)$$

e

$$\lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T w'(t) dt = 0 \quad (2.6)$$

Per caratterizzare le fluttuazioni, si usa la loro media quadratica (momento del secondo ordine o varianza σ^2):

$$\overline{w'^2}(t) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T [w(t) - \bar{w}(t)]^2 dt \quad (2.7)$$

Le intensità turbolente si definiscono come segue:

$$i_u = \frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{\bar{u}} \quad i_v = \frac{\sqrt{\overline{v'^2}}}{\bar{u}} \quad i_w = \frac{\sqrt{\overline{w'^2}}}{\bar{u}} \quad (2.8)$$

L'energia cinetica media della turbolenza è data da:

$$\overline{E_c} = \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) \quad (2.9)$$

2.2.1 Correlazioni

Siano u_i e u_j le parti fluttuanti delle componenti della velocità in due punti \mathbf{x}_1 e \mathbf{x}_2 valutate in due istanti t_1 e t_2 tali che

$$t_1 = t \quad t_2 = t + \tau \quad \mathbf{x}_1 = \mathbf{x} \quad \mathbf{x}_2 = \mathbf{x} + \mathbf{r} \quad (2.10)$$

La correlazione spazio-temporale è definita dalla relazione:

$$\begin{aligned} R_{u_i u_j}(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2, t_1, t_2) &= \overline{u'_i(\mathbf{x}_1, t_1) u'_j(\mathbf{x}_2, t_2)} \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} u'_i(t, \mathbf{x}) u'_j(t + \tau, \mathbf{x} + \mathbf{r}) dt dx \\ &= R_{ij}(\mathbf{x}, \mathbf{r}, t, \tau) \end{aligned} \quad (2.11)$$

R_{ij} è un tensore del secondo ordine simmetrico. In modo analogo è possibile definire correlazioni spazio-temporali tra due grandezze scalari (per esempio pressione e temperatura, la correlazione in questo caso è uno scalare) o tra

grandezze scalari e velocità (la correlazione risulta un vettore). Il coefficiente di correlazione ρ_{ij} è definito dalla relazione:

$$\rho_{ij}(\mathbf{x}, \mathbf{r}, t, \tau) = \frac{R_{ij}}{\sigma_i \sigma_j} \quad (2.12)$$

Le correlazioni spazio-temporali rappresentano la descrizione statistica nello spazio e nel tempo del fenomeno aleatorio; tale rappresentazione è sostitutiva delle infinite rappresentazioni dei campi fluidodinamici conseguenti a differenti realizzazioni di uno stesso esperimento.

Sono introdotte le seguenti definizioni:

- correlazioni spaziali $R_{ij}(\mathbf{x}, \mathbf{r}, t, 0)$, quando le grandezze sono considerate allo stesso istante ($\tau = 0$);
- correlazioni temporali $R_{ij}(\mathbf{x}, 0, t, \tau)$, quando le grandezze sono considerate nello stesso punto ($\mathbf{r} = 0$);
- turbolenza statisticamente stazionaria, quando la correlazione non dipende dal tempo $R_{ij}(\mathbf{x}, \mathbf{r}, \cdot, \tau)$;
- turbolenza statisticamente omogenea, quando la correlazione non dipende dal punto $R_{ij}(\cdot, \mathbf{r}, t, \tau)$;
- turbolenza isotropa, quando le funzioni di correlazione spaziale non dipendono dalla direzione e quindi solo dal modulo di \mathbf{r} , $R_{ij}(\mathbf{x}, |\mathbf{r}|, t, \tau)$.

Se non si fornisce energia ad un flusso turbolento questo sarebbe destinato a ridurre la propria energia cinetica a causa della viscosità che la trasforma in calore, e quindi il fenomeno non potrebbe ritenersi stazionario. Per introdurre energia nel sistema fluidodinamico è necessario produrre delle disomogeneità spaziali (gradiente di velocità) e quindi il flusso non può più ritenersi né omogeneo né isotropo. Pur non potendosi realizzare una condizione di turbolenza stazionaria, omogenea e isotropa, si fa comunque riferimento ad essa per studiare in forma più semplice i meccanismi, comunque complessi, che caratterizzano l'evoluzione di un flusso turbolento. Sperimentalmente, la turbolenza che più avvicina le proprietà di omogeneità e isotropia è quella di griglia Brumley and Jirka [1987].

Per la turbolenza stazionaria, omogenea ed isotropa, le correlazioni spazio-temporali sono funzioni di τ e di $|\mathbf{r}|$: $R_{ij}(|\mathbf{r}|, \tau)$. Risulta quindi:

$$R_{ij}(|\mathbf{r}|, \tau) = R_{ij}(|\mathbf{r}|, -\tau) \quad R_{ij}(|\mathbf{r}|, \tau) = R_{ij}(-|\mathbf{r}|, \tau) \quad (2.13)$$

quando le due grandezze che entrano nella definizione di correlazione coincidono, si parla di autocorrelazione (per esempio, stessa componente della velocità). In forma più sintetica si caratterizzerà la autocorrelazione con un solo pedice: $R_{ii} = R_i$. In base alle relazioni precedenti risulta che le autocorrelazioni sono funzioni simmetriche rispetto all'origine degli assi (funzioni pari).

2.2.2 Spettri di potenza

La descrizione statistica della turbolenza, oltre che nel dominio del tempo e dello spazio attraverso la funzione di autocorrelazione, può avvenire nel dominio della frequenza e dei numeri d'onda attraverso le densità spettrali di potenza, che sono legate alle funzioni di correlazione attraverso il teorema di Wiener-Khintchin. Lo spettro di potenza indica la distribuzione dell'energia cinetica turbolenta in funzione della frequenza delle fluttuazioni, oppure del loro numero di onda, definito come:

$$\mathbf{k} = \frac{2\pi f}{\mathbf{U}} \quad (2.14)$$

dove \mathbf{U} è una velocità caratteristica (ad esempio, velocità del moto medio) e f è la frequenza. Facendo riferimento alla turbolenza stazionaria e isotropa sono definite le seguenti funzioni, ottenute mediante operazioni di trasformata di Fourier della funzione di correlazione:

- densità spettrale di potenza nel dominio dei numeri d'onda:

$$B_{ij}(\mathbf{k}, \tau) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} R_{ij}(\mathbf{r}, \tau) e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} d\mathbf{r} \quad (2.15)$$

- densità spettrale di potenza nel dominio della frequenza:

$$P_{ij}(\mathbf{r}, f) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} R_{ij}(\mathbf{r}, \tau) e^{-if\tau} d\tau \quad (2.16)$$

Le funzioni B_{ij} e P_{ij} sono funzioni ibride, in quanto conservano il duplice significato di correlazione e di spettro. É possibile passare da una descrizione spettrale a una descrizione con correlazioni mediante operazioni di antitrasformata di Fourier.

Il moto alla scala dei piccoli vortici, in cui l'energia cinetica viene dissipata in calore per gli effetti viscosi, è governato dalla viscosità cinematica, ν e da:

$$\epsilon = -\frac{dE_c}{dt} \quad (2.17)$$

che rappresenta la dissipazione di energia cinetica turbolenta per unità di massa e di tempo. Combinando queste due grandezze si possono ricavare le scale di tempo, lunghezza e velocità di Kolmogorov per i piccoli vortici:

$$\tau_E \approx \left(\frac{\nu}{\epsilon}\right)^2 [\text{s}] \quad \eta \approx \left(\frac{\nu^3}{\epsilon}\right)^{1/4} [\text{m}] \quad v_E \approx (\nu\epsilon)^{1/4} [\text{m/s}] \quad (2.18)$$

Nella Figura 2.2 è riportato l'andamento tipico della funzione densità spettrale di potenza nel dominio dei numeri d'onda; si possono identificare tre regioni:

- la regione in cui la turbolenza trae energia dal moto medio, in cui $1/k$ è dell'ordine delle dimensioni dei grandi vortici;
- la regione in cui predomina il trasferimento inerziale, in cui lo spettro è proporzionale a $k^{-5/3}$ (legge universale della turbolenza di Kolmogorov);
- la regione di dissipazione viscosa per $k > 1/\nu$.

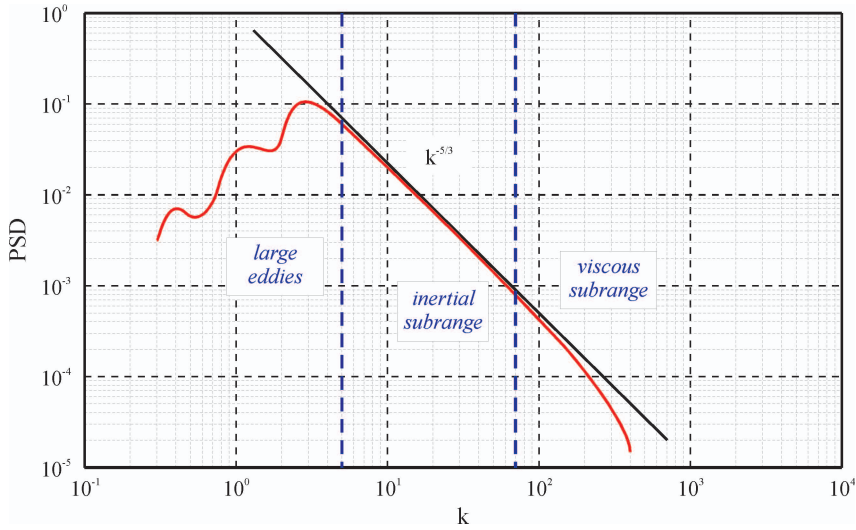


Figura 2.2. Turbolenza: densità spettrale di potenza della velocità.

2.3 Gruppi adimensionali dello strato di superficie

Sia η l'elevazione istantanea del pelo libero all'interno dell'ambiente di misura. L'ipotesi che turbolenza locale e interfaccia siano strettamente correlate, suggerisce la scelta di

$$H_{rms} = \sqrt{(\eta - \bar{\eta})^2} \quad (2.19)$$

quale scala delle lunghezze e di

$$u_s = \sqrt{(d\eta/dt)^2} \quad (2.20)$$

quale scala delle velocità nello strato di superficie. Nel calcolo della scala delle velocità, la derivata materiale del pelo libero è approssimata dall'inerzia locale, cioè si assume $d\eta/dt = \partial\eta/\partial t$. Si noti che, in letteratura, sono suggerite anche altre scale, come ad esempio la scala integrale basata sulle autocorrelazioni delle fluttuazioni di velocità (Calmet and Magnaudet [2003]).

Sulla base delle elaborazioni e analisi successive, sarà evidente come H_{rms} risulti la scala geometrica più adatta nel caso in cui l'interfaccia sia caratterizzata da un elevato livello di fluttuazione.

Mediante l'utilizzo delle nuove scale, possiamo introdurre i seguenti gruppi adimensionali:

$$Fr_s = \frac{u_s}{\sqrt{gH_{rms}}} \quad Re_s = \frac{u_s H_{rms}}{\nu} \quad We_s = \frac{\rho u_s^2 H_{rms}}{\sigma} \quad (2.21)$$

Il numero di Froude definisce il rapporto tra energia cinetica e gravitazionale associata alle fluttuazioni dell'interfaccia; il numero di Reynolds caratterizza il campo di moto turbolento nello strato limite di superficie; il numero di Weber (σ è la tensione superficiale) quantifica l'importanza relativa delle forze di superficie dovute alla tensione superficiale. Il pedice s indica che le scale introdotte si riferiscono allo strato di superficie.

2.4 Le scale della turbolenza

Per dare una misura di quanto la turbolenza abbia memoria di se stessa, nello spazio e nel tempo, vengono introdotte differenti scale.

2.4.1 Scale integrali

Nella Figura 2.3 è riportato un tipico andamento del coefficiente di autocorrelazione temporale per una componente della velocità. In generale, partendo dal valore unitario, il coefficiente di autocorrelazione tende a zero per τ tendente all'infinito. L'area compresa tra la funzione e l'asse delle ascisse è una misura di quanto il fenomeno ha memoria di se stesso.

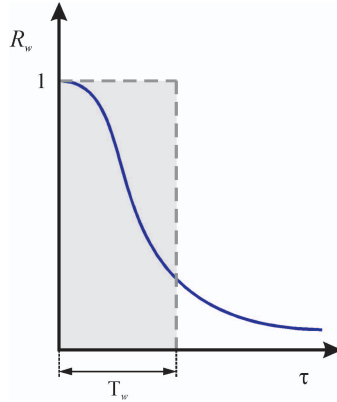


Figura 2.3. Andamento tipico del coefficiente di autocorrelazione.

La scala integrale temporale per la componente verticale è definita come segue:

$$T_w = \int_0^{+\infty} R_w \tau d\tau \quad (2.22)$$

dove

$$R_w = \frac{\overline{w'(t) w'(t + \tau)}}{\overline{w'^2}} \quad (2.23)$$

è la correlazione temporale di w' , (Petti and Longo [2001]). La scala integrale spaziale può essere ottenuta moltiplicando T_E per un'opportuna velocità rappresentativa, ad esempio la velocità del moto medio. Nell'ipotesi che l'ampiezza delle fluttuazioni del pelo libero abbia un ruolo determinante nello sviluppo dei vortici e del modo in cui questi hanno memoria di se stessi si otterrà una scrittura adimensionale della scala integrale, data da:

$$\hat{T}_w = \frac{T_w \bar{w}}{H_{rms}} \quad (2.24)$$

2.4.2 Scala di Taylor

La Scala di Taylor (o microscala temporale) è la scala dei vortici dove è dissipata la maggior parte dell'energia. L'autocorrelazione è una funzione pari con tangente nell'origine parallela all'asse delle ascisse. É possibile dunque costruire la parabola osculatrice a R_w nell'origine. La scala di Taylor è la distanza dall'origine del punto ove la parabola interseca l'asse delle ascisse (Figura 2.4) ed è definita come:

$$\lambda_w = \sqrt{\frac{2\overline{w'^2}}{\left(\frac{\partial w'}{\partial t}\right)^2}} \quad (2.25)$$

Analogamente a quanto fatto in precedenza, si può ottenere la seguente scrittura

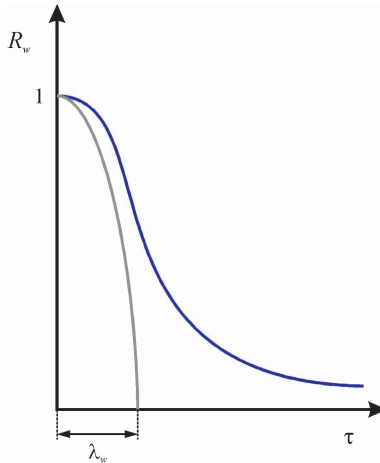


Figura 2.4. Scala di Taylor.

adimensionale:

$$\hat{\lambda}_w = \frac{\lambda_w \overline{w}}{H_{rms}} \quad (2.26)$$

2.4.3 Sfasamento e coerenza

L'interazione tra l'elevazione della superficie libera e le fluttuazioni turbolente della velocità può essere descritta attraverso lo sfasamento temporale e la coerenza dei relativi segnali.

Lo sfasamento tra le due variabili si valuta mediante l'utilizzo della FFT. Per cui, l'anticipo o il ritardo di fase è da riferirsi alle componenti dei due segnali caratterizzate dalla medesima frequenza. Valori positivi dello sfasamento indicano che il pelo libero è in ritardo rispetto alle fluttuazioni di velocità. Viceversa, valori negativi dello sfasamento indicano che il pelo libero anticipa le fluttuazioni turbolente.

In generale, la coerenza tra due variabili a e b è definita come

$$c = \frac{P_{ab}^2}{P_{aa}P_{bb}} \quad (2.27)$$

dove P_{ab} è la densità di potenza cross-spettrale, mentre P_{aa} e P_{bb} sono le densità di potenza auto-spettrali. Le mappe di sfasamento e di coerenza sono utili per rappresentare la variazione di tali grandezze nel dominio spazio-frequenza.

Capitolo 3

Installazione sperimentale

In questo capitolo è descritto l'apparato sperimentale utilizzato per l'esecuzione dei test e la relativa strumentazione. Nel primo paragrafo è presentato il dispositivo per la generazione della turbolenza, con riferimento al suo posizionamento e alla sua geometria. Particolare attenzione è dedicata ai dettagli costruttivi e ai criteri adottati per il dimensionamento della griglia. Quindi, trovano spazio la descrizione degli strumenti impiegati per le misure di livello e velocità e la descrizione del sistema di calibrazione degli anemometri a filo e film caldo; in conclusione, sono riportate le relative verifiche di funzionamento.

3.1 Apparato principale

3.1.1 Generatore di turbolenza

I test sono stati condotti in una vasca quadrata con spigolo interno di 0.57 m e altezza pari a 0.42 m. Le pareti della vasca sono costituite da pannelli in PVC, uniti tra loro mediante squadrette in acciaio inossidabile. Lo scatolare così ottenuto è stato opportunamente contrastato per ridurre al minimo le vi-

brazioni, gli effetti di risonanza e la generazione di campi di moto a potenziale. Il tutto è stato collocato all'interno di una canaletta situata nel Laboratorio di Idraulica del DICATeA¹, presso la sede scientifica della Facoltà di Ingegneria dell'Università degli Studi di Parma. Vedi Figura 3.1.

Un traverso metallico si erge sopra la vasca e funge da supporto al motore elettrico e ai meccanismi che permettono il movimento della griglia. Questa è vincolata ad una cornice di supporto (sempre acciaio inossidabile) collegata ad un asse verticale che rappresenta la biella del sistema biella-manovella azionato dal motore elettrico. Quattro steli metallici guidano lo scorrimento verticale della griglia e del relativo supporto evitando la torsione, l'oscillazione o l'inclinazione degli stessi. La cornice e l'asse sono accoppiati tramite uno speciale giunto in grado di trasmettere sforzi assiali di compressione e trazione, ma non coppie assiali o sforzi di taglio (vedi Figura 3.2). Questo accorgimento consente di rendere ininfluenti piccoli errori di assemblaggio e/o allineamento. Le pareti in PVC sono state disposte in modo simmetrico rispetto alla griglia, al fine di minimizzare i fenomeni di ricircolo secondario (Hopfinger and Toly [1976]). Le regolazioni della velocità di rotazione del motore e del punto di vincolo tra volano (manovella) e asse (biella) permettono alla griglia di muoversi con frequenze comprese tra 0.3 e 3.3 Hz e con corse picco-picco tra 30 e 150 mm.

Il dispositivo è quindi in grado di generare, attraverso l'oscillazione verticale della griglia, turbolenza all'interno di un'ambiente confinato. Il distacco dei vortici e il loro successivo frazionamento arrivano a perturbare la superficie libera del fluido (acqua) contenuto all'interno della vasca di prova.

3.1.2 La griglia

La griglia è costituita da una lamiera forata di acciaio inox dello spessore s di 2 mm; i fori, quadrati e con lato di 10 mm, hanno spaziatura centro-centro pari a $M = 12$ mm. Vedi dettaglio in Figura 3.1. Il rapporto vuoto su pieno, pari a 0.31, è paragonabile a quello delle griglie impiegate da Brumley and Jirka [1987] e Herlina and Jirka [2008], ma la dimensione della maglia è circa 5 volte inferiore. Questa scelta è stata presa al fine di ottenere, nel range operativo dell'apparato, valori del numero di Reynolds turbolento paragonabili a quelli di letteratura. In questa fase, il gruppo adimensionale è stato calcolato come suggerito da Brumley

¹Dipartimento di Ingegneria Civile, dell'Ambiente, del Territorio e Architettura.

3.1. Apparato principale

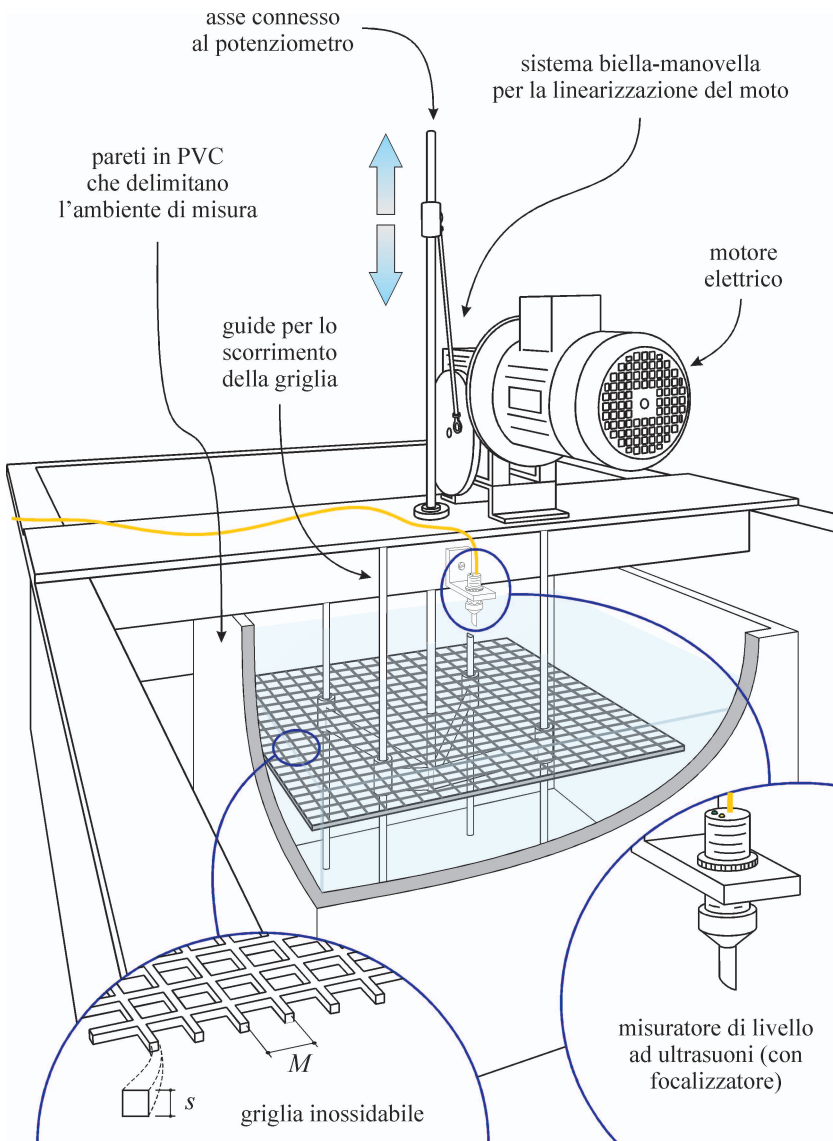


Figura 3.1. Schema dell'apparato sperimentale.

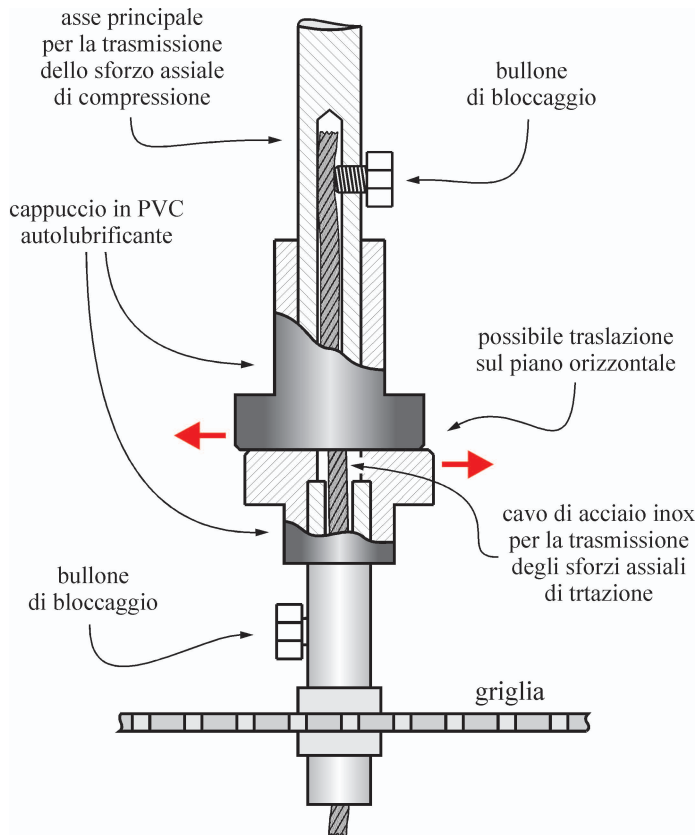


Figura 3.2. Giunto di collegamento tra asse di trasmissione e griglia.

and Jirka [1987], sulla base dei precedenti lavori di Thompson and J.S. [1975], Hopfinger and Toly [1976] e Dickenson and Long [1978]:

$$Re_G = \frac{u' (2L_u)}{\nu} \quad (3.1)$$

con

$$u' = 0.25 f S^{1.5} M^{0.5} z^{-1} \quad (3.2)$$

e

$$L_u = az \quad (3.3)$$

u' esprime la fluttuazione della velocità orizzontale, ν è la viscosità cinematica del fluido, f è la frequenza di oscillazione della griglia, S è la corsa della griglia, M è la dimensione della maglia quadrata mentre z è la distanza da un'origine virtuale situata in corrispondenza del centro della corsa. L_u rappresenta una scala integrale significativa nel piano orizzontale. a è una costante circa pari a 0.1 (Thompson and J.S. [1975]).

Si noti che, in questo modo, il numero di Reynolds è indipendente da z , ossia dall'affondamento rispetto al pelo libero ed è correlato esclusivamente a parametri di griglia (da qui il pedice "G"). Nel corso degli esperimenti condotti Re_L copre un range compreso tra 132 e 686, mentre in letteratura si trovano valori compresi tra 68 e 782 Brumley and Jirka [1987].

Al fine di evitare la riflessione dei vortici sul fondo della vasca è stato fatto in modo che la griglia, al punto morto inferiore, avesse una distanza dal fondo stesso almeno pari a 150 mm. Inoltre, per garantire un migliore assorbimento e ridurre ulteriormente il rischio di riflessione, il fondo è stato coperto con un tappeto in plastica simile nella forma a un fitto manto erboso.

3.2 Strumentazione

L'obiettivo della sperimentazione è quello di studiare le interazioni tra la turbolenza e le fluttuazioni del pelo libero. Pertanto, sono state misurate la posizione istantanea della superficie liquida e la velocità verticale in punti caratterizzati da affondamenti differenti, ma giacenti sulla medesima verticale. Vedi Figura 3.3 Inoltre, si è resa necessaria l'acquisizione di altri dati, quali la temperatura del fluido e la posizione istante per istante della griglia.

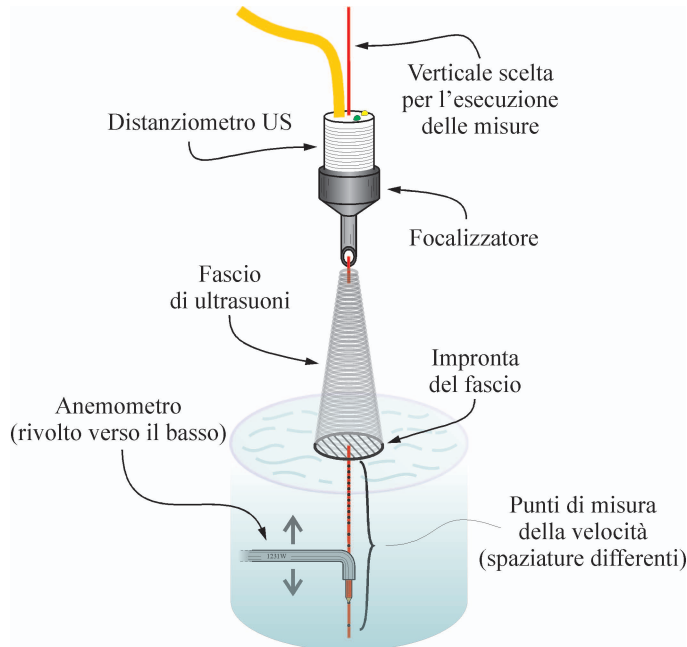


Figura 3.3. Principali strumenti utilizzati e loro collocazione nell'ambiente di misura.

3.2.1 Misuratore di livello a ultrasuoni

La posizione del pelo libero è stata acquisita mediante un sensore ad ultrasuoni modello Q45UR prodotto dalla ditta Banner. Le fluttuazioni del pelo libero

hanno reso inutilizzabili sistemi di misura tradizionali, in quanto incapaci di seguire con risposta adeguata l'evoluzione del misurando. Il trasduttore ultrasonico utilizzato è costituito da un elemento piezoelettrico che, immerso in un campo elettrico ad alta frequenza, oscilla e genera onde di pressione ultrasoniche. Il campo ultrasonico emesso è conico divergente, con angolo di divergenza pari a ca. $3,50^\circ$. La geometria del campo acustico generato presenta un lobo

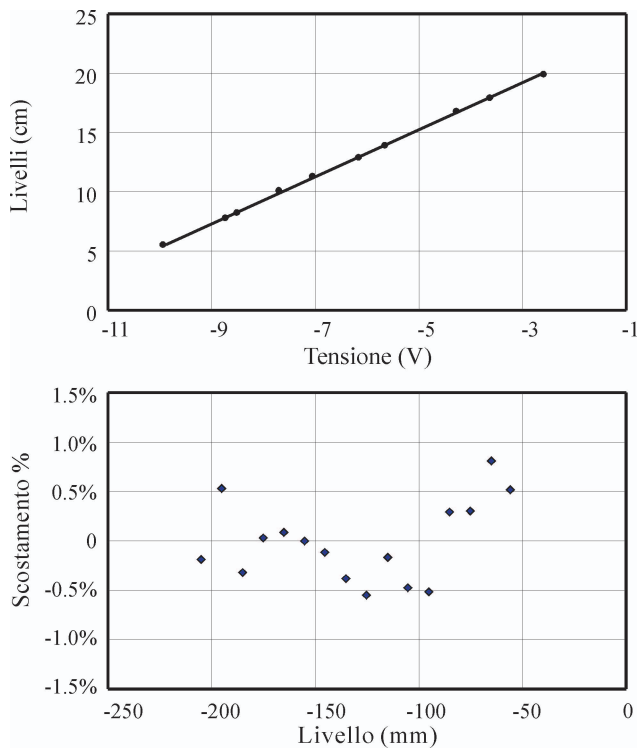


Figura 3.4. Relazione lineare tra distanza misurata e tensione in uscita dal trasduttore ultrasonico Banner Q45ur.

principale, per cui l'estensione della superficie di misura varia a seconda della distanza fra trasduttore e target. Per ridurre questo problema, si è utilizzato un focalizzatore in grado di diminuire l'impronta sul fluido del fascio di ultrasuoni. Lo strumento, settato per fornire un'uscita analogica in tensione tra 0 e 10 V,

è in grado di misurare la distanza di oggetti tra 50 e 250 mm rispetto alla testa del sensore. La relazione tra tensione di uscita e distanza è di tipo lineare e il tempo di risposta può essere selezionato tra 10 e 320 ms. La risoluzione dichiarata della sonda ad ultrasuoni è di 1/10 mm. Tale valore non è limitato dalla risoluzione della scheda di acquisizione a 16 bit: 65536 punti su un range di ± 10 V, cioè:

$$\frac{20}{65536} \approx 3.05 \times 10^{-4} \left(\frac{\text{V}}{\text{punto}} \right) \quad (3.4)$$

Poiché il range utile di misura è di 200 mm, la risoluzione può essere espressa nel seguente modo:

$$\frac{200}{10} \left(\frac{\text{mm}}{\text{V}} \right) \times 3.05 \times 10^{-4} \left(\frac{\text{V}}{\text{punto}} \right) = 0.006 \left(\frac{\text{mm}}{\text{punto}} \right) \quad (3.5)$$

La scala di calibrazione è stata ottenuta portando la sonda ad un'altezza nota rispetto ad una superficie di riferimento e stimando il valore medio della tensione in uscita, dopo aver acquisito il segnale per un tempo sufficientemente lungo. Ripetendo l'operazione per altezze differenti si è giunti alla relazione tensione-livelli riportata nella Figura (3.4). La sonda a ultrasuoni è stata vincolata rigidamente al traverso metallico che sorregge il motore e la griglia; in questo modo la sua posizione non subisce variazioni tra una prova e l'altra. Complessivamente, l'accuratezza che può essere attribuita al sistema di acquisizione dei livelli è pari a 3/10 mm.

3.2.2 Misuratore di posizione della griglia

La posizione della griglia, istante per istante, è stata misurata grazie ad un potenziometro lineare ELAP PL2S. Questo strumento è caratterizzato da una corsa nominale pari a 250 mm, da un'elevata linearità (errore di non linearità inferiore allo 0.1%) e da una risoluzione teoricamente infinita. Il fissaggio è avvenuto attraverso gli snodi sferici presenti alle estremità. Quello superiore è stato reso solidale all'asse che movimenta la griglia, mentre lo snodo inferiore

è stato vincolato alla struttura di sostegno. In questo modo, durante il normale funzionamento dell'apparato, è sempre possibile risalire alla frequenza di oscillazione della griglia.

3.2.3 L'anemometro a filo e film caldo

L'anemometro è uno strumento per la misura della velocità locale in acqua (o aria), caratterizzato da piccole dimensioni delle sonde e da un'elevata risposta in frequenza del sistema (fino a 500 kHz). Sono quindi possibili misure dinamiche di velocità e turbolenza praticamente puntiformi.

Per la misura di velocità in un fluido, l'anemometro utilizza lo scambio di calore tra una sonda percorsa da corrente elettrica e riscaldata per effetto Joule e il fluido.

La sonda, costituita da un piccolo elemento resistivo, è inserita nel circuito elettrico di misura in modo da costituire uno dei bracci di un ponte di Weathstone, controllato e alimentato da un amplificatore.

Quando la velocità del fluido aumenta, aumenta la quantità di calore sottratto alla sonda. Di conseguenza la temperatura della sonda diminuisce e la sua resistenza a varia. Questo comporta uno sbilanciamento del ponte; l'amplificatore rileva questo squilibrio e, aumentando la corrente al ponte e quindi alla sonda, ripristina la temperatura iniziale della sonda riportando il ponte alle condizioni iniziali di equilibrio. L'inserzione a ponte, il guadagno elevato dell'amplificatore e la risposta in frequenza del sistema determinano una controreazione immediata ad ogni piccola variazione di flusso, per cui la temperatura della sonda rimane praticamente costante.

Il sistema anemometrico utilizzato

Lo strumento è costituito da quattro unità modulari prodotte dalla ditta TSI e alloggiato in un unico telaio:

1. Unità di alimentazione e indicazione. Fornisce le alimentazioni stabilizzate a tutto il sistema e dispone di un indicatore analogico per leggere le tensioni del ponte. Il segnale è anche disponibile ad un connettore (BNC) per l'eventuale collegamento a strumenti di misura e registrazione.

2. Modulo anemometrico. E' in grado di fornire alla sonda una corrente massima di 2.5 A. Nel suo interno sono alloggiare le resistenze collegate a formare i tre bracci del ponte resistivo (il quarto è costituito dalla sonda), i cui valori possono essere variati tramite un commutatore posto sul frontale del modulo, per adattarli a diversi tipi di sonde e variare la corrente in funzione del fluido su cui si opera. Il gruppo è completato da un generatore ad onda quadra (1 kHz e 20 kHz) per ottimizzare la risposta in frequenza del sistema e da un circuito di protezione per evitare di sovraccaricare la sonda e, conseguentemente, danneggiarla.
3. Linearizzatore (non usato nel corso della presente sperimentazione). Il linearizzatore è un modulo che ha lo scopo di rendere lineare la relazione $E = f(V)$ in modo da consentire la lettura diretta della velocità sull'indicatore. Dove E è la tensione misurata e V è la velocità del fluido.
4. Condizionatore di segnale. Riceve il segnale dall'anemometro e lo fornisce in uscita, opportunamente trattato, all'unità di indicazione. In esso sono previsti: un soppressore di zero per annullare la tensione continua o un segnale costante (max 30 V, precisione 0.1 %) ed aumentare così la sensibilità dell'indicazione; due filtri, passa basso (200 Hz ÷ 200 kHz) e passa alto (2 Hz ÷ 2 kHz) per annullare frequenze indesiderate sovrapposte al segnale.

Sonde

Esiste una vastissima gamma di sonde disponibili, adatte per diversi tipi di misure e tipi di fluido.

La sonda è costituita dalle seguenti parti:

1. la sonda più propriamente detta che porta ad un'estremità l'elemento sensibile e all'altra due contatti elettrici;
2. il supporto dotato ad un'estremità di due contatti entro i quali vengono forzati i contatti della sonda, e all'altra di un cavo di connessione che va a collegarsi al modulo anemometrico.

Nel corso dei test sono state impiegate sonde sia a filo che a film caldo. Il filo caldo è un filo sottile di tungsteno, platino o altro materiale simile sostenuto

alle due estremità da due astine di supporto. I suoi vantaggi principali sono: piccolo diametro ed elevata risposta in frequenza rispetto alle sonde a filo caldo. La sonda a filo caldo a disposizione del laboratorio di idraulica del DICATeA è la TSI 1210W, vedi Figura 3.5. L'elemento sensibile a film caldo è costituito da

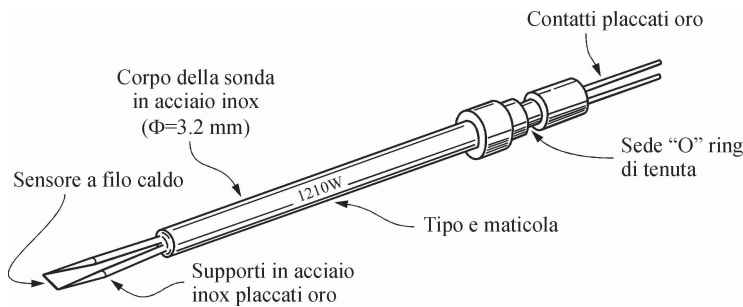


Figura 3.5. Anemometro TSI a filo caldo.

un sottile supporto di ceramica su cui è depositato un film metallico protetto da uno strato di quarzo che consente un isolamento non poroso; questo consente l'utilizzo anche in mezzi liquidi. Rispetto al precedente, questo tipo di sensore offre i seguenti vantaggi: maggiore stabilità termica, maggiore resistenza all'erosione e alla corrosione che possono essere causate da impurità presenti nel fluido, maggiore rigidità e quindi possibile impiego in presenza di vibrazioni. La sonda a film caldo a disposizione è di tipo conico ad angolo ed è la TSI 1231W, vedi Figura 3.6.

Queste sonde non sono dotate di circuiti integrati per la compensazione di variazioni della temperatura dell'acqua.

Per poter apportare le opportune correzioni è stato approntato un sistema di misura e acquisizione della temperatura, costituita da una termocoppia, costantemente immersa in acqua e caratterizzata da un'accuratezza pari al centesimo di °C. L'elettronica a cui essa è collegata fornisce un'uscita in tensione tra 0 e 100 mV.

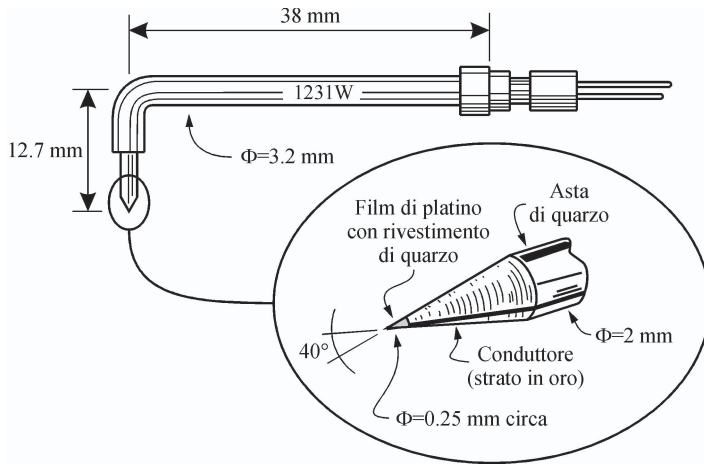


Figura 3.6. Anemometro TSI a film caldo.

Il sistema di supporto e posizionamento dell'anemometro

Il motore elettrico che movimentava la griglia, malgrado gli accorgimenti adottati, produce una certa quantità di vibrazioni. Se queste si propagassero sino all'anemometro potrebbero compromettere la qualità delle misure, ad esempio aumentando lo sporco del segnale. Per scongiurare il verificarsi di questo fenomeno, si è deciso di realizzare una struttura che sia in grado di sostenere lo strumento e che al tempo stesso sia completamente indipendente dal resto dell'apparato sperimentale. Questa soluzione è stata concretizzata mediante la costruzione di un'impalcatura di tubi innocenti dalla quale sporge a sbalzo un braccio (costituito da un profilo a L in ferro) alla cui estremità è vincolata un'asta meccanica in grado di scorrere verticalmente, consentendo la regolazione della posizione con un'accuratezza pari a 1/10 mm. L'estremità inferiore di quest'asta, originariamente pensata per accogliere una punta idrometrica, è stata modificata per ottenere il fissaggio del supporto della sonda anemometrica. L'intero dispositivo è mostrato in Figura 3.7. La conformazione del supporto è tale per cui sia le sonde a filo caldo che le sonde a film caldo assumono la corretta giacitura nello spazio rispetto al campo di moto turbolento che si vuole indagare. La massa dell'intera struttura previene la possibilità che questa venga

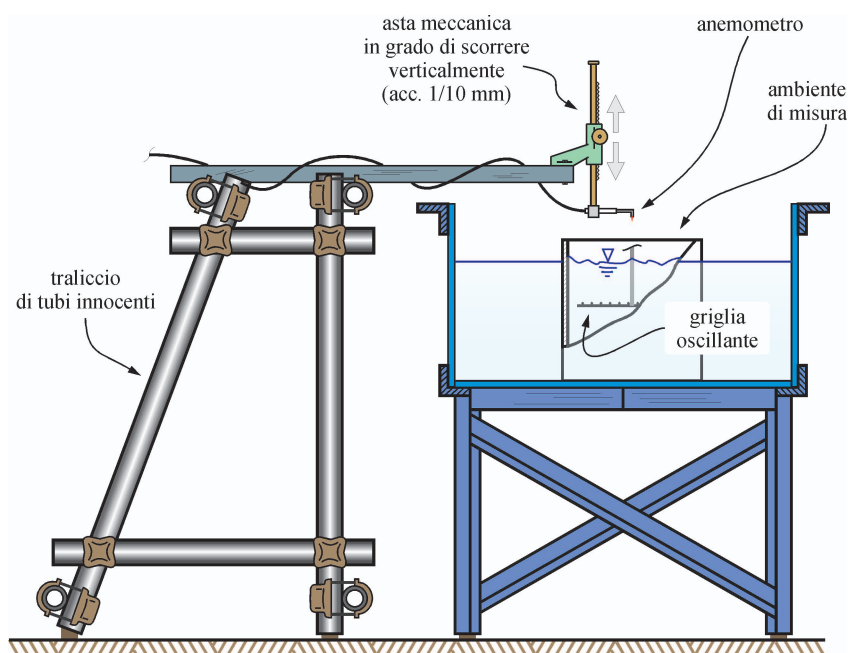


Figura 3.7. Traliccio indipendente per il sostegno della sonda anemometrica durante la misure.

accidentalmente spostata e garantisce di conseguenza una buona ripetibilità di posizionamento dello strumento.

3.2.4 Addolcimento, filtraggio e de-aerazione dell'acqua

L'anemometria a filo e film caldo, come già detto in precedenza, consente l'esecuzione di misure puntuali con una risposta in frequenza molto elevata. Tuttavia, la tecnica presenta una serie di svantaggi tra cui spiccano la continua necessità di calibrare il sensore, la sensibilità nei confronti di alcuni agenti e la fragilità intrinseca dello stesso.

Le continue calibrazioni servono per non risentire degli effetti dovuti alle variazioni di temperatura del fluido. Si immagina un anemometro in funzione in un fluido in quiete, caratterizzato da una temperatura T' ; trascurando i moti convettivi che si instaurano in prossimità dell'anemometro, la tensione in uscita è costante. A questo punto, una diminuzione di temperatura del fluido sarebbe responsabile di un flusso di calore dall'anemometro verso l'ambiente circostante, con conseguente diminuzione di temperatura e di resistenza della sonda. L'elettronica precedentemente descritta bilancerebbe questa perturbazione del sistema, aumentando la corrente in circolo e riportando la temperatura della sonda al valore iniziale. Un osservatore esterno, in grado di leggere esclusivamente il segnale in tensione uscente dal modulo anemometrico, potrebbe interpretare quanto accaduto come un movimento relativo tra la sonda e il fluido in cui questa è immersa.

Gli anemometri presentano una particolare sensibilità ad alcuni agenti:

1. Durezza dell'acqua. La presenza di ioni calcio e ioni magnesio può, nel medio e nel lungo periodo, provocare il malfunzionamento dell'anemometro. Gli ioni, depositandosi sull'elemento sensibile della sonda, tendono ad isolarlo termicamente dall'ambiente di misura, diminuendo la risposta in frequenza del sistema. Per ovviare a questo problema si è deciso di addolcire l'acqua destinata all'esecuzione dei test, mediante un opportuno impianto fornito dalla ditta Saccò. In questo modo la durezza è stata ridotta a meno di 0.5 gradi Francesi.
2. Sporco. Impurità di varia natura (capelli, polvere, alghe, fanghi, ecc.), interagendo con lo scambio termico tra sensore e fluido, possono falsare

le misure. Per questa ragione è stato introdotto un sistema di purificazione dell'acqua, composto da una batteria di filtri in grado di trattenere particelle con diametro maggiore di $1\ \mu\text{m}$, da un filtro ai carboni attivi e da uno sterilizzatore a raggi ultravioletti in grado di prevenire la formazione di alghe. Questo impianto preleva il fluido dall'ambiente di misura per re-immettervelo in un punto sufficientemente lontano da evitare la formazione di fenomeni di bypass. In questo modo si origina un ricircolo caratterizzato da una portata media pari a ca. $2\ \text{l/min}$.

3. Bolle d'aria. Uno dei fenomeni più temibili, connessi con l'impiego degli anemometri a filo e film caldo, è la formazione di bolle d'aria che rimangono a contatto con l'elemento sensibile della sonda. Questo problema origina dal fatto che il filo o il film devono essere sovra-riscaldati per poter funzionare, favorendo in questo modo l'accumulo dell'ossigeno disciolto. Si è cercato di diminuire la concentrazione di quest'ultimo costruendo un impianto di de-aerazione. Una pompa volumetrica aspira acqua direttamente dall'ambiente di misura per poi farla transitare attraverso un filtro a cartuccia (la cui funzione è quella di trattenere eventuali macro-impurità). A valle del filtro è stato installato un breve tubo flessibile per la restituzione del fluido. Il tratto terminale del tubo presenta un restringimento di sezione che genera un aumento locale della velocità con conseguente diminuzione di pressione. Questo fenomeno provoca il rilascio dell'aria disciolta sotto forma di macro-bolle. Inoltre, si è deciso di adottare un coefficiente di sovra-riscaldamento ridotto, rispetto a quello standard (1.03 anziché 1.1).

La fragilità del sensore è da interpretarsi come l'incapacità di resistere a sollecitazioni meccaniche impulsive (urti); questo è particolarmente vero per gli anemometri a filo caldo.

3.2.5 Condizionamento e acquisizione del segnale

Per migliorare la qualità del segnale proveniente dal modulo anemometrico è stato utilizzato un filtro passa-basso Card Master 255G Filter System, prodotto dalla ditta Kemo. La frequenza di taglio è stata impostata a $10\ \text{kHz}$. La presenza del filtro garantisce l'eliminazione del rumore indesiderato, generato

dalle componenti a più alta frequenza, e la rimozione di possibili fenomeni di aliasing che si possono verificare in seguito ad improprio campionamento.

Per poter ricostruire un segnale caratterizzato da una certa frequenza, è infatti necessario che la frequenza di campionamento sia superiore al doppio della frequenza del segnale originario campionato (Teorema di Nyquist). Se ciò non fosse, il segnale verrebbe erroneamente ricostruito come se fosse caratterizzato da una frequenza minore alla metà della frequenza di campionamento, vedi Figura (3.8). La massima frequenza del segnale originario che non dà luogo

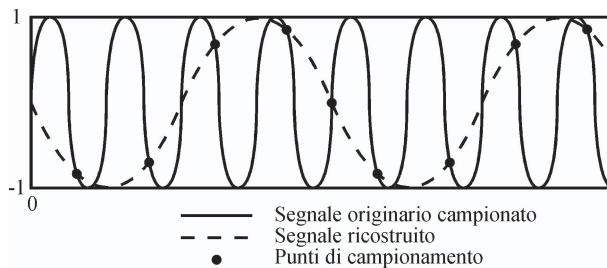


Figura 3.8. Schema concettuale del fenomeno di aliasing.

go ad ambiguità è detta frequenza di Nyquist. L'utilizzo di filtri passa-basso, che di fatto rimuovono completamente le componenti del segnale con frequenza superiore a quella di taglio, fissa come valore limite la frequenza di Nyquist.

Quindi, i segnali di velocità e di livello sono stati acquisiti tramite dei moduli di condizionamento National Instruments SCC-FT. I moduli SCC sono contenuti all'interno del supporto schermato della serie SC-2345 che è in grado di ospitare sino a 20 moduli e che si collega direttamente ad una scheda DAQ della serie M. La scheda è la USB-6251 M ed è collegata al personal computer del laboratorio di idraulica. Il sistema di acquisizione dei dati adottato è schematizzato in Figura 3.9. I moduli impiegati, del tipo SCC-FT, sono canali passanti che non producono ulteriore condizionamento del segnale. La scheda, del tipo USB-6251 M, della National Instruments, è caratterizzata da sedici ingressi *single-ended* (otto canali differenziali), una risoluzione di 16 bit e un range di input compreso tra -10 V e $+10$ V. L'accuratezza con cui il segnale viene acquisito è influenzata anche dall'accuratezza dei filtri di condizionamento e del dispositivo di trasferimento e di acquisizione, e può essere valutata secondo la

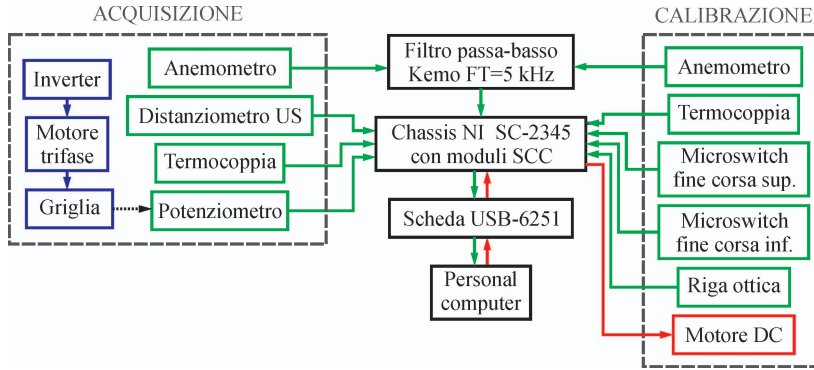


Figura 3.9. Diagramma del sistema di acquisizione.

seguinte espressione:

$$\text{Accuratezza del sistema} = (E_{SL} \times \text{Lettura}) + E_{SC} + E_M$$

dove E_{SL} è l'errore percentuale di lettura alla scheda, "Lettura" è la tensione misurata, E_{SC} è l'errore costante di tensione della scheda (espresso in mV) mentre E_M è l'errore dovuto ai moduli SCC (espresso in mV).

Complessivamente, l'errore stimato totale che può essere attribuito al sistema di condizionamento è pari a poche decine di millivolt, che determinano imprecisioni trascurabili rispetto alle altre approssimazioni di misura.

3.2.6 Software applicativo

L'acquisizione dei dati è stata gestita utilizzando il programma della National Instruments chiamato LabVIEW (Laboratory Virtual Instrument Engineering Workbench). Tale software è basato su un linguaggio di programmazione grafico che consente di creare strumenti virtuali del tutto simili, per fisionomia e funzionamento, alle apparecchiature fisiche. LabVIEW permette la realizzazione di un'interfaccia interattiva nella quale possono essere collocati interruttori, indicatori, diagrammi mobili e altri comandi. L'acquisizione vera e propria di uno o più segnali in ingresso alla scheda deve essere preceduta da una fase di

configurazione dei canali che verranno poi richiamati all'interno del programma, specificando per ognuno di essi il nome, il tipo di segnale in ingresso (analogico o digitale), l'unità di misura della grandezza fisica misurata e il range dei dati in ingresso. Quando si ritiene di poter acquisire i segnali provenienti dalla strumentazione, si può avviare il campionamento dei dati premendo il pulsante "run", visualizzato sull'interfaccia grafica. Il programma attiva l'esecuzione di un loop in grado di leggere i valori acquisiti dalla scheda e di visualizzarli a monitor su un diagramma mobile. Analogamente, il pulsante "stop" interrompe l'esecuzione del ciclo e fa sì che i dati memorizzati vengano trascritti in un file di testo. Prima di acquisire i segnali, sempre attraverso l'interfaccia grafica, è possibile configurare una serie di parametri, come ad esempio la frequenza di acquisizione del segnale e il nome del file di output.

3.3 Calibrazione degli anemometri

A causa delle ragioni citate precedentemente, sono state necessarie frequenti calibrazioni delle sonde anemometriche. Per ridurre il tempo richiesto da ogni calibrazione si è cercato di automatizzare quanto più possibile tale procedura. In letteratura sono documentati:

1. dispositivi in grado di produrre un flusso di velocità nota che va ad investire la sonda da calibrare;
2. dispositivi che movimentano l'anemometro con velocità nota mentre questo è immerso in un fluido in quiete.

Si è deciso di realizzare un calibratore ispirato al secondo principio di funzionamento.

3.3.1 Dispositivo per la calibrazione

Un vecchio plotter HP (Figura 3.10) è stato smantellato e alcune delle sue componenti sono state adattate per costruire un supporto che potesse traslare (avanti e indietro) lungo una direzione orizzontale. Un motore DC aziona la

puleggia che movimentata la cinghia a cui è vincolato il gruppo teste. Questo è l'elemento mobile del plotter, progettato per ospitare le cartucce di inchiostro per la stampa. Al posto delle cartucce è stato installato un dispositivo di aggancio per il supporto delle sonde TSI. Una volta in posizione, la parte terminale della sonda è immersa nella stessa acqua dell'ambiente di misura, che di fatto comunica con la vasca di calibrazione. (Vedi Figure 3.11 e 3.12.) Il motore DC non è di tipo passo-passo; pertanto, non è nota a priori la velocità di traslazione della sonda. Per risalire al dato di velocità, è stata sfruttata la riga ottica del plotter. Questo strumento è costituito da una banda metallica "fissa" e da un lettore ottico "mobile", solidale al supporto dell'anemometro (ex gruppo teste). La banda metallica presenta una continua successione di vuoti e pieni, vedi Figura 3.13. In corrispondenza dei pieni il lettore produce un uscita digitale identificabile come un gradino di ampiezza pari a 5 V. La permanenza del segnale a 5 V o a 0 V dipende dalla velocità di spostamento del lettore, come illustrato in figura 3.13. La velocità istantanea è misurata come rapporto tra la distanza di due elementi pieni successivi e il tempo impiegato per coprire tale tragitto. L'algoritmo determina l'istante iniziale e quello finale di ciascun

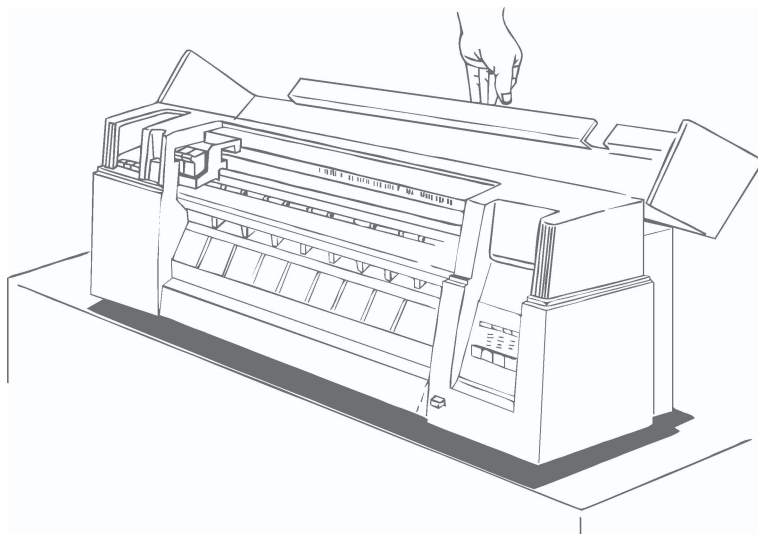


Figura 3.10. Plotter HP da cui è stato ricavato il calibratore per gli anemometri.

gradino; quindi, determina l'istante in cui il lettore si trova esattamente a metà del gradino stesso. La riga presenta 150 elementi riflessivi (pieni) per ogni pollice di sviluppo lineare (un pollice equivale a 0.0254 m). Il segnale di velocità così ottenuto è stato elaborato tramite un operatore di media mobile che calcola il valore istantaneo come media del valore stesso, dei due valori precedenti e dei due successivi. Il parametro che regola l'estensione della finestra di media è pertanto $n = 5$. Un software (scritto con LabVIEW) è in grado di azionare il motore e contemporaneamente acquisire i dati (segnale dell'anemometro e segnale della giga ottica). Il programma di calibrazione compie generalmente 10 cicli. Ciascun ciclo comprende una fase di andata e una di ritorno, rispetto ad una posizione di riferimento assunta come origine. Cicli successivi sono caratterizzati da velocità crescenti, i cui incrementi possono essere impostati dall'operatore. I primi istanti della fase di andata prevedono una brusca accelerazione per favorire il distacco di eventuali bolle che possono essersi depositate sul sensore; quindi, il carrello mobile rallenta e inizia l'acquisizione a 50 kHz. Questa termina poco prima del fine corsa di andata. Il ritorno avviene sempre alla stessa velocità e non prevede l'acquisizione dei dati; questo dipende dal

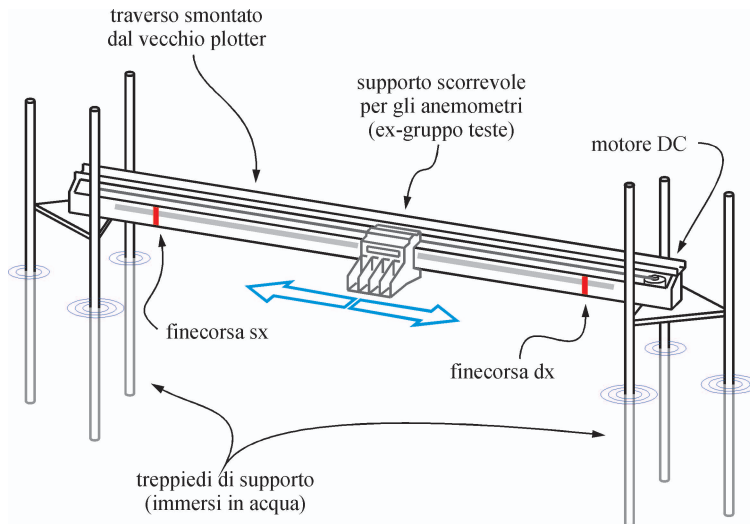


Figura 3.11. Sistema di calibrazione.

fatto che il sensore a film caldo non è bidirezionale.

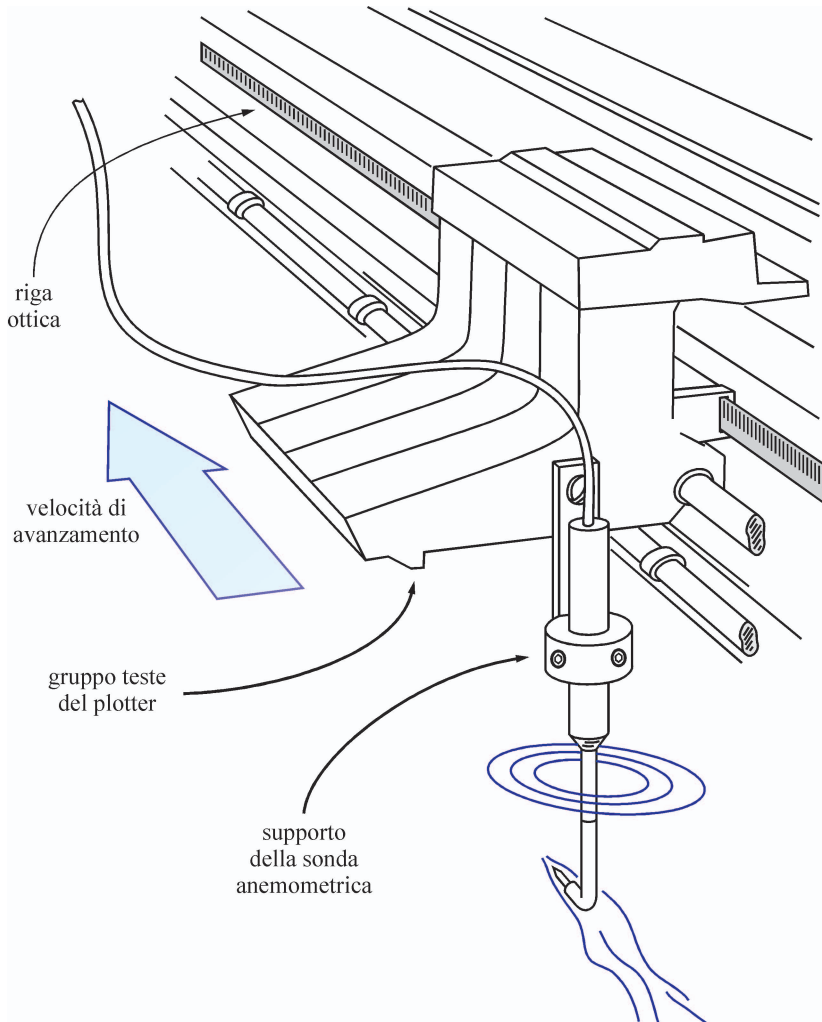


Figura 3.12. Dettaglio dell'elemento mobile che sostiene la sonda durante la calibrazione.

3.3.2 Accuratezza della calibrazione

L'accuratezza con cui è misurata la velocità di avanzamento è una funzione di n (numero delle successioni vuoto-pieno su cui viene stimata la velocità media) e della frequenza di acquisizione, come facilmente dimostrabile. Supponiamo che il calibratore si stia muovendo con velocità costante pari a V . Con riferimento allo schema di Figura 3.13 e considerando due successioni finite di coppie vuoto-pieno composte ciascuna da n elementi, si può scrivere:

$$V_1 = \frac{n \cdot ds}{dt_1} \quad (3.6)$$

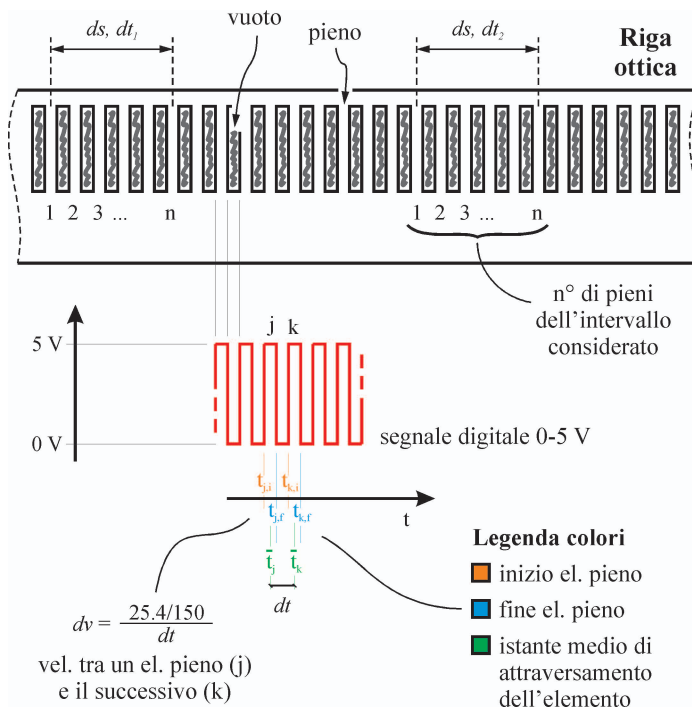


Figura 3.13. Riga ottica.

$$V_2 = \frac{n \cdot ds}{dt_2} \equiv \frac{n \cdot ds}{dt_1 + \Delta t} \quad (3.7)$$

dove ds rappresenta la distanza tra due elementi pieni successivi della riga ottica. Si assume che il valore di ds sia noto senza errore, mentre compare l'incertezza Δt , associata alla stima dell'intervallo temporale necessario a percorrere gli n spazi di lunghezza ds . Ricordiamo, infatti, che muovendosi a velocità costante, il calibratore percorre spazi uguali in tempi perfettamente uguali; pertanto, dovrebbe essere $dt_1 = dt_2$. Per questa ragione anche la stima della velocità nei due casi sarà coincidente a meno dell'errore ΔV .

$$V_2 = V_1 + \Delta V = \frac{n \cdot ds}{dt_1} + \Delta V \equiv \frac{n \cdot ds}{dt_1 + \Delta t} \quad (3.8)$$

da cui

$$\begin{aligned} \Delta V &= \frac{n \cdot ds}{dt_1 + \Delta t} - \frac{n \cdot ds}{dt_1} = n \cdot ds \left[\frac{dt_1 - dt_1 - \Delta t}{dt_1 (dt_1 + \Delta t)} \right] \\ &= -\frac{n \cdot ds}{dt_1 \left(\frac{dt_1}{\Delta t} + 1 \right)} \equiv -\frac{n \cdot V_1}{n \left(\frac{n \cdot ds}{V_1 \Delta t} + 1 \right)} \end{aligned} \quad (3.9)$$

In definitiva risulta

$$\frac{\Delta V}{V_1} = -\frac{1}{\frac{n \cdot ds / \Delta t}{V_1} + 1} \quad (3.10)$$

dove, se f è la frequenza di acquisizione (nel nostro caso pari a 50 kHz),

$$\frac{ds}{\Delta t} = \frac{ds}{1/f} = \frac{0.0254/150}{1/50000} = 8.467 \text{ m/s} \quad (3.11)$$

La massima velocità di calibrazione sarà di poco inferiore a 0.5 m/s, ne risulta che il massimo errore relativo che potrà affliggere la misura di velocità è pari a

$$\left| \frac{\Delta}{V} \right| = \left| -\frac{1}{\frac{n \times 8.467}{V} + 1} \right| = \frac{1}{\frac{5 \times 8.467}{0.5} + 1} = 0.012 = 1.2\% \quad (3.12)$$

3.3.3 Equazione di calibrazione

Normalmente l'equazione di calibrazione è una polinomiale del tipo

$$V = A + BE + CE^2 + DE^3 + FE^4 \quad (3.13)$$

o un esponenziale nella forma

$$E^2 = A + BV^n \quad (3.14)$$

dove V è la velocità relativa tra fluido e sensore, E è l'uscita in tensione dell'anemometro, A, B, C, D, F sono coefficienti da calibrare ed n è un esponente che dipende dal tipo e dalla geometria del sensore (Bruun [1995]). Tuttavia, per le sonde utilizzate, il *best-fitting* è dato da una relazione esponenziale più complessa ed esprimibile come

$$E^2 = A + BV^{\frac{1}{4}} + CV^{\frac{1}{2}} + DV + FV^2 \quad (3.15)$$

Nella Figura 3.14 è riportata una curva di calibrazione relativa alla sonda a film caldo. La rappresentazione è completa di bande di confidenza al 95%.

3.4 Collaudo dell'installazione sperimentale

Per verificare il corretto funzionamento della strumentazione e del generatore di turbolenza sono stati eseguiti i test riportati nel seguito.

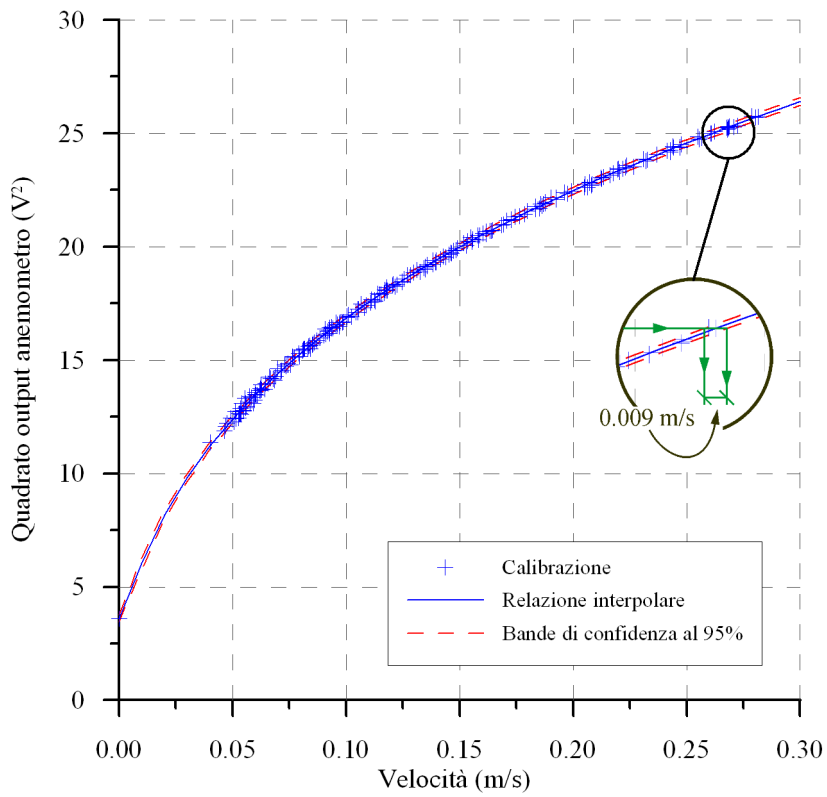


Figura 3.14. Curva di calibrazione dell'anemometro a film caldo.

3.4.1 Ripetibilità della calibrazione

Questo test è volto a verificare che calibrazioni successive, eseguite in condizioni (temperatura, ecc.) confrontabili, forniscano curve di taratura uguali. I risultati, riportati in Figura 3.15, mostrano che a distanza ≈ 80 min le curve mantengono un grado di sovrapponibilità più che accettabile. Questo traguardo è stato raggiunto grazie all'introduzione degli impianti di de-aerazione, di filtraggio e addolcimento dell'acqua. I dati rappresentati si riferiscono a un anemometro a film caldo.

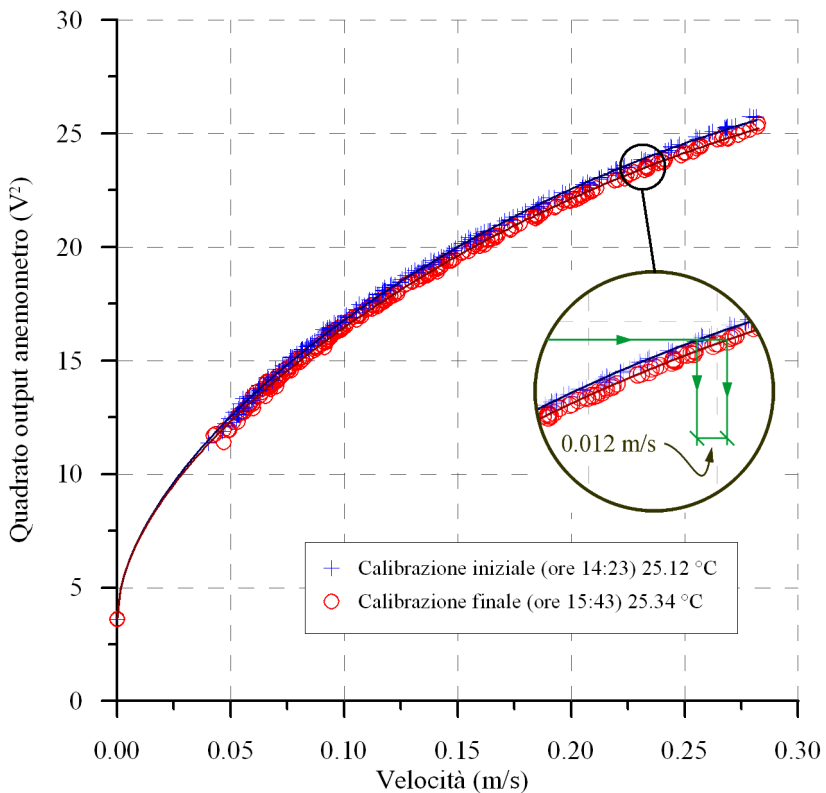


Figura 3.15. Risultati del test di ripetibilità. Anemometro a film caldo.

3.4.2 Validità del generatore di turbolenza

Questo test vuole verificare che il campo di moto turbolento presenti caratteristiche confrontabili con i dati di letteratura. Per far ciò, sono state riprodotte le condizioni di prova presentate da Brumley and Jirka [1987]. Utilizzando l'anemometro a filo caldo sono stati acquisiti ed elaborati due profili di velocità. La scelta del filo caldo, anziché del film caldo, è stata presa in analogia a quanto riportato dallo stesso Brumley and Jirka [1987]. In Figura 3.16 sono riportati gli affondamenti adimensionali in scala logaritmica (asse delle ascisse) rispetto alle velocità verticali adimensionali (asse delle ordinate) per i dati acquisiti e per quelli di letteratura. Il confronto tra i due set di dati testimonia che il funzionamento generale del dispositivo rispecchia le attese.

3.4.3 Determinazione della durata minima delle acquisizioni

Data la natura turbolenta del fenomeno oggetto di studio, la durata delle acquisizioni deve essere opportunamente stabilita. Infatti, acquisizioni troppo corte potrebbero dar luogo a medie e deviazioni standard non veramente rappresentative della popolazione da cui sono estratti i relativi campioni. Per determinare la durata minima delle acquisizioni è stato registrato il segnale per un tempo pari a 5 min. Successivamente sono stati calcolati gli stimatori della media (μ) e della deviazione standard (σ) per intervalli crescenti a partire dall'inizio dell'acquisizione. Ciascun intervallo dura 30 s in più dell'intervallo precedente. I risultati ottenuti sono riportati in Figura 3.17 e in Figura 3.18. Si osserva che a partire da intervalli di durata pari o superiore a 150 s, i valori di μ e σ possono ritenersi costanti.

3.4.4 Sensitività rispetto alla variazione di temperatura

Il test è stato eseguito per una sonda a filo caldo, acquisendo in momenti successivi il segnale di velocità e calcolandone media e deviazione standard. Contemporaneamente è stata misurata la temperatura media nel corso di ciascuna prova. La durata di una prova è di 300 s. I risultati, riportati in Figura 3.19,

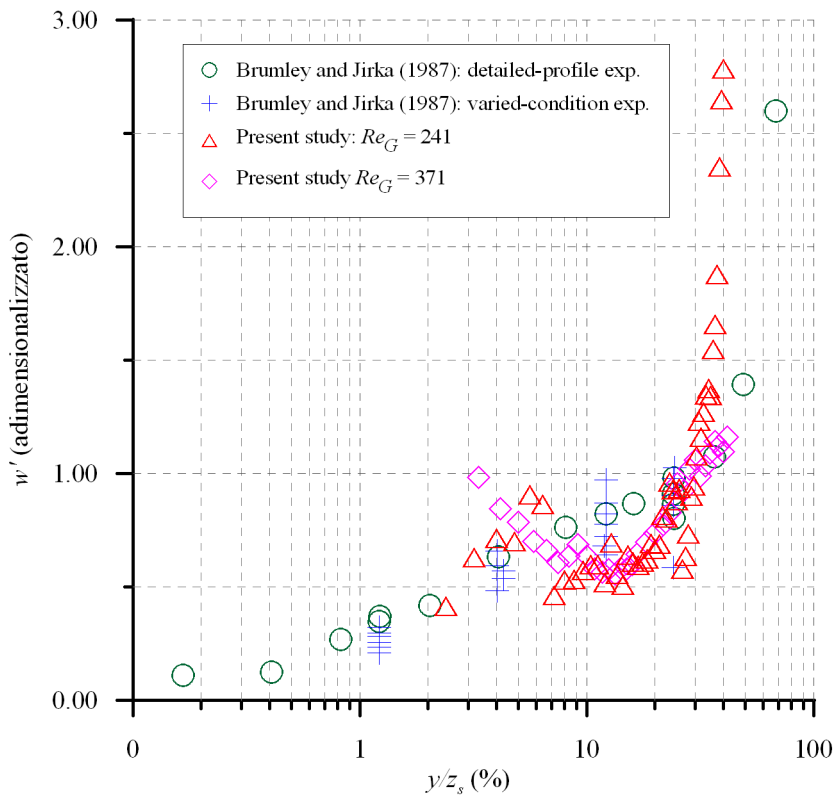


Figura 3.16. Confronto con alcuni dati di letteratura.

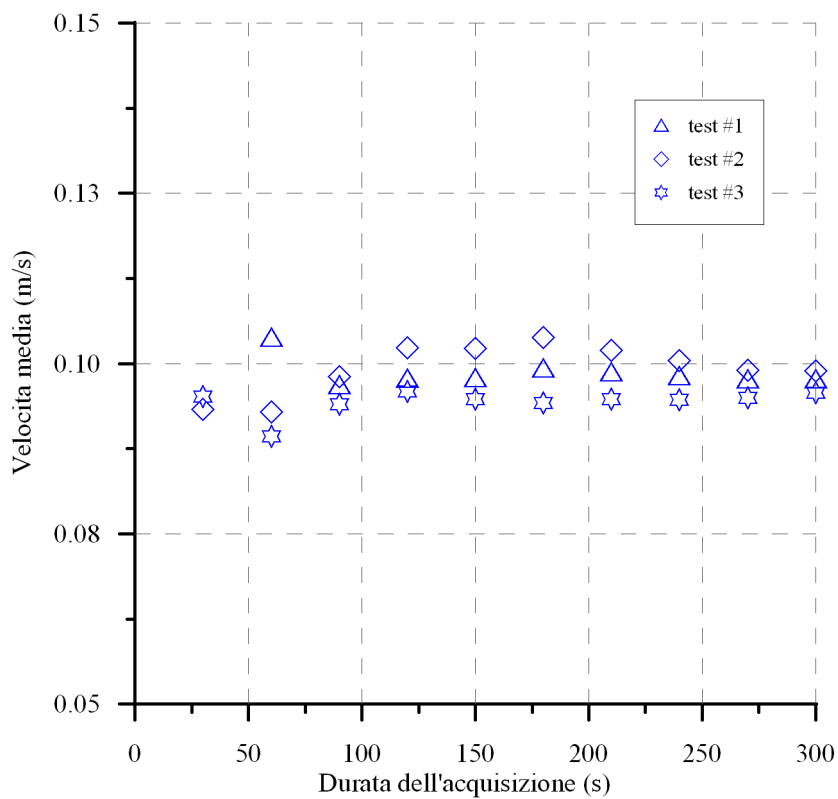


Figura 3.17. Variazione dello stimatore della media in funzione della durata dell'acquisizione.

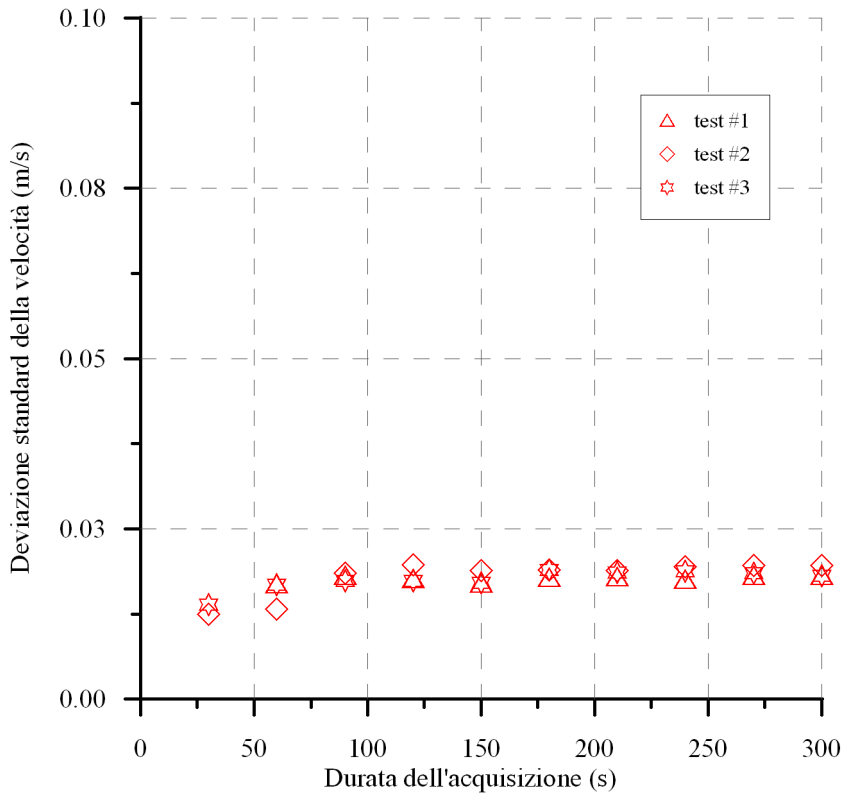


Figura 3.18. Variazione dello stimatore della deviazione standard in funzione della durata dell'acquisizione.

mostrano che variazioni dell'ordine del decimo di grado influiscono significativamente sulle acquisizioni. Questo fenomeno è molto meno accentuato nel caso di sonde a film caldo; ciò è confermato anche in Figura 3.15. Infatti, si può osservare che le calibrazioni ivi riportate mantengono un buon grado di reciproca concordanza, sebbene siano state eseguite a temperature differenti (differenza < 0.2 °C)

3.4.5 Risposta in frequenza e accuratezza complessiva dell'anemometro a film caldo

Date la maggior affidabilità e robustezza dell'anemometro a film caldo, si è deciso di utilizzare tale sensore per i test da condurre. Quindi, sono state determinate la risposta in frequenza e l'accuratezza da associare al velocimetro. Il modulo anemometrico è in grado di generare un'onda quadra di frequenza ed ampiezza nota; questa può essere confrontata, mediante l'impiego di un oscilloscopio, con il segnale in uscita dall'anemometro. In particolare, la risposta in frequenza del sistema è correlata al tempo τ , definito come l'ampiezza del picco caratteristico del segnale, vedi Figura 3.20. A quanto è dato conoscere, le uniche correlazioni note sono

$$\frac{1}{(1.3 \div 1.5) \cdot \tau} \tag{3.16}$$

per i sensori a filo caldo e

$$\frac{1}{\tau} \tag{3.17}$$

per i sensori a film caldo. Nel nostro caso risultando $\tau = 1 \times 10^{-4}$, la risposta in frequenza attesa è di poco superiore a 5 kHz. Infine, l'accuratezza Δ_{an} può essere stimata come somma della deriva termica e della confidenza di calibrazione. Sulla base di quanto esposto in precedenza e di quanto mostrato nelle Figure 3.14 e 3.15, Δ_{an} può essere considerato ± 0.02 m/s

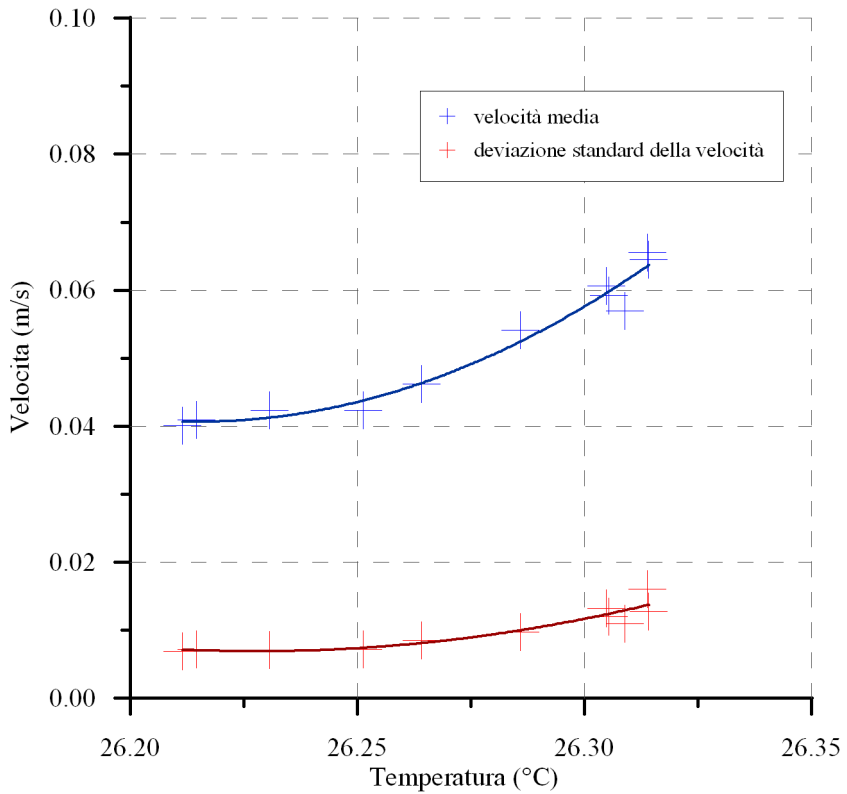


Figura 3.19. Sensibilità degli stimatori della media e della deviazione standard rispetto alla temperatura del fluido. Anemometro a filo caldo, frequenza di oscillazione pari a 3.28 Hz, corsa nominale pari a 10 cm.

3.4. Collaudo dell'installazione sperimentale

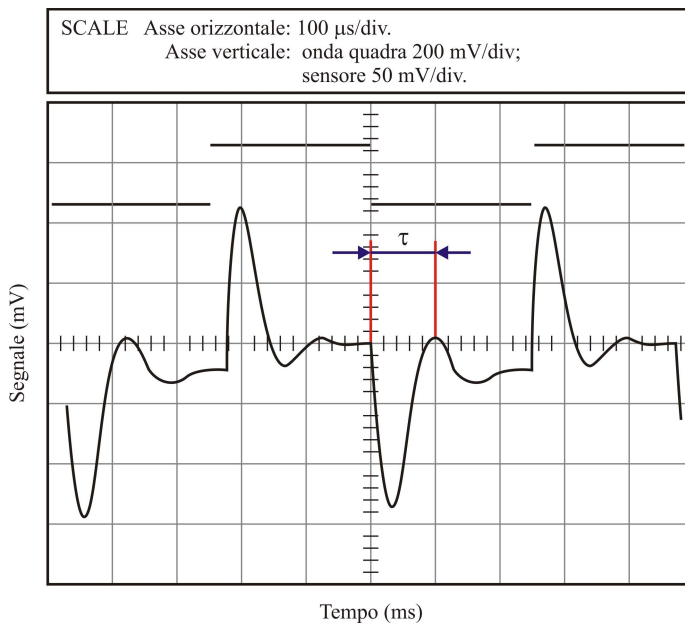


Figura 3.20. Risposta in frequenza dell'anemometro a film caldo utilizzato.

Capitolo 4

Elaborazione dei dati

In questo capitolo verrà riportato un elenco dei test eseguiti e saranno descritte le principali metodologie di elaborazione dei dati. Inoltre, troverà spazio un breve *report*, contenente i valori delle grandezze che meglio caratterizzano ciascuna prova.

4.1 Programma dei test

L'elevato numero di grandezze fisiche in gioco ha richiesto un'attenta programmazione dell'attività sperimentale. Le condizioni di prova possono essere modificate agendo principalmente su tre parametri:

1. frequenza di oscillazione della griglia (0.3 – 3.3 Hz);
2. corsa della griglia (30 – 150 mm);
3. ricoprimento, z_s .

Nella Figura 4.1 si riporta la nomenclatura di interesse, per la descrizione delle differenti condizioni di prova. I profili di velocità sono stati acquisiti per punti, partendo dalla superficie libera e spostandosi verso la griglia. I punti di misura

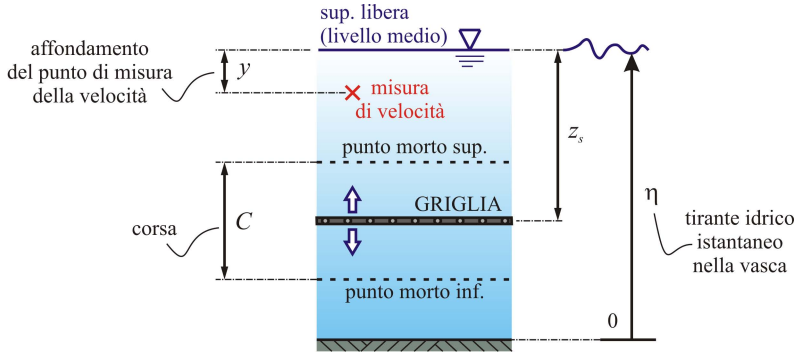


Figura 4.1. Schema generale di un apparato per la generazione di turbolenza di griglia con nomenclatura.

nello strato di superficie presentano una spaziatura ridotta, pari a 1 – 2 mm; mentre i punti sottostanti, prossimi alla griglia, sono più radi (spaziatura tra 3 e 10 mm). Questa scelta è dettata dal fatto che la presente analisi mira principalmente a caratterizzare i fenomeni all'interfaccia. La durata minima di ciascuna acquisizione è stata pari a 150 s (300 s max.), mentre la frequenza di acquisizione, sia della sonda di livello che dell'anemometro, era di 10 kHz.

In Tabella 4.1 sono riportate le caratteristiche principali di tutti i test eseguiti.

Test (#)	f (Hz)	C (mm)	z_s (mm)	Punti (No)
1a	3.3	60	100	21
1b	1.8	60	125	21
1c	3.3	60	125	25
2a	3.3	90	115	22
2b	1.8	90	140	21
2c	3.3	90	140	16
3a	3.3	120	130	23
3b	1.8	120	155	23
3c	3.3	120	155	21

Tabella 4.1. Test eseguiti nel corso della sperimentazione.

4.2 Report dei dati

Le grandezze più rappresentative della dinamica del pelo libero sono H_{rms} e u_s che, rispettivamente, recano informazioni relative all'ampiezza e alla velocità di oscillazione della superficie fluida. Ciascun test può essere associato ad un unico valore di tali grandezze; ciò è dovuto al fatto che la profondità in corrispondenza della quale si esegue la misura di velocità non dovrebbe influire (se non in modo trascurabile) sulle fluttuazioni del pelo libero.

I dati di elevazione della superficie sono stati elaborati statisticamente nel dominio del tempo con un'analisi di mean-value crossing per estrarre numerosi altri stimatori, quali $H_{1/3}$, $H_{1/10}$ e $H_{1/20}$, inclusi i corrispondenti periodi. I risultati sono riportati in Tabella 4.2.

Test (#)	H_{rms} (mm)	T_{mean} (s)	$H_{1/3}$ (mm)	$H_{1/10}$ (mm)	$H_{1/20}$ (mm)	H_{max} (mm)	u_s (mm/s)	Onde (No)
1a	1.2	0.30	1.7	2.0	2.2	2.6	9.8	496
1b	1.9	0.55	2.0	2.1	2.1	2.2	8.0	272
1c	1.1	0.31	1.5	1.8	1.9	2.3	8.7	575
2a	3.8	0.25	5.3	8.3	10.4	17.5	38.9	581
2b	3.4	0.53	3.6	3.7	3.8	3.9	14.2	280
2c	1.6	0.33	2.2	2.8	3.1	4.6	15.2	543
3a	2.2	0.28	3.0	3.7	4.0	5.4	20.2	520
3b	5.0	0.53	5.5	6.0	6.2	7.7	22.1	281
3c	5.5	0.22	6.9	14.5	19.6	30.6	66.6	819

Tabella 4.2. Statistica *mean value crossing* delle elevazioni di superficie. Per ciascun test sono riportati i valori medi.

Le grandezze che caratterizzano la turbolenza (ad esempio, la media e la varianza della velocità, così come la scala integrale e quella di Taylor) cambiano significativamente da punto a punto, anche all'interno del medesimo test. Lo stesso si può dire per i gruppi adimensionali definiti dalle equazioni 2.21; tuttavia, per completare la caratterizzazione generale dei test eseguiti, si riportano in Tabella 4.3 gli stimatori (valori medi) dei principali parametri cinematici del campo di moto.

Nella stessa Tabella 4.3 si riporta il numero di Reynolds di Griglia, Re_G .

Test (#)	Re_G (-)	V_{mean} (m/s)	i_ω (-)	Re_s (-)	Fr_s (-)
1a	242	0.062	0.35	12	0.090
		0.021	0.09	2	0.002
1b	132	0.017	0.39	15	0.058
		0.005	0.05	1	0.001
1c	242	0.061	0.32	9	0.083
		0.006	0.03	1	0.002
2a	446	0.149	0.23	147	0.203
		0.021	0.03	26	0.010
2b	243	0.058	0.36	44	0.077
		0.005	0.02	3	0.001
2c	446	0.164	0.27	25	0.121
		0.014	0.04	4	0.003
3a	686	0.131	0.35	50	0.139
		0.024	0.06	7	0.003
3b	374	0.063	0.33	110	0.099
		0.008	0.05	5	0.002
3c	686	0.111	0.25	367	0.287
		0.015	0.04	62	0.011

Tabella 4.3. Parametri di griglia e parametri cinematici del campo di moto: valori medi riferiti ai singoli profili e relative deviazioni standard.

4.3 Tecniche di elaborazione

4.3.1 Conversione delle velocità e dei livelli

I dati acquisiti sono stati elaborati attraverso un codice MATLAB[®] scritto appositamente per la presente attività. Il primo *step* è rappresentato dalla conversione di formato. Infatti, la ragguardevole mole dei dati da acquisire ha imposto la scrittura su file in formato binario (*.tdms). Successivamente, a partire dai segnali in tensione V ed L, sono stati rispettivamente ricavati i valori delle velocità e dei livelli, attraverso le seguenti righe di comando:

```
% Conversione delle velocità:
X = 0:0.0001:0.5;
Y = fresult(X);
```

```

Y = Y.^0.5;
VEL = interp1(Y,X,V);
% Conversione dei livelli:
PS = 0.465; % distanza tra sonda e fondo in metri.
levconv = PS-(255.55-L*20.35)/1000;

```

`fresult` è una funzione, ottenuta tramite la calibrazione, che associa ad un valore di velocità il relativo valore di tensione (elevato al quadrato).

Il filtraggio passa-alto delle velocità (così come quello passa-basso) è stato realizzato attraverso operazioni di trasformata e antitrasformata di Fourier. `Fs` rappresenta la frequenza di acquisizione.

```

% Filtraggio passa-alto:
FT = 4; % frequenza di taglio in Hertz
VELfft = fft(VEL);
rVEL = length(VEL);
VELfftFIL = zeros(rVEL,1);
k = (rVEL*FT/Fs);
VELfftFIL(k+1:rVEL-k+1,1) = VELfft(k+1:rVEL-k+1,1);
VELFIL = ifft(VELfftFIL,'symmetric');

```

4.3.2 Livello: eliminazione degli *outliers*

La natura fluttuante della superficie libera provoca occasionalmente la perdita del segnale, da parte del trasduttore di posizione ad ultrasuoni. Infatti, quando il pelo libero è inclinato rispetto all'orizzontale, i pacchetti di ultrasuoni, emessi dalla sonda, possono letteralmente “rimbalzare” via sulla superficie del fluido, uscendo dal raggio d'azione del ricevitore. In tal caso il segnale tende repentinamente al valore di fondo scala. A causa dell'elevata frequenza di acquisizione possono essere registrati valori di tensione privi di significato fisico.

Per ovviare a questo problema si è reso necessario un *post-processing* finalizzato alla rimozione degli *outliers*. Per prima cosa, si è proceduto al sottocampionamento del segnale. La dinamica del pelo libero difficilmente supera frequenze pari a pochi Hz; pertanto, una frequenza di acquisizione pari a 10 kHz è eccessiva e può essere ridotta. Successivamente, sono stati eliminati i punti in cui la superficie del fluido mostrava un'accelerazione verso il basso superiore a g (accelerazione di gravità); tale comportamento, nelle nostre condizioni di prova, non è ammissibile. La stessa sorte è toccata ai dati non compresi nell'intervallo $[\bar{\eta} - 3\sigma_{\eta}, \bar{\eta} + 3\sigma_{\eta}]$. I valori eliminati sono stati sostituiti con quelli imme-

diatamente antecedenti nella serie temporale; infine, il segnale è stato filtrato attraverso un passa-basso a 10 Hz:

```

% Sottocampionamento del segnale:
Fsred = 100;
rap = round(Fs/Fsred);
Tred = T(1:rap:end);
% Rimozione degli outlier:
velLEV = diff(levred)/(DT*rap);
accLEV = diff(velLEV)/(DT*rap);
PUNT1 = find(abs(accLEV)>9.806);
stdLEV = std(levred);
meanLEV = mean(levred);
PUNT2 = find(abs(levred-meanLEV)>3*stdLEV);
PUNT = union(PUNT1,PUNT2);
[rP,cP] = size(PUNT);
% Sostituzione dei valori eliminati:
for j = 1:cP
    if PUNT(j) == 1
        for k = 1:cP
            if (PUNT(k+1)-PUNT(k)) ~= 1
                ind = PUNT(k)+1;
                break
            end
        end
        levred(PUNT(j)) = levred(ind);
    else
        levred(PUNT(j)) = levred(PUNT(j)-1);
    end
end
% Filtraggio del livello (passa-basso):
FT = 10;
FAR = 100;
fftLEV = fft(levred');
rLR = length(levred');
fftLEVfil = zeros(rLR,1);
k = round(rLR*FT/FAR);
fftLEVfil(1:k+1,1) = fftLEV(1:k+1,1);
fftLEVfil(rLR-k+1:rLR,1) = fftLEV(rLR-k+1:rLR,1);
levFIL = ifft(fftLEVfil,'symmetric');

```

4.3.3 Determinazione della frequenza di griglia

P, il segnale in tensione relativo al potenziometro, è stato convertito in un dato di spostamento attraverso le seguenti operazioni:

```
GP = 0.06; % guadagno del potenziometro in metri/volt
% Conversione del segnale potenziometrico:
pot = P-mean(P);
potconv = pot*GP;
```

La frequenza di oscillazione della griglia, Fg si può calcolare come la frequenza in corrispondenza della quale è massima la FFT:

```
FA = 10000; % frequenza di acquisizione in Hertz
lp = length(potconv)
freq = (1:(lp/2))/lp*FA;
F = abs(fft(potconv));
[y,I] = max(F(2:(lp/2+1)));
Fg = freq(I);
```

4.3.4 Calcolo delle scale integrale e di Taylor

Per calcolare le scale temporali della turbolenza si è reso necessario un ulteriore filtraggio del segnale di velocità (passa-basso), al fine di rimuovere alcune componenti di sporco caratterizzate da frequenze superiori a 90 Hz. La microscala (o scala di Taylor) è stata determinata con riferimento diretto all'equazione 2.25:

```
% Calcolo della microscala tE:
FA = 10000; % frequenza di acquisizione in Hertz
DT = 1/FA;
Vf = VELfil90-mean(VELfil90);
dVf = diff(Vf)./DT;
te = (mean(2*Vf.^2)/mean(dVf.^2))^0.5;
```

La scala integrale (o macroscale della turbolenza) può essere calcolata eseguendo un'integrazione per elementi discreti della funzione di autocorrelazione temporale:

```
% Calcolo della macroscale Te:
[c,lags] = xcorr(Vf,'coeff');
Mc = max(c);
punt1 = find(c==Mc);
c = c(punt1:end);
sc = sign(c);
```

```
diffSc = diff(sc);  
punt2 = find(diffSc~=0);  
punt2 = punt2(1);  
S = cumsum(c(1:punt2))*DT;  
Te = S(end);
```

Capitolo 5

Analisi dei risultati

In questo capitolo saranno presentati i risultati di maggior interesse, accompagnati dalle relative elaborazioni grafiche. I fenomeni descritti saranno interpretati e opportunamente commentati.

5.1 Distribuzione spettrale

Per ciascuna acquisizione è stata calcolata la densità spettrale di potenza della componente verticale di velocità. Un esempio rappresentativo degli spettri ottenuti è riportato nel grafico in scala bi-logaritmica di Figura 5.1. Nel grafico sono evidenziate alcune frequenze particolari: con la lettera **G** è indicata la frequenza di griglia (quindi della forzante del sistema); la lettera **R** individua la frequenza di rete (50 Hz) mentre **K** indica la frequenza di taglio “viscoso” di Kolmogorov. Sono presenti alcuni picchi, indicati dalla lettera **V**, che probabilmente corrispondono a vibrazioni meccaniche della struttura. Alcune osservazioni riguardanti la pendenza dello spettro risultano di particolare interesse. Nella turbolenza tridimensionale una pendenza pari a $-5/3$ è rappresentativa del substrato inerziale. Tuttavia, questa condizione non è verificata nei test del presente studio; la discrepanza potrebbe essere dovuta al fatto che in pros-

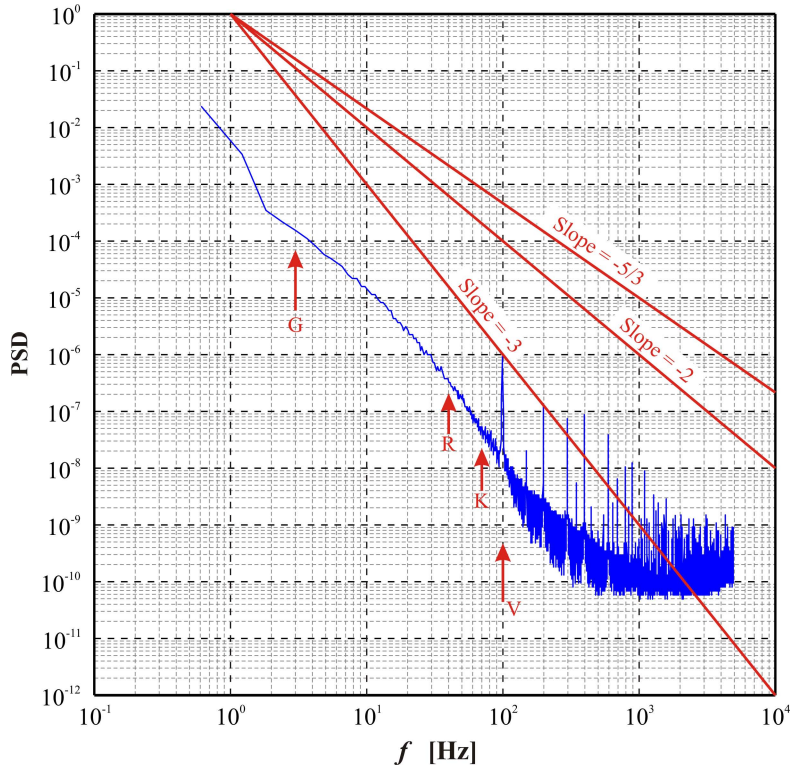


Figura 5.1. Densità spettrale di potenza della componente verticale di velocità. Test 1a.

simità della superficie libera il campo di moto si sviluppa prevalentemente in direzione verticale (a causa della fluttuazione del pelo libero) e il flusso tende ad essere bidimensionale. Per la turbolenza bidimensionale, il substrato inerziale è proporzionale a f^{-3} (Batchelor [1969] e Orlns and Gulliver).

Alcuni studi sulla turbolenza in prossimità dello strato di superficie offrono la possibilità di un confronto con questi risultati. Brumley and Jirka [1987] hanno usato una sonda a film caldo (in movimento lungo una traiettoria circolare) per misurare la turbolenza al di sotto del pelo libero. Anche in quel caso si trattava di turbolenza di griglia. I due autori calcolarono la densità spettrale di

potenza nel dominio dei numeri d'onda; pertanto, è possibile solo un confronto qualitativo. Nel lavoro di Brumley & Jirka, lo spettro della turbolenza presenta una pendenza pari a $-5/3$, almeno nella parte inferiore del campo di moto. Nella regione sottostante la superficie libera lo spettro cambia, presentando una pendenza pari a -3 in corrispondenza delle frequenze più alte e una pendenza pari a -2 in corrispondenza delle frequenze più basse, in modo simile a quanto mostrato in Figura 5.1.

5.2 Fluttuazioni turbolente

5.2.1 Scale rilevanti

La scala delle lunghezze e quella delle velocità sono state scelte come descritto nel paragrafo 2.3. In Figura 5.2, u_s è rappresentata in funzione di H_{rms} . Si può osservare che sussiste una relazione lineare tra le due grandezze; tale relazione conserva una certa dipendenza dalla frequenza di oscillazione della griglia, che influenza il coefficiente angolare della retta interpolante. La pendenza della retta cresce all'aumentare di F_G .

5.2.2 Profili di velocità

In Figura 5.3, sono rappresentati i profili delle fluttuazioni di velocità (sola componente verticale, w') per tutti i test eseguiti. In ordinate è riportata la distanza del punto di misura rispetto all'origine virtuale della griglia, $(z_s - y)$. Pertanto, la posizione del pelo libero non è individuata in modo univoco, ma varia da profilo a profilo in funzione della corsa C e dell'affondamento z_s .

Per bassi livelli di agitazione del pelo libero o in assenza di oscillazioni dello stesso, l'interfaccia influenza il campo di moto riducendo le fluttuazioni di velocità che tendono ad annullarsi. È quello che accade nei profili riportati nella Figura 3.16. Nel presente studio, questo fenomeno scompare e la dinamica della superficie fluida è tale da impedire la formazione di quel *surface-influenced layer* che ne è responsabile. Tuttavia il pelo libero continua ad interagire sensibilmente con la turbolenza. Infatti, nella maggior parte delle prove, si osserva

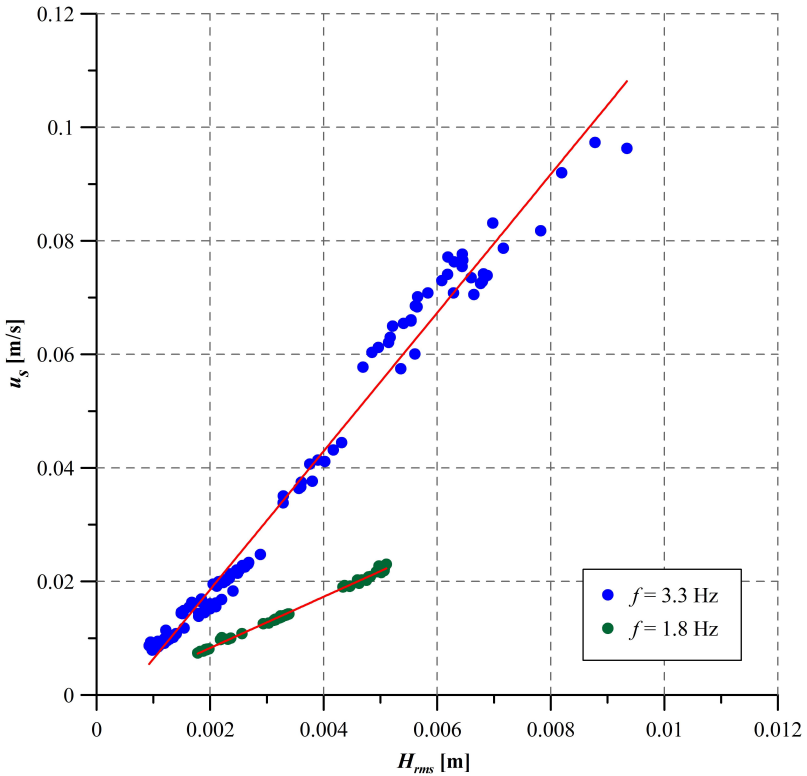


Figura 5.2. Relazione tra le scale rilevanti.

una variazione del profilo proprio nella parte superiore; tale comportamento è evidenziato tramite le linee tratteggiate, che offrono una interpolazione qualitativa dell'andamento di w' . Le fluttuazioni di velocità, procedendo dal basso verso l'alto (e quindi allontanandosi dalla griglia), presenta un andamento costante sino in prossimità della superficie, dove riducono o aumentano il proprio valore in funzione di Fr_s e quindi del rapporto tra l'energia cinetica e l'energia potenziale del pelo libero.

In Figura 5.4 sono riportate le stesse grandezze, rese adimensionali rispetto alle rispettive scale. Si può osservare come l'intensità turbolenta così definita tenda a crescere avvicinandosi alla superficie libera. Fanno eccezione solo due

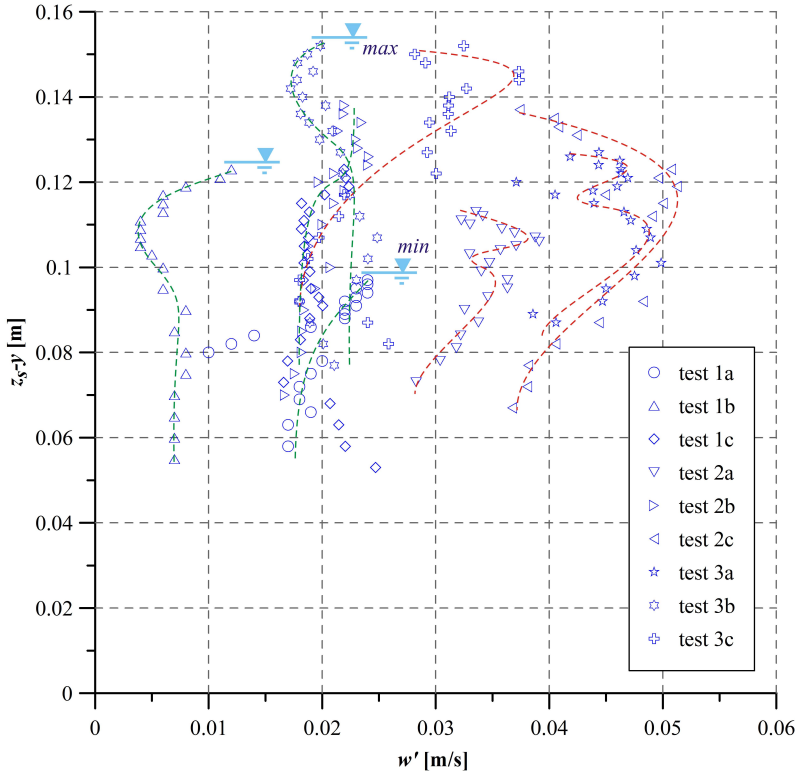


Figura 5.3. Profili verticali delle fluttuazioni turbolente di velocità.

serie di dati (test 1b e test 1c) caratterizzate da una corsa ridotta e da un elevato ricoprimento. La combinazione di queste condizioni influisce in modo significativo sull'evoluzione della dinamica del pelo libero; infatti, è probabile che l'interfaccia non si deformi in modo da raggiungere un livello di interazione con la turbolenza paragonabile a quello degli altri test. Il *trend* prevalente (evidenziato dall'interpolare rossa) testimonia che gli effetti dovuti alla vicinanza della griglia sono sovrastati dall'evoluzione del pelo libero. In particolare, si osserva che per quanto possa aumentare il valore di w' (e quindi la fluttuazione turbolenta), la velocità di oscillazione del pelo libero, di cui u_s è una misura, cresce in modo tale da governarne gli effetti.

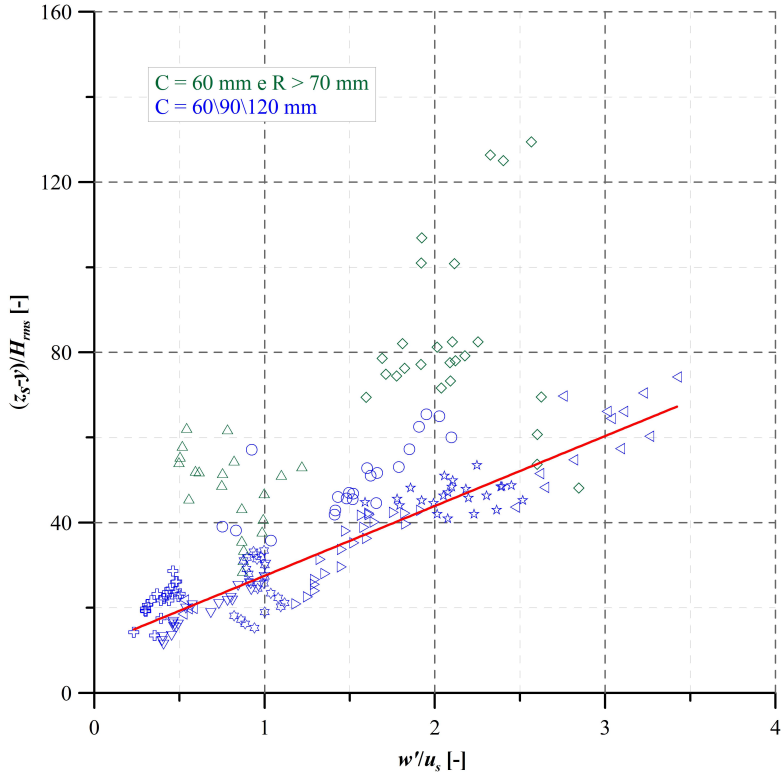


Figura 5.4. Fluttuazioni turbolente della componente verticale di velocità; valori adimensionali. C è la corsa, mentre R rappresenta il ricoprimento.

5.2.3 Relazione tra fluttuazioni turbolente, Re_s e Fr_s

Il numero di Reynolds delle fluttuazioni di livello esprime il rapporto tra le forze di inerzia del pelo libero e le forze viscosse. Le intensità turbolente, espresse ancora una volta dal rapporto w'/u_s , decrescono all'aumentare di Re_s . In particolare, se la rappresentazione dei dati avviene in scala bilogarithmica, la relazione è di tipo lineare e la pendenza della retta è pari a $-2/3$. Vedi Figura 5.5. Fanno eccezione i due set di dati che già si scostavano dall'andamento normale dei profili di velocità. Re_s è proporzionale al flusso di energia in ingresso e un suo

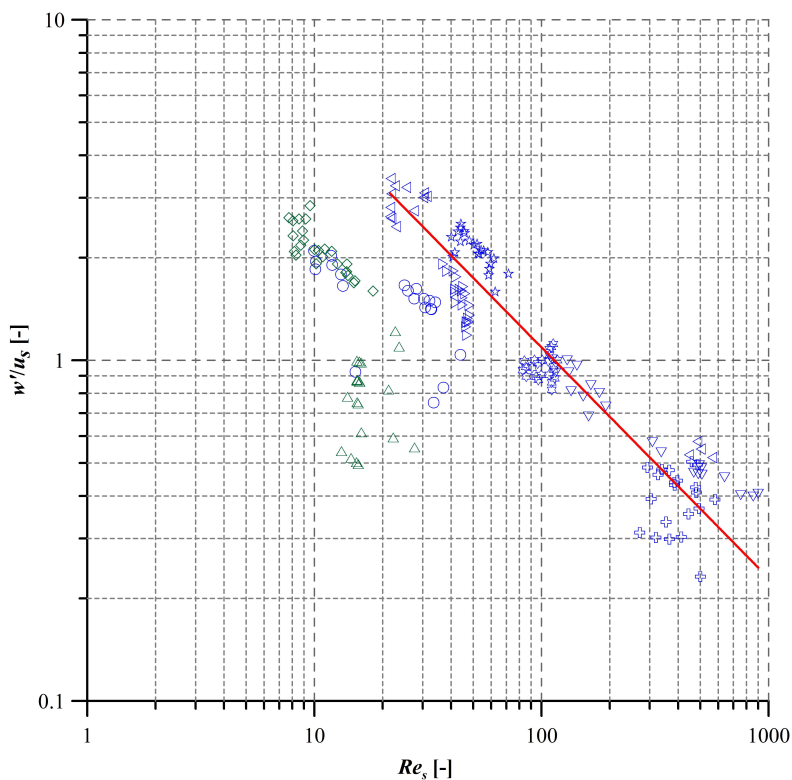


Figura 5.5. Fluttuazioni turbolente della componente verticale di velocità, normalizzate rispetto a u_s . Rappresentazione in funzione del numero di Reynolds della superficie libera.

aumento si associa a una diminuzione del peso che la fluttuazione di velocità ricopre rispetto all'energia cinetica della superficie fluida.

Il numero di Froude delle fluttuazioni di livello esprime il rapporto tra l'energia cinetica del pelo libero e l'energia potenziale dello stesso. Nella Figura 5.6 sono rappresentati i valori adimensionali di w' rispetto ai corrispondenti valori di Fr_s . Sussiste un fenomeno di risonanza in corrispondenza di $Fr_s \approx 0.12$, tale per cui w'/u_s tende a raggiungere valori particolarmente elevati. È interessante osservare che le serie di dati a sinistra di $Fr_s \approx 0.12$ corrispondono ai

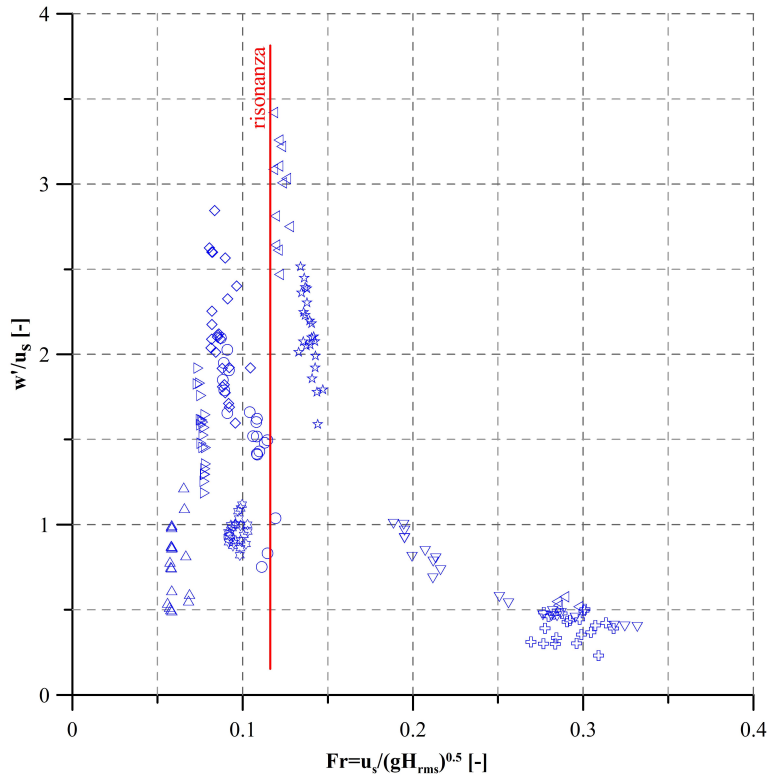


Figura 5.6. Fluttuazioni turbolente della velocità verticale, normalizzate rispetto a u_s , in rapporto al numero di Froude della superficie libera.

test per cui la fluttuazione di velocità verticale tende a crescere avvicinandosi al pelo libero, mentre le serie a destra del medesimo valore corrispondono ai test che vedono decrescere w' in prossimità dello strato di superficie.

Il numero di Froude cresce al crescere di Re_s , in accordo con la seguente relazione:

$$Fr_s \propto Re_s^{\frac{1}{3}} \tag{5.1}$$

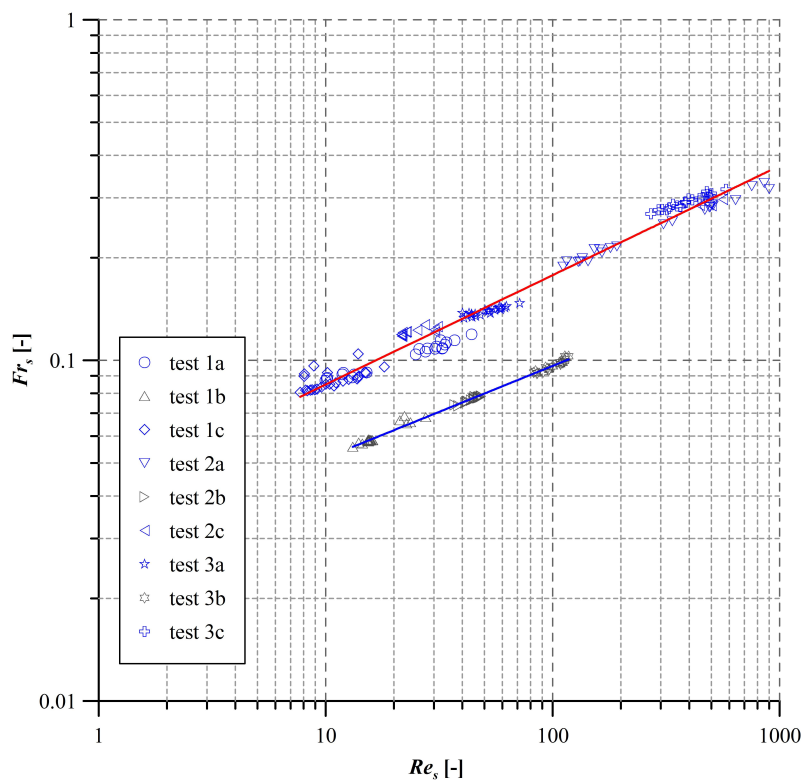


Figura 5.7. Numeri di Froude e di Reynolds del pelo libero.

Vedi Figura 5.7. Il salto dalla curva rossa alla curva blu avviene a causa della differente frequenza di oscillazione della griglia. A parità di Re_s una frequenza più elevata dà origine a numeri di Froude maggiori.

5.2.4 Scale della turbolenza

Come è lecito attendersi, la scala di Taylor (o microscala della turbolenza) è di un ordine di grandezza inferiore rispetto alla scala integrale (o macroscale della turbolenza). Dalla Figura 5.8 si evince che le due scale crescono linearmente,

l'una rispetto all'altra, se rappresentate su “carta” bilogarithmica; la pendenza della retta è pari circa a $4/3$.

In un flusso turbolento la dissipazione di energia avviene sempre a scala viscosa. Come anticipato nel Capitolo 2, si assiste ad un trasferimento dell'energia cinetica turbolenta dalle strutture vorticosi più grandi (che sono dominate dall'inerzia e interagiscono con il moto medio) verso quelle più piccole, dove essa viene dissipata in calore.

Aumentando il flusso di energia in ingresso, proporzionale al numero di Reynolds, deve conseguentemente aumentare il tasso di dissipazione che, di fatto, è inversamente proporzionale alle dimensioni dei vortici più piccoli; quindi, si deve ridurre la microscala. Coerentemente, in Figura 5.9, si può osservare che la microscala delle lunghezze (in questo caso normalizzata rispetto ad H_{rms}) decresce all'aumentare di Re_s .

5.3 Correlazione tra la superficie libera e le fluttuazioni di velocità

Nelle Figure 5.10 e 5.11 si riporta la correlazione tra l'elevazione di superficie e le fluttuazioni di velocità.

Nei diagrammi della Figura 5.10 sono riportate le mappe di coerenza con la fluttuazione verticale w' per tutti i test eseguiti e nei diagrammi della Figura 5.11 le corrispondenti mappe dello sfasamento temporale. Valori positivi dello sfasamento indicano che il pelo libero è in ritardo rispetto alle fluttuazioni di velocità.

In generale la coerenza tra due variabili a e b è definita come

$$c = \frac{P_{ab}^2}{P_{aa}P_{bb}} \quad (5.2)$$

dove P_{ab} è la densità di potenza cross-spettrale, mentre P_{aa} e P_{bb} sono le densità di potenza autospettrali. La coerenza tra pelo libero e w' assume valori molto variabili da un test all'altro, con un massimo compreso tra 0.1 e 0.8 e situato in prossimità della frequenza di oscillazione della griglia. Talvolta, si individuano

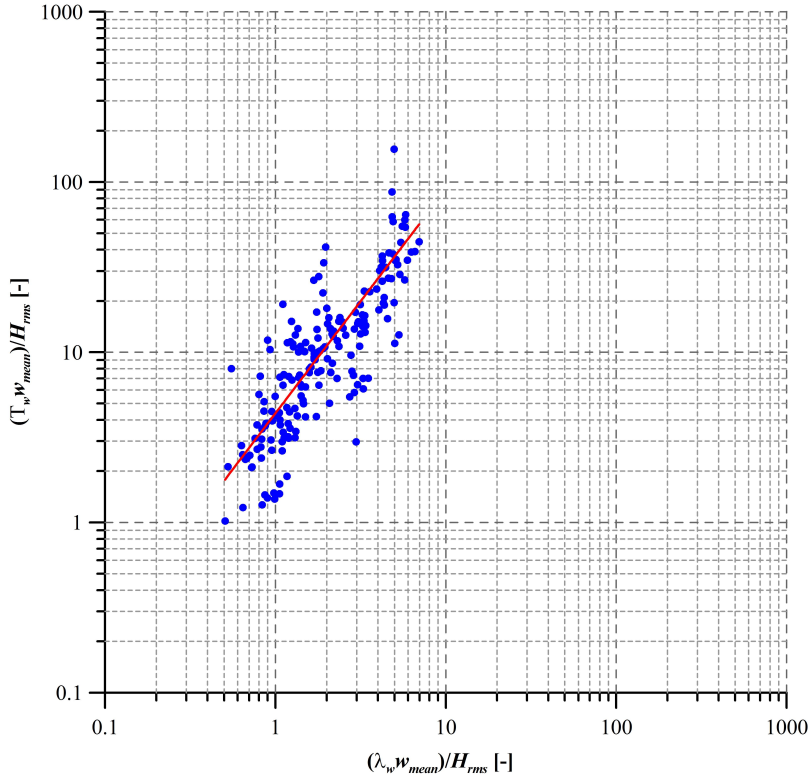


Figura 5.8. Microscala e macroscala delle lunghezze rese adimensionali rispetto ad H_{rms} .

due massimi, con il secondo picco in corrispondenza del doppio della frequenza di griglia F_G . Nella maggior parte delle prove, questo avviene all'interno di uno strato di fluido superficiale, il cui spessore arriva ad essere dell'ordine di 10 – 15 H_{rms} . Per elevati valori di Fr_s (test 2a, 3a, 3b e 3c) a cui corrispondono anche elevati valori di H_{rms} , lo sfasamento temporale è positivo, cioè le fluttuazioni di velocità precedono le fluttuazioni del pelo libero. Viceversa, lo sfasamento è negativo per tutte le prove caratterizzate da bassi valori del numero di Froude della superficie. Osservando la Figura 5.6, si evince che lo sfasamento negativo si associa ai dati che giacciono sul ramo ascendente del diagramma ($Fr < 0.12$),

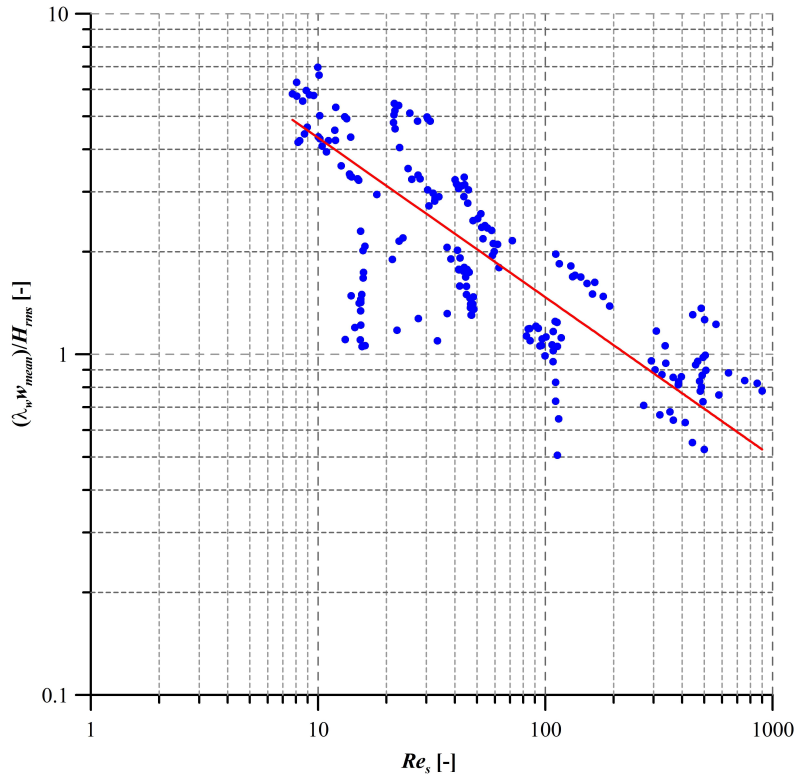


Figura 5.9. Andamento della microscala delle lunghezze in funzione del numero di Reynolds della superficie libera.

mentre i test interpretati dal ramo discendente ($Fr_s > 0.12$) presentano tutti uno sfasamento positivo. Quanto detto vale nel dominio ove si registrano i valori massimi di coerenza. Una possibile spiegazione suggerisce che le fluttuazioni di livello agiscano da forzanti delle fluttuazioni di velocità sino ad un certo valore del rapporto tra l'energia cinetica e l'energia potenziale del pelo libero. Oltrepastata tale soglia, i ruoli si invertono ed è netto il trasferimento di energia dalle strutture turbolente verso il pelo libero. Il meccanismo di generazione delle onde ad opera della turbolenza potrebbe essere quello analizzato da Teixeira and Belcher [2006], con una forzante rappresentata dalle fluttuazioni di pressione.

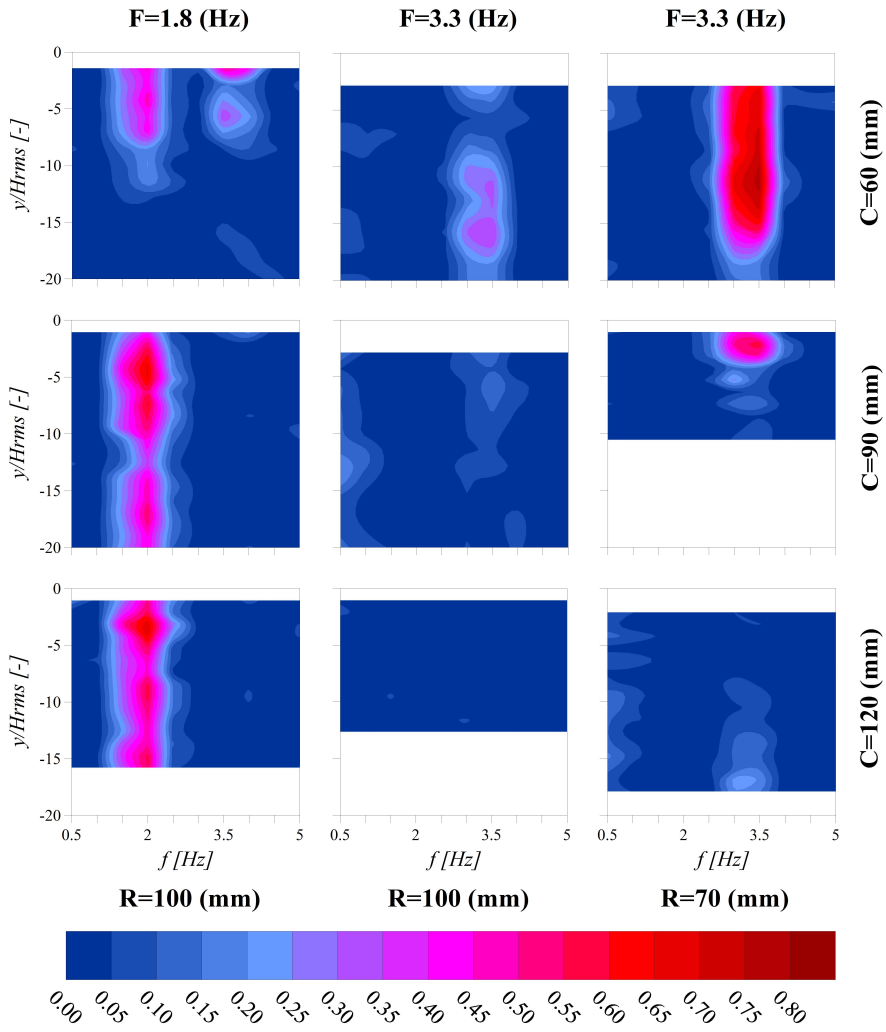


Figura 5.10. Mappe di coerenza.

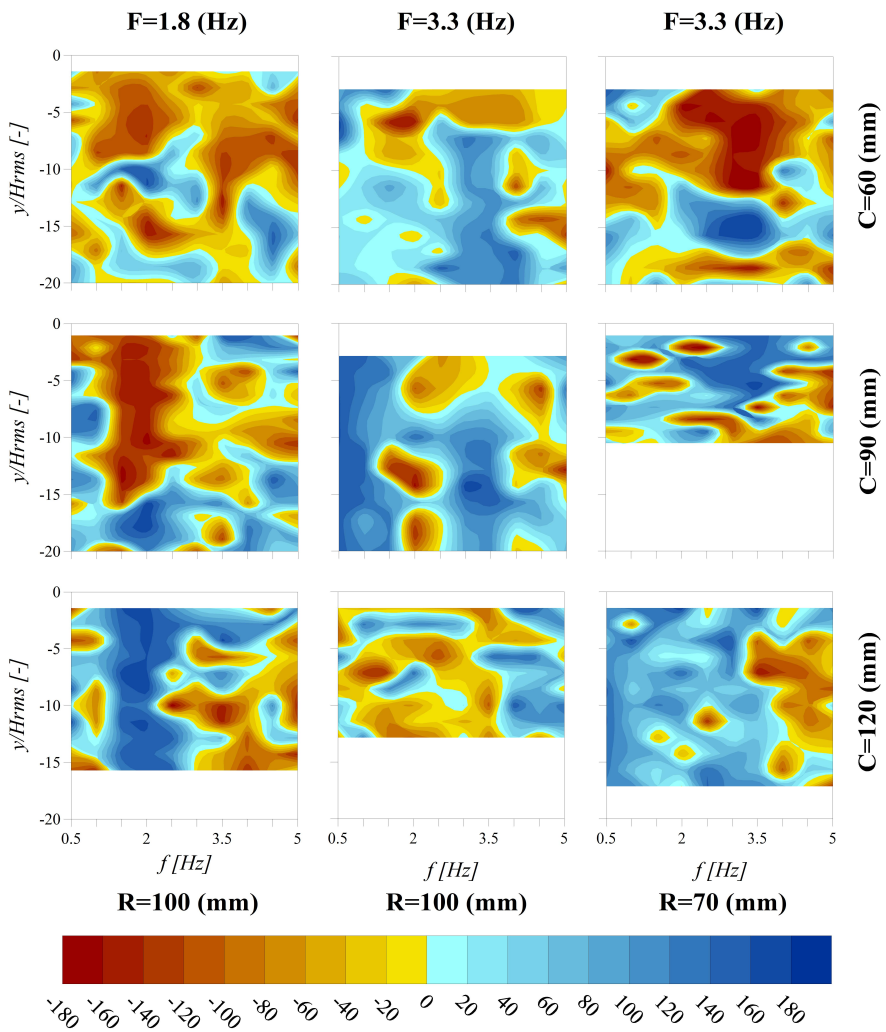


Figura 5.11. Mappe di sfasamento.

Appendice A

Notazione

c	coerenza.
C	corsa della griglia.
$\overline{E_c}$	energia cinetica media della turbolenza.
f	frequenza di oscillazione della griglia.
Fr_s	numero di Froude del pelo libero.
Fr_G	numero di Froude della griglia.
g	accelerazione di gravità.
H_{rms}	<i>root mean square</i> delle elevazioni di superficie.
i_w	intensità turbolenta nella direzione verticale.
k	numero d'onda.
P_{aa}	densità di potenza auto-spettrale.
P_{ab}	densità di potenza cross-spettrale.
P_{bb}	densità di potenza auto-spettrale.
R	ricoprimento della griglia.
$R_{u_i u_j}$	correlazione spazio-temporale.
Re_s	numero di Reynolds del pelo libero.
R_w	coefficiente di autocorrelazione di w .
\mathbf{u}	velocità.

u	componente orizzontale della velocità (parallela all'asse x).
u_s	<i>root mean square</i> delle velocità di oscillazione del pelo libero.
v	componente orizzontale della velocità (parallela all'asse y).
w	componente verticale della velocità (parallela all'asse z).
\bar{w}	media di w .
w'	media quadratica delle fluttuazioni di w .
We	numero di Weber del pelo libero.
y	affondamento rispetto alla superficie libera.
z_s	distanza tra la superficie libera e l'origine virtuale della griglia.
δ	coefficiente di correlazione.
λ_w	microscala temporale della turbolenza.
$\widehat{\lambda}_w$	microscala della turbolenza (adimensionale).
η	tirante idrico rispetto al fondo della vasca.
T_w	macroscala temporale della turbolenza.
\widehat{T}_w	scala integrale della turbolenza (adimensionale).

Bibliografia

- G.K. Batchelor. Computation of the energy spectrum in homogeneous two-dimensional turbulence. *Phys.Fluids*, 12:233–239, 1969.
- J.A. Battjes and T. Sakai. Velocity field in a steady breaker. *J. Fluid Mech.*, 111:421–437, 1981.
- L. Bernal and J.T. Kwon. Vortex ring dynamics at free surface. *Phys. Fluids*, pages 449–451, 1989.
- V. Borue, S.A. Orszag, and I. Staroslesky. Interaction of surface waves with turbulence: direct numerical simulations of turbulent open channel flow. *J. Fluid Mech.*, 286:1–23, 1995.
- M. Brocchini and D.H. Peregrine. The dynamics of strong turbulence at free surfaces. - part 1 - description. *J. Fluid Mech.*, 449:225–254, 2001.
- B.H. Brumley and G.H. Jirka. Near-surface turbulence in a grid-stirred tank. *J. Fluid Mech.*, 183:235–263, 1987.
- H.H. Bruun. *Hot-wire anemometry*. Oxford university press, 1995.
- I. Calmet and J. Magnaudet. Statistical structure of high-reynolds-number turbulence close to the free surface of an open-channel flow. *Phys. Fluids*, 474:355–378, 2003.
- A. Cenedese. *Meccanica dei Fluidi*. McGraw-Hill, 2003.

- D. Dabiri and M. Gharib. Simultaneous free-surface deformation and near-surface velocity measurements. *Exp. Fluids*, 30:381–390, 2001.
- R.G. Dean. Stream function representation of non linear ocean waves. *Journal of Geophysical Research*, 70.
- S.C. Dickenson and R.R. Long. Laboratory study of the growth of a turbulent layer of fluid. *Phys.Fluids*, 21:1698–1701, 1978.
- M. Gharib and A. Weigand. Experimental studies of vortex disconnection and surface connection at a free surface. *J. Fluid Mech.*, 321:59–86, 1996.
- R.A. Handler, T.F. Swain, R.I. Leighton, and J. D. Swearingen. Length scales and the energy balance for turbulence near a free surface. *AIAA J.*, 31: 1998–2007, 1993.
- Herlina and G.H. Jirka. Experiments on gas transfer at the air-water interface induced by oscillating grid turbulence. *J. Fluid Mech.*, 594:183–208, 2008.
- E.J. Hopfinger and J.-A. Toly. Spatially decaying turbulence and its relation to mixing across density interfaces. *J. Fluid Mech.*, 78:155–175, 1976.
- J.C.R. Hunt and J.M.R. Graham. Free stream turbulence near plane boundaries. *J. Fluid Mech.*, 84:209–235, 1978.
- S. Komori, Y. Murakami, and H. Ueda. The relationship between surface-renewal and bursting motions in an open-channel flow. *J. Fluid Mech.*, 203: 102–123, 1989.
- S. Komori, R. Nagosa, and Y. Murakami. Mass transfer into a turbulent liquid across the zero-shear gas-liquid interface. *AIChE J.*, 36:957–960, 1990.
- S. Kumar, R. Gupta, and S. Banerjee. An experimental investigation of the characteristics of free-surface turbulence in channel flow. *Phys.Fluids*, 10: 437–456, 1998.
- F.-C. Li, Y. Kawaguchi, T. Segawa, and K. Suga. Wave-turbulence interaction of a low-speed plane liquid wall-jet investigated by a particle image velocimetry. *Phys. Fluids*, 17:082101–082101–10, 2005.

-
- S. Loewen, B. Ahlborn, and A.B. Filuk. Statistics of surface flow structures on decaying grid turbulence. *Phys. Fluids*, 29:2388–2397, 1986.
- S. Longo. La turbolenza all’interfaccia aria-acqua. In *Atti del 31° Convegno Nazionale di Idraulica e Costruzioni Idrauliche*, Perugia, ITALIA, 9 .
- K. Nadaoka. A fundamental study on shoaling and velocity field structure of water waves in the nearshore zone. *Technical Report No. 36, Dept. Civ. Engrg., Tokio Inst. Tech.*, page 125pp, 1986.
- R. Nagosa. Direct numerical simulation of vortex structures and turbulence scalar transfer across a free surface in a fully developed turbulence. *Phys. Fluids*, 11:1581–1595, 1999.
- R. Nagosa and R.A. Handler. Statistical analysis of coherent vortices near a free surface in a fully developed turbulence. *Phys. Fluids*, 15:375–394, 2003.
- H.I. Nakagawa and I. Nezu. Predictions of the contributions to the reynolds stress from the bursting events in open channel flows. *J. Fluid Mech.*, 80: 99–128, 1977.
- J.J. Orlins and K.S. Gulliver. Measurements of free surface turbulence. *St. Antony Falls Laboratory*.
- Y. Pan and S. Banerjee. A numerical study of free surface turbulence in channel flow. *Phys. Fluids*, 7:1288–1290, 1995.
- B. Perot and P. Moin. Shear-free turbulent boundary layers. part 1. physical insights into near-wall turbulence. *J. Fluid Mech.*, 295:199–227, 1995.
- M. Petti and S. Longo. Turbulence experiments in the swash zone. *Coastal Engineering*, (43):1–24, 2001.
- O.M. Phillips. On the generation of waves by turbulent wind. *J. Fluid Mech.*, 2:417–445, 1957.
- M. Rashidi and S. Banerjee. Turbulence structures in open channel flow. *Phys. Fluids*, 31:2491–2503, 1988.
- R. Savelsberg and W. Van De Water. Experiments on free-surface turbulence. *J. Fluid Mech.*, 619:95–125, 2009.

- R. Savelsberg, A. Holten, and W. Van de Water. Measurement of the gradient field of a turbulent free surface. *Exp. Fluids*, 41.
- G. Settles. *Schlieren and Shadowgraph techniques, visualizing phenomena in transparent media*. Springer, 2001.
- L. Shen and D.K.P. Yue. Large-eddy simulation of free-surface turbulence. *J. Fluid Mech.*, 440:75–116, 2001.
- L. Shen, X. Zhang, D.K.P. Yue, and G.S. Triantafyllou. The surface layer for free-surface turbulent flows. *J. Fluid Mech.*, 386:167–212, 1999.
- S. Smolentsev and Miraghaie R. Study of a free surface in open-channel water flows in the regime from ‘weak’ to ‘strong’ turbulence. *Int. J. Multiphase flow*, 31:921–939, 2005.
- M. Song, L. Bernal, and G. Tryggvason. Head-on collision of a large vortex ring with a free surface. *Phys. Fluids*, pages 1457–1466, 1992.
- M.A.C. Texeira and S.E. Belcher. On the initiation of surface waves by turbulent shear flow. *Dyn. Atmos. Oceans*, 41:1–27, 2006.
- N.H. Thomas and P.E. Hancock. Grid turbulence near a moving wall. *J. Fluid Mech.*, 82:481–496, 1977.
- S.M. Thompson and Turner J.S. Mixing across an interface due to turbulence generated by an oscillating grid. *J. Fluid Mech.*, 67:349–368, 1975.
- E.B. Thornton. Energetics of breaking waves in the surf zone. *Journal of Geophysical Research*, 84:4931–4938, 1979.
- W.-T. Tsai. A numerical study of the evolution and structure of a turbulent shear layer under a free surface. *J. Fluid Mech.*, 354:239–279, 1998.
- D.T. Walker, R.I. Leighton, and L.O. Garza-Rios. Shear-free turbulence near a flat free surface. *J. Fluid Mech.*, 320:19–51, 1996.
- A. Weigand. Simultaneous mapping of the velocity and deformation field at a free surface. *Exp. Fluids*, 20:358–364, 1996.

- C. Zhang, L. Shen, and D.K. Yue. The mechanism of vortex connection at a free surface. *J. Fluid Mech.*, 384:207–241, 1999.
- X. Zhang. Capillary-gravity and capillary waves generated in a wind wave tank: observations and theories. *J. Fluid Mech.*, 289:51–82, 1995.