

POLITECNICO DI TORINO

Facoltà di Ingegneria

Corso di Laurea Magistrale in Ingegneria Aerospaziale



**Applicazione delle reti complesse allo studio
di dati sperimentali sulla dispersione
dello scalare passivo nello strato limite turbolento**

Tesi di Laurea Magistrale

Relatori:
Prof.ssa Stefania Scarsoglio
Dott. Giovanni Iacobello
Prof. Luca Ridolfi

Candidato:
Mauro Grumo

Marzo 2019

Indice

Introduzione	viii
1 Cenni sui flussi turbolenti	1
1.1 La fisica dietro i fenomeni turbolenti	3
1.2 Tecniche di analisi della turbolenza	5
1.2.1 Concetti generali	5
1.2.2 Cenni di simulazione numerica per flussi turbolenti	6
1.2.3 Strumenti di analisi statistica della turbolenza	8
1.3 Dispersione di uno scalare passivo in un flusso turbolento e ambiti di applicazione	12
2 Dispersione di uno scalare passivo in uno strato limite turbolento: misurazione di velocità e concentrazione	14
2.1 Set-up dell'esperimento	14
2.2 Tecniche di misura	15
2.2.1 Misurazione della velocità	15
2.2.2 Misurazione della concentrazione	16
3 Analisi statistica turbolenza di parete con scalare passivo	18
3.1 Profili di velocità longitudinale e andamento della concentrazione dello scalare passivo	18
3.2 Analisi statistica classica	21
3.2.1 Analisi statistica velocità longitudinale	21
3.2.2 Analisi statistica concentrazione dello scalare passivo	28
3.2.3 Analisi statistica serie di velocità trasversale w	31
3.2.4 Analisi statistica serie di trasporto turbolento $w'c'$	33
3.3 Analisi spettrale delle serie temporali: velocità, concentrazione, energia e trasporto turbolento	39
3.3.1 Serie di Fourier delle fluttuazioni della componente di velocità longitudinale u	41
3.3.2 Power Spectral Density delle componenti di velocità u, w e dell'energia cinetica	42
4 Costruzione delle nuove serie di concentrazione c_{new} e trasporto turbolento $w'c'$ e relativa analisi statistica	47
4.1 Data pre-processing e costruzione del Complex Network per le serie di concentrazione dello scalare passivo	47
4.1.1 Metodo utilizzato per costruire la nuova serie temporale di concentrazione c_{new}	48
4.2 Costruzione della serie temporale di trasporto turbolento $w'c'$	49
4.3 Analisi statistica delle serie temporali di concentrazione di etano modificate . . .	50
4.3.1 Analisi statistica per la sorgente $D=3\text{mm}$	52

4.3.2	Analisi statistica per la sorgente $D=6\text{mm}$	56
4.3.3	Confronto risultati analisi classica tra i due diametri della sorgente	60
4.4	Analisi statistica delle serie temporali di trasporto turbolento $w'c'$	63
5	Analisi dei dati sperimentali relativi alle misurazioni di turbolenza di parete con il Natural Visibility Graph	69
5.1	Visibility Graph e relative metriche	69
5.1.1	Descrizione del Natural Visibility Algorithm	69
5.1.2	Divide and Conquer Algorithm	70
5.1.3	Sort and Conquer Algorithm	71
5.1.4	Grafo di visibilità e metriche	72
6	Analisi dei risultati ottenuti con il Natural Visibility Algorithm applicato alla serie temporale di concentrazione di etano	77
6.1	Definizione e introduzione dei parametri di analisi e delle metriche studiate	77
6.2	Studio degli andamenti delle principali metriche del grafo della serie di concentrazione in termini di meandering e dispersione relativa	78
6.2.1	Effetto della coordinata longitudinale x , verticale z e del livello di percentile sulla serie di concentrazione di etano	79
6.3	Conseguenze della variazione della dimensione del diametro della sorgente sui grafi di visibilità e sulle metriche	84
7	Analisi dei risultati ottenuti con il Natural Visibility Algorithm applicato alla serie temporale di trasporto turbolento $w'c'$	87
7.1	Metriche e parametri di analisi utilizzati per lo studio della serie temporale di trasporto turbolento	87
7.2	Andamenti delle principali metriche in funzione della coordinata longitudinale x , verticale z e del livello di percentile	88
7.3	Confronto dei risultati ottenuti applicando il natural visibility algorithm su delle serie di trasporto turbolento $w'c'$ relative a due sorgenti con diametro differente	92
	Conclusioni	96
	Appendice	98
	Bibliografia	101

Elenco delle figure

1.1	Fumo di una sigaretta, flusso inizialmente laminare e turbolento in alto [34]	2
1.2	Time history delle fluttuazioni di velocità longitudinale in uno strato limite turbolento	2
1.3	Segnale con una Skeweness positiva [7]	9
1.4	Segnale con Kurtosis minore di tre (sopra), maggiore di tre (sotto)[24]	10
1.5	Ripartizione dell'intervallo dei disturbi turbolenti [28]	11
1.6	Andamento dello spettro dell'energia cinetica turbolenta in funzione della frequenza [27]	12
1.7	Evoluzione dello strato limite su una parete piana [29]	13
2.1	Schema della test section con assi di riferimento [9]	14
2.2	Sonda a filo caldo con sensore a X [31]	16
2.3	Schema di un rivelatore a ionizzazione di fiamma Aria-H2 [30]	17
3.1	Profili di velocità normalizzati per la sorgente di diametro 3 mm	19
3.2	Profili di velocità normalizzati per la sorgente di diametro 6 mm	19
3.3	Andamento della concentrazione dello scalare passivo per la sorgente di diametro 3 mm	20
3.4	Andamento della concentrazione dello scalare passivo per la sorgente di diametro 6 mm	20
3.5	Time history e P.D.F. della velocità longitudinale per la sorgente di diametro D=3 mm	22
3.6	Time history e P.D.F. della velocità longitudinale per la sorgente di diametro D=6 mm	22
3.7	Time history e P.D.F. della velocità longitudinale a z=75 mm per la sorgente di diametro D=3 mm	23
3.8	Time history e P.D.F. della velocità longitudinale a z=90 mm per la sorgente di diametro D=3 mm	23
3.9	Time history e P.D.F. della velocità longitudinale a z=30 mm per la sorgente di diametro D=3 mm	24
3.10	Time history e P.D.F. della velocità longitudinale a z=160 mm per la sorgente di diametro D=3 mm	24
3.11	Time history e P.D.F. della velocità longitudinale a z=35 mm per la sorgente di diametro D=3 mm	25
3.12	Time history e P.D.F. della velocità longitudinale a z=120 mm per la sorgente di diametro D=3 mm	25
3.13	Andamento del valore ε di concentrazione per ogni serie temporale, sorgente D3 (sinistra) e sorgente D6 (destra)	28
3.14	Time history delle serie di concentrazione in x = 102 mm per tre diverse altezze z	29
3.15	Time history delle serie di concentrazione in x = 409 mm per tre diverse altezze z	29

3.16	Time history delle serie di concentrazione in $x = 1226$ mm per tre diverse altezze z	29
3.17	PDF della concentrazione dello scalare passivo in $x=1226$ mm e $z=35$ mm (sinistra) e $z=120$ mm (destra)	30
3.18	Profili di velocità w per le sorgenti $D = 3$ mm e $D = 6$ mm, in tre stazioni x in funzione della coordinata verticale z	31
3.19	Probability density function e relative time history per tre distanze orizzontali dalla sorgente in $z=75$ mm per la sorgente $D=3$ mm	32
3.20	Skewness e Curtosi in funzione della coordinata verticale z per le due sorgenti $D = 3$ mm e $D = 6$ mm	33
3.21	Probability density function e relative time history per tre distanze verticali dalla parete in $x=102$ mm per la sorgente $D=3$ mm	35
3.22	Probability density function e relative time history $x=102$ mm e $x=408$ mm per la sorgente $D=3$ mm	36
3.23	Probability density function e relative time history per tre distanze verticali dalla parete in $x=102$ mm per la sorgente $D=6$ mm	37
3.24	Probability density function e relative time history $x=102$ mm e $x=408$ mm per la sorgente $D=6$ mm	38
3.25	Time history delle fluttuazioni del segnale campionato	41
3.26	Serie di Fourier per 1000 campioni di velocità considerando una serie con una sinusoide (sinistra) e con 8 termini (destra)	41
3.27	Power spectrum density andamento teorico (sinistra) e dati sperimentali (destra)	42
3.28	Andamento della PSD per la componente u al variare della coordinata x verticale z	43
3.29	Andamento della PSD per la componente w al variare della coordinata x verticale z	44
3.30	Andamento della PSD per l'energia cinetica al variare della coordinata x verticale z	44
3.31	Andamento della PSD per la serie di concentrazione al variare della coordinata x verticale z	45
3.32	Andamento della PSD per la serie di trasporto turbolento al variare della coordinata x verticale z	45
4.1	Schematizzazione dei passaggi per la costruzione delle nuove serie temporali di concentrazione di etano filtrate con la retta relativa al 70% percentile	48
4.2	A sinistra la serie temporale originale e le aree che considero, a destra la nuova serie temporale considero il metodo 1	49
4.3	Aree serie temporali trasporto turbolento con filtro percentile	50
4.4	Parametri di interesse della serie, c e τ	52
4.5	Andamento del valore medio per la serie 2 di concentrazione in funzione della coordinata verticale z al variare del percentile per tre diverse distanze dalla sorgente	53
4.6	Andamento della deviazione standard σ per la serie 2 di concentrazione in funzione della coordinata verticale z al variare del percentile per tre diverse distanze dalla sorgente	53
4.7	Effetto della Skewness sulla densità di probabilità	54
4.8	Andamento della Skewness Sk la serie di concentrazione modificata in funzione della coordinata verticale z al variare del percentile per tre diverse distanze dalla sorgente	54
4.9	Distribuzione di densità di probabilità in $x=51$ mm $y=0$ mm e $z=75$ mm per il 95% del percentile	54
4.10	Andamento della Kurtosi Ku per la serie di concentrazione modificata in funzione della coordinata verticale z al variare del percentile per tre diverse distanze dalla sorgente	55

4.11	Distribuzione di densità di probabilità per la serie di concentrazione in $x=51$ mm $y=0$ mm e $z=75$ mm per il 70% del percentile	55
4.12	Distribuzione di densità di probabilità della distanza temporale per tre diverse distanze dalla sorgente e per il 70% e il 95% percentile	57
4.13	Andamento del valore medio μ per la serie di concentrazione modificata in funzione della coordinata verticale z al variare del percentile per tre diverse distanze dalla sorgente	58
4.14	Andamento della deviazione standard σ per la serie di concentrazione modificata in funzione della coordinata verticale z al variare del percentile per tre diverse distanze dalla sorgente	58
4.15	Andamento della skewness Sk per la serie di concentrazione modificata in funzione della coordinata verticale z al variare del percentile per tre diverse distanze dalla sorgente	58
4.16	Probability density function della serie di concentrazione modificata in $x=51$ mm al 70% percentile	59
4.17	Andamento della kurtosi Ku per la serie di concentrazione in funzione della coordinata verticale z al variare del percentile per tre diverse distanze dalla sorgente	59
4.18	Probability density function al 70% del percentile per la serie di concentrazione in funzione di tre diverse distanze dalla sorgente	59
4.19	Distribuzione di densità di probabilità della distanza temporale per tre diverse distanze dalla sorgente e per il 70% e il 95% percentile	61
4.20	Confronto degli indici statistici di media e deviazione standard per le sorgenti di diametro $D=3$ mm (linea verde) e $D=6$ mm (linea blu) considerando il 70% (linea tratteggiata) e il 90% (linea continua) percentile	62
4.21	Confronto degli indici statistici di Skewness e Kurtosi per le sorgenti di dia- metro $D=3$ mm (linea verde) e $D=6$ mm (linea blu) considerando il 70% (linea tratteggiata) e il 90% (linea continua) percentile	64
4.22	Confronto del valore medio μ e deviazione standard σ per le sorgenti di diame- tro $D=3$ mm (linea verde) e $D=6$ mm (linea blu) considerando il 10% (linea tratteggiata) e il 90% (linea continua) percentile	66
4.23	Confronto della skewness Sk e curtosi Ku per le sorgenti di diametro $D=3$ mm (linea verde) e $D=6$ mm (linea blu) considerando il 10% (linea tratteggiata) e il 90% (linea continua) percentile	67
4.24	Confronto delle PDF per la sorgente di diametro $D=3$ mm considerando il 10° percentile per la posizione $x=102$ mm e $x=1226$ mm	68
4.25	Distribuzione di densità di probabilità relativa alla distanza temporale τ in $x =$ 102 mm; $z = 75$ mm al 90° percentile	68
5.1	Schema del Natural Visibility Algorithm (NVG) per una serie temporale esempli- ficativa, Ghosh, et al.	70
5.2	Schema dell'algoritmo ricorsivo Divide and Conquer, Ghosh, et al.	71
5.3	Schema dell'algoritmo Sort and Conquer.(a) abbiamo lo stage "sort" in cui c'è l'ordinamento della serie temporale in base alla grandezza. (b) è lo stage "conquer" in cui viene definito l'intervallo locale di collegamento del vertice considerato . . .	72
5.4	Matrice di adiacenza ricavata da una serie di $N = 3782$ dati in $x=408$ mm, $y=0$ mm, $z=100$ mm ricavata col 70 percentile	76
6.1	Andamento delle metriche in funzione della coordinata x dal 50° al 90° percentile più la serie temporale non filtrata	79

6.2	Andamento del numero di nodi in funzione della coordinata z dal 50° al 95° percentile più la serie temporale non filtrata per tre distanze x dalla sorgente . . .	80
6.3	Andamento di ρ in funzione della coordinata z dal 50° al 95° percentile più la serie temporale non filtrata per tre distanze x dalla sorgente	80
6.4	Andamento di $\frac{1}{\langle d1n \rangle}$ in funzione della coordinata z dal 50° al 95° percentile più la serie temporale non filtrata per tre distanze x dalla sorgente	80
6.5	Andamento del numero di nodi in funzione del percentile dal 50° al 95° al variare della coordinata verticale z a tre distanze x dalla sorgente	80
6.6	Andamento di ρ in funzione del percentile dal 50° al 95° al variare della coordinata verticale z a tre distanze x dalla sorgente	81
6.7	Andamento di $\frac{1}{\langle d1n \rangle}$ in funzione del percentile dal 50° al 95° al variare della coordinata verticale z a tre distanze x dalla sorgente	81
6.8	Confronto delle metriche in funzione del diametro per tre livelli di percentile più serie originale al variare della coordinata orizzontale x	84
6.9	Confronto N in funzione della dimensione del diametro per tre livelli di percentile più la serie originale al variare della coordinata verticale z	85
6.10	Confronto ρ in funzione della dimensione del diametro per tre livelli di percentile più la serie originale al variare della coordinata verticale z	85
6.11	Confronto $\frac{1}{\langle d1n \rangle}$ in funzione della dimensione del diametro per tre livelli di percentile più la serie originale al variare della coordinata verticale z	85
7.1	Andamento delle metriche in funzione della coordinata x per due coppie di percentile, $75^\circ/25^\circ$ e $90^\circ/10^\circ$, più la serie temporale non filtrata	88
7.2	Andamento del numero di nodi in funzione della coordinata z per due coppie di percentile, $75^\circ/25^\circ$ e $90^\circ/10^\circ$, più la serie temporale non filtrata per tre distanze x dalla sorgente	89
7.3	Andamento di ρ in funzione della coordinata z per due coppie di percentile, $75^\circ/25^\circ$ e $90^\circ/10^\circ$, più la serie temporale non filtrata per tre distanze x dalla sorgente . . .	89
7.4	Andamento di $\frac{1}{\langle d1n \rangle}$ in funzione della coordinata z per due coppie di percentile, $75^\circ/25^\circ$ e $90^\circ/10^\circ$, più la serie temporale non filtrata per tre distanze x dalla sorgente	89
7.5	Andamento di $\frac{\langle k \rangle}{N-1}$ in funzione della coordinata z per due coppie di percentile, $75^\circ/25^\circ$ e $90^\circ/10^\circ$, più la serie temporale non filtrata per tre distanze x dalla sorgente	89
7.6	Confronto delle metriche per due sorgenti di diametro differente $D=3\text{mm}$ e $D=6\text{mm}$, in funzione della coordinata x , considerando due coppie di percentile $75^\circ/25^\circ$ e $90^\circ/10^\circ$ come filtro e la serie temporale originale $w'c'$	93
7.7	Confronto N per due sorgenti di diametro differente $D=3\text{mm}$ e $D=6\text{mm}$, in funzione della coordinata verticale z , considerando due coppie di percentile $75^\circ/25^\circ$ e $90^\circ/10^\circ$ come filtro e la serie temporale originale $w'c'$	93
7.8	Confronto ρ per due sorgenti di diametro differente $D=3\text{mm}$ e $D=6\text{mm}$, in funzione della coordinata verticale z , considerando due coppie di percentile $75^\circ/25^\circ$ e $90^\circ/10^\circ$ come filtro e la serie temporale originale $w'c'$	94
7.9	Confronto $\frac{1}{\langle d1n \rangle}$ per due sorgenti di diametro differente $D=3\text{mm}$ e $D=6\text{mm}$, in funzione della coordinata verticale z , considerando due coppie di percentile $75^\circ/25^\circ$ e $90^\circ/10^\circ$ come filtro e la serie temporale originale $w'c'$	94
7.10	Confronto $\frac{\langle k \rangle}{N-1}$ per due sorgenti di diametro differente $D=3\text{mm}$ e $D=6\text{mm}$, in funzione della coordinata verticale z , considerando due coppie di percentile $75^\circ/25^\circ$ e $90^\circ/10^\circ$ come filtro e la serie temporale originale $w'c'$	94
7.11	Andamento della transitività del coefficiente di clustering e assortativity in funzione della coordinata orizzontale x al variare del percentile	98

7.12	Andamento della transittività in funzione della coordinata verticale z al variare del percentile	98
7.13	Transittività in funzione del percentile per diversi set di coordinate	99
7.14	Andamento del coefficiente di assortatività in funzione della coordinata verticale z al variare del percentile	99
7.15	Assortatività in funzione del percentile per diversi set di coordinate	99
7.16	Confronto diametri $D=3\text{mm}$ (linea verde) e $D=6\text{mm}$ (linea blu) per due livelli di percentile 70%(linea tratteggiata) e 90% (linea continua) della transittività Tr . .	100
7.17	Confronto diametri $D=3\text{mm}$ (linea verde) e $D=6\text{mm}$ (linea blu) per due livelli di percentile 70%(linea tratteggiata) e 90% (linea continua) del coefficiente di assortatività prs	100
7.18	Confronto serie modificate e serie originale per Tr in funzione della coordinata z , relativamente alla sorgente $D=3\text{mm}$	100

Introduzione

Ogni giorno si è circondati da flussi di natura turbolenta, dalle scale più piccole come il flusso del sangue nelle arterie, il fumo di una sigaretta, il gas di scarico di un'auto, il semplice mescolamento dello zucchero nel caffè o il flusso di propellente in una camera di combustione, fino alle scale più grandi come la scia di un'auto, di un aereo o lo strato limite terrestre. E' quindi molto utile trovare dei metodi che ci permettono di descrivere questa tipologia di campi di moto. Analizzare questi flussi ci consentirà di fare un passo in avanti da un punto di vista tecnologico ingegneristico, ad esempio riusciremo a migliorare le prestazioni di un'auto, ridurre i consumi rendendo più efficienti i motori, cercare di capire il legame tra la fluidodinamica del sangue ed eventuali problemi cardiovascolari e molto altro, ma sarà altrettanto possibile studiarli con l'intento di ricavare delle soluzioni per uno dei problemi che maggiormente affligge il mondo odierno, quale l'inquinamento atmosferico. Per esaminare questa tipologia di dinamica ambientale, è necessario far entrare in gioco un'altra variabile oltre al flusso turbolento, nel presente lavoro di tesi questa variabile aggiuntiva è rappresentata dal etano (C_2H_6). L'intento quindi non sarà solo quello di studiare il flusso in sé ma anche di capire l'evoluzione della concentrazione di questo scalare passivo che viene immesso nel campo di moto. L'etano può quindi essere paragonato ad una sostanza inquinante che diffonde all'interno dello strato limite terrestre. Naturalmente lo studio dello strato limite terrestre da un punto di vista sperimentale verrà scalato per ovvi fini pratici, considerando una parete piana (fondo stradale) posta nella test section di una galleria del vento sulla quale viene fatto sviluppare uno strato limite turbolento.

Col fine di comprendere al meglio il problema in esame, sono stati utilizzati due differenti metodi di analisi. Il primo è un metodo "classico" che prevede l'utilizzo dell'analisi statistica e spettrale per dedurre importanti informazioni sui dati che compongono le serie temporali misurate. Il secondo, prevede l'utilizzo della teoria delle reti complesse, è un metodo più recente del primo che permette di analizzare le serie temporali convertendole in grafi, i quali ereditano nella loro struttura molte proprietà della serie originale. Di strumenti che ci permettono di trasformare una serie temporale in un grafo ce ne sono molti, ognuno dei quali con delle proprie caratteristiche. Nel seguente lavoro il metodo che utilizzeremo è un algoritmo detto *algoritmo di visibilità naturale* (*Natural Visibility Algorithm, NVG*). Tramite questo algoritmo e le metriche che ricaveremo da esso per descrivere le caratteristiche topologiche delle reti, sarà possibile approfondire la conoscenza della struttura delle serie temporali, da un punto di vista di intensità e frequenza di picchi e irregolarità. E' questo il principale vantaggio di utilizzare questo tipo di approccio che al contrario dell'analisi statistica classica non ci fa perdere le informazioni temporali intrinseche nella serie. Le time history su cui porremo l'attenzione saranno quelle di concentrazione di etano c e di trasporto turbolento $w'c'$.

La teoria delle reti complesse quindi per le sue caratteristiche e informazioni che ci permette di ricavare, sarà un valido strumento per arricchire i risultati che otterremo con l'analisi statistica classica.

Per quanto riguarda l'algoritmo di visibilità, un ulteriore oggetto di studio sarà la sua applicazione su delle serie che verranno costruite a posteriori avvalendoci di opportuni filtri, in modo tale da considerare unicamente i picchi più intensi presenti nella serie. L'obbiettivo quindi sarà quello di

capire in che modo l'analisi degli eventi estremi e della serie non filtrata sono in grado di cogliere importanti caratteristiche fluidodinamiche del flusso.

Il seguente lavoro è stato concepito e strutturato in sette capitoli. I primi due capitoli sono utili per inquadrare il problema fisico in esame, per chiarire le modalità, le tecniche e le attrezzature per effettuare le misurazioni delle varie serie temporali. Saranno inoltre dati, nel primo capitolo, alcuni concetti riassuntivi delle tecniche di studio dei flussi turbolenti più utilizzate al giorno d'oggi. Nel terzo capitolo è presente l'analisi statistica delle serie temporali non filtrate, verranno quindi presentati i concetti di media, deviazione standard, i momenti di ordine superiore, la skewness, la curtosi e l'analisi spettrale.

Nel quarto capitolo si mostrano i metodi utilizzati per filtrare le serie di concentrazione e trasporto turbolento. Di queste serie così ottenute vengono esposti i risultati ricavati tramite l'analisi statistica classica.

Il quinto capitolo è un'introduzione della teoria delle reti complesse e in particolare dell'algoritmo di visibilità naturale, delle sue caratteristiche e delle metriche che ne derivano con le relative definizioni.

Il sesto e settimo capitolo sono il cuore del lavoro, in questi capitoli che vengono commentati e analizzati i risultati ottenuti attraverso l'utilizzo del *Natural Visibility Algorithm*, nel capitolo sei relativamente alla serie di concentrazione e nel capitolo sette per la serie di trasporto turbolento $w'c'$.

A completamento del lavoro è presente un capitolo conclusivo, nel quale vengono riassunti e descritti i risultati più importanti ricavati dall'analisi svolta.

Capitolo 1

Cenni sui flussi turbolenti

Quotidianamente ci troviamo di fronte all'osservazione di fenomeni turbolenti, che la collettività identifica con il termine *chaos*. Esempi comuni di flussi turbolenti sono il pennacchio di fumo di una sigaretta nel suo moto ascensionale o quello dalla ciminiera di un'industria, la scia irregolare di un flusso di acqua a valle di un ostacolo, i gas di scarico delle auto, così come il caffè mescolato con un cucchiaino per far sciogliere lo zucchero sono solo alcuni esempi tra un'innumerabile quantità. Sebbene di esempi concreti di turbolenza ne abbiamo molti è comunque difficile riuscire a dare una definizione di turbolenza.

"Big whirls have little whirls, which feed on their velocity; And little whirls have lesser whirls, and so on to viscosity"[1]

L. F. Richardson (1881-1953)

"Turbulence is an irregular motion which in general makes its appearance in fluids, gaseous or liquid, when they flow past solid surfaces or even when neighboring streams of the same fluid flow past or over one another."[1]

Von Karman – Taylor - 1940

"The smallest eddies are almost numberless, and large things are rotated only by large eddies and not by small ones, and small things are turned by small eddies and large."[1]

Leonardo – 1500

"Turbulent fluid motion is an irregular condition of the flow in which the various quantities show a random variation with time and space coordinates, so that statistically distinct average values can be discerned."[1]

Hinze – 1960

Queste sono alcune definizioni di turbolenza che sono state date nel corso dei secoli man mano che i fenomeni turbolenti diventavano sempre più di maggiore interesse. Osservando tuttavia più attentamente un flusso turbolento ci si accorge immediatamente che le principali caratteristiche sono l'instazionarietà del flusso, l'irregolarità, l'apparente natura caotica e quindi l'imprevedibilità del moto delle varie strutture vorticose piccole o grandi che siano.



Figura 1.1: *Fumo di una sigaretta, flusso inizialmente laminare e turbolento in alto [34]*

Dalle considerazioni fatte prima deriva che una caratteristica predominante di un flusso turbolento è che il campo di velocità del flusso varia significativamente sia nello spazio e nel tempo ossia $U(x, t)$ dove U è il campo di velocità, x lo spazio e t il tempo. Tale osservazione può essere tuttavia estesa anche ad altre grandezze fisiche quali la temperatura, la pressione, la densità, la concentrazione di uno scalare passivo ecc.

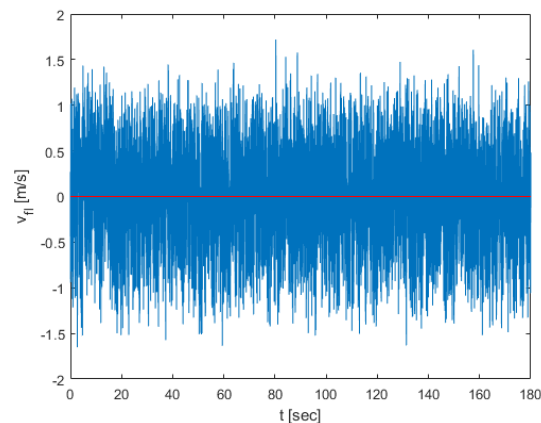


Figura 1.2: *Time history delle fluttuazioni di velocità longitudinale in uno strato limite turbolento*

L'interesse allo studio dei flussi turbolenti è legato in primo luogo come già accennato, alla presenza di innumerevoli fenomeni turbolenti osservabili in natura. In secondo luogo nelle applicazioni ingegneristiche i flussi sono prevalentemente turbolenti, ma sono meno facilmente visibili, ad esempio la gestione di liquidi e gas con pompe o compressori, i flussi attorno agli autoveicoli, agli aeromobili o alle barche, il mixing di aria e combustibile nei motori, quello dei reagenti nei reattori chimici o anche il controllo della fiamma di reazione in camera di combustione.

1.1 La fisica dietro i fenomeni turbolenti

Studiando sperimentalmente e più nel dettaglio dei flussi turbolenti è possibile fare ulteriori osservazioni.

La turbolenza è un processo stocastico, ossia responsabile di variazioni casuali delle grandezze fluidodinamiche. Tale fenomeno tuttavia pur essendo casuale, può essere studiato con delle equazioni di tipo deterministico come quelle di Navier-Stokes, questo è possibile poiché queste equazioni differenziali sono fortemente sensibili alle condizioni iniziali e quindi una minima perturbazione di tali condizioni fa sì che la soluzione delle equazioni sia completamente diversa, proprio come accade per un flusso turbolento. Da ciò si intuisce che la turbolenza dipende da un grande numero di gradi di libertà ed è quindi impossibile predirne i dettagli. [24]

La turbolenza contiene un vasto range di scale. Basta osservare un qualsiasi flusso turbolento, come il fumo di una sigaretta, per accorgerci della presenza di differenti scale spaziali e temporali. Le scale più grandi sono quelle più facilmente visibili e sono strutture vorticosi (eddies) caratterizzati da una dimensione generalmente dello stesso ordine di grandezza dell'oggetto (fenomeno) che produce la turbolenza, le scale più piccole invece hanno una dimensione che dipende dal numero di Reynolds del flusso ed è possibile visualizzarle tramite apparecchiature di opportuna risoluzione. Queste differenti scale coesistono nel flusso e partecipano tutte alla dinamica della turbolenza. [24]

La turbolenza è un fenomeno altamente diffusivo. L'elevata diffusività di un flusso turbolento è legata alla presenza di vortici di differenti scale. Il moto di questi vortici determina trasporto di momento e energia molto più efficacemente dell'agitazione molecolare, è il motivo per cui per raffreddare (asciugare) un corpo conviene avvolgerlo in un flusso d'aria turbolento (vento atmosferico). Tale elevata diffusività è caratteristica di ogni scala della turbolenza, ma in misura maggiore delle scale più piccole responsabili della dissipazione dell'energia cinetica in calore, questi vortici più piccoli hanno le dimensioni della scala di Kolmogorov la cui dimensione è legata direttamente alla viscosità. [24]

La turbolenza nasce ad alti numeri di Reynolds. Il numero di Reynolds mi definisce il rapporto tra le forze di inerzia e le forze viscosi ed è definito come $Re = \frac{v \cdot L}{\nu}$, dove v è la velocità del flusso, L la grandezza caratteristica del fenomeno in esame e ν la viscosità cinematica. Prima di poter parlare di flusso turbolento è necessario che un flusso laminare diventi instabile e che transisca in turbolento, questo accade generalmente ad alti numeri di Reynolds. In un flusso, l'instabilità è legata all'interazione tra i termini viscosi e i termini inerziali non lineari nelle equazioni del moto. Avere numeri di Reynolds elevati fa sì che il termine convettivo non lineare delle equazioni di Navier-Stokes assuma maggiore importanza rispetto al termine viscoso, l'instabilità non viene quindi smorzata dalla viscosità, e ha così inizio il processo di formazione delle varie scale della turbolenza. Dalle scale più grandi ricche di energia cinetica si creano attraverso il *vortex stretching* le scale più piccole, dove l'energia cinetica estratta dalle scale più grandi, viene dissipata in energia interna. Un flusso turbolento con elevato numero di Reynolds fa sì che si creino scale sempre più piccole all'aumentare del Re . Se questo numero dovesse scendere, non si avrà più il processo a cascata di formazione delle scale più piccole che saranno le prime a sparire. [24]

La turbolenza dissipa energia. Durante il processo a cascata delle varie scale della turbolenza l'energia meccanica si conserva, è quindi un processo essenzialmente inviscido. Formate le scale più piccole (scala di Kolmogorov), a causa degli sforzi viscosi si ha una rapida dissipazione di

energia cinetica in energia interna. Per questo motivo è necessario fornire energia al flusso in modo da evitare il decadimento della turbolenza e una riduzione del numero di Re.

La turbolenza è un fenomeno continuo. E' un fenomeno governato dalle equazioni della fluidodinamica. [26] Per capire se vale l'ipotesi del continuo dobbiamo introdurre il numero di Knudsen (Kn) definito come il rapporto tra il libero cammino medio molecolare λ e una lunghezza caratteristica del fenomeno in esame L , $Kn = \frac{\lambda}{L}$. Considerando come lunghezza caratteristica la dimensione delle scale più piccole della turbolenza e confrontandola con il libero cammino medio si ricava che $Kn = \frac{\lambda}{L} \ll 1$, quindi vale l'ipotesi del continuo. [24]

La turbolenza ha natura tridimensionale. Considerando un flusso 2-D il *vortex stretching*, responsabile della cascata di energia, è nullo quindi non possono essere create le scale più piccole e la turbolenza non può generarsi. Per parlare di turbolenza è quindi necessario riferirci a una situazione 3-D. Un flusso turbolento può essere considerato 2-D solo da un punto di vista statistico, in questi casi ciò che avviene ad esempio nelle simulazioni numeriche di flussi bidimensionali è una cascata inversa in cui le strutture più piccole si fondono per formare quelle più grandi. [24]

La turbolenza ha vorticità random su piccole scale. I flussi turbolenti sono dei flussi rotazionali, quindi con vorticità diversa da zero definita come il rotore della velocità, $\bar{\omega} = \nabla \times \bar{V}$. La vorticità per un flusso turbolento ha fluttuazioni su piccola scala molto intense nello spazio e nel tempo, l'intensità di queste fluttuazioni di vorticità è molto più grande della vorticità media. Le derivate della velocità sono dominate dalla scala più piccola della turbolenza, questa è la scala di Kolmogorov, e poiché il termine viscoso contiene derivate seconde nello spazio, questo termine diffusivo assume sempre più importanza man mano che diminuisce la dimensione della scala più piccola. [24]

1.2 Tecniche di analisi della turbolenza

1.2.1 Concetti generali

Molte tecniche sono state sviluppate nel corso degli anni con l'obiettivo di rispondere a diverse domande riguardanti la turbolenza e i flussi turbolenti, tutti questi metodi sono validi ma nessuno di essi ci permette ancora di predire con precisione il comportamento di un flusso turbolento. Una prima semplificazione può essere fatta considerando la turbolenza composta da un vasto range di scale che coesistono tra loro. Alti numeri di Reynolds fanno sì che da un lato si hanno scale più grandi del moto, principali responsabili delle fluttuazioni delle grandezze fluidodinamiche, che dipendono dalla geometria del fenomeno turbolento in esame e dall'altro lato le scale più piccole dei vortici che hanno un comportamento influenzato quasi interamente dall'energia ricevuta dalle scale più grandi e dalla viscosità. Si intuisce quindi che i moti su piccola scala hanno caratteristiche statistiche in un certo senso *universali*, indipendenti dalla geometria del flusso ad elevato numero di Reynolds. Per questa loro caratteristica universale molto spesso ci si concentra maggiormente sullo studio delle scale più grandi della turbolenza. [18]

Da un punto di vista prettamente ingegneristico gli studi che vengono svolti sulla turbolenza possono essere divisi in tre categorie principali [18]:

- *Scoprire*: riguarda gli studi sperimentali o le simulazioni atte a fornire informazioni quantitative o qualitative riguardo un particolare flusso.
- *Modellare*: studi teorici tesi a sviluppare modelli matematici che possano predire accuratamente le proprietà di un flusso turbolento.
- *Controllare*: studi sia sperimentali che teorici volti a manipolare o controllare il flusso o la turbolenza in maniera benefica, ad esempio per ridurre la resistenza di un'ala o migliorare la combustione in un motore.

La prima categoria ci ha permesso di scrivere le principali caratteristiche della turbolenza nella sezione precedente, ci consente la comprensione dei più importanti processi fisici e come sono legati alle equazioni del moto. Per quanto riguarda la seconda categoria è necessario che i modelli matematici siano facilmente gestibili, ossia devono permettere di risolvere il problema con i mezzi disponibili al giorno d'oggi, non devono quindi comportarsi come le equazioni di Navier-Stokes, che pur riuscendo a descrivere molto bene una molteplicità di complessi flussi turbolenti, l'elevata quantità di informazioni contenuta nel campo di velocità da risolvere fa sì che un approccio diretto alle equazioni sia impossibile per gli elevati costi computazionali. Le equazioni di Navier-Stokes pur essendo descrivendo in maniera accurata i flussi turbolenti, non sono un modello matematico facilmente gestibile. Tuttavia l'approccio diretto alle equazioni di Navier-Stokes, chiamato *direct numerical simulation (DNS)*, pur non essendo utile per la soluzione di problemi ad alto numero di Reynolds, viene utilizzato per studiare flussi turbolenti con moderato Re . La terza categoria di studio può essere definita come l'applicazione di quello che deriva dalla categoria uno e due. Ad esempio sono note le conseguenze dell'alta diffusività di un flusso turbolento e da queste derivano gli studi per controllare il flusso in modo da ricavarne dei benefici, sappiamo infatti che per un flusso turbolento [18]:

- Gli sforzi di taglio a parete e nel flusso sono molto più alti rispetto al caso laminare, quindi ho una maggiore dissipazione di energia;
- Aumenta l'entrainment tra strati confinanti;
- Elevato aumento del trasporto termico tra la parete e il fluido e tra le differenti regioni del flusso;

- Aumento del trasporto di materia (inquinante);
- Grande influenza nei processi di mixing e combustione;
- Minore resistenza di pressione;

Imparando a manipolare e controllare un flusso turbolento è possibile utilizzare a nostro vantaggio i punti descritti prima per innumerevoli casi pratici come può essere aumentare il rendimento di un motore a scoppio o ridurre la resistenza di un'ala [18].

1.2.2 Cenni di simulazione numerica per flussi turbolenti

Simulazione numerica diretta (DNS)

La turbolenza è un fenomeno governato dalle equazioni di Navier-Stokes, che permettono di tenere in conto la natura caotica, non stazionaria, imprevedibile e multiscala di un flusso turbolento. Per un caso incomprimibile le equazioni di Navier-Stokes sono le seguenti:

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j}$$

L'idea più semplice per risolvere queste equazioni è discretizzarle e quindi simulare numericamente il flusso turbolento in esame. Questa tecnica prende il nome di simulazione numerica diretta (DNS). È importante osservare che queste equazioni descrivono in maniera dettagliata tutti i processi fisici dietro un fenomeno turbolento, è quindi fondamentale catturarli tutti in modo da ottenere una descrizione corretta del problema in esame. Se questo da un lato fa sì che la simulazione numerica sia dettagliata e accurata al pari di un esperimento in laboratorio, dall'altro i costi computazionali comporteranno un pesante vincolo per la simulazione numerica.

Questo vincolo restringe l'applicabilità della simulazione numerica diretta a problemi di flussi turbolenti con numeri di Reynolds moderati, per evitare costi computazionali eccessivi. Si intuisce immediatamente che le simulazioni numeriche dirette di flussi ad alto numero di Reynolds non sono fattibili con le risorse computazionali disponibili al giorno d'oggi. [12]

Reynolds Averaged Navier-Stokes (RANS)

Per alti numeri di Reynolds la simulazione numerica diretta richiede costi computazionali troppo elevati che non sono gestibili dalle possibilità attuali. Inoltre con la DNS si studia la non stazionarietà di un flusso turbolento, ma la maggior parte delle applicazioni ingegneristiche si interessa generalmente della sola configurazione stazionaria dei campi di velocità.

Potremmo quindi pensare di focalizzare l'attenzione sullo studio di campi mediati piuttosto che su quelli istantanei. Considerare un campo di velocità medio ci permette di eliminare il vincolo sulla finezza della griglia, che dipende dalle piccole scale (η), in quanto con un campo medio le grandezze sono più lisce e il passo di griglia dipende solo dai gradienti del campo medio. Altro vantaggio di considerare i campi medi è che conservano la simmetria di un problema, in questo modo è possibile studiare con griglie 2-D dei problemi con simmetria come flussi in condotti o getti circolari. Applicando la media alla Reynolds, (sulle realizzazioni) $\bar{u}_i = \langle u_i \rangle$, alle equazioni del moto otteniamo le equazioni mediate RANS (Reynolds-Averaged-Navier-Stokes), decomponiamo la velocità in una parte media e fluttuante $u_i = \bar{u}_i + u'_i$ e otteniamo:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_j}$$

dove compare un nuovo termine nelle equazioni, tensore degli sforzi di Reynolds $\tau_{ij} = -\overline{\rho u'_i u'_j}$ che rappresenta il flusso medio di quantità di moto dovuto alle fluttuazioni di velocità. Questo tensore τ_{ij} è incognito in quanto dipende dalle fluttuazioni della velocità, il sistema quindi non è chiuso. [12]

Quello che si fa per risolvere le RANS è modellizzare τ_{ij} in funzione della velocità mediata. Un passo avanti si fece con Boussinesq nel 1877, che con il concetto di viscosità turbolenta, partendo dal presupposto che nei flussi turbolenti le proprietà di trasporto e diffusione appaiono più intense rispetto al caso laminare, ipotizzò che il tensore di Reynolds τ_{ij} avesse una struttura simile al tensore degli sforzi molecolari:

$$\tau_{ij} = -\overline{u'_i u'_j} = -\frac{2}{3} K \delta_{ij} + 2\nu_t \overline{E_{ij}}$$

in cui K è l'energia cinetica turbolenta $e\nu_t$ la viscosità turbolenta che dipende dallo stato di moto del fluido e non dal fluido in se.

Adesso bisogna trovare un'espressione per ν_t in modo da chiudere il sistema e risolvere le RANS. Per la viscosità turbolenta esistono diversi modelli tra cui il *mixing length model*, il *turbulent-kinetic-energy-model*, il *Reynolds-stress transport equation model* e il *k-ε model*. [12]

Large Eddy Simulation (LES)

La LES è una tecnica di simulazione sicuramente più complessa e avanzata della DNS e può essere considerata come una via di mezzo tra l'accuratezza ma l'elevatissimo costo computazionale della DNS e la rapidità ma più approssimativa RANS. Questo suo essere un giusto compromesso di costi e accuratezza l'ha resa popolare nel mondo dello studio della turbolenza.

Formulata nel 1963 dal meteorologo americano Joseph Smagorinsky per la modellazione delle correnti atmosferiche, fonda le sue radici nelle ipotesi di similarità e universalità della teoria di Kolmogorov. Sappiamo infatti che mentre le grandi scale della turbolenza dipendono in particolare dalla geometria del flusso, le piccole scale presentano statisticamente delle caratteristiche universali. [12] Ad esempio per lo spettro di energia la parte del range inerziale assume una pendenza $E(k) \propto k^{-5/3}$, (k numero d'onda), che è comune a tutti i flussi turbolenti, così come la scala di Kolmogorov $\eta = (\nu^3/\varepsilon)^{1/4}$ è indipendente dalla geometria del flusso. L'idea alla base della Large eddy simulation sta nella decomposizione delle grandezze del flusso in un contributo relativo alle scale più grandi e un contributo delle scale più piccole, per fare questa decomposizione viene utilizzato un filtro in modo da eliminare (filtrare) tutte le scale più piccole del filtro. Verranno quindi risolte solo le grandi scale mentre l'effetto delle scale più piccole, con caratteristiche statistiche universali, verrà modellizzato.

Possiamo riassumere la LES in 4 passaggi:

1. Definizione del filtro G_Δ , che definisce il confine tra ciò che viene risolto e ciò che viene modellizzato;
2. Applicazione del filtro alle equazioni di Navier-Stokes, ottengo così le equazioni filtrate che governano l'evoluzione della \tilde{u}_i (grandi scale);
3. Modellizzare le scale filtrate ossia i termini incogniti, scale di sottogriglia (SGS);
4. Risolvere numericamente le equazioni filtrate e modellizzate.

La diversità tra i vari metodi di simulazione numerica visti, risiede nella modellazione degli sforzi di sottogriglia [12]:

- DNS: non c'è bisogno di alcun modello in quanto vengono risolte tutte le scale del moto.
- RANS: si trova il tensore degli sforzi di Reynolds che modella l'effetto di tutte le scale sul campo medio.
- LES: il termine degli sforzi residui τ^r va modellizzato e tiene conto solo degli effetti delle scale filtrate.

1.2.3 Strumenti di analisi statistica della turbolenza

Un flusso turbolento è un fenomeno caotico, imprevedibile, apparentemente disorganizzato e con un ampio range di scale. Le grandezze fluidodinamiche possono essere viste come degli eventi random. Definisco evento random, un evento A in un determinato punto del campo di flusso (ad esempio A=4 m/s), per cui se A si verifica sicuramente allora A è un evento *certo*, se A non accade sicuramente è *impossibile*, se invece l'evento A=4 m/s può verificarsi o meno allora A sarà un evento *random*.

In un flusso turbolento il campo di velocità $\bar{V}(\bar{x}, t)$ è irregolare e imprevedibile. Tuttavia se le equazioni di Navier-Stokes che descrivono completamente un flusso turbolento sono deterministiche, perché la soluzione che descrivono (flusso turbolento) è un fenomeno caotico e imprevedibile? La risposta sta nel fatto che un flusso turbolento, così come le equazioni di Navier-Stokes che lo descrivono, sono fortemente influenzati dalle perturbazioni che possono risiedere nelle condizioni iniziali, nelle condizioni al contorno e nelle proprietà del materiale.

Un esempio di sistema di equazioni con un'elevata sensibilità alle condizioni iniziali, è il sistema di Lorenz di equazioni differenziali ordinarie:

$$\frac{dx}{dt} = \sigma(y - x)$$

$$\frac{dy}{dt} = \rho x - y - xz$$

$$\frac{dz}{dt} = -\beta z + xy$$

dove sono stati scelti $\sigma = 10; \beta = 8/3; \rho = 28$

Le equazioni di Navier-Stokes si comportano in maniera analoga, hanno una soluzione stazionaria a bassi numeri di Reynolds (flusso laminare), soluzione caotica per alti Re (flusso turbolento). Essendo in un flusso turbolento, i campi di velocità e pressione delle variabili random, i loro valori sono intrinsecamente imprevedibili. Questo suggerisce che può essere utile cercare una descrizione statistica del flusso turbolento. In questa sezione vengono brevemente descritti alcuni dei principali mezzi di analisi statistica per questi flussi.

- **Probability density function (PDF)**

Una completa descrizione di una variabile di un flusso turbolento in un dato punto e a un dato istante può essere data dalla funzione di densità di probabilità, questa descrive la probabilità di una variabile random di assumere un certo valore in un dato intervallo. Se abbiamo più valori di una variabile U , ottenuti da più esperimenti (più misurazioni), la funzione densità di probabilità è definita come $P(U)$, dove $P(U) \cdot dU$ è la probabilità della variabile U di assumere valori tra U e $U + dU$, sarà quindi un evento certo la probabilità che U assuma valori tra $-\infty$ e $+\infty$. [7]

- **Momenti centrali**

Il momento centrale di ordine n della variabile U attorno al suo valore medio \bar{U} , è definito nel seguente modo:

$$\mu_n(U) = \overline{(U - \bar{U})^n} = \int_{-\infty}^{+\infty} (U - \bar{U})^n \cdot P(U) dU \quad (1.1)$$

dove $P(U)$ è la PDF di U . Si intuisce facilmente che il momento di ordine $n = 1$ corrisponde alla media di U , per $n = 2$ abbiamo il momento del secondo ordine ossia la varianza μ_2 che rappresenta l'energia delle fluttuazioni $(U - \bar{U})$ rispetto al valore medio, per $n = 3, 4$ avremo rispettivamente il momento di ordine 3 e 4. Il momento di ordine 3 mi indica che se $\mu_3 > 0$ prevalgono le fluttuazioni positive, mentre se $\mu_3 < 0$ prevalgono quelle negative, il momento di ordine 4 fornisce un'indicazione di quanto siano frequenti le grandi fluttuazioni. Si definiscono anche dei momenti normalizzati:

$$Sk = \frac{\mu_3}{\mu_2^{3/2}} \quad (1.2)$$

detta *skeweness* da una misura della asimmetria della densità di probabilità, mentre

$$Ku = \frac{\mu_4}{\mu_2^2} \quad (1.3)$$

detta *kurtosis* è usata come misura dell'intermittenza, ci indica la probabilità dei valori estremi. [7]

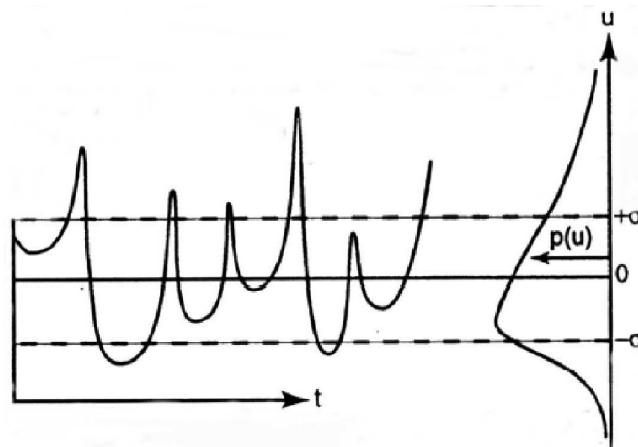


Figura 1.3: Segnale con una Skeweness positiva [7]

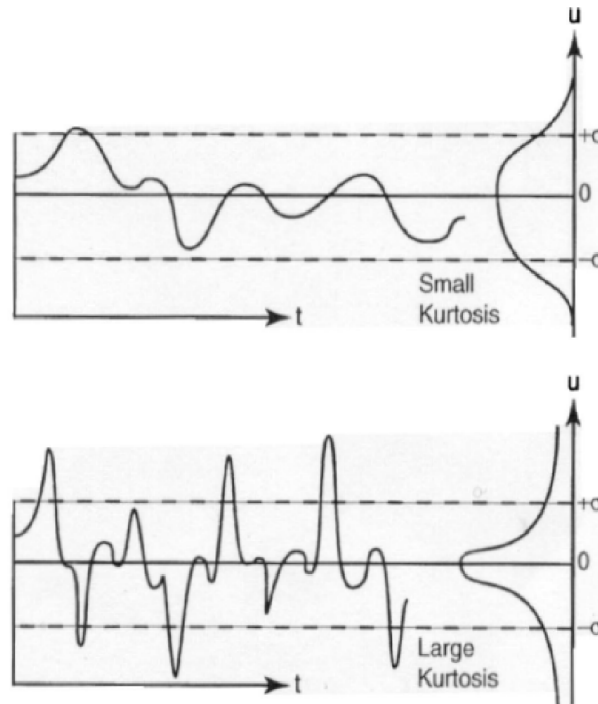


Figura 1.4: Segnale con Kurtosis minore di tre (sopra), maggiore di tre (sotto)[24]

- **Simmetrie statistiche**

- Stazionarietà*

La turbolenza è stazionaria se tutte le proprietà statistiche non variano nel tempo.

- Omogeneità*

La turbolenza è omogenea se le proprietà statistiche sono invarianti rispetto a una traslazione spaziale.

- Isotropia*

Nella turbolenza isotropa le proprietà statistiche sono invarianti rispetto a qualsiasi rotazione degli assi (turbolenza ha simmetria sferica).

Queste tre simmetrie statistiche vengono spesso utilizzate nelle teorie per semplificare lo studio della turbolenza, anche se sono rare da trovare in natura.[24]

- **Funzioni di correlazione**

La funzione di correlazione tra due variabili aleatorie, ci permette di capire la dipendenza di queste due in funzione di una separazione spaziale o temporale. Se le variabili aleatorie rappresentano la stessa quantità si parla di *funzione di autocorrelazione*, se invece sono due grandezze diverse avremo la *funzione di cross-correlazione*. Si può definire il *coefficiente di correlazione* di due variabili aleatorie u e v come:

$$\rho_{uv} = \frac{B_{uv}}{\sqrt{(u - \bar{u})^2} \sqrt{(v - \bar{v})^2}}$$

dove B_{uv} è la correlazione (covarianza) delle due variabili $B_{uv} = \overline{(u - \bar{u})(v - \bar{v})}$ e misura quanto due variabili siano dipendenti. Il coefficiente di correlazione è sempre compreso tra -1 e +1. Il segno di ρ_{uv} fornisce un'idea di come sono sfasate le fluttuazioni di u rispetto a v , ossia se oscillano allo stesso modo ($\rho_{uv} < 0$ mi dice che mediamente le fluttuazioni

hanno segno opposto), il modulo mi indica quanto sono legate u e v .

Un mezzo statistico che contiene informazioni spaziali sul campo random è la correlazione a due punti:

$$R_{ij}(\bar{r}, \bar{x}, t) = \langle u_i(\bar{x}, t) u_j(\bar{x} + \bar{r}, t) \rangle$$

da questa è possibile definire diverse scale integrali. La scala integrale di una variabile u è una misura della distanza alla quale la variabile è ancora correlata con se stessa:

Scala integrale temporale:

$$l_t = \frac{\int_0^{+\infty} B(\tau) d\tau}{B(0)} \quad B(\tau) = \text{correlazione temporale}$$

Scala integrale spaziale:

$$l = \frac{\int_0^{+\infty} B(r) dr}{B(0)} \quad B(r) = \text{correlazione spaziale}$$

Per $r \gg l$ o $(\tau \gg l_t)$ i valori di u sono praticamente indipendenti. [7]

• Analisi spettrale

L'analisi spettrale è un'altra tecnica molto utile per studiare la turbolenza. Si decompone un segnale complesso in segnali più semplici e si studia la distribuzione dell'energia turbolenta per le varie frequenze che rappresentano le varie scale. Generalmente la distribuzione dell'energia è in funzione del numero d'onda $k = 2\pi/\lambda$, dove λ è la lunghezza d'onda. [28] Una quantità molto utile è la funzione di energia spettrale:

$$E(k, t) \equiv \int \int_{-\infty}^{\infty} \int \frac{1}{2} \Phi_{ii}(\bar{k}, t) \delta(|\bar{k}| - k) d\bar{k}$$

dove Φ_{ii} è il tensore di velocità spettrale privato delle informazioni direzionali, ossia la trasformata di Fourier della correlazione a due punti R_{ij} .

Integrando la funzione di energia spettrale su tutti i numeri d'onda ottengo

$$\int_{-\infty}^{\infty} E(k, t) dk = \frac{1}{2} R_{ii}(0, t) = \frac{1}{2} \langle u_i u_i \rangle$$

$\frac{1}{2} \langle u_i u_i \rangle$ rappresenta il contributo all'energia cinetica turbolente di tutte le scale con numero d'onda compreso tra $k < |\bar{k}| < k + dk$. [28]

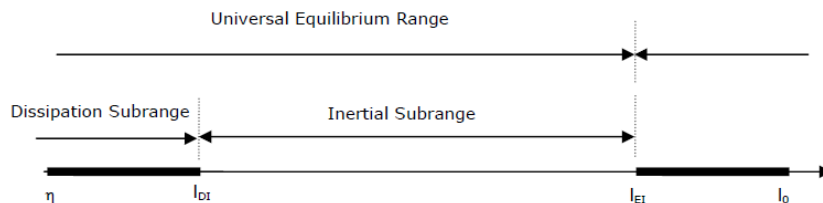


Figura 1.5: Ripartizione dell'intervallo dei disturbi turbolenti [28]

Dalla prima ipotesi di similarità di Kolmogorov segue che nel range di equilibrio universale, che comprende il range inerziale e il sotto-range dissipativo, lo spettro è funzione della

dissipazione ε e della viscosità ν . Dalla seconda ipotesi di Kolmogorov si ricava che in particolare nel range inerziale lo spettro ha la seguente forma:

$$E(k) = C\varepsilon^{2/3}k^{-5/3}$$

dove C è la costante universale.

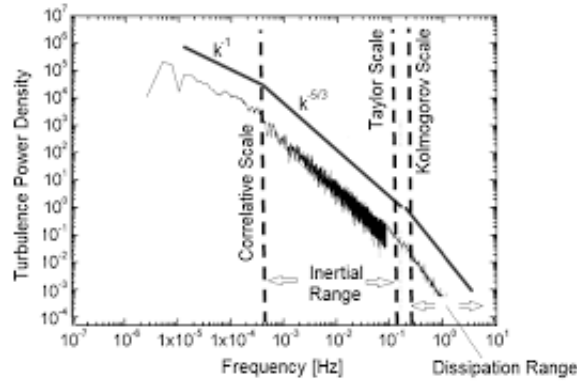


Figura 1.6: Andamento dello spettro dell'energia cinetica turbolenta in funzione della frequenza [27]

1.3 Dispersione di uno scalare passivo in un flusso turbolento e ambiti di applicazione

L'analisi svolta all'interno della tesi si concentra sullo strato limite turbolento che si sviluppa su una parete piana come illustrato in figura 1.7. All'interno dello strato limite viene poi immesso tramite una sorgente di diametro variabile dell'etano (C_2H_6), che rappresenta lo scalare passivo di cui studieremo il comportamento nel campo di moto, in particolar modo analizzeremo come evolve la concentrazione di etano in funzione di vari parametri tra cui il diametro della sorgente e la posizione di misurazione (x, z). Concentrarsi sulla dispersione dello scalare passivo all'interno del flusso turbolento è di grande utilità pratica e di interesse, in quanto rappresenta una modellizzazione semplificata di un fenomeno molto comune al giorno d'oggi nelle città quale la diffusione di una qualsiasi particella inquinante nello strato limite turbolento terrestre. Per fare ciò ci soffermeremo su particolari eventi all'interno della serie temporale di concentrazione quali picchi ed irregolarità la cui frequenza e intensità verrà spiegata avvalendoci di due fenomeni fisici caratteristici del problema in esame, il *meandering* e la *dispersione*. Il meandering descrive una traslazione del centro di massa del pennacchio che lo scalare passivo forma uscendo dalla sorgente, tale spostamento è legato ai vortici le cui dimensioni sono maggiori della dimensione del pennacchio.[22] La dispersione, invece, è responsabile di un allargamento della dimensione del pennacchio attorno al suo centro di massa istantaneo allontanandoci dalla sorgente. Questa volta sono i vortici più di scala inferiore rispetto al pennacchio a innescare questo processo diffusivo. Si sente molto l'influenza del meandering sul pennacchio per distanze prossime alla sorgente, tale effetto decresce allontanandoci e per distanze maggiori dalla sorgente è la dispersione a farla da padrona. Per quanto detto, si può dedurre che diametri più piccoli della sorgente favoriranno l'effetto del meandering sul pennacchio di etano.

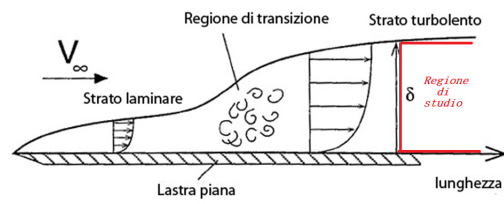


Figura 1.7: *Evoluzione dello strato limite su una parete piana [29]*

Capitolo 2

Dispersione di uno scalare passivo in uno strato limite turbolento: misurazione di velocità e concentrazione

Lo studio dello strato limite turbolento ci viene molto utile per capire la dinamica dei flussi atmosferici e il loro ruolo nella dispersione di particelle inquinanti. Molti studi, sperimentali e di simulazione numerica, sono stati realizzati proprio per comprendere meglio questi meccanismi. In particolare nel seguente capitolo si vuole illustrare il set-up dell'esperimento e descrivere le tecniche sperimentali utilizzate per raccogliere i dati di concentrazione e velocità che verranno poi elaborati in una prima fase di pre-processing.

2.1 Set-up dell'esperimento

Le prove sono state effettuate in una galleria dal vento del *Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique* presso l'*Ecole Centrale de Lyon*. All'interno della camera di prova, è posta una superficie piana sulla cui parete si svilupperà uno strato limite turbolento, su tale parete è posizionata una sorgente di etano che rappresenta l'origine degli assi x e y , mentre per l'asse z è la parete stessa a segnare l'origine essendo la sorgente ad una quota superiore. La galleria del vento è a circuito aperto e presenta una sezione variabile in camera di prova, è infatti possibile variare la pendenza della parte superiore per avere una sezione di uscita della test-section differente da quella di entrata. La lunghezza della galleria del vento è di 9 m e viene utilizzata una sezione rettangolare di 1 m di ampiezza e 0.7 m di altezza.

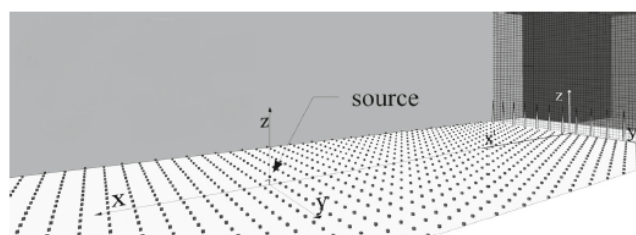


Figura 2.1: Schema della test section con assi di riferimento [9]

Uno schema della test-section è dato in figura 2.1. All'ingresso della test section (TS) è presente una griglia che migliora la qualità del flusso in ingresso minimizzando le disomogeneità

in direzione trasversale. [9] Subito dopo la griglia è presente, come si può vedere in figura 2.1, una fila di punte (dette *spire di Irwin*) con una certa altezza e spaziate tra loro in maniera omogenea che, assieme a dei piccoli cubetti (elementi di rugosità), posti su circa l'1.8% della superficie e di dimensione $h_s = 20 \text{ mm}$, generano lo strato limite turbolento. Per come è impostato l'esperimento lo spessore di strato limite che si riproduce è di $\delta = 0.314 \text{ m}$, e con una velocità indisturbata esterna allo strato limite di $u_\infty = 4.94 \text{ m/s}$ il numero di Reynolds relativo allo strato limite è $Re = \delta u_\infty / \nu = 1.034 \cdot 10^5$ (considerando $\nu = 1.5 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$), Re abbastanza alto per essere sicuri di avere un flusso turbolento completamente sviluppato. [9]

Le misurazioni sono state eseguite per due sorgenti con diametro differente, $D = 3 \text{ mm}$ e $D = 6 \text{ mm}$, posizionate in $(x_s = 0 \text{ m}; y_s = 0 \text{ m}; z_s = 0.075 \text{ m})$, dove x è la coordinata in direzione longitudinale, y in direzione trasversale e z verticale alla parete. La sorgente non è altro che un emettitore di uno scalare passivo nello strato limite turbolento, come scalare passivo è stato utilizzato l'etano (C_2H_6). Le misure sono ottenute a fissata coordinata x prima per vari punti lungo la direzione z e poi lungo la direzione trasversale y , ottenuto l'output si avanza lungo la coordinata longitudinale x . Si ottengono quindi più file istantanei, uno per ogni set di coordinate all'interno dei quali ho i seguenti dati:

- tempo in secondi
- componente longitudinale della velocità u (m/s)
- componente verticale della velocità w (m/s)
- concentrazione dello scalare passivo in ppm
- portata di aria alla sorgente in litri/h
- portata di etano alla sorgente in litri/h

Il tempo totale di acquisizione è di $T_{sam} = 180 \text{ sec}$ con una frequenza di campionamento di $f_{sam} = 1000 \text{ Hz}$. Secondo il teorema di Nyquist-Shannon è necessario che tale frequenza f_{sam} sia almeno il doppio della massima frequenza del fenomeno in esame per evitare di perdere delle informazioni e sotto-campionare il segnale (*aliasing*).

2.2 Tecniche di misura

Il campo di velocità del flusso è studiato con la tecnica dell'anemometria a filo caldo a temperatura costante, che ci permette di avere una elevata risposta in frequenza ($\simeq 100 \text{ kHz}$) fondamentale per le misurazioni di un flusso turbolento.

Per quanto riguarda la concentrazione dello scalare passivo come strumento di misura è stato utilizzato un rivelatore a ionizzazione di fiamma a risposta rapida, fast FID, Fast Flame Ionization Detector, utilizzato per misurare la concentrazioni di idrocarburi nell'aria.

2.2.1 Misurazione della velocità

Hot-wire Anemometry

La misurazione della velocità è eseguita con la tecnica dell'anemometria a filo caldo, in particolare il modello con temperatura del filo costante che permette di avere maggiori risposte in frequenza. Il sensore utilizzato per la sonda è un sensore a X , figura 2.2, che ci permette la misurazione simultanea di due componenti di velocità. Il sensore a filo caldo è composto da sottili fili metallici generalmente di platino o tungsteno scaldati per effetto Joule da una corrente elettrica. La presenza di un flusso d'aria con una certa velocità e una certa temperatura fa sì che il filo

venga raffreddato attraverso diversi meccanismi, il principale è la convezione forzata. Il calore perso dal filo viene valutato o misurando la diminuzione della temperatura del filo sotto una corrente elettrica costante, o come nel nostro caso, misurando la corrente necessaria a mantenere il filo a temperatura costante. La tensione elettrica viene convertita in velocità attraverso la relazione di scambio termico per convezione forzata, ossia la legge di King $E^2 = A + Bu^n$, dove E rappresenta la tensione, u la velocità e A, B, n sono tre coefficienti che ottengo dalla taratura della sonda. La sonda è inclusa all'interno di un ponte di Wheatstone, uno sbilanciamento del ponte a causa della variazione della temperatura del filo e quindi della resistenza, fa sì che si crei una differenza di potenziale che genera una corrente, che misuriamo, che stabilizza il ponte agendo su una resistenza variabile.

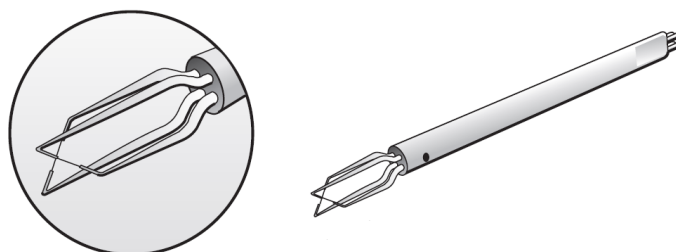


Figura 2.2: Sonda a filo caldo con sensore a X [31]

La taratura della sonda è stata fatta in galleria del vento misurando con un tubo di Pitot delle velocità di riferimento, poiché la sonda non è stata tarata sul piano orizzontale, movimento in imbardata (attorno all'asse verticale), per scomporre le velocità in una componente longitudinale e una trasversale sono state utilizzate delle correzioni per la taratura sul piano orizzontale.

2.2.2 Misurazione della concentrazione

Flame ionization detector (FID)

Le misure di concentrazione come già accennato sono effettuate con un rivelatore a ionizzazione di fiamma a risposta veloce, uno schema è in figura 2.3.

La taratura di questo strumento è stata fatta utilizzando un gas composto da aria e etano con concentrazioni variabili uguali a 0, 500, 1000 e 5000 ppm. La taratura viene mantenuta finché la temperatura della fiamma rimane costante, quando si osservano variazioni maggiori di 2° è necessario ripetere la taratura. La relazione tra la concentrazione dell'etano e la risposta in tensione è lineare, con una pendenza che rappresenta la sensibilità dello strumento.

Il sistema di controllo del flusso è composto da due linee, una per l'etano e una per l'aria ognuna delle quali munita di un sistema di controllo della massa del flusso. Le due linee convergono attraverso una valvola e l'etano-aria è inviato verso la sorgente. Il tasso di etano è mantenuto costante dal primo sistema di controllo, il flusso di aria è regolato dal secondo sistema di controllo in modo da mantenere costante il volume totale del flusso alla sorgente.

Il ricircolo dell'aria nella galleria del vento implica un aumento della concentrazione di fondo con il tempo. Per considerare questo effetto di accumulo della concentrazione, quello che si fa è misurare la concentrazione di fondo prima e dopo l'acquisizione di ogni serie temporale della concentrazione, questa concentrazione di fondo misurata si suppone che evolva linearmente con il tempo, viene quindi istante per istante sottratta dal segnale di concentrazione misurato. [30]

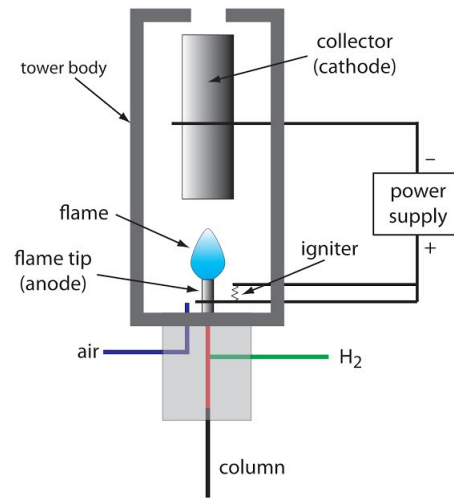


Figura 2.3: Schema di un rivelatore a ionizzazione di fiamma Aria-H₂ [30]

Capitolo 3

Analisi statistica turbolenza di parete con scalare passivo

Nel seguente capitolo ci si pone l'obiettivo di analizzare i dati ottenuti con le tecniche sperimentali descritte precedentemente, utilizzando una analisi statistica classica. Si focalizza l'attenzione sulla velocità longitudinale u , trasversale w e sulla concentrazione dello scalare passivo c .

3.1 Profili di velocità longitudinale e andamento della concentrazione dello scalare passivo

Per i profili di velocità è stata utilizzata una adimensionalizzazione che considera una legge di potenza valida nello strato limite turbolento. [9]

$$\frac{\bar{u}_z}{u_\infty} = \left(\frac{z}{\delta}\right)^n \quad (3.1)$$

dove n è un coefficiente, u_∞ la velocità fuori dallo strato limite, δ lo spessore di strato limite e valgono:

$$\begin{cases} n = 0.23 \\ u_\infty = 4.94 \text{ m/s} \\ \delta = 0.314 \text{ m} \end{cases}$$

Per quanto riguarda gli andamenti della concentrazione dello scalare passivo per la normalizzazione abbiamo utilizzato, per la concentrazione, la concentrazione massima, e per l'altezza, l'altezza massima.

Di seguito vengono mostrati gli andamenti della velocità longitudinale e della concentrazione dello scalare passivo per le due diverse dimensioni della sorgente.

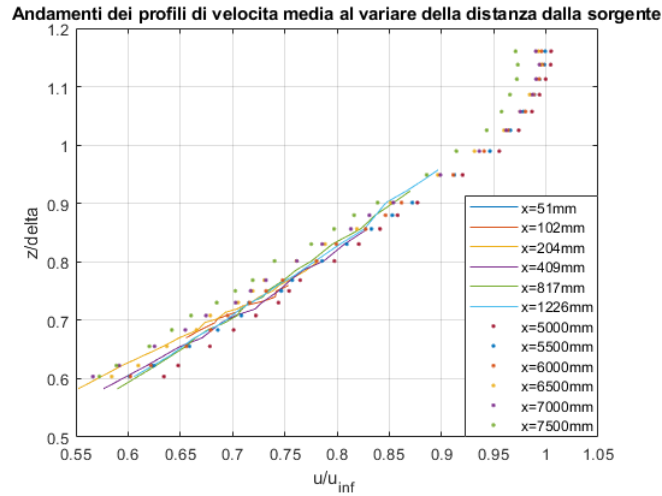


Figura 3.1: Profili di velocità normalizzati per la sorgente di diametro 3 mm

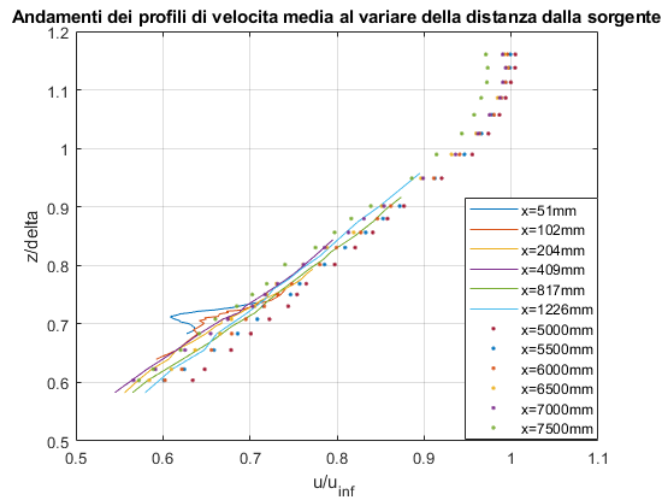


Figura 3.2: Profili di velocità normalizzati per la sorgente di diametro 6 mm

Dai profili di velocità per le due dimensioni della sorgente si osservano gli stessi andamenti, caratteristici di uno strato limite turbolento. Si ha più vicino a parete dove la velocità tende ad aumentare in maniera quasi lineare, essendo $\tau_w = \mu \frac{\partial u}{\partial z}$ avrà in questa zona definita *inner layer* una $\tau_w \cong cost$. Procedendo verso z maggiori ci si sposta nell'*outer layer* finché la velocità non si porta al valore della velocità della corrente indisturbata esterna allo strato limite a u_∞ . I profili di velocità non partono dalla condizione di *no-slip* a parete poiché con la sonda a filo caldo le misurazioni vengono fatte a partire da una coordinata z già esterna all'*inner layer*. Superato un certo valore della coordinata longitudinale x ($x \cong 5000$ mm) i profili di velocità hanno sempre la stessa forma il flusso di strato limite turbolento si dice congelato, ossia è indipendente dalla coordinata x .

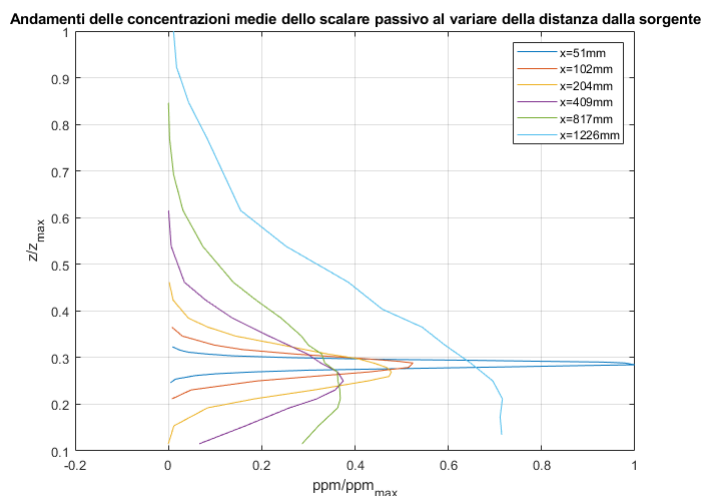


Figura 3.3: Andamento della concentrazione dello scalare passivo per la sorgente di diametro 3 mm

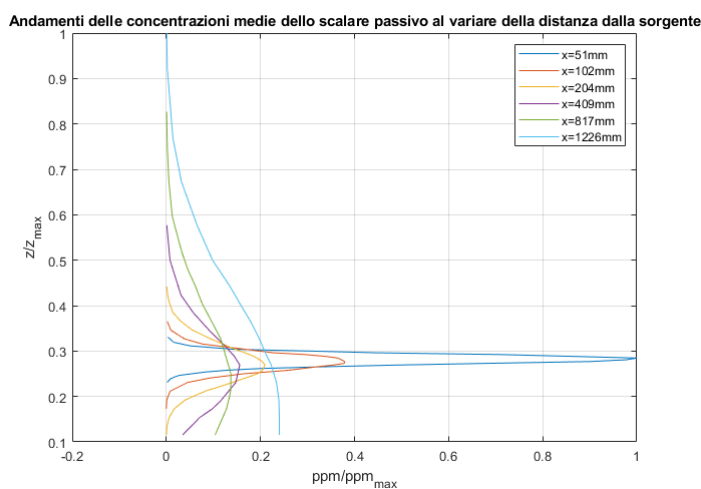


Figura 3.4: Andamento della concentrazione dello scalare passivo per la sorgente di diametro 6 mm

La sorgente sia per $D=3$ mm e $D=6$ mm è posizionata ad una altezza $z = 75$ mm, da entrambi i grafici, figura 3.3 e 3.4, si osserva un massimo per questa particolare altezza per ogni x considerata e man mano che ci si sposta dall'altezza in cui è posizionata la sorgente tale concentrazione diminuisce. Ovviamente per le misurazioni fatte ad x più vicine alla sorgente si hanno dei valori di concentrazione più elevate. All'aumentare della coordinata x lo scalare passivo si disperde in una regione più ampia.

Tuttavia, nel caso in cui il diametro della sorgente è più piccolo, lo scalare passivo viene trasportato in maniera più efficace a x maggiori, infatti per x maggiori si osservano delle concentrazioni maggiori nel caso $D=3$ mm rispetto al caso $D=6$ mm.

Inoltre per quanto riguarda le misurazioni della concentrazione dello scalare passivo erano presenti valori minori di zero affetti da errore, è stato quindi necessario porre questi valori uguali a zero.

3.2 Analisi statistica classica

3.2.1 Analisi statistica velocità longitudinale

Per l'analisi statistica vengono considerate le serie temporali relative alla misura di velocità longitudinale e alla concentrazione dello scalare passivo per diverse posizioni caratteristiche nello strato limite turbolento sia per la sorgente di diametro 3 mm che per la sorgente di 6 mm. Sono stati scelti 3 valori per la coordinata x (*vicino alla sorgente – distanza media dalla sorgente – lontano dalla sorgente*) e per ogni valore della coordinata longitudinale x abbiamo scelto tre valori per la coordinata trasversale z rispettivamente (*vicino a parete – distanza media da parete – lontano dalla parete*).

La velocità longitudinale u , viene scomposta in un termine fluttuante u' e un termine medio \bar{u} , in modo tale da scrivere il segnale completo u nel seguente modo:

$$u = u' + \bar{u} \quad (3.2)$$

Considerando sempre la $y = 0$, si scelgono le seguenti coordinate:

- *Sorgente di diametro 3 mm*

$$\begin{cases} x = 102 \text{ mm}; z = 65 \text{ mm} \\ x = 102 \text{ mm}; z = 75 \text{ mm} \\ x = 102 \text{ mm}; z = 90 \text{ mm} \end{cases}$$

$$\begin{cases} x = 409 \text{ mm}; z = 30 \text{ mm} \\ x = 409 \text{ mm}; z = 75 \text{ mm} \\ x = 409 \text{ mm}; z = 160 \text{ mm} \end{cases}$$

$$\begin{cases} x = 1226 \text{ mm}; z = 35 \text{ mm} \\ x = 1226 \text{ mm}; z = 120 \text{ mm} \\ x = 1226 \text{ mm}; z = 260 \text{ mm} \end{cases}$$

- *Sorgente di diametro 6 mm*

$$\begin{cases} x = 51 \text{ mm}; z = 66 \text{ mm} \\ x = 51 \text{ mm}; z = 75 \text{ mm} \\ x = 51 \text{ mm}; z = 86 \text{ mm} \end{cases}$$

$$\begin{cases} x = 409 \text{ mm}; z = 30 \text{ mm} \\ x = 409 \text{ mm}; z = 75 \text{ mm} \\ x = 409 \text{ mm}; z = 150 \text{ mm} \end{cases}$$

$$\begin{cases} x = 1226 \text{ mm}; z = 30 \text{ mm} \\ x = 1226 \text{ mm}; z = 105 \text{ mm} \\ x = 1226 \text{ mm}; z = 260 \text{ mm} \end{cases}$$

Di seguito vengono rappresentati gli andamenti della *time history* della velocità longitudinale relativamente al segnale completo u e la *probability density function* (PDF) relativamente alle fluttuazioni u' .

- $x=102 \text{ mm}; z=65 \text{ mm}$

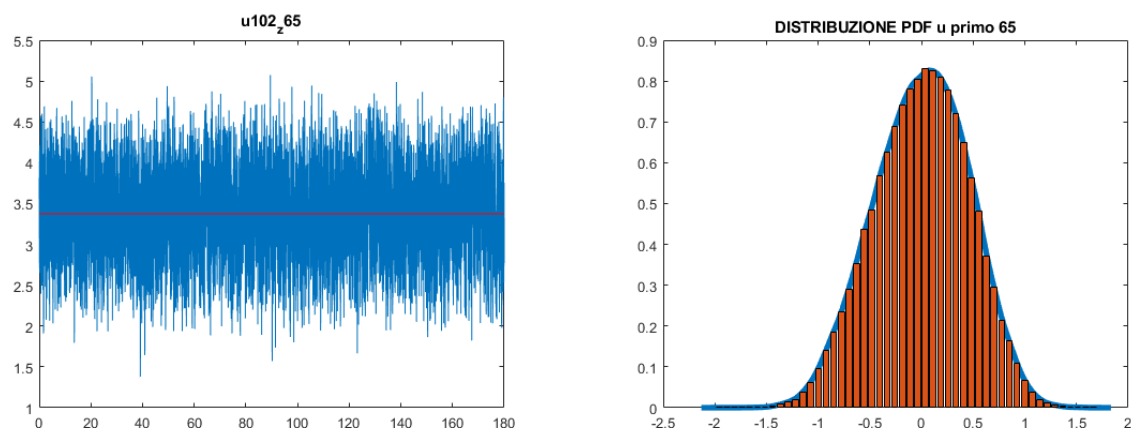


Figura 3.5: *Time history e P.D.F. della velocità longitudinale per la sorgente di diametro $D=3 \text{ mm}$*

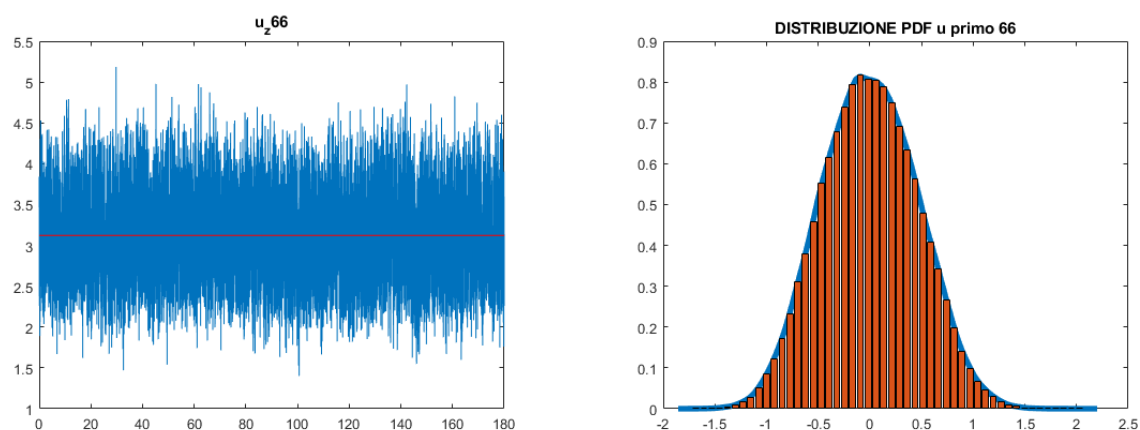


Figura 3.6: *Time history e P.D.F. della velocità longitudinale per la sorgente di diametro $D=6 \text{ mm}$*

Per la sorgente di diametro $D=3 \text{ mm}$, figura 3.5, si osserva come per questo set di coordinate siano presenti delle fluttuazioni che sono principalmente positive, le fluttuazioni negative vengono eliminate dalla presenza della parete. Ciò che accade è che a parete la vorticità è pressoché nulla, ma spostandoci un po più lontano dalla parete la presenza dei vortici fa sì che questi trasportino una parte del fluido a z maggiori con una maggiore quantità di moto in regioni a z più basse con una minore quantità di moto. In questo modo si determina l'instaurarsi delle fluttuazioni positive di velocità in prossimità della parete. Valutando la Skeweness, infatti, dal grafico della PDF si nota come essa assuma un valore positivo (PDF asimmetrica positiva).

Per quanto riguarda la sorgente di diametro $D=6 \text{ mm}$, figura 3.6, si osserva che vicino a parete la presenza di una sorgente a una altezza $z=75 \text{ mm}$, più grande, interferisce con il

flusso determinando l'instaurarsi di fluttuazioni sia positive che negative in maniera casuale, tipico della turbolenza completamente sviluppata, abbiamo infatti una skewness circa nulla (PDF tende a una distribuzione normale).

- $x=102\text{ mm}; z=75\text{ mm} - x=102\text{ mm}; z=90\text{ mm}$

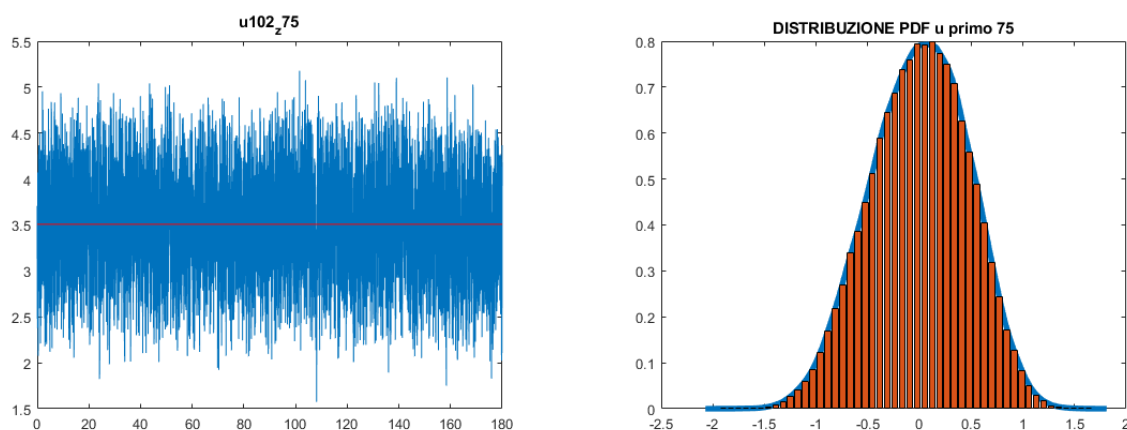


Figura 3.7: Time history e P.D.F. della velocità longitudinale a $z=75\text{ mm}$ per la sorgente di diametro $D=3\text{ mm}$

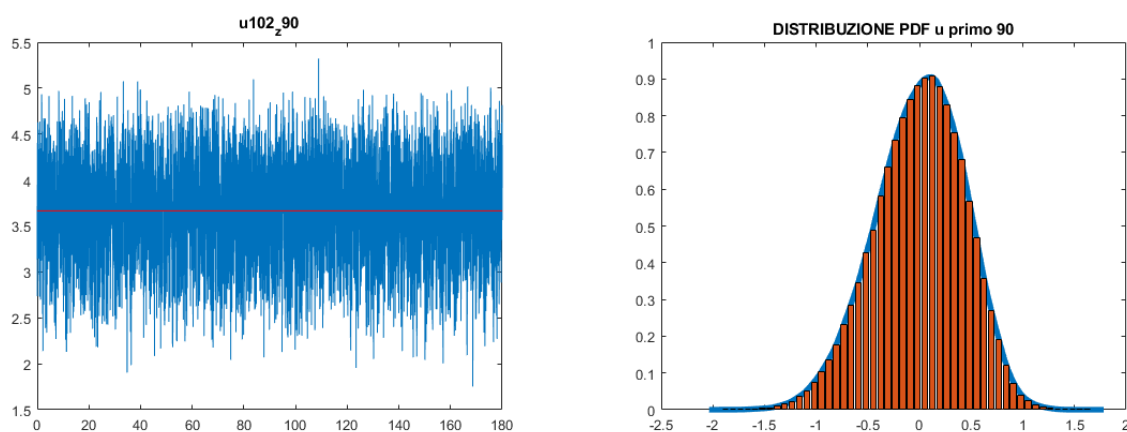


Figura 3.8: Time history e P.D.F. della velocità longitudinale a $z=90\text{ mm}$ per la sorgente di diametro $D=3\text{ mm}$

Si osserva subito come allontanandoci dalla parete le fluttuazioni di velocità presentano sempre di più un carattere tipico di una distribuzione normale (Skewness circa nulla), la PDF tende a diventare sempre più simmetrica.

- $x=409 \text{ mm}; z=30 \text{ mm} - x=409 \text{ mm}; z=160 \text{ mm}$

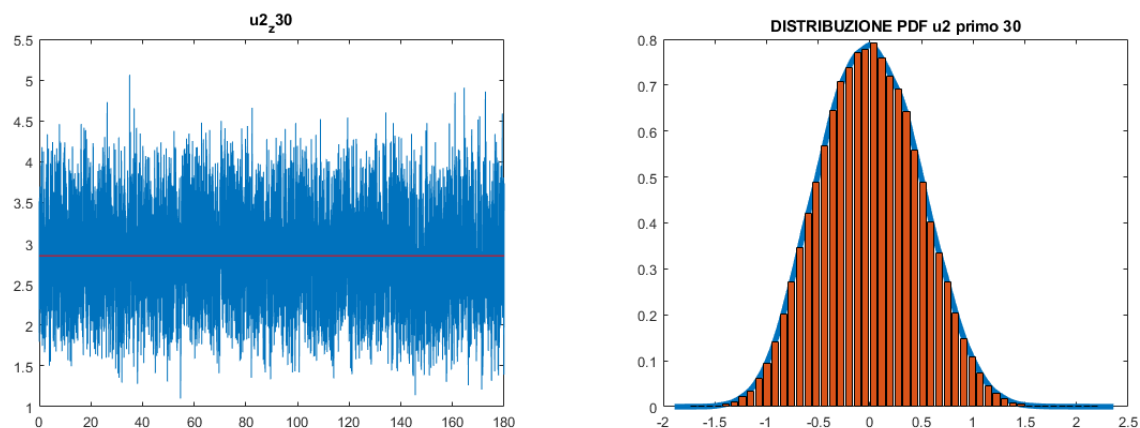


Figura 3.9: *Time history e P.D.F. della velocità longitudinale a $z=30 \text{ mm}$ per la sorgente di diametro $D=3 \text{ mm}$*

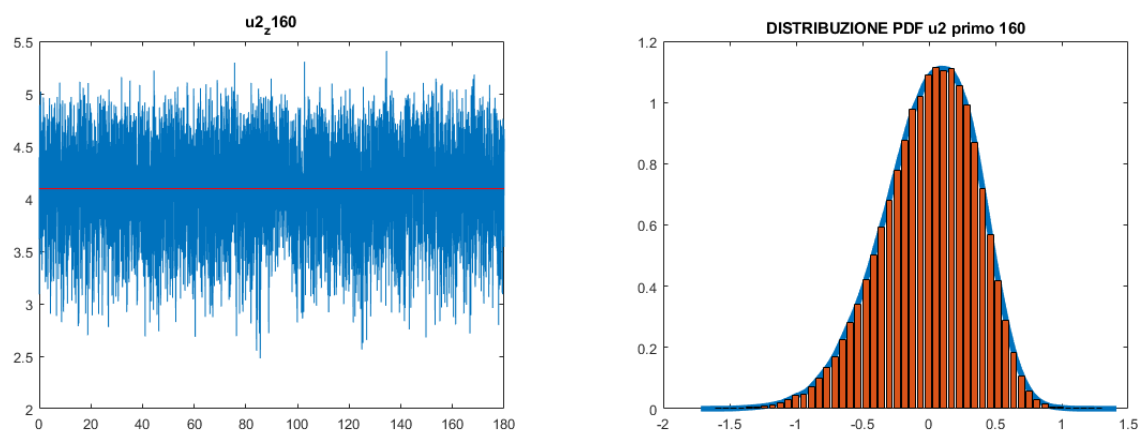


Figura 3.10: *Time history e P.D.F. della velocità longitudinale a $z=160 \text{ mm}$ per la sorgente di diametro $D=3 \text{ mm}$*

Allontanandoci dalla sorgente la turbolenza può essere definita completamente sviluppata, ho strutture vorticosi che in maniera random determinano la nascita di fluttuazioni positive e negative, la *probability density function* assume una caratteristica tipica delle distribuzione Gaussiana (skeweness nulla e kurtosis circa pari a 3). La kurtosis ci da una indicazioni su quanto sono alte le code della PDF ossia sulla probabilità degli eventi estremi (piccole o grandi fluttuazioni). Risultati analoghi si ottengono per la sorgente di diametro $D=6 \text{ mm}$.

- $x=1226 \text{ mm}; z=35 \text{ mm} - x=1226 \text{ mm}; z=260 \text{ mm}$

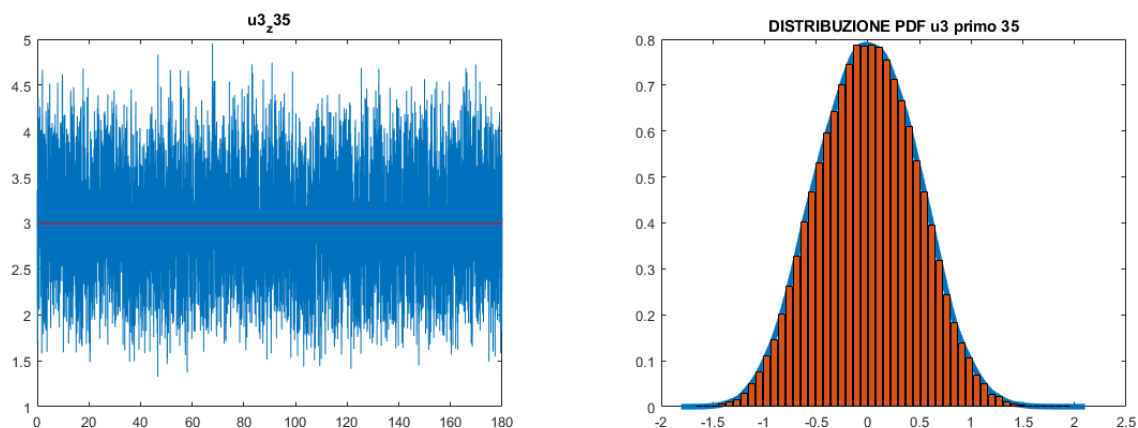


Figura 3.11: Time history e P.D.F. della velocità longitudinale a $z=35 \text{ mm}$ per la sorgente di diametro $D=3 \text{ mm}$

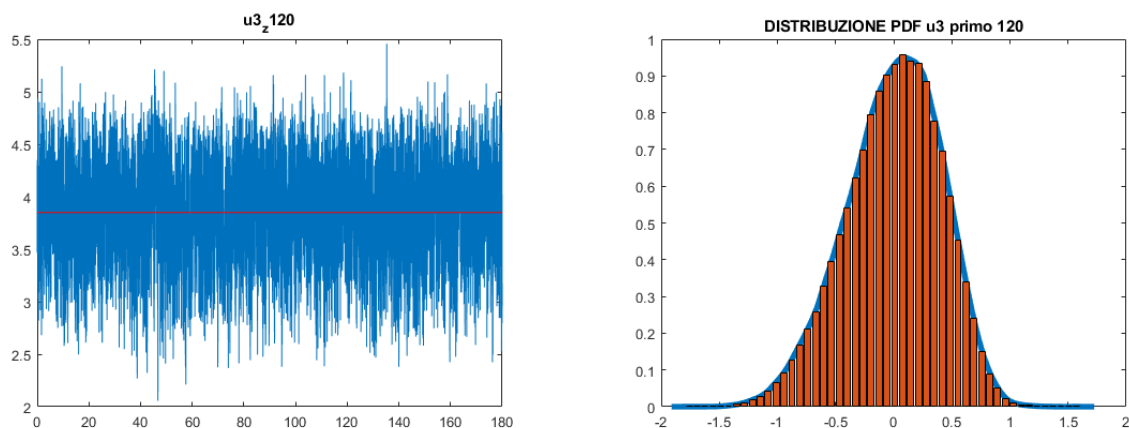


Figura 3.12: Time history e P.D.F. della velocità longitudinale a $z=120 \text{ mm}$ per la sorgente di diametro $D=3 \text{ mm}$

A distanze dalla sorgente ancora più grandi, figura 3.12 sia per la sorgente $D=3 \text{ mm}$ che $D=6 \text{ mm}$ ottengo una PDF che riproduce esattamente una distribuzione normale, anche aumentando la distanza x otterrei gli stessi risultati. Ciò che accade è che allontanandoci dalla sorgente il flusso turbolento è completamente sviluppato e si definisce *congelato* ossia non dipende più dalla coordinata x , tale comportamento può essere anche valutato a partire dal grafico dei profili di velocità normalizzati che per x sempre più grandi tendono a compattarsi e ad avere la stessa forma.

Di seguito riporto la **Skeweness** e la **Kurtosis** per le varie coordinate considerate:

- **Sorgente D=3 mm**

x [mm]	z [mm]	Skeweness	kurtosis
102	65	-0.129	2.68
102	75	-0.136	2.66
102	90	-0.263	2.89
409	30	0.053	2.69
409	75	-0.202	2.68
409	160	-0.421	3.06
1226	35	0.005	2.69
1226	120	-0.311	2.83
1226	260	-0.796	3.79

Tabella 3.1: *Skeweness e Kurtosis per la sorgente D=3mm per le fluttuazioni di velocità*

Dalla tabella 3.1 è possibile osservare come a distanze elevate dalla sorgente e lontano dalla parete prevalgono le fluttuazioni negative di velocità, ho un trasporto di zone di fluido con minore quantità di moto in regioni con maggiore velocità. Più vicino a parete la skeweness risulta essere circa pari a zero. Valutando invece la kurtosis si ricava un valore per ogni coordinata molto vicino al valore $Ku=3$ della distribuzione gaussiana.

- **Sorgente D=6 mm**

x [mm]	z [mm]	Skeweness	kurtosis
51	66	0.042	2.71
51	75	0.071	2.5
51	86	-0.354	2.95
409	30	0.136	2.7
409	75	-0.148	2.67
409	150	-0.391	3.00
1226	30	0.086	2.62
1226	105	-0.239	2.79
1226	260	-0.740	3.67

Tabella 3.2: *Skeweness e Kurtosis per la sorgente D=6mm per le fluttuazioni di velocità*

In questo caso, tabella 3.2 con la sorgente più grande si ha una maggiore interferenza e si osserva fin da subito una skeweness molto vicina allo zero. L'andamento è analogo alla sorgente D=3 per cui allontanandoci dalla parete la skeweness assume un valore più grande in modulo e negativo. Per quanto riguarda la kurtosis il suo valore per ogni coppia x-z è circa pari a 3.

Si è concentrata l'attenzione anche sul coefficiente di correlazione tra la velocità longitudinale e la concentrazione dello scalare passivo, tale studio è stato fatto per ogni ascissa x e per ogni

altezza z . Chiamando con u e v due variabili aleatorie qualsiasi (che possono essere la velocità longitudinale e la concentrazione dello scalare passivo) possiamo definire la correlazione:

$$B_{uv} = \overline{(u - \bar{u})(v - \bar{v})} \quad (3.3)$$

Per cui si ha che se $B_{uv} = 0$ le due variabili sono indipendenti, se $B_{uv} \neq 0$ u e v sono dipendenti. Dalla correlazione è possibile definire un coefficiente di correlazione nel seguente modo:

$$\rho_{uv} = \frac{B_{uv}}{\left(\overline{(u - \bar{u})^2}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\overline{(v - \bar{v})^2}\right)^{\frac{1}{2}}} \quad (3.4)$$

il coefficiente di correlazione assume sempre valori compresi tra $-1 < \rho_{uv} < 1$, se ρ_{uv} è positivo e diverso da zero allora le due variabili aleatorie sono dipendenti e i loro valori oscillano allo stesso modo, per ρ_{uv} minore di uno e diverso da zero, le due variabili u e v sono dipendenti e oscillano in maniera contrapposta. Per le due sorgenti sono stati ricavati i risultati riassunti in tabella.

x [mm]	z [mm]	B_{uv}	ρ_{uv}
102	65	2.256	0.088
102	75	-2.506	-0.049
102	90	-1.741	-0.179
409	30	1.907	0.105
409	75	-1.193	-0.028
409	160	-0.073	-0.066
1226	35	4.99	0.115
1226	120	-7.92	-0.226
1226	260	-0.059	-0.053

Tabella 3.3: *Correlazione e coefficiente di correlazione sorgente D3*

x [mm]	z [mm]	B_{uv}	ρ_{uv}
51	66	3.27	0.108
51	75	-22.32	-0.203
51	86	-0.595	-0.118
409	30	2.89	0.124
409	75	-3.122	-0.062
409	150	-0.228	-0.08
1226	30	5.989	0.136
1226	105	-8.82	-0.207
1226	260	-0.11	-0.058

Tabella 3.4: *Correlazione e coefficiente di correlazione sorgente D6*

Dalle tabelle 3.4 e 3.3, si osserva che la dipendenza tranne in alcune coordinate in cui il coefficiente di correlazione in modulo risulta essere massimo 0.2, per le altre coordinate il ρ_{uv} assume dei valori prossimi allo zero indice di una scarsa correlazione tra la variabile velocità longitudinale e la concentrazione dello scalare passivo. Si può inoltre valutare come i coefficienti di correlazione risultano essere quasi per ogni coordinata minore di zero ossia delle fluttuazioni positive della velocità sono accompagnate da fluttuazioni negative della concentrazione dello scalare passivo.

3.2.2 Analisi statistica concentrazione dello scalare passivo

Prima di procedere all'elaborazione dei dati relativi allo scalare passivo è necessario effettuare un filtraggio delle serie in fase di pre-processing. All'interno dei dati sperimentali raccolti, a causa di errori di misurazione, sono presenti valori negativi di concentrazione che ovviamente non hanno alcun riscontro fisico, è stato quindi necessario porre questi valori negativi uguali a zero. Per fare questo in ambiente Matlab è stata utilizzata una procedura tramite la quale si calcolava per ogni serie temporale di concentrazione un valore ε_i definito come $\varepsilon_i = |\min(c_i(t))|$, ossia il modulo del minimo valore della serie. Di tutti gli ε_i è stato preso il massimo ed è stato utilizzato come un valore soglia di confronto, $\varepsilon_{soglia} = \max(\varepsilon_i)$, in modo che, ogni qual volta la concentrazione risultava essere inferiore a ε_{soglia} , il valore di concentrazione veniva posto uguale a zero ppm. Le quantità soglia ricavate sono:

$$\varepsilon_{sogliaD3} = 3.32 \text{ ppm} \quad \text{per la sorgente } D = 3\text{mm}$$

$$\varepsilon_{sogliaD6} = 2.754 \text{ ppm} \quad \text{per la sorgente } D = 6\text{mm}$$

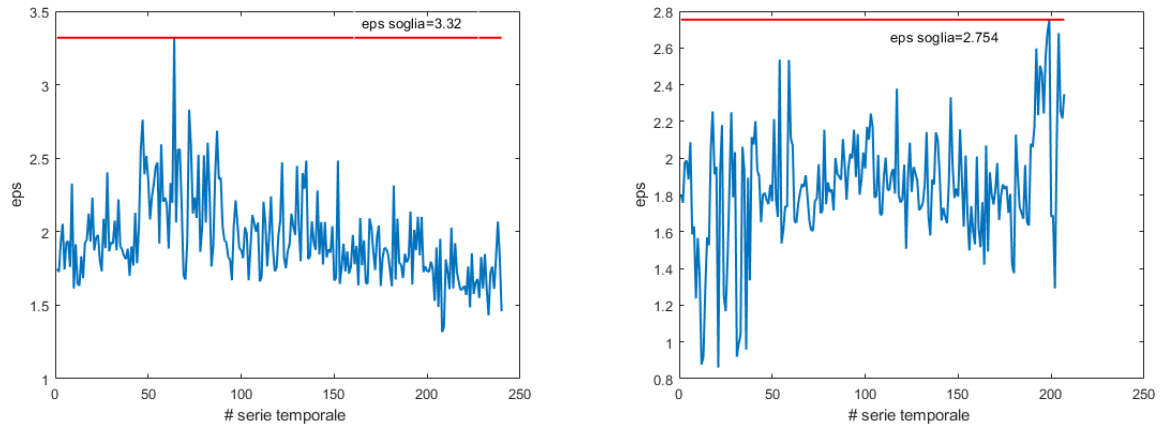
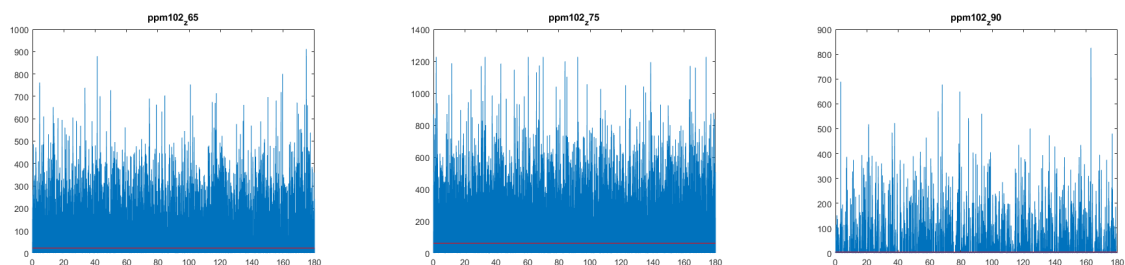


Figura 3.13: Andamento del valore ε di concentrazione per ogni serie temporale, sorgente D3 (sinistra) e sorgente D6 (destra)

Di seguito vengono riportate le time history della concentrazione dello scalare passivo per le varie coordinate.

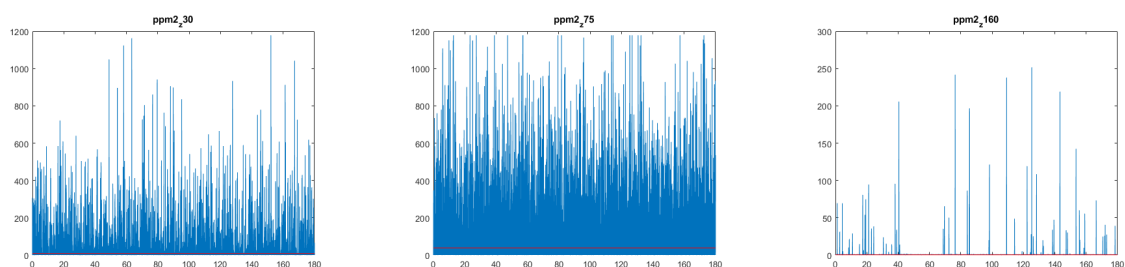
Si osserva immediatamente che portandoci all'altezza $z = 75$ mm della sorgente il valore medio della concentrazione dello scalare passivo aumenta fino a 110 ppm. Inoltre portandoci a $z = 75$ mm le fluttuazioni positive della concentrazione dello scalare passivo aumentano a causa della vorticità che determina un aumento della diffusione di quest'ultimo. Per $z = 90$ mm si ottiene l'effetto opposto per cui la concentrazione media ritorna circa nulla e diminuiscono le fluttuazioni positive di concentrazione dello scalare passivo.

Si nota immediatamente come per valori di x maggiori e quindi distanze maggiori dalla sorgente, a causa della elevata diffusione legata al flusso di strato limite turbolento la concentrazione dello scalare passivo diminuisce portandosi ad un valore circa nullo per ogni altezza z considerata. Anche le fluttuazioni legate alla concentrazione sono più scarse lasciando concentrazioni prossime allo zero dello scalare passivo.



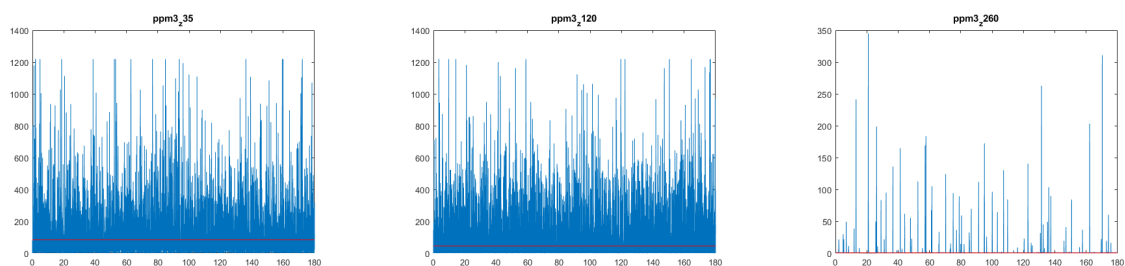
(a) Time history in $x=102$ mm per $z=65$ mm (b) Time history in $x=102$ mm per $z=75$ mm (c) Time history in $x=102$ mm per $z=90$ mm

Figura 3.14: Time history delle serie di concentrazione in $x = 102$ mm per tre diverse altezze z



(a) Time history in $x=409$ mm per $z=30$ mm (b) Time history in $x=409$ mm per $z=75$ mm (c) Time history in $x=409$ mm per $z=160$ mm

Figura 3.15: Time history delle serie di concentrazione in $x = 409$ mm per tre diverse altezze z



(a) Time history in $x=1226$ mm per $z=35$ mm (b) Time history in $x=1226$ mm per $z=120$ mm (c) Time history in $x=1226$ mm per $z=260$ mm

Figura 3.16: Time history delle serie di concentrazione in $x = 1226$ mm per tre diverse altezze z

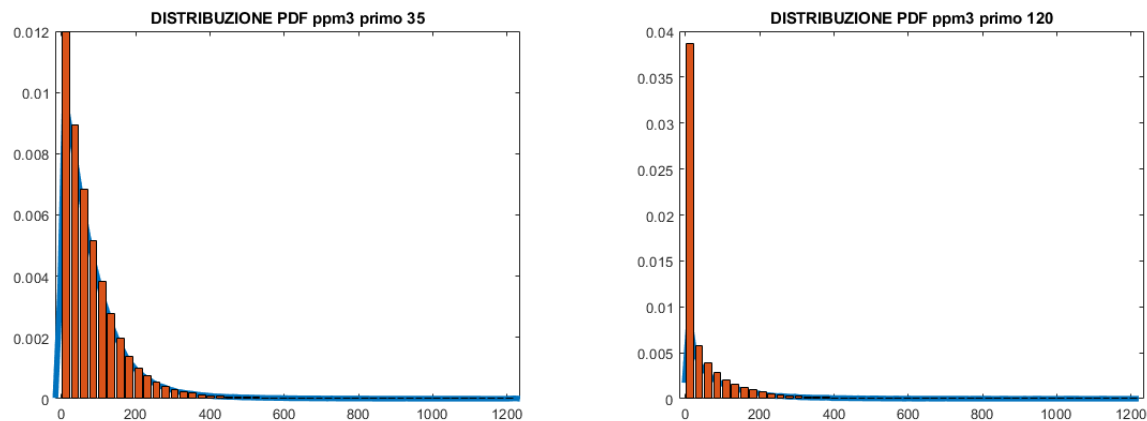


Figura 3.17: PDF della concentrazione dello scalare passivo in $x=1226$ mm e $z=35$ mm (sinistra) e $z=120$ mm (destra)

Si nota come per x maggiori e spostandoci lungo z più lontano dalla posizione della sorgente, le fluttuazioni di concentrazione diventano sempre più deboli con un'intensità prossima alla concentrazione nulla. A queste coordinate x - z molto grandi si manifesta maggiormente l'effetto diffusivo della turbolenza, che determina un mescolamento del flusso e diminuzione della concentrazione dello scalare passivo portandola a circa un valore nullo.

Di seguito riporto la **Skeweness** e la **kurtosis** per le varie coordinate considerate, relativamente alle fluttuazioni dello scalare passivo:

x [mm]	z [mm]	Skeweness	kurtosis
102	65	4.05	25.16
102	75	2.90	15.04
102	90	10.6	159.49
409	30	9.91	148.1
409	75	4.51	31.51
409	160	46.36	2692.6
1226	35	3.22	22.75
1226	75	3.91	28.24
1226	260	33.97	1565

Tabella 3.5: Skeweness e Kurtosi per la sorgente $D=3$ mm della concentrazione dello scalare passivo

x [mm]	z [mm]	Skeweness	kurtosis
51	66	3.07	15.43
51	75	0.41	2.54
51	86	15.38	346.9
409	30	6.76	68.05
409	75	3.14	16.13
409	150	36.92	1858
1226	30	2.22	12.49
1226	75	2.92	16.37
1226	260	26.71	1023

Tabella 3.6: *Skeweness e Kurtosi per la sorgente $D=6\text{mm}$ della concentrazione dello scalare passivo*

Dalle tabelle 3.5 e 3.6 si osservano valori di *skeweness* sempre positivi per entrambi i casi, ossia ho la prevalenza di fluttuazioni positive della concentrazione dello scalare passivo, tale *skeweness* assume un valore molto grande lontano dalla parete indice di elevata asimmetria. I valori della *kurtosis* sono molto elevati ciò vuol dire che i valori estremi della concentrazione dello scalare passivo sono molto probabili.

3.2.3 Analisi statistica serie di velocità trasversale w

L'analisi statistica della serie di velocità trasversale w , è stata fatta considerando tre stazioni principali x per le quali considerare gli andamenti dei principali momenti statistici in funzione della coordinata verticale z . Le stazioni x considerate sono: $x = 102\text{ mm}$, $x = 408\text{ mm}$ e $x = 1226\text{ mm}$. Il segnale w è stato inoltre scomposto in una componente media e una fluttuante, $w = w' + \bar{w}$. In figura 3.18 è mostrato l'andamento di questo segnale per entrambe le sorgenti di etano. La curva in figura 3.18 è stata ottenuta adimensionalizzando la velocità con la velocità indisturbata del flusso u_∞ e la altezza z con la z_{sorgente} . Da questa figura 3.18, si osserva che i valori maggiori di w sono legati alla sorgente col diametro più piccolo e tendono a diminuire spostandoci verso z maggiori. Inoltre si può osservare un'imprevedibilità del comportamento di w che non mostra un profilo unico, ma il cui valore dipende da ogni singola stazione considerata.

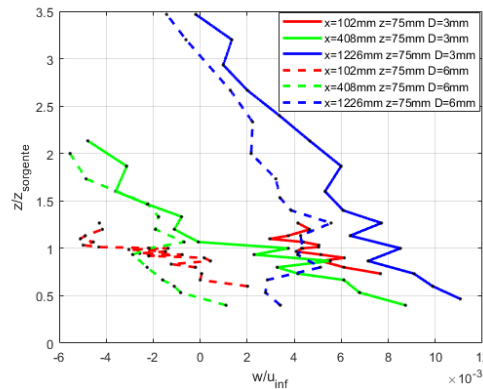


Figura 3.18: *Profili di velocità w per le sorgenti $D = 3\text{ mm}$ e $D = 6\text{ mm}$, in tre stazioni x in funzione della coordinata verticale z*

Si valutano anche le time history della serie w e le funzioni di densità di probabilità relativamente a w' . Osservando gli andamenti, in figura 3.19, ottenute all'altezza della sorgente, si nota

un chiaro comportamento Gaussiano della serie di w . Infatti, pur spostandoci lungo l'asse x a z fissata, i valori di skewness e curtosi restano molto simili a quelli della distribuzione normale, $Sk = 0$ e $Ku = 3$. I risultati ottenuti per la sorgente $D = 6$ mm, sempre per questa altezza sono analoghi a quelli in figura 3.19.

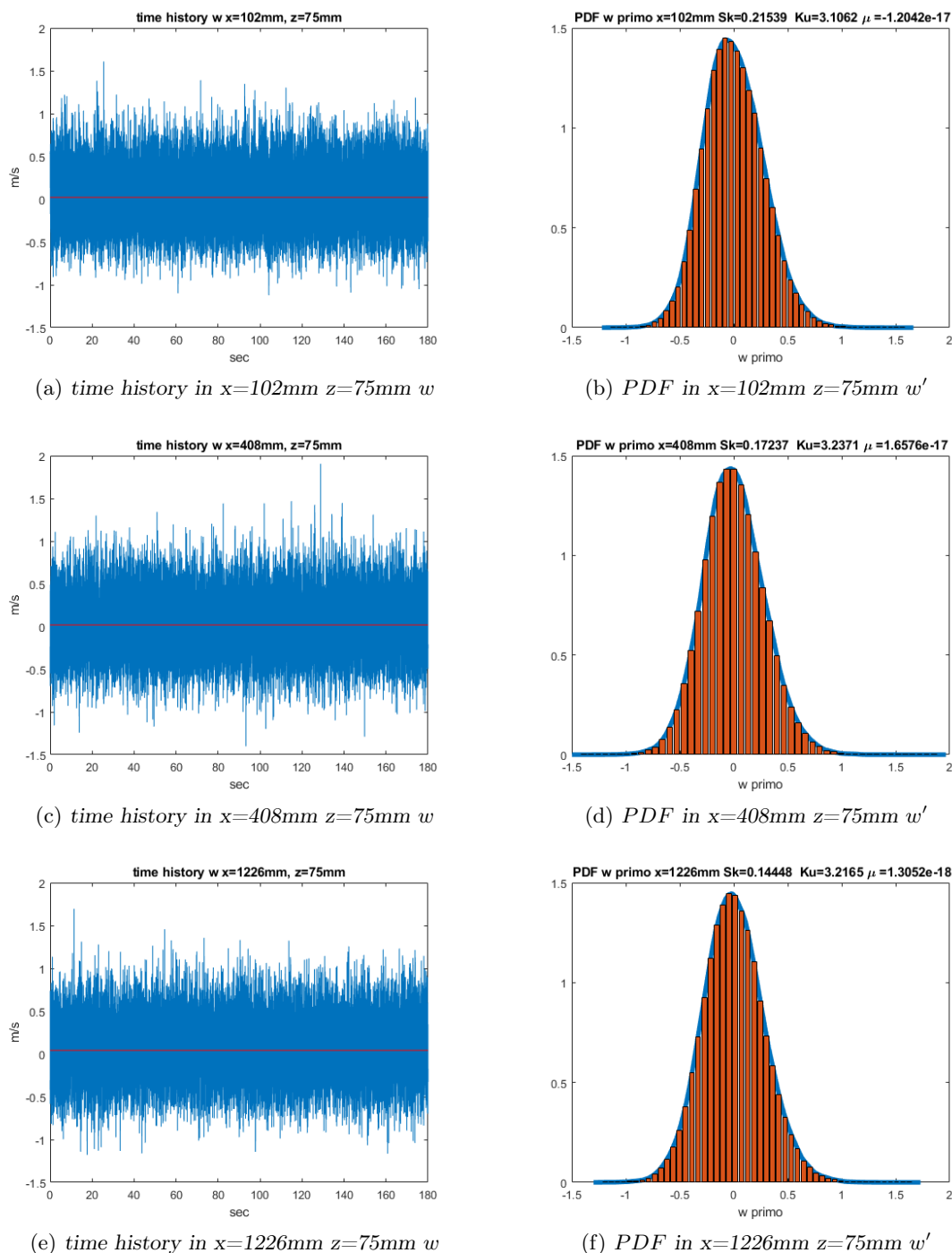


Figura 3.19: Probability density function e relative time history per tre distanze orizzontali dalla sorgente in $z=75$ mm per la sorgente $D=3$ mm

Si sono valutati, inoltre, gli andamenti di Skewness e Curtosi in funzione della coordinata verticale z , figura 3.20. Dalla figura 3.20a, si evince che in prossimità dell'altezza della sorgente i valori di questi due momenti normalizzati tendono a essere molto simili a quelli di una distri-

buzione normale, seguendo quindi un comportamento "random", come già visto in figura 3.19. Tuttavia allontanandoci dalla parete i valori di Sk e Ku tendono ad aumentare, per cui si andrà verso delle serie con una maggiore probabilità di fluttuazioni positive di w e al contempo una maggiore probabilità di misurare i valori più estremi della serie.

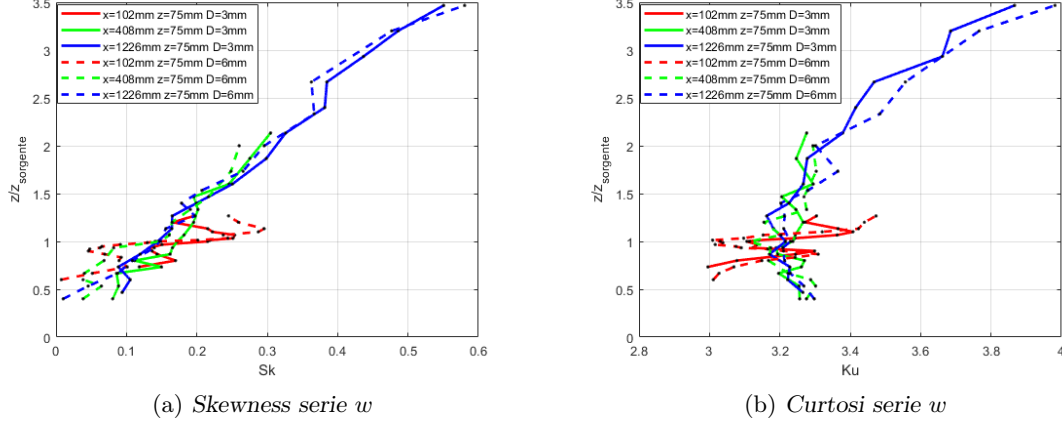


Figura 3.20: Skewness e Curtosi in funzione della coordinata verticale z per le due sorgenti $D = 3 \text{ mm}$ e $D = 6 \text{ mm}$

3.2.4 Analisi statistica serie di trasporto turbolento $w'c'$

In questa sezione analizziamo statisticamente la serie di trasporto turbolento ottenuta considerando la serie di concentrazione dello scalare passivo c e la serie temporale relativa alla velocità verticale w . Da queste due serie sono stati ricavati i relativi valori di fluttuazioni definiti come:

$$w'_i = w_i - \bar{w}_i \quad (3.5)$$

$$c'_i = c_i - \bar{c}_i \quad (3.6)$$

da questi valori di fluttuazioni la nuova serie temporale è stata ottenuta moltiplicando ogni i -esimo valore tra loro $w'_i \cdot c'_i$. Le time-history e le funzioni di densità di probabilità sono mostrate per le serie $w'c'$.

I set di coordinate da cui sono stati recuperati i valori di concentrazione e velocità sono gli stessi utilizzati per le due analisi fatte precedentemente. Nella figura 3.21, sono mostrati gli andamenti delle serie temporali e delle relative PDF per tre coordinate z ad una distanza $x = 102 \text{ mm}$ dalla sorgente. Da questi andamenti si osserva una chiara differenza del segno delle fluttuazioni di trasporto turbolento se ci troviamo sotto o sopra il livello della $z_{sorgente}$. Per $z < 75 \text{ mm}$, figura 3.21b e 3.21a si osserva una maggiore intensità di fluttuazioni negative e quindi di un trasporto turbolento di etano verso la parete, questo aspetto oltre che dalla forma della serie temporale si può dedurre anche dal valore negativo della skewness $Sk \simeq -4.9$ indice di una maggiore probabilità di valori negativi. Spostandoci sopra la sorgente, figure 3.21f e 3.21e, sia la serie temporale che la skewness positiva $Sk \simeq 13.49$ della PDF ci indicano una prevalenza di valori positivi della serie. Inoltre spostandoci più lontani lungo z dalla sorgente si osserva anche un calo dei valori non nulli della serie per effetto della dispersione del pennacchio di etano, confermato da un aumento del livello di curtosi $Ku \simeq 259$ indice di una bassa probabilità di misurare valori estremi della serie, i quali saranno quasi tutti situati attorno al valore medio μ . Al livello della sorgente, figura 3.21c si osserva quasi una simmetria di fluttuazioni positive e negative $Sk \simeq 1.2$ tendendo quasi alla distribuzione normale. Allontanandoci dalla sorgente tenendo fissata la quota a $z = 75 \text{ mm}$ le distribuzioni di probabilità diventano sempre più normali con dei livelli di skewness che raggiungono quasi lo 0, figura 3.22.

Analoghe osservazioni possono essere fatte considerando la sorgente di diametro $6mm$, tuttavia si può notare che una sorgente di diametro maggiore produce un livello più alto di fluttuazioni sia negative che positive, figura 3.23b e 3.23f, come si osserva dal valore di skewness. All'altezza della sorgente, figura 3.23d, l'effetto di un aumento del diametro è quello di generare serie temporali più random e quindi con una probabilità di fluttuazioni di segno opposto quasi uguale, il tutto reso ancora più evidente allontanandoci dalla sorgente figura 3.24. Anche i livelli di curtosi risultano essere più bassi con un diametro più grande, ciò vuol dire che i valori di trasporto turbolento saranno confinati in un intervallo più stretto attorno al valore medio e quindi il trasporto di etano per effetto della turbolenza sarà meno efficace. Nelle tabelle 3.7 e 3.8 sono riassunti i valori dei momenti normalizzati di ordine 3 e 4 per le due sorgenti.

Interessante è anche capire che livello di correlazione sussiste tra la velocità verticale w e la concentrazione c come già è stato fatto per la velocità longitudinale u e c . Il coefficiente di correlazione è definito in 3.4, ed esprime quanto sono correlate due variabili e quindi quanto fluttuano insieme e nello specifico se oscillano con lo stesso segno o in maniera discordante. Il coefficiente di correlazione assume sempre valori compresi tra $-1 < \rho_{uv} < 1$, se ρ_{uv} è positivo e diverso da zero allora le due variabili aleatorie sono dipendenti e i loro valori oscillano allo stesso modo, per ρ_{uv} minore di uno e diverso da zero, le due variabili u e v sono dipendenti e oscillano in maniera contrapposta. Da quello che si osserva dalle tabelle 3.10 e 3.9, sia per la sorgente $D=3mm$ che per la sorgente $D=6mm$ i valori del coefficiente di correlazione presentano segni sia positivi che negativi ma in modulo restano sempre confinati in un intorno dello zero, ciò sta ad indicare una mancanza di correlazione tra la velocità verticale e la concentrazione di etano e quindi non ci sarà alcuna correlazione tra le due variabili.

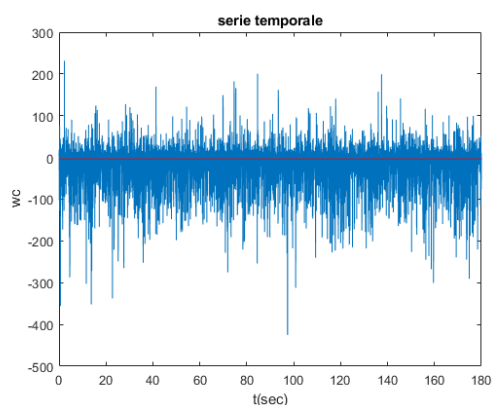
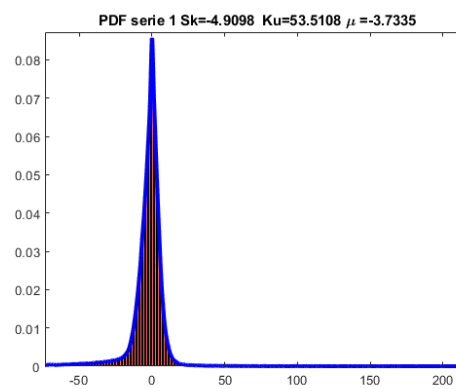
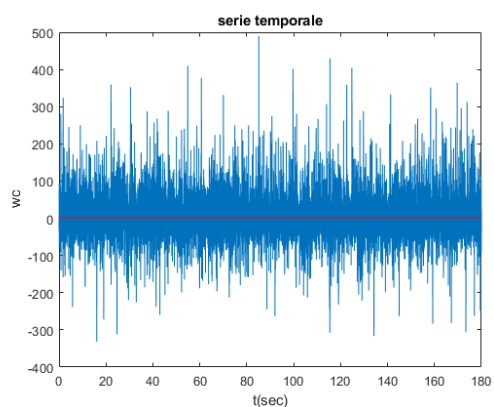
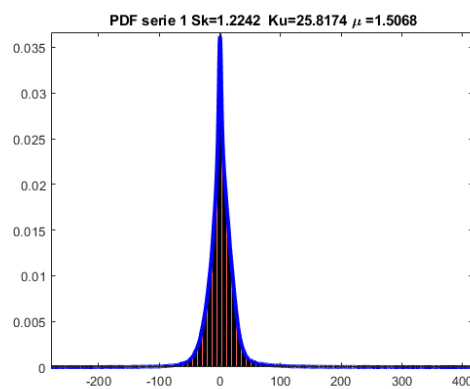
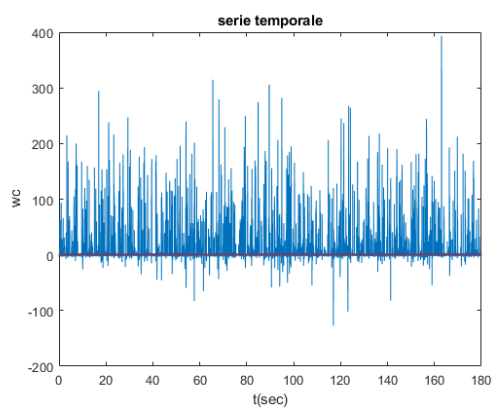
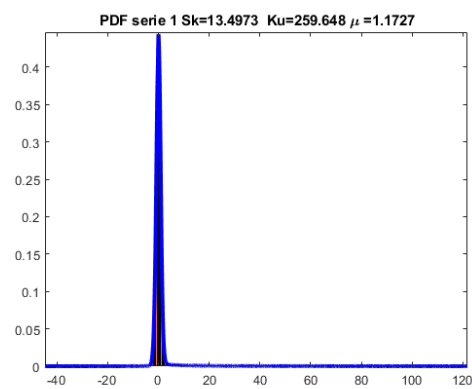
(a) time history in $x=102\text{mm}$ $z=65\text{mm}$ $w'c'$ (b) PDF in $x=102\text{mm}$ $z=65\text{mm}$ $w'c'$ (c) time history in $x=102\text{mm}$ $z=75\text{mm}$ $w'c'$ (d) PDF in $x=102\text{mm}$ $z=75\text{mm}$ $w'c'$ (e) time history in $x=102\text{mm}$ $z=90\text{mm}$ $w'c'$ (f) PDF in $x=102\text{mm}$ $z=90\text{mm}$ $w'c'$

Figura 3.21: Probability density function e relative time history per tre distanze verticali dalla parete in $x=102\text{mm}$ per la sorgente $D=3\text{mm}$

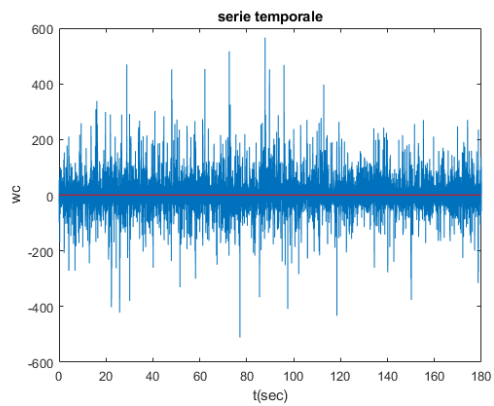
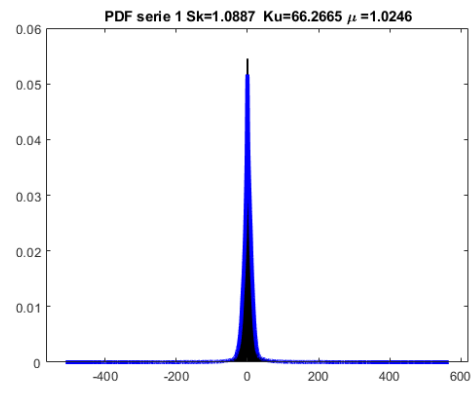
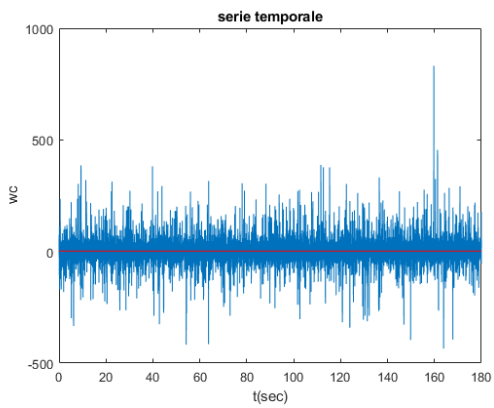
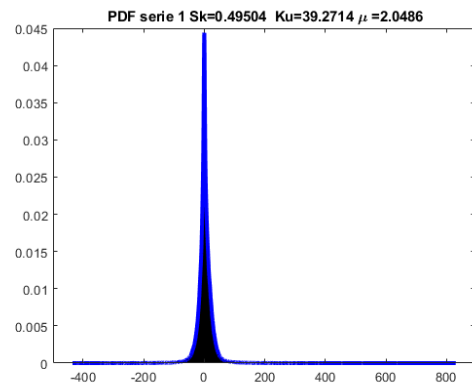
(a) time history in $x=408\text{mm}$ $z=75\text{mm}$ $w'c'$ (b) PDF in $x=408\text{mm}$ $z=75\text{mm}$ $w'c'$ (c) time history in $x=1226\text{mm}$ $z=75\text{mm}$ $w'c'$ (d) PDF in $x=1226\text{mm}$ $z=75\text{mm}$ $w'c'$

Figura 3.22: Probability density function e relative time history $x=102\text{mm}$ e $x=408\text{mm}$ per la sorgente $D=3\text{mm}$

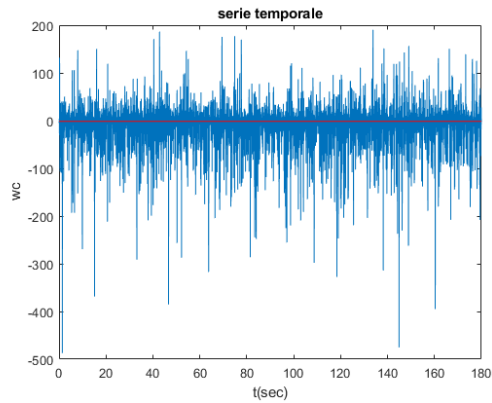
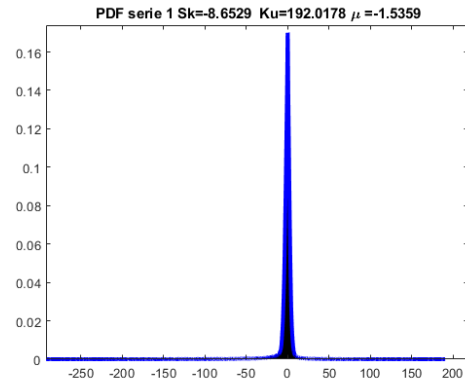
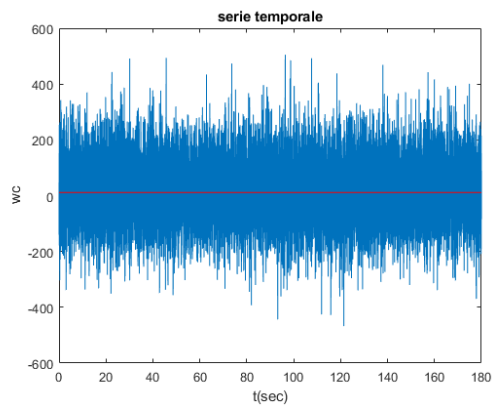
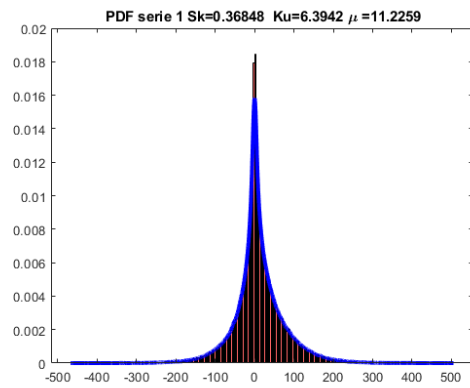
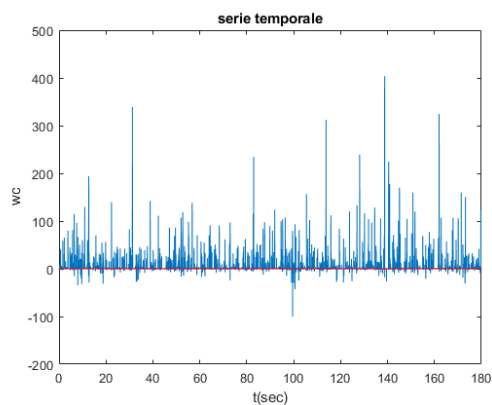
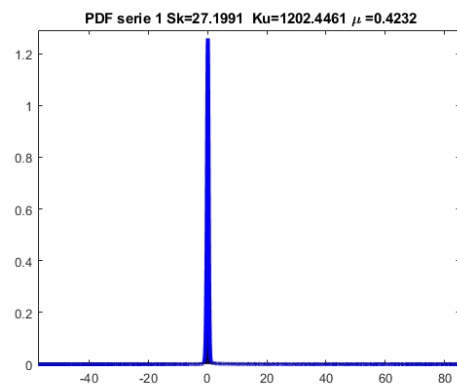
(a) time history in $x=102\text{mm}$ $z=65\text{mm}$ $w'c'$ (b) PDF in $x=102\text{mm}$ $z=65\text{mm}$ $w'c'$ (c) time history in $x=102\text{mm}$ $z=75\text{mm}$ $w'c'$ (d) PDF in $x=102\text{mm}$ $z=75\text{mm}$ $w'c'$ (e) time history in $x=102\text{mm}$ $z=90\text{mm}$ $w'c'$ (f) PDF in $x=102\text{mm}$ $z=90\text{mm}$ $w'c'$

Figura 3.23: Probability density function e relative time history per tre distanze verticali dalla parete in $x=102\text{mm}$ per la sorgente $D=6\text{mm}$

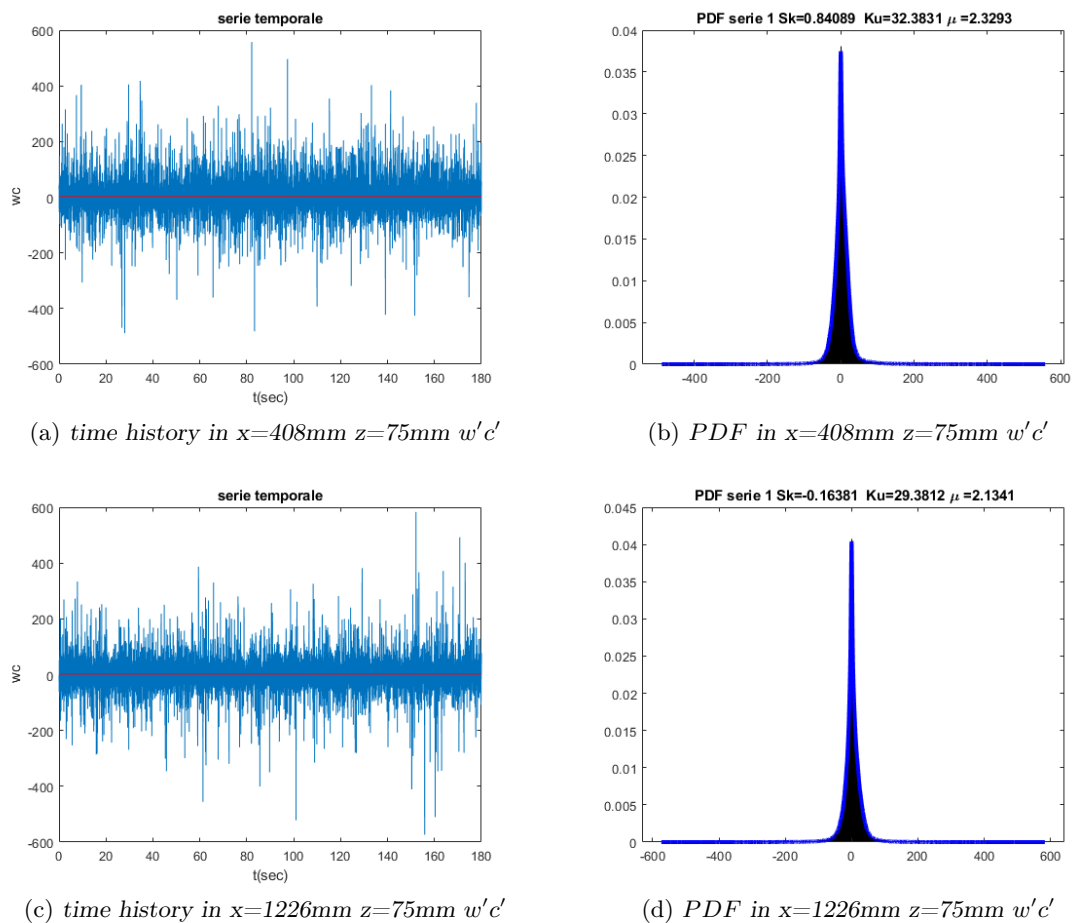


Figura 3.24: Probability density function e relative time history $x=102\text{mm}$ e $x=408\text{mm}$ per la sorgente $D=6\text{mm}$

x [mm]	z [mm]	Skeweness	kurtosis
102	66	-4.90	53.51
102	75	1.22	25.81
102	86	13.49	259.6
409	30	-12.46	295.69
409	75	1.08	66.26
409	150	58.51	4327
1226	30	-2.74	62.18
1226	75	0.49	39.27
1226	260	50.18	4054

Tabella 3.7: Skewenees e Kurtosi per la sorgente $D=3\text{mm}$ della concentrazione dello scalare passivo

x [mm]	z [mm]	Skeweness	kurtosis
102	66	-8.65	192.01
102	75	0.36	6.39
102	86	27.19	1202
409	30	-9.89	189.80
409	75	0.84	32.38
409	150	41.60	2450
1226	30	-2.06	38.34
1226	75	-0.16	29.38
1226	260	30.58	1237

Tabella 3.8: *Skeweness e Kurtosi per la sorgente $D=6\text{mm}$ della concentrazione dello scalare passivo*

x [mm]	z [mm]	B_{uv}	ρ_{uv}
102	65	-3.73	-0.24
102	75	1.50	0.05
102	90	1.17	0.19
409	30	-1.44	-0.14
409	75	1.02	0.038
409	160	0.05	0.06
1226	35	-1.08	-0.04
1226	75	2.04	0.07
1226	260	0.08	0.09

Tabella 3.9: *Correlazione e coefficiente di correlazione sorgente $D=3\text{mm}$*

x [mm]	z [mm]	B_{uv}	ρ_{uv}
102	66	-1.53	-0.16
102	75	11.22	0.17
102	86	0.42	0.15
409	30	-2.40	-0.18
409	75	2.32	0.07
409	150	0.17	0.08
1226	30	-0.93	-0.04
1226	75	2.13	0.07
1226	260	0.17	0.12

Tabella 3.10: *Correlazione e coefficiente di correlazione sorgente $D=6\text{mm}$*

3.3 Analisi spettrale delle serie temporali: velocità, concentrazione, energia e trasporto turbolento

L'obiettivo è quello di andare a valutare e studiare la serie di Fourier e la trasformata di Fourier relativamente alla variabile discreta velocità in uno strato limite turbolento, mediante misurazioni con la tecnica dell'anemometria a filo caldo.

Per questo tipo di analisi è importante avere elevate frequenze di campionamento per garantire una misura il più dettagliata possibile delle fluttuazioni ed evitare il fenomeno dell'*aliasing*. Poiché il numero di operazioni per la trasformata è proporzionale a $\sim N^2$, dove N è il numero di campioni misurati, per l'analisi della trasformata di Fourier si utilizza la *fast Fourier transform*, che secondo l'algoritmo di Cooley-Tukey mi permette di velocizzare l'analisi se il numero di campioni che misuro è un multiplo di 2 ($N = 2^c$). Oltre all'analisi della trasformata di Fourier possiamo valutare la serie di Fourier del segnale, che mi da una approssimazione in termini di sinusoide della time history.

- **Serie di Fourier**

Considero una funzione discreta x_n dove n indica il numero del campione con $n=1\dots N$, se f_{sam} è la frequenza di campionamento sarà $\Delta t = \frac{1}{f_{sam}}$ l'intervallo di campionamento e quindi posso scrivere in generale $x_n = x(n \cdot \Delta t)$. Il periodo totale di campionamento sarà $T_p = N \cdot \Delta t$. Definisco lo sviluppo in serie di Fourier della funzione discreta come:

$$x_n = x(n \cdot \Delta t) = A_0 + \sum_{q=1}^{N/2-1} A_q \cdot \cos(2\pi q \frac{n}{N}) + \sum_{q=1}^{N/2-1} B_q \cdot \sin(2\pi q \frac{n}{N})$$

dove :

$$\begin{cases} q = 0 \implies A_0 = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N x_n \cdot \cos(2\pi q \frac{n}{N}) \equiv \bar{x} (= 0 \text{ time history delle fluttuazioni}) \\ A_q = \frac{2}{N} \sum_{n=1}^N x_n \cdot \cos(2\pi q \frac{n}{N}) \\ B_q = \frac{2}{N} \sum_{n=1}^N x_n \cdot \sin(2\pi q \frac{n}{N}) \end{cases}$$

Il primo passo sarà quindi valutare i coefficienti A_0, A_q, B_q fatto questo per ogni n posso ricavare le sommatorie nelle q e quindi la mia funzione discreta in forma di serie di Fourier.

- **Trasformata di Fourier**

Per una funzione discreta la trasformata di Fourier diventa una trasformata discreta di Fourier (DFT). Si ha una time history con un numero di campioni che va da $n=0\dots N-1$, si definisce sempre una frequenza di campionamento f_{sam} , $\Delta t = \frac{1}{f_{sam}}$ l'intervallo di campionamento e quindi posso scrivere in generale $x_n = x(n \cdot \Delta t)$. Il periodo totale di campionamento sarà $T = N \cdot \Delta t$.

Definisco la trasformata di Fourier come:

$$X(f, T) = \Delta t [\sum_{n=0}^{N-1} x_n \cdot e^{-j2\pi f(n \cdot \Delta t)}]$$

Definisco le frequenze f_k come :

$$f_k = \frac{k}{T} \quad k = 0 \dots N - 1;$$

quindi riscivo la trasformata di Fourier in funzione delle frequenze f_k :

$$X_k = \frac{X(f_k)}{\Delta t} = [\sum_{n=0}^{N-1} x_n \cdot e^{-j2\pi k \frac{n}{N}}]$$

Diagrammando X_k in funzione di f_k taglio il grafico in corrispondenza di f_{max} e f_{min} che valgono rispettivamente:

$$\begin{cases} f_{max} \equiv f_{cutoff} = \frac{1}{2\Delta t} = \frac{f_{sam}}{2} \\ f_{min} = \frac{1}{N\Delta t} \end{cases}$$

3.3.1 Serie di Fourier delle fluttuazioni della componente di velocità longitudinale u

Si riportano la time history in figura 3.25 e la sua approssimazione in serie di Fourier in figura 3.26, le analisi sono effettuate considerando come funzione discreta la serie temporale delle fluttuazioni della velocità. Si scelgono le misurazioni della componente longitudinale di velocità fatte nella coordinata $x=409$ mm e $z=75$ mm, coordinate per cui lo strato limite turbolento è completamente sviluppato.

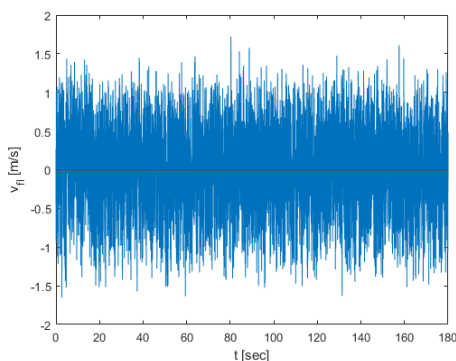


Figura 3.25: Time history delle fluttuazioni del segnale campionato

Le serie di Fourier sono valutate per un numero limitato di campioni $N=1000$, in questo modo si coglie meglio l'approssimazione.

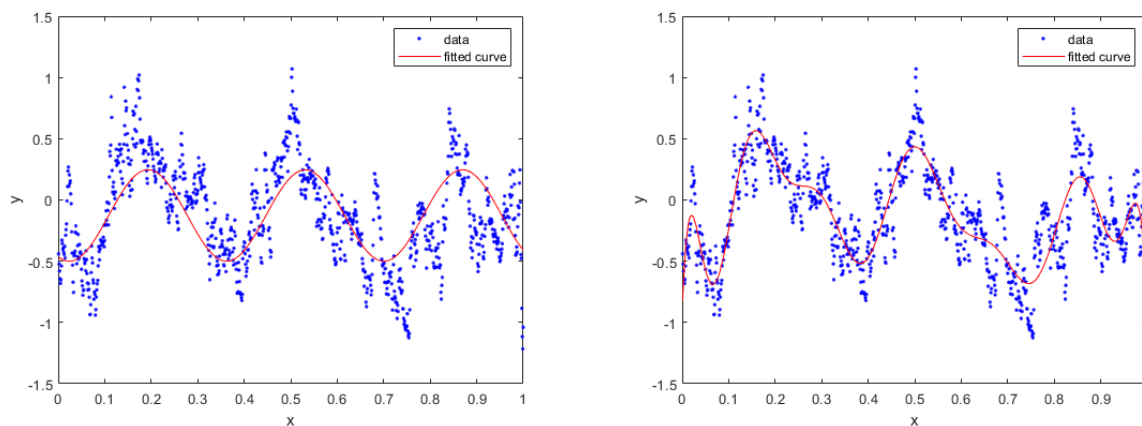


Figura 3.26: Serie di Fourier per 1000 campioni di velocità considerando una serie con una sinusoide (sinistra) e con 8 termini (destra)

3.3.2 Power Spectral Density delle componenti di velocità u, w e dell'energia cinetica

Adesso consideriamo la trasformata di Fourier del segnale discreto delle fluttuazioni di velocità. Calcolata la trasformata di Fourier la densità spettrale di potenza è definita come:

$$P_x(f) = \lim_{x \rightarrow +\infty} \left(\frac{|X_T(f)|^2}{T} \right)$$

dove $X_T(f)$ è la trasformata di Fourier. La Power Spectral Density mi permette di avere un'idea della distribuzione in frequenza della potenza associata a un generico segnale $x(t)$. In matlab per valutare la PSD si sono percorse due strade: una è l'algoritmo di Welch, per cui il segnale nel dominio del tempo è stato suddiviso in finestre temporali di 10000 campioni, calcolate andando a considerare una sovrapposizione temporale tra le finestre del 75%, su ogni finestra è stato calcolato lo spettro di potenza e tutti gli spettri ottenuti sono stati poi mediati. L'altra strada considera l'intera serie temporale senza dividerla in finestre.

Si effettua l'analisi spettrale considerando la componente longitudinale della velocità u , la componente verticale della velocità w e l'energia cinetica $e_k = \frac{1}{2}(u^2 + w^2)$. Gli spettri di queste grandezze vengono confrontati al variare della coordinata x e della coordinata z .

Per l'analisi spettrale le serie temporali sono state standardizzate in modo da lavorare con serie a media nulla e deviazione standard unitaria. La serie temporale X standardizzata l'abbiamo ottenuta nel seguente modo:

$$X = \frac{x(t) - \mu}{\sigma}$$

dove $x(t)$ è la serie originaria, μ la media di $x(t)$ e σ la deviazione standard di $x(t)$.

In figura 3.27 si riporta l'andamento teorico e sperimentale dello spettro della componente di velocità verticale in $x=102$ mm e $z=75$ mm.

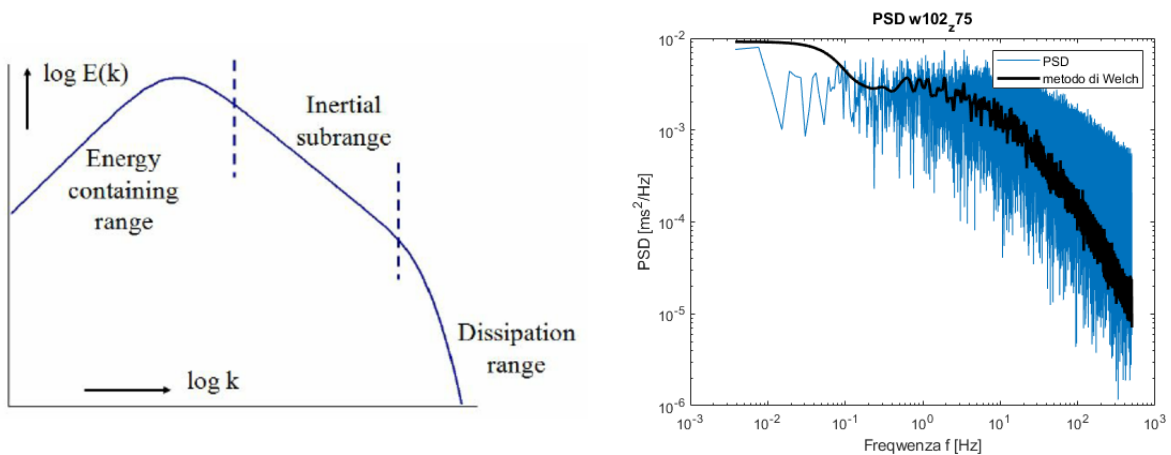


Figura 3.27: Power spectrum density andamento teorico (sinistra) e dati sperimentali (destra)

Dal grafico in figura 3.27 (destra) si può fare un confronto tra la PSD ottenuta considerando tutta la serie temporale e la PSD ottenuta dividendo in finestre col metodo di Welch, salta immediatamente all'occhio come grazie al metodo di Welch si riesce a ridurre il rumore che la

serie temporale si porta dietro, d'altro canto con la PSD classica pur avendo un maggior rumore nel segnale ottengo un dettaglio più fine ossia ho una frequenza di risoluzione più alta. Ciò si nota alle frequenze più basse per cui la PSD ottenuta col metodo di Welch mostra una maggiore energia rispetto al metodo classico, effetto probabilmente legato alla diminuzione della frequenza di risoluzione. Tuttavia possiamo osservare bene dagli spettri in scala bi-log le tre diverse regioni che contraddistinguono un flusso turbolento. Alle più alte energie si ha la scala integrale per basse frequenze (bassi numeri d'onda), è la scala in cui si hanno i vortici più grandi ricchi di energia cinetica. A frequenze più alte (numeri d'onda alti) si hanno le scale più piccole della turbolenza (scala di Kolmogorov), è per queste scale che avviene il massimo della dissipazione (effetto viscosità) di energia cinetica in energia interna (calore). Tra queste due scale ho il range inerziale in cui si ha la cascata inerziale, ossia il passaggio dell'energia cinetica dalle scale più grandi a quelle più piccole. Questo range è caratterizzato da una pendenza $E \propto f^{-\frac{5}{3}}$.

Di seguito confronto la PSD ottenuta col metodo di Welch per la componente longitudinale e verticale della velocità, dell'energia cinetica, della serie di concentrazione c e trasporto turbolento $w'c'$:

Componente longitudinale u della velocità

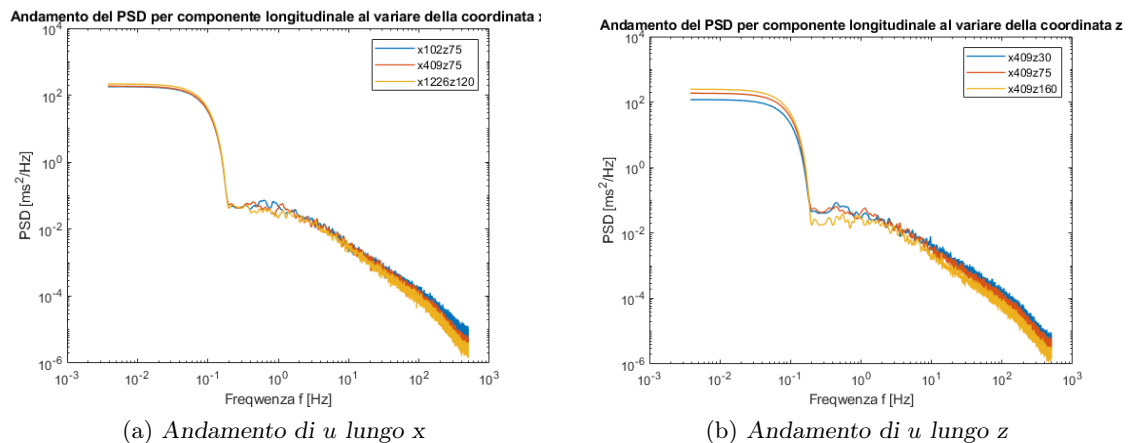


Figura 3.28: Andamento della PSD per la componente u al variare della coordinata x verticale z

Dalla Figura 3.28a notiamo che gli spettri per le varie coordinate x sono per lo più sovrapposti. Delle differenze le osserviamo a frequenze più alte dove l'energia associata diminuisce all'aumentare della x , tale fenomeno può essere legato alla presenza di strutture vorticosi sempre più piccole (dissipative) che si formano procedendo lungo x . Dallo spettro si possono sempre identificare tre regioni, la regione relativa alla scala integrale a frequenze più basse ma energia più alta, energia che si mantiene circa costante, la zona della scala di Kolmogorov ad alte frequenze ma basse energie e il range inerziale a frequenze medie tra la scala di Kolmogorov e la scala integrale.

In questo caso, figura 3.28b si concentra l'attenzione su come varia lo spettro lungo la coordinata z verticale rispetto alla parete. Anche in questo caso in Figura 3.28b gli spettri sono molto vicini tra loro, i maggiori livelli di energia presenti alle frequenze più basse (scala integrale) variano in base alla coordinata z . Si osserva infatti come l'energia diminuisce man mano che l'altezza dalla parete diminuisce, questo si verifica presumibilmente poiché vicino a parete la turbolenza si sviluppa prima, nascono prima le strutture vorticosi dissipative, che in assenza di un surplus di energia proveniente dall'esterno, tendono a far diminuire l'energia globale. Per quanto riguarda le frequenze più alte, l'energia diminuisce con l'aumentare della distanza da parete, evidentemente

allontanandoci da parete le strutture dissipative più piccole hanno maggiore tempo di esistere e quindi riescono a dissipare di più.

Componente verticale w della velocità

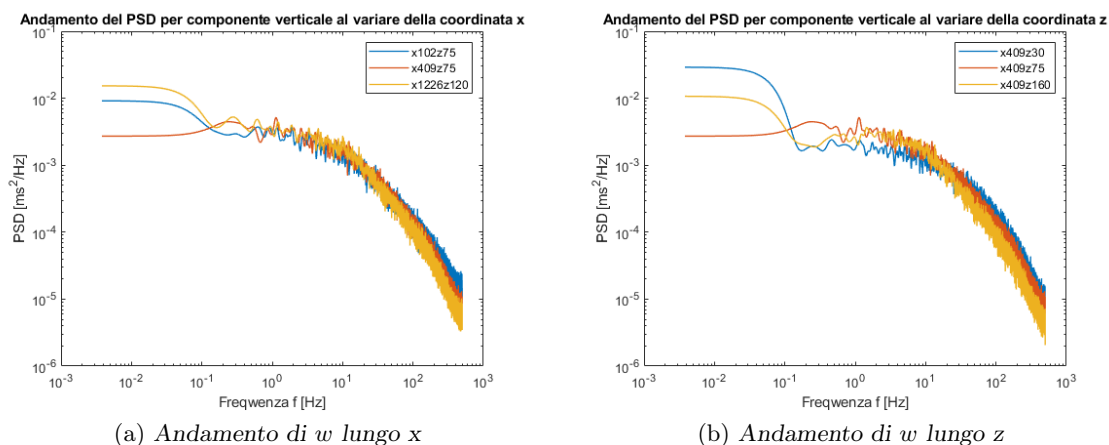


Figura 3.29: Andamento della PSD per la componente w al variare della coordinata x verticale z

Nelle figure 3.29a e 3.29b è stato analizzato l'andamento della PSD al variare sia della coordinata x che z . Alle frequenze più alte si osserva lo stesso comportamento descritto per la componente longitudinale u della velocità, per quanto riguarda la zona relativa alle frequenze più basse invece presentano un comportamento diverso, per cui si ha valori più bassi di energia a x e z intermedie e valori di energia più elevati a x e z estremi. Inoltre per la w si nota un minore crollo (più lieve) dell'energia per frequenze tra $10^{-1} Hz$ e $10^0 Hz$.

Energia cinetica

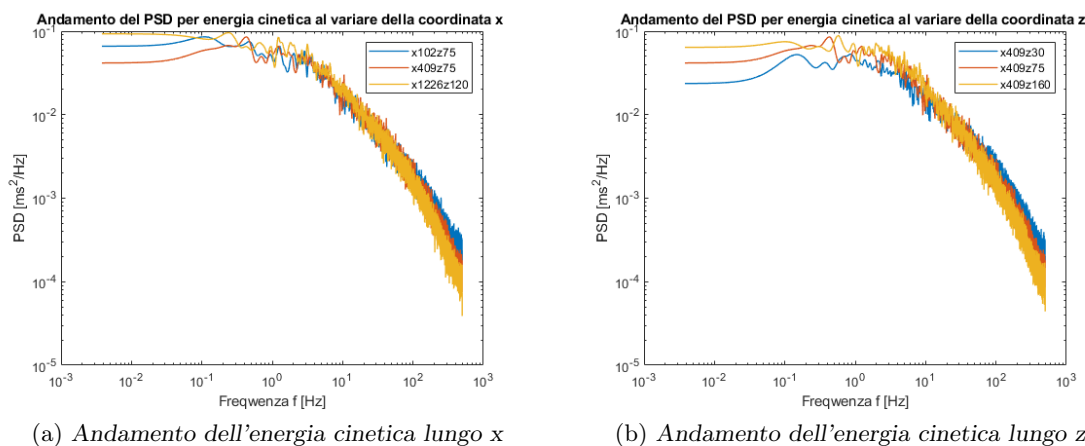


Figura 3.30: Andamento della PSD per l'energia cinetica al variare della coordinata x verticale z

Serie della concentrazione dello scalare passivo c_{new}

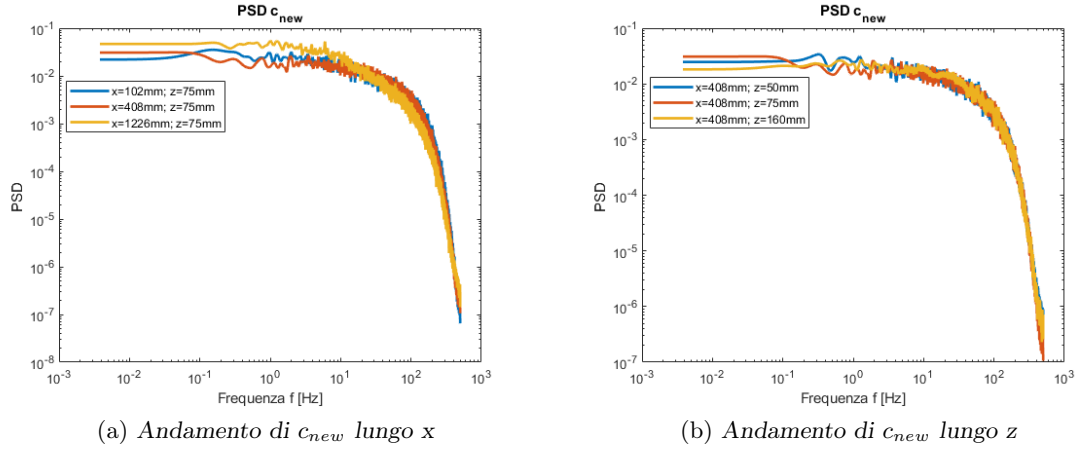


Figura 3.31: Andamento della PSD per la serie di concentrazione al variare della coordinata x verticale z

Serie trasporto turbolento dello scalare passivo $w'c'$

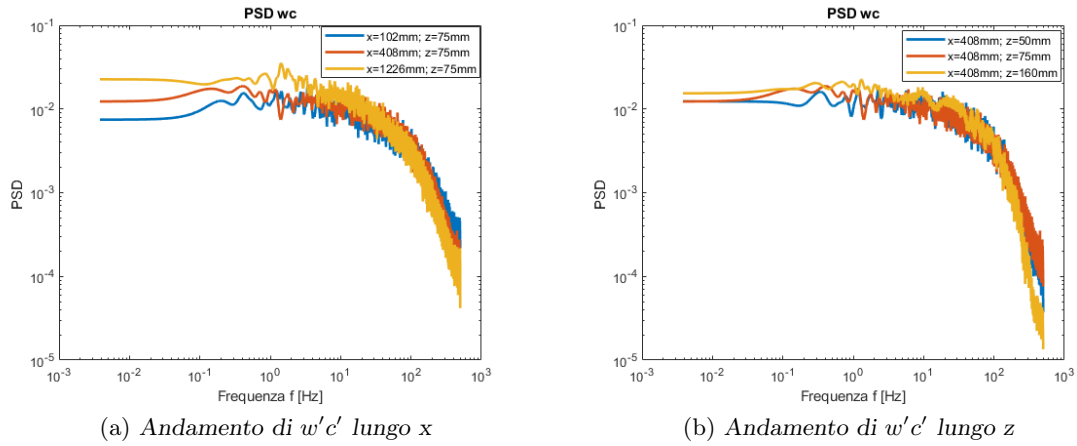


Figura 3.32: Andamento della PSD per la serie di trasporto turbolento al variare della coordinata x verticale z

L'andamento dell'energia cinetica $e_k = \frac{1}{2}(u^2 + w^2)$ riflette le PSD delle componenti di velocità u e w . Per entrambi i grafici valuto immediatamente come la diminuzione di energia per frequenze nel range 10^{-1} e 10^1 sia molto più graduale, evidentemente la componente w della velocità influisce portando del flusso con maggiore quantità di moto dall'esterno dello strato limite rendendo più lenta la decrescita del PSD. Inoltre a frequenze più basse per la figura 3.30a si osserva una maggiore energia più vicino e più lontano dalla sorgente rispetto a una distanza x intermedia. In figura 3.30b invece a frequenze più basse l'energia è più bassa vicino a parete e aumenta allontanandoci da essa. Si osservano inoltre in figura 3.30a e 3.30b le tre regioni caratteristiche, alle più alte energie ho la scala integrale per basse frequenze (bassi numeri d'onda), è la scala in cui ho i vortici più grandi ricchi di energia cinetica. A frequenze più alte (numeri d'onda alti) ho le scale più piccole della turbolenza (scala di Kolmogorov), è per queste scale che avviene il massimo della dissipazione (effetto viscosità) di energia cinetica in energia interna (calore). Tra queste due scale ho il range inerziale in cui si ha la cascata inerziale, ossia il passaggio dell'energia cinetica dalle scale più grandi a quelle più piccole. Questo range è caratterizzato da una pendenza $E \propto f^{-\frac{5}{3}}$.

Per lo spettro dell'energia relativo alla serie di concentrazione non si notano differenze sostanziali

tra l'andamento in funzione di x e di z , figura 3.31a e 3.31b, con dei livelli massimi e minimi di energia associati allo stesso livello di frequenza, paragonabili per i due spettri. Per entrambi i grafici, 3.31a e 3.31b, si misura una diminuzione dell'energia per frequenze di 10^2 Hz. Considerando invece la serie di trasporto turbolento, figure 3.32a e 3.32b, si nota una più alta variabilità tra gli andamenti al variare della coordinata x e z . Il livello massimo di energia associato alla frequenze più basse è di circa 10^{-1} , tale livello diminuisce per frequenze più alte di circa 10^3 fino a valori di 10^{-5} .

Capitolo 4

Costruzione delle nuove serie di concentrazione c_{new} e trasporto turbolento $w'c'$ e relativa analisi statistica

4.1 Data pre-processing e costruzione del Complex Network per le serie di concentrazione dello scalare passivo

Dalle misurazioni effettuate in galleria del vento sono state ottenute diverse serie temporali di concentrazione dello scalare passivo per vari set di coordinate, spostandoci sia lungo l'asse longitudinale x della camera di prova che in direzione verticale rispetto alla parete. Come spiegato nel capitolo relativo all'analisi statistica delle serie, anche in questo caso è necessario modificare le serie temporali di concentrazione con l'obbiettivo di eliminare i valori di concentrazione negativi e positivi affetti da errore strumentale. Per riassumere brevemente il procedimento, è stato valutato un valore soglia di concentrazione ε_{soglia} che agendo come un filtro, pone uguale a 0 tutti i valori di concentrazione $\leq \varepsilon_{soglia}$, questo approccio ci permette di eliminare l'errore dalla serie e di non considerare le concentrazioni negative prive di significato fisico.

Ottenute quindi le serie temporali corrette di concentrazione di etano, sono state ulteriormente trattate in modo tale da focalizzare l'attenzione del nostro studio sui dati i cui livelli di concentrazione risultano essere tra i più alti dell'intera serie. Tale interesse si può facilmente giustificare considerando invece della galleria del vento una città e al posto dell'etano un inquinante, è subito chiaro che le misurazioni di concentrazione dell'inquinante più critiche e di interesse saranno quelle più alte che superano un certo valore critico.

Per fare questo tra tutti i dati della serie è stato calcolato un particolare valore di concentrazione corrispondente ad un certo livello di percentile, che indica un valore sotto al quale ricade una percentuale di altri elementi sotto osservazione. Una volta ricavato questo dato di concentrazione della serie è stato possibile utilizzarlo come una sorta di filtro.

Essendo la serie di concentrazione una serie discreta di dati, questi diagrammati puntualmente lungo l'asse del tempo e uniti tra loro, danno origine a un particolare profilo della serie temporale. In figura 4.1a è mostrata una porzione della serie per visualizzare meglio il profilo creato in quanto la serie completa è composta da circa $N \simeq 180000$ dati. Disegnando nello stesso grafico la retta relativa al valore del percentile si osserva che si creano delle aree comprese tra questa retta e il grafico della serie.

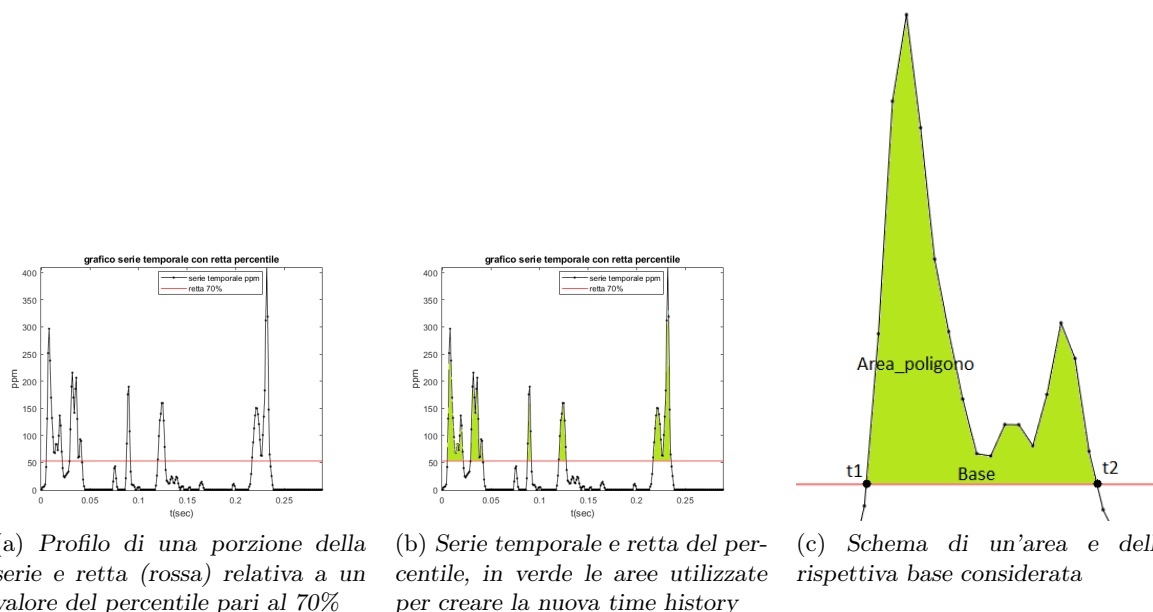


Figura 4.1: Schematizzazione dei passaggi per la costruzione delle nuove serie temporali di concentrazione di etano filtrate con la retta relativa al 70% percentile

4.1.1 Metodo utilizzato per costruire la nuova serie temporale di concentrazione c_{new}

A partire dal risultato in figura 4.1a ed esteso su tutta la serie temporale, è stato possibile creare una nuova time history considerando le aree evidenziate in figura 4.1b. Chiamando con $c_{new}(i)$ i nuovi dati della serie per definirne il loro valore sono stati utilizzati due metodi differenti:

1. Calcolo l'area compresa tra il grafico della serie e la retta della soglia relativa al percentile scelto, questo valore ricavato sarà un nuovo dato per la serie,

$$c_{new}(i) = Area_{poligono} \quad (4.1)$$

2. Procedo come nel caso 1) ma invece di considerare semplicemente l'area questa la divido per la base del poligono $|t_2 - t_1|$ a cui corrisponde, per cui

$$c_{new}(i) = Area_{poligono}/base \quad (4.2)$$

Sia per il metodo 1) che per il metodo 2) la posizione sull'asse del tempo dei picchi viene valutata per ogni area considerata, si calcola la coordinata x del baricentro del poligono e la si approssima all'osservazione temporale più vicina. Per definire il baricentro del poligono uso come pesi dei vertici i valori della serie e come distanze le distanze temporali.

Il numero di dati della nuova serie è pari al numero di aree formate sopra la retta del percentile e sarà uguale per i due casi, da ciò deriva che i dati $c_{new}(i)$ della nuova serie non saranno più equispaziati come quelli della serie originale, un esempio in figura 4.2.

A questo punto ricavata la serie temporale da studiare è possibile sia applicare l'algoritmo di visibilità *Divide and Conquer*, che verrà introdotto nel dettaglio nel seguito che effettuare un'analisi statistica classica come già svolta per i dati grezzi nel capitolo 4. L'aver utilizzato il valore del percentile come filtro e le aree create dai grafici come nuovi valori per la serie, ci ha permesso di ridurre di due ordini di grandezza il numero di osservazioni temporali da $N \simeq 180000$ a circa $N \simeq 10^3$, comportando dei vantaggi in fase di processing dei dati come verrà

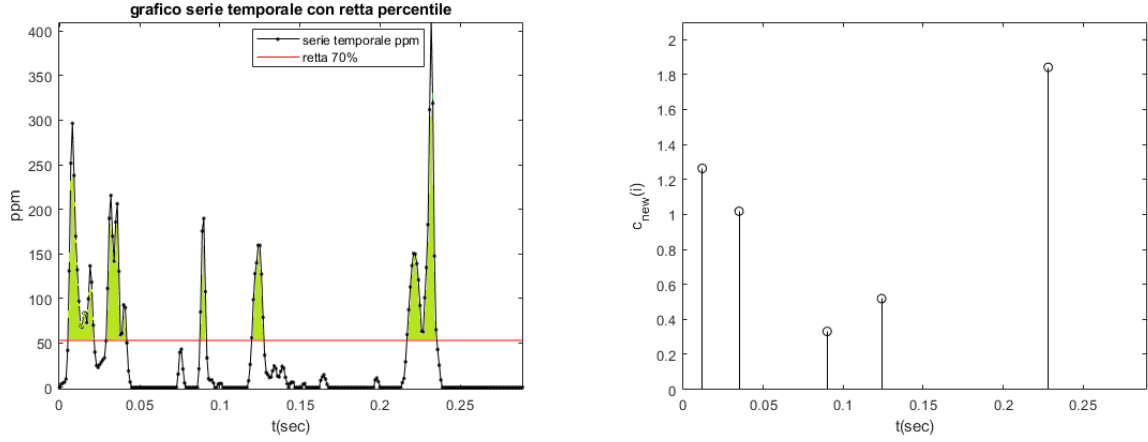


Figura 4.2: A sinistra la serie temporale originale e le aree che considero, a destra la nuova serie temporale considerano il metodo 1

chiarito. Poiché con la seconda definizione si ottiene una serie di concentrazione di etano più precisa e coerente da un punto di vista dimensionale e per una maggiore chiarezza espositiva si preferisce utilizzare nelle varie analisi solo la serie temporale ottenuta con la definizione: $c_{new}(i) = Area_{poligono}/base$, inoltre si osserva facilmente che l'utilizzo anche dell'altra definizione non porta alcuna informazione aggiuntiva al nostro studio.

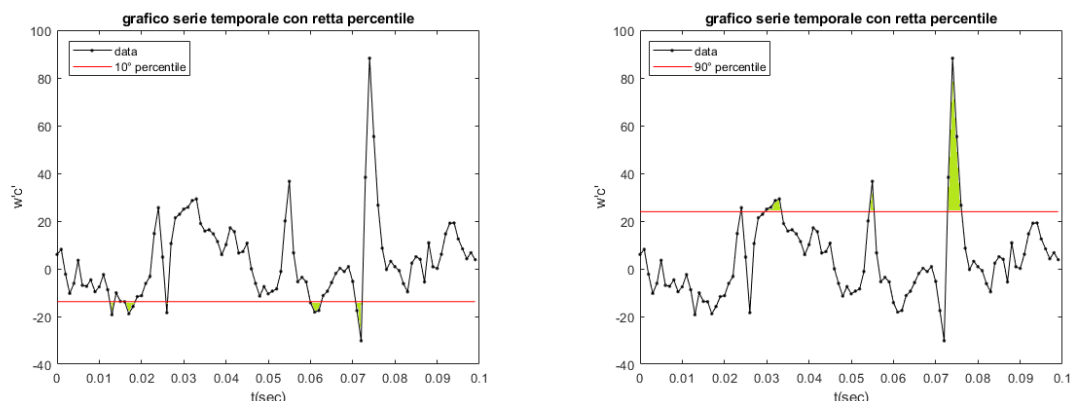
4.2 Costruzione della serie temporale di trasporto turbolento $w'c'$

Oltre alla serie temporale di concentrazione, ci interessiamo anche all'analisi di una nuova serie temporale ricavata a posteriori dalle serie di concentrazione e velocità verticale (rispetto alla parete) w . Questa nuova serie ci darà informazioni aggiuntive sul trasporto turbolento delle fluttuazioni di etano nella direzione verticale a parete.

Per ottenere questa serie relativa al trasporto turbolento per prima cosa è necessario andare a scomporre le due serie temporali originali di concentrazione c e velocità verticale w in una componente media \bar{s} e una fluttuante s' , per farlo basta prendere i valori istantanei di concentrazione e velocità e andare a sottrarre il valore medio in modo tale da ottenere la componente fluttuante per le due serie: $c' = c - \bar{c}$ e $w' = w - \bar{w}$. Ottenuti i valori di fluttuazione della concentrazione e della velocità verticale, la serie temporale di trasporto turbolento h' viene ricavata semplicemente moltiplicando le due serie e ottenendo: $h' = w' \cdot c'$. La serie così ottenuta avrà dei valori positivi e negativi per come è stata definita, poiché anche in questo caso ci interessa filtrare la serie attraverso l'uso del percentile e poiché abbiamo anche dei valori negativi, analizzeremo due livelli estremi di percentile, in particolare il (90° o 10°) e il (75° o 25°). Per capire se utilizzare il 90° o il 10° percentile si calcola il valore medio μ della serie temporale $h' = w'c'$, per cui se:

$$\begin{cases} \mu > 0 & \text{filtro col } 90^\circ \text{ percentile} \\ \mu < 0 & \text{filtro col } 10^\circ \text{ percentile} \end{cases} \quad (4.3)$$

analogamente si procederà per la coppia 75° e 25° percentile. In questo modo si potrà capire se la serie mostra una maggiore tendenza ad assumere valori positivi o negativi e di conseguenza verrà scelto il filtro in modo da considerare tutto ciò che sta sopra il valore del 90° percentile, valori positivi e tutto ciò che sta sotto il 10° percentile, valori negativi. Come fatto per l'analisi



(a) 10° percentile serie trasporto turbolento $w'c'$ (b) 90° percentile serie trasporto turbolento $w'c'$

Figura 4.3: Aree serie temporali trasporto turbolento con filtro percentile

della sola serie di concentrazione, anche in questo caso consideriamo come nuovi valori della serie le aree che si creeranno tra la retta del percentile e il grafico della nuova serie temporale, figura 4.3. Le aree poiché avranno anche dei valori negativi nel caso del 10° percentile vengono valutate considerando il valore assoluto, cosicché i dati della nuova serie h'_{new} filtrata saranno definiti nel seguente modo:

$$h'_{new} = \frac{|area|}{base} \quad (4.4)$$

dove la base è la stessa definita in 4.2, a partire dalla nuova serie h'_{new} si utilizzerà il *visibility algorithm* per ottenere delle informazioni aggiuntive su come le fluttuazioni di etano vengano trasportate nello strato limite turbolento dalla velocità verticale w . Le metriche che verranno studiate sono le stesse del caso delle serie temporali di pura concentrazione di etano e saranno analizzate per tre stazioni x (vicino, mediamente lontano e lontano dalla sorgente) al variare della coordinata z e al variare della x a fissata z .

4.3 Analisi statistica delle serie temporali di concentrazione di etano modificate

Come già introdotto, l'algoritmo di visibilità verrà applicato su delle serie di concentrazione modificate in fase di pre-processing, risulta quindi interessante analizzare queste serie temporali di concentrazione di etano anche con un approccio più classico per mezzo dell'analisi statistica. Prima di cominciare con la presentazione dei risultati ottenuti definiamo le posizioni che maggiormente ci interessano in camera di prova su cui concentrare l'attenzione. Vengono quindi definiti dei set di coordinate per entrambe le sorgenti, in linea generale le stazioni sono scelte in maniera del tutto arbitraria ma sotto il requisito comune di avere una posizione vicina, media e lontana *da parete* per la coordinata z e una vicina, media e lontana *dalla sorgente* per la coordinata x , sono quindi state scelte tre posizioni lungo l'asse longitudinale x e quattro posizioni di cui una la posizione della sorgente $z = 75mm$ lungo l'asse verticale z .

- *Sorgente* $D = 3 mm$

$$x = 102mm \quad y = 0mm \quad z = \begin{cases} 66mm \\ 75mm \\ 80mm \\ 84mm \end{cases}$$

$$x = 408mm \quad y = 0mm \quad z = \begin{cases} 30mm \\ 75mm \\ 100mm \\ 160mm \end{cases}$$

$$x = 1226mm \quad y = 0mm \quad z = \begin{cases} 35mm \\ 75mm \\ 180mm \\ 260mm \end{cases}$$

- Sorgente $D = 6 \text{ mm}$

$$x = 102mm \quad y = 0mm \quad z = \begin{cases} 64mm \\ 75mm \\ 81mm \\ 86mm \end{cases}$$

$$x = 409mm \quad y = 0mm \quad z = \begin{cases} 30mm \\ 75mm \\ 100mm \\ 150mm \end{cases}$$

$$x = 1226mm \quad y = 0mm \quad z = \begin{cases} 30mm \\ 75mm \\ 150mm \\ 260mm \end{cases}$$

Definite le stazioni adesso specifichiamo le proprietà statistiche che andremo ad analizzare. Le prime statistiche di cui ci interesseremo sono i momenti di ordine primo e secondo, ossia *media* μ e *deviazione standard* σ . Considereremo poi anche i momenti di ordine maggiore, il terzo e il quarto, che ci permetteranno di definire due parametri, rispettivamente la *skewness* e la *kurtosis*, che ci consentono di descrivere meglio le distribuzioni di densità di probabilità. Le varie definizioni statistiche elencate vengono valutate in ogni punto e per ogni valore di percentile [70%, 75%, 80%, 85%, 90%, 95%]. Le *PDF* invece vengono calcolate solo all'altezza della sorgente $z = 75mm$ per due livelli di percentile [70%, 95%]. Le funzioni di densità di probabilità sono calcolate sia per il valore c_i della serie che per la distanza temporale tra i vari dati τ_i , come definiti in figura 4.4.

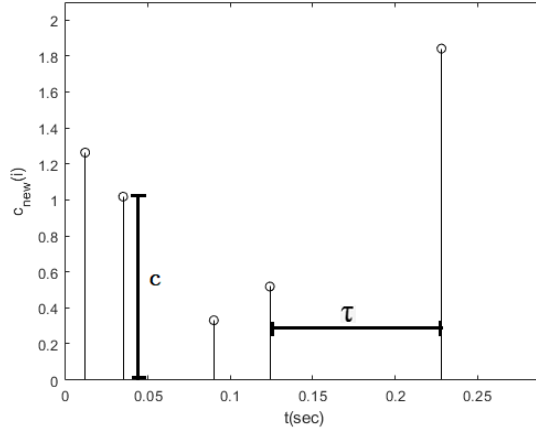


Figura 4.4: Parametri di interesse della serie, c e τ

4.3.1 Analisi statistica per la sorgente D=3mm

Valore medio di concentrazione μ e deviazione standard σ

Cominciamo analizzando il momento di ordine 1, questo viene calcolato per ogni set di coordinate viste sopra per la sola serie temporale 2. Calcolato il valore medio della serie viene diagrammato in funzione della coordinata z . In figura 4.5 sono mostrati gli andamenti del valore medio in diverse posizioni della camera di prova in galleria del vento. Dai grafici in figura 4.5 si osserva che il valore medio massimo si posiziona sempre ad una altezza pari all'altezza della sorgente, questo è abbastanza ovvio essendo massimi a questa altezza i livelli di concentrazione dello scalare passivo. Tuttavia allontanandoci dalla sorgente il valore di μ diminuisce per la serie di concentrazione, legato all'effetto della dispersione relativa che diffonde lo scalare passivo su un Δz più ampio, quanto detto si osserva bene dalle figure 4.5a a 4.5b, questo comportamento è più marcato allontanandoci ancora di più dalla sorgente, figura 4.5c. Un'altra osservazione che si può fare considera l'effetto del percentile sul valore medio. In generale come si osserva in figura 4.5, un livello di percentile più alto e quindi un valore di concentrazione soglia più alto comporta una diminuzione delle aree comprese tra i grafici e di conseguenza i valori $c_{new}(i)$ della nuova serie saranno più piccoli. Questo è rispettato tranne che in figura 4.5b e in figura 4.5c in cui la tendenza è inversa ossia i valori della serie temporale aumentano col percentile. Questo effetto evidentemente è legato a come sono definiti i valori $c_{new}(i)$ per la serie 2, in particolare al ruolo delle basi dei poligoni che tendono a diventare più piccole e minori di uno al crescere del percentile ed essendo a denominatore hanno l'effetto di aumentare il valore dei dati della nuova serie. In figura 4.6 si pone l'attenzione sulla deviazione standard per le due serie in tre diverse coordinate x . Sappiamo che la deviazione standard in quanto momento del secondo ordine è definita nel seguente modo:

$$\sigma = \sqrt{(c - \bar{c})^2} \quad (4.5)$$

e rappresenta l'energia delle fluttuazioni $c - \bar{c}$ rispetto al valore medio \bar{c} , riusciamo quindi a capire come i valori di c si disperdono attorno al valore medio. Da tutte le figure in 4.6 si osserva come i livelli più alti di fluttuazione si raggiungono all'altezza della sorgente in $z = 75mm$, allontanandoci da questa posizione sia per z maggiori che minori si ha una diminuzione della dispersione dei valori di concentrazione. L'effetto del percentile è analogo a quello descritto per il valore medio con un cambiamento di tendenza in figura 4.6b e 4.6c per le quali l'aumento del valore del percentile comporta un aumento del livello delle fluttuazioni attorno al valore medio. Ciò vuol dire che pur avendo i livelli massimi di concentrazione all'altezza della sorgente sarà

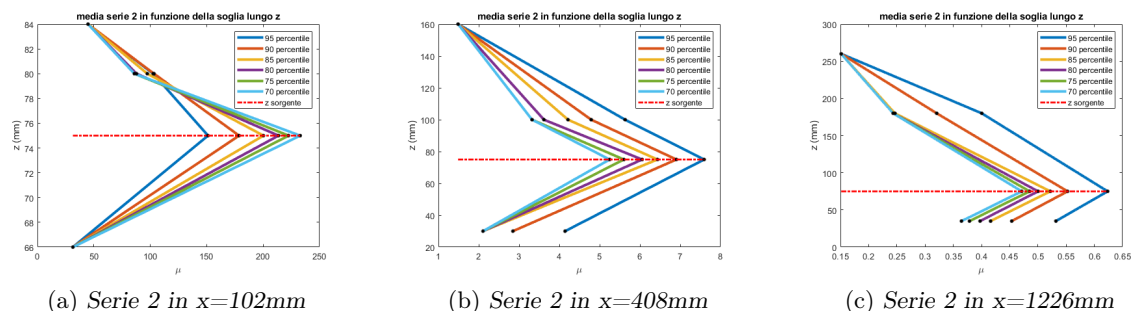


Figura 4.5: Andamento del valore medio per la serie 2 di concentrazione in funzione della coordinata verticale z al variare del percentile per tre diverse distanze dalla sorgente

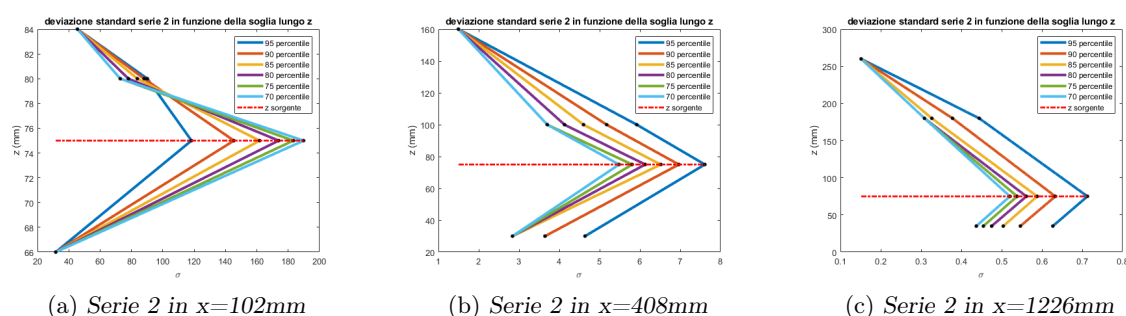


Figura 4.6: Andamento della deviazione standard σ per la serie 2 di concentrazione in funzione della coordinata verticale z al variare del percentile per tre diverse distanze dalla sorgente

anche più facile nell'intorno di $z = 75\text{mm}$ registrare un range di concentrazione molto più ampio.

Momento centrale di ordine tre e Skewness

Calcolato il momento di ordine tre nel seguente modo:

$$\mu_3 = \overline{(c - \bar{c})^3} \tag{4.6}$$

possiamo valutare la *Skewness* come riportato nell'equazione 1.2, che ci dà una misura della asimmetria della densità di probabilità, vedi figura 4.7.

Skewness maggiore di zero vuol dire che sono più probabili le fluttuazioni positive, al contrario una $Sk < 0$ che indica una maggiore probabilità di fluttuazioni negative.

In figura 4.8 è diagrammato l'andamento del momento centrale di asimmetria in funzione della coordinata z . Come è possibile osservare il valore della Skewness è sempre maggiore di zero indice di una prevalenza della fluttuazioni positive, per cui la distribuzione di densità di probabilità sarà asimmetrica. Una tendenza comune che si osserva in tutti i grafici in 4.8, è che il valore della skewness tende a diminuire avvicinandoci all'altezza della sorgente, addirittura in figura 4.8a il valore di questo coefficiente di asimmetria scende sotto l'unità e raggiunge il livello $\simeq 0.8$. Questa diminuzione in corrispondenza della sorgente è accompagnata da un aumento della simmetria della distribuzione di densità di probabilità in questa zona, ossia quello che accade fisicamente è che per le $z \simeq 75\text{mm}$ le fluttuazioni di concentrazione sono sempre più random e non si osserva una propensione ad avere fluttuazioni positive piuttosto che negative. E' interessante osservare quanto detto direttamente sulle *PDF* delle serie considerate, in figura 4.9 sono rappresentate le distribuzioni di densità di probabilità, considerando come valore di z , l'altezza della sorgente.

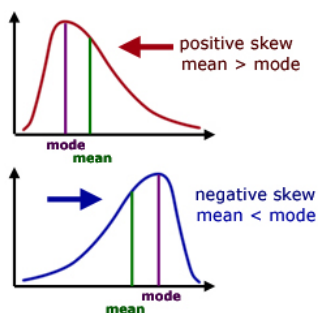


Figura 4.7: Effetto della Skewness sulla densità di probabilità

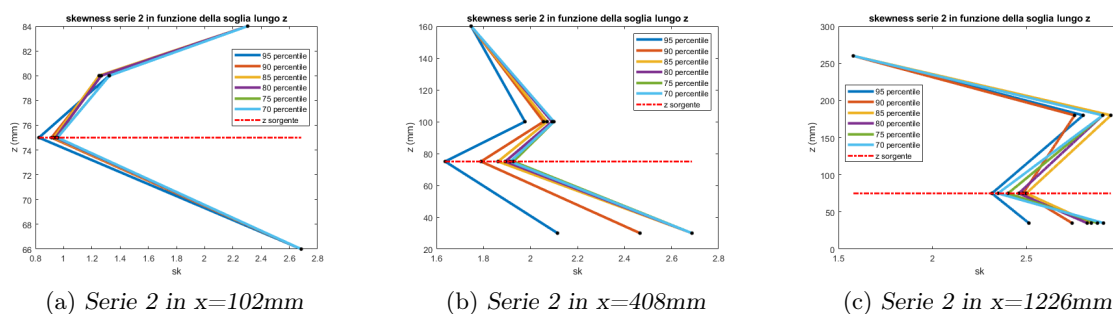


Figura 4.8: Andamento della Skewness Sk la serie di concentrazione modificata in funzione della coordinata verticale z al variare del percentile per tre diverse distanze dalla sorgente

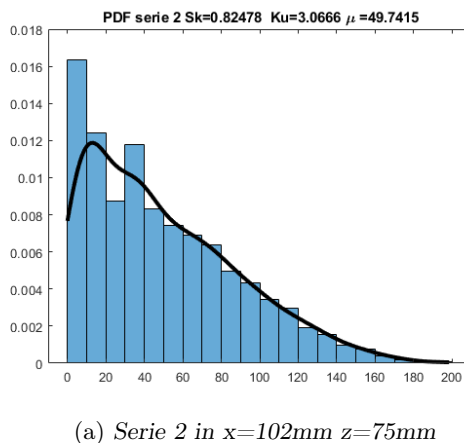


Figura 4.9: Distribuzione di densità di probabilità in $x=51$ mm $y=0$ mm e $z=75$ mm per il 95% del percentile

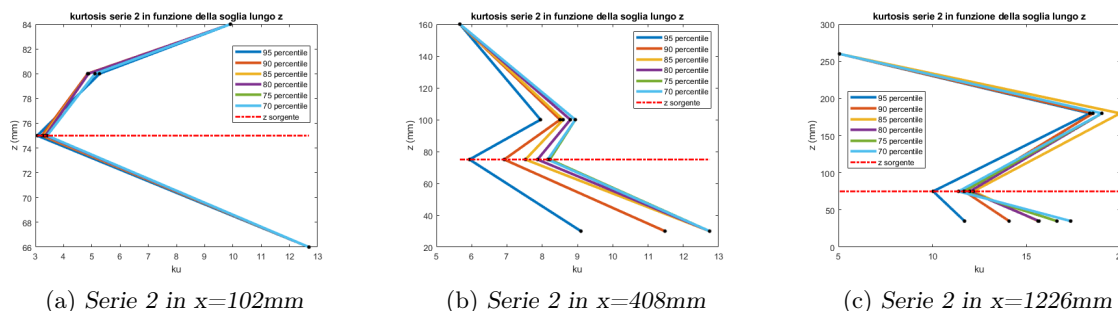


Figura 4.10: Andamento della Kurtosi Ku per la serie di concentrazione modificata in funzione della coordinata verticale z al variare del percentile per tre diverse distanze dalla sorgente

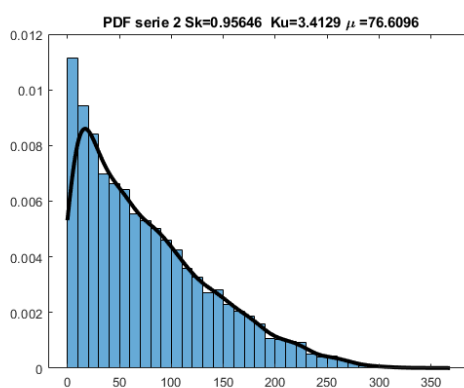


Figura 4.11: Distribuzione di densità di probabilità per la serie di concentrazione in $x=51$ mm $y=0$ mm e $z=75$ mm per il 70% del percentile

Momento centrale di ordine quattro e Kurtosi

Il momento normalizzato Kurtosi viene definito a partire dal momento di ordine quattro:

$$\mu_4 = \overline{(c - \bar{c})^4} \quad (4.7)$$

e normalizzato come nell'equazione 1.3, essendo elevate alla quarta potenza le grandi fluttuazioni per quanto poco probabili vengono pesate molto, quindi Ku ci fornisce una indicazione su quanto siano frequenti le grandi fluttuazioni. Può anche essere definito come un indice di dispersione rispetto alla distribuzione normale che presenta un valore caratteristico di Kurtosi uguale a 3. Per la serie di concentrazione modificata in figura 4.10a, al livello della sorgente la Kurtosi assume lo stesso valore della distribuzione normale pari a 3. Una tendenza che si osserva è quella che il livello di kurtosi aumenta all'aumentare della distanza dalla sorgente lungo l'asse x .

Distribuzione di densità di probabilità della distanza temporale τ

Come già anticipato ci interessiamo di come varia la PDF relativa alla distanza temporale τ tra i dati delle nuove serie temporali che otteniamo. Ci concentriamo sulle serie temporali che si misurano all'altezza della sorgente in $z = 75mm$ in funzione della coordinata x , in particolare considero tre valori $x=51$ mm, $x=408$ mm, $x=1226$ mm, e per due diversi valori di percentile, 70% e 95%. Ovviamente poiché l'asse temporale non varia considerando un metodo piuttosto che l'altro per ottenere le nuove serie, la $PDF(\tau)$ sarà unica per la *serie 1* e *serie 2*, quindi in questo caso più degli altri è possibile considerare sempre la sola *serie 2*. Come si vede dalla figura

4.12 il valore della *skewness* rimane circa costante, al variare della coordinata x e del percentile, attorno al valore $Sk \simeq 2.3$, indice di prevalenza di fluttuazioni positive e asimmetria della *PDF*. Per quanto riguarda la Kurtosi invece, questa assume valori molto alti e diversi dal valore della distribuzione normale, in particolare per il 70% percentile il valore di kurtosi per ogni x è circa pari a $Ku = 15$, mentre per il 95% percentile tale valore scende a $Ku = 10$, sarà quindi più probabile trovare distanze temporali estreme per la serie filtrata al 70% rispetto a quella al 95% che a sua volta sarà leggermente più simile alla distribuzione normale.

4.3.2 Analisi statistica per la sorgente $D=6mm$

Valore medio di concentrazione μ e deviazione standard σ

Come già fatto per la sorgente di diametro $D = 3 mm$ analizziamo il valore medio e a deviazione standard delle serie temporali ottenute applicando un certo livello di percentile come filtro. Dalla figura 4.13 si osserva l'andamento del valore medio della serie di concentrazione in funzione della coordinata z . Come accade per la sorgente di diametro $D = 3mm$ anche in questo caso un aumento del livello del percentile comporta una diminuzione delle aree comprese tra i grafici e quindi una diminuzione del valore medio. Ma nelle figure 4.13b e 4.13c questa tendenza è invertita come già spiegato a causa del valore molto piccolo della base del poligono posto a denominatore nel calcolo di $c_{new}(i)$. Anche in questo caso i livelli massimi di \bar{c} si trovano all'altezza della sorgente. In figura 4.14 gli andamenti della deviazione standard rispettano quelli del valore medio, si riscontra inoltre un lieve aumento di σ all'aumentare della coordinata x . La massima dispersione di c_i dal valore medio si misura attorno a $z = 75mm$. Avvicinandomi a parete l'effetto generale è quello di una diminuzione della dispersione dal valore medio di concentrazione evidentemente legato alla presenza della parete che impedisce fluttuazioni molto intense dello scalare passivo.

Momento centrale di ordine tre e Skewness

Con il momento centrale di ordine tre e quindi con quello normalizzato *Skewness*, riusciamo ad ottenere informazioni sulle distribuzioni di densità di probabilità dei dati delle nuove serie. In figura 4.15 sono mostrati i valori di skewness in funzione della coordinata z . Come si può vedere assume sempre valori maggiori di zero per ogni set di coordinata o valore di percentile, ciò vuol dire che saranno prevalenti le fluttuazioni positive di concentrazione. L'intensità della Sk non varia molto rispetto al caso $D = 3mm$. Molto vicino alla sorgente in $x = 51mm$ in 4.14a è $Sk \simeq 1$ anche in questo caso ho una maggiore simmetria della *PDF* attorno alla media, come possiamo vedere in figura 4.16. Pur avendo una maggiore simmetria la *PDF* in figura 4.16 mostra comunque una predisposizione della serie alle fluttuazioni positive.

Momento centrale di ordine quattro e Kurtosi

Per quanto riguarda il momento normalizzato di quarto ordine, introduciamo la figura 4.17 che mostra l'andamento della kurtosi in funzione dei tre parametri, coordinata x , coordinata z e *percentile*. Una prima osservazione che si può fare è che l'intensità di tale momento aumenta all'aumentare della coordinata x , ad esempio dalla figura 4.17a alla figura 4.17c il livello di kurtosi aumenta da un minimo di 3, caratteristico di una distribuzione normale, a un minimo di 7. Le informazioni che ricaviamo da questo momento del quarto ordine sono tutte contenute all'interno della distribuzione di densità di probabilità, figura 4.18.

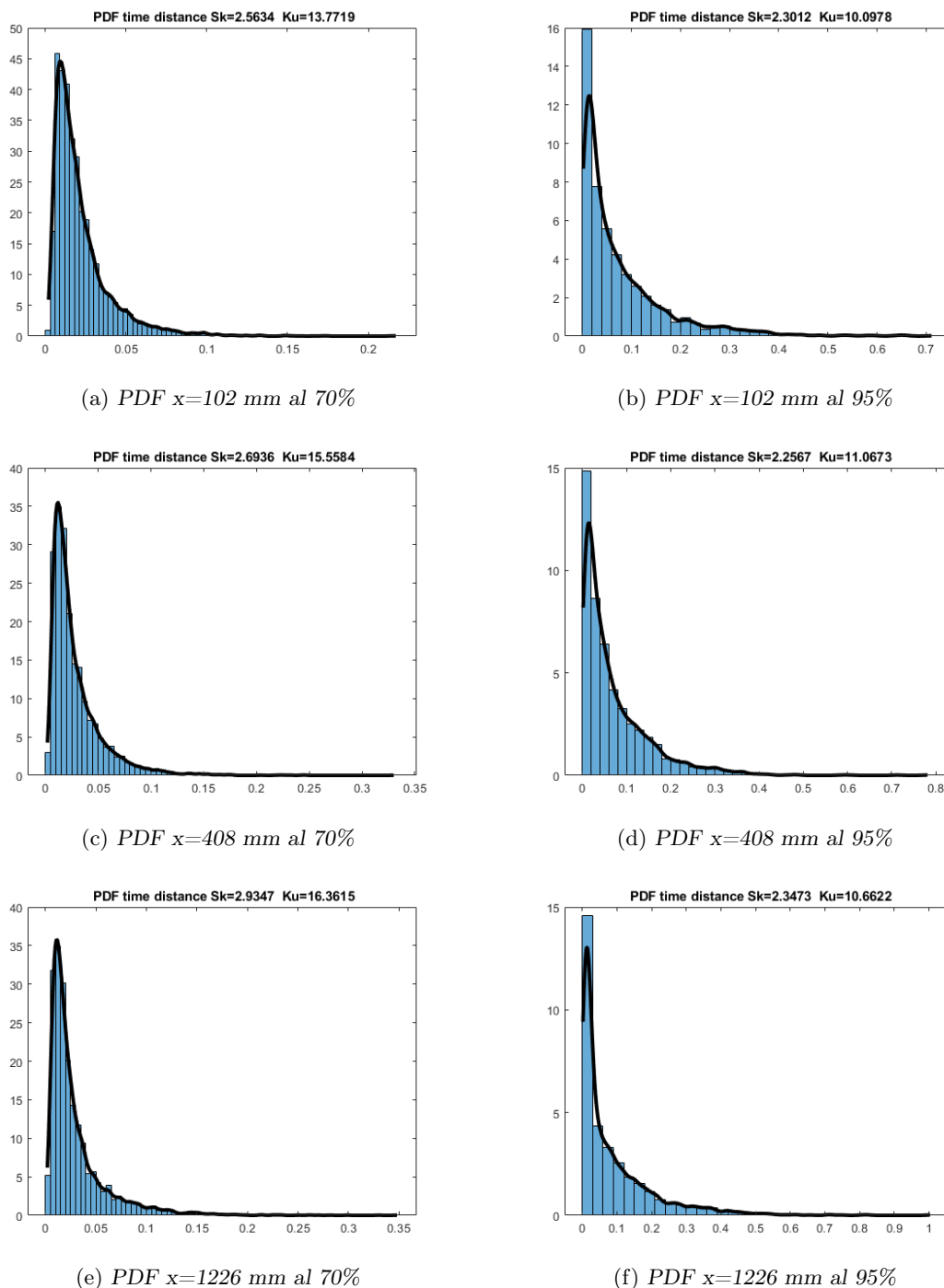


Figura 4.12: Distribuzione di densità di probabilità della distanza temporale per tre diverse distanze dalla sorgente e per il 70% e il 95% percentile

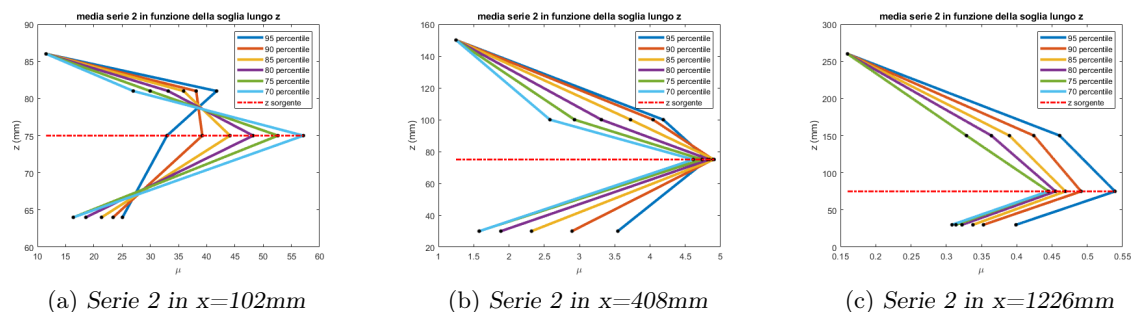


Figura 4.13: Andamento del valore medio μ per la serie di concentrazione modificata in funzione della coordinata verticale z al variare del percentile per tre diverse distanze dalla sorgente

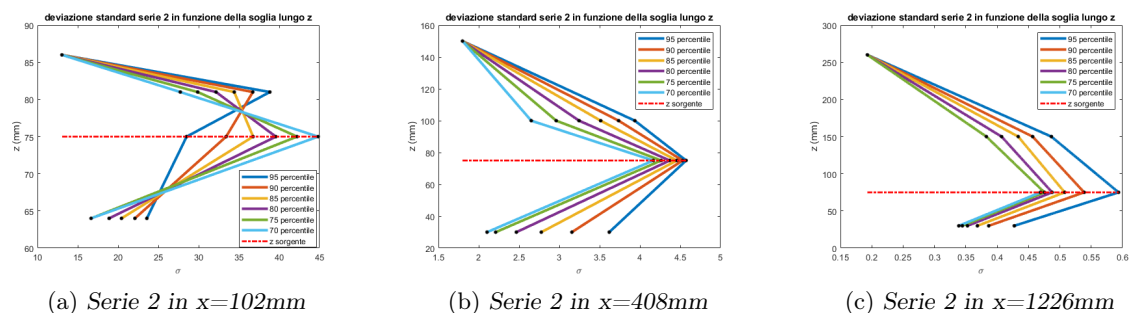


Figura 4.14: Andamento della deviazione standard σ per la serie di concentrazione modificata in funzione della coordinata verticale z al variare del percentile per tre diverse distanze dalla sorgente

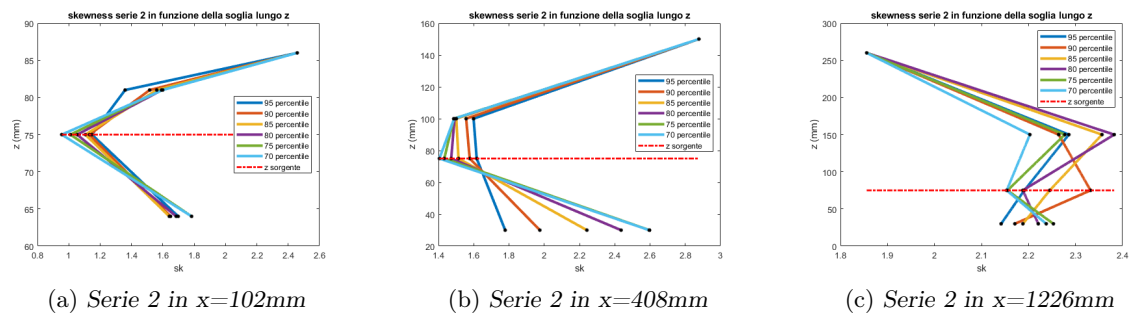
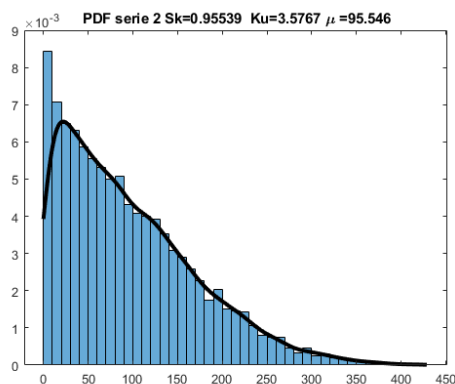
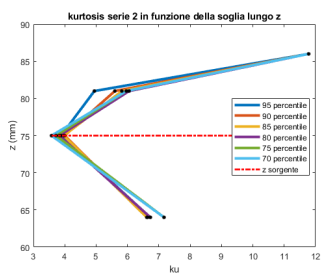


Figura 4.15: Andamento della skewness Sk per la serie di concentrazione modificata in funzione della coordinata verticale z al variare del percentile per tre diverse distanze dalla sorgente

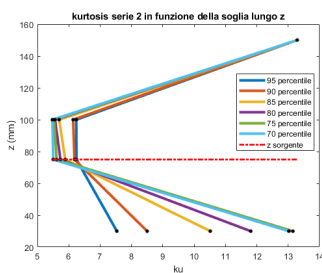


(a) Serie 2 in $x=102\text{mm}$

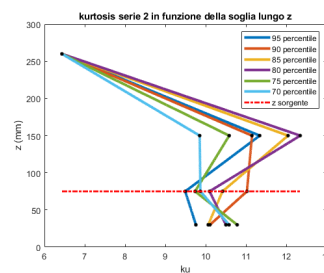
Figura 4.16: Probability density function della serie di concentrazione modificata in $x=51\text{ mm}$ al 70% percentile



(a) Serie 2 in $x=102\text{mm}$

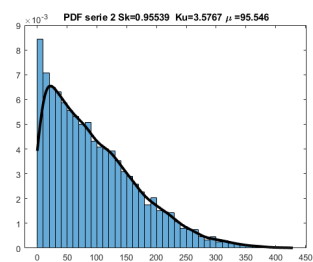


(b) Serie 2 in $x=408\text{mm}$

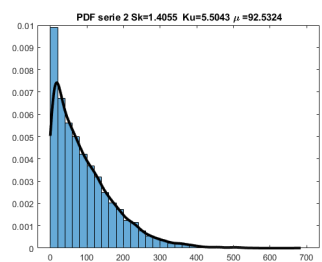


(c) Serie 2 in $x=1226\text{mm}$

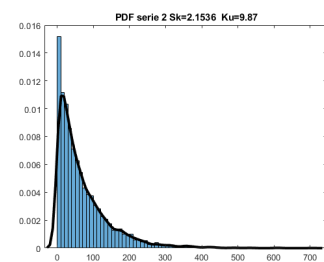
Figura 4.17: Andamento della kurtosi Ku per la serie di concentrazione in funzione della coordinata verticale z al variare del percentile per tre diverse distanze dalla sorgente



(a) PDF Serie 2 in $x=102\text{mm}$



(b) PDF Serie 2 in $x=408\text{mm}$



(c) PDF Serie 2 in $x=1226\text{mm}$

Figura 4.18: Probability density function al 70% del percentile per la serie di concentrazione in funzione di tre diverse distanze dalla sorgente

Distribuzione di densità di probabilità della distanza temporale τ

In figura 4.19 sono rappresentate le distribuzioni di densità di probabilità della distanza temporale tra i vari dati delle serie, anche in questo caso come per la sorgente di diametro $D = 3mm$ sono scelte tre distanze x e due livelli di percentile rispettivamente 70% e 95%. Per ogni PDF in figura 4.19 il valore della Skewness rimane attorno ad un valore fisso $\simeq 2.5$, sempre positivo da cui si capisce che sono più frequenti le fluttuazioni positive. Per quanto riguarda il momento normalizzato del quarto ordine, *kurtosi*, per ogni distanza dalla sorgente e ogni percentile assume un valore piuttosto grande rispetto alla distribuzione normale che va da $ku \simeq 10$ a $ku \simeq 18$, poiché mi fornisce le informazioni riguardanti i valori più estremi della serie capiamo che per il parametro temporale τ è probabile trovare distanze temporali molto diverse dal valore medio μ . Rispetto alla sorgente di diametro più piccolo non si hanno tuttavia delle grandi differenze, tranne che dei lievi aumenti di kurtosi per $D = 6mm$.

4.3.3 Confronto risultati analisi classica tra i due diametri della sorgente

In questa sezione confronteremo i risultati ottenuti dall'analisi statistica delle due sorgenti di etano di diametro $D = 3mm$ e $D = 6mm$. Per facilitare il confronto si considerano solo due livelli di percentile "estremi", il 70% e il 90%, che verranno studiati per tre diverse x , $x=51mm$, $x=408mm$ e $x=1226mm$, al variare della coordinata verticale z . Gli indici statistici che considereremo sono i momenti del 1°, 2°, 3° e 4° ordine, rispettivamente la media, la deviazione standard, la Skewness e la Kurtosi.

Cominciamo considerando i primi due momenti, figura 4.20. Allontanandoci dalla sorgente lungo l'asse x gli effetti della dimensione del diametro della sorgente sul valore di concentrazione medio e deviazione standard diventano sempre meno intensi, per questo motivo riportiamo per i due indici solo gli andamenti relativi ad una posizione vicina e medio lontana dalla sorgente, $x=51mm$ e $x=408mm$, questa tendenza si può osservare anche in figura 4.20b, nella quale all'altezza della sorgente una variazione del diametro non comporta grosse variazioni di media. Oltre a questo aspetto quello che si osserva in linea generale è che sia per il 90% che per il 70% del percentile, un aumento del diametro della sorgente influisce riducendo il valore medio di concentrazione, tale effetto è presente per varie quote z .

La deviazione standard ha andamenti simili a quelli del valore medio, i livelli massimi sono sempre confinati nella regione attorno all'altezza della sorgente ($z=75 mm$). Il diametro più grande è ancora una volta responsabile di valori più bassi dell'indice, tuttavia in figura 4.20d, la deviazione standard a $z=75 mm$ è maggiore per il diametro $D=3 mm$, ma allontanandoci da questa quota z , i valori della deviazione standard tendono a compattarsi. Nei vari grafici abbiamo introdotto anche due livelli di percentile, le cui variazioni non comportano differenze importanti nell'effetto del diametro della sorgente sui due indici (σ e μ) appena visti.

Per quanto riguarda la Skewness e la Kurtosi in figura 4.21, vicino alla sorgente in $x=51mm$, figura 4.21a e 4.21b, per il diametro $D=6 mm$ vengono assunti dei valori più alti a $z=75 mm$ rispetto al diametro $D=3 mm$ per entrambi i momenti normalizzati, per z maggiori o minori invece, è la sorgente $D=3 mm$ ad avere dei valori di Sk e Ku più alti. Allontanandoci dalla sorgente e quindi fissandoci in $x = 408mm$ e $x = 1226mm$, in figura 4.21c, 4.21e, 4.21d e 4.21f l'effetto del diametro diventa opposto rispetto al caso $x = 51mm$. Avere una Sk inferiore per la sorgente $D = 3mm$ rispetto alla sorgente $D = 6mm$, in figura 4.21a a $z = 75mm$ implica che il diametro più piccolo fa sì che il livello di fluttuazioni positive sia inferiore rispetto a $D = 6mm$. Un diametro maggiore, quindi, vicino alla sorgente, determina una maggiore probabilità di misurare valori di concentrazione maggiori rispetto alla media. In $x = 408mm$ e in $x = 1226mm$, figura 4.21c e 4.21e, il valore di di Skewness aumenta rispetto alla figura 4.21a in $x = 51mm$ di circa 1.2 raggiungendo dei valori positivi di circa 2.4, indice di forte asimmetria della funzione di distribuzione di probabilità.

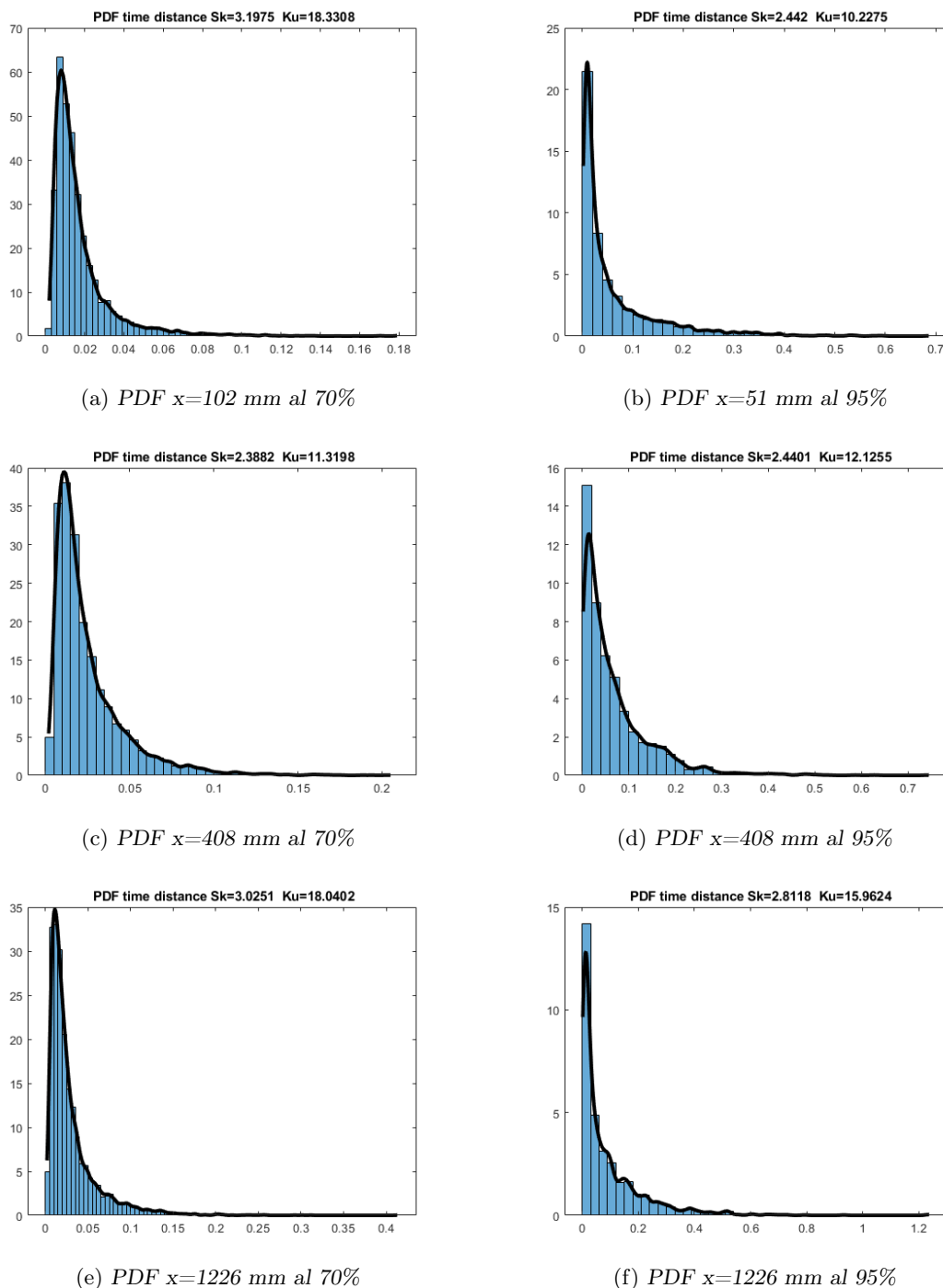
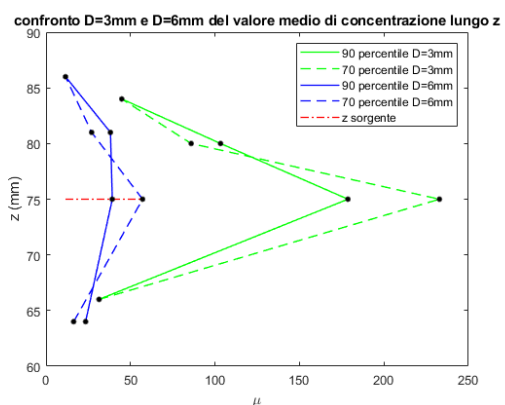
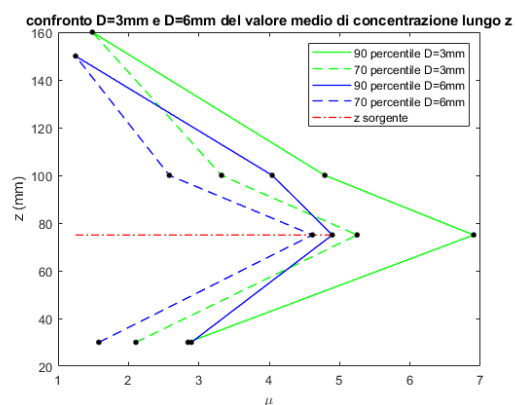


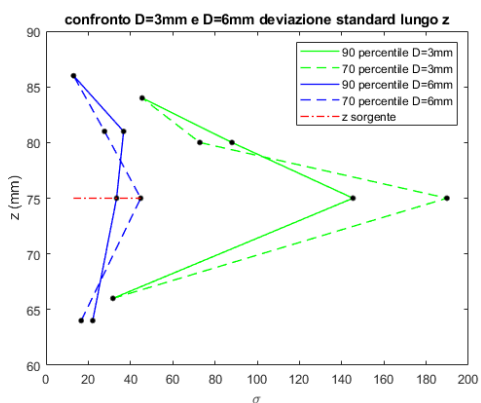
Figura 4.19: Distribuzione di densità di probabilità della distanza temporale per tre diverse distanze dalla sorgente e per il 70% e il 95% percentile



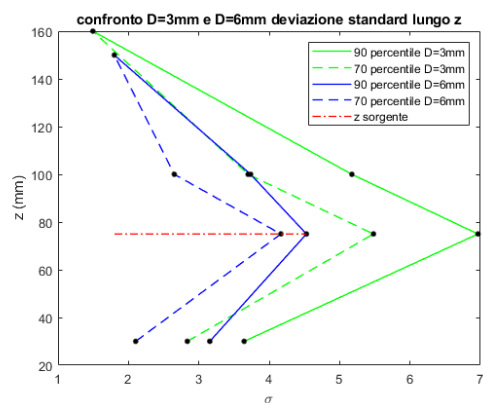
(a) Mean μ $x=102$ mm



(b) Mean μ $x=408$ mm



(c) Dev.std. σ $x=102$ mm



(d) Dev.std. σ $x=408$ mm

Figura 4.20: Confronto degli indici statistici di media e deviazione standard per le sorgenti di diametro $D=3$ mm (linea verde) e $D=6$ mm (linea blu) considerando il 70% (linea tratteggiata) e il 90% (linea continua) percentile

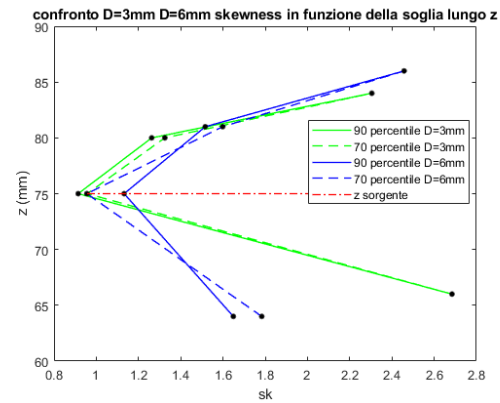
Per la Kurtosi, il valore minimo che si misura all'altezza $z = 75mm$, aumenta all'aumentare della coordinata x , infatti da $Ku_{min} \simeq 3$ in figura 4.21b si passa a $Ku_{min} \simeq 6.7$ in figura 4.21f. L'effetto del diametro della sorgente è duplice, in base a che posizione x e quindi che distanza dalla sorgente consideriamo. In figura 4.21b il diametro più grande induce, alla quota sorgente, un aumento della kurtosi, effetto che poi si inverte per $z > 75 mm$ e $z < 75 mm$. Il diametro $D = 6 mm$ quindi fa sì che a $z \simeq 75 mm$ i valori estremi di concentrazione siano più probabili rispetto a $D = 3 mm$. Questo effetto si inverte per x maggiori come si osserva in figura 4.21d e 4.21f, per cui le *PDF* della sorgente $D = 3 mm$ per entrambi i livelli di percentile presenteranno le cosiddette *fat tails* più spesse rispetto al caso $D = 6 mm$. Questa inversione dell'andamento in $x = 408 mm$ e $x = 1226 mm$ può essere legata al fatto che un diametro maggiore della sorgente facilita la dispersione della concentrazione di etano verso z più alte e più basse, per cui posizionandoci a $z \simeq 75 mm$ sarà più difficile misurare livelli di concentrazione estremi (kurtosi inferiore). In $x = 102 mm$, figura 4.21b, invece, essendo molto vicini alla sorgente, pur avendo una Ku maggiore per il diametro $D = 6 mm$ rispetto a $D = 3 mm$, la differenza è piccola dell'ordine di $\Delta Ku = Ku_{D6} - Ku_{D3} = 0.5$ e quindi l'effetto del diametro poco visibile.

4.4 Analisi statistica delle serie temporali di trasporto turbolento $w'c'$

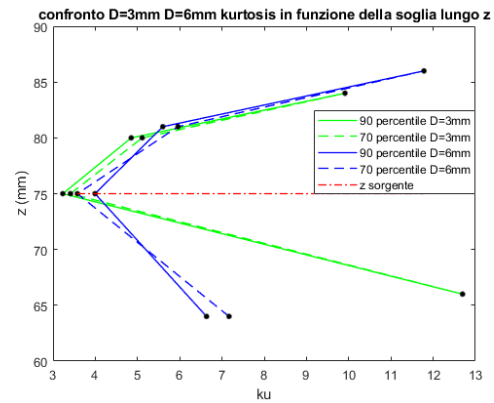
Come fatto per la serie di concentrazione di etano in questa sezione mostreremo i risultati relativi all'analisi statistica classica fatta per la serie di trasporto turbolento $w'c'$. Si analizzeranno sempre i principali momenti normalizzati i cui andamenti verranno supportati dalla presentazione delle distribuzioni di probabilità relative ai due parametri già introdotti con la figura 4.4. Per questa nuova serie verranno considerati solo due livelli estremi di percentile 90° e il 10° che ci permetteranno di analizzare i picchi positivi e negativi relativi al trasporto turbolento di etano. Considerando solo due livelli di percentile sarà possibile, inoltre, riportare nello stesso grafico i risultati relativi ai due diametri di sorgente ed effettuare subito un confronto.

Valore medio di concentrazione μ e deviazione standard σ

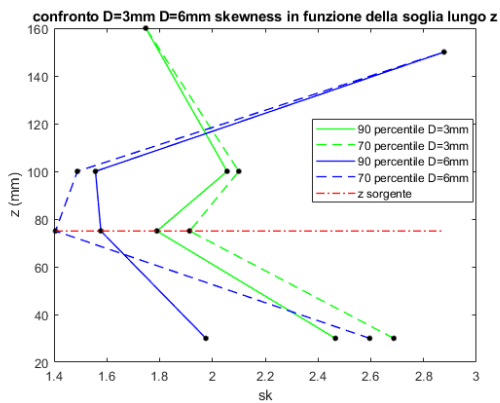
Nella figura 4.22 sono riassunti i risultati ottenuti per le sorgenti $D = 3mm$ e $D = 6mm$, relativi alla media μ e alla deviazione standard σ della serie. Concentrandoci sull'andamento del valore medio, quello che si osserva è una diminuzione di μ muovendosi lungo l'asse x per x crescenti, ad esempio in figura 4.22e il massimo valore μ è inferiore rispetto al massimo in figura 4.22a. Questa diminuzione del valore medio può essere legata a un effetto primario dovuto alla dispersione di etano procedendo lungo l'asse x , fenomeno per cui si ha una riduzione dei livelli di concentrazione e un aumento delle dimensioni del pennacchio emesso dalla sorgente, ma anche a un effetto secondario per cui la velocità verticale w si riduce assieme alle relative fluttuazioni w' , garantendo un campo di moto con velocità w più uniforme assieme alla concentrazione, analogamente a quanto accade spostandoci in direzione z lontano dalla sorgente per cui ho valori di μ inferiori. Tuttavia essendo il pennacchio di etano sempre più largo di diametro, muovendoci lungo x crescenti, la zona in cui si registrano dei valori minori di μ si allarga coprendo un Δz maggiore, vedi figura 4.22e. Quanto appena esposto è confermato dagli andamenti della deviazione standard che registra per tutti e tre i valori di x dei massimi di fluttuazioni di trasporto turbolento attorno al valore medio per z prossime a $z_{sorgente}$, fluttuazioni che poi tendono a diminuire spostandoci verso z maggiori o minori come è ben visibile in 4.22b. Un altro aspetto che si può notare sia per la media che per la deviazione standard è che il valore massimo si registra per $z > z_{sorgente}$ per la serie ottenuta col 90° percentile mentre per $z < z_{sorgente}$ per quella ottenuta filtrando sotto il 10° percentile creando quasi una simmetria attorno alla retta $z = 75mm$, figura 4.22c. Questo effetto può essere legato al meandering del pennacchio di etano che sposta il proprio centro di



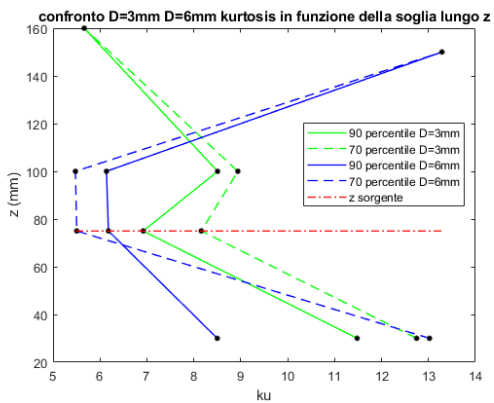
(a) Skewness $x=102$ mm



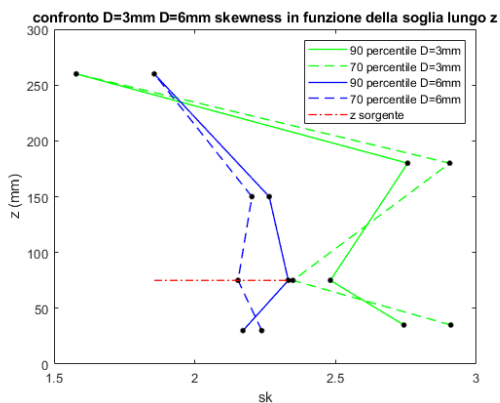
(b) Kurtosi $x=102$ mm



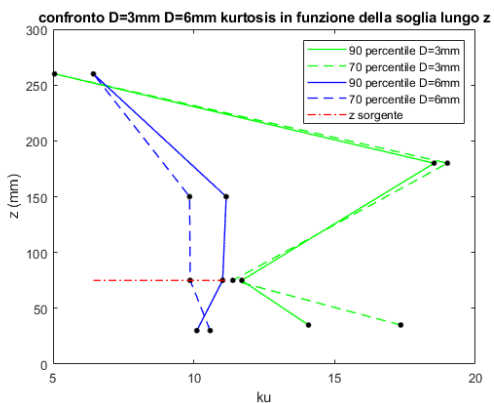
(c) Skewness $x=408$ mm



(d) Kurtosi $x=408$ mm



(e) Skewness $x=1226$ mm



(f) Kurtosi $x=1226$ mm

Figura 4.21: Confronto degli indici statistici di Skewness e Kurtosi per le sorgenti di diametro $D=3$ mm (linea verde) e $D=6$ mm (linea blu) considerando il 70% (linea tratteggiata) e il 90% (linea continua) percentile

massa verso $z < z_{sorgente}$ a causa di fluttuazioni negative di velocità w' responsabili di picchi minori del 10° percentile e verso $z > z_{sorgente}$ a causa di w' positive e quindi picchi maggiori del 90° percentile. Per quanto riguarda la differenza tra la sorgente $D = 3mm$ e $D = 6mm$ si nota come una sorgente di diametro più grande (linea blu in figura 4.22) contribuisce a generare dei valori medi di trasporto turbolento più alti rispetto alla sorgente $D = 3mm$. Ad esempio in figura 4.22a per la serie del 90° percentile si misura una grande differenza tra i due diametri $D = 6mm$ e $D = 3mm$. Il responsabile di questo effetto è ancora una volta il fenomeno del meandering più accentuato vicino alla sorgente in particolare la sorgente di diametro inferiore, che mi determina uno maggiore spostamento del centro di massa del pennacchio, allontanandoci dalla sorgente, figura 4.22e, assieme alla diminuzione del meandering si osserva una diminuzione della differenza dei valori tra le due sorgenti.

Momenti centrali di ordine tre Skewness (Sk) e quarto curtosi (Ku)

Sia la Skewness che la Curtosi assumono il valore minimo all'altezza della sorgente, figura 4.23. In un range Δz attorno a $z_{sorgente}$ che si allarga man mano che si procede verso x maggiori, questi due momenti normalizzati tendono ad assumere un valore costante (andamento verticale del grafo), come accade chiaramente in figura 4.23f. Tuttavia tale valore costante di Sk e Ku aumenta con la coordinata x passando da $Sk \simeq 1.58$ e $Ku \simeq 6.8$ in figura 4.23a e 4.23b. Questo aspetto è mostrato anche nelle distribuzioni di densità di probabilità in figura 4.24, dove in figura 4.24a ho la PDF in $x = 51mm$ per il 10° percentile che presenta asimmetria positiva e code poco spesse il che vuol dire prevalenza di fluttuazioni positive e valori estremi poco probabili. In figura 4.24b, PDF in $x = 1226mm$ per il 10° percentile, mostra maggiore asimmetria e le cosiddette fat-tails legate all'elevato livello di Curtosi. Gli andamenti delle altre PDF per il 90° percentile e per le altre coordinate mostrano dei risultati del tutto analoghi a quelli in figura 4.24. Il valore medio non cambia molto allontanandoci dalla sorgente e si osservano valori di Skewness sempre positivi che tendono a crescere all'aumentare della coordinata x che comporta una maggiore probabilità di misurare delle fluttuazioni positive della serie di trasporto turbolento. Per quanto riguarda il momento normalizzato del quarto ordine anch'esso aumenta con la distanza dalla sorgente.

Considerando invece la distanza temporale τ , il variare della distanza così come il percentile non comporta grosse variazioni rispetto all'andamento in figura 4.25 relativo a $x = 51$ e al 90° percentile, indice del fatto che pur allontanandoci e pur considerando i picchi positivi o negativi della serie temporale di trasporto turbolento, la frequenza con cui si misura un valore picco $w'c'$ rimane circa la stessa

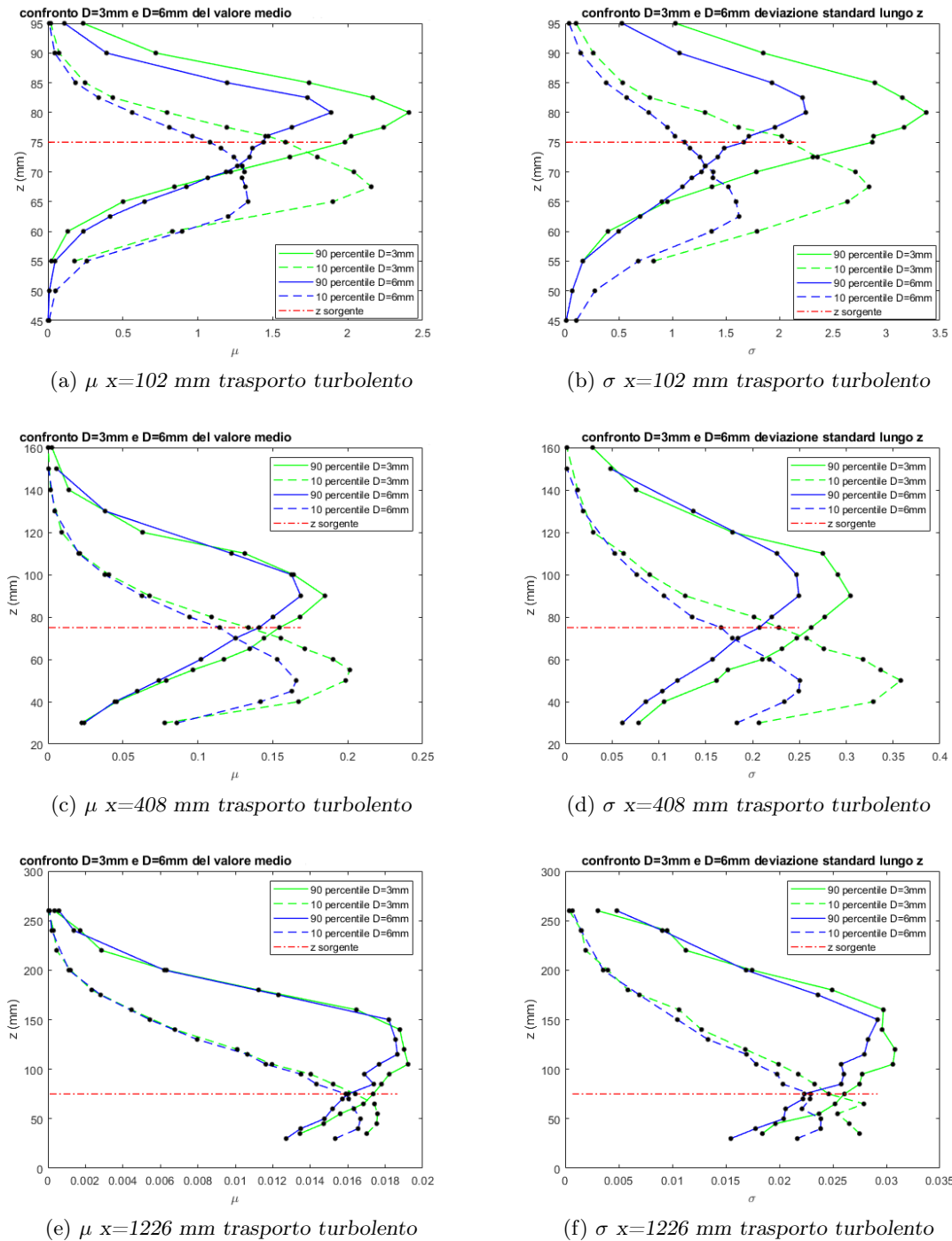
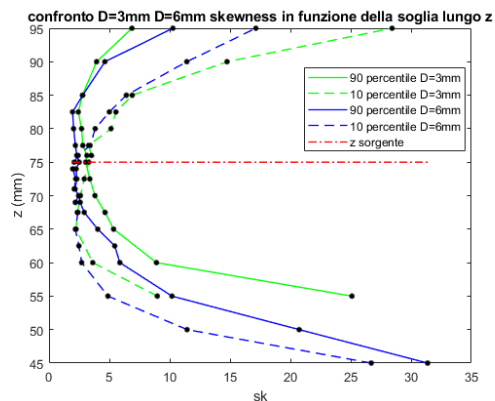
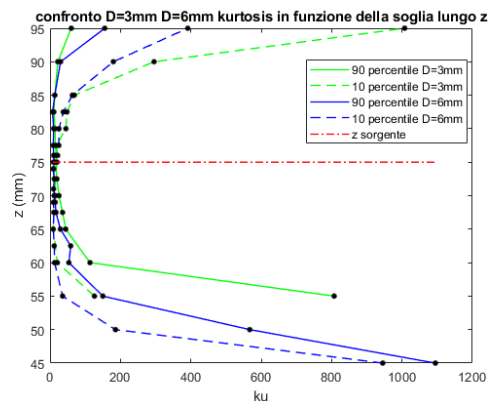


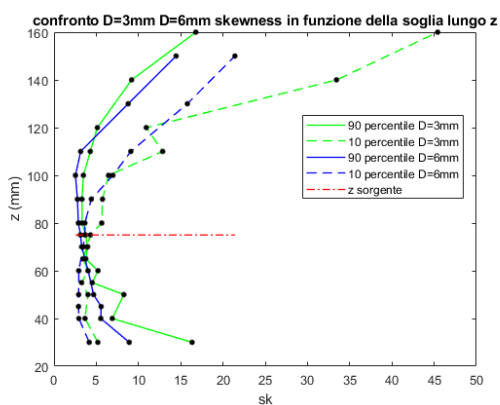
Figura 4.22: Confronto del valore medio μ e deviazione standard σ per le sorgenti di diametro $D=3$ mm (linea verde) e $D=6$ mm (linea blu) considerando il 10% (linea tratteggiata) e il 90% (linea continua) percentile



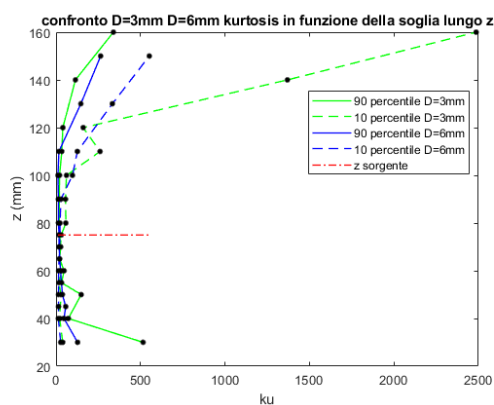
(a) Sk $x=102$ mm trasporto turbolento



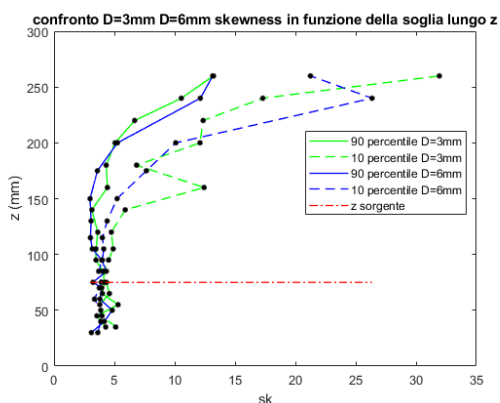
(b) Ku $x=102$ mm trasporto turbolento



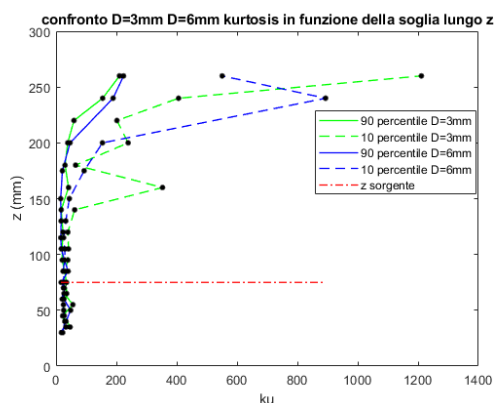
(c) Sk $x=408$ mm trasporto turbolento



(d) Ku $x=408$ mm trasporto turbolento



(e) Sk $x=1226$ mm trasporto turbolento



(f) Ku $x=1226$ mm trasporto turbolento

Figura 4.23: Confronto della skewness Sk e curtosi Ku per le sorgenti di diametro $D=3$ mm (linea verde) e $D=6$ mm (linea blu) considerando il 10% (linea tratteggiata) e il 90% (linea continua) percentile

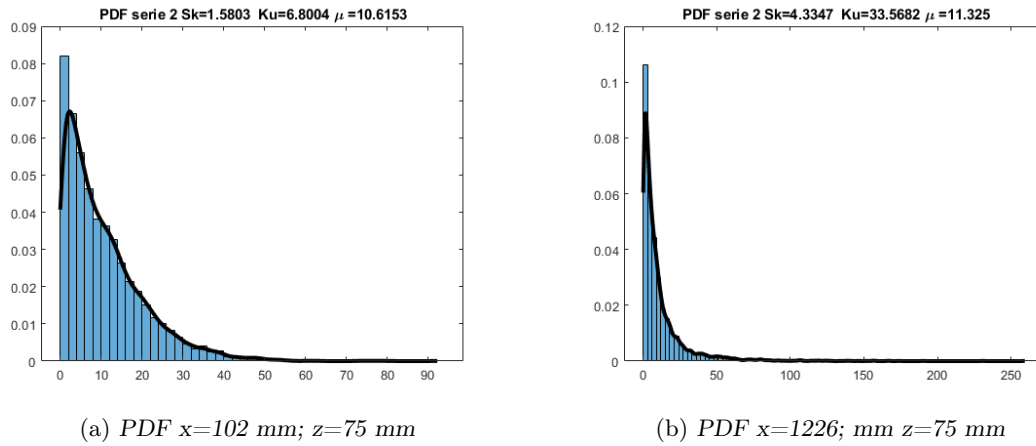


Figura 4.24: Confronto delle PDF per la sorgente di diametro $D=3\text{mm}$ considerando il 10° percentile per la posizione $x=102\text{ mm}$ e $x=1226\text{ mm}$

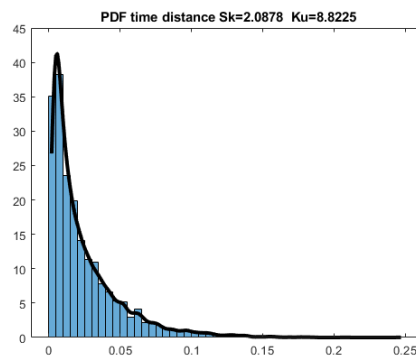


Figura 4.25: Distribuzione di densità di probabilità relativa alla distanza temporale τ in $x = 102\text{ mm}$; $z = 75\text{ mm}$ al 90° percentile

Capitolo 5

Analisi dei dati sperimentali relativi alle misurazioni di turbolenza di parete con il Natural Visibility Graph

In questo capitolo l'obiettivo è studiare le serie temporali di concentrazione dello scalare passivo traducendole in Complex Networks attraverso il Visibility Graph Algorithm. Le reti complesse (ovvero grafi) costruite, ereditano molte proprietà delle serie all'interno della loro particolare struttura il cui studio ci consente di sviluppare un nuovo approccio nella caratterizzazione e comprensione delle serie temporali. Inoltre l'integrazione della teoria delle reti complesse con l'approccio statistico classico precedentemente introdotto, crea un potente strumento per lo studio dei sistemi complessi, come nel suddetto caso, da cui poter estrarre informazioni non banali.

5.1 Visibility Graph e relative metriche

Quando è di interesse lo studio di grandi quantità di dati, generalmente questi vengono raccolti sotto forma di serie temporali. Una serie temporale è una sequenza di dati raccolti, generalmente misurazioni successive, fatte su un intervallo di tempo. Sono quindi molto importanti le tecniche che ci permettono di studiare tali serie temporali che possono spaziare tra molte macro-aree come l'economia, la meteorologia, la geologia, la medicina, la fisica, ecc. Un approccio innovativo per lo studio delle serie temporali è quello di trasformarle in reti complesse con opportuni algoritmi. L'algoritmo verrà presentato nel dettaglio e utilizzato per le analisi delle serie temporali è il **Natural Visibility Algorithm** proposto da *Lacasa, et al.*. Questa tecnica di studio una delle più utilizzate per trasformare una serie temporale in una rete o grafo di visibilità. Tale popolarità è legata alla sua semplicità e intuitività con cui è possibile costruire l'algoritmo.

5.1.1 Descrizione del Natural Visibility Algorithm

Come già presentato il grafo di visibilità è uno strumento molto potente per studiare una serie temporale, la sua efficacia sta nel fatto che le proprietà statistiche e topologiche della rete costruita ereditano molte delle caratteristiche più importanti dalla serie temporale in esame, ad esempio una serie periodica è convertita in un grafo regolare così come una serie random è convertita in un grafo random.^[3] In figura 5.1 è rappresentato uno schema del visibility algorithm che ci permette già di capire come funziona.

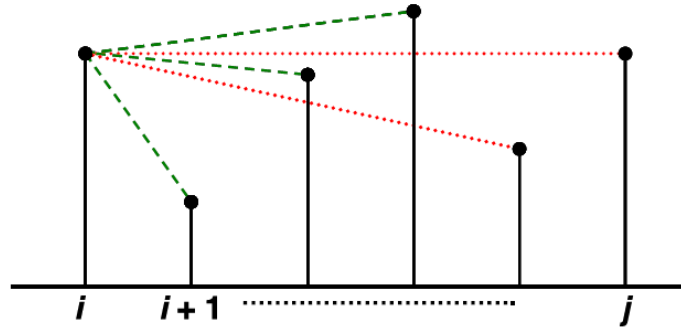


Figura 5.1: Schema del Natural Visibility Algorithm (NVG) per una serie temporale esemplificativa, Ghosh, et al.

L'idea alla base dell'algoritmo è la seguente: immaginando un paesaggio formato da diverse colline con differenti altezze, è facile capire che posizionandoci su una collina per vederne un'altra è necessario che in mezzo non ci siano colline più alte che ostruiscano la vista. Se due colline sono visibili tra loro allora si crea un link. Se invece del paesaggio consideriamo una serie temporale composta da diversi dati con varie altezze come in figura 5.1, sarà possibile creare dei link (linee tratteggiate verdi) se ho visibilità tra due dati, se la visibilità viene meno poiché ostruita da un dato nel mezzo non sarà possibile creare un link (linee tratteggiate rosse).

In maniera più formale, si può stabilire che il requisito di visibilità tra due dati di coordinate (t_a, y_a) e (t_b, y_b) è soddisfatto se ogni dato di coordinate (t_c, y_c) posizionato tra loro soddisfa la seguente relazione[3]:

$$y_c < y_b + (y_a - y_b) \cdot \frac{t_b - t_c}{t_b - t_a} \quad (5.1)$$

Per come è stato definito l'algoritmo di visibilità è possibile già cogliere alcune proprietà caratteristiche del grafo di visibilità estratto da una serie, il grafo risulta quindi essere:

- *Connesso*, in quanto ogni nodo vede sicuramente il nodo immediatamente precedente e successivo.
- *Non diretto*, poiché per come è definito l'algoritmo non ho alcuna direzione definita per i link.
- *Invariante*, infatti sottoponendo la serie temporale a trasformazioni affini, come riscaldare l'asse x e y o traslare verticalmente e orizzontalmente, la rete di visibilità che ne deriva non varia.

Il *Natural Visibility Algorithm* può essere applicato a ogni tipo di serie temporali, tuttavia, nel momento in cui il numero di dati della serie cresce e diventa dell'ordine di $N \simeq 10^4$ il costo computazione legato all'algoritmo aumenta notevolmente rendendo necessario l'utilizzo di algoritmi di visibilità modificati.

5.1.2 Divide and Conquer Algorithm

Uno degli algoritmi di visibilità modificati e ottimizzati, presentato da Lan, et al., è il *Divide and Conquer Algorithm* che permette di eliminare le iterazioni non necessarie. Considerano l'algoritmo di visibilità base, il costo computazionale è pari a $O(N^2)$, dove N è il numero di dati della serie, per cui per serie molto lunghe il tempo richiesto per completare le iterazioni sarà molto alto. Il *DC algorithm* si propone di risolvere questo problema garantendo tempi computazionali dell'ordine di $O(n \cdot \log(n))$ contro $O(N^2)$ dell'algoritmo base, vedi tabell 5.1.

L'algoritmo *divide and conquer* si basa sull'idea che una volta trovato il dato della serie con il massimo valore (massima altezza), sicuramente tutti i dati a sinistra di tale massimo non vedranno i dati a destra, in questo modo la serie è possibile dividerla in due nuove serie e non sarà necessario iterare l'algoritmo su ognuno degli N dati. Finché ognuna delle due nuove serie temporali non conterrà solo un dato, sarà necessario applicare in maniera ricorsiva l'algoritmo per ogni nuova serie, tale procedimento si può facilmente capire osservando la figura 5.2. Basandoci su questa semplice osservazione è possibile sviluppare un nuovo algoritmo di visibilità.

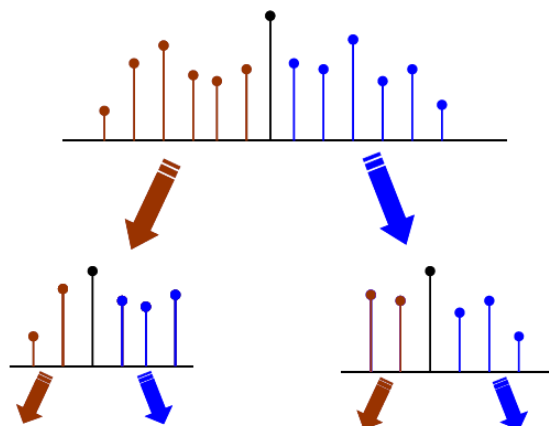


Figura 5.2: Schema dell'algoritmo ricorsivo *Divide and Conquer*, Ghosh, et al.

Nel momento in cui si trova il dato con il massimo valore si applica l'algoritmo di visibilità solo tra il nodo massimo e gli altri nodi della nuova serie, in questo modo vengono evitate iterazioni ridondanti pur considerando ogni dato della serie iniziale.

$n \cdot 10^4$	<i>DC algorithm (sec)</i>	<i>Basic algorithm (sec)</i>
1	0.0744	0.6770
2	0.1253	2.6886
3	0.1868	6.0565
4	0.2570	10.7435
5	0.3275	16.8125
6	0.3942	24.2096
7	0.4713	32.9779
8	0.5437	43.0337
9	0.7401	54.4527
10	0.7125	67.5399

Tabella 5.1: Tempi computazionali per il *DC Algorithm* e il *Basic NVG Algorithm* per una serie temporale random

Sebbene questo algoritmo offre delle migliori performance computazionali riducendo il numero di iterazioni e i tempi di calcolo, la sua natura ricorsiva fa sì che non sia adatto per trasformare in grafi le serie temporali fortemente sbilanciate, per le quali il numero di ricorsioni diventa dell'ordine di $O(N)$.

5.1.3 Sort and Conquer Algorithm

Questo qui presentato è un nuovo approccio per ricavare un grafo di visibilità da una serie temporale, è un algoritmo iterativo che si libera del problema legato alle ricorsioni. L'algoritmo

SC si compone di due step principali. Il primo step considera l'ordinamento dei dati della serie temporale in base al loro valore (la loro altezza). Nel secondo step si itera sui dati uno alla volta in ordine decrescente.

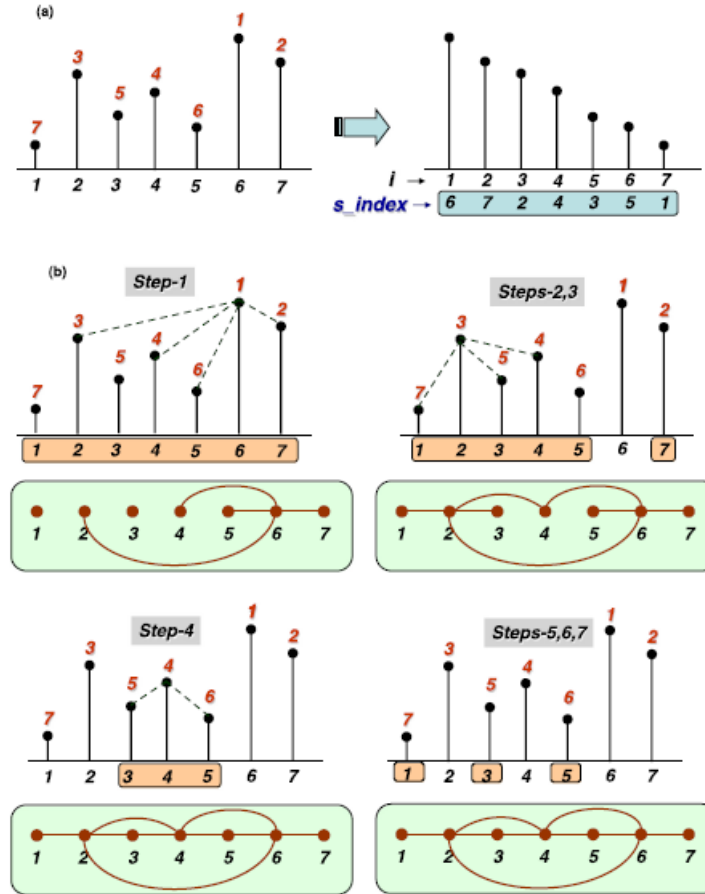


Figura 5.3: Schema dell'algoritmo Sort and Conquer. (a) abbiamo lo stage "sort" in cui c'è l'ordinamento della serie temporale in base alla grandezza. (b) è lo stage "conquer" in cui viene definito l'intervallo locale di collegamento del vertice considerato

5.1.4 Grafo di visibilità e metriche

Una volta estratto il grafo di visibilità da una serie temporale è necessario introdurre delle metriche che ci permettono di analizzare e indagare la caratteristiche topologiche della rete costruita, una volta definite queste metriche sarà possibile procedere con una interpretazione fisica dei risultati.

Un network è un grafo $G(N, E) = (\nu, \varepsilon)$, definito da un set ν di N nodi (vertici) legati tra loro da un set ε di E link. Per poter definire un grafo è necessario prima di tutto costruire la matrice di adiacenza A_{ij} definita nel seguente modo

$$A_{ij} = \begin{cases} 0, & \text{se } [i, j] \notin \varepsilon; \\ 1, & \text{se } [i, j] \in \varepsilon; \end{cases} \quad (5.2)$$

La matrice di adiacenza contiene l'informazione se tra due nodi i, j è presente un link $A_{ij} = 1$ o meno $A_{ij} = 0$, la presenza o meno di un link per il caso in esame del *Natural Visibility Algorithm* è gestita dall'equazione 5.1. Essendo un network non diretto la matrice di adiacenza sarà simmetrica ($A_{ij} = A_{ji}$), inoltre non si considerano i link tra un nodo e se stesso quindi la

diagonale principale sarà nulla ($A_{ii} = 0$). Sono introdotte le metriche, definite in *Iacobello, et al.*, che saranno utilizzate per studiare le serie temporali.

- Il **grado di centralità** k_i di un nodo è una metrica locale che definisce il numero di vicini (numero di nodi collegati) del nodo i . [2]

$$k_i = \sum_{j=1}^N A_{ij} \quad (5.3)$$

una rete può essere completamente connessa se ogni nodo crea un link con gli altri $N - 1$ nodi. E' possibile rendere globale questa metrica mediando su ogni nodo e ricavando il *grado medio di centralità* del network

$$\langle k \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N k_i \quad (5.4)$$

Per quanto concerne questa metrica è interessante valutare la distribuzione cumulativa del grado di centralità che ci da informazioni riguardo alla probabilità di avere un grado di centralità superiore o uguale a k .

- La **lunghezza media di legame** può essere definita come una metrica locale se riferita a uno specifico nodo del network, o come una metrica globale se è concerne all'intera rete. La lunghezza media di legame a livello locale ci dà l'informazione riguardante la lunghezza temporale di un link tra due nodi visibili ed è definita nel seguente modo [2]

$$d_{1n}(i) = \frac{1}{k_i} \sum_{j \in \Gamma_i} |t_j - t_i| \quad (5.5)$$

dove Γ_i e k_i sono rispettivamente i vicini e il grado di centralità del nodo i . La distanza temporale tra due nodi connessi è definita da $|t_j - t_i|$, per cui se i nodi j connessi al nodo i sono molto distanti si avrà una lunghezza media di legame $d_{1n}(i)$, per il nodo i , maggiore. Ogni nodo del network avrà una sua lunghezza media di legame, mediando ognuna di queste su tutta la rete si ottiene la lunghezza media di legame globale definita come [2]

$$\langle d_{1n} \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N d_{1n}(i) \quad (5.6)$$

- I **coefficienti di clustering** sono delle metriche che ci permettono di descrivere la tendenza di una rete a creare piccoli cluster di nodi che si raggruppano in strutture triangolari, queste strutture triangolari possono essere definite come loops di ordine tre. I coefficienti di cluster più utilizzati sono principalmente due e sono la *transitività* e il *coefficiente di clustering*, come definiti in *Costa, et al.* .

1. La *transitività* è una metrica globale ed è definita nel seguente modo per dei network non-diretti e non-pesati:

$$Tr = \frac{3 \cdot N_{\Delta}}{N_3} \quad (5.7)$$

in cui N_{Δ} è il numero di triangoli all'interno del network (triple di nodi collegati e chiuse), mentre N_3 è il numero di triple connesse. Il fattore 3 a numeratore serve per considerare un triangolo come tre diverse triple connesse ognuna delle quali considerando ogni vertice come il vertice centrale. Il coefficiente di transitività per come è

definito può assumere valori compresi nell'intervallo $0 \leq Tr \leq 1$. Un triangolo è un set di tre vertici con un link per ogni paio di vertici, una tripla connessa è invece un set di tre vertici in cui ogni vertice può essere raggiunto da un altro vertice in maniera diretta o indiretta (passando da un altro vertice), per cui

$$N_{\Delta} = \sum_{k>j>i} A_{ij}A_{ik}A_{jk} \quad (5.8)$$

$$N_3 = \sum_{k>j>i} (A_{ij}A_{ik} + A_{ji}A_{jk} + A_{ki}A_{kj}) \quad (5.9)$$

dove A_{ij} sono gli elementi della matrice di adiacenza A .

2. Il *coefficiente di clustering* definito localmente per un vertice i è dato da:

$$C_i = \frac{N_{\Delta}(i)}{N_3(i)} \quad (5.10)$$

in cui $N_{\Delta}(i)$ è il numero di triangoli che coinvolgono il nodo i e $N_3(i)$ è il numero di triple connesse che hanno come vertice centrale il nodo i .

$$N_{\Delta}(i) = \sum_{k>j} A_{ij}A_{ik}a_{jk} \quad (5.11)$$

$$N_3(i) = \sum_{k>j} A_{ij}A_{ik} \quad (5.12)$$

se k_i è il grado di centralità (numero di vicini) del nodo i allora $N_3(i) = k_i(k_i - 1)/2$. $N_{\Delta}(i)$ conta il numero di link tra i vicini del vertice i , che possiamo identificare con l_i , quindi il coefficiente di clustering locale sarà

$$C_i = \frac{2l_i}{k_i(k_i - 1)} \quad (5.13)$$

e possiamo ricavare il coefficiente di clustering globale come:

$$\tilde{C} = \frac{1}{N} \sum_i C_i \quad (5.14)$$

La differenza tra i due coefficienti di clustering definiti, sta nel fatto che nell'equazione 5.7 viene dato lo stesso peso a ogni triangolo presente nel network, mentre nell'equazione 5.14 viene dato lo stesso peso a ogni vertice, da ciò deriva un diverso valore per i due coefficienti poiché vertici con un maggiore grado di centralità hanno un peso maggiore rispetto a quelli con un minor k_i poiché è più probabile che formino dei triangoli nel network.

- Il *coefficiente di assortatività* è un'altra metrica globale quindi caratteristica dell'intero network che può fornirci ulteriori informazioni sulla serie temporale di partenza. In biologia con il termine assortativo si intende un accoppiamento NON casuale tra individui che hanno uno o più caratteri fenotipici simili[32], questa definizione può essere estesa al campo delle reti complesse, per cui si definisce assortativo un network i cui nodi tendono a collegarsi con altri nodi che possiamo definire simili. Per definire la similitudine tra due nodi generalmente ci si riferisce al grado di centralità del nodo, per cui un network si dirà assortativo se nodi con tante connessioni (alto grado di centralità) tendono a essere legati prevalentemente con nodi con un altrettanto alto grado di centralità. Il coefficiente di assortatività viene valutato come la correlazione tra i valori di degree agli estremi di ciascun link.

Per il fine pratico di valutare il valore di r di un dato network possiamo scrivere l'eq. 5.15. [2]
 L'equazione 5.15 è il coefficiente di correlazione di Pearson e giace nell'intervallo $-1 \leq r \leq 1$. Valori positivi di r indicano una correlazione tra nodi con grado di centralità simile, valori negativi indicano relazioni tra nodi di grado differente. Per $r = 1$ il network è perfettamente assortativo, quando $r = 0$ il network non è assortativo, mentre per $r = -1$ il network è completamente non assortativo.

$$r = \frac{M^{-1} \sum_i j_i k_i - [M^{-1} \sum_i \frac{1}{2}(j_i + k_i)]^2}{M^{-1} \sum_i \frac{1}{2}(j_i^2 + k_i^2) - [M^{-1} \sum_i \frac{1}{2}(j_i + k_i)]^2} \quad (5.15)$$

dove j_i e k_i sono i gradi di centralità dei vertici agli estremi dell' i -esimo link, con $i = 1, \dots, M$.

- Per un grafo connesso, la **Closeness Centrality**, **CC** di un nodo x è la misura della sua centralità nel network, calcolata come il reciproco della somma delle distanze geodetiche tra il nodo x e il resto dei nodi y del grafo. La vicinanza (*closeness*) fu definita da *Bavelas* nel 1950 come il reciproco della lontananza (*farness*), ossia:

$$CC(x) = \frac{1}{\sum_y d(y, x)} \quad (5.16)$$

dove $d(y, x)$ è la distanza tra i vertici x e y . Generalmente però ci si riferisce a una *Closeness Centrality* normalizzata che rappresenta la lunghezza media delle distanze geodetiche invece della somma, è ottenuta moltiplicando 5.16 per il numero di nodi N del grafo, per cui si ottiene

$$CC(x) = \frac{N}{\sum_y d(y, x)} \quad (5.17)$$

Questa definizione lavora bene per grafi connessi come nel nostro caso, ma per grafi non connessi non funziona più in quanto a denominatore capiterà sicuramente una distanza tra due nodi pari a ∞ , per questo motivo la definizione in 5.16 andrà modificata. La closeness centrality quindi, definendo la centralità di un nodo indirettamente ne definisce la vicinanza con gli altri nodi. [23]

- Un'altra caratteristica interessante del network è la **densità del grafo**, ρ . Questa definizione si basa sul rapporto che sussiste tra il numero di link attivi e il numero di tutti i possibili link considerando non realizzabili i cosiddetti *self-loops*. [2]

$$\rho = \frac{\# \text{ active links}}{\# \text{ total possible links}} \quad (5.18)$$

La transitività Tr , il coefficiente di correlazione di Pearson r , il coefficiente di clustering \tilde{C} , la lunghezza media di legame globale $\langle d_{1n} \rangle$ e il grado di centralità medio $\langle k \rangle$ sono le metriche la cui interpretazione risulta concettualmente più semplice per ricavare informazioni riguardanti la struttura di una serie temporale in termini di eventi estremi. La transitività ci dà un'informazione sull'inter-visibilità tra i nodi, legami a medio-corto raggio che vengono influenzati dalla presenza di irregolarità. La lunghezza media di legame globale $\langle d_{1n} \rangle$, invece, ci informa su quanto sono lunghi mediamente i link tra i nodi, la presenza di eventi estremi come dei picchi influenza tale metrica. Il grado di centralità medio $\langle k \rangle$ come evidenziato in *Iacobello, et al.*, combina le proprietà sia della transitività che della lunghezza media di legame globale, per questo motivo tale metrica viene utilizzata a posteriori per validare le altre due. Le caratteristiche temporali di una serie possono quindi essere predette utilizzando in maniera combinata le metriche del network. Dal *NVG Algorithm* si ottengono i link creati tra i dati della serie, da cui è possibile costruire

la matrice di adiacenza A_{ij} . Dalla figura 5.4 si notano alcune caratteristiche della matrice di adiacenza per il visibility graph. A_{ij} è una matrice sparsa, inoltre la matrice di adiacenza risulta essere simmetrica e con la diagonale principale nulla non essendo concessi i self-loop $A_{ii} = 0$, ovviamente la maggior probabilità di collegamento si ha in prossimità della diagonale ossia tra i nodi più vicini temporalmente.

Ricavata la matrice sono state calcolate le principali metriche: la lunghezza media di legame globale $\langle d_{1n} \rangle$, la transitività Tr , il coefficiente di clustering Cl e il grado di centralità medio $\langle k \rangle$.

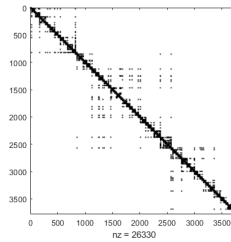


Figura 5.4: Matrice di adiacenza ricavata da una serie di $N = 3782$ dati in $x=408\text{mm}$, $y=0\text{mm}$, $z=100\text{mm}$ ricavata col 70 percentile

Capitolo 6

Analisi dei risultati ottenuti con il Natural Visibility Algorithm applicato alla serie temporale di concentrazione di etano

6.1 Definizione e introduzione dei parametri di analisi e delle metriche studiate

Le reti complesse vengono costruite a partire dalla serie temporale originale di concentrazione andando a variare dei parametri, in primis il valore del **percentile** (la soglia che si utilizza per definire i picchi della serie temporale) e dei parametri geometrici quali il valore della **coordinata x** (relativa alla dimensione longitudinale della parete) a fissati y e z, e in funzione della **coordinata z** (distanza dalla parete) a fissati x e y.

La sorgente di etano è posta in $x = 0mm$, $y = 0mm$ e $z = 75mm$ ed ha un diametro di $3mm$. Per quanto riguarda il percentile abbiamo scelto otto valori: (95%, 90%, 85%, 80%, 75%, 70%, 60%, 50%). In base al valore scelto otteniamo una specifica serie temporale da cui valuto con il Visibility Graph Algorithm la relativa matrice di adiacenza. Per l'analisi della serie temporale di concentrazione di etano lungo l'asse x, sono state scelte 6 stazioni di misura $x = [102\ 204\ 408\ 817\ 1226] mm$ ognuna delle quali posta a $y = 0 mm$ e $z = 75 mm$ (altezza sorgente).

Per l'analisi lungo la coordinata z, invece, sono stati scelti, in maniera arbitraria, tre set di coordinate x e y, per ognuno dei quali varierà la coordinata z, tuttavia abbiamo scelto la x in modo da trovarci a una distanza vicina, media e distante dalla sorgente.

$$\bullet \begin{cases} x = 102 mm \\ y = 0 mm \\ z = [64\ 66\ 68\ 69\ 70\ 71\ 72\ 73\ 73.5\ 74\ 75\ 75.5\ 76\ 76.5\ 77\ 78\ 79\ 80\ 81\ 82\ 84] mm \end{cases}$$

$$\bullet \begin{cases} x = 408 mm \\ y = 0 mm \\ z = [100\ 110\ 120\ 140\ 160\ 30\ 40\ 50\ 55\ 60\ 65\ 70\ 75\ 80\ 90] mm \end{cases}$$

$$\bullet \begin{cases} x = 1226 mm \\ y = 0 mm \\ z = [105\ 120\ 140\ 160\ 180\ 200\ 220\ 240\ 260\ 35\ 45\ 55\ 65\ 75\ 85\ 95] mm \end{cases}$$

Sotto analisi verranno poste le metriche, le cui definizioni sono state già introdotte e che forniscono un valido aiuto nel comprendere i fenomeni caratteristici di una serie temporale, come gli eventi estremi quali picchi e irregolarità, in quanto al loro interno trasportano le informazioni della serie temporale originaria da cui derivano. La lunghezza media di legame $\langle d1n \rangle$ ci dà l'informazione riguardante la distanza temporale tra due nodi mutualmente collegati. Nel seguito verranno mostrati i risultati ottenuti, concentrandoci sull'effetto dei tre parametri: *percentile*, *coordinata x* e *coordinata z*.

Saranno presentati anche i due coefficienti di cluster caratteristici di un network, la transitività e il coefficiente di clustering. Riprendendo alcuni concetti, come già introdotto, i due coefficienti pur fondandosi sulla stessa idea presentano dei valori diversi tra loro poiché considerano in maniera differente il peso assunto dai vertici. La transitività tiene in considerazione il peso assunto dai vertici, per cui un nodo con elevato grado di centralità avrà una maggiore probabilità di formare dei triangoli rispetto a un nodo con basso grado di centralità, il coefficiente di clustering invece considera ogni nodo con lo stesso peso per cui risulta essere un coefficiente più generico e più difficilmente interpretabile. Sia la transitività che il coefficiente di clustering sono delle misure della presenza di triple chiuse nella rete, motivo per cui tramite questa metrica, possiamo capire e risalire al livello di irregolarità presente nella serie originaria.

Il coefficiente di Assortativity è una metrica globale introdotta dall'equazione 5.15 che ci permette di capire il grado di correlazione tra nodi cosiddetti *simili*, ossia con dei gradi di centralità k paragonabili tra loro. Come per le altre metriche anche in questo caso si analizzerà l'effetto della coordinata x , z e del percentile.

Come già introdotto, il grado di centralità di un nodo, $\langle k \rangle$, ci dà l'informazione riguardo il numero di vicini, (nodi con cui crea un link), del nodo stesso. Il grado di centralità permette di descrivere contemporaneamente picchi e irregolarità, tale metrica non può essere quindi associata in maniera univoca a una specifica caratteristica temporale. Questa metrica viene utilizzata a posteriori per interpretare i risultati di *transitività* e *lunghezza media di legame*. Nel seguito viene analizzato il grado di centralità medio dell'intero network e quindi il numero medio di legami globale. Per il grado di centralità si poteva studiare la sua distribuzione di probabilità, ma tale distribuzione presentava delle code troppo pesanti a causa del rumore interno legato alla limitatezza della serie temporale, per questo motivo al suo posto viene introdotta la distribuzione cumulativa di probabilità del grado di centralità, che esprime la probabilità di trovare un grado di centralità maggiore o uguale a un valore k . Tuttavia, in uno studio preliminare svolto sulle varie metriche ottenute, si è deciso di concentrarci solo su alcune tra queste, quali, la lunghezza media di legame $\langle d1n \rangle$, il grado di centralità medio $\langle k \rangle$, la densità della rete ρ e il numero di nodi, questo perché sono quelle che ci permetteranno di estrapolare le informazioni più importanti della serie temporale, in maniera univoca e precisa. La transitività, il coefficiente di clustering e il coefficiente di assortativity, invece, verranno presentati in *Appendice*, in quanto non mostrano dei trend particolari, probabilmente a causa del rumore presente all'interno della serie temporale misurata, da fornirci spiegazioni dettagliate sul fenomeno in esame.

6.2 Studio degli andamenti delle principali metriche del grafo della serie di concentrazione in termini di meandering e dispersione relativa

Come introdotto nella sezione sopra, verranno analizzate solo alcune tra tutte le metriche presentate, in particolare l'attenzione verrà posta sul numero di nodi totale del network, sul grado di centralità, $\langle k \rangle$, o eventualmente sulla densità della rete e sulla lunghezza media di legame $\langle d1n \rangle$. Sono state scelte queste metriche, poiché a differenza della transitività, del coefficiente di clustering e della assortativity, presentano degli andamenti meno affetti dal rumore nella serie

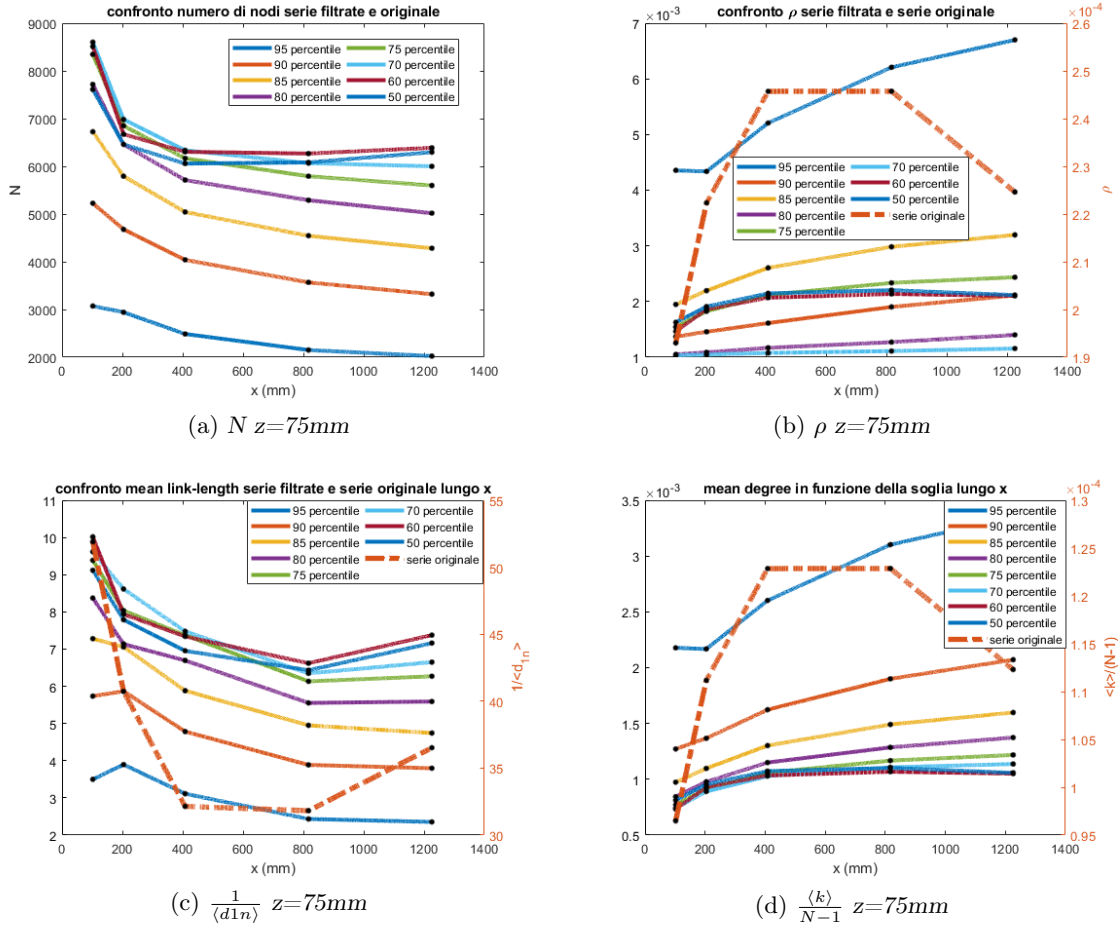


Figura 6.1: Andamento delle metriche in funzione della coordinata x dal 50° al 90° percentile più la serie temporale non filtrata

temporale, quindi più regolari e più utili per studiare il problema fisico in esame. Questo primo studio si focalizzerà sulla sola sorgente di diametro $D=3mm$, in un secondo momento sarà introdotto l'effetto della dimensione della sorgente. L'obbiettivo sarà quello di capire come due fenomeni fisici quali il meandering e la dispersione relativa, modificano e influenzano le serie temporali, per farlo sarà necessario leggere i grafici delle metriche in chiave puramente fisica piuttosto che topologica. Ricordiamo che il meandering, è quel fenomeno fisico per cui, un pennacchio generato dall'emissione di un qualsiasi scalare passivo all'interno di un campo di moto turbolento, è affetto da oscillazioni del suo centro di massa lungo l'asse verticale man mano che procede trasportato dal flusso sull'asse longitudinale. Parlare di dispersione relativa, invece, vuol dire parlare di un fenomeno fisico per cui lo stesso pennacchio di scalare passivo oltre alle oscillazioni del centro di massa, subisce anche un aumento della sua sezione e diventa di dimensioni sempre più grandi man mano che si procede verso valle rispetto alla sorgente.

6.2.1 Effetto della coordinata longitudinale x , verticale z e del livello di percentile sulla serie di concentrazione di etano

Il primo risultato che viene mostrato è l'andamento del numero di nodi, della densità della rete ρ , della lunghezza media di legame $\langle d1n \rangle$ e del grado di centralità $\langle k \rangle$, in funzione della distanza x dalla sorgente, figura 6.1. I grafici sono stati ottenuti fissandoci alla quota $z_{sorgente}$ e allontanandoci lungo l'asse x . Come valore di z è stata fissata l'altezza della sorgente poiché da un punto

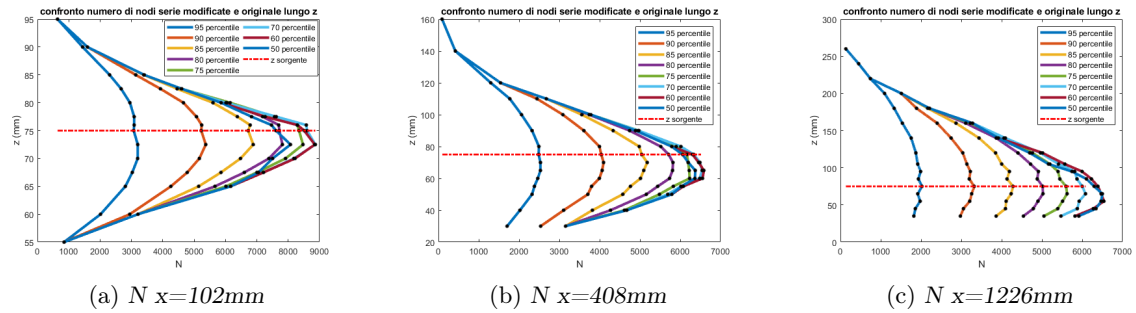


Figura 6.2: Andamento del numero di nodi in funzione della coordinata z dal 50° al 95° percentile più la serie temporale non filtrata per tre distanze x dalla sorgente

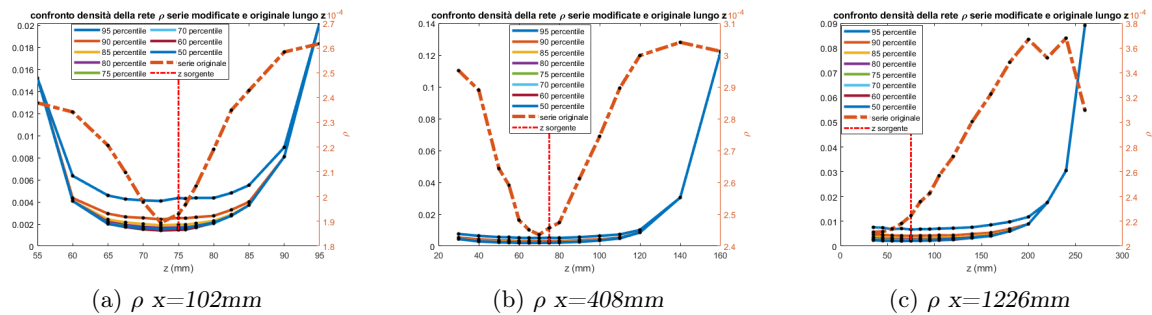


Figura 6.3: Andamento di ρ in funzione della coordinata z dal 50° al 95° percentile più la serie temporale non filtrata per tre distanze x dalla sorgente

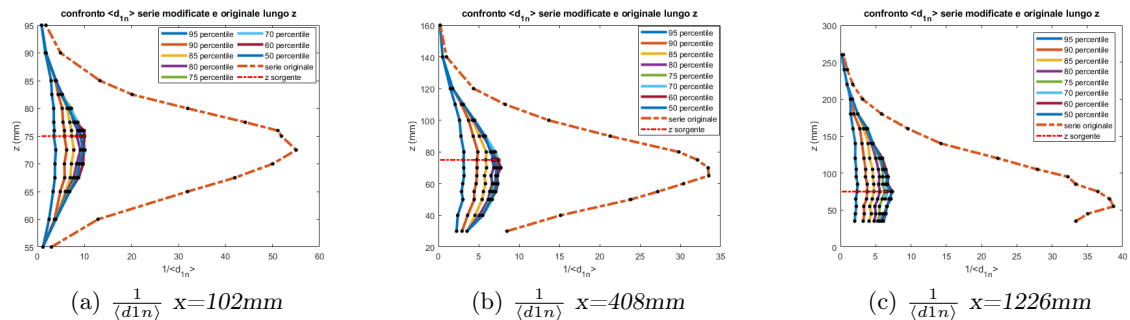


Figura 6.4: Andamento di $\frac{1}{\langle d_{1n} \rangle}$ in funzione della coordinata z dal 50° al 95° percentile più la serie temporale non filtrata per tre distanze x dalla sorgente

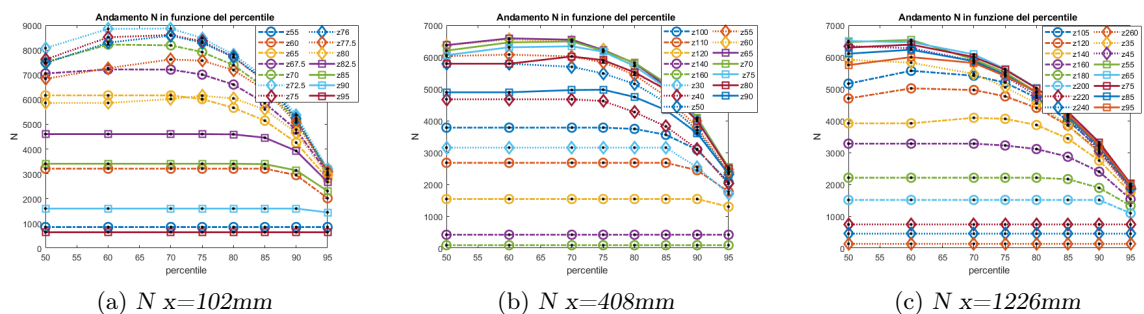


Figura 6.5: Andamento del numero di nodi in funzione del percentile dal 50° al 95° al variare della coordinata verticale z a tre distanze x dalla sorgente

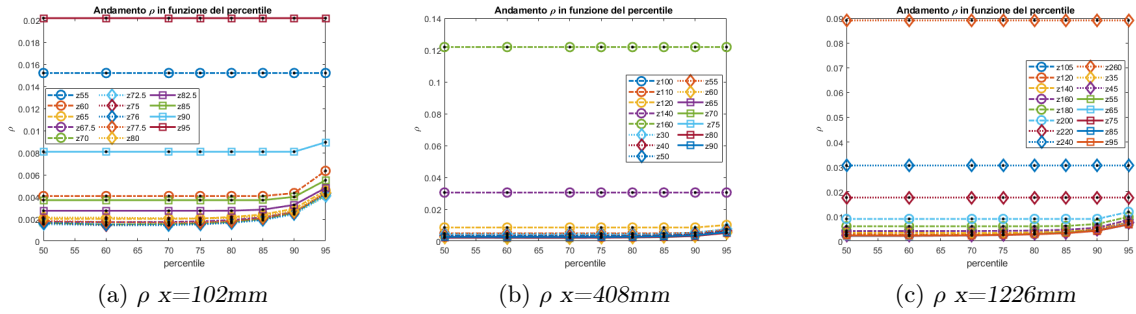


Figura 6.6: Andamento di ρ in funzione del percentile dal 50° al 95° al variare della coordinata verticale z a tre distanze x dalla sorgente

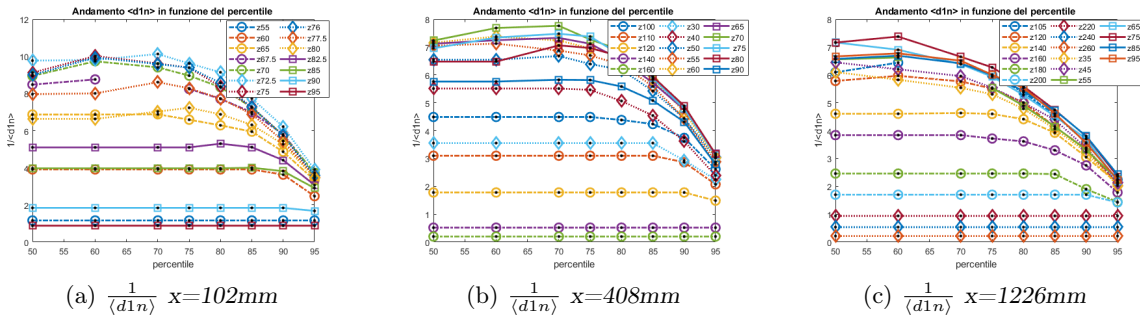


Figura 6.7: Andamento di $\frac{1}{\langle d1n \rangle}$ in funzione del percentile dal 50° al 95° al variare della coordinata verticale z a tre distanze x dalla sorgente

di vista interpretativo è la più interessante presentando i livelli più elevati di concentrazione. Analizzando le varie metriche si cerca di valutare da ognuna gli effetti del meandering, della dispersione o di entrambe. Per quanto riguarda il meandering sappiamo che questo fenomeno si presenta in maniera più marcata nelle immediate vicinanze della sorgente, è qui infatti che, il centro di massa del pennacchio, quindi la zona a più alto livello di concentrazione di etano, mostra le maggiori oscillazioni lungo l'asse z . Il movimento di una regione ad elevata concentrazione nello spazio, non farà altro che favorire la creazione di picchi all'interno della relativa serie temporale. Tuttavia il meandering non è possibile coglierlo considerando una sola sorgente con un'unica dimensione del diametro, il suo effetto, infatti, sarà valutato meglio nel momento in cui le metriche generate dalle serie delle sorgenti $D = 3mm$ e $D = 6mm$ saranno messe a confronto. L'unica cosa che possiamo estrapolare da questo livello di analisi è che il suo effetto decresce man mano che ci allontaniamo dalla sorgente, il che si riduce in una diminuzione dei picchi di concentrazione di etano e maggiore visibilità tra i nodi del grafo. Dalla figura 6.1a, da $x=102mm$ a $x=1226mm$, per ogni livello di percentile che si sceglie, si misura una diminuzione del numero di nodi, ma per come sono state costruite le serie di concentrazione, una diminuzione del numero di nodi equivale a dire una diminuzione del numero di picchi, della loro frequenza e quindi delle aree sopra la retta del filtro. Se per il numero di nodi si misura un decremento, quello che ci si aspetta per la $\langle d1n \rangle$ è un aumento della metrica, questa ipotesi viene confermata dalla figura 6.1c. Avere un minor numero di picchi nella serie temporale, farà sì che la visibilità a lungo raggio temporale tra i nodi sarà più alta, di conseguenza il valore medio di questa lunghezza media di legame crescerà proporzionalmente alla diminuzione della frequenza e dell'intensità dei picchi.

Anche per quanto riguarda la densità della rete in figura 6.1b, per lo stesso range x si osserva un aumento della metrica. Per il grado medio di centralità, figura 6.1d, invece, è necessario mostrare la serie originale su un'altra scala poiché i valori di $\langle k \rangle$ relativi alla serie di concentrazione

non filtrata sovrastano le piccole variazioni di $\langle k \rangle$ per le serie temporali modificate. La tendenza tuttavia è quella di crescere con l'aumentare della coordinata x , di pari passo con la diminuzione dei picchi per effetto della dispersione relativa e decrescita dell'intensità del meandering. La serie originale mostra un maggior numero di legami sicuramente legato al fatto che sono presenti più nodi rispetto al caso filtrato.

Procedendo lungo l'asse x , quindi allontanandoci dalla sorgente, l'intensità dell'effetto del meandering diminuisce e lascia il posto al fenomeno della dispersione relativa, che comunque era già presente anche se con minore entità. Con la dispersione di etano, quello che ci si aspetta sono delle serie temporali con un minore livello di concentrazione, con meno picchi ma con una maggiore presenza di irregolarità. Per come sono state create le serie temporali modificate di etano, avere meno picchi seppur più irregolarità, vuol dire avere aree sopra la retta filtro più complesse ma più estese nel tempo, di conseguenza si andrà in contro a una diminuzione del numero di nodi, come confermato dalla figura 6.1a. La presenza di irregolarità influisce poco sul livello della lunghezza media di legame, tuttavia, poiché grazie alla diminuzione dell'effetto del meandering a all'intervento della dispersione relativa il numero di picchi all'interno della serie diminuisce, la tendenza generale della $\langle d1n \rangle$ sarà quella di crescere allontanandoci dalla sorgente. Stesso comportamento della $\langle d1n \rangle$ si legge nel grafico in figura 6.1b, relativamente alla densità della rete, tuttavia l'aumento di tale metrica piuttosto che legato all'incremento del numero di link creati è sicuramente più influenzato dal numero di nodi totali che diminuisce lungo x , è possibile dedurre questo poiché anche se da un lato il numero di picchi diminuisce, dall'altro le irregolarità all'interno della serie aumentano ostacolando la creazione di legami. Risulta interessante anche capire in che modo filtrare le serie temporali modifica i risultati ottenuti e quindi che relazione esiste, tra il filtro "percentile" e le metriche in esame. L'effetto più immediato che si può osservare è quello relativo al numero di nodi in figura 6.1a, per il quale un aumento del livello di percentile e quindi del filtro, determina una diminuzione del numero di aree che si formano tra la serie e la soglia. Ovviamente se per il 95° percentile si ha il minimo numero di nodi, diminuendo il livello del percentile tale numero aumenta. Considerando la serie originale, avremmo avuto una linea orizzontale costante a $N \simeq 180000$ nodi, tuttavia nel grafico questa non viene riportata per facilitare la lettura per i vari livelli di percentile. Per la lunghezza media di legame così come per la densità della rete, l'effetto del percentile è opposto rispetto a quello che si osserva per il numero di nodi. Applicare il filtro ad un livello più alto, vuol dire, infatti, tagliare tutte le irregolarità e creare una serie che presenta dei picchi meno frequenti nel tempo con intensità inferiori. L'effetto sarà quindi quello di favorire la creazione di link a distanze temporali maggiori che si traduce in una $\langle d1n \rangle$ crescente e allo stesso tempo di aumentare il rapporto tra il numero di legami creati e il numero di link totali possibili. Nelle figure 6.1c e 6.1b, è ben visibile quanto appena spiegato. Nel caso della serie temporale originale, questa presenta una minore lunghezza media di legame e minore densità della rete. Per questa serie gli andamenti della lunghezza media di legame, della densità della rete e del grado di centralità medio sono molto simili tra loro. Per la $\langle d1n \rangle$ è rappresentato il suo valore inverso per mettere in risalto i valori più piccoli della metrica. In tutte e tre le figure 6.1c, 6.1b e 6.1d si ha per le prime stazioni x un andamento crescente, la crescita è molto rapida e si arresta attorno ad $x = 408mm$, da qui in poi le tre metriche rimangono costanti e diminuiscono nell'ultima stazione in $x = 1226mm$. Il fatto che da $x = 102mm$ a $x = 408mm$ si ha un aumento della $\langle d1n \rangle$, di ρ e di $\langle k \rangle$ sta ad indicare che l'intensità dei picchi di concentrazione di etano diminuisce all'aumentare della x , effetto legato al fenomeno della dispersione relativa. Tuttavia l'andamento della serie originale, non asseconda quelli visti per le serie filtrate, soprattutto per i più bassi valori di x , per le $x > 408mm$ invece, in linea generale a crescite o decrescite delle metriche delle serie originali corrispondono analoghi andamenti per le serie filtrate. Capiamo quindi che l'analisi della serie originale, ottenuta filtrando in maniera più o meno intensa le irregolarità della time history in modo da focalizzare l'attenzione sui picchi, ci permette di descrivere molto bene i fenomeni caratteristici della serie

di concentrazione di etano, in particolar modo la dispersione relativa che riusciamo a valutare sia dagli andamenti di ogni metrica ottenuta filtrando la serie sia da quelle relative alla serie non modificata. Ovviamente l'applicazione del filtro non ci permetterà di valutare l'effettiva intensità di tale fenomeno per cui le variazioni delle metriche lungo x sono meno marcate.

Le stesse metriche sono state analizzate anche in funzione della coordinata verticale z , sempre al variare del percentile. Come spiegato nella sezione introduttiva per rendere la panoramica degli andamenti delle metriche il più completa possibile, l'effetto della coordinata verticale z è mostrato per tre diverse distanze dalla sorgente. Analizzando gli andamenti delle metriche in funzione di z , in figura 6.2, 6.3 e 6.4, è difficile cogliere quelli che possono essere gli effetti del meandering, principalmente perché è necessario, come già detto, che ci sia un confronto tra metriche di sorgenti con diametro differente. Abbiamo parlato di dispersione relativa facendo riferimento a quel fenomeno per cui si osserva un aumento del diametro del pennacchio a seguito della dispersione di concentrazione di etano procedendo lungo l'asse x , tuttavia è giusto parlare degli effetti di questo fenomeno anche nella direzione verticale z . La prima evidenza di tale aspetto la si osserva semplicemente notando l'intervallo Δz su cui siamo in grado di effettuare delle misurazioni. A fissata coordinata x tali intervalli sono uguali per ogni metrica e sono rispettivamente $\Delta z \simeq 20mm$ in $x = 102mm$, $\Delta z \simeq 130mm$ in $x = 408mm$ e $\Delta z \simeq 220mm$ in $x = 1226mm$. L'effetto principale della dispersione è quello di ridurre l'intensità dei picchi ma al tempo stesso di generare un maggior numero di irregolarità nella serie. Poiché il diametro del pennacchio aumenta, la dispersione si farà sentire soprattutto per i valori di $z \gg z_{sorgente}$ e $z \ll z_{sorgente}$. Diminuendo l'intensità dei picchi quello che ci si aspetta è un aumento della lunghezza media di legame, del numero di link totali creati e una diminuzione del numero di nodi, esattamente come accadeva in funzione della coordinata x . Le figure 6.2, 6.3 e 6.4 confermano quanto appena detto. Osserviamo infatti una diminuzione del numero di nodi allontanandoci dall'asse sorgente, un aumento della densità della rete e dalla $\langle dln \rangle$. Questi effetti della dispersione sulle metriche sono visibili anche per i grafici relativi alla posizione $x = 102mm$, per cui possiamo affermare che anche se in maniera meno evidente, la dispersione è altresì presente immediatamente dopo l'emissione dello scalare passivo. Ciò nonostante esistono delle differenze sostanziali tra la dispersione presente immediatamente dopo l'emissione e quella visibile più a valle rispetto alla sorgente. La prima differenza è, come abbiamo già detto, che l'intensità di questo fenomeno cresce spostandoci verso x maggiori, un'altra differenza riguarda invece la presenza della parete. In $x = 102mm$, il pennacchio è ancora molto stretto e non risente della presenza della parete, per cui per effetto della dispersione si osserva un aumento delle metriche, o diminuzione come per il numero di nodi, sia per $z \gg z_{sorgente}$ che per $z \ll z_{sorgente}$ come si osserva in figura 6.2a, 6.4a e 6.3a. Spostandoci a distanze maggiori dalla sorgente, già in $x = 408mm$, il pennacchio assume una dimensione tale per cui parte del suo sviluppo per $z < z_{sorgente}$ viene impedito dalla presenza della parete. Nelle figure 6.2b, 6.3b e 6.4b, si valuta infatti un aumento, (diminuzione per N), delle metriche solo per valori di $z > z_{sorgente}$, effetto che risulta ancora più accentuato per i grafici relativi alla posizione in $x = 1226mm$. Possiamo quindi affermare che in presenza di una sorgente di una sostanza inquinante, risulta meno nocivo porsi ad altezze superiori rispetto all'asse sorgente, in quanto sopra la $z_{sorgente}$ si registrano serie temporali con una minore frequenza di picchi. Questo aspetto risulta abbastanza intuitivo se si pensa alla parete, "sfondo stradale" come un impedimento per l'inquinante di disperdersi verso " z negative". Avere una parete costituita di un materiale che permette di assorbire tali sostanze potrebbe essere una soluzione per ridurre tali livelli di picchi di concentrazione.

L'utilizzo di un particolare livello di percentile per lo studio della serie temporale di concentrazione anche in questo caso ci permette di descrivere il fenomeno della dispersione relativa, in questo caso sia lungo x che lungo l'asse verticale z e di capire dove aspettarci una maggiore probabilità di misurare picchi di concentrazione di etano.

Gli effetti del percentile sul numero di nodi, sulla densità della rete e sulla lunghezza media di

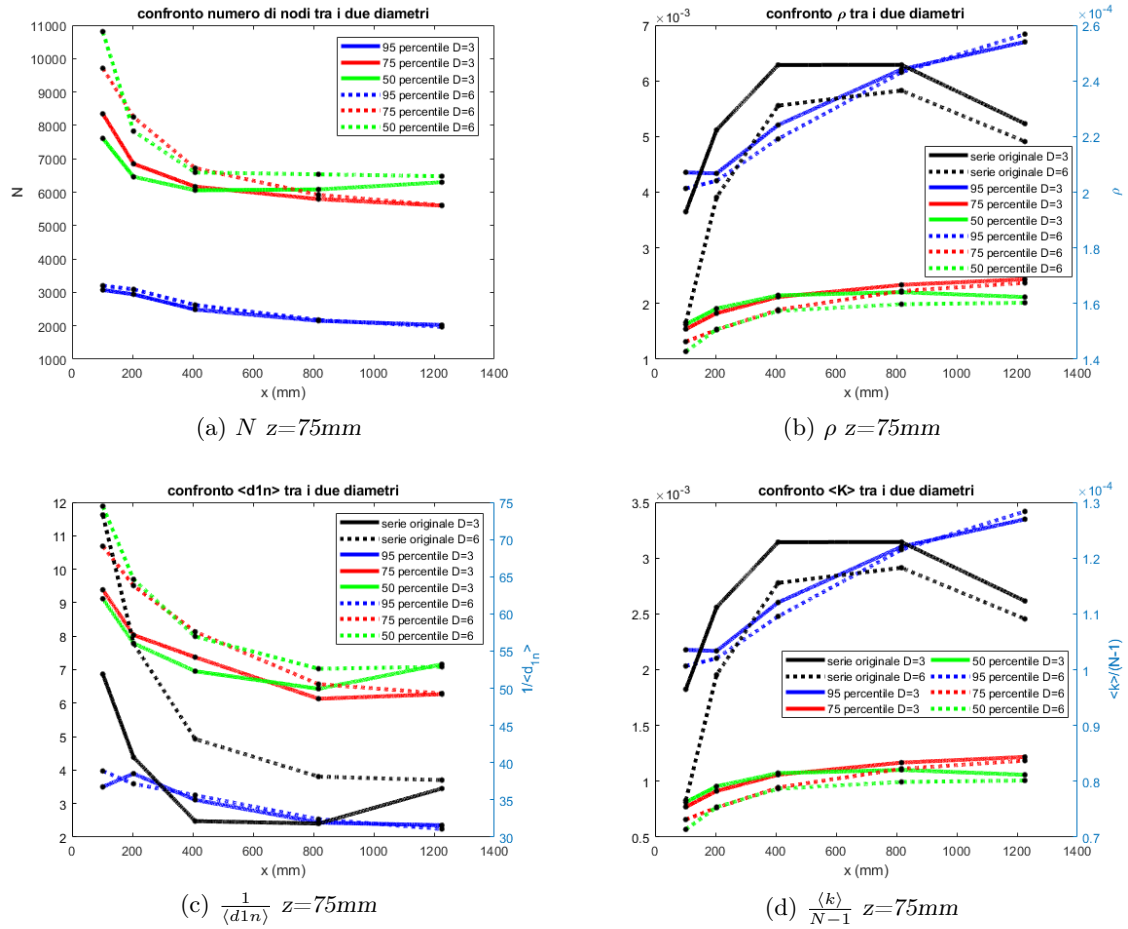


Figura 6.8: Confronto delle metriche in funzione del diametro per tre livelli di percentile più serie originale al variare della coordinata orizzontale x

legame sono mostrati in maniera più dettagliata in funzione della coordinata z , rispettivamente nelle figure 6.5, 6.6 e 6.7. Dai grafici capiamo che non esiste una relazione che lega l'effetto del percentile con la quota z in cui ci troviamo, ciò nonostante sono utili per capire i trend generali delle metriche in funzione del percentile. Come già visto negli andamenti in funzione di x e z della densità della rete e della lunghezza media di legame, anche in questo caso i comportamenti sono molto simili tra loro e mostrano una tendenza delle metriche ad aumentare col percentile, sempre a causa della diminuzione dell'intensità dei picchi che l'aumento del livello del filtro produce. Il numero di nodi, figura 6.5, come già detto, in linea generale decresce con l'aumento del percentile.

6.3 Conseguenze della variazione della dimensione del diametro della sorgente sui grafi di visibilità e sulle metriche

Un altro parametro che entra in gioco nella caratterizzazione delle serie temporali di concentrazione e delle relative metriche è la dimensione del diametro della sorgente di emissione di etano. Per capire come questa variabile influenzi i risultati, sono stati ricavati gli stessi grafici già presentati ma mettendo a confronto la sorgente di diametro $D=3\text{mm}$, già analizzata, con una sorgente di diametro doppio $D=6\text{mm}$. Per rendere l'organizzazione dei risultati più chiara e leggibile, abbiamo considerato oltre alla serie originale solo altri tre livelli di percentile, ossia il

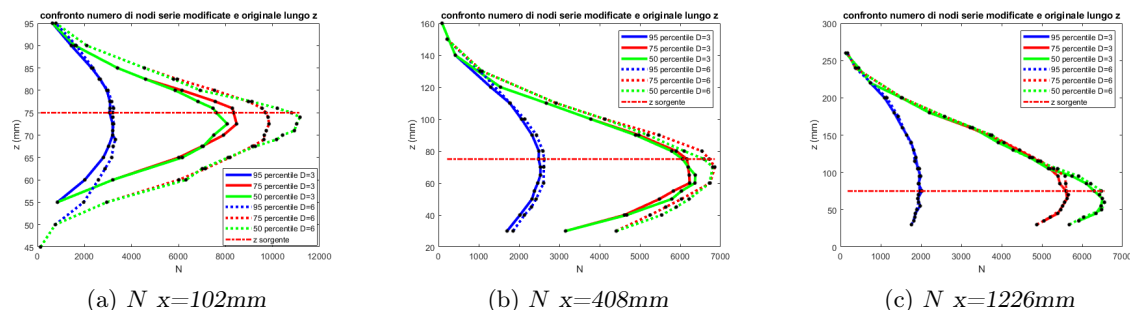


Figura 6.9: Confronto N in funzione della dimensione del diametro per tre livelli di percentile più la serie originale al variare della coordinata verticale z

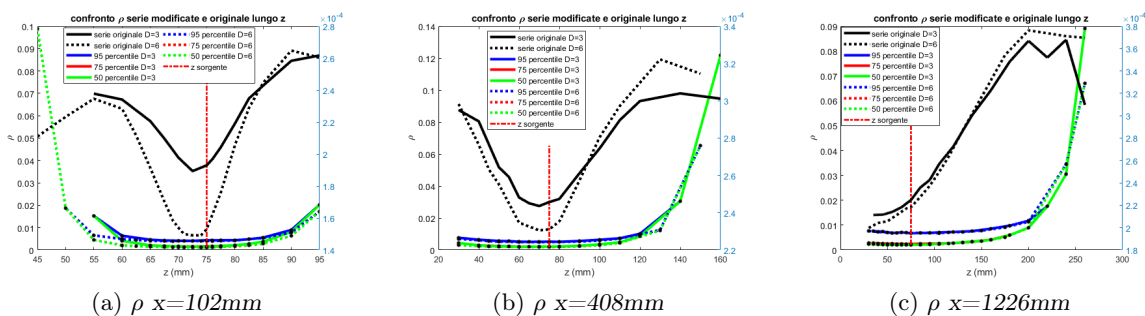


Figura 6.10: Confronto ρ in funzione della dimensione del diametro per tre livelli di percentile più la serie originale al variare della coordinata verticale z

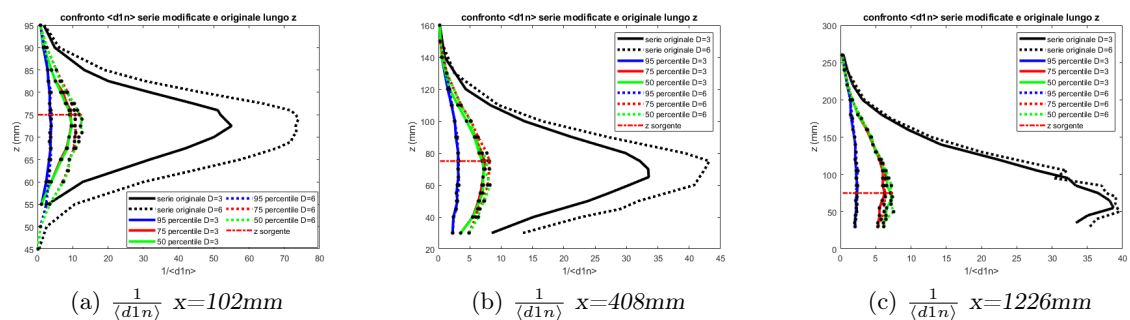


Figura 6.11: Confronto $\frac{1}{\langle d1n \rangle}$ in funzione della dimensione del diametro per tre livelli di percentile più la serie originale al variare della coordinata verticale z

50°, 75° e il 95°.

Cominciando il confronto dall'evoluzione delle metriche lungo la coordinata x , la prima cosa che si osserva è che gli andamenti visti per la sorgente $D=3\text{mm}$ vengo seguiti abbastanza fedelmente dai risultati della sorgente $D=6\text{mm}$, per cui dove era presente un andamento crescente o decrescente, tale rimane. Sappiamo che il fenomeno del meandering è influenzato dalla dimensione della sorgente che emette il pennacchio di scalare passivo, in particolare, le sorgenti più piccole sono quelle il cui pennacchio sente maggiormente gli effetti del meandering. Questo accade poiché, l'intermittenza della posizione del centro di massa della concentrazione di etano è legata alla strutture vorticoso più grandi caratteristiche del campo di moto, per cui, avere sorgenti di diametro più grande, vuol dire avere dimensioni maggiori del pennacchio, che se comparabili con quelle dei vortici più grandi l'effetto del meandering si affievolisce. Quello che ci si aspetta quindi è di avere per la sorgente più piccola una maggiore frequenza di picchi ma con una intensità minore, al contrario per la sorgente $D=6\text{mm}$ la frequenza dei picchi sarà inferiore ma avranno una maggiore intensità, in quanto il centro di massa del pennacchio stazionerà per più tempo in uno stesso punto. Tutto questo si traduce in un maggiore numero di nodi a parità di percentile, per la sorgente $D=6\text{mm}$ avendo picchi più intensi, come si può ben vedere in figura 6.8a e in una lunghezza media di legame inferiore per la sorgente $D=6\text{mm}$ rispetto alla sorgente più piccola. In entrambi i casi l'effetto del meandering diminuisce procedendo lungo l'asse x e le metriche che ricavo per le due sorgenti tendono a coincidere. Il grafico relativo al grado di centralità, figura 6.8d conferma quanto appena detto, per cui la serie originale per $D=3\text{mm}$ assume un grado di centralità maggiore rispetto alla serie originale per la sorgente più grande, quindi si ha una maggiore visibilità tra i nodi della sorgente più piccola avendo picchi di intensità inferiore. Gli effetti della dimensione del diametro della sorgente sono confermati anche considerando la serie originale, anche in questo caso per il numero di nodi, per la lunghezza media di legame e la ρ si osserva un effetto abbastanza prevedibile per il quale all'aumentare della coordinata x le differenze delle metriche tra le due sorgenti si riducono fino a quasi sparire. Questo aspetto si osserva molto bene anche negli andamenti lungo l'asse z in figura 6.9, 6.10 e 6.11. In tutte e tre le macrofigure se in $x=102\text{mm}$ si osservano differenze, queste spariscono in $x=1226\text{mm}$. E' possibile spiegare questo andamento delle metriche considerando il fatto che il meandering ha la sua massima influenza nelle immediate vicinanze del punto di emissione ed essendo l'unico fenomeno dipendente dalle dimensioni della sorgente, quando ci si allontana da essa gli effetti del diametro saranno meno intensi assieme al meandering stesso. Per quanto riguarda la dispersione relativa, ovviamente per la sorgente di diametro più grande agirà su un pennacchio con delle dimensioni di partenza maggiori, per cui la dispersione farà sì che la concentrazione si distribuisca su un volume di area maggiore, ma questo accade fino a dei valori di x intermedi come si osserva ad esempio per la lunghezza media di legame in 6.11a e 6.11b, dove i valori di $\langle d1n \rangle$ sono misurati su dei Δz maggiori rispetto alla sorgente $D=3\text{mm}$. Questa differenza però decade nel momento in cui ci si allontana molto dal punto di emissione, per esempio in figura 6.11c in $x=1226\text{mm}$ dove $\Delta z_{D3} \simeq \Delta z_{D6}$. Il fenomeno è analogo sia per le serie filtrate che per quelle originali. L'effetto del meandering si osserva molto bene fino alla figure in $x = 408\text{mm}$, ad esempio dalla figura 6.11b, per la quale la lunghezza media di legame è maggiore per la sorgente $D = 3\text{mm}$ per la quale il meandering ha più influenza è si registrano picchi meno intensi. L'utilizzo del filtro tuttavia, ci permette ancora una volta di osservare questo fenomeno, ci viene quindi molto utile perché ci fa capire che il meandering influisce maggiormente sui picchi piuttosto che sulle irregolarità della della serie temporale essendo state filtrate. Lo studio delle time history focalizzato sui soli picchi si concentrazione attraverso i percentili, è quindi un ottimo metodo per spiegare e descrivere i fenomeni fisici del meandering e della dispersione relativa e trarre conclusioni analoghe a quelle che sarebbe possibile dedurre dall'analisi delle serie originali. I due fenomeni, quindi sono già apprezzabili e distinguibili, a partire dallo studio della serie filtrata, che contiene informazioni solo sugli eventi estremi.

Capitolo 7

Analisi dei risultati ottenuti con il Natural Visibility Algorithm applicato alla serie temporale di trasporto turbolento $w'c'$

In questo capitolo sarà analizzata un'altra serie caratteristica del campo di moto turbolento con immissione di uno scalare passivo. Questa serie temporale è la serie di trasporto turbolento $w'c'$, creata a posteriori dopo le misurazioni eseguite in galleria del vento di concentrazione c e velocità verticale w . Attraverso questa serie, unica per ogni punto di misurazione in test section, è possibile studiare simultaneamente gli andamenti e gli effetti legati alla velocità verticale w sulla concentrazione di etano. Nel *capitolo 5* è stato spiegato nel dettaglio come costruire questa serie tramite il calcolo delle fluttuazioni di velocità e concentrazione, ma soprattutto si chiariscono le modalità con cui questa serie verrà analizzata. Riprendendole brevemente, verranno utilizzate per quanto riguarda il filtraggio della serie, due coppie di percentili, in particolare il $90^\circ/10^\circ$ percentile e il $75^\circ/25^\circ$ percentile. Per capire quale tra i due valori delle coppie utilizzare, verrà valutato il valore medio della serie μ , per cui per $\mu > 0$ utilizzeremo il 90° e il 75° percentile, mentre per $\mu < 0$ filtreremo con il 10° e il 25° percentile. Filtrare con il $10^\circ/25^\circ$ percentile equivale a filtrare la serie simmetrica rispetto all'asse temporale col $90^\circ/75^\circ$ percentile. Viene utilizzata questa tecnica di studio in modo tale da concentrarci sulla parte più significativa della serie temporale, ossia sui picchi positivi di trasporto turbolento piuttosto che quelli negativi, se $\mu > 0$, altrimenti il contrario se $\mu < 0$. Studiando questa serie temporale creata ad hoc possiamo capire in che modo, con che frequenza e con quale intensità si hanno dei movimenti di masse di etano all'interno del campo di moto. Nel capitolo precedente abbiamo parlato molto del meandering, tale fenomeno può essere visto come una conseguenza del trasporto turbolento che si concentra in particolar modo sul centro di massa del pennacchio, ma soprattutto la dispersione relativa è un fenomeno sicuramente figlio degli effetti della serie che studiamo in questo capitolo.

7.1 Metriche e parametri di analisi utilizzati per lo studio della serie temporale di trasporto turbolento

I parametri e quindi le variabili che entreranno in gioco per l'analisi col *NVGA*, (*natural visibility graph algorithm*), sono le stesse che abbiamo utilizzato per la serie di sola concentrazione nel capitolo 7. Ancora una volta le metriche saranno studiate considerando i loro andamenti in funzione della coordinata x , coordinata verticale z e del percentile come già spiegato. L'unica differenza riguarda il set di posizioni x considerate, per le quali non si considera più la posizione

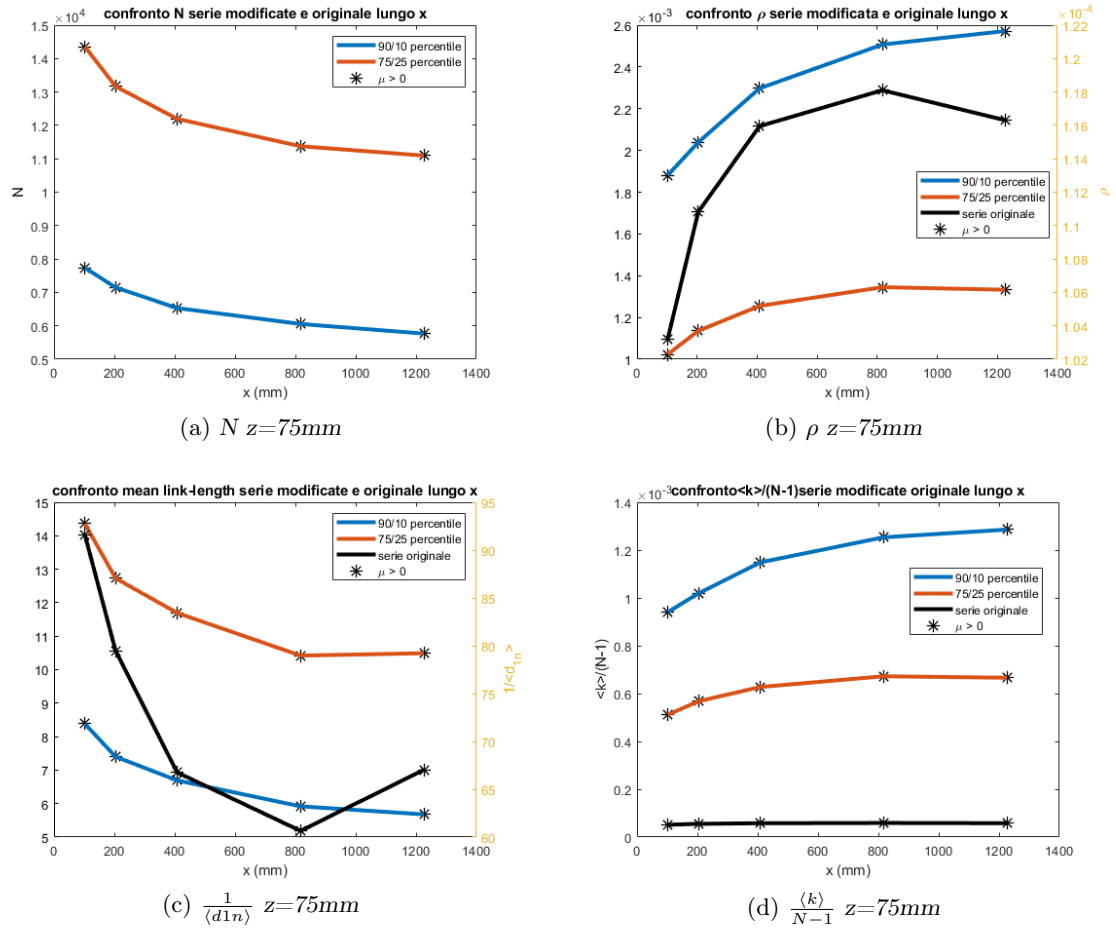


Figura 7.1: Andamento delle metriche in funzione della coordinata x per due coppie di percentile, $75^\circ/25^\circ$ e $90^\circ/10^\circ$, piú la serie temporale non filtrata

$x=51\text{mm}$, in quanto affetta da errori legati alla misurazione della velocità verticale w . Anche in questo caso verrà fatto un confronto tra i risultati ottenuti considerando la sorgenti con diametro differente. Per quanto riguarda le metriche saranno trattate sempre il numero di nodi N , la lunghezza media di legame $\langle d \rangle_{ln}$, la densità della rete ρ e il grado medio di centralità $\langle k \rangle$, i risultati relativi alle altre metriche tra cui coefficienti di clustering e assortativity saranno presentati in *Appendice*.

7.2 Andamenti delle principali metriche in funzione della coordinata longitudinale x , verticale z e del livello di percentile

Fissandoci in un determinato punto dello spazio (x ; $y=0\text{mm}$; z), si è potuto verificare che le fluttuazioni di concentrazione c' piú frequenti, seppur di piccola entità sono quelle negative, ossia si ha trasporto di etano dalla zona in cui effettuo la misurazione a una zona generalmente a concentrazione piú bassa. Tuttavia, essendo la serie composta anche dalle fluttuazioni relative alla velocità w , è importante considerare anche questo aspetto e come w' evolvono lungo x e z . In figura 7.1, gli andamenti sono ottenuti fissandoci ad una altezza pari alla quota della sorgente in $z=75\text{mm}$. La prima cosa che si può osservare è che per questa altezza il valore medio della serie di trasporto turbolento relativo ad ogni posizione è sempre positivo, il filtro applicato alla serie è sempre stato il 90° e il 75° percentile. Essendo un prodotto di fluttuazioni $w'c'$, possono

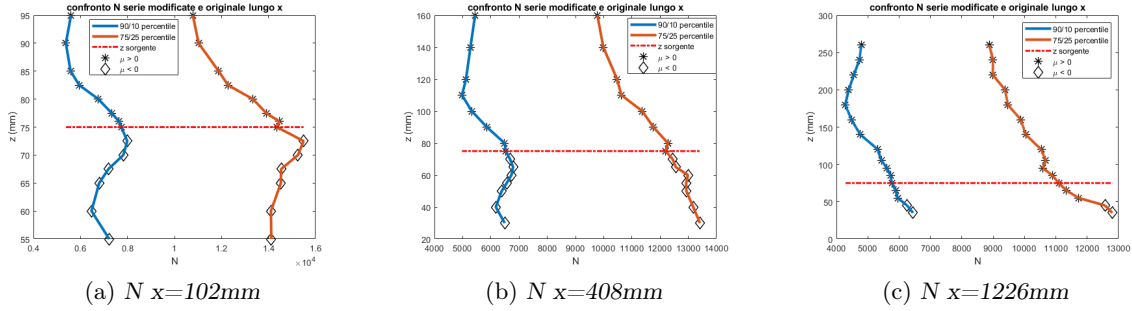


Figura 7.2: Andamento del numero di nodi in funzione della coordinata z per due coppie di percentile, $75^\circ/25^\circ$ e $90^\circ/10^\circ$, più la serie temporale non filtrata per tre distanze x dalla sorgente

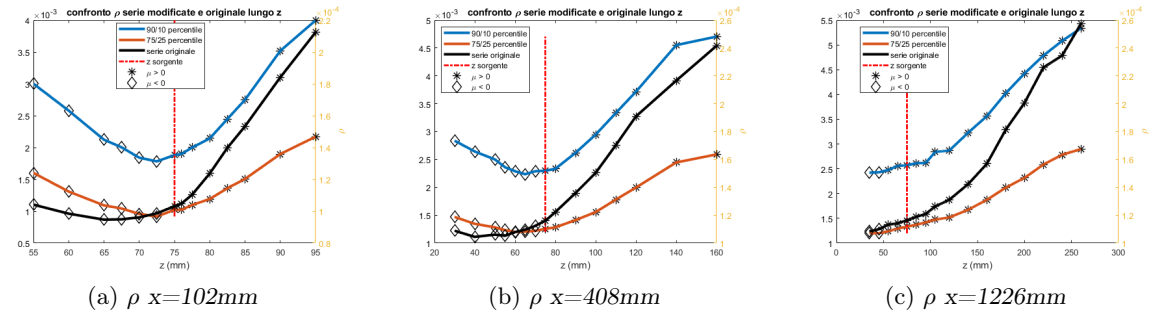


Figura 7.3: Andamento di ρ in funzione della coordinata z per due coppie di percentile, $75^\circ/25^\circ$ e $90^\circ/10^\circ$, più la serie temporale non filtrata per tre distanze x dalla sorgente

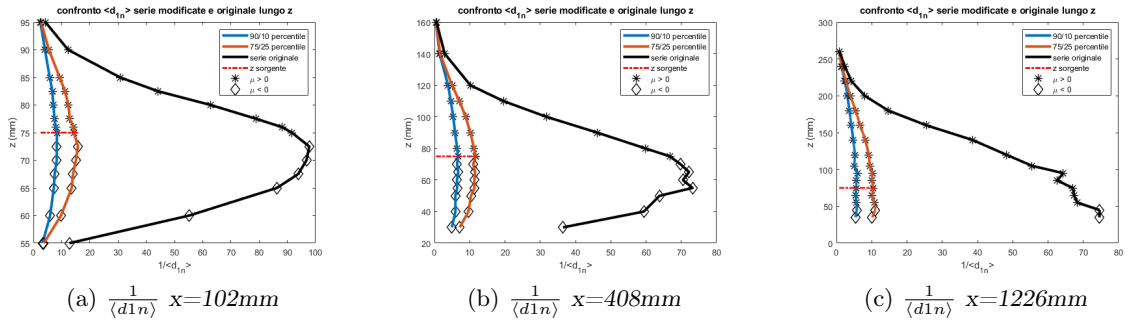


Figura 7.4: Andamento di $\frac{1}{\langle d_{1n} \rangle}$ in funzione della coordinata z per due coppie di percentile, $75^\circ/25^\circ$ e $90^\circ/10^\circ$, più la serie temporale non filtrata per tre distanze x dalla sorgente

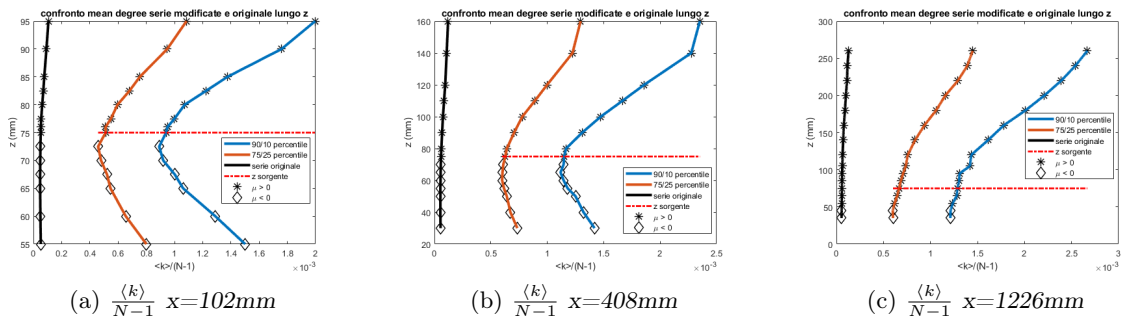


Figura 7.5: Andamento di $\frac{\langle k \rangle}{N-1}$ in funzione della coordinata z per due coppie di percentile, $75^\circ/25^\circ$ e $90^\circ/10^\circ$, più la serie temporale non filtrata per tre distanze x dalla sorgente

presentarsi più casi relativamente ai segni delle rispettive fluttuazioni, possiamo però intuire che essendo posizionati in $z=75\text{mm}$ ed essendo la quota in cui si misura la maggiore concentrazione di etano, è praticamente certo che a questo livello le fluttuazioni di c più intense saranno positive, di conseguenza per la velocità verticale w ci si aspettano delle fluttuazioni più intense sempre positive, quindi velocità verticale verso l'alto. I picchi della serie più ricorrenti saranno quindi quelli positivi, per cui l'etano verrà trasportato dalla turbolenza, dall'asse del pennacchio verso regioni a concentrazione inferiore, in particolar modo verso $z > 75\text{mm}$. Un effetto che si osserva molto bene è invece quello legato al fenomeno della dispersione relativa. Sappiamo infatti che l'energia turbolenta e quindi l'energia cinetica dei vortici più grandi viene dissipata man mano che la cascata inerziale determina la creazione di vortici sempre più piccoli e dissipativi fino alla scala di Kolmogorov. Anche la velocità verticale w sarà soggetta a tale dispersione, accompagnata da una diminuzione delle capacità diffusive del flusso turbolento. Tuttavia grazie alla continua immissione in test section di energia cinetica per mezzo del fan della galleria del vento, tale processo diffusivo non si esaurisce mai ma rimane congelato considerando l'intervallo Δx della test section in analisi. Tuttavia da $x=102\text{mm}$ a $x=1226\text{mm}$ in ogni grafico della figura 7.1 si osservano gli effetti della diminuzione delle fluttuazioni di w' , ma anche di c' come visto nel capitolo 6. La prima evidenza è riportata in figura 7.1a, in cui il numero di nodi legato al numero di picchi presente nel grafico della time history diminuisce allontanandoci dalla sorgente. Fisicamente quello che accade è che per x maggiori gli effetti più intensi di trasporto turbolento di etano si riducono. Se da un lato abbiamo una diminuzione dei nodi e dei picchi, dall'altro avremo un aumento della lunghezza media di legame e della densità della rete essendo più facile la creazione dei link, esplicative sono le figure 7.1c e 7.1b. Anche il grado di centralità medio $\langle k \rangle$, risentendo maggiormente dell'intensità dei picchi della serie mostra in figura 7.1d, la tendenza a crescere con la coordinata x , indice di un incremento della visibilità tra i nodi. In tutte le osservazioni fin'ora fatte sono stati considerati i soli andamenti delle metriche relative alle serie filtrate. L'effetto del percentile è ormai chiaro per il numero di nodi in figura 7.1a, per il quale avere un filtro con un valore maggiore, vuol dire misurare un minor numero di aree tra la retta filtro e grafico della serie, quindi un minor numero di nodi, addirittura passando dal 90° al 75° percentile, la popolazione del network quasi raddoppia. Per quanto detto per il numero di nodi, possiamo intuire l'effetto del percentile sulle altre metriche, per cui per livelli più alti del filtro si avranno lunghezze medie di legame maggiori, così come un maggior numero di link creati e quindi una più alta densità della rete, figura 7.1c e 7.1b. Il grado di centralità invece, figura 7.1d, presenta un comportamento più anomalo in funzione del percentile, probabilmente legato al fatto che $\langle k \rangle$ dipende anche dalla popolosità del network, quindi reti più numerose implicano gradi maggiori di centralità. Tale aspetto è confermato dal fatto che il grado di centralità medio relativo alla serie originale mostra valori superiori rispetto alla serie filtrata, per questo motivo risulta più affidabile la densità della rete ρ per capire il livello di visibilità tra i nodi anche di serie con diversa numerosità di popolazione.

Per la densità della rete e per la lunghezza media di legame gli andamenti della serie di partenza sono riportati in funzione di un secondo asse delle ordinate posto a destra del grafico per mettere più in risalto le variazioni delle metriche. Considerando la $\langle d1n \rangle$, in figura 7.1c, la serie originale mostra variazioni della metrica dell'ordine del centesimo di secondo, variazioni molto piccole se paragonate a quelle delle serie modificate. Anche per la densità della rete le variazioni di ρ sono molto piccole, dell'ordine di 10^{-4} , tuttavia sono paragonabili con quelle delle serie modificate che sono più grandi di un ordine di grandezza. Tali oscillazioni presentano questa intensità poiché stiamo considerando dei network che derivano da matrici di adiacenza sparse. Sia per la $\langle d1n \rangle$ che per la ρ , gli andamenti che si osservano per le serie originali sono gli stessi di quelli relativi alle serie filtrate, di conseguenza possiamo concludere che l'effetto della dispersione relativa può essere tranquillamente descritto considerando solo i picchi positivi o negativi (più o meno intensi) della time history di partenza. Procedendo quindi lungo x , i due tipi di analisi, filtraggio e non,

mettono in risalto il fatto che le serie sono affette da meno picchi di fluttuazioni di velocità verticale w' e concentrazione c' , uno legato all'effetto dissipativo dell'energia cinetica turbolenta in energia meccanica (termica) e l'altro al fenomeno della dispersione relativa. Ovviamente come già fatto notare nel capitolo precedente i risultati per le varie serie saranno diversi in modulo poiché effettivamente le serie sotto studio cambiano.

Gli andamenti in funzione della coordinata verticale z mettono in risalto le variazioni del segno del valore medio della serie di trasporto turbolento. Dalla figura 7.2, 7.3, 7.4 e 7.5, si osserva infatti che la serie temporale assume un valore medio positivo da $z = 75mm$ in su, mentre un valore medio negativo per altezze inferiori a quella della sorgente. Avere per la serie $w'c'$ un valore medio $\mu > 0$, vuol dire che, non solo il trasporto medio di etano andrà verso zone a più bassa concentrazione, ma tale movimento sarà verso l'alto. Al contrario sotto la $z_{sorgente}$ per i valori di $\mu < 0$, il trasporto di etano spingerà il soluto verso la parete determinando un aumento della concentrazione in quella regione. La maggiore intensità di trasporto turbolento di etano è collocata infatti in due regioni come si vede dalla figura 7.2. La prima regione è quella attorno alla $z_{sorgente}$ in cui si ha un massimo del numero di nodi, legato a una grande presenza di picchi molto intensi della serie $w'c'$. La seconda regione è quella in prossimità della parete, in cui lo scalare passivo aumenta di concentrazione poiché il suo movimento è limitato dalla presenza della parete stessa. In questa zona si avrà nuovamente un aumento dei picchi di trasporto turbolento che muoveranno l'etano da z_{parete} verso z a concentrazione inferiore verso l'alto. Addirittura procedendo lungo l'asse x , in $x=1226mm$, figura 7.2c, è solo vicino alla parete che si misura un massimo del numero di nodi e quindi dei picchi di $w'c'$, indice del fatto che la concentrazione di etano non riesce a diluirsi verso z maggiori ma viene pressata e confinata in una piccola regione vicino a parete. E' un po' come se la sorgente di scalare passivo si posizionasse a z più basse, e lo stesso valore medio della serie tende ad essere maggiore di zero anche per $z < z_{sorgente}$, assecondando questo movimento fittizio della sorgente. In seguito a questo andamento del numero di nodi, la densità della rete, in figura 7.3 assumerà dei minimi là dove N presentava dei massimi. Per cui molto vicino alla sorgente, figura 7.3a, la rete presenterà una densità minima al livello della sorgente per poi questo minimo, spostarsi verso le zone più vicine a parete procedendo lungo x , figura 7.3c. Tale comportamento è giustificato dall'influenza della dispersione allontanandoci dalla sorgente, che riduce la concentrazione presente sull'asse del pennacchio spalmandola su un Δz maggiore. Questo fenomeno ha ripercussioni anche sulla lunghezza media di legame, per la quale ci si aspetta uno spostamento del valore minimo dalla $z_{sorgente}$ a z_{parete} in seguito alla riduzione dei picchi di $w'c'$ sull'asse sorgente. Quanto detto è confermato dai grafici in figura 7.4. Partendo dalla figura 7.4a, il maggiore livello di trasporto turbolento è confinato nella regione a più alta concentrazione di etano in $z=75mm$, trovandoci vicino alla sorgente. Spostandoci da questa altezza infatti la $\langle d1n \rangle$ aumenta in seguito alla diminuzione dei picchi di $w'c'$. Allontanandoci dalla sorgente, già in $x=408mm$, figura 7.4b, le cose cambiano, infatti lo spostamento di massa di etano verso z minori, quindi verso la parete, crea delle fluttuazioni maggiori di concentrazione che mi determinano in questa zona un aumento della frequenza dei picchi di trasporto turbolento e della loro intensità, di conseguenza la metrica assumerà un valore minimo in questa zona seppur paragonabile al livello $\langle d1n \rangle$ massimo in $x=102mm$, per effetto della dispersione. Per $z \gg z_{sorgente}$, l'etano libero di diffondere senza impedimenti come la parete, per z più elevate fa sì che la frequenza e l'intensità dei picchi di $w'c'$ in questa zona sia inferiore come testimoniato dai valori più alti di $\langle d1n \rangle$ in figura 7.4b e 7.4c. Il grado di centralità medio, figura 7.5, assume anch'esso circa lo stesso andamento della $\langle d1n \rangle$, ma presenta un intervallo di valori meno ampio in cui variare, probabilmente legato al fatto che per questa metrica ad intervenire sono anche le irregolarità della serie e non solo i picchi. Tuttavia una differenza più evidente che si può riscontrare rispetto alla ρ e $\langle d1n \rangle$, è il fatto che il grado di centralità medio assume dei valori che aumentano con la diminuzione del percentile. La $\langle d1n \rangle$, come detto, ha un comportamento inverso per cui all'aumentare del percentile la metrica aumenta di valore poiché con percentili più alti riesco a filtrare i picchi

con intensità più bassa che comunque diminuirebbero i valori di $\langle d1n \rangle$. Allo stesso modo per la densità della rete ρ , in figura 7.3. Per favorire la lettura delle piccole variazioni della densità di rete è stato introdotto a destra di ogni grafico in figura 7.3 un secondo asse delle ordinate. La differenza di ρ tra la serie modificata e quella di partenza è di circa un ordine di grandezza legato all'aumento del numero totali di vertici del grafo. Ad ogni modo gli andamenti delle metriche filtrate riescono a descrivere abbastanza fedelmente quello che accade con la serie originale e ci permettono quindi di capire in che zona dello strato limite turbolento aspettarci una serie con una maggiore presenza di picchi di trasporto di etano.

Riassumendo possiamo concludere che, i maggiori effetti legati al trasporto turbolento dello scalare passivo, sono confinati immediatamente all'uscita della sorgente. Ricordiamo infatti che in questa zona si ha la maggiore influenza del meandering, è all'altezza del punto di emissione in $z = 75mm$, che si registrano i valori minimi delle metriche ma si hanno reti con il maggior numero di nodi. A causa del trasporto di masse di etano per $z \geq 75mm$ in media verso l'alto che si disperdono e per $z < 75mm$ mediamente verso il basso che si concentrano sulla parete, allontanandoci dalla sorgente le regioni con più alto movimento di etano sono ancora quelle attorno alla $z_{sorgente}$, ma anche la zona di strato limite più vicina a parete, in cui lo scalare passivo tende ad aumentare la sua concentrazione. Attraverso l'utilizzo dei filtri ci si può focalizzare prevalentemente sui picchi più intensi di $w'c'$, pur riuscendo ancora a descrivere gli andamenti delle metriche relativi alla serie originale.

7.3 Confronto dei risultati ottenuti applicando il natural visibility algorithm su delle serie di trasporto turbolento $w'c'$ relative a due sorgenti con diametro differente

Come già fatto per la sola serie di concentrazione adesso ci interessa valutare le differenze che intercorrono tra le serie di trasporto turbolento generate da una variazione del diametro della sorgente. Le dimensioni dei diametri che consideriamo sono sempre $D = 3mm$ e $D = 6mm$, la sorgente per entrambe le dimensioni è posizionata sempre in $x = 0mm$, $z = 75mm$ e $y = 0mm$. Analizzando i grafici in figura 7.6, per il numero di nodi, per la densità della rete e per la lunghezza media di legame, pur mostrando valori diversi, gli andamenti per le due sorgenti, $D = 3mm$ e $D = 6mm$, sono simili. Delle variazioni un po' più importanti che si notano, riguardano il grado medio di centralità in figura 7.6d. Per questa metrica infatti, la sorgente di diametro $D = 3mm$ assume dei valori maggiori rispetto alla sorgente più grande $D = 6mm$. Tale differenza tuttavia svanisce procedendo verso x maggiori e le due curve quasi tendono a coincidere. Questo è un comportamento che in parte potevamo già aspettarci avendo già visto che allontanandoci dalla sorgente tutte le differenze legate alla diversa dimensione del diametro tendono a svanire, vuoi per l'effetto della dispersione relativa che riducendo i picchi di concentrazione riduce anche i picchi relativi di trasporto turbolento, ma anche per la diminuzione dell'effetto del meandering, in quanto fenomeno che risente maggiormente della dimensione della sorgente e che si fa sentire soprattutto per le prime stazioni di x. Anche la $\langle d1n \rangle$ e la ρ , in figura 7.9 e 7.8, così come il grado di centralità, mostrano lo stesso comportamento per cui si hanno valori maggiori delle metriche per la sorgente $D = 3mm$. La sorgente $D = 3mm$ è quella più affetta dal fenomeno del meandering per cui lo spostamento del centro di massa del pennacchio crea picchi con frequenza più elevata ma meno intensi, per cui i vertici dei grafi presenteranno una maggiore visibilità tra loro al contrario della sorgente $D = 6mm$, per la quale un meandering meno intenso creerà picchi più elevati anche se meno frequenti e quindi meno link e con una lunghezza temporale media inferiore, giustificando in questo modo quanto mostrato in figura 7.6.

Riportando i grafici con un doppio asse delle ordinate è stato possibile anche valutare gli andamenti delle serie originali per le due sorgenti. Considerando questi andamenti si possono fare

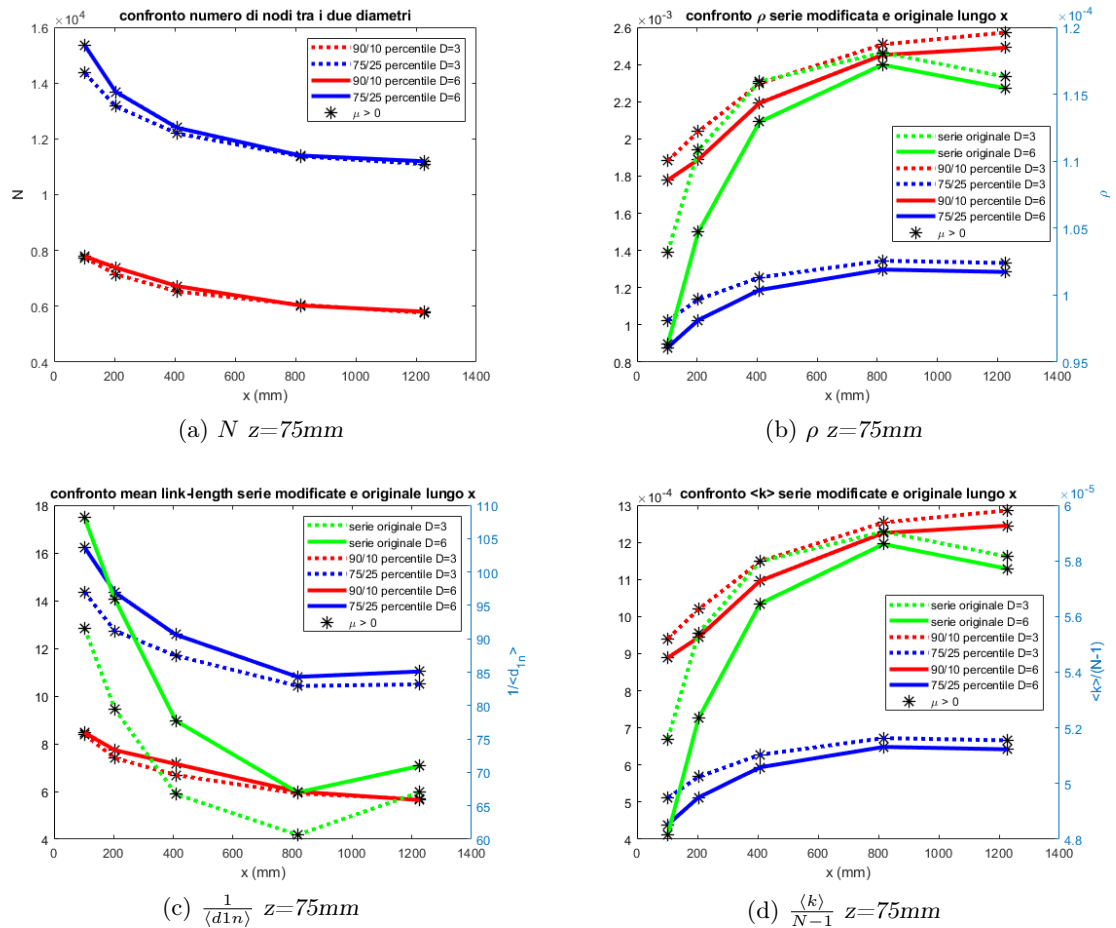


Figura 7.6: Confronto delle metriche per due sorgenti di diametro differente $D=3\text{mm}$ e $D=6\text{mm}$, in funzione della coordinata x , considerando due coppie di percentile $75^\circ/25^\circ$ e $90^\circ/10^\circ$ come filtro e la serie temporale originale $w'c'$

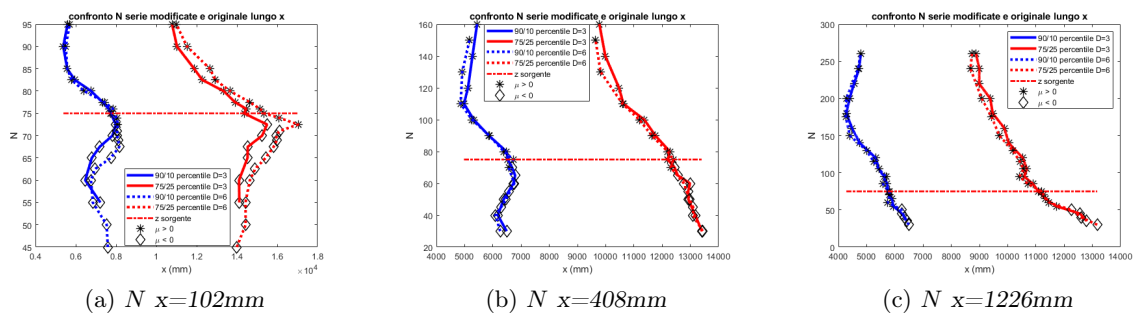


Figura 7.7: Confronto N per due sorgenti di diametro differente $D=3\text{mm}$ e $D=6\text{mm}$, in funzione della coordinata verticale z , considerando due coppie di percentile $75^\circ/25^\circ$ e $90^\circ/10^\circ$ come filtro e la serie temporale originale $w'c'$

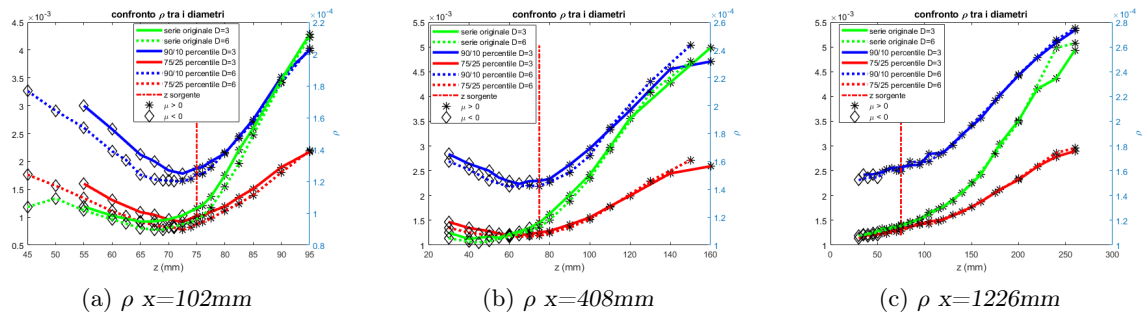


Figura 7.8: Confronto ρ per due sorgenti di diametro differente $D=3\text{mm}$ e $D=6\text{mm}$, in funzione della coordinata verticale z , considerando due coppie di percentile $75^\circ/25^\circ$ e $90^\circ/10^\circ$ come filtro e la serie temporale originale $w'c'$

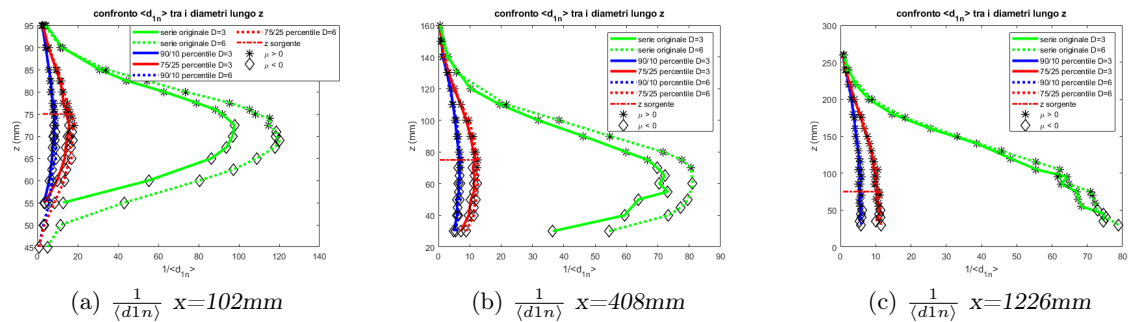


Figura 7.9: Confronto $\frac{1}{\langle d1n \rangle}$ per due sorgenti di diametro differente $D=3\text{mm}$ e $D=6\text{mm}$, in funzione della coordinata verticale z , considerando due coppie di percentile $75^\circ/25^\circ$ e $90^\circ/10^\circ$ come filtro e la serie temporale originale $w'c'$

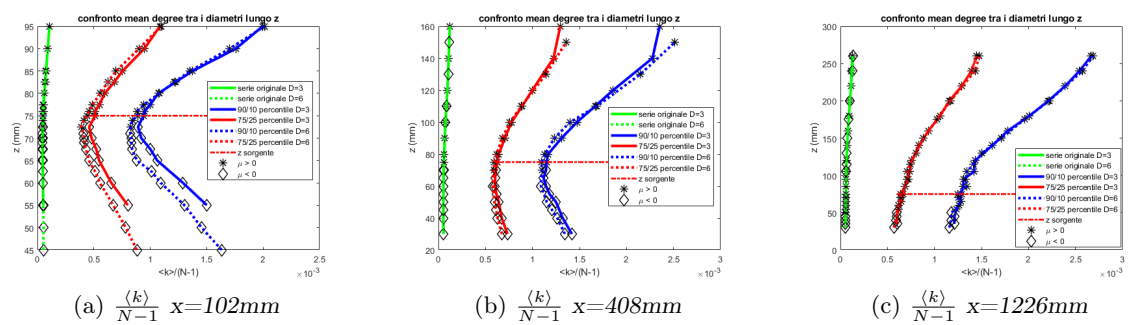


Figura 7.10: Confronto $\frac{\langle k \rangle}{N-1}$ per due sorgenti di diametro differente $D=3\text{mm}$ e $D=6\text{mm}$, in funzione della coordinata verticale z , considerando due coppie di percentile $75^\circ/25^\circ$ e $90^\circ/10^\circ$ come filtro e la serie temporale originale $w'c'$

le stesse considerazioni già fatte per le serie filtrate, mostrando anche in questo caso gli effetti precedentemente descritti del fenomeno del meandering.

Differente è il discorso per la densità della rete per la quale avere variazioni dell'ordine di 10^{-4} per la serie originale è normale considerando il fatto che le reti in esame sono sparse. Dalla figura 7.6b si osserva una ρ maggiore per la sorgente $D=3mm$ rispetto a $D=6mm$ fino a $x = 812mm$, ciò vuol dire che essendo costante il numero di link totali possibili, per la serie relativa alla sorgente più piccola si riescono a creare più legami tra i nodi rispetto al caso col diametro più grande. Creare più link vuol dire avere delle misurazioni con un minor numero di eventi estremi e quindi una serie temporale più regolare e con picchi di intensità più uniformi. Poiché parliamo della serie relativa al trasporto turbolento vuol dire che per la sorgente $D = 6mm$ tale fenomeno di spostamento di masse di etano sarà più intenso rispetto al caso della sorgente più piccola soprattutto per la prime stazioni x . La dispersione e la diminuzione dell'intensità del meandering come già detto, tendono a far collassare in un'unica curva gli andamenti delle metriche relative alle due sorgenti all'aumentare della coordinata x , tale aspetto è mostrato nelle figure 7.7, 7.9, 7.8 e 7.10 che mostrano le varie metriche in funzione della coordinata z per tre stazioni x . L'andamento del segno del valore medio relativo alla serie $w'c'$, non varia considerando la sorgente più grande. Per le x più basse per ogni metrica, si avrà un movimento di etano dall'asse del pennacchio, ad elevata concentrazione verso zone con minore concentrazione, mediamente verso l'alto per $z \geq 75mm$, verso il basso per $z < 75mm$. Le differenze tra gli effetti delle dimensioni del diametro delle due sorgenti, non sono molto visibili in funzione di z per la serie $w'c'$, e quelle poche sono presenti relativamente alla posizione $x=102mm$, procedendo lungo x il meandering diminuendo la sua intensità mostrerà meno le differenze tra i due diametri della sorgenti, per cui le curve delle metriche come si osserva in ogni figura in funzione di z , tendono a coincidere sempre di più aumentando il valore della coordinata x . Anche l'effetto della dispersione relativa che si manifesta oltre che lungo l'asse x , ma anche lungo l'asse verticale z è quello di ridurre la differenza tra i risultati delle due sorgenti di diversa dimensione. Allontanandoci infatti dall'asse del pennacchio le due curve collassano in una sola, figura 7.9c, 7.8c e 7.10c. Per la sorgente $D = 3mm$ potremmo aspettarci un pennacchio inizialmente più compatto e meno soggetto all'effetto del trasporto turbolento, il che vuol dire picchi meno intensi nella serie $w'c'$ anche se più frequenti, per cui metriche come la lunghezza media di legame e la densità della rete assumeranno dei valori maggiori per questa sorgente più piccola. Nella figura 7.8a e 7.9a, troviamo conferma per quanto appena esposto, soprattutto per livelli di z inferiori alla quota della sorgente. Per quanto riguarda le serie originali gli andamenti rispecchiano quelli visti per le serie filtrate. Anche in questo caso la sorgente $D = 3mm$ per la prima stazione $x = 102mm$ mostra le maggiori differenze dalla sorgente $D = 6mm$, figura 7.9a, 7.10a, 7.7c e 7.8c, per poi ridursi fino a sparire considerando le stazioni successive in $x = 408mm$ e $x = 1226mm$, figura 7.9c, 7.8c e 7.10c, lo stesso si osserva allontanandoci dalla quota della sorgente verso z più elevate. Nuovamente l'analisi fatta considerando solo i picchi positivi o negativi delle serie, filtrando le irregolarità, si rivela essere un metodo valido per studiare fenomeni naturali caratteristici dell'evoluzione del pennacchio di etano come il meandering e la dispersione relativa, permettendoci di capire in che modo agisce il trasporto turbolento nel relativo strato limite.

Conclusioni

L'obiettivo del presente lavoro di tesi è stato quello di studiare il comportamento e l'evoluzione di un pennacchio di scalare passivo (etano) all'interno di uno strato limite turbolento. Per effettuare tale analisi oltre all'approccio statistico è stato utilizzato un nuovo strumento quale la teoria delle reti complesse, in particolare un algoritmo di visibilità naturale in modo tale da capire quali informazioni aggiuntive è in grado di fornire. Un ulteriore obiettivo è stato quello di capire se è possibile studiare le serie temporali concentrandoci solo su una parte di esse come le zone a più elevata intensità (picchi) della grandezza considerata attraverso l'utilizzo di opportuni filtri, in modo tale da valutare se si ottengono gli stessi risultati ottenuti per le serie originali ma soprattutto se tali risultati ci permettono di estrapolare le stesse informazioni. Lo studio con i vari momenti statistici ci ha permesso di ricavare importanti informazioni sulle serie temporali in ogni stazione di misura. Quindi è stato possibile valutare in maniera puntuale grandezze come la media e la deviazione standard delle relative serie, abbiamo definito la simmetria delle funzioni di densità di probabilità e la rilevanza delle code, ricavando in questo modo importanti indicazioni sulle serie temporali. Anche lo studio degli spettri per le varie grandezze in esame ci ha permesso di fare ulteriori osservazioni mostrando in che modo l'energia è distribuita sulle varie frequenze. I risultati ottenuti hanno confermato quanto già presente in letteratura.

Differente è quanto ricavato con la teoria delle reti complesse. In questo caso infatti, è stato necessario effettuare una prima analisi di valutazione dei risultati ottenuti applicando il Natural Visibility Graph. Di tutte le metriche presentate, solo alcune sono risultate essere utili per descrivere il fenomeno fisico in esame, ossia la lunghezza media di legame, la densità della rete, il grado medio di centralità e il numero di nodi. Grazie ai risultati così ottenuti siamo riusciti ad ampliare le informazioni ottenute con l'analisi statistica. In primo luogo, è stato possibile dare una descrizione temporale delle varie serie, in termini di frequenza delle misurazioni dei valori più intensi, cosa che con l'analisi classica non era possibile. Questo ci ha permesso di descrivere dei fenomeni naturali caratteristici dell'emissione di un pennacchio di scalare passivo in un flusso turbolento, quali il meandering e la dispersione relativa. Tramite le metriche quindi, abbiamo potuto valutare la frequenza dei picchi delle serie e la loro intensità, dando in questo modo delle spiegazioni e delle chiavi di lettura utili per comprendere i due fenomeni prima citati. Se per la dispersione relativa è bastata la sola analisi delle serie di una sorgente, per il fenomeno del meandering è stato fondamentale il confronto con una sorgente di diametro differente per coglierne i vari aspetti, confermando la dipendenza di questo fenomeno dalle dimensioni della sorgente emettitrice del pennacchio. Compresa la potenzialità dell'analisi delle metriche derivanti dai grafi di visibilità, per studiare e descrivere la struttura delle serie temporali nelle varie stazioni di misura, è stato fatto un ulteriore passo, ossia abbiamo cercato di studiare le varie time history considerando solo gli eventi estremi, definiti come regioni di intensità di picco della serie temporale. L'applicazione di un filtro ci ha quindi permesso di focalizzarci sugli eventi estremi, tralasciando le irregolarità, e di generare delle serie temporali "*modified*". I risultati così ottenuti applicando il *NVG* sono stati positivi in quanto, pur focalizzandoci solo sugli eventi estremi (più pericolosi), si possono comunque estrarre informazioni su fenomeni di dispersione e meandering, fenomeni che invece avvengono su una scala globale (non quella ristretta degli eventi estremi). Per questo motivo

siamo stati in grado di descrivere, anche in questo caso, i fenomeni del meandering e della dispersione relativa pur considerando circa un ordine di grandezza in meno rispetto al numero dei dati di partenza.

In particolare le serie di concentrazione filtrate e non, mostrano l'effetto della dispersione relativa sia lungo la coordinata orizzontale x che verticale z , con un aumento delle metriche come la $\langle d1n \rangle$, indice di una diminuzione dell'intensità dei picchi. L'effetto del meandering è messo in mostra grazie al confronto tra le metriche generate dai network per le due sorgenti. Si osservano valori più bassi delle metriche, in particolare la lunghezza media di legame e la densità della rete, per la sorgente più grande, indice di una minore intensità del meandering per la sorgente $D=6$ mm e quindi una minore frequenza ma maggiore intensità dei picchi di concentrazione. Tuttavia l'effetto del meandering è messo in maggiore risalto considerando dei filtri ricavati da valori di percentile non troppo alti per le serie misurate nelle stazioni x più vicine alla sorgente.

Dall'analisi delle serie di trasporto turbolento è emerso che il maggiore movimento di etano è confinato immediatamente all'uscita della sorgente, è in queste stazioni che si misurano i minori valori per le metriche, quindi una maggiore intensità dei picchi di trasporto. Per come sono state filtrate queste serie è stato possibile anche capire che per altezze superiori alla $z_{sorgente}$ in media il trasporto di etano è verso l'alto, al contrario per $z < z_{sorgente}$. In questo secondo caso procedendo lungo x , l'etano viene trasportato nei pressi della parete e in questa zona si registra una diminuzione delle metriche, quindi una visibilità inferiore tra i nodi legata a una maggiore intensità dei picchi di $w'c'$, che da $z_{sorgente}$ si spostano a z_{parete} . Il confronto tra le due sorgenti inoltre, ha mostrato valori delle metriche maggiori per la sorgente $D=3$ mm, per la quale si registrano picchi meno intensi della serie e quindi un minore movimento di etano. In prossimità della sorgente l'effetto del meandering più intenso tende quasi a ostacolare la dispersione dello scalare passivo lungo z , facendo registrare picchi meno intensi seppur più frequenti di $w'c'$. Procedendo lungo x le differenze tra le due sorgenti tendono a ridursi per effetto della dispersione e gli andamenti delle metriche a uniformarsi.

Per concludere, l'applicazione della teoria delle reti complesse e del *Natural Visibility Graph*, ci ha permesso oltre che di confermare i risultati ottenuti dall'analisi statistica, anche di ampliarli aggiungendo le informazioni relative alla struttura delle serie descrivendo i fenomeni naturali che le influenzano. Inoltre, è emerso che l'algoritmo di visibilità è in grado di offrire risultati altrettanto validi pur applicandolo a serie filtrate per focalizzare l'attenzione sugli eventi più estremi delle relative serie. Questo aspetto risulta essere di fondamentale importanza poiché ci mostra la versatilità di tale metodo di analisi innovativo, che pur analizzando delle serie ristrette ai soli eventi estremi, per mezzo del filtro, ci permette comunque di descrivere i fenomeni del meandering e della dispersione relativa, che sono fenomeni di scala globale.

Appendice

Nel seguito vengono mostrati i grafici che non sono stati presi in considerazione nell'analisi, in quanto non forniscono delle chiavi di lettura chiare da permetterci una comprensione più dettagliata del fenomeno fisico. Le metriche che vengono mostrate in *Appendice* sono la Transitività, il Coefficiente di Clustering e la Assortatività, sia per la serie di concentrazione che per quella di trasporto turbolento.

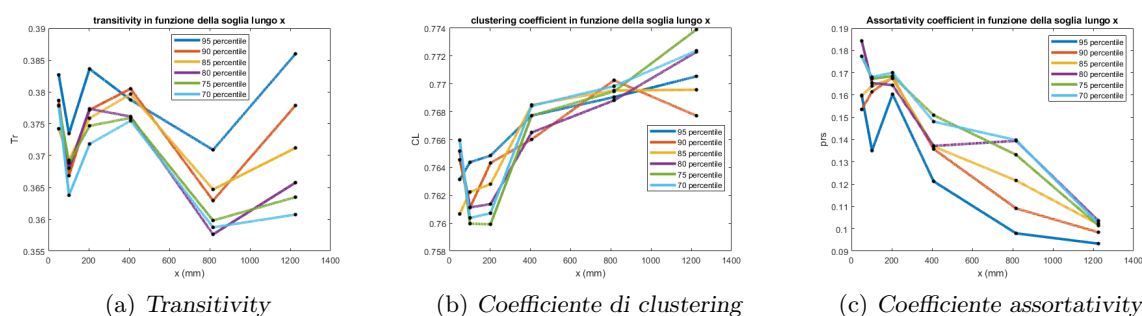


Figura 7.11: Andamento della transitività del coefficiente di clustering e assortatività in funzione della coordinata orizzontale x al variare del percentile

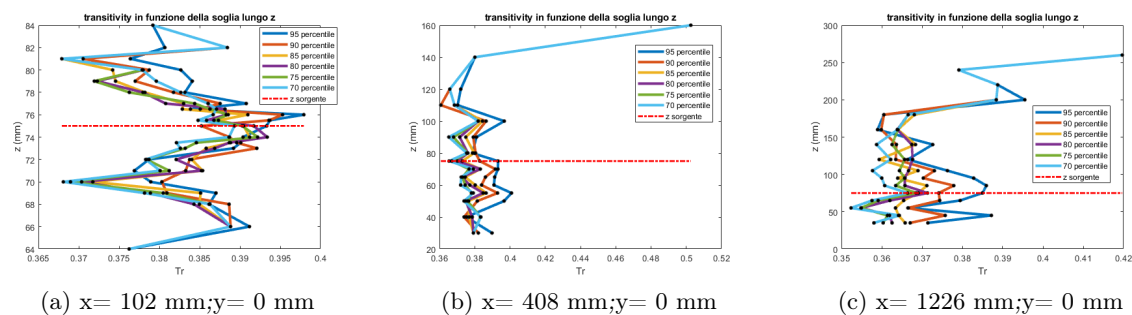


Figura 7.12: Andamento della transitività in funzione della coordinata verticale z al variare del percentile

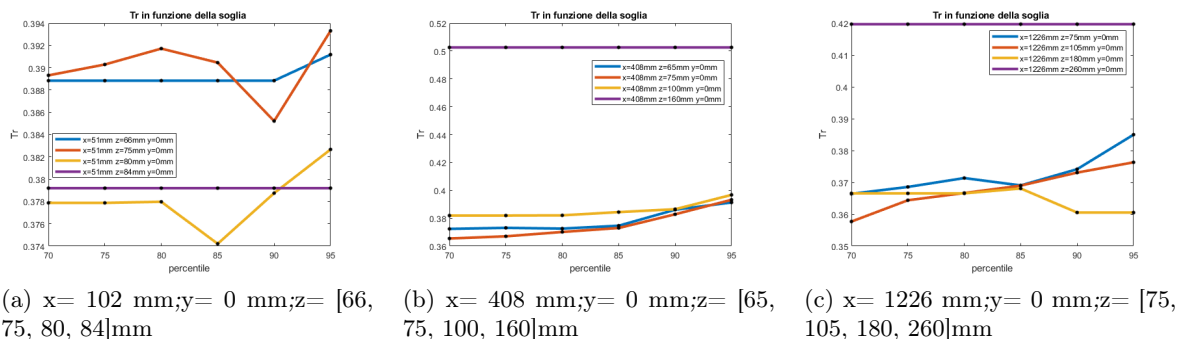


Figura 7.13: *Transitività in funzione del percentile per diversi set di coordinate*

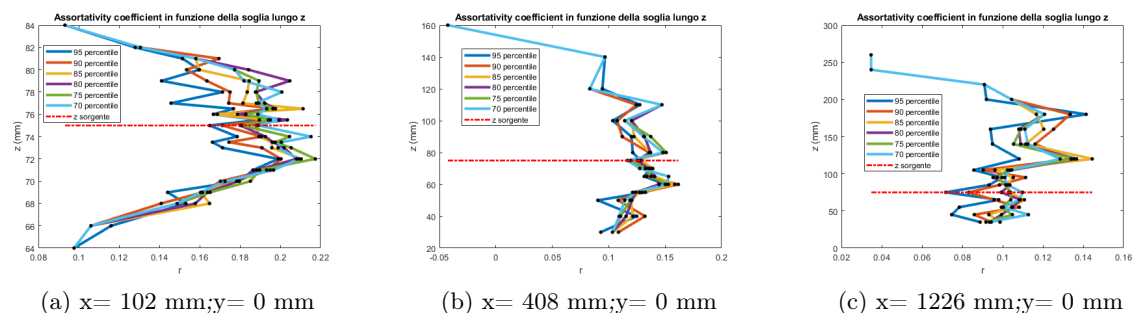


Figura 7.14: *Andamento del coefficiente di assortatività in funzione della coordinata verticale z al variare del percentile*

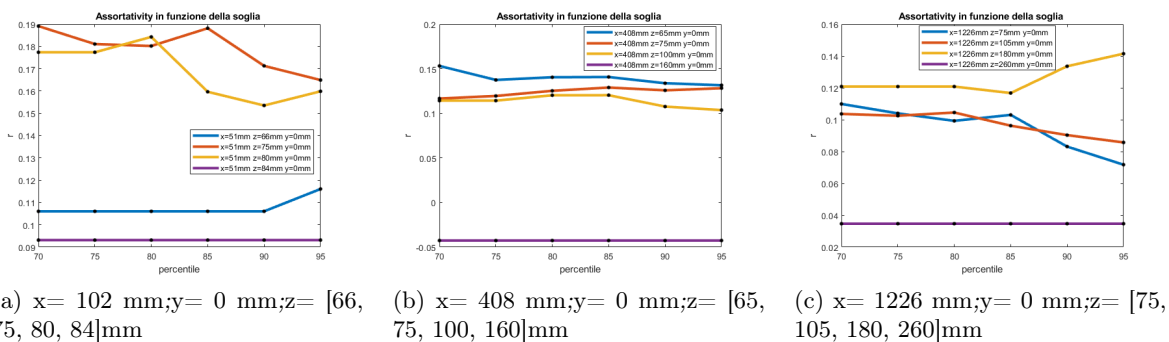


Figura 7.15: *Assortatività in funzione del percentile per diversi set di coordinate*

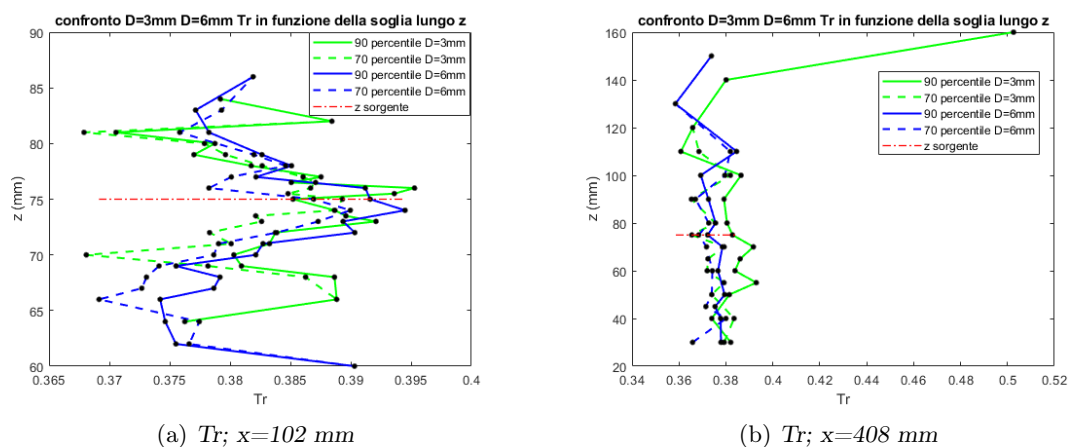


Figura 7.16: Confronto diametri $D=3\text{mm}$ (linea verde) e $D=6\text{mm}$ (linea blu) per due livelli di percentile 70% (linea tratteggiata) e 90% (linea continua) della transività Tr

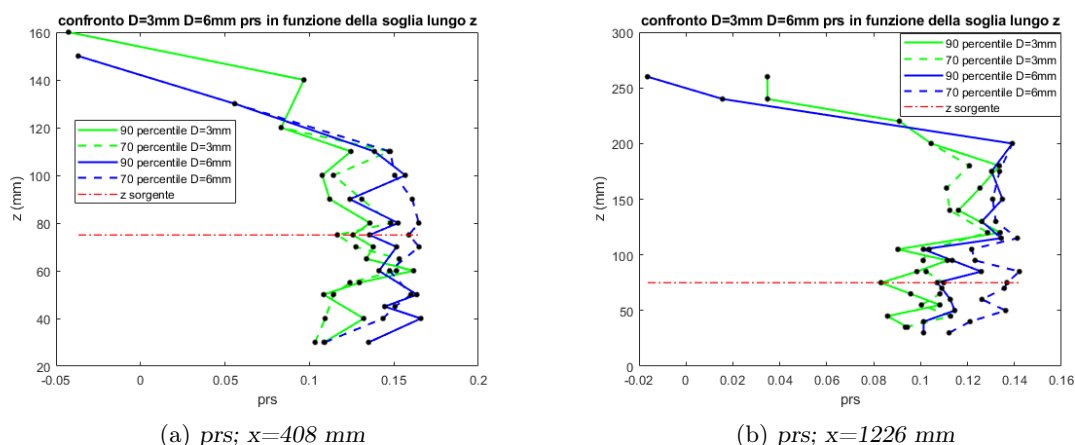


Figura 7.17: Confronto diametri $D=3\text{mm}$ (linea verde) e $D=6\text{mm}$ (linea blu) per due livelli di percentile 70% (linea tratteggiata) e 90% (linea continua) del coefficiente di assortatività prs

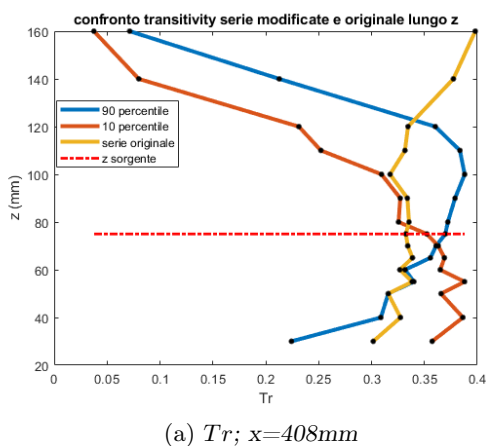


Figura 7.18: Confronto serie modificate e serie originale per Tr in funzione della coordinata z , relativamente alla sorgente $D=3\text{mm}$

Bibliografia

- [1] A. J. Gibbs, « *Enviromental Fluid Dynamics, Lecture 15* », Department of Mechanical Engineering, Spring 2017.
- [2] L. da F. Costa, F. A. Rodrigues, G. Travieso et P. R. Villas Boas, « *Characterization of complex network: A survey of measurements* », Advances in Physics, Instituto de Fisica de Sao Carlos, 10 April 2007.
- [3] L. Lacasa, B. Luque et al., « *From time series to complex networks: The visibility graph* », Editorial Board, 15 January 2008.
- [4] X. Lan, H. Mo, et al., « *Fast transformation from time series to visibility graphs* », 11 August 2015.
- [5] G. Iacobello, S. Scarsoglio, L. Ridolfi, « *Visibility graph analysis of wall turbulence time-series* », Physics Letters A, 18 October 2017.
- [6] S. Ghosh, A. Dutta, « *An efficient non-recursive algorithm for transforming time series to visibility graph* », Physica A, 3 Sempتمبر 2018.
- [7] « *A statistical description of turbulence* », MIT Open Course Ware.
- [8] P. Manshour, « *Complex Network Approach ti Fractional Time Series* », Physics Department, Persian Gulf University, 22 May 2016.
- [9] C. Nironi, P. Salizzoni, et al., « *Dispersion of a Passive Scalar Fluctuating Plume in a Turbulent Boundary Layer. Part I: Valocity and Concentration Measurements* », Springer, 26 May 2015.
- [10] R. Li, J. Wang, et al., « *Fractal analysis of the short time series in a visibility graph method* », Science Direct, 13 January 2016.
- [11] I.V. Bezsudnov, « *From the time series to the complex networks: The parametric natural visibility graph* », Physica A, 5 May 2014.
- [12] R. Verzicco, « *Appunti di Turbolenza* », Corso Anno Accademico 2006-2007.
- [13] « *Concetti di base sulla turbolenza* », Università di Cagliari, Corso Ingegneria meccanica.
- [14] « *Formulazione matematica dei modelli di sottogriglia* », Capitolo 1.
- [15] « *Cenni di simulazione numerica per flussi turbolenti* », Dispense per il corso di Fluidodinamica.
- [16] E. Nobile, « *Introduzione ai Modelli di Turbolenza in CFD* », Facoltà di Ingegneria di Trieste.
- [17] C. Nironi, « *Concentrationi fluctuations of a passive scalar in a turbulent Boundary layer*», Ecole Central de Lyon, 2013, English, <NNT: 2013ECDL0015>, <tel. 00964852>.
- [18] S. B. Pope, « *Turbulent Flows* », Cambridge University press, 10 August 2000.
- [19] E. Biancardi et al., « *Experimental characterization of passive scalar concentration in a turbulent boundary layer* », Ecole Centrale de Lyon.
- [20] C. Cancelli, et al., « *Fluidodinamica ambientale: turbolenza e dispersione* », Ott8editore, maggio 2006, Torino.
- [21] M. Marro, et al., « *Dispersion of a Passive Scalar Fluctuating Plume in a Turbulent Boundary Layer. Part III: Stochastic Modelling* » Norwegian Institute for Air Research, 21 April 2017.
- [22] C. Nironi et al., « *Pollutant concentration fluctuations in a neutral atmospheric boundary layer: a new detailed data set for the validation of dispersion models* », Ecole Centrale de Lyon.

-
- [23] M.E.J. Newman, « *Assortative Mixing in Networks* », Physical Review Letters, Department of Physics, University of Michigan, 28 October 2002.
- [24] D. Tordella, « *Slides del corso di Flussi Turbolenti* », Dipartimenti di Ingegneria Aerospaziale Politecnico di Torino, 2018.
- [25] J. Mathieu et al., « *An Introduction to Turbulent Flow* », Cambridge University Press.
- [26] Tennekes et al., « *A First Course in Turbulence* », The MIT Press.
- [27] « *Turbulence Spectra and Scales* », An internet book of Fluid Dynamics.
- [28] « *Le scale della turbolenza* », ArpaLazio, Didattica Capitolo 5, 2010.
- [29] « *L'aerodinamica dei veicoli* », Autotecnica, Parte 1.
- [30] « *Flame Ionization Detector* », AAVOS International.
- [31] *X wire Probe*, DantecDynamics.
- [32] D. Gigli, « *Genetica pratica per l'esame di Biologia* », Behaviour Neurochemistry.
- [34] « *Scrivere è come soffiare* », 18 maggio 2007.