

**UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI NAPOLI  
"FEDERICO II"**

*in consorzio con*

**SECONDA UNIVERSITÀ DI NAPOLI  
UNIVERSITÀ "PARTHENOPE" NAPOLI**

*in convenzione con*

**ISTITUTO PER L'AMBIENTE MARINO COSTIERO –  
C.N.R. STAZIONE ZOOLOGICA "ANTON DOHRN"**

*Dottorato in Scienze ed Ingegneria del Mare  
XX ciclo*

Tesi di Dottorato

Profili di velocità indotti da correnti oscillanti in  
prossimità di fondali vegetati

Candidato:

dott. Andrea Guida

Tutor:

prof. Michele Di Natale

Coordinatore del Dottorato:  
prof. Bruno D'Argenio

Anno 2007

# ***Indice***

## ***Introduzione***

### ***Capitolo primo***

#### ***Influenza della vegetazione sommersa sulle caratteristiche del campo di moto presente in prossimità di un fondale marino***

- I.1 La vegetazione nell'ambiente marino
- I.2 Effetti idrodinamici della vegetazione
- I.3 Classificazione della vegetazione ai fini dell'interazione idrodinamica
- I.4 Studi Precedenti
  - I.4.1 Studi di tipo sperimentale
  - I.4.2 Studi sulla resistenza idraulica dovuta a vegetazione flessibile
  - I.4.3 Studi sulla resistenza idraulica dovuta alla combinazione di vegetazione flessibile e vegetazione rigida
  - I.4.4 Studi sulla resistenza idraulica dovuta a cespugli sparsi

### ***Capitolo Secondo***

#### ***La modellazione idrodinamica dei campi di moto in presenza di vegetazione sommersa – Il caso vegetazione rigida***

- II.1 Modellazione idrodinamica in presenza di corrente unidirezionale
  - II.1.1 Soluzione di Oseen
- II.2 Modellazione idrodinamica semplificata in presenza di moto oscillante
  - II.2.1 Le equazioni del moto
- II.3 Strato limite viscoso
  - II.3.1 Profilo di velocità (Soluzione di Stokes)
  - II.3.2 Sforzi tangenziali al fondo
- II.4 Strato limite turbolento
  - II.4.1 Profilo di velocità
  - II.4.2 Sforzi tangenziali al fondo
- II.5 Modello di chiusura approssimato per lo strato limite oscillante nel caso di moto a pistone

## **Capitolo terzo**

### **Installazione sperimentale**

- III.1 Tunnel a fluido oscillante
  - III.1.1 Principio di funzionamento
- III.2 La tecnica PIV
  - III.2.1 Apparato sperimentale
  - III.2.2 Particelle insemi nanti

## **Capitolo quarto**

### **Descrizione dell'indagine sperimentale ed analisi dei risultati**

- IV.1 Descrizione dell'indagine sperimentale
  - IV.1.1 Messa a punto del sistema meccanico
  - IV.1.2 Calibrazione del sistema di misura
  - IV.1.3 Acquisizione del fattore di scala
- IV.2 Simulazione fisica della vegetazione rigida
- IV.3 Programma delle prove sperimentali
- IV.4 Analisi dei risultati
  - IV.4.1 Confronto tra i profili di velocità in presenza ed in assenza di vegetazione rigida
  - IV.4.2 Analisi degli scarti tra i valori di velocità durante il periodo di oscillazione
  - IV.4.3 Confronto dei profili di velocità ricavati per via sperimentale con quelli ottenuti per via numerica
  - IV.4.4 Considerazioni sugli sforzi tangenziali al fondo
- I.2 Effetti idrodinamici della vegetazione
- I.3 Classificazione della vegetazione ai fini dell'interazione idrodinamica
- I.4 Studi Precedenti
  - I.4.1 Studi di tipo sperimentale
  - I.4.2 Studi sulla resistenza idraulica dovuta a vegetazione flessibile
  - I.4.3 Studi sulla resistenza idraulica dovuta alla combinazione di vegetazione flessibile e vegetazione rigida
  - I.4.4 Studi sulla resistenza idraulica dovuta a cespugli sparsi

***Conclusioni***

***Riferimenti bibliografici***



## *INTRODUZIONE*

Lo studio dell'influenza della vegetazione sui meccanismi di erosione costiera rappresenta una problematica importante e più che mai attuale. Negli ultimi decenni, infatti, si è assistito ad un progressivo arretramento della linea di confine tra terra e mare dovuto ad una alterazione del naturale ciclo di erosione a causa delle pressioni antropiche e dei cambiamenti del livello del mare.

Gli uomini, infatti, per dare spazio alle loro attività hanno determinato una profonda alterazione dei delicati equilibri del trasporto solido, oltre che da perdite di habitat e biodiversità.

Per risolvere il problema sono stati attuati nel tempo interventi diversi quali la realizzazione di opere di difesa rigide (scogliere, pennelli ...) e morbide (ripascimenti).

Tali interventi, spesso, non hanno raggiunto gli obiettivi previsti a causa di una non approfondita conoscenza dei meccanismi idrodinamici e geomorfologici che generano i processi di trasporto solido litoraneo; inoltre la presenza di manufatti artificiali determina, quasi sempre, evidenti alterazioni dell'ambiente fisico e biologico costiero, dando luogo a situazioni di forte impatto ambientale.

Al fine di individuare nuove tecniche di protezione a minore impatto, sono in atto ricerche finalizzate ad una approfondita comprensione dei meccanismi geofluidodinamici che regolano il trasporto del materiale solido incoerente sotto l'azione del moto ondoso e delle correnti. Nell'ambito di tali ricerche è fondamentale, tra l'altro, lo studio della vegetazione sommersa, la quale influenza le caratteristiche idrodinamiche del campo di moto in prossimità del fondale ed esercita, mediante le radici, un'azione aggregante sui sedimenti incoerenti.

Il lavoro qui presentato ha per oggetto un'indagine sperimentale volta a studiare l'effetto della vegetazione rigida sommersa sui profili di velocità e sulle caratteristiche idrodinamiche dello strato limite in prossimità di un fondo fisso per effetto di un moto oscillante. La sperimentazione effettuata apre la strada ad altre indagini da effettuarsi sempre su fondo fisso ma con vegetazione flessibile, onde random, con sovrapposizione di onde e correnti su fondo fisso e con sovrapposizione di onde e correnti su fondo mobile.

La ricerca, svolta presso il laboratorio di Idraulica e Costruzioni Idrauliche della Seconda Università degli studi di Napoli, è volta, mediante l'utilizzo di un tunnel a fluido oscillante, allo studio delle caratteristiche del campo di moto

oscillante all'interno dello strato limite in presenza ed in assenza di strutture che simulano l'effetto di una copertura vegetale. L'apparecchiatura utilizzata, ha permesso di realizzare moti oscillanti con numeri di Reynolds dello stesso ordine di grandezza di quelli che caratterizzano i fenomeni in natura e pertanto, gli effetti scala che tipicamente sono presenti nelle simulazioni di laboratorio sono molto limitati.

La sperimentazione ha riguardato il caso di oscillazioni monocromatiche con ampiezze e periodi variabili, in modo da ottenere differenti numeri di Reynolds, generate sia su un fondo fisso sia su fondo dotato di bacchette rigide verticali disposte in modo da simulare l'effetto della vegetazione sul fondo.

Le misure di velocità sono state effettuate mediante l'uso della tecnica PIV (Particle Image Velocimetry), la quale permette di ricostruire il campo di moto con elevato grado di accuratezza.

Si riporta nel seguito una breve sintesi degli argomenti trattati.

Nel capitolo primo, viene riportata una breve analisi delle tipologie di vegetazione che più frequentemente si ritrovano nell'ambiente marino per poi passare ad una classificazione generale della vegetazione rispetto al suo comportamento idraulico. In particolare si mettono in evidenza gli effetti idrodinamici della vegetazione e viene, inoltre, riportata una analisi degli studi precedenti (riferiti prevalentemente al caso di correnti unidirezionali).

Nel secondo capitolo viene riportata invece, la modellazione idrodinamica della vegetazione rigida in presenza di corrente unidirezionale ed inoltre si richiamano le equazioni del moto oscillante sia in regime laminare che in regime turbolento.

Nel capitolo terzo viene descritta l'installazione sperimentale utilizzata composta dal tunnel a fluido oscillante, per la riproduzione del moto a pistone, e da un sistema PIV per la misura dei campi di moto istantanei.

Infine nel capitolo quarto si riporta la descrizione dell'indagine sperimentale eseguita e l'analisi dei risultati ottenuti. In particolare si analizzano i profili sperimentali ottenuti per le tre diverse configurazioni oggetto di studio e viene eseguito anche un confronto con i profili numerici ottenuti con i modelli teorici descritti nel secondo capitolo.

## **Capitolo primo**

### *Influenza della vegetazione sommersa sulle caratteristiche del campo di moto presente in prossimità di un fondale marino*

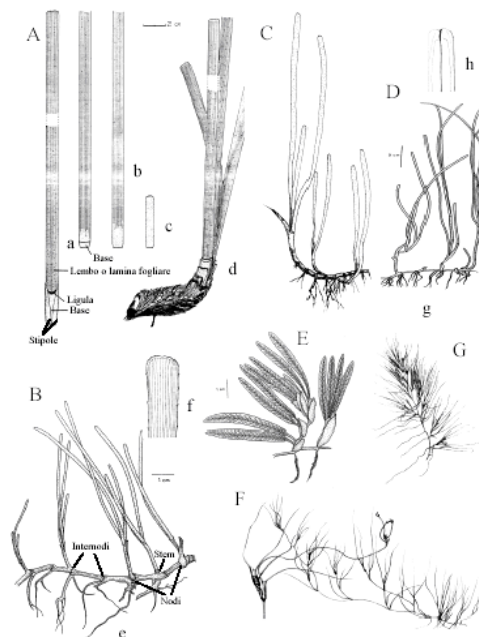
Nell'ambito dell'analisi degli effetti idrodinamici indotti dalla vegetazione presente su un fondale marino gioca un ruolo fondamentale la conoscenza della tipologia di vegetazione rispetto alla quale si conducono le analisi. Ciò è dovuto al fatto che al variare del tipo di vegetazione (forma, densità, rigidità dei fusti ecc.) si riscontra una differente interazione con il campo di moto.

Nel presente capitolo, si procede pertanto ad una analisi delle tipologie di vegetazione che più frequentemente si ritrovano nell'ambiente marino per poi passare ad una classificazione generale della vegetazione rispetto al suo comportamento idraulico.

#### **I.1 La vegetazione nell'ambiente marino**

L'ambiente marino è una zona particolarmente eterogenea che ospita grandi varietà di organismi vegetali. Alcuni di essi formano ammassi lungo le coste o galleggiano liberamente, altri possono avere uno sviluppo così massiccio da formare vere e proprie "foreste" sottomarine. Ad esempio, al largo delle coste californiane, esistono letti di alghe brune giganti con talli lunghi fino a quindici metri che galleggiano sostenute da un gambo lungo oltre trenta metri a partire dalla loro base ancorata al fondo. Altri tipi di organismi, poi, si sviluppano su fondo sabbioso dando luogo alla formazione di vere e proprie "praterie". Proprio queste ultime rivestono un ruolo di fondamentale importanza, nell'ambito del presente lavoro, in quanto per effetto dell'azione esercitata, da una parte, dalle radici, le quali, espletando una funzione di ancoraggio al fondo, inducono un processo di intrappolamento del materiale granulare; dall'altra dallo sviluppo del fusto e delle foglie, il quale determina una variazione del regime idrodinamico. Ciò induce un fenomeno di interferenza con il trasporto solido e, conseguentemente, con i processi di erosione. Pertanto, nel presente lavoro, ci si soffermerà sulle famiglie in grado di esercitare

tali azioni ed in particolare sulle specie presenti nel mar Mediterraneo. Tra queste ultime, la famiglia più diffusa è quella delle fanerogame marine (dal greco faneros = evidente, gamein = unione). Qui la loro presenza è circoscritta a quattro specie dominanti: *Cymodocea nodosa*, (*Cymodoceaceae*), che colonizza preferibilmente aree riparate. Essa è diffusa fino a 40 m di profondità e non costituisce mai praterie continue; *Zostera marina*, (*Zosteraceae*), la cui diffusione è confinata al mar Adriatico settentrionale, al litorale meridionale spagnolo e alla Turchia soprattutto in zone costiere con afflussi di acque dolci; *Nanozostera noltii* o *Zostera noltii* (*Zosteraceae*) tipica di acque superficiali (fino a 2 m); *Posidonia oceanica*. A queste specie vanno aggiunte *Halophila stipulacea* (*Hydrocharitaceae*) e *Halodule uninervis* (*Cymodoceaceae*). Completano l'elenco due specie appartenenti alla famiglia delle Potamogetonaceae: *Ruppia maritima* detta "fieno di mare" o "erba da chiozzi comune" e *Ruppia cirrhosa*, detta "erba da chiozzi spiralata", monocotiledoni tipiche ed esclusive di paludi salmastre e lagune, presenti da uno a cinque decimetri di profondità, comunemente localizzate lungo tutto il litorale italiano. *P. oceanica* è l'unica fanerogama in grado di colonizzare in maniera continua la fascia costiera compresa tra la superficie e circa 40 metri di profondità e per questo rappresenta l'endemismo più caratteristico e la specie più significativa, per l'importanza ecologica che riveste nei delicati e fragili equilibri della fascia costiera. Si stima una superficie di ricoprimento compresa tra 2,5 e 5 milioni di ettari, pari all'1 - 2 % della superficie totale del Mar Mediterraneo (circa un sesto della Penisola Italiana). Nella figura seguente viene riportata una rappresentazione delle specie marine citate.



**Figura 1.1** - Fanerogame marine: A) *Posidonia oceanica*; B) *Cymodocea nodosa*; C) *Zostera marina*; D) *Nanozostera noltii*; E) *Halophila stipulacea*; F) *Ruppia cirrhosa*; G) *Ruppia maritima*

*P. oceanica* è una monocotiledone perenne appartenente alla famiglia Najadales, sottofamiglia Posidoniaceae (ITIS 2004). La sua diffusione è limitata esclusivamente al piano infralitorale (da 0 a 40 m), ed è legata a numerosi parametri tra i quali i maggiori risultano essere idrodinamismo, geomorfologia del fondale e soprattutto torbidità/trasparenza delle acque, questo limite è sottoposto ad oscillazioni locali. Si tratta di una pianta superiore dotata di una radice a fittone tipica di Monocotiledone che assicura un saldo ancoraggio al substrato sia esso sabbioso o roccioso e contemporaneamente un apporto minerale continuo e costante, il rizoma, analogo al fusto delle fanerogame terrestri, presenta una caratteristica esclusiva: esso è in grado di accrescersi sia orizzontalmente (rizoma plagiotropo) sia verticalmente (rizoma ortotropo).

Le foglie sono classificate in funzione della loro lunghezza e inserzione sul fascio fogliare in: foglie giovani (fino 50 mm) poste al centro del fascio, foglie intermedie (oltre 50 mm senza base) ed adulte (dotate di scaglia o base) disposte esternamente alle precedenti.

La distribuzione spaziale delle foglie, riflette le caratteristiche del ciclo vitale della pianta che alterna, nell'anno solare, ritmi di crescita diversi, pur garantendo un costante ciclo di rinnovamento per tutta la stagione:

- Ottobre – Gennaio: fase di latenza, intensa abscissione fogliare e generale ringiovanimento del fascio, presenti i fiori.
- Febbraio – Maggio: intensa fase di crescita, aumento della densità, i frutti, qualora presenti, giungono a maturazione.
- Giugno – Settembre: il ritmo di crescita rallenta.

Le praterie di *P. oceanica* modificano profondamente gli ambienti colonizzati dando vita a sistemi tra i più diversificati, complessi e produttivi presenti lungo la fascia costiera. Composizione, estensione e struttura del posidonieto sono condizionate non solo dalle caratteristiche biologiche della pianta, ma anche da variabili ambientali come natura del substrato, geomorfologia del fondale, idrodinamismo, torbidità delle acque, tasso di sedimentazione. Tutto questo impone alla pianta il ruolo di vero e proprio Ecosistema litoraneo.

I substrati di elezione per l'impianto della pianta sono i fondali mobili come quelli costituiti da sabbie, ma *P. oceanica* è in grado di colonizzare anche fondi duri o rocciosi. In ogni caso gran parte di esse poggia su un substrato biogenico, una sorta di "terrazzo biologico" costituito da frammenti di antichi rizomi e radici, radici e rizomi vivi, detrito organogeno vegetale ed animale autoctono e alloctono, detrito terrigeno sedimentario. Questo "suolo" di neoformazione è definito matte. La matte

è determinante nel trattenere considerevoli quantitativi di sedimento sciolto, contribuendo attivamente a rallentare processi erosivi delle spiagge sommerse. Si calcola che l'accrescimento della matte si realizzi in tempi variabili, vicini ad un metro per secolo.

Il ciclo annuale della pianta innesca la formazione lungo i litorali sabbiosi o mobili delle "banquette", vere e proprie formazioni geologiche mobili e dinamiche in grado di svolgere un'azione determinante nel prevenire l'erosione costiera. La banquette esercita un ruolo attivo nel trattenere enormi quantità di sedimento che rimane intrappolato tra gli strati sovrapposti di foglie (si calcola che un m<sup>3</sup> di banquette sia in grado di trattenere circa 40 kg di sedimento sciolto). Il ruolo svolto dalla banquette diventa essenziale lungo i litorali fortemente esposti a rischio erosione, in quanto rallenta il processo erosivo in atto.

La protezione dai fenomeni di erosione costiera espletata da *P. oceanica* ha anche una azione più profonda e intensa associata alla presenza di matte. Come già detto precedentemente, infatti, su qualsiasi substrato la pianta si insedi, essa modifica in maniera notevole il sedimento originario d'impianto, costituendo una vera e propria "trappola" per i sedimenti fini. Inoltre, lo strato fogliare esercita sui movimenti dell'acqua una azione frenante, per effetto della quale le particelle in sospensione nella colonna d'acqua sedimentano più facilmente.

Dunque le praterie di *Posidonia oceanica* costituiscono un'importante cintura naturale di contenimento e di protezione delle coste dall'azione erosiva del moto ondoso. È stato stimato che la regressione di un solo metro di prateria può provocare la perdita di 15 - 18 m di litorale sabbioso.

Relativamente alla distribuzione spaziale, le praterie di *Posidonia oceanica* sono confinate da due limiti: superiore ed inferiore. Il limite superiore rappresenta il punto in cui la prateria comincia partendo dalla linea di costa; quello inferiore è definito come il punto in cui la prateria termina in profondità.

*Posidonia oceanica* è l'unica fanerogama mediterranea a presentare un limite inferiore con conformazioni diverse in relazione al variare delle condizioni ambientali. Si distinguono, infatti, in funzione del ricoprimento sul fondo:

- *Limite progressivo*: il ricoprimento della pianta sul fondo è inferiore al 50%, la densità dei ciuffi diminuisce progressivamente e questi tendono a disporsi parallelamente al senso di pendenza; la "matte" generalmente è assente. Questo tipo di limite indica che la luce è il fattore che principalmente regola la crescita e la colonizzazione della pianta a maggiore profondità.

- *Limite netto*: il ricoprimento della pianta sul fondo è superiore al 50%; la prateria ha un margine d'interruzione ben definito e netto, la "matte" è generalmente assente. Questo tipo di limite indica che la crescita della pianta è impedita dal tipo di sedimento o dalla natura morfologica del fondo.
- *Limite d'erosione*: il ricoprimento della pianta sul fondo può essere anche molto elevato (100%); la prateria termina bruscamente, spesso evidenziando lo scalino formato dalla "matte" che appare profondamente incisa. Questo tipo di limite indica che la presenza di correnti di fondo impedisce alla prateria di avanzare ed anzi in alcuni casi la fa regredire provocandone l'erosione.
- *Limite regressivo*: caratterizzato dalla presenza di un netto gradino di "matte" morta, su cui persistono isolati ciuffi vivi. Un limite di questo tipo indica una regressione della prateria, dovuta ad un aumento di torbidità.



**Figura 1.2** - Posidonia oceanica

## I.2 Effetti idrodinamici della vegetazione

Nel contesto fenomenologico relativo al trasporto solido sui fondali marini incoerenti, la vegetazione si inserisce quale elemento aggiuntivo di scabrezza. Essa infatti espleta due azioni fondamentali: in primo luogo, si oppone alla forza di trascinamento esercitata sulla particella dalla corrente fluida; in secondo luogo, lo sviluppo dei complessi sistemi radicali determina una azione aggregante delle particelle solide alla quale fa seguito un vero e proprio processo di intrappolamento dei sedimenti nel sistema radicale. Tali azioni danno, nel complesso, un contributo stabilizzante rispetto al trasporto solido. Dal punto di vista idraulico, la variazione delle caratteristiche del fondo e del regime idrodinamico dovuta alla presenza della vegetazione induce, a sua volta, una variazione dell'estensione e della struttura del boundary layer.

Quest'ultimo aspetto viene evidenziato attraverso l'analisi della distribuzione delle velocità, descritta dalla nota relazione logaritmica di Karman – Prandtl:

$$u(z) = \frac{u_*}{k} \ln \frac{z}{z_0} \quad [\text{I.1}]$$

in cui  $z$  rappresenta l'altezza dal fondo,  $u$  la componente orizzontale della velocità,  $u_*$  la velocità di attrito,  $z_0$  l'altezza di rugosità,  $k$  la costante di Karman, pari a circa 0.41.

La velocità di attrito  $u_*$  è direttamente correlata agli sforzi tangenziali al fondo,  $\tau_0$ , attraverso la relazione:

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}} \quad [\text{I.2}]$$

nella quale  $\rho$  rappresenta la densità del fluido (1027 Kg/m<sup>3</sup> per le acque marine). Per quanto riguarda il valore di  $z_0$ , esso viene calcolato come la profondità a cui lo sforzo tangenziale verticale si annulla. Studi sperimentali hanno dimostrato come tale altezza aumenti in presenza di vegetazione. Infatti, è stato osservato che il gradiente di velocità, e quindi l'intensità degli sforzi tangenziali, aumenta in presenza di elementi di scabrezza.



Osservazioni in campo su praterie di *Posidonia oceanica* dimostrano che la velocità di attrito  $u_*$  varia da  $1,33 \pm 0,78$  cm/s sulla prateria a  $0,68 \pm 0,24$  cm/s su fondale sabbioso incolto, mentre l'altezza della rugosità,  $z_0$ , varia da  $30 \pm 93$  cm/s sulla prateria a  $5,0 \pm 7,4$  cm/s su fondale sabbioso incolto (Duarte, 1999).

Dal punto di vista analitico, l'analisi idrodinamica del fenomeno può essere condotta a partire dalle note equazioni di Navier Stokes per moto turbolento semplificato alla Reynolds:

$$\begin{aligned}\rho \frac{D\bar{v}_x}{Dt} &= \rho F_x - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \mu \nabla^2 v_x - \rho \left( \frac{\partial}{\partial x} \bar{v}_x'^2 + \frac{\partial}{\partial y} \bar{v}_x' \bar{v}_y' + \frac{\partial}{\partial z} \bar{v}_x' \bar{v}_z' \right) \\ \rho \frac{D\bar{v}_y}{Dt} &= \rho F_y - \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} + \mu \nabla^2 v_y - \rho \left( \frac{\partial}{\partial x} \bar{v}_y' \bar{v}_x' + \frac{\partial}{\partial y} \bar{v}_y'^2 + \frac{\partial}{\partial z} \bar{v}_y' \bar{v}_z' \right) \\ \rho \frac{D\bar{v}_z}{Dt} &= \rho F_z - \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} + \mu \nabla^2 v_z - \rho \left( \frac{\partial}{\partial x} \bar{v}_z' \bar{v}_x' + \frac{\partial}{\partial y} \bar{v}_z' \bar{v}_y' + \frac{\partial}{\partial z} \bar{v}_z'^2 \right)\end{aligned}\quad [I.3]$$

Adottando un opportuno modello di chiusura che consenta di legare i termini turbolenti e le componenti di agitazione al parametro  $\varepsilon$  (eddy viscosity), le [I.3] possono essere sintetizzate con la:

$$g \frac{\partial H}{\partial x} + \frac{\partial \langle uw \rangle}{\partial z} + \frac{1}{2} C_D A \langle u \rangle^2 = 0 \quad [I.4]$$

Ove  $A (\cong \pi d^2 / 4)$  è la sezione della particella ortogonale alla direzione del moto,  $C_D$  coefficiente di drag. Il termine  $\partial \langle uw \rangle / \partial z$  esprime il trasporto verticale turbolento, mentre il termine  $\frac{1}{2} C_D a |u|^2$  esprime l'effetto di trascinamento opposto dal fluido sul corpo.

In presenza di vegetazione il coefficiente di drag dipende dalla forma degli elementi che la costituiscono, dalla loro flessibilità ed orientamento nel flusso, oltre che dalla geometria, dalle caratteristiche fisiche e dall'altezza relativa della prateria rispetto alla superficie del mare. La dipendenza da tali parametri viene comunemente espressa attraverso la seguente relazione:

$$C_D = \alpha \left( \frac{z_0}{h} \right)^\beta \quad [I.5]$$

in cui  $z_0$ , come già detto, è l'altezza di rugosità,  $h$  è il tirante idrico,  $\alpha$  e  $\beta$  delle costanti. Manning propone di assumere per  $\alpha$  un valore pari a 0,0474 e per  $\beta$  pari a 1/3; altri autori (Dawson et al., 1983) propongono, invece, di assumere  $\alpha$  pari a 0,0190 e per  $\beta$  a 0,208.

È immediato constatare che, per una prefissato valore della profondità, al crescere dell'altezza di rugosità e quindi in presenza di vegetazione (Duarte, 1999), il coefficiente di drag aumenta; analogamente tale coefficiente cresce, a parità di altezza di rugosità, al diminuire della profondità  $h$ .

Il legame  $C_D=C_D(z_0, h)$  può essere anche descritto attraverso la relazione:

$$C_D = \left[ \frac{A}{B + \ln(z_0/h)} \right]^2 \quad [I.6]$$

nella quale si assume  $A$  pari a 0,40 e  $B$  pari ad 1.

Il coefficiente di drag riveste un ruolo importante anche per la determinazione dello sforzo tangenziale al fondo,  $\tau_0$ . Esso, infatti, è espresso dalla ben nota legge quadratica di resistenza per attrito:

$$\tau_0 = \frac{1}{2} \rho C_D U_m^2 \quad [I.7]$$

in cui  $U_m$  rappresenta la velocità della corrente media.

In ambiente marino dove il campo di moto è in generale determinato dalla interazione di onde e correnti la forza orizzontale indotta dalla vegetazione sul fluido trascurando la flessibilità della vegetazione e le forze inerziali, è espressa dalla relazione:

$$F_x = \tau_0 (b_v \cdot N) = \frac{1}{2} \rho C_T u |u| b_v N \quad [I.8]$$

in cui  $u$  è la componente orizzontale della velocità indotta dal moto ondoso nella regione di vegetazione,  $b_v$  è l'area della pianta per unità di altezza per ogni distesa di vegetazione e perpendicolare ad  $u$ ,  $N$  è il numero di distese di vegetazione per unità di area orizzontale e  $C_T$  il coefficiente di trascinamento, mediato sulla profondità. Il coefficiente di trascinamento è funzione della superficie della prateria,

dell'altezza relativa della vegetazione, del periodo dell'onda e della velocità. Tali dipendenze sono espresse attraverso le relazioni:

$$C_T = 0.47 \exp(-0.052K) \quad [I.9]$$

La relazione [I.9] è valida per  $3 < K < 59$ , essendo  $K$  il numero locale di Keulegan Carpenter (F. Mendez & I. Losada, 2004), definito come:

$$K = \frac{u_c T_p}{b_v} \quad [I.10]$$

in cui  $u_c$  è la velocità che agisce sulla vegetazione, definita come la massima velocità orizzontale nel mezzo del campo di vegetazione,  $b_v$  è l'area della vegetazione,  $T_p$  è il periodo di oscillazione corrispondente ad un treno d'onde monocromatiche.

È evidente che un incremento dell'estensione della prateria, espressa nella [I.10] attraverso  $b_v$ , determina una riduzione del numero di Keulgan - Karpenter, cui corrisponde un incremento del coefficiente di trascinamento. D'altra parte, anche una riduzione del periodo di oscillazione  $T_p$  induce un incremento del coefficiente  $C_T$  nella [I.9].

Per evidenziare, poi, la dipendenza di  $C_T$  dall'altezza relativa delle piante,  $h_p$ , è opportuno riferirsi al numero di Keulgan - Karpenter modificato:

$$K' = \frac{K}{h_p^{0.76}} \quad [I.11]$$

Risulta, quindi:

$$C_T = \frac{\exp(-0.0138K')}{(K')^{0.3}} \quad [I.12]$$

La relazione [I.12] è valida per  $7 < K' < 172$ .

Un altro aspetto importante riguarda la determinazione della forza  $F$  che agisce sulle radici delle piante. In linea generale essa dipende dalla velocità della corrente fluida, dal peso della biomassa e dall'orientamento della vegetazione rispetto alla direzione del flusso.

Relativamente a quest'ultimo aspetto, esperimenti condotti su macrofite mostrano che, per una corrente tipica del periodo estivo (0,3 m/s), la forza che agisce in profondità viene circa dimezzata quando le piante formano un angolo di circa 40° - 70° con i sedimenti, rispetto ad un orientamento verticale. Per quanto riguarda, poi, la dipendenza con la velocità del fluido e con il peso della biomassa, essa è bene espressa attraverso la relazione:

$$F = k \cdot V^{l \cdot Bm}$$

in cui  $V$  è la velocità,  $B$  è la biomassa, espressa in  $Kg$  in peso di vegetazione,  $k$ ,  $l$  ed  $m$  sono dei coefficienti specifici determinati in base alla stagione ed alle specie di macrofite (Dawson & Robinson, 1984).

Misure mediante tensiometro mostrano che la costante di velocità,  $k$  è maggiore e la costante di biomassa,  $m$  è minore in estate, quando la crescita delle piante è maggiore e le piante presentano una estensione minore, in rapporto all'autunno.

### **I.3 Classificazione della vegetazione ai fini dell'interazione idrodinamica**

La classificazione della vegetazione discende da un'analisi delle caratteristiche fisico - biologiche degli elementi che la costituiscono, oltre che da aspetti connessi al grado di interazione degli stessi con la corrente idraulica. In linea del tutto generale, infatti, è possibile distinguere il caso di vegetazione sommersa da quello di vegetazione emergente; in ciascuna delle due configurazioni, poi, gli elementi possono avere caratteristiche di flessibilità o di rigidità.

In ogni caso la presenza di vegetazione induce un aumento della scabrezza idraulica e quindi delle resistenze al moto, con una conseguente riduzione della velocità media di corrente. Questo determina una riduzione delle azioni tangenziali, e quindi dei fenomeni di trasporto solido e, in generale, di erosione.

Dal punto di vista applicativo la vegetazione di tipo erbaceo può essere considerata di tipo flessibile e la sua altezza media, essendo generalmente contenuta, dà luogo frequentemente ad una condizione idraulica di sommersione. A questa categoria appartengono: piante acquatiche (alisma plantago), elodea americana (elodea canadensis), cerastio (callitriche), potamogeton (pot.

compressus), alghe (cladophora), erbe flottanti (glyceria fluitans), lattuga arricciata (potamogeton crispus e pot. pectinatus).

La vegetazione di tipo arbustivo può essere considerata, invece rigida ed, in relazione al tirante idraulico, può essere sia emergente che sommersa.

#### **I.4 Studi precedenti**

La maggior parte degli studi sperimentali e numerici riguardanti l'influenza della vegetazione sulle caratteristiche idrauliche ed idrodinamiche di un flusso fa riferimento al caso di vegetazione flessibile sommersa ed a quello di vegetazione rigida emergente. In entrambi i casi la gran parte della bibliografia disponibile è riferita a studi ed applicazioni sperimentali che hanno come forzante un moto unidirezionale in corsi d'acqua naturali. Molto pochi sono i lavori nei quali è stata studiata l'influenza esercitata dalla vegetazione sull'idrodinamica dello strato limite per effetto di un moto oscillante

Con riferimento al caso di corrente in letteratura sono disponibili, essenzialmente studi di tipo sperimentale, che prendono in considerazione sia vegetazione reale, di tipo rigido o flessibile, che vegetazione artificiale.

In particolare le indagini svolte riguardano diversi tipi di piante e diverse condizioni di moto al fine di studiare come il tipo, la densità e la disposizione della vegetazione influenzino il tirante e la velocità e, quindi, le perdite per attrito.

Infatti, le relazioni utilizzate normalmente per la definizione del moto, quali quella di Manning o Strickler, cioè relazioni monodimensionali e relative ai valori medi delle grandezze in gioco, non sono appropriate per quantificare la scabrezza della vegetazione acquatica dato che, in presenza di quest'ultima, il flusso risulta più complesso e a più dimensioni.

E' opportuno sottolineare che, nel caso di vegetazione soggetta ad una corrente unidirezionale, gli studi disponibili in letteratura focalizzano l'attenzione essenzialmente su due tipi di vegetazione:

- piante che hanno un' altezza  $h_v$  tale da abbassare la profondità  $h$  del flusso, come nei canali ricoperti d'erba; in questo caso, la resistenza equivalente, causata dalla vegetazione, può essere descritta in funzione del coefficiente di scabrezza, dell' altezza della vegetazione e delle caratteristiche biomeccaniche della vegetazione (Kouwen. et al, 1969; Kouwen, 1988);
- piante la cui l'altezza è dello stesso ordine di grandezza della profondità del flusso, come cespugli o alberelli; in questo caso, la resistenza equivalente

può essere valutata come l'effetto combinato del trascinamento idrodinamico delle piante (Petryk e Bosmanjian, 1975).

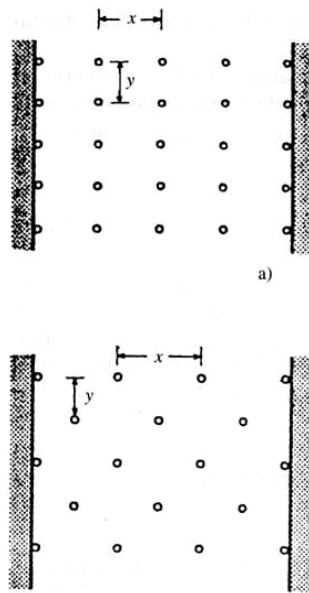
Oltre alle caratteristiche morfologiche delle piante, è fondamentale tener conto della loro disposizione spaziale e della loro densità; com'è facile intuire, un aumento della densità di vegetazione conduce ad un aumento della resistenza al moto e ad una riduzione del coefficiente di trascinamento (Ming e Shen, 1973; Petrk e Bosmanjian, 1975; Armanini e Righetti, 1998; Nepf, 1999).

Infine, anche la flessibilità delle piante esercita un ruolo significativo sulla resistenza idraulica, aumentando la complessità del problema. Infatti, la curvatura delle piante, sotto gli effetti del moto del fluido, lascia presumere una configurazione più aerodinamica comportando, quindi, una riduzione significativa del coefficiente di trascinamento (Tsujimoto et al., 1995; Kouwen e Fathi-Moghadam, 2000; Oplatka, 1998).

#### ***1.4.1 Studi di tipo sperimentale***

Numerose indagini disponibili riguardano, le proprietà biomecchaniche della vegetazione (Kouwen e Li, 1980; Kouwen, 1988; Tsujimoto, 1996 ). In ogni caso, la tendenza generale è di effettuare studi di laboratorio simulando il comportamento della vegetazione mediante elementi artificiali; solo di recente sono state effettuate delle indagini usando piante reali (Kouwen e Fathi-Moghadam, 2000; Stefan, 2001).

Esperienze condotte da Kowobari et al., 1972, su elementi cilindrici di diametro  $d$  in canaletta con moto unidirezionale mostrano come le resistenze al moto dipendono dalla densità degli elementi adoperati e dalla disposizione planimetrica individuabile mediante la distanza longitudinale e quella trasversale tra gli elementi stessi. In particolare Kowobari ha eseguito prove su elementi disposti a quadrato ed a diagonale (figura 1.3) rilevando che le resistenze al moto della corrente aumentano al crescere della densità di elementi presenti sul fondo e che, a parità di concentrazione, alla disposizione diagonale, cui corrisponde una maggiore superficie trasversale di elementi investita dalla corrente, competono valori dell'indice di scabrezza più elevati di quelli relativi alla disposizione quadrata.



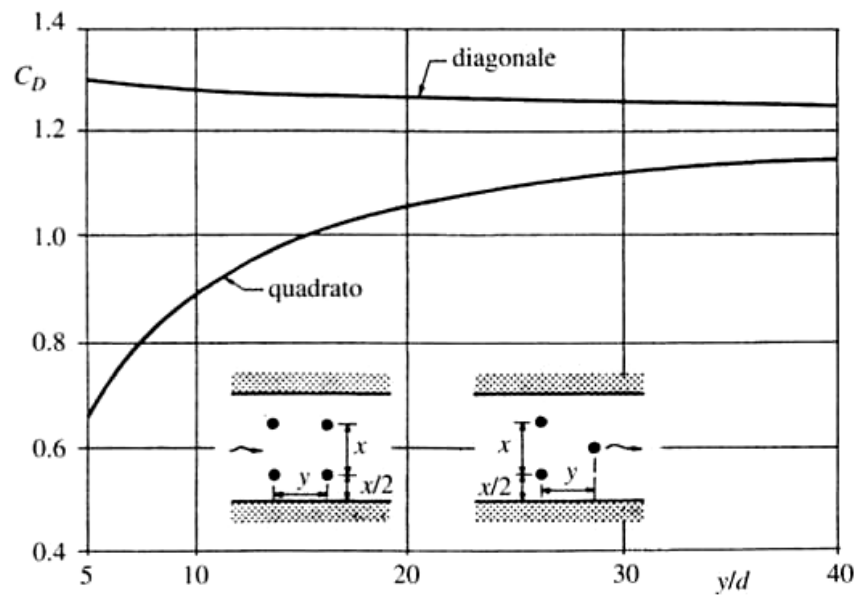
**Figura 1.3** - Rappresentazione schematica per il caso di vegetazione rigida "cilindrica"

Infatti, come si vedrà in dettaglio nei paragrafi successivi, quando una corrente fluida in moto investe un cilindro disposto con il suo asse ortogonale alla direzione della corrente stessa, i caratteri del moto assumono valori diversi a seconda del numero di Reynolds, definito come  $Re = Vd/\nu$ , essendo  $V$  la velocità media della corrente,  $d$  il diametro del cilindro e  $\nu$  la viscosità cinematica del fluido.

Per  $Re$  compresi tra 50 e 5000, dai due bordi del profilo cilindrico si manifesta un distacco di vortici alternati (scia di Karman) mentre per numeri di Reynolds ancora più elevati i vortici si mescolano tra di loro generando una scia turbolenta. Ciascun cilindro origina, quindi, una scia vorticoso. Generalmente, se gli elementi cilindrici sono disposti in fila a distanza relativa tale da non provocare fenomeni di interferenza tra le scie vorticoso, le dissipazioni energetiche associate a ciascun cilindro risultano indipendenti le une dalle altre. Per questo motivo, essendo possibile prescindere dai fenomeni di interferenza longitudinale e trasversale, le resistenze al moto in una configurazione a maglie quadre sono meno rilevanti rispetto alla configurazione a diagonale.

Studi di Hoemer, 1973, hanno dimostrato che gli effetti più rilevanti dovuti all'interferenza di un secondo cilindro, allineato nella direzione della corrente e posto in corrispondenza della scia originata dal primo, si manifestano fino ad una distanza  $y$  dal primo cilindro pari a 2,5 volte il diametro  $d$  degli elementi. L'interferenza longitudinale ha un effetto positivo dato che determina per entrambi i cilindri una riduzione del coefficiente di resistenza idrodinamica (figura 1.4)

Per quanto riguarda, poi, la sola interferenza trasversale, le stesse esperienze di Hoemer hanno dimostrato che per distanze trasversali  $x$  superiori a  $2d$  i due cilindri si comportano come indipendenti.



**Figura 1.4** - valori del coefficiente idrodinamico per una configurazione di fondo con due file di elementi cilindrici

Con riferimento alla disposizione, infine, il coefficiente di resistenza idrodinamica relativo agli elementi posti in diagonale è generalmente maggiore di quello relativo alla disposizione a quadrato.

Studi effettuati su vegetazione alta ed emersa, simulata attraverso elementi cilindrici, hanno dimostrato che differenti modelli o raggruppamenti di cilindri influenzano in maniera significativa la velocità del moto (Li e Shen, 1973).

Uno studio successivo, Petryk e Bosmajian, 1975, ha proposto un modello per stimare l' $n$  di Manning in funzione del raggio idraulico e della densità di vegetazione rigida ed emersa, disposta in maniera uniforme, mostrando un incremento dell' $n$  di Manning proporzionale alla potenza  $2/3$  del raggio idraulico.

Esperimenti condotti su superfici naturali in regime di moto laminare hanno trovato che il fattore di attrito decresce col numero di Reynolds, ma aumenta con la pendenza del fondale (Chen, 1976).

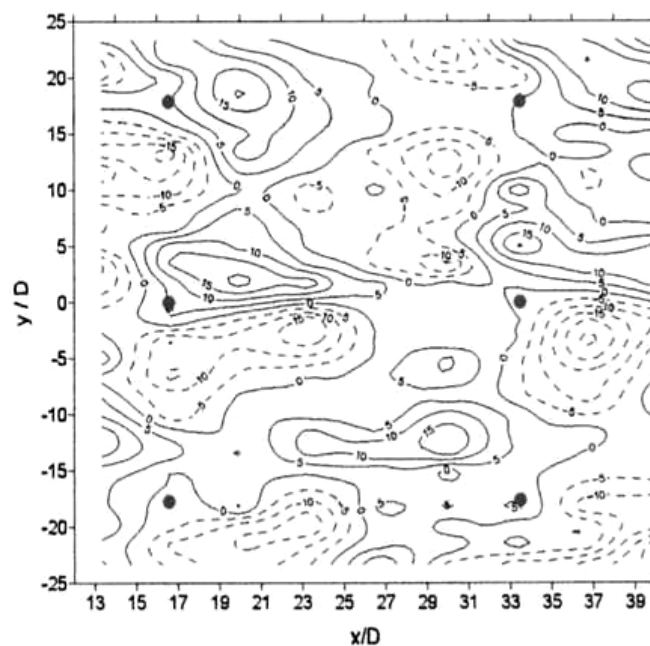
In altri studi riferiti a piantine di conifere, in un canale artificiale, si è mostrato che il fattore di attrito varia fortemente con la velocità media del flusso a causa della flessione della vegetazione con la profondità (Fathi-Maghadam e Kouwen, 1997).

Studi analoghi hanno mostrato una buona correlazione tra il fattore di attrito e la velocità del moto normalizzato con un indice di vegetazione, un parametro, cioè, che tiene conto degli effetti della pendenza, della flessibilità e della biomassa dei vari tipi di vegetazione (Kouwen e Fathi-Moghadam, 2000).



Un altro studio, Wu et al., 1999, riguarda l'analisi della variazione del coefficiente di scabrezza dovuto alla vegetazione con la profondità del campo di moto, sia in condizioni di vegetazione sommersa che emersa. In quest'ultimo caso, l'analisi sperimentale ha mostrato che il coefficiente di scabrezza decresce con l'aumento della profondità. Invece, in presenza di vegetazione completamente sommersa, il coefficiente di scabrezza aumenta in presenza di acqua bassa per poi diminuire fino ad un valore asintotico costante con l'aumento del livello di acqua.

Altre esperienze riguardo l'influenza di una vegetazione rigida su una corrente trasversale sono state effettuate da Ben Meftah et al., 2006,. In particolare sono state effettuate prove su aste metalliche in un canale rettangolare con due diverse densità di vegetazione ( $d_1=166.67 \text{ m}^{-2}$ ,  $d_2=400 \text{ m}^{-2}$ ) ed è stato analizzata la vorticità media  $\omega_z = \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial x}$  nel piano orizzontale (figura 1.5).



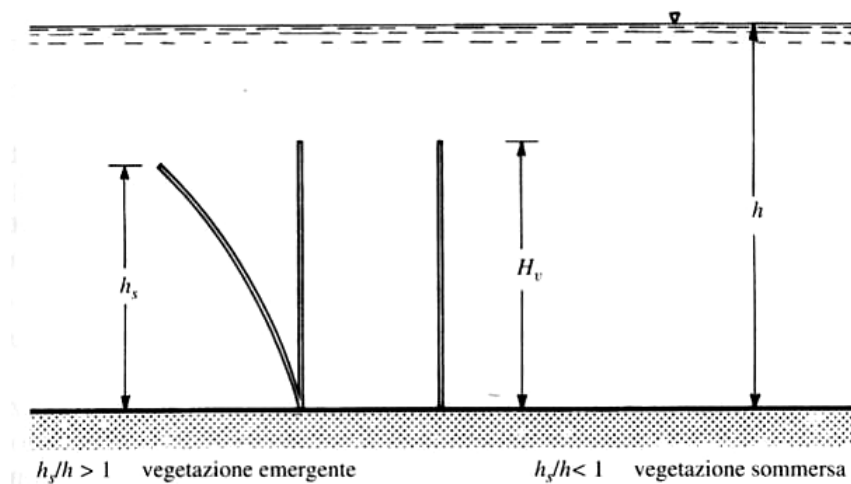
**Figura 1.5** - distribuzione orizzontale della vorticità media  $\omega_z$

È stato visto che i valori massimi e minimi di vorticità sono localizzati dietro gli elementi rigidi verticali. Inoltre, i vortici orizzontali sono più intensi vicino agli steli delle piante, confermando studi già disponibili in letteratura (Silvestrini & Lamballais, 2004; Nezu & Onitsuka, 2001).

Per quanto riguarda gli elementi flessibili, questi possono assumere differenti configurazioni in relazione all'azione idrodinamica della corrente ed alla rigidità flessionale degli elementi stessi. Sperimentalmente sono stati osservati tre differenti tipi di moto:

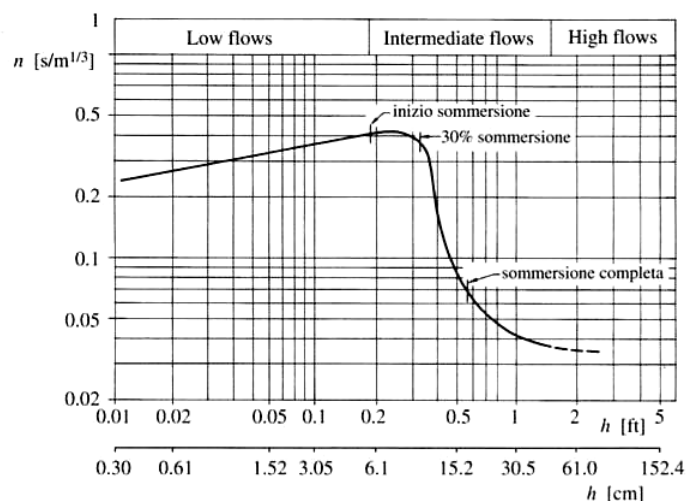
- erect: gli elementi sono eretti e non variano la loro posizione nel tempo;
- waving: gli elementi sono sottoposti ad un moto oscillante e quindi cambiano la loro posizione nel tempo;
- prone: gli elementi assumono stabilmente una posizione inflessa.

Per ciascun tipo di moto è possibile definire un livello di inflessione, definito come il rapporto tra l'altezza effettiva della vegetazione inflessa,  $h_s$ , e quella  $H_v$  in assenza di deflusso (figura 1.6).



**Figura 1.6** - elementi geometrici caratteristici della vegetazione flessibile

Il primo caso si verifica, tipicamente, per valori contenuti della velocità della corrente, gli elementi flessibili si comportano come rigidi; nel secondo e nel terzo caso assume un ruolo fondamentale la rigidità flessionale  $EI$ , essendo  $E$  il modulo di elasticità longitudinale all'elemento di vegetazione ed  $I$  il momento di inerzia della sezione trasversale dell'elemento stesso. Quando il valore di  $EI$  è contenuto, la vegetazione assume la posizione prona anche per valori ridotti della velocità della corrente; al crescere di  $EI$ , cioè all'aumentare della rigidità della vegetazione, sono ovviamente necessari valori di velocità sempre più elevati per ottenere un prestabilito livello di inflessione della vegetazione. Infine è opportuno ricordare che, le condizioni di sommergenza dipendono dal coefficiente di Manning  $n$  e dal tirante idrico. In merito a ciò, il diagramma seguente riporta i risultati delle analisi di Palmer, (1945), per un canale avente pendenza costante pari al 5% e sul cui fondo era presente una copertura erbacea di tipo Bermuda grass (figura 1.7).



**Figura 1.7** - Relazione tra il coefficiente di Manning ed il tirante idrico per diverse condizioni di sommersione

Nel diagramma è possibile individuare tre regioni alle quali corrispondono altrettanti comportamenti idraulici:

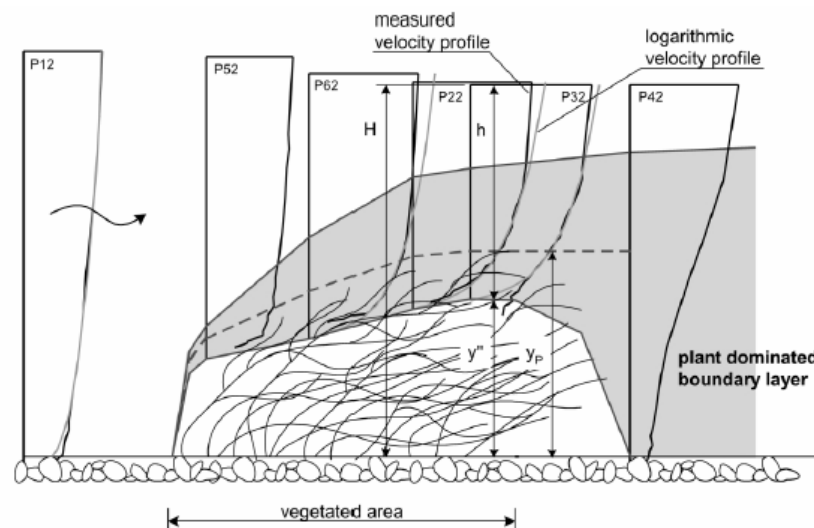
- low flows: per valori contenuti del tirante idraulico la vegetazione è emergente e non inflessa. I valori di resistenza variano tra  $0,25 \div 0,30 \text{ s/m}^{1/3}$ . Si verifica una distorsione delle linee di flusso intorno agli steli delle singole piante. L'indice  $n$  cresce con il tirante idrico;
- intermediate flows: al crescere del grado di sommersione gli steli cominciano ad oscillare, disturbando maggiormente il flusso. La scabrezza aumenta fino a circa  $0,4 \text{ s/m}^{1/3}$ . Via via che la corrente sommerge la vegetazione si verificano apprezzabili diminuzioni di  $n$ ;
- high flows: gli elementi assumono la configurazione prona e l'indice  $n$  diventa quasi costante, raggiungendo valori in assoluto più contenuti in quanto la posizione prona offre al flusso una superficie relativamente liscia, aumentando di conseguenza la velocità.

#### ***1.4.2 Studi sulla resistenza idraulica dovuta a vegetazione flessibile***

Con riferimento a tale aspetto si fa riferimento nel seguito allo studio di Stephan (2002) nel quale viene focalizzata l'attenzione sull'individuazione di un parametro (altezza deflessa della pianta) che riassume in se tutte le caratteristiche della pianta e del flusso e che permette di descrivere l'altezza della scabrezza geometrica.

In particolare sono stati eseguiti studi sul comportamento di tre specie di vegetazione acquatica flessibile (*Berula*, *Ranunculus*, *Groelandia*) in condizioni sommerse in un canale artificiale. La scabrezza idraulica del fondo vegetato è stata definita sulla base della scabrezza equivalente in sabbia usando un approccio del tipo legge logaritmica modificata.

Tale studio ha permesso di legare in maniera proporzionale la scabrezza equivalente in sabbia all'altezza deflessa della pianta; inoltre ha mostrato uno stretto legame tra i valori assoluti della scabrezza equivalente in sabbia e l'altezza della pianta deflessa. In definitiva, la resistenza della vegetazione è risultata essere funzione del rapporto tra profondità del campo di moto e l'altezza deflessa delle piante ma indipendente dalla distribuzione e dal tipo di vegetazione e dalle condizioni di moto.



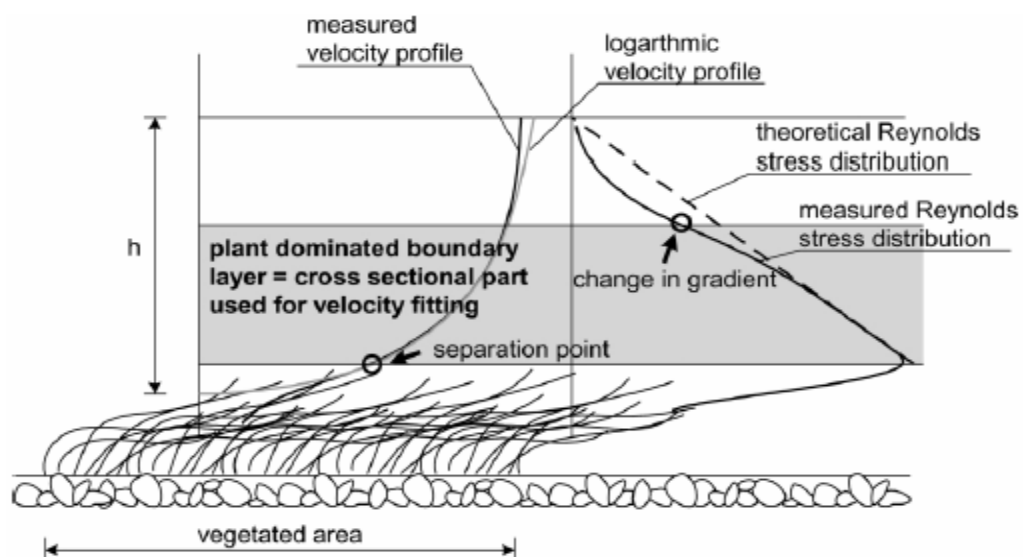
**Figura 1.8** - Profilo longitudinale relativo alle verticali indagate Stephan 2001.

La scabrezza equivalente in sabbia  $k_s$ , la posizione del piano di riferimento  $y''$  della legge logaritmica di Prandtl opportunamente modificata per adattare i profili di velocità al caso di corsi d'acqua naturali con vegetazione sommersa, così come la velocità caratteristica  $u^*$ , sono stati calcolati dalla misura dei profili di velocità e dalla distribuzione degli sforzi alla Reynolds all'interno dello strato limite dominato dalla vegetazione.

La determinazione dei parametri prima citati è basata, in primo luogo, sul fatto che la distribuzione degli sforzi tangenziali mostra il valore immediatamente a valle del cambiamento di scabrezza (Jacobs, 1939) e considerando che nello studio in esame gli sforzi alla Reynolds al di sopra della copertura vegetale differiscono di poco dalla distribuzione teorica a causa della limitata lunghezza della striscia dove è

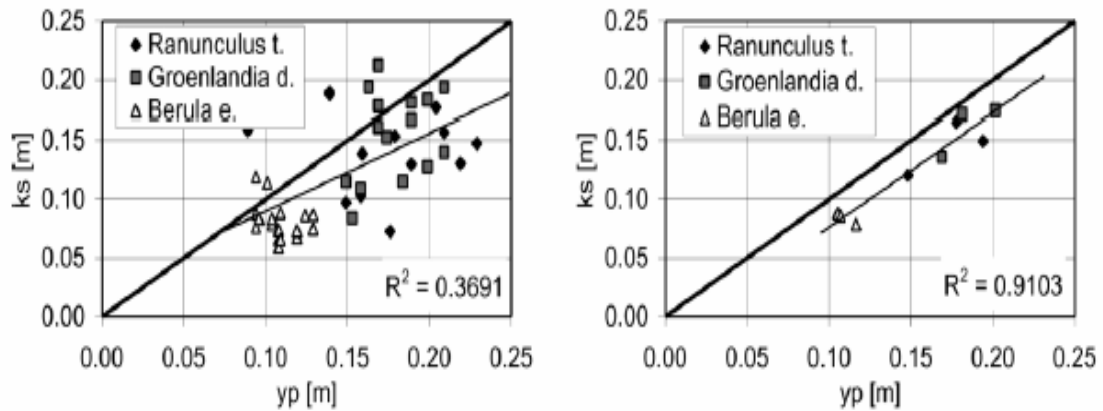
alloggiata la vegetazione (figura 1.8). In secondo luogo, tenendo conto che le caratteristiche della vegetazione acquatica influenzano la forma della distribuzione della velocità all'interno dello strato limite. Al di sopra di questo strato, infatti, i profili di velocità sono ancora influenzati dalla scabrezza del letto del canale artificiale. La linea superiore dello strato limite è stata determinata cambiando gradiente lungo la verticale della distribuzione degli sforzi alla Reynolds, mentre la linea inferiore è stata definita dalla deviazione del profilo di velocità misurato rispetto al profilo logaritmico di velocità (figura 1.9).

La figura 1.9 mostra schematicamente l'estensione dello strato limite dominato dalla vegetazione.



**Figura 1.9** - Espansione dello strato limite dominato dalla vegetazione.

L'altezza di deflessione della vegetazione flessibile è dominata da un lato dalle caratteristiche stesse della vegetazione acquatica, come la lunghezza delle piante, la densità, la rigidità e dall'altro dalle caratteristiche del moto, una fra tutte la sua velocità. Tale varietà di parametri è racchiusa nell'altezza  $y_p$  che è stata quindi scelta come parametro comparativo.



**Figura 1.10** - Variazione di  $y_p$  in funzione di  $k_s$  al variare della vegetazione.

In particolare, la figura 1.10 mostra l'andamento di  $k_s$  (scabrezza equivalente in sabbia) in funzione di  $y_p$  per tutte e quattro le verticali di misura e per i tre tipi di pianta utilizzati nella sperimentazione in esame.

Dall'analisi dei risultati possono essere tratte alcune considerazioni:

- la scabrezza equivalente in sabbia  $k_s$  è correlata con l'altezza  $y_p$ ;
- il tipo di pianta più piccola, la *Berula*, quella con il gambo più corto, mostra i valori di  $k_s$  e  $y_p$  più bassi;
- la dispersione dei dati è più alta per piante più lunghe tipo il (*Ranunculus* e la *Groenlandia*);
- Per piante più piccole (*Berula*) il valore di  $k_s$  è pressoché uguale al valore di  $y_p$  mentre per piante più alte (*Ranunculus* e *Groenlandia*) la  $y_p$  tende ad assumere valori maggiori rispetto a  $k_s$  a causa dell'ampiezza di oscillazione delle piante.

In definitiva, l'altezza media delle piante  $y_{pm}$  bene esprime la scabrezza equivalente.

L'altezza media delle piante  $y_{pm}$ , usata per il calcolo del profilo medio di velocità, rappresenta un valore medio che consente di studiare il problema globalmente senza prendere in esame le situazioni locali.

Infine per quanto riguarda l'intensità turbolenta,  $(u'/u^*)_{max}$ , ed il rapporto  $(h/y_{pm})$  si è osservato che questi sono rimasti pressoché costanti. Pertanto non è presente alcun effetto damping ossia lo smorzamento dovuto a vortici di ampia scala, generati da strutture rigide che producono variazioni di pressioni sul letto del canale e possono raggiungere la dimensione della profondità del campo di moto.

Questo si spiega tenendo conto del fatto che le piante analizzate sono molto flessibili e adattano la loro forma al flusso e quindi le fluttuazioni della pressione determinano un moto ondoso delle piante senza smorzare l'intensità della turbolenza, in particolare locali depressioni causano le creste delle onde e locali sovrappressioni determinano i cavi delle onde.

Questi movimenti della vegetazione nel flusso possono essere interpretati come una visualizzazione della produzione turbolenta causata dall'azione di depressioni e sovrappressioni. Le osservazioni fatte dimostrano anche una scabrezza dovuta ad elementi flessibili con una piccola sommergenza relativa si comporta in maniera differente rispetto ad una scabrezza statica. In particolare, il profilo di velocità è sostanzialmente differente nelle due situazioni, infatti, per un canale il cui fondo è ricoperto di ghiaia e per piccoli valori di  $h/y_{pm}$ , esso segue una legge di tipo logaritmico modificato cosa che non è in generale vera in presenza di vegetazione a meno che la sommergenza relativa di quest'ultima non sia piccola. Anche in questo caso è possibile spiegare questo fenomeno attraverso la flessibilità della vegetazione che, grazie a questa caratteristica, influenza poco o nulla la forma del profilo di velocità logaritmico che può ancora assumersi valido.

Comunque una volta raggiunta la massima deflessione delle piante, per esempio a causa di velocità molto elevata, non essendo possibile un'ulteriore deflessione, la scabrezza, inizialmente flessibile, comincia a comportarsi come una scabrezza statica.

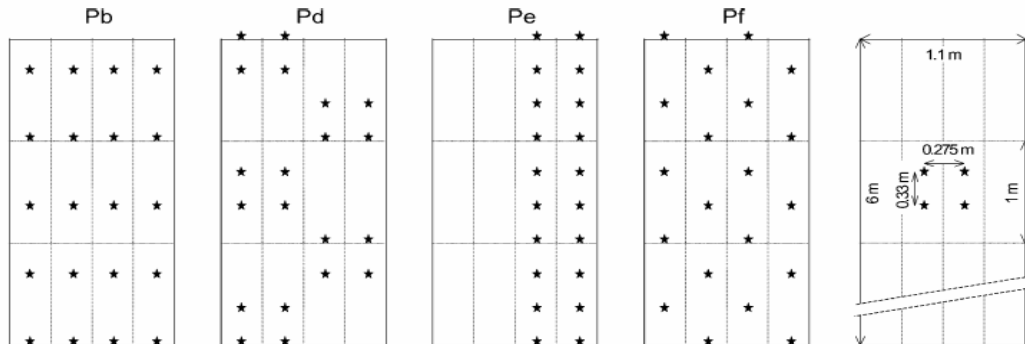
#### ***1.4.3 Studi sulla resistenza idraulica dovuta alla combinazione di vegetazione flessibile e vegetazione rigida***

Per la valutazione delle resistenze al moto legate alla presenza in alveo sia di vegetazione flessibile che di vegetazione rigida, si può far riferimento ad un recente studio sperimentale eseguito da Jarvela, 2002, il quale ha come scopo analizzare come il tipo, la densità e la disposizione spaziale della vegetazione, oltre che la profondità del campo di moto e la velocità della corrente, influenzano le perdite per attrito.

Le indagini sperimentali sono state condotte in un canale artificiale, con pareti di vetro, lungo 50m, profondo 1.1 m e largo 1.3 m e pendenza del fondo nulla. In particolare, lo studio è stato svolto con riferimento a sette diverse altezze  $h_0$  del flusso in ingresso nell'area di misura e a sei diversi valori della portata  $Q$ .

Le prove sono state svolte con riferimento a due differenti tipi di vegetazione. In un caso l'area di misura è stata ricoperta di carici e salici, nell'altro

di erba naturale e salici senza foglie. In entrambi i casi la sperimentazione è stata svolta con riferimento a diversi modelli di disposizione spaziale della vegetazione e, di conseguenza, a diverse densità di ricoprimento (figura 1.11).



**Figura 1.11** - Esempi di disposizioni spaziali della vegetazione acquatica.

Il campo di moto, inizialmente gradualmente variato, subisce, all'inizio dell'area di prova, una transizione a causa di un improvviso cambio di scabrezza. Tuttavia nell'area stessa si raggiunge presto una condizione di equilibrio e si instaura un profilo di corrente caratterizzato da pendenza costante. La resistenza al moto è stata determinata misurando la perdita di carico e successivamente calcolando il fattore di attrito,  $f$ , attraverso la perdita di energia,  $H_f$ , usando l'Equazione di Bernoulli. [I.13] e quella di Darcy-Weisbach Eq. [I.14] di seguito riportate:

$$\alpha \frac{v_1^2}{2g} + h_1 = \alpha \frac{v_2^2}{2g} + h_2 + H_f \quad [I.13]$$

$$f = \frac{H_f}{L} \frac{8gh}{v^2} \quad [I.14]$$

dove

$v$  è la velocità media di flusso;

$g$  l'accelerazione di gravità;

$h$  la profondità del campo di moto;

$\alpha$  è il coefficiente di distribuzione della velocità che rappresenta le proprietà del moto;

I pedici 1 e 2 nell'equazione [I.13] si riferiscono rispettivamente alle sezioni di monte e valle. Dalla sperimentazione condotta senza alcuna vegetazione, il

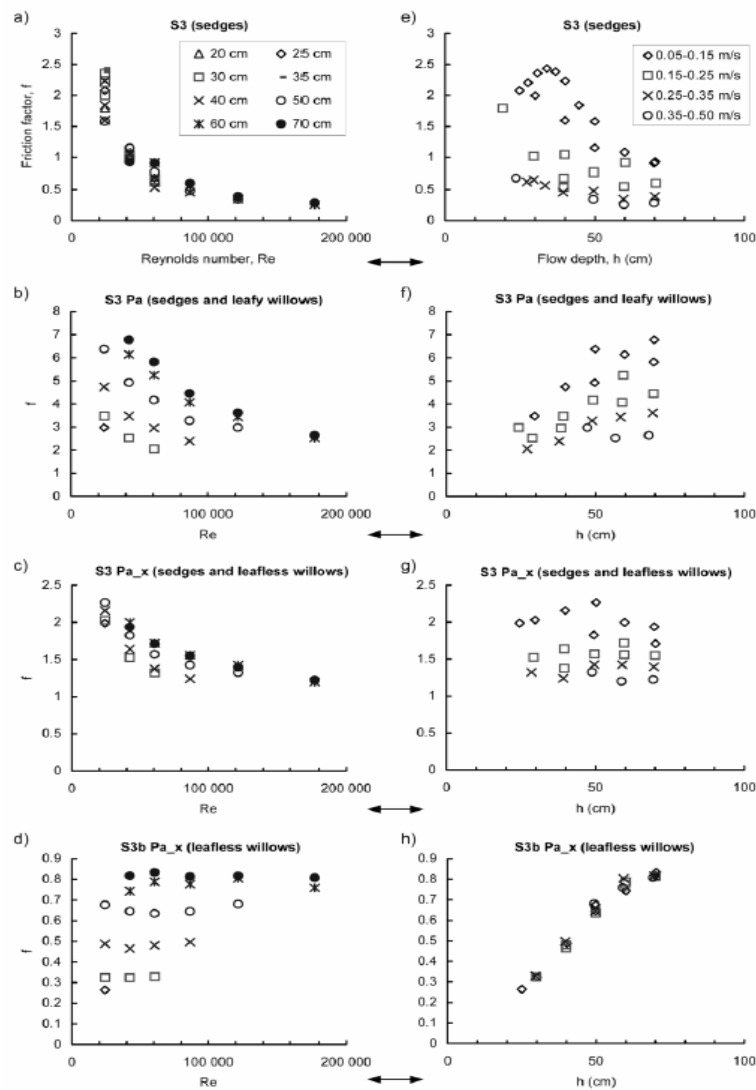


fattore di attrito medio-base per la sezione di prova (fondo e pareti) è risultato essere 0.055 e 0.061 per le due diverse installazioni (S3\*-R2\*). Per semplicità, il fattore di attrito base, è stato assunto indipendente dalla profondità e dalla velocità. Come già accennato i test sono stati svolti in regime di moto turbolento. Nel caso dell'installazione in cui si è utilizzata la combinazione carici-salici (S3\*), questi ultimi sono rimasti in posizione eretta in tutte le condizioni esaminate se non in un ristretto numero di prove in cui hanno mostrato una piccola flessione che ha comportato una riduzione di pochi centimetri della loro altezza. Più importante, tuttavia, è risultata l'aerodinamicità dei piccoli rami e delle foglioline alle velocità più elevate. Per quanto riguarda, invece, i carici, essi hanno mostrato, a seconda della profondità del campo di moto e della velocità, un'altezza di flessione variabile in un campo più ampio rispetto alle erbette utilizzate nell'altra installazione. I risultati ottenuti in questo tipo di installazione, riportati in figura 1.12, mostrano come il fattore di attrito dipenda dal numero di Reynolds, dalla profondità  $h$ , dalla velocità, dal tipo e dalla densità della vegetazione flessibile (figura 1.12 a-h). Ad esempio si vede come il fattore di attrito  $f$  diminuisce all'aumentare del numero di Reynolds nel caso dei carici (figura 1.12 a), mentre risulta indipendente da esso nel caso di salici senza foglie (figura 1.12 b). Combinando, invece, carici e salici senza foglie si ottiene un risultato analogo a quello ottenuto nel caso di soli carici, semplicemente con uno spostamento verso l'alto dei valori di  $f$  (figura 1.12 c).

Combinazioni di carici e salici con le foglie danno i valori di  $f$  anche due o tre volte maggiori rispetto al caso di salici senza foglie.

Analizzando il comportamento del fattore di attrito  $f$  in funzione della profondità del campo di moto per le varie coperture vegetative si nota un comportamento dei salici senza foglie completamente diverso rispetto alle altre combinazioni; solo in questo caso, infatti,  $f$  cresce all'aumentare di  $h$  in maniera quasi lineare nonostante il fatto che la velocità arriva anche a quadruplicare.

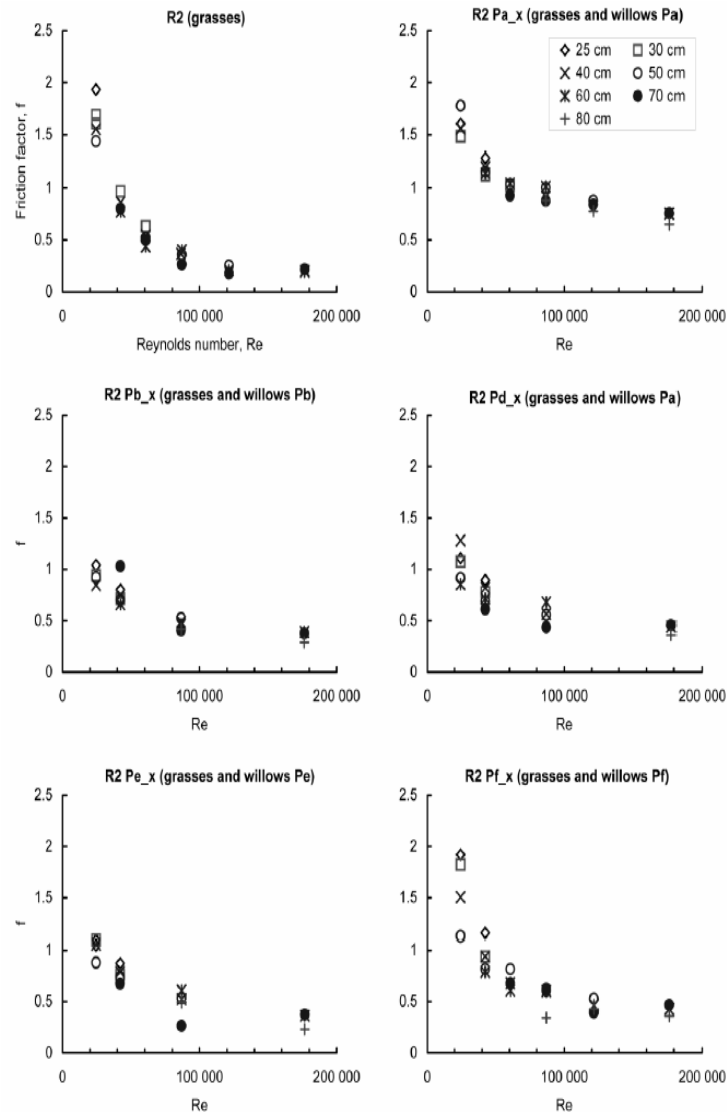
Raddoppiando la densità dei salici raddoppia anche  $f$  a parità di condizioni di moto. Per tutte le altre condizioni di prova (carici, carici e salici con foglie, carici e salici senza foglie) la velocità e la profondità risultano essere entrambi parametri importanti (figura 1.12 e-h).



**Figura 1.12** - Fattore di attrito in funzione di Re e della profondità  $h$  per la serie S3\*.

In questi casi la dispersione dei punti ( $h, f$ ) si spiega con l'aerodinamicità delle foglioline e dei rami più piccoli.

Confrontando, infine, il fattore di attrito  $f$  e la velocità per tutte le combinazioni considerate dei salici e carici si ottengono punti ricadenti tutti più o meno sulle stesse curve a meno di aumentare la densità della vegetazione (figura 1.13).



**Figura 1.13** - Fattore di attrito espresso in funzione di Re per la serie R2\*

#### **I.4.4 Studi sulla resistenza idraulica dovuta a cespugli sparsi**

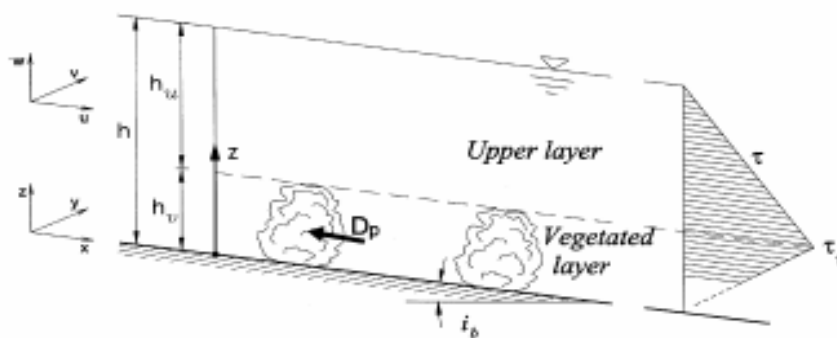
La maggior parte dei metodi, cui si è fatto cenno, proposti per la valutazione delle resistenze idrauliche indotte dalla presenza di vegetazione in un alveo naturale non possono essere applicati quando la vegetazione è completamente sommersa nel campo di moto. In questo caso, infatti, si realizza un flusso a due strati: quello inferiore, caratterizzato da moto attraverso la vegetazione, e quello superiore, caratterizzato da moto al di sopra della vegetazione.

In generale la porzione di flusso che passa attraverso la vegetazione non è trascurabile, se confrontata con il flusso al di sopra di esso, anche se la velocità media nella zona vegetata è molto più bassa rispetto allo strato superficiale.

Tuttavia, la struttura turbolenta attraverso la vegetazione e al di sopra di essa, non è ancora stata compresa pienamente. Esistono diversi tipi di modelli di turbolenza a due strati, che cercano di descrivere i profili verticali di velocità e la scabrezza idraulica dovuta alla vegetazione (Tsujiimoto et al., 1992), ma la maggiore parte di essi sono basati su semplici schemi di chiusura della turbolenza e validati solo in base a misure locali di velocità media e caratteristiche medie della turbolenza, considerate poi come rappresentative dell'intero campo di moto. In realtà, la vegetazione sommersa agisce sul campo di moto come scabrezza sommersa, caratterizzata da una variabilità spaziale della scala delle lunghezze dello stesso ordine di grandezza dello spessore dello strato superiore. Da qui deriva l'approccio basato su una procedura di doppia media delle equazioni di Navier-Stokes, per cui alle classiche equazioni di Reynolds mediate nel tempo si affianca una procedura di media spaziale nel piano parallelo al letto medio del corso d'acqua. A tal proposito, risulta particolarmente interessante un recente studio sperimentale (Righetti e Armanini, 2002) che propone un "modello a due strati" per descrivere le caratteristiche del moto in canali a pelo libero in presenza di vegetazione bassa e distribuita in cespugli sparsi.

Il metodo è basato su un modello di chiusura del tipo lunghezza di mescolamento, generalizzato, che tiene in conto delle eterogeneità spaziali del campo di moto, dovute alla presenza della vegetazione.

Partendo dall'ipotesi di considerare la vegetazione completamente sommersa come un campo di moto bidimensionale uniforme nel piano  $x,y$  (Figura 1.14) e mediando nel tempo e nello spazio l'equazione di Navier-Stokes, trascurando i termini viscosi, si ottengono due equazioni differenziali:



**Figura 1.14** - Sistema di riferimento cartesiano e struttura a due strati

- per lo strato superiore:

$$g i_b - \frac{\partial \langle \overline{u'w'} \rangle}{\partial z} - \frac{\partial \langle \tilde{u}\tilde{w} \rangle}{\partial z} = 0 \quad [\text{I.15}]$$

$$g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \langle \overline{\rho} \rangle}{\partial z} + \frac{\partial \langle \overline{w'^2} \rangle}{\partial z} + \frac{\partial \langle \tilde{w}^2 \rangle}{\partial z} = 0 \quad [\text{I.16}]$$

- per lo strato vegetato:

$$g i_b - \left\langle \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x} \right\rangle - \frac{1}{A} \frac{\partial A \langle \overline{u'w'} \rangle}{\partial z} - \frac{1}{A} \frac{\partial \langle \tilde{u}\tilde{w} \rangle}{\partial z} = 0 \quad [\text{I.17}]$$

$$g + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \langle \overline{\rho} \rangle}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \left\langle \frac{\partial \tilde{p}}{\partial z} \right\rangle + \frac{1}{A} \frac{\partial A \langle \overline{w'^2} \rangle}{\partial z} + \frac{1}{A} \times \frac{\partial A \langle \tilde{w}^2 \rangle}{\partial z} = 0 \quad [\text{I.18}]$$

Ove:

i termini  $\langle X \rangle$  e quelli sovrasegnati del tipo  $\overline{X}$  rappresentano i corrispondenti termini mediati rispettivamente nello spazio (nel piano x,y) e nel tempo;

$i_b$  è la pendenza del canale;

A è il rapporto tra l'area occupata dal fluido e l'area totale della regione occupata dalla vegetazione nel piano x,y alla quota z. In particolare A è un valore compreso tra 0 e 1 nella regione vegetata i termini del tipo  $\tilde{X}$  rappresentano la differenza tra i corrispondenti valori mediati nel tempo e quelli mediati due volte  $\tilde{X} = \overline{X} - \langle \overline{X} \rangle$ .

Dall'integrazione delle [1.17] e [1.18] ed ipotizzando per lo strato superiore un profilo lineare per le  $\langle \tau \rangle$  ed un profilo del tipo

$$\langle \tau \rangle = \tau_t \left( \frac{z}{h_v} \right)$$

nello strato vegetato si ottengono i seguenti profili di velocità media:

- per lo strato superiore :

$$\frac{\langle \overline{u} \rangle}{u_t^*} = \frac{1}{k} \ln \left[ 1 + \frac{k(z - h_v)}{l_o} \right] + \frac{2}{3} \frac{h_v}{l_o} \quad [\text{I.19}]$$

- per lo strato vegetato:

$$\frac{\langle \bar{u} \rangle}{u_t^*} = \frac{2 h_v}{3 l_o} \left( \frac{z}{h_v} \right)^{\frac{3}{2}} \quad [\text{I.20}]$$

dove

$u_t^* = \sqrt{\tau_t / \rho}$  è la velocità dell'attrito in cima allo strato vegetato.

L'integrazione delle equazioni [1.19] e [1.20] lungo la profondità del campo di moto permette di ottenere il rapporto  $\alpha$  tra la velocità mediata nello strato vegetato,  $U_v$  e la velocità media del flusso,  $U$ :

$$\alpha = \frac{U_v}{U} = \frac{4}{15} \left[ \frac{2}{3} - \frac{l_o}{kh_v} + \frac{h_v}{h} \left( \frac{l_o}{kh_v} - \frac{2}{5} \right) + \frac{l_o}{kh_v} \left( 1 + \frac{h_v}{h} \left( \frac{l_o}{kh_v} - 1 \right) \right) \times \ln \left( 1 + \frac{kh}{l_o} - \frac{kh_v}{l_o} \right) \right]^{-1} < 1 \quad [\text{I.21}]$$

A questo punto, il problema della chiusura del modello di turbolenza proposto riguarda la valutazione della lunghezza  $l_o$ , lunghezza di mescolamento nello strato vegetato. La lunghezza di mescolamento rappresenta una scala integrale del processo di diffusione-dispersione turbolento, derivante dall'integrazione nel tempo e nello spazio delle equazioni di Navier-Stokes. In particolare, nello strato vegetato lo può essere correlata alle due scale di lunghezza della produzione turbolenta:

- la dimensione caratteristica delle piante  $h_v$  (altezza delle piante);
- la distanza caratteristica tra piante, che può essere rappresentata dal parametro adimensionale di *densità di vegetazione*  $V_d = h_v^2 / (a_x a_y)$ , dove  $a_x$  e  $a_y$  sono rispettivamente le distanze longitudinali e trasversali tra piante adiacenti .

La formulazione proposta per  $l_o$  è:

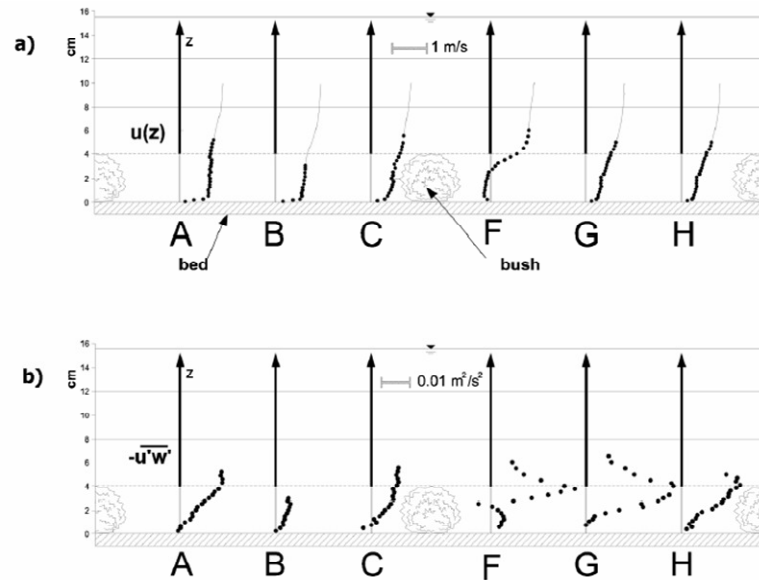
$$\frac{l_o}{h_v} = C_1 (1 - e^{-C_2}) \quad [\text{I.22}]$$

dove il parametro  $C_1$  aumenta con la densità della vegetazione  $V_d$ , in ragione della prevedibile riduzione di  $\alpha$ , rapporto  $U_v$  e  $U$ , con la densità della vegetazione.

Il profilo degli sforzi tangenziali assunto nello strato vegetato influenza la distribuzione del profilo di velocità lungo tutta la profondità del flusso.

Il modello è stato poi validato mediante esperimenti di laboratorio, trattando i dati seguendo la tecnica della doppia media cui si è accennato. La fase sperimentale è stata svolta in un canale artificiale rettangolare, largo 0.31 m e

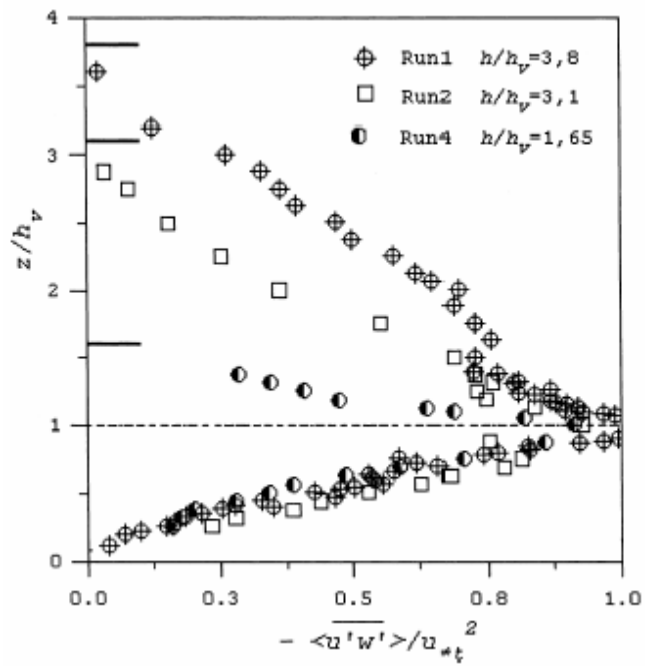
lungo 12 m con fondo a pendenza variabile nel quale sono stati effettuati test in condizioni di moto uniforme per due differenti densità di vegetazione. Le misure di velocità media e delle caratteristiche della turbolenza sono state misurate con un anemometro Laser Doppler (LDA).



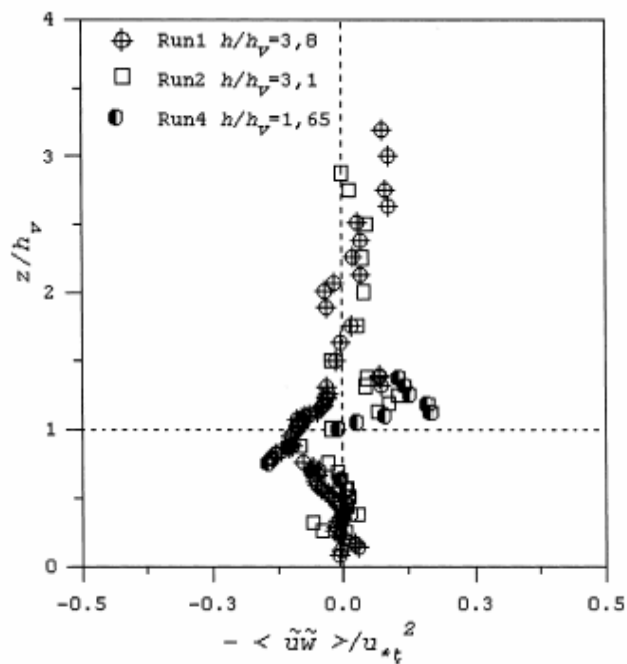
**Figura 1.14** - Profilo longitudinale di velocità (a) e sforzi tangenziali turbolenti (b)

In figura 1.14 sono riportati i dati attinenti al profilo longitudinale di velocità e all'andamento degli sforzi tangenziali turbolenti per il caso  $h/h_v=3.8$  (immersione dei cespugli) e configurazione sparsa; è evidente la variabilità del flusso e delle caratteristiche della turbolenza con la posizione, il che conferma l'utilità della procedura della doppia media. La velocità di attrito in cima allo strato vegetato usata per adimensionalizzare i dati, è stata calcolata per interpolazione lineare del profilo degli sforzi sottoposto a doppia media, misurato sullo strato superiore con LDA (Laser Doppler Anemometry). Questi valori differiscono per meno dell'8% dai valori ottenuti dal bilancio della quantità di moto.

Il confronto tra i profili degli sforzi tangenziali turbolenti per configurazione sparsa (figura 1.15) determinati con la procedura della doppia media con gli sforzi dispersivi nello stesso tipo di configurazione (figura 1.16) mostra che quest'ultimi sono trascurabili rispetto ai primi nella parte esterna dello strato superiore.



**Figura 1.15** - Sforzi tangenziali turbolenti mediati nel tempo e nello spazio (configurazione sparsa)

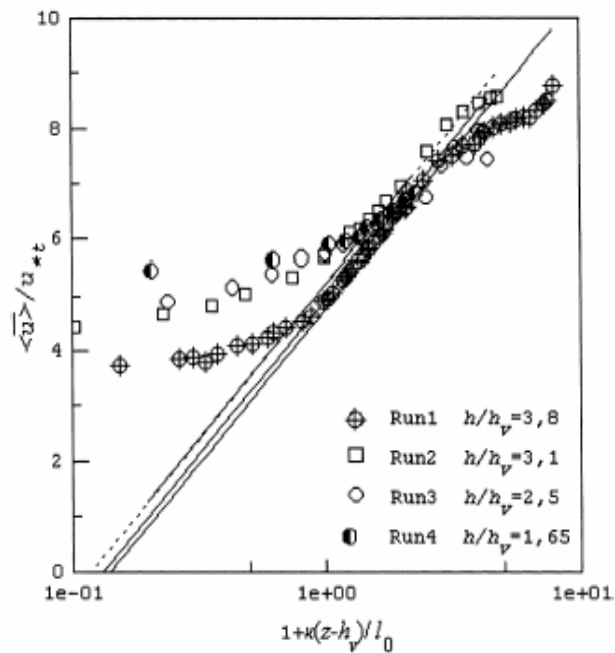


**Figura 1.16** - Sforzi dispersivi per configurazione sparsa.

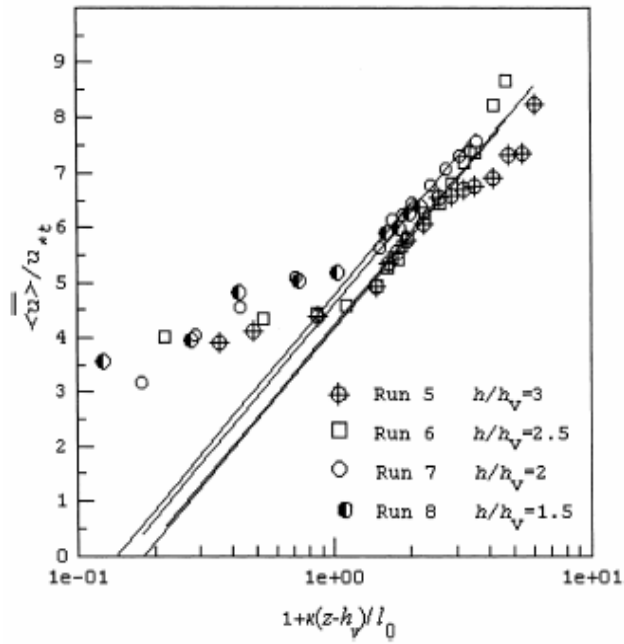
Gli sforzi dispersivi hanno il loro valore massimo in prossimità delle cime della vegetazione; essi divennero più importanti negli strati più profondi senza però eccedere mai il 25% dei corrispondenti sforzi tangenziali mediati nel tempo e nello spazio.



Inoltre, i profili degli sforzi mediati nel tempo e nello spazio, nello strato vegetato, sembrano assumere un andamento lineare. In figura 1.17 e 1.18 sono riportati in scala semilogaritmica i profili di velocità doppiamente mediati rispettivamente per configurazione sparsa e densa, risulta chiaro che il profilo di velocità segue la legge logaritmica nella maggior parte dello strato superiore. Le deviazioni più evidenti da questa distribuzione si hanno in prossimità della cima della vegetazione, dove la velocità reale è più alta della velocità derivante dalla legge logaritmica (rappresentata da una retta) e le deviazioni aumentano al diminuire della sommersenza relativa.

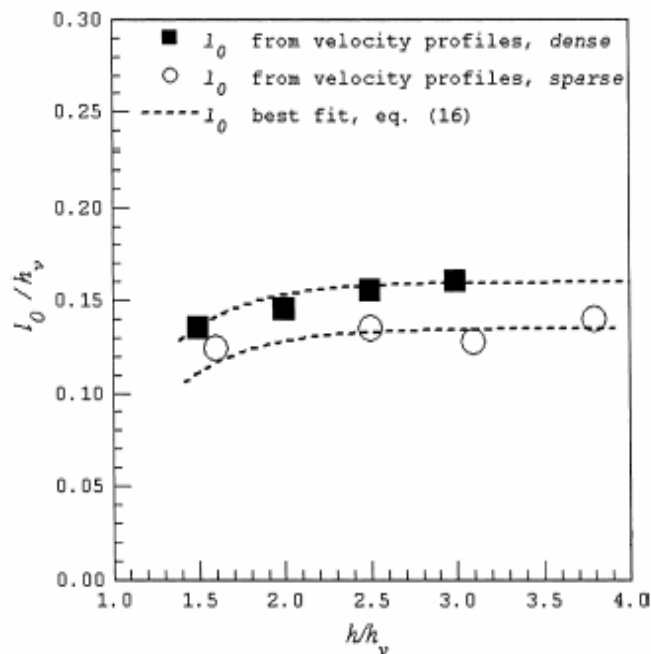


**Figura 1.17** - Profili di Velocità mediati nel tempo e nello spazio per configurazione sparsa.



**Figura 1.18** - Profili di Velocità mediati nel tempo e nello spazio per configurazione densa.

In Figura 1.19 sono riportati i valori della lunghezza di mescolamento relativa all'interfaccia  $l_0/h_v$ .



**Figura 1.19** - Stima della Lunghezza di mixing dal profilo di velocità

Il valore della lunghezza di mescolamento relativa aumenta con la densità della vegetazione e diminuisce con la sommergenza relativa. Nella stessa figura, le linee tratteggiate indicano il miglior adattamento dei valori sperimentali e quelli calcolati con l'equazione [I.22].

Il parametro  $C1$  aumenta con la densità della vegetazione (0.135 e 0.16 rispettivamente per configurazione sparsa e densa), mentre  $C2$  risulta essere indipendente dalla densità della vegetazione e assume valore pari a 0.4.

## **Capitolo Secondo**

### *La modellazione idrodinamica dei campi di moto in presenza di vegetazione sommersa – Il caso di vegetazione rigida*

La modellazione per via teorica del problema idrodinamico in esame è molto complessa e l'approccio alla tematica viene comunemente effettuato per via sperimentale. Ciò nonostante nel seguito sono riportati alcuni cenni teorici relativi al caso di vegetazione rigida in presenza di corrente unidirezionale e di moto oscillante. In quest'ultimo caso la trattazione riportata si limita, per semplicità, a tener conto della vegetazione rigida come termine aggiuntivo di resistenza. La semplificazione introdotta è utile ai fini dell'interpretazione dei dati relativi alla sperimentazione eseguita che verranno esaminati nel seguito.

#### **II.1 Modellazione idrodinamica in presenza di corrente unidirezionale**

Dal punto di vista idrodinamico lo studio del campo di moto indotto dalla vegetazione rigida viene modellato attraverso lo studio del moto di una corrente attorno ad un cilindro.

Studi sperimentali dimostrano che le caratteristiche del moto attorno ad un cilindro dipendono fortemente dal numero di Reynolds, definito attraverso la relazione:

$$\text{Re} = \frac{u_0 D}{\nu} \quad [\text{II.1}]$$

nella quale  $D$  rappresenta il diametro del cilindro,  $u_0$  la velocità iniziale della corrente, diretta normalmente all'asse del cilindro e  $\nu$  la viscosità cinematica del fluido.

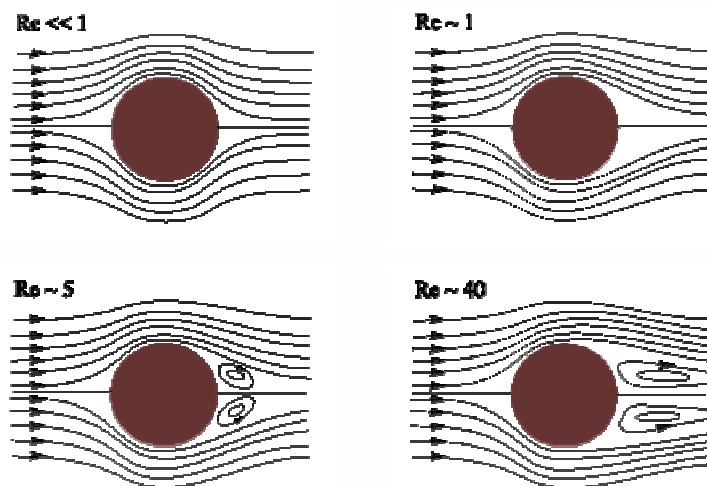
In particolare, per  $\text{Re} > 1$  le linee di flusso sono simmetriche rispetto alla trasversale alla direzione del moto. In questo caso, come si vedrà nel paragrafo

successivo, esiste una soluzione approssimata del campo di moto (soluzione di Oseen).

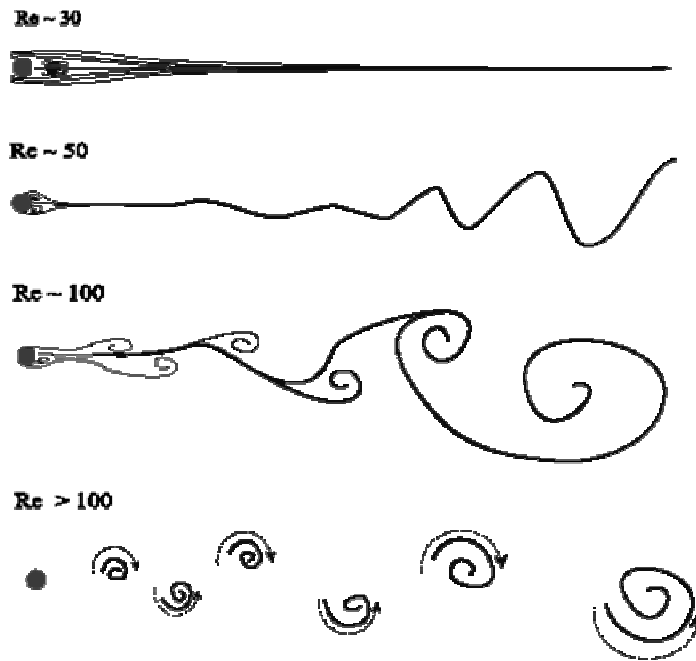
All'aumentare del numero di Reynolds,  $Re > 4$ , si osserva lo sviluppo di una asimmetria del campo di moto. Tale asimmetria si manifesta con un progressivo allungamento delle linee di corrente nella zona di poppa rispetto a quella di prua. Un ulteriore aumento del numero di Reynolds,  $Re > 4$ , induce un fenomeno di distacco dello strato limite accompagnato dalla formazione, a poppa, di due vortici attaccati a delta, simmetrici e con circolazione opposta (figura 2.1). Man mano che aumenta il numero di Reynolds tali vortici si allungano nella direzione del moto. Questa condizione si mantiene stabile fino a valori del numero di Reynolds pari a circa 40. Valori superiori inducono forme di instabilità, le quali si manifestano con un'oscillazione della scia.

Tale oscillazione si amplifica finché, per valori di  $Re > 1000$ , i vortici di poppa si distaccano alternativamente dal cilindro, dando luogo ad una doppia schiera di vortici alternati (scia di *Karman*), i quali vengono trascinati dalla corrente con una velocità di poco inferiore a quella della corrente indisturbata.

Relativamente alla fenomenologia del distacco, si osserva che appena un vortice si stacca da un lato della zona di poppa ha inizio la creazione dell'altro vortice sul lato opposto in modo tale che ogni vortice di una riga è posizionato a circa la metà della distanza tra due vortici successivi sulla riga opposta (figura 2.2).



**Figura 2.1** - linee di corrente attorno ad un cilindro con bassi numeri di Reynolds



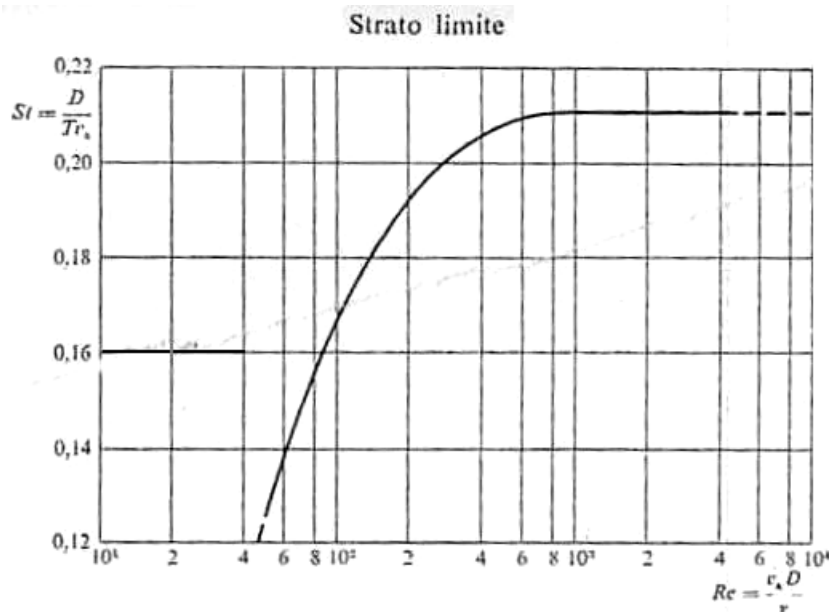
**Figura 2.2** - visualizzazione schematica dell'instabilità della scia per alti numeri di Reynolds

L'alternarsi delle strutture vorticose provoca due effetti fondamentali: il primo sul fluido circostante, sul quale agisce una perturbazione ondosa di frequenza, che si allontana con la velocità locale del suono; il secondo sul cilindro, a causa di una oscillazione della pressione locale ed una conseguente sollecitazione variabile sull'asta.

Relativamente a quest'ultimo aspetto, la frequenza di oscillazione,  $f$ , dipende dal diametro  $2R$  del cilindro e dalla velocità del fluido attraverso il numero di Strouhal,  $Sr$ , definito come:

$$Sr = \frac{2Rf}{u_0}$$

Si osserva che, all'aumentare del numero di Reynolds, e quindi, a parità di caratteristiche geometriche e di viscosità cinematica  $\nu$  del fluido, all'aumentare della velocità  $u_0$  della corrente in arrivo, il distacco dei vortici costituenti la scia di Karman diviene sempre più frequente (figura 2.2).



**Figura 2.3** - Numero di Strouhal in funzione del numero di Reynolds

Un ulteriore aumento del numero di Reynolds determina una disgregazione ed una dispersione dei vortici in una minuta della scia dominata dalla turbolenza.

In particolare, per numeri di Reynolds superiori a 5000, la scia si presenta nuovamente simmetrica, ma resta turbolenta. Inoltre, man mano che la zona di distacco dello strato limite laminare originato a prua si sposta verso valle, lo spessore della scia diminuisce progressivamente.

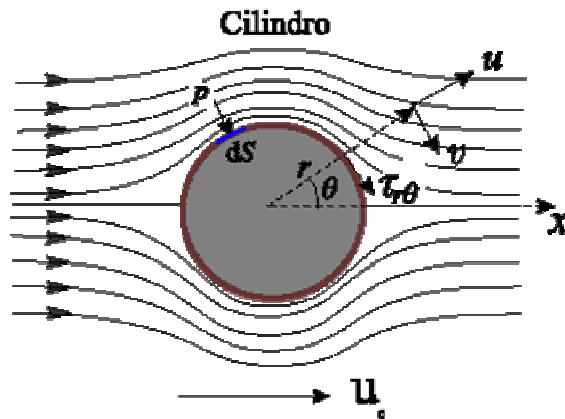
In corrispondenza di  $Re=5 \times 10^5$  circa, lo strato limite laminare di prua passa a strato limite turbolento prima del distacco. Quando ciò avviene, lo spessore della scia ed il valore del coefficiente di resistenza cadono a valori minimi.

Per numeri di Reynolds ancora maggiori, la scia torna ad allargarsi fino ad assumere un assetto, denominato scia di Helmholtz, che resta poi costante.

### **II.1.1 Soluzione di Oseen**

Come già accennato nel paragrafo precedente, per  $Re < 1$ , esiste una soluzione approssimata del campo di moto fornita dalla formulazione di Oseen. Nel presente paragrafo si procede, pertanto, alla trattazione analitica del fenomeno.

Si faccia riferimento alla figura 2.4, nella quale viene schematizzato il flusso, di velocità iniziale  $u_0$ , attorno ad un cilindro.



**Figura 2.4** - Flusso attorno ad un cilindro in coordinate cilindriche

Nell'ipotesi di  $Re < 1$  è possibile trascurare i termini inerziali delle equazioni di Navier - Stokes, riconducendo, così, l'analisi, alla risoluzione di equazioni lineari del secondo ordine:

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = \nu \left( \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right)$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} = \nu \left( \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right)$$

Il problema si risolve associando alle equazioni l'equazione di continuità:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad [\text{II.2}]$$

Le equazioni [II.1] in coordinate polari (con  $v_z=0$ ,  $u=u_r$ ,  $v=v_\varphi$ ) diventano:

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} = \nu \left[ \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial (ru)}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 u}{\partial \varphi^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial v}{\partial \varphi} \right]$$

$$-\frac{1}{\rho r} \frac{\partial p}{\partial \varphi} = \nu \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial v}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 v}{\partial \varphi^2} + \frac{2}{r^2} \frac{\partial u}{\partial \varphi} \right]$$

Le equazioni [II.3] in coordinate polari  $[r, \theta]$  sono:

$$\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{u}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial \vartheta} = 0 \quad [\text{II.4}]$$



Nel caso di cilindro in moto con velocità  $u_0$ , le soluzioni delle [II.3] e [II.4] sono fornite dalle seguenti espressioni:

$$\begin{aligned} u &= u_0 \left[ \frac{1}{2} \ln \frac{r}{R} + \frac{R^2}{4r^2} - \frac{1}{4} \right] C \cos \theta \\ v &= -u_0 \left[ \frac{1}{2} \ln \frac{r}{R} - \frac{R^2}{4r^2} + \frac{1}{4} \right] C \sin \theta \end{aligned} \quad [\text{II.5}]$$

$$p - p_o = -\frac{\mu u_0}{r} C \cos \theta \quad [\text{II.6}]$$

in cui  $u$  e  $v$  sono le componenti della velocità rispettivamente radiale ed azimutale,  $R$  il raggio del cilindro,  $p_o$  la pressione associata alla velocità iniziale  $u_0$  e  $C$  una costante arbitraria (figura 2.4).

Moltiplicando la [II.6] per  $dS \cos(\theta + \pi) = -R \cos \theta d\theta$  ed integrando sull'intera superficie si ricava la componente nella direzione del flusso della forza (per unità di lunghezza del cilindro) dovuta alla decompressione tra la parte posteriore e quella anteriore del cilindro:

$$F_p = \pi \mu u_0 C$$

in cui  $\mu$  è la viscosità dinamica del fluido.

La componente nella direzione del moto dello sforzo viscoso sulla superficie del cilindro è data dall'espressione:

$$\tau_{r\theta} \sin \theta = \mu \left[ r \frac{\partial(v/r)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} \right]_{r=R} = C \frac{\mu u_0}{R} \sin^2 \theta$$

Moltiplicando per  $R d\theta$  ed integrando si ricava la forza viscosa esercitata dal fluido:

$$F_v = \pi \mu u_0 C$$

Pertanto, la resistenza totale esercitata dal fluido sull'unità di lunghezza del cilindro è data da:

$$F_D = 2\pi\mu u_0 C$$

Le equazioni [II.5] devono verificare la condizione di scorrimento nullo alla parete e quella di uniformità del flusso all'infinito, espresse attraverso la [II.7] e [II.8]:

$$r = R \quad u = v = 0 \quad \text{[II.7]}$$

$$r \rightarrow \infty \quad u \rightarrow u_0 \quad \text{[II.8]}$$

Attraverso semplici passaggi è possibile verificare il rispetto della condizione [II.7], ma non di quella [II.8]. Quest'ultima condizione potrebbe essere ricavata, dal punto di vista analitico, fissando il valore della costante  $C$  in modo da soddisfare, a grande distanza, la condizione di uniformità del flusso. Tuttavia, a causa della dipendenza logaritmica della velocità dalla coordinata radiale, è impossibile trovare un valore della costante in modo tale che per  $r \rightarrow \infty$ ,  $u \rightarrow u_0$ .

Tale incongruenza deriva dal fatto che la soluzione è stata ricavata utilizzando le equazioni di Navier - Stokes private dei termini inerziali e, per distanze molto grandi, i termini inerziali diventano più importanti di quelli viscosi.

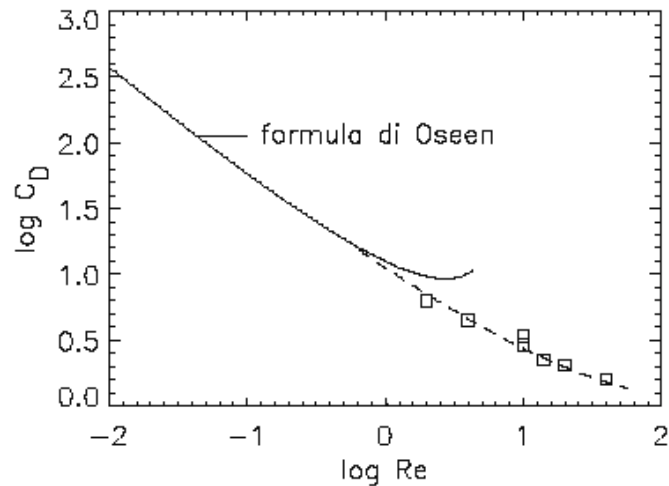
Uno studio teorico più accurato, fatto da Oseen nel 1910 mostra che nel limite di  $Re \ll 1$  la soluzione delle [II.5] e [II.6] è sufficientemente prossima a quella di flusso reale fino a distanze  $r/R$  dell'ordine di  $1/Re$  purché si assegni alla costante  $C$  il valore ricavato empiricamente:

$$C = \frac{2}{\ln(7.4/Re)}$$

Di conseguenza, il coefficiente di resistenza, definito come rapporto tra la forza su un ostacolo e l'inerzia del fluido, è dato da:

$$C_D = \frac{F_D}{\frac{1}{2}\rho u_0^2 2R} = \frac{8\pi}{Re \ln(7.4/Re)}$$

ed il suo andamento, in funzione del numero di Reynolds, è riportato nella figura seguente, nella quale viene mostrato anche il grado di grado di concordanza tra l'analisi teorica di Oseen ed i risultati sperimentali.



**Figura 2.5** - coefficiente di resistenza di un cilindro circolare calcolato con la formula di Oseen (curva continua) e valori sperimentali (rettangoli).

## II.2 Modellazione idrodinamica semplificata in presenza di moto oscillante

Il moto di un fluido soggetto ad un gradiente di pressione oscillante genera in prossimità del fondo quello che viene definito strato limite "oscillante". Gli strati limite oscillanti hanno attratto l'attenzione di numerosi ricercatori a causa della loro importanza in molti fenomeni di interesse sia scientifico che ingegneristico come la propagazione delle onde di mare, il moto vario nelle condotte in pressione e i flussi biologici. In particolare, lo strato limite di parete forzato da un gradiente di pressione costante nello spazio e oscillante sinusoidalmente nel tempo è stato studiato fra gli altri da Hino et al. (1983), Jensen et al. (1989), Vittori & Verzicco (1998), Costamagna et al. (2003).

Lo strato limite oscillante viene definito Strato di Stokes ed ha uno spessore pari a:

$$\delta = \sqrt{\frac{2 \cdot \nu}{\omega}} \quad [\text{II.9}]$$

ove  $\nu$  è la viscosità cinematica del fluido ed  $\omega$  è la pulsazione del moto funzione del periodo dell'oscillazione.

Sperimentalmente, all'interno dello strato di Stokes, sono stati individuati quattro regimi di moto:

1. Regime Laminare;

2. Regime Laminare disturbato che presenta dei disturbi bidimensionali significativi le cui ampiezze cominciano a crescere durante l'ultima parte della fase di decelerazione, raggiungono il valore massimo all'inizio della fase di decelerazione per decrescere, poi, al valore iniziale;
3. Regime turbolento intermittente in cui la turbolenza appare esplosivamente solo durante la fase di decelerazione;
4. Regime turbolento pienamente sviluppato dove le fluttuazioni turbolente sono osservate durante tutto il ciclo.

Il passaggio da un tipo di regime all'altro dipende dal valore del Numero di Reynolds:

$$R_e^\delta = \frac{U_0 \cdot \delta}{\nu} \quad [\text{II.10}]$$

dove  $U_0$  è l'ampiezza di oscillazione della velocità lontano dalla parete,  $\delta$  è lo spessore convenzionale dello strato di Stokes e  $\nu$  è la viscosità cinematica del fluido. In particolare al crescere del numero di Reynolds il moto nello strato di Stokes attraversa i quattro regimi sopra descritti.

Per bassi numeri di Reynolds il flusso è laminare (Regime 1), le linee di corrente hanno tutte la stessa direzione e il moto è ben descritto dalla soluzione di Stokes (Stokes 1855).

Per numeri di Reynolds maggiori di un valore circa uguale a 100, il flusso entra nel regime laminare disturbato (Regime 2), tuttavia il moto rimane molto simile alla soluzione di Stokes; quando il numero di Reynolds è maggiore di circa 550, il moto è nel regime turbolento intermittente (Regime 3) ed il moto risulta significativamente differente dalla soluzione di Stokes; per numeri di Reynolds maggiori di circa 3500 il moto è nel regime pienamente turbolento (Regime 4).

In realtà, il quarto regime di moto non è mai stato osservato in nessuna sperimentazione; è stato, tuttavia, riscontrato che, al crescere di  $Re^\delta$ , il regime di moto del tipo 3. rimane turbolento per porzioni sempre più ampie del ciclo.

Per comprendere i meccanismi che caratterizzano il tipo di moto oggetto di studio, è utile riferirsi ai lavori più significativi reperibili in letteratura.

È importante sottolineare l'importanza di tali studi, soprattutto in considerazione delle difficoltà legate all'analisi dei problemi in regime turbolento, dovute, dal punto di vista sperimentale, all'impossibilità di effettuare misure accurate delle caratteristiche della turbolenza in un flusso in rapida evoluzione e, dal punto di vista teorico, alla presenza di forti non linearità. Le simulazioni

numeriche, fornendo le tre componenti di velocità e il campo di pressione in funzione delle tre componenti spaziali al variare del tempo, permettono di superare questi limiti consentendo la valutazione anche di quantità difficilmente misurabili, come la vorticità, le tensioni, le dissipazioni ecc. Tuttavia, anche in questo tipo di indagine, non mancano problemi, legati, essenzialmente, agli enormi sforzi computazionali.

Con riferimento agli studi di carattere sperimentale, la maggior parte di essi è rivolta alla comprensione del meccanismo di transizione dal regime di moto laminare a quello turbolento.

In quasi tutti gli studi sperimentali disponibili in letteratura, l'insorgere della turbolenza è stata osservata sempre per valori del numero di Reynolds  $Re^\delta$  maggiori di 500, indipendentemente dalla geometria del campo di moto (tubazione, canale o lastra piana). Il regime di moto che ne consegue è caratterizzato, come già accennato, dal verificarsi improvviso ed esplosivo di "focolai" di turbolenza verso la fine della fase di accelerazione del ciclo.

Più precisamente, gli studi sperimentali mostrano che la turbolenza è particolarmente significativa, nell'ambito di un ciclo, durante la fase di decelerazione, mentre, durante la prima parte della fase di accelerazione, la produzione di turbolenza si ferma, i disturbi diminuiscono e il moto acquista di nuovo il carattere laminare (Hino, Sawamoto e Takasu, 1976).

Ulteriori studi sperimentali di Hino *et al.* (Hino, Sawamoto e Takasu, 1976; Hino, Kashiwayanagi, Nakayama, Hara, 1983) hanno mostrato che per valori di  $Re^\delta$  minori di 500, ma maggiori di un valore in genere intorno a 100, funzione della specifica installazione sperimentale, compaiono delle perturbazioni di piccola ampiezza che si sovrappongono al moto laminare, anche se i profili medi di velocità mostrano solo piccole deviazioni dal caso laminare.

In generale, quindi, la transizione al regime di moto di tipo 2. sembra essere abbastanza sensibile alla particolare installazione sperimentale, mentre la transizione al regime di moto di tipo 3. è molto ben definita e sostanzialmente indipendente dall'installazione stessa.

Per valori di  $Re^\delta$  via via più elevati, gli effetti della turbolenza riguardano parti sempre più estese del ciclo, finché, per valori di  $Re^\delta$  intorno a 3500 la turbolenza si presenta durante l'intero ciclo (Jensen, Sumer e Fredsøe, 1980).

Ad Akhavan *et al.* (Akhavan, Kamm e Shapiro, 1991) si deve uno dei più significativi studi della struttura del moto oscillante in regime turbolento in una tubazione circolare. In realtà, lo studio di Akhavan *et al.* punta ad un vero e proprio collegamento tra trattazione teorica ed indagine sperimentale. Quindi, da un lato lo studio è stato sviluppato attraverso una indagine di tipo sperimentale sulle più

significative caratteristiche del moto oscillante di transizione e turbolento, come ad esempio il numero di Reynolds, la scala temporale delle instabilità e le diverse statistiche del campo di moto; dall'altro sono state utilizzate simulazioni numeriche dirette delle equazioni di Navier- Stokes allo scopo di seguire l'evoluzione del moto quando questo è soggetto a diverse classi di disturbi, infinitesimali o di ampiezza finita, bidimensionali o tridimensionali. Questa ha riguardato diverse condizioni di moto, caratterizzate da diversi numeri di Reynolds  $Re^\delta$ , variabili tra 550 e 2000, e diversi valori del parametro di Stokes  $\Delta$ , variabile tra 5 e 10, valori, questi ultimi, che, come già detto, permettono di svincolarsi dalla particolare geometria dell'installazione sperimentale.

La maggior parte degli studi teorici al momento disponibili sono concentrati sull'analisi dell'evoluzione nel tempo delle perturbazioni del moto alla scala dello strato limite  $\delta$ , quindi sullo studio delle instabilità infinitesimali per le quali le equazioni del moto possono essere linearizzate.

Tuttavia, anche in questo caso, i risultati non sono scevri da contraddizioni. La difficoltà nasce essenzialmente dalla dipendenza dal tempo del profilo di velocità di base, che rende non separabile la dipendenza dal tempo dei disturbi.

In definitiva, sono state suggerite due tipologie di teorie lineari: quelle che si basano sull'ipotesi di quasi-stazionarietà e quelle che tengono in conto la dipendenza dal tempo del moto di base ma che possono prevedere il comportamento delle instabilità solo nella condizione periodica stazionaria.

Nelle teorie quasi stazionarie (Collins, 1963; Obremski e Morkovin, 1969; Cowley, 1987; Monkewitz e Bunster, 1987), è trascurata la variazione nel tempo del profilo di velocità base ed è invece esaminata la stabilità di una serie di profili "congelati", ciascuno per una differente fase del ciclo, con una dipendenza parametrica dal tempo. Tale approccio è giustificato dal fatto che la scala temporale convettiva per l'innescò o il decadimento delle instabilità nello strato limite di Stokes è molto più breve della variazione temporale del moto di base.

In altre parole, tale approccio è basato sull'ipotesi che l'instabilità dello strato di Stokes nasca dal punto di inflessione dei profili di velocità istantanea. Poiché tale instabilità cresce o decade con la scala temporale convettiva ( $t_c \sim \delta/u_0$ ), mentre, nello stato di Stokes, la variazione temporale del moto di base è, per definizione, di tipo viscoso ( $T \sim 1/\Omega = \delta^2/\nu$ ) si è portati a giustificare l'ipotesi di trascurare, nell'analisi di stabilità, la variazione nel tempo del moto di base.

Inoltre, poiché in un ciclo esistono diversi profili di velocità base, l'analisi di stabilità di tipo quasi stazionario porta ad individuare alcune parti del ciclo in cui il moto risulta essere meno stabile che in altre parti, il che può sembrare incoraggiante in virtù anche dell'osservazione sperimentale di moti turbolenti

intermittenti; ciò nonostante, un'analisi di stabilità di questo tipo porta a prevedere il profilo di velocità più gravoso all'inizio della fase di accelerazione del ciclo, con un numero critico  $Re^{\delta} \sim 86$  (Von Kerczek e Davis, 1974), in contraddizione con l'osservazione sperimentale che mostra il comparire violento della turbolenza, e quindi dell'instabilità, all'inizio della fase di decelerazione e per valori  $Re^{\delta} > 500$ .

Le soluzioni che tengono conto della dipendenza dal tempo (Von Kerczek e Davis, 1974; Tromans, 1976; Hall, 1978; Blondeaux e Seminara, 1979; Cowley, 1987), permettono, come già accennato, una descrizione del comportamento delle instabilità nella condizione stazionaria periodica, il che significa, sostanzialmente, fornire la descrizione di un disturbo mediata su un ciclo, pur considerando al natura periodica del moto base.

Blondeaux e Seminara (1979) e Cowley (1987) hanno effettuato analisi di stabilità lineari adottando un criterio di instabilità momentanea. I risultati mostrano che esistono fasi del ciclo in cui le perturbazioni sono instabili e, quindi, caratterizzate da una crescita esponenziale, ma presentano un decadimento netto se osservate per un intero ciclo.

Solo di recente si è dimostrato che la transizione dal regime laminare a quello turbolento è dovuta sia ad un meccanismo di ricettività (Blondeaux e Vittori, 1994) che ad effetti tridimensionali non lineari (Wu, 1992).

Dal punto di vista numerico, attraverso la simulazione diretta delle equazioni di Navier-Stokes, Spalart e Baldwin (Spalart e Baldwin, 1987) e Akhavan et al. (Akhavan, Kamm e Shapiro, 1991) hanno trovato, in accordo con la teoria di stabilità lineare, che disturbi inizialmente di piccola ampiezza sperimentano sempre un decadimento. D'altra parte, gli stessi autori (Spalart e Baldwin, 1987) hanno trovato che perturbazioni bidimensionali di ampiezza elevata, interagendo con perturbazioni tridimensionali, possono innescare la transizione alla turbolenza. Tale risultato è in sostanziale accordo con l'analisi di Wu (Wu, 1992).

Successivamente, un'analisi numerica fornita da Versicco e Vittori (Versicco e Vittori, 1996) ha mostrato che le imperfezioni della parete sono di fondamentale importanza nell'innescare della transizione alla turbolenza nello strato limite di Stokes e che il regime di moto risente notevolmente dell'ampiezza dei disturbi esterni, il che giustifica le differenze tra i valori del numero di Reynolds critico trovati nei diversi lavori sperimentali.

Partendo da questi risultati, gli stessi autori (Vittori e Versicco, 1998) in un successivo lavoro hanno analizzato il meccanismo di transizione dal regime laminare al regime laminare disturbato e da questo al regime turbolento intermittente, studiando, attraverso una simulazione numerica tridimensionale delle equazioni di Navier-Stokes e dell'equazione di continuità, il campo di moto indotto

da un gradiente di pressione oscillante in prossimità di una parete piana caratterizzata da piccole imperfezioni.

Occorre sottolineare che, nel lavoro di Vittori e Verzicco (Vittori e Verzicco, 1998), dal punto di vista matematico, le imperfezioni della parete non possono essere considerate di ampiezza infinitesimale, dato che l'analisi svolta si basa su una simulazione numerica. Tuttavia, la loro dimensione caratteristica  $\varepsilon$  rispetto allo spessore  $\delta$  dello strato di Stokes ( $\varepsilon/\delta = 10^{-3} \div 10^{-5}$ ) è tale da dimostrare che la transizione alla turbolenza può essere innescata senza ricorrere all'introduzione nel campo di moto di una perturbazione iniziale che sia di ampiezza significativa rispetto allo strato di Stokes.

### II.2.1 Le equazioni del moto

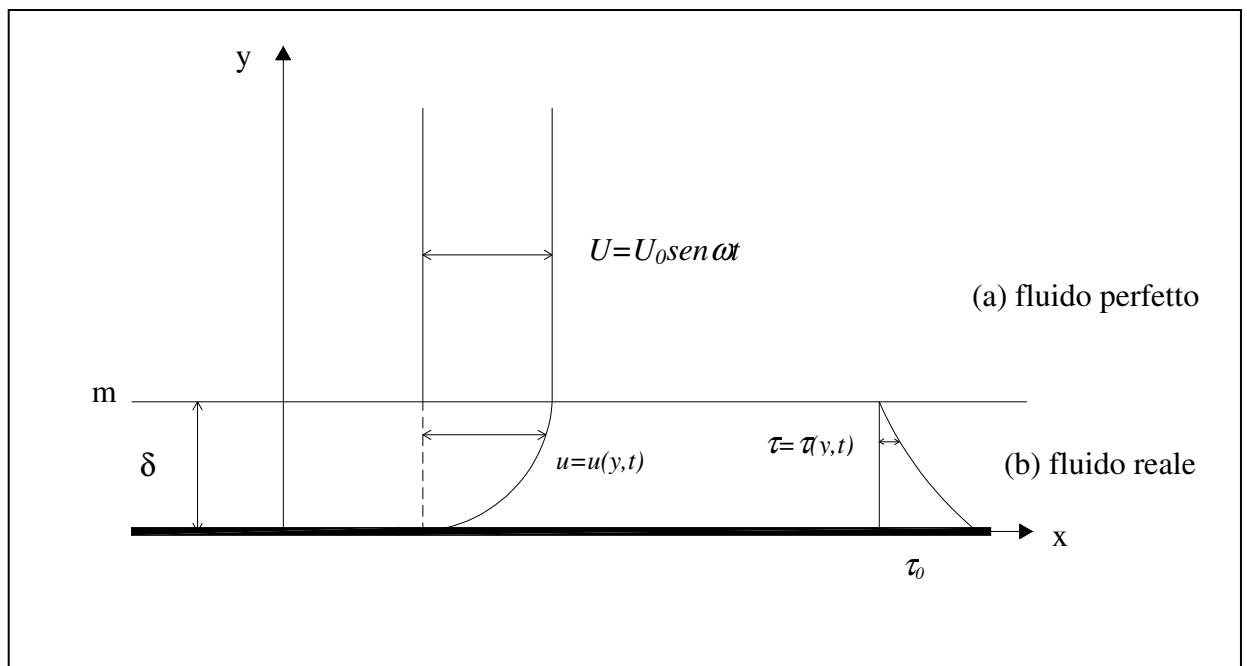


Figura 2.6 – Schema idrodinamico di riferimento



Con riferimento allo schema idrodinamico di riferimento riportato in figura 2.6, si facciano le seguenti ipotesi:

1. campo di moto piano (moto su una lastra indefinita);
2. fluido incomprimibile;
3. fondo fisso;
4. nella zona (a) di figura 2.6 il comportamento è quello di un fluido perfetto caratterizzato da un moto a pistone con velocità:

$$U = U_0 \operatorname{sen} \alpha.$$

A seguito della quarta ipotesi, si ha che sul piano  $m - m$  di separazione del fluido perfetto da quello reale (strato limite di spessore  $y = \delta$ ) valgono le seguenti condizioni al contorno:

$$\begin{aligned} u(\delta, t) &= U_0 \operatorname{sen} \alpha \\ \tau(\delta, t) &= 0 \end{aligned} \quad [\text{II.11}]$$

All'interno dello strato limite si assume, poi, la usuale condizione di aderenza del fluido alla parete, per cui è:

$$\begin{aligned} u(0, t) &= 0 \\ \tau(\delta, t) &= \tau_0 \end{aligned} \quad [\text{II.12}]$$

Ciò premesso, il campo di moto all'interno dello strato limite è descritto dalle ben note equazioni di Navier - Stokes e dall'equazione di continuità:

$$\begin{aligned} \rho \frac{du}{dt} &= -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \nabla^2 u \\ \rho \frac{dv}{dt} &= -\rho g - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu \nabla^2 v \end{aligned} \quad [\text{II.13}]$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad [\text{II.14}]$$

essendo:

- $u, v$  le componenti istantanee della velocità, rispettivamente nelle direzioni  $x$  e  $y$ ;
- $p$  la pressione (di fluido perfetto);

- $\rho$  la densità del fluido;
- $\mu$  la viscosità del fluido;
- $g$  l'accelerazione di gravità;

ed indicando, come di consueto, con i simboli  $\frac{df}{dx}$  e  $\nabla^2 f$  le quantità:

$$\frac{df}{dx} = \frac{\partial f}{\partial t} + u \frac{\partial f}{\partial x} + v \frac{\partial f}{\partial y} \quad [\text{II.15}]$$

e

$$\nabla^2 f = \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial y^2} \text{ (operatore di Laplace)} \quad [\text{II.16}]$$

Le [II.13] e [II.14] possono essere scritte in forma adimensionale utilizzando come lunghezza di riferimento l'ampiezza  $\delta$  dello strato limite di Stokes (Stokes layer) e come velocità di riferimento il valore  $U_0$  dell'ampiezza della velocità armonica esterna allo strato limite.

Posto pertanto:

$$x^* = \frac{x}{\delta}$$

$$y^* = \frac{y}{\delta}$$

$$u^* = \frac{u}{U_0}$$

$$v^* = \frac{v}{U_0}$$

$$t^* = \frac{t\delta}{U_0}$$

$$p^* = \frac{p}{\rho U_0^2}$$

le [II.13] e [II.14] diventano:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u^*}{\partial t^*} + u^* \frac{\partial u^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial u^*}{\partial y^*} + \frac{\partial p^*}{\partial x^*} - \frac{1}{Re^\delta} \left( \frac{\partial^2 u^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 u^*}{\partial y^{*2}} \right) &= 0 \\ \frac{\partial v^*}{\partial t^*} + u^* \frac{\partial v^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial v^*}{\partial y^*} + \frac{1}{Fr^2} \frac{\partial p^*}{\partial y^*} - \frac{1}{Re^\delta} \left( \frac{\partial^2 v^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 v^*}{\partial y^{*2}} \right) &= 0 \end{aligned} \quad [\text{II.13.1}]$$

$$\frac{\partial u^*}{\partial x^*} + \frac{\partial v^*}{\partial y^*} = 0 \quad [\text{II.14.1}]$$

essendo:

$$Re^\delta = \frac{U_0 \delta}{\nu} \quad \text{numero di Reynolds}$$

$$Fr = \frac{U_0}{\sqrt{g\delta}} \quad \text{numero di Froude}$$

Con riferimento alla [II.13.1], si possono ancora riportare le seguenti osservazioni:

- la velocità  $u$  è dell'ordine di grandezza della  $U_0$  e, pertanto,  $u^*$  è dell'ordine dell'unità;
- le ascisse  $x$  considerate sono dell'ordine di grandezza della lunghezza caratteristica della parete,  $L$ , e, quindi, anche  $x^*$  è dell'ordine dell'unità;
- la lunghezza  $L$  è molto più grande dello spessore  $\delta$  ( $L \gg \delta$ );
- le ordinate  $y$  entro lo strato limite sono dello stesso ordine di grandezza di  $\delta$  e, quindi,  $y^*$  è dell'ordine di  $\delta/L$ .

Dall'equazione di continuità [II.14.1], si ricava che anche  $v^*$  deve essere dell'ordine di  $\delta/L$ . Da quanto detto si ricava che:

$$\frac{\partial^2 v^*}{\partial y^{*2}} \text{ è dell'ordine di } \frac{L^2}{\delta^2};$$

$$\frac{\partial^2 u^*}{\partial x^{*2}} \text{ è dell'ordine dell'unità.}$$

pertanto, nella somma dei su indicati termini, il secondo è trascurabile rispetto al primo.

In definitiva, se si trascurano i valori di  $\delta/L$  rispetto all'unità e si trascura l'effetto della gravità ( $Fr \rightarrow \infty$ ), le [II.13.1] e [II.14.1] diventano:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = 0 \quad [\text{II.13.2}]$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad [\text{II.14.2}]$$

Le equazioni [II.13.2] e [II.14.2] costituiscono le note equazioni di Prandtl per lo strato limite.

## II.3 Strato limite viscoso

### II.3.1 Profilo della velocità (soluzione di Stokes)

Come detto per bassi numeri di Reynolds (circa 100) il moto è in regime laminare ed il moto è ben descritto dalle equazioni proposte da Stokes nel 1855. In particolare egli studiò il moto indotto in un fluido posto su una piastra indefinita che si muove in maniera oscillante (Secondo problema di Stokes).

Nell'ipotesi di flusso stazionario l'equazione del moto (Navier) diventa:

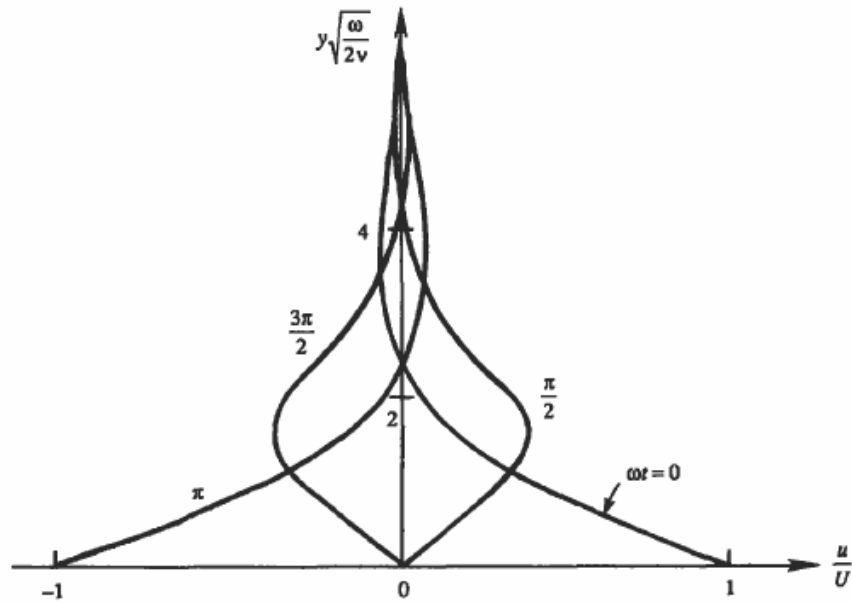
$$\frac{\partial u}{\partial t} = \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad [\text{II.17}]$$

ed integrando l'equazione [II.17] imponendo le condizioni iniziali ed al contorno [II.18]:

$$\begin{aligned} t \leq 0 : U_1(x_2, t) &= 0 \\ t > 0 : x_2 = 0 \quad U_1(0, t) &= U_0 \cos(\omega t) \\ x_2 \rightarrow \infty \quad U_1(\infty, t) &= 0 \end{aligned} \quad [\text{II.18}]$$

Si giunge alla distribuzione della velocità per il problema in esame:

$$u = U e^{-y\sqrt{\frac{\omega}{2\nu}}} \cos\left(\omega t - y\sqrt{\frac{\omega}{2\nu}}\right) \quad [\text{II.19}]$$



**Figura 2 7** - Distribuzione della velocità in regime laminare in prossimità di una lastra piastra oscillante

Il moto del fluido si smorza ad una distanza dalla piastra pari a circa:

$$\delta \approx 4\sqrt{\nu/\omega} \quad [\text{II.20}]$$

Nel caso in cui la piastra è ferma ed il fluido è in movimento la distribuzione della velocità si può ottenere dalla

$$u(y,t) = U_0 \exp\left(-y\sqrt{\frac{\omega}{2\nu}}\right) \text{sen}\left(\omega t - y\sqrt{\frac{\omega}{2\nu}}\right) \quad [\text{II.19.1}]$$

Infatti ipotizzando che i termini convettivi del moto siano trascurabili (strato limite uniforme) e che il gradiente in direzione orizzontale delle pressioni  $p$  nello strato limite sia lo stesso delle pressioni  $P$  nello strato esterno (fluido perfetto) si ha che:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial P}{\partial x}$$

e la [II.13.2] diventa:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} = \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad [\text{II.21}]$$

Nello strato esterno, dove il fluido è perfetto, la [II.21] dà luogo a:

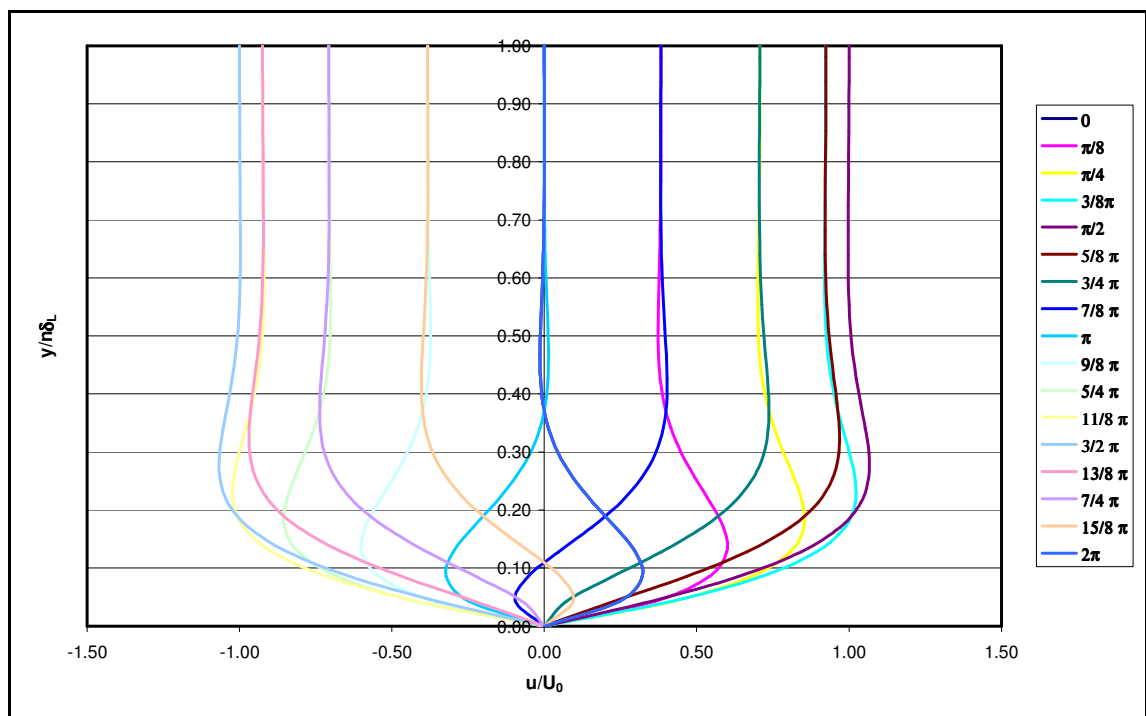
$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial P}{\partial x} = 0 \quad [\text{II.22}]$$

e, pertanto, la [II.22] diventa:

$$\frac{\partial}{\partial t} (u - U) = \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad [\text{II.23}]$$

La soluzione della [II.23] è fornita dalla relazione [II.19.1].

Nella figura che segue viene riportato l'andamento dei profili di velocità calcolati tramite la [II.19.1] al variare di  $\omega t$  e adimensionalizzati rispetto allo spessore  $\delta_L$  dello strato limite, oltre il quale non si risente dell'effetto del fondo.



**Figura 2.8** – Profili teorici di velocità in regime laminare

### II.3.2 Sforzi tangenziali al fondo

Gli sforzi tangenziali  $\tau$  sono dati dalla nota relazione per fluidi in regime laminare:

$$\tau = \mu \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)$$

Pertanto derivando [II.19.1] si ottiene l'equazione:

$$\tau(y,t) = \text{Real} \left\{ \rho \nu U_0 (1+i) \sqrt{\omega/2\nu} \exp \left[ -(1+i) \frac{y}{\sqrt{2\nu/\omega}} \right] e^{i\omega t} \right\} \quad [\text{II.24}]$$

Che fornisce l'andamento di  $\tau$  nel tempo e nello spazio. Il valore  $\tau(0,t)$  della  $\tau$  di fondo è pari a:

$$\tau(0,t) = \rho \sqrt{\omega \nu} U_0 \cos \left( \omega t + \frac{\pi}{4} \right) \quad [\text{II.24.1}]$$

ponendo  $y = 0$

La relazione [II.24.1] evidenzia che in un flusso laminare l'andamento degli sforzi tangenziali al fondo  $\tau(0,t)$  è sfasato rispetto all'andamento della velocità  $u(y,t)$  di  $\pi/4$ .

Infine, per il valore massimo della  $\tau$  al fondo risulta:

$$\tau_{o\max} = \rho U_0 \sqrt{\omega \nu} \quad [\text{II.25}]$$



## II.4 Strato limite turbolento

### II.4.1 Profilo di velocità

Per la determinazione del profilo di velocità viene utilizzata la nota "tecnica della media temporale di Reynolds" con la quale si scrivono i valori istantanei di ogni grandezza nella forma:

$$\begin{aligned}u &= \bar{u} + u' \\v &= \bar{v} + v'\end{aligned}\tag{II.24}$$

in cui il simbolo sovrasegnato indica il valore medio temporale della generica grandezza mentre il simbolo con apice rappresenta lo scostamento istantaneo rispetto alla media (componente di agitazione).

La tecnica della media temporale di Reynolds si adatta bene al caso di una corrente stazionaria in regime turbolento.

Allorché il moto è vario, come nel caso in esame, occorre effettuare alcune considerazioni nell'applicazione delle [II.24].

In linea del tutto generale, si suppone che nel fenomeno in esame il campo di moto sia ancora piano e possa considerarsi combinazione di una corrente stazionaria ed una oscillazione armonica monocromatica.

Lo schema classico di Reynolds delle [II.24] può scriversi in questo caso come:

$$u = \bar{u} + \tilde{u} + u'\tag{II.26.1}$$

in cui:

$$\bar{u}(y) = \frac{1}{t_0} \int_0^{t_0} u(t) dt\tag{II.27}$$

rappresenta la media temporale della componente di velocità  $u$  dovuta all'oscillazione turbolenta, mentre:

$$\tilde{u}(t) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{i=0}^{i=N} u(t + iT) - \bar{u}(y)\tag{II.28}$$

rappresenta il contributo dovuto al moto di oscillazione esterno (moto a pistone nel fluido perfetto di periodo  $T$ ) ed è pertanto un valore medio di fase.

Da quanto posto, si possono ricavare le seguenti relazioni:

$$\bar{\tilde{u}} = \bar{u}' = \tilde{u}' = 0 \quad [\text{II.29}]$$

$$\overline{\tilde{u}\tilde{v}} = \overline{\tilde{u}\tilde{v}} = \overline{\tilde{u}v'} = \overline{\tilde{u}\tilde{v}'} = \overline{\tilde{u}v'} = 0 \quad [\text{II.30}]$$

$$\overline{\tilde{u}\tilde{v}} = \overline{\tilde{u}\tilde{v}} - \overline{\tilde{u}\tilde{v}} \quad [\text{II.31}]$$

E' facile verificare che le equazioni [II.13.2] e [II.14.2] possono scriversi nella forma:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\bar{u} + \tilde{u} + u') + (\bar{u} + \tilde{u} + u') \frac{\partial}{\partial x}(\bar{u} + \tilde{u} + u') + (\bar{v} + \tilde{v} + v') \frac{\partial}{\partial y}(\bar{u} + \tilde{u} + u') + \\ + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x}(\bar{p} + \tilde{p} + p') - \nu \frac{\partial^2}{\partial y^2}(\bar{u} + \tilde{u} + u') = 0 \end{aligned} \quad [\text{II.27.1}]$$

$$\frac{\partial}{\partial x}(\bar{u} + \tilde{u} + u') + \frac{\partial}{\partial y}(\bar{v} + \tilde{v} + v') = 0 \quad [\text{II.27.2}]$$

Tenendo conto delle [II.29], [II.30] e [II.31], i termini stazionari dell'equazione del moto mediate nel tempo danno luogo alla relazione:

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \bar{\tilde{u}} \frac{\partial \bar{\tilde{u}}}{\partial x} + \bar{\tilde{v}} \frac{\partial \bar{\tilde{u}}}{\partial y} + \bar{u}' \frac{\partial \bar{u}'}{\partial x} + \bar{u}' \frac{\partial \bar{u}'}{\partial y} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2} = 0 \quad [\text{II.32}]$$

Mediando nel tempo anche l'equazione di continuit  [II.27.2], risulta:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} = 0 \quad [\text{II.33}]$$

e, quindi,   anche nullo il termine:

$$\bar{u} \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \bar{u}^2 + \frac{\partial}{\partial y} (\bar{u}\bar{v}) = 0 \quad [\text{II.34}]$$

Aggiungendo la [II.34] al primo termine della [II.32], quest'ultima pu  scriversi come:

$$\frac{\partial}{\partial x} \bar{u}^2 + \frac{\partial}{\partial y} (\bar{u}\bar{v}) + \frac{\partial}{\partial x} \bar{u}'^2 + \frac{\partial \bar{u}'\bar{v}'}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \bar{u}'^2 + \frac{\partial}{\partial y} \bar{u}'\bar{v}' + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} - \nu \left( \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2} \right) = 0 \quad [\text{II.35}]$$

A questo punto, ripetendo lo stesso ragionamento fatto precedentemente, la [II.29.1] viene mediata rispetto alla componente oscillante del campo di moto. Tenendo conto delle [II.29], [II.30] e [II.31] e della [II.32], si perviene alla seguente relazione:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{u}}{\partial t} + 2 \frac{\partial}{\partial x} (\bar{u}\tilde{u}) + \frac{\partial}{\partial y} (\bar{u}\tilde{v} + \tilde{u}\bar{v}) + \frac{\partial}{\partial x} (\tilde{u})^2 + \frac{\partial}{\partial y} \tilde{u}\tilde{v} + \frac{\partial}{\partial x} (\tilde{u}')^2 + \frac{\partial}{\partial y} \tilde{u}'\tilde{v}' + \\ + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x} - \nu \left( \frac{\partial^2 \tilde{u}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \tilde{u}}{\partial y^2} \right) = 0 \end{aligned} \quad [\text{II.36}]$$

Nel caso di moto oscillante uniforme e con flusso netto nullo ( $\bar{u} = 0$ ), risulta:

$$u = \tilde{u} + u'$$

e, pertanto, la [II.33] diventa:

$$\frac{\partial \tilde{u}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\tilde{u})^2 + \frac{\partial}{\partial y} \tilde{u}\tilde{v} + \frac{\partial}{\partial x} (\tilde{u}')^2 + \frac{\partial}{\partial y} \tilde{u}'\tilde{v}' + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x} - \nu \left( \frac{\partial^2 \tilde{u}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \tilde{u}}{\partial y^2} \right) = 0 \quad [\text{II.33.1}]$$

Se si aggiunge l'ulteriore ipotesi di "moto a pistone" ( $\bar{v} = \tilde{v} = 0$ ), si ha:

$$\frac{\partial \tilde{u}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\tilde{u})^2 + \frac{\partial}{\partial x} (\tilde{u}')^2 + \frac{\partial}{\partial y} \tilde{u}'\tilde{v}' + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x} - \nu \left( \frac{\partial^2 \tilde{u}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \tilde{u}}{\partial y^2} \right) = 0 \quad [\text{II.31.2}]$$

### II.4.2 Sforzi tangenziali al fondo

Nel caso di moto mediato nel tempo l'equazione [II.36], che rappresenta l'equazione di equilibrio dinamico nella direzione  $x$ , può scriversi anche nella forma:

$$\frac{\partial \bar{\sigma}_x}{\partial x} + \frac{\partial \bar{\tau}_{xy}}{\partial y} = 0 \quad [\text{II.37}]$$

nella quale le tensioni mediate nel tempo  $\bar{\sigma}_x$  e  $\bar{\tau}_{xy}$  sono date dalle relazioni:

$$\bar{\sigma}_x = -\left(\bar{p} + \rho \bar{u}^2 + \rho \bar{u}'^2 + \rho \bar{u}'^2\right) \quad [\text{II.38}]$$

$$\bar{\tau}_{xy} = \rho v \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - \rho \bar{u} \bar{v} - \rho \bar{u}' \bar{v}' - \rho \bar{u}' v' \quad [\text{II.39}]$$

Indicando più semplicemente  $\bar{\tau}_{xy}$  come  $\tau(y)$ , la [II.39] rappresenta l'espressione delle tensioni tangenziali mediate nel tempo nello strato limite.

Analogamente, nel caso di moto mediato nelle fasi risulta:

$$\tilde{\tau}(y,t) = \rho v \frac{\partial \tilde{u}}{\partial y} - \rho \tilde{u} \tilde{v} - \rho \tilde{u}' \tilde{v}' - \rho \tilde{u}' v' \quad [\text{II.40}]$$

Per moto oscillante con flusso netto nullo ( $\bar{u} = 0$ ), la [II.40] diventa:

$$\tilde{\tau}(y,t) = \rho v \frac{\partial \tilde{u}}{\partial y} - \rho \tilde{u}' \tilde{v}' - \rho \tilde{u}' v' \quad [\text{II.41}]$$

Infine, per "moto a pistone" ( $\tilde{v} = 0$ ) risulta:

$$\tilde{\tau}(y,t) = \rho v \frac{\partial \tilde{u}}{\partial y} - \rho \tilde{u}' v' \quad [\text{II.42}]$$

Prima di concludere è opportuno osservare che nelle espressioni [II.41]-[II.42] il termine  $\rho v \frac{\partial \tilde{u}}{\partial y}$  rappresenta l'aliquota di sforzo di origine viscosa mentre i

prodotti tra le componenti di velocità rappresentano il contributo dovuto alla turbolenza e all'oscillazione del campo di moto.

## II.5 Modello di chiusura approssimato per lo strato limite oscillante nel caso di moto a pistone

Con riferimento al caso di fluido a pistone, per risolvere l'equazione del moto [II.34] e determinare l'espressione delle  $\tau(y,t)$ , occorre stimare i termini  $u'v'$  (problema di chiusura della turbolenza).

A tal fine, nel seguito, viene preso in esame il ben noto modello di Boussinesq, che introduce il concetto di eddy viscosity  $\varepsilon$ .

Mediante tale modello, applicato al caso di moto a pistone (horizontally uniform model), l'equazione del moto [II.19] scritta nel caso di strato limite laminare viene generalizzata al caso di moto turbolento con l'introduzione del termine  $\varepsilon$  al posto della viscosità cinematica  $\nu$ .

$$\frac{\partial}{\partial t} \Delta u = \frac{\partial}{\partial y} \left( \varepsilon \frac{\partial u}{\partial y} \right) \quad [\text{II.43}]$$

che fornisce:

$$u(y,t) = U_0 \exp\left(-y \sqrt{\frac{\omega}{2\varepsilon}}\right) \text{sen}\left(\omega t - y \sqrt{\frac{\omega}{2\varepsilon}}\right) \quad [\text{II.43.1}]$$

Circa la variabilità di  $\varepsilon$ , viene assunto comunemente:

$$\varepsilon = \varepsilon(y,t) \quad [\text{II.44}]$$

Nell'approccio idrodinamico semplificato che segue proposto relativamente alla influenza della vegetazione sommersa nel campo di moto, la presenza di quest'ultima viene schematizzata considerandola come una resistenza aggiuntiva di cui occorre stimare l'effetto attraverso il parametro  $\varepsilon$ .

A tal proposito si ricorda però che la stima del suddetto parametro rappresenta un problema alquanto complesso la cui determinazione viene affrontata comunemente solo per via sperimentale.

Con riferimento al caso tradizionale di attrito di fondo senza presenza di vegetazione per pervenire ad una stima di  $\varepsilon$ , si trascura la sua variabilità con il tempo e si assume  $\varepsilon = \varepsilon(y)$ ; in via ulteriormente semplificata, si pone poi  $\varepsilon = \text{cost}$ .

Kajiura (Kajiura, 1968) sviluppò un modello a tre strati per descrivere la variazione di  $\varepsilon$  con l'altezza  $y$  ( $\varepsilon = \varepsilon(y)$ ).

Con riferimento alla figura 2.9, nello strato 1. risulta:

$$\varepsilon = 0.185 k u^* r \quad [\text{II.45}]$$

nello strato 2. risulta:

$$\varepsilon = k u^* y \quad [\text{II.46}]$$

nello strato 3. risulta:

$$\varepsilon = k u^* d \quad [\text{II.47}]$$

essendo nelle relazioni [II.45]-[II.46]:

$k = 0.4$  costante di von Karman

$u^* = U_0 \sqrt{c/2}$  velocità di attrito

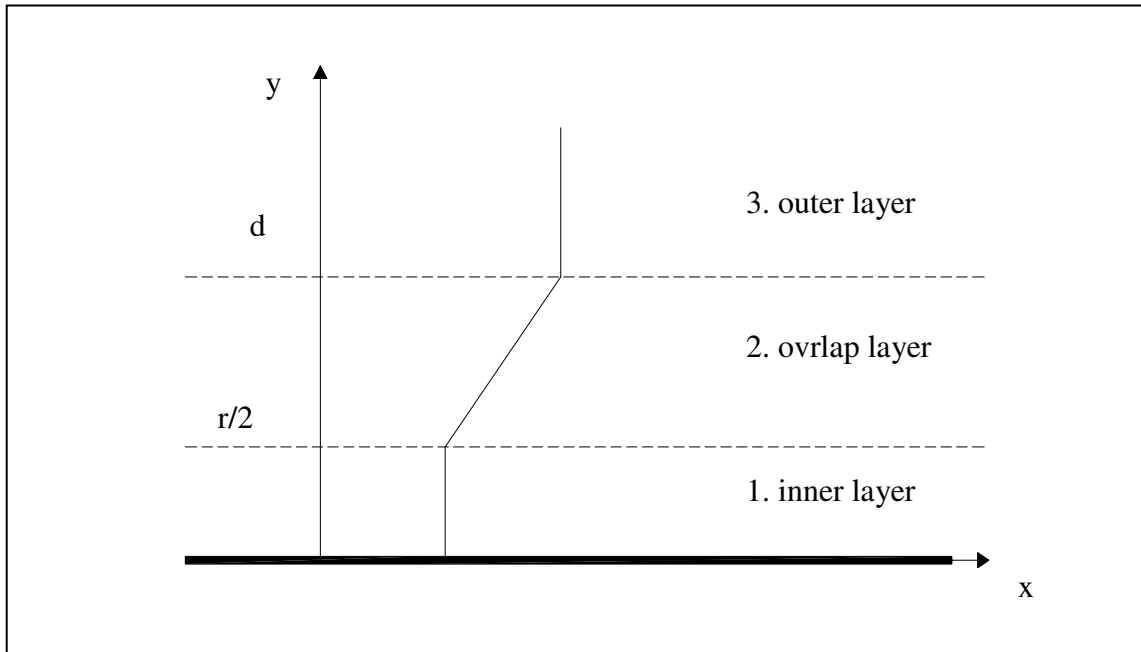
$C$  fattore di attrito

$d = 0.05 u^* / \omega$

$r$  dimensione caratteristica della scabrezza al fondo

Brevik (Brevik, 1981) ha proposto di trascurare la presenza dello strato 1., mentre Grant e Madsen (Grant e Madsen, 1979) hanno proposto l'espressione  $\varepsilon = k u^* y$  per l'intero strato  $0 < y < \infty$ .

Tuttavia, le semplificazioni riportate, con particolare riferimento alla seconda, appaiono essere poco realistiche, dato che fuori dallo strato limite il flusso non è in regime turbolento (fluido perfetto).



**Figura 2.9** – Schema di riferimento del modello di Kajiura (Kajiura, 1968)

Per una stima più appropriata di  $\varepsilon$ , si può fare riferimento al seguente procedimento.

Tenendo conto della [II.19.1], l'equazione [II.43] può scriversi nella forma:

$$u(y,t) = \text{Real}\{U_0[1 - \exp(\varphi(y))]e^{i\alpha t}\} \quad [\text{II.48}]$$

in cui è:

$$\varphi(y) = -(1+i)\frac{y}{\sqrt{2\varepsilon/\omega}} \quad [\text{II.49}]$$

che, posto:

$$\alpha(y) = -\frac{y}{\sqrt{2\varepsilon/\omega}}$$

può scriversi:

$$\varphi(y) = \alpha(y) + i\alpha(y)$$

Nel caso di flusso laminare, risulta:



$$\varepsilon = \nu$$

$$\sqrt{2\nu / \omega} = \delta_s$$

e, quindi,  $\alpha(y)$  è una funzione lineare.

Nel caso di flusso turbolento,  $\alpha(y)$  può invece assumere un andamento non lineare, per cui può scriversi:

$$\varphi(y) = [\alpha(y)]^m + i[\alpha(y)]^m$$

Posto:

$$\sqrt{2\varepsilon / \omega} = \delta_t \quad \text{[II.50]}$$

risulta:

$$\alpha(y) = \frac{y}{\delta_t}$$

Jonsson (Jonsson, 1966) ha proposto per  $\delta_t$  e  $m$  le seguenti dipendenze funzionali:

$$\delta_t = f_1\left(\frac{r\omega}{U_0}, \text{Re}\right)$$

$$m = f_2\left(\frac{r\omega}{U_0}, \text{Re}\right)$$

Per valori di  $0.01 < \frac{r\omega}{U_0} < 0.5$ , Nielsen (Nielsen, 1985) ha ricavato la relazione:

$$\delta_t = 0.09 \sqrt{\frac{r\omega}{U_0}} \quad \text{[II.51]}$$

Relativamente al valore dell'esponente  $m$ , Jensen (Jensen, 1989) ha trovato che esso è compreso tra 1 e 1/3. In particolare, risulta:

$$m \cong 1 \quad \text{per } \frac{r\omega}{U_0} \geq 0.06$$

e

$$m \cong 1/3 \quad \text{per } \frac{r\omega}{U_0} \leq 0.01$$

Per  $m \cong 1$ , dalle [II.50] e [II.51], risulta:

$$\varepsilon = 0.004 r U_0 \quad \text{[II.52]}$$

mediante la quale è possibile ricavare una espressione approssimata della velocità  $u(y,t)$ , come parte reale della [II.19.1].

Attraverso la relazione:

$$\tau_0(t) = \varepsilon \left. \frac{\partial u}{\partial y} \right|_{y=0} \quad \text{[II.53]}$$

si risale poi al valore della  $\tau_0(t)$  al fondo:

$$\tau_0(t) = \rho \sqrt{\omega \varepsilon} U_0 \cos\left(\omega t + \frac{\pi}{4}\right) \quad \text{[II.54]}$$

## **Capitolo terzo**

### *Installazione sperimentale*

Requisito fondamentale dei modelli sperimentali è quello di riprodurre in maniera ottimale il fenomeno fisico da studiare. Nel caso in particolare di sperimentazioni che mirano allo studio del campo di moto indotto da una corrente unidirezionale o oscillante il modello deve permettere una attendibile misura dei parametri idrodinamici in gioco. Come è noto dalla teoria dei modelli idrodinamici, si può ricorrere ad uno schema a similitudine parziale alla Reynolds caratterizzato dal fatto che i numeri di Reynolds nel modello e nel prototipo si conservino costanti o almeno dello stesso ordine di grandezza. Tale condizione è di fondamentale importanza per riprodurre correttamente in similitudine gli sforzi resistenti e quindi i fenomeni che si vogliono studiare.

La sperimentazione è stata condotta con un'installazione sperimentale chiamata tunnel a fluido oscillante. Esso è un'apparecchiatura progettata per effettuare sperimentazioni idrauliche aventi come scopo lo studio di moto a strato limite oscillante o pulsante. Caratteristica fondamentale di tale strumentazione è che con essa si riescono ad ottenere numeri di Reynolds comparabili con quelli che realmente si hanno in prossimità di una fascia costiera. Questo garantisce il rispetto della similitudine degli sforzi resistenti, i quali rivestono un ruolo determinante nella determinazione dei profili trasversali di velocità.

La misura dei profili di velocità viene eseguita con l'ausilio di un sistema ottico non invasivo, rappresentato da un'apparecchiatura PIV (Particle Image Velocimetry). Il principio di base della tecnica di misura è la registrazione di una serie di immagini di particelle (traccianti) che si muovono con il fluido e la determinazione del vettore velocità partendo dallo spostamento di ogni particella in un intervallo di tempo noto. In seguito l'installazione sperimentale è descritta in dettaglio.

#### **III. 1 Tunnel a fluido oscillante**

Il tunnel è costituito da un tubo in acciaio chiuso ad anello di capacità pari a circa 3300 l e recante inferiormente un vano di misura (*tronco di controllo*) di sezione rettangolare. Detto vano presenta una cassa metallica inferiore, adibita al contenimento di materiale granulometrico, e una cassa superiore finestrata lateralmente e superiormente onde garantire l'osservazione dei fenomeni, oggetto di studio, in esso indotti. La cassa superiore è chiusa da un coperchio a tenuta fissato tramite una serie di pomelli filettati e dotato di carrucole che permettono al sistema di sollevamento, composto da due verricelli ad azionamento manuale, di aprire la stessa consentendo le operazioni di pulizia e di riempimento con l'inseminante scelto. Inferiormente il vano è provvisto di:

- una bocchetta terminante con valvola a sfera e tappo di chiusura filettato, per lo scarico dell'acqua;
- una bocchetta con tappo di chiusura filettato, per lo scarico del materiale granulometrico.

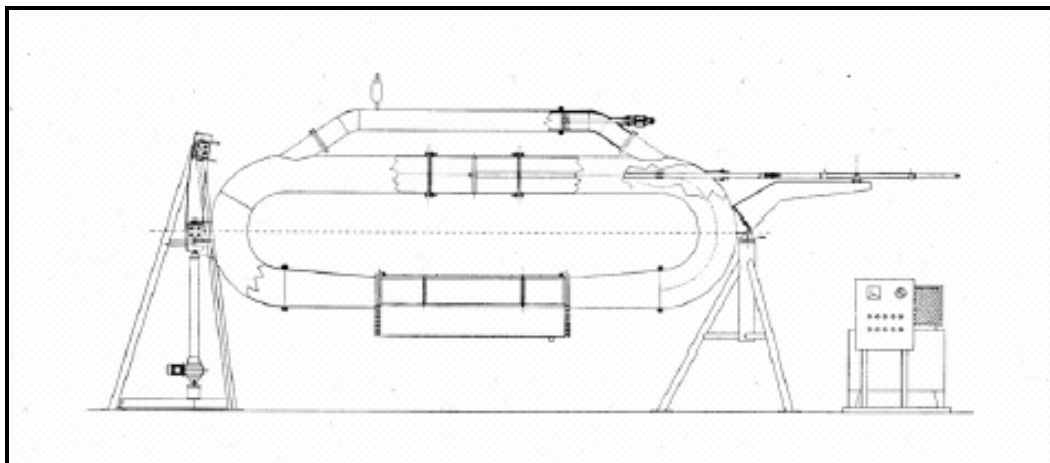
Nella zona superiore dell'anello è presente uno stantuffo, che consente di generare un moto oscillante, e un condotto in cui trova alloggio un'elica per la generazione di correnti nei due sensi, orario e antiorario.

La struttura poggia su due tripodi in acciaio a forte spessore sui quali l'anello ha la possibilità di assumere posizioni inclinate variabili tra 0° e 9°. L'angolazione desiderata si ottiene mediante un motoriduttore di posizionamento ad azionamento elettrico applicato sul secondo tripode di sostegno.

L'energia per l'azionamento dell'elica e dello stantuffo viene fornita da una centralina idraulica posta in prossimità dello tunnel stesso.

La velocità della corrente viene impostata utilizzando un apposito quadro di controllo e comando, mentre le oscillazioni dello stantuffo sono regolate attraverso software.

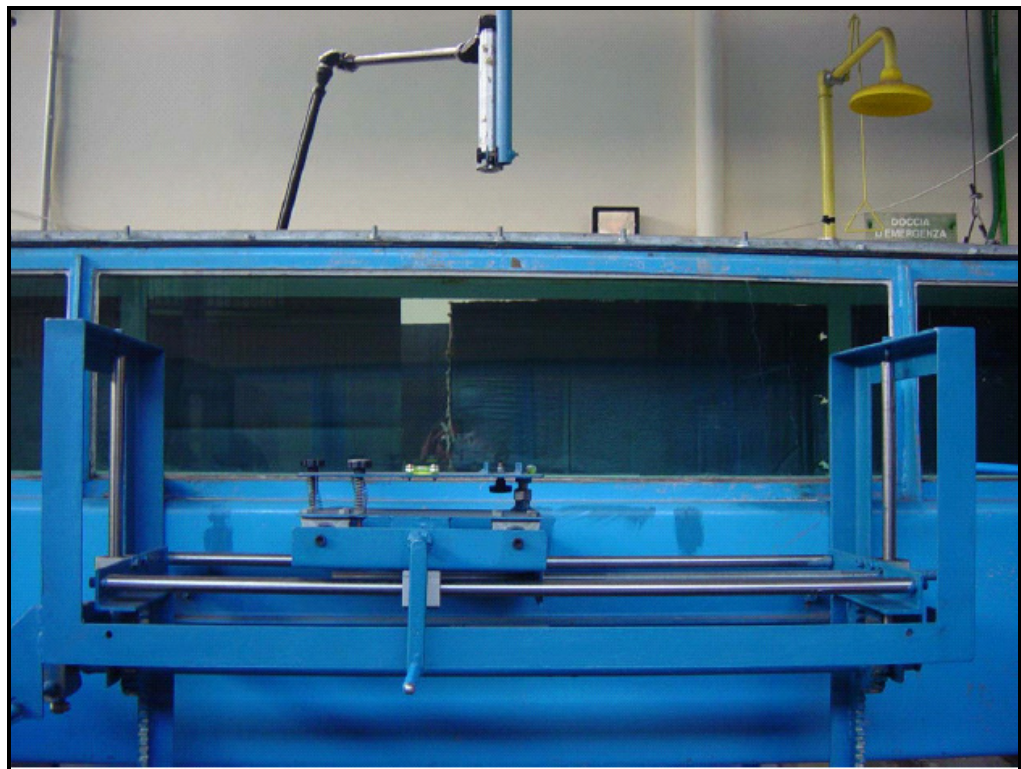
In figura 3.1 si riporta uno schema dell'installazione sperimentale, una fotografia dell'apparecchiatura (figura 3.2) e alcuni dettagli dei vari componenti (figure 3.3-3.6).



**Figura 3.1** – Schema del tunnel a fluido oscillante



**Figura 3.2** – Tunnel a fluido oscillante



**Figura 3.3** – Particolare del tronco di controllo



**Figura 3.4 a)** – Particolare del pistone



**Figura 3.4 b)** – Particolare della ventola





**Figura 3.5** – Particolare centralina di controllo

### ***III.1.1 Principio di funzionamento***

Il tunnel è configurato in maniera tale che nella zona di misura si possano instaurare i seguenti tipi di moto:

- moto oscillante del fluido secondo varie modalità;
- corrente continua in uno dei due sensi;
- moto derivato dalla combinazione dei precedenti.

Il moto oscillante viene generato grazie all'azione di uno stantuffo che si muove nella parte superiore del tunnel e che viene attivato da un cilindro idraulico il cui movimento è gestito da un sistema di controllo composto da valvola proporzionale, scheda di controllo elettronico e trasduttore di posizione lineare.

Un segnale variabile tra 0 e 10 V viene inviato alla scheda di controllo elettronico da un sistema remoto (computer o altro) secondo un programma ben definito e determina il movimento oscillatorio della massa fluida secondo le modalità impostate.

L'instaurazione della corrente continua avviene grazie ad un'elica installata nella tubazione sagomata posta parallelamente allo stantuffo. L'elica è azionata in

uno dei due sensi di rotazione da un motore idraulico che può essere regolato in velocità dal quadro elettrico di controllo.

Il moto combinato onde-corrente si ottiene dalla sovrapposizione di una corrente idrica di prefissata velocità ad un moto armonico regolare, oppure random, di prefissate caratteristiche spettrali ottenuto mediante l'elemento oscillante a stantuffo.

Le tre possibilità di moto sopradescritte possono essere ripetute ad angolazioni diverse da quella orizzontale fino ad una inclinazione massima del tunnel di 9°.

L'oscillazione massima che pistone può avere è pari a 1,00m e pertanto ben rappresentative di onde di mare reali. Il sistema di generazione delle oscillazioni è controllato da una centralina di tipo oleodinamico e i movimenti del pistone (ampiezza A e periodo T dell'oscillazione) vengono regolati da un sistema di controllo dotato di software di generazione e misura.

Onde valutare verosimilmente l'interazione del campo di moto composto (onde-corrente) con il fondale marino, la parte inferiore del tronco di controllo risulta ribassata rispetto alla generatrice inferiore del tubo in modo da realizzare una "scatola di fondo" corredata di una sommità fissa liscia o ricoperta di vegetazione o riempita di sedimenti di prefissate caratteristiche granulometriche.

Il tronco è realizzato ad opportuna distanza dai tratti in curva così da evitare gli effetti della curvatura sul campo di moto.

### **III.2 La tecnica PIV**

La Particle Image Velocimetry, nata negli anni settanta col nome di Laser Speckle Velocimetry (LSV), è oggi una tecnica completamente sviluppata con un vasto campo di applicazioni nella fluidodinamica e atta a realizzare misure di velocità simultanee in tutto il campo di interesse.

Il concetto alla base dell'anemometria PIV è alquanto semplice. Riprendiamo l'esempio del bambino che getta un ramoscello da un ponte ed osserva il suo movimento e immaginiamo di registrare successivamente la sua posizione in due istanti di tempo prestabiliti, ad esempio attraverso una macchina fotografica installata su un opportuno supporto. Una volta sviluppate le due immagini e riconosciuta in ciascuna di esse la posizione del ramoscello è possibile determinare il suo spostamento nell'intervallo di tempo considerato e, dunque, la sua velocità. Se il flusso fosse irregolare, si potrebbe pensare di utilizzare tanti ramoscelli, gettati in diverse posizioni, ed operare in maniera analoga a quanto descritto prima. Quello



che si ottiene è una serie di spostamenti  $\Delta s(x,y)$  nel dominio fluido inquadrato (piano  $x y$ ) che divisi per l'intervallo di tempo  $\Delta t$ , intercorso tra i due fotogrammi, restituisce la distribuzione del campo di velocità.

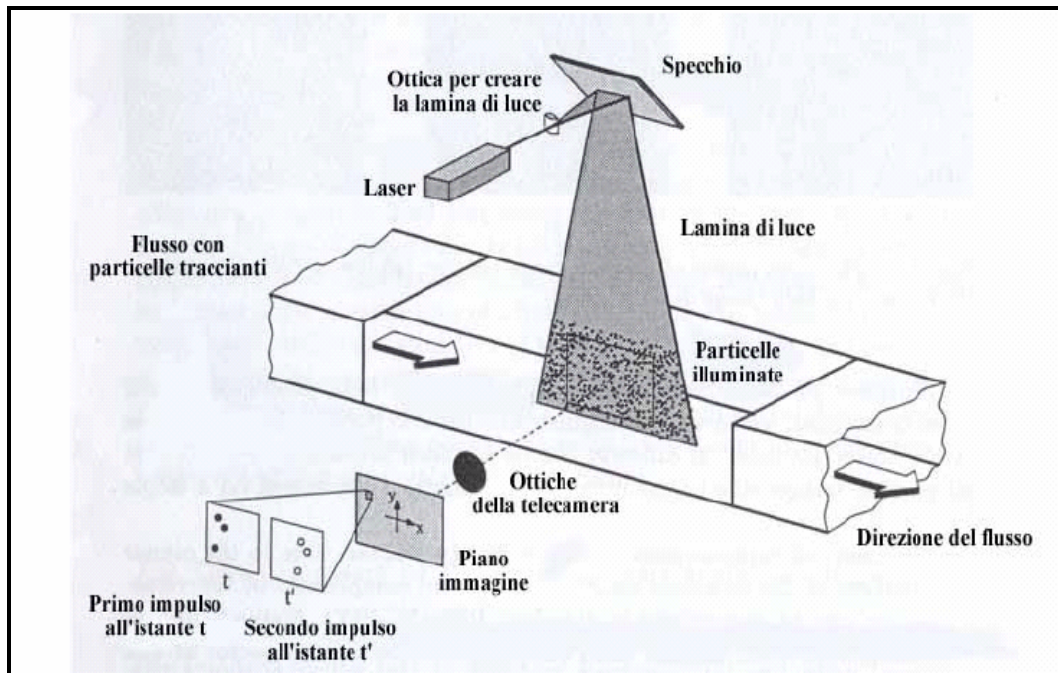
$$v(x, y) = \frac{\Delta s}{\Delta t} \quad [3.1]$$

Il principio di funzionamento della velocimetria PIV si basa proprio sulla misura della distribuzione delle velocità in una regione piana del fluido (corrispondente all'area inquadrata) illuminata da un'opportuna sorgente luminosa, a partire dalla ricostruzione dello spostamento di particelle di inseedante tra due istanti di tempo opportunamente definiti. La ricostruzione del campo di velocità si ottiene proiettando lo spostamento delle particelle traccianti lungo il piano immagine e, dunque, costituisce intrinsecamente un dato bidimensionale.

In altri termini, riferendoci all'esempio precedente, se il flusso di cui si desidera misurare la velocità presentasse delle onde e si posizionasse la macchina fotografica ad una certa distanza, perpendicolarmente alla superficie libera, non si riuscirebbe ad avere alcuna informazione in merito allo spostamento del ramoscello lungo la direzione verticale.

Per avere informazioni sulla componente di velocità fuori dal piano immagine sarà necessario ricorrere a tecniche stereoscopiche, Stereoscopic PIV, ricostruendo il campo di spostamenti nelle tre direzioni a partire dalla simultanea osservazione dell'area di misura da due diverse prospettive.

L'apparato sperimentale di un sistema PIV consiste tipicamente di diversi sottosistemi. Nella maggior parte delle applicazioni occorre aggiungere al flusso delle particelle traccianti, le quali devono essere illuminate, in un piano all'interno del flusso, almeno due volte entro un breve intervallo temporale. La luce riflessa dalle particelle deve essere registrata o su un singolo fotogramma o su una sequenza di fotogrammi. Lo spostamento delle immagini delle particelle, nel tempo intercorrente fra gli impulsi di luce, deve essere determinato attraverso una stima dalle registrazioni PIV. Per poter maneggiare la grande quantità di dati che possono essere raccolti impiegando la tecnica PIV, è richiesta una sofisticata post-elaborazione.



**Figura 3.6** – Apparato sperimentale per registrazioni PIV

La figura 3.6 illustra un tipico apparato sperimentale per registrazioni PIV in una galleria che può essere indistintamente una galleria del vento o una galleria ad acqua.

Piccole particelle traccianti vengono aggiunte al flusso. La regione di misura viene illuminata due volte da una lamina di luce, generata da un laser pulsato a doppia cavità. Un sistema di sincronizzazione governa il "timing" tra i due impulsi luminosi del laser e l'acquisizione delle immagini, tale tempo viene impostato in base alla velocità media del flusso e all'ingrandimento dell'immagine.

Si assume che le particelle traccianti, nel tempo fra le due illuminazioni, si muovano con la medesima velocità locale del flusso. La luce riflessa dalle particelle traccianti viene registrata tramite lenti di alta qualità o su un singolo negativo fotografico o su due separati fotogrammi su uno speciale sensore CCD di cross correlation.

Con tale sensore il risultato viene direttamente immagazzinato in tempo reale nella memoria di un computer.

Per effettuare una stima quantitativa del campo di velocità si segue un approccio di tipo statistico basato sull'utilizzo della funzione di cross-correlazione.

L'immagine digitale PIV viene suddivisa in piccole sottoregioni, denominate "aree di interrogazione", sufficientemente piccole in modo che risulti plausibile assumere una velocità uniforme al loro interno. Si assume infatti che tutte le particelle entro una area di interrogazione si siano spostate omogeneamente nel tempo fra le due illuminazioni e quindi un unico vettore descriva il comportamento

di tutta la regione. In altre parole, l'insieme di tracce presenti nella stessa area viene trattato come un'unica particella che si muove con una velocità pari al valor medio di velocità in essa contenute.

Noto il vettore spostamento, in base al tempo intercorrente fra le due immagini e all'ingrandimento dell'immagine rispetto all'oggetto reale, viene calcolata la proiezione del vettore velocità del flusso locale nel piano della lamina di luce (vettore velocità a due componenti).

Il processo di interrogazione viene ripetuto per tutte le aree di interrogazione della registrazione PIV. Con le moderne videocamere CCD (1000 x 1000 elementi sensori) è possibile acquisire più di 100 registrazioni PIV al minuto. Il calcolo di una registrazione PIV di un campo di velocità con 3600 vettori velocità istantanei (in dipendenza dalle dimensioni della registrazione e dall'area di interrogazione), è dell'ordine di pochi secondi con i computer standard attualmente sul mercato.

Se però è richiesta una ancora più rapida disponibilità dei dati per un monitoraggio on-line del flusso sono disponibili processori hardware che realizzano tali calcoli in una frazione di secondo.

### ***III.2.1 Apparato sperimentale***

Un'apparato sperimentale PIV consta sostanzialmente di un:

- Sistema di illuminazione;
- Sistema di generazione del fascio laser;
- Sistema di acquisizione;
- Sistema di analisi dei dati;

Passiamo ora ad esaminare nel dettaglio le stesse cose da poter meglio comprendere il loro ruolo nell'ambito delle misurazioni PIV e valutare i parametri che ne ottimizzano l'impiego.

#### **▪ Sistema di illuminazione**

Nelle applicazioni PIV la fonte di luce più comunemente utilizzata è il laser poiché consente di ottenere una lamina di luce sottile e collimata, seppur con un'energia adeguata ad illuminare i traccianti, di breve durata e ripetibile a distanza di intervalli piccoli.

La lamina laser è ottenuta facendo passare un comune raggio laser attraverso una lente cilindrica o attraverso una serie di lenti e specchi

opportunamente posizionati. I laser possono essere utilizzati in modalità continua (laser ad onda continua) o pulsata (laser ad impulsi) a seconda della tecnica adoperata. Per la prima sono adoperati solitamente Argon-Ioni laser, mentre per la seconda Nd-Yag.

Una differenza fondamentale tra un laser ad impulsi ed uno ad onda continua consiste nell'averne, per quest'ultimo, una distribuzione dell'energia secondo una Gaussiana, mentre, per laser ad impulsi non è possibile prevedere con esattezza la distribuzione dell'energia. Pertanto, due laser identici possono non avere una identica distribuzione di energia così come, per lo stesso laser, possono aversi differenti distribuzioni energetiche per due impulsi consecutivi.

E' questo un inconveniente proprio del laser ad impulsi per il quale è auspicabile un miglioramento futuro grazie all'evoluzione della tecnologia laser.

L'intensità della luce laser deve essere tale da generare un'adeguata riflessione di luce nella direzione dell'obiettivo ma non eccessiva da bruciare le immagini; la frequenza di pulsazione del laser deve essere sufficientemente elevata da poter caratterizzare correttamente il fenomeno in esame ma non eccessivamente da avere immagini successive molto simili tra loro o superare i limiti tecnologici delle apparecchiature.

Generalmente il laser è utilizzato in modalità pulsata, ma in flussi con velocità inferiori a circa 2 m/s è possibile utilizzare una fonte di luce continua, così da effettuare aperture e chiusure del diaframma mediante un otturatore meccanico.

La durata dell'impulso laser che illumina le particelle deve essere abbastanza breve da congelare il movimento delle stesse durante l'esposizione ed evitare che esse lascino scie.

Lo sfasamento temporale fra gli impulsi di luce deve essere lungo abbastanza da riuscire a determinare lo spostamento tra le immagini delle particelle traccianti con sufficiente risoluzione e allo stesso tempo abbastanza breve da evitare che particelle con una componente di velocità fuori dal piano abbandonino la lamina di luce fra le successive illuminazioni.

Tenendo conto di quanto detto, qualora sia necessario avere un sistema di illuminazione di elevata intensità concentrata in brevi intervalli di tempo, così come accade nella maggior parte delle applicazioni della tecnica PIV, si ricorre al sistema laser ad impulsi. Infatti, non è realistico pensare di ottenere ciò mediante l'utilizzo di un laser ad onda continua, in quanto mantenere tanto elevata l'intensità luminosa e poi perderne la maggior parte è oltre che antieconomico anche tecnicamente difficile.

## ▪ Sistema di generazione del fascio laser

Il termine LASER è acronimo di Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation, ossia luce amplificata mediante emissione stimolata di radiazione, spiega già di per sé il principio su cui è basato questo tipo di sorgente luminosa e la differenza rispetto alle lampade convenzionali.

La luce emessa dalle comuni lampade è basata sul fenomeno dell'emissione spontanea. Per esempio nelle lampade al sodio la luce è dovuta all'emissione di atomi di sodio contenuti sotto forma di vapore in un tubo di vetro trasparente. L'emissione avviene in seguito all'eccitazione degli atomi di sodio da parte di una scarica elettrica ed è detta spontanea perché ogni atomo emette indipendentemente dagli altri e in tutte le direzioni dello spazio.

Il laser si basa invece sul fenomeno dell'emissione stimolata, in cui un atomo (o molecola) eccitato viene "stimolato" ad emettere luce quando viene investito dalla radiazione luminosa emessa da un altro atomo. Il fotone trova all'estremità uno specchio che lo rimanda indietro nel tubo stesso, dove, ripassando, incontra numerosissimi altri atomi eccitati nello stesso modo dell'atomo di partenza: questi vengono forzati a diseccitarsi dal passaggio del fotone, producendo altri fotoni "cloni" del primo. Questi fotoni "cloni" trovano all'altra estremità un secondo specchio, tornano indietro e ripetono il processo fino al formarsi di un pacchetto intensissimo di fotoni in viaggio alternato nel tubo.

A differenza di quanto avviene nell'emissione spontanea, l'onda dell'atomo stimolato si somma in fase con quella dell'atomo stimolante e viene emessa nella stessa direzione. In condizioni opportune si può quindi ottenere una emissione a catena e quindi una netta amplificazione dell'onda originaria. Perché si verifichi questo fenomeno è però necessaria un'inversione di popolazione, cioè bisogna far sì che il numero di atomi nello stato eccitato sia sempre superiore a quello degli atomi non eccitati. Si tratta di una situazione che non si verifica spontaneamente e per ottenerla si fornisce energia tramite una scarica elettrica o un altro laser (sistema di pompaggio).

In tal senso, un elemento di fondamentale importanza per il funzionamento del laser è rappresentato dalle caratteristiche dei materiali utilizzati e dalla loro capacità a trattenere o meno gli elettroni presenti negli orbitali più esterni.

Dunque, riassumendo, in un laser l'emissione di radiazione avviene in prevalenza lungo la direzione del tubo che confina la scarica e ponendo due specchi, di cui uno parzialmente trasparente (PF), è possibile intrappolare la luce emessa, amplificarla ed estrarne quindi una parte (solo l'1% dei fotoni incidenti).

Si realizza così un laser che emette alla lunghezza d'onda del sistema considerato (mezzo attivo) e che, data la piccolezza del foro di uscita, emette un raggio luminoso dal diametro di pochi decimi di millimetro.

Dal modo in cui la radiazione laser viene generata dipendono le sue particolari caratteristiche, cioè la direzionalità, la brillantezza, la monocromaticità e la coerenza. Direzionalità sta ad indicare che il raggio non si allarga apprezzabilmente anche dopo aver percorso lunghe distanze. Ad esempio è possibile inviare un fascio laser sulla luna e rivelarne il riflesso di ritorno. La brillantezza elevata indica che l'intensità luminosa del fascio è molto forte e questa caratteristica è collegata alla direzionalità. L'energia non si disperde in tutte le direzioni, come in una sorgente convenzionale, ma rimane concentrata in una direzione. Per fare un esempio, in una calda giornata estiva, a mezzogiorno, su un nostro dito cade una quantità di radiazione corrispondente alla potenza di 0,1 W, mentre con un laser noi possiamo concentrare sullo stesso dito una potenza di oltre 1010 W. Monocromaticità significa che la radiazione emessa è di una sola lunghezza d'onda, coerenza che le onde elettromagnetiche della radiazione sono in fase.

Esistono numerosi tipi di laser a seconda del materiale attivo utilizzato, e la loro emissione copre buona parte dello spettro elettromagnetico.

Il laser utilizzato nella sperimentazione è un Laser Nd:Yag. Questo tipo di laser è ideale per concentrare l'energia luminosa in brevi pulsazioni e permettere così un ottimale utilizzo dell'energia disponibile. E' generalmente usato per le correnti d'aria ed in generale per le correnti ad alta velocità oppure per le correnti d'acqua.

Il laser Nd:Yag è un laser a solido il cui mezzo attivo è un cristallo di Ittrio Alluminio Granato (Y2Al5O12) drogato con Neodimio che emette luce alla lunghezza d'onda di 1064 nm con potenza di picco di 750 W, frequenza di emissione regolabile fra 10 e 40 Hz, energia per impulso regolabile tra 30 e 150 mJ e potenza media regolabile fra 0,3 e 6 Watt.

Il metodo più adatto per produrre un fascio luminoso consiste nel combinare due raggi provenienti da laser a doppia cavità in un unico fascio mediante utilizzo di componenti ottici.

Il flash ed il cristallo YAG sono disposti alle due origini di una cavità ellittica riflettente per massimizzare il trasferimento di energia dalla flash lamp al cristallo; il flash eccita la cavità per un breve intervallo di tempo ed il calore generato è dissipato mediante acqua fredda prima del successivo impulso del flash.

Tale sistema evita che la cavità si danneggi per effetto del calore accumulato nella cavità stessa.

Gli attuali laser standard hanno una flash lamp che eccita la cavità per circa  $250 \mu\text{s}$  e frequenza dell'impulso di 10 Hertz (figura 3.7).

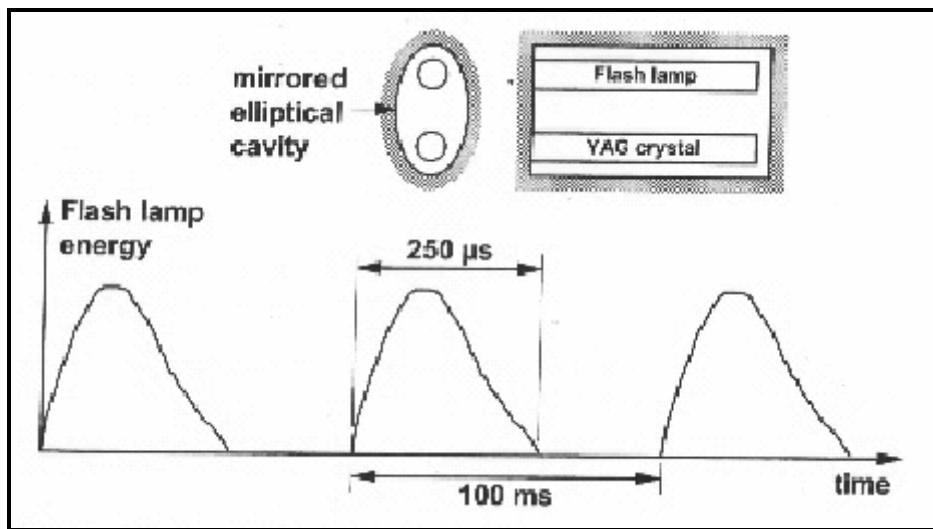
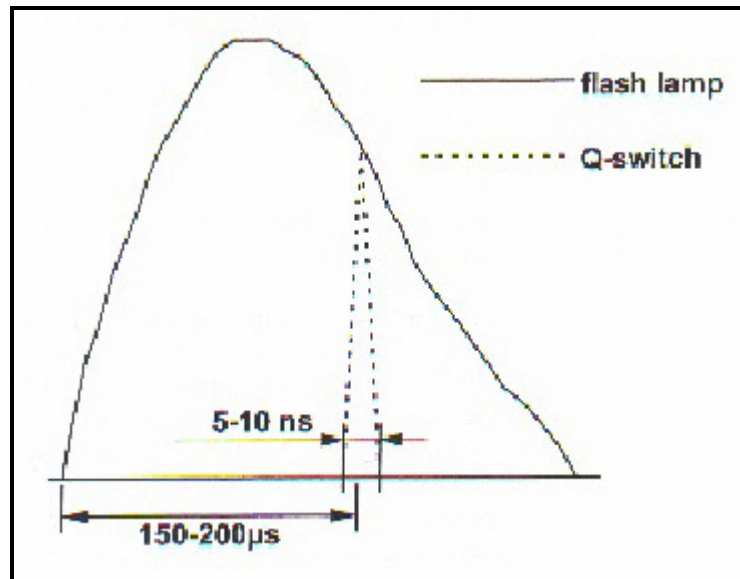


Figura 3.7 - Nd:YAG laser

I laser utilizzati in genere nella tecnica PIV sono del tipo Q-switched, essi cioè non emettono energia per l'intera durata dell'impulso energetico, in quanto la cavità resta chiusa per la maggior parte del tempo e viene aperta solo per un breve periodo.

Il meccanismo che velocemente apre e chiude la cavità è chiamato appunto Q-switched e consente di accumulare energia in corrispondenza del cristallo YAG che viene poi rilasciata per ciascun impulso in quantità maggiore. Gli standard attuali dei laser permettono di arrivare ad un quantitativo di energia da 10 fino a 400 mJ per impulso, con una durata dell'impulso Q-switched di soli  $5 \div 10 \text{ ns}$  (figura 3.8); quest'ultimo è in genere lanciato con circa  $150 \div 200 \mu\text{s}$  di ritardo rispetto all'inizio dell'impulso luminoso vero e proprio a causa di una naturale dissipazione di energia nella cavità a spese dell'energia generata dall'impulso luminoso.

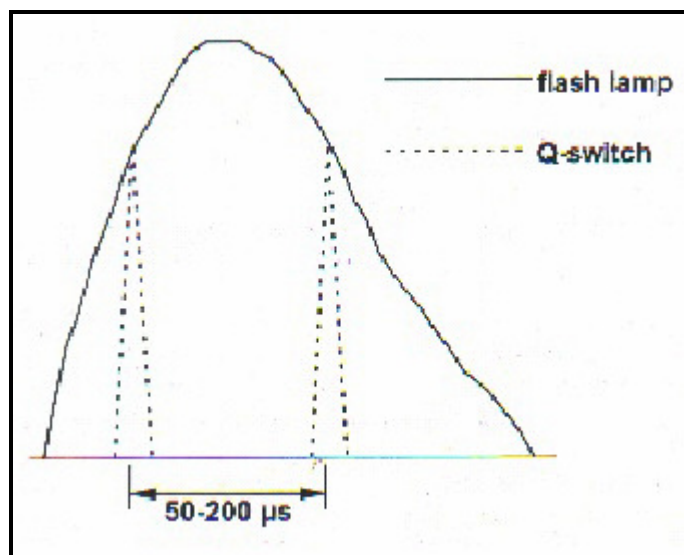


**Figura 3.8** – Rappresentazione del sistema Q-switch

Il vantaggio di tale sistema consiste nel fatto che, poiché la durata dell'impulso è particolarmente breve, le particelle insemi nanti non hanno il tempo necessario per spostarsi in maniera significativa durante l'illuminazione, oltre alla caratteristica, di cui più volte si è detto, di fornire un impulso luminoso di elevata energia.

Come già evidenziato i laser attuali generano impulsi che si ripetono con frequenze di 10 Hz e ciò vuol dire che il tempo tra due impulsi successivi è di 100 ms, in genere troppo elevato per le applicazioni PIV. Per ottenere impulsi che si susseguono ad intervalli temporali più brevi si usa una tecnica detta double Q-switched, per la quale la singola cavità emette due volte luce laser in ogni impulso o, in altri termini, la cavità viene aperta due volte durante l'emissione del flash (figura 3.9).





**Figura 3.9** – Rappresentazione del sistema double Q-Switch

Nonostante tutto, questo sistema non risolve il problema perché entrambi gli impulsi Q-switch devono essere dati nell'intervallo di durata del singolo impulso luminoso, che è dell'ordine di 250  $\mu\text{s}$ .

Affinché il primo impulso contenga tutta l'energia luminosa necessaria, c'è bisogno che il cristallo YAG abbia il tempo per riceverla dall'impulso energetico.

Il massimo tempo necessario a ciò è pari a 200  $\mu\text{s}$ . Ovviamente una volta lanciato il primo impulso c'è bisogno di accumulare energia prima di lanciare il secondo ed il tempo minimo per tale operazione è di 50  $\mu\text{s}$ .

Quindi, l'intervallo temporale tra due impulsi successivi varia tra 50 e 200  $\mu\text{s}$  ed è quindi solo una piccola frazione della durata dell'impulso energetico. Questo fatto limita notevolmente l'intervallo di velocità per il quale la tecnica può essere utilizzata.

Inoltre, poiché il contenuto energetico complessivo non cambia, nel caso del sistema double Q-switch ciascun flash ha la metà dell'energia rispetto al flash generato con il sistema Q-switch.

Se si desidera un intervallo di tempo maggiore tra i due impulsi è necessario anticipare il primo impulso, il che ne limita il contenuto energetico; viceversa se si desidera ottenere un intervallo temporale più breve, è opportuno lanciare il secondo impulso subito dopo il primo e di conseguenza il contenuto energetico del secondo impulso risulta piuttosto limitato. Si riportano nella seguente tabella 3.1, al variare dell'intervallo temporale scelto, i valori dell'energia per ciascun impulso di un laser Nd:YAG con sistema double Q-switch corrispondente, con un sistema Q-switch, ad un impulso con contenuto energetico pari a 100 mJ.

<b>Intervallo di tempo [μs]</b>	<b>Energia per impulso [mJ]</b>
<40	Pressochè nulla
50	40
70	50
100	60
200	55

**Tabella 3.1** – Quantità di energia per impulso in un sistema Double Q-switch

Come già accennato, ciascun impulso del sistema double Q-switch ha un contenuto energetico pari a circa la metà del singolo impulso del sistema Q-switch, anche se, come si nota dai valori riportati in tabella, per intervalli di tempo tra due impulsi pari a circa la metà della durata totale dei due impulsi, il contenuto energetico complessivo eccede i 100 mJ del singolo impulso, dato che c'è una minore perdita di energia per dissipazione quando la cavità è aperta due volte all'interno del singolo impulso energetico.

Il metodo migliore per ottenere una buona elasticità nella scelta dell'intervallo tra gli impulsi del laser e mantenere la giusta energia in ciascuno di essi, indipendentemente dal tempo tra gli impulsi, è utilizzare un laser a doppia cavità, il quale, tra l'altro, risulta anche più adatto per le applicazioni PIV. Infatti, i laser Nd:YAG non sono in linea generale utilizzabili per le applicazioni PIV in quanto emettono radiazioni ad una lunghezza d'onda, corrispondente alla banda dell'infrarosso, mentre la maggior parte delle telecamere è sensibile a lunghezze d'onda corrispondenti allo spettro verde-blu. Pertanto, viene utilizzato il sistema double Q-switch attraverso il quale la lunghezza d'onda della radiazione emessa è dimezzata a 532 nm per mezzo di un cosiddetto generatore armonico.

Tale generatore non è però sufficiente ed è dunque necessario eliminare la residua radiazione all'infrarosso per far sì che il fascio pulsante lasci il laser.

Entra in gioco, a tal fine, l'utilizzo di un componente ottico detto separatore armonico,

Nell'utilizzare un laser del tipo Nd:YAG, in un sistema PIV, bisogna tener conto che questo deve operare alla frequenza di progetto. Infatti, la luce laser in uscita dipende molto dalla temperatura della cavità che cresce all'aumentare della

frequenza dell'impulso fino a raggiungere l'equilibrio termico, dunque il laser necessita di un tempo di riscaldamento prima di poter essere utilizzato.

Con un laser caratterizzato da una frequenza di 10 Hz, il tempo tra due impulsi consecutivi è di 100 ms, per cui il tempo tra le registrazioni deve essere proprio pari a 100 ms.

#### ▪ **Il sistema di acquisizione dei dati**

La buona funzionalità del processo di acquisizione delle registrazioni PIV è legata a vari fattori, quali il sistema di illuminazione, il tipo di particelle utilizzate come iniettante e le caratteristiche del sistema stesso di registrazioni delle immagini.

I parametri da impostare in fase di registrazione sono diversi, tra cui la scelta delle ottiche, il tempo di esposizione, il tipo di pellicola da utilizzare, i metodi di sviluppo delle foto, il post-processing delle stesse. Con la fotografia, generalmente, è possibile ottenere immagini ad alta risoluzione pur presentando, tuttavia, numerosi limiti riguardanti il numero di immagini registrabili, i lunghi tempi richiesti per la fase di sviluppo, e la possibilità di effettuare analisi per cross-correlazione limitatamente a flussi molto lenti, a causa della limitata velocità di avanzamento della pellicola.

L'altra tecnica di registrazione delle immagini è quella video, ma essa non permette di ottenere immagini di elevata risoluzione come quelle ottenute con la fotografia.

Negli ultimi dieci anni l'impiego di videocamere digitali "a scansione progressiva" ha costituito una valida alternativa ai supporti fotografici.

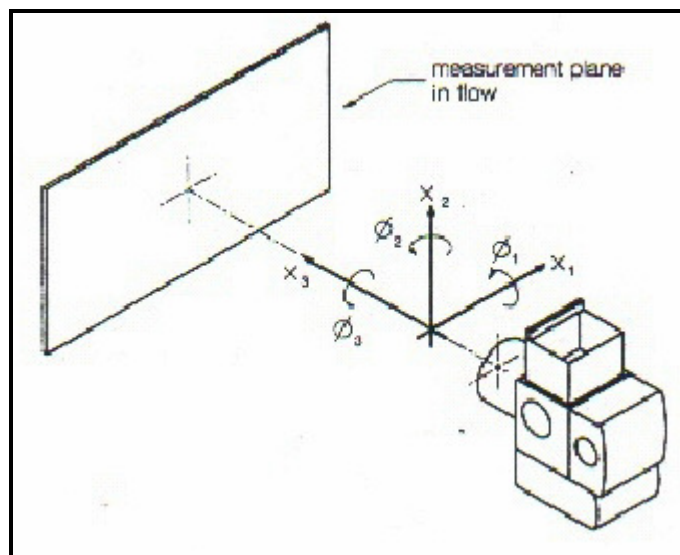
L'utilizzo di videocamere digitali ha introdotto numerosi vantaggi tra i quali la possibilità di mettere a fuoco in maniera ottimale ed in tempo reale le immagini, disporre immediatamente di esse, di acquisire con frequenze che possono arrivare anche a valori di decine di migliaia di Hz (sensori CMOS).

Nel nostro apparato sperimentale è in uso una camera Kodak Megaplug ES1.0. Essa è disposta ortogonalmente al piano illuminato, nel quale si vuole effettuare la misura. La relazione geometrica che lega il piano di misura della corrente ed il piano immagine è retta da sei coordinate, tre spaziali e tre angolari. La posizione della camera nel piano ( $x_1, x_2$ ) è determinata dalle caratteristiche della zona di misura. Per semplificare si può far coincidere il centro della camera con quello della zona di misura. La coordinata  $x_3$  dipende invece dalla distanza della camera dal piano di misura. Infine, la posizione della camera dipende da altri tre gradi di libertà:

- il beccheggio  $\phi_1$ ;
- lo sbandamento  $\phi_2$ ;
- il rollio  $\phi_3$ ;

Beccheggio e sbandamento vanno fissati in modo tale che l'immagine della camera risulti parallela al piano di misura consentendo una buona messa a fuoco su tutto il piano dell'immagine ed evitando una distorsione sistematica di quest'ultimo.

Per quanto riguarda il terzo grado di libertà, il rollio, questo va specificato nel momento in cui si voglia impostare una rotazione relativa tra l'area di misura ed il piano dell'immagine.



**Figura 3.10** – Schema del sistema di misura

Il principio di funzionamento della camera è basato sulla riflessione, da parte delle particelle, della luce generata dal laser. L'onda riflessa viene poi percepita dai sensori della camera che imprimono l'immagine che appare come un segnale luminoso su un fondo scuro.

Il laser invia due distinti segnali luminosi in un intervallo variabile tra 50 e 200  $\mu$ s. Con l'invio del primo segnale luminoso viene registrata la posizione iniziale delle particelle, subito dopo il primo impulso, il frame della camera avanza in maniera tale da poter poi registrare la posizione finale delle particelle, corrispondente alla seconda pulsazione del laser, su un frame distinto dal precedente. È intuibile, dunque, che per consentire la registrazione di due successive immagini in un breve intervallo di tempo, la camera deve essere sincronizzata con il laser.

La velocità dell'otturatore viene scelta in funzione dell'intervallo di illuminazione adatto ed è fissata in maniera tale da garantire un numero adeguato

di esposizioni, in genere variabile da quattro a sei, ma dipendenti sempre dalle caratteristiche del moto da esaminare.

Attualmente la normale pellicola è sostituita dalle cosiddette CCD-camera (Charge Couplet Device, dispositivo a scorrimento di carica) poiché queste forniscono un segnale digitale istantaneo della posizione delle particelle.

Una camera CCD, come la nostra, comprende una serie di sensori, detti pixel, ciascuno dei quali si comporta come un condensatore MOS (Metal-Oxide-Semiconductor), la cui funzione è accumulare elettroni derivanti dalla conversione dei fotoni incidenti, così come succede in un fotodiode. Gli accumulatori sono isolati gli uni dagli altri da una buca di potenziale generata dal drogaggio del chip di silicene e dall'applicazione di un voltaggio ad una griglia di elettrodi metallici trasparenti collocati sulla superficie del sensore. La luce incidente su ciascun pixel viene così convertita in una carica elettrica.

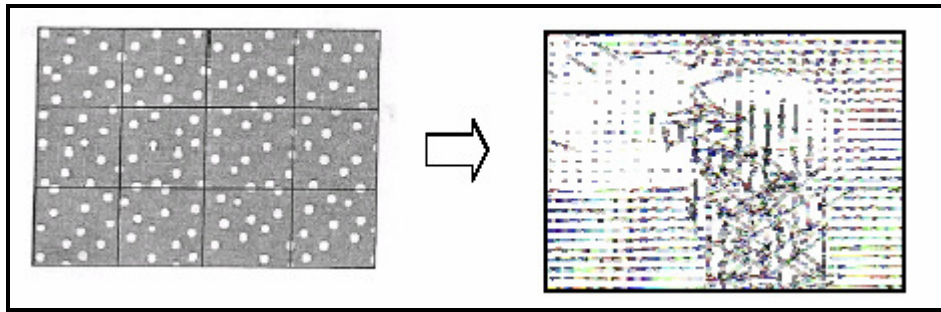
L'ottimizzazione del processo di acquisizione, come abbiamo già detto, avviene fissando alcuni parametri importanti, quali velocità dell'otturatore e messa a fuoco.

#### ▪ **Il sistema di analisi dei dati**

Dopo aver acquisito le immagini è necessario effettuare un post-processing delle stesse. Semplicemente si può dire che per ciascun "puntino" bisogna risalire al suo gemello, in altre parole individuare il pallino dovuto allo stesso tracciante ma riguardante ad un istante successivo o precedente. Di qui si deve risalire all'entità dello spostamento effettuato, il suo verso e, di conseguenza, la velocità.

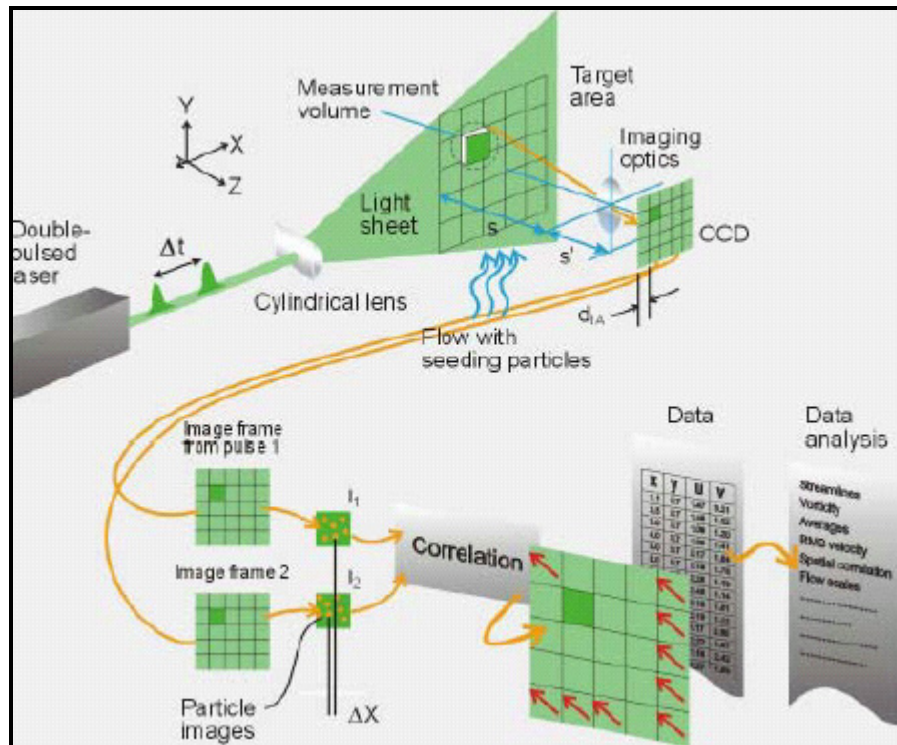
Il processo può essere riassunto nel seguente modo:

- il nucleo dell'analisi col software consiste nella cross-correlation. Le immagini sono suddivise in tante aree più piccole ( $32^2$  pixel) dette Interrogation Windows (IW). Ciascuna IW appartenente all'immagine relativa al primo istante,  $t_0$ , viene cross-correlata con la corrispondente IW dell'immagine acquisita con il secondo impulso luminoso all'istante  $t_0 + \Delta T$ . La correlazione tra le due finestre calcola lo spostamento medio delle particelle all'interno della finestra in questione. Affinché l'analisi abbia buon esito c'è bisogno che all'interno dell'area di interrogazione vi siano da 10 a 25 particelle;



**Figura 3.11** – Interrogation areas e mappa vettoriale delle velocità

- la matrice dei vettori spostamento viene quindi filtrata in modo da eliminare i vettori "spuri", cioè qui vettori che hanno un andamento notevolmente diverso da quello medio. Il livello di filtraggio viene scelto dall'operatore facendo riferimento all'esperienza;
- i "vuoti" che si vengono a creare nella matrice degli spostamenti dopo il filtraggio, vengono riempiti con dei vettori ricavati facendo una media sugli otto vettori circostanti, ottenendo così una matrice degli spostamenti medi quanto più simile a quello che è l'effettivo campo di moto delle particelle;
- attraverso il fattore di conversione pixel-metro ed il tempo di ritardo, viene fatto corrispondere ad ogni vettore spostamento un vettore velocità, e si ottiene così l'intero campo vettoriale delle velocità medie;
- affinché si possa eseguire il confronto con le misure ottenute con le altre strumentazioni è necessario unificare il sistema di riferimento.



**Figura 3.12** – Schema di massima della PIV

I risultati ottenuti con l'applicazione della tecnica PIV, così come tutti quelli derivanti da qualsiasi attività sperimentale, sono suscettibili sia di errori casuali che sistemati, riscontrabili sia nella fase di acquisizione che in quella di analisi.

Per quanto concerne la fase di acquisizione, lo sviluppo tecnologico degli strumenti utilizzati ha fatto sì che l'incidenza degli errori sistemati sulle misure si sia ridotta a tal punto da potersi considerare trascurabile.

L'incidenza degli errori casuali, invece, dipende solo dall'abilità dell'operatore. Ovviamente anche un operatore più scrupoloso che utilizza le tecnologie più avanzate non può fare in modo di ridurre completamente gli errori nelle misure.

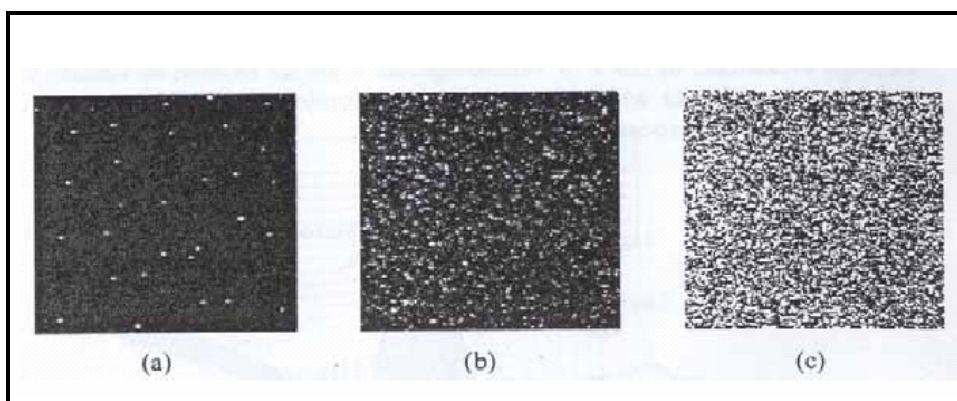
### **III.2.2 Particelle insemi nanti**

Una misura PIV non avviene in maniera diretta ma attraverso l'analisi degli spostamenti di particelle di insemi nante disperse nel flusso. Non è infatti la misura della velocità del flusso ad essere determinata direttamente, ma la velocità delle particelle presenti in esso. Pertanto, la determinazione di misure di velocità e la precisione di esse non può prescindere dalla presenza di particelle traccianti.

Esistono opportuni criteri che permettono di determinare la tipologia e la densità dei traccianti adeguandole al problema in esame.

Il processo di insemminazione è un passo importante ed anche una fase critica in cui bisogna tener conto sia delle caratteristiche fluido-meccaniche delle particelle, in relazione al fluido in cui sono disperse, sia della loro concentrazione.

In fase di insemminazione è necessario garantire una distribuzione omogenea delle particelle, la cui concentrazione va regolata in funzione della dimensione minima delle strutture del flusso che si vogliono risolvere. La concentrazione deve essere adeguata in modo da avere un numero elevato di puntini impressi nelle immagini ma non eccessivo da non permettere di distinguere ciascuna coppia di punti dalle altre o da rovinare la qualità della lama laser. Tipicamente si utilizzano concentrazioni dell'ordine di  $10^{10}$  -  $10^{11}$  particelle per  $m^3$ .



**Figura 3.13** – Esempi di tre differenti tipi di densità dell'immagine

Per quanto concerne le dimensioni delle particelle insemminanti queste devono essere piccole a sufficienza, così da non interferire con il moto della corrente ed essere in grado di seguire le fluttuazioni del flusso, rendendo di fatto trascurabile lo scostamento di velocità con il fluido circostante (velocity lag).

Allo stesso tempo le dimensioni devono essere grandi tanto da riflettere abbastanza luce e consentire il processo di acquisizione delle immagini. Dunque, la necessità di utilizzare particelle più grandi per la loro migliore efficienza nel riflettere la luce è in contrasto con la necessità di avere particelle più piccole possibile per seguire fedelmente il flusso.

Nella maggior parte delle applicazioni deve essere trovato un compromesso. Nei flussi liquidi si accettano di solito particelle più grandi che riflettano più luce: in questo modo si possono impiegare sorgenti di luce di potenza considerevolmente più ridotta.

Secondo le indicazioni di Durst, Melling & Whitelaw (1981) le particelle traccianti usate per studiare il campo di moto di un fluido continuo tramite tecnica PIV dovranno essere:

- capaci di seguire fedelmente il flusso;



- capaci di riflettere bene la luce;
- economiche;
- non tossiche, non corrosive, non abrasive;
- né volatili né lente ad evaporare;
- chimicamente inerti;
- pulite.

Generalmente il moto delle particelle sospese in un fluido è influenzato da ben cinque parametri quali:

- forma delle particelle;
- dimensione delle particelle;
- densità relativa tra particelle e fluido;
- concentrazione delle particelle nel fluido;
- forze di massa.

La forma delle particelle influisce sulle forze di trascinamento esercitate sulla particella dal fluido, mentre la dimensione e la densità della stessa, rispetto a quella del fluido circostante, influenza la risposta delle une ai cambiamenti di velocità dell'altro.

La concentrazione dell'inseminante interferisce con il moto della singola particella a causa dell'interazione tra particelle diverse. Nella pratica la concentrazione usata è generalmente molto bassa al punto di garantire che esse distino fra loro, in media, diverse volte il loro diametro e trascurare così la loro interazione.

Anche le forze di massa, come la gravità, possono essere generalmente trascurate, tranne in flussi molto lenti laddove la spinta di galleggiamento delle particelle può diventare un problema.

Poiché l'analisi del moto di particelle di forma qualunque è piuttosto complesso si studiano praticamente particelle di forma sferica all'interno di un fluido indefinito. I risultati di tali studi vengono poi applicati qualitativamente anche a particelle di forma più irregolare. Questa assunzione è accettabile per particelle liquide e solide monodisperse ma è insoddisfacente per particelle solide sotto forma di agglomerati.

Studi condotti già a partire dal 1888 (Basset) su particelle di forma sferica in un fluido indefinito in quiete ed in moto (Hinze, 1959), hanno evidenziato come l'equazione del moto dipenda da alcuni fattori fondamentali quali le forze di accelerazione, gli sforzi viscosi di Stokes, le forze di resistenza associate ad un

moto irregolare, oltre che al gradiente di pressione sul fluido ed alla resistenza del fluido sull'accelerazione della sfera:

$$\frac{\pi}{6} d_p^3 \rho_p \frac{d\hat{U}_p}{dt} = -3\pi\mu d_p \hat{V} + \frac{\pi}{6} d_p^3 \rho_f \frac{d\hat{U}_f}{dt} - \frac{\pi}{12} d_p^3 \rho_f \frac{d\hat{V}}{dt} - \frac{3}{2} d_p^2 \sqrt{\pi\mu\rho_f} \int_{t_0}^t \frac{d\hat{V}}{d\xi} \frac{d\xi}{\sqrt{t-\xi}}$$

Nella suscritta relazione si ha :

- $\hat{V} = U_p - U_f$  velocità istantanea della particella rispetto al fluido, i pedici  $p$  ed  $f$  si riferiscono, rispettivamente, alle particelle ed al fluido;
- $\frac{\pi}{6} d_p^3 \rho_p \frac{d\hat{U}_p}{dt}$  forza necessaria ad accelerare le particelle;
- $-3\pi\mu d_p \hat{V}$  sforzi viscosi dati dalla legge di Stokes;
- $\frac{\pi}{6} d_p^3 \rho_f \frac{d\hat{U}_f}{dt}$  gradiente di pressione in corrispondenza della particella dovuto all'accelerazione del fluido;
- $-\frac{\pi}{12} d_p^3 \rho_f \frac{d\hat{V}}{dt}$  resistenza di un fluido non viscoso all'accelerazione della sfera.
- $-\frac{3}{2} d_p^2 \sqrt{\pi\mu\rho_f} \int_{t_0}^t \frac{d\hat{V}}{d\xi} \frac{d\xi}{\sqrt{t-\xi}}$  integrale di Basset che rappresenta la resistenza dovuta al moto non stazionario.

Quando i termini rappresentativi della forza di accelerazione, del gradiente di pressione e della resistenza del fluido all'accelerazione della sfera vengono combinati, la forza di accelerazione è equivalente a quella di una sfera la cui massa viene incrementata di un valore virtuale corrispondente alla metà della massa di fluido spostato.

L'equazione così descritta è valida sotto le seguenti ipotesi:

- turbolenza omogenea ed invariante nel tempo;
- particelle più piccole della microscala della turbolenza;
- validità delle ipotesi che regolano le leggi di Stokes (sfericità delle particelle);

- particelle immerse sempre nello stesso tipo di fluido;
- assenza dell'interazione tra le particelle.

Sono inoltre da trascurare le altre forze esterne, come la gravità, le forze elettrostatiche e quella centrifuga.

Il diametro delle particelle traccianti utilizzate nelle sperimentazioni PIV varia tra 0.1-50  $\mu\text{m}$  a seconda della natura del flusso. Questo range è comparabile con la lunghezza d'onda della luce utilizzata che per un laser Nd:YAG a doppia frequenza è di 532 nm. Con particelle di dimensioni confrontabili con la lunghezza d'onda della luce laser è possibile applicare la teoria di Lorenz-Mie sulla dispersione della luce. Questa teoria considera particelle sferiche descrivendo però solo la dipendenza della quantità della luce riflessa dalla dimensione di queste e trascurando invece la loro forma ed orientamento che giocano invece un ruolo importante nel processo di riflessione.

In linea generale, particelle di dimensioni maggiori sono in grado di riflettere una maggiore quantità di luce e ne influenzano anche la distribuzione spaziale. Particelle più grandi hanno un rapporto fra luce emessa e luce riflessa che può anche essere dell'ordine di  $10^2$ - $10^3$  mentre per particelle più piccole la luce viene riflessa in maniera più uniforme.

Nelle tecnica PIV quello che è realmente importante è l'intensità luminosa riflessa lateralmente e questa è piuttosto bassa anche per particelle di dimensioni maggiori. Per quest'ultime la riflessione superficiale diretta è generalmente superiore a quella diffusa e l'intensità è grossomodo proporzionale al quadrato del diametro della particella. Per particelle più piccole, infine, gioca un ruolo importante il fenomeno della diffrazione della luce incidente.

In conclusione, dunque, la scelta delle particelle traccianti dipende da differenti parametri, principalmente dal tipo di flusso da esaminare e dal sistema di illuminazione disponibile. In linea generale, le particelle insemi nanti vanno scelte di dimensioni grandi in modo da avere il massimo della luce diffusa, ma, allo stesso tempo, di dimensioni non troppo eccessive in modo tale che riescano a seguire in modo ottimale il flusso. La grandezza massima delle particelle diminuisce con l'aumentare della velocità del flusso, della turbolenza e dei gradienti di velocità. Infine è necessario che l'insemi nante sia distribuito in maniera uniforme nell'area di misura.

Ovviamente, a seconda del tipo di fluido, aria o acqua, risultano essere diverse le caratteristiche dell'insemi nante.

Riportiamo nelle tabelle seguenti i materiali usati come traccianti :

<b>Materiale</b>	<b>Diametro delle particelle [<math>\mu\text{m}</math>]</b>	<b>Commenti</b>
Polvere di alluminio	< 10	Preserva dalla polarizzazione dovuta alla diffusione.
Bolle	5-500	Utilizzabili solo con un mezzo bifase.
Bolle di vetro	10-150	Economiche.
Lattice	0.5-90	Particelle di piccole dimensioni ma molto costoso.
Latte	0.3-3	Economico ed efficiente.
Polline di pino	30-50	Dopo un po' di tempo in acqua rigonfiano.

**Tabella 3.2** – Materiali tipicamente utilizzati nelle correnti d'acqua

## **Capitolo quarto**

### *Descrizione dell'indagine sperimentale ed analisi dei risultati*

L'indagine sperimentale ha riguardato lo studio delle caratteristiche idrodinamiche dello strato limite indotto da un moto oscillante in prossimità di un fondo piano sia in assenza che in presenza di macroscabrezze aggiuntive dovute a vegetazione. Quest'ultima è stata simulata mediante l'inserimento sul fondo piano di bacchette rigide con differente distribuzione geometrica.

L'analisi dei risultati si riferisce in particolare al confronto tra i profili di velocità misurati nei due differenti casi (presenza ed assenza di vegetazione) al variare del parametro  $Re^\delta$  alla determinazione dell'eddy viscosity  $\varepsilon$  al variare della fase  $\omega t$  del moto oscillante ed infine alla stima degli sforzi tangenziali  $\tau_0$  al fondo.

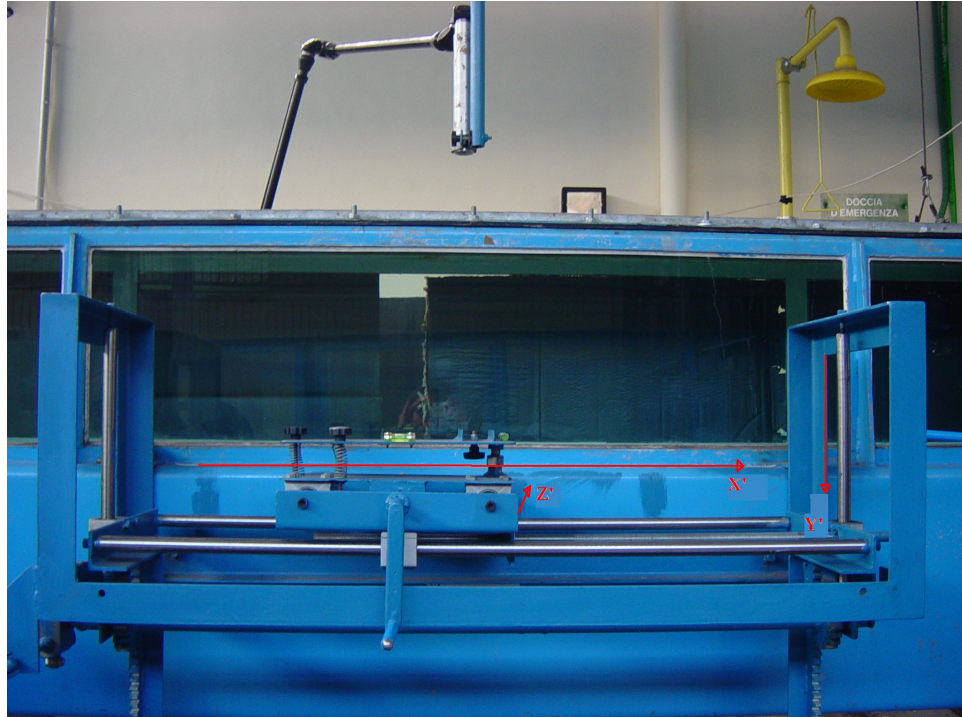
#### **IV.1 Descrizione dell'indagine sperimentale**

##### **IV.1.1 Messa a punto del sistema meccanico**

Prima di utilizzare l'installazione sperimentale è stato necessario verificare la messa a punto del sistema meccanico ed effettuare la calibrazione del sistema di misura, fase, quest'ultima, che ha fatto parte integrante del presente lavoro di tesi.

Per quanto riguarda il primo problema, risolto prima dell'attività sperimentale, ossia la messa a punto del sistema meccanico, è stato necessario prima di tutto risolvere due problemi di ordine pratico.

In primo luogo, è stato necessario realizzare un sistema di alloggiamento dell'apparecchiatura PIV, solidale con il tunnel a fluido oscillante e dotato di coordinatometri nelle tre direzioni x, y, z, in modo da poter riprodurre, in momenti diversi, uguali condizioni di misura (figura 4.1).



**Figura 4.1** - sistema di riferimento esterno

Altra necessità è stata quella di provvedere all'allestimento di un impianto di pulizia e riciclo dell'acqua contenuta nel tunnel; tale apparecchiatura è costituita da un circuito comprendente due colonne di deionizzazione poste in serie e collegate ad un serbatoio di accumulo di circa 3 m<sup>3</sup> collegato, a sua volta, da una parte allo scarico del tunnel e dall'altro all'alimentazione dello stesso (figura 4.2). In questo modo è possibile da un lato avere sempre acqua pulita grazie al passaggio attraverso le colonne, che, deionizzando il liquido, evitano la formazione di microrganismi vegetali, che si è visto altrimenti proliferare in maniera spontanea; dall'altro la possibilità di svuotare il tunnel, ad esempio per la pulizia periodica o per necessità legate all'utilizzo del sistema PIV, immagazzinando temporaneamente nel serbatoio senza perdere grossi quantitativi d'acqua.



**Figura 4.2** – Impianto di deionizzazione

#### ***IV.1.2 Calibrazione del sistema di misura***

Relativamente al problema della calibrazione del sistema di misura è stato necessario confrontare, con riferimento ai casi esaminati, i valori delle velocità medie locali  $u$ , ottenuti dagli schemi teorici, con quelli misurati sperimentalmente mediante apparecchiatura PIV, sistema ottico non invasivo con il quale è possibile effettuare una misura simultanea dei vettori velocità di un fluido in un campo di moto bidimensionale, ampiamente descritto nel capitolo precedente. In linea generale, la taratura di uno strumento di misura è un'operazione finalizzata a determinare, entro limiti di precisione noti, con quale legge siano in corrispondenza le indicazioni fornite dallo strumento ed i valori della grandezza che si vuole misurare.

Con riferimento al tunnel a fluido oscillante si è reso necessario effettuare la taratura del sistema di controllo della velocità che, relativamente alla corrente unidirezionale, mediante un sistema remoto che invia alla scheda di controllo elettronico un segnale digitale variabile tra 0 e 10 V, regola il movimento dell'elica per la generazione della corrente stessa (figura 4.3).



**Figura 4.3** – Sistema di controllo

L'operatore che utilizzi il sistema ha, infatti, la sola possibilità di visualizzare un riferimento numerico del segnale, mostrato da una apposita scala graduata esterna, ignorando, a priori, il corrispondente valore numerico della velocità.

La curva di taratura è stata ottenuta calcolando, per diversi valori di velocità impressa alla corrente in moto unidirezionale, letti sulla scala adimensionale sullo strumento, i corrispondenti valori di velocità media di portata.

#### ***IV.1.3 Acquisizione del fattore di scala***

Prima dell'utilizzo della tecnica PIV per l'acquisizione della immagini da elaborare è necessaria una preventiva fase di taratura del sistema. In particolare è necessario individuare un fattore di scala che consenta di passare dal sistema di riferimento in pixel del processore ad un sistema di riferimento metrico. Ciò è stato effettuato inserendo, in corrispondenza della sezione di misura, un'asta graduata all'interno del tronco di controllo del tunnel (figura 4.4).





**Figura 4.4** – Acquisizione del fattore di scala

Considerati due punti generici A e B a distanza nota, individuati sull'asta graduata, si è registrata un'immagine PIV contenente i due punti. Sostituendo alla loro distanza, espressa in pixel nel sistema di riferimento interno del processore, la stessa distanza espressa in cm, letti in scala metrica, il processore ha calcolato automaticamente il fattore di scala.

## **IV.2 Simulazione fisica della vegetazione rigida**

Il modello fisico utilizzato per la simulazione della vegetazione consiste nell'utilizzo di aste metalliche di altezza uniforme e pari a 0,14 m, a sezione circolare di diametro pari a 3 mm. Un pannello di legno pressato di lunghezza pari a 1,10 m, di larghezza pari a 0,4 m e di spessore pari a 0,04 m ha funto da base per il posizionamento degli elementi rigidi verticali infissi nello stesso (figure 4.5 – 4.6).



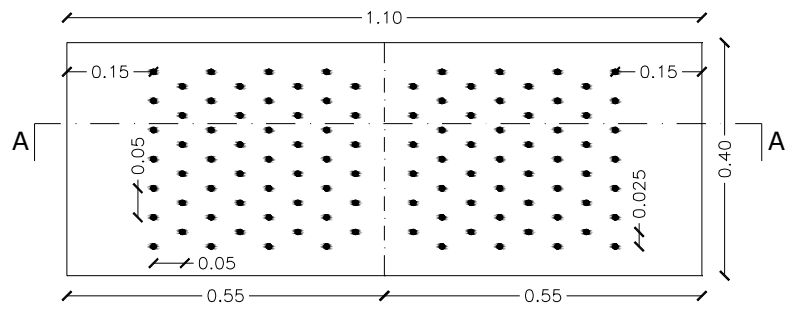
**Figura 4.5** – elementi rigidi sommersi utilizzati per il modello fisico

Relativamente alle configurazioni geometriche, sono state adottate due configurazioni a maglie diagonali per le quali è stata assunta, nel primo caso, una distanza tra due elementi rigidi consecutivi uguale nella direzione longitudinale e trasversale e pari a 0,05 m e nel secondo caso, una distanza longitudinale pari 0,025 m e trasversale pari a 0,05 m.

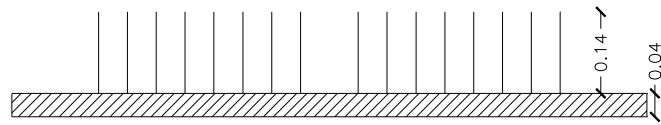
Alla prima configurazione corrisponde una densità di elementi rigidi verticali ( $D_1$ ) pari a 400 aste/m<sup>2</sup>, mentre alla seconda configurazione corrisponde una densità ( $D_2$ ) pari a 800 aste/m<sup>2</sup>.

Con la prima serie di prove, condotta su una lastra piana in assenza di vegetazione, è stato possibile riprodurre un classico strato limite per moto oscillante ed avere, così, un riferimento da confrontare con le successive serie di prove, condotte in presenza di aste rigide disposte trasversalmente alla direzione della corrente in moto oscillante.

Configurazione D<sub>1</sub>

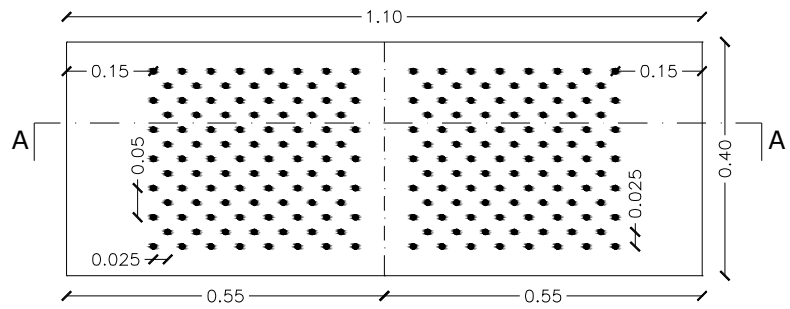


Pianta

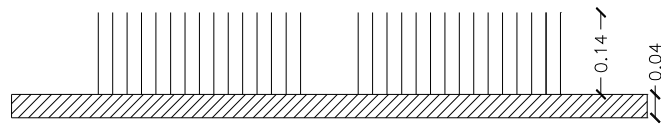


Sezione A - A

Configurazione D<sub>2</sub>



Pianta



Sezione A - A

**Figura 4.6** - schematizzazione geometrica di riferimento

### IV.3 Programma delle prove sperimentali

Come già detto allo scopo di eseguire un'analisi comparativa del campo di moto all'interno dello strato limite tra la condizione di fluido oscillante su fondo piano e quello in presenza di aste rigide verticali, sono stati eseguiti tre cicli di prove: il primo su fondo piano ed il secondo ed il terzo in presenza di due configurazioni di elementi rigidi disposti trasversalmente alla direzione del moto medio.

Il programma delle prove è stato definito in modo da ottenere sia condizioni di regime laminare disturbato che regime turbolento intermittente. Di seguito è riportato uno schema esemplificativo delle prove effettuate.

Relativamente alle grandezze riportate in tabella si ricorda che:

- $A$  ampiezza dell'oscillazione del pistone;
- $T$  periodo dell'oscillazione del pistone;
- $\omega = \frac{2\pi}{T}$  pulsazione (o frequenza angolare) dell'oscillazione;
- $U_0$  ampiezza della velocità ( $U = U_0 \sin(\omega t)$ );
- $Re = \frac{A^2 \omega}{\nu}$  numero di Reynolds caratteristico del moto oscillante;
- $\delta = \sqrt{\frac{2\nu}{\omega}}$  spessore dello strato limite di Stokes;
- $Re^\delta = \frac{U_0 \delta}{\nu}$  numero di Reynolds nello strato limite oscillante;
- $R$  raggio della tubazione ( $R = 400 \text{ mm}$ ).

A [m]	T [s]	$\omega$ [1/s]	$U_0$ [m/s]	$\delta$ [mm]	$Re^\theta$	R/ $\delta$	Moto
0.40	1.6	3.9269908	0.54	0.71	382	560	R. Laminare disturbato
0.40	2	3.1415927	0.48	0.80	383	501	R. Laminare disturbato
0.40	4	1.5707963	0.27	1.13	306	354	R. Laminare disturbato
0.40	6	1.0471976	0.19	1.38	256	289	R. Laminare disturbato
0.80	2	3.1415927	0.87	0.80	694	501	R. Turbolento Intermittente
0.80	3.2	1.9634954	0.64	1.01	646	396	R. Turbolento Intermittente
0.80	4	1.5707963	0.56	1.13	626	354	R. Turbolento Intermittente
0.80	5	1.2566371	0.45	1.26	568	317	R. Turbolento Intermittente
0.80	8	0.7853982	0.28	1.60	448	251	R. Laminare disturbato
0.80	9	0.6981317	0.25	1.69	427	236	R. Laminare disturbato

**Tabella 4.1-** Programma delle prove per moto oscillante su fondo piano

A [m]	T [s]	$\omega$ [1/s]	$U_0$ [m/s]	$\delta$ [mm]	$Re^\theta$	R/ $\delta$	Moto
0.40	1.6	3.9269908	0.48	0.71	343	560	R. Laminare disturbato
0.40	2	3.1415927	0.42	0.80	335	501	R. Laminare disturbato
0.40	4	1.5707963	0.24	1.13	271	354	R. Laminare disturbato
0.40	6	1.0471976	0.18	1.38	242	289	R. Laminare disturbato
0.80	2	3.1415927	0.80	0.80	638	501	R. Turbolento Intermittente
0.80	3.2	1.9634954	0.50	1.01	505	396	R. Turbolento Intermittente
0.80	4	1.5707963	0.46	1.13	519	354	R. Turbolento Intermittente
0.80	5	1.2566371	0.35	1.26	442	317	R. Laminare disturbato
0.80	8	0.7853982	0.25	1.60	391	251	R. Laminare disturbato
0.80	9	0.6981317	0.22	1.69	372	236	R. Laminare disturbato

**Tabella 4.2-** Programma delle prove per moto oscillante su fondo vegetato (configurazione D<sub>1</sub>)

A [m]	T [s]	$\omega$ [1/s]	$U_0$ [m/s]	$\delta$ [mm]	$Re^\theta$	R/ $\delta$	Moto
0.40	1.6	3.9269908	0.47	0.71	335	560	R. Laminare disturbato
0.40	2	3.1415927	0.42	0.80	335	501	R. Laminare disturbato
0.40	4	1.5707963	0.22	1.13	248	354	R. Laminare disturbato
0.40	6	1.0471976	0.17	1.38	228	289	R. Laminare disturbato
0.80	2	3.1415927	0.72	0.80	574	501	R. Turbolento Intermittente
0.80	3.2	1.9634954	0.62	1.01	626	396	R. Turbolento Intermittente
0.80	4	1.5707963	0.43	1.13	485	354	R. Laminare disturbato
0.80	5	1.2566371	0.35	1.26	442	317	R. Laminare disturbato
0.80	8	0.7853982	0.24	1.60	375	251	R. Laminare disturbato
0.80	9	0.6981317	0.21	1.69	355	236	R. Laminare disturbato

**Tabella 4.3-** Programma delle prove per moto oscillante su fondo vegetato (configurazione D<sub>2</sub>)

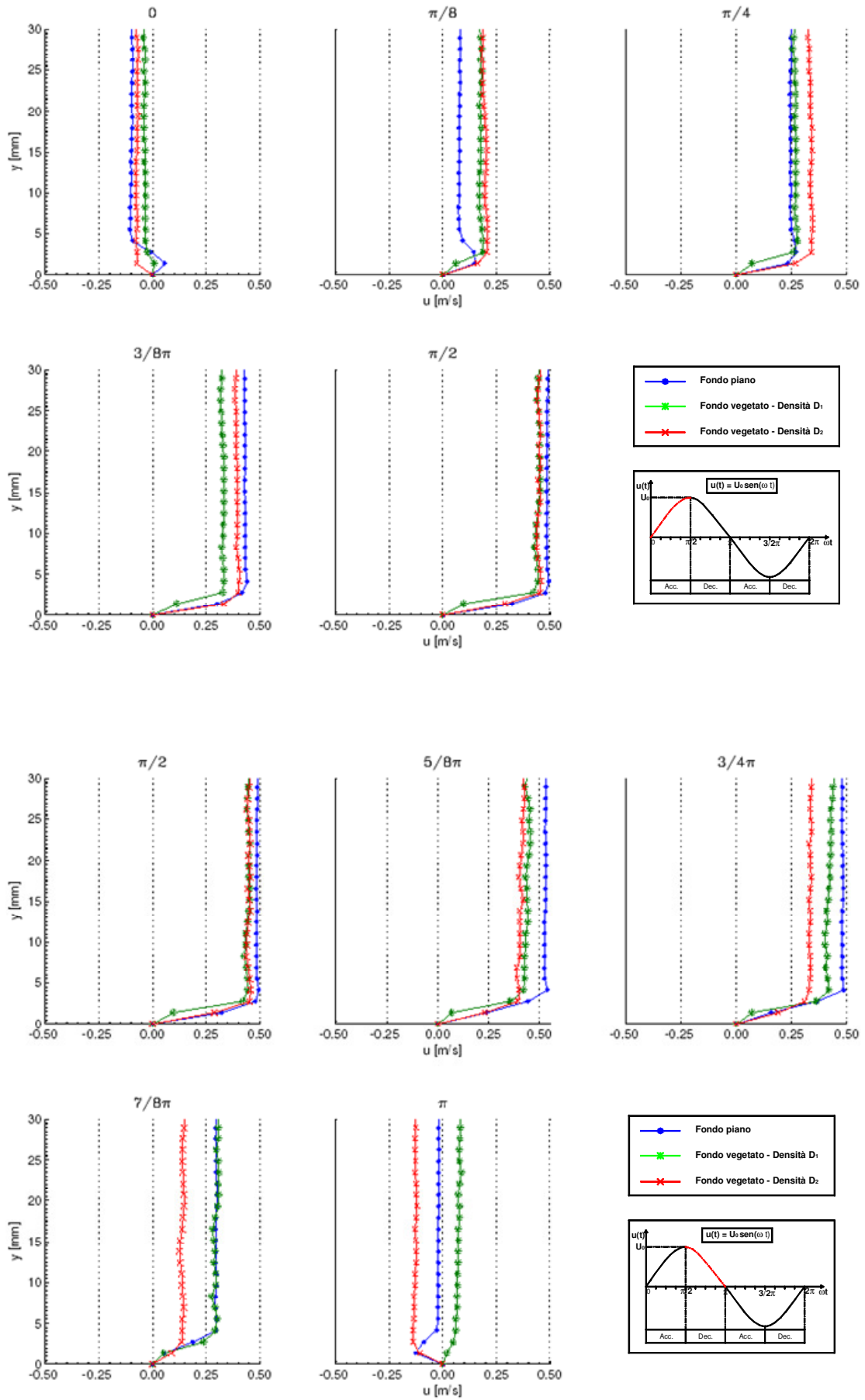
$Re^\delta$	<100	R. laminare
	100 – 500	R. laminare disturbato
	550 – 3500	R. turbolento intermittente
	>3500	R. pienamente turbolento

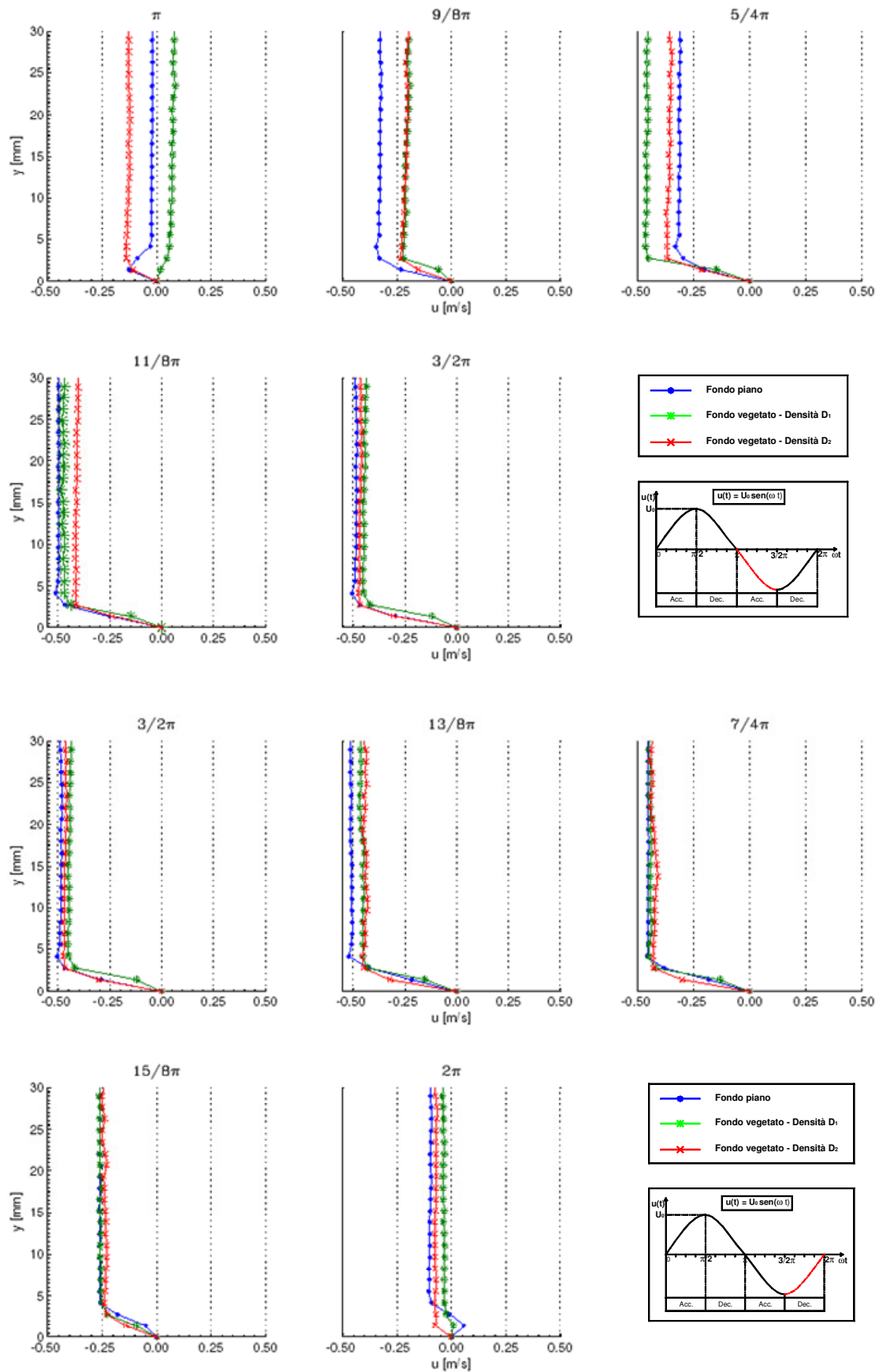
#### **IV.4 Analisi dei risultati**

I profili di velocità, misurati attraverso la strumentazione sperimentale precedentemente descritta, si riferiscono ai tre casi esaminati di fondo fisso, fondo vegetato (configurazione  $D_1$ ) e fondo vegetato (configurazione  $D_2$ ).

I risultati ottenuti vengono mostrati dai diagrammi di figure 4.7a - I nei quali sull'asse delle ascisse è riportato il valore della componente orizzontale della velocità media locale mentre sull'asse delle ordinate è riportata la distanza  $y$  dal fondo piano. I profili sperimentali si riferiscono a prefissati valori delle fasi  $\omega t$  e sono stati classificati in base alla fase di accelerazione e di decelerazione relative al periodo dell'oscillazione.

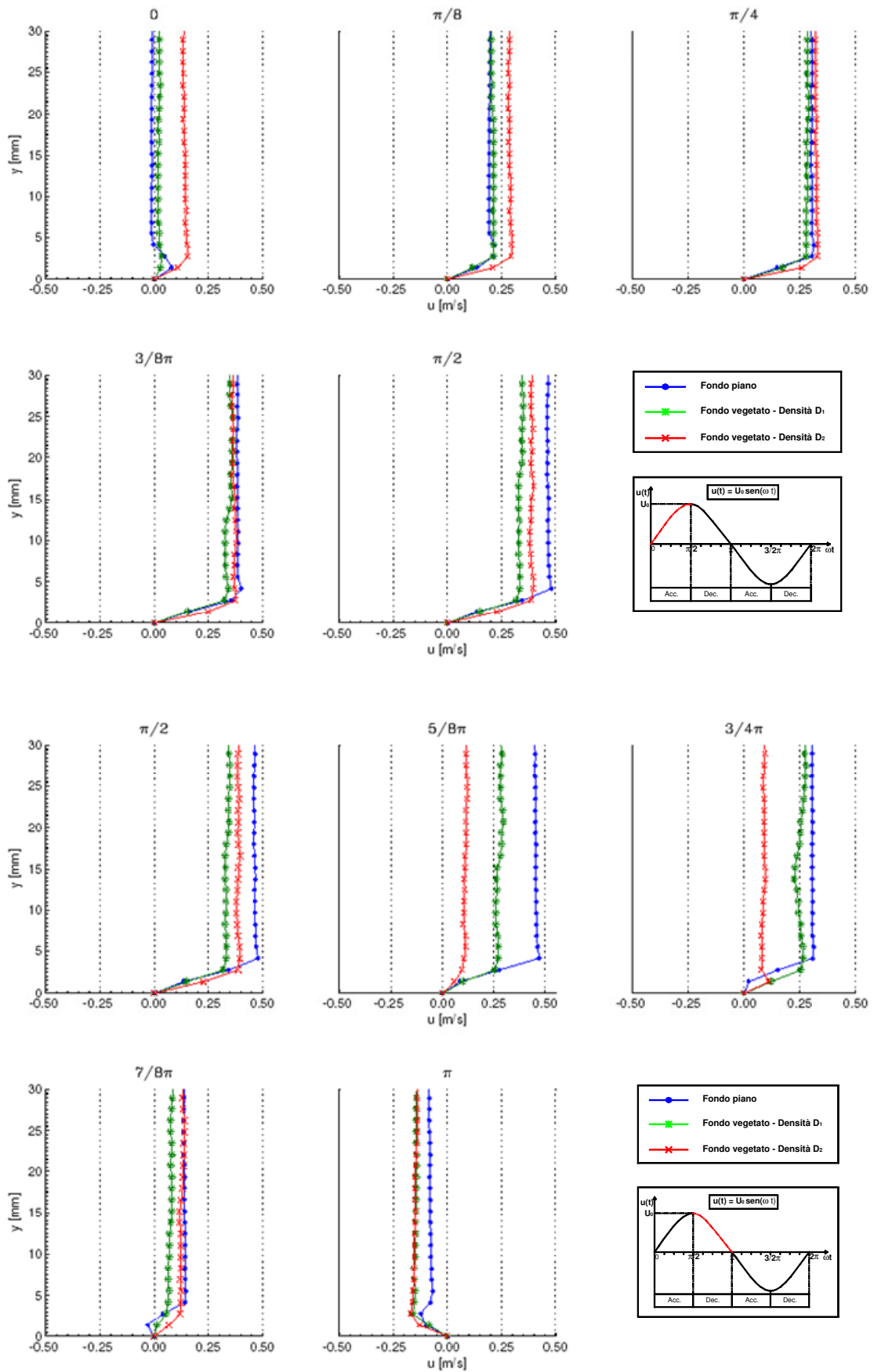
Con riferimento ai diagrammi delle figure 4.7a - I si fa presente che è stato sufficiente riportare un'altezza pari a 30 mm rispetto al fondo del vano di misura in quanto, a tale distanza, il profilo di velocità risulta pressoché verticale. La velocità assume un valore pari a quello che si avrebbe in un moto a pistone di fluido perfetto. Ciò è dovuto al fatto che, in tale zona, non si risente più del contributo viscoso che, invece, gioca un ruolo fondamentale nel boundary layer.

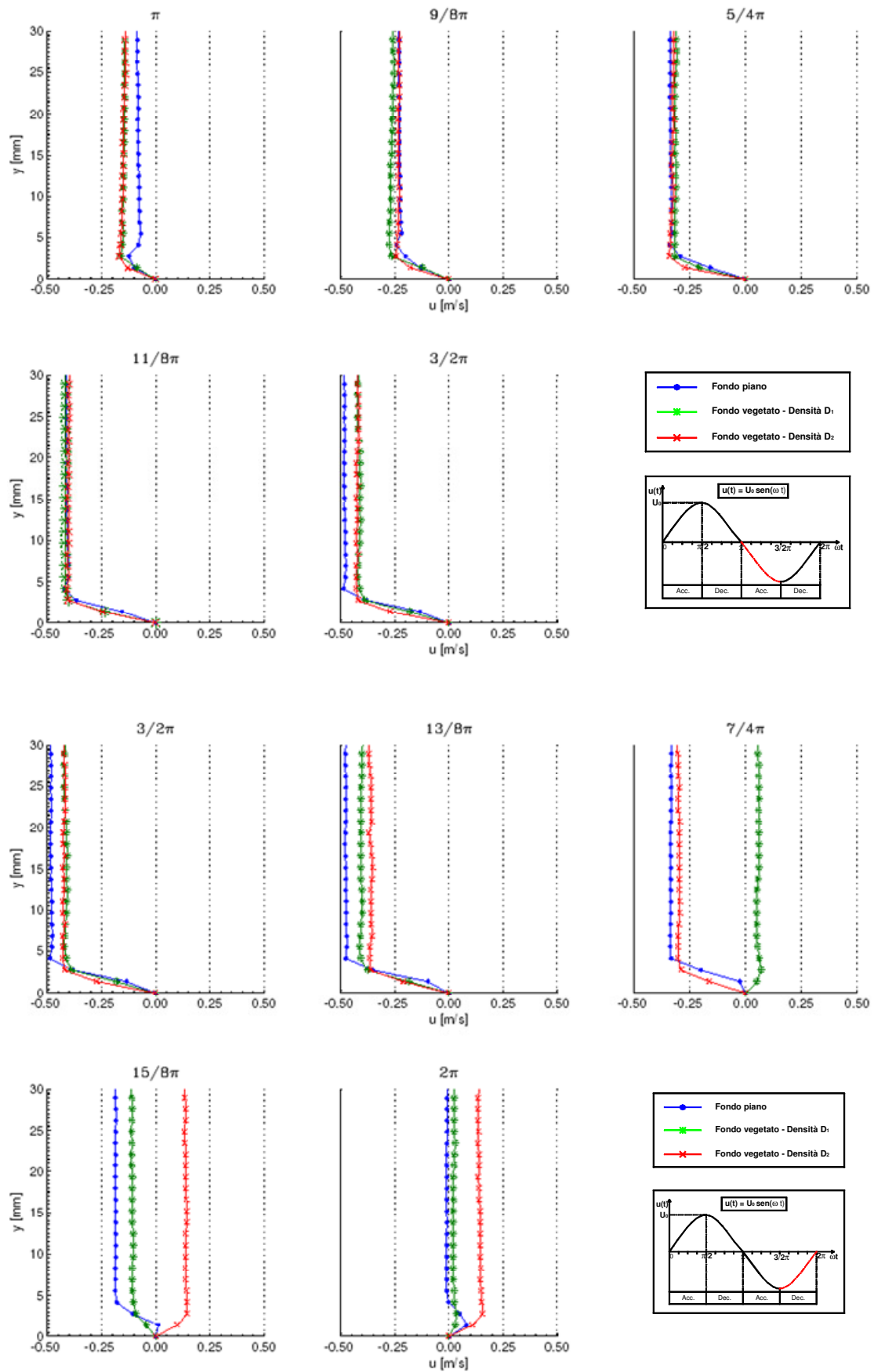




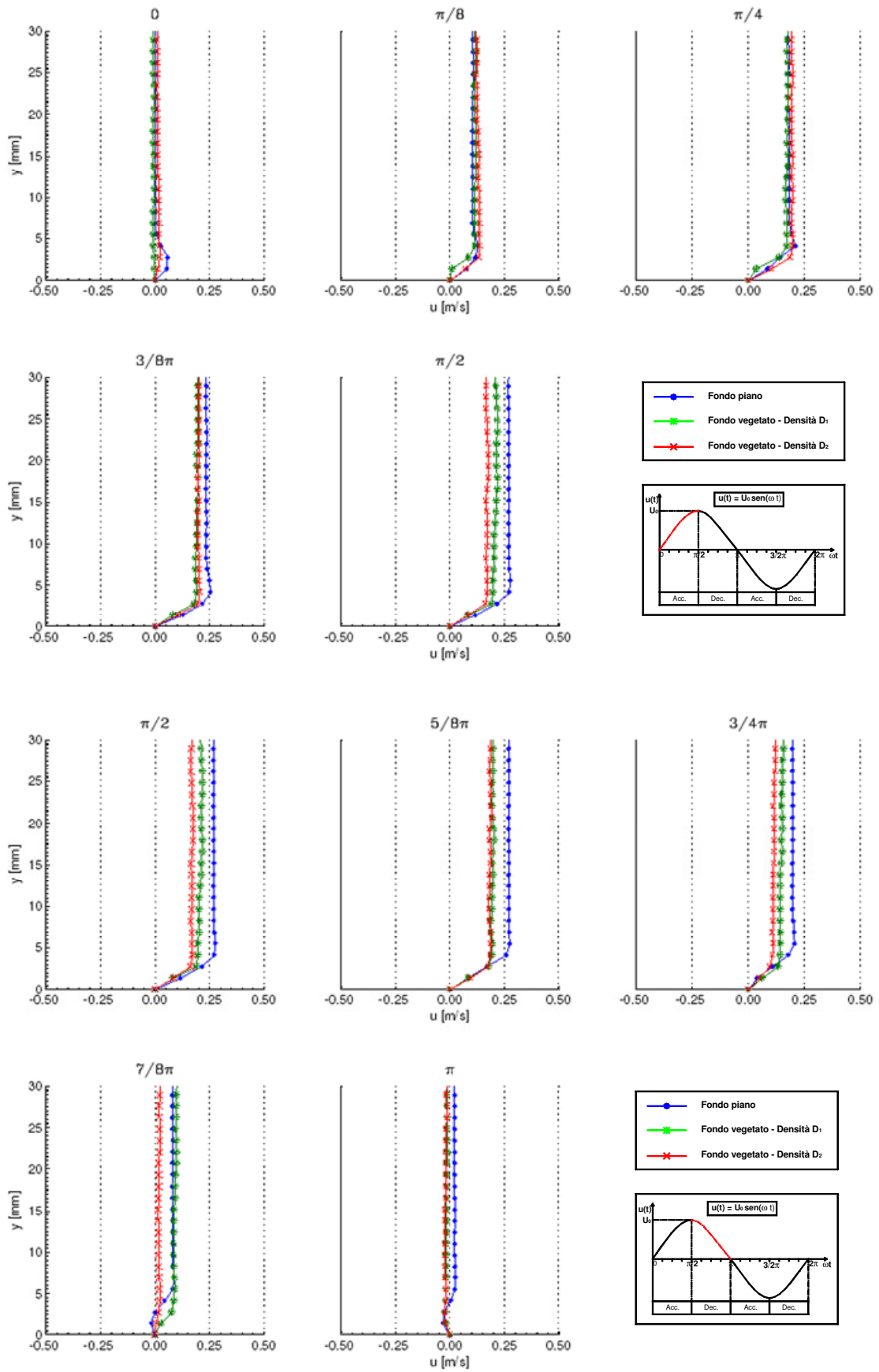
**Figura 4.8a** - confronto tra il profilo sperimentale ricavato con fondo piano e quello in presenza di aste rigide verticali:  $A=0.40$  m,  $T=1.6$  s.

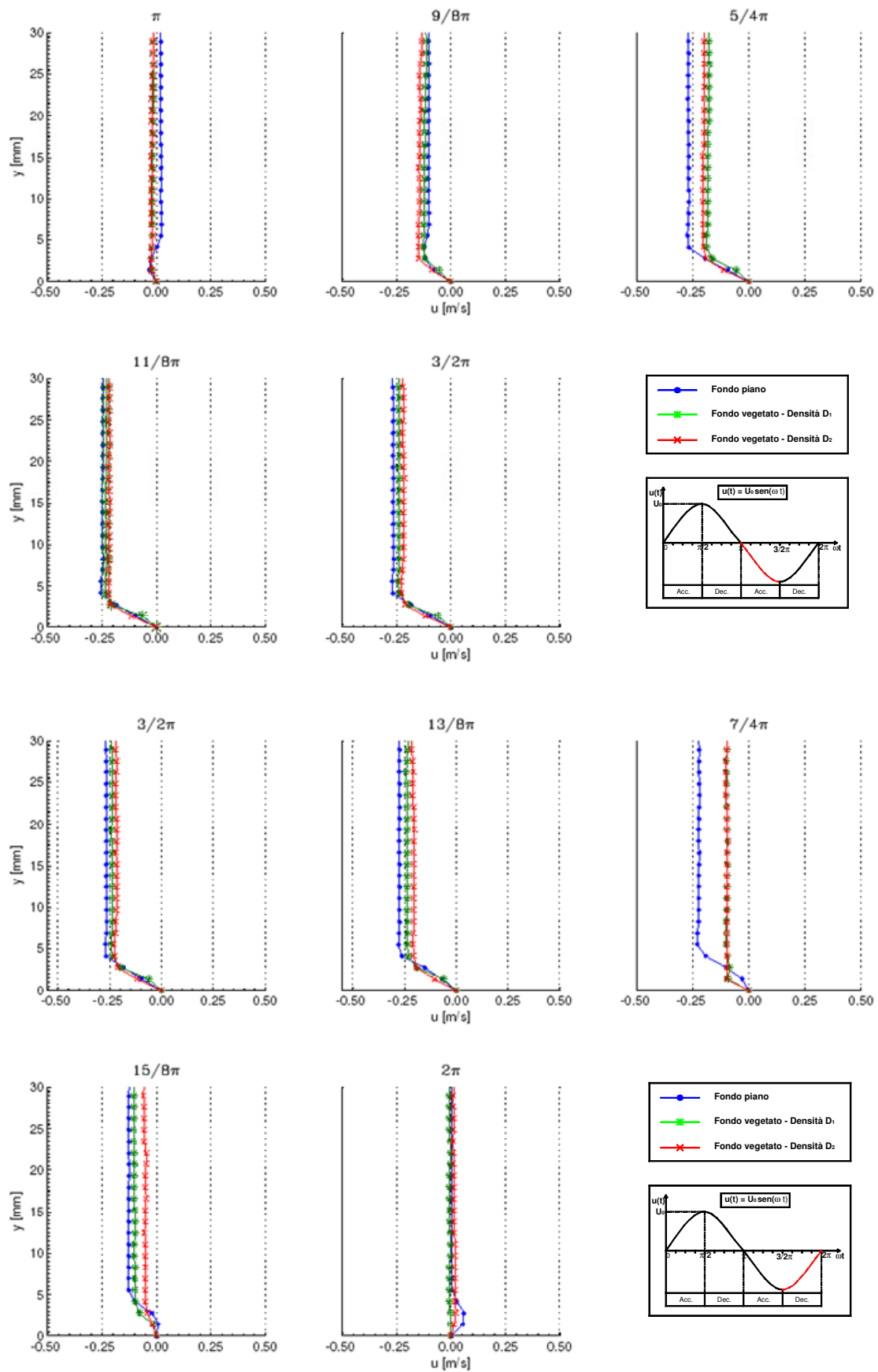




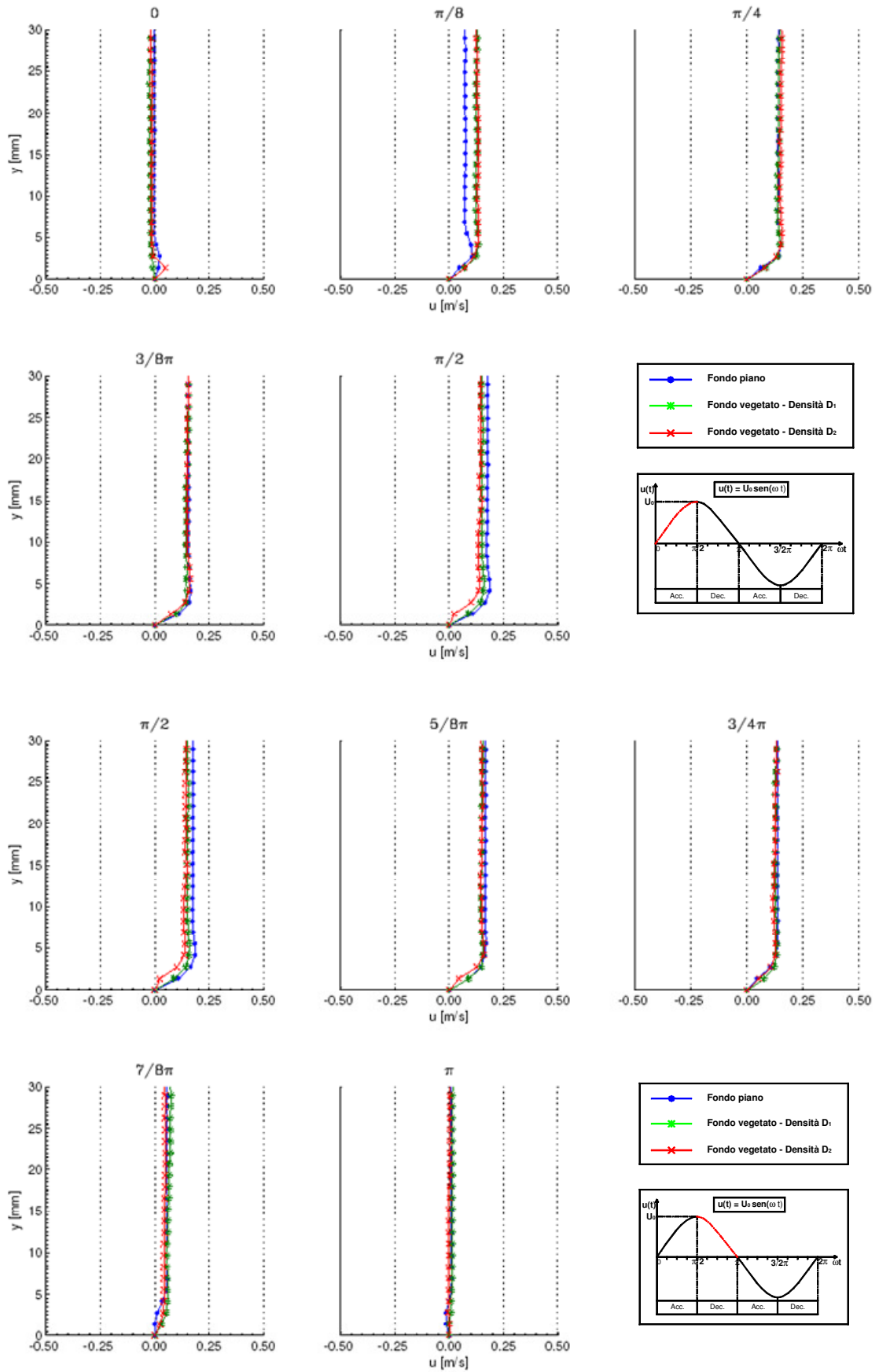


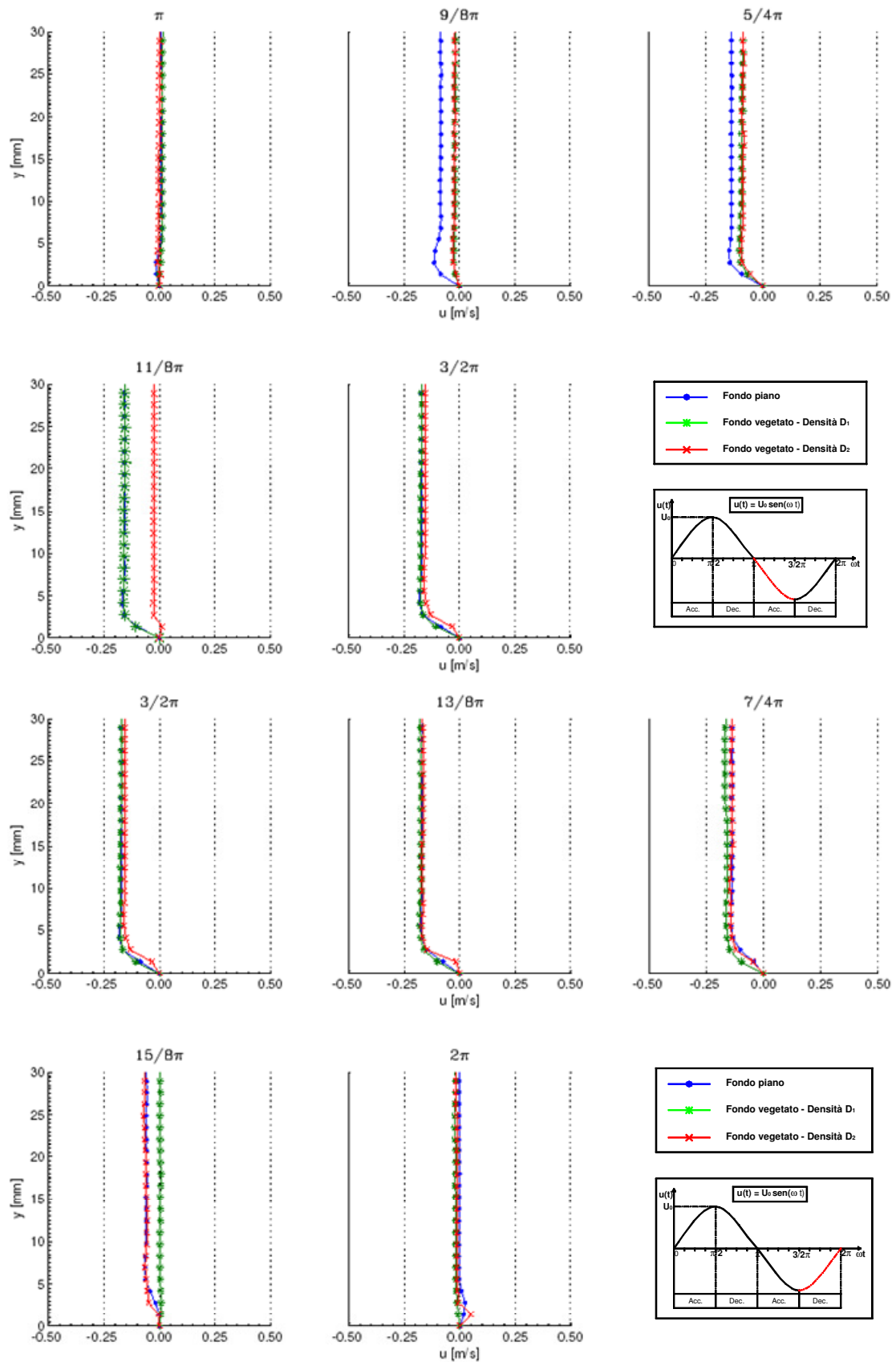
**Figura 4.8b** - confronto tra il profilo sperimentale ricavato con fondo piano e quello in presenza di aste rigide verticali:  $A=0.40$  m,  $T=2$  s.



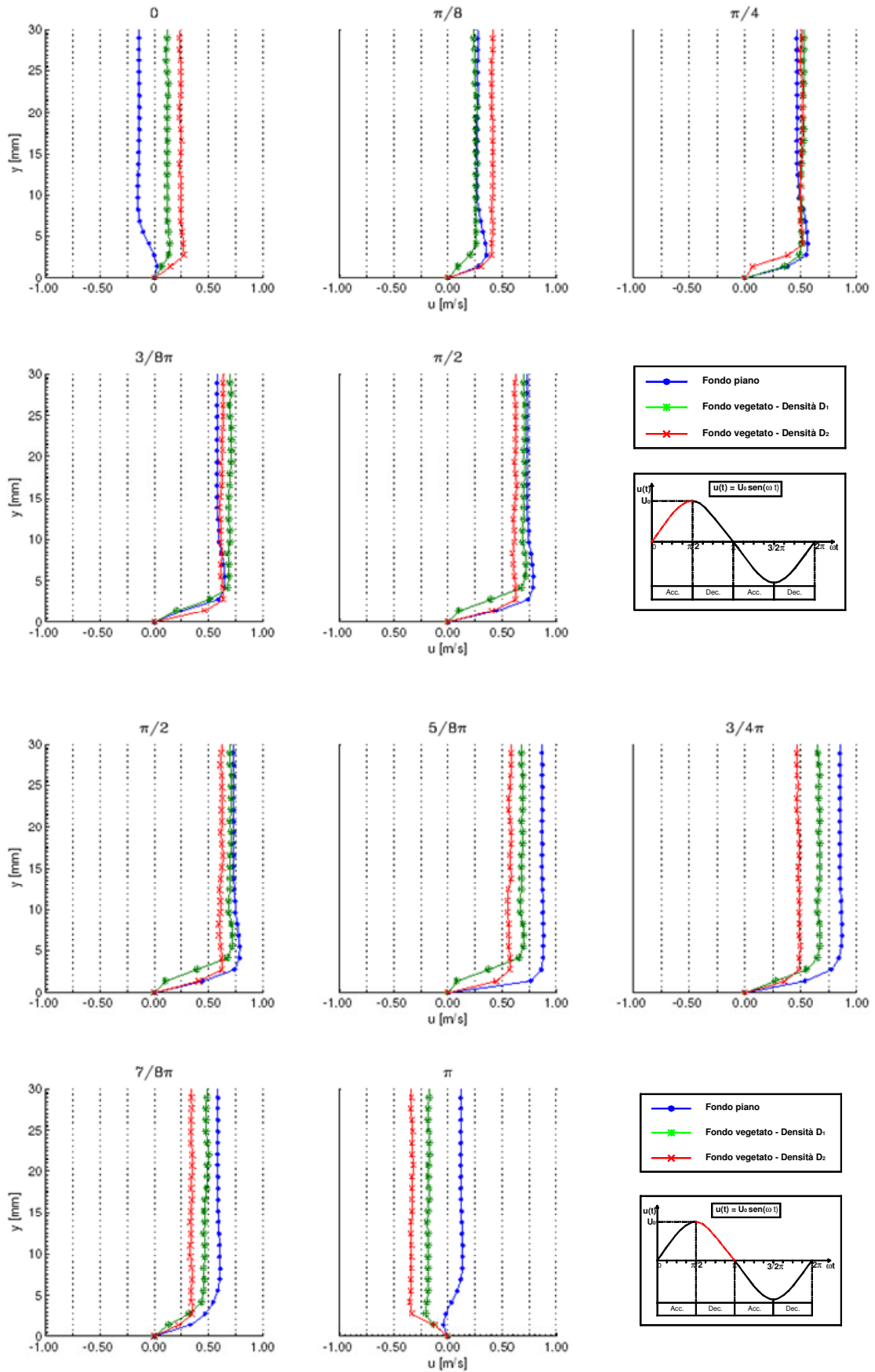


**Figura 4.8c** - confronto tra il profilo sperimentale ricavato con fondo piano e quello in presenza di aste rigide verticali:  $A=0.40$  m,  $T=4$  s.

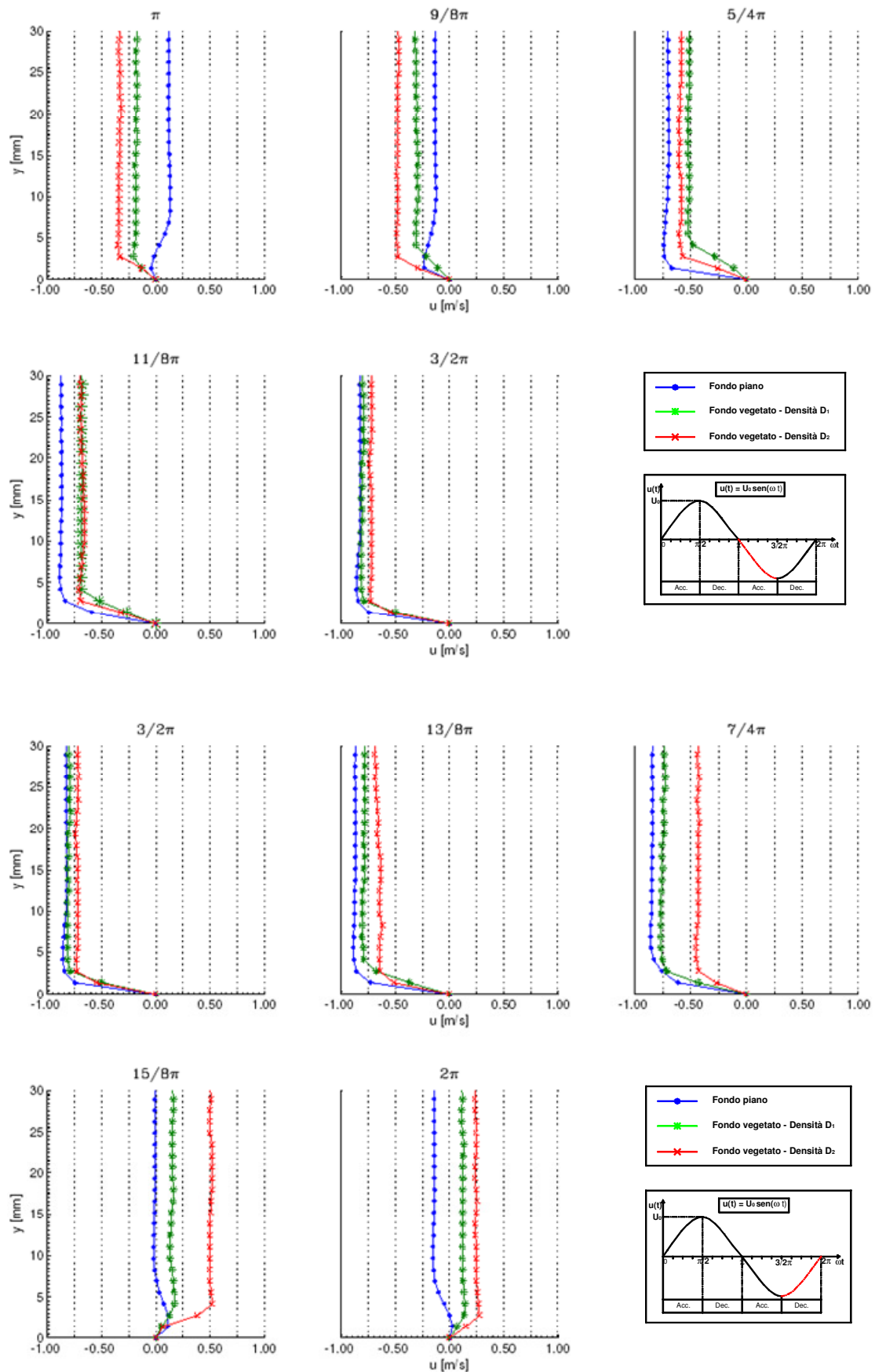




**Figura 4.8d** - confronto tra il profilo sperimentale ricavato con fondo piano e quello in presenza di aste rigide verticali.:  $A=0.40$  m,  $T=6$  s.

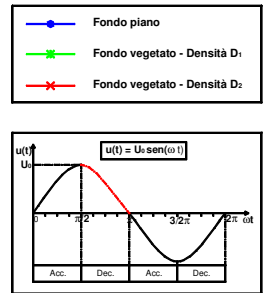
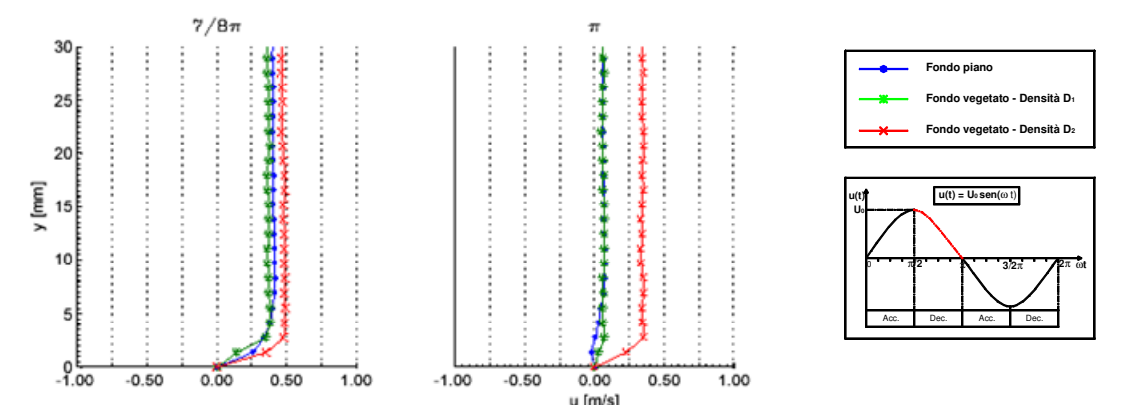
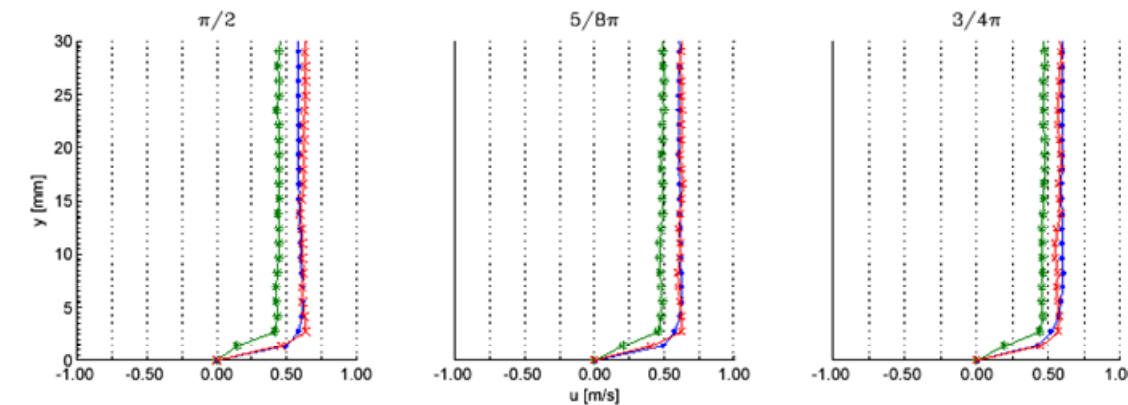
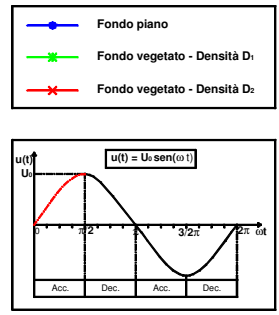
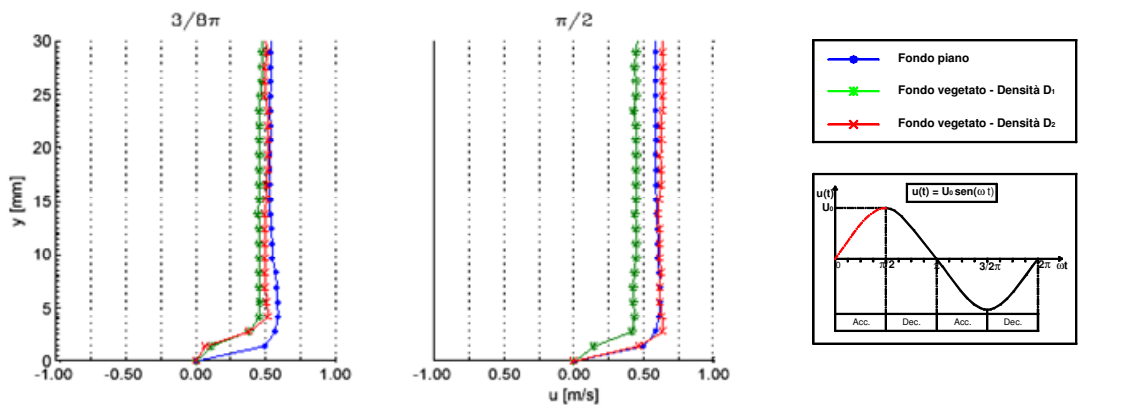
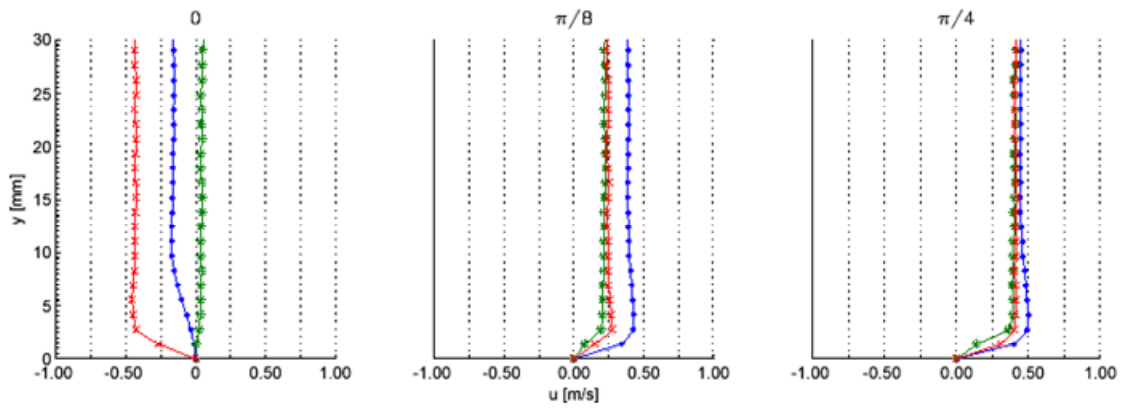


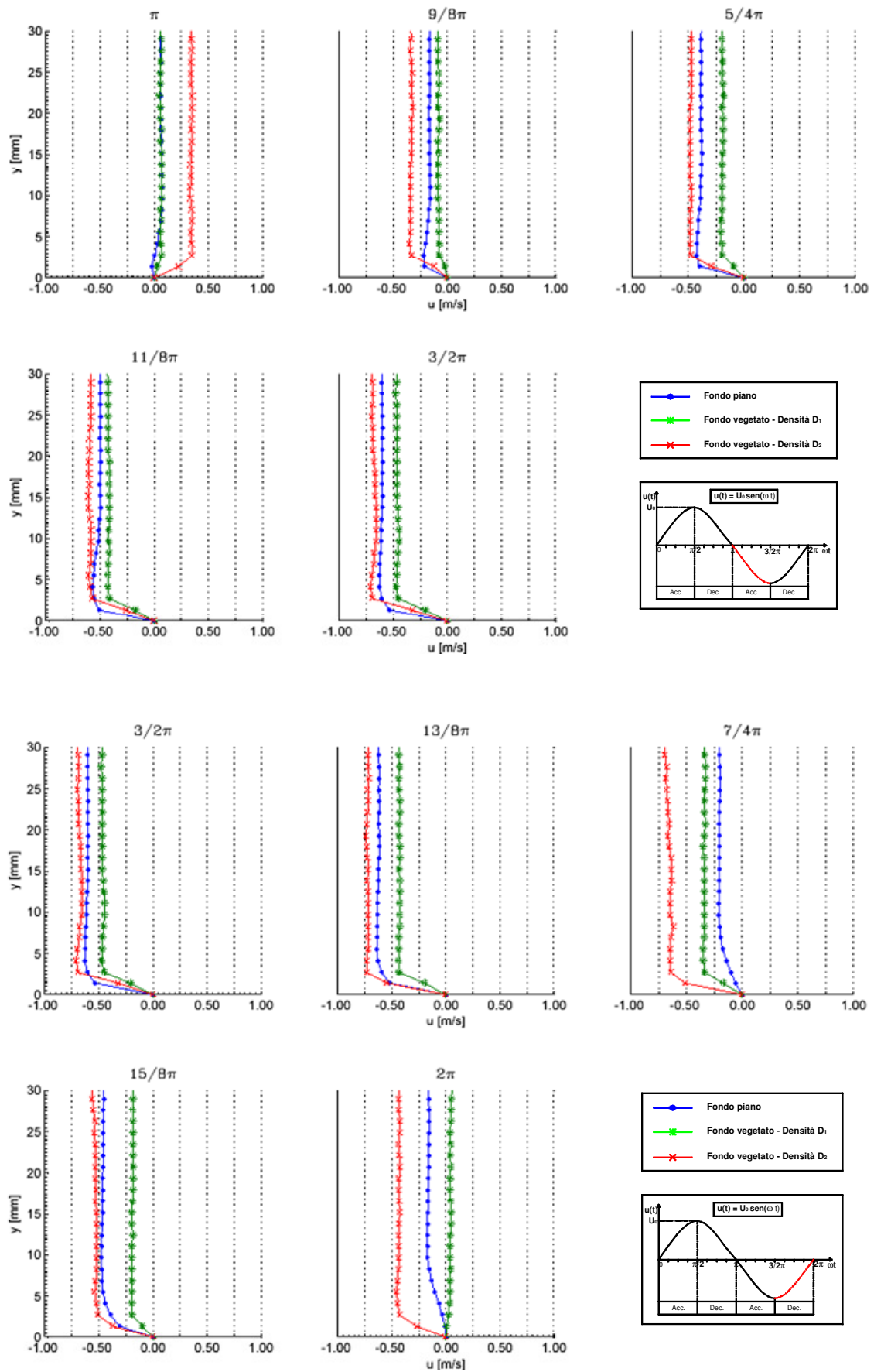




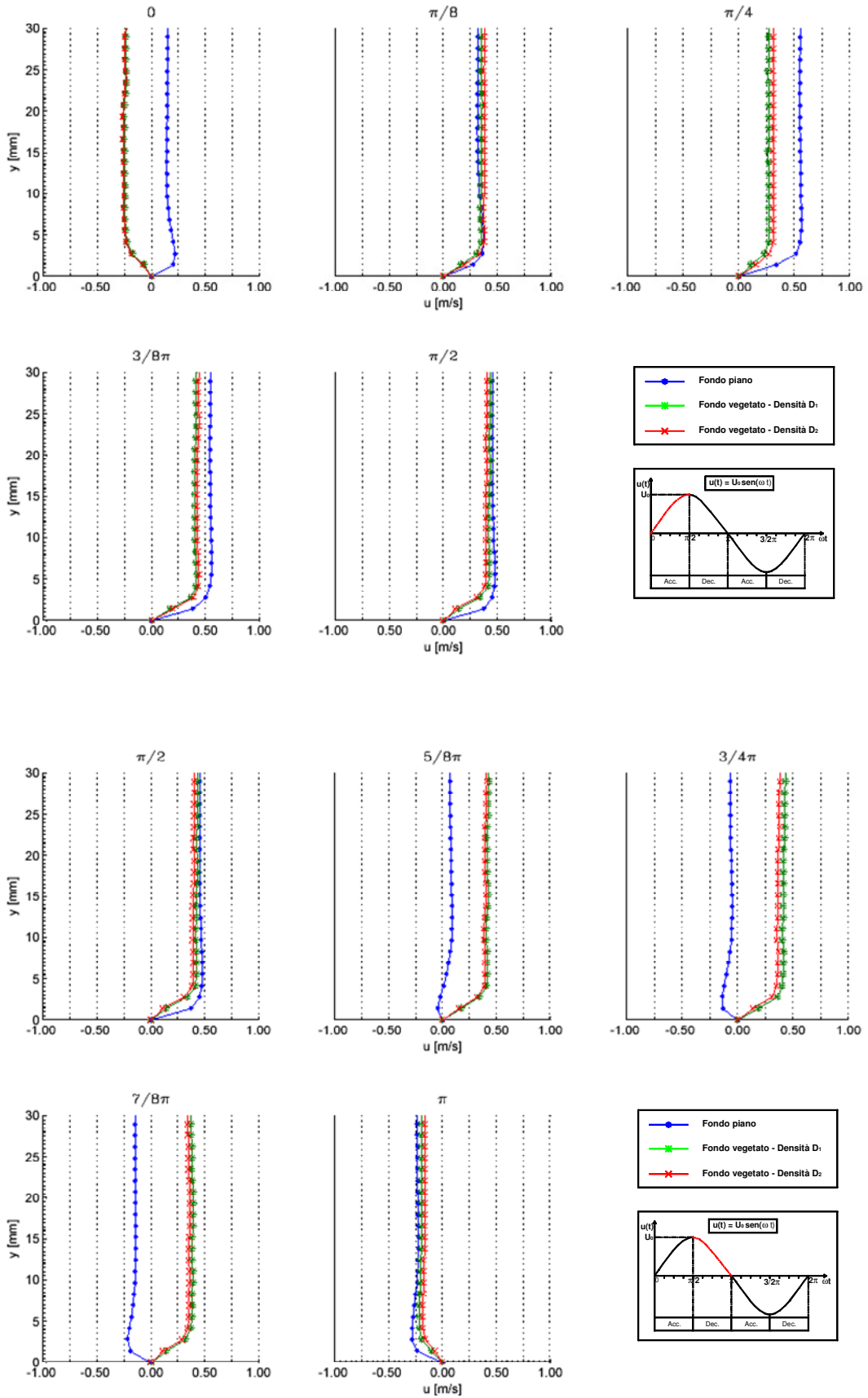
**Figura 4.8e** - confronto tra il profilo sperimentale ricavato con fondo piano e quello in presenza di aste rigide verticali:  $A=0.80$  m,  $T=2$  s.

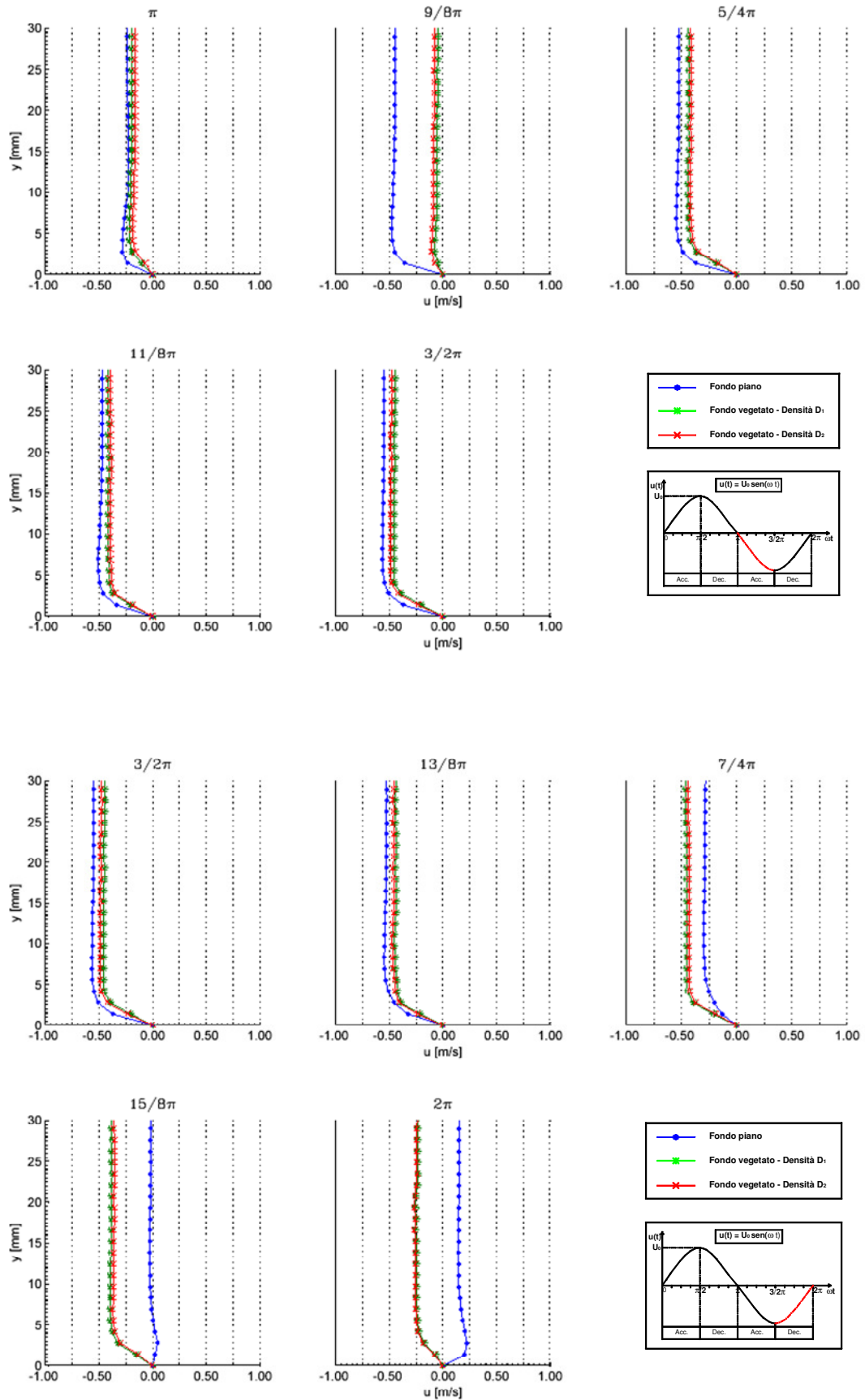




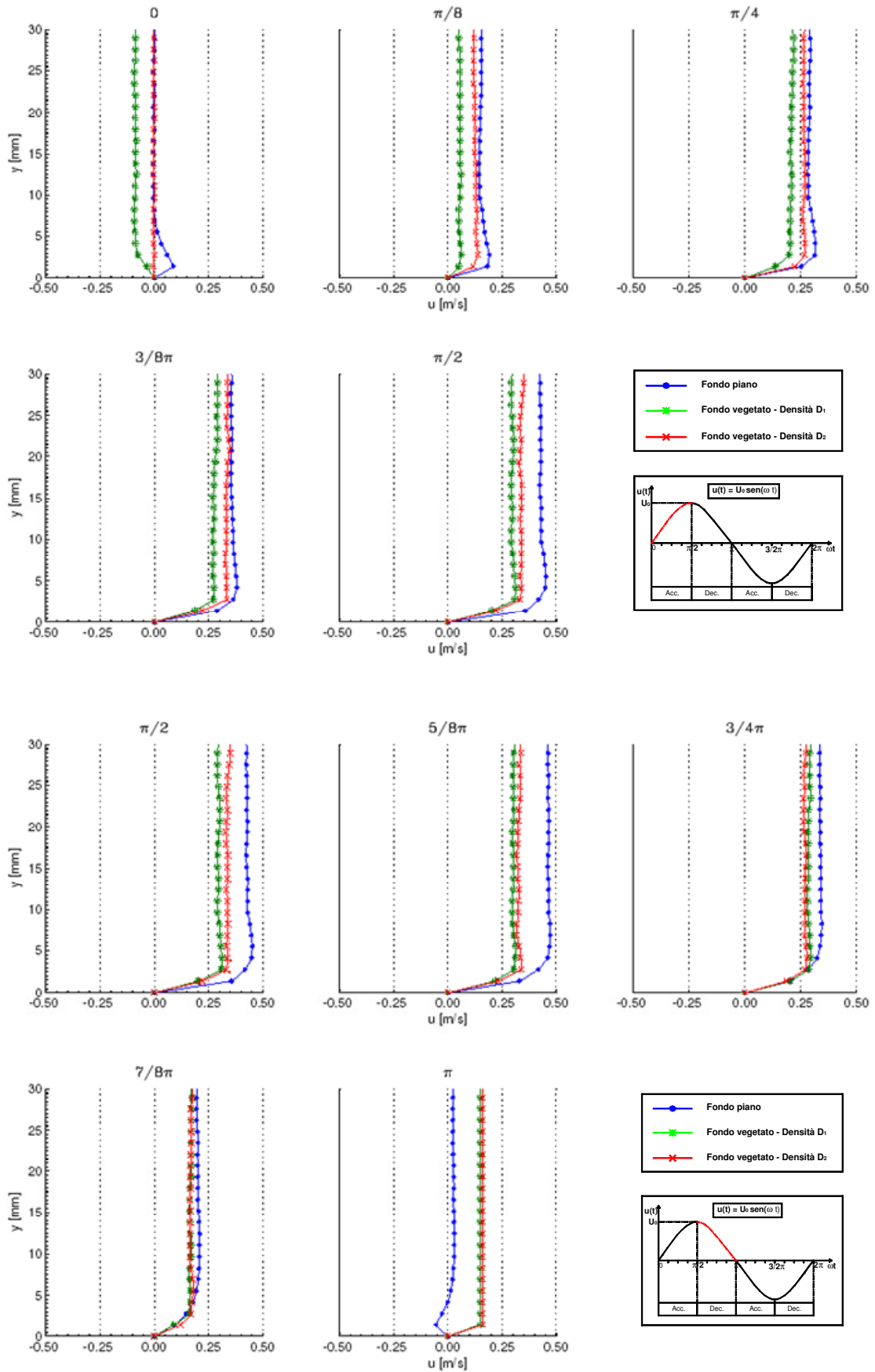


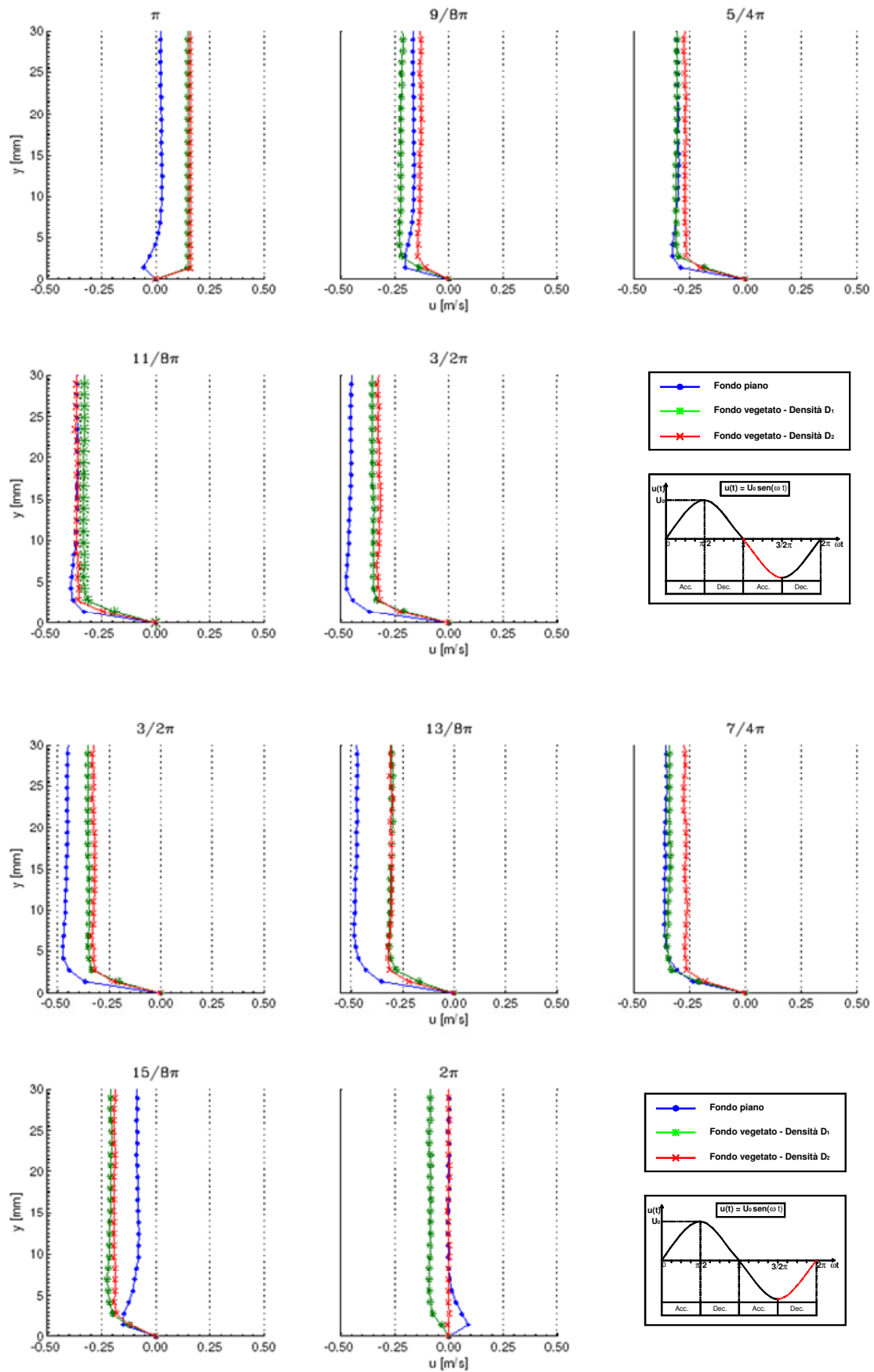
**Figura 4.8f** - confronto tra il profilo sperimentale ricavato con fondo piano e quello in presenza di aste rigide verticali:  $A=0.80$  m,  $T=3.2$  s.





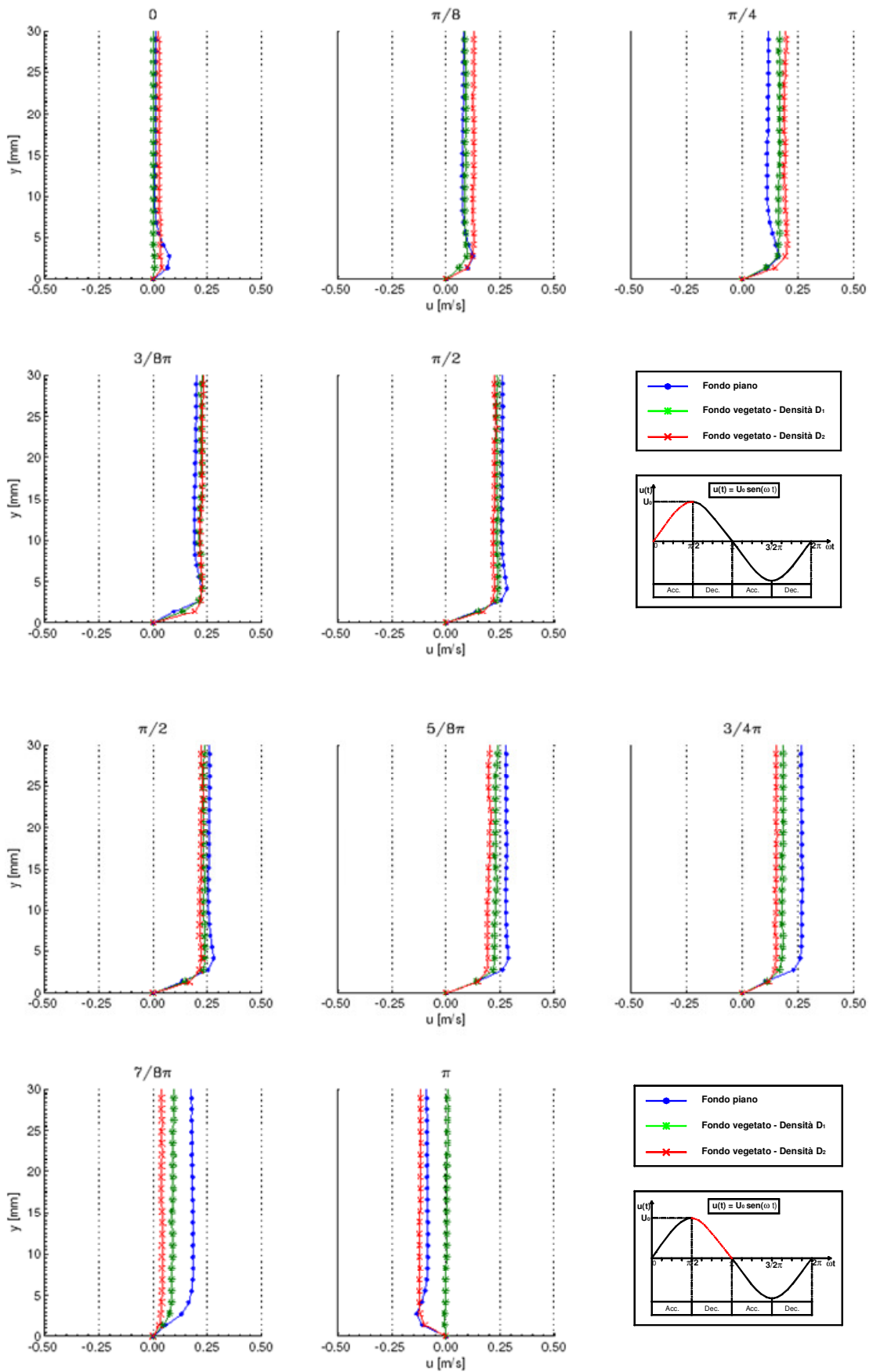
**Figura 4.8g** - confronto tra il profilo sperimentale ricavato con fondo piano e quello in presenza di aste rigide verticali:  $A=0.80$  m,  $T=4$  s.

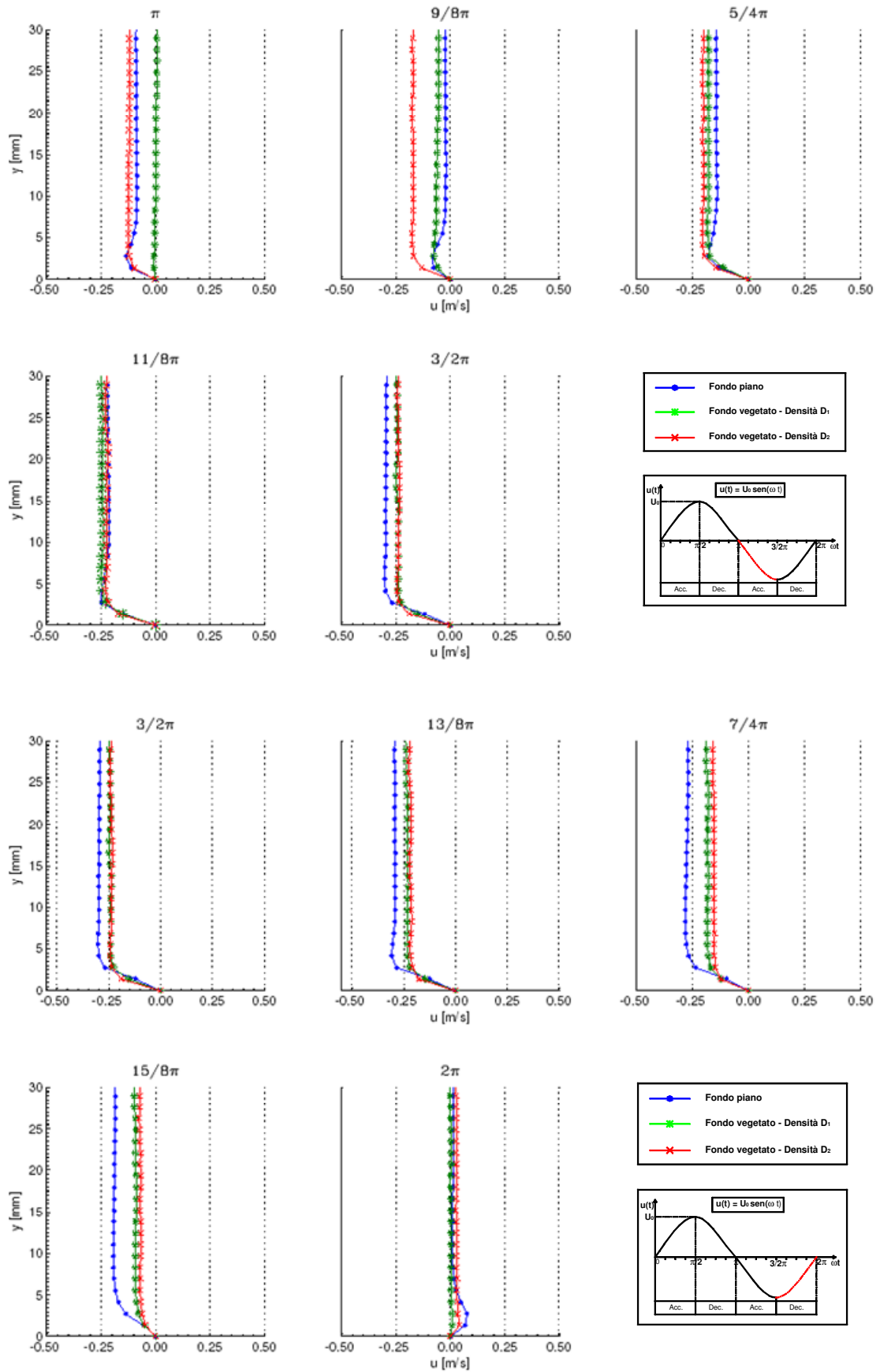




**Figura 4.8h** - confronto tra il profilo sperimentale ricavato con fondo piano e quello in presenza di aste rigide verticali:  $A=0.80$  m,  $T=5$  s

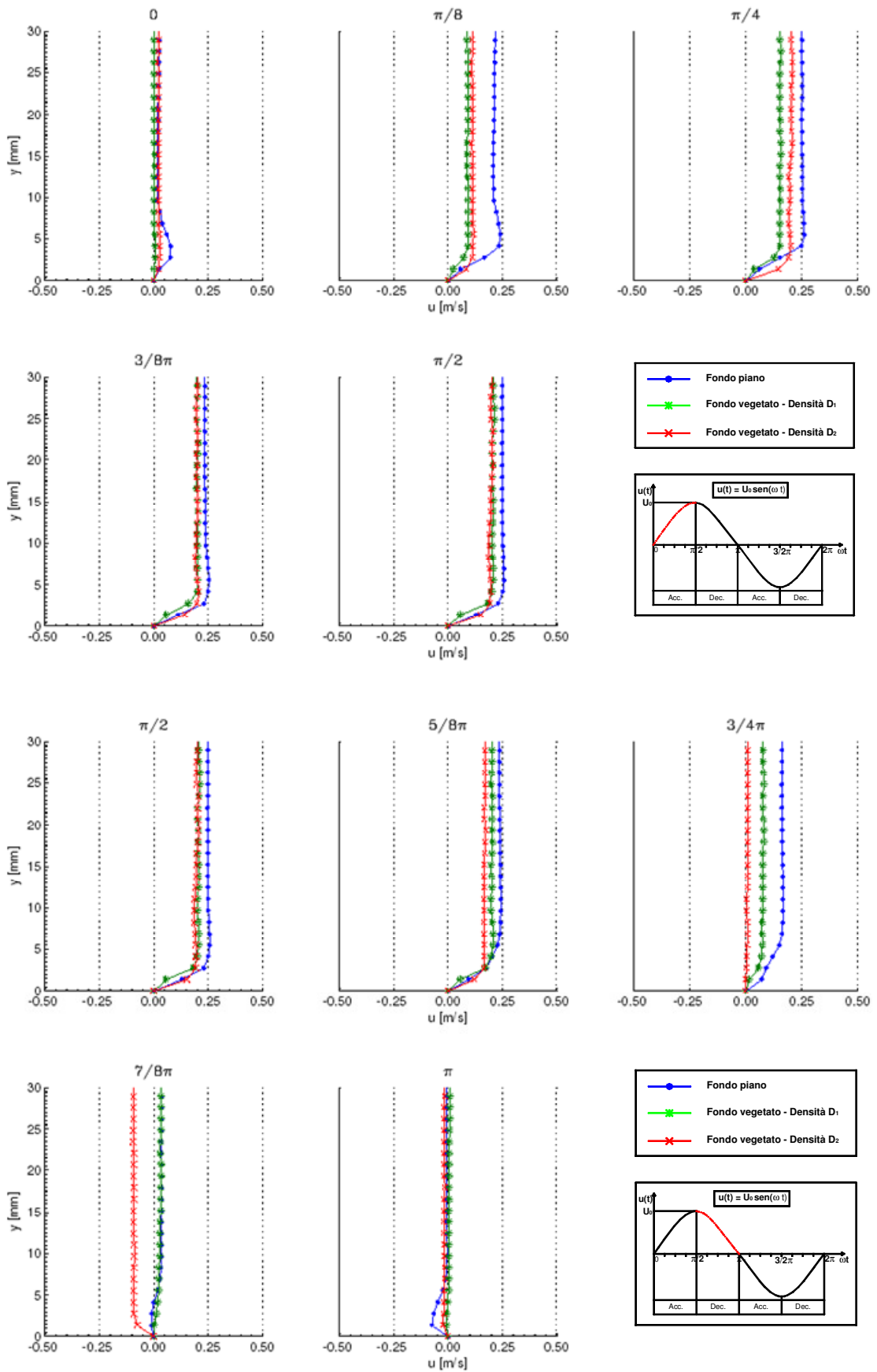


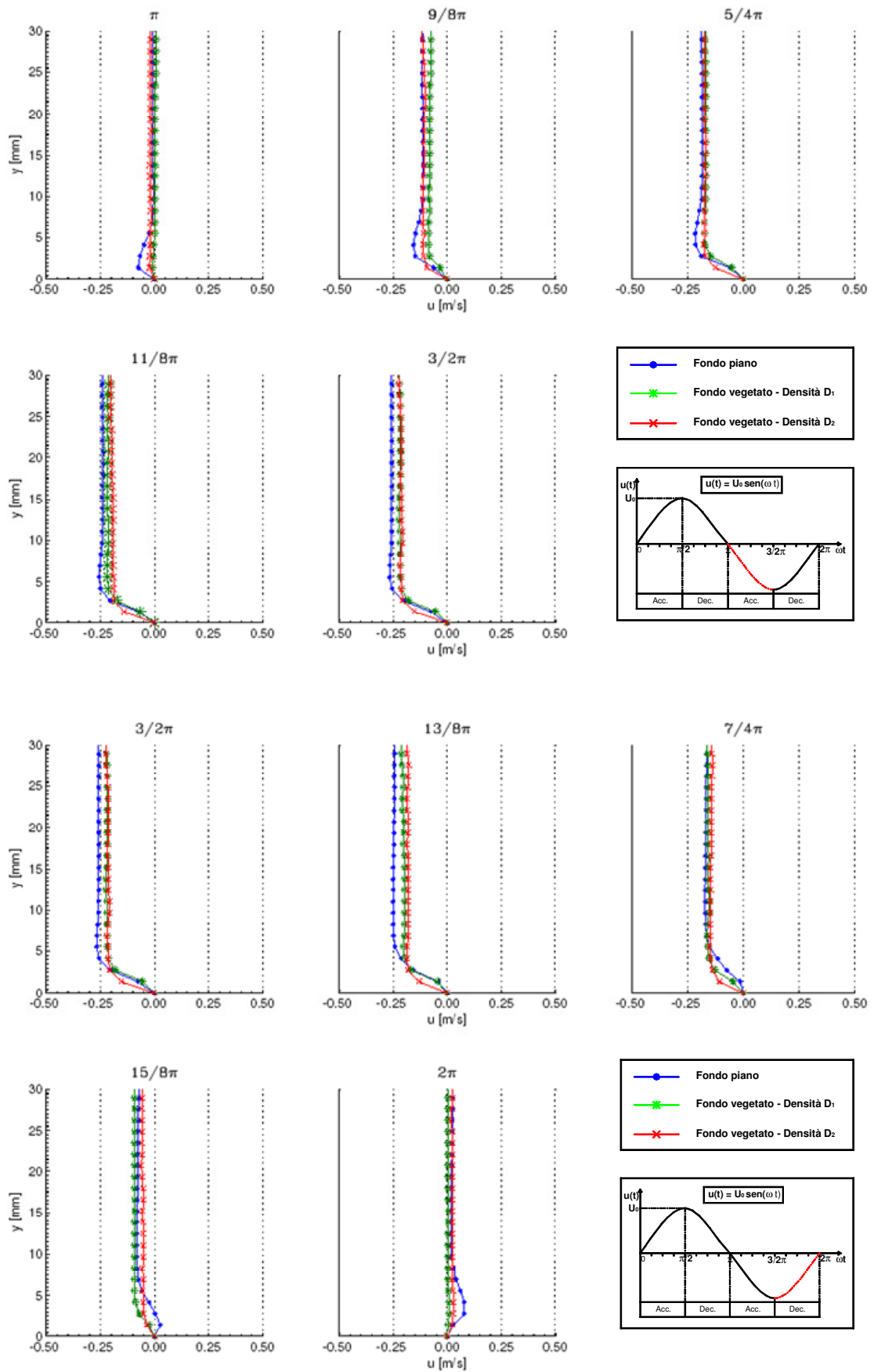




**Figura 4.8i** - confronto tra il profilo sperimentale ricavato con fondo piano e quello in presenza di aste rigide verticali:  $A=0.80$  m,  $T=8$  s







**Figura 4.8L** - confronto tra il profilo sperimentale ricavato con fondo piano e quello in presenza di aste rigide verticali:  $A=0.80$  m,  $T=9$  s

#### **IV.4.1. Confronto tra i profili di velocità in presenza ed in assenza di vegetazione rigida**

Allo scopo di rendere più agevole il confronto tra i profili di velocità misurati si è proceduto ad effettuare una rappresentazione in forma adimensionale.

In particolare le velocità  $u(y,t)$  sono state adimensionalizzate rispetto al valore di  $U_0$ , mentre i valori dell'ordinata  $y$  sono stati rapportati ad un multiplo di  $\delta_L$ , essendo, anche in questo caso,  $\delta_L$  l'ampiezza dello strato limite laminare calcolato tramite la [II.19.2]. I valori di  $\delta_L$  relativi alle diverse condizioni esaminate sono riportati nella tabella 1.4.

La scelta di assumere un multiplo di  $\delta_L$  è legata solo a motivazioni connesse ad una più significativa rappresentazione grafica dei risultati.

I profili di velocità adimensionali sono rappresentati nelle figure 4.9 a - l. Ciascun gruppo di profili è relativo ad un prefissato valore di  $U_0$  e  $T$  e, quindi, di  $Re^\delta$ ; nell'ambito di ogni caso sono stati poi riportati i risultati relativi a fissati valori della fase  $\omega t$ .

Si evidenzia, infine, che nelle figure in oggetto vengono indicate anche le fasi in cui il moto a pistone esterno è in accelerazione e in decelerazione.

A [m]	T [s]	$\omega$ [1/s]	$U_0$ [m/s]	$\delta_L$ [mm]
0,40	1,6	3,926	0,54	2,02
0,40	2,0	3,141	0,48	2,26
0,40	4,0	1,570	0,27	3,19
0,40	6,0	1,047	0,19	3,91
0,80	2,0	3,141	0,87	2,26
0,80	3,2	1,963	0,62	2,85
0,80	4,0	1,570	0,56	3,19
0,80	5,0	1,256	0,45	3,57
0,80	8,0	0,785	0,28	4,5
0,80	9,0	0,698	0,25	4,8

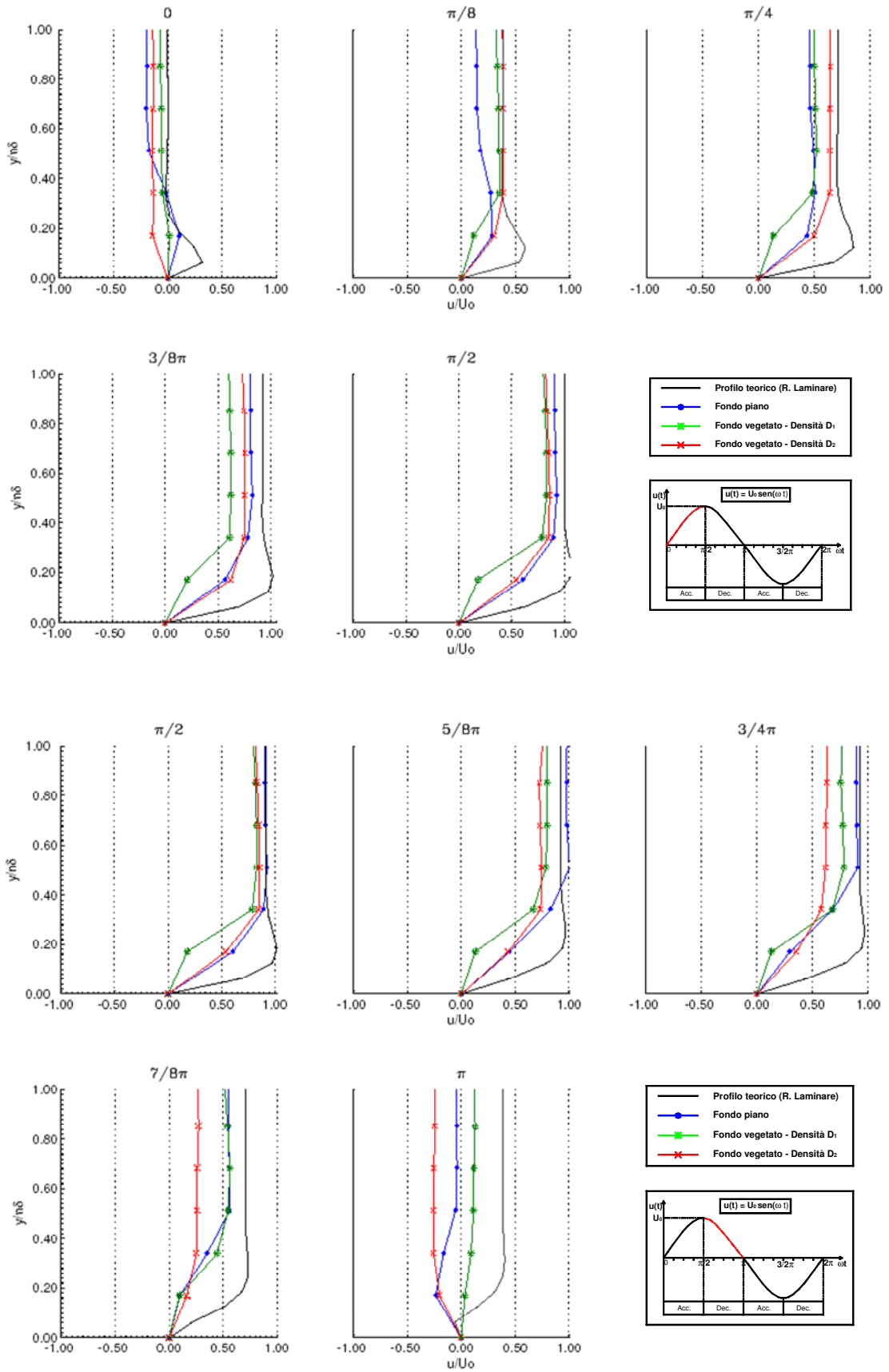
**Tabella 1.4-** valori di  $U_0$  e  $\delta_L$  per le prove effettuate

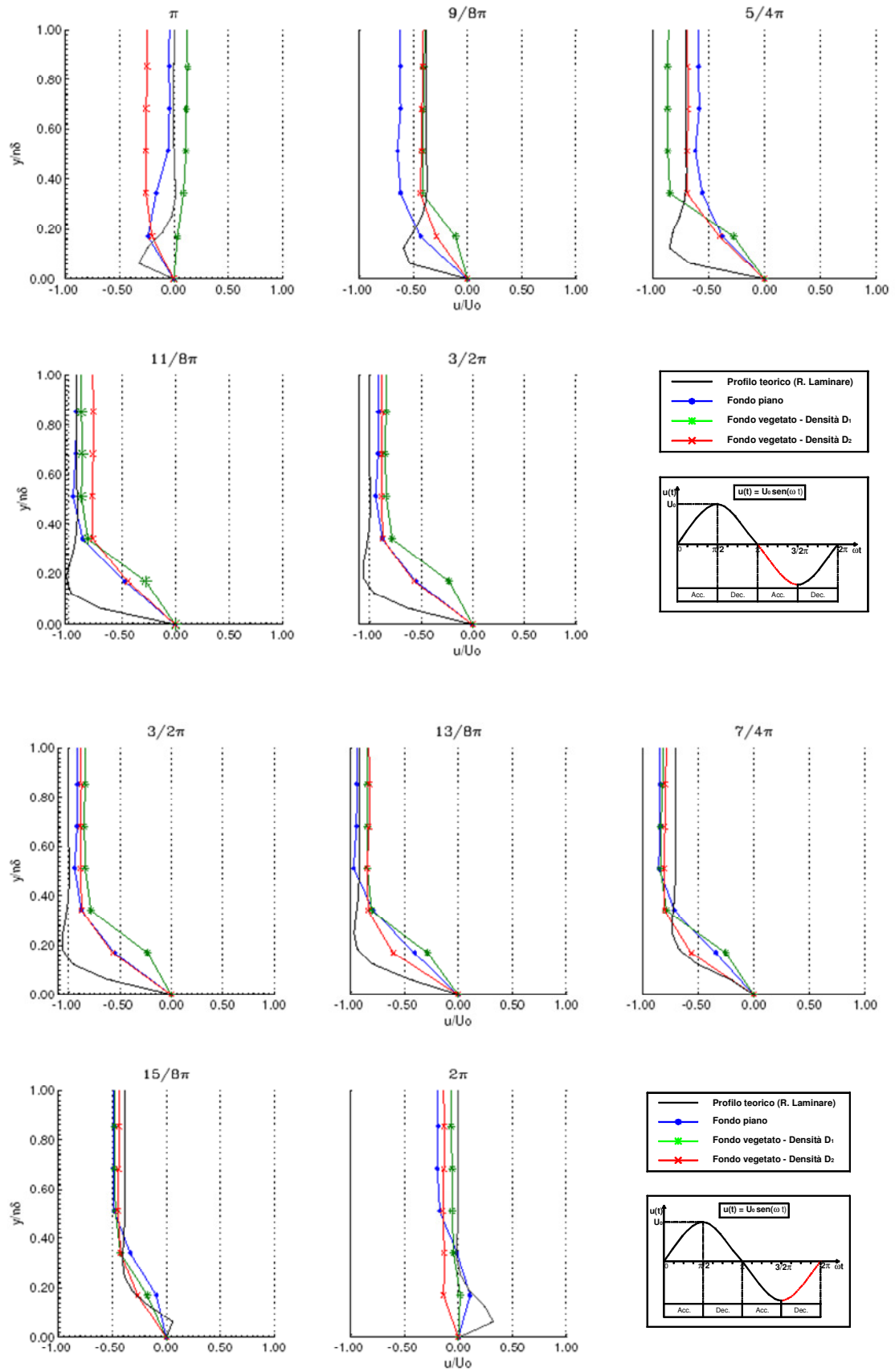
Giova evidenziare che allo scopo di ottenere una migliore interpretazione dei risultati i profili sperimentali sono stati sovrapposti a quelli teorici di moto laminare calcolati attraverso le [II.19.1].

Come primo elemento di analisi risulta dal confronto dei profili di velocità sperimentali e quello di regime laminare che per bassi numeri di  $Re^\delta$  (regime laminare disturbato – regime 2) la differenza tra i tre profili sperimentali è modesta e che tale risulta essere anche rispetto alla condizione di regime laminare.

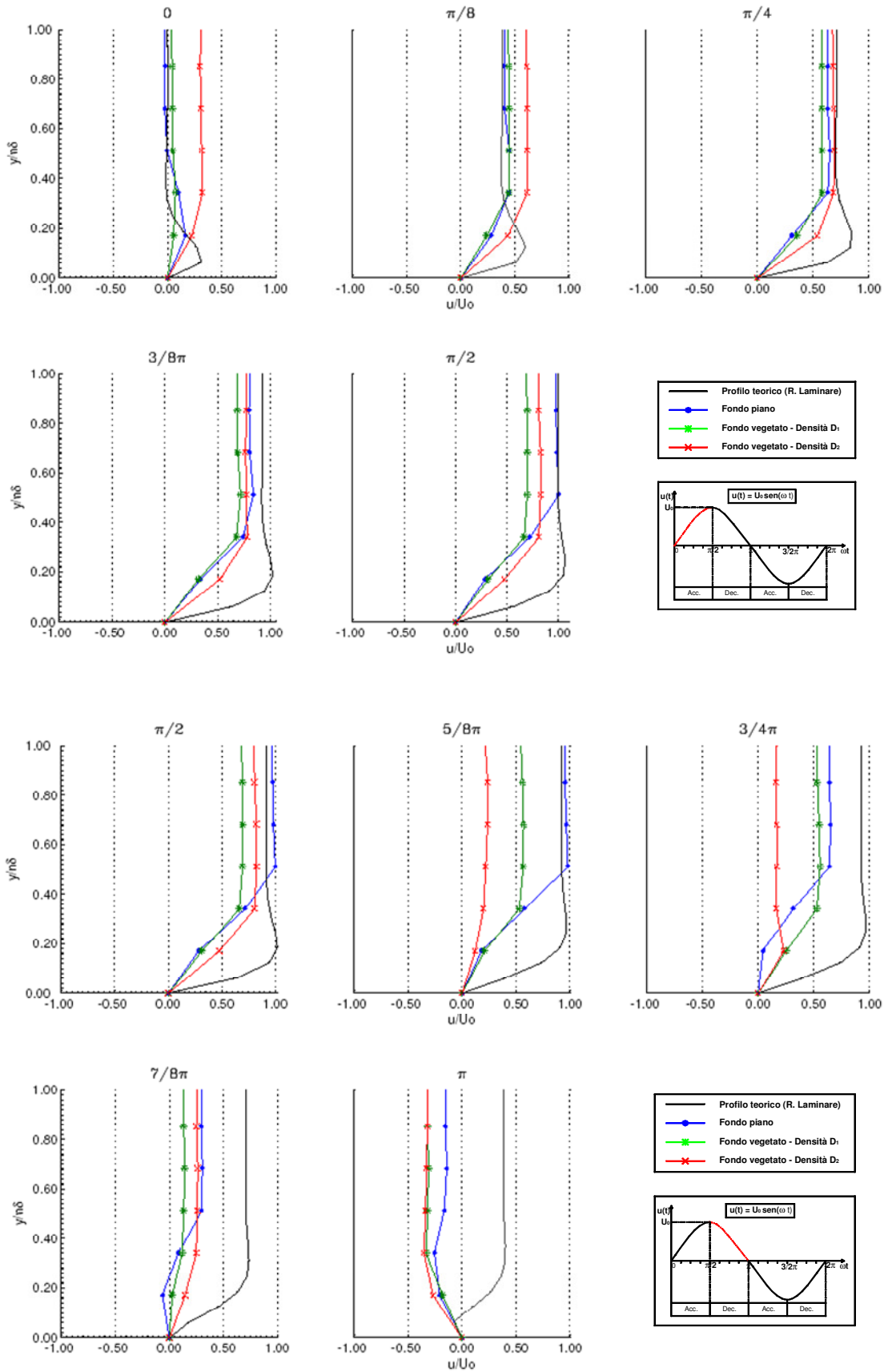
Al crescere di  $Re^\delta$  tale ultima situazione si modifica perché i profili dello strato limite si discostano sensibilmente da quello laminare, inoltre, la presenza della vegetazione rigida altera la distribuzione della velocità rispetto alla condizione di fondo piano.

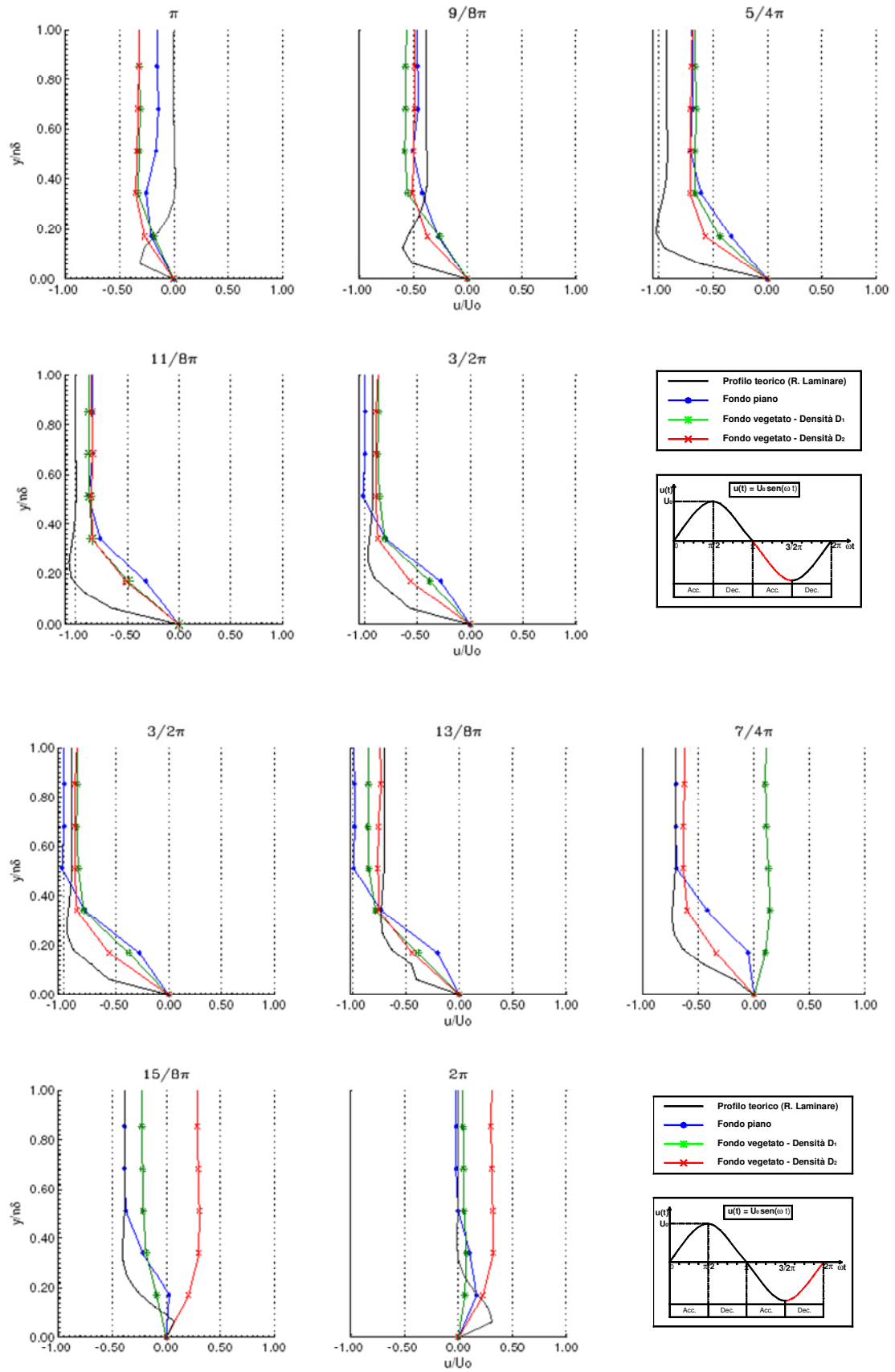
Nel paragrafo che segue le differenze descritte vengono quantificate attraverso una analisi degli scarti tra i valori corrispondenti della velocità.





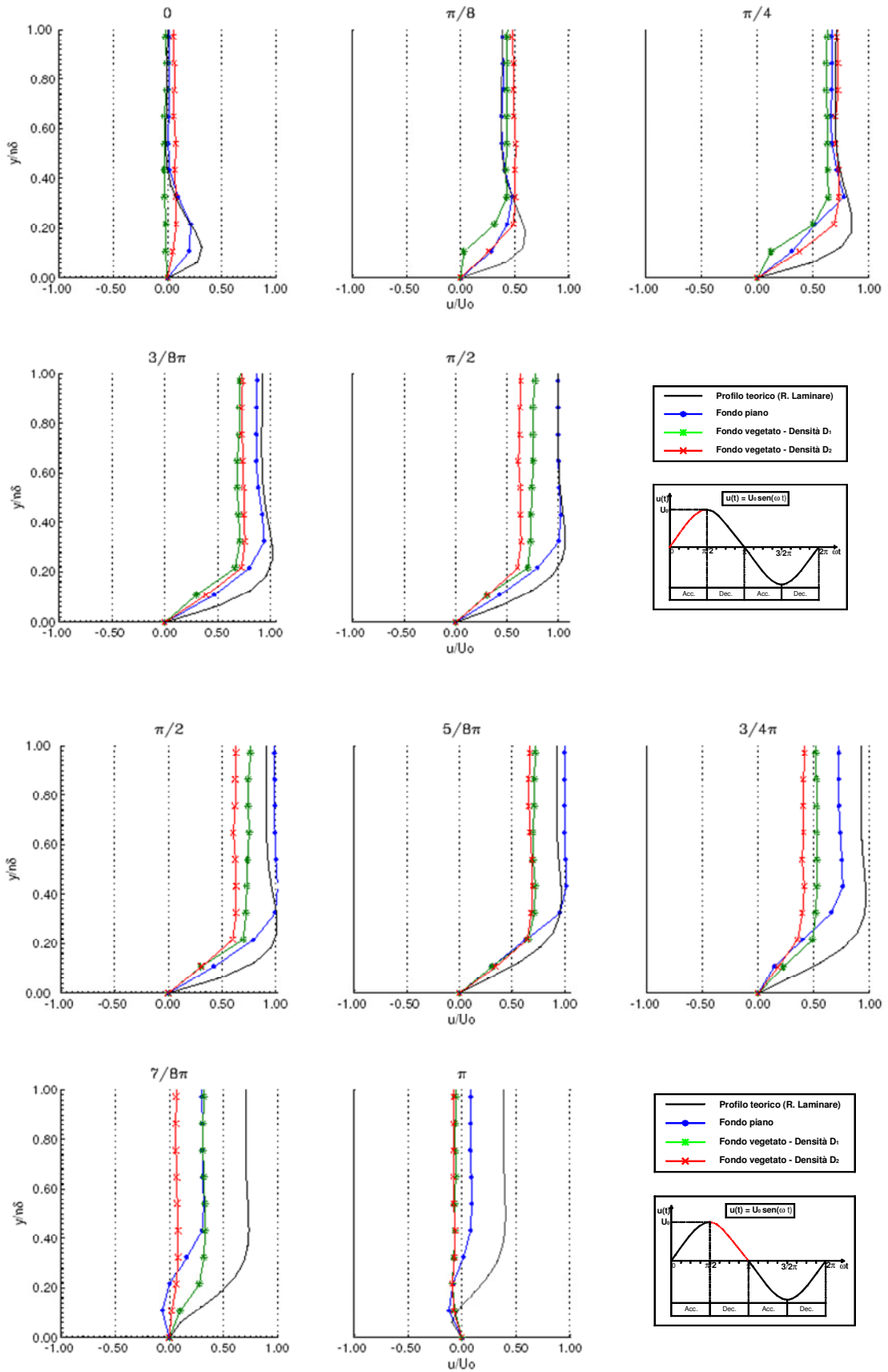
**Figura 4.9a** - confronto tra i profili di velocità teorico, sperimentale con fondo piano e sperimentale su fondo vegetato:  $A = 0.40\text{m}$ ,  $T=1.6\text{ s}$

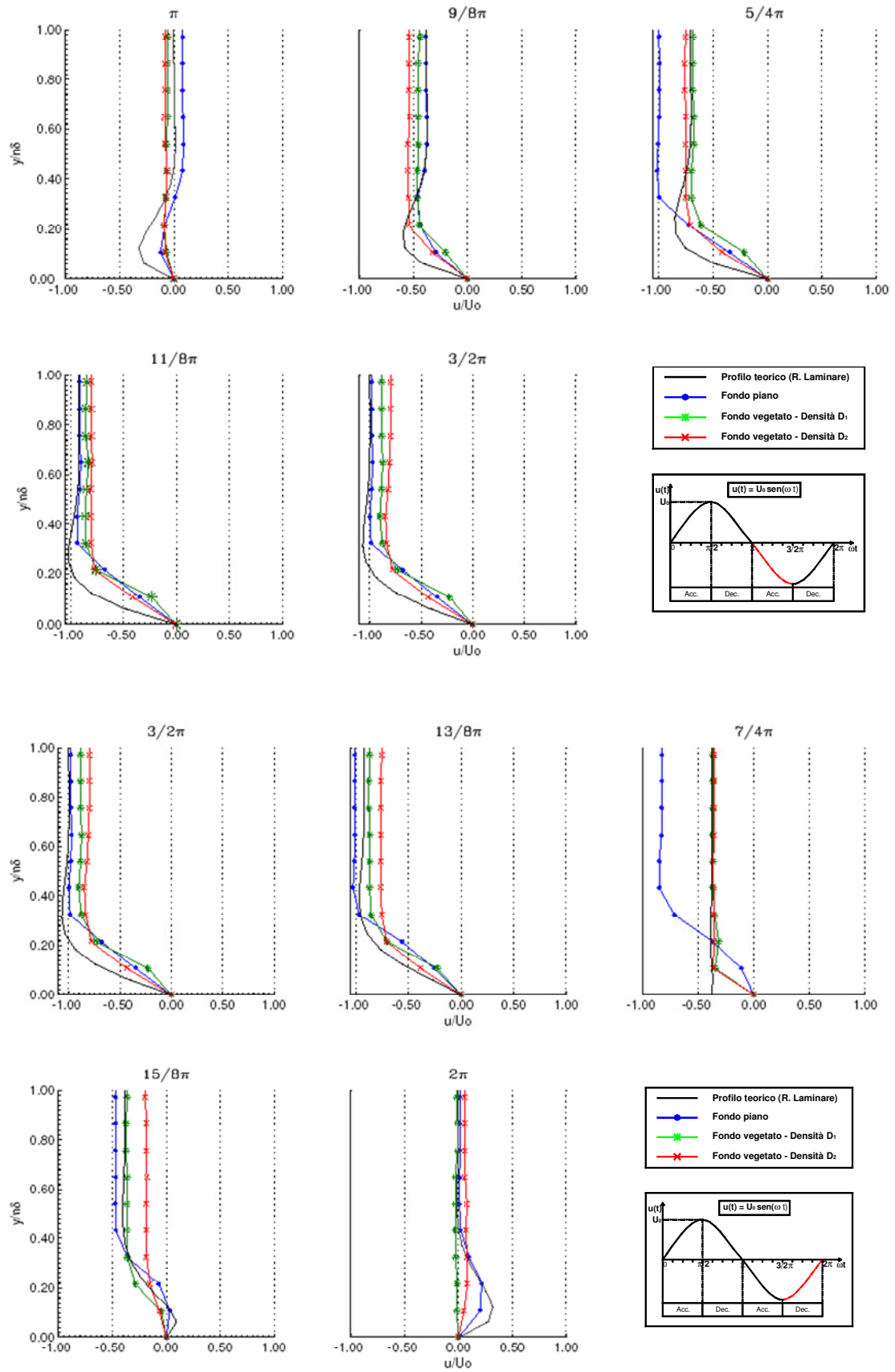




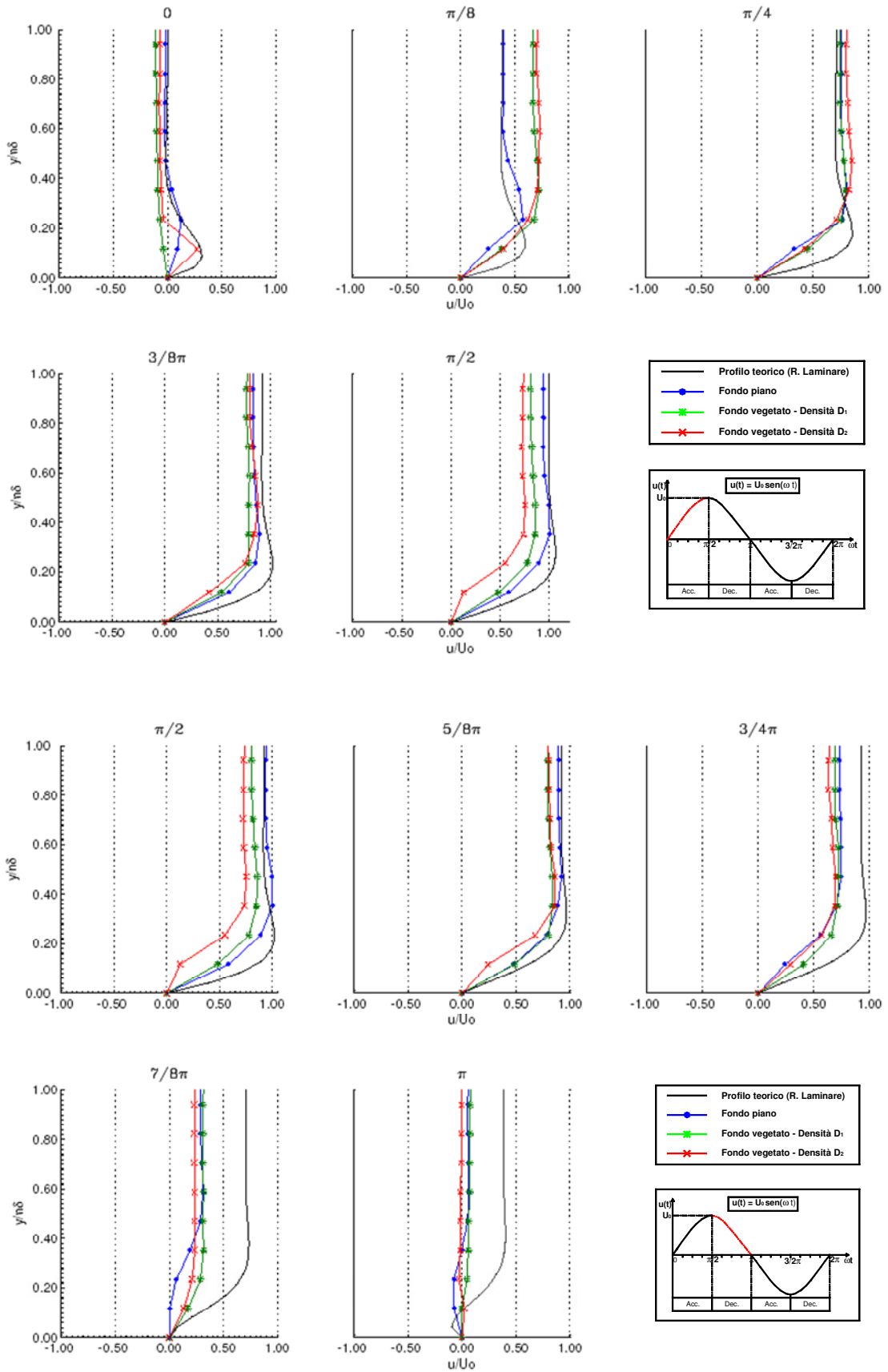
**Figura 4.9b** - confronto tra i profili di velocità teorico, sperimentale con fondo piano e sperimentale su fondo vegetato:  $A = 0.40\text{m}$ ,  $T=2\text{ s}$

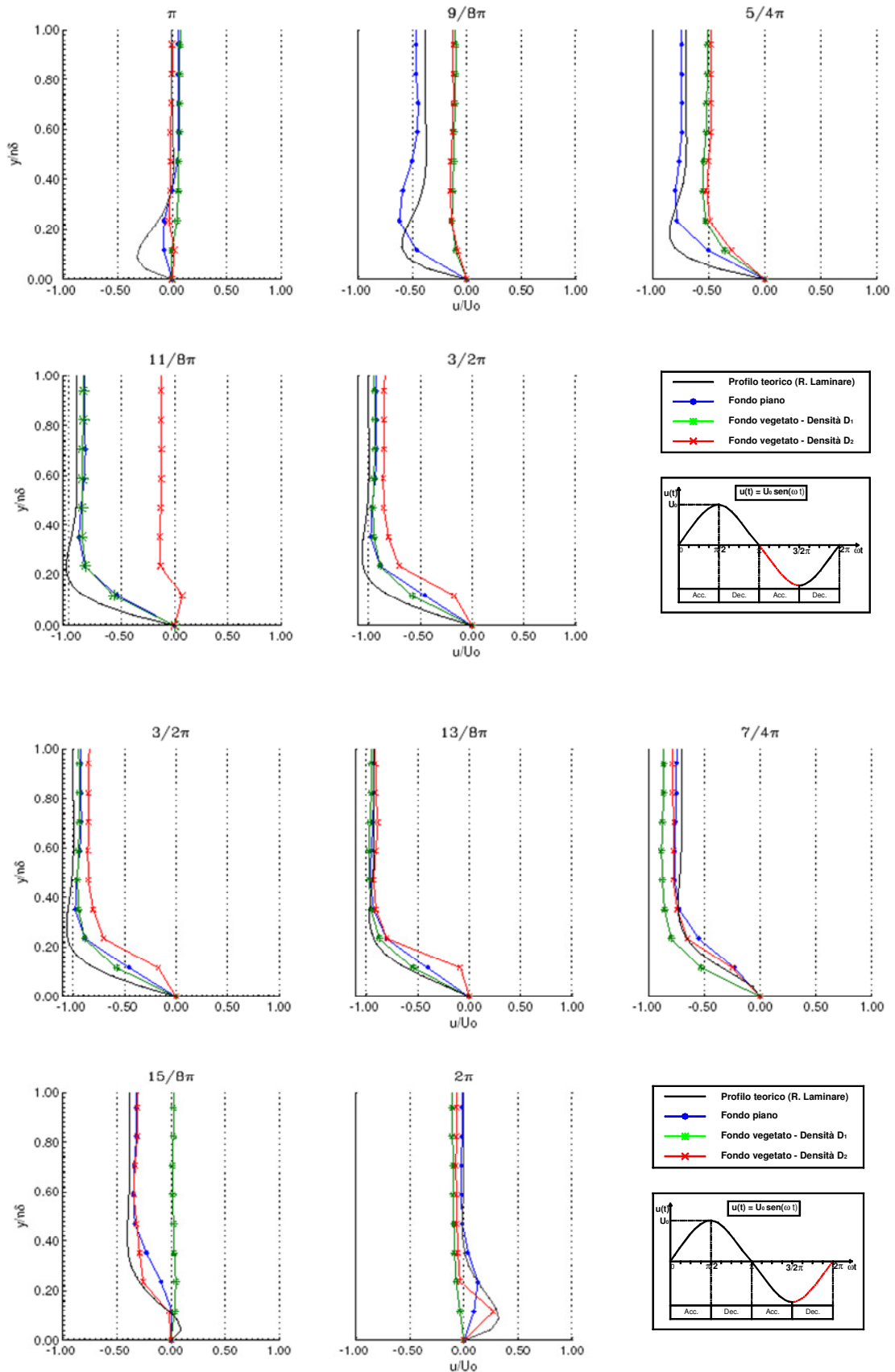




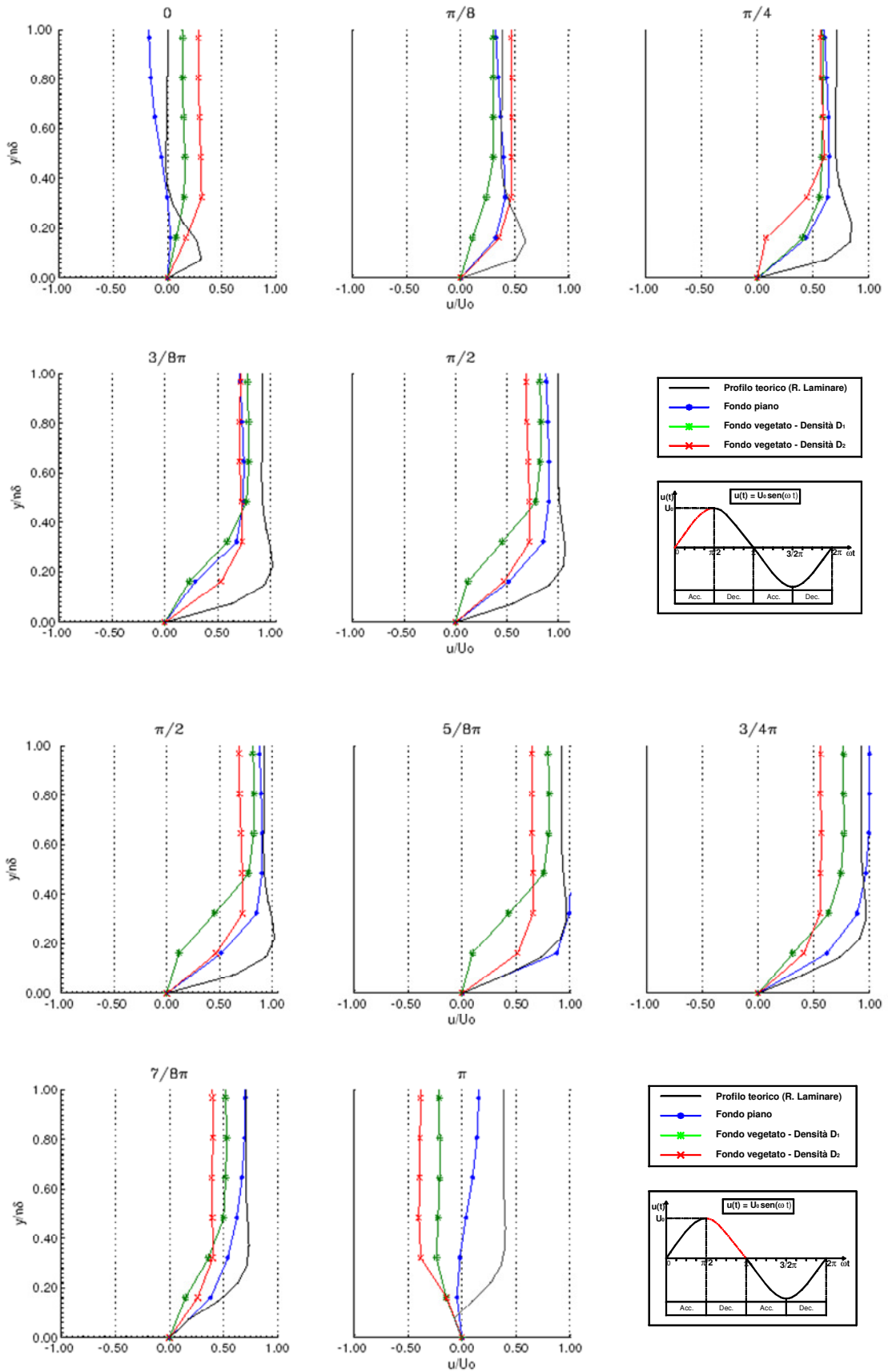


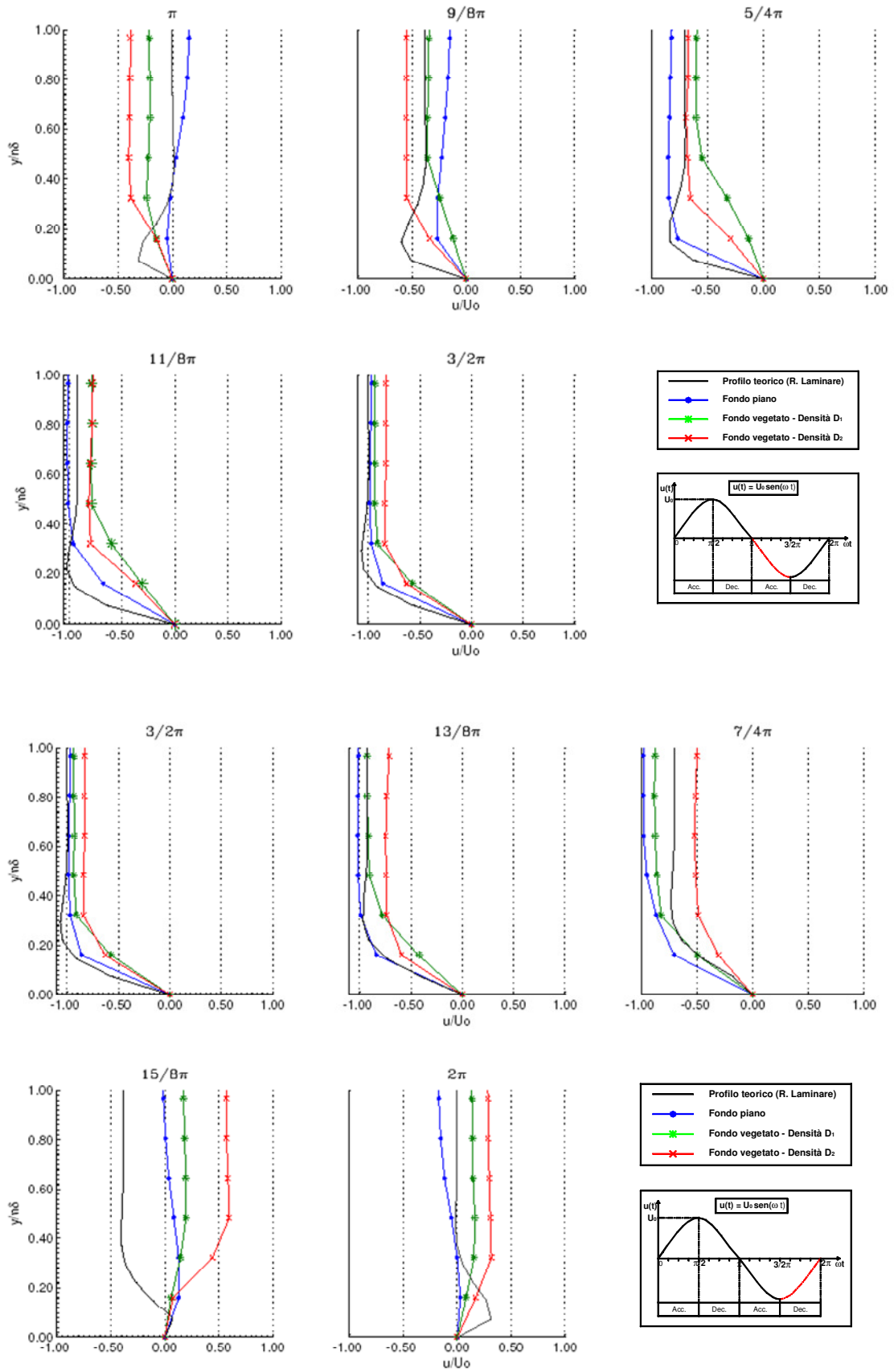
**Figura 4.9c** - confronto tra i profili di velocità teorico, sperimentale con fondo piano e sperimentale su fondo vegetato:  $A = 0.40\text{m}$ ,  $T=4\text{ s}$



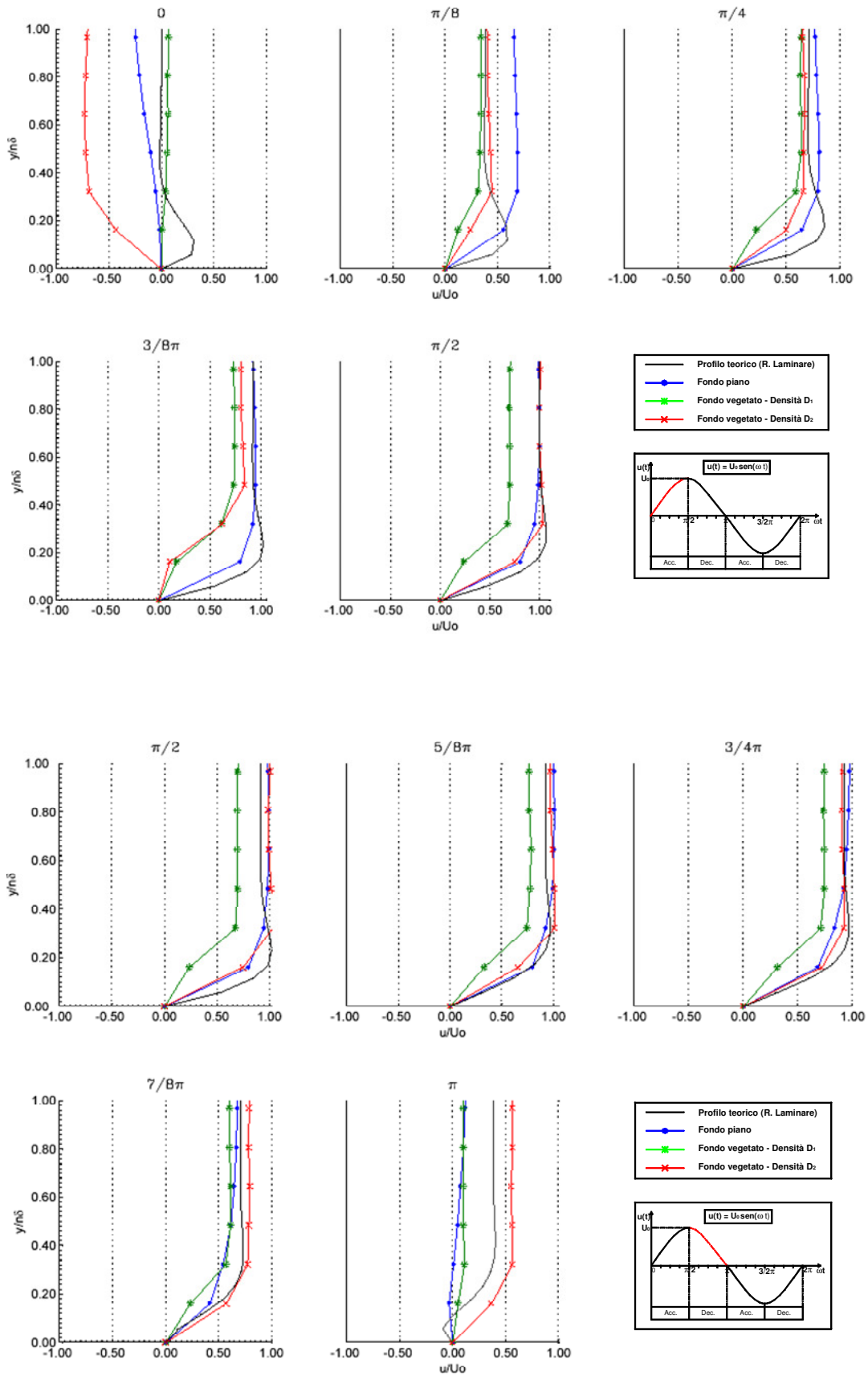


**Figura 4.9d** - confronto tra i profili di velocità teorico, sperimentale con fondo piano e sperimentale su fondo vegetato:  $A = 0.40\text{m}$ ,  $T=6\text{ s}$

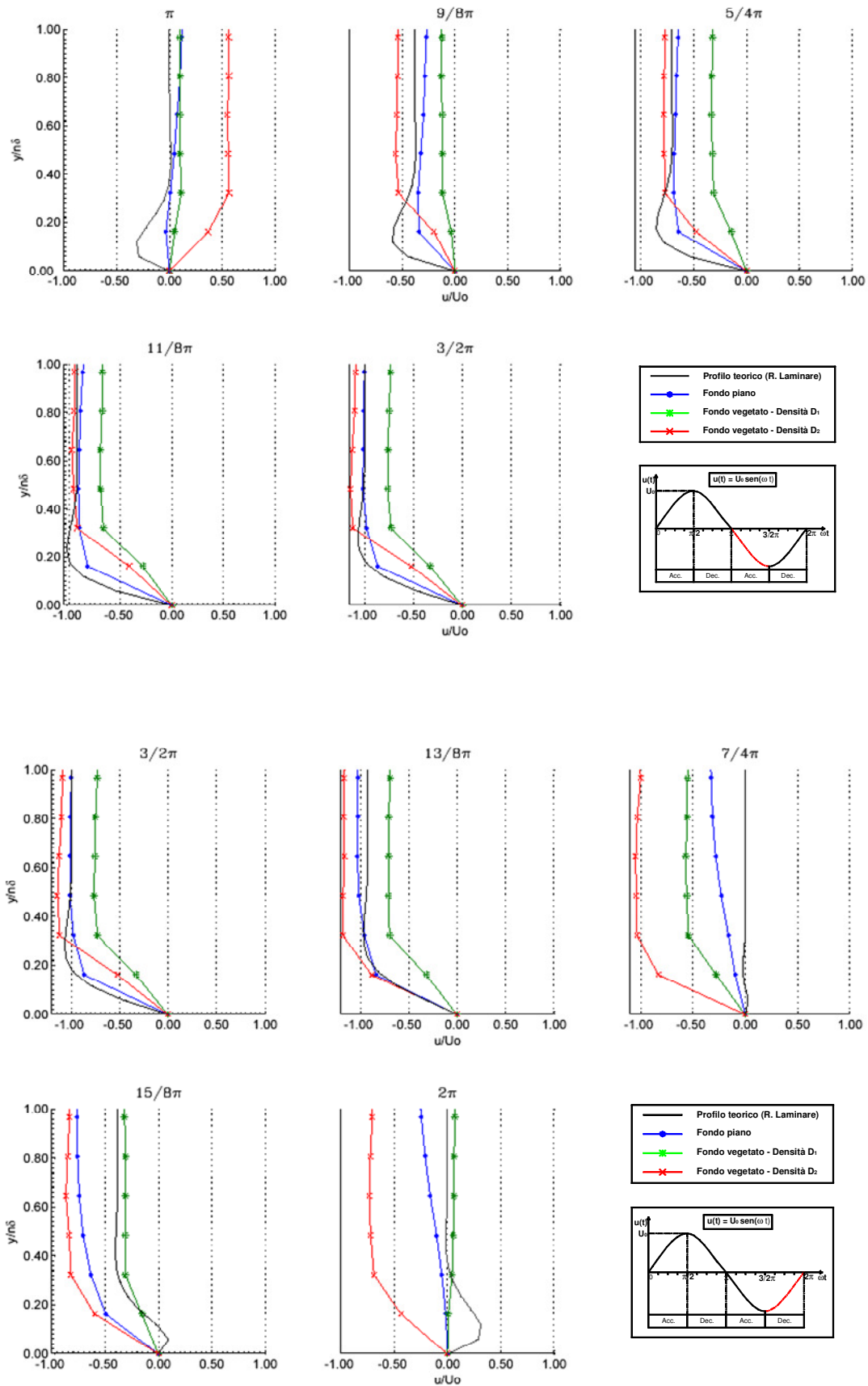




**Figura 4.9e** - confronto tra i profili di velocità teorico, sperimentale con fondo piano e sperimentale su fondo vegetato:  $A = 0.80\text{m}$ ,  $T=2\text{ s}$

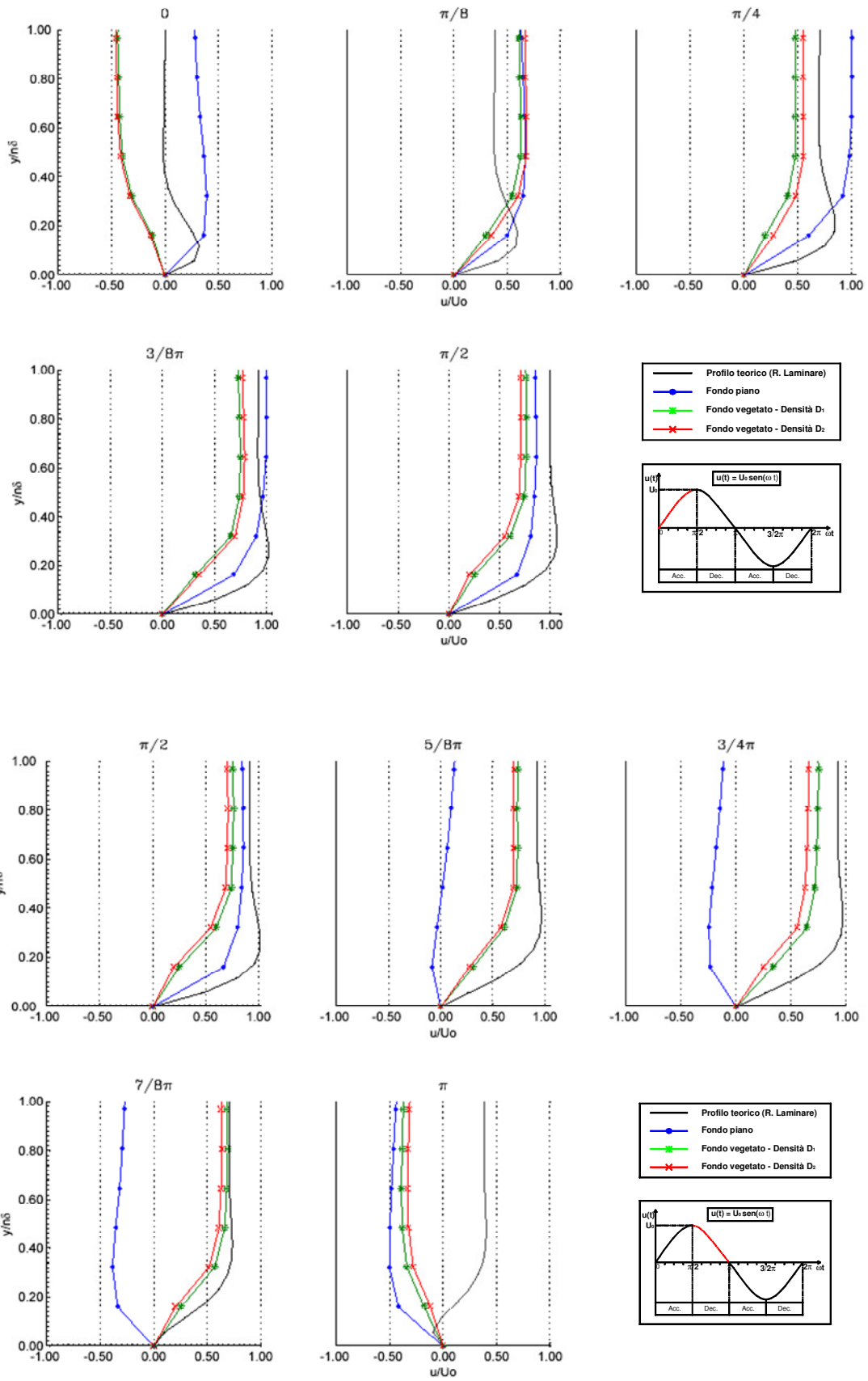


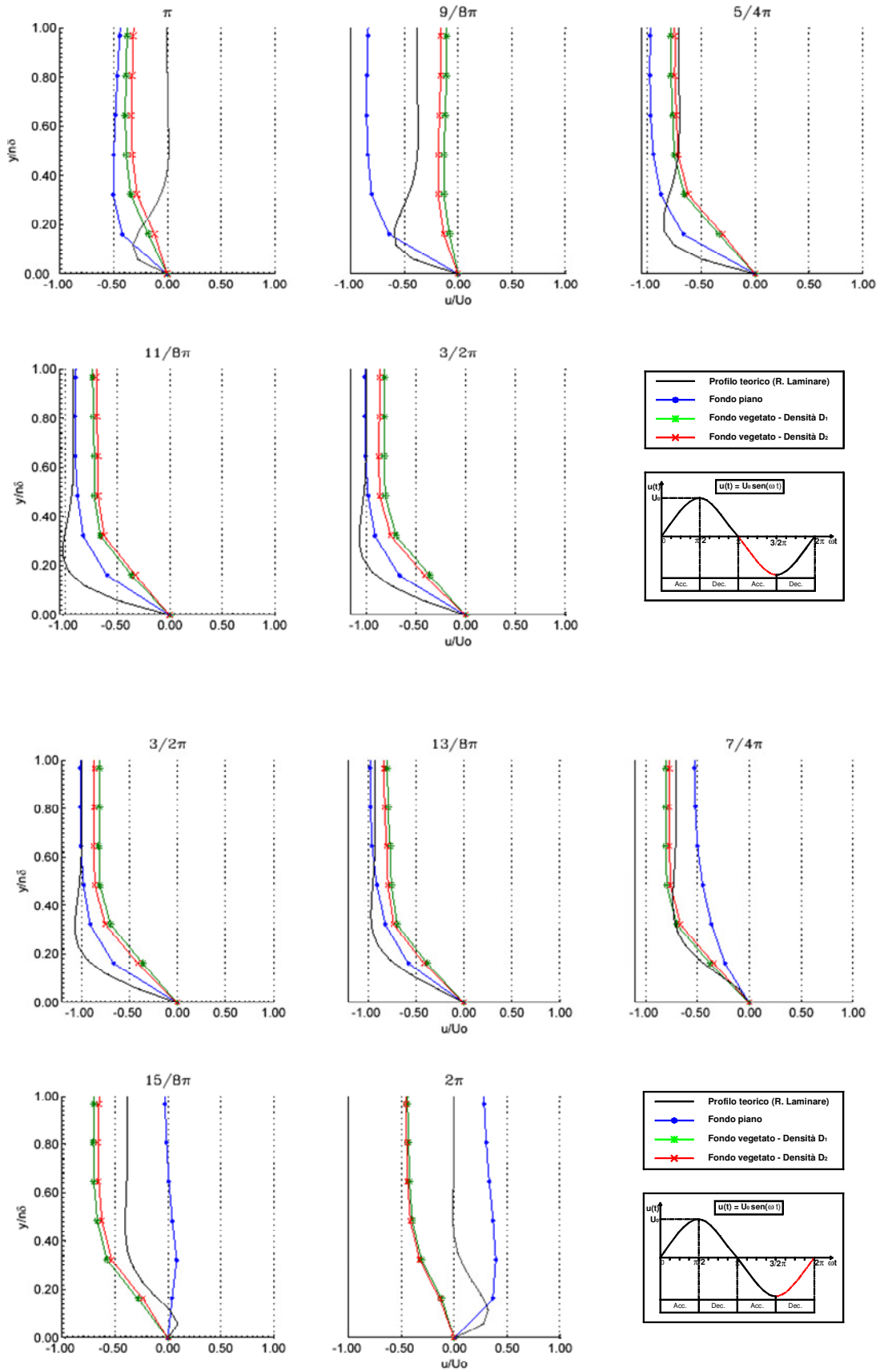




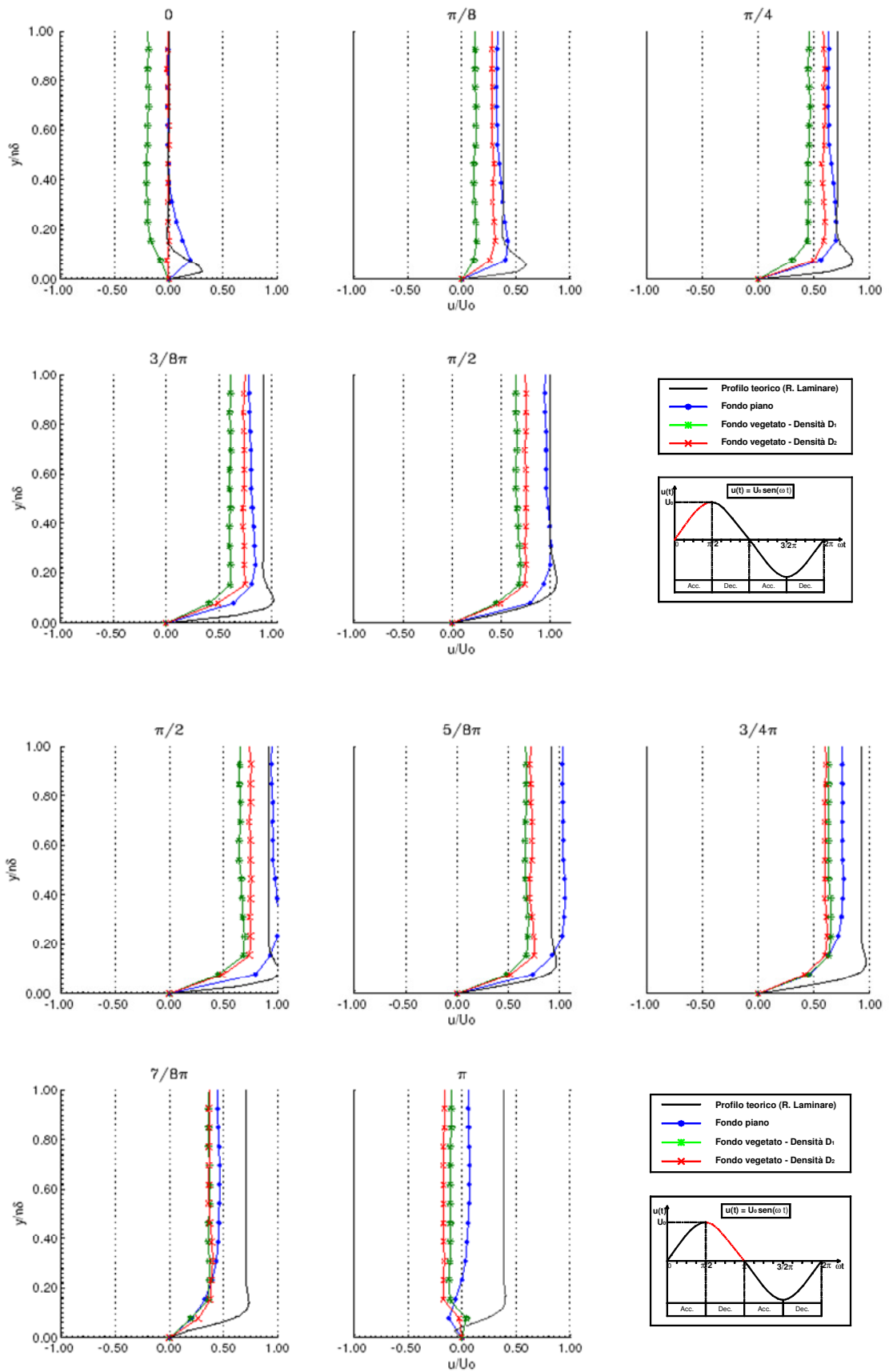
**Figura 4.9f** - confronto tra i profili di velocità teorico, sperimentale con fondo piano e sperimentale su fondo vegetato:  $A = 0.80 \text{ m}$ ,  $T = 3.2 \text{ s}$

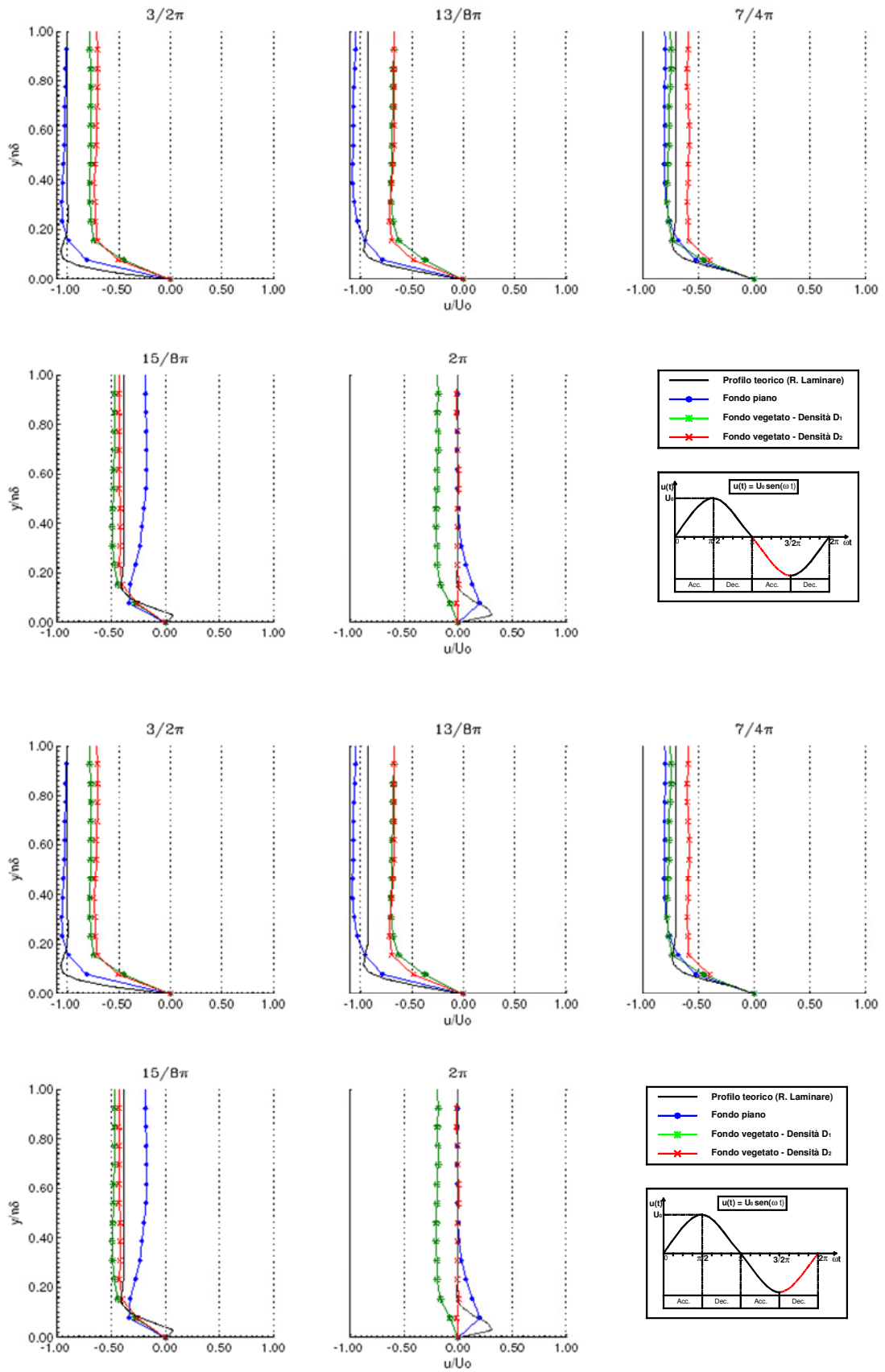




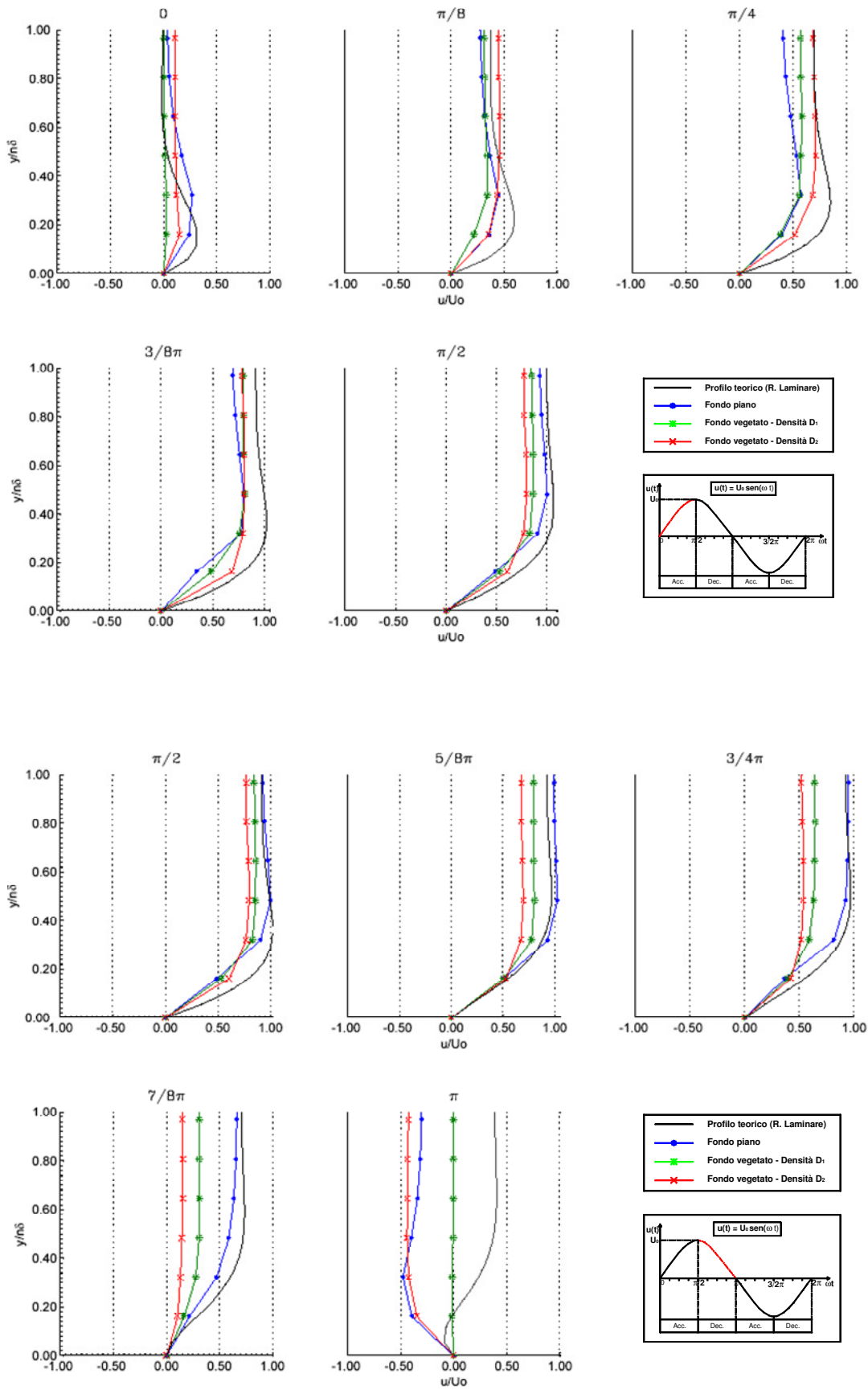


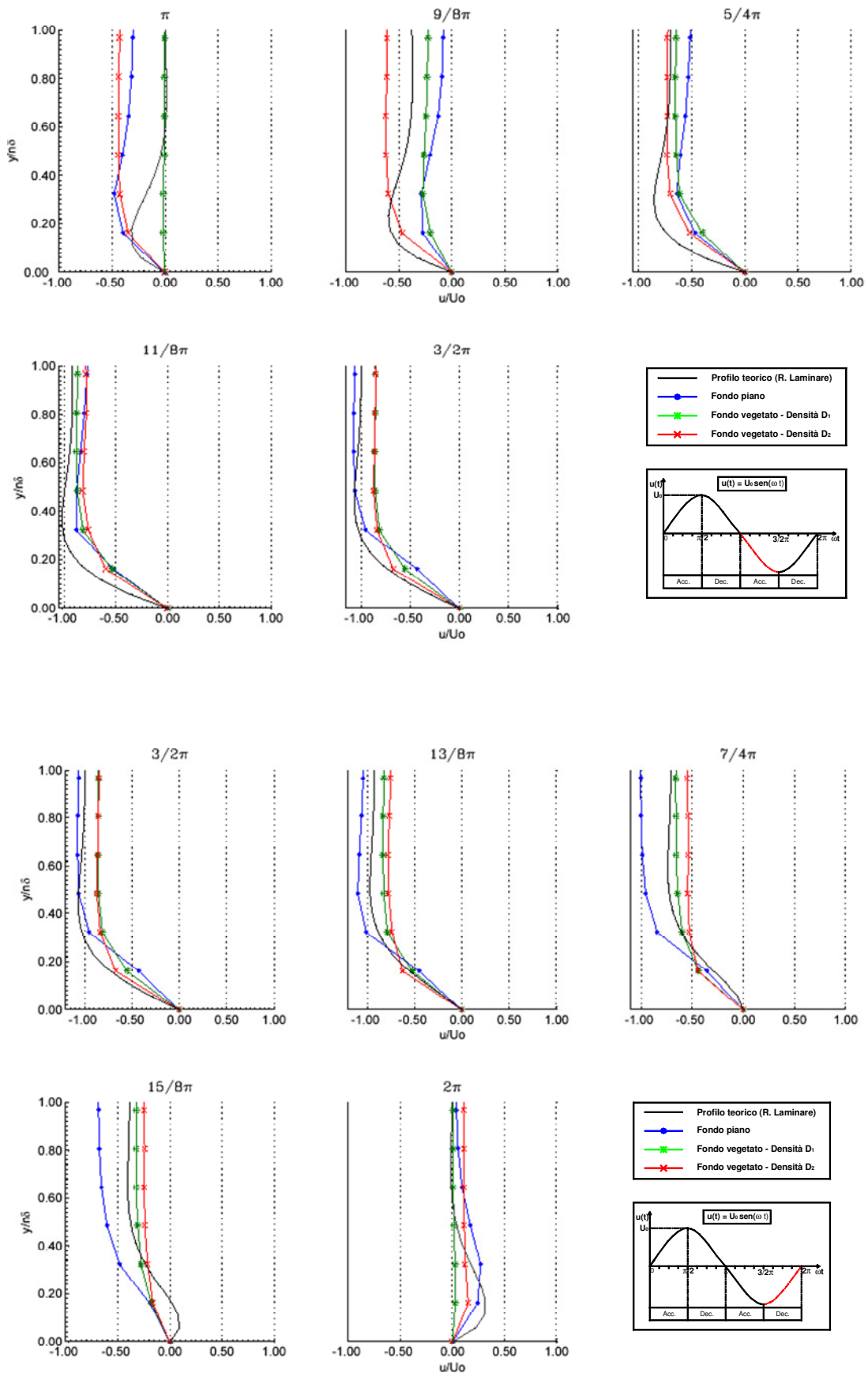
**Figura 4.9g** - confronto tra i profili di velocità teorico, sperimentale con fondo piano e sperimentale su fondo vegetato:  $A = 0.80$  m,  $T = 4$  s



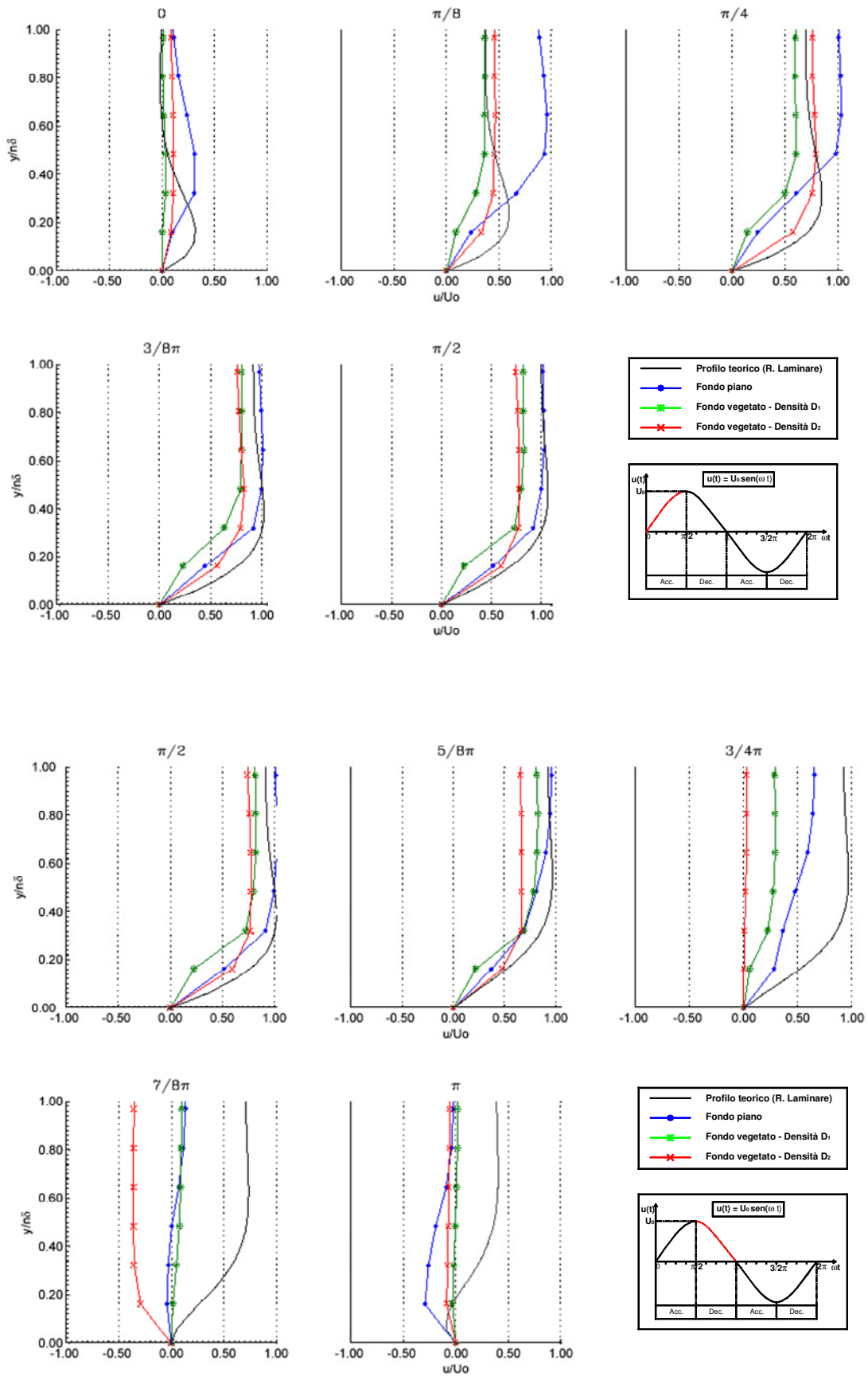


**Figura 4.9h** - confronto tra i profili di velocità teorico, sperimentale con fondo piano e sperimentale su fondo vegetato:  $A = 0.80 \text{ m}$ ,  $T = 5 \text{ s}$

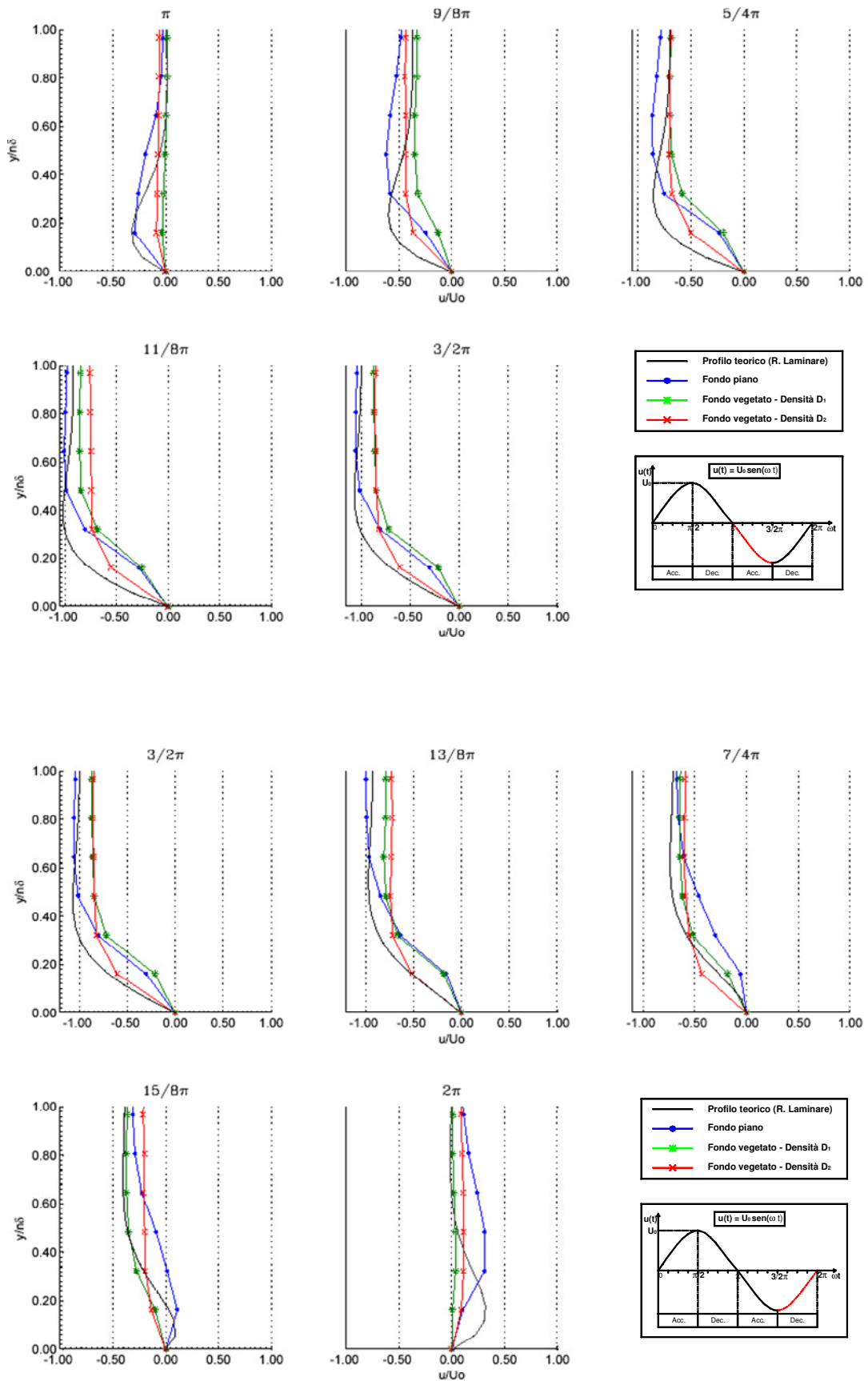




**Figura 4.9i** - confronto tra i profili di velocità teorico, sperimentale con fondo piano e sperimentale su fondo vegetato:  $A = 0.80$  m,  $T = 8$  s







**Figura 4.9L** - confronto tra i profili di velocità teorico, sperimentale con fondo piano e sperimentale su fondo vegetato:  $A = 0.80 \text{ m}$ ,  $T = 9 \text{ s}$



#### **IV.4.2 Analisi degli scarti tra i valori di velocità durante il periodo di oscillazione**

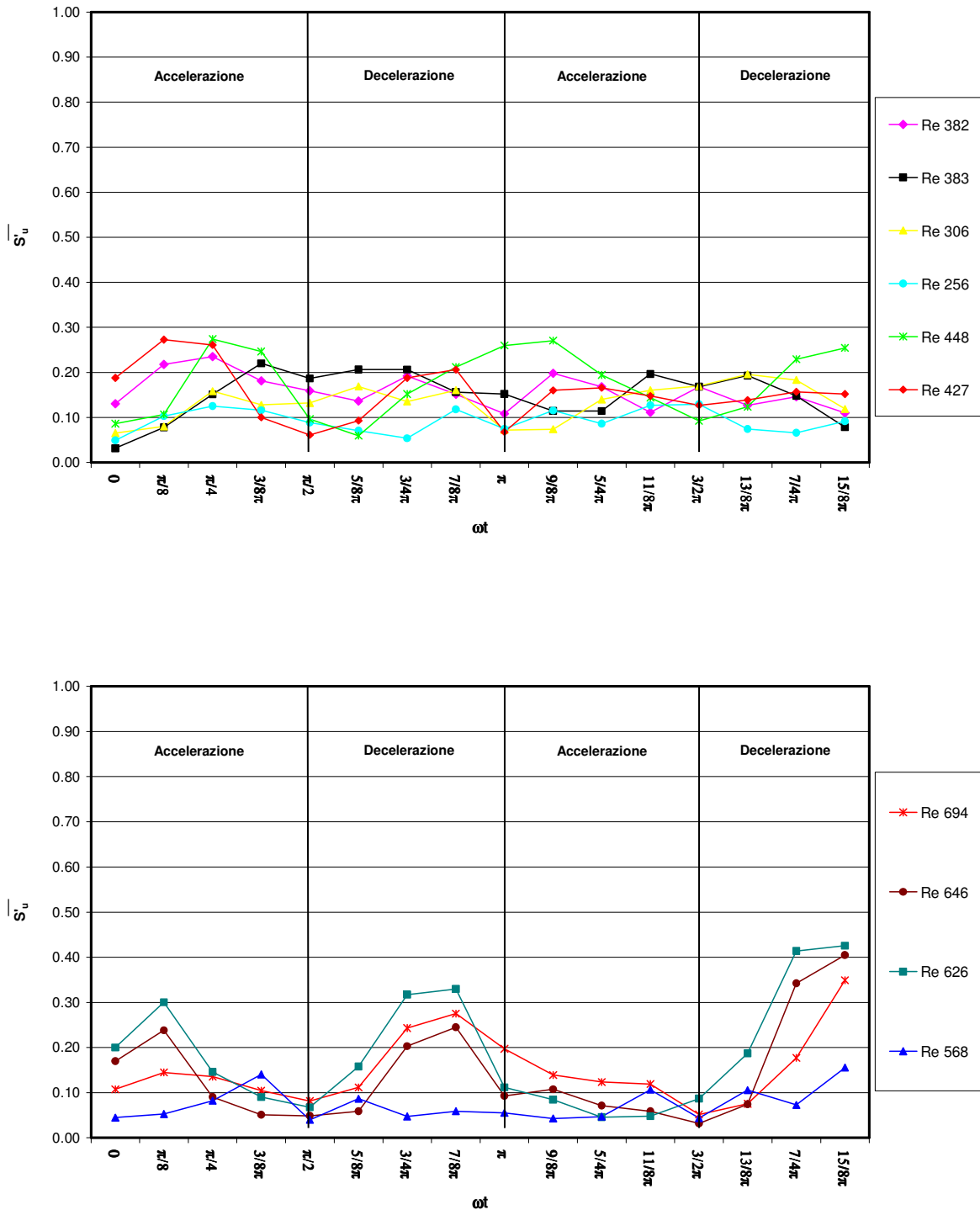
Si procede alla valutazione degli scarti  $S_u$  tra il profilo teorico in regime laminare ed i profili sperimentali relativi alle tre configurazioni di prove effettuate. Si effettua, inoltre, il confronto tra il profilo sperimentale ricavato con fondo piano e quello sperimentale ottenuto per le due configurazioni con aste rigide sul fondo a parità di condizioni idrodinamiche (A e T).

Gli scarti  $S_u$  sono stati adimensionalizzati rispetto alla velocità  $U_0$ , attraverso le seguenti relazioni:

$$\begin{aligned} S_u' &= \frac{|u_L - u_{FP}|}{U_0} \\ S_u'' &= \frac{|u_L - u_{D1}|}{U_0} \\ S_u''' &= \frac{|u_L - u_{D2}|}{U_0} \\ S_u^+ &= \frac{|u_{FP} - u_{D1}|}{U_0} \\ S_u^* &= \frac{|u_{FP} - u_{D2}|}{U_0} \end{aligned} \tag{4.1}$$

Nelle relazioni prima riportate  $u_L$  rappresenta il valore della velocità relativa al profilo teorico di regime laminare,  $u_{FP}$  è il corrispondente valore relativo al profilo sperimentale con fondo piano,  $u_{D1}$  ed  $u_{D2}$  sono il valore di  $u$  relativo rispettivamente alla configurazione con aste rigide verticali con densità  $D_1$  e con densità  $D_2$ . Per mettere in evidenza l'influenza degli sforzi tangenziali sui profili di velocità misurati al crescere del numero di  $Re^\delta$  è stata calcolata la media  $\overline{S_u'}$ ,  $\overline{S_u''}$ ,  $\overline{S_u'''}$ ,  $\overline{S_u^+}$ ,  $\overline{S_u^*}$  degli scarti calcolati con le [4.1] all'interno del tratto di ampiezza  $\delta$ . Per ogni prova effettuata sono stati messi a confronto i valori  $\overline{S_u'}$ ,  $\overline{S_u''}$ ,  $\overline{S_u'''}$ ,  $\overline{S_u^+}$ ,  $\overline{S_u^*}$  al variare di

$\omega t$  e di  $Re^\delta$ . In particolare nelle figure 4.10a – e sono messi a confronto i valori degli scarti relativi ai casi di regime laminare disturbato ( $Re^\delta 100 \div 500$ ) e quelli riferiti a condizioni di regime turbolento intermittente ( $Re^\delta 500 \div 3000$ ).



**Figura 4.10a** – Andamento degli scarti  $\overline{s}_u$  al variare di  $\omega t$  e di  $Re^\delta$

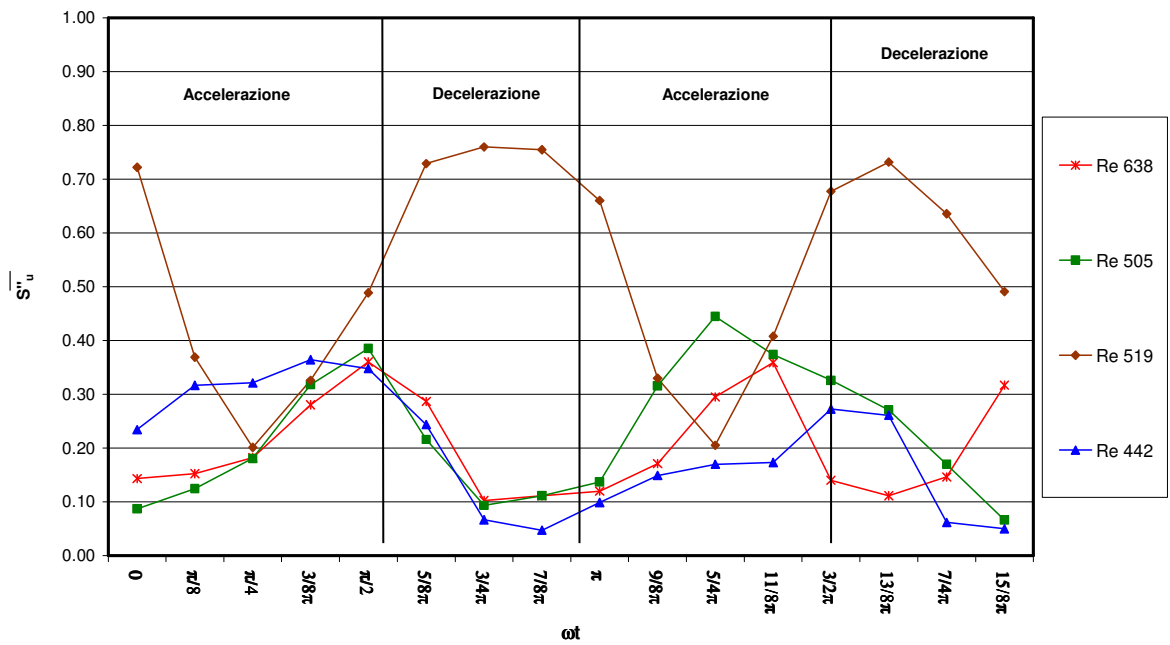
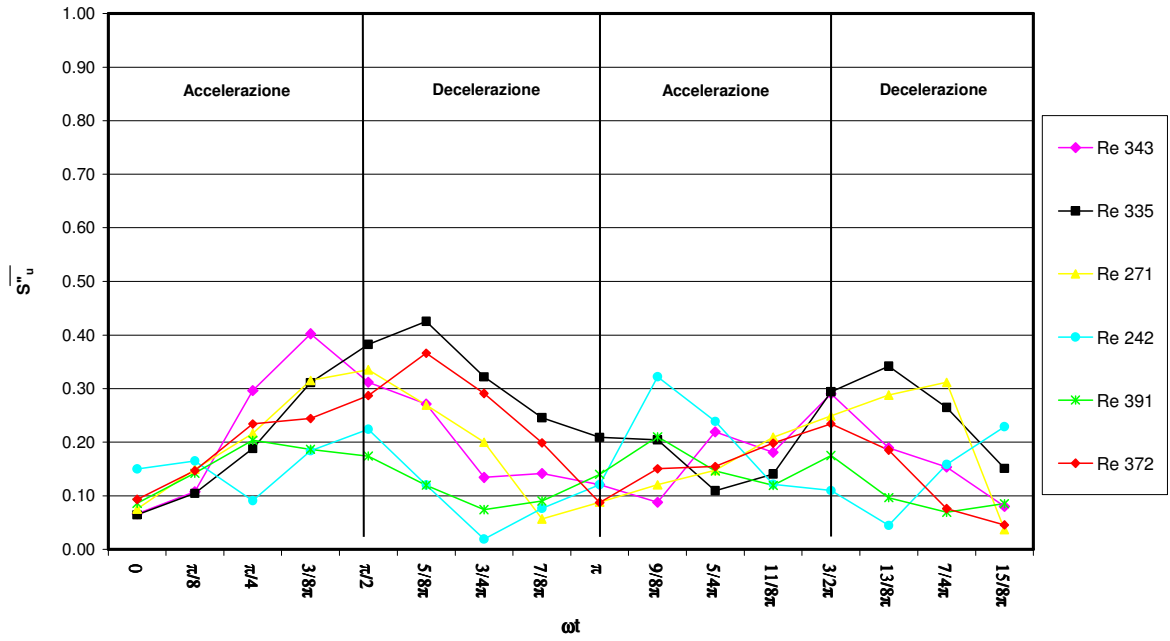


Figura 4.10b – Andamento degli scarti  $S_u''$  al variare di  $\omega t$  e di  $Re^s$

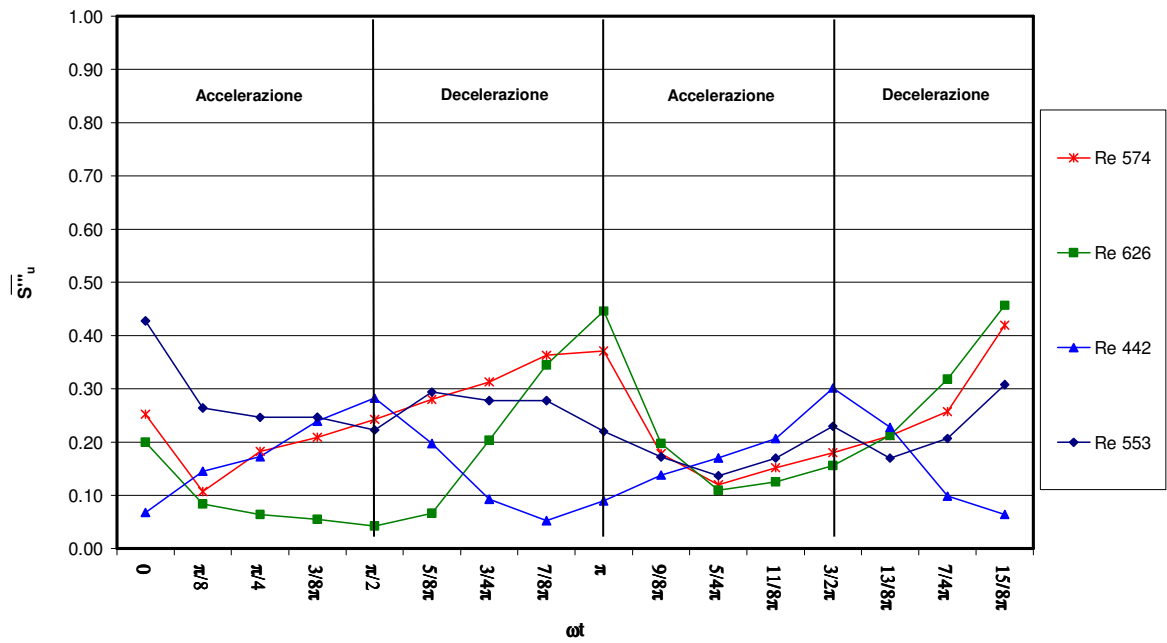
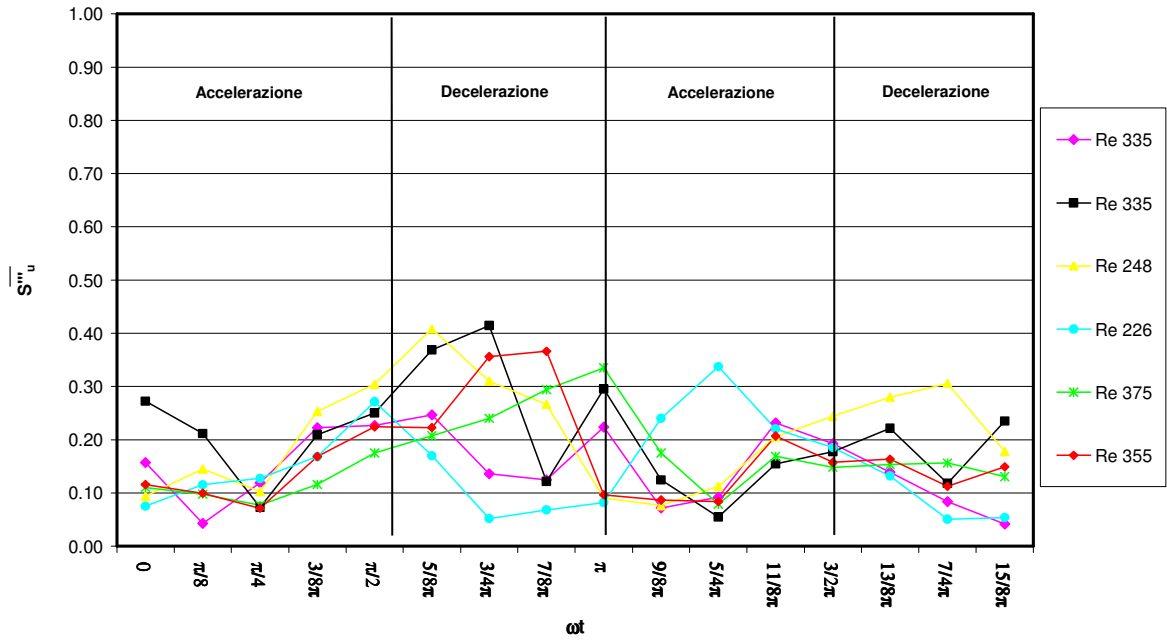


Figura 4.10c - Andamento degli scarti  $S_u^n$  al variare di  $\omega t$  e di  $Re^\delta$

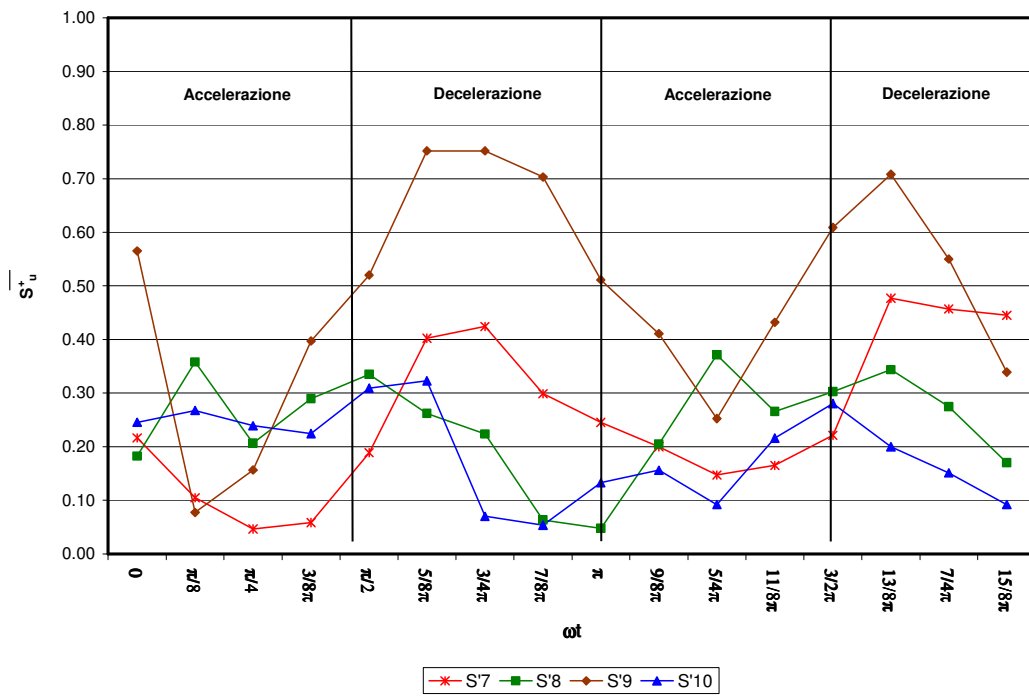
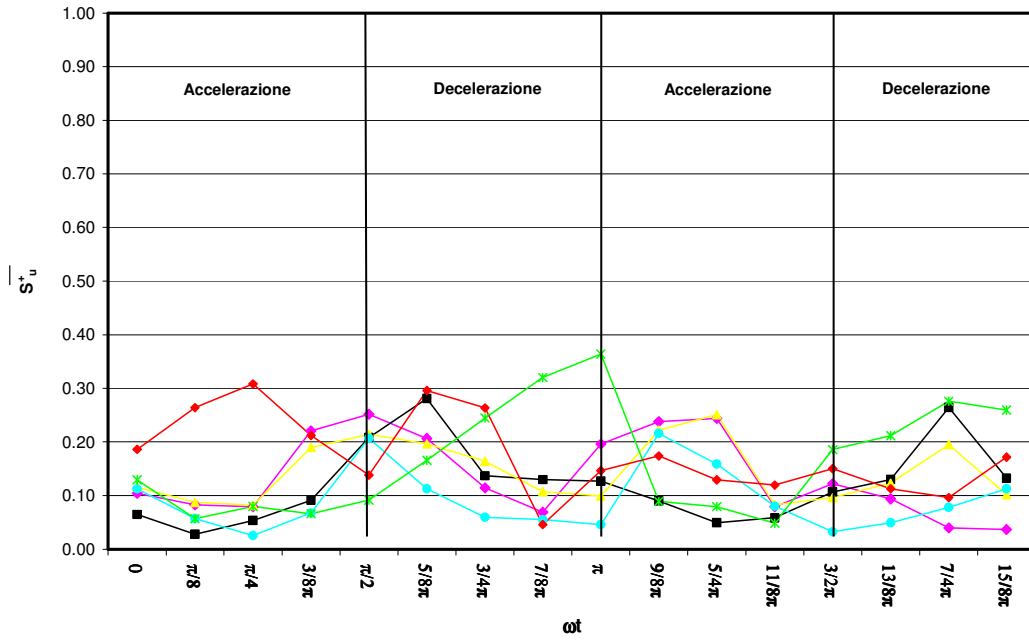


Figura 4.10d – Andamento degli scarti  $\overline{S_u^+}$  al variare di  $\omega t$  e di  $Re^\delta$

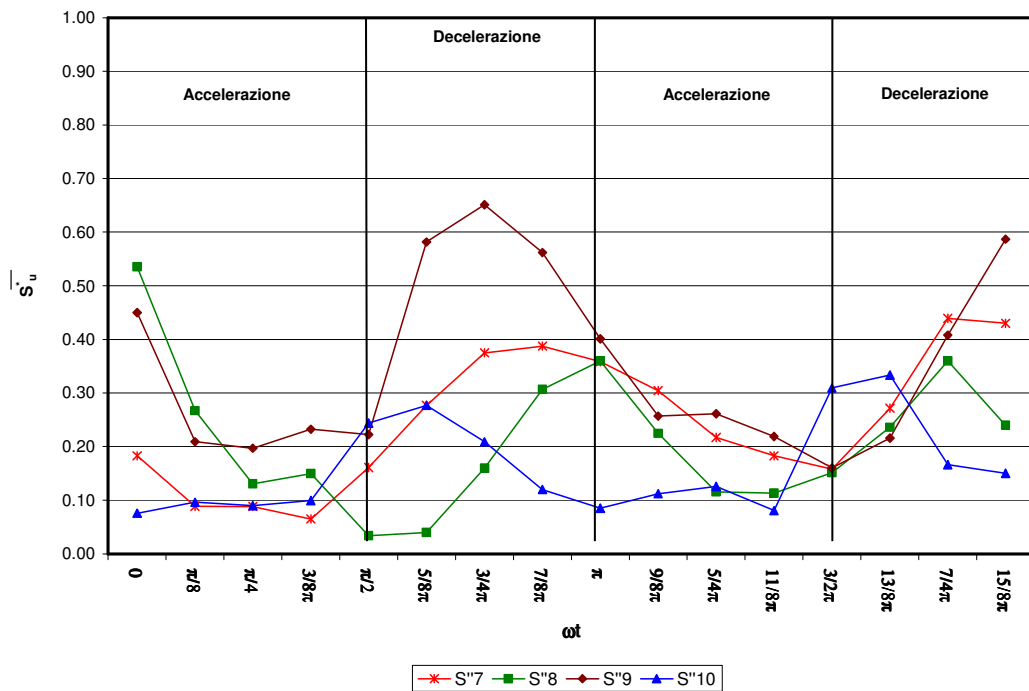
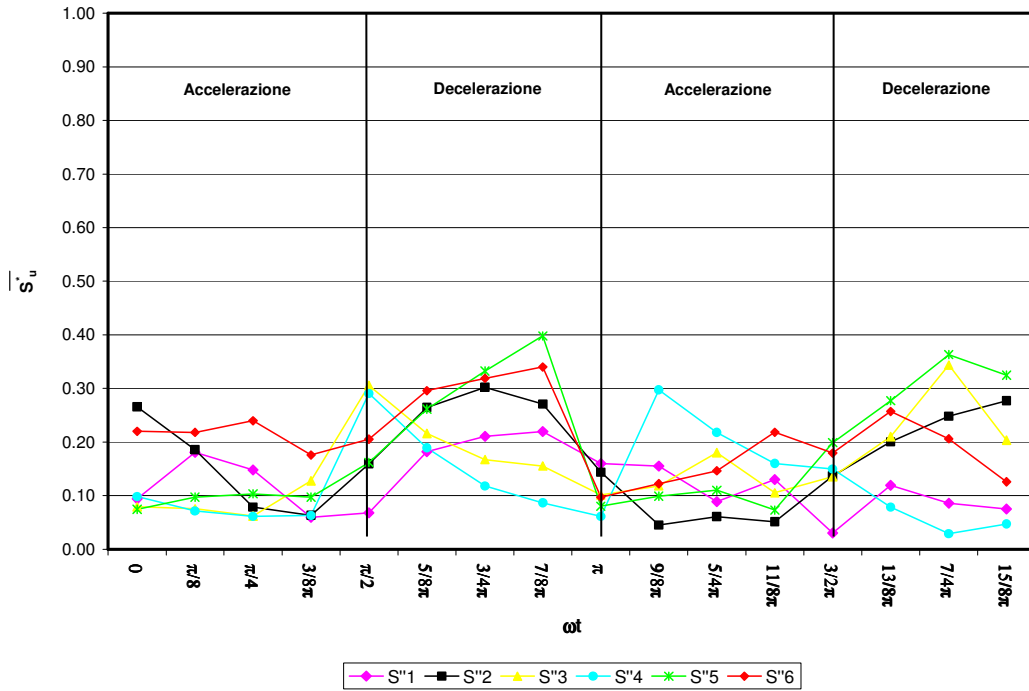


Figura 4.10e – Andamento degli scarti  $\overline{S_u^*}$  al variare di  $\omega t$  e di  $Re^{\delta}$

Dall'esame delle figure sopra riportate (figura 4.10 a- d) si evidenzia come i valori di  $\overline{S_u}$  dipendono sensibilmente sia dalla fase  $\omega t$  sia da  $Re^\delta$

In particolare, dall'analisi dello scarto  $\overline{S_u'}$  (figura 4.10a), calcolato per le prove in condizioni di regime laminare disturbato, si evince che esso tende a crescere con  $Re^\delta$  ma in ogni caso ha un valore basso sempre inferiore al 30% di  $U_0$ .

Inoltre, si vede che al crescere di  $Re^\delta$ ,  $\overline{S_u'}$  tende ad avere un andamento sinusoidale con andamento crescente nelle fasi di decelerazione del moto. Per le condizioni di regime turbolento intermittente (figura 4.10a) si accentua l'andamento sinusoidale di  $\overline{S_u'}$  ed inoltre quest'ultimo diventa superiore, per alcune fasi  $\omega t$ , a 0,30. Per quanto riguarda lo scarto  $\overline{S_u''}$  e  $\overline{S_u'''}$  si vede come, in presenza delle aste verticali, per le stesse caratteristiche del moto lo scostamento rispetto alla condizione di regime laminare cresce. In particolare si osserva che, a parità di ampiezza e periodo del moto,  $\overline{S_u'''} > \overline{S_u''}$ .

Inoltre l'esame dell'andamento degli scarti  $\overline{S_u''}$ , differenza tra la velocità del profilo in presenza (configurazione D<sub>2</sub>) ed in assenza di vegetazione a parità di condizioni idrodinamiche, mette in evidenza che l'andamento di  $\overline{S_u''}$  è ancora di tipo sinusoidale ma a differenza di  $\overline{S_u'}$ , differenza tra la velocità del profilo in presenza (configurazione D<sub>1</sub>) ed in assenza di vegetazione a parità di condizioni idrodinamiche, si verifica uno sfasamento dei massimi sia nelle fasi di decelerazione che di accelerazione.

Allo scopo di evidenziare l'effetto delle aste rigide verticali sull'idrodinamica dello strato limite nelle figure 4.11a-c si riporta l'andamento di  $\overline{S_u'}$ ,  $\overline{S_u''}$ ,  $\overline{S_u'''}$ ,  $\overline{S_u^+}$ ,  $\overline{S_u^*}$  al variare di  $\omega t$  a parità di condizioni di moto imposte (stessa ampiezza e periodo dell'oscillazione). Tali grafici si riportano solo per tre condizioni esemplificative, due relative a condizioni di moto laminare disturbato e l'altra relativa a regime di moto turbolento intermittente.

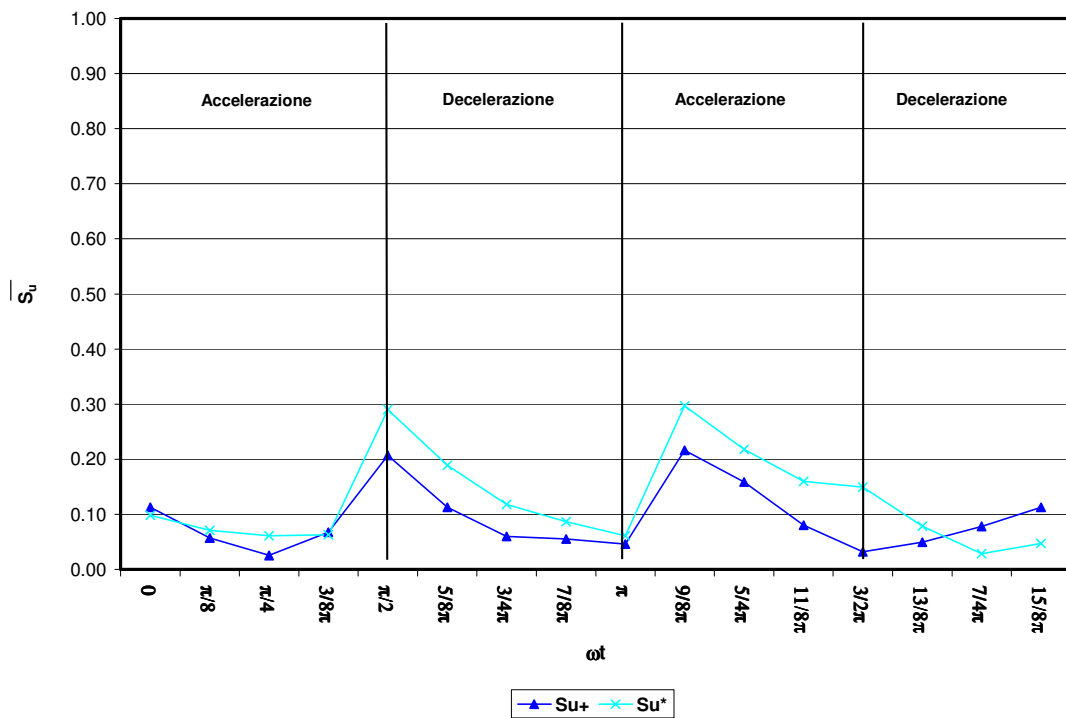
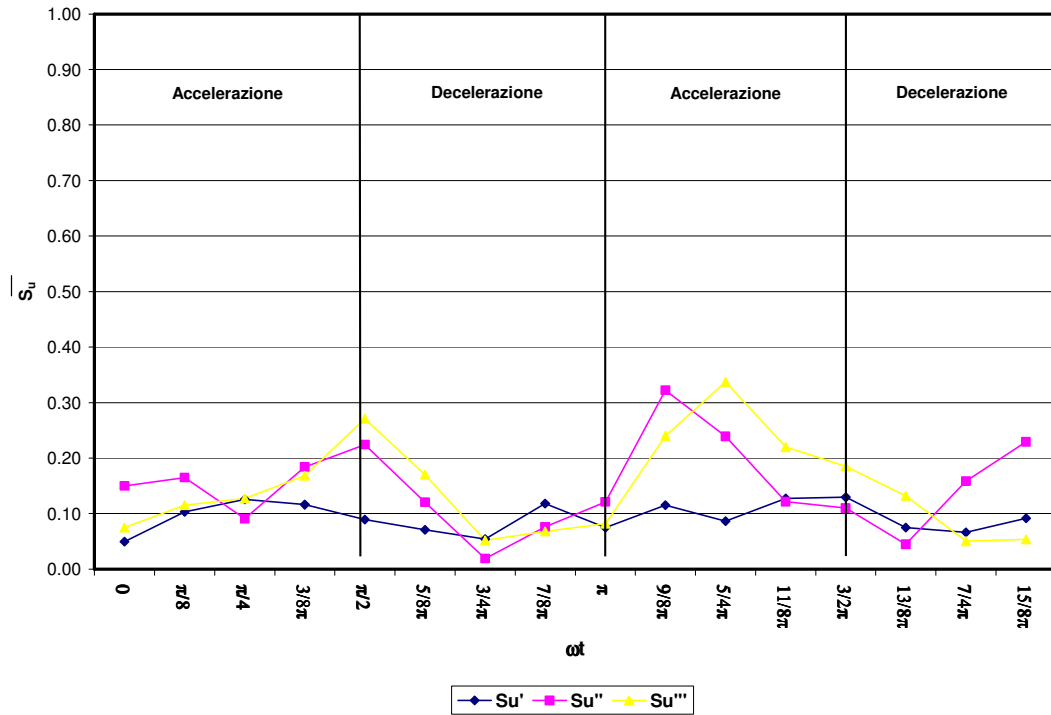


Figura 4.11a - Andamento degli scarti  $S_u$  al variare di  $\omega t$ .  $A = 0,40$  m -  $T = 6$  s,  $Re_{FP}^\delta = 256$



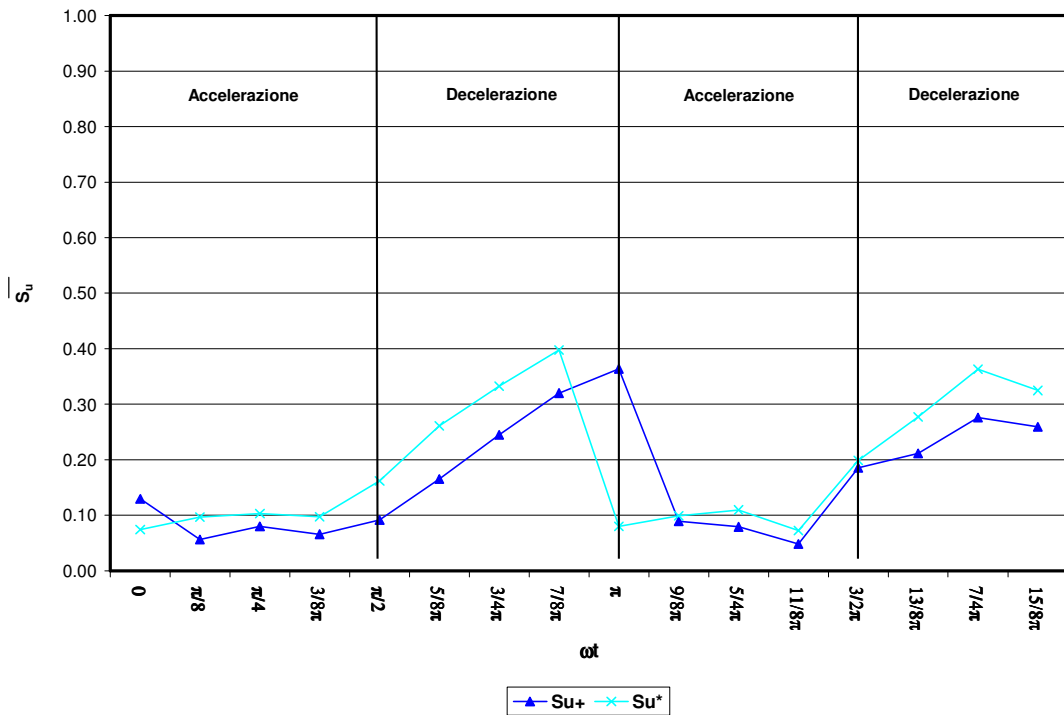
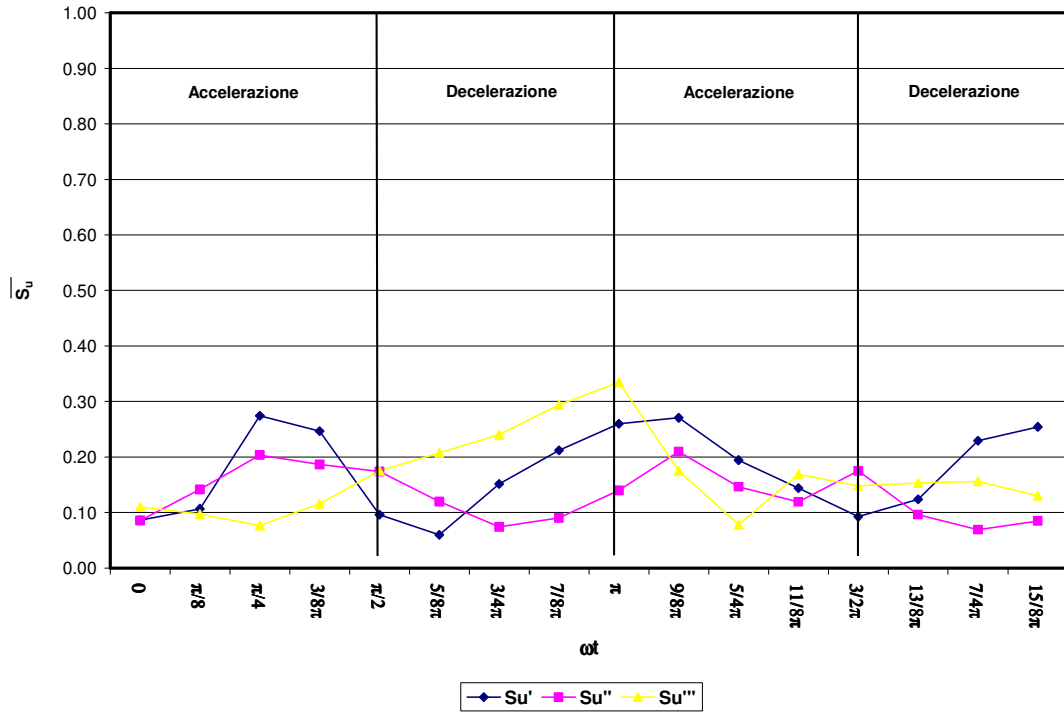


Figura 4.11b - Andamento degli scarti  $\overline{S_u}$  al variare di  $\omega t$ .  $A = 0,80 \text{ m}$  -  $T = 8 \text{ s}$ ,  $Re_{FP}^\delta = 448$

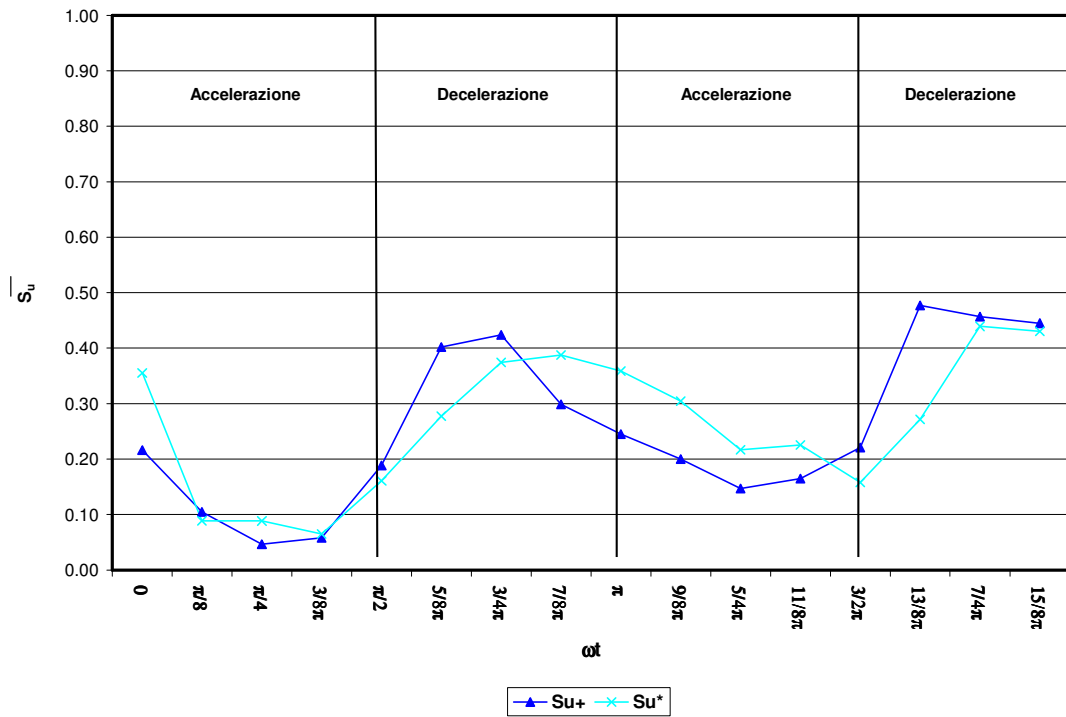
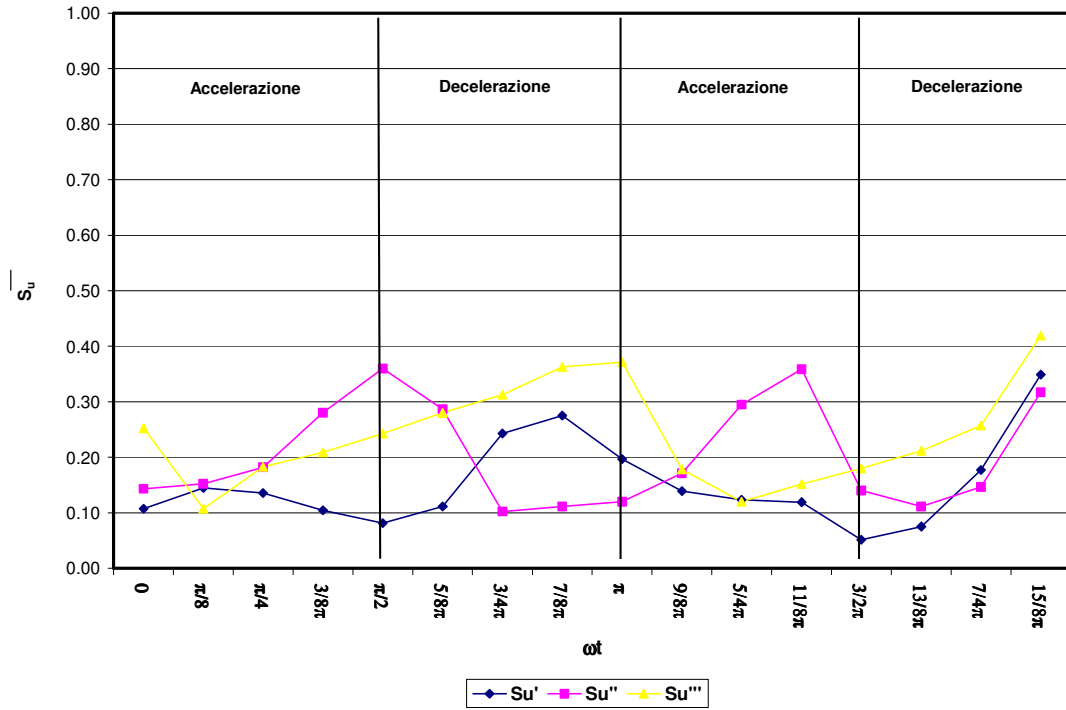


Figura 4.11c - Andamento degli scarti  $S_u$  al variare di  $\omega t$ .  $A = 0,80 \text{ m}$  -  $T = 2 \text{ s}$ ,  $Re_{FP}^\delta = 694$

Le figure 4.11a-c mostrano come gli scarti  $\overline{S_u}$  sono fortemente legati al valore del numero di Reynolds e alla differente configurazione per la quale sono stati calcolati (fondo piano o fondo vegetato con aste rigide verticali).

In particolare si osserva che per condizioni di moto con  $Re^\delta$  basso (regime n. 1 – laminare disturbato) lo scarto  $\overline{S_u'}$  ha un valore medio pari al 10% di  $U_0$ . Si vede invece, che gli scarti  $\overline{S_u''}$ ,  $\overline{S_u''''}$  hanno un valore maggiore rispetto a  $\overline{S_u'}$ , con picchi intorno al 30%. Essi hanno un andamento sinusoidale simile tra loro e generalmente  $\overline{S_u''''}$  è maggiore di  $\overline{S_u''}$  (figura 4.11a).

Analogo andamento hanno gli scarti  $\overline{S_u^+}$ ,  $\overline{S_u^*}$  (figura 4.11a).

Al crescere del numero di  $Re^\delta$  i valori degli scarti crescono sia per la configurazione con fondo piano che con fondo vegetato, con picchi fino a 0,40. La differenza tra i valori di  $\overline{S_u''''}$  e  $\overline{S_u''}$  si riduce e si verifica uno sfasamento tra i massimi sia in fase di accelerazione che di decelerazione (figura 4.11b-c).

Pertanto l'effetto dovuto alla differente densità di bacchette rigide verticali è più evidente per le condizioni di moto con  $Re^\delta$  basso.

Dall'analisi dei risultati appena presentati si può dedurre che il crescere degli scarti rispetto alla condizione di regime laminare per le configurazioni con fondo dotato di aste verticali, rispetto alla configurazione di fondo piano, è indice di una maggiore dissipazione di energia dovuta alla turbolenza indotta dagli elementi rigidi.

### IV.4.3 Confronto dei profili di velocità ricavati per via sperimentale con quelli ottenuti per via numerica

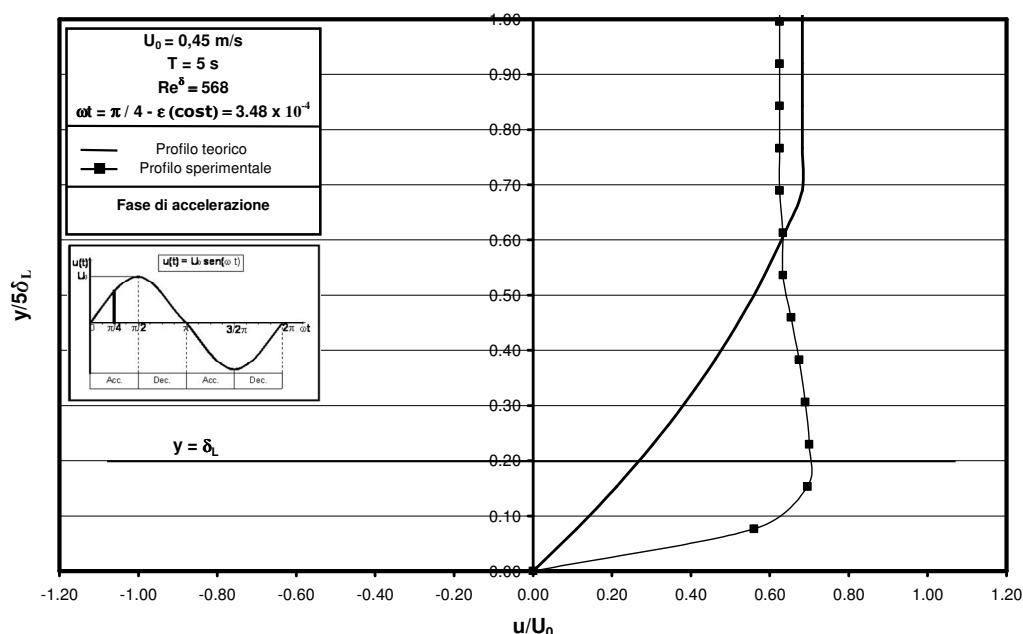
Nel paragrafo precedente si è mostrato che gli scarti variano al variare della fase  $\omega t$ .

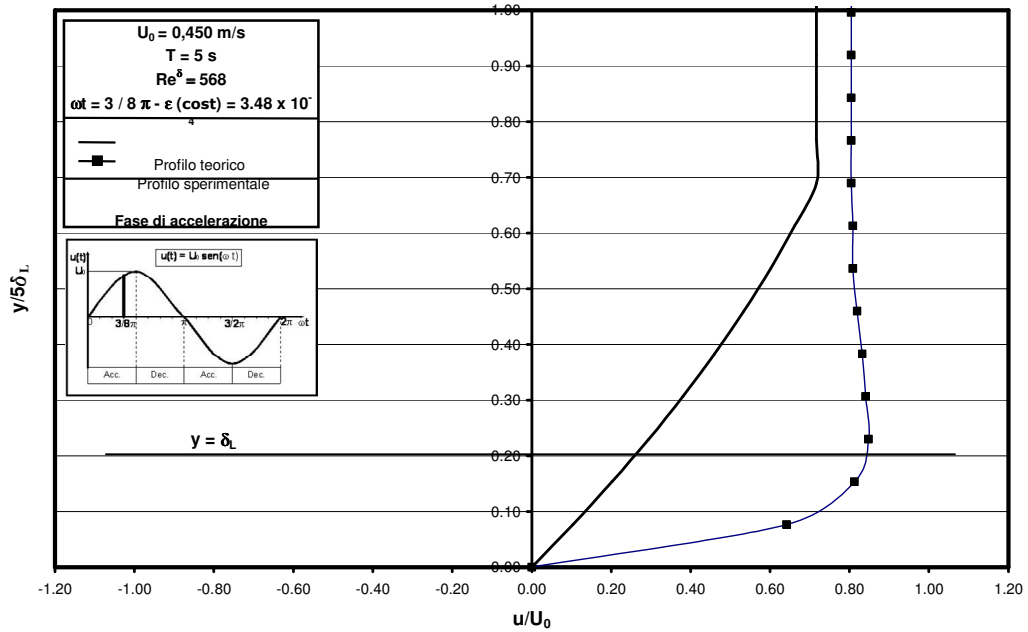
Per ottenere una espressione numerica che interpreti l'andamento dei profili di velocità nel caso di regime turbolento intermittente è stata utilizzata la relazione [II.19.1] riportata nel capitolo II.

Tale relazione, ottenuta attraverso alcune semplificazioni del modello di chiusura della turbolenza, ipotizza sostanzialmente che l'equazione del moto sia quella ricavata nel caso di regime laminare sostituendo alla viscosità cinematica  $\nu$  il valore dell'eddy viscosity  $\varepsilon$  (modello alla Boussinesq). Il valore di  $\varepsilon$ , in via teorica variabile nel tempo e nello spazio  $\varepsilon = \varepsilon(y, t)$ , viene assunto nella formula [II.52] costante e dipendente solo dalla scabrezza equivalente del fondo.

Sulla base di tale considerazione si è proceduto prima alla stima di  $\varepsilon$  attraverso la [II.52] nella quale si è assunto  $r = 0.1 \text{ mm}$ . Successivamente, con tale valore, sono stati determinati, tramite la [II.43.1], i profili di velocità nello strato limite  $\delta_L$  relativamente alle quattro prove in regime turbolento intermittente. Tali profili sono stati confrontati con i profili sperimentali ottenuti con fondo piano (assenza di vegetazione).

Di seguito si riportano, a titolo esemplificativo, due confronti tra profili sperimentali ed analitici calcolati nell'ipotesi di eddy viscosity costante.





**Figura 4.12** – Confronto tra profilo sperimentale e teorico per  $\varepsilon = \varepsilon(\text{cost})$  per fondo piano

La relazione numerica prima utilizzata non tiene conto nè della variabilità di  $\varepsilon$  nel tempo e nello spazio nè dell'eventuale presenza di vegetazione. Pertanto la relazione [II.52] prima utilizzata per la valutazione dei profili di velocità nel boundary layer è applicabile solo nel caso di fondo piano in assenza di aste rigide verticali.

Allo scopo di migliorare i risultati della formulazione analitica approssimata utilizzata, si è proceduto a far variare i valori di  $\varepsilon$  con la fase  $\omega t$ . Tali valori  $\varepsilon = \varepsilon(\omega t)$  sono stati ottenuti attraverso la minimizzazione degli scarti  $S_u = |u - u_T|$ , in cui  $u$  è il valore sperimentale e  $u_T$  è quello analitico ricavato dalla [II.52]. Questa operazione è stata ovviamente effettuata al variare di  $\omega t$  ed al variare delle configurazioni della sperimentazione, ossia con fondo piano, che in presenza di aste rigide verticali.

Con gli  $\varepsilon = \varepsilon(\omega t)$  calcolati in questo modo è stata riapplicata la [II.52] per la stima dei nuovi profili numerici.

Successivamente si riportano i valori di  $\varepsilon = \varepsilon(\omega t)$  ottenuti dalla minimizzazione degli scarti al variare di  $\omega t$  per i quattro numeri di  $Re^\delta$  analizzati (figure 4.13a-d).

Si riportano a titolo esemplificativo alcuni profili così ottenuti, figura 4.14a-c

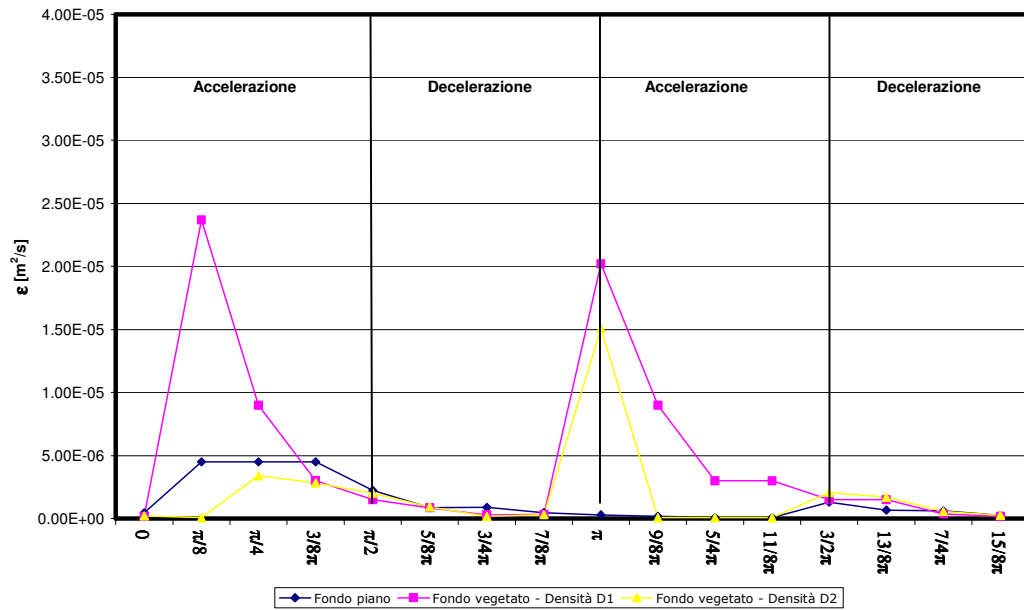


Figura 4.13a – Andamento di  $\varepsilon(\omega t)$  per prova con  $A = 0,80$  m  $T = 5$  s

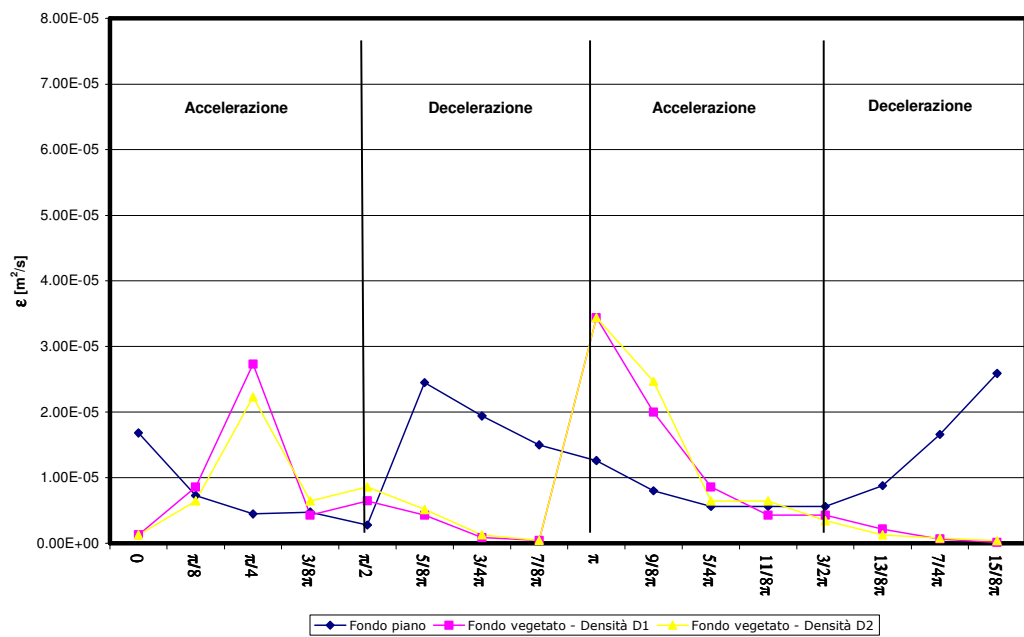


Figura 4.13b – Andamento di  $\omega(\omega t)$  per prova con  $A = 0,80$  m  $T = 4$  s

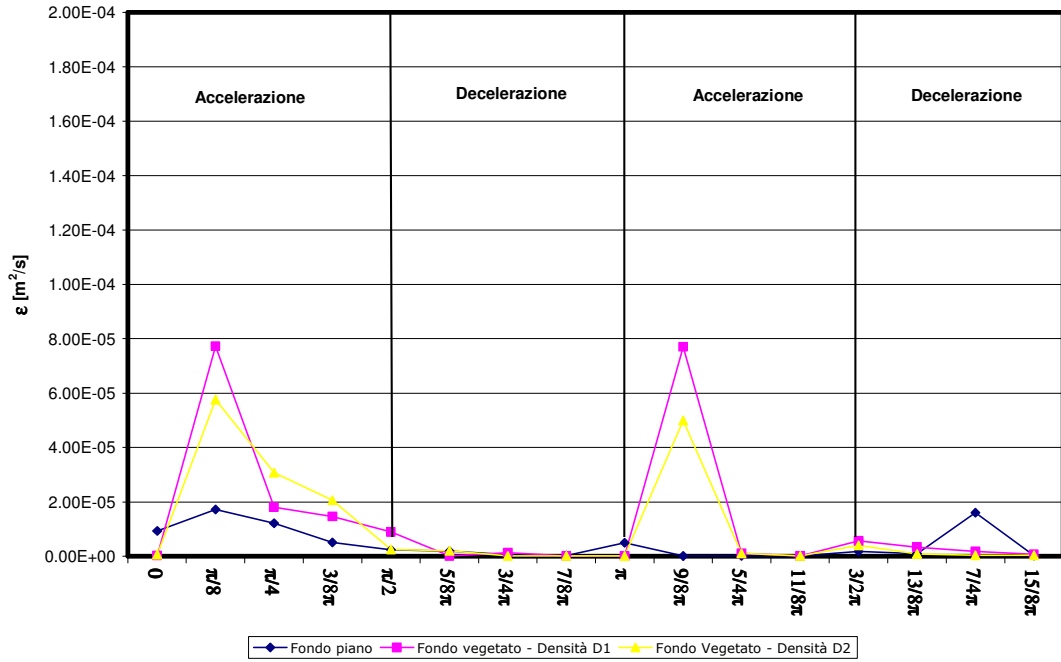


Figura 4.13c - Andamento di  $\omega(\omega t)$  per prova con  $A = 0,80$  m  $T = 3.2$  s

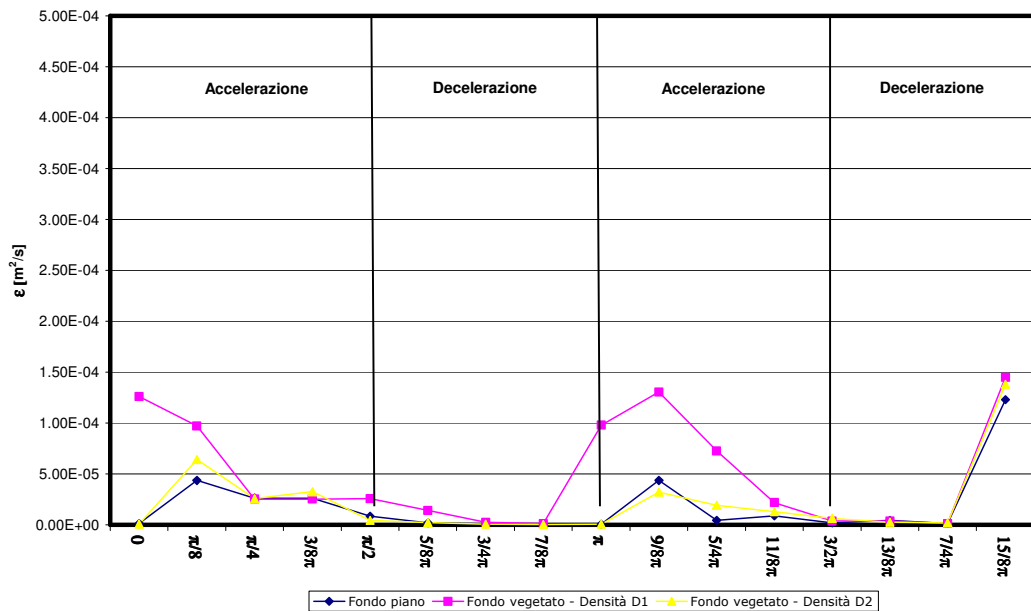


Figura 4.13d - Andamento di  $\omega(\omega t)$  per prova con  $A = 0,80$  m  $T = 2$  s

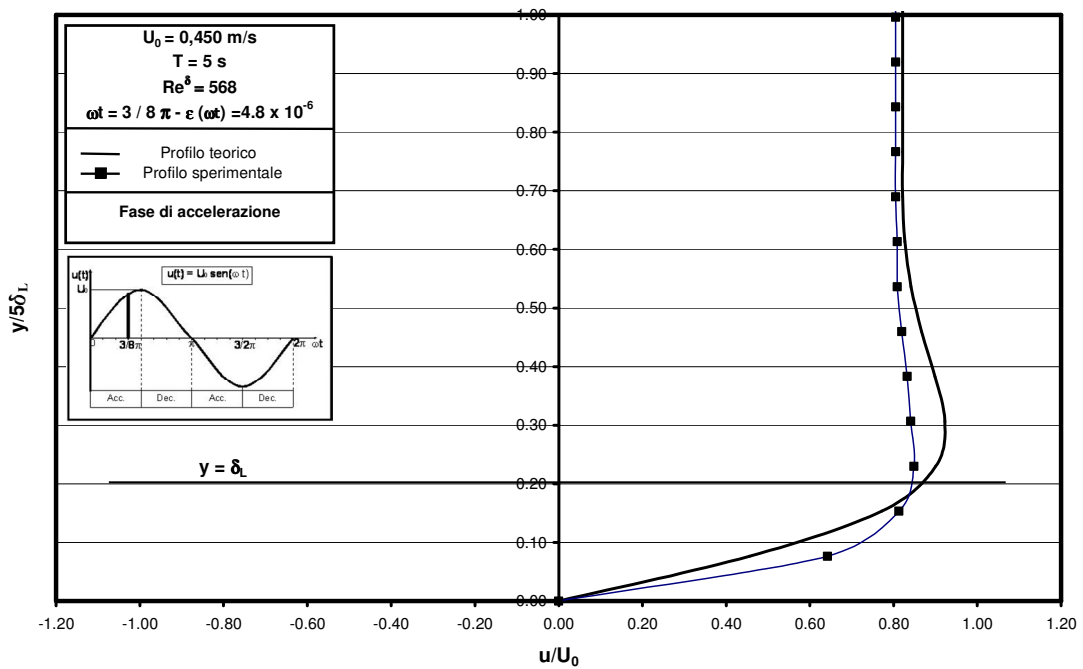
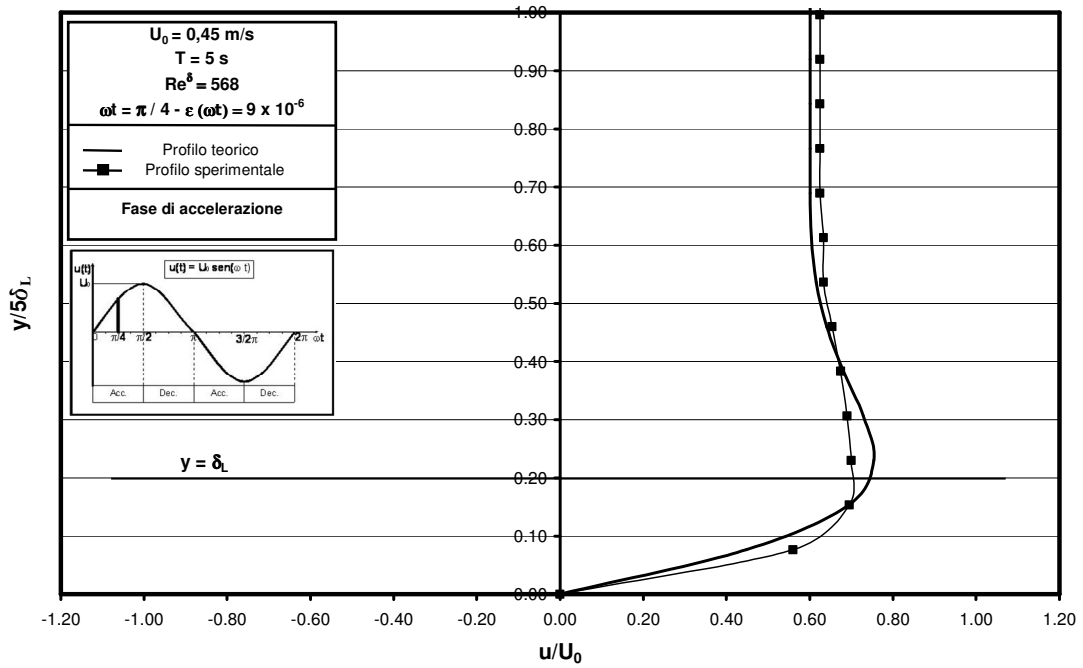
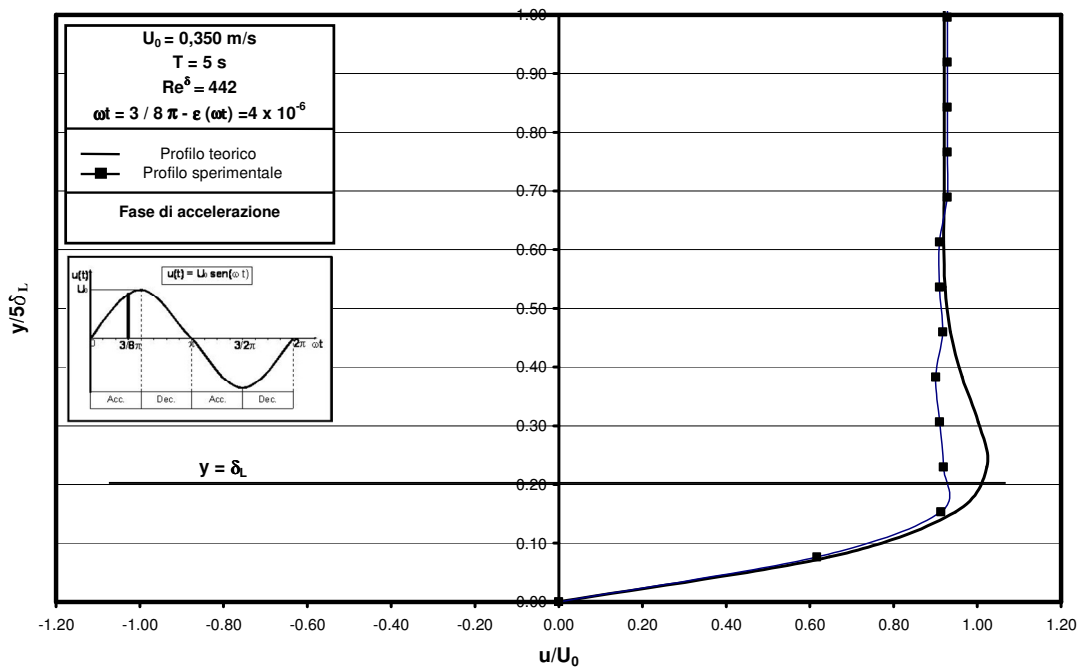
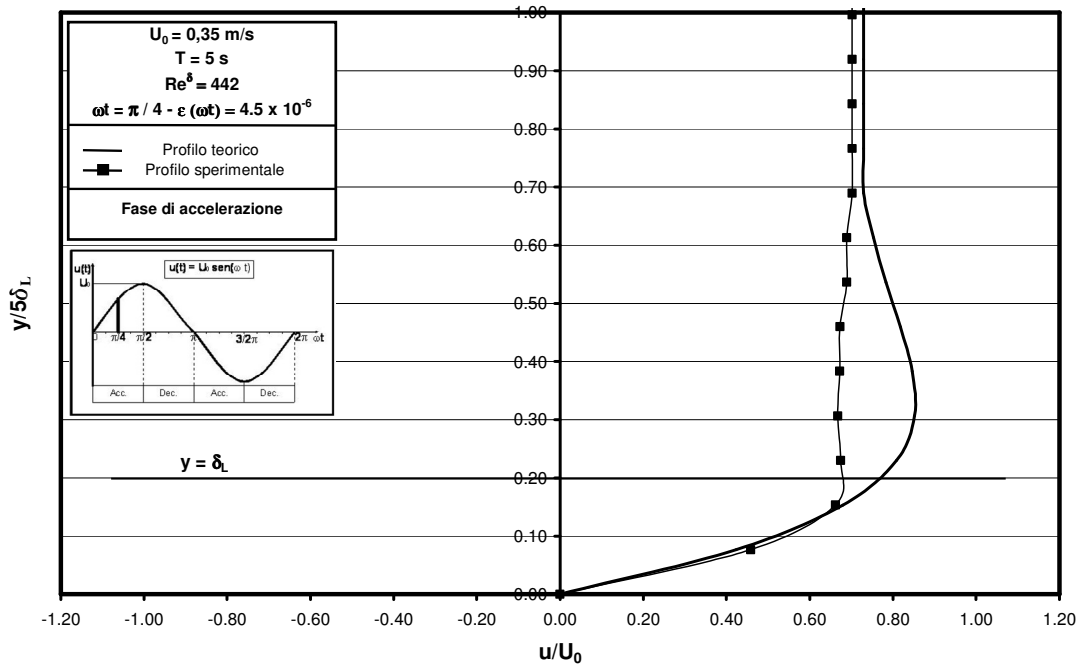
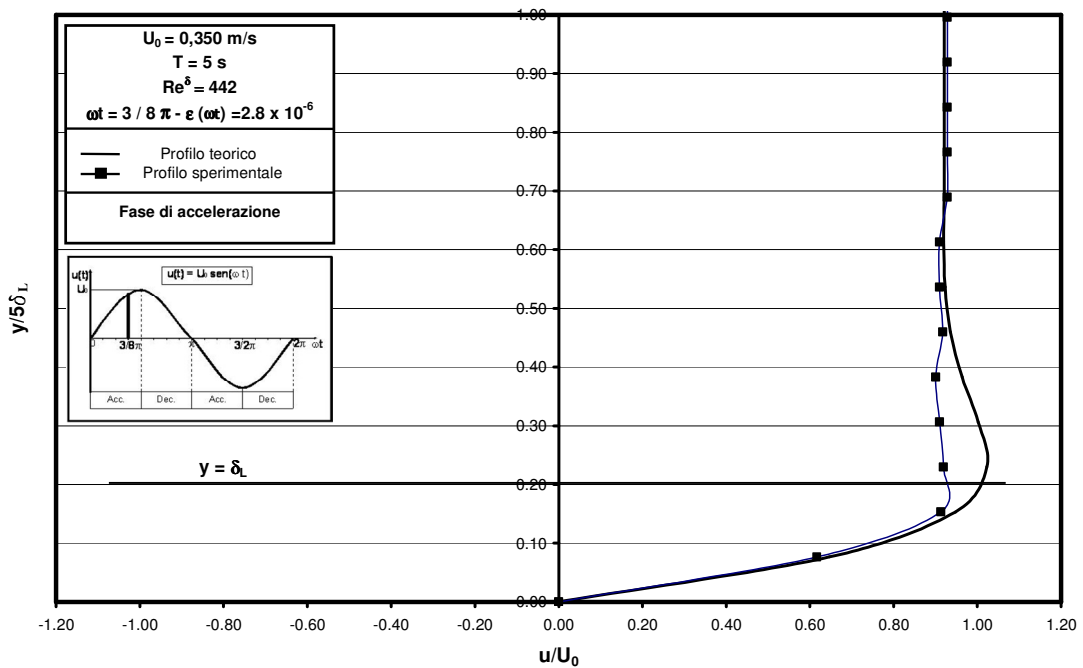
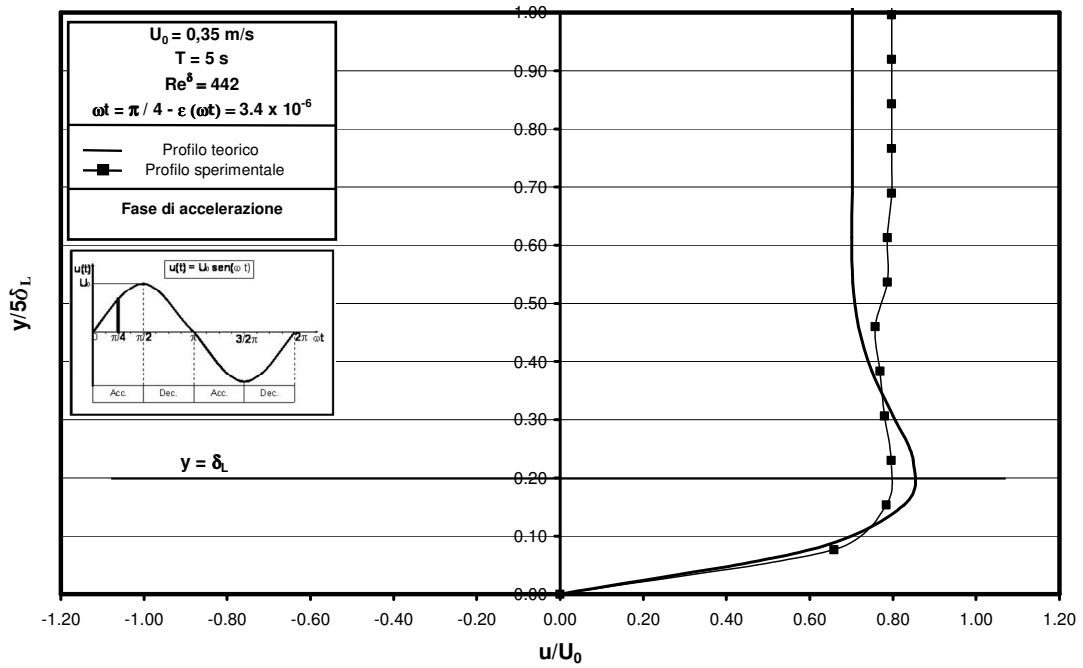


Figura 4.14a – Confronto tra profilo sperimentale e teorico per  $\varepsilon = \varepsilon(\omega t)$  per fondo piano





**Figura 4.14b** – Confronto tra profilo sperimentale e teorico per  $\epsilon = \epsilon(\omega t)$  per fondo vegetato – Configurazione  $D_1$



**Figura 4.14c** – Confronto tra profilo sperimentale e teorico per  $\epsilon = \epsilon(\omega t)$  per fondo vegetato – Configurazione  $D_2$

Dalle figure 4.14 si vede come il modello numerico proposto ben si adatta alla rappresentazione dei profili sperimentali. Dall'analisi dei valori riportati nelle figure 4.13 si osserva che l'eddy viscosity stimato con la metodologia proposta è sempre più piccolo di quello calcolato con la [II.42.1] ed inoltre esso è fortemente variabile con la fase  $\omega t$ . Inoltre i valori di  $\varepsilon$  stimati per i profili sperimentali con fondo piano hanno generalmente, a parità di fase  $\omega t$ , un valore minore rispetto a quelli calcolati per i profili misurati su fondo vegetato. Confrontando i valori di  $\varepsilon$  calcolati per le due configurazioni con fondo vegetato si osserva che esso è generalmente maggiore nel caso di aste rigide verticali con densità minore.

Infine per quanto riguarda l'andamento di  $\varepsilon$  con  $\omega t$  si osserva che sono presenti dei picchi in corrispondenza delle fasi in cui avviene l'inversione del moto.

#### IV.4.4 Considerazioni sugli sforzi tangenziali al fondo

La conoscenza del valore degli sforzi tangenziali al fondo rappresenta un aspetto di particolare importanza nell'argomento trattato, poiché, com'è noto, nell'ipotesi di fondo incoerente, è a tali sforzi che sono fortemente connessi i processi di modellamento e trasporto.

Per le quattro prove eseguite in condizioni di regime turbolento intermittente sono stati calcolati gli sforzi tangenziali al fondo sia con la relazione [II.24.1] valida nell'ipotesi di regime laminare sia con la relazione [II.54] valida in condizioni di regime turbolento. Per la relazione [II.54] sono stati utilizzati come valori di eddy viscosity quelli calcolati con la metodologia illustrata nel paragrafo precedente. Nelle figure 4.15a-d sono riportati gli andamenti di  $\tau(0,t)$  al variare della fase  $\omega t$ .

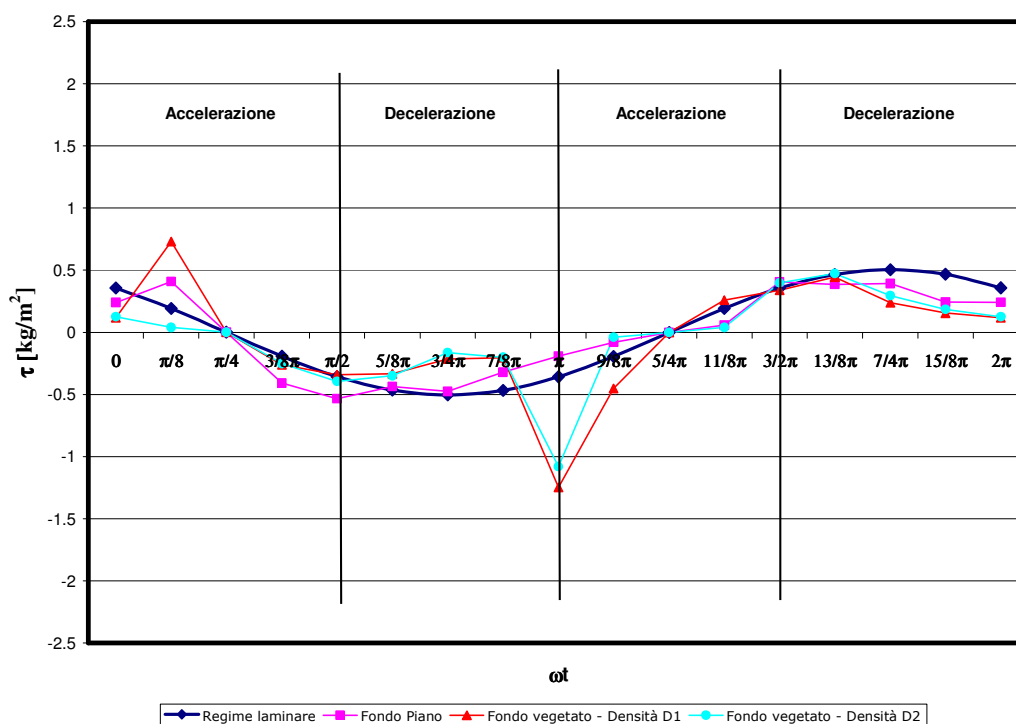
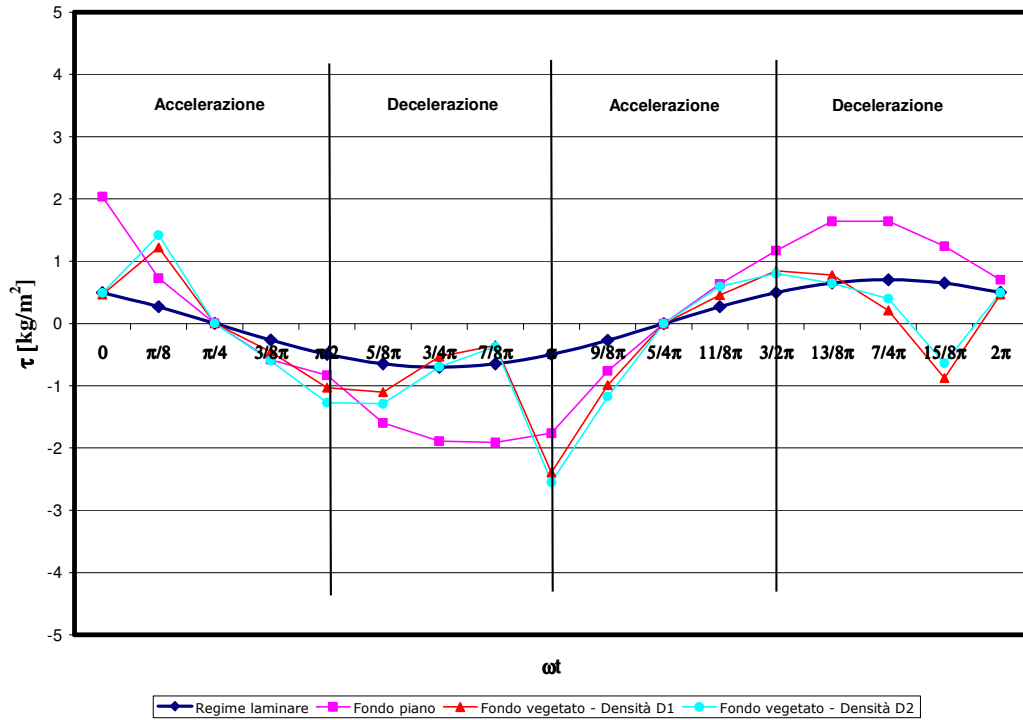


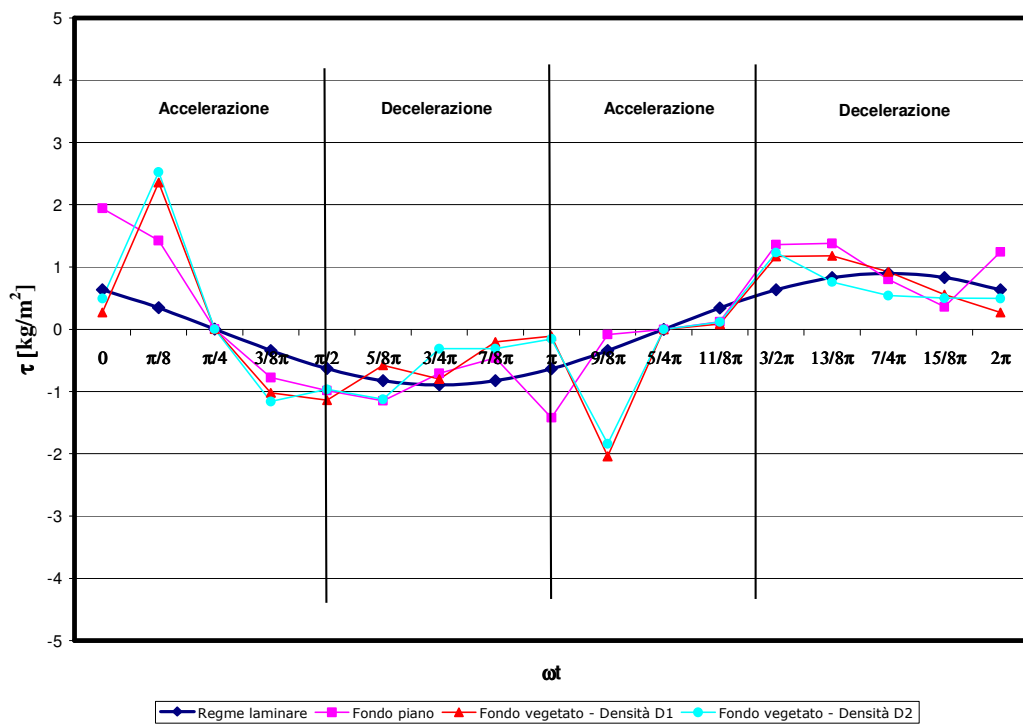
Figura 4.15a - Andamento degli sforzi tangenziali  $\tau(0,t)$  al variare della fase  $\omega t$  per  $A = 0,80$  m  $T = 5$

$$s; \text{Re}_{FP}^{\delta} = 568$$



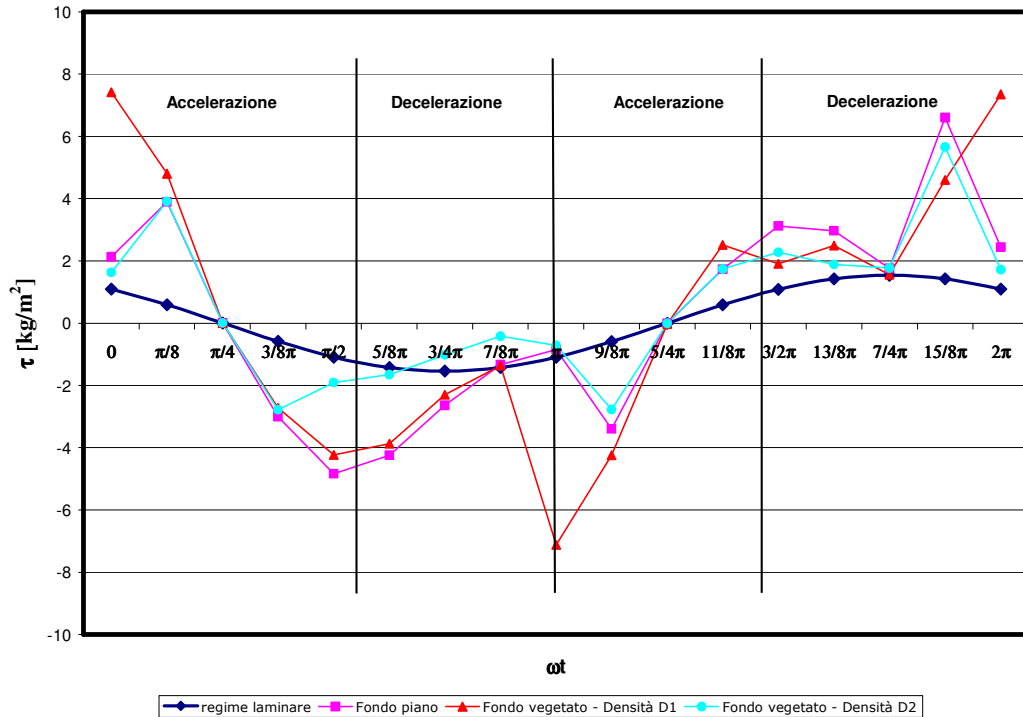
**Figura 4.15b** – Andamento degli sforzi tangenziali  $\tau$  (t) al variare della fase  $\omega t$  per  $A = 0,80$  m  $T = 4$  s;

$$Re_{FP}^{\delta} = 626$$



**Figura 4.15c** – Andamento degli sforzi tangenziali  $\tau$  (t) al variare della fase  $\omega t$  per  $A = 0,80$  m  $T =$

$$3.2s; Re_{FP}^{\delta} = 646$$



**Figura 4.15d** – Andamento degli sforzi tangenziali  $\tau$  (t) al variare della fase  $\omega t$  per  $A = 0,80$  m  $T = 2$  s;

$$Re_{FP}^{\delta} = 694$$

Con riferimento alle figure 4.15a-d si osserva che i valori di  $\tau$  (t) calcolati mediante la [II.24.1] hanno un andamento armonico come la forzante  $u(z)$ , ma rispetto a quest'ultima hanno uno sfasamento di  $\pi/4$ . I valori di  $\tau$  (t) calcolati mediante la [II.54], invece, continuano ad avere un andamento sinusoidale simile a quello ottenuto per condizioni di regime laminare ma presentano sfasamenti  $\varphi$  rispetto alla  $u(z)$  diversi da  $\pi/4$ . Dal confronto delle  $\tau$  (t) calcolate per le diverse configurazioni analizzate si vede che gli sforzi tangenziali calcolati in presenza di aste rigide verticali sono mediamente minori di quelli calcolati per la configurazione di fondo piano. Tale condizione non si verifica per le fasi durante il quale avviene l'inversione del moto ove si hanno dei picchi dei valori di  $\tau$ (t). Inoltre si osserva che i valori massimi di  $\tau$  (t) si hanno per la configurazione con densità  $D_1$  e tale fenomeno si accentua al crescere di  $Re^{\delta}$ .

La presenza delle aste induce una generale riduzione degli sforzi tangenziali  $\tau$  (0,t) durante il periodo di oscillazione.

Come già detto però, durante le fasi di inversione del moto si osservano dei picchi nei valori di  $\tau$ . Tali picchi sono dovuti probabilmente a fenomeni locali che si generano in prossimità della singola asta e che si manifestano in maniera maggiore

per la configurazione con densità minore. L'aumento della densità delle aste provoca quindi, una riduzione della formazione di vortici vicino ai singoli elementi.

## CONCLUSIONI

L'indagine sperimentale svolta è stata finalizzata allo studio delle variazioni delle caratteristiche idrodinamiche di uno strato limite oscillante su un fondo fisso generate da un moto a pistone in presenza di aste rigide che simulano l'effetto della vegetazione. Tali aste sono state collocate sul fondo con due diverse configurazioni geometriche e disposte trasversalmente alla direzione del moto medio.

In particolare, mediante il programma di prove effettuato sono stati analizzati i profili di velocità corrispondenti a sei condizioni di moto laminare disturbato e quattro di moto turbolento intermittente, ottenuti facendo variare opportunamente l'ampiezza ed il periodo dell'oscillazione e, quindi, il numero di Reynolds  $Re^\delta$ . In questo modo è stato possibile indagare una vasta gamma di fenomeni con diversi  $Re^\delta$ .

L'analisi dei risultati ha riguardato gli aspetti cinematici e dinamici del fenomeno in esame.

Con riferimento agli aspetti cinematici si è analizzata la variazione dei profili di velocità all'interno dello strato limite per effetto delle aste rigide.

In particolare sono stati confrontati i profili di velocità ottenuti nella condizione di corrente indisturbata con quelli ottenuti in presenza delle due configurazioni di bacchette verticali sommerse.

L'elaborazione dei dati ha mostrato una generale riduzione della velocità di fluido perfetto con moto a pistone in presenza delle bacchette verticali. Tale riduzione comporta una diminuzione del numero di Reynolds,  $Re^\delta$ . Inoltre, il valore della velocità di fluido perfetto,  $U_0$ , è risultato minore in presenza di vegetazione.

Successivamente i profili di velocità all'interno dello strato limite, ottenuti per i tre cicli di prove, sono stati confrontati con i corrispondenti profili teorici in regime laminare rappresentati in forma adimensionale.

E' emerso che per bassi numeri di  $Re^\delta$  (regime laminare disturbato – regime 2) la differenza tra i tre profili sperimentali è modesta e che tale risulta essere anche rispetto alla condizione di regime laminare.

Al crescere di  $Re^\delta$  tale ultima condizione si modifica perché i profili dello strato limite si discostano sensibilmente da quello laminare, inoltre, la presenza della vegetazione rigida altera la distribuzione della velocità rispetto alla condizione di fondo piano.



Tali differenze sono state quantificate attraverso una analisi degli scarti tra i valori corrispondenti della velocità. Si è utilizzato come elemento per la misura degli scostamenti la media degli scarti,  $\overline{S_u}$ , all'interno dello strato limite. Essi sono stati valutati come differenza tra i valori di velocità in regime laminare  $u_L$  e quelli,  $u_{FP}$ ,  $u_{D1}$ ,  $u_{D2}$ , misurati per le tre configurazioni geometriche prese in esame.

È emerso che gli scarti sono fortemente variabili con la fase  $\omega t$  e crescono con  $Re^\delta$ . Inoltre, sia in assenza che in presenza di vegetazione, gli scarti rispetto al profilo teorico laminare hanno un andamento sinusoidale con valori crescenti durante le fasi di accelerazione e decrescenti durante quelle di decelerazione. Questo andamento è stato riscontrato anche nell'analisi degli scarti tra il profilo di velocità relativo ai casi di fondo piano ed a quello in presenza di aste rigide.

Tale risultato discende dal fatto che in condizioni di regime turbolento durante le fasi di decelerazione si innescano vortici di piccola scala che incrementano la differenza tra i profili sperimentali e quelli calcolati in condizioni di regime laminare

Per quanto riguarda gli scarti calcolati per le configurazioni con fondo dotato di bacchette rigide, è stato osservato che questi crescono rispetto a quelli calcolati per la condizione di fondo piano; ciò indica una maggiore dissipazione di energia per effetto della turbolenza indotta dagli elementi verticali. Inoltre, si verifica uno sfasamento dei massimi sia in fase di accelerazione che di decelerazione. Infine si è osservato che l'effetto dovuto alla differente densità di bacchette rigide tende a spegnersi al crescere di  $Re^\delta$ ; la differenza tra gli scarti calcolati per le due configurazioni di fondo con bacchette verticali tende ad aumentare al diminuire di  $Re^\delta$ .

Con riferimento agli aspetti dinamici, per una migliore comprensione dei risultati, sono stati calcolati gli sforzi tangenziali, ed in particolare le  $\tau$  al fondo, al variare della fase e del numero di  $Re^\delta$ . A tale scopo è stato necessario individuare una espressione numerica dei profili di velocità che bene rappresentasse i profili sperimentali. Per questo motivo è stata utilizzata una formulazione idrodinamica approssimata che prevede l'impiego di un modello alla Boussinesq per la chiusura della turbolenza.

Per il valore del coefficiente  $\varepsilon$  di eddy viscosity utilizzato in tale relazione, generalmente considerato costante nello spazio e nel tempo, è stata tenuto conto invece, della variabilità con la fase  $\varepsilon = \varepsilon(\omega t)$ . La stima dei valori  $\varepsilon = \varepsilon(\omega t)$  è stata effettuata mediante un procedimento di minimizzazione degli scarti tra il profilo numerico, ricavato dalla formulazione teorica approssimata, e quelli sperimentali all'interno dello strato limite.

Si è osservato, che i valori di  $\varepsilon$  stimati per i profili sperimentali con fondo piano hanno generalmente, a parità di fase  $\omega t$ , un valore minore di quelli calcolati per i profili misurati su fondo vegetato e che i valori di  $\varepsilon$  crescono all'aumentare della densità della vegetazione. Infine per quanto riguarda l'andamento di  $\varepsilon$  con  $\omega t$  si osserva che sono presenti dei picchi in corrispondenza delle fasi in cui avviene l'inversione del moto. Dal confronto dei profili così ottenuti risulta che il modello numerico proposto ben si adatta a rappresentare i profili sperimentali ottenuti per tutte e tre le configurazioni per le quali è stata eseguita la sperimentazione

Pertanto, a partire dall'espressione analitica approssimata dei profili è stato possibile calcolare gli sforzi tangenziali al fondo al variare della fase  $\omega t$  per le tre configurazioni oggetto di studio.

Dal confronto delle  $\tau(t)$  si è visto che gli sforzi tangenziali al fondo calcolati in presenza di aste rigide verticali sono mediamente minori di quelli calcolati per la configurazione di fondo piano. La riduzione media dello sforzo tangenziale massimo al fondo è pari circa al 10%. Si è osservato però, che durante le fasi per le quali avviene l'inversione del moto si verificano dei picchi di  $\tau(t)$ .

La presenza delle aste, pertanto, ha indotto una generale riduzione degli sforzi tangenziali  $\tau(0,t)$  e l'effetto benefico delle stesse, cresce all'aumentare della densità.

Durante le fasi di inversione del moto, per effetto di fenomeni locali che si generano in prossimità della singola asta si generano dei picchi di sforzi tangenziali i quali però, si manifestano in maniera minore al crescere della densità della vegetazione.

## **Bibliografia**

**Armanini A.**, 1999, *"Principi di idraulica fluviale"*, Bios

**Armanini A., Righetti M.**, 1998, *"Flow resistance in composite vegetated channels"* Proceedings of ICHE 98 Advances in HydroScience , Cottbus (D).

**Akhavan R., Kamm R.D., Shapiro A.H.**, 1991, *"An investigation of transition to turbulence in bounded oscillatory Stokes flows. Part 1. Experiments"* J. Fluid Mech. 225, 395-422.

**Akhavan R., Kamm R.D., Shapiro A.H.**, 1991, *"An investigation of transition to turbulence in bounded oscillatory Stokes flows. Part 2. Numerical simulations"* J. Fluid Mech. 225, 423-444.

**Ben Metfath M., Malcangio D., Petrillo A. F.**, 2006, *"Studio degli effetti idrodinamici di una vegetazione rigida sommersa a bassa densità in un canale"* XXX Convegno di Idraulica e Costruzioni Idrauliche- IDRA

**Blondeaux P., Seminara G.**, 1979, *"Transizione incipiente al fondo di un'onda di gravità"* Rendiconti Accad. Naz. Lincei 67, 407-417.

**Blondeaux P., Vittori G.**, 1994, *"Wall imperfections as a triggering mechanism for Stokes-layer transition"* J. Fluid Mech. 264, 107-135.

**Brevik I.**, 1981, *"Some considerations about scales for coastal models with movable bed."* Publ. 50, Delft Hydr. Lab., 142.

**Carollo F.G, Termini V.F.D.**, 2002, *"Flow Velocity Measurement in Vegetated Channels."*

**Chen C.I.**, 1976, *"Flow resistance in broad shallow grassed channels."* Journal of the Hydraulics Division, ASCE 102 (3), 307-322.

**Collins J.**, 1963, *"Inception of turbulence at the bed under periodic gravity waves."* J. Geophys. Res. 18, 6007-6014.

- Costamagna G., Vittori P., Blondeaux P.**, 2003, "Coherent structures in oscillatory boundary layers" *J. Fluid Mech.* 474, 1-33.
- Cowley S.**, 1987, "High frequency Rayleigh instability of Stokes layers. In *Stability of Time Dependent and Spatially Varying Flows*", ed. D. L. Dwoyer & M. Y. Hussaini, pp. 261-275.
- Dawson F. H., Robinson W. N.**, 1984, "Submerged macrophytes and the hydraulic roughness of a lowland chalkstream." *Verh. Int. Verein. Limnol.* 22, pp. 1944-1948.
- Dawson F. H., Haslam S. M.**, 1983, "The management of river vegetation with particular reference to shading effects on marginal vegetation." *Landscape Planning* 10:147-169.
- De Felice S., Gualtieri P., Pulci Doria G.**, 2004, "Study of the interactions between turbulent boundary layer and vegetated beds through an LDA system." A.I.V.E.LA. National Conference, Naples, Italy.
- Duarte C. M.**, 1999, "Seagrass ecology at the turn of the millennium: challenges for the new century" *Aquatic botany*, 65. Pag. 7-20.
- Durst F., Jovanovic J., Sender J.**, 1995, "LDA measurements in the near-wall region of a turbulent pipe flow." *J. Fluid Mech.* 295, 305-355.
- Fathi-Moghadam M., Kouwen N.**, 1997, "Nonrigid, nonsubmerged, vegetative roughness on floodplains." *J. of Hydraulic Engineering*, Vol 123, pp. 51-57
- Ferro V.**, 2006, "La sistemazione dei bacini idrografici." McGraw-Hill Companies
- Fonseca M., J. A. C.**, 1992, "A preliminary Evaluation of Wave Attenuation By Four Species of Seagrass." *Estuarine, Coastal and Shelf Science* 35: 565-576.
- Fornarelli F., Vittori G.**, 2006, "Moto oscillante in prossimità di una parete scabra." XXX° Convegno di Idraulica e Costruzioni Idrauliche- Idra 2006.

**Fredsøe J., Sumer B.M., kozakiewiez A., Chua L.H.C., Deigaard R.,** 2003, "Effect of externally generated turbulence on wavw boundary layer" Coastal Engineering, Vol 49, pp. 155-183.

**Garcia E. , G. T. C., Duarte Carlos M.,** 1999, "Approach to measurament of particle flux and sediments retention within seagrass (*Posidonia oceanica*) meadows." Aquatic Botany 65: 255-268.

**Ghetti A.,** 1993, "Idraulica." Ed. Libreria Cortina, Padova.

**Grant W.D., Madsen S.,** 1979, "Combined wave and current interaction with a rough bottom." J. Geophysical Res. 84, 1808.

**Gualtieri P., Pulci Doria G., De Felice S., Catapano R.,** 2006, "Studio tramite LDA degli effetti di un fondo fittamente vegetato su di uno strato limite turbolenti" XXX° Convegno di Idraulica e Costruzioni Idrauliche – Idra 2006.

**Gualtieri P., Pulci Doria G., Tagliatetela L.,** 2004, "Experimental validation of turbulent boundary layers in channels" 3<sup>rd</sup> international conference on Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics H.E.F.A.T. Cape Town, South Africa.

**Hino M., Kashiwayanagi M., Nakayama A., Hata T.,** 1983, "Experiments on the turbulence statistics and the structure of a reciprocating oscillatory flow" J. Fluid Mech. 131, 363-400.

**Hino M., Sawamoto M., Takasu S.,** 1976, "Experiments on transition to turbulence in an oscillatory pipe flow." J. Fluid Mech. 75, 193-207.

**Kobayashi N., Raichle A.W., Asano T.,** 1993, "Wave attenuation by Vegetation" Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering **119**(1): 30-47.

**Jarvela J.,** 2002, "Flow resistance of flexible and stiff vegetation: a flume study with natural plants" Journal of Hydrology 269, 44-54.

**Jensen B.,** 1989, "Experimental investigation of turbulent oscillatory boundary layers." Series Paper 45, Institute of Hydrodynamics and Hydraulic Engineering (ISVA).

**Jensen B., Sumer B., Fredsøe J.**, 1989, "*Turbulent oscillatory boundary layers at high Reynolds number.*" J. Fluid Mech. 206, 265-297.

**Jonson I.G.**, 1966, "*Wave boundary layers and friction factors.*" Proceedings of the Tenth Coastal Engineering Conference I, 127-148.

**Kajiura K.**, 1968, "*A model of the bottom boundary layer in water waves.*" Bulletin Earthquake Res. Institute. 46, 75-123.

**Kamphuis J.W.**, 1975, "*Friction factor under oscillatory waves.*" J. Waterways, Port Coastal Engng. Div. 101, (WW2), 135.

**Kobayashi N., Raichle A.W., Asano T.**, 1993, "*Wave attenuation by Vegetation.*" Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering 119(1): 30-47.

**Kouwen N., Li R.M.**, 1980, "*Biomechanics of vegetative channel linings*" J. of Hydraulics Division, ASCE 99 (5) 713-728.

**Kouwen N.**, 1988, "*Field estimation of biochemical properties of grass*" J. of Hydraulic Research 26 (5),559-568.

**Kouwen N., Fathi-Moghadam M.**, 2000, "*Friction factors for coniferous trees along rivers*" J. of Hydraulic Engineering 126 (10), 732-740.

**Kouwen N., Unny T. E., Hill H. M.**, 1969, "*Flow retardance in vegetated channels.*" J. Irrig. Drain. Div. ASCE 95, pp. 329-340.

**Kowobary T.S., Rice C.E., Garton J.E.**, 1972, "*Effect of roughness element on hydraulic resistance for overland flow.*" Trans. Of the ASAE. 15, 5, 979-984.

**Kundu P.K., Cohen I.M.**, 2002, "Fluid Mechanics" Elsevier Science.

**Lodahl C. R., Sumer M., Fredsøe J.**, 1998, "*Turbulent combined oscillatory flow and current in a pipe.*" J. Fluid Mech. 373, 313-348.

**Li Y., Shen G.**, 1973, "*Effect of tall vegetations on flow and sediment*" J. of Hydraulics Division,ASCE 99 (5) 793-814.

**Liggett J.A.**, 1994, "*Fluid mechanics.*" MCGraw-Hill.

**Marchi E., Rubatta A.**, 1981, "*Meccanica dei fluidi. Principi ed applicazioni idrauliche.*" UTET.

**Madsen J.D., James W.F., Koch E.K., Westlake D.F.**, 2001, "*The interaction between water movement, sediment dynamics and submersed macrophytes.*" *Hydrobiologia* 444: 71-84.

**Mendez F. J., Losada I. J.**, 2004, "*An empirical model to estimate the progradation of random breaking and non breaking waves on vegetation fields.*" *Costal Engineering* **51**: 103-118.

**Ming M., Shen G.**, 1973. "*Effect of tall vegetations on the flow and sediment*" *J. Hydrul. Res., ASCE* 99, 793-814.

**Monkewitz P., Bunster A.**, 1987, "*The stability of the Stokes layer: visual observations and some theoretical considerations. In Stability of Time Dependent and Spatially Varying Flows.*" ed. D. L. Dwoyer e M.Y. Hussaini, pp. 244-260. Springer.

**Montuori C.**, 1997, "*Complementi di idraulica.*" Liguori Ed. Napoli.

**Nakayama Y.**, 2000, "*Introduction to Fluid Mechanics*" Butterworth Heinemann.

**Nepf H. M.**, 1999, "*Drag, turbulence and diffusion in flow through emergent vegetation.*" *Water resource research* **35**(2): 479-489.

**Nezu I., Onitsuka K.**, 2001, "*Turbulent structures in partly vegetated open channels flows with LDA and PIV measurements*", *Journal of Hydraulics Research*, Vol. 39, pp. 629-642.

**Nielsen P.**, 1985, "*On the structure of oscillatory boundary layers.*" *Coastal Engineering* 9, 261-276.

**Nielsen P.**, "*Coastal bottom boundary layers and sediment transport.*" *Advanced Series on Ocean Engineering*. 4.

**Nobili L.**, 2005, "*Elementi di Fluidodinamica*" Università di Padova.

**Obremski H. J., Morkovin M. V.**, 1969, "Application of a quasi-steady stability model to periodic boundary layer flow." AIAA J. 7, 1298-1301.

**Oplatka M.**, 1998, "Stabilität von Weidenverbauungen an Flussufern, Mitteilungen der Versuchsanstalt für Wasserbau, Hydrologie und Glaziologie." No. 156, ETH Zürich, p. 217.

**Palmer V.J.**, 1945, "A method for designing vegetated waterways." Agric. Eng. 26, pp. 516-520

**Petryk S., Bosmajian G.B.**, 1975, "Analysis of flow through vegetation." Journal of the Hydraulics Division, ASCE 101 (7), 871-884.

**Poggi D., Katul G.**, 2006, "Campo di moto su fondi ondulati vegetati" XXX° Convegno di Idraulica e Costruzioni Idrauliche- Idra 2006.

**Righetti M., Armanini A.**, 2002, "Flow resistance in open channel flows with sparsely distributed bushes" J. of Hydrology 269, 55-64.

**Rodi W.**, 1993, "Turbulence models and their application in Hydraulics. A state of the art review." Third ed. A. A. BALKEMA.

**Raven P.H., Evert R.F., Eichhorn S.E.**, 1990, "Biologia delle piante." Zanichelli.

**Scandura P.**, 2006, "Correnti stazionarie in uno strato limite oscillante in regime turbolento." XXX Convegno di Idraulica e Costruzioni Idrauliche – IDRA 2006.

**Shaw R.H., R. H. S., Thurtell G.W.**, 1973, "Some observation of turbulence and turbulent transport within and above plant canopies." Boundary-Layer Meteorology 5: 429-449.

**Soulsby R.**, 1997, "Dynamics of marine sands" Telford Publication London.

**Stephan U., Gutknecht D.**, 2002, "Hydraulic resistance of submerged flexible vegetation." J. of Hydrology 269, 27-43.

**Sleath J.F.A., 1982**, "Turbulent oscillatory flow over rough beds." J. of Hydrology 182, pp 369-409.



**Tromans P.**, 1976, "*The stability of oscillatory pipe flow.*" Abstract of a lecture given at Euromech 73. Oscillatory flow in Ducts, Aix-en-Provence.

**Tsujimoto T., Kitamura t., Okada T.**, 1992, "*Turbulent open-channel flow over bed covered by rigid vegetation.*" J. Hydrosoci. Hydraulic Eng. **10**, pp. 13–25.

**Tsujimoto T., Kitamura T., Fujii Y., Nakagawa H.**, 1996, "*Hydraulic resistance of flow with flexible vegetation in open channel.*" Journal of Hydrosocience and Hydraulic Engineering 14 (1), 47–56.

**Verzicco R., Vittori G.**, 1996, "*Direct simulation of transition in a Stokes boundary layer.*" Phys. Fluids 8, 1341-1343.

**Vionnet C.A., Tassi P.A., Martin Vide J.P.**, 2004, "*Estimates of flow resistance and eddy viscosity coefficients for 2D modeling on vegetated floodplains.*" Hydrological Processes 18, pp 2907-2926.

**Vittori G., Verzicco R.**, 1998, "*Direct simulation of transition in an oscillatory boundary layer.*" J. Fluid Mech. 371, 207-232.

**Von Kerczek C., Davis S.H.**, 1974, "*Linear stability theory of oscillatory Stokes layers.*" J. Fluid Mech. 62, 753-773.

**Wu F.C., Shen H.W., Chou Y.J.**, 1999, "*Variation of roughness coefficients for unsubmerged and submerged vegetation.*" Journal of Hydraulic Engineering 125 (9), 934–942.