

17. RILIEVI SPERIMENTALI RELATIVI AL GETTO IMMESSO IN UN CAMPO DI LIQUIDO IN QUIETE.

Nel seguito si analizzano i risultati sperimentali inerenti alla configurazione A della tab. 15.1.1, che si riferisce al caso di un getto immesso in un campo di liquido in quiete.

Per quanto attiene le caratteristiche del getto e le procedure che sono state utilizzate, sia ai fini dei rilievi sperimentali sia ai fini delle elaborazioni successivamente condotte, si faccia riferimento ai capp. 14 e 15.

17.1. Analisi delle componenti orizzontali e verticali di velocità.

I rilievi delle velocità sono stati eseguiti in più punti delle sezioni trasversali riportate nella tab. 17.1.1.

Sezione	Distanza dall'ugello [mm]
A1	5
A2	10
A3	60
A4	110
A5	160
A6	210
A7	260
A8	310
A9	360
A10	410
A11	460
A12	510

Tab. 17.1.1.

In seguito, per brevità, si presenteranno e si discuteranno i dati relativi a sezioni che ricadono nelle diverse regioni rappresentative del getto.

Si fissi l'attenzione sui dati di velocità relativi alla sezione A1 (fig. 17.1.1); tale profilo mette in evidenza l'esistenza del *core* del getto. Ciò è anche avallato dall'andamento degli r.m.s. riportati nel par. 17.2, da cui si osserva che i valori assunti in vicinanza dell'asse del getto sono inferiori rispetto a quelli relativi a punti di misura più esterni.

I rilievi di velocità relativi alle sezioni A1-A4 sono stati condotti su due direzioni radiali, rispetto all'asse del getto, al fine di verificare il rispetto delle condizioni di assialsimmetria, che eventuali imperfezioni sperimentali avrebbero potuto inficiare. Per le rimanenti sezioni trasversali, avendo osservato che tali condizioni di simmetria erano soddisfatte, si è proceduto ai rilievi sperimentali solo lungo una direzione radiale. Tale procedura è stata seguita anche da Wignanski e Fiedler (1969).

In particolare, le misurazioni sono state condotte sul raggio posto alla destra della sonda ricevente e trasmittente del sistema LDA, con la sola eccezione della sezione trasversale A5.

Dai diagrammi delle figg. 17.1.1-7 si osserva che tutti i profili sperimentali delle componenti longitudinali di velocità mostrano il classico andamento campanulare, o gaussiano, così come previsto in letteratura.

Per le sezioni A4-A5 e A7-A12 si sono condotti i rilievi di velocità anche oltre la distanza dall'asse del getto in corrispondenza della quale la velocità media longitudinale assumeva valor nullo. Questo ha consentito di evidenziare l'esistenza di correnti di ritorno che necessariamente si creano quando il getto non ha una densità minore del fluido ambiente.

E' noto che in corrispondenza della superficie libera del campo di liquido esterno, il gradiente di pressione a cui il getto è sottoposto è molto elevato, al punto da provocare una sua deviazione (cosiddetto *ceiling level*). L'esistenza di tale gradiente di pressione, come messo in evidenza nel cap. 16, può dar luogo a un flusso di ricaduta o a un flusso a moto prevalentemente orizzontale, a seconda della densità del fluido del getto e dell'ambiente esterno. Nel caso analizzato, in cui la densità del getto è praticamente analoga a quella del fluido ambiente, è logico attendersi l'esistenza di un flusso di ricaduta. Il campo di moto legato al fenomeno di intrusione, ovviamente, si sovrappone al moto del flusso di ritorno.

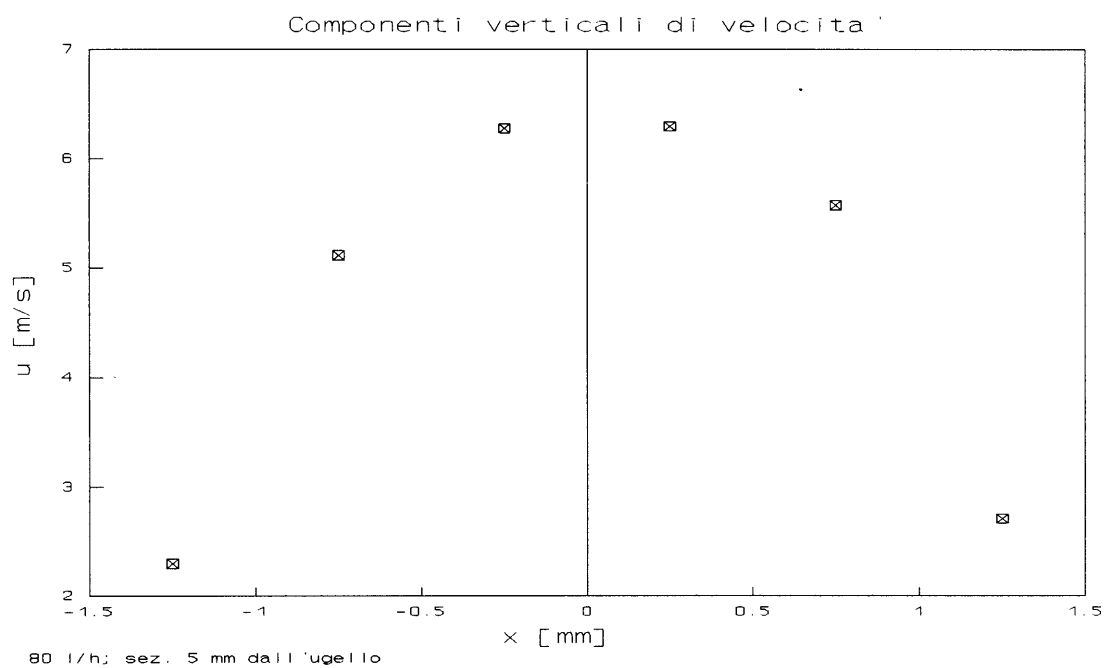


Fig. 17.1.1. Componenti verticali di velocità della sezione A1.

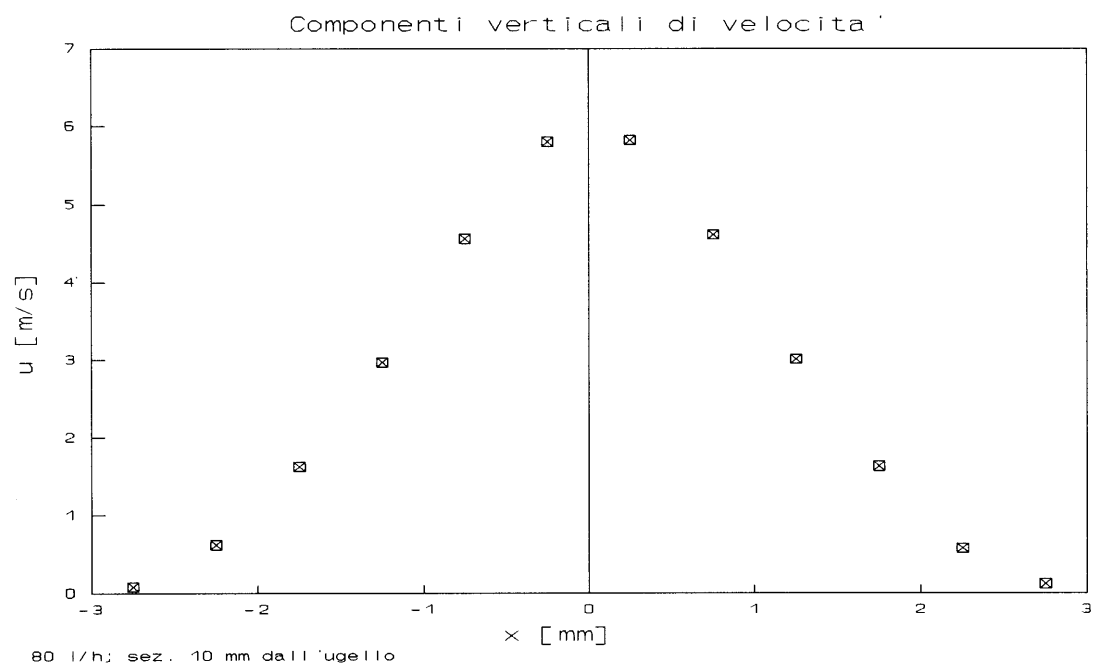


Fig. 17.1.2. Componenti verticali di velocità della sezione A2.

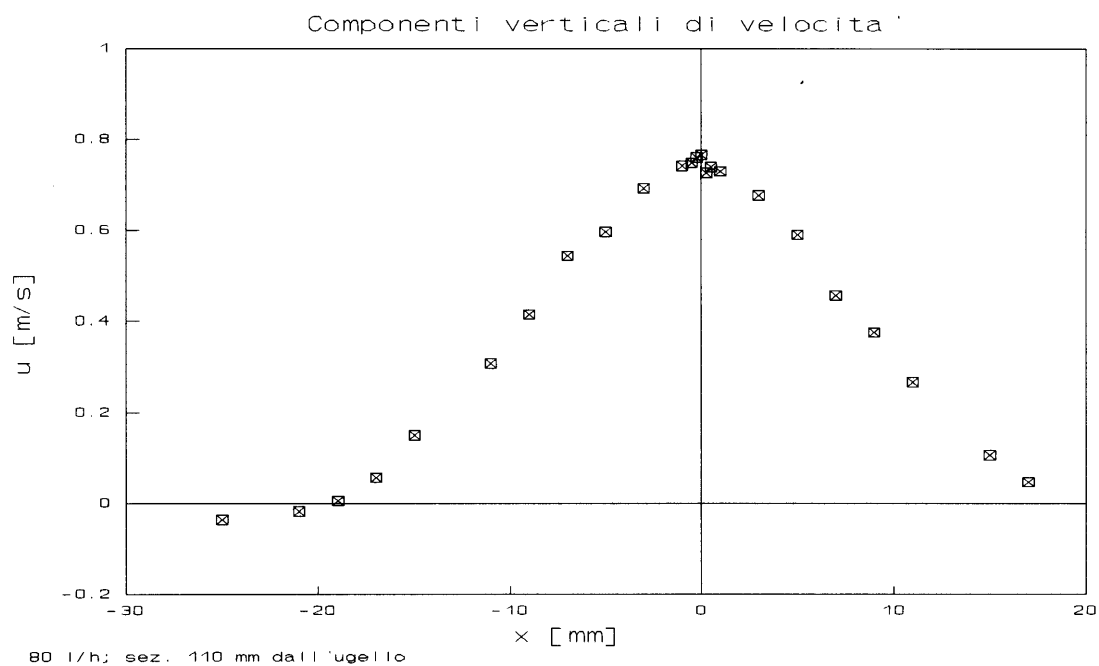


Fig. 17.1.3. Componenti verticali di velocità della sezione A4.

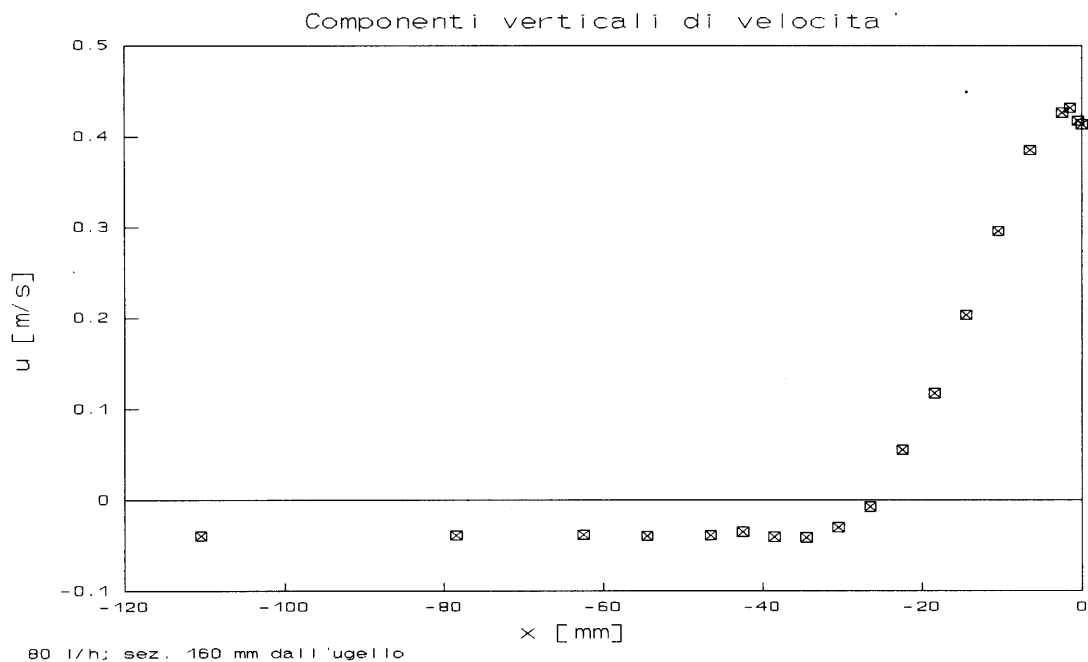


Fig. 17.1.4. Componenti verticali di velocità della sezione A5.

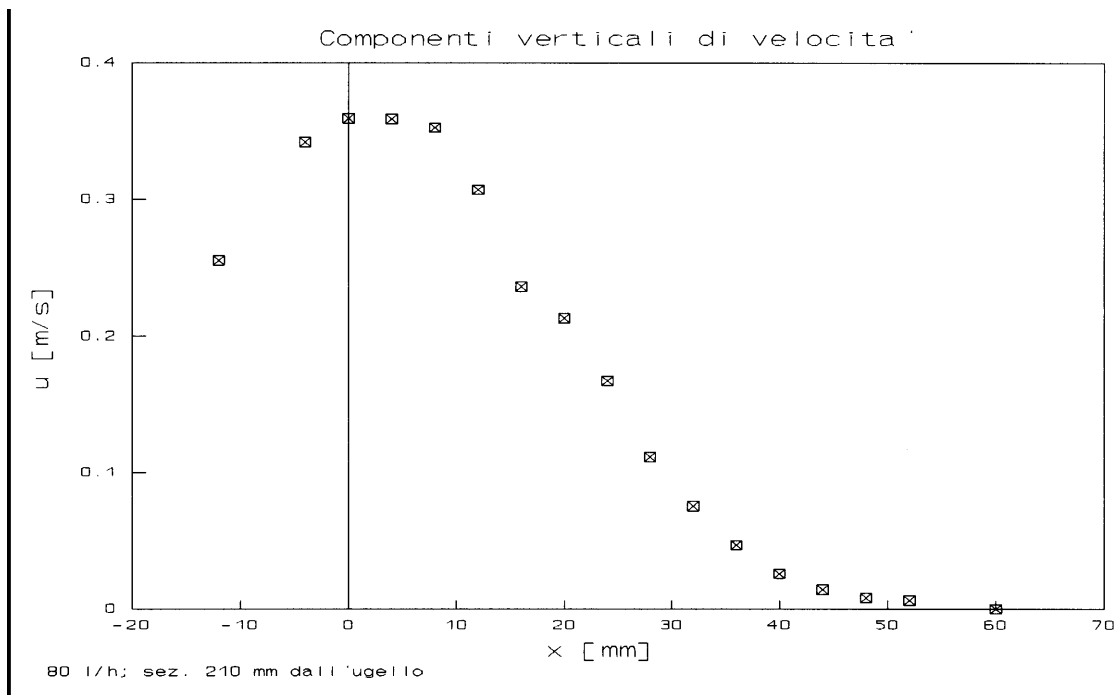


Fig. 17.1.5. Componenti verticali di velocità della sezione A6.

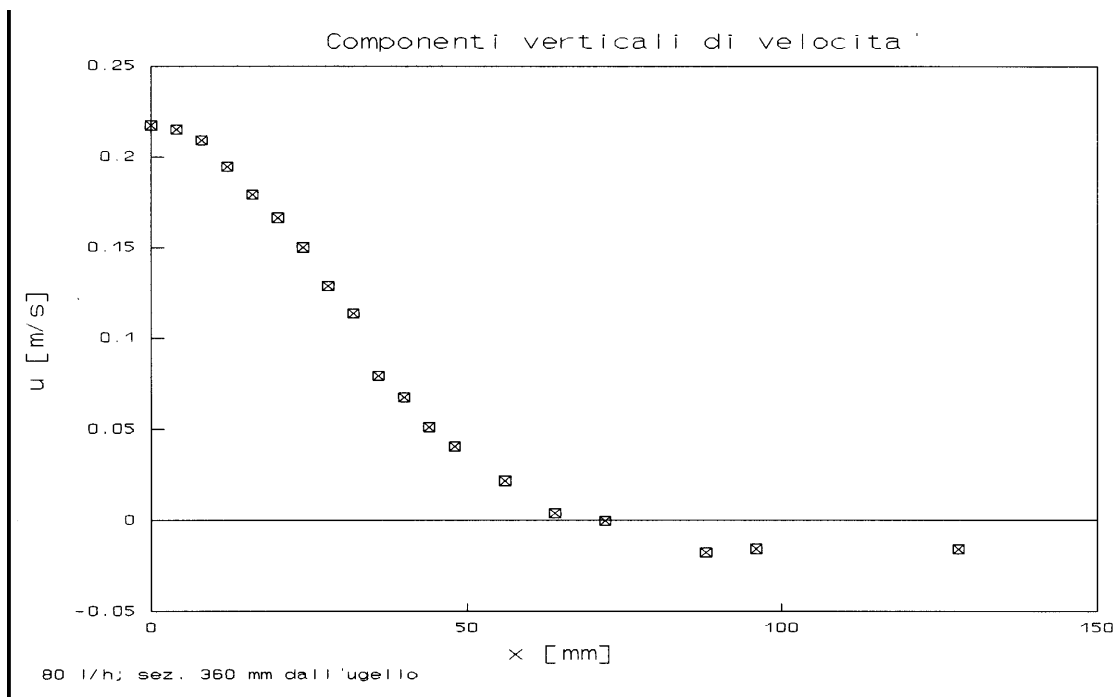


Fig. 17.1.6. Componenti verticali di velocità della sezione A9.

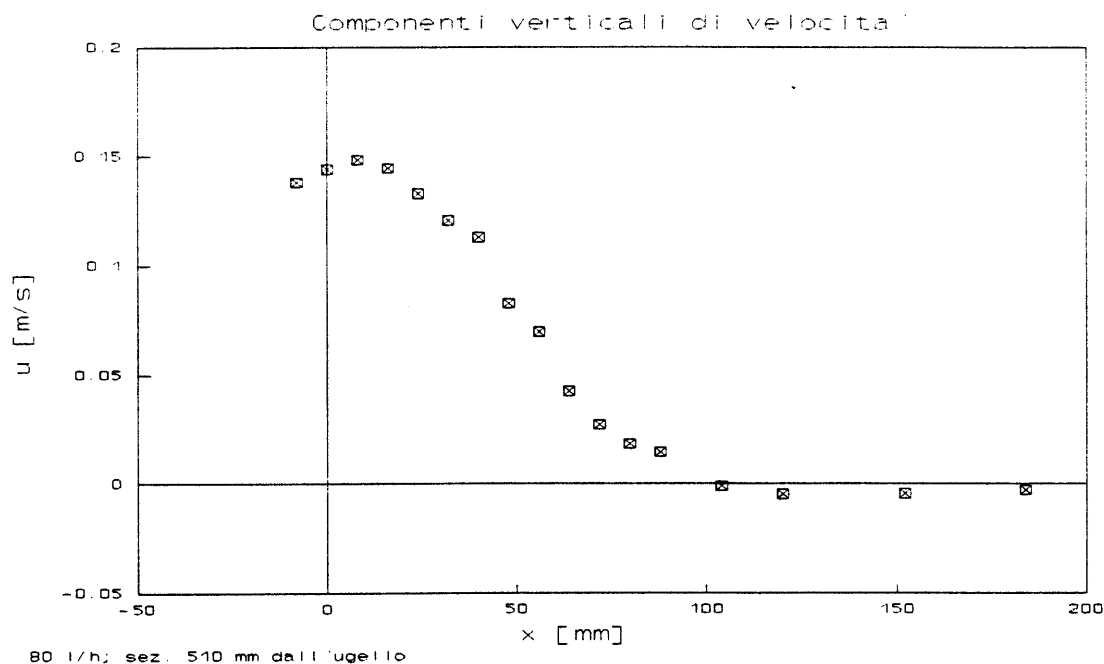


Fig. 17.1.7. Componenti verticali di velocità della sezione A12.

Tale ipotesi, nell'ambito di questa ricerca, è stata avallata attraverso la tecnica di visualizzazione del flusso con uso della Rodamina B. Le immagini, ottenute attraverso l'uso di una telecamera dotata di sensore CCD, hanno evidenziato l'esistenza di un flusso di ricaduta che andava a formare un grosso vortice, esterno al getto, del tipo riportato in fig. 17.1.8 (Rodi, 1993).

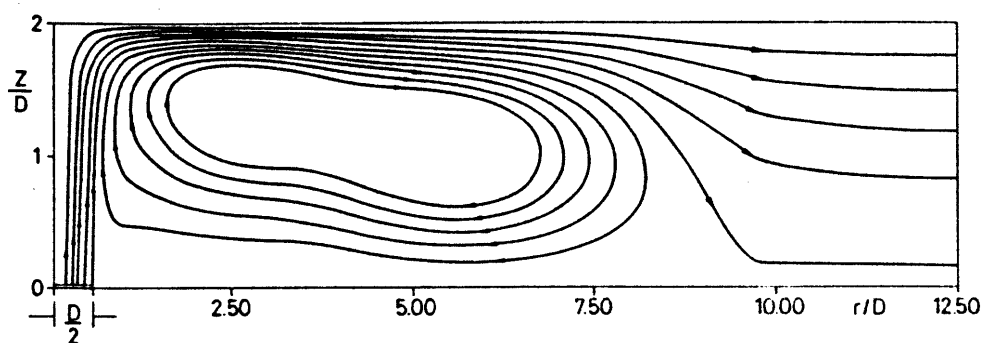


Fig. 17.1.8. Andamento delle linee di flusso (da Rodi, 1993).

In effetti, anche i rilievi delle componenti verticali di velocità hanno confermato l'esistenza di questo flusso di ricaduta, come si evince, in particolar modo, dal profilo di velocità relativo alla sezione trasversale A5 (fig. 17.1.4). Da tale diagramma si osserva

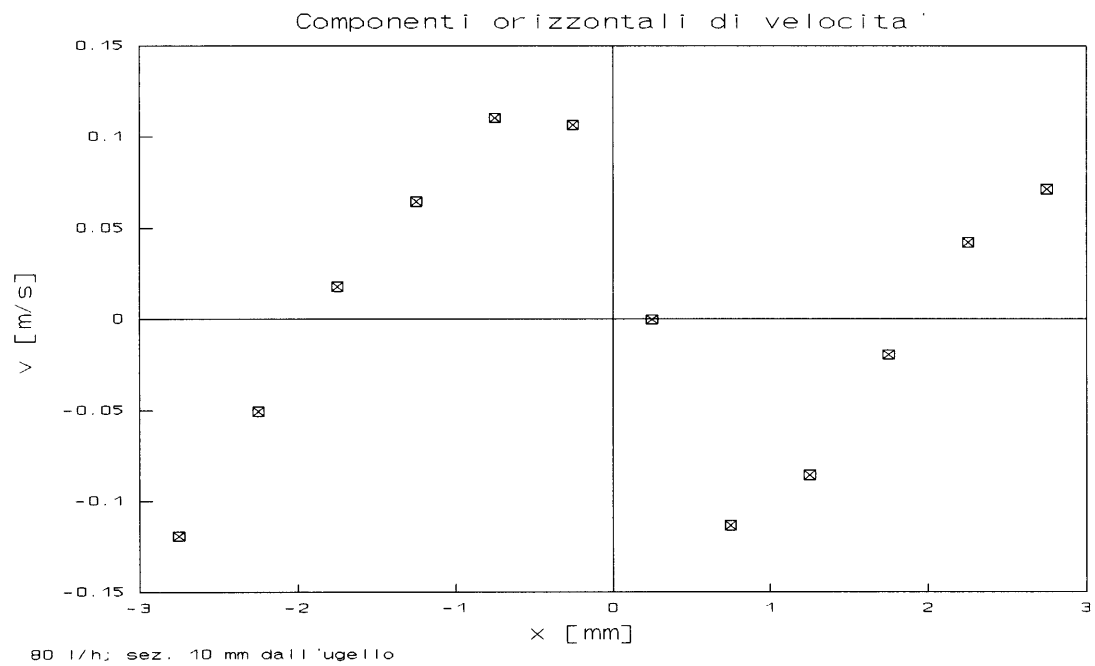


Fig. 17.1.9. Componenti orizzontali di velocità della sezione A2.

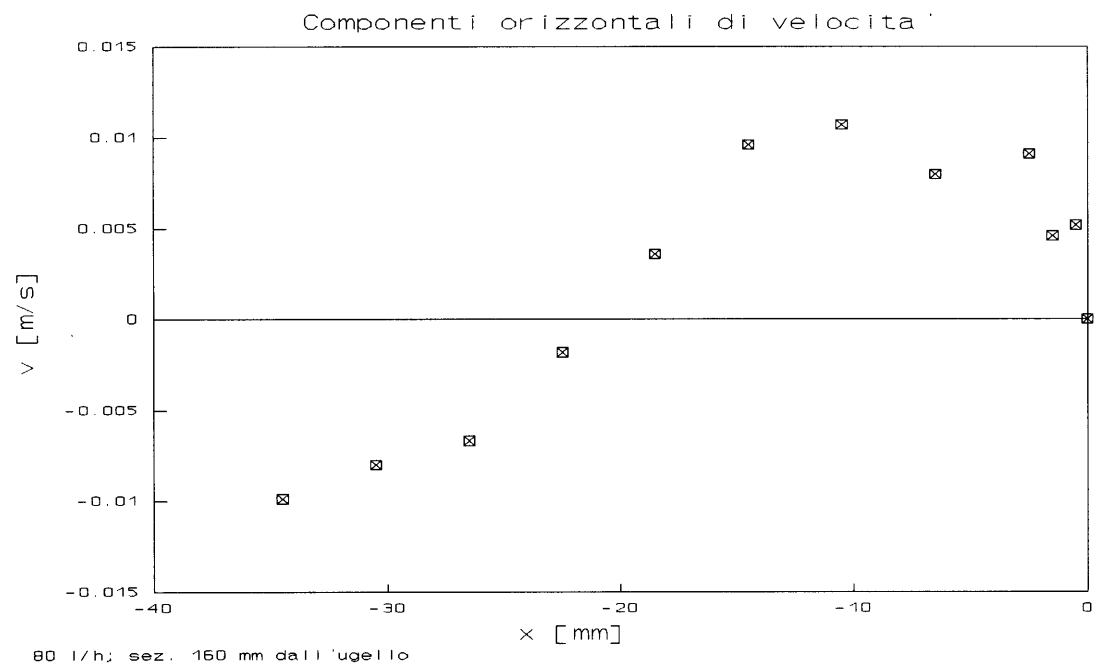


Fig. 17.1.10. Componenti orizzontali di velocità della sezione A5.

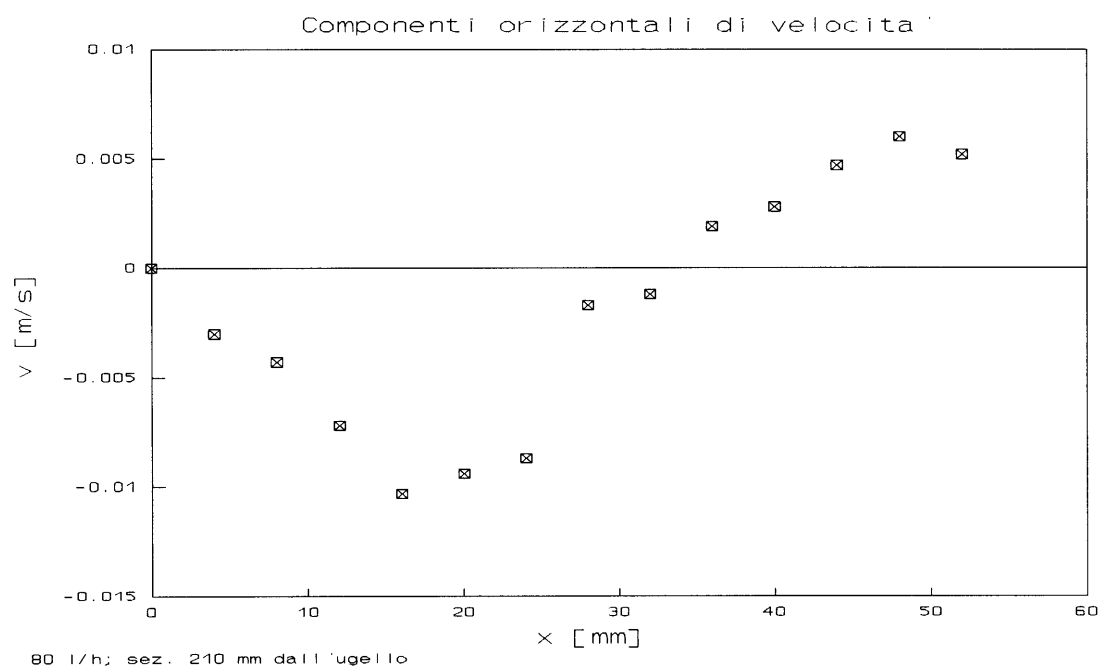


Fig. 17.1.11. Componenti orizzontali di velocità della sezione A6.

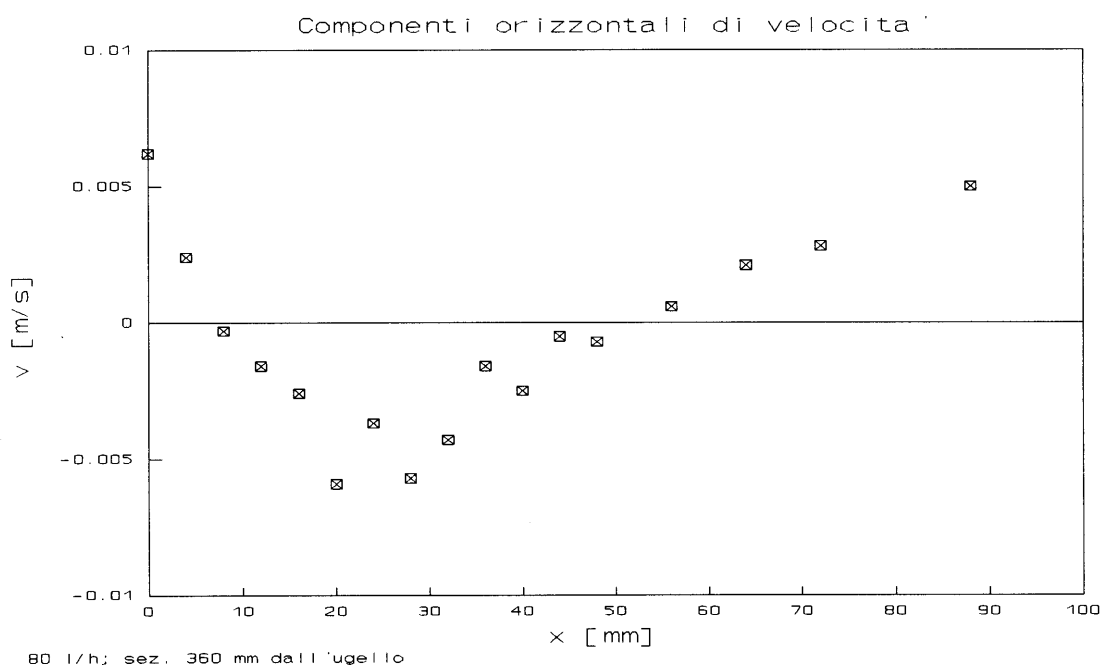


Fig. 17.1.12. Componenti orizzontali di velocità della sezione A9.

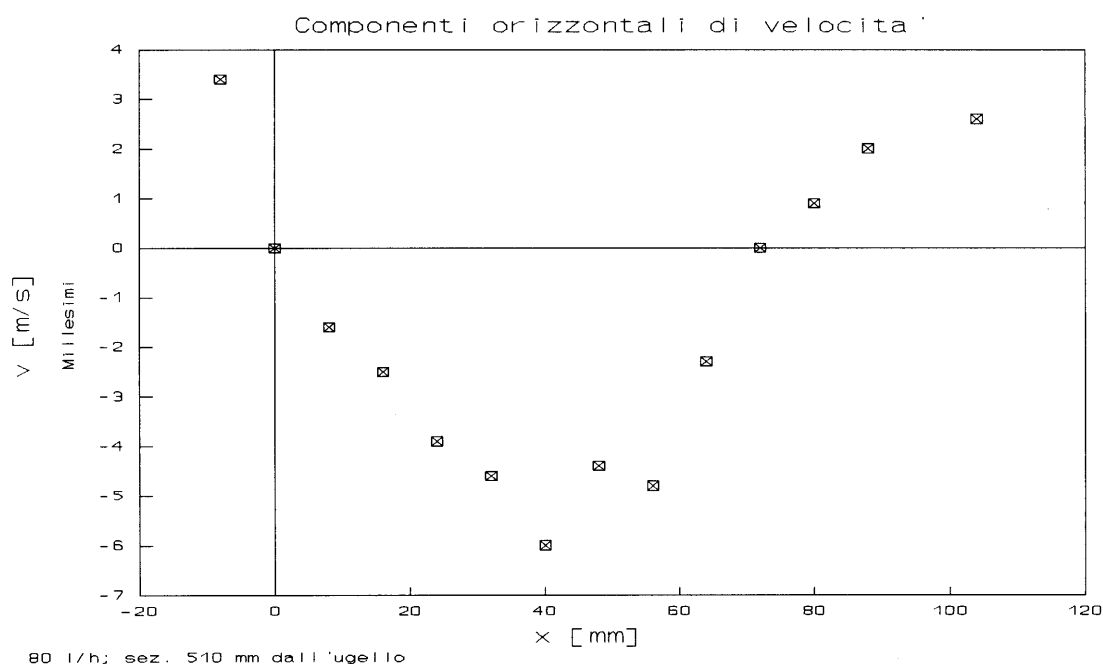


Fig. 17.1.13. Componenti orizzontali di velocità della sezione A12.

l'esistenza di una regione interessata da componenti longitudinali di velocità orientate verso il basso. I moduli di tali componenti sono relativamente piccoli, ma l'intero flusso di ritorno interessa una regione a forma di corona circolare di area abbastanza elevata. Purtroppo non è stato possibile effettuare i rilievi fino al punto in cui era ipotizzabile che i valori di velocità del flusso di ricaduta si annullassero, poiché il sistema di brandeggio non consentiva di spostare la sonda ricevente e trasmettente oltre il punto limite di misura riportato nel diagramma di velocità relativo alla sezione trasversale A5. D'altra parte, si ha ragione di pensare che le eventuali misurazioni di velocità condotte oltre un certo limite avrebbero assunto dei valori modestissimi. Questo significa che i rilievi sarebbero stati fortemente influenzati dalle normali correnti che si generano nella canaletta con presenza di generatore di moto ondoso, per le perdite di acqua che ivi si realizzano. Il rischio, in altri termini, sarebbe stato quello di interpretare le modestissime componenti di velocità, legate alla perdita di fluido in canaletta, come componenti di velocità del flusso di ritorno.

Come già messo in evidenza nel par. 14.3 è estremamente complicato ottenere dei profili delle componenti di velocità ortogonali all'asse di un getto. A tal riguardo si ricorda che Wignanski e Fiedler (1969) ottennero tale andamento a partire dai profili delle componenti longitudinali e applicando l'equazione di continuità. Tuttavia, per i rilievi

ottenuti nell'ambito di questa ricerca, il rispetto della condizione di assialsimmetria porta a escludere degli errori sperimentali legati ad una deviazione angolare tra l'asse della sonda ricevente e trasmittente del sistema LDA e l'asse del getto.

Nelle figg. 17.1.9-13 sono riportate, per le sezioni A2, A5, A6, A9 e A12, i rilievi di velocità ortogonali all'asse del getto. Si osserva che, per convenzione, si sono assunte positive le componenti orizzontali di velocità orientate da destra verso sinistra.

Proprio per la carenza, nella letteratura specializzata, dei rilievi sperimentali, si ritiene che le misurazioni delle componenti radiali di velocità, condotte nell'ambito di questa ricerca, abbiano un certo interesse. Tra l'altro, tali rilievi hanno confermato l'andamento teorico del profilo proposto da Tollmien (1926) e da Wignanski e Fiedler (1969).

17.2. Analisi degli r.m.s., dello skewness e del flatness.

Nelle figg. 17.2.1-5 si riportano gli andamenti degli r.m.s. calcolati nei punti di misura di alcune sezioni analizzate nel precedente paragrafo.

Come anticipato nel par. 17.1, la sezione trasversale A1 evidenzia ancora l'esistenza del *core*. Ciò è confermato dall'andamento degli r.m.s. di fig. 17.2.1, che evidenziano, in prossimità dell'asse del getto, dei valori minori di quelli delle zone adiacenti. In tutti gli altri diagrammi, invece, si osserva che l'andamento degli r.m.s. presenta dei valori massimi in corrispondenza dell'asse del getto e una analoga tendenza a decrescere verso le regioni esterne. A riguardo degli r.m.s. si veda anche il par. 17.5.

Per quanto attiene l'andamento degli indici di turbolenza, definiti come il rapporto degli r.m.s. (detti, altrimenti, intensità di turbolenza) e il valor medio locale di velocità, si nota che essi hanno un comportamento che è esattamente opposto rispetto a quello degli r.m.s. stessi. Ossia, i valori degli indici di turbolenza tendono ad aumentare verso le regioni esterne del getto. Inoltre, tali valori, lungi dall'essere di gran lunga inferiori all'unità (come l'ipotesi di Taylor richiederebbe per poter passare dalle derivate temporali alle derivate spaziali delle velocità), assumono di fatto valori particolarmente elevati in corrispondenza delle zone esterne del getto. Tale considerazione, come detto nel par. 15.2.3, porta a concludere che la turbolenza tipica dei getti è non tayloriana, a conferma dei risultati di Wignansky e Fiedler (1969).

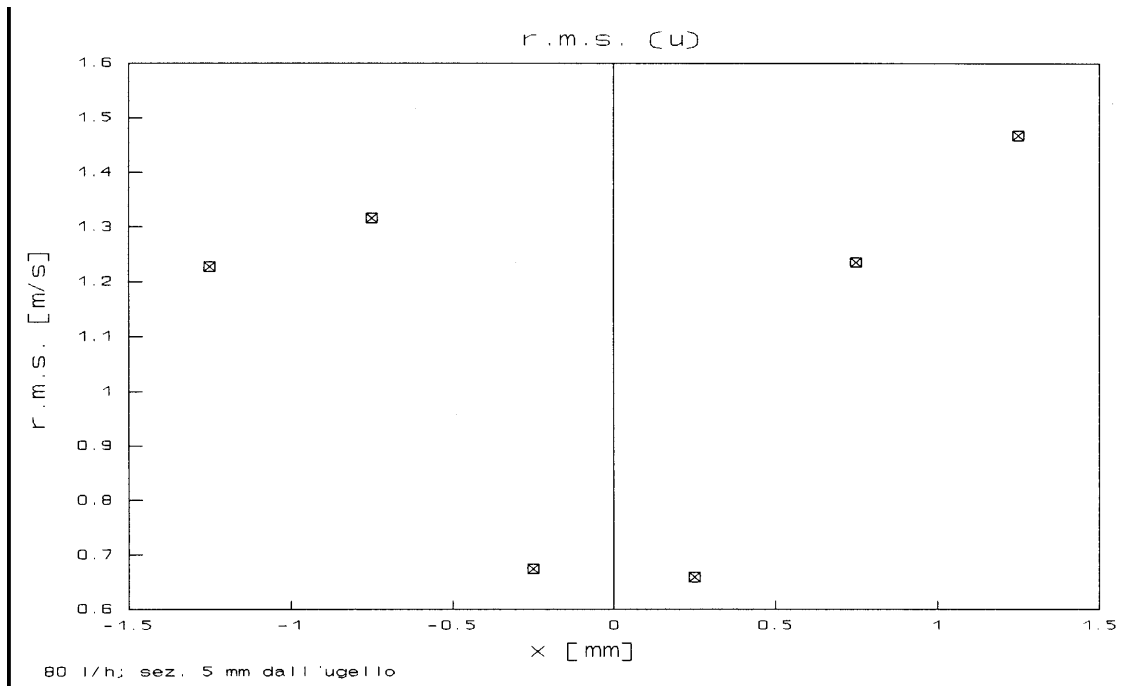


Fig. 17.2.1. r.m.s. delle componenti verticali di velocità della sezione A1.

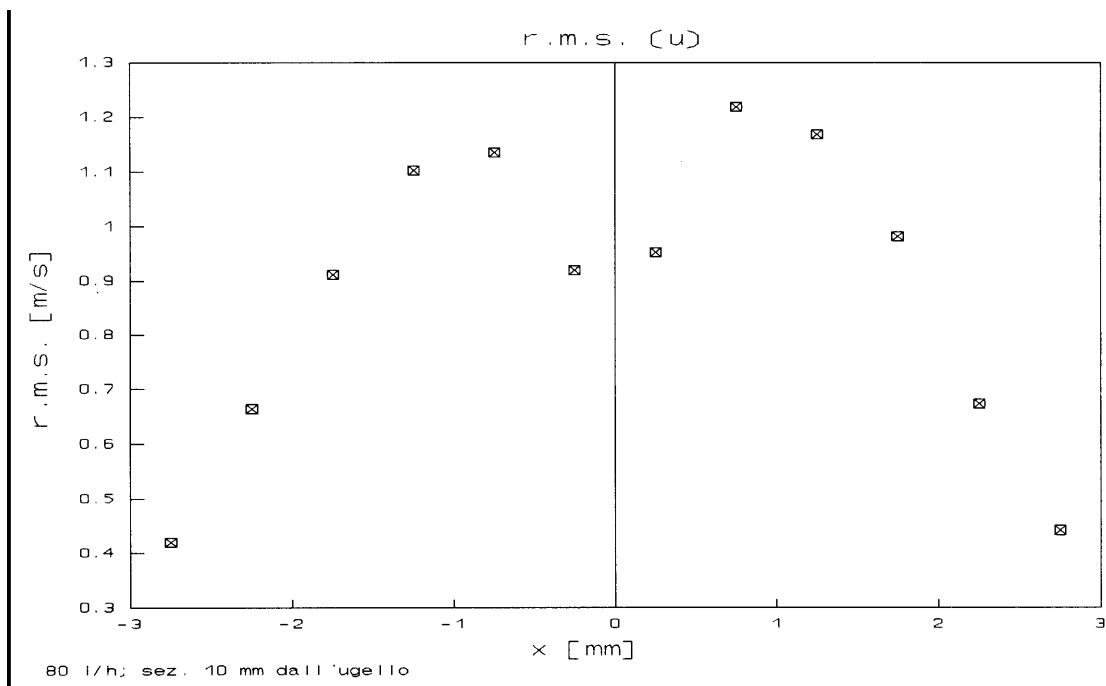


Fig. 17.2.2. r.m.s. delle componenti verticali di velocità della sezione A2.

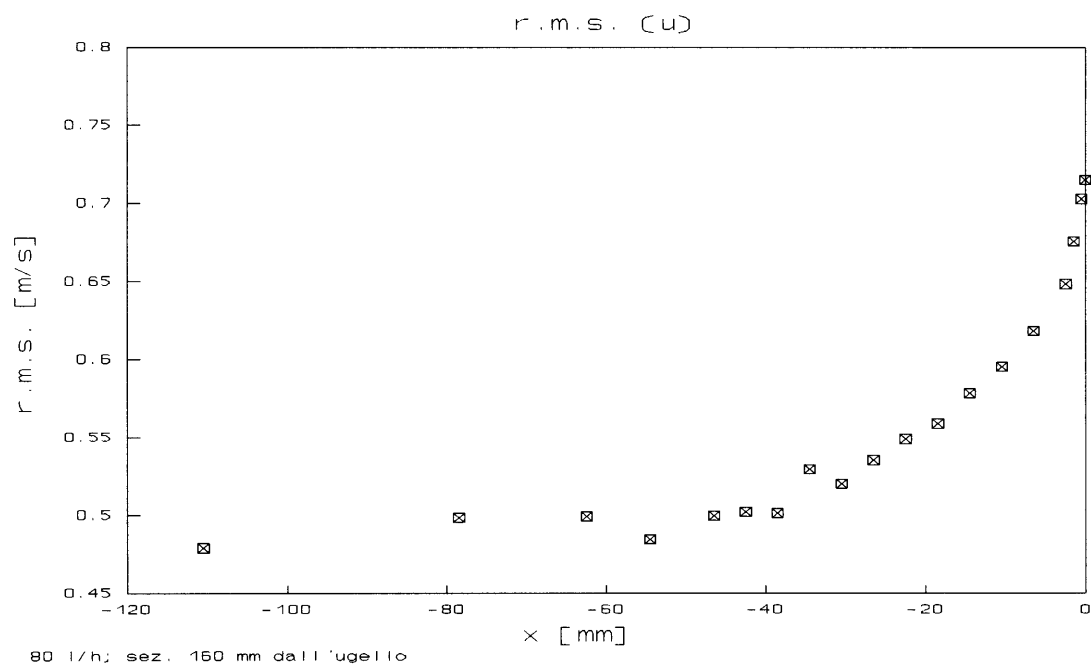


Fig. 17.2.3. *r.m.s. delle componenti verticali di velocità della sezione A5.*

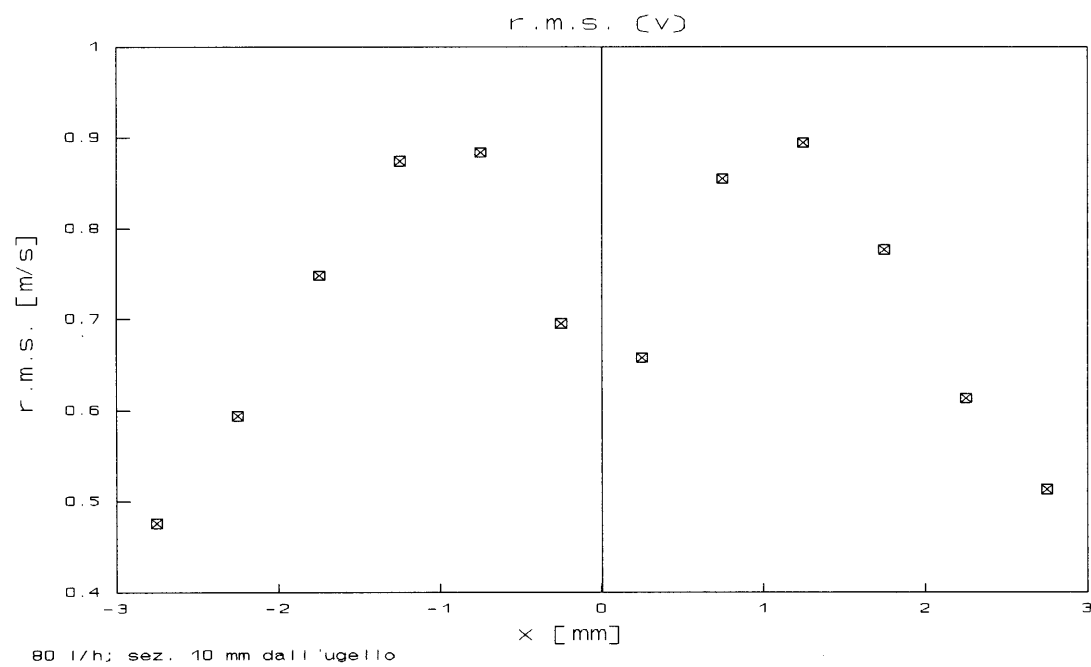
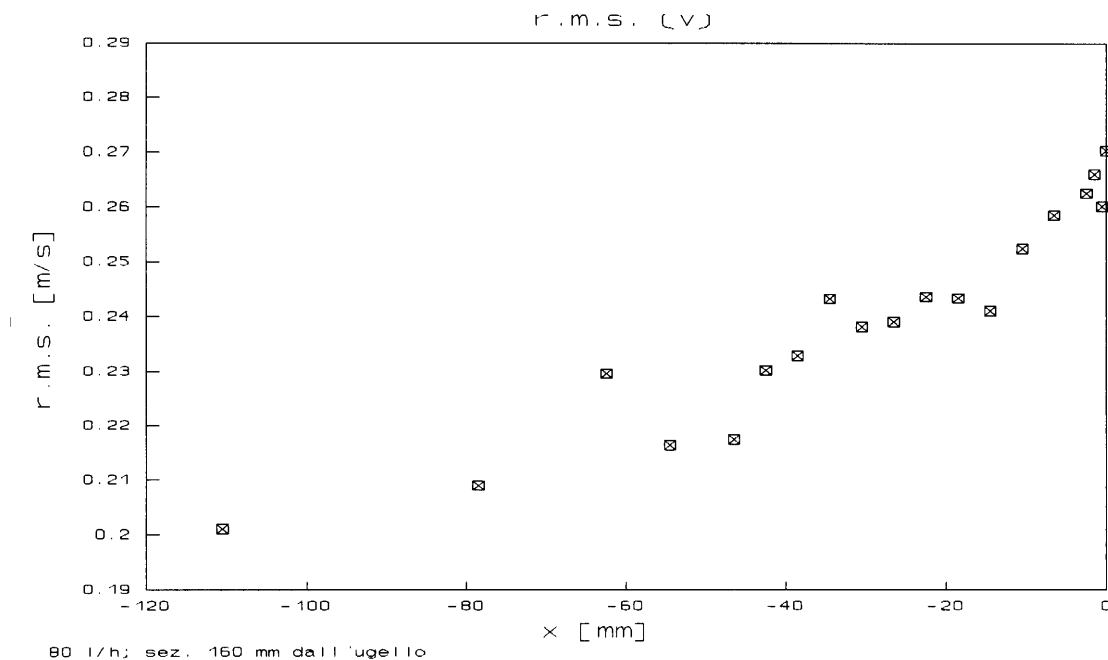


Fig. 17.2.4. *r.m.s. delle componenti orizzontali di velocità della sezione A2.*

Fig. 17.2.5. *r.m.s. delle componenti orizzontali di velocità della sezione A5.*

Nelle figg. 17.2.6-17 si riportano gli andamenti degli skewness relativi alla sezioni in analisi. Si osserva che per le sezioni più vicine all'ugello il coefficiente di asimmetria (o skewness) assume valori diversi dallo zero (che è noto essere il valore proprio di una distribuzione gaussiana). Viceversa, allontanandosi dall'orifizio, gli andamenti sono prossimi allo zero, con una tendenza a scostarsi da tal valore in prossimità delle regioni esterne.

Analoghe considerazioni possono essere fatte per il coefficiente di curtosi (o kurtosis o, ancora, flatness) che, in effetti, per le sezioni prossime all'ugello assume valori diversi da tre (valore tipico di una distribuzione gaussiana). A tal riguardo si vedano le figg. 17.2.18-27. Per le sezioni particolarmente distanti dall'orifizio, l'andamento del flatness si discosta poco da quello tipico di una distribuzione gaussiana, almeno per i punti di misura interni al getto.

Tale comportamento è spiegabile, poiché, in prossimità dell'ugello, il getto risente ancora delle condizioni cinematiche iniziali. Viceversa, allontanandosi dall'orifizio, i parametri statistici della turbolenza tendono ad assumere valori tipici di una distribuzione gaussiana.

In ogni caso, è evidente che, in ogni sezione trasversale, i valori assunti dallo skewness e dal kurtosis si discostano da quelli di una distribuzione gaussiana per i punti di

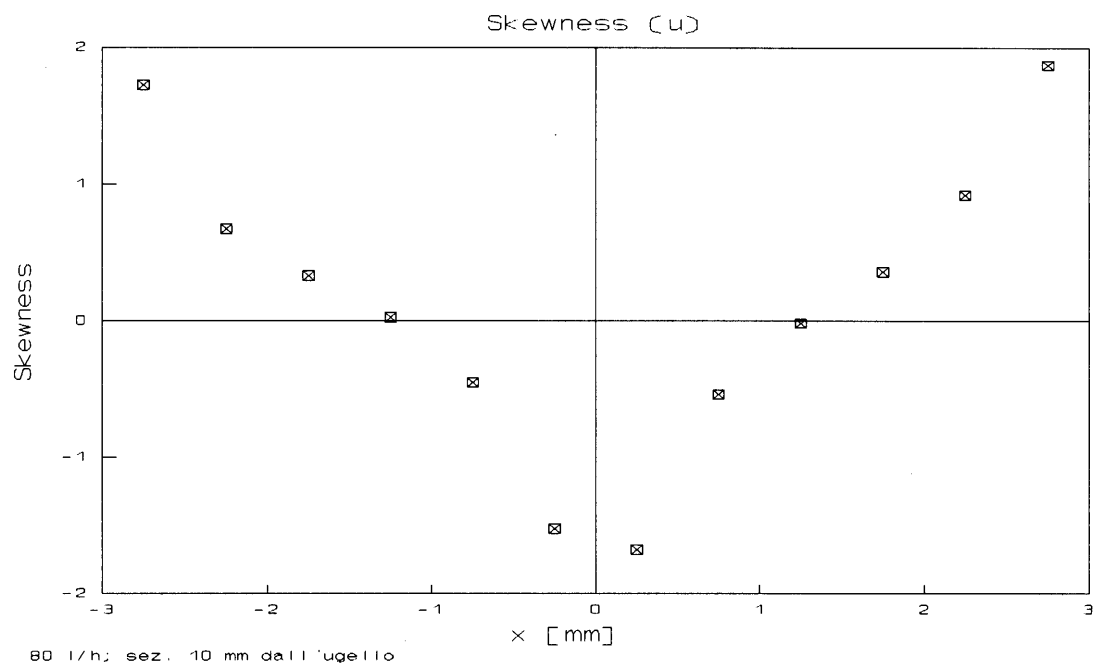


Fig. 17.2.6. Skewness delle componenti verticali di velocità della sezione A2.

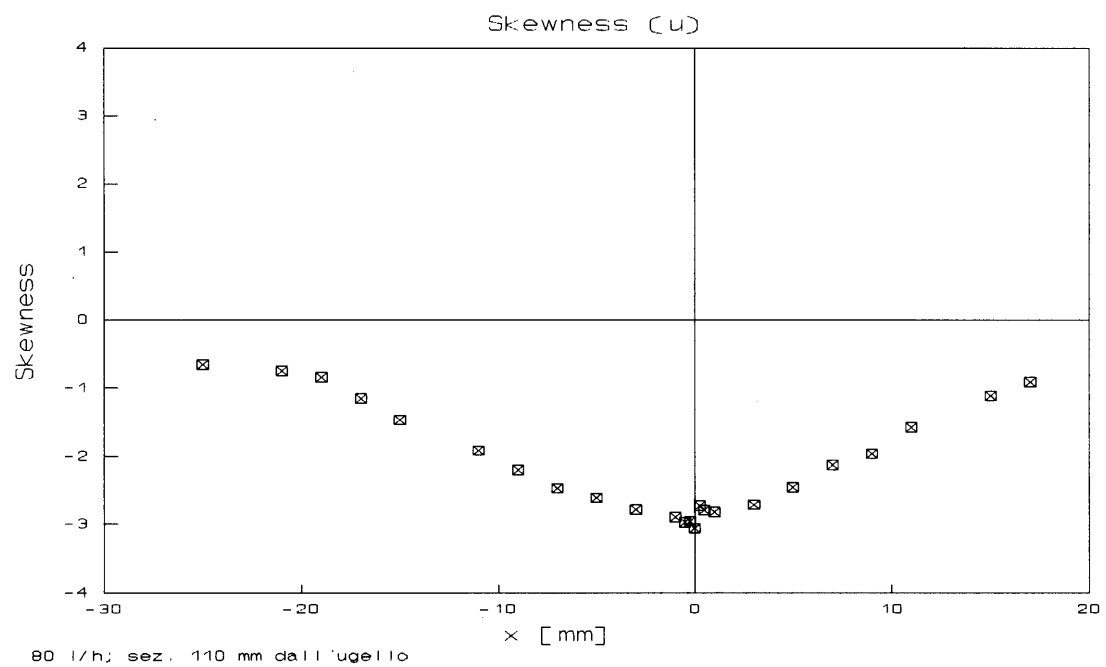


Fig. 17.2.7. Skewness delle componenti verticali di velocità della sezione A4.

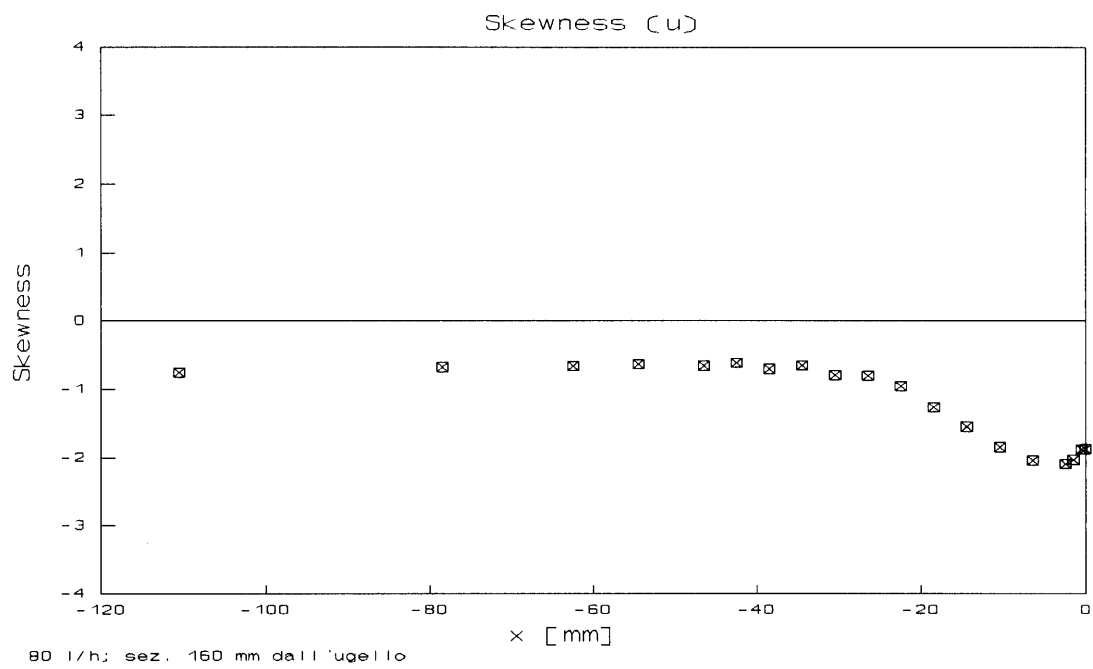


Fig. 17.2.8. Skewness delle componenti verticali di velocità della sezione A5.

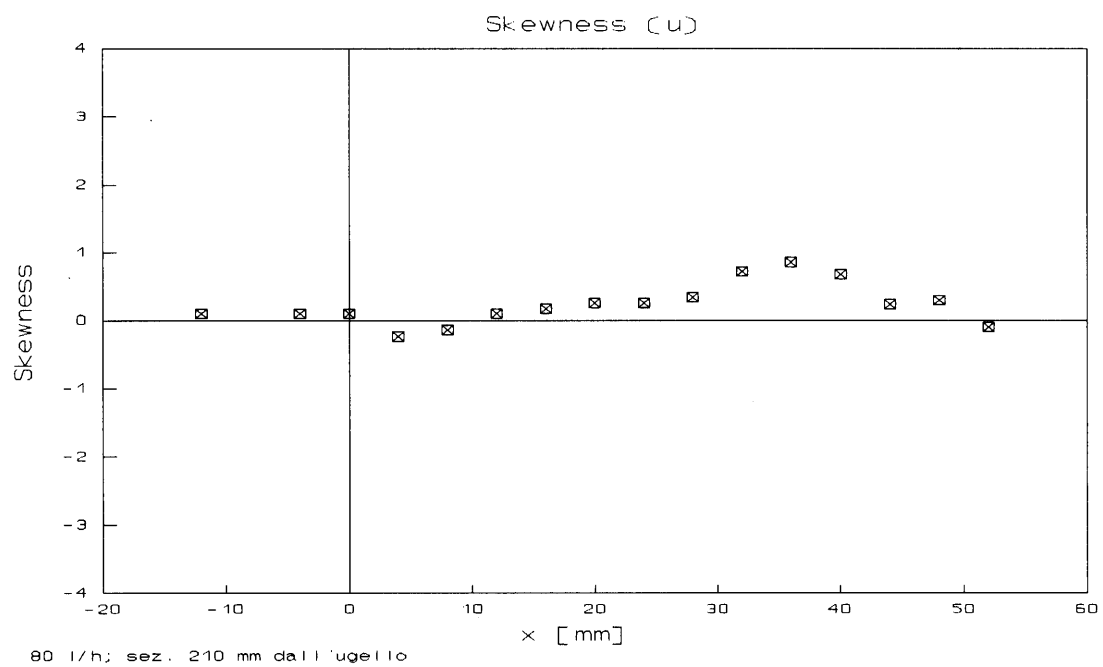


Fig. 17.2.9. Skewness delle componenti verticali di velocità della sezione A6.

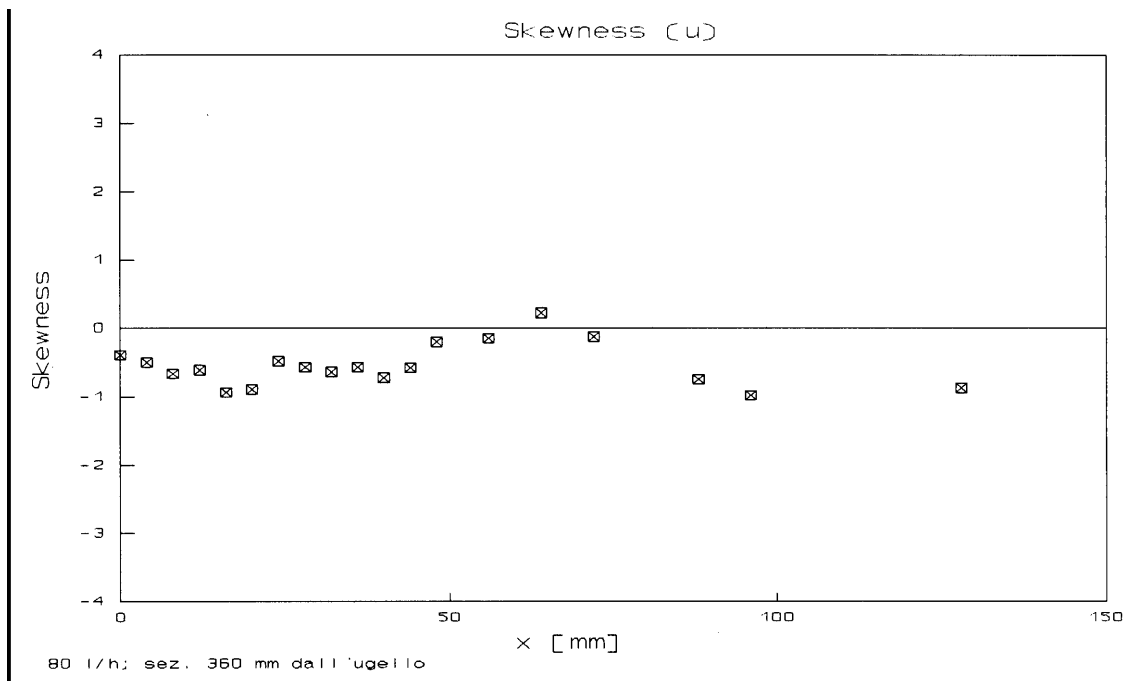


Fig. 17.2.10. Skewness delle componenti verticali di velocità della sezione A9.

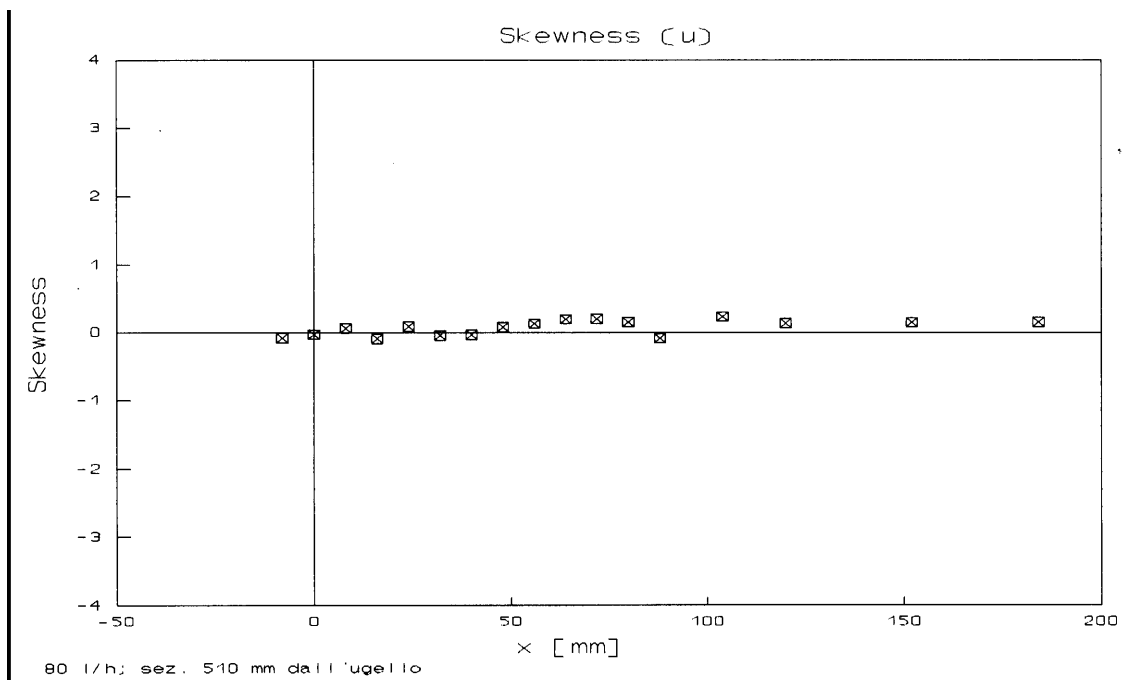


Fig. 17.2.11. Skewness delle componenti verticali di velocità della sezione A12.

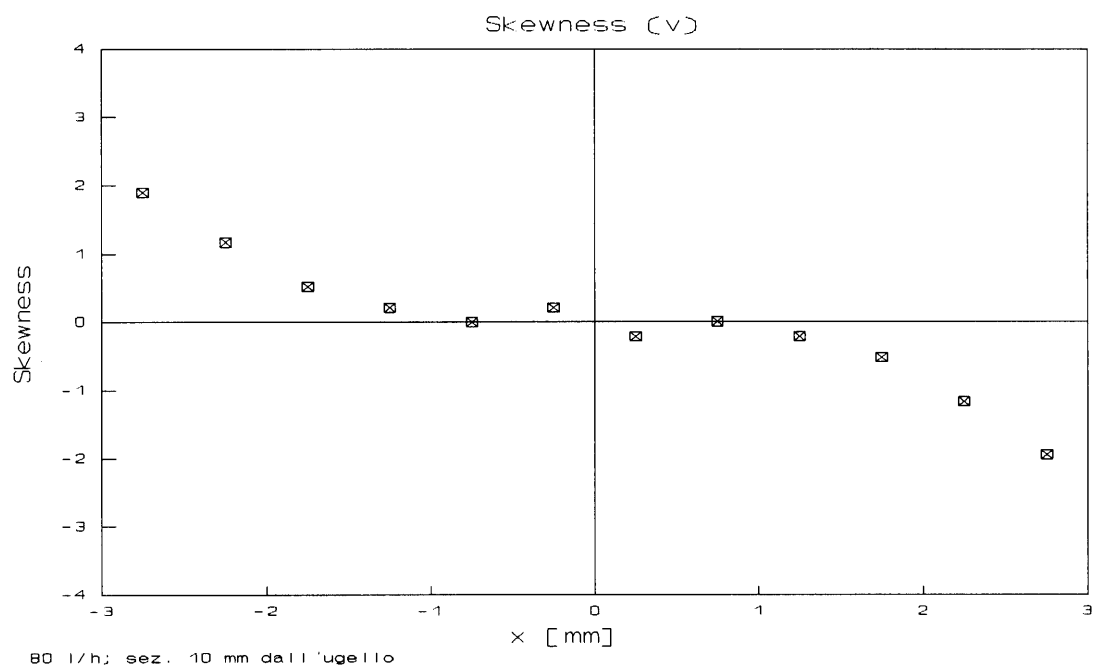


Fig. 17.2.12. Skewness delle componenti orizzontali di velocità della sezione A2.

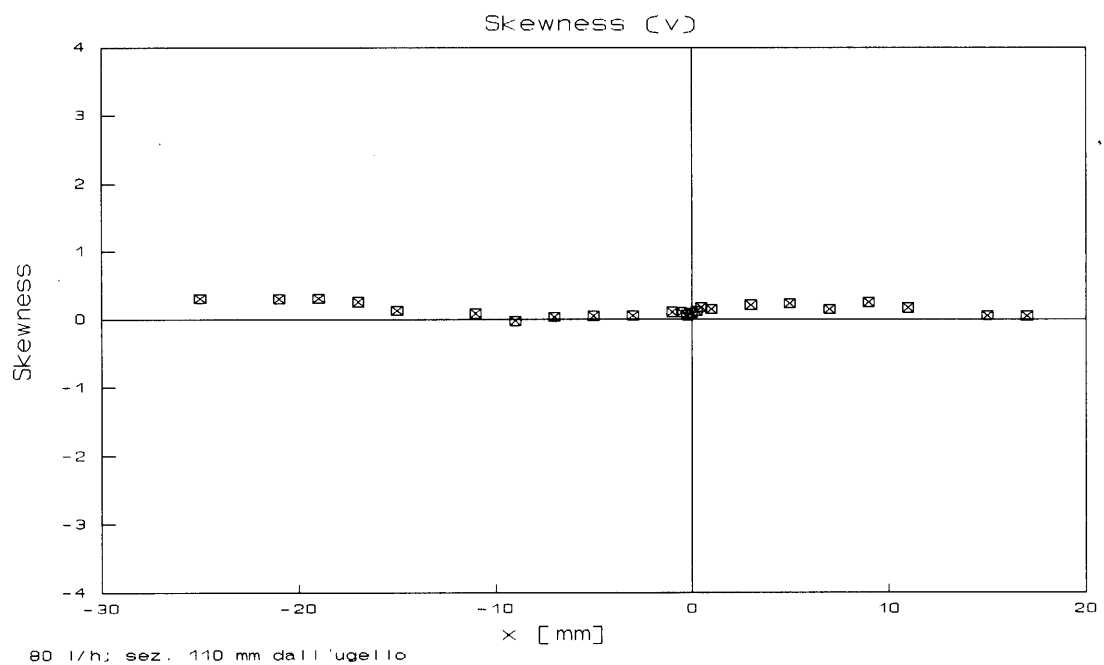


Fig. 17.2.13. Skewness delle componenti orizzontali di velocità della sezione A4.

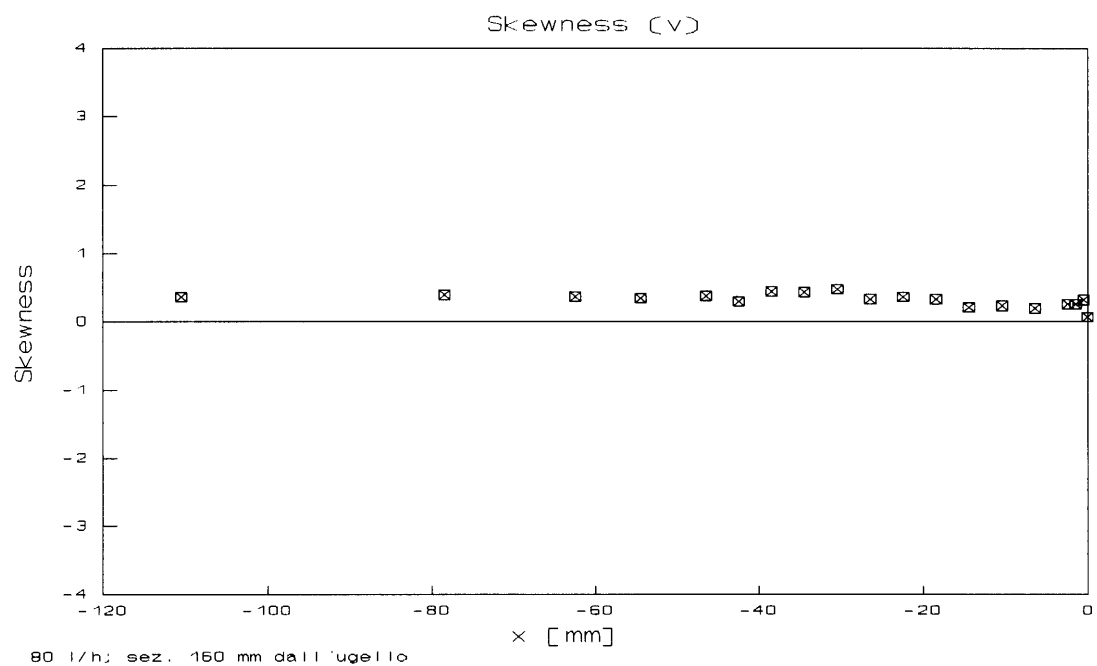


Fig. 17.2.14. Skewness delle componenti orizzontali di velocità della sezione A5.

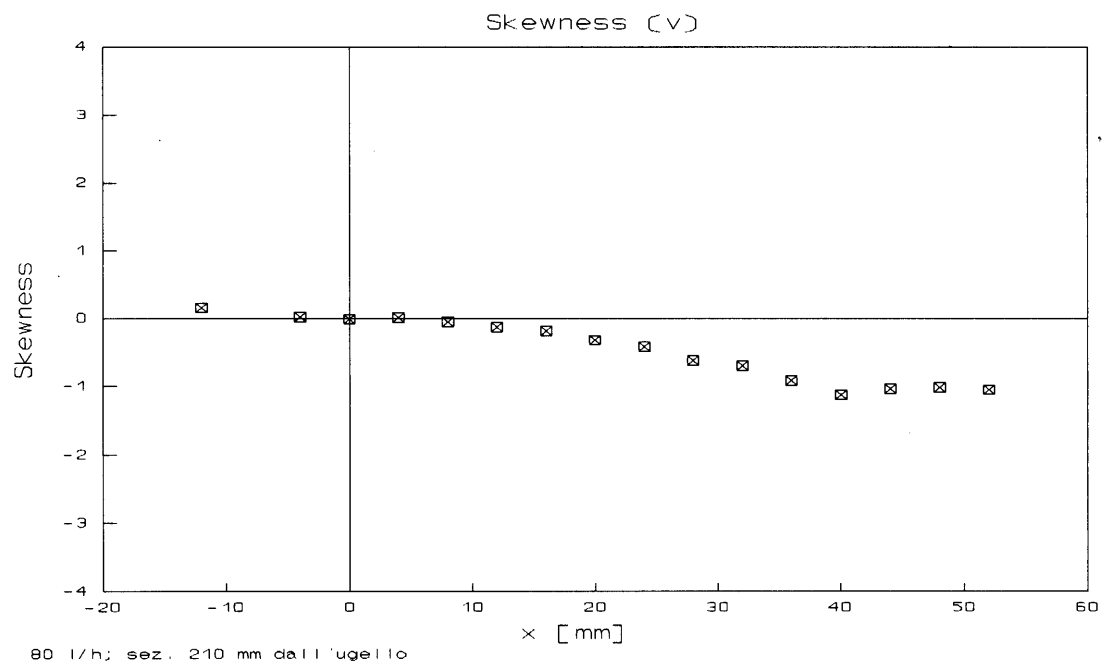


Fig. 17.2.15. Skewness delle componenti orizzontali di velocità della sezione A6.

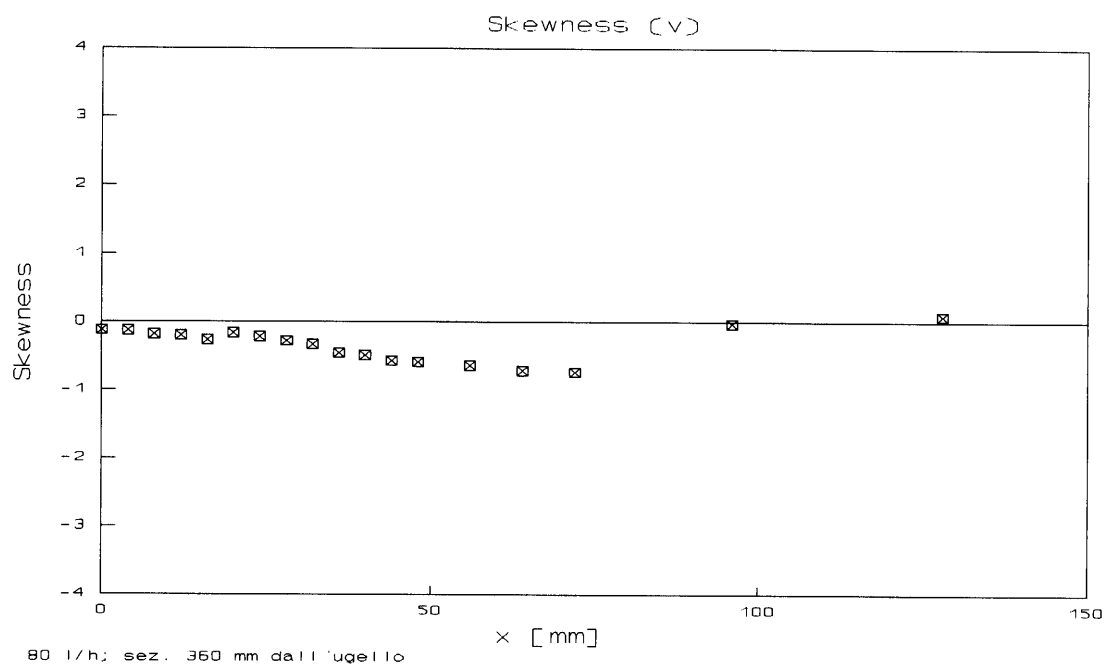


Fig. 17.2.16. Skewness delle componenti orizzontali di velocità della sezione A9.

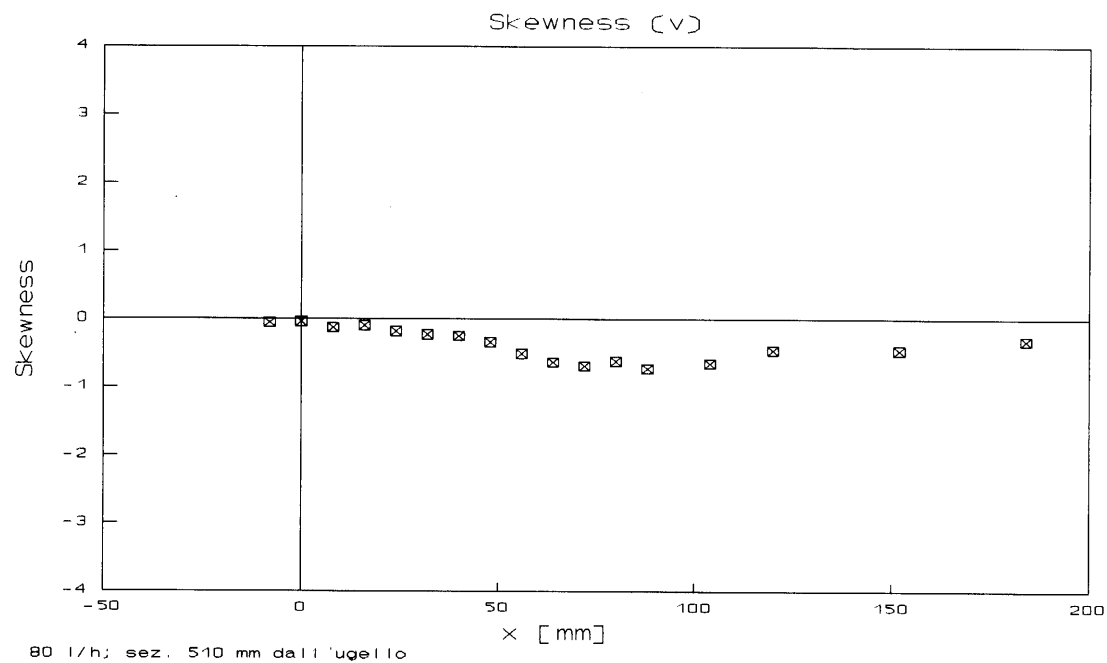


Fig. 17.2.17. Skewness delle componenti orizzontali di velocità della sezione A12.

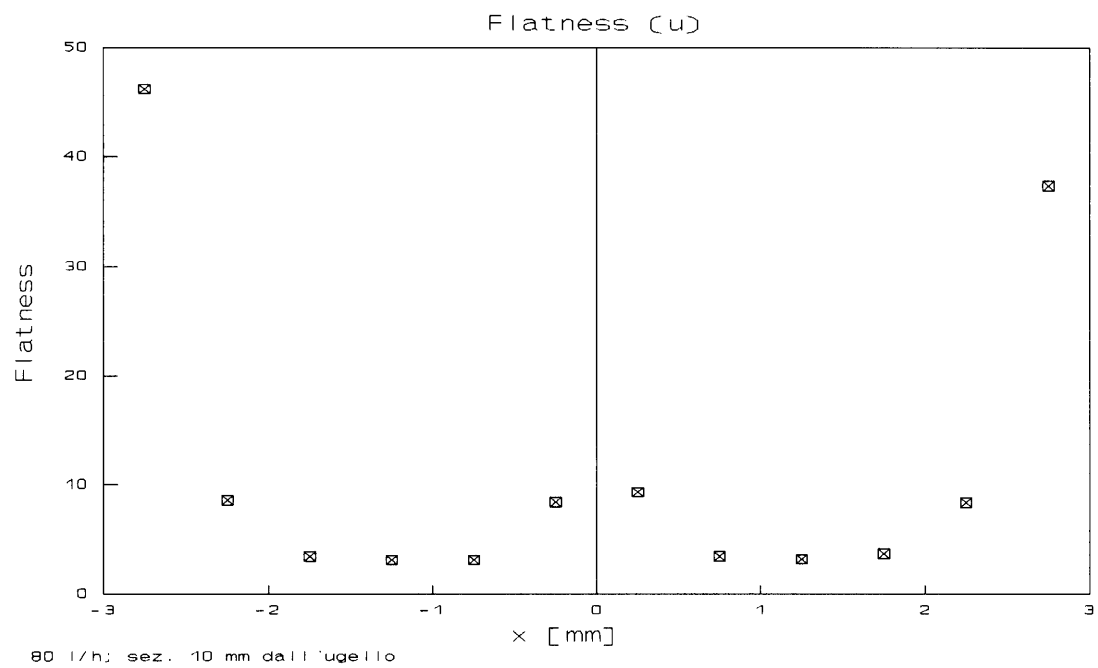


Fig. 17.2.18. Flatness delle componenti verticali di velocità della sezione A2.

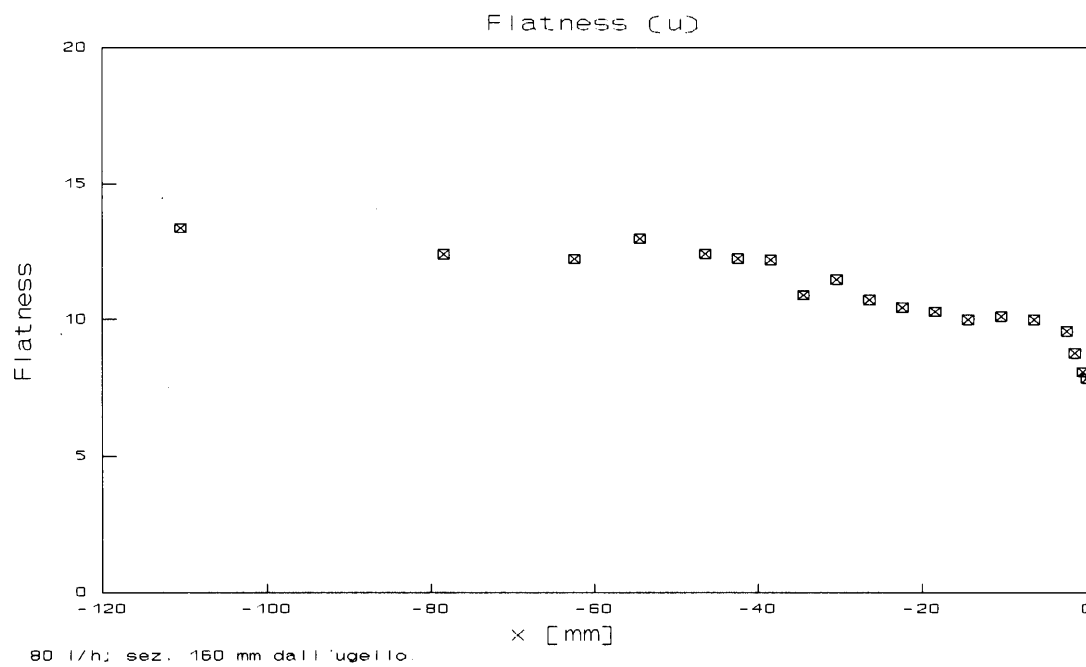


Fig. 17.2.19. Flatness delle componenti verticali di velocità della sezione A5.

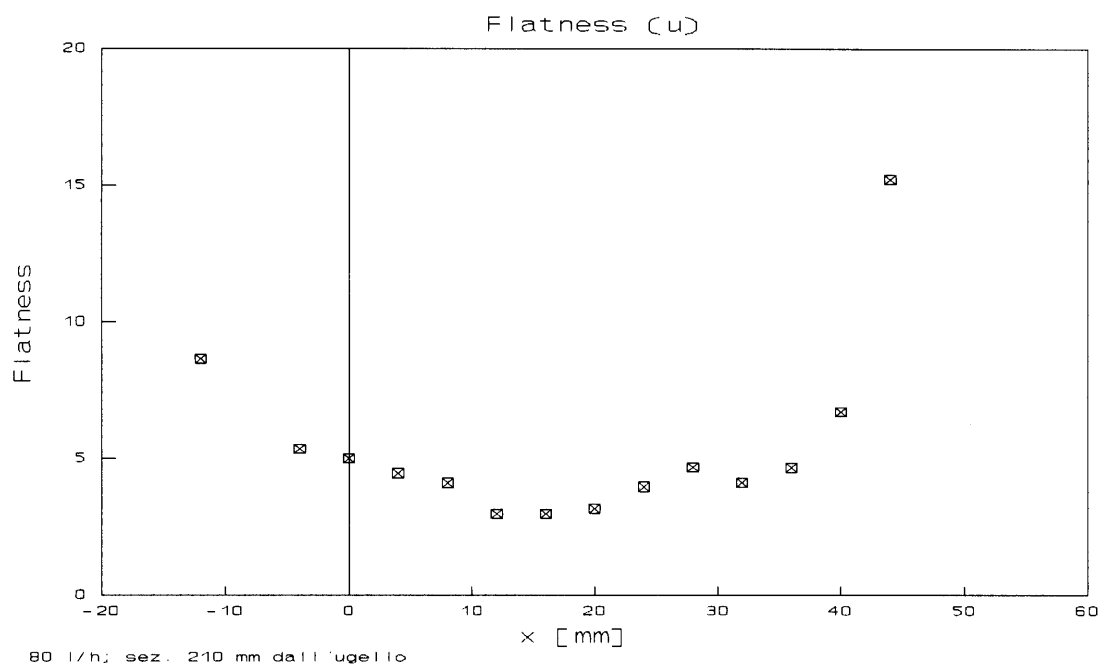


Fig. 17.2.20. Flatness delle componenti verticali di velocità della sezione A6.

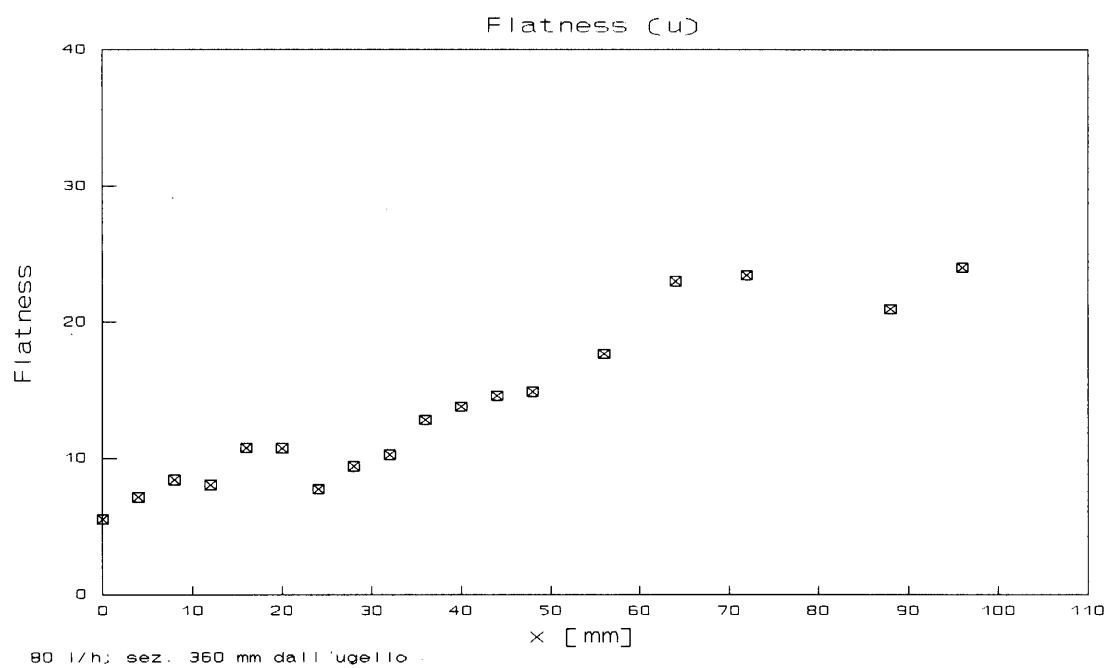


Fig. 17.2.21. Flatness delle componenti verticali di velocità della sezione A9.

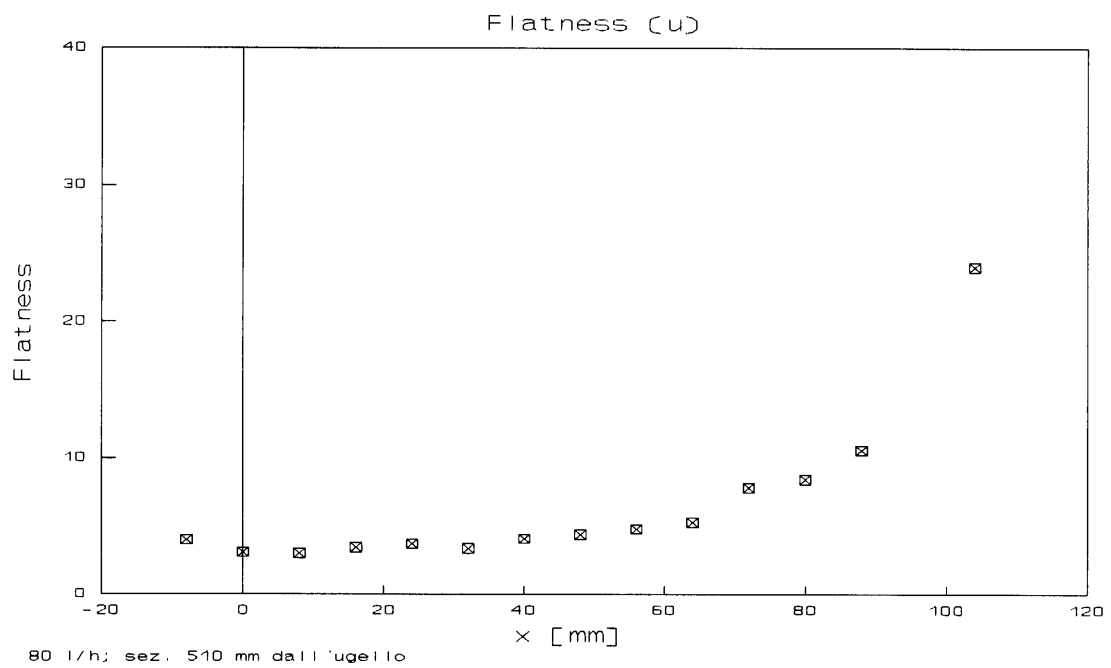


Fig. 17.2.22. Flatness delle componenti verticali di velocità della sezione A12.

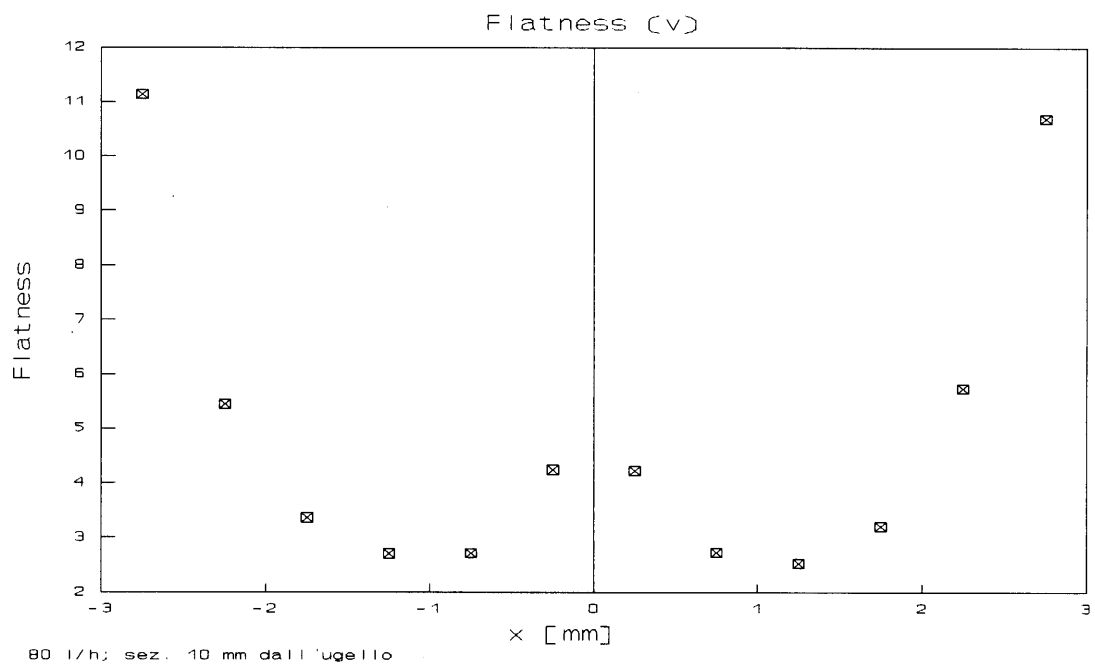


Fig. 17.2.23. Flatness delle componenti orizzontali di velocità della sezione A2.

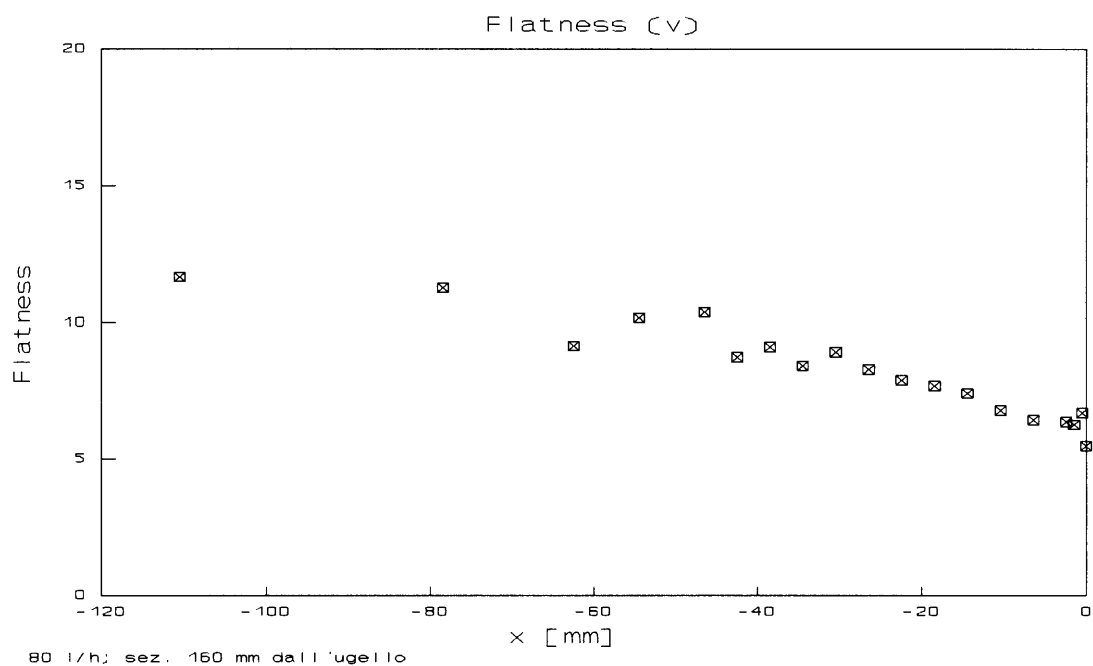


Fig. 17.2.24. Flatness delle componenti orizzontali di velocità della sezione A5.

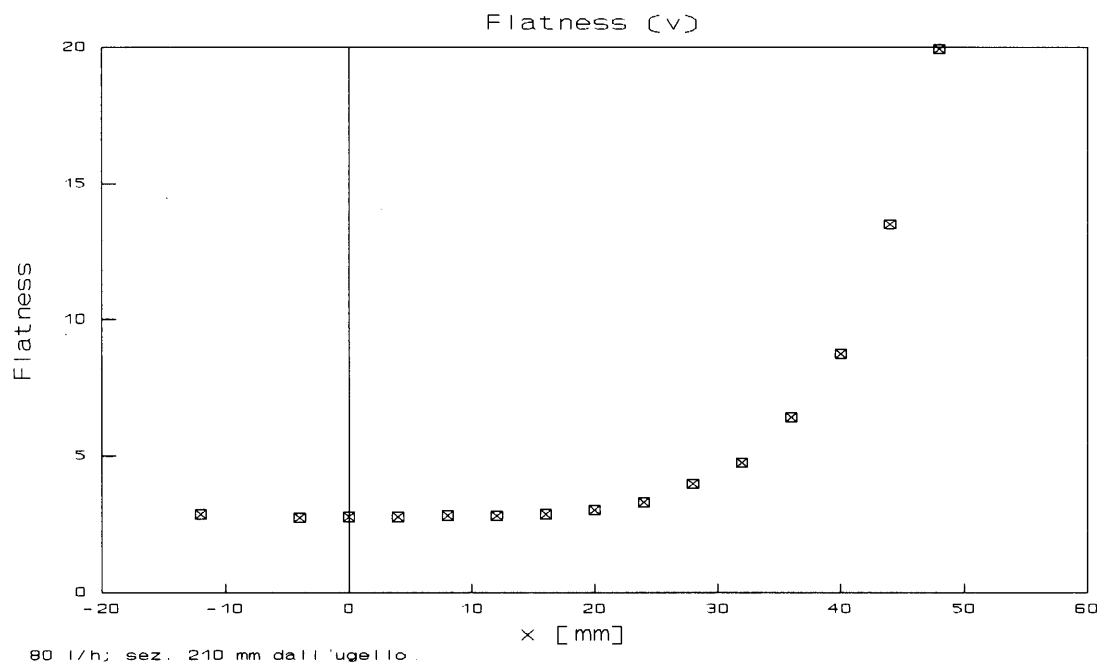


Fig. 17.2.25. Flatness delle componenti orizzontali di velocità della sezione A6.

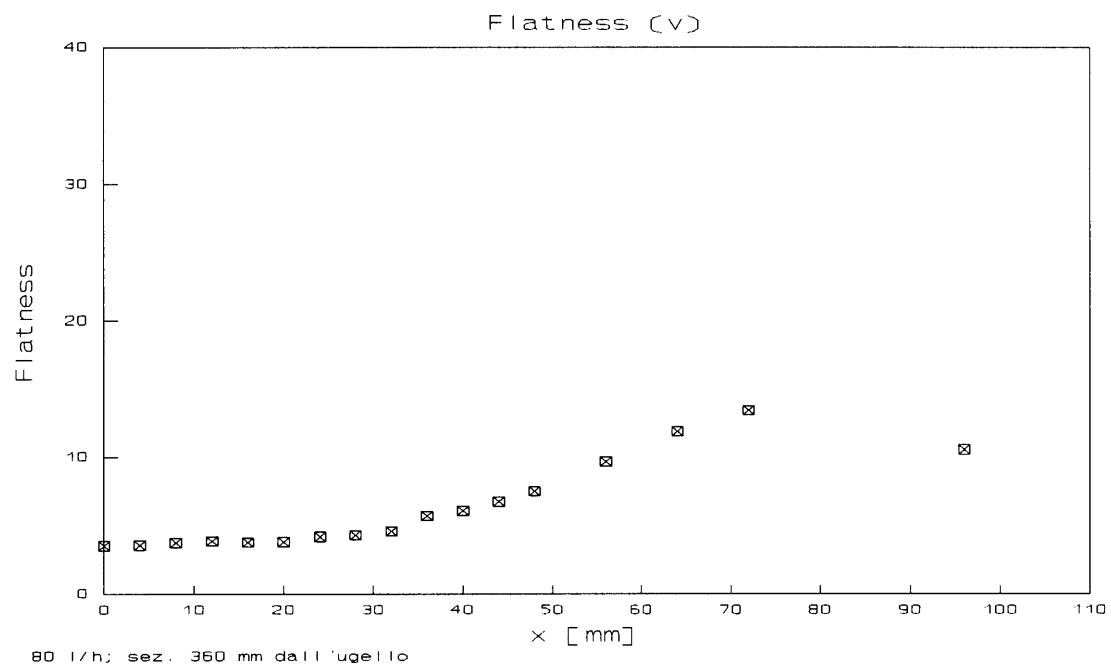


Fig. 17.2.26. Flatness delle componenti orizzontali di velocità della sezione A9.

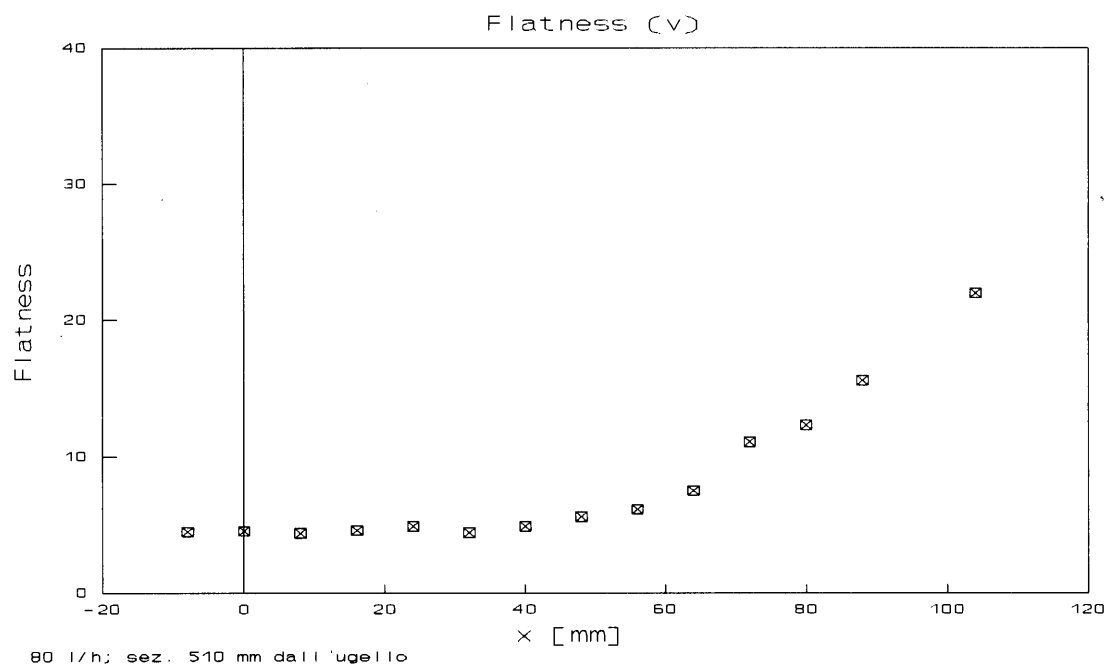


Fig. 17.2.27. Flatness delle componenti orizzontali di velocità della sezione A12.

misura prossimi alla zona esterna; ossia per quei punti in cui, come detto nel par. 15.2.1.2,

il coefficiente di intermittenza, valutabile tramite la (15.2.1.2.1), diviene molto piccolo e, dunque, il campo di moto è turbolento solo per brevi intervalli di tempo.

17.3. Analisi delle tensioni tangenziali turbolente.

Nelle figg. 17.3.1-4 si riportano i diagrammi delle tensioni tangenziali turbolente medie del campo di moto analizzato, relativi ad alcune sezioni analizzate nei paragrafi precedenti. Si ricorda che, per convenzione, sono positive le componenti orizzontali di velocità orientate da destra verso sinistra. Anche questi dati non sono spesso riportati in letteratura, poichè non sempre gli autori hanno potuto rilevare contemporaneamente le due componenti di velocità orizzontale e verticale. Si ritiene, pertanto, che tali diagrammi siano di particolare interesse.

Dalle figg. 17.3.1-4 si osserva che i valori delle tensioni tangenziali sono nulli in corrispondenza dell'asse, in accordo con l'ipotesi di assialsimmetria del getto. Parimenti, è nullo il valore delle tensioni tangenziali in corrispondenza della zona esterna, dove si può ritenere che il campo di moto del getto sia nullo.

Per quanto attiene, invece il valore massimo assunto dalle tensioni tangenziali medie, è possibile far riferimento all'ipotesi di Boussinesq, secondo cui le tensioni tangenziali turbolente sono legate alle derivate spaziali delle componenti medie di velocità, attraverso un fattore di proporzionalità che è rappresentato dalla viscosità turbolenta (*eddy viscosity*). In tal caso è logico attendersi che esse assumano un valor massimo quando la somma di tali derivate assume un valore massimo. E' evidente, allora, che il punto in cui le tensioni tangenziali turbolente si annullano, sarà quello in cui i gradienti delle componenti medie di velocità orizzontali e verticali si elidono vicendevolmente. Nell'ipotesi di poter trascurare, in prima approssimazione, il gradiente della componente orizzontale di velocità rispetto a quello della componente verticale, si può concludere che il massimo delle tensioni tangenziali turbolente corrisponde al punto in cui è nulla la derivata seconda delle componenti verticali di velocità lungo la direzione trasversale.

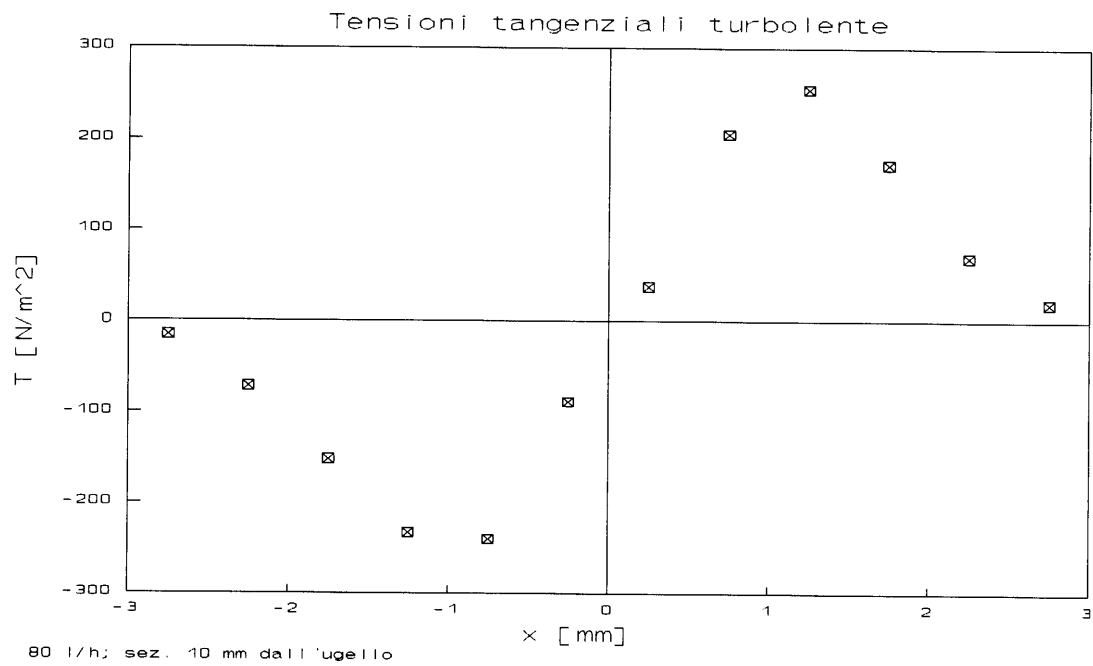


Fig. 17.3.1. Tensioni tangenziali turbolente medie della sezione A2.

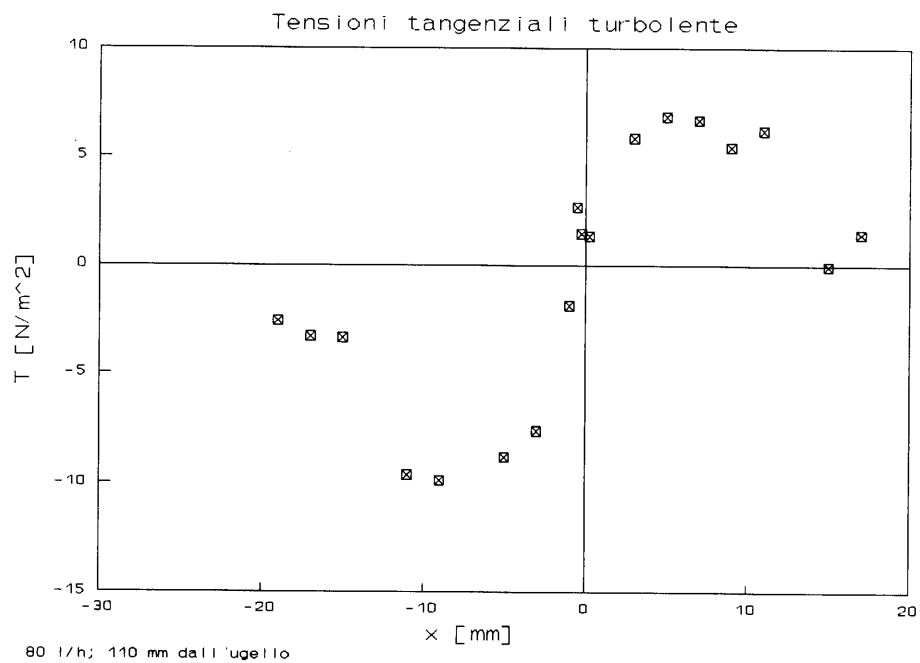


Fig. 17.3.2. Tensioni tangenziali turbolente medie della sezione A4.

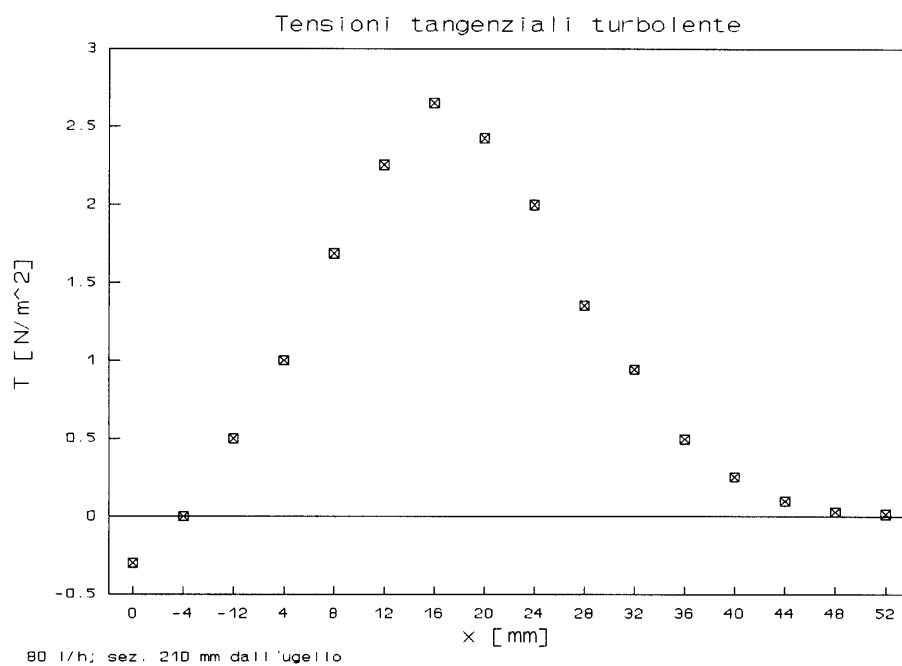


Fig. 17.3.3. Tensioni tangenziali turbolente medie della sezione A6.

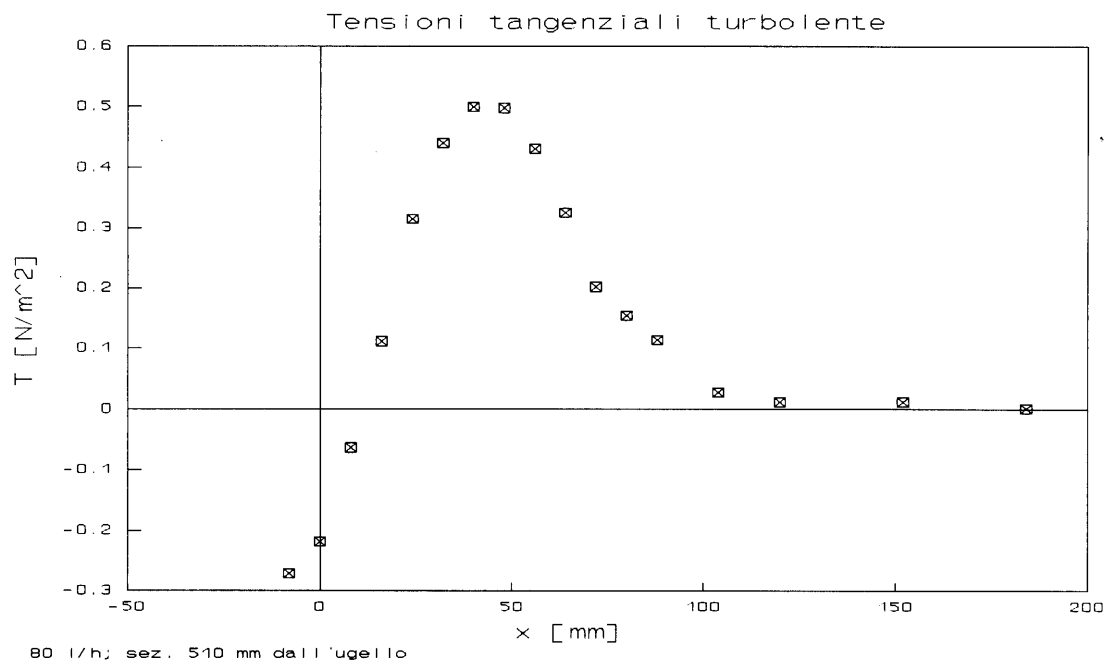


Fig. 17.3.4. Tensioni tangenziali turbolente medie della sezione A12.

17.4. Leggi di variazione delle grandezze caratteristiche del getto lungo la direzione longitudinale.

Nel seguito si riportano i dati relativi alle grandezze caratteristiche del getto analizzato, in funzione della distanza dall'asse dello stesso.

In particolare, la fig. 17.4.1 mette in evidenza l'andamento della scala delle lunghezze trasversali b , definita come la distanza dall'asse del getto in cui il valore di velocità è $1/e$ volte quella in asse. L'andamento della curva conferma, in prima approssimazione, la prima delle (5.4.1). La curva, tuttavia, presenta degli scostamenti dall'andamento teorico in corrispondenza delle sezioni A6-A8 e A11-A12. Per queste ultime si ritiene che la vicinanza del getto alla superficie libera del fluido ambiente possa dar luogo a degli scostamenti legati alla presenza di un inizio di moto a sviluppo orizzontale. Per quanto attiene le sezioni A6-A8 si ritiene che lo sviluppo di un grosso vortice del tipo riportato in fig. 17.1.8, e di cui si è discusso nel par. 16.1, vada ad alimentare il getto in corrispondenza delle predette sezioni, dove è ipotizzabile che esso si chiuda.

La fig. 17.4.2 riporta l'andamento delle velocità medie longitudinali in corrispondenza dell'asse del getto in funzione della distanza dall'ugello. Il confronto fra i dati sperimentali e le relazioni teoriche riportate nel par. 2.7 mette in evidenza un buon adattamento dei primi.

La fig. 17.4.3 riporta l'andamento della quantità di moto al variare della sezione trasversale. Come è noto, per quanto è stato detto nel par. 2.2, la quantità di moto dovrebbe mantenersi costante. La figura precedente, invece, mette in evidenza un incremento della quantità di moto in corrispondenza delle sezioni A6-A9 rispetto al valore teorico, a conferma dell'esistenza di un flusso di ricaduta che, richiudendosi in prossimità delle predette sezioni, dà luogo ad un incremento della quantità di moto. Questo comportamento è da imputarsi al fatto che il calcolo della quantità di moto è stato esteso dall'asse fino al valore nullo di velocità, senza tenere conto delle correnti di ritorno, che darebbero un contributo negativo. Infatti anche se le correnti di ritorno sono caratterizzate da velocità molto basse, esse interessano settori circolari con raggi molto grandi. A riguardo di tale tipo di problematica, Papanicolaou e List (1988) osservarono che solo "nel

caso in cui il fluido ambiente non ha componenti di velocità parallele all'asse del getto, la quantità di moto si conserva". Inoltre, gli stessi autori misero in evidenza che per il caso di un getto immesso

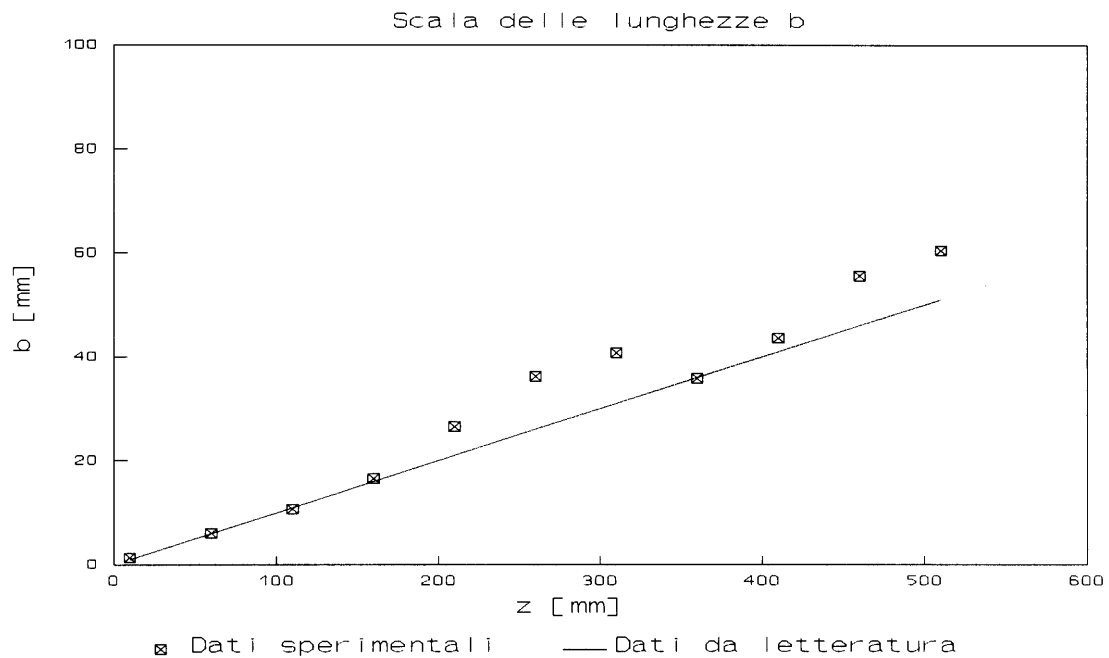


Fig. 17.4.1. Andamento della scala delle lunghezze trasversali definita come la distanza dall'asse del getto in cui la velocità media longitudinale è uguale a u_m/c .

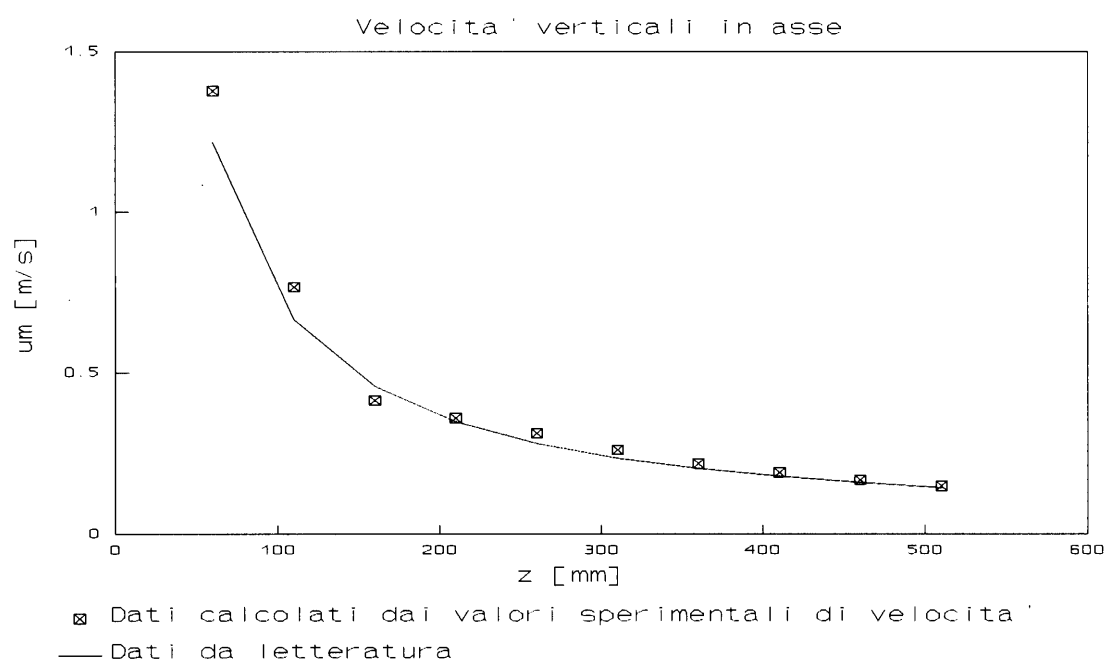


Fig. 17.4.2. Andamento delle velocità verticali in asse in funzione della distanza dall'ugello.

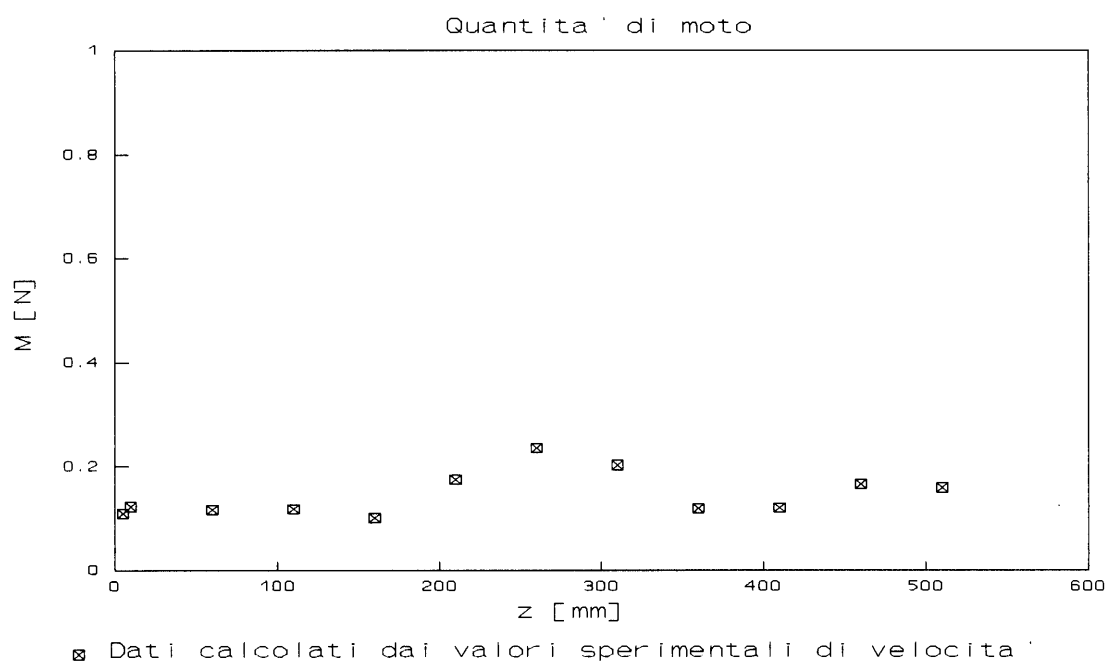


Fig. 17.4.3. Andamento delle quantità di moto in funzione della distanza dall'ugello.

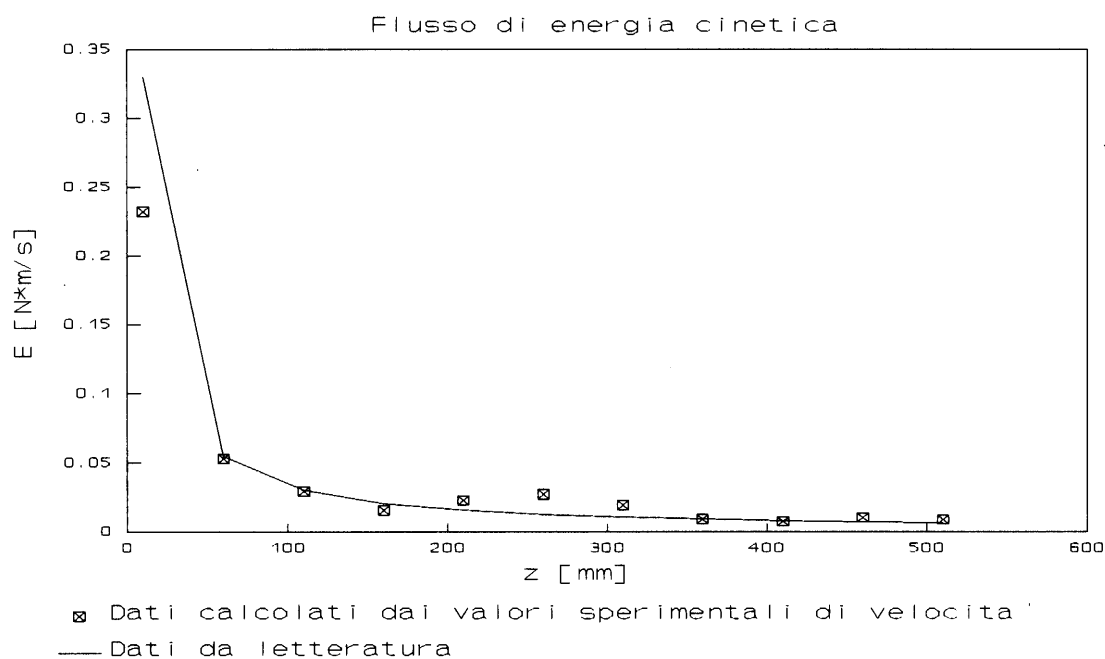


Fig. 17.4.4. Andamento del flusso di energia cinetica in funzione della distanza dall'ugello.

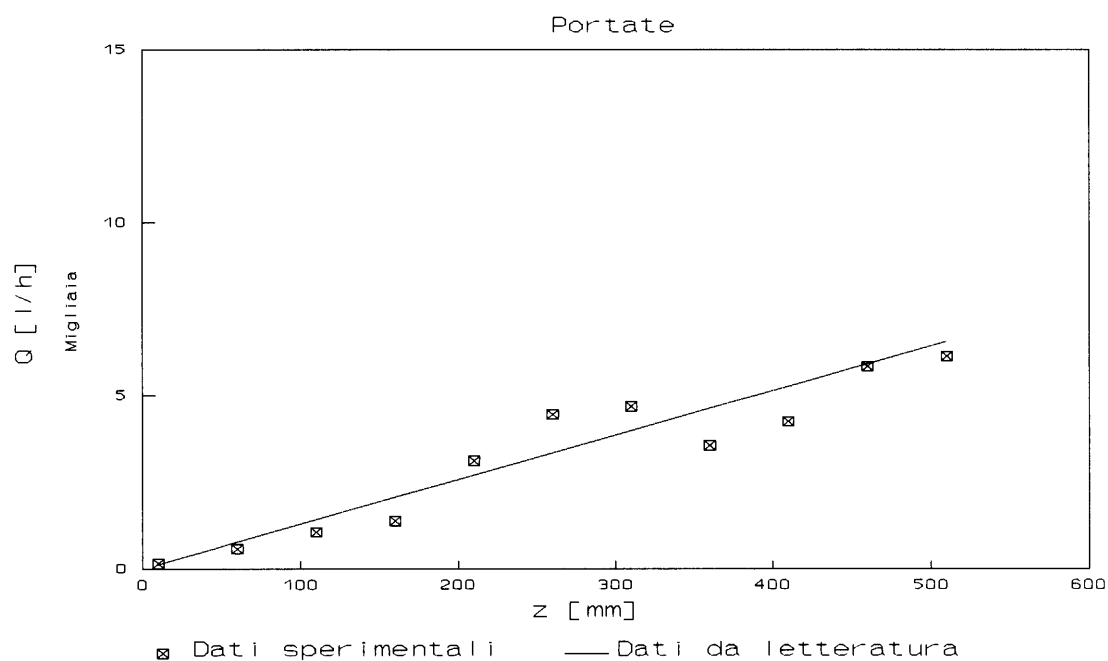


Fig. 17.4.5. Andamento delle portate in funzione della distanza dall'ugello.

in un canale sperimentale, caratterizzato, ovviamente, da un volume finito di fluido, si ha un flusso di ricaduta (*reverse flow*) in prossimità delle pareti e un debole flusso, nella stessa direzione e verso del campo di moto longitudinale del getto, in corrispondenza delle regioni immediatamente adiacenti ad esso (Papanicolaou e List, 1988). In tal caso è logico

attendarsi che la quantità di moto, calcolata limitatamente alla sezione trasversale del getto, ossia dall'asse dello stesso fino al punto in cui il valore verticale di velocità si annulla, varierà in funzione della distanza dall'orifizio.

In fig. 17.4.4 si riporta l'andamento del flusso di energia (si vedano i capp. 1 e 2). Dalla figura si nota uno scostamento dei dati sperimentali delle sezioni A6-A8, rispetto alla curva teorica.

In fig. 17.4.5 è rappresentato l'andamento delle portate. Anche in questo caso la curva ottenuta per integrazione dei valori sperimentali di velocità è stata messa a confronto con quella teorica. E' logico attendersi, in accordo con quanto è stato detto in precedenza, a proposito delle quantità di moto, un leggero scostamento tra la curva teorica e quella sperimentale per le sezioni dove si ha motivo di ritenere che il flusso di ricaduta si richiuda, alimentando il getto in misura superiore a quello prevista dalla teoria.

17.5. Analisi di similitudine.

L'analisi di similitudine è particolarmente importante, poiché è alla base di molte leggi che sono convenzionalmente utilizzate per i getti. Si pensi, per esempio, alla relazione che definisce l'andamento campanulare dei profili di velocità. Di fatto, attraverso le relazioni di similitudine è possibile affermare che il campo di moto dei getti può essere analizzato facendo riferimento a delle scale di velocità e di lunghezza, tramite le quali è possibile adimensionalizzare i diagrammi di velocità e degli r.m.s., pervenendo a delle curve universali. In altri termini, l'adimensionalizzazione consente di disporre tutti i dati sperimentali su un'unica curva, per la quale è possibile definire una legge teorica.

In fig. 17.5.1 si riporta l'andamento di tutti i profili di velocità longitudinali rilevati nelle sezioni di misura di tab. 17.1.1. I valori medi locali di velocità sono stati adimensionalizzati con il valore massimo di velocità di ogni sezione trasversale (u_m). Le distanze radiali x sono state adimensionalizzate con la scala delle lunghezze trasversali b , definita come la distanza dall'asse del getto in cui la velocità media locale è uguale a $1/e$ volte quella in asse (u_m). Il diagramma in fig. 17.5.1 mette in evidenza come, operando le predette adimensionalizzazioni, tutti i profili sperimentali collassino in un'unica curva, la cui legge è $u/u_m = \exp(-x^2/b^2)$. In fig. 17.5.2 si riportano solo i punti sperimentali relativi alle sezioni della ZEF (*Zone of Established Flow*). Dai rilievi sperimentali condotti nell'ambito di questa ricerca non si nota una sostanziale differenza tra le figg. 17.5.1 e

17.5.2.

In fig. 17.5.3 si riportano le intensità di turbolenza delle componenti verticali di velocità, adimensionalizzate con la scale di velocità u_m . L'adimensionalizzazione di x è stata ottenuta sempre con b . Le figg. 17.5.4-5 riportano le intensità di turbolenza, opportunamente adimensionalizzate, relative alle componenti orizzontali di velocità. La fig. 17.5.5 mette in evidenza una minore dispersione di dati rispetto alla 17.5.4.

Dalle figg. 17.5.3-5 si osserva che gli andamenti degli r.m.s. adimensionalizzati presentano una maggiore dispersione dei dati, soprattutto in corrispondenza della regione esterna del getto, rispetto alle velocità longitudinali.

La ragione di questo può essere imputata a una non perfetta condizione di similitudine per le sezioni più prossime all'ugello, in accordo, si osserva, con quanto affermato da Wignansky e Fiedler (1969). Tali autori, infatti, facendo riferimento ai rilievi

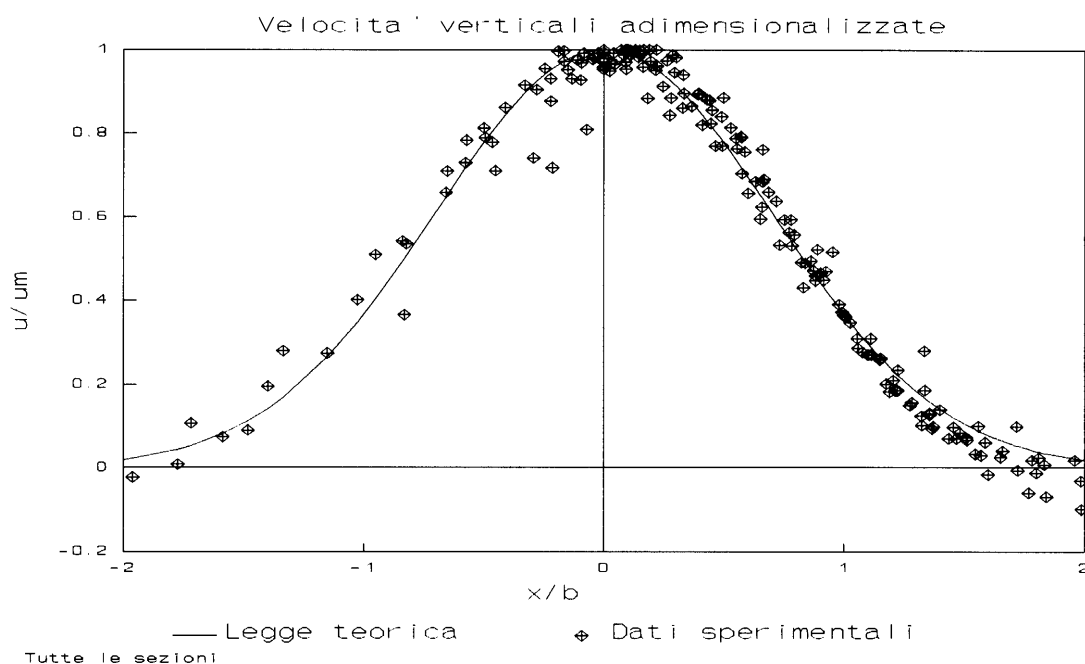


Fig. 17.5.1. Andamenti adimensionali delle componenti verticali di velocità relativi a tutte le sezioni.

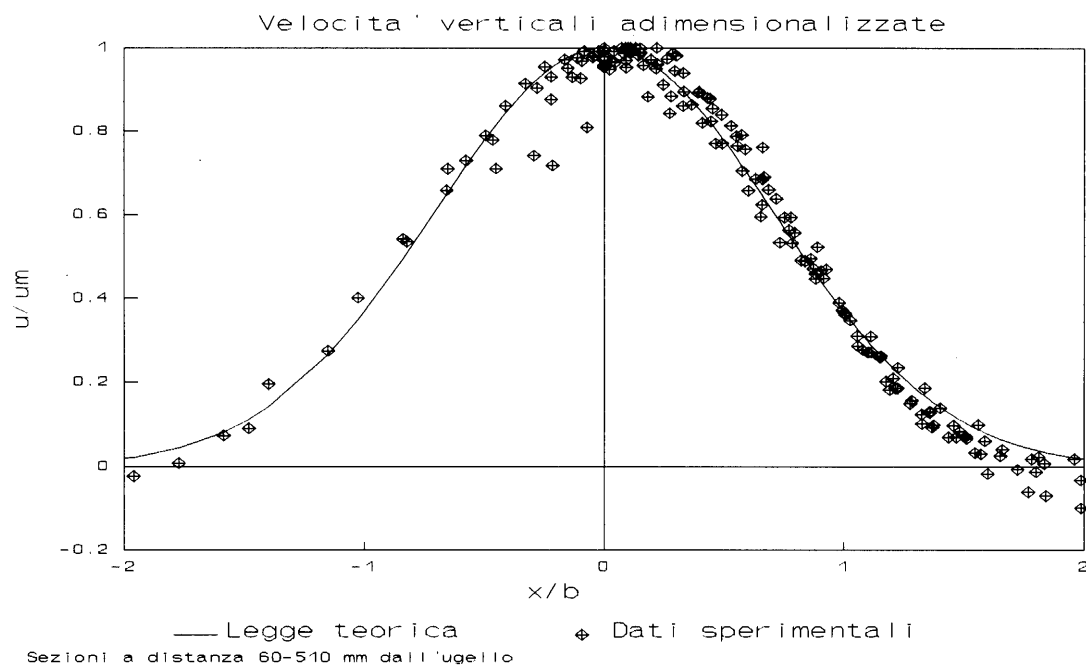


Fig. 17.5.2. Andamenti adimensionali delle componenti verticali di velocità relativi alla sola ZEF.

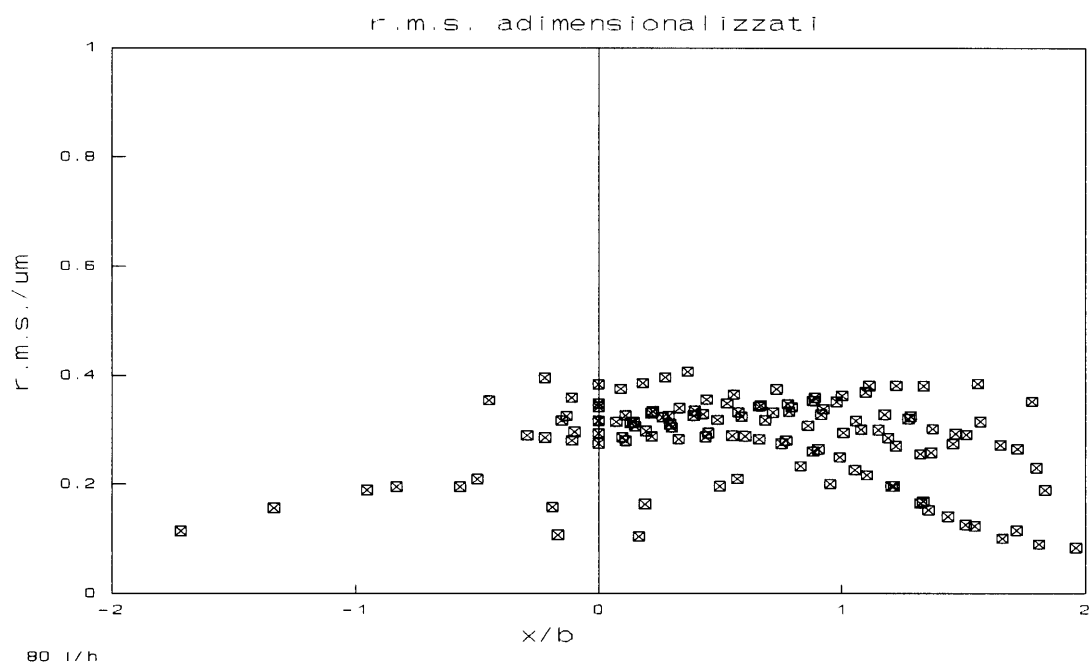


Fig. 17.5.3. Andamento adimensionale degli r.m.s. delle componenti verticali di velocità.

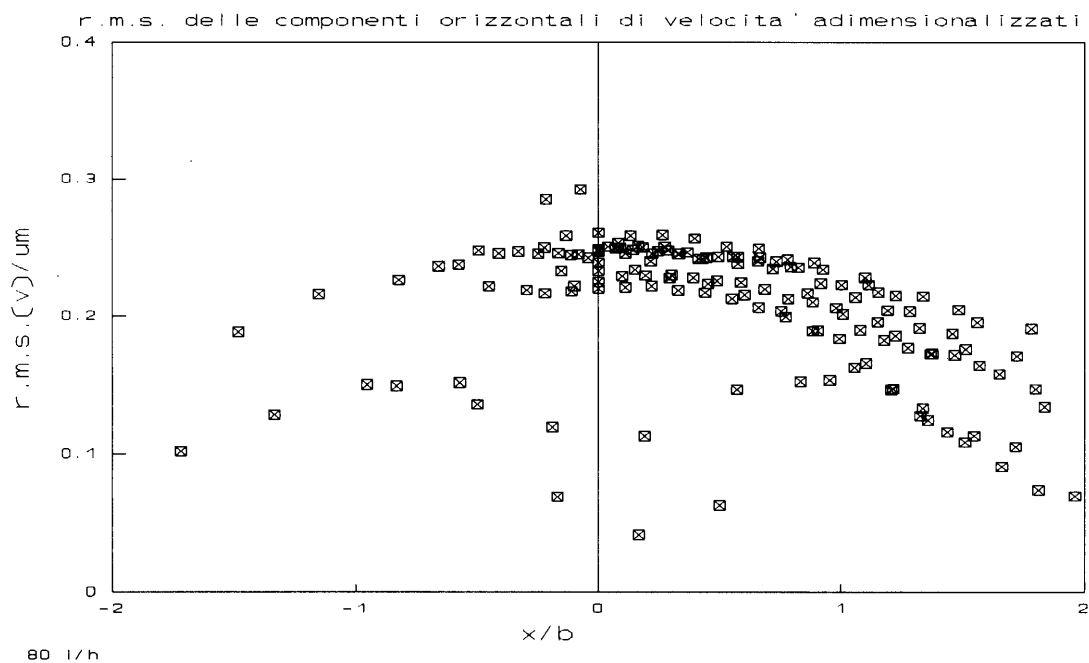


Fig. 17.5.4. Andamento adimensionale degli r.m.s. delle componenti orizzontali di velocità.

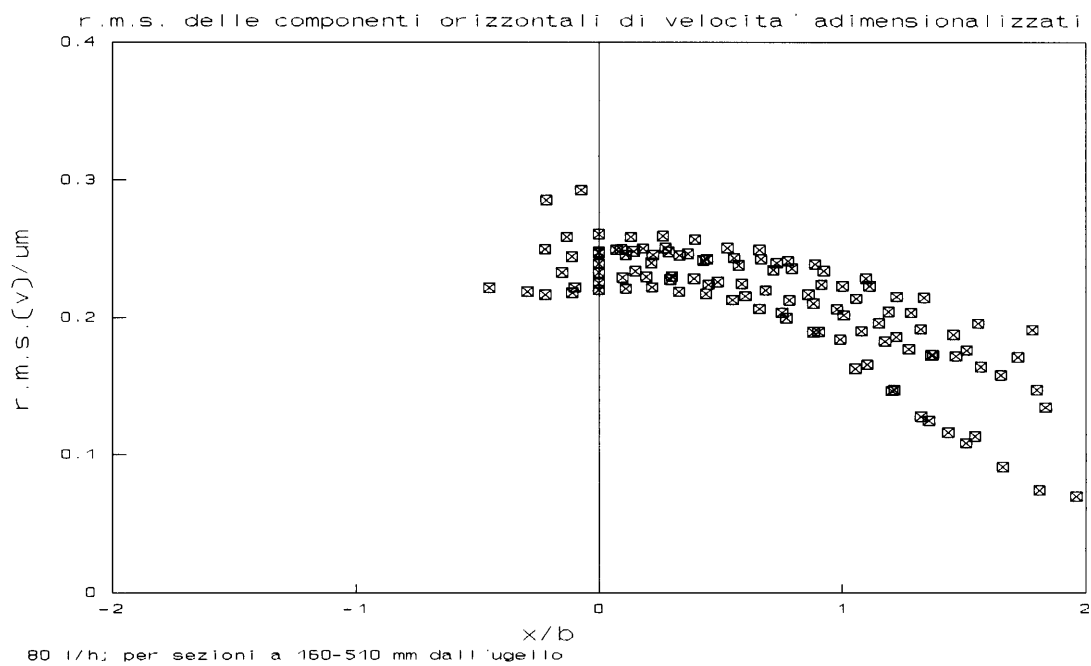


Fig. 17.5.5 Andamento adimensionali degli r.m.s. delle componenti orizzontali di velocità per le sezioni a distanza dall'ugello maggiore o uguale a 160 mm.

analizzati da Townsend (1956), osservarono che "l'effetto delle condizioni iniziali in prossimità dell'orifizio diminuisce alquanto lentamente procedendo verso valle, e le misurazioni condotte non erano state effettuate a distanza sufficientemente grande perchè si

potesse verificare la condizione di *self-preservation*. La mancanza della similitudine si rilevò un handicap per lo studio di quel campo di moto, in quanto non fu possibile un confronto con altri studi". Inoltre, Wignansky e Fiedler (1969), misero in evidenza che "mentre le fluttuazioni longitudinali diventano simili per le sezioni trasversali poste a distanza maggiore o uguale a circa 40 volte il diametro a valle dell'ugello, le intensità turbolente relative alle componenti radiali e tangenziali mostrano un comportamento di similitudine a partire da distanze dall'ugello di circa 70 volte il diametro".

Queste considerazioni consentono di mettere in evidenza, ancora una volta, come in prossimità dell'orifizio, il getto risenta delle condizioni cinematiche iniziali. Solo a partire da una certa distanza si raggiungono le condizioni di similitudine. Tale distanza, tuttavia, non è univocamente determinata, ma è variabile in funzione della grandezza turbolenta che si vuole analizzare. In altri termini si ha motivo di credere che per i profili degli r.m.s. la condizione di similitudine si verifica a partire da una distanza dall'ugello maggiore rispetto a quella richiesta per i profili delle componenti longitudinali di velocità.

17.6. Spettri di potenza, microscale e scale integrali della turbolenza.

Nelle figg. 17.6.1-4 si riportano gli spettri di potenza (in scale lineari e logaritmiche) relativi alle serie storiche delle componenti verticali e orizzontali di velocità rilevate nel punto a distanza 2.5 mm dall'asse del getto (sezione A3 di tab. 17.1.1). Dalle curve in scala logaritmica, precedentemente richiamate, e dalle altre non riportate per brevità, è possibile osservare il classico andamento con pendenza uguale a $-5/3$. Tali diagrammi verranno nel seguito confrontati con quelli ottenuti per il caso dei getti interagenti con un campo di moto ondoso.

Nelle figg. 17.6.5-12 sono riportati gli andamenti, relativi alle sezioni trasversali A2 e A4, delle microscale e scale integrali temporali della turbolenza calcolate per le componenti verticali e orizzontali di velocità. Dai diagrammi si nota la tendenza di tali grandezze ad aumentare in funzione della distanza dall'asse del getto. Non essendo possibile, per quanto detto nel par. 15.2.3, far riferimento all'ipotesi di Taylor, non si sono calcolate le microscale e scale integrali di lunghezza della turbolenza. Purtuttavia, gli andamenti delle figg. 17.6.5-12 consentono di poter affermare che i microvortici della turbolenza, i quali, come è stato messo in evidenza nel cap. 7 sono responsabili della

dissipazione dell'energia turbolenta, tendono ad avere delle scale temporali più piccole in corrispondenza dell'asse del getto. E' presumibile, dunque, che nelle regioni più distanti dall'asse del getto tali microvortici dissipino una energia inferiore. Questa considerazione è in accordo con quanto riportato nel par. 7.4, in cui si è evidenziato che l'integrale della dissipazione dell'energia cinetica turbolenta esteso ad una sezione trasversale di un getto è minore dell'integrale della produzione di energia cinetica turbolenta esteso alla stessa sezione.

Dalle figure precedentemente richiamate si nota che anche le scale integrali temporali assumono valori crescenti verso la regione esterna, consentendo di mettere in evidenza che, allontanandosi dall'asse del getto i macrovortici svolgono, per così dire, *meglio* la loro funzione di recuperare energia dal campo di moto medio e dal fluido ambiente esterno.

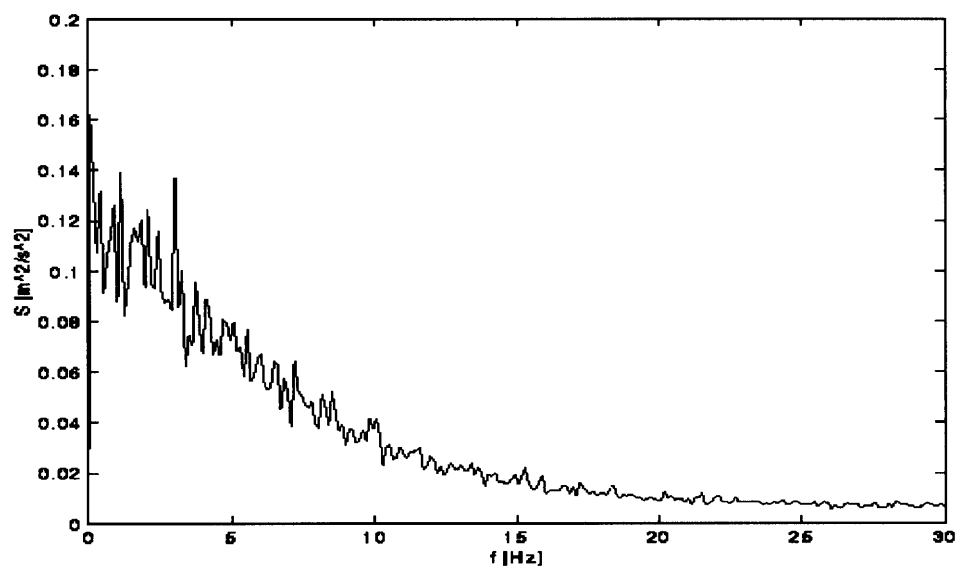


Fig. 17.6.1. Spettro di potenza delle componenti verticali di velocità per il punto di misura a distanza $x=2.5$ mm dall'asse del getto (sez. A3).

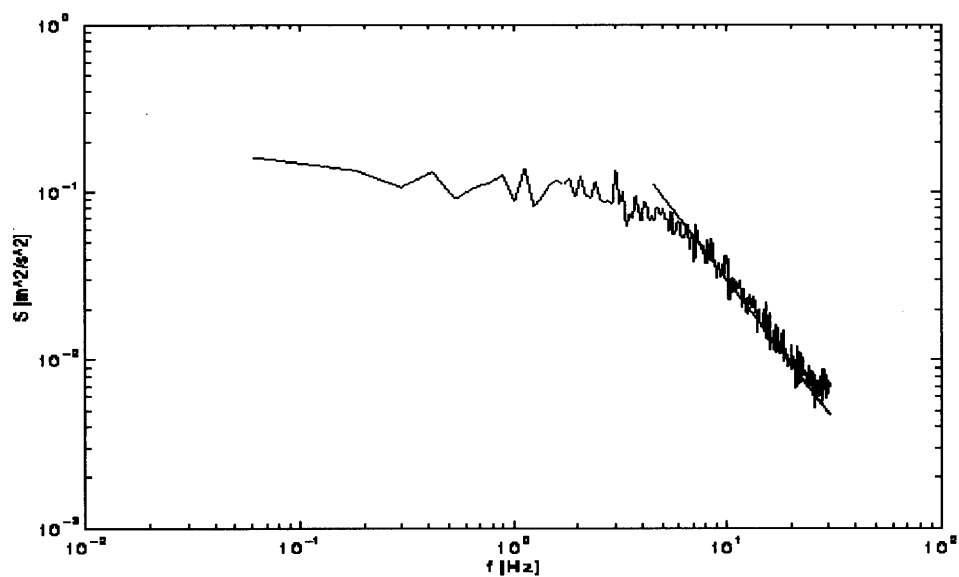


Fig. 17.6.2. Spettro di potenza delle velocità verticali del punto di misura a distanza $x=2.5$ mm dall'asse del getto (sez. A3) in scale logaritmiche; si riporta anche la retta a pendenza $-5/3$.

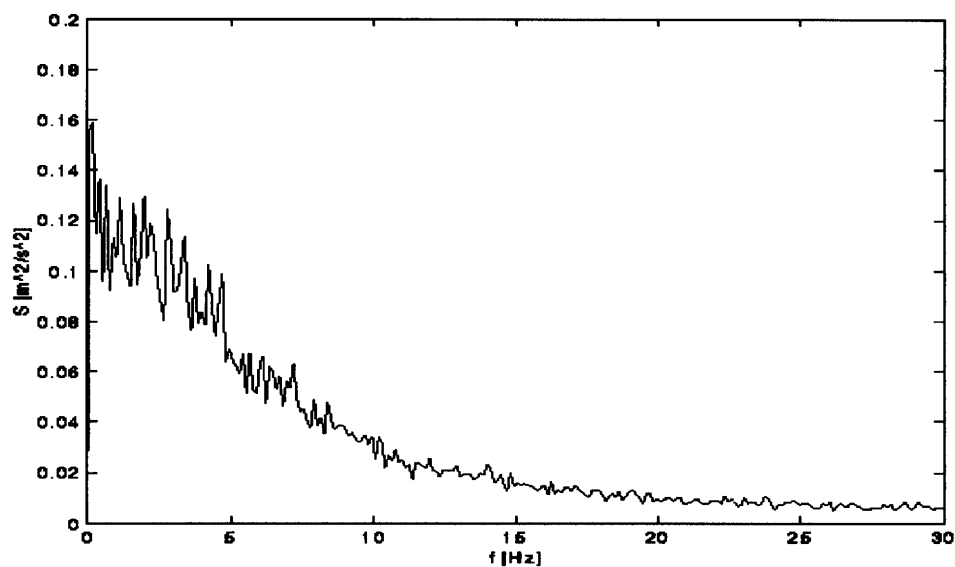


Fig. 17.6.1. Spettro di potenza delle componenti orizzontali di velocità del punto di misura a distanza $x=2.5$ mm dall'asse del getto (sez. A3).

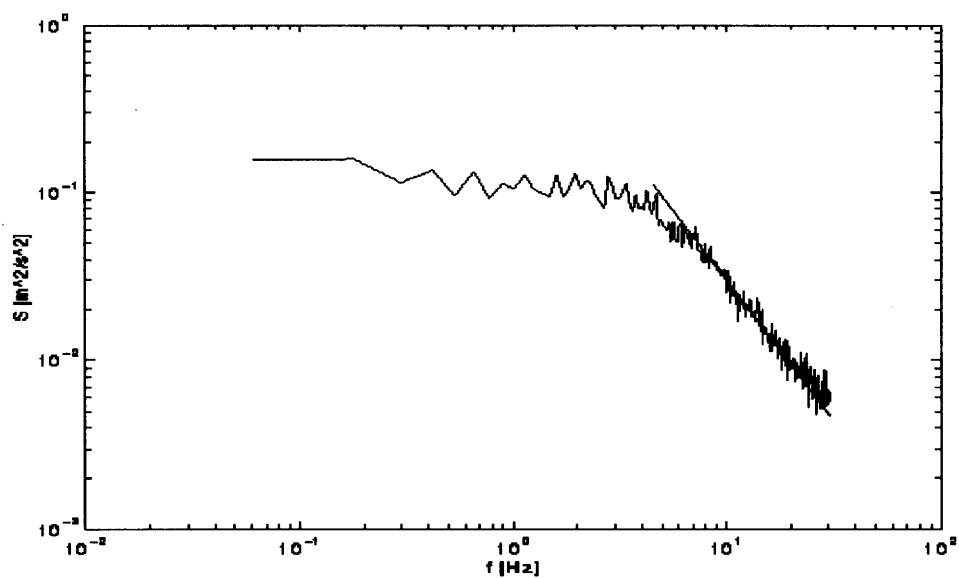


Fig. 17.6.4. Spettro di potenza delle velocità orizzontali del punto di misura a distanza $x=2.5$ mm dall'asse del getto (sez. A3) in scale logaritmiche; si riporta anche la retta a pendenza $-5/3$.

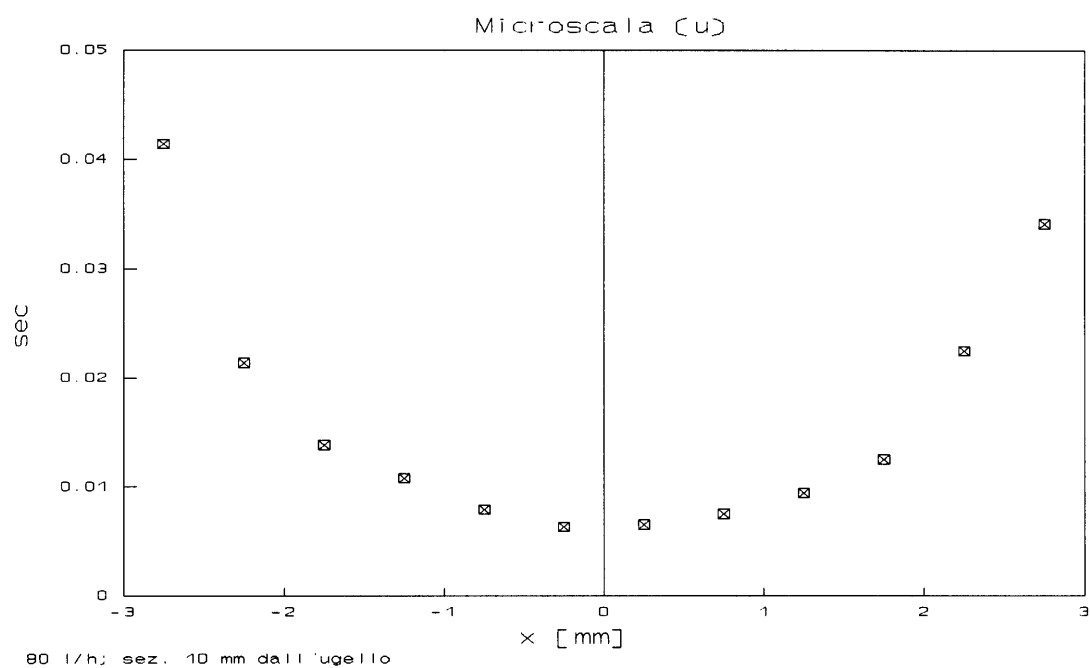


Fig. 17.6.5. Andamento delle microscale ottenute dalle componenti verticali di velocità (sez. A2).

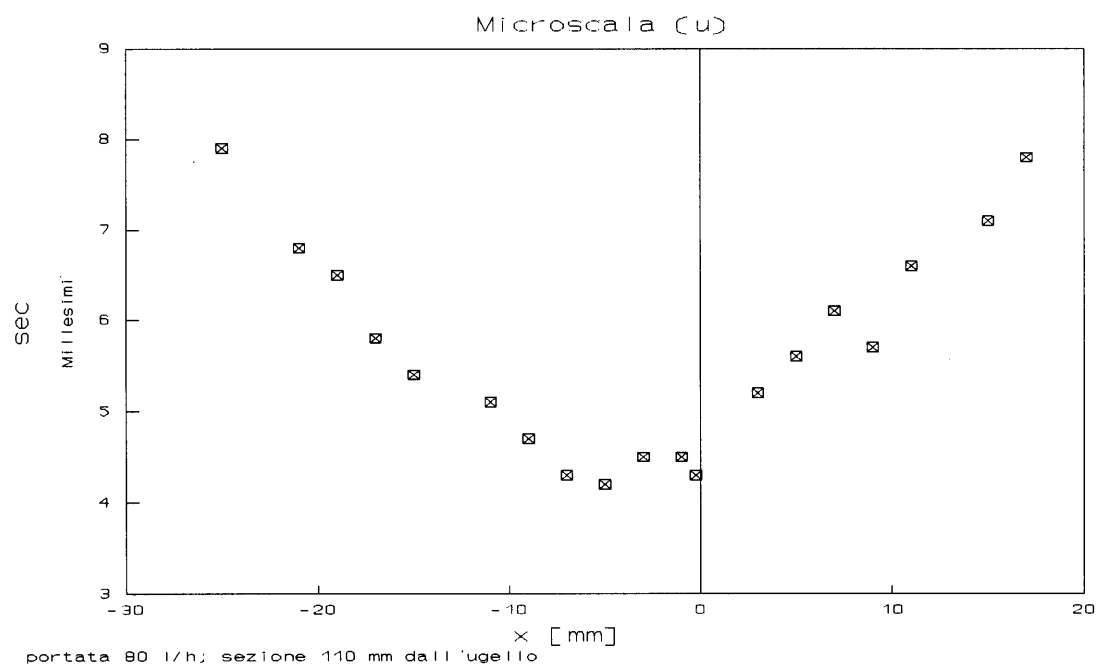


Fig. 17.6.6. Andamento delle microscale ottenute dalle componenti verticali di velocità (sez. A4).

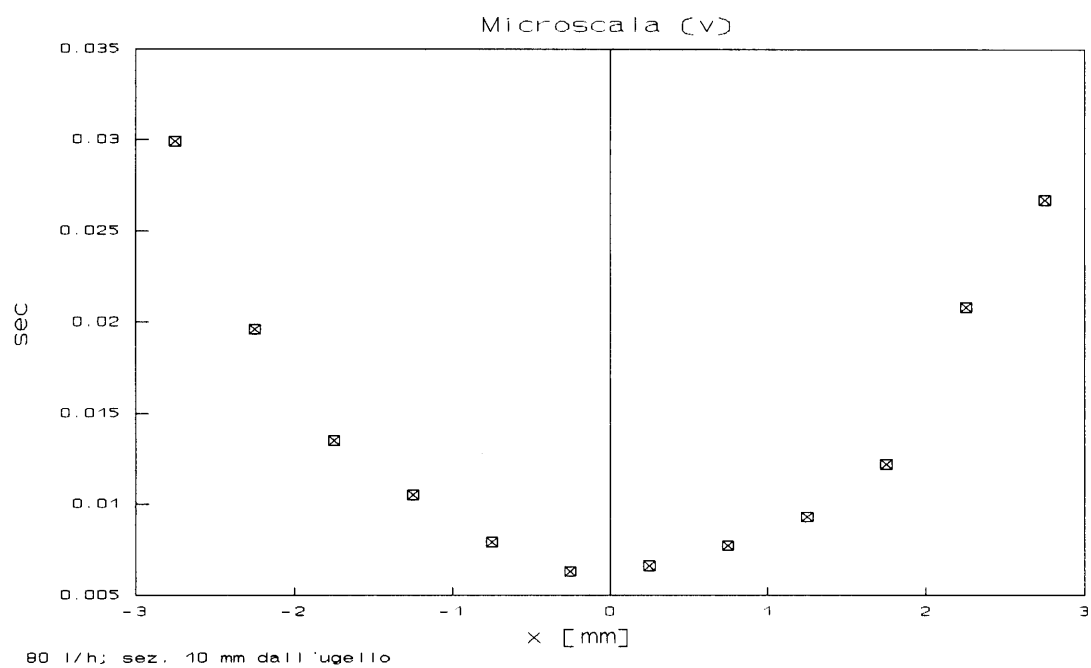


Fig. 17.6.7. Andamento delle microscale ottenute dalle componenti orizzontali di velocità (sez. A2).

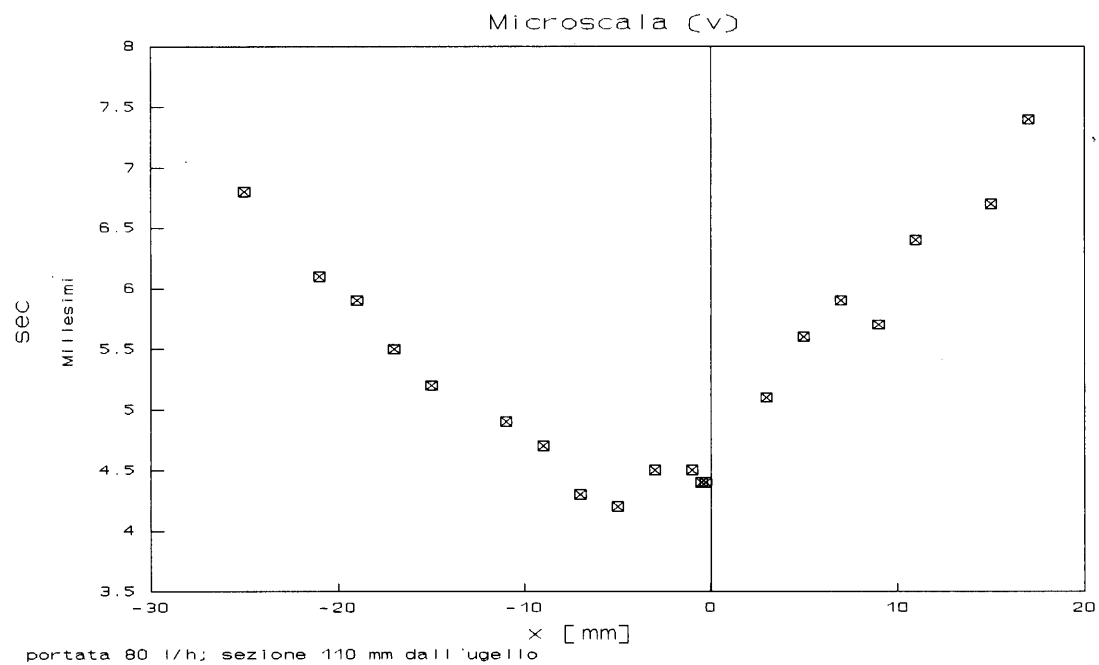


Fig. 17.6.8. Andamento delle microscale ottenute dalle componenti orizzontali di velocità (sez. A4).

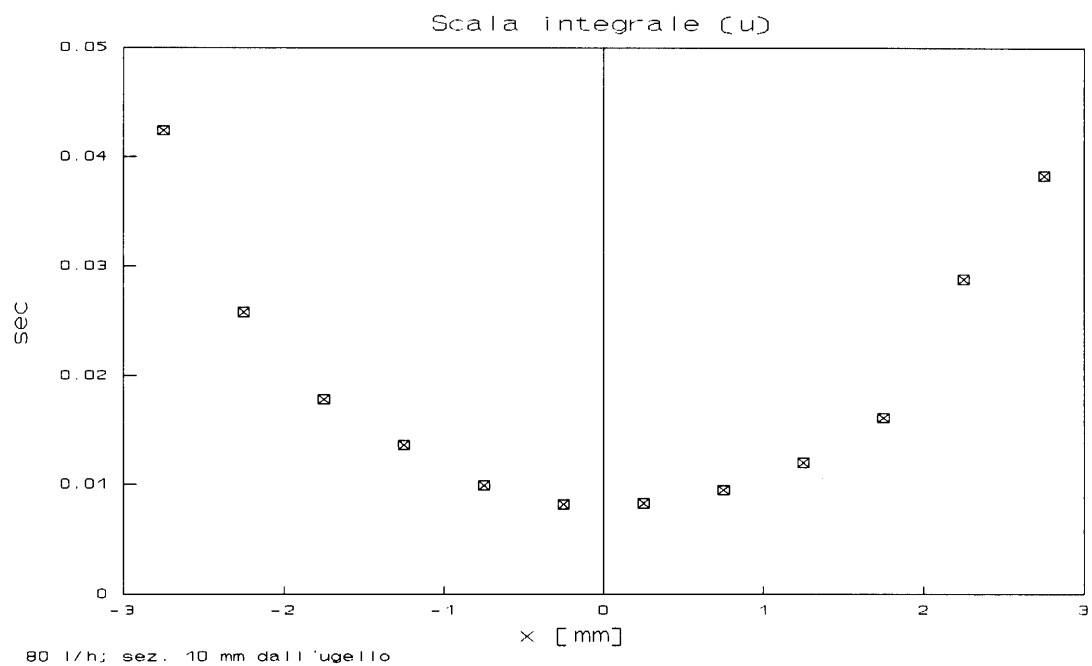


Fig. 17.6.9. Andamento delle scale integrali ottenute dalle componenti verticali di velocità (sez. A2).

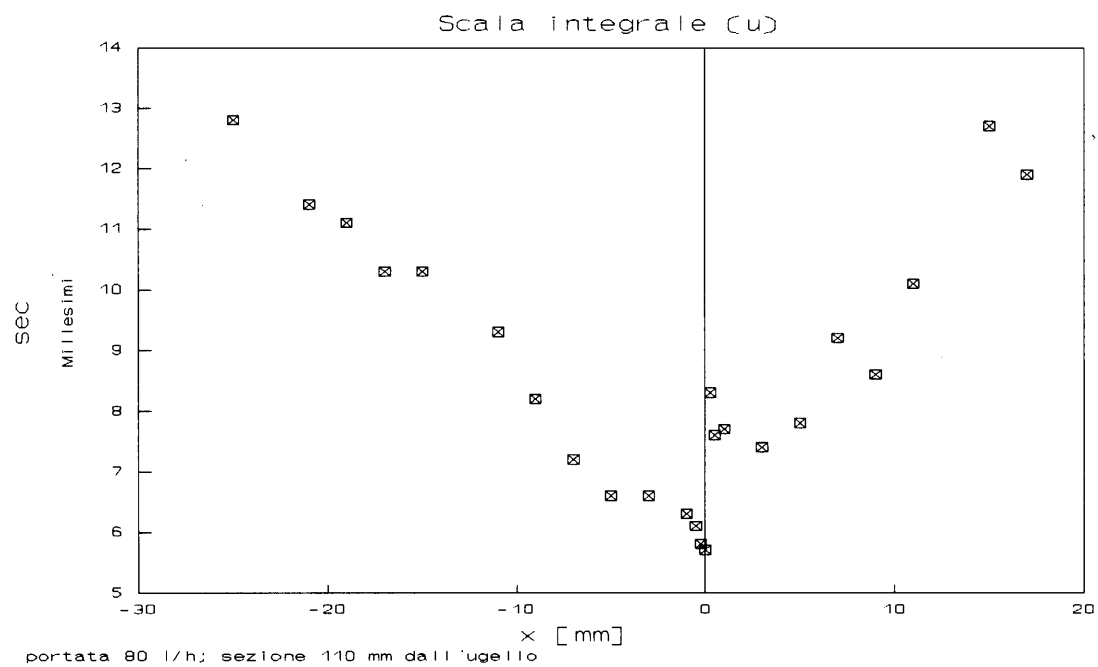


Fig. 17.6.10. Andamento delle scale integrali ottenute dalle componenti verticali di velocità (sez. A4).

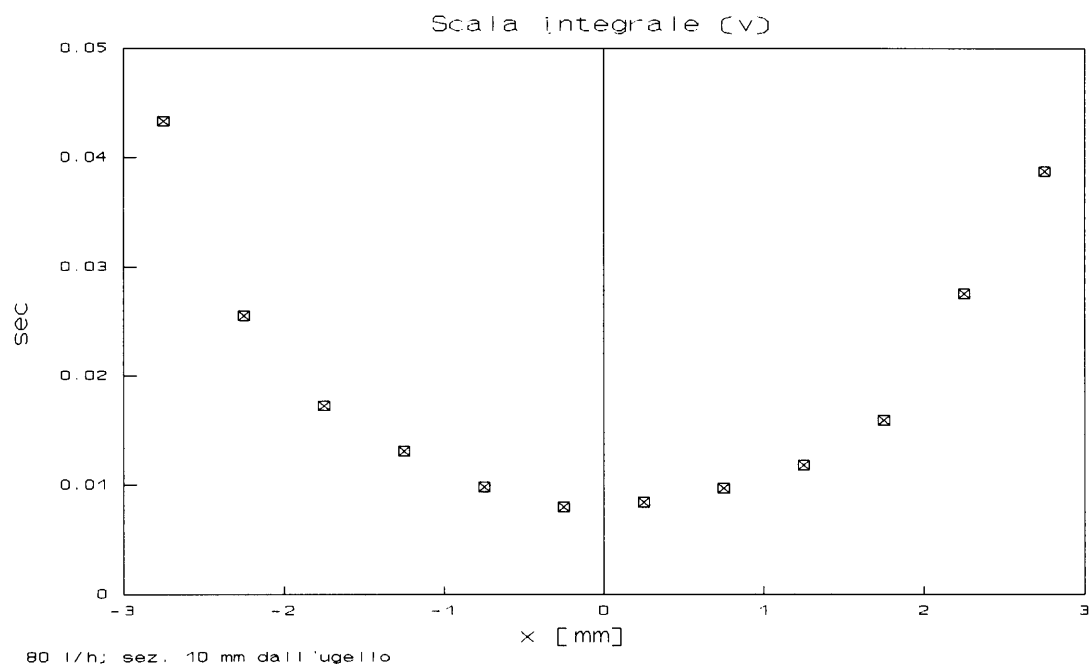


Fig. 17.6.11. Andamento delle scale integrali ottenute dalle componenti orizzontali di velocità (sez. A2).

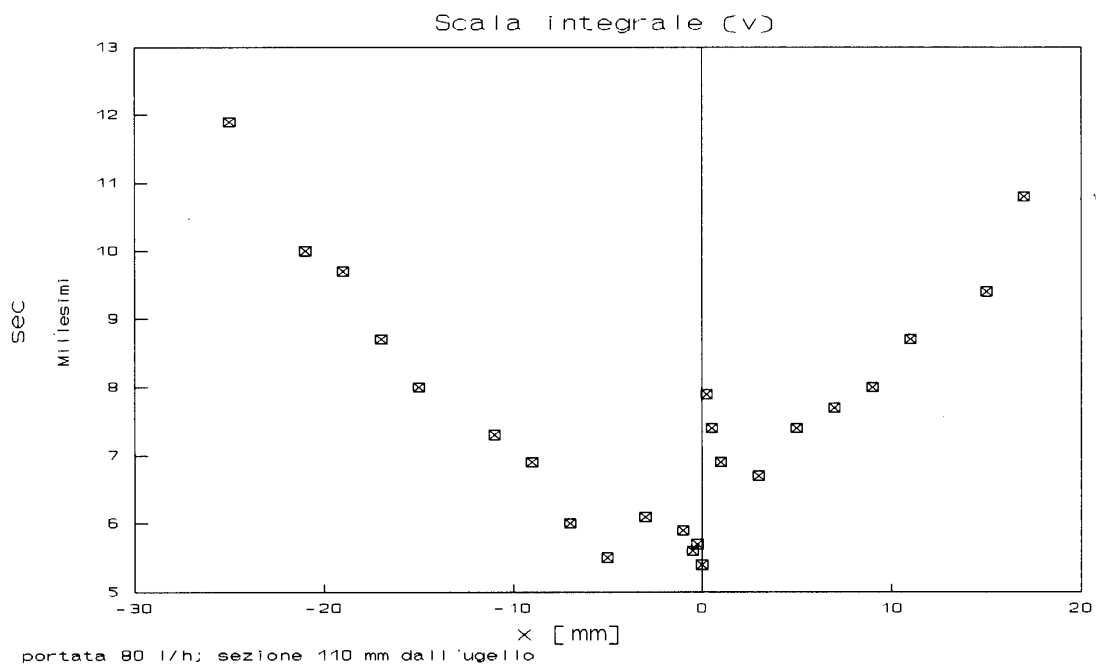


Fig. 17.6.12. Andamento delle scale integrali ottenute dalle componenti orizzontali di velocità (sez. A4).

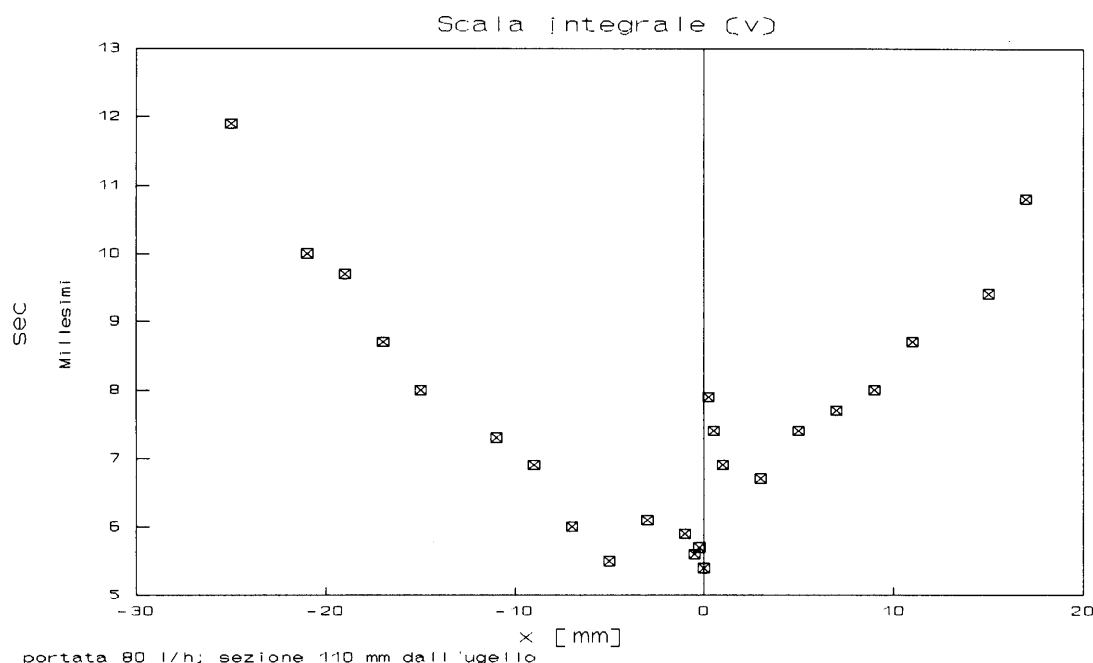


Fig. 17.6.12. Andamento delle scale integrali ottenute dalle componenti orizzontali di velocità (sez. A4).

Anche questo è in accordo con quanto messo in evidenza nel par. 7.4.

In altri termini, le analisi condotte per le microscale e scale integrali della turbolenza evidenziano una loro tendenza ad aumentare verso la regione esterna, consentendo di avallare l'ipotesi di Pedersen (1986) e, dunque, di poter affermare che allontanandosi dall'asse del getto, è dominante l'azione dei macrovortici, ossia l'azione di recupero di energia dal campo di moto medio. I macrovortici, in effetti, in prossimità della regione esterna, danno luogo a un incremento dell'energia del campo di moto medio, consentendo, di fatto, il moto di masse di fluido del corpo idrico ambiente e il loro trasporto verso l'alto (con corrispondente aumento di energia cinetica e potenziale del campo di moto medio del getto). Queste considerazioni, consentono di comprendere meglio il diagramma a blocchi di fig. 6.4.1, in cui, di fatto, Pedersen (1986) mette in evidenza che i macrovortici non svolgono solo la funzione di alimentare la turbolenza attraverso un'azione di sottrazione di energia dal campo di moto medio, ma anche un'azione tesa a incrementare l'energia di questo.

Tali considerazioni, accompagnate dall'osservazione che sia le scale integrali che le microscale della turbolenza sono crescenti verso la regione esterna, avallano l'affermazione secondo cui, relativamente a una sezione trasversale, l'integrale del termine di produzione è

maggiore dell'integrale del termine di dissipazione di energia cinetica turbolenta nei campi di moto caratterizzati da fenomeni di mescolamento, tipo i getti.

Gli andamenti delle scale integrali riportati nelle figg. 17.6.1-4 confermano i risultati sperimentali,

sulle scale integrali spaziali, ottenuti da Wignansky e Fiedler (1969), riportati in fig. 17.6.13.

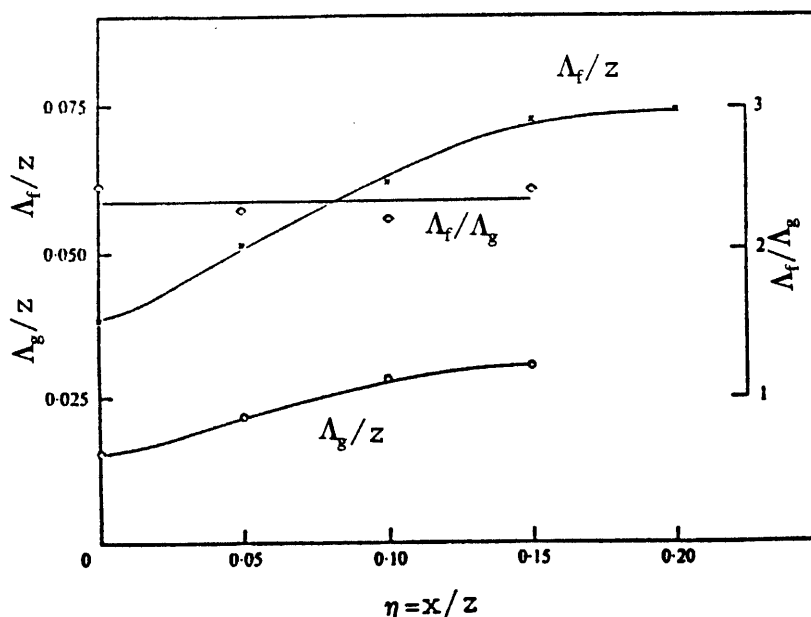


Fig. 17.6.13. Andamento delle scale integrali (da Wignansky e Fiedler, 1969).

17.7. Coefficiente di intrusione.

Il diagramma di fig. 17.7.1 riporta l'andamento della derivata rispetto all'asse longitudinale z delle portate ottenute per integrazione dei valori sperimentali delle componenti verticali di velocità longitudinale.

Come è noto, per quanto è stato detto nel cap. 2.5, l'ipotesi alla base del coefficiente di intrusione è la seguente

$$\frac{dQ}{dz} = \frac{d}{dz} \int_0^\infty 2\pi x u dx = 2\pi B v_e = 2\pi B \alpha_e u_m. \quad (17.7.1)$$

avendo indicato con B la distanza dello strato esterno, a partire dall'asse del getto, in cui la velocità longitudinale media u si annulla.

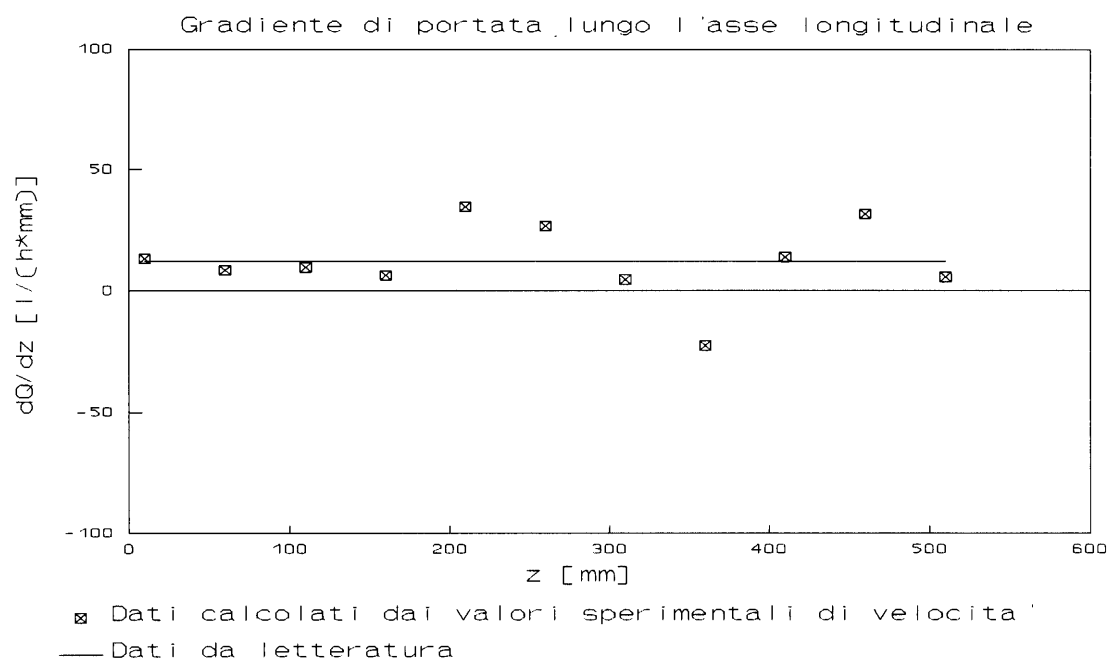


Fig. 17.7.1. Andamento della derivata della portata rispetto all'asse longitudinale z .

Dalla relazione (17.7.1), facendo riferimento alla dQ/dz e ai valori di B ottenuti dai dati sperimentali per ogni sezione trasversale, si ha che il valore di $\alpha_e = v_e/u_m$, mediato su tutte le sezioni trasversali, è uguale a 0.024, molto prossimo al valore 0.026 proposto da Rajaratnam (1976). Il leggero scostamento dal valore proposto in letteratura è imputabile all'andamento sperimentale delle portate, dovuto, a sua volta, alle ragioni di cui si è detto nel par. 17.4.