



**Politecnico
di Torino**

Laurea Magistrale in Ingegneria Civile (LM-23)
Specialistica in Idraulica

Effetti del suction sulla turbolenza in flussi di canale a basso numero di Reynolds

Candidata:

Lavinia Rosaci

Relatori:

Prof. Costantino Manes, Relatore

Prof. Luca Brandt, Correlatore

Politecnico di Torino

2025

*Al Professor Roberto Revelli,
perché mi ha insegnato che "non è tutto uguale e immutabile,
che c'è ancora chi prova a cambiare le cose
e ci riesce pure".*

Abstract

Il presente studio si pone lo scopo di analizzare gli effetti dei flussi di aspirazione (*suction flows*) su flussi turbolenti in canali con pareti porose. L'indagine condotta nasce da osservazioni di dati sperimentali legati al problema del *fouling*, fenomeno che si verifica quando materiali solidi si accumulano e si depositano sulla superficie di membrane porose, riducendone la permeabilità e, quindi, l'efficienza. La necessità di tecniche di mitigazione più efficaci e meno onerose, sia dal punto di vista energetico che economico, ha portato a considerare l'utilizzo della turbolenza come possibile soluzione.

L'analisi di tali effetti è stata possibile partendo da un'indagine sperimentale condotta in laboratorio. Attraverso una serie di esperimenti di filtrazione e misurazioni del flusso con la tecnica diagnostica laser *Laser Doppler Anemometry* (LDA), sono state studiate le condizioni di flusso tipiche dei processi a membrana. L'obiettivo principale di queste prove sperimentali è stato comprendere l'effetto dell'aspirazione sul comportamento del flusso, a due diversi numeri di Reynolds ($Re=1000$ e $Re=2000$). Per comprendere in dettaglio tale fenomeno, il presente studio ha successivamente approfondito l'analisi tramite simulazioni numeriche dirette (*Direct Numerical Simulations* – DNS), una tecnica di fluidodinamica computazionale (CFD) in cui le equazioni di Navier-Stokes vengono risolte numericamente senza l'utilizzo di modelli di turbolenza. Le simulazioni sono state condotte a basso numero di Reynolds e per diversi tassi di aspirazione, con l'obiettivo di individuare il valore o l'intervallo di valori per cui si verifica la completa attenuazione della turbolenza. Successivamente, il lavoro si è focalizzato sulla valutazione dei risultati ottenuti, attraverso un confronto tra le prove sperimentali e le simulazioni DNS, con particolare attenzione all'analisi delle strutture turbolente.

L'analisi ha evidenziato differenze negli effetti del suction tra i due approcci, sollevando nuove questioni e spunti di riflessione. Le discrepanze osservate pongono le basi per ulteriori approfondimenti, mirati a comprendere meglio le dinamiche di

interazione tra aspirazione e turbolenza, nonché a valutare il ruolo di fattori come la dimensione del dominio computazionale.

Indice

Lista delle figure	vii
1 Introduzione	1
1.1 Obiettivi e metodologia di studio	2
1.2 Contenuto della tesi	3
2 Fluidi Newtoniani	5
2.1 La viscosità dei fluidi	5
2.2 Forze di superficie e tensore degli sforzi	6
2.3 Le leggi del moto dei fluidi	9
2.3.1 Equazione di continuità	9
3 Flussi turbolenti	13
3.1 Caratteristiche di flussi turbolenti	13
3.2 Le scale di moto turbolento	15
3.2.1 Turbolenza di parete e lo strato limite	15
3.2.2 Self Sustaining Process (SSP)	17
4 Indagini sperimentali	22
4.1 Metodo sperimentale	23
4.2 Procedura sperimentale	26

4.2.1	Misure tramite tecnica LDA	26
4.3	Risultati sperimentali	28
4.3.1	Confronto tra i casi	29
5	Simulazioni numeriche dirette (DNS)	35
5.1	Metodo numerico	36
5.1.1	Codice DNS CaNS	36
5.1.2	Pressure Correction Method	37
5.2	Casi delle simulazioni	39
5.2.1	Flussi turbolenti in canale con aspirazione uniformemente distribuita	46
5.2.2	Risultati delle simulazioni numeriche dirette (DNS)	55
6	Discussione dei Risultati e Implicazioni	57
6.1	Confronto dei i risultati sperimentali a $Re \approx 1000$ con la Letteratura .	57
6.2	Estensione dell'Analisi a $Re \approx 2000$ Effetti del suction e validazione tramite DNS	59
7	Conclusioni	69
	Bibliografia	72

Lista delle figure

2.1	Fluido newtoniano in regime di flusso laminare tra due piastre	5
2.2	Rappresentazione dello sforzo agente su un elemento infinitesimo di normale n [1]	7
2.3	Tetraedro di Cauchy [1]	8
3.1	Schematizzazione del concetto di cascata energetica [2].	15
3.2	Visualizzazioni 3D di un flusso turbolento di Couette [3]	17
3.3	(a, b) Profili spaziali medi e di deviazione standard della velocità totale per l'equilibrio del ramo superiore nel dominio [2 11424 5], confrontati con i profili medi temporali e di deviazione standard ottenuti dai dati DNS di turbolenza sostenuta in [7426 5]. (c, d) Profili medi temporali e di deviazione standard della velocità per l'orbita periodica di Viswanath (2007) nel dominio [7 426 5] con (simboli), confrontati con gli stessi dati turbolenti riportati in (a, c). (e) Potenza di input dovuta allo shear alla parete rispetto alla dissipazione viscosa per una tipica traiettoria di turbolenza sostenuta nel dominio [7 426 5]. [3]	18
3.4	Evoluzione del processo di rottura delle streaks. In blu sono rappresentate le streaks a bassa velocità, in giallo quelle ad alta velocità [4]	20
3.5	Le tre fasi del SSP [5]	21
4.1	Rappresentazione generale del setup [6]	23
4.2	Rappresentazione generale del setup [6]	23

4.3	Rappresentazione generale del setup	24
4.4	Sezione di prova utilizzata per i test sulla membrana [6].	25
4.5	Schema del processo di filtrazione [6].	25
4.6	Sketch della sezione di prova e assi cartesiani di riferimento [6]. . .	25
4.7	Riepilogo delle condizioni sperimentali per i test di riferimento e di filtrazione: U è la velocità media nel canale; $Re = Uh/\nu$ è il numero di Reynolds, dove ν è la viscosità cinematica dell'acqua alla temperatura media misurata T ; p è la pressione relativa misurata all'interno della sezione di prova.	26
4.8	Principio di funzionamento di LDA [7]	27
4.9	Serie temporale di velocità dei casi benchmark 1 (linea rossa) e test di filtrazione 1 (linea nera), misurata a una distanza di 2.5 mm dal fondo del canale.	29
4.10	Intensità di turbolenza casi $Re=2000$ Benchmark e Test di filtrazione.	30
4.11	Serie temporale di velocità dei casi benchmark 2 (linea blu) e test di filtrazione 2 (linea magenta), misurata a una distanza di 2.5 mm dal fondo del canale.	30
4.12	Serie temporale di velocità dei casi di riferimento a $Re=1000$ e $Re=2000$, misurata a una distanza di 2.5 mm dal fondo del canale. .	32
5.1	Staggered grid	36
5.2	Parametri fisici e computazionali per la validazione dei casi. L_{xi} and N_{xi} rappresentano rispettivamente la dimensione del dominio e il numero di punti lungo la direzione xi	39
5.3	Esempio di visualizzazione 3D di un flusso turbolento di canale [8].	40
5.4	Variazione del Re_{τ} medio del dominio in funzione dei passi temporali. Si osserva una breve fase transitoria iniziale e una successiva stabilizzazione del gradiente attorno a un valore medio.	42
5.5	Andamento dell'energia cinetica turbolenta nel tempo per un flusso turbolento in canale impermeabile	43

5.6	Profilo di velocità medio di un flusso turbolento in canale completamente sviluppato.	44
5.7	Profilo di RMS della velocità u di un flusso turbolento in canale completamente sviluppato lungo la direzione z	45
5.8	Andamento di RMS della velocità u , v e w di un flusso turbolento in canale completamente sviluppato in funzione del tempo.	46
5.9	Risultati ottenuti dalle simulazioni numeriche dirette per flusso turbolento in canale con suction rate 10^{-2} , in termini di $Re\tau$ (a), energia cinetica turbolenta (b), profilo di velocità media u lungo la coordinata z (c), profilo di RMS della velocità u lungo la coordinata z (d) e andamento di RMS delle componenti di velocità nel tempo (e).	48
5.10	Andamento del $Re\tau$ nel tempo nei tre casi intermedi con suction rate $2.5 \cdot 10^{-3}$ (a), $5 \cdot 10^{-3}$ (b) e $7.5 \cdot 10^{-3}$ (c)	51
5.11	Andamento dell'energia cinetica turbolenta nel tempo nei tre casi intermedi con suction rate $2.5 \cdot 10^{-3}$ (a), $5 \cdot 10^{-3}$ (b) e $7.5 \cdot 10^{-3}$ (c)	52
5.12	Profilo di velocità media u lungo la coordinata z nei tre casi intermedi con suction rate $2.5 \cdot 10^{-3}$ (a), $5 \cdot 10^{-3}$ (b) e $7.5 \cdot 10^{-3}$ (c)	53
5.13	Andamenti di RMS della velocità u lungo la coordinata z dei casi con suction $2.5 \cdot 10^{-3}$ (linea blu), $5 \cdot 10^{-3}$ (linea rossa) e $7.5 \cdot 10^{-3}$ (linea verde)	54
5.14	Andamento degli RMS delle tre componenti di velocità u , v e w nel tempo nei tre casi intermedi con suction rate $2.5 \cdot 10^{-3}$ (a), $5 \cdot 10^{-3}$ (b) e $7.5 \cdot 10^{-3}$ (c)	55
6.1	Serie temporale della velocità longitudinale u a $Re \approx 2000$	60
6.2	Serie temporale della velocità longitudinale u a $Re \approx 2000$ nel caso di riferimento (linea rossa) e con suction (linea nera)	61
6.3	Spettri di energia premoltiplicati a $Re \approx 2000$ nel caso di riferimento (linea rossa) e con suction (linea nera)	62
6.4	Tasso di crescita dell'instabilità in funzione del numero d'onda streamwise, considerando diverse ampiezze della perturbazione [9]	64

-
- 6.5 Visualizzazione del campo di moto x-y a una distanza dalla parete
z+=16 per un suction rate di 10^{-5} al timestep 12000 67
- 6.6 Visualizzazione del campo di moto x-y a una distanza dalla parete
z+=16 per un suction rate di $7.5 \cdot 10^{-3}$ al timestep 10000 68
- 6.7 Visualizzazione del campo di moto x-y a una distanza dalla parete
z+=16 per un suction rate di $7.5 \cdot 10^{-3}$ al timestep 12000 68

Capitolo 1

Introduzione

Uno dei problemi più rilevanti che affligge i sistemi a membrana è il fenomeno del *fouling*, ossia l'accumulo progressivo di materiali indesiderati, quali sostanze organiche, sali e impurità sulla superficie o all'interno dei pori della membrana. Questo processo comporta una riduzione dell'efficienza del sistema di filtrazione, determinando una diminuzione del flusso permeato e un incremento dei costi di manutenzione e pulizia [6].

Il fouling rappresenta, dunque, una delle principali limitazioni per il funzionamento a lungo termine dei sistemi a membrana, particolarmente rilevante nel settore del trattamento delle acque [6]. La gestione e il miglioramento delle tecnologie di filtrazione a membrana costituiscono un tema di ricerca di grande attualità, specialmente nel contesto della desalinizzazione, una delle soluzioni più promettenti e sostenibili per la produzione di acqua potabile [10].

Grazie alla loro versatilità, le membrane sono ampiamente impiegate in diversi settori, tra cui l'industria alimentare, farmaceutica, chimica e il trattamento delle acque reflue industriali. Di conseguenza, l'ottimizzazione dei processi di filtrazione è diventata un argomento di studio prioritario, con un crescente numero di ricerche e pubblicazioni scientifiche volte a migliorarne l'efficienza e a ridurre i costi operativi [10].

Mitigare gli effetti del fouling significa individuare strategie efficaci per limitare la deposizione di contaminanti all'interfaccia fluido-membrana, garantendo un flusso di permeato adeguato e preservando le prestazioni del sistema [10].

Attualmente la letteratura scientifica, propone diversi metodi per contrastare il foul-

ing e per il ripristino delle prestazioni delle membrane. Tra questi, un approccio particolarmente promettente è rappresentato dall'impiego di tecniche basate sulla dinamica dei fluidi con particolare attenzione all'induzione della turbolenza [10]. Jaffrin [11] ha dimostrato come un'adeguata manipolazione delle perturbazioni idrodinamiche possa migliorare significativamente le prestazioni della filtrazione a membrana, garantendo al contempo un ridotto dispendio energetico [10].

Tuttavia, la comprensione dei meccanismi fisici alla base del miglioramento delle prestazioni dei sistemi a membrana è ancora limitata. Risulta pertanto necessario un approfondimento teorico e sperimentale per comprendere come le proprietà turbolente del flusso vengano modificate in presenza di flussi di aspirazione rispetto alle condizioni canoniche di flusso in canale [6].

1.1 Obiettivi e metodologia di studio

La presente tesi si propone di investigare e analizzare l'influenza della turbolenza in flussi di canale a basso numero di Reynolds, soggetti a un flusso di aspirazione uniformemente distribuito (*suction*).

L'obiettivo principale è quello di osservare il comportamento del flusso turbolento per acquisire una comprensione più approfondita degli effetti dell'aspirazione, indotti da tassi di aspirazione (*suction rates*) inferiori a quelli finora studiati, ovvero al di sotto della soglia di rilaminarizzazione del flusso [6].

A tale scopo, lo studio si è basato sui seguenti obiettivi:

1. Analisi sperimentale - Studiare il comportamento del flusso turbolento in un canale progettato e costruito appositamente, sia in condizioni canoniche (canale impermeabile) sia in presenza di un basso valore di suction rate ($\Gamma \approx 10^{-5}$), mediante prove sperimentali.

2. Simulazioni numeriche dirette (DNS) - Implementare simulazioni numeriche dirette (DNS) per esaminare l'effetto del suction al variare del suction rate, fornendo una base quantitativa per il confronto con i dati sperimentali.

3. Confronto e validazione - Validare i risultati sperimentali attraverso il confronto

con quelli ottenuti dalle simulazioni numeriche, analizzando eventuali discrepanze tra i due approcci e ponendo le basi per nuove indagini sul fenomeno.

1.2 Contenuto della tesi

La tesi è articolata in sette capitoli, con una struttura che accompagna progressivamente il lettore dall'inquadramento teorico fino all'analisi dei risultati sperimentali e numerici.

Nei primi capitoli vengono forniti i fondamenti teorici, matematici e fisici necessari alla comprensione del fenomeno studiato, ovvero la dinamica del flusso e la turbolenza di parete. Successivamente, l'attenzione si sposta sulle indagini sperimentali e sulle simulazioni numeriche dirette (DNS), che costituiscono il nucleo dello studio.

Di seguito si riporta una panoramica del contenuto di ciascun capitolo:

Capitolo 2 : Introduce i principi fondamentali della dinamica dei fluidi, con un focus sui concetti di viscosità e forze di superficie, fornendo una formulazione matematica delle equazioni del moto dei fluidi.

Capitolo 3 : Offre una descrizione qualitativa del fenomeno turbolento, esaminando i processi e le strutture responsabili della sua generazione e del suo mantenimento.

Capitolo 4 : Presenta la metodologia sperimentale adottata per le prove di laboratorio, finalizzate allo studio e alla caratterizzazione di un flusso di canale soggetto ad aspirazione uniformemente distribuita.

Capitolo 5 : Illustra sinteticamente il codice e i principi teorici che hanno reso possibile l'implementazione delle simulazioni numeriche dirette (DNS). Successivamente, viene valutato il comportamento della turbolenza del flusso al variare del suction rate, esaminando le diverse condizioni imposte.

Capitolo 6 : Si confrontano i risultati sperimentali con quelli ottenuti dalle simulazioni DNS, analizzandone le discrepanze. Particolare attenzione è dedicata allo studio delle strutture turbolente, attraverso le visualizzazioni dei campi di moto

fornite dalle simulazioni numeriche e l'analisi spettrale dei dati sperimentali.

Capitolo 7 : Propone una sintesi del lavoro svolto, delineando i principali risultati ottenuti e le possibili prospettive future.

Capitolo 2

Fluidi Newtoniani

2.1 La viscosità dei fluidi

La viscosità rappresenta la resistenza interna di un fluido al moto relativo tra le sue particelle, manifestandosi come una forma di attrito interno.

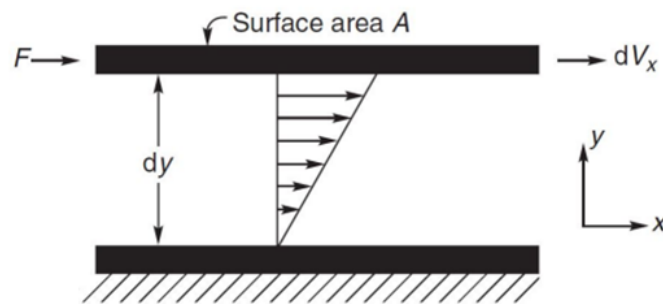


Fig. 2.1 Fluido newtoniano in regime di flusso laminare tra due piastre

Per comprendere meglio questo fenomeno si consideri uno strato di fluido confinato tra due superfici piane parallele, in cui la lastra superiore viene messa in movimento lungo la direzione x . Il fluido adiacente alla piastra viene trascinato dal suo moto, generando un profilo di velocità che evolve gradualmente fino a stabilizzarsi in un regime laminare [12].

In questo regime, il fluido si organizza in strati che scorrono parallelamente tra loro, senza dare origine a vortici o a moti caotici. Il moto è inoltre stazionario, il che implica che le caratteristiche cinematiche del flusso non variano nel tempo. Per

mantenere la piastra in movimento con velocità costante, è necessario applicare una forza tangenziale, la cui intensità per unità di superficie definisce lo sforzo di taglio [12]:

$$\tau = \frac{F}{A} \quad (2.1)$$

dove A rappresenta l'area della piastra su cui agisce la forza F . Sperimentalmente si ottiene che

$$\tau = \eta \frac{dv_x}{dz} \quad (2.2)$$

dove η è detta *viscosità dinamica*, che non dipende dallo sforzo applicato ma dipende da altri parametri tra cui la temperatura. L'equazione sopra riportata, che stabilisce una proporzionalità tra lo sforzo applicato e il gradiente di velocità, è definita **Legge di Newton**. I fluidi per cui è valida la Legge di Newton sono detti "*fluidi newtoniani*" [12].

2.2 Forze di superficie e tensore degli sforzi

Per poter analizzare un certo fenomeno fisico tramite trattazione fluidodinamica, a questi si applica l'ipotesi del continuo, secondo cui "l'insieme degli oggetti studiati (atomi, molecole, stelle, ...) sono considerati come un corpo continuo" [13]. Si indica *corpo continuo* l'insieme infinito dei punti materiali che occupano un'intera regione dello spazio. L'ipotesi del continuo è valida quando è possibile trascurare la struttura molecolare del sistema fisico studiato. Questo rende possibile considerare le proprietà termodinamiche, quali pressione, densità e temperatura, costanti all'interno dell'elemento di volume osservato [13].

Considerando un corpo continuo che occupi un certo dominio spaziale all'istante di tempo t , si faccia riferimento a un elemento B del corpo, con frontiera regolare δB . Si distinguono due tipi di forze che possono agire sull'elemento B : le **forze di massa** e le **forze di superficie** [1]. Di particolare interesse per la trattazione che segue, sono le forze di superficie e lo stato di tensione. Per comprendere il concetto di forza di superficie si consideri un punto di δB e sia n il versore normale alla superficie nel punto considerato. A tale punto ed al versore n si associa una *densità superficiale* di forza $\Phi(P, n, t)$ detto *sforzo per unità di superficie o sforzo specifico*, tramite il quale

è possibile scrivere la **forza di superficie risultante** [1]:

$$\Phi(t) = \int_{\partial B} \Phi(P, \mathbf{n}, t) d\sigma \quad (2.3)$$

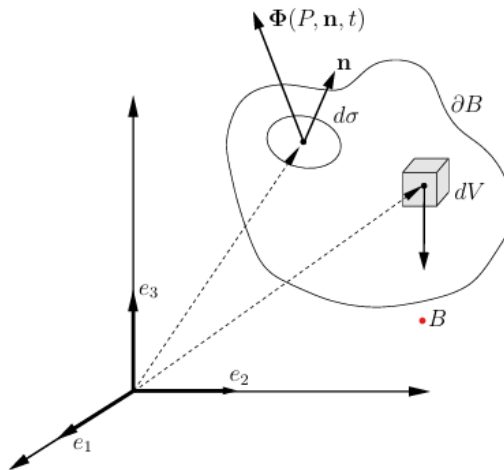


Fig. 2.2 Rappresentazione dello sforzo agente su un elemento infinitesimo di normale n [1]

La conoscenza dello sforzo in un punto P del sistema continuo dipende dalla normale n , e quindi in generale la conoscenza dello stato di tensione del sistema in P risulta dipendere da un'infinità di parametri. Il *Teorema di Cauchy* consente di esprimere lo sforzo specifico $\Phi(P, n, t)$ in P e relativo all'elemento di superficie di normale n tramite la conoscenza degli sforzi relativi a tre direzioni fra loro ortogonali [1].

Il Teorema afferma che in ogni punto del continuo è definito un tensore simmetrico, detto tensore degli sforzi \mathbf{T} , tale che lo sforzo $\Phi(P, n)$ è dato da

$$\Phi(P, \mathbf{n}) = \mathbf{T}(P)\mathbf{n}. \quad (2.4)$$

Per dimostrare brevemente tale relazione, si considera un tetraedro infinitesimo all'interno di un corpo continuo con un vertice nel punto P e spigoli paralleli agli assi coordinati. La faccia del tetraedro ABC ha una normale n , mentre le altre tre facce giacciono sui piani coordinati con normali e_x, e_y, e_z . Supponendo che il tetraedro sia sufficientemente piccolo da poter considerare costanti le forze di massa e di superficie, si effettua un bilancio delle forze agenti sull'elemento in equilibrio.

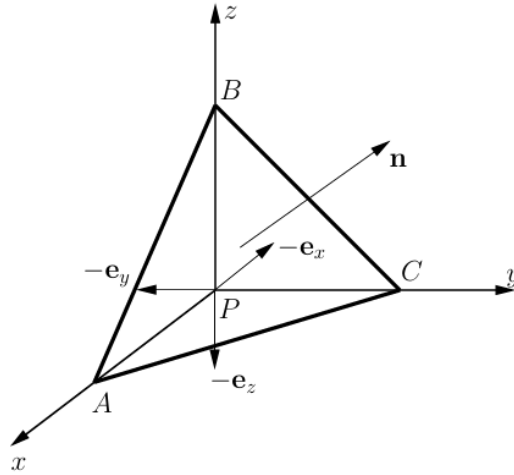


Fig. 2.3 Tetraedro di Cauchy [1]

Questo porta all'equazione [1]:

$$\rho f_m dV + \Phi(P, n) d\sigma + \sum_{i=x,y,z} \Phi(P, -e_i) d\sigma_i = 0 \quad (2.5)$$

considerando le seguenti relazioni,

$$d\sigma_x = n_x d\sigma, \quad d\sigma_y = n_y d\sigma, \quad d\sigma_z = n_z d\sigma, \quad (2.6)$$

sostituendole nell'equazione del bilancio delle forze, dividendo tutto per $d\sigma$ e trascurando, infine, il primo termine dell'equazione termine si ottiene la relazione

$$\Phi(P, \mathbf{n}) = \Phi(P, e_x) n_x + \Phi(P, e_y) n_y + \Phi(P, e_z) n_z$$

$$\text{con } \begin{cases} \Phi_x(P, \mathbf{n}) = \Phi_x(P, e_x) n_x + \Phi_x(P, e_y) n_y + \Phi_x(P, e_z) n_z, \\ \Phi_y(P, \mathbf{n}) = \Phi_y(P, e_x) n_x + \Phi_y(P, e_y) n_y + \Phi_y(P, e_z) n_z, \\ \Phi_z(P, \mathbf{n}) = \Phi_z(P, e_x) n_x + \Phi_z(P, e_y) n_y + \Phi_z(P, e_z) n_z, \end{cases}$$

che rappresentano lo sforzo specifico relativo ad un elemento di superficie comunque orientato in funzione degli sforzi specifici che si esercitano sui tre piani normali agli assi di riferimento [1].

Indicando

$$\sigma_{ji} = \Phi_i(P, e_j) = \Phi(P, e_j) \cdot e_i$$

è possibile scrivere in forma vettoriale

$$\Phi(P, \mathbf{n}) = \sum_{j=1}^3 \sigma_{ij} \mathbf{e}_j,$$

Abbiamo quindi verificato l'uguaglianza

$$\Phi(P, \mathbf{n}) = \mathbf{T}(P)\mathbf{n}. \quad (2.7)$$

dove il tensore degli sforzi di Cauchy \mathbf{T} è definito come

$$\underline{\mathbf{T}} = \begin{bmatrix} \Phi_{xx} & \Phi_{xy} & \Phi_{xz} \\ \Phi_{xy} & \Phi_{yy} & \Phi_{yz} \\ \Phi_{xz} & \Phi_{zy} & \Phi_{zz} \end{bmatrix} \quad (2.8)$$

I termini sulla diagonale principale sono chiamati sforzi normali di compressione o trazione, mentre gli altri termini rappresentano gli sforzi di taglio [1].

La principale conseguenza del Teorema di Cauchy, è che la conoscenza dello stato di tensione in un sistema continuo si riduce alla conoscenza di soli 3 vettori (pari a 9 scalari), corrispondenti agli sforzi relativi a tre faccette in P a due a due ortogonali [1].

2.3 Le leggi del moto dei fluidi

In questo capitolo viene fornito un quadro generale delle equazioni fondamentali che descrivono il flusso dei fluidi newtoniani. Per la formulazione di un modello matematico che descriva il moto di un fluido, è indispensabile assumere valida l'ipotesi del continuo. In realtà, si assumeranno piccole variazioni delle variabili di velocità e pressione in modo tale da poterle derivare, mentre la densità sarà assunta costante.

2.3.1 Equazione di continuità

Le equazioni fondamentali della fluidodinamica garantiscono il rispetto dei principi di conservazione della massa, rappresentato dall'equazione di continuità, e della quantità di moto, descritto dalle equazioni di Navier-Stokes. Queste due equazioni consentono di descrivere in modo completo il moto di un fluido incomprimibile,

ovvero un fluido caratterizzato da densità costante.

L'equazioni di continuità sono state ricavate applicando il teorema del trasporto di Reynolds che, in una data regione di volume, consente di passare dal sistema di coordinate lagrangiane al sistema di coordinate euleriane. Indicando con α una proprietà del fluido (dipendente dal tempo), la sua variazione temporale integrata sul volume considerato è espressa come

$$\frac{D}{Dt} \int_V \alpha dV = \int_V \left(\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha \mathbf{v}) \right) dV \quad (2.9)$$

dove \mathbf{v} è la velocità dell'elemento di fluido considerato [13].

- **Conservazione della massa**

Si considera un fluido a singola fase con massa m e volume V . Poiché la massa è conservata in un sistema di riferimento comovente, dal teorema del trasporto di Reynolds, ponendo $\rho(t)=\alpha(t)$ si ottiene:

$$\frac{D}{Dt} \int_{V(t)} \rho dV = 0 \quad (2.10)$$

che esprime la conservazione della massa nel sistema lagrangiano [13].

Nel sistema Euleriano, applicando il principio di conservazione della massa, il secondo termine dell'equazione generale del teorema del trasporto si ricava

$$\int_V \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) \right) dV = 0 \quad (2.11)$$

Data l'arbitrarietà sulla forma del volume, l'integrale è nullo per qualsiasi volume scelto [13]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (2.12)$$

Questa equazione è definita come equazione di continuità perché esprime, non solo la conservazione della massa, ma implica la continuità della velocità del fluido. Essendo la variazione temporale della densità trascurabile, il fluido si definisce *incomprimibile* e si ha [13]

$$\frac{D\rho}{Dt} = 0 \quad (2.13)$$

Sapendo che

$$\nabla \cdot (\alpha \mathbf{v}) = \alpha (\nabla \cdot \mathbf{v}) + \mathbf{v} \cdot \nabla \alpha \quad (2.14)$$

si può scrivere

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho (\nabla \cdot \mathbf{v}) + \mathbf{v} \cdot \nabla \rho = 0 \quad (2.15)$$

riducendo la condizione di incomprimibilità a [13]

$$(\nabla \cdot \mathbf{v}) = 0 \quad (2.16)$$

• Conservazione della quantità di moto

Dalla seconda legge di Newton è possibile ricavare il principio di conservazione della quantità di moto, considerando un elemento di fluido e un sistema di riferimento comovente con esso (coordinate lagrangiane). La variazione della quantità di moto equivale alla forza netta agente sull'elemento di massa (considerando che le forze possono essere di massa e di superficie) [13]:

$$\frac{D}{Dt} \int_{V(t)} \rho \vec{v} dV = \int_{V(t)} \rho \vec{f} dV - \int_{A(t)} \vec{P} dA \quad (2.17)$$

dove \vec{f} è la forza risultante per unità di massa, e \vec{P} la forza (pressione) di contatto risultante per unità di area. Applicando il teorema della divergenza per trasformare gli integrali di area in integrali di volume e applicando il teorema del trasporto di Reynolds si ottiene [13]:

$$\int_{V(t)} \frac{\partial(\rho \vec{v})}{\partial t} dV + \int_{V(t)} \nabla \cdot (\rho \vec{v} \otimes \vec{v}) dV = \int_{V(t)} \vec{f} dV + \int_{V(t)} \nabla \cdot \vec{P} dV \quad (2.18)$$

dove

$$\nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \otimes \mathbf{v}) \quad (2.19)$$

rappresenta il trasporto convettivo della quantità di moto.

Scegliendo arbitrariamente il volume di controllo, l'integrando può essere scritto come [13]:

$$\frac{\partial(\rho \vec{v})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v} \otimes \vec{v}) = \vec{f} + \nabla \cdot \vec{P} \quad (2.20)$$

Questa è la forma generale dell'equazione della conservazione della quantità di moto e per poterla risolvere serve una relazione costitutiva per il tensore degli sforzi. Questa relazione ci permette di scrivere l'equazione di Navier-Stokes [13].

• **Equazione di Navier-Stokes**

Introducendo il tensore degli sforzi con i contributi viscosi nell'equazione di conservazione della quantità di moto, per un fluido visco-elastico si ricava l'equazione di Navier-Stokes [13]:

$$\rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\rho(\mathbf{v} \cdot \nabla)\mathbf{v} + \rho \mathbf{f} - \nabla p + \eta \Delta v + \frac{1}{3} \eta \nabla(\nabla \cdot \mathbf{v})$$

Dividendo entrambi i membri per la densità, l'equazione può essere riscritta come:

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -(\mathbf{v} \cdot \nabla)\mathbf{v} + \mathbf{f} - \left(\frac{1}{\rho}\right)\nabla p + \frac{\eta}{\rho} \Delta v + \frac{1}{3} \frac{\eta}{\rho} \nabla(\nabla \cdot \mathbf{v})$$

Il rapporto $\nu = \eta / \rho$ è definito viscosità cinematica [13]. È interessante osservare il rapporto tra le forze di inerzia e le forze viscosi dall'equazione di Navier-Stokes. Tale rapporto è adimensionale ed è indicato come numero di Reynolds Re

$$Re = \frac{\rho v L}{\eta} \quad (2.21)$$

o in termini di viscosità cinematica (ν)

$$Re = \frac{v L}{\nu} \quad (2.22)$$

con L la lunghezza caratteristica del sistema [13].

Si noti l'inversa proporzionalità tra il numero di Reynolds Re e la viscosità cinematica ν : ciò implica che fluidi molto viscosi hanno un basso numero di Reynolds (le forze di attrito preponderano sulle forze di inerzia), mentre un fluido non viscoso possiede un numero di Reynolds alto (le forze di inerzia preponderano sulle forze di attrito). Il moto dei fluidi viscosi è laminare e la stratificazione del fluido è causata dalle forze viscosi. Il moto turbolento dei fluidi non viscosi, invece, è dovuto al moto caotico delle particelle del fluido e, quindi, generato dalle forze di inerzia [13].

L'equazione di Navier-Stokes fornisce una descrizione molto dettagliata e completa del moto dei fluidi ma la sua non linearità, dovuta al termine convettivo, rende la sua risoluzione particolarmente difficile. Questa non linearità è strettamente legata a fenomeni altamente complessi come la turbolenza, che rappresenta una delle sfide più difficili e ancora irrisolte della fisica.

Capitolo 3

Flussi turbolenti

La dinamica dei fluidi, sotto specifiche condizioni, può evolvere verso uno stato di turbolenza, caratterizzato da fluttuazioni irregolari e caotiche delle grandezze fisiche, in particolare della velocità, che si manifestano sia nello spazio che nel tempo. La turbolenza è un fenomeno comune nei flussi naturali e nei processi industriali: nei sistemi naturali, è osservabile in mari, fiumi e atmosfera, mentre in ambito industriale, i flussi turbolenti sono prevalenti, poiché favoriscono un più efficace trasferimento di calore e massa. Tale fenomeno aumenta il disordine nel fluido, intensificando il processo di mescolamento. La turbolenza ha un impatto significativo sul trasporto di quantità di moto ed energia, risultando un aspetto fondamentale nella progettazione e ottimizzazione di molteplici applicazioni ingegneristiche [2].

Come sottolineato da Hinze [14],

"il moto turbolento di un fluido può essere definito come una condizione irregolare in cui le diverse grandezze fisiche mostrano variazioni casuali, dipendenti dal tempo e dalle coordinate spaziali, consentendo di distinguere valori medi che possono essere descritti statisticamente."

3.1 Caratteristiche di flussi turbolenti

A causa della natura complessa della turbolenza, non è possibile fornire una definizione unica ed esatta di questo fenomeno. Tuttavia, per comprendere meglio il concetto di turbolenza, possono essere delineate alcune delle sue principali caratteristiche [2].

Innanzitutto, la turbolenza è un fenomeno dissipativo: le grandi strutture turbolente si frammentano, dando origine a strutture più piccole, fino a quando il flusso diviene laminare. Di seguito, vengono elencate le caratteristiche fondamentali della turbolenza [2].

- *Irregolarità:*

I flussi turbolenti appaiono essenzialmente caotici, caratterizzati da una vasta gamma di scale di lunghezza, velocità e tempi. Scale diverse coesistono e le scale più piccole possono esistere dentro a quelle più grandi. L'irregolarità, insieme alla molteplicità di scale spaziali e temporali coinvolte, rende particolarmente difficile adottare un approccio deterministico nelle simulazioni turbolente. Di conseguenza, i modelli statistici sono frequentemente utilizzati nelle simulazioni ingegneristiche pratiche [2].

- *Diffusività:*

Questa caratteristica è legata ai moti caotici nel flusso. La turbolenza, rispetto alla diffusione molecolare, permette tassi di mescolamento più rapido di massa, di quantità di moto e di energia [2].

- *Instabilità a numeri di Reynolds elevati:*

Questa è proprio ciò che consente alla turbolenza di manifestarsi. Da un punto di vista fisico questo accade quando il tempo necessario per lo smorzamento viscoso di una fluttuazione di velocità è molto più lungo del tempo necessario per il trasporto convettivo. Dall'equazione di Navier-Stokes questo è dimostrabile, in quanto è possibile notare come, per numeri di Reynolds alti, il termine convettivo non lineare diventa più importante rispetto a quello viscoso. È importante notare che la natura della turbolenza è casuale, anche se le equazioni di Navier-Stokes sono deterministiche. In qualsiasi flusso turbolento, ci sono inevitabili perturbazioni nelle condizioni iniziali, nelle condizioni al contorno e nelle proprietà dei materiali. I campi turbolenti mostrano una forte sensibilità a tali perturbazioni [2].

- *Dissipazione dell'energia cinetica turbolenta:*

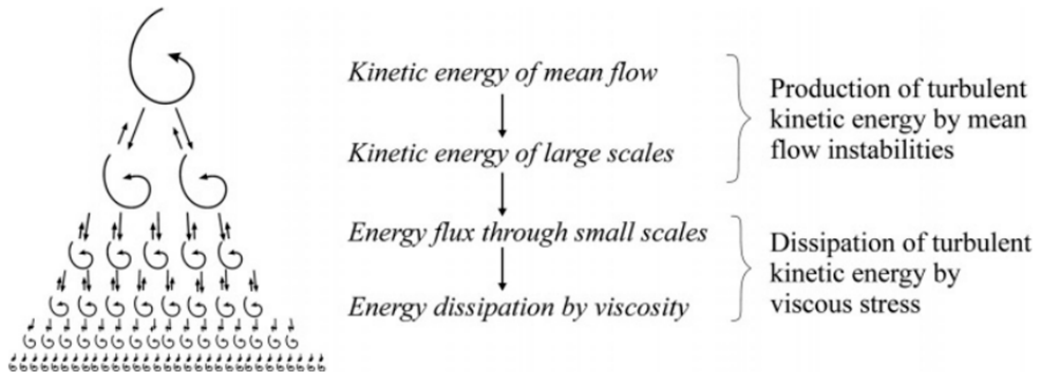


Fig. 3.1 Schematizzazione del concetto di cascata energetica [2].

In tutti i flussi turbolenti è presente un flusso di energia chiamato “cascata energetica”, cioè che entra nella turbolenza alle scale più grandi, dove l’energia viene estratta dal flusso medio e attraverso fenomeni non viscosi viene trasferita a scale sempre più piccole (Fig. 3.1). Alle scale più piccole troviamo i vortici dissipativi, la cui energia viene dissipata in calore dall’azione viscosa a causa della viscosità molecolare. Una conseguenza della dissipazione è che la turbolenza decade rapidamente se non viene fornita energia al sistema [2].

- *Continuum:*

La turbolenza è un fenomeno continuo in cui persino le scale turbolente più ridotte superano di gran lunga la scala molecolare. Di conseguenza, il moto dei fluidi viene descritto dalle equazioni di conservazione della massa e della quantità di moto, con l’aggiunta di condizioni iniziali e al contorno [2].

3.2 Le scale di moto turbolento

3.2.1 Turbolenza di parete e lo strato limite

Come discusso nel Capitolo 2, uno dei principali vincoli che influenzano un flusso è legato alla viscosità del fluido, e si fonda sul principio che la velocità del fluido in contatto con la superficie solida deve essere uguale a quella della parete. Tale condizione porta alla formazione di forti gradienti di velocità nelle vicinanze della

parete, i quali generano instabilità su scale spaziali molto più piccole rispetto a quelle presenti nel resto del flusso, lontano dalla superficie. Questi fenomeni sono responsabili della generazione e del mantenimento della turbolenza [15].

La condizione di aderenza alla parete implica che, nelle vicinanze della superficie, la velocità del fluido debba essere uguale a quella della parete stessa. Tuttavia, lontano dalla parete, il flusso non è più vincolato da questa condizione, e quindi si muove con una velocità diversa, priva di vortici o rotazioni del fluido. La diffusione molecolare e l'introduzione di vorticità nelle zone adiacenti alla parete permettono una transizione graduale della velocità, partendo da zero (se la parete è immobile) fino a raggiungere la velocità del flusso libero, lontano dalla parete. Questo fenomeno dà origine alla cosiddetta **zona di strato limite**, dove la variazione della velocità è una funzione della distanza dalla parete. Nel caso di un tubo o canale, lo strato limite è la regione del fluido che si trova vicino alla superficie [15].

Robinson (1991) ha definito una struttura coerente come “una regione tridimensionale di un flusso turbolento in cui almeno una variabile fondamentale presenta una correlazione significativa con sé stessa, o con un'altra variabile, su un intervallo spaziale e temporale che supera di gran lunga la più piccola scala locale del flusso”. Questa definizione include strutture che variano dalle dimensioni spaziali alla microscala di Kolmogorov (che rappresenta le dimensioni più piccole dei vortici turbolenti, dove l'energia cinetica turbolenta viene dissipata a causa della viscosità. La lunghezza, la velocità e il tempo caratteristico sono definiti in funzione della viscosità cinematica e del tasso di dissipazione dell'energia [2]). In generale, una struttura coerente si riferisce a una regione con dimensioni dell'ordine della scala spaziale tipica del fenomeno considerato [15].

Queste strutture non sono mai sovrapposte spazialmente, ma la loro identificazione e studio in flussi turbolenti vicino alla parete rimangono molto difficili, poiché dipendono dalla precisione e dall'efficacia dei metodi utilizzati per visualizzarle. Inoltre, la difficoltà nel riconoscere le strutture coerenti deriva dalla complessità nel separare la componente coerente da quella caotica, oltre al fatto che non esiste una sola forma di struttura coerente. Queste strutture variano da un flusso all'altro e possono manifestarsi in modi diversi anche all'interno dello stesso flusso. Un aspetto fondamentale delle strutture coerenti nei moti turbolenti è che esse sono in grado di rigenerarsi autonomamente. Questo significa che anche se una di queste strutture

scompare o si disintegra, la loro semplice presenza garantisce la formazione di nuove strutture [15].

3.2.2 Self Sustaining Process (SSP)

Flussi moderatamente turbolenti mostrano un comportamento organizzato e intrinsecamente a bassa dimensionalità in diverse condizioni. Kline et al. (1967) rilevano striature o “streaks” spazialmente organizzate nello strato limite turbolento [16]. Hamilton et al. (1995) seguono una linea di ricerca che identifica, tramite simulazioni numeriche, un processo quasi ciclico definito da streaks e vortici nei flussi di Couette (flusso di un fluido viscoso tra due superfici solide parallele) a basso numero di Reynolds [5]. Waleffe (1995, 1997) ha sviluppato la teoria del processo auto-sostenuto, che descrive il comportamento quasi ciclico di vortice-striatura in termini di crescita dell’instabilità delle streaks e della retroazione non lineare di queste instabilità sui vortici [17], [18], [3].

In Fig.3.2 vengono mostrati i campi di velocità totali (uvw) in una cella periodica

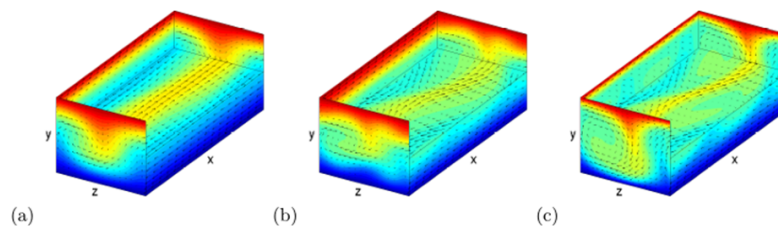


Fig. 3.2 Visualizzazioni 3D di un flusso turbolento di Couette [3]

di dimensioni = [7 426 5] (Hamilton et al., 1995) con frecce per la velocità nel piano e una mappa dei colori per la componente della velocità lungo il flusso (u): il rosso/blu indica $u = 1$; il verde, $u = 0$. La parete superiore a $y = 1$ e la metà superiore del fluido sono rimosse per mostrare la velocità nel piano centrale a $y = 0$. Le tre visualizzazioni mostrate rappresentano istanti differenti di una simulazione avviata con una perturbazione casuale, selezionati per mostrare (a) la minima e (b) la massima organizzazione nel campo turbolento. In particolare, (b) somiglia all’equilibrio del ramo superiore mostrato nell’immagine (c) [3].

Qualitativamente il comportamento turbolento di un fluido si può analizzare e comprendere dall’identificazione delle strutture turbolente che lo caratterizzano. Sebbene

il fenomeno della turbolenza sia apparentemente casuale e caotico, questo segue, in realtà, leggi dinamiche precise che possono essere studiate analizzando i trasferimenti e le dissipazioni di energia [3].

In questo contesto assumono un ruolo fondamentale tre grandezze:

- *L'energia cinetica E* ;
- *L'energia dissipata D* ;
- *L'energia di input I* , ossia l'energia fornita al sistema, per esempio dall'eventuale movimento delle pareti [3].

Un flusso è in equilibrio quando l'energia fornita I è uguale a quella dissipata D e tale bilanciamento si osserva nelle medie temporali a lungo periodo. Questa condizione si verifica sempre nei flussi laminari mentre in quelli turbolenti alcune traiettorie nello spazio degli stati, cioè combinazioni di velocità ed energia nel fluido (Fig.3.3), evitano gli stati di equilibrio che corrispondono a basse dissipazioni. In sostanza, i flussi turbolenti non si stabilizzano facilmente in stati meno dissipativi [3].

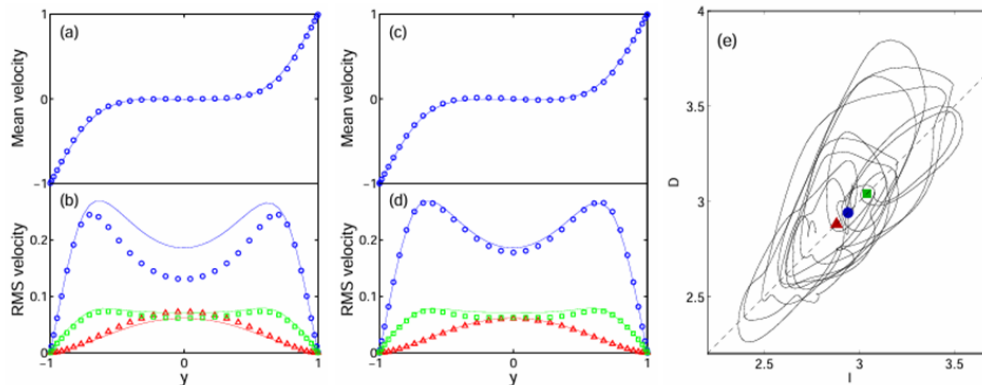


Fig. 3.3 (a, b) Profili spaziali medi e di deviazione standard della velocità totale per l'equilibrio del ramo superiore nel dominio [2 11424 5], confrontati con i profili medi temporali e di deviazione standard ottenuti dai dati DNS di turbolenza sostenuta in [7426 5]. (c, d) Profili medi temporali e di deviazione standard della velocità per l'orbita periodica di Viswanath (2007) nel dominio [7 426 5] con (simboli), confrontati con gli stessi dati turbolenti riportati in (a, c). (e) Potenza di input dovuta allo shear alla parete rispetto alla dissipazione viscosa per una tipica traiettoria di turbolenza sostenuta nel dominio [7 426 5]. [3]

L'osservazione delle traiettorie riportate in Fig.3.3 (e) è essenziale per capire, per esempio, quando il flusso passa da laminare a turbolento. In questo studio si è posta particolare attenzione sulle strutture turbolente, in particolare le streaks e i vortici longitudinali (streamwise). Nel paragrafo seguente viene fornita una breve descrizione di queste strutture, con un focus sui meccanismi che ne determinano la formazione e il processo di auto-sostentamento [3].

1 - Formazione di Streaks

Le striature o “streaks” sono strutture turbolente situate in prossimità della parete e sono caratterizzate da una forma allungata. Si tratta di regioni in cui il fluido alterna velocità alte e basse lungo la direzione trasversale. La formazione di tali strutture può essere vista come il primo step del ciclo responsabile del mantenimento della turbolenza. La formazione avviene dalla loro interazione con un'altra struttura turbolenta cioè i vortici longitudinali, ossia orientati lungo la direzione del flusso. Le striature si formano nella zona di fluido in cui il vortice presenta una componente di velocità perpendicolare al gradiente della velocità del flusso. Da una parte del vortice il fluido a bassa velocità viene sollevato, allontanato dalla parete e trasportato in una zona a maggiore velocità. Si formano, così, streaks a bassa velocità. Dall'altra parte, invece, il fluido ad alta velocità si avvicina alla parete formando streaks ad alta velocità [5].

Da un punto di vista matematico è possibile definire le striature come una variazione del flusso medio opportunamente mediato $u(z)$, tramite avvezione. Questo è l'unico modo con cui l'energia può essere trasferita dal flusso medio direttamente alle streaks [5].

2- Streaks Breakdown

Una volta che si sono formate, le streaks si caratterizzano inizialmente per una forma allungata e rettilinea, che persiste per un certo periodo di tempo. Successivamente, si sviluppa rapidamente un'ondulazione, seguita dal collasso finale della struttura turbolenta. Sebbene la rottura delle streaks sia spesso associata a un'instabilità lineare, il processo di breakdown è chiaramente di natura non lineare, rendendo questa fase particolarmente complessa da analizzare [5].

In generale, affinché il ciclo possa proseguire e garantire il completo sviluppo della turbolenza, è fondamentale che le streaks, le quali, in condizioni stabili, presentano una forma allungata e rettilinea, subiscano oscillazioni nel piano e interagiscano tra

di loro. Questa interazione è infatti cruciale per innescare meccanismi di amplificazione e rigenerazione delle strutture turbolente [4].

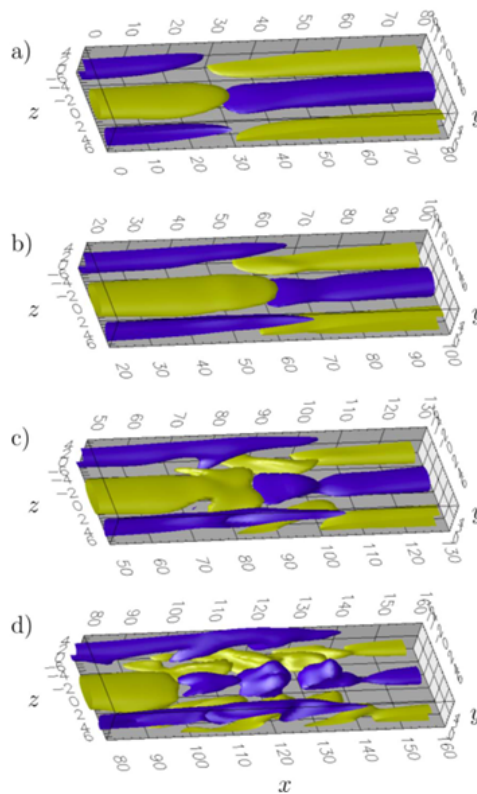


Fig. 3.4 Evoluzione del processo di rottura delle streaks. In blu sono rappresentate le streaks a bassa velocità, in giallo quelle ad alta velocità [4]

3- Vortici Longitudinali

Nel ciclo di rigenerazione della turbolenza in prossimità della parete i vortici longitudinali (streamwise) giocano un ruolo fondamentale nella formazione delle streaks attraverso la redistribuzione della quantità di moto. Si vuole dunque comprendere il meccanismo di rigenerazione dei vortici dopo la loro decadenza [5].

Per flussi indipendenti dalla coordinata x (direzione principale del flusso) le componenti trasversali del flusso (v e w) sono disaccoppiate da u (velocità streamwise), il che significa che non c'è trasferimento di energia tra le componenti. Questi vortici,

quindi, per tali flussi, decadono continuamente. I vortici streamwise nel ciclo di rigenerazione si rafforzano a seguito della rottura delle streaks. Vuol dire che i vortici si rigenerano attraverso interazioni non lineari. [5].

Da un punto di vista matematico, le equazioni nello spazio di Fourier mostrano che i termini che contribuiscono alla rigenerazione dei vortici sono i termini di avvezione, che trasportano la vorticità tramite le velocità, e i termini “sorgente”, cioè che generano nuove vorticità. Queste ultime si allineano con quelle esistenti, rafforzando i vortici.

Infine, le interazioni non lineari tra le modalità del flusso hanno un ruolo cruciale in questo processo poiché generano nuova vorticità streamwise [5].

In conclusione, questo ciclo di rigenerazione (Fig.3.4) è essenziale per il mantenimento della turbolenza, se venisse interrotto in qualsiasi fase, le strutture non si rigenererebbero e la turbolenza si spegnerebbe. Tale osservazione, in generale, è importante in quanto suggerisce che intervenire in punti specifici del ciclo potrebbe essere un metodo per gestire la turbolenza e potrebbe servire in applicazioni ingegneristiche ben specifiche per ridurre la resistenza al flusso [5].

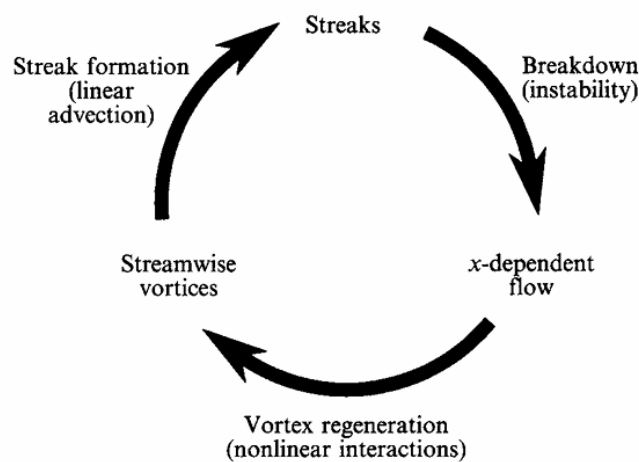


Fig. 3.5 Le tre fasi del SSP [5]

Capitolo 4

Indagini sperimentali

In questo capitolo viene presentata l'attività sperimentale condotta presso il Laboratorio di Idraulica del Politecnico di Torino, con l'obiettivo di analizzare criticamente il comportamento di un flusso turbolento di canale a diversi numeri di Reynolds, sia in condizioni canoniche, con canale impermeabile, sia in presenza di suction.

Durante gli esperimenti, l'aspirazione è stata generata utilizzando una membrana sottile, garantendo così un flusso di filtrazione lungo la direzione normale al fondo. Le prove sono state eseguite per due diversi numeri di Reynolds, $Re=1000$ e $Re=2000$, al fine di analizzare le differenze tra queste due condizioni e, nel caso $Re=2000$, confrontare i risultati sperimentali con quelli ottenuti mediante simulazioni numeriche dirette (DNS).

Le componenti di velocità longitudinale e normale al fondo sono state misurate in una sezione trasversale centrale del canale, utilizzando la tecnica di Laser Doppler Anemometry (LDA) [6].

I test che verranno presentati nei successivi paragrafi sono stati condotti utilizzando l'impianto sperimentale progettato e realizzato dall'Ing. Roberto Bert [6]. Molte delle attività svolte in laboratorio e descritte nella presente tesi fanno riferimento alla tesi di dottorato di R. Bert (2022), "Hydrodynamic techniques for fouling control in membrane systems", Politecnico di Torino.

4.1 Metodo sperimentale

In questo paragrafo viene riportata una breve descrizione dell'impianto sperimentale utilizzato per gli esperimenti.

L'impianto, mostrato in Fig.4.1, Fig.4.2 e in Fig.4.3 [6], è costituito da un circuito idraulico a ricircolo, azionato da due pompe e da una serie di tubazioni e condotti realizzati prevalentemente in acciaio inossidabile. L'acqua che entra nel canale viene prelevata da un serbatoio principale di 1 m³ mediante due pompe multistadio controllabili via computer e collegate in parallelo. La loro combinazione consente di stabilire portate corrispondenti a numeri di Reynolds compresi tra 1000 e 20000, comprendo così tutto l'intervallo di flussi laminari, transitori e completamente turbolenti [6].

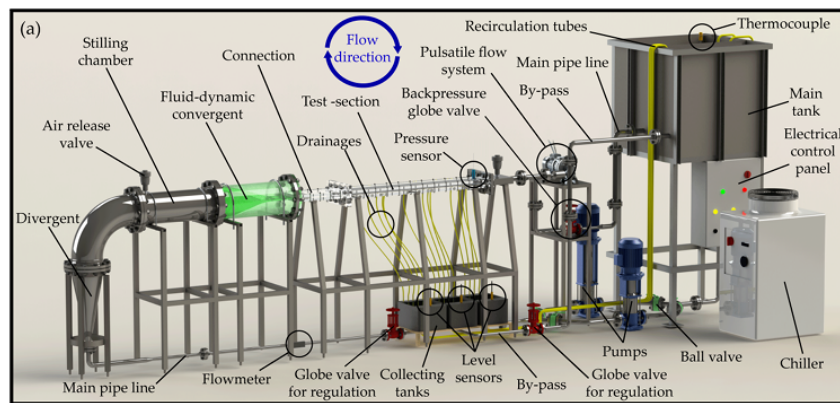


Fig. 4.1 Rappresentazione generale del setup [6]

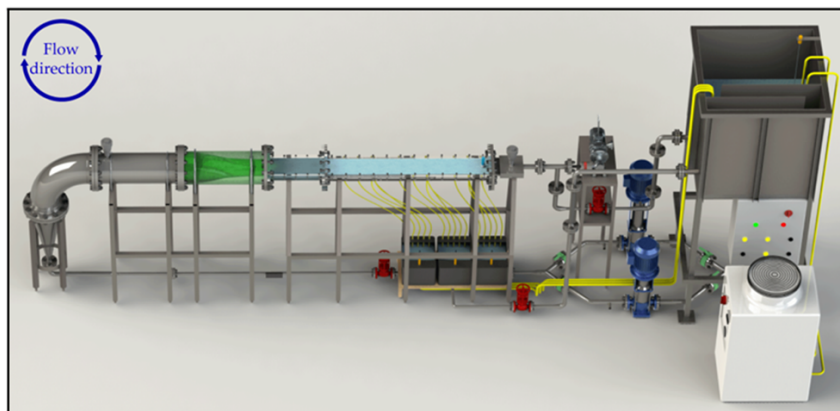


Fig. 4.2 Rappresentazione generale del setup [6]



Fig. 4.3 Rappresentazione generale del setup

A valle della pompa, una tubazione principale convoglia l'acqua attraverso un diffusore che la indirizza verso un'unità di condizionamento, in modo da prevenire la separazione dello strato limite e per generare un gradiente di pressione favorevole. Il flusso viene, quindi, indirizzato nella sezione di prova, cioè un canale di **altezza pari a 0.01 m, larghezza pari a 0.2 m e lunghezza di 1.4 m**. La misurazione di velocità mediante diagnostica laser è consentita poiché le pareti laterali e superiori del canale sono trasparenti. La pressione all'interno dell'impianto è regolata da una valvola di contropressione situata all'estremità a valle della tubazione principale, appena a monte del serbatoio, dove l'acqua viene poi ricircolata [6].

Per entrambi i casi, $Re=1000$ e $Re=2000$, sono stati eseguiti due tipi di esperimenti. Il primo ha riguardato un flusso di canale con pareti impermeabili (di riferimento o *benchmark*), condizione ottenuta bloccando opportunamente i tubi di drenaggio del flusso filtrato. Il secondo gruppo di esperimenti, denominato test di filtrazione, è stato eseguito ricoprendo la parete inferiore del canale con una membrana sottile adagiata su un supporto poroso ad alta permeabilità in schiuma metallica (Fig.4.4 e Fig.4.5) [6].

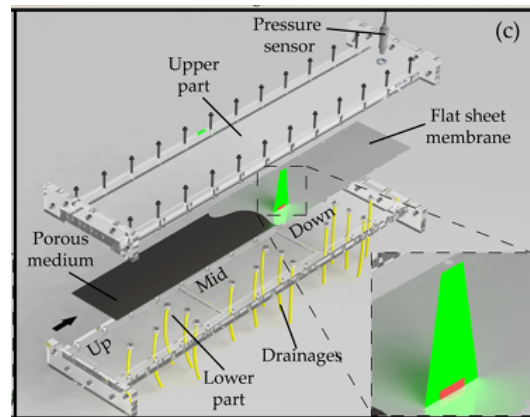


Fig. 4.4 Sezione di prova utilizzata per i test sulla membrana [6].

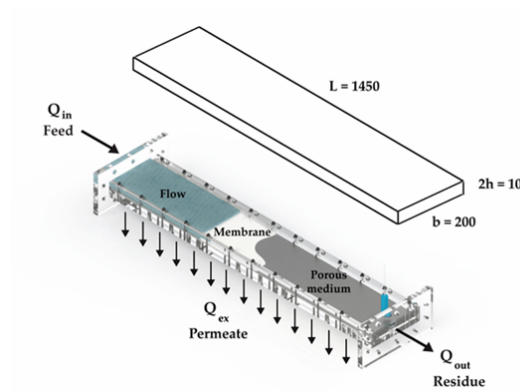


Fig. 4.5 Schema del processo di filtrazione [6].

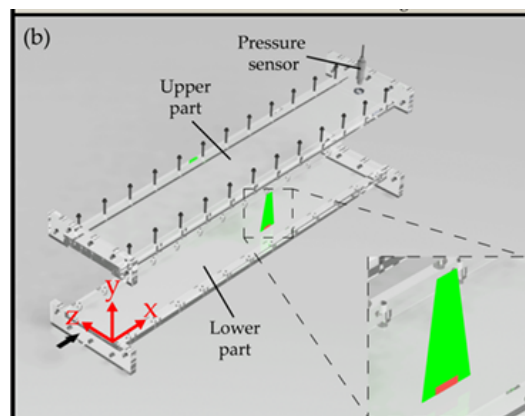


Fig. 4.6 Sketch della sezione di prova e assi cartesiani di riferimento [6].

In questi test di filtrazione, sotto la schiuma metallica tre compartimenti separati raccoglievano il filtrato e, tramite tubi di drenaggio, lo convogliavano in tre serbatoi di raccolta, situati sotto la sezione di prova. Nei tre serbatoi, sensori di livello dell'acqua monitoravano la portata del flusso di filtrazione e quando il livello nei serbatoi raggiungeva un valore critico, una pompa svuotava i serbatoi reimmettendo l'acqua nel serbatoio principale. L'uso di tre compartimenti ha permesso di monitorare nel tempo l'uniformità del tasso di filtrazione lungo l'intera lunghezza della sezione di prova. La temperatura dell'acqua è stata mantenuta costante mediante un refrigeratore da 5 kW, assicurando così la stabilità delle proprietà del fluido per tutta la durata degli esperimenti. Tutte le misurazioni di velocità sono state effettuate a una distanza dall'inlet pari a $x=0.82$ m (Fig.4.6) [6].

Esperimento	U [m/s]	Re [-] a $T=20^{\circ}\text{C}$	Re [-]	T [$^{\circ}\text{C}$]	p [Mpa]	Γ [$\times 10^{-5}$]
Benchmark 1	0.54	2017	2446	16.2	0.0831	/
Benchmark 2	0.3	1005	1349	15.9	0.084	/
Test filtrazione 1	0.51	2017	2257	16.2	0.0831	1.94
Test filtrazione 2	0.34	1020	1408	12.8	0.099	2.9

Fig. 4.7 Riepilogo delle condizioni sperimentali per i test di riferimento e di filtrazione: U è la velocità media nel canale; $Re=Uh/\nu$ è il numero di Reynolds, dove ν è la viscosità cinematica dell'acqua alla temperatura media misurata T ; p è la pressione relativa misurata all'interno della sezione di prova.

4.2 Procedura sperimentale

Il seguente paragrafo presenta la procedura sperimentale usata per lo studio delle caratteristiche del flusso relative ai test di riferimento o benchmark e di filtrazione. Tramite l'utilizzo di *Laser Doppler Anemometry*, la raccolta di misure di velocità longitudinale ha permesso di ottenere le serie temporali di queste, essenziali per l'analisi e la comprensione della dinamica del flusso, nelle diverse condizioni operative.

4.2.1 Misure tramite tecnica LDA

L'anemometro Laser Doppler (LDA) è uno strumento ampiamente utilizzato per le indagini fluidodinamiche per ricavare informazioni sulla velocità del flusso. Si tratta di una tecnica non intrusiva e ad alta risoluzione spaziale e temporale che

non necessita di una calibrazione iniziale e che consente misurazioni molto accurate su un ampio intervallo di velocità di flusso [6].

Il funzionamento consiste nella generazione di due coppie di fasci di luce da una sorgente, che convergono all'interno di un piccolo volume creando due punti di misurazione ellissoidali. Il fluido viene opportunamente "seminato" in modo che una particella tracciante che passa nel punto di misurazione crei un segnale di intensità di luce diffusa alternata. Tale segnale viene rilevato da un fotomoltiplicatore e analizzato per calcolare lo spostamento Doppler tra luce incidente e quella diffusa [6]. Un passaggio preliminare essenziale per le misurazioni è l'allineamento del piano contenente i due fasci laser con una direzione caratteristica del flusso in esame. Questo accorgimento consente di correlare lo spostamento Doppler a una specifica componente di velocità [6].

Lo strumento LDA (Fig. 4.8) utilizzato è un sistema a due dimensioni Dantec Dynamics Flow Explorer DPSS dotato di due YAG laser di potenza massima pari a 300 mW con lunghezze d'onda di 532 nm (luce verde) e 561 nm (luce gialla). La luce verde è stata suddivisa in due fasci, successivamente allineati per misurare la componente di velocità longitudinale. La luce gialla è generalmente utilizzata per misurare la componente di velocità normale al fondo, che in questo caso non è stata direttamente rilevata per le ridotte dimensioni del canale, che non permettevano una penetrazione non disturbata dei fasci laser [6].

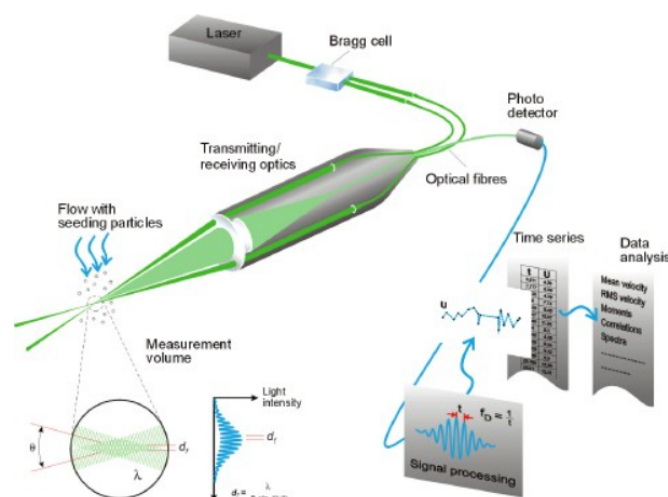


Fig. 4.8 Principio di funzionamento di LDA [7]

Il corretto posizionamento e allineamento dello strumento sono stati effettuati utilizzando un sistema di traversamento controllato da computer (ISEL iMC-S8). Inoltre, è stata prestata particolare attenzione a rendere il fondo del canale e i fasci laser associati alla componente di velocità longitudinale paralleli. L'analisi del segnale è stata, infine, effettuata con un con un Dantec Dynamics Burst Spectrum Analyzer (BSA F600-2D) e un software dedicato BSA Flow Software v6.5 [6].

Per tutti gli esperimenti condotti, sono state raccolti 200000 campioni a una distanza dal fondo pari a 2.5 mm e 10000 a una distanza dal fondo pari a 5 mm (centro del canale). Inoltre, per tutte le prove, sono stati aggiunti circa 3 grammi di semina (seeding) HGS Dantec Dynamics nell'acqua. Ciò ha permesso di aumentare la frequenza di campionamento fino a 200-250 Hz.

4.3 Risultati sperimentali

Nei paragrafi che seguono vengono presentati e discussi i risultati sperimentali relativi ai quattro casi esaminati in laboratorio:

- *Re=1000 caso di riferimento*
- *Re=1000 con suction ($\Gamma \approx 10^{-5}$)*
- *Re=2000 caso di riferimento*
- *Re=2000 con suction ($\Gamma \approx 10^{-5}$)*

L'analisi si concentra sulla determinazione dell'intensità di turbolenza e sull'osservazione delle serie temporali di velocità longitudinale, fondamentali per la caratterizzazione del flusso. L'obiettivo è comprendere l'influenza del numero di Reynolds e dell'aspirazione distribuita lungo il canale sulle proprietà turbolente del flusso .

4.3.1 Confronto tra i casi

Casi $Re=2000$ di riferimento (Benchmark 1) e con suction (Test di filtrazione 1)

Per poter confrontare i 4 casi esaminati è necessario riportare le serie temporali di velocità longitudinale u .

La Fig.4.9 mostra le serie temporali della velocità u nel caso $Re=2000$ di riferimento (linea rossa) e con suction (linea nera). L'analisi di questi segnali consente di valutare e confrontare gli effetti dell'applicazione dell'aspirazione distribuita. Per il

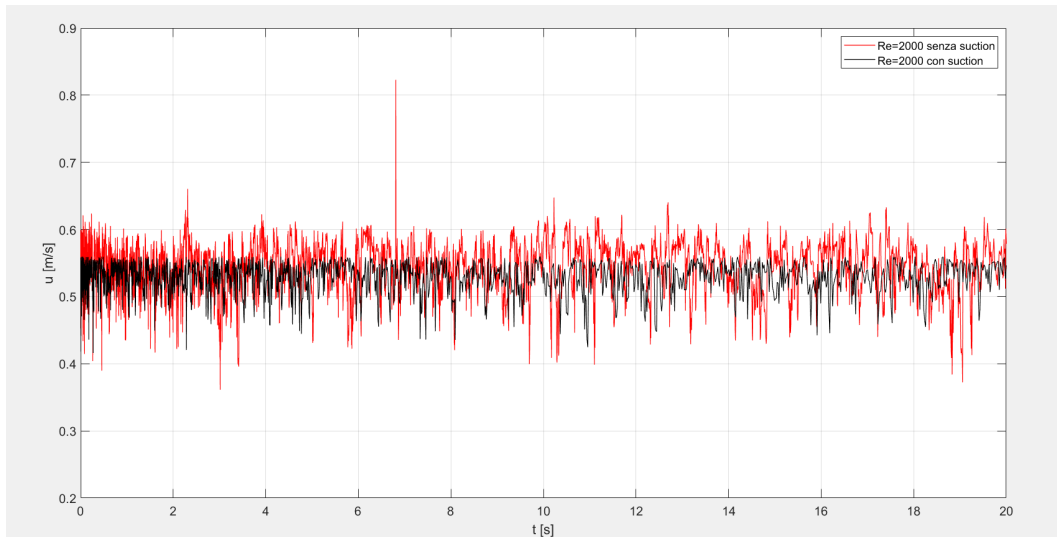


Fig. 4.9 Serie temporale di velocità dei casi benchmark 1 (linea rossa) e test di filtrazione 1 (linea nera), misurata a una distanza di 2.5 mm dal fondo del canale.

caso di riferimento (linea rossa) con $Re \approx 2000$, il flusso si trova in regime pienamente turbolento, come evidenziato dalle ampie fluttuazioni della velocità attorno al valore medio. L'elevata ampiezza delle oscillazioni rappresenta un chiaro indicatore della turbolenza, che si manifesta attraverso una notevole variabilità temporale della velocità.

Si osserva, inoltre, come l'applicazione del suction (linea nera) riduca drasticamente l'intensità delle fluttuazioni rispetto al caso di riferimento, suggerendo un effetto di stabilizzazione del flusso. Il segnale in nero è tipico dei flussi di transizione con il passaggio di turbolenza a "spot" sovrapposta ad un background laminare.

A conferma di questa tendenza, si riportano in Fig.4.10 i valori di intensità di turbolenza per i due test effettuati (calcolata come il rapporto tra la deviazione standard

dei dati di velocità e la velocità massima misurata al centro del canale, cioè a 5 mm dal fondo). Dalla tabella si nota che nel test di filtrazione, cioè con l'applicazione

Casi	U _{max} [m/s] (a 5 mm dal fondo)	Deviazione Standard (con velocità ottenute a 2.5 mm dal fondo)	Intensità di turbolenza
Benchmark 1	0.54	0.0374	0.068
Test di filtrazione 1	0.511	0.0251	0.0492

Fig. 4.10 Intensità di turbolenza casi Re=2000 Benchmark e Test di filtrazione.

del suction, l'intensità di turbolenza diminuisce significativamente, evidenziando come l'influenza del suction diventi ancora più marcata e importante all'aumentare del numero di Reynolds. Un'analisi più approfondita di questo fenomeno è fornita alla fine del capitolo.

Casi Re=1000 di riferimento (Benchmark 2) e con suction (Test di filtrazione 2)

La Fig. 4.11 riporta le serie temporali della velocità u per il caso Re=1000 senza suction (linea blu) e Re=1000 con suction (linea magenta).

L'andamento del segnale in blu è significativamente diverso rispetto a quello in

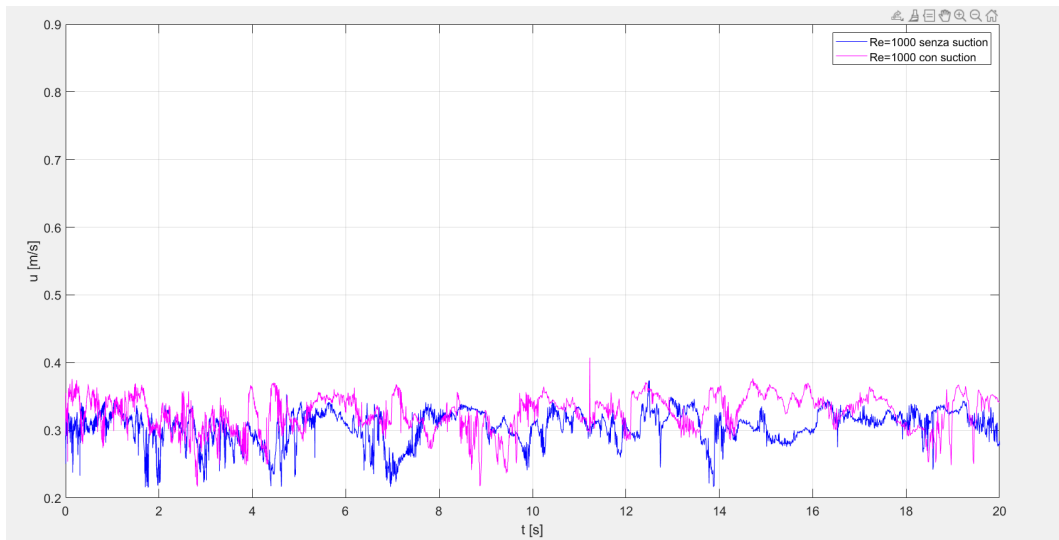


Fig. 4.11 Serie temporale di velocità dei casi benchmark 2 (linea blu) e test di filtrazione 2 (linea magenta), misurata a una distanza di 2.5 mm dal fondo del canale.

rosso osservato per il caso Re=2000, tipico di un flusso pienamente turbolento. Dal grafico si osserva, infatti, che, per un numero di Reynolds pari a 1000 e nelle condizioni specificate nel paragrafo 4.1, il flusso si trova in un regime di transizione. In

questa fase, si formano strutture instabili localizzate all'interno del flusso laminare, indicative dell'insorgenza della turbolenza.

Tuttavia, l'energia generata non è sufficiente a sostenere un completo sviluppo turbolento, mantenendo così il flusso in una condizione intermedia tra i due regimi.

In queste condizioni, l'applicazione di suction non induce variazioni significative nello stato del flusso. Ciò è confermato dall'analisi del grafico, in cui le differenze tra i due casi sono trascurabili, suggerendo che l'aspirazione non altera in modo significativo la dinamica del flusso nel regime considerato.

Questo primo risultato contrasta con quanto riportato da Bert [6], secondo cui il flusso a $Re \approx 1000$ si trova in regime turbolento. Tale discrepanza potrebbe essere attribuita alle differenti metodologie di misura adottate nei due studi. Le misure ottenute da Bert [6], infatti, sono state ricavate tramite tecnica di *Particle Image Velocimetry* (PIV). La differenza tra le due tecniche, PIV e LDA, può influenzare la rilevazione della turbolenza per quanto riguarda la risoluzione temporale e spaziale dei dati acquisiti.

Per una trattazione più dettagliata e un'analisi critica di questi risultati, si rimanda al Capitolo 6.

In Fig.4.12 sono messe a confronto le serie temporali di velocità u nel caso di riferimento di $Re \approx 1000$ e $Re \approx 2000$. Le differenze dei flussi a numero di Reynolds ≈ 1000 e Reynolds ≈ 2000 sono evidenti e sostanziali. Per il flusso a Reynolds ≈ 2000 il segnale della velocità mostra fluttuazioni più intense e frequenti rispetto al caso Reynolds 1000. Ciò indica una maggiore intensità turbolenta, coerente con l'aumento del numero di Reynolds, che determina un incremento dell'instabilità e della turbolenza nel flusso. Nel caso $Re \approx 2000$ si nota una maggiore dispersione del segnale attorno al suo valore medio, con picchi pronunciati e rapide variazioni. Questo è indice di una turbolenza più sviluppata rispetto al caso $Re \approx 1000$, in cui sembra che il flusso sia in un regime di transizione tra laminare e turbolento.

Per comprendere e giustificare questi risultati è necessario effettuare un bilancio di quantità di moto, in modo da comprendere a pieno la dinamica di un flusso in canale soggetto ad aspirazione distribuita.

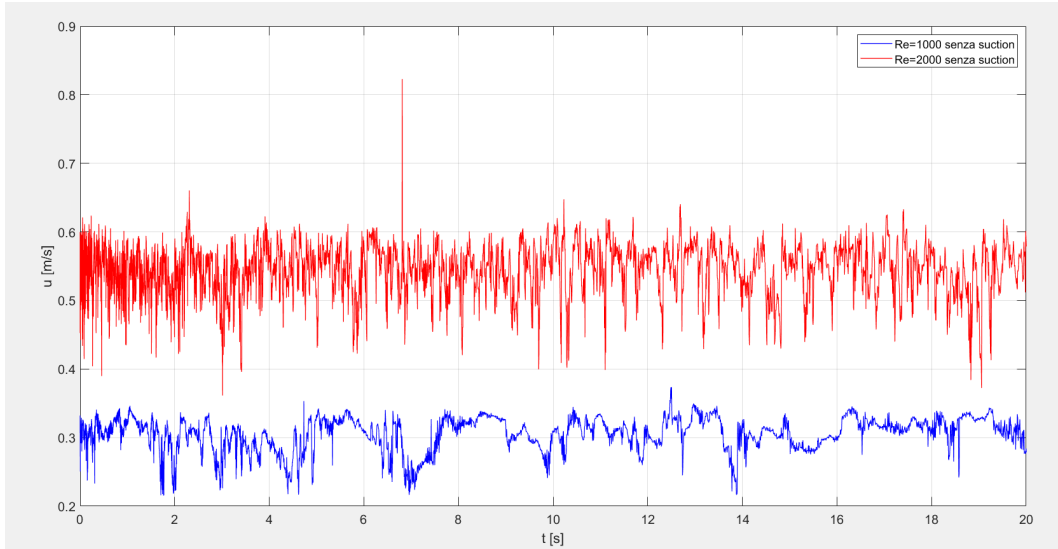


Fig. 4.12 Serie temporale di velocità dei casi di riferimento a $Re=1000$ e $Re=2000$, misurata a una distanza di 2.5 mm dal fondo del canale.

Assumendo stazionarietà e uniformità lungo la direzione trasversale al flusso, l'equazione mediata nel tempo di Navier-Stokes proiettata lungo la direzione longitudinale è:

$$\frac{\delta \bar{u}}{\delta x} + \frac{\delta \bar{u} \bar{v}}{\delta y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + g_x - \left(\frac{\partial \overline{u'^2}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial y} \right) + \nu \left(\frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2} \right), \quad (4.1)$$

dove ν è la viscosità cinematica, p la pressione, g_x è la componente lungo x dell'accelerazione di gravità, pari a zero data l'orizzontalità del canale [19].

Per flussi completamente sviluppati lungo una parete liscia impermeabile, \bar{v} è molto piccolo e ogni termine che contiene derivate lungo la direzione x è nullo. Quindi, la dinamica del flusso è guidata dal bilancio tra il gradiente di pressione (primo termine dell'equazione) e la somma dei termini di tensioni turbolenti e viscosi (quarto e sesto termine dell'equazione). Quando il suction è imposto alla parete \bar{v} e i termini derivati lungo x non sono più nulli e tutti i termini dell'equazione devono essere considerati. Per identificare l'ordine di grandezza di tali termini e quindi il loro ruolo nel bilancio della quantità di moto, si fanno le seguenti ipotesi [19]:

1. Si può dimostrare che

$$\frac{\partial u}{\partial x} \sim \frac{Q_{in} - Q_{out}}{LA} \sim \frac{\Delta U}{L} \sim \frac{V}{h} \quad (4.2)$$

dove L e ΔU sono, rispettivamente, la lunghezza del canale e la velocità media lungo x e A è l'area della sezione del canale.

2. $L \approx 100$ m e h possono essere considerati come le scale caratteristiche longitudinali e verticali.
3. V e U possono essere considerate le scale caratteristiche della velocità verticale e longitudinale.
4. Le fluttuazioni di velocità turbolenta u' e v' sono di un ordine di grandezza inferiore a U .

Sotto queste ipotesi l'equazione può essere ridotta a:

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

$$\frac{VU/h}{\rho U^2/\rho L} \quad \frac{VU/h}{\rho U^2/\rho L} \quad \left(\frac{U^2 10^2/L}{U^2 10^2/h} \quad \frac{U^2 10^2/h}{U^2 10^2/h} \right) \quad \nu(V/hL \quad U/h^2)$$

Essendo $L \gg h$ e $V \ll U$, segue che

$$\frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial x^2} \ll \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2}$$

e

$$\frac{\partial \bar{u}^2}{\partial x} \ll \frac{\partial \bar{u}'v'}{\partial y}$$

Questi termini possono essere, quindi, trascurati in ogni punto del dominio [19].

Consideriamo, ora, la regione vicino la parete, che è la regione in cui ci si aspetta che gli effetti del suction siano più evidenti e in cui le fluttuazioni turbolente della velocità si riducono. L'equazione diviene:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} \bar{u} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} \bar{v} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2}$$

dove i termini convettivi al primo membro rappresentano gli effetti del suction nel bilancio di quantità di moto. [19].

E' possibile rappresentare il rapporto tra i termini convettivi e quelli viscosi come Vh/ν , che è equivalente a $\Gamma Re = Re_s$, definito come numero di Reynolds di suction. Questo risultato suggerisce che all'aumentare del numero di Reynolds aumentano anche gli effetti sulla dinamica del flusso dovuti al suction [19].

Capitolo 5

Simulazioni numeriche dirette (DNS)

Uno dei punti cardine di questa tesi è stato lo sviluppo e l'implementazione di simulazioni numeriche dirette (*Direct Numerical Simulations, DNS*) finalizzate alla caratterizzazione del comportamento di un flusso turbolento di canale in prossimità di una parete porosa. In particolare, l'analisi si è concentrata su un flusso soggetto a un'aspirazione uniformemente distribuita, con l'obiettivo di comprendere le implicazioni di questa configurazione sulle caratteristiche del flusso turbolento.

Prima di approfondire i dettagli specifici dell'analisi, è fondamentale introdurre il metodo delle simulazioni numeriche dirette, evidenziandone il valore e l'efficacia nell'indagine dei fenomeni turbolenti.

Le simulazioni numeriche dirette DNS rappresentano un approccio altamente valido e relativamente semplice per lo studio di flussi sia laminari che turbolenti. La semplicità risiede nel fatto che le equazioni di Navier-Stokes tridimensionali non stazionarie sono risolte direttamente, senza l'uso di un modello turbolento. La difficoltà di questo approccio, però, è quella di risolvere tali equazioni per numeri di Reynolds elevati, poiché in flussi ad alto numero di Reynolds esiste un'ampia gamma di scale spaziali e temporali. Questo significa che queste scale turbolente devono essere risolte nelle simulazioni [2].

Le scale di risoluzione necessarie nelle DNS sono quelle di lunghezza e temporale di Kolmogorov λ_K . Questo implica che sono richieste griglie computazionali estremamente fitte e dense e passi temporali molto brevi. Inoltre, la natura non

lineare delle equazioni rappresenta una sfida per gli algoritmi di soluzione computazionale, rendendo le simulazioni dispendiose in termini di tempo. Le DNS vengono quindi utilizzate principalmente per flussi a numeri di Reynolds moderati a causa dell'elevato costo computazionale [2].

Nelle simulazioni numeriche dirette un passo fondamentale è quello di risolvere l'equazione di Poisson per la pressione, necessaria per la correzione del flusso e per garantire il rispetto delle leggi della fisica [8].

5.1 Metodo numerico

5.1.1 Codice DNS CaNS

Le simulazioni numeriche dirette sono state condotte utilizzando il codice FlUTAS, il cui sviluppo è iniziato all'interno del gruppo di ricerca del prof. Luca Brandt al KTH di Stoccolma [20].

Le equazioni di Navier-Stokes (5.4) sono risolte su una griglia cartesiana strutturata, cioè uno spazio ordinato di punti che segue uno schema organizzato di celle (o nodi) che formano una rete regolare. In particolare, tale griglia è sfalsata (staggered), con la pressione definita al centro della cella e le componenti della velocità definite sulle facce, per evitare soluzioni spurie e migliorare la stabilità numerica [8].

Per la discretizzazione spaziale degli operatori si utilizzano differenze finite del

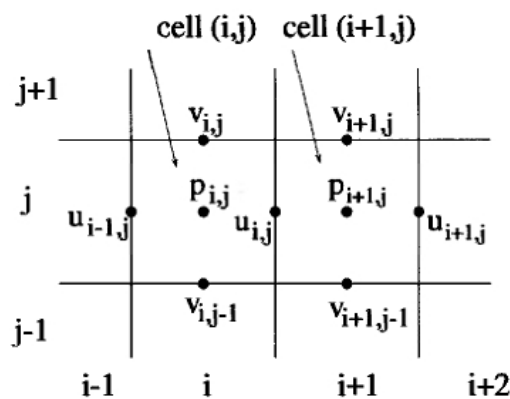


Fig. 5.1 Staggered grid

secondo ordine, mentre l'integrazione temporale è basata su uno schema di Runge-Kutta a tre passi (RK3).

L'algoritmo risolutivo si basa sul metodo della correzione della pressione (*pressure-correction method*) [8], che separa il calcolo della velocità e della pressione con una correzione iterativa per soddisfare la condizione di incomprimibilità. Segue una breve introduzione al metodo nella prossima sezione.

5.1.2 Pressure Correction Method

In notazione semi-discretizzata, l'equazione della quantità di moto (2.17) si può scrivere come

$$\mathbf{u}^* = \mathbf{u}^k + \Delta t \left(\alpha_k \mathbf{AD}^k + \beta_k \mathbf{AD}^{k-1} - \gamma_k \nabla p^k \right), \quad (5.1)$$

$$\mathbf{u}^{k+1} = \mathbf{u}^* - \gamma_k \Delta t \nabla \Phi, \quad (5.2)$$

dove \mathbf{u}^* è la *velocità di predizione*, $\mathbf{AD} \equiv -(\mathbf{u} \cdot \nabla)\mathbf{u} + \nu \nabla^2 \mathbf{u}$ e Φ è la *correzione di pressione*, ignota, che soddisfa $p^{k+1} = p^k + \Phi$. Inoltre, k denota il sottopasso temporale e varia da $k = 0$, corrispondente al livello temporale n , a $k = 3$, corrispondente al livello temporale $n + 1$. I coefficienti di integrazione temporale α_k , β_k e γ_k sono definiti in base allo schema adottato [8].

L'equazione per la correzione di pressione Φ si deriva dall' Eq. (5.2), prendendone la divergenza e imponendo la condizione di incompressibilità sulla velocità finale (riferimento all'equazione della continuità per fluidi incomprimibili, $\mathbf{u}^{k+1} = 0$):

$$\nabla^2 \Phi = \frac{\nabla \cdot \mathbf{u}^*}{\gamma_k \Delta t}. \quad (5.3)$$

L'Eq. (5.3) è un'equazione di Poisson ed è risolta in FluTAS con un *solver* diretto basato su FFT (*Fast Fourier Transform*, Transformata di Fourier Veloce).

In sintesi, ad ogni sottopasso temporale k , l'algoritmo svolge i seguenti passaggi :

- 1 Calcola la velocità di predizione \mathbf{u}^* (Eq. (5.1));
- 2 Calcola la correzione di pressione Φ (Eq. (5.3));
- 3 Correggi la velocità (Eq. (5.2));
- 4 Aggiorna la pressione ($p^{k+1} = p^k + \Phi$).

L'algoritmo numerico alla base delle DNS risolve le equazioni di Navier-Stokes per un fluido incomprimibile e Newtoniano di densità unitaria e viscosità cinematica

v:

$$\begin{aligned}\nabla \cdot \mathbf{u} &= 0, \\ \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} &= -\nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{u},\end{aligned}\tag{5.4}$$

dove u e p sono rispettivamente il vettore velocità del fluido e la pressione. Questi passaggi vengono effettuati per ogni passo della simulazione numerica. [8].

Questo metodo risolve il problema del calcolo della velocità e della pressione, la quale non è direttamente nota e non c'è un'equazione specifica per calcolarla.

Il codice utilizzato nelle simulazioni utilizza il risolutore diretto basato su FFT (Trasformata di Fourier Veloce), che cambia la rappresentazione del problema da spazio fisico a spazio delle frequenze, e differenze finite sviluppato e implementato nel codice DNS CaNS. L'approccio numerico utilizza espansioni basate su Fourier lungo due direzioni del dominio, che riducono il sistema di equazioni risultante dall'operatore Laplaciano a differenze finite di secondo ordine tridimensionale (sette diagonali non nulle) a un sistema tridiagonale più semplice. Tale riduzione viene fatta usando la trasformata di Fourier lungo le direzioni spaziali (x e y) e la risoluzione finale avviene lungo la direzione z con una tecnica numerica chiamata eliminazione di Gauss [20].

Parallelizzazione

Come accennato nel paragrafo precedente, il dominio, cioè lo spazio in cui si sta risolvendo il problema, è suddiviso in più processori. Questo consente di scomporre il problema in "sotto-problemi" più piccoli, ciascuno dei quali può essere risolto da un processore. Si eseguono, così, più operazioni contemporaneamente, ottimizzando il tempo di risoluzione. La decomposizione del dominio è detta "pencil decomposition 2D" ed è un metodo per suddividere il dominio in blocchi 2D che vengono distribuiti tra i processori [20].

In sintesi, è possibile immaginare il dominio come una griglia tridimensionale (x , y , z) e la decomposizione a matita distribuisce i dati lungo due direzioni spaziali (ad esempio y e z), lasciando una direzione (x) allineata tra i vari processori. Ogni processore avrà una parte del dominio, ma i dati lungo la direzione x rimarranno allineati in ogni blocco. Questo assicura che la comunicazione tra i processori sia

ottimizzata quando si scambiano i dati [20]. Questo metodo di decomposizione aiuta a minimizzare il numero di trasposizioni dei dati durante l'elaborazione, ottimizzando le operazioni di comunicazione tra i processori e riducendo il tempo di esecuzione.

5.2 Casi delle simulazioni

Caso di riferimento - Flusso turbolento in canale impermeabile

In questo paragrafo viene presentato il primo caso delle simulazioni numeriche dirette implementate. In particolare, questo rappresenta il caso "canonico", cioè un flusso turbolento in canale con pareti impermeabili.

Il flusso considerato è periodico nella direzione longitudinale (*streamwise*, x) e trasversale (*spanwise*, y). Alle pareti ($z = 0$ e $z = h$, con z direzione ortogonale alla parete) sono imposte condizioni di aderenza e impermeabilità.

Aggiungendo una forza volumetrica all'equazione del momento discretizzata si riesce a mantenere una velocità media longitudinale $U = 1$. In Fig.5.2 sono riportati i parametri fisici e computazionali dove il numero di Reynolds è pari a

$$Re_b = U_b \cdot \frac{h}{\nu} \quad (5.5)$$

con h pari alla semi-altezza del canale [8].

Dimensione del dominio $L_x \times L_y \times L_z$	Numero di punti $N_x \times N_y \times N_z$	BC Pressione in x,y,z	Re
6 x 3 x 1	360 x 180 x 60	P-P, P-P, N-N	2899

Fig. 5.2 Parametri fisici e computazionali per la validazione dei casi. L_{xi} and N_{xi} rappresentano rispettivamente la dimensione del dominio e il numero di punti lungo la direzione x .

La Fig.5.3 mostra un esempio di visualizzazione tridimensionale del flusso in canale, illustrando ciò che si osserva tipicamente in un flusso turbolento a basso numero di Reynolds. Si individuano strutture coerenti tridimensionali con una separazione di scala relativamente piccola rispetto alle scale di confinamento [8].

La simulazione del flusso nel canale è stata inizializzata con una coppia di vortici longitudinali che ha efficacemente innescato la transizione. In particolare, un campo

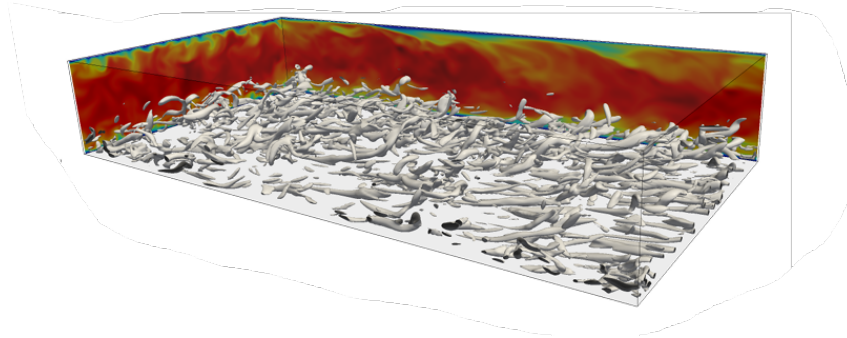


Fig. 5.3 Esempio di visualizzazione 3D di un flusso turbolento di canale [8].

di velocità iniziale regolare genera vorticità a causa dell'allungamento dei vortici, portando alla formazione di strutture vorticali a piccola scala [8].

Le statistiche della simulazione sono state raccolte una volta raggiunto uno stato statisticamente stazionario.

Inoltre, è stato calcolato il numero di Reynolds di attrito a partire dal gradiente di pressione medio nel tempo, ottenendo

$$Re_{\tau} = \frac{u_{\tau} h}{\nu} = 100 \quad (5.6)$$

dove

$$u_{\tau} = \sqrt{-\left(\frac{dp}{dx}\right) h} \quad (5.7)$$

rappresenta la velocità di attrito. Tale valore è in accordo con la correlazione fornita da Pope [21, 8]

$$Re_{\tau} = 0.09 \cdot Re^{0.88} = 100 \quad (5.8)$$

. Per ogni caso considerato le simulazioni sono state eseguite su mezzo canale, per ridurre i tempi computazionali ma sfruttando comunque la simmetria del problema [22].

Le condizioni al contorno sono state applicate alle pareti superiore e inferiore del canale e includono sia condizioni relative alla velocità sia relative al gradiente di velocità. In particolare, sono state adottate le seguenti condizioni al contorno:

- La condizione di Dirichlet (no-slip), che impone i valori delle componenti di velocità direttamente sul bordo, [23]

- La condizione di Neumann, che impone il gradiente di velocità lungo il bordo [22].

Per il caso di riferimento (Caso 0), lungo la parete inferiore del canale la condizione di Dirichlet impone che tutte le componenti della velocità del fluido siano pari a zero. Questa rappresenta la condizione di aderenza alla parete dovuta agli effetti viscosi [22], [21].

Per la parete superiore, invece, per simmetria vengono applicate le seguenti condizioni:

- Le derivate delle componenti u (direzione streamwise) e v (direzione wall-normal) lungo la normale alla parete sono poste uguali a zero [21], [22].
- La componente w (direzione spanwise) è soggetta alla condizione di Dirichlet che impone $w=0$ sulla parete.

Nei casi che verranno presentati nei paragrafi successivi, è stata introdotta un'aspirazione distribuita con vari tassi di aspirazione (suction rates). Questo comporta una modifica della condizione al contorno per la componente di velocità w :

- Nella parete inferiore, dove è presente suction, la condizione di Dirichlet impone un valore costante della componente w , pari al suction rate $w=-W_s$. [21].
- Nella parete superiore, in cui è presente blowing, la condizione di Dirichlet impone un valore costante della componente w pari al valore di blowing rate $w= W_s$.

La scelta del suction rate ($-W_s$) e del blowing rate (W_s) garantisce la conservazione della massa nel dominio simulato. [22].

Risultati caso di riferimento

I risultati ottenuti e analizzati nelle simulazioni numeriche dirette implementate sono riportati in termini di:

- Andamento di Re_τ nel tempo;
- Energia cinetica turbolenta nel tempo;
- Profilo di velocità media u lungo la direzione verticale z ;
- Profilo degli RMS della velocità u lungo la direzione z ;
- RMS delle velocità nel tempo.

- *Re_τ nel tempo*

Il flusso simulato è turbolento, pertanto non ha un comportamento stabile. Tuttavia, i suoi campi medi diventano stazionari quando il flusso è completamente sviluppato. Per capire quando il flusso è completamente sviluppato è necessario osservare l'andamento del Re_τ nel tempo. In Fig.5.4

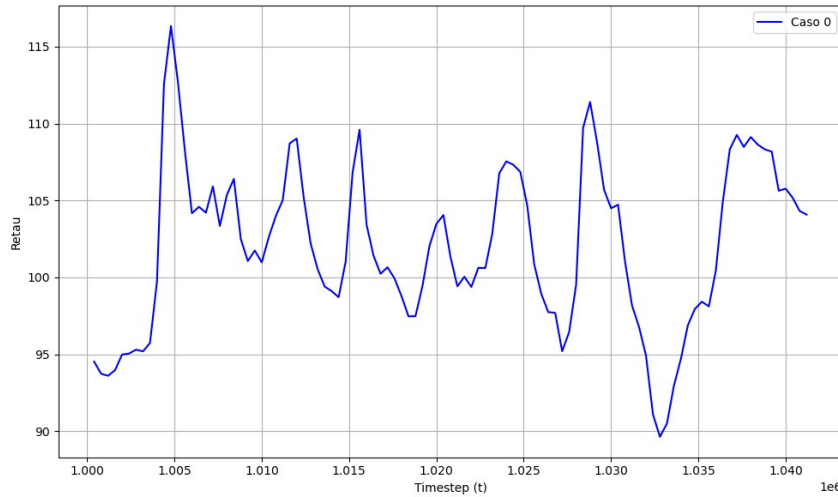


Fig. 5.4 Variazione del Re_τ medio del dominio in funzione dei passi temporali. Si osserva una breve fase transitoria iniziale e una successiva stabilizzazione del gradiente attorno a un valore medio.

si può osservare, per un flusso turbolento in canale impermeabile, che dopo una breve fase transitoria, il gradiente si stabilizza oscillando attorno a un valore medio. Quando accade ciò il flusso è completamente sviluppato [24].

- *Energia cinetica turbolenta*

L'*energia cinetica turbolenta* $k(x,t)$, è una misura dell'intensità della turbolenza di un flusso ed è quindi un parametro essenziale per analizzare e comprendere il comportamento di un flusso turbolento. Per flussi turbolenti in canale, completamente sviluppati, l'equazione di bilancio per l'energia cinetica turbolenta è

$$0 = \mathcal{P} - \tilde{\epsilon} + \nu \frac{d^2 k}{dz^2} - \frac{d}{dz} \left\langle \frac{1}{2} \nu u \cdot u \right\rangle - \frac{1}{\rho} \frac{d}{dz} \langle \nu p' \rangle, \quad (5.9)$$

In ordine, i termini dell'equazione sono produzione, pseudo-dissipazione, diffusione viscosa, convezione turbolenta e trasporto di pressione. Si può dimostrare che il

picco di produzione si verifica precisamente dove lo sforzo viscoso e lo sforzo di taglio di Reynolds sono uguali. Attorno a questo picco, la produzione supera la dissipazione. La convezione turbolenta trasporta energia lontano dalla parete mentre il trasporto viscoso trasporta energia cinetica fino alla parete [21].

In Fig.5.5 è riportato l'andamento dell'energia cinetica turbolenta per il caso di canale impermeabile. Si osserva una continua oscillazione nel tempo senza alcun decadimento. Questo indica che in assenza di flussi di aspirazione la turbolenza si autosostiene nel tempo e il flusso non laminarizza.

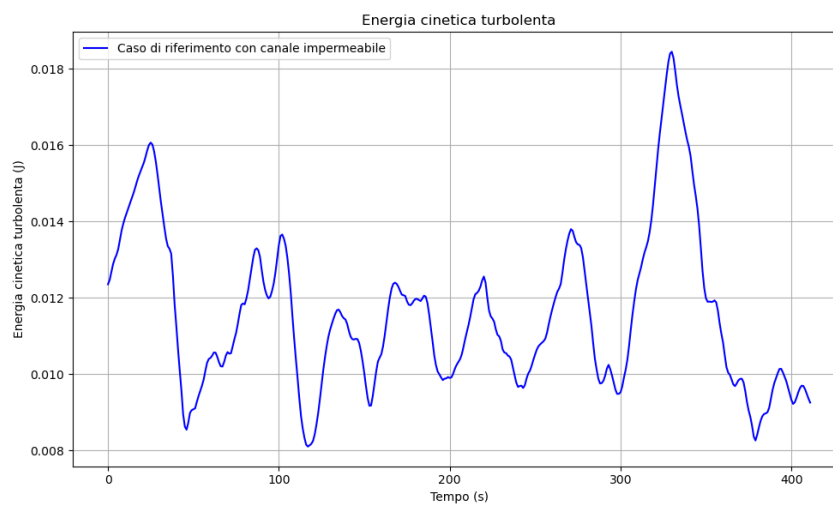


Fig. 5.5 Andamento dell'energia cinetica turbolenta nel tempo per un flusso turbolento in canale impermeabile

- *Profilo di velocità media*

Per determinare il profilo di velocità media si procede considerando il gradiente di velocità media dU/dz , che è una quantità dinamicamente importante. Ad esempio, lo sforzo viscoso e la produzione di turbolenza dipendono entrambi da dU/dz .

La velocità media dipende dai parametri fisici di densità ρ , viscosità cinematica ν , spessore del canale δ e dello sforzo di attrito alla parete $u\tau$, che misura l'azione delle forze di taglio tra il fluido e la superficie del canale. Questi parametri permettono di definire due regioni principali nel flusso:

- **zona interna (vicino alla parete)**, in cui la dinamica del flusso è dominata dalla viscosità e in cui il gradiente di velocità è massimo.

- **zona esterna (lontano dalla parete)** in cui gli effetti viscosi si attenuano e la dinamica del flusso è governata dalle grandi strutture turbolente.

Il concetto di velocità media è essenziale perché, anche se le fluttuazioni turbolente variano nel tempo, il profilo medio offre una visione "ordinata" del flusso [21].

In Fig. 5.6 è riportato il profilo medio di velocità

Il profilo tende a crescere man mano che ci si allontana dalla parete, fino a rag-

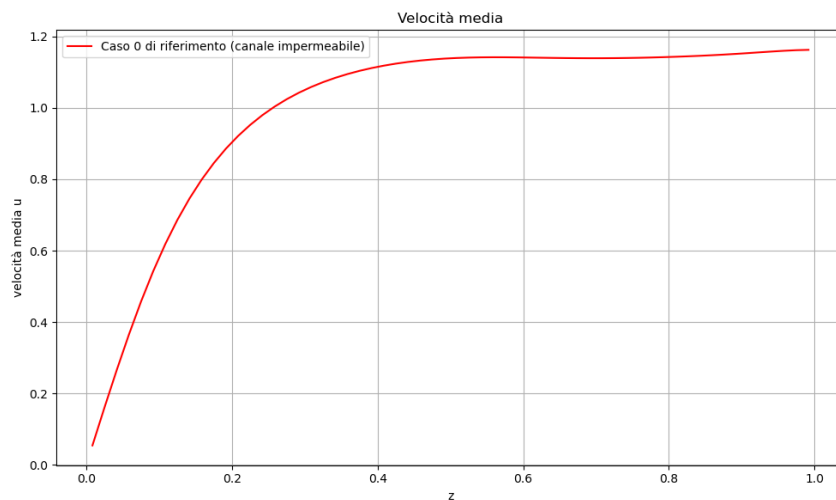


Fig. 5.6 Profilo di velocità medio di un flusso turbolento in canale completamente sviluppato.

giungere all'incirca il valore di velocità del flusso medio, dopodichè tale valore si mantiene costante.

- *Profilo degli RMS della velocità nello spazio e nel tempo*

Nelle statistiche a punto singolo, la velocità istantanea in una determinata posizione e tempo, $U_i(x,t)$, viene suddivisa in una componente media e una fluttuante. La velocità media rappresenta la componente media del flusso, mentre la parte fluttuante è generalmente interpretata come turbolenza. Questa decomposizione della velocità istantanea in componenti media e fluttuante viene rappresentata come:

$$U_i = \bar{U}_i + u_i, \quad (5.10)$$

La scala temporale utilizzata in questa operazione di filtraggio è scelta in modo tale che le variabili istantanee vengano mediate su un periodo di tempo grande

rispetto alle scale temporali turbolente, ma piccolo rispetto alla scala temporale delle componenti medie. Di conseguenza, i flussi turbolenti possono essere considerati come una sovrapposizione di componenti variabili in modo casuale sulla componente media [2].

L'RMS (Root Mean Square) delle velocità è una misura statistica che descrive l'ampiezza media delle fluttuazioni turbolente della velocità e aiuta a quantificare l'intensità della turbolenza. In pratica, il termine u_i (parte fluttuante della velocità) rappresenta le deviazioni della velocità istantanea dalla sua media. Il valore $RMS(u_i)$ si calcola

$$RMS(u_i) = \sqrt{u_i^2}, \quad (5.11)$$

e fornisce informazioni sull'intensità delle fluttuazioni turbolente attorno al valore medio [21]. In Fig. 5.7 e in Fig.5.8 sono riportati gli andamenti dei valori rms delle velocità, rispettivamente nello spazio e nel tempo. Il grafico in Fig.5.7 mostra

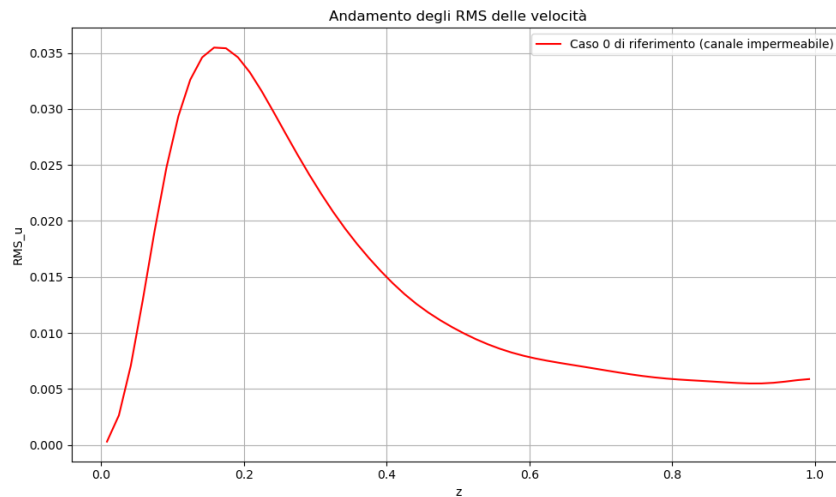


Fig. 5.7 Profilo di RMS della velocità u di un flusso turbolento in canale completamente sviluppato lungo la direzione z .

l'andamento dell'RMS della velocità u in funzione della posizione z . In prossimità della parete il valore dell'RMS è molto basso, ciò è coerente con il fatto che la turbolenza è limitata vicino alla parete a causa della presenza dello strato limite. Allontanandosi dalla parete si nota un rapido aumento dell'RMS, indicando un aumento delle fluttuazioni turbolente. Il picco si raggiunge nel punto in cui si ottiene il massimo valore dell'energia cinetica turbolenta (proporzionale all'RMS), cioè nella zona in cui si bilanciano la produzione di turbolenza e la dissipazione viscosa. Superato il picco, l'andamento decresce e assume valori quasi costanti nella zona

centrale del canale. Questo andamento è in linea e coerente con i risultati riportati in letteratura [8].

Il grafico in Fig.5.8 mostra l'andamento dell'RMS delle componenti di velocità

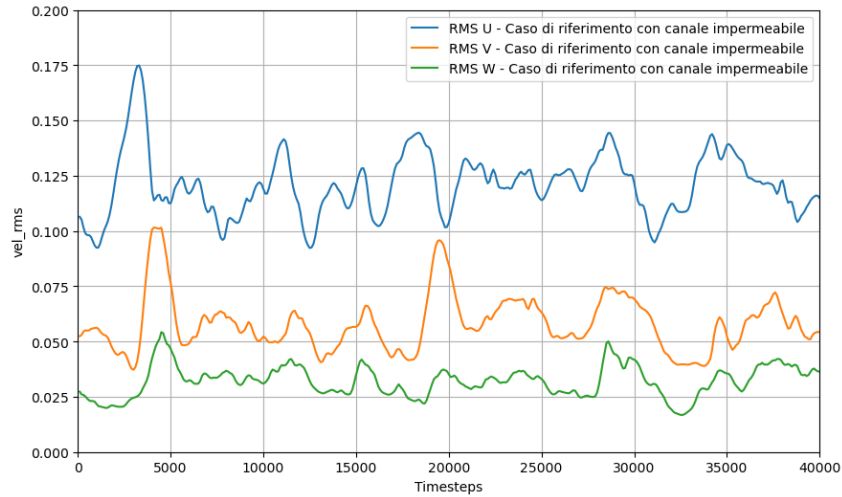


Fig. 5.8 Andamento di RMS della velocità u , v e w di un flusso turbolento in canale completamente sviluppato in funzione del tempo.

(u, v, w) in funzione dei passi temporali della simulazione.

Si osserva come l'RMS della velocità longitudinale (u) è significativamente maggiore rispetto a v (componente della velocità lungo la direzione y) e w (componente della velocità lungo la direzione z). Questo risultato è in linea con il comportamento tipico di flussi canalizzati, per cui la maggior parte dell'energia è concentrata lungo la direzione principale del flusso. Le oscillazioni delle tre componenti permangono nel tempo, questo vuol dire che la turbolenza si mantiene e non si ha laminarizzazione del flusso.

5.2.1 Flussi turbolenti in canale con aspirazione uniformemente distribuita

I successivi casi implementati si distinguono dal caso canonico per l'aspirazione distribuita che viene applicata alla parete inferiore, lungo la direzione z . Nel codice ciò che cambia sono le condizioni al contorno, come spiegato nel paragrafo precedente. Sono stati analizzati casi diversi in funzione del tasso di aspirazione applicato:

- *Caso con suction rate applicato pari a 10^{-2}*

- *Caso con suction rate applicato pari a 10^{-3}*
- *Caso con suction rate applicato pari a 10^{-5}*
- *Caso con suction rate applicato pari a $2.5 \cdot 10^{-3}$, $5 \cdot 10^{-3}$, $7.5 \cdot 10^{-3}$*

Le simulazioni numeriche hanno permesso di analizzare il comportamento del flusso in canale al variare del tasso di aspirazione, identificando l'intervallo di valori per cui si verifica la transizione del flusso da regime turbolento a regime laminare.

Di seguito si riportano i risultati ottenuti nei diversi casi.

- *Caso con suction rate applicato pari a 10^{-2}*

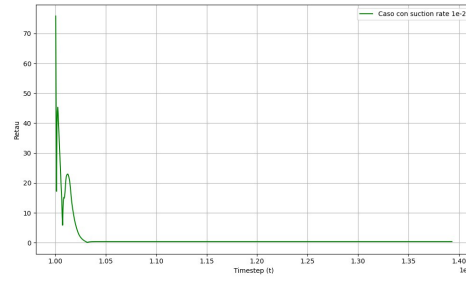
In Fig. 5.9 sono riportati i risultati ottenuti per questo caso.

L'andamento del $Re\tau$ diminuisce rapidamente nel tempo indicando che il suction sta riducendo la turbolenza e, di conseguenza, lo sforzo di taglio alla parete. Questo conferma l'effetto stabilizzante dell'aspirazione sulla turbolenza.

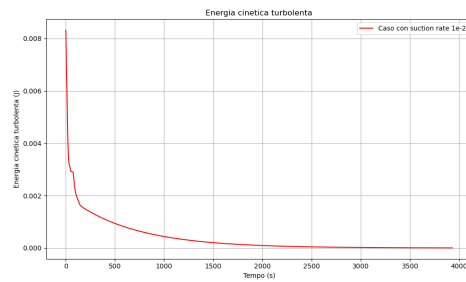
Il grafico dell'energia cinetica turbolenta, in questo caso, presenta un valore iniziale relativamente alto tipico di un flusso turbolento ben sviluppato. Applicando il tasso di aspirazione si nota un rapido decadimento dell'energia. Il grafico tende rapidamente a zero, indicando che il flusso si sta stabilizzando e i fenomeni turbolenti vengono progressivamente attenuati. Il flusso si avvicina presto a un regime laminare in cui le fluttuazioni sono trascurabili.

Nel profilo di velocità medio della componente u , per $z=0$, cioè vicino alla parete il grafico tende allo zero, proprio per la condizione di Dirichlet imposta. Si nota un aumento graduale della velocità allontanandosi dalla parete inferiore. Raggiungendo il centro del canale il profilo si appiattisce progressivamente.

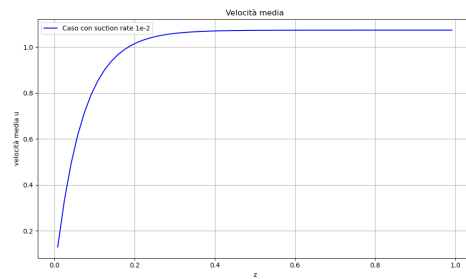
Il profilo RMS della componente di velocità u , tende a zero in prossimità della parete e raggiunge un massimo nella regione intermedia ($0 < z < h$). Verso il centro del canale le fluttuazioni tendono a decrescere.



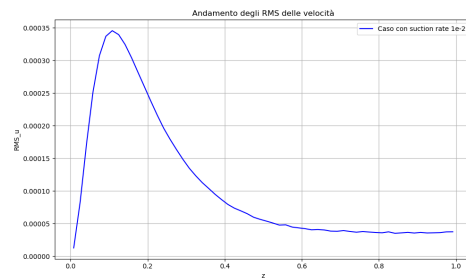
(a)



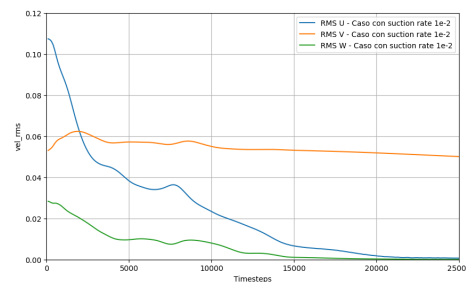
(b)



(c)



(d)



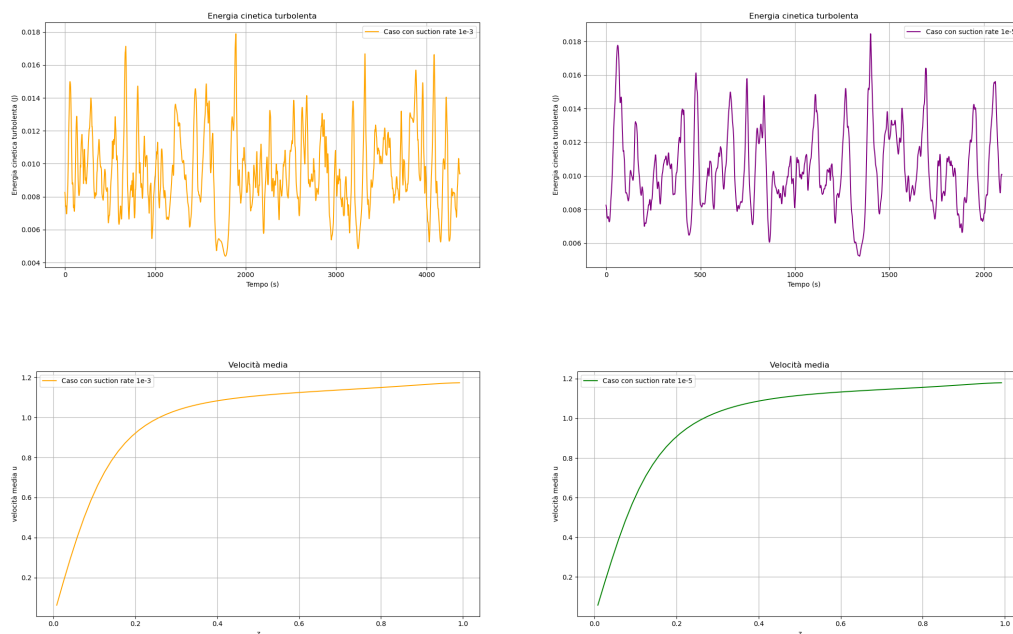
(e)

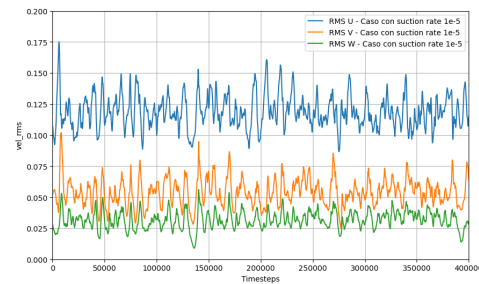
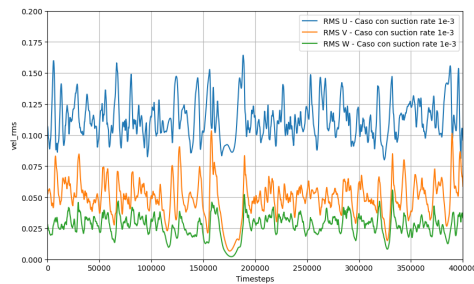
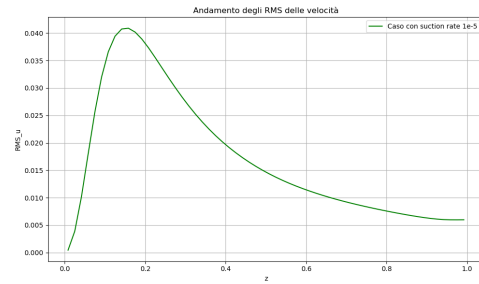
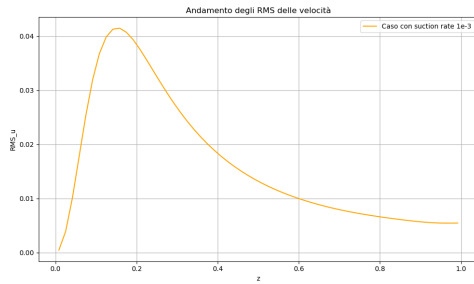
Fig. 5.9 Risultati ottenuti dalle simulazioni numeriche dirette per flusso turbolento in canale con suction rate 10^{-2} , in termini di $Re\tau$ (a), energia cinetica turbolenta (b), profilo di velocità media u lungo la coordinata z (c), profilo di RMS della velocità u lungo la coordinata z (d) e andamento di RMS delle componenti di velocità nel tempo (e).

Il grafico che riporta l'andamento degli RMS per le tre componenti di velocità è coerente con quanto ottenuto in termini di energia cinetica turbolenta. Si osservano, infatti, poche fluttuazioni e un rapido decadimento degli andamenti, raggiungendo dopo un certo tempo un regime quasi stazionario. Questo avviene poiché il tasso di aspirazione, che in questo caso è elevato, rimuove energia turbolenta al sistema, riducendo il livello globale di turbolenza.

- *Caso con suction rate applicato pari a 10^{-3} e 10^{-5}*

I risultati delle simulazioni condotte per i due casi vengono presentati congiuntamente, in quanto le risposte ottenute sono estremamente simili tra loro. Nel caso con un suction rate pari a 10^{-5} , l'effetto sull'andamento del flusso risulta trascurabile, con una struttura del flusso sostanzialmente invariata. Al contrario, per un suction rate pari a 10^{-3} , l'effetto dell'aspirazione si fa più significativo, pur non raggiungendo l'intensità mostrata nel primo caso.





E' interessante osservare come l'energia cinetica turbolenta, in questi due casi, non subisca il rapido decadimento tipico del caso precedente. Sia per il caso 10^{-5} che per il caso 10^{-3} , l'energia cinetica turbolenta presenta un comportamento oscillante attorno a un valore costante, senza subire un rapido smorzamento. In entrambi i casi, l'unica differenza risiede nel valore medio attorno al quale avvengono le oscillazioni, che risulta inferiore nel caso con suction rate pari a 10^{-3} .

Il profilo della velocità media u lungo z mostra una distribuzione tipica del flusso turbolento in canale per entrambi i casi, con un gradiente significativo vicino alla parete inferiore, dove è imposta la condizione di aderenza, e un progressivo appiattimento verso il centro del canale. Non si notano modifiche rilevanti nell'andamento rispetto al caso base (caso 0).

Anche gli andamenti degli RMS della componente di velocità u non evidenziano discostamenti significativi rispetto al caso base. L'influenza del suction rate sull'intensità delle fluttuazioni turbolente risulta trascurabile..

Infine, per quanto riguarda gli RMS nel tempo delle tre componenti di velocità, il tasso di aspirazione non ha un impatto marcato, e i valori degli RMS fluttuano

attorno a un valore medio stabile. In entrambi i casi, gli RMS della componente u risultano più elevati rispetto alle componenti v e w .

- *casi intermedi: suction rate applicato pari a $2.5 \cdot 10^{-3}$, $5 \cdot 10^{-3}$, $7.5 \cdot 10^{-3}$*

Dalle statistiche ottenute nei casi appena analizzati emerge che il suction rate, per cui si manifestano effetti significativi sul flusso turbolento, è compreso tra 10^{-3} e 10^{-2} . Al fine di esplorare il comportamento del sistema in condizioni intermedie, sono state condotte simulazioni numeriche per valori di suction rates pari a $2.5 \cdot 10^{-3}$, $5 \cdot 10^{-3}$, $7.5 \cdot 10^{-3}$.

Di seguito si riportano i risultati ottenuti.

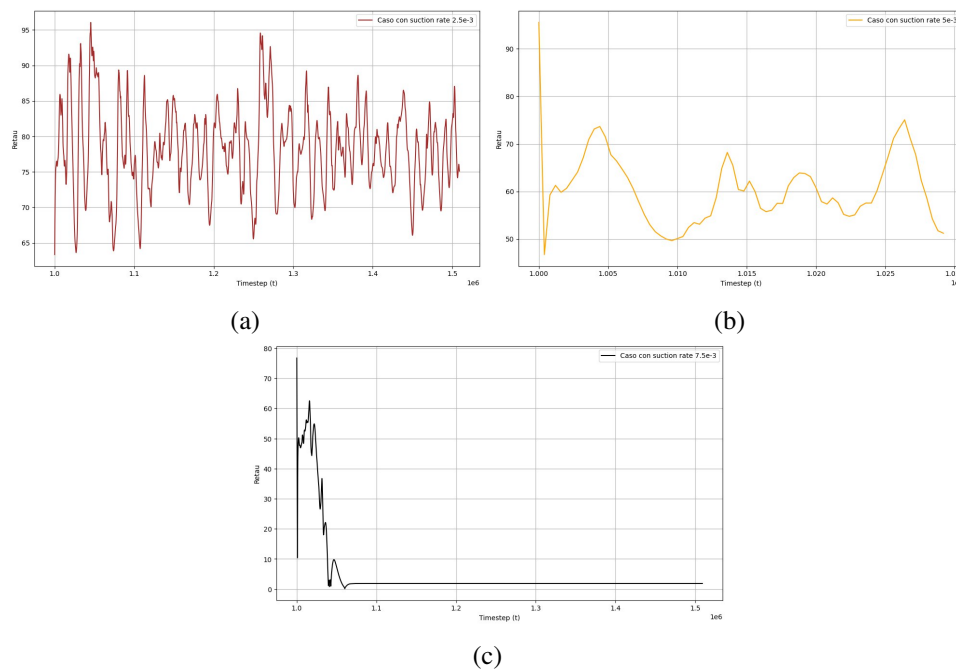


Fig. 5.10 Andamento del $Re\tau$ nel tempo nei tre casi intermedi con suction rate $2.5 \cdot 10^{-3}$ (a), $5 \cdot 10^{-3}$ (b) e $7.5 \cdot 10^{-3}$ (c)

Le analisi dell'andamento temporale del $Re\tau$ e dell'energia cinetica turbolenta evidenziano come l'incremento graduale del suction rate porti a una progressiva riduzione delle fluttuazioni attorno ai valori medi. In particolare per un suction rate pari a $2.5 \cdot 10^{-3}$, il comportamento del flusso risulta ancora assimilabile a quello osservato nel caso 10^{-3} , indicando che gli effetti del suction non sono ancora significativamente marcati e la turbolenza permane.

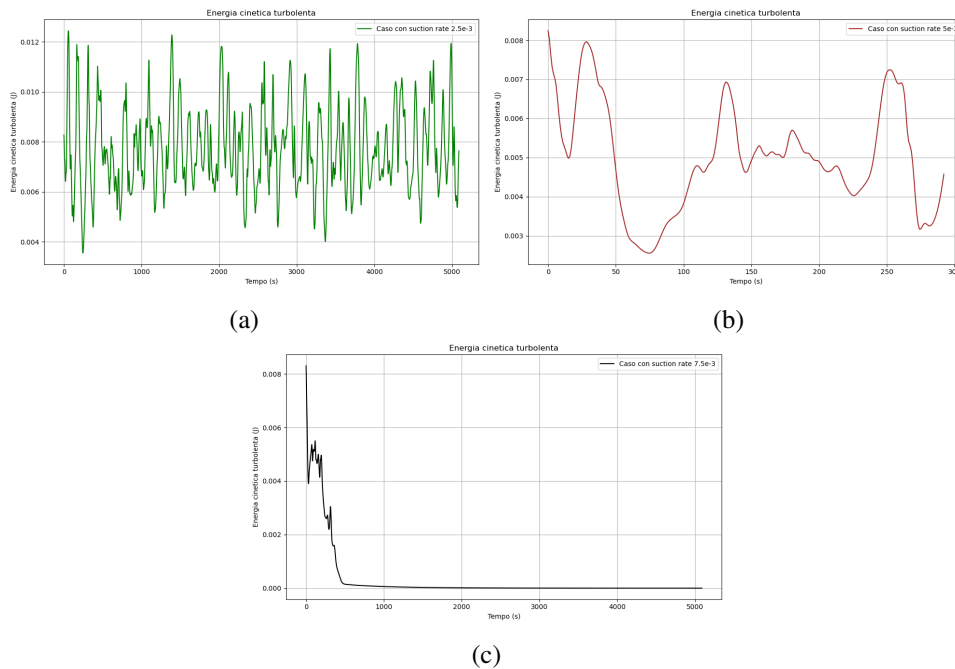


Fig. 5.11 Andamento dell'energia cinetica turbolenta nel tempo nei tre casi intermedi con suction rate $2.5 \cdot 10^{-3}$ (a), $5 \cdot 10^{-3}$ (b) e $7.5 \cdot 10^{-3}$ (c)

Diversamente, nel caso con suction rate $7.5 \cdot 10^{-3}$, si riscontra una maggiore somiglianza con il comportamento rilevato nel caso 10^{-2} , caratterizzato da una rapida e immediata riduzione dell'energia cinetica turbolenta.

Tale fenomeno conduce a una stabilizzazione del flusso, con un drastico abbattimento della turbolenza fino quasi alla sua completa soppressione, favorendo la transizione a un regime laminare.

Il caso con suction rate $5 \cdot 10^{-3}$ rappresenta una configurazione intermedia agli altri due regimi analizzati. In questa condizione, le fluttuazioni dell'energia cinetica turbolenta risultano significativamente attenuate, con ampiezza e frequenza ridotte rispetto ai casi con suction inferiore.

Tuttavia, il fenomeno di smorzamento non è ancora completo: si osservano, infatti, ampie regioni caratterizzate da valori minimi dell'energia, suggerendo una tendenza alla stabilizzazione del flusso. In realtà, queste fasi di apparente stabilità sono interrotte dall'emergere di nuovi massimi locali, indice del fatto che i fenomeni turbolenti persistono. Questo comportamento evidenzia una transizione graduale verso un regime meno turbolento, sebbene non ancora completamente laminare.

Per questi tre casi esaminati non si riscontrano rilevanti differenze nel profilo di

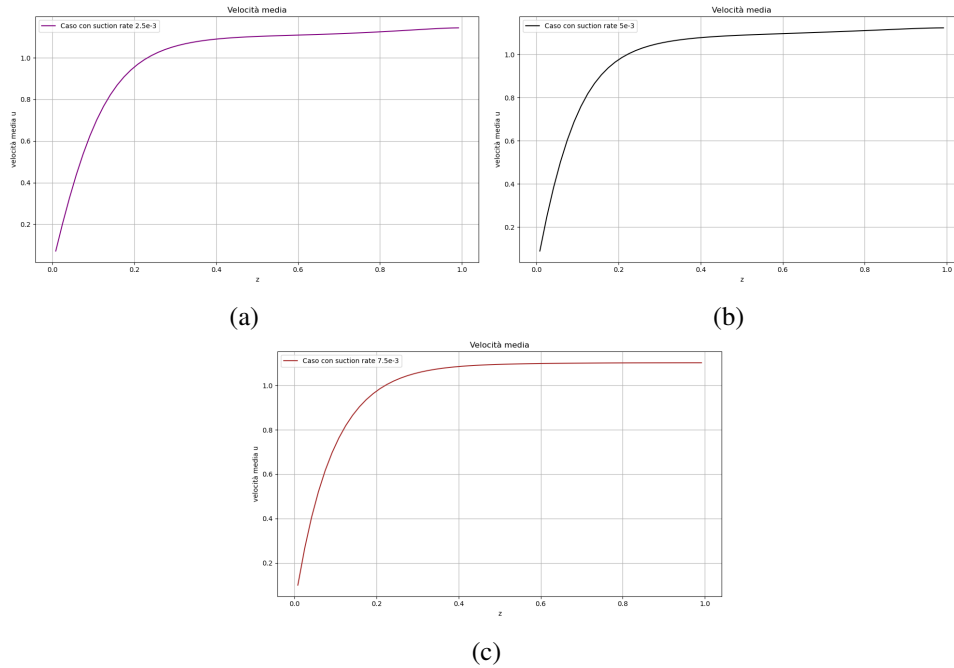


Fig. 5.12 Profilo di velocità media u lungo la coordinata z nei tre casi intermedi con suction rate $2.5 \cdot 10^{-3}$ (a), $5 \cdot 10^{-3}$ (b) e $7.5 \cdot 10^{-3}$ (c)

velocità media u lungo la coordinata z . Ciò suggerisce che, per i valori di suction rate considerati, l'effetto principale si manifesta nella riduzione delle fluttuazioni turbolente piuttosto che in un'alterazione della velocità media.

Dai profili dell'RMS della velocità u , lungo la coordinata z per i diversi valori di suction rates analizzati, emerge chiaramente come il picco del profilo corrispondente al caso con suction rate $2.5 \cdot 10^{-3}$ sia significativamente più elevato rispetto agli altri due casi. Questo risultato conferma ulteriormente che, per tale valore di suction rate, la turbolenza non subisce un'attenuazione rilevante e rimane predominante nel flusso.

Diversamente, nel caso di suction rate pari a $7.5 \cdot 10^{-3}$ l'andamento dell'RMS della velocità lungo z risulta quasi piatto, con un picco di ampiezza ridotta.

Tale risultato indica che le fluttuazioni turbolente sono fortemente attenuate lungo z , suggerendo una transizione verso un flusso stabile. La ridotta ampiezza del picco riflette una drastica diminuzione dell'energia cinetica turbolenta e una minore intensità delle strutture turbolente. Questo comportamento è tipico di un regime in cui la turbolenza è quasi completamente soppressa, favorendo condizioni prossime a un

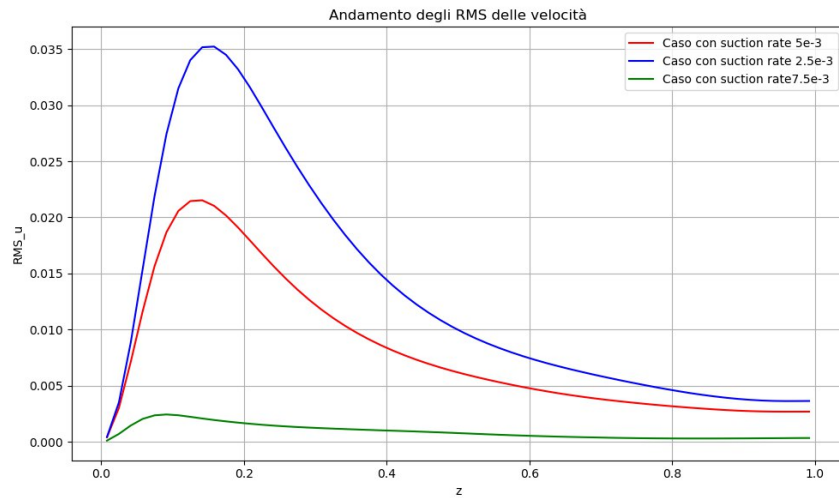


Fig. 5.13 Andamenti di RMS della velocità u lungo la coordinata z dei casi con suction $2.5 \cdot 10^{-3}$ (linea blu), $5 \cdot 10^{-3}$ (linea rossa) e $7.5 \cdot 10^{-3}$ (linea verde)

flusso laminare.

Gli andamenti degli RMS delle tre componenti della velocità (u, v, w) confermano quanto già evidenziato dall'analisi dell'energia cinetica turbolenta.

Per il caso con suction rate $2.5 \cdot 10^{-3}$ le fluttuazioni della componente longitudinale u restano elevate, con variazioni ampie e persistenti nel tempo, caratteristiche di un flusso in regime turbolento. Anche le componenti trasversale v e normale w presentano oscillazioni turbolente significative, seppur con valori inferiori rispetto a u . In particolare, la componente w (lungo z , direzione normale al flusso) mostra fluttuazioni ancora relativamente elevate, suggerendo che l'azione del suction non ha ancora prodotto un'attenuazione significativa delle instabilità turbolente lungo questa direzione.

Per il caso $5 \cdot 10^{-3}$, le fluttuazioni della velocità u iniziano a ridursi sia in ampiezza che in frequenza rispetto al caso precedente, sebbene il fenomeno di smorzamento non sia ancora completo. Il valore dell'RMS mostra zone in cui tende a diminuire, indicando una incipiente stabilizzazione del flusso, alternate però a fasi in cui si osservano nuove instabilità.

Il flusso mostra, quindi, chiari segnali di transizione, con una riduzione della turbolenza, sebbene persistano ancora delle instabilità residue.

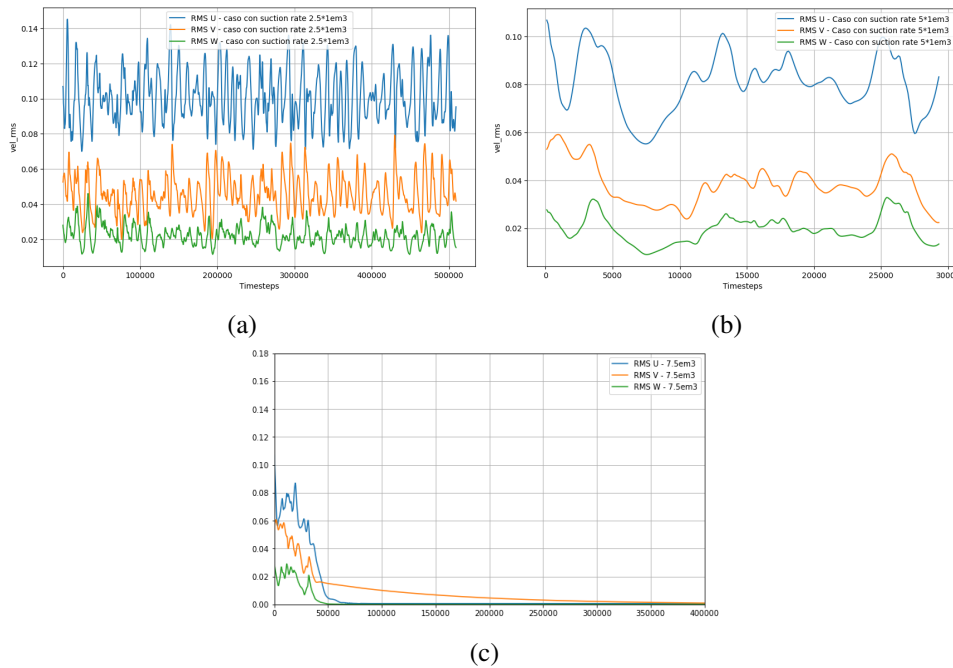


Fig. 5.14 Andamento degli RMS delle tre componenti di velocità u , v e w nel tempo nei tre casi intermedi con suction rate $2.5 \cdot 10^{-3}$ (a), $5 \cdot 10^{-3}$ (b) e $7.5 \cdot 10^{-3}$ (c)

Per il caso con suction $7.5 \cdot 10^{-3}$ l'andamento degli RMS delle tre componenti della velocità risulta coerente con quanto osservato nell'analisi dell'energia cinetica turbolenta.

In particolare, si evidenzia un picco iniziale seguito da un brusco decadimento fino a valori prossimi allo zero, oltre i quali l'andamento rimane costante.

Questo comportamento indica l'eliminazione delle fluttuazioni turbolente, segnando la stabilizzazione del flusso e la transizione verso un regime quasi laminare.

5.2.2 Risultati delle simulazioni numeriche dirette (DNS)

In conclusione, i risultati ottenuti dall'implementazione di diverse simulazioni numeriche dirette, per un dominio $6h \times 3h \times h$, gli effetti dovuti all'applicazione di suction sono apprezzabili per valori del suction rate compresi tra 10^{-3} e 10^{-2} . Un'analisi più approfondita ha permesso di restringere ulteriormente il range a $2.5 \cdot 10^{-3}$ e $7.5 \cdot 10^{-3}$, identificando in modo più preciso il campo di valori in cui il suction esercita un'influenza determinante sul comportamento del flusso. In particolare, per un suction rate pari a $2.5 \cdot 10^{-3}$, il flusso si mantiene ancora in un regime

turbolento, mentre con un suction rate pari a $7.5 \cdot 10^{-3}$ si osserva un significativo effetto in termini di spegnimento della turbolenza.

Nel capitolo successivo, si procederà a un confronto critico tra i risultati sperimentali ottenuti in laboratorio e quelli derivanti dalle simulazioni numeriche, con l'obiettivo di individuare eventuali discrepanze e di discuterne le possibili cause alla luce delle assunzioni modellistiche e dei limiti sperimentali.

Capitolo 6

Discussione dei Risultati e Implicazioni

L'obiettivo principale di questo capitolo è analizzare criticamente i risultati ottenuti dalle prove sperimentali e dalle simulazioni numeriche dirette (DNS), confrontandoli anche con i dati riportati nella Tesi di Dottorato di Bert [6].

L'analisi mira a individuare le principali discrepanze tra le diverse metodologie e a discuterne le possibili cause, alla luce delle assunzioni adottate per l'implementazione delle simulazioni numeriche e dei limiti sperimentali.

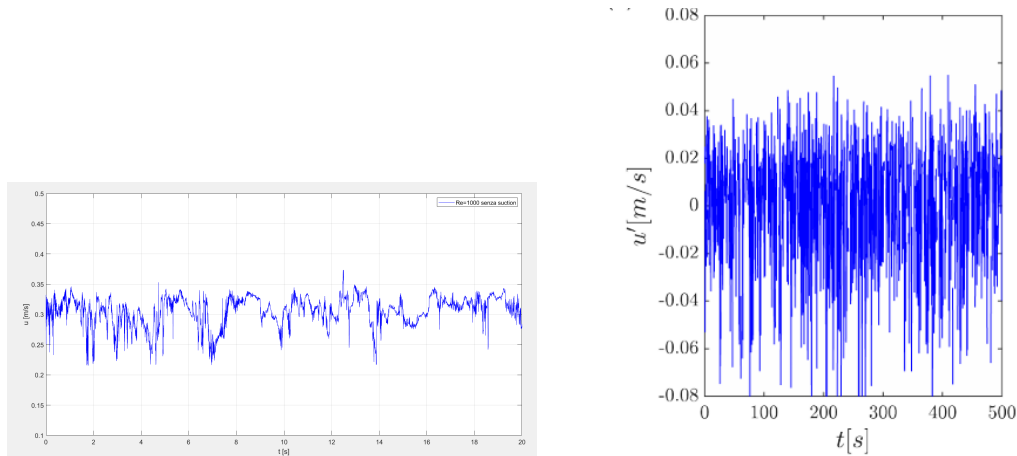
In particolare, si parte dal confronto tra i risultati sperimentali ottenuti per un numero di Reynolds $Re \approx 1000$ e quelli ricavati dalla Tesi di Bert. Le differenze riscontrate hanno motivato un'estensione dell'indagine sperimentale a $Re \approx 2000$, per cui si attende che il flusso si trovi in un regime completamente turbolento. Tali risultati sono stati, infine, validati con quelli ottenuti dalle simulazioni numeriche dirette per un numero di Reynolds prossimo a quello utilizzato per le prove di laboratorio.

6.1 Confronto dei i risultati sperimentali a $Re \approx 1000$ con la Letteratura

Le prime prove sperimentali condotte in laboratorio hanno riguardato il caso di riferimento, in cui il flusso si trova a un numero di Reynolds prossimo a 1000 e il

canale è impermeabile. L'obiettivo di queste prove era confrontare i dati ottenuti con quelli ricavati da Bert nella medesima sezione di prova e nelle stesse condizioni operative.

Nelle figure seguenti sono riportate le serie temporali delle velocità longitudinali u , con i dati sperimentali ottenuti nel presente studio (a sinistra) e quelli presentati da Bert (a destra).



Dalla serie temporale ottenuta da Bert, il flusso si trova in regime turbolento, un risultato che differisce significativamente da quanto osservato nelle prove sperimentali condotte per il presente lavoro di tesi. In queste ultime, infatti, il flusso si trova in un regime di transizione, risultando prevalentemente laminare ma caratterizzato dalla presenza di strutture turbolente transitorie localizzate, note come *puffs* o *flashes*. Queste strutture, evidenziate dai picchi intermittenti nella serie temporale, non risultano tuttavia in grado di svilupparsi e autosostenersi fino a rendere il flusso completamente turbolento.

Le prove descritte in [6], sono state condotte nelle medesime condizioni, ovvero per $Re \approx 1000$. Una differenza fondamentale tra le prove di laboratorio condotte in questo studio e quelle svolte da Bert riguarda la tecnica di misura adottata per l'acquisizione delle serie temporali di velocità. In particolare, Bert ha utilizzato la tecnica di *Particle Image Velocimetry* (PIV), che si basa sull'acquisizione di immagini a intervalli discreti nel tempo. Questo implica che la frequenza di acquisizione sia limitata dal frame rate della telecamera e della potenza del laser [6].

Di conseguenza, la risoluzione temporale della PIV è relativamente bassa rispetto alla scala delle fluttuazioni turbolente più rapide, rendendo difficoltosa la cattura di

fenomeni ad alta frequenza.

Diversamente, la tecnica *Laser Doppler Anemometry* (LDA) fornisce misure puntuali e istantanee, consentendo l'acquisizione di serie temporali continue e ad alta frequenza. Grazie a questa caratteristica, è possibile catturare anche le fluttuazioni turbolente più piccole, ottenendo un quadro più dettagliato della dinamica del flusso. In conclusione, le discrepanze nei risultati tra il presente studio e quelli di Bert possono essere attribuite, almeno in parte, alla diversa frequenza di campionamento delle due tecniche di misura.

Per un confronto accurato tra le serie temporali ottenute, è quindi necessario tenere in considerazione il diverso campionamento temporale e, nel caso della PIV, verificare se la frequenza di acquisizione sia adeguata a catturare le scale turbolente di interesse.

6.2 Estensione dell'Analisi a $Re \approx 2000$ Effetti del suction e validazione tramite DNS

Per validare i risultati sperimentali ottenuti a $Re \approx 1000$ e verificare che l'incremento del numero di Reynolds porti effettivamente a un regime turbolento, come atteso, sono state condotte ulteriori prove di laboratorio a un numero di Reynolds $Re \approx 2000$.

Dall'analisi della serie temporale ottenuta (Fig.6.1), si osserva che la turbolenza risulta essere completamente sviluppata, come previsto. Accertato che il flusso si trovi in regime turbolento, è stata applicata suction caratterizzata da un rate pari a $\Gamma \approx 10^{-3}$ (per il valore preciso, si rimanda alla Tabella in Capitolo 4, paragrafo 4.1).

Come discusso nel Capitolo 4, anche un suction rate $\Gamma = 10^{-5}$ è sufficiente a influenzare in modo significativo la turbolenza del flusso, inducendo un processo di laminarizzazione ed eliminando quasi completamente la turbolenza.

Questo risultato è in contrasto con i risultati ottenuti dalle simulazioni numeriche dirette, per cui si ottiene un effetto del suction sulla turbolenza per un valore del suction rate $\Gamma = 7.5 \cdot 10^{-3}$, valore significativamente più elevato.

Le possibili cause di questa differenza possono essere attribuite a:

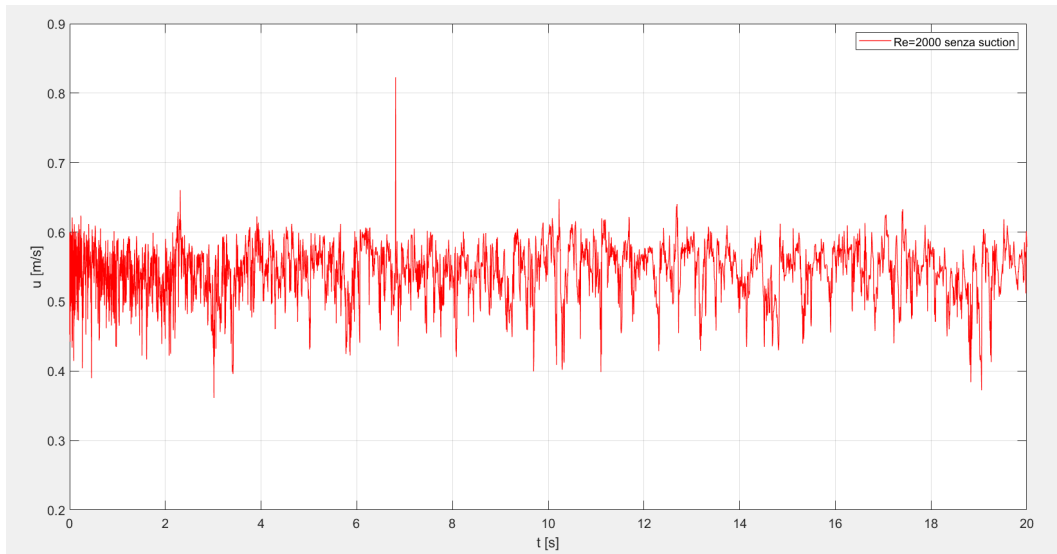


Fig. 6.1 Serie temporale della velocità longitudinale u a $Re \approx 2000$

1. Errori durante le prove condotte in laboratorio: Questa ipotesi è stata esclusa in quanto le prove sono state ripetute più volte, con un rigoroso controllo dei parametri sperimentali, ottenendo risultati coerenti tra loro.

2. Presenza di blowing nelle simulazioni DNS: Per garantire la conservazione della massa nel dominio considerato per le simulazioni DNS, è stato necessario applicare non solo suction ma anche blowing, ovvero immettere fluido nel sistema dal contorno (boundary) superiore del dominio computazionale. Questo può influenzare gli effetti del suction nel bilancio della quantità di moto, il quale, come mostrato nel Capitolo 4, può essere espresso come [19]:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2}$$

Infatti, la presenza di blowing comporta che la derivata della velocità lungo la direzione x sia nulla nel flusso ottenuto dalle simulazioni numeriche.

3. Dimensioni del dominio delle simulazioni DNS non sufficienti: Questa è l'ipotesi più plausibile. Per verificarla, si è condotta un'analisi critica delle strutture turbolente, in particolare delle *streaks*, attraverso l'analisi spettrale delle misure di velocità sperimentali e l'osservazione delle visualizzazioni del campo di moto nelle

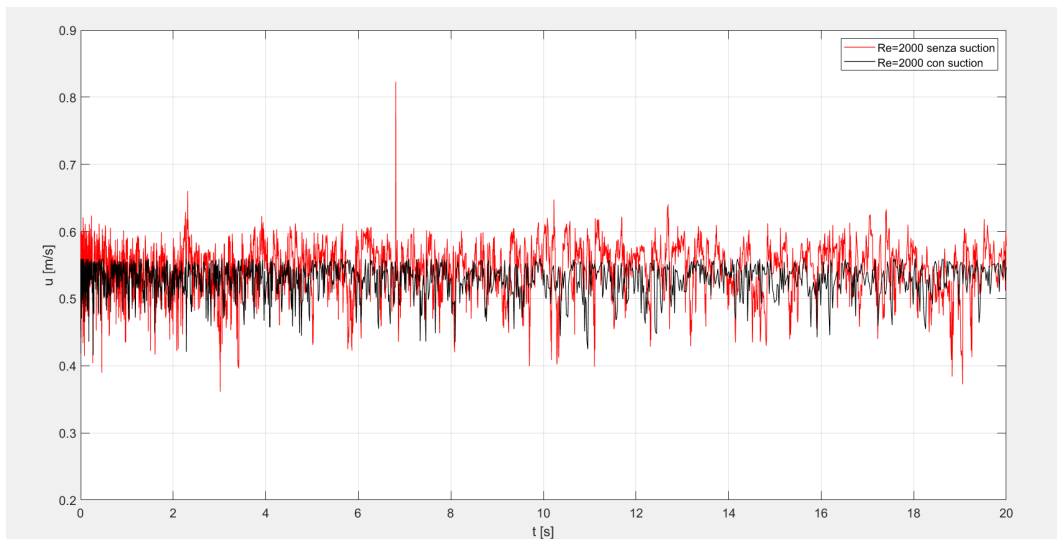


Fig. 6.2 Serie temporale della velocità longitudinale u a $Re \approx 2000$ nel caso di riferimento (linea rossa) e con suction (linea nera)

DNS. Come già accennato nel Capitolo 3, la rottura e la rigenerazione di lunghe strisce nella direzione del moto medio di alta e bassa velocità (streaks), sono alla base del meccanismo di autosostentamento della turbolenza di parete. In particolare, studi numerici e sperimentali hanno evidenziato come le oscillazioni di queste strutture e l'interazione tra di esse spieghino i livelli di fluttuazioni di velocità. Ci si aspetta, quindi, che alterare la dinamica delle streaks, confinandole in domini numerici "corti", abbia un effetto sul flusso.

L'analisi spettrale ha permesso di studiare la distribuzione dell'energia sulle diverse scale di moto, evidenziando le differenze tra i due casi analizzati: il caso di riferimento a $Re \approx 2000$ (Fig.6.3, linea rossa) e il caso con suction $\Gamma \approx 10^{-3}$ (Fig.6.3, linea nera). Considerando lo spettro in rosso corrispondente a $Re \approx 2000$ di riferimento, si identifica la *dominant eddy frequency* (f_s), ovvero la frequenza corrispondente al picco dello spettro. Nel caso di riferimento si è ottenuto $f_s \approx 20$ Hz .

Dalla letteratura [6] la lunghezza caratteristica delle streaks L_s è paragonabile a 1000 volte la lunghezza viscosa $lv = \nu/u\tau$.

Questa lunghezza caratteristica è trasformata in una frequenza temporale, assumendo che queste strutture viaggino alla velocità media del flusso (ipotesi di Taylor). Per confrontare questa condizione con i risultati sperimentali, si sono utilizzati i seguenti parametri:

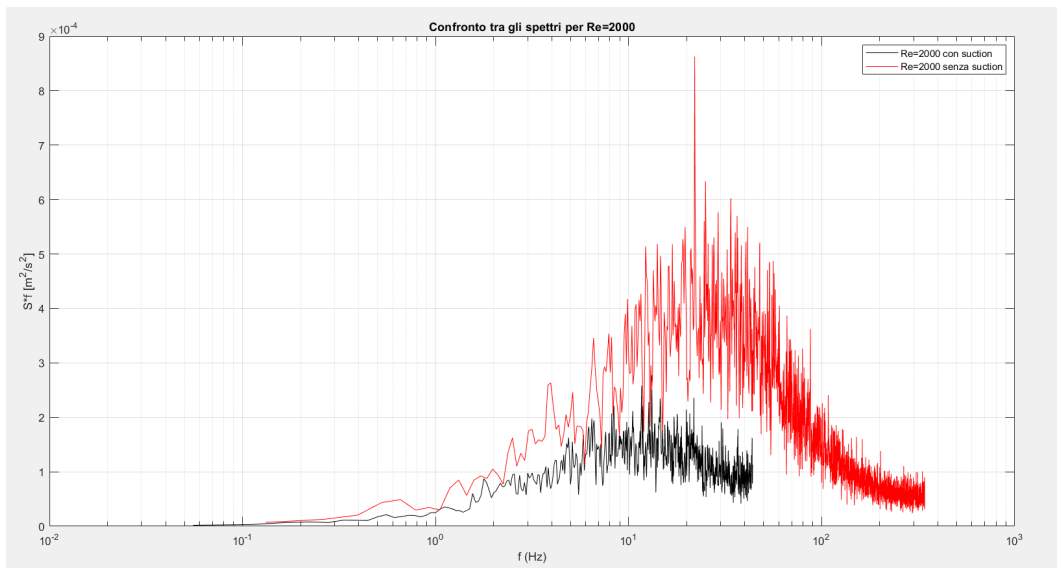


Fig. 6.3 Spettri di energia premoltiplicati a $Re \approx 2000$ nel caso di riferimento (linea rossa) e con suction (linea nera)

- Densità $\rho \approx 1000 \text{ kg/m}^3$;
- Viscosità cinematica $\nu \approx 1e-6 \text{ m}^2/\text{s}$;
- 4 volte il raggio idraulico $D = 0.019 \text{ m}$;
- Velocità media $U_b = 0.54 \text{ m/s}$;

Da questi dati, è stato ricavato il numero di Reynolds in funzione del diametro idraulico D

$$Re = \frac{U_b \cdot D}{\nu} \quad (6.1)$$

Utilizzando la correlazione di Blasius per il fattore di attrito nei condotti lisci,

$$f = \frac{0.3164}{Re^{0.25}} \quad (6.2)$$

si ottiene lo sforzo di taglio:

$$\tau_o = \left(\frac{f}{8}\right) \rho U_b^2 \quad (6.3)$$

e, quindi, la velocità di attrito

$$u_\tau = \left(\frac{f}{8}\right) \rho U_b^2 \quad (6.4)$$

Di conseguenza la lunghezza caratteristica delle streaks risulta:

$$L_s = 1000 * \frac{v}{u_\tau} \quad (6.5)$$

a cui corrisponde un tempo

$$T_s = \frac{L_s}{U_b} \quad (6.6)$$

in termini di frequenza:

$$f_s = \frac{1}{T_s} = 19Hz \quad (6.7)$$

che corrisponde approssimativamente a quella letta dallo spettro.

Le prove condotte in laboratorio, quindi, forniscono risultati in termini di lunghezza caratteristica delle streaks, coerenti con quelli già consultabili in letteratura.

Per le simulazioni DNS, assumendo

$$Re_\tau = \frac{u_\tau \cdot h}{v} \approx 100 \quad (6.8)$$

allora

$$h = \frac{100 * v}{u_\tau} \quad (6.9)$$

Sapendo che la lunghezza del canale

$$L_x = 6 * h \quad (6.10)$$

sostituendo si ottiene

$$L_x = 600 * \frac{v}{u_\tau} \ll L_s \quad (6.11)$$

cioè una lunghezza del dominio molto più piccola rispetto la lunghezza caratteristica della streak L_s .

Questo implica che la dinamica del flusso è influenzata dalle condizioni periodiche imposte nel codice numerico: la lunghezza del dominio impone un limite alla lunghezza d'onda delle oscillazioni delle streaks e non permette di simulare streaks di lunghezza finita dell'ordine di 1000 unità. Probabilmente, per cogliere l'effetto del suction anche per un suction rate $\Gamma \approx 10^{-3}$ la lunghezza L_x del dominio dovrebbe essere almeno $10h$. In condizioni di una dimensione L_x più piccola rispetto a L_s delle streaks si sviluppano ma vengono prematuramente ripetute a causa delle condizioni periodiche imposte nel codice e gli effetti dovuti al suction possono essere sovrastimati o sottostimati, perché il flusso non evolve come negli esperimenti.

Più nel dettaglio, è possibile comprendere la causa di questa differenza osservando il grafico riportato in Fig.6.4 [9].

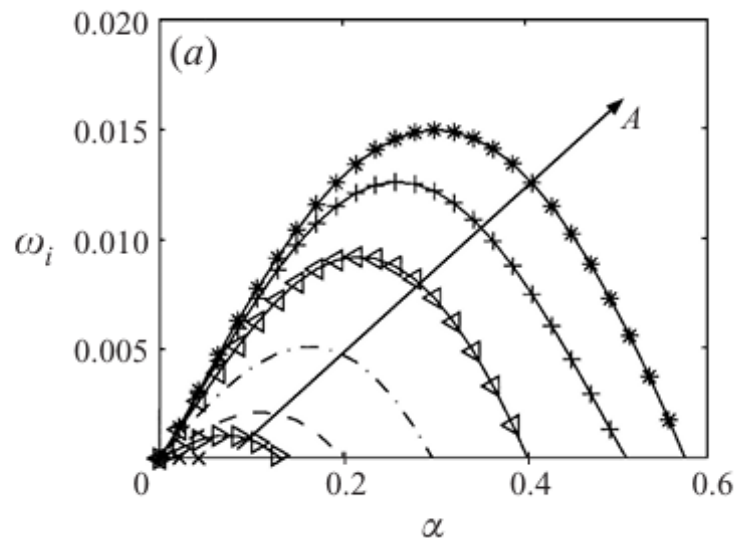


Fig. 6.4 Tasso di crescita dell'instabilità in funzione del numero d'onda streamwise, considerando diverse ampiezze della perturbazione [9]

I parametri α , ω_i e A rivestono un ruolo fondamentale nell'analisi dell'instabilità delle streaks, che determina il ciclo di rigenerazione della turbolenza:

Numero d'onda streamwise α : rappresenta la componente della perturbazione che varia lungo la direzione principale del flusso. Esso indica la frequenza spaziale delle

onde di instabilità che si sviluppano lungo la direzione longitudinale. Un valore più elevato di α corrisponde a perturbazioni con lunghezze d'onda più ridotte.

Tasso di crescita dell'instabilità ω_i : determina l'evoluzione della perturbazione nel tempo

Se $\omega_i > 0$, la perturbazione cresce esponenzialmente e il flusso è instabile.

Se $\omega_i = 0$, l'instabilità del flusso non cresce né si smorza

Se $\omega_i < 0$, la perturbazione si smorza nel tempo e il flusso è stabile..

Ampiezza delle streaks A : indica l'entità della deviazione delle modulazioni dovute alle streaks rispetto alla velocità media del flusso principale.

Dal grafico è possibile osservare come il tasso di crescita dell'instabilità diventi rilevante solo quando l'ampiezza delle streaks supera una soglia critica [9].

La lunghezza del dominio numerico è $L_x = 6h$ e il numero d'onda fondamentale (cioè il numero d'onda più basso risolvibile) è:

$$\alpha_{\min} = \frac{2\pi}{L_x} = \frac{2\pi}{6H} = \frac{\pi}{3H} \quad (6.12)$$

Tale valore limita la lunghezza d'onda massima delle perturbazioni che possono essere catturate, il che implica che se le instabilità delle streaks nel flusso reale hanno una lunghezza maggiore di L_x e, quindi, non possono essere correttamente rappresentate.

Inoltre non è possibile osservare instabilità con numeri d'onda minori di α_{\min} , che potrebbero essere rilevanti nel processo di transizione turbolenta. In particolare, streaks infinitamente lunghe vengono catturate, ma le oscillazioni possono essere rilevate solo per certi numeri d'onda. Quindi le instabilità e le oscillazioni delle streaks su frequenze basse non sono visibili dalle simulazioni.

In conclusione, il breakdown (ovvero l'instabilità) delle streaks rappresenta un meccanismo chiave nella transizione alla turbolenza. Tuttavia, il suction agisce con un effetto stabilizzante, limitando l'ampiezza delle streaks e impedendo loro di raggiungere la soglia critica oltre la quale avviene il breakdown e la conseguente

transizione turbolenta. In aggiunta, stabilizzare e ridurre le oscillazioni e i moti laterali delle streaks sembra avere un effetto sulle collisioni tra queste, che sono anche state identificate come responsabili di eventi turbolenti con alte fluttuazioni e picchi nel drag turbolento [4]. Nel contesto DNS, a causa delle limitazioni del dominio computazionale, le streaks devono raggiungere ampiezze maggiori prima di diventare instabili (con riferimento alla Fig.6.4, devono cioè raggiungere un'ampiezza per cui si possano avere modi stabili con valori α dell'ordine di 0.5).

Per compensare tali limitazioni, è necessario applicare un suction rate più elevato (in questo caso pari a $\Gamma=7.5*10^{-3}$). Questo valore consente di mantenere l'ampiezza delle streaks al di sotto della soglia critica, prevenendone il breakdown e la conseguente transizione al regime turbolento.

Negli esperimenti, invece, la maggiore estensione del dominio permette una crescita di perturbazioni a basso numero di onde ad ampiezza delle streaks minori, rendendo sufficiente un suction rate $\Gamma=10^{-5}$ per evitare la rottura delle streaks.

In conclusione, la necessità di un suction rate più elevato nelle DNS rispetto agli esperimenti è probabilmente dovuta alle dimensioni limitate del dominio numerico, che impongono restrizioni sullo sviluppo delle strutture coerenti del flusso.

Di seguito si riportano le visualizzazioni dei campi di moto x-y a una distanza dalla parete normalizzata mediante la scala di lunghezza viscosa $z+=16$, sia per il caso $\Gamma=10^{-5}$, in cui il flusso è in regime turbolento, sia per il caso $\Gamma=7.5*10^{-3}$.

Diverse regioni, o strati, nel flusso vicino alla parete sono definite in base a $z+$. Nella regione viscosa vicino alla parete, per $z+<50$, la viscosità molecolare ha un effetto diretto sullo sforzo di taglio; al contrario, nello strato esterno, per $z+>50$, l'effetto diretto della viscosità è trascurabile. All'interno della regione viscosa vicino alla parete, nello strato viscoso sottile ($z+<5$), lo sforzo di taglio di Reynolds è trascurabile rispetto allo sforzo viscoso. All'aumentare del numero di Reynolds del flusso, la frazione del canale occupata dalla regione viscosa vicino alla parete diminuisce [21].

L'immagine che segue riporta la visualizzazione del campo di moto x-y nel caso di suction rate 10^{-5} al time-step 12000, in cui si osserva un picco delle fluttuazioni turbolente (si veda il grafico rms nel tempo, riportato nel Capitolo 5).

In figura si può osservare un'alternanza di regioni più chiare (gialle) e più scure (blu) che indica proprio l'interazione tra le streaks. Si osservano, quindi, oscillazioni

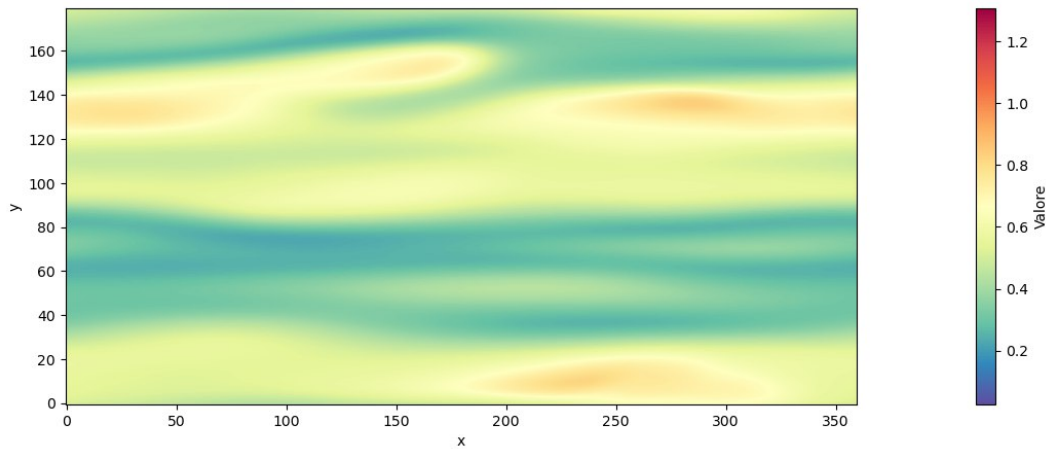


Fig. 6.5 Visualizzazione del campo di moto x-y a una distanza dalla parete $z+=16$ per un suction rate di 10^{-5} al timestep 12000

e rotture di strutture allungate. In particolare, nelle zone più rosse sta avvenendo la rottura.

Si riportano, nelle figure che seguono, le visualizzazioni dei campi di moto nel caso con suction rate $7.5 \cdot 10^{-3}$, per cui, come già esaminato, si ottiene laminarizzazione del flusso.

Nella prima immagine, corrispondente al time-step 10000, si osserva ancora una distinzione tra regioni caratterizzate da differenti valori di velocità. Rispetto alle streaks visibili in Fig.6.5, in Fig.6.6 si notano striature più rettilinee e stabili e difficili da rompere, tipiche dei flussi laminari. Questo indica che il meccanismo di autorigenerazione della turbolenza risulta inibito o significativamente attenuato.

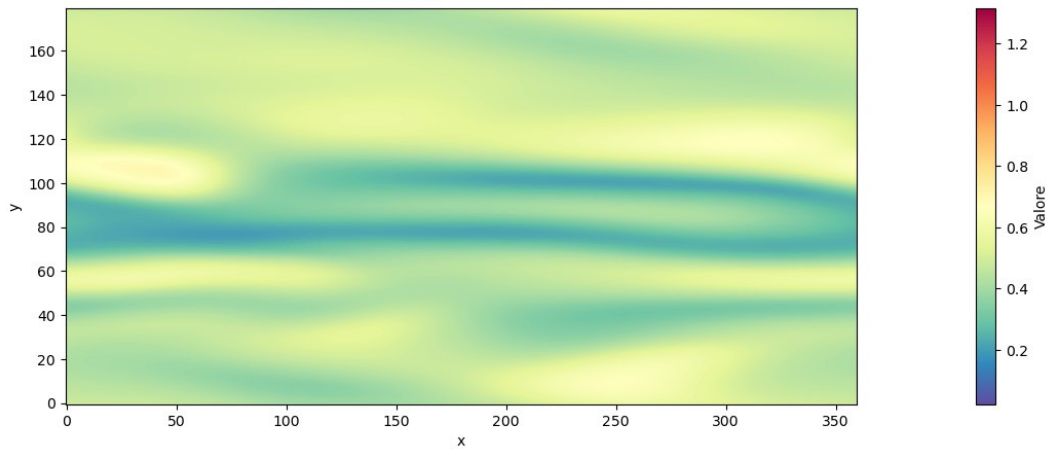


Fig. 6.6 Visualizzazione del campo di moto x-y a una distanza dalla parete $z+=16$ per un suction rate di $7.5 \cdot 10^{-3}$ al timestep 10000

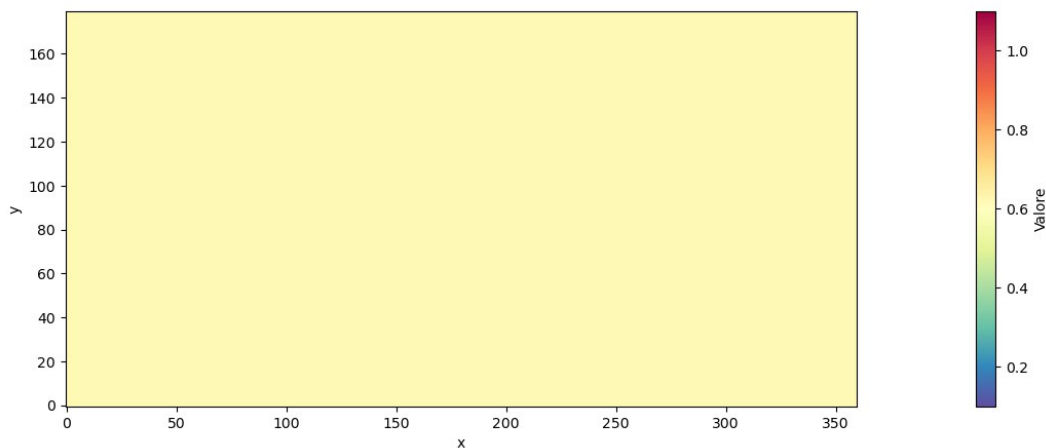


Fig. 6.7 Visualizzazione del campo di moto x-y a una distanza dalla parete $z+=16$ per un suction rate di $7.5 \cdot 10^{-3}$ al timestep 12000

Nella seconda figura, l'assenza di streaks indica che le strutture coerenti della turbolenza sono state completamente soppresse. Questo suggerisce che il suction applicato ha avuto un effetto stabilizzante sul flusso, riducendo l'energia cinetica turbolenta e favorendo un comportamento laminare. Rispetto all'immagine precedente, relativa al $\Gamma=10^{-5}$, in cui si osservavano streaks e regioni di variazione della velocità, qui il flusso appare più omogeneo. Con il suction, i termini non lineari dell'equazione di Navier-Stokes si riducono significativamente, portando a una predominanza del trasporto viscoso e quindi a un profilo di velocità più simile a quello di un flusso laminare.

Capitolo 7

Conclusioni

La comprensione delle proprietà del flusso nei sistemi a membrana è ancora oggetto di studio e numerose ricerche suggeriscono che l'adozione della turbolenza possa rappresentare un metodo efficace per mitigare l'intasamento dei pori della membrana causato dal fenomeno di fouling.

Tuttavia, la presenza di un flusso di filtrazione introduce un vincolo significativo, limitando il mantenimento di condizioni turbolente all'interno del sistema.

Questo pone un'importante questione ingegneristica: il costo energetico necessario per innescare e sostenere la turbolenza è sostenibile rispetto ai metodi di manutenzione tradizionali impiegati per la pulizia delle membrane?

La risposta a questo quesito richiede un'analisi dettagliata che tenga conto non solo dell'efficacia dei due approcci, ma anche della loro sostenibilità operativa ed economica.

I principali risultati ottenuti nel presente lavoro sono riassunti di seguito per ciascun obiettivo elencato nel Capitolo 1:

Obiettivo 1

"Studiare il comportamento del flusso turbolento in un canale progettato e costruito appositamente, sia in condizioni canoniche (canale impermeabile) sia in presenza di un basso valore di suction rate ($\Gamma \approx 10^{-5}$), mediante prove sperimentali".

Nel Capitolo 4 viene presentato l'impianto sperimentale progettato e realizzato

da Bert per condurre esperimenti in condizioni rappresentative dei sistemi a membrana, con una descrizione dei principi operativi [6].

Successivamente, sono state effettuate misurazioni della velocità longitudinale mediante tecnica LDA, a numeri di Reynolds pari a 1000 e 2000. Le prove sperimentali sono state condotte sia per un flusso di canale canonico, sia per un flusso soggetto a filtrazione uniformemente distribuita, caratterizzato da un suction rate di circa $\Gamma=10^{-5}$. I test hanno evidenziato due aspetti fondamentali:

1. Per $Re = 1000$ il flusso si trova in un regime di transizione tra flusso laminare e turbolento, in contrasto con i risultati riportati da Bert.
2. Per $Re = 2000$, il flusso nel canale canonico risulta essere pienamente turbolento, come previsto. L'applicazione della filtrazione ha avuto un impatto significativo sulla turbolenza, riducendola quasi completamente e dimostrando come il flusso turbolento sia estremamente sensibile anche a tassi di aspirazione molto bassi.

Obiettivo 2

"Implementare simulazioni numeriche dirette (DNS) per esaminare l'effetto del suction al variare del suction rate, fornendo una base quantitativa per il confronto con i dati sperimentali."

Nel Capitolo 5 sono riportate le principali informazioni relative al codice e al suo funzionamento, che ha reso possibile l'implementazione delle simulazioni numeriche dirette DNS. Le simulazioni DNS sono state eseguite per diversi valori di suction rate. Dai risultati ottenuti è emerso che il flusso turbolento risulta significativamente influenzato dal suction per un tasso di aspirazione pari a $7.5 \cdot 10^{-3}$, un valore notevolmente più alto rispetto a quello impiegato nelle prove sperimentali.

Obiettivo 3

"Validare i risultati sperimentali attraverso il confronto con quelli ottenuti dalle simulazioni numeriche, analizzando eventuali discrepanze tra i due approcci e ponendo le basi per nuove indagini sul fenomeno."

Il confronto tra i risultati sperimentali e quelli ottenuti tramite simulazioni DNS ha evidenziato una notevole discrepanza in termini di suction rate necessario a influenzare la turbolenza. E' stata condotta un'analisi delle strutture turbolente (*streaks*) attraverso un'analisi spettrale sui dati sperimentali, che ha confermato come la lunghezza caratteristica delle streaks calcolata sia in linea con i dati riportati in letteratura.

Infine, è stata approfondita la possibile causa di questa significativa differenza nei risultati, portando all'ipotesi che la spiegazione più plausibile risieda nelle dimensioni ridotte del dominio computazionale utilizzato nelle simulazioni. Per verificare se l'estensione del dominio influenzi in modo critico i risultati, sarebbe opportuno ripetere le simulazioni numeriche con un dominio più ampio (ad esempio $L_x = 10h$ o superiore) e confrontare i risultati. In alternativa, si potrebbero confrontare i risultati con simulazioni DNS presenti in letteratura, condotte con domini più estesi, al fine di verificare se la lunghezza delle streaks osservata sia coerente con quella attesa.

Bibliografia

- [1] G.Frosali. Dispense di calcolo matriciale e ricorsivo – parte 4, 2017. Ultimo accesso: 8 marzo 2025.
- [2] B.Andersson, R.Andersson, L.Hakansson, M. Mortensen, R.Sudiyo, and B.van Wachem. *Computational fluid dynamics for engineers*. Cambridge University Press, 2012.
- [3] J.F.Gibson, J.Halcrow, and P.Cvitanovic. Visualizing the geometry of state space in plane couette flow. *J. Fluid Mech*, 2008.
- [4] L.Brandt and H. C. de Lange. Streak interactions and breakdown in boundary layers flows. *PHYSICS OF FLUIDS 20*, 2008.
- [5] J.M.Hamilton, J.Kim, and F.Waleffe. Regeneration mechanisms of near-wall turbulence structures. *Cambridge University Press*, 2006.
- [6] R. Bert. *Hydrodynamic techniques for fouling control in membrane systems*. PhD thesis, Politecnico di Torino, 2022.
- [7] Dantec Dynamics. Measurement principles of lda, 2024. Disponibile online: <https://www.dantecdynamics.com/solutions/fluid-mechanics/laser-doppler-anemometry-lda/measurement-principles-of-lda/>.
- [8] P.Costa. A fft-based nite-di erence solver for massively-parallel direct numerical simulations of turbulent ows. *physics.flu-dyn*, 2019.
- [9] P.Andersson, L. Brandt, A.Bottaro, and D.S. Henningson. On the breakdown of boundary layer streaks. *J.Fluid Mech*, 2001.
- [10] R. Bert, C. Manes, and A. Tiraferri. Newfacility for membrane fouling investigations under customizable hydrodynamics: Validation and preliminary experiments with pulsating cross-flow. *MDPI*, 2022.
- [11] M.Y. Jaffrin. Hydrodynamic techniques to enhance membrane filtration. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 2012.
- [12] M.Masera. Dispensa di chimica industriale, 2006/2007. Ultimo accesso: 8 marzo 2025.

-
- [13] S. Cantarella. *Dinamica dei fluidi*. Master's thesis, Alma Mater Studiorum - Università di Bologna, 2018 - 2019.
- [14] J.O.Hinze. *Turbulence*. McGraw-Hill, 1975.
- [15] D.Poggi. *Grandi e piccole scale nella turbolenza di parete*. PhD thesis, Politecnico di Milano, 2003.
- [16] S. Kline, W.C. Reynolds, F.A. Schraub, and P.W. Rundstadler. The structure of turbulent boundary layers. *J. Fluid Mech*, 1967.
- [17] F. Waleffe. Hydrodynamic stability and turbulence: beyond transients to a self-sustaining process. *Stud. Applied Math*, 1995.
- [18] F. Waleffe. On a self-sustaining process in shear flows. *Phys. Fluids*, 1997.
- [19] R. Bert, D.Vettori, A. Tiraferri, and C. Manes. Effects of distributed suction on turbulence in channel flows at low reynolds numbers. *Journal of Fluid Mechanics*.
- [20] M.Crialesi-Esposito, N.Scapin, A.Demou, M.E. Rosti, P.Costa, F.Spiga, and L.Brandt. Flutas: A gpu-accelerated nite di erence code for multiphase ows. 2022.
- [21] S.B.Pope. *Turbulent Flows*. Cambridge University Press, 2000.
- [22] H.K.Versteeg and W.Malalasekera. *An Introduction to Computational Fluid Dynamics*. Pearson Education Limited, 2007.
- [23] H.Schlichting and K.Gersten. *Boundary-Layer Theory*. Springer Berlin, Heidelberg, 2016.
- [24] M.Magli. Direct numerical simulation of the flow inside devices for hydraulic plastics separation. Master's thesis, Università degli Studi di Padova, 2018-2019.