

POLITECNICO DI MILANO

Facoltà di Ingegneria Industriale

Corso di laurea in Ingegneria Aeronautica



TRACCIANTI LAGRANGIANI IN FLUSSI  
TURBOLENTI DI PARETE

Relatore: Prof. Maurizio Quadrio

Correlatore: Prof. Luca Cortelezzi

Tesi di Laurea di:

Enrico CALORE Matr. 767506

Anno Accademico 2013-2014



## Sommario

L'obiettivo di questa tesi è di investigare il meccanismo di riduzione degli sforzi viscosi a parete attuato dalla tecnica di controllo a parete oscillante. Lo studio viene svolto analizzando il moto di traccianti Lagrangiani immessi nello strato limite turbolento di due flussi: il primo in un canale piano con pareti oscillanti sinusoidalmente in direzione trasversale rispetto all'avanzamento del fluido e il secondo, considerato come riferimento, è analogo al precedente ma con pareti fisse. Le traiettorie dei traccianti vengono calcolate tramite l'ausilio del software open source Paraview mentre il campo di velocità è ottenuto attraverso la soluzione DNS delle equazioni di Navier-Stokes per un fluido incomprimibile. I risultati ottenuti evidenziano significative differenze sulla diffusione spaziale dei traccianti nei flussi analizzati quantificate tramite il calcolo della densità dei traccianti stessi espressa in funzione dello spazio e del tempo.

**Parole chiave:** Flusso turbolento, riduzione di resistenza, parete oscillante, DNS, Paraview, traccianti, Lagrangiano.

## Abstract

Lagrangian tracers are employed in a channel flow to study the drag reduction obtained by lateral sinusoidal oscillations of the walls. Tracers are injected in the turbulent boundary layer and trajectories are computed by the open-source software Paraview while the velocity field is acquired by direct numerical simulation of the Navier Stokes equation for an incompressible flow. The study considers an additional flow, analogous to the previous one, in which the walls are kept still. These two flows are studied by analyzing the tracer's motion in the turbulent boundary layer. Results show significant differences on the tracer's spreading quantified by processing the particle density as a function of space and time.

**Keywords:** Turbulent flow, drag reduction, oscillating wall, DNS, Paraview, Lagrangian tracer.

# Elenco dei contenuti

0

---

<b>1</b>	<b>Introduzione</b>	<b>7</b>
<b>2</b>	<b>Caratterizzazione Lagrangiana dello strato limite turbolento</b>	<b>10</b>
<b>3</b>	<b>Metodo</b>	<b>17</b>
<b>4</b>	<b>Risultati</b>	<b>27</b>
4.1	Parametri . . . . .	27
4.2	Statistiche . . . . .	28
4.2.1	Proiezione dei traccianti sul piano $z=0$ all'istante finale	29
4.2.2	Distribuzione spazio-temporale dei traccianti . . . . .	31
4.2.3	Distribuzione dei traccianti all'istante finale . . . . .	47
4.2.4	Immissione della totalità dei traccianti all'istante iniziale	47
4.3	Conclusioni e sviluppi futuri . . . . .	54

## Elenco delle figure

0

---

1.1	Carburante consumato da velivoli con motore a getto dall'anno 1984 al 2010. Dati forniti da <i>United States Energy Information Administration (USEIA)</i> . . . . .	8
2.1	Canale piano e sistema di riferimento. . . . .	10
2.2	Introduzione al secondo problema di Stokes: a sinistra, sistema di riferimento considerato, a destra, velocità della parete in funzione del tempo. . . . .	13
2.3	Bilancio energetico del controllo a parete oscillante: a sinistra $\%P_{net}$ in funzione di $T^+$ con $A^+ = 4.5$ (indicato in figura con $W_m^+$ ), a destra $\%P_{net}$ in funzione di $A^+$ con $T^+ = 125$ . . . . .	16
3.1	Dominio computazionale. . . . .	17
3.2	Cella cubica unitaria della griglia rettilinea . . . . .	23
3.3	Predizione-correzione nel metodo di Eulero migliorato . . . . .	25
3.4	Predizione-correzione nel metodo di Runge-Kutta del quarto ordine . . . . .	25
3.5	Traiettoria della particella ottenuta con la formulazione di Runge-Kutta del quarto ordine . . . . .	26
4.1	Dominio esteso costituito da sei copie del dominio computazionale originale. La linea blu rappresenta la sorgente (linesource) che immette i traccianti nel flusso. . . . .	28
4.2	Proiezione dei traccianti sul piano $z = 0$ all'istante finale $t = t_o$ . Vengono rappresentati in verde i traccianti nel flusso controllato e in blu i traccianti nel flusso di riferimento. Per entrambi i casi analizzati si considera l'altezza di immissione del tracciante pari a $y_s = -0.975 y/h$ . . . . .	30

4.3	Proiezione dei traccianti sul piano $z = 0$ all'istante finale $t = t_o$ . Vengono rappresentati in verde i traccianti nel flusso controllato e in blu i traccianti nel flusso di riferimento. Per entrambi i casi analizzati si considera l'altezza di immissione del tracciante pari a $y_s = -0.95 y/h$ . . . . .	30
4.4	Proiezione dei traccianti sul piano $z = 0$ all'istante finale $t = t_o$ . Vengono rappresentati in verde i traccianti nel flusso controllato e in blu i traccianti nel flusso di riferimento. Per entrambi i casi analizzati si considera l'altezza di immissione del tracciante pari a $y_s = -0.75 y/h$ . . . . .	31
4.5	Distribuzione spazio-temporale della densità di particelle normalizzata $D_x$ nel flusso di riferimento, con altezza di immissione dei traccianti $y_s = -0.975 y/h$ . . . . .	35
4.6	Distribuzione spazio-temporale della densità di particelle normalizzata $D_x$ nel flusso controllato, con altezza di immissione dei traccianti $y_s = -0.975 y/h$ . . . . .	35
4.7	Distribuzione spazio-temporale della densità di particelle normalizzata $D_y$ nel flusso di riferimento, con altezza di immissione dei traccianti $y_s = -0.975 y/h$ . . . . .	36
4.8	Distribuzione spazio-temporale della densità di particelle normalizzata $D_y$ nel flusso controllato, con altezza di immissione dei traccianti $y_s = -0.975 y/h$ . . . . .	36
4.9	Diffusione spazio-temporale del tracciante lungo la direzione $x$ nel flusso di riferimento. Il tracciante è stato immesso nel flusso ad un'altezza $y_s = -0.975 y/h$ . . . . .	37
4.10	Diffusione spazio-temporale del tracciante lungo la direzione $x$ nel flusso controllato. Il tracciante è stato immesso nel flusso ad un'altezza $y_s = -0.975 y/h$ . . . . .	37
4.11	Diffusione spazio-temporale del tracciante lungo la direzione $y$ nel flusso di riferimento. Il tracciante è stato immesso nel flusso ad un'altezza $y_s = -0.975 y/h$ . . . . .	38
4.12	Diffusione spazio-temporale del tracciante lungo la direzione $y$ nel flusso controllato. Il tracciante è stato immesso nel flusso ad un'altezza $y_s = -0.975 y/h$ . . . . .	38
4.13	Distribuzione spazio-temporale della densità di particelle normalizzata $D_x$ nel flusso di riferimento, con altezza di immissione dei traccianti $y_s = -0.95 y/h$ . . . . .	39

4.14	Distribuzione spazio-temporale della densità di particelle normalizzata $D_x$ nel flusso controllato, con altezza di immissione dei traccianti $y_s = -0.95 y/h$ . . . . .	39
4.15	Distribuzione spazio-temporale della densità di particelle normalizzata $D_y$ nel flusso di riferimento, con altezza di immissione dei traccianti $y_s = -0.95 y/h$ . . . . .	40
4.16	Distribuzione spazio-temporale della densità di particelle normalizzata $D_y$ nel flusso controllato, con altezza di immissione dei traccianti $y_s = -0.95 y/h$ . . . . .	40
4.17	Diffusione spazio-temporale del tracciante lungo la direzione $x$ nel flusso di riferimento. Il tracciante è stato immesso nel flusso ad un'altezza $y_s = -0.95 y/h$ . . . . .	41
4.18	Diffusione spazio-temporale del tracciante lungo la direzione $x$ nel flusso controllato. Il tracciante è stato immesso nel flusso ad un'altezza $y_s = -0.95 y/h$ . . . . .	41
4.19	Diffusione spazio-temporale del tracciante lungo la direzione $y$ nel flusso di riferimento. Il tracciante è stato immesso nel flusso ad un'altezza $y_s = -0.95 y/h$ . . . . .	42
4.20	Diffusione spazio-temporale del tracciante lungo la direzione $y$ nel flusso controllato. Il tracciante è stato immesso nel flusso ad un'altezza $y_s = -0.95 y/h$ . . . . .	42
4.21	Distribuzione spazio-temporale della densità di particelle normalizzata $D_x$ nel flusso di riferimento, con altezza di immissione dei traccianti $y_s = -0.75 y/h$ . . . . .	43
4.22	Distribuzione spazio-temporale della densità di particelle normalizzata $D_x$ nel flusso controllato, con altezza di immissione dei traccianti $y_s = -0.75 y/h$ . . . . .	43
4.23	Distribuzione spazio-temporale della densità di particelle normalizzata $D_y$ nel flusso di riferimento, con altezza di immissione dei traccianti $y_s = -0.75 y/h$ . . . . .	44
4.24	Distribuzione spazio-temporale della densità di particelle normalizzata $D_y$ nel flusso controllato, con altezza di immissione dei traccianti $y_s = -0.75 y/h$ . . . . .	44
4.25	Diffusione spazio-temporale del tracciante lungo la direzione $x$ nel flusso di riferimento. Il tracciante è stato immesso nel flusso ad un'altezza $y_s = -0.75 y/h$ . . . . .	45
4.26	Diffusione spazio-temporale del tracciante lungo la direzione $x$ nel flusso controllato. Il tracciante è stato immesso nel flusso ad un'altezza $y_s = -0.75 y/h$ . . . . .	45

4.27	Diffusione spazio-temporale del tracciante lungo la direzione $y$ nel flusso di riferimento. Il tracciante è stato immesso nel flusso ad un'altezza $y_s = -0.75 y/h$ . . . . .	46
4.28	Diffusione spazio-temporale del tracciante lungo la direzione $y$ nel flusso controllato. Il tracciante è stato immesso nel flusso ad un'altezza $y_s = -0.75 y/h$ . . . . .	46
4.29	Distribuzione $D_x$ all'istante finale $t = t_o$ . I traccianti sono immessi nel flusso di riferimento alle altezze $y_s = -0.975, -0.95$ e $-0.75 y/h$ . . . . .	48
4.30	Distribuzione $D_x$ all'istante finale $t = t_o$ . I traccianti sono immessi nel flusso controllato alle altezze $y_s = -0.975, -0.95$ e $-0.75 y/h$ . . . . .	48
4.31	Distribuzione $D_y$ all'istante finale $t = t_o$ . I traccianti sono immessi nel flusso di riferimento alle altezze $y_s = -0.975, -0.95$ e $-0.75 y/h$ . . . . .	49
4.32	Distribuzione $D_y$ all'istante finale $t = t_o$ . I traccianti sono immessi nel flusso controllato alle altezze $y_s = -0.975, -0.95$ e $-0.75 y/h$ . . . . .	49
4.33	Distribuzione spazio-temporale della densità di particelle normalizzata $D_x$ nel flusso di riferimento, con un'unica di immissione dei traccianti a $y_s = -0.975 y/h$ . . . . .	50
4.34	Distribuzione spazio-temporale della densità di particelle normalizzata $D_x$ nel flusso controllato, con un'unica immissione dei traccianti a $y_s = -0.975 y/h$ . . . . .	50
4.35	Distribuzione spazio-temporale della densità di particelle normalizzata $D_y$ nel flusso di riferimento, con un'unica immissione dei traccianti a $y_s = -0.975 y/h$ . . . . .	51
4.36	Distribuzione spazio-temporale della densità di particelle normalizzata $D_y$ nel flusso controllato, con un'unica immissione dei traccianti a $y_s = -0.975 y/h$ . . . . .	51
4.37	Diffusione del tracciante nel tempo lungo la direzione $x$ nel flusso di riferimento. Viene effettuata un'unica immissione del tracciante a $y_s = -0.975 y/h$ . . . . .	52
4.38	Diffusione del tracciante nel tempo lungo la direzione $x$ nel flusso controllato. Viene effettuata un'unica immissione del tracciante a $y_s = -0.975 y/h$ . . . . .	52
4.39	Diffusione del tracciante nel tempo lungo la direzione $y$ nel flusso di riferimento. Viene effettuata un'unica immissione del tracciante a $y_s = -0.975 y/h$ . . . . .	53

- 4.40 Diffusione del tracciante nel tempo lungo la direzione  $y$  nel flusso controllato. Viene effettuata un'unica immissione del tracciante a  $y_s = -0.975 y/h$ . . . . . 53
- 4.41 Proiezione dei traccianti sul piano  $z = 0$  all'istante finale  $t = t_o$  per i flussi analizzati con un'unica di immissione dei traccianti a  $y_s = -0.975 y/h$ . . . . . 54

Il controllo dello strato limite turbolento (TBL) finalizzato alla riduzione degli sforzi viscosi a parete è un importante ambito di ricerca nella fluidodinamica moderna. Il raggiungimento di questo obiettivo porterebbe a significativi vantaggi in numerose applicazioni ingegneristiche. Ad esempio, si pensi di implementare con successo un controllo in grado di ridurre l'attrito degli aeromobili con l'aria e, di conseguenza, di ottenere una riduzione del 10% nel consumo di carburante dei velivoli. I dati forniti dall'USEIA (United States Energy Information Administration), relativi al consumo mondiale annuale di propellente per aeromobili con motore a getto (figura 1.1), offrono la possibilità di effettuare la seguente significativa stima economica: considerando il costo medio di 80€ per barile di carburante, solo nell'anno 2010 si sarebbero risparmiati circa 15 miliardi di euro. Si otterrebbe inoltre un importante beneficio a livello ambientale grazie alla diminuzione nell'emissione di agenti inquinanti.

Per poter ottenere una riduzione degli sforzi viscosi a parete è necessario modificare opportunamente il flusso turbolento in prossimità della parete stessa. Diversi studi dimostrano che l'incremento degli sforzi viscosi a parete è causato per gran parte dalla presenza di strutture coerenti denominate vortici longitudinali (Kim [1], Choi et al. [2]). Negli ultimi anni sono state sviluppate numerose tecniche di controllo in grado di modificare le interazioni tra le strutture vorticosi e la parete. Queste tecniche possono essere raggruppate nelle seguenti categorie: passive, attive a ciclo aperto e attive a ciclo chiuso. Le prime non richiedono alcun input, le altre necessitano di energia in ingresso per alimentare gli attuatori e, di norma, consentono una maggior riduzione d'attrito turbolento. Le tecniche passive più conosciute sono le riblets e i large-eddy-break-up-devices (LEBUs). Questi dispositivi, posti all'interno del TBL, interferiscono con la formazione e l'interazione delle strutture turbolente portando ad una riduzione d'attrito turbolento di circa 6-8% (Walsh et al. [3] Choi et al. [2]). Un esempio di controllo attivo è il

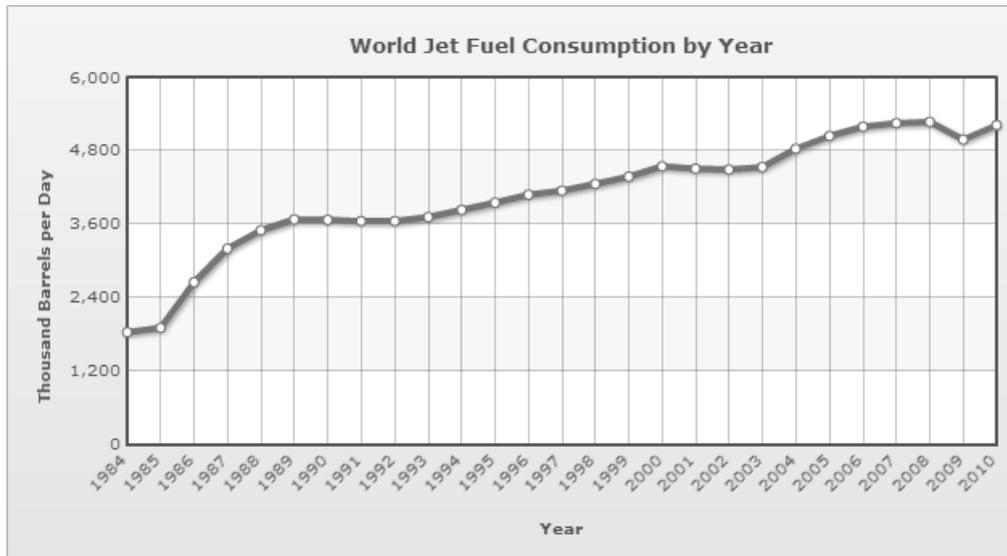


Figure 1.1: Carburante consumato da velivoli con motore a getto dall'anno 1984 al 2010. Dati forniti da *United States Energy Information Administration (USEIA)*.

soffiamento e l'aspirazione dello strato limite in direzione normale a parete. Choi et al. [2] hanno applicato numericamente questa tecnica ad un flusso turbolento in un canale piano e dimostrato di riuscire ad attenuare l'intensità dei vortici longitudinali a tal punto da ottenere una riduzione d'attrito turbolento del 25%. Un ulteriore metodo per controllare attivamente i vortici longitudinali è quello di imporre delle oscillazioni trasversali del fluido vicino alla parete. Queste oscillazioni possono essere ottenute mediante lo spostamento della parete stessa o, per esempio, attraverso l'imposizione di un campo magnetico oscillante nel tempo (Akhavan et al. [4] e Kim et al. [5]). Tramite quest'ultime tecniche di controllo è possibile ottenere una riduzione d'attrito turbolento dell'ordine del 50%, tuttavia, è richiesta una considerevole energia per alimentare l'attuatore. In letteratura si trovano alcuni esempi: la parete oscillante (Jung et al. [6], Akhavan et.al [7]), le onde stazionarie (Viotti et al. [8]), le onde viaggianti trasversalmente (Du et al. [9], [10]) e le onde viaggianti longitudinalmente (Quadrio et al. [11]).

Nonostante siano molte le tecniche di controllo sviluppate con successo, i meccanismi che governano gli sforzi viscosi dei flussi turbolenti a parete

non sono del tutto noti. Questa tesi è focalizzata sullo studio di un flusso turbolento in un canale piano controllato tramite la tecnica a parete oscillante. L'obiettivo è chiarire il processo di riduzione degli sforzi viscosi a parete ottenuto tramite l'oscillazione della stessa. A questo scopo viene studiato il moto di traccianti Lagrangiani immessi nello strato limite turbolento. L'analisi effettuata si articola nei seguenti passi: la simulazione numerica diretta (DNS) delle equazioni di Navier-Stokes per un fluido incomprimibile e il post processing effettuato tramite l'ausilio del software Paraview. Durante il post processing la traiettoria dei traccianti Lagrangiani viene calcolata a partire dal campo di velocità prodotto dalla simulazione DNS. Le traiettorie ottenute nel caso controllato e di riferimento vengono confrontate e delle differenze appaiono evidenti nel livello di "lift up" delle particelle marcate. Tale fenomeno è funzione della distanza dalla parete. Il moto del tracciante nei due casi analizzati differisce significativamente nella regione di substrato viscoso e di buffer layer mentre le differenze tendono a diminuire nelle regioni sovrastanti. Statistiche spaziali e temporali vengono usate per quantificare queste differenze. I risultati quantitativi verranno corroborati da visualizzazioni dei traccianti nei due casi.

La tesi è strutturata come segue: la prima sezione introduce la tecnica di controllo a parete oscillante, la seconda sezione presenta il ruolo e le proprietà del tracciante Lagrangiano, la terza sezione riporta il metodo numerico utilizzato per le simulazioni DNS's e per il post-processing con Paraview ed, infine, nell'ultima sezione vengono riportati i risultati.

## Caratterizzazione Lagrangiana dello strato limite turbolento

2

Questa tesi studia il trasporto nello studio dello strato limite turbolento di un flusso in un canale piano, cioè un flusso turbolento fra due lastre parallele poste ad una determinata distanza l'una dall'altra. Il flusso è assunto essere periodico nelle direzioni  $x$  e  $z$  definite dal sistema di riferimento riportato in figura 2.1: la terna scelta è destrorsa ed è posizionata in mezz'aria del canale con gli assi  $x$ ,  $y$ ,  $z$ , corrispondenti rispettivamente alle direzioni longitudinale, normale alle pareti e trasversale.



Figure 2.1: Canale piano e sistema di riferimento.

Lo studio del TBL viene effettuato analizzando le traiettorie (pathlines) delle particelle di fluido in esso presenti. La dinamica di queste particelle può essere descritta tramite due approcci differenti: quello Lagrangiano e quello Euleriano. Nella visione Lagrangiana si identifica e si segue la singola particella di fluido: le proprietà fisiche del fluido sono funzione della posizione iniziale della particella stessa  $\mathbf{x}_0$  e del tempo  $t$ . Nella visione Euleriana vengono considerate esclusivamente le particelle all'interno di un volume di

controllo fisso nello spazio: le proprietà fisiche del fluido sono funzione del vettore posizione  $\boldsymbol{x}$  e del tempo  $t$ . I due approcci, Lagrangiano ed Euleriano, sono complementari, la scelta nel loro impiego spesso è dettata dalla tipologia del problema in analisi: in generale, per una descrizione complessiva del campo di moto viene utilizzato l'approccio Euleriano, quello Lagrangiano solitamente è usato per la descrizione del moto di gruppi di particelle fluide predefinite.

La visualizzazione delle particelle di fluido è resa possibile tramite l'immissione nel flusso di un particolato privo di massa e volume denominato tracciante Lagrangiano che si muove con le particelle fluide e permette di caratterizzarne la dinamica. L'utilizzo dei traccianti Lagrangiani trova impiego sia in ambito sperimentale che numerico anche se con approcci e limiti completamente diversi. Nel caso sperimentale il limite maggiore è rappresentato dalla natura del tracciante Lagrangiano stesso: poichè non è possibile utilizzare un particolato privo di massa, il tracciante che più si avvicina ad essere Lagrangiano è il fumo in aria o micro-bollicine in acqua. Questa tipologia di particolato presenta una massa molto piccola e un diametro molto ridotto (inferiore ad  $1\mu m$ ). Grazie a queste proprietà gli effetti di gravità sono resi, in prima approssimazione, trascurabili. Numerose sono le tecniche utilizzate per ottenere il fumo, solitamente viene prodotto da appositi generatori tramite la vaporizzazione di miscele liquide di idrocarburi come ad esempio il cherosene (Tropea et al. [12]). Il particolato prodotto viene successivamente convogliato nel fluido tramite appositi condotti disposti in direzione di avanzamento del flusso. In ambito numerico, il tracciante viene immesso nel flusso tramite una sorgente posizionata all'interno del dominio computazionale. Il ruolo della sorgente è quello di marcare, agli istanti temporali desiderati, una determinata quantità di particelle di fluido localizzate in corrispondenza della sorgente stessa, definendo così la condizione iniziale di quest'ultime. Conoscendo il campo di velocità nel tempo, viene scelto un algoritmo con il quale calcolare l'evoluzione temporale della traiettoria delle particelle marcate a partire dalla loro condizione iniziale. Grazie a questa procedura è possibile conoscere la posizione di ogni singola particella marcata all'istante di tempo desiderato. Il limite in ambito computazionale è rappresentato dall'accuratezza dell'integratore scelto per il calcolo della traiettoria del tracciante: qualora si adottasse un algoritmo inadatto a tale scopo, i risultati ottenuti sarebbero del tutto fuorvianti e privi di significato fisico. In questa tesi confronteremo il trasporto generato vicino a parete dalla strato limite di un canale turbolento con il trasporto generato nello strato limite di un canale turbolento a pareti oscillanti in modo da capire i meccanismi

di riduzione d'attrito presenti in quest'ultimo. La tecnica della parete oscillante, introdotta nei primi anni novanta da Jung et al. [6] e Akhavan et al. [7], si basa sull'imprimere un'oscillazione al fluido in prossimità della parete tramite il movimento della parete stessa. La velocità della parete in direzione  $z$  è definita dalla seguente:

$$W = A \sin(\omega t), \quad (2.1)$$

dove  $A$  è l'ampiezza,  $\omega$  la pulsazione e  $T = \frac{2\pi}{\omega}$  il periodo.

L'oscillazione della parete causa la formazione di uno strato vorticoso denominato strato di Stokes (SL) che interagendo con il TBL, altera l'attività turbolenta di parete portando, sotto certe condizioni, a significative riduzioni d'attrito turbolento. In quest'ultima circostanza, le strutture coerenti in prossimità di parete subiscono delle significative modifiche rispetto al caso di riferimento, di seguito vengono riportati alcuni esempi noti in letteratura. Le Low-Speed-Streaks, strisce di fluido a bassa velocità, solitamente orientate nella direzione delle  $x$ , risultano inclinate trasversalmente rispetto all'avanzamento del flusso e la distanza tra le stesse, misurata lungo  $z$ , risulta aumentata (Ricco [13]). Lo sviluppo dei Quasi-Streamwise-Vortex, vortici approssimativamente allineati nella direzione di avanzamento del flusso, viene contrastato dall'oscillazione della parete, causando sia una riduzione dei fenomeni di ejections, sollevamento di porzioni di fluido dalla ragione di parete verso il centro del canale (Choi et al.[14]), sia una diminuzione del 78% nella durata e del 64% nell'intensità degli eventi di sweep, getti di fluido ad alta velocità dal centro del canale verso la parete (Choi [15]).

Analiticamente, lo SL è definito a partire dal secondo problema di Stokes, il quale rappresenta una soluzione esatta delle equazioni di Navier-Stokes riferite ad un fluido viscoso instazionario. Il secondo problema di Stokes viene definito a partire da figura 2.2, considerando la parete in moto con velocità  $U \cos(\omega t)$  e il fluido avente velocità  $u(y, t)$  definita dalla seguente equazione monodimensionale

$$\frac{\partial u}{\partial t} - \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = 0, \quad (2.2)$$

alla quale vengono associate le seguenti condizioni al contorno:

$$u(0, t) = \begin{cases} 0 & (t < 0) \\ U \cos(\omega t) & (t \geq 0), \end{cases} \quad (2.3)$$

$$u(\infty, t) = 0, \quad (2.4)$$

dove  $\nu$  è la viscosità cinematica del fluido e  $U$  è la velocità della parete. La soluzione del secondo problema di Stokes è

$$\frac{u(y, t)}{U} = \exp\left(-\sqrt{\frac{\omega}{2\nu}}y\right) \cos\left(\omega t - \sqrt{\frac{\omega}{2\nu}}y\right). \quad (2.5)$$

Questo è il profilo di velocità dello strato di Stokes, il cui spessore  $\delta_s$  è definito come:

$$\delta_s = \left(\frac{\nu}{\omega}\right)^{\frac{1}{2}}. \quad (2.6)$$

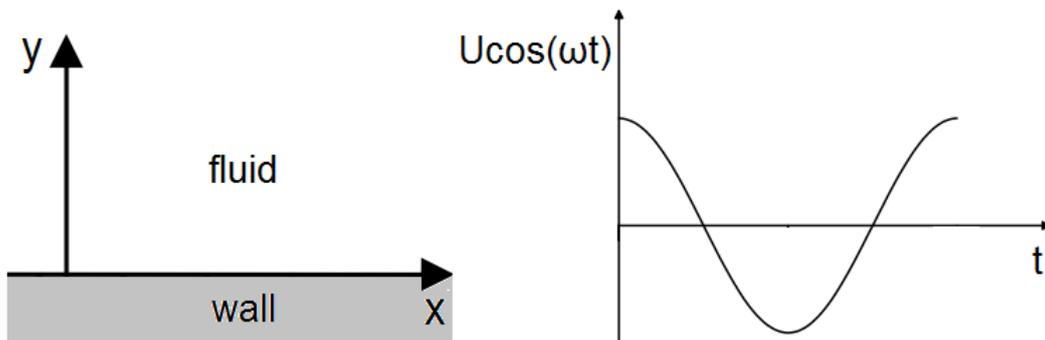


Figure 2.2: Introduzione al secondo problema di Stokes: a sinistra, sistema di riferimento considerato, a destra, velocità della parete in funzione del tempo.

Vengono di seguito presentate le prestazioni della tecnica di controllo, espresse

sia in termini di riduzione di attrito turbolento che a livello di bilancio energetico. A tal proposito, si riportano parte dei risultati ottenuti da Quadrio & Ricco ([16]) tramite la simulazione numerica di un flusso turbolento in un canale piano soggetto al movimento oscillante delle pareti imposto dalla legge (2.1). I parametri che influiscono sulle prestazioni della parete oscillante in questione sono il periodo dell'oscillazione  $T$  e l'ampiezza della velocità  $A$ . Un terzo parametro, definito dalla combinazione di  $T$  e  $A$ , è il massimo spostamento della parete,  $D_m$ , espresso come

$$D_m = \frac{AT}{\pi}. \quad (2.7)$$

L'attrito è quantificato tramite il coefficiente  $C_f$  definito come

$$C_f = \frac{2\tau_x}{\rho U_b^2} \quad (2.8)$$

dove  $\rho$  è la densità del fluido,  $\tau_x$  la componente longitudinale degli sforzi viscosi a parete e  $U_b$  la bulk velocity. I massimi valori di riduzione d'attrito turbolento sono ottenuti per un periodo di oscillazione  $T^+$  (l'apice + indica l'adimensionalizzazione rispetto alla friction velocity  $u_\tau$  e alla viscous length  $\delta_v$  del flusso di riferimento) compreso tra 100-125. Fissato il periodo  $T^+$ , l'effetto di  $A^+$  è quello di incrementare la riduzione d'attrito turbolento. In percentuale, la massima riduzione d'attrito turbolento ottenuta è di 44.7%, con  $A^+ = 27$  e  $T^+ = 100$ .

I suddetti valori risultano incompleti se non complementati da un bilancio energetico quantificante l'energia spesa per ottenere tale riduzione d'attrito turbolento. Il bilancio energetico viene stimato considerando tre parametri:  $P_{sav}$ ,  $P_{req}$  e  $P_{net}$ . Il primo esprime la potenza risparmiata grazie alla riduzione d'attrito ottenuta oscillando la parete,

$$P_{sav} = \frac{U_b L_x L_z}{t_f - t_i} \int_{t_i}^{t_f} \left[ \left( \tau_{x,0}^{(l)} - \tau_x^{(l)} \right) + \left( \tau_{x,0}^{(u)} - \tau_x^{(u)} \right) \right] dt, \quad (2.9)$$

$$\%P_{sav} = 100 \frac{C_{f,0} - C_f}{C_{f,0}}, \quad (2.10)$$

dove gli apici  $l$  ed  $u$  si riferiscono rispettivamente alla parete inferiore e superiore, il pedice 0 indica il caso di riferimento a parete fissa e infine  $L_x$  e  $L_z$  indicano le dimensioni del dominio computazionale rispettivamente nelle direzioni  $x$  e  $z$ . Il secondo indica la potenza spesa per oscillare la parete cioè per vincere la componente  $z$  degli sforzi viscosi a parete

$$\mathcal{P}_{req} = \frac{L_z}{t_f - t_i} \int_{t_i}^{t_f} \int_0^{L_x} W(\tau_{z,l} + \tau_{z,u}) dxdt, \quad (2.11)$$

$$\%P_{req} = \frac{P_{req}}{P_{sav,0}}. \quad (2.12)$$

Infine il terzo, calcolato a partire dai due parametri precedenti, quantifica il bilancio energetico complessivo.

$$\%P_{net} = \%P_{sav} + \%P_{req}, \quad (2.13)$$

L'andamento di  $P_{net}$  in funzione di  $T^+$  e  $A^+$  è mostrato da figura 2.3. In figura 2.3 viene mostrata solo la regione dei piani  $T^+ - \%P_{net}$  e  $A^+ - \%P_{net}$  aventi valori positivi di  $\%P_{net}$ , la linea orizzontale rappresenta il valore di  $\%P_{net}$  nel caso di riferimento. Per un bilancio energetico ottimale la scelta dei parametri  $T^+$  ed  $A^+$  ricade negli intervalli  $T^+ = 100 - 150$  ed  $A^+ = 3 - 5$ . Il valore massimo di  $P_{net}$  ottenuto è di 7.3% considerando  $T^+ = 125$  e  $A^+ = 4.5$ .

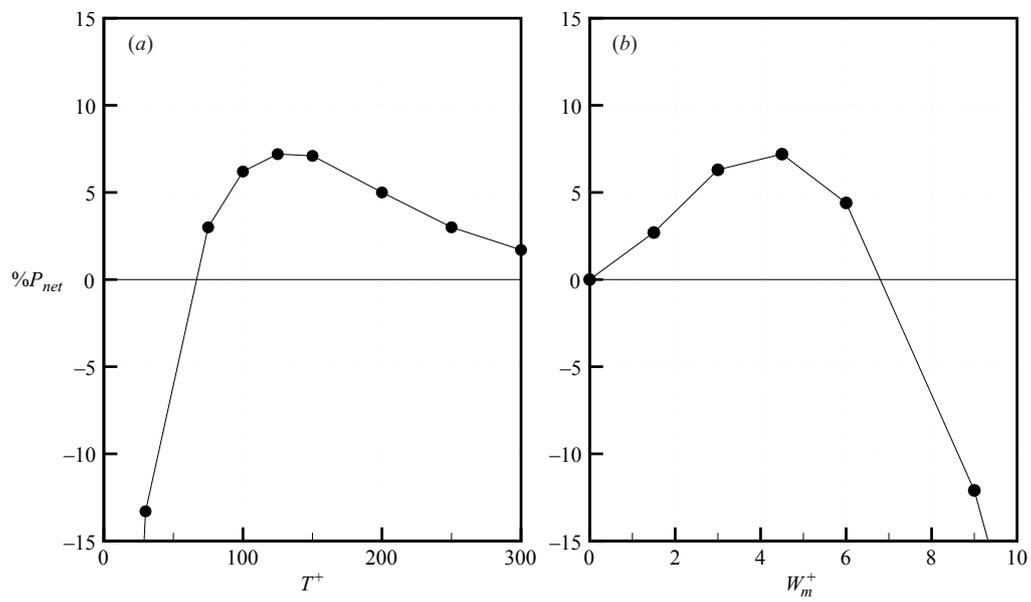


Figure 2.3: Bilancio energetico del controllo a parete oscillante: a sinistra % $P_{net}$  in funzione di  $T^+$  con  $A^+ = 4.5$  (indicato in figura con  $W_m^+$ ), a destra % $P_{net}$  in funzione di  $A^+$  con  $T^+ = 125$ .

Il calcolo della traiettoria delle particelle di fluido richiede la conoscenza del campo di velocità istantaneo del flusso nel canale. Tale campo di velocità viene ottenuto attraverso la simulazione numerica diretta (DNS) delle equazioni di Navier-Stokes per un fluido incomprimibile. Le dimensioni del dominio computazionale e le componenti del vettore velocità considerate sono riportate in figura 3.1.

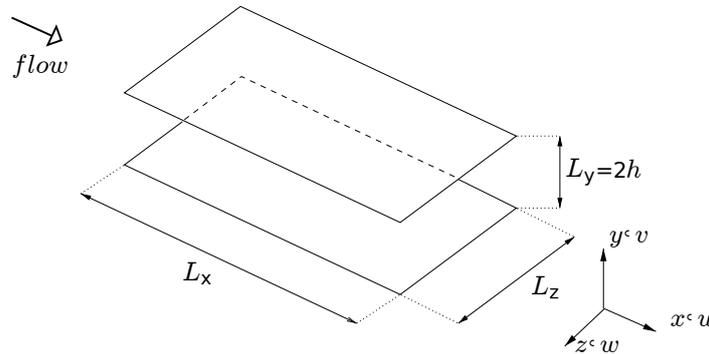


Figure 3.1: Dominio computazionale.

La DNS viene realizzata utilizzando il codice sviluppato da Quadrio & Luchini, lo schema di calcolo riportato qui di seguito è tratto dall'articolo "A low-cost parallel implementation of direct numerical simulation of wall turbulence" [17].

Le equazioni adimensionalizzate di Navier-Stokes per un fluido incomprimibile scritte nella forma scalare sono: l'equazione di continuità

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \quad (3.1)$$

le equazioni di conservazione della quantità di moto nella direzione x

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{Re} \nabla^2 u, \quad (3.2)$$

nella direzione y

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{1}{Re} \nabla^2 v, \quad (3.3)$$

e nella direzione z

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{1}{Re} \nabla^2 w. \quad (3.4)$$

A partire dalle suddette equazioni, vengono ricavate le equazioni differenziali per la componente normale di vorticità e tre termini non lineari della velocità. Grazie alla periodicità del flusso in x e z, la trasformata di Fourier viene utilizzata nelle rispettive direzioni.

La componente normale di vorticità è definita in termini dei gradienti di gradienti di velocità come

$$\eta = \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \quad (3.5)$$

mentre, nello spazio di Fourier, prende la forma:

$$\hat{\eta} = i\beta\hat{u} - i\alpha\hat{w}, \quad (3.6)$$

dove il cappelletto indica le grandezze trasformate nello spazio di Fourier,  $i = \sqrt{-1}$  è l'unità immaginaria e  $\alpha, \beta$  sono i numeri d'onda nelle direzioni x e z. L'equazione evolutiva monodimensionale di  $\hat{\eta}$  viene ricavata dal rotore dell'equazione (3.3) (Kim et al. [18]):

$$\frac{\partial \hat{\eta}}{\partial t} = \frac{1}{Re} (D_2(\hat{\eta}) - k^2 \hat{\eta}) + i\beta \widehat{HU} - i\alpha \widehat{HW}, \quad (3.7)$$

dove  $D_n$  denota la derivata di ordine  $n$  in direzione normale a parete,  $k^2 = \alpha^2 + \beta^2$ , mentre i termini non lineari sono raggruppati come segue

$$\widehat{HU} = i\alpha\widehat{u}\widehat{u} + D_1(\widehat{u}\widehat{v}) + i\beta\widehat{u}\widehat{w}, \quad (3.8)$$

$$\widehat{HV} = i\alpha\widehat{u}\widehat{v} + D_1(\widehat{v}\widehat{v}) + i\beta\widehat{v}\widehat{w}, \quad (3.9)$$

$$\widehat{HW} = i\alpha\widehat{u}\widehat{w} + D_1(\widehat{v}\widehat{w}) + i\beta\widehat{w}\widehat{w}. \quad (3.10)$$

La soluzione numerica dell'equazione 3.7 richiede una condizione iniziale per  $\hat{\eta}$  che viene ottenuta dalle condizioni iniziali del campo di velocità. Le condizioni al contorno, periodiche nelle direzioni omogenee, sono automaticamente soddisfatte nello spazio di Fourier: la condizione di aderenza si traduce in  $\hat{\eta} = 0$  da imporre a  $y = y_l$  (parete inferiore) e  $y = y_u$  (parete superiore). L'equazione per la componente  $\hat{v}$  di velocità normale alla parete (Kim, Moin & Moser [18]) è la seguente:

$$\frac{\partial}{\partial t}(D_2(\hat{v}) - k^2\hat{v}) = \frac{1}{Re}(D_4(\hat{v}) - 2k^2D_2(\hat{v}) + k^4\hat{v}) - k^2\widehat{HV} - D_1(i\alpha\widehat{HU} + i\beta\widehat{HW}). \quad (3.11)$$

Quest'ultima equazione può essere risolta numericamente nota la condizione iniziale per  $\hat{v}$ . Le condizioni al contorno, periodiche nelle direzioni omogenee, sono automaticamente soddisfatte nello spazio di Fourier:  $\hat{v} = 0$  (no-penetration condition) e  $D_1(\hat{v}) = 0$  (no-slip condition ottenuta dall'equazione di continuità) da imporre alle pareti.

Le componenti di velocità  $\hat{u}$ ,  $\hat{w}$ , nelle direzioni omogenee  $x$  e  $z$  possono essere ricavate a partire dalle espressioni (3.1), (3.7), scritte nello spazio di Fourier. Dalle due precedenti equazioni si ricava il seguente sistema di equazioni algebriche nelle incognite  $\hat{u}\hat{e}\hat{w}$ :

$$\begin{cases} \hat{u} = \frac{1}{k^2}(i\alpha D_1(\hat{v}) - i\beta\hat{\eta}), \\ \hat{w} = \frac{1}{k^2}(i\alpha\hat{\eta} + i\beta D_1(\hat{v})). \end{cases} \quad (3.12)$$

Questo sistema di equazioni è però singolare per  $\alpha = \beta = 0$  (cioè per  $k^2 = 0$ ).

Nello spazio di Fourier, i modi con  $k = 0$  corrispondono alla media spaziale delle componenti in  $x, z$  della velocità:

$$\tilde{u} = \frac{1}{L_x} \frac{1}{L_z} \int_0^{L_x} \int_0^{L_z} u(x, y, z, t) dx dz, \quad (3.13)$$

e

$$\tilde{w} = \frac{1}{L_x} \frac{1}{L_z} \int_0^{L_x} \int_0^{L_z} w(x, y, z, t) dx dz. \quad (3.14)$$

La media temporale di  $\tilde{u}$  corrisponde al profilo di velocità media nella direzione di avanzamento del flusso mentre la media temporale di  $\tilde{w}$  risulta essere nulla lungo tutto il canale. Il valore di  $\tilde{w}$  può, tuttavia, essere diverso da zero ad uno specifico istante. Vengono pertanto derivate due equazioni aggiuntive mediando nello spazio le equazioni di bilancio della quantità di moto nella direzione  $x$

$$\frac{\partial \tilde{u}}{\partial t} = \frac{1}{Re} D_2(\tilde{u}) - D_1(\tilde{u}\tilde{v}) + f_x, \quad (3.15)$$

e nella direzione  $z$

$$\frac{\partial \tilde{w}}{\partial t} = \frac{1}{Re} D_2(\tilde{w}) - D_1(\tilde{v}\tilde{w}) + f_z. \quad (3.16)$$

dove  $f_x$  e  $f_z$  rappresentano i termini forzanti necessari a vincere la resistenza viscosa del fluido quando si oscilla la parete.

Le equazioni per il calcolo di  $\eta, v, u, w$  possono essere riassunte come segue: le prime due grandezze, sono ottenute dalle equazioni (3.7) e (3.11), quest'ultime, considerando noti i termini non-lineari, risultano disaccoppiate e, con una opportuna discretizzazione temporale, possono essere risolte ad ogni time-step, le seconde due variabili, note  $\eta, v$ , sono ottenute dal sistema di equazioni (3.12).

Questo problema alle derivate parziali, per poter essere risolto numericamente, necessita di una discretizzazione spazio-temporale: l'espansione spettrale nelle direzioni  $x$  e  $z$ , uno schema alle differenze finite compatto nella direzione  $y$ , e uno schema di integrazione temporale parzialmente implicito. L'espansione in serie di Fourier troncata viene utilizzata per discretizzare le

componenti di velocità  $v$

$$v(x, y, z, t) = \sum_{m=-nx/2}^{nx/2} \sum_{l=-nz/2}^{nz/2} \hat{v}_{hl}(y, t) e^{i\alpha x} e^{i\beta z}, \quad (3.17)$$

e  $\eta$

$$\eta(x, y, z, t) = \sum_{m=-nx/2}^{nx/2} \sum_{l=-nz/2}^{nz/2} \hat{\eta}_{hl}(y, t) e^{i\alpha x} e^{i\beta z}, \quad (3.18)$$

dove  $nx$  e  $nz$  indicano il numero di modi usati e  $\alpha = 2\pi m/L_x = \alpha_0 h$  e  $\beta = 2\pi l/L_z = \beta_0 l$  sono i numeri d'onda, dove  $m$  e  $l$  sono due indici interi e  $\alpha_0$  e  $\beta_0$  sono i numeri d'onda fondamentali.

La discretizzazione spaziale in direzione normale alla parete viene effettuata tramite i nodi  $ny$  disposti secondo la legge della tangente iperbolica:

$$y_i = y_{min} + \frac{y_{max} - y_{min}}{2} \frac{Th\left(\frac{2ai}{ny-1}\right)}{Th(a) + \frac{y_{max}-y_{min}}{2}} \quad (3.19)$$

dove  $a$  è una costante assegnata.

Le derivate di ordine  $n$  lungo  $y$  ( $D_n$ ) sono ottenute attraverso uno schema compatto alle differenze finite con una accuratezza del quarto ordine, per maggiori dettagli si rimanda all'articolo [17]. La discretizzazione temporale è ottenuta mediante uno schema parzialmente implicito: la parte esplicita delle equazioni viene integrata con uno schema di Runge-Kutta del terzo ordine, mentre la parte implicita, limitante dal punto di vista della stabilità, con uno schema di Crank-Nicolson del secondo ordine. L'equazione discretizzata per

l'evoluzione di  $\eta$  è

$$\begin{aligned} \frac{\lambda}{\Delta t} \hat{\eta}_{hl}^{n+1} - \frac{1}{Re} [D_2(\hat{\eta}_{hl}^{n+1}) - k^2 \hat{\eta}_{hl}^{n+1}] = \\ \frac{\lambda}{\Delta t} \hat{\eta}_{hl}^n + \frac{1}{Re} [D_2(\hat{\eta}_{hl}^n) - k^2 \hat{\eta}_{hl}^n] + \\ \theta \left( i\beta_0 l \left( \widehat{HU} \right)_{hl} - i\alpha_0 h \widehat{HW}_{hl} \right)^n + \\ \xi \left( i\beta_0 l (HU)_{hl} - i\alpha_0 h \widehat{HW}_{hl} \right)^{n-1}, \quad (3.20) \end{aligned}$$

e l'analoga equazione per  $v$  è

$$\begin{aligned} \frac{\lambda}{\Delta t} (D_2(\hat{v}_{hl}^{n+1}) - k^2 \hat{v}_{hl}^{n+1}) - \frac{1}{Re} [D_4(\hat{v}_{hl}^{n+1}) - 2k^2 D_2(\hat{v}_{hl}^{n+1}) + k^4 \hat{v}_{hl}^{n+1}] = \\ \frac{\lambda}{\Delta t} (D_2(\hat{v}_{hl}^n) - k^2 \hat{v}_{hl}^n) + \frac{1}{Re} [D_4(\hat{v}_{hl}^n) - 2k^2 D_2(\hat{v}_{hl}^n) + k^4 \hat{v}_{hl}^n] + \\ \theta (-k^2 \widehat{HV}_{hl} - D_1(i\alpha_0 h \widehat{HU}_{hl} + i\beta l \widehat{HW}_{hl}))^n + \\ \xi (-k^2 \widehat{HV}_{hl} - D_1(i\alpha_0 h \widehat{HU}_{hl} + i\beta_0 l \widehat{HW}_{hl}))^{n-1}, \quad (3.21) \end{aligned}$$

dove con la scelta dei parametri  $\lambda$ ,  $\theta$  e  $\xi$  è possibile variare lo schema di avanzamento temporale (in base alle diverse alternative messe a disposizione dal codice).

Noto il campo di velocità del flusso nel tempo, la traiettoria dei traccianti Lagrangiani viene calcolata a posteriori (Post-Processing) tramite Paraview (software open-source per l'analisi e la visualizzazione di dati scientifici sviluppato dalla Kitware). Il software agisce sui campi di velocità tramite sei "filtri" o algoritmi di diversa funzionalità. Le prime operazioni svolte sul dataset riguardano la gestione del dominio computazionale, in particolare, vengono utilizzate delle copie del dominio stesso per estendere il dominio nelle direzioni omogenee (x e z). I filtri utilizzati a tale scopo sono: *Transform* che consente di riposizionare le copie del dominio computazionale e *Group-Datasets* raggruppa le molteplici copie in un unico dominio computazionale. Il passo successivo è quello di definire la scala temporale con il filtro *Temporal-ShiftScale* assegnando, ad ogni campo di velocità, l'istante di appartenenza. L'efficienza nel calcolo delle traiettorie dei traccianti Lagrangiani viene aumentata grazie al filtro *TemporalCache* che mette a disposizione una memoria cache utilizzata per salvare, ad ogni time-step, i dati che verranno richiesti

nei time-steps successivi, evitando così un loro ricalcolo. La definizione del passo temporale  $\Delta t$ , necessario all'integratore per il calcolo delle traiettorie dei traccianti, viene assegnato tramite il filtro *TemporalInterpolator*. Questo filtro, nel caso venisse impostato un  $\Delta t$  inferiore a quello usato per calcolare i campi di velocità, ottiene i dati necessari interpolando linearmente i campi di velocità stessi.

Impostata la dimensione spazio-temporale del dataset scientifico, si procede con il calcolo delle traiettorie dei traccianti Lagrangiani che identificano le particelle fluide. Inizialmente, si posiziona nel dominio computazionale una sorgente la cui geometria può essere scelta arbitrariamente, per esempio una linea (linesource) o un piano (planesource). La funzione della sorgente è quella di marcare le particelle di fluido a determinati istanti temporali, definendo così la condizione iniziale di quest'ultime. La risoluzione della sorgente determina la quantità di particelle marcate (sulla linea o sul piano) nel singolo istante temporale. A partire dalla posizione iniziale delle particelle marcate, il filtro *ParticleTracer* integra nel tempo l'evoluzione delle loro traiettorie usando uno schema di Runge-Kutta del quarto ordine (RK4).

Per descrivere lo schema di RK4, consideri una cella unitaria appartenente della griglia rettilinea con la quale è stato discretizzato il dominio computazionale nello spazio. Il campo istantaneo di velocità è noto negli otto vertici che definiscono la cella come mostrato in figura 3.2.

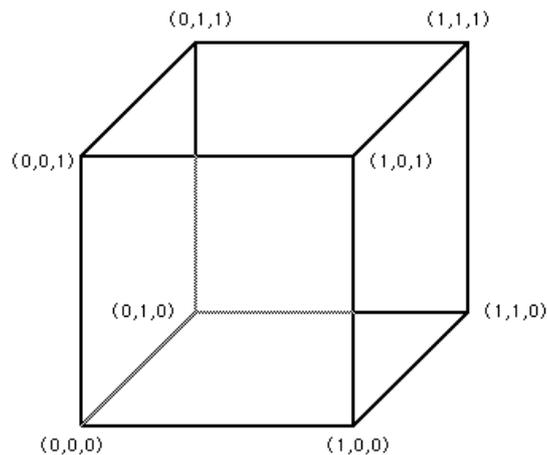


Figure 3.2: Cella unitaria della griglia rettilinea.

Per risalire alla velocità al tempo  $n$ -esimo  $\mathbf{V}_p^n$  di una particella di fluido posta all'interno della cella nel punto  $p(x, y, z)$ , viene utilizzata la seguente formula di interpolazione trilineare (P.Bourke [19]):

$$\begin{aligned} \mathbf{V}_p^n = & \mathbf{V}_{000}^n(1-x)(1-y)(1-z) + \mathbf{V}_{100}^n x(1-y)(1-z) + \\ & \mathbf{V}_{010}^n(1-x)y(1-z) + \mathbf{V}_{001}^n(1-x)(1-y)z + \\ & \mathbf{V}_{101}^n x(1-y)z + \mathbf{V}_{011}^n(1-x)yz + \\ & \mathbf{V}_{110}^n xy(1-z) + \mathbf{V}_{111}^n xyz, \end{aligned} \quad (3.22)$$

dove i pedici dei vettori si riferiscono ai vertici della cella cubica mostrata in figura 3.2.

Nota la velocità istantanea della particella nel punto  $p$ , è possibile procedere con il calcolo della sua traiettoria. Seguendo l'approccio di Joy [20], vengono di seguito presentati due algoritmi che consentono di introdurre il metodo RK4: il metodo di Eulero e il metodo di Eulero migliorato. La posizione  $p^{n+1}$  occupata dalla particella dopo il tempo  $\Delta t$  può essere ottenuta attraverso il metodo di Eulero:

$$p^{n+1} = p^n + \Delta t \mathbf{V}_p^n. \quad (3.23)$$

Questa formulazione, iterata nel tempo, consente di ottenere la traiettoria della particella considerata con un errore dell'ordine  $O(\Delta t)$ .

Un algoritmo più accurato è il metodo di Eulero migliorato che si basa nel predire la posizione della particella tramite il precedente metodo di Eulero e successivamente di correggerla grazie a dati aggiuntivi ottenuti. Basandosi sulla figura 3.3, a partire dal punto  $p^n$ , in cui risiede la particella di fluido all'istante  $n$ -esimo, viene utilizzata l'espressione (3.23) per predire la posizione della particella all'istante successivo  $p_{(P)}^{n+1}$ . A questo punto, viene calcolato il vettore  $\mathbf{V}_{p(P)}^{n+1}$  in  $p_{(P)}^{n+1}$  e questo dato viene utilizzato per correggere  $p_{(P)}^{n+1}$  ottenendo un valore di  $p^{n+1}$  più preciso. Nella formulazione di Eulero migliorato, per ottenere  $p^{n+1}$  verrà compiuto un passo temporale di  $\frac{1}{2}\Delta t$  lungo  $\mathbf{V}_p^n$  e di  $\frac{1}{2}\Delta t$  lungo  $\mathbf{V}_{p(P)}^{n+1}$ , l'espressione matematica di  $p^{n+1}$  è la seguente

$$p^{n+1} = p^n + \frac{1}{2}\Delta t \mathbf{V}_p^n + \frac{1}{2}\Delta t \mathbf{V}_{p(P)}^{n+1} = p^n + \frac{1}{2}\Delta t \left( \mathbf{V}_p^n + \mathbf{V}_{p(P)}^{n+1} \right), \quad (3.24)$$

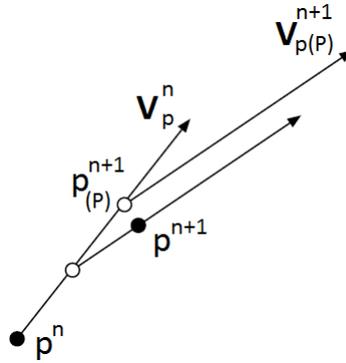


Figure 3.3: Predizione-correzione nel metodo di Eulero migliorato.

il cui errore è di  $O(\Delta t^2)$ .

Il metodo RK4 è simile al precedente ma presenta una accuratezza maggiore grazie all'impiego di un maggior numero di passi predizione-correzione. Come mostrato in figura 3.4, vengono calcolati tre vettori di predizione  $\mathbf{V}_{p(P1)}^{n+1}$ ,  $\mathbf{V}_{p(P2)}^{n+1}$ ,  $\mathbf{V}_{p(P3)}^{n+1}$  applicati rispettivamente ai punti  $p_{(P1)}^{n+1}$ ,  $p_{(P2)}^{n+1}$ ,  $p_{(P3)}^{n+1}$ . La

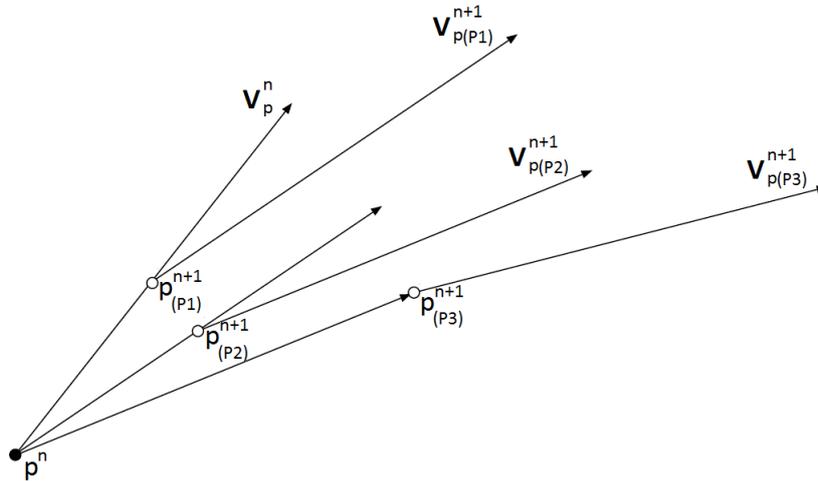


Figure 3.4: Predizione-correzione nel metodo di Runge-Kutta del quarto ordine.

formulazione matematica del metodo RK4, implementata nel filtro *Particle-Tracer*, è la seguente

$$p^{n+1} = p^n + \frac{1}{6}\Delta t \mathbf{V}_p^n + \frac{1}{3}\Delta t \mathbf{V}_{p(P1)}^{n+1} + \frac{1}{3}\Delta t \mathbf{V}_{p(P2)}^{n+1} + \frac{1}{6}\Delta t \mathbf{V}_{p(P3)}^{n+1} =$$

$$p^n + \frac{1}{6}\Delta t \left( \mathbf{V}_p^n + 2\mathbf{V}_{p(P1)}^{n+1} + 2\mathbf{V}_{p(P2)}^{n+1} + \mathbf{V}_{p(P3)}^{n+1} \right), \quad (3.25)$$

e la rappresentazione grafica si può vedere nella figura 3.5. Il metodo RK4 presenta una precisione superiore ai metodi precedentemente esposti, con un errore dell'ordine  $O(\Delta t^4)$ .

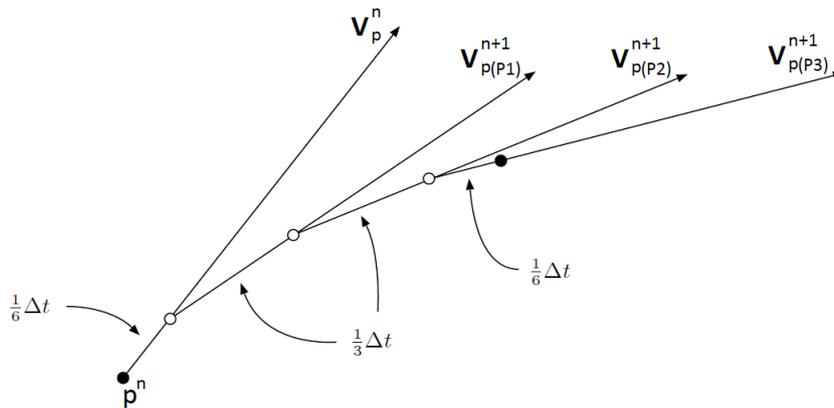


Figure 3.5: Traiettoria della particella ottenuta con la formulazione di Runge-Kutta del quarto ordine.

---

Nel secondo capitolo sono state presentate le caratteristiche principali della parete oscillante, in particolare, si è evidenziato che con la scelta opportuna dell'ampiezza di velocità  $A$  e il periodo  $T$  di oscillazione la tecnica di controllo consente di ottenere considerevoli riduzioni d'attrito turbolento. Tuttavia, il meccanismo che causa questa riduzione d'attrito non è stato ben capito e necessita perciò di essere maggiormente studiato. Le statistiche turbolente sono state usate ma non hanno identificato una netta distinzione tra i flussi controllato e di riferimento. In questa tesi si è scelto di utilizzare un approccio completamente diverso basato sull'utilizzo di traccianti Lagrangiani per investigare la dinamica dello strato limite turbolento dei flussi in esame.

## 4.1 Parametri

I flussi turbolenti considerati, di riferimento e controllato, sono stati calcolati a portata costante e a  $Re_\tau = 200$  e  $Re_\tau = 150$  rispettivamente. Per quanto riguarda la scelta dei numeri di  $Re$  e la dipendenza tra le prestazioni della parete oscillante e quest'ultimi si rimanda agli articoli di Ricco & Quadrio [21], Zhou & Ball [22], Quadrio & Ricco [16]. Considerando i risultati presentati nel capitolo 3 si è scelto di oscillare la parete con  $A = 0.5U_c$  ( $A^+ = 12$ ),  $T = 12.5 h/U_c$  ( $T^+ = 100$ ) per ottenere una consistente riduzione d'attrito che corrisponde ad un risparmio di potenza di circa il 33% ( $\%P_{sav}$ ). Con questi parametri, il bilancio energetico risulta essere negativo ( $\%P_{net} = -47$ ) perchè l'ampiezza di velocità  $A^+ = 12$  comporta una significativa richiesta energetica per lo spostamento delle pareti di circa  $\%P_{req} = -80$ . L'aspetto

energetico della parete oscillante, tuttavia, non è considerato nella presente analisi perchè siamo particolarmente interessati ad identificare e spiegare i meccanismi che riducono l'attrito nel caso controllato.

## 4.2 Statistiche

Le DNS's per i due casi, con e senza parete oscillante, sono state effettuate su un dominio computazionale di dimensioni ( $Lx^+ = 1257$ ,  $Ly^+ = 400$ ,  $Lz^+ = 628$ ) periodico nelle direzioni  $x$  e  $z$ . Tale periodicità non è implementabile in Paraview, si è pensato quindi di calcolare le statistiche dello spreading dei traccianti Lagrangiani nel tempo su un dominio esteso combinando più domini computazionali assieme. Per ottenere statistiche significative, è necessario garantire che nessun tracciante fuoriesca dal dominio computazionale durante il tempo di osservazione  $t_o = 12.5 h/U_c$ , scelto pari ad un periodo di oscillazione della parete. A tale scopo, servendosi di copie del dominio computazionale originale, si è realizzato un dominio multiplo avente triplice estensione in  $z$  e duplice in  $x$ , come mostrato in figura 4.1.

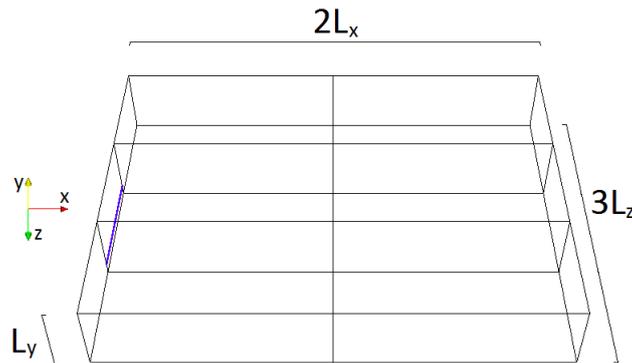


Figure 4.1: Dominio esteso costituito da sei copie del dominio computazionale originale. La linea blu rappresenta la sorgente (linesource) che immette i traccianti nel flusso.

Le dimensioni di questo dominio multiplo garantiscono che nessun tracciante fuoriesca dai lati del dominio a causa delle oscillazioni della parete o dal fondo del dominio a causa della velocità media al centro del canale.

I traccianti vengono immessi nel fluido tramite una linea sorgente orientata nella direzione delle  $z$  e posta a monte del dominio. Tale sorgente rilascia 2000 particelle marcate con una frequenza  $f^+ = 0.25$ , per un totale di 100000 particelle all'istante finale  $t_{tot}$ . Le statistiche mediate nel tempo sono ottenute spostando l'istante di immissione di ogni singolo tracciante in modo da far coincidere tutte le condizioni iniziali. In questo modo, il campione statistico istantaneo sarà composto da 100000 particelle marcate. Il confronto tra il flusso controllato e di riferimento viene ottenuto variando la distanza della linea sorgente rispetto alla parete inferiore ( $y_s$ ). Vengono considerati tre casi:  $y_s = -0.975, -0.95, -0.75 y/h$  corrispondenti a  $y_s^+ = 5, 10, 50$  per il caso di riferimento a parete fissa. Le altezze  $y_s$  sono state scelte basandosi sullo spessore dello SL  $\delta_s = -0.98 y/h$  ( $\delta_s^+ = 4$ ), con lo scopo di studiare l'influenza di quest'ultimo sullo spreading dei traccianti in funzione della distanza da parete.

### 4.2.1 Proiezione dei traccianti sul piano $z=0$ all'istante finale

Nelle figure 4.2, 4.3 e 4.4 viene mostrata la proiezione sul piano  $z = 0$  della posizione dei traccianti Lagrangiani all'istante finale nei due casi analizzati. Risulta evidente che l'oscillazione della parete limita notevolmente il trasporto dei traccianti verso il centro del canale rispetto al caso di riferimento. Con la linea sorgente posta a  $y_s = -0.975 y/h$ , la differenza nello spreading dei traccianti è sorprendente: di un fattore tre nella direzione delle  $x$  e di un fattore dieci nella direzione delle  $y$ . Con l'aumentare della distanza della linea sorgente dalla parete, quindi al diminuire dell'influenza dello SL sul moto delle particelle fluide, le diversità delle distribuzioni dei traccianti diminuiscono notevolmente, fino a diventare trascurabili nel caso  $y_s = -0.75 y/h$ . In quest'ultimo caso però si nota un fatto interessante, i traccianti rimangono distanti dalla parete quando questa oscilla. Si pensa perciò che lo SL divida in due il flusso nello strato limite impedendo ai traccianti, inizialmente all'esterno dello SL, di entrare nello stesso e viceversa.

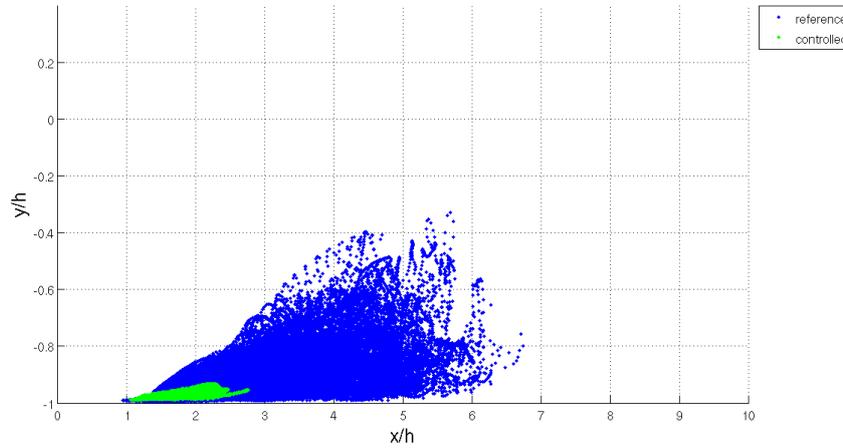


Figure 4.2: Proiezione dei traccianti sul piano  $z = 0$  all'istante finale  $t = t_o$ . Vengono rappresentati in verde i traccianti nel flusso controllato e in blu i traccianti nel flusso di riferimento. Per entrambi i casi analizzati si considera un'altezza di immissione del tracciante pari a  $y_s = -0.975 y/h$ .

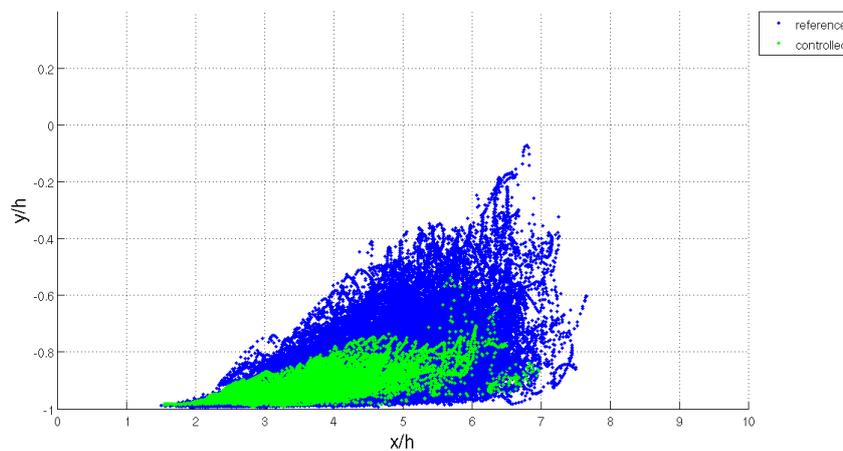


Figure 4.3: Proiezione dei traccianti sul piano  $z = 0$  all'istante finale  $t = t_o$ . Vengono rappresentati in verde i traccianti nel flusso controllato e in blu i traccianti nel flusso di riferimento. Per entrambi i casi analizzati si considera l'altezza di immissione del tracciante pari a  $y_s = -0.95 y/h$ .

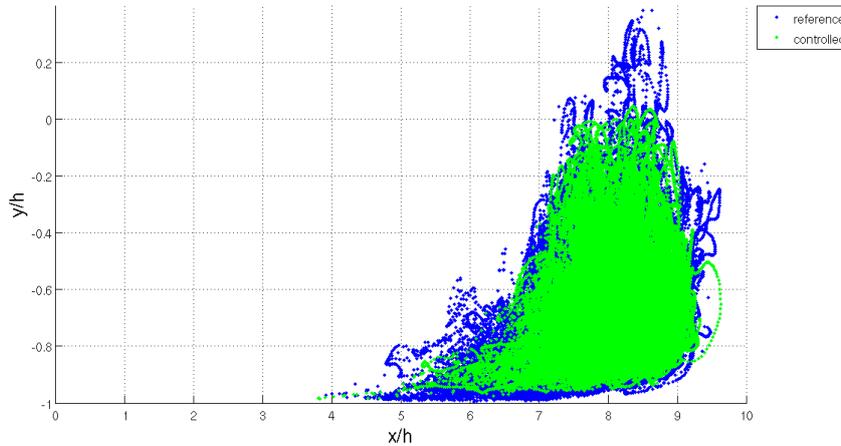


Figure 4.4: Proiezione dei traccianti sul piano  $z = 0$  all'istante finale  $t = t_o$ . Vengono rappresentati in verde i traccianti nel flusso controllato e in blu i traccianti nel flusso di riferimento. Per entrambi i casi analizzati si considera l'altezza di immissione del tracciante pari a  $y_s = -0.75 y/h$ .

### 4.2.2 Distribuzione spazio-temporale dei traccianti

Per quantificare i risultati mostrati graficamente nelle figure 4.2, 4.3 e 4.4 si è calcolata la variazione della densità dei traccianti per unità di volume in funzione delle variabili  $x$  e  $y$ . Per effettuare tale calcolo, viene definito il volume computazionale ( $V_{tot}$ ) come

$$V_{tot} = 2 \cdot L_x \cdot L_y \cdot L_z, \quad (4.1)$$

dove il fattore due tiene conto che il dominio in  $x$  è due volte più lungo del dominio usato nelle DNS's. La triplice estensione in  $z$  del dominio computazionale non viene considerata poiché le statistiche vengono calcolate esclusivamente sulla proiezione delle posizioni dei traccianti sul piano  $z = 0$ . Il volume  $V_{tot}$  viene successivamente suddiviso in scomparti (bins) discretizzando le direzioni  $x$  e  $y$ , rispettivamente come mostrato in figura FIG. Il

volume di ogni singolo bin ( $Vb_p$ ) viene definito come

$$Vb_p = \begin{cases} dx \cdot L_y \cdot L_z & p = x, \\ 2 \cdot Lx \cdot dy \cdot L_z & p = y, \end{cases} \quad (4.2)$$

dove  $dx$  e  $dy$  indicano le estensioni dei bin nelle rispettive direzioni  $x$  e  $y$ . La densità di particelle contenute istantaneamente in ogni bin,  $Db_p$ , viene calcolata come segue

$$Db_p = \frac{Nb_p}{Vb_p}. \quad (4.3)$$

dove  $Nb_p$  e' il numero di particelle contenute istantaneamente nel bin e  $p = x, y$ . La densità  $Db_p$  viene normalizzata rispetto alla densità  $D_{tot}$ , definita come

$$D_{tot} = \frac{N_{tot}}{V_{tot}}, \quad (4.4)$$

dove  $N_{tot}$  e' il numero totale di particelle contenute nel volume  $V_{tot}$ . Infine, la densità normalizzata  $D_p$  viene pertanto definita come

$$D_p = \frac{Db_p}{D_{tot}} \cdot \mathcal{C}, \quad p = x, y, \quad (4.5)$$

dove  $\mathcal{C}$  è una costante che rende unitaria l'area della distribuzione di densità. Il trasporto dei traccianti nei due casi (parete ferma e oscillante) viene caratterizzato dall'andamento della densità  $D_p$  ( $p = x, y$ ) che rappresenta quantitativamente la distribuzione dei traccianti, inizialmente contenuti in un singolo bin, nei bins adiacenti. I risultati sono stati ottenuti per  $dx = 0.0075 y/h$  e  $dy = 0.002 y/h$  e vengono categorizzati in base all'altezza  $y_s$  di immissione dei traccianti, si distinguono i seguenti casi: il *caso 1* con  $y_s = -0.975 y/h$ , il *caso 2* con  $y_s = -0.950 y/h$  e il *caso 3* con  $y_s = -0.750 y/h$ . Ogni caso viene analizzato studiando la variazione di  $D_p$  nello spazio e nel tempo.

### Caso 1

Vengono presentati i grafici che mostrano la variazione spazio-temporale di  $D_x$  per il flusso di riferimento (4.5) e controllato (4.6) considerando un'altezza

di immissione dei traccianti  $y_s = -0.975 y/h$ . La distribuzione  $D_x$  è rappresentata grazie ad un effetto luce-ombra ottenuto introducendo una sorgente luminosa in prossimità della terna rappresentata mentre le curve tratteggiate indicano le coordinate minime  $x_{min}$  e massime  $x_{max}$  dei traccianti ad ogni istante temporale. La diversa pendenza delle distribuzioni  $D_x$  è indice di una significativa differenza nella diffusione spazio-temporale dei traccianti nello strato limite turbolento. L'effetto della parete oscillante è quello di segregare il tracciante in pochi bins rispetto al caso di riferimento, ne consegue che la distribuzione istantanea, nel caso controllato, presenti valori di picco significativamente più elevati. Il valore massimo di  $D_x$ , per entrambi i casi analizzati, è raggiunto all'istante iniziale dove la totalità dei traccianti è contenuta in un unico bin. All'istante finale  $t = t_o$ , la distribuzione spaziale di  $D_x$ , a seguito della diffusione dei traccianti, tende a livellarsi presentando i minimi valori di picco. I valori di  $D_x$  inferiori all'unità, indicano una densità del tracciante inferiore rispetto alla densità minima di riferimento  $D_{tot}$  ottenuta dal rapporto tra la totalità delle particelle istantanee di tracciante  $N_{tot}$  e il volume computazionale totale  $V_{tot}$  (4.4).

Si considerano ora i grafici che mostrano la variazione spazio-temporale di  $D_y$  per il flusso di riferimento (4.7) e controllato (4.8) considerando un'altezza di immissione dei traccianti  $y_s = -0.975 y/h$ . Come si era notato in figura 4.2, nel flusso controllato la diffusione dei traccianti risulta ancor più limitata in direzione normale a parete ( $y$ ) rispetto alla direzione longitudinale ( $x$ ). Questo fenomeno è confermato dall'andamento di  $D_y$ : al termine del tempo di osservazione  $t_o$  i traccianti nel flusso controllato si mantengono compresi in molti meno bins rispetto al caso oscillante, riportando valori di densità con picchi pari a circa  $80 \cdot D_{tot}$ . Una netta differenza si riscontra inoltre nei valori delle altezze massime raggiunte dai traccianti, mentre nel flusso controllato il tracciante si mantiene ad altezze prossime allo spessore dello Stokes layer ( $\delta_s = -0.98 y/h$ ) nel flusso di riferimento il tracciante arriva a raggiungere altezze di circa  $\delta_s = -0.30 y/h$ .

Il *caso 1* si conclude riportando i grafici 4.9, 4.10, 4.11 e 4.12 ottenuti variando l'angolo di visuale delle precedenti rappresentazioni di  $D_p$ : si rinuncia alla dimensione di  $D_p$  stessa al fine di mostrare più chiaramente la diffusione dei traccianti nel tempo.

Questi grafici, come i precedenti, mostrano come il tracciante nel flusso controllato viene diffuso molto più lentamente nel tempo rispetto al flusso di riferimento, comportando una concentrazione istantanea maggiore del tracciante stesso quindi una densità più elevata. Risulta ben visibile l'andamento delle curve tratteggiate che identificano le coordinate spaziali minime e mas-

sime raggiunte dai traccianti ad ogni istante. Si nota che tali curve presentano degli andamenti a “gomito” che si manifestano come una improvvisa variazione di pendenza della curva stessa. Tali fenomeni, presenti in entrambi i casi analizzati, identificano una o più particelle marcate che variano improvvisamente la loro altezza da parete, avvicinandosi alla stessa o portandosi verso il centro del flusso, causando quindi una variazione della loro velocità media indicata dalla pendenza della curva stessa.

### Caso 2

Vengono presentati gli analoghi grafici visti per il *caso 1* ma relativi ad un'altezza di immissione dei traccianti  $y_s = -0.975 y/h$ . Dai risultati, è evidente che anche i traccianti immessi a  $y_s = -0.95 y/h$  risentono dell'influenza dello SL. La differenza delle distribuzioni  $D_p$  tra i due flussi analizzati si rivela meno marcata: infatti, rispetto al *caso 1*, il tracciante nel flusso controllato risulta distribuito in un intervallo spaziale molto maggiore, sia in  $x$  che in  $y$ . Ciononostante, la densità dei traccianti, considerata la propagazione di quest'ultimi sia in direzione  $x$  che  $y$ , è ancora visibilmente maggiore nel flusso controllato durante tutto il periodo di osservazione  $t_o$ . I grafici relativi al *caso 2* sono mostrati, per il flusso di riferimento e controllato, dalle figure: 4.13 e 4.14 per l'andamento di  $D_x$ , 4.15 e 4.16 per l'andamento di  $D_y$ , 4.17 e 4.18 per la diffusione dei traccianti lungo  $x$  e infine 4.19 e 4.20 per la diffusione dei traccianti lungo  $y$ .

### Caso 3

A  $y_s = -0.75 y/h$ , analizzando gli analoghi grafici considerati nei casi precedenti, i traccianti nel flusso controllato sembrano non risentire della presenza dello SL. Dai grafici si osserva infatti che le differenze nella diffusione dei traccianti sono diventate trascurabili. Nel *caso 3* i traccianti, per entrambi i flussi analizzati, presentano uno spreading molto più elevato rispetto ai casi *caso 2* e *caso 3* in entrambe le direzioni  $x$  e  $y$ . I grafici relativi al *caso 2* sono mostrati, per il flusso di riferimento e controllato, dalle figure: 4.21 e 4.14 per l'andamento di  $D_x$ , 4.23 e 4.16 per l'andamento di  $D_y$ , 4.25 e 4.26 per la diffusione dei traccianti lungo  $x$  e infine 4.27 e 4.28 per la diffusione dei traccianti lungo  $y$ .

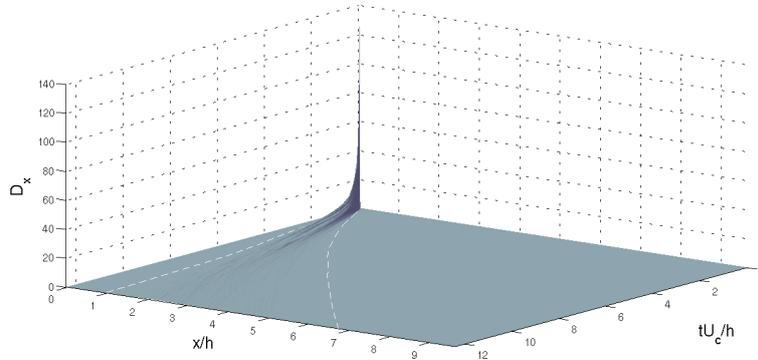


Figure 4.5: Distribuzione spatio-temporale della densità di particelle normalizzata  $D_x$  nel flusso di riferimento, con altezza di immissione dei traccianti  $y_s = -0.975 y/h$ .

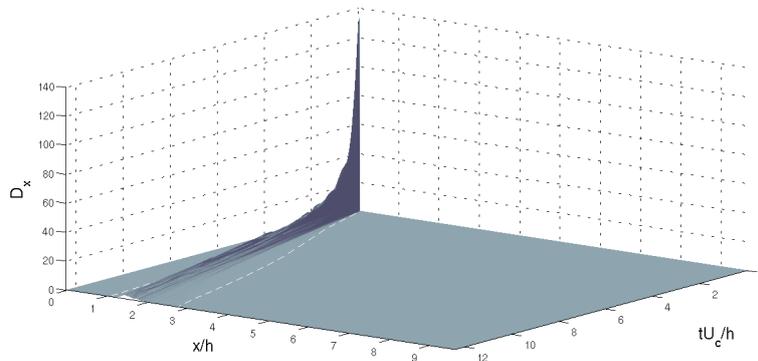


Figure 4.6: Distribuzione spatio-temporale della densità di particelle normalizzata  $D_x$  nel flusso controllato, con altezza di immissione dei traccianti  $y_s = -0.975 y/h$ .

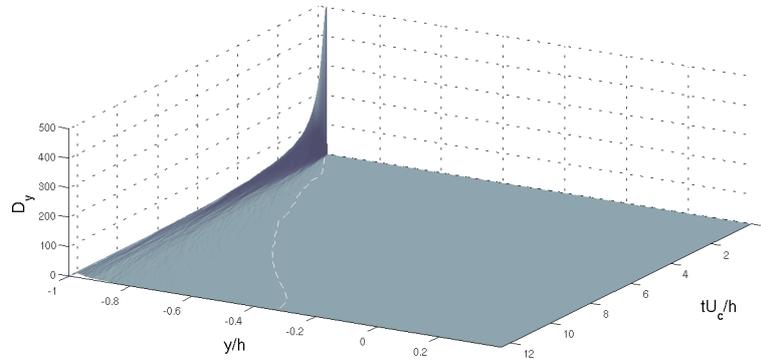


Figure 4.7: Distribuzione spatio-temporale della densità di particelle normalizzata  $D_y$  nel flusso di riferimento, con altezza di immissione dei traccianti  $y_s = -0.975 y/h$ .

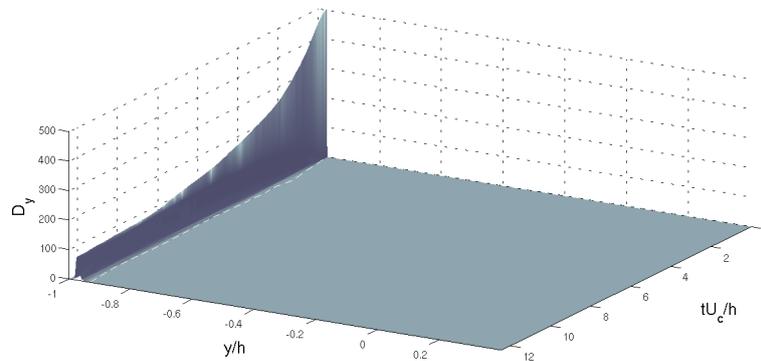


Figure 4.8: Distribuzione spatio-temporale della densità di particelle normalizzata  $D_y$  nel flusso controllato, con altezza di immissione dei traccianti  $y_s = -0.975 y/h$ .

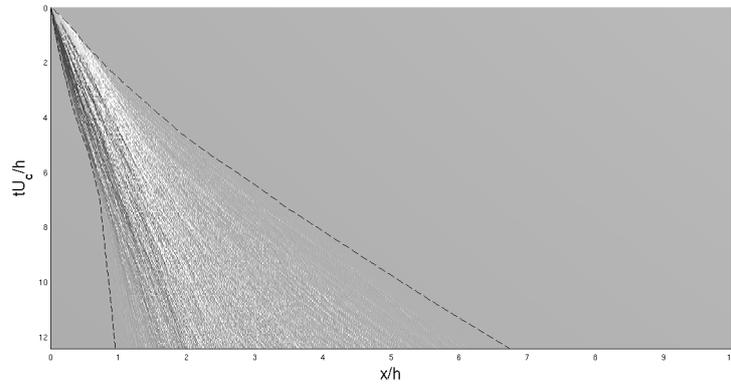


Figure 4.9: Diffusione spazio-temporale del tracciante lungo la direzione  $x$  nel flusso di riferimento. Il tracciante è stato immesso nel flusso ad un'altezza  $y_s = -0.975 y/h$ .

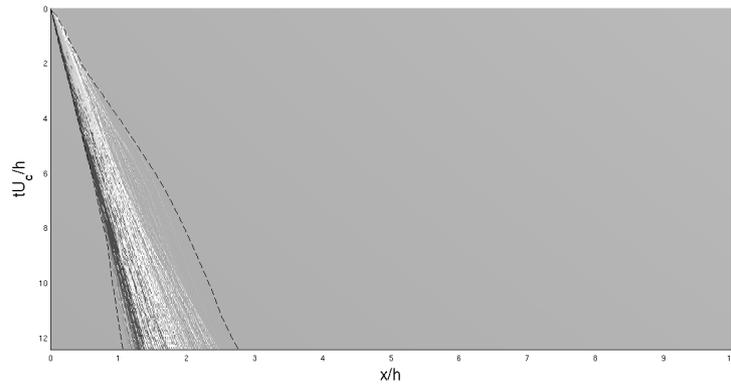


Figure 4.10: Diffusione spazio-temporale del tracciante lungo la direzione  $x$  nel flusso controllato. Il tracciante è stato immesso nel flusso ad un'altezza  $y_s = -0.975 y/h$ .

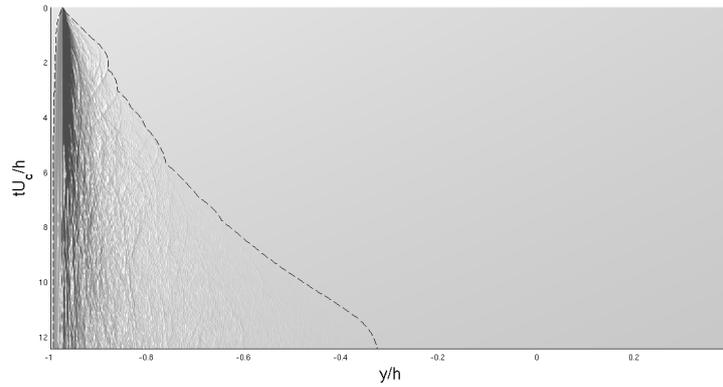


Figure 4.11: Diffusione spazio-temporale del tracciante lungo la direzione  $y$  nel flusso di riferimento. Il tracciante è stato immesso nel flusso ad un'altezza  $y_s = -0.975 y/h$ .

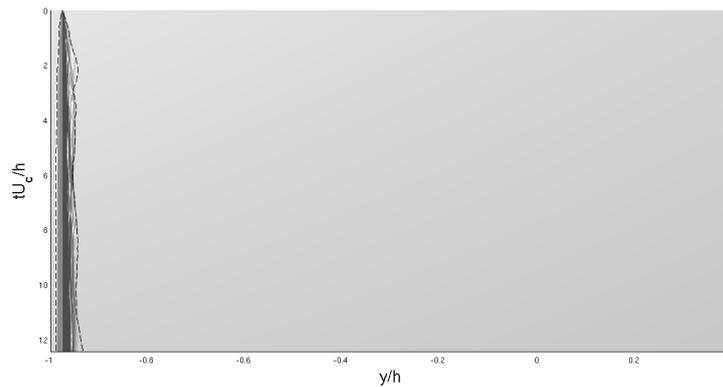


Figure 4.12: Diffusione spazio-temporale del tracciante lungo la direzione  $y$  nel flusso controllato. Il tracciante è stato immesso nel flusso ad un'altezza  $y_s = -0.975 y/h$ .

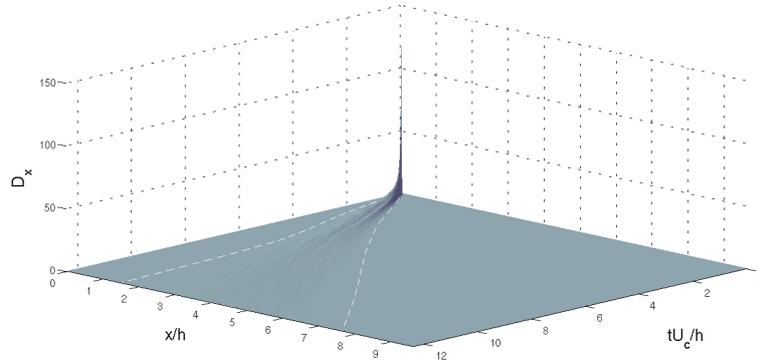


Figure 4.13: Distribuzione spatio-temporale della densità di particelle normalizzata  $D_x$  nel flusso di riferimento, con altezza di immissione dei traccianti  $y_s = -0.95 y/h$ .

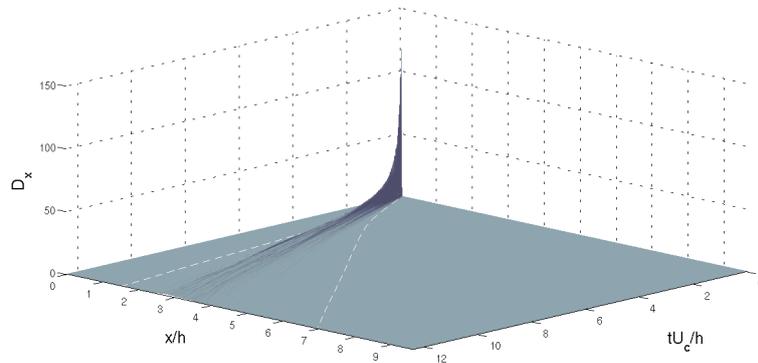


Figure 4.14: Distribuzione spatio-temporale della densità di particelle normalizzata  $D_x$  nel flusso controllato, con altezza di immissione dei traccianti  $y_s = -0.95 y/h$ .

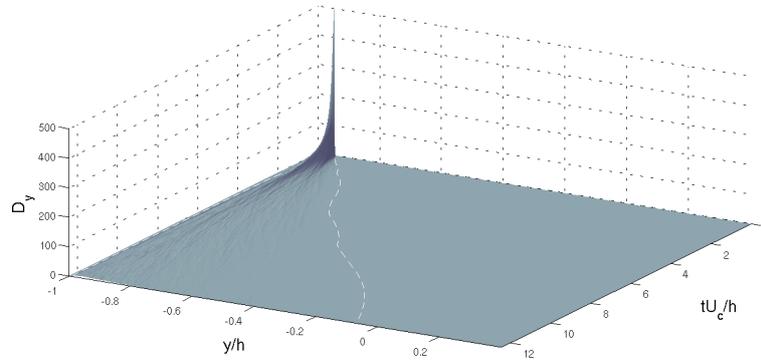


Figure 4.15: Distribuzione spatio-temporale della densità di particelle normalizzata  $D_y$  nel flusso di riferimento, con altezza di immissione dei traccianti  $y_s = -0.95 y/h$ .

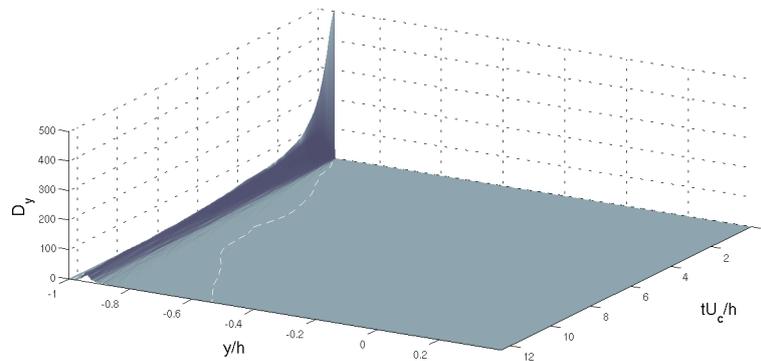


Figure 4.16: Distribuzione spatio-temporale della densità di particelle normalizzata  $D_y$  nel flusso controllato, con altezza di immissione dei traccianti  $y_s = -0.95 y/h$ .

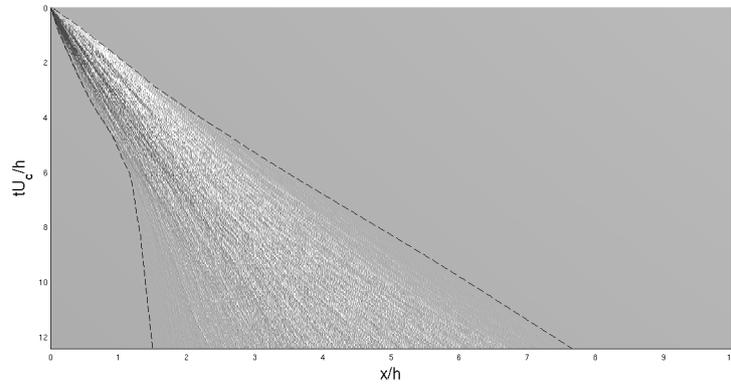


Figure 4.17: Diffusione spazio-temporale del tracciante lungo la direzione  $x$  nel flusso di riferimento. Il tracciante è stato immesso nel flusso ad un'altezza  $y_s = -0.95 y/h$ .

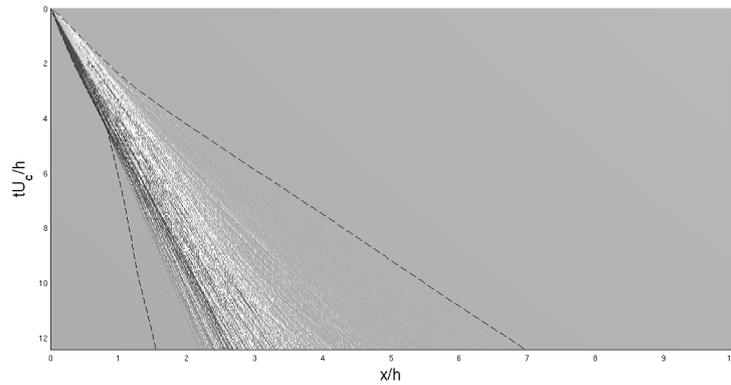


Figure 4.18: Diffusione spazio-temporale del tracciante lungo la direzione  $x$  nel flusso controllato. Il tracciante è stato immesso nel flusso ad un'altezza  $y_s = -0.95 y/h$ .

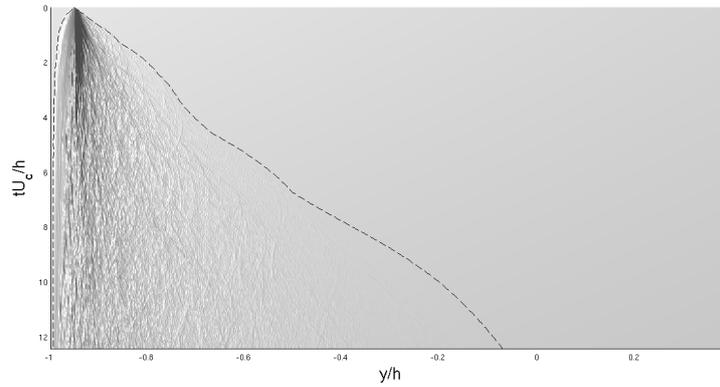


Figure 4.19: Diffusione spazio-temporale del tracciante lungo la direzione  $y$  nel flusso di riferimento. Il tracciante è stato immesso nel flusso ad un'altezza  $y_s = -0.95 y/h$ .

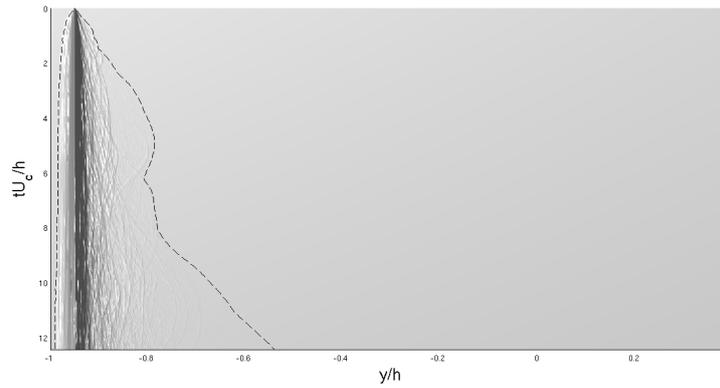


Figure 4.20: Diffusione spazio-temporale del tracciante lungo la direzione  $y$  nel flusso controllato. Il tracciante è stato immesso nel flusso ad un'altezza  $y_s = -0.95 y/h$ .

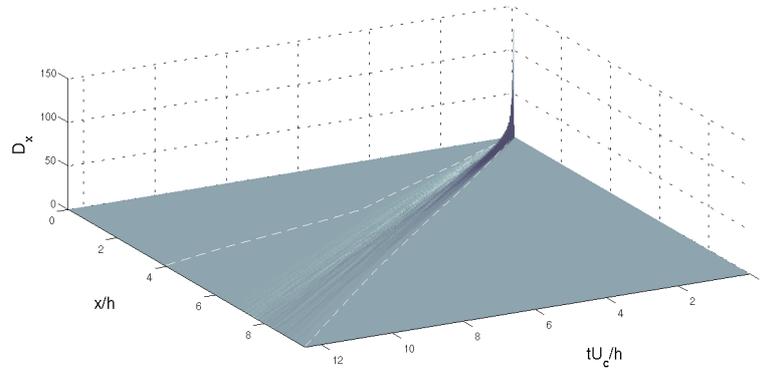


Figure 4.21: Distribuzione spatio-temporale della densità di particelle normalizzata  $D_x$  nel flusso di riferimento, con altezza di immissione dei traccianti  $y_s = -0.75 y/h$ .

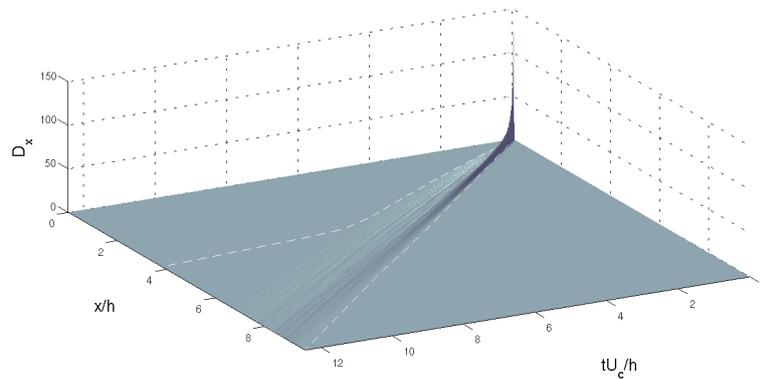


Figure 4.22: Distribuzione spatio-temporale della densità di particelle normalizzata  $D_x$  nel flusso controllato, con altezza di immissione dei traccianti  $y_s = -0.75 y/h$ .

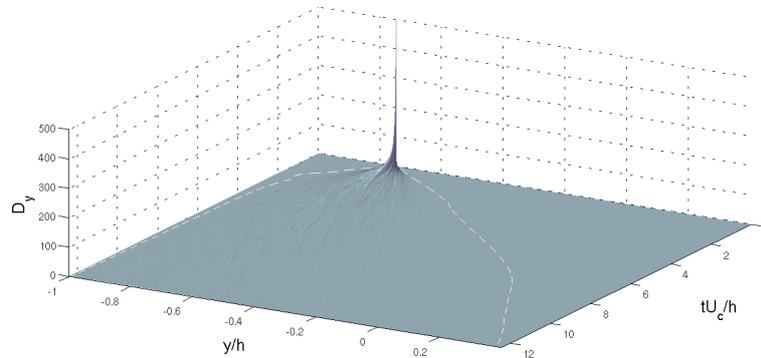


Figure 4.23: Distribuzione spazio-temporale della densità di particelle normalizzata  $D_y$  nel flusso di riferimento, con altezza di immissione dei traccianti  $y_s = -0.75 y/h$ .

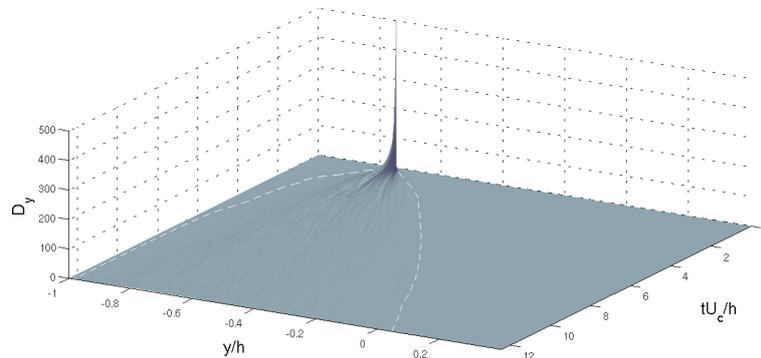


Figure 4.24: Distribuzione spazio-temporale della densità di particelle normalizzata  $D_y$  nel flusso controllato, con altezza di immissione dei traccianti  $y_s = -0.75 y/h$ .

[h]

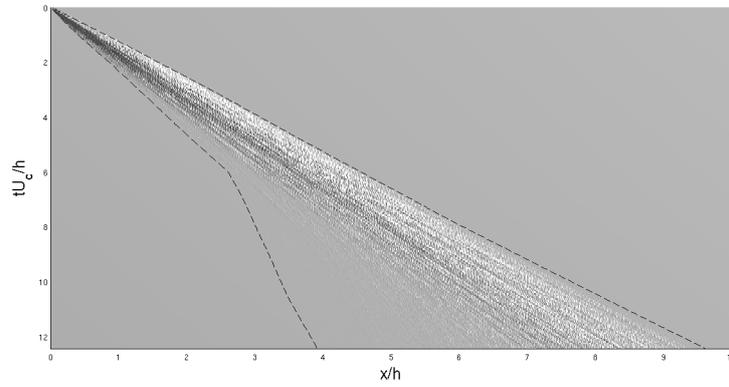


Figure 4.25: Diffusione spazio-temporale del tracciante lungo la direzione  $x$  nel flusso di riferimento. Il tracciante è stato immesso nel flusso ad un'altezza  $y_s = -0.75 y/h$ .

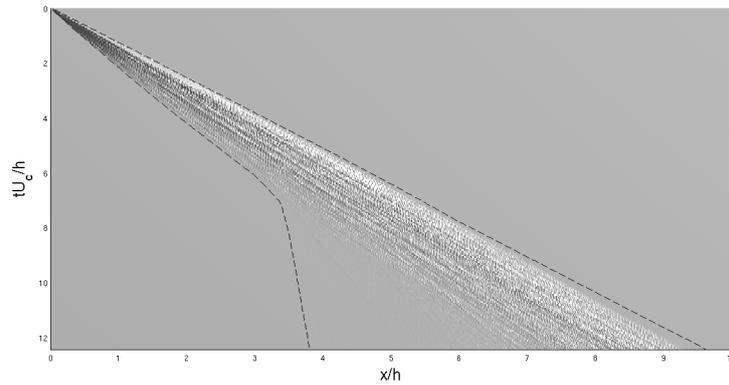


Figure 4.26: Diffusione spazio-temporale del tracciante lungo la direzione  $x$  nel flusso controllato. Il tracciante è stato immesso nel flusso ad un'altezza  $y_s = -0.75 y/h$ .

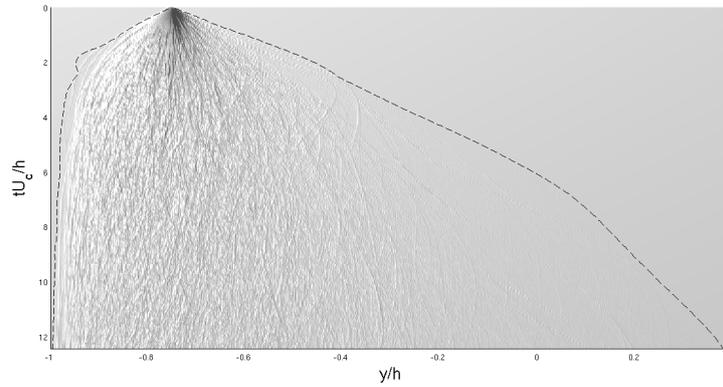


Figure 4.27: Diffusione spatio-temporale del tracciante lungo la direzione  $y$  nel flusso di riferimento. Il tracciante è stato immesso nel flusso ad un'altezza  $y_s = -0.75 y/h$ .

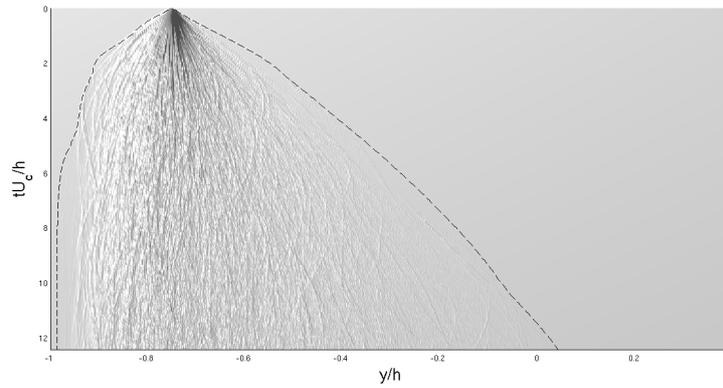


Figure 4.28: Diffusione spatio-temporale del tracciante lungo la direzione  $y$  nel flusso controllato. Il tracciante è stato immesso nel flusso ad un'altezza  $y_s = -0.75 y/h$ .

### 4.2.3 Distribuzione dei traccianti all'istante finale

Una visione d'insieme dei casi analizzati (*caso 1*, *caso 2* e *caso 3*) viene ottenuta analizzando, per il flusso controllato e di riferimento, le distribuzioni  $D_x$  (figure 4.29e 4.30) e  $D_y$  (4.31 e 4.32) all'istante finale ad ogni altezza  $y_s$  considerata. Si conferma quanto affermato nei grafici precedenti: le differenze negli andamenti di  $D_x$  e  $D_y$ , per i flussi analizzati, risultano più che nette sia e soprattutto per  $y_s = -0.975 y/h$  che per  $y_s = 0.975 y/h$ . In questi due casi i traccianti nel flusso controllato, a causa di uno spreading limitato, risultano segregati in pochi bins e, di conseguenza, presentano valori di densità più elevati rispetto al flusso di riferimento (distribuzioni blu e rosse). Le diversità tra i flussi analizzati si attenuano aumentando la distanza di immissione dei traccianti da parete e per  $y_s = -0.975 y/h$  sembrano essere trascurabili (distribuzioni nere).

### 4.2.4 Immissione della totalità dei traccianti all'istante iniziale

In questa sezione si confrontano i risultati precedentemente discussi, con quelli ottenuti immettendo nel flusso 100000 particelle marcate ( $N_{tot}$ ) esclusivamente all'istante iniziale. I risultati, mostrati dalle figure 4.33-4.41, mettono in evidenza l'importanza di analizzare campioni statistici mediati nel tempo piuttosto di un unico campione statistico. Si nota che i grafici delle distribuzioni  $D_p$  sono soggette ad un rumore che nelle precedenti analisi è stato pressoché abbattuto dalla mediazione temporale effettuata. Differenze appaiono significative anche nella proiezione dei traccianti sul piano  $z = 0$ : nel caso di un unico campione statistico, si nota che le particelle marcate nel flusso di riferimento risultano allineate poiché tendono a mantenere la forma della linea sorgente dalla quale sono state rilasciate.

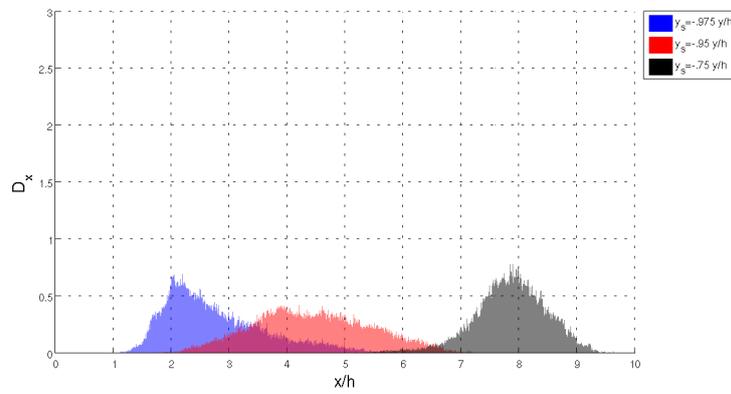


Figure 4.29: Distribuzione  $D_x$  all'istante finale  $t = t_o$ . I traccianti sono immessi nel flusso di riferimento alle altezze  $y_s = -0.975, -0.95$  e  $-0.75 y/h$ .

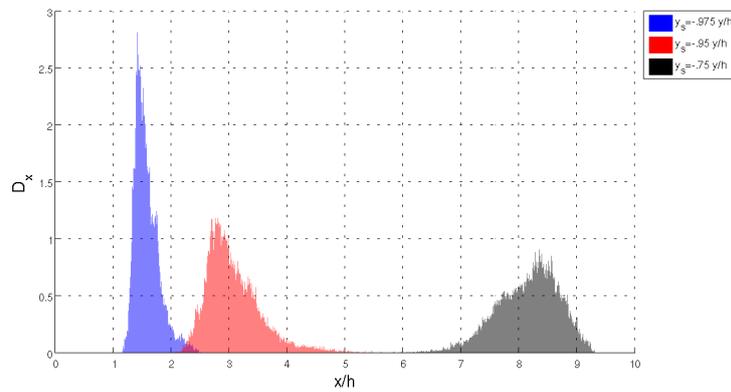


Figure 4.30: Distribuzione  $D_x$  all'istante finale  $t = t_o$ . I traccianti sono immessi nel flusso controllato alle altezze  $y_s = -0.975, -0.95$  e  $-0.75 y/h$ .

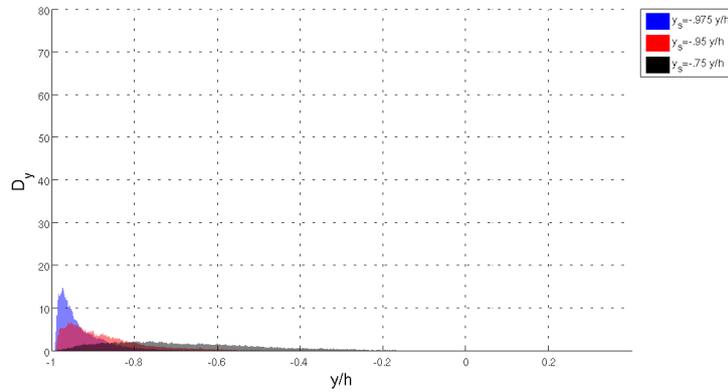


Figure 4.31: Distribuzione  $D_y$  all'istante finale  $t = t_o$ . I traccianti sono immessi nel flusso di riferimento alle altezze  $y_s = -0.975, -0.95$  e  $-0.75 y/h$ .

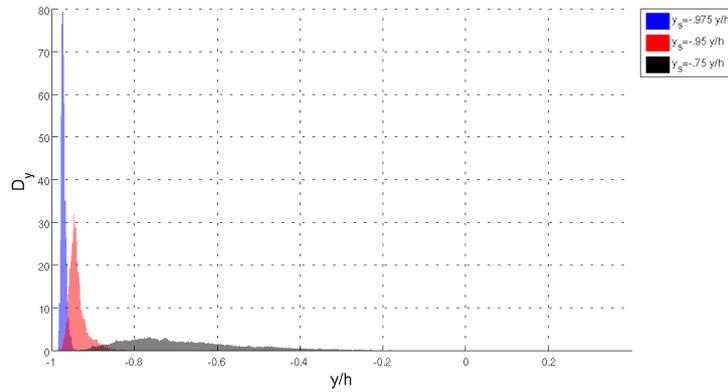


Figure 4.32: Distribuzione  $D_y$  all'istante finale  $t = t_o$ . I traccianti sono immessi nel flusso controllato alle altezze  $y_s = -0.975, -0.95$  e  $-0.75 y/h$ .

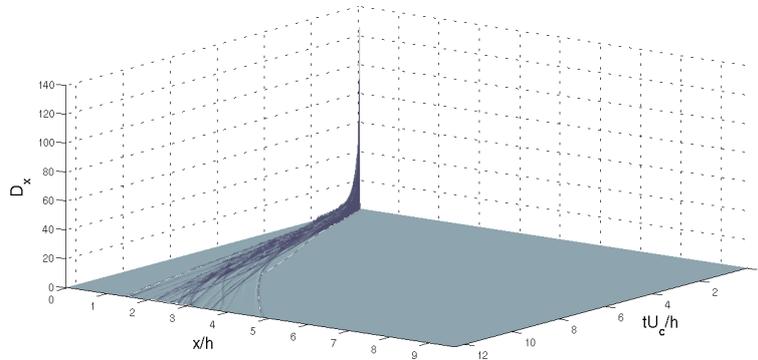


Figure 4.33: Distribuzione spatio-temporale della densità di particelle normalizzata  $D_x$  nel flusso di riferimento, con un'unica di immissione dei traccianti a  $y_s = -0.975 y/h$ .

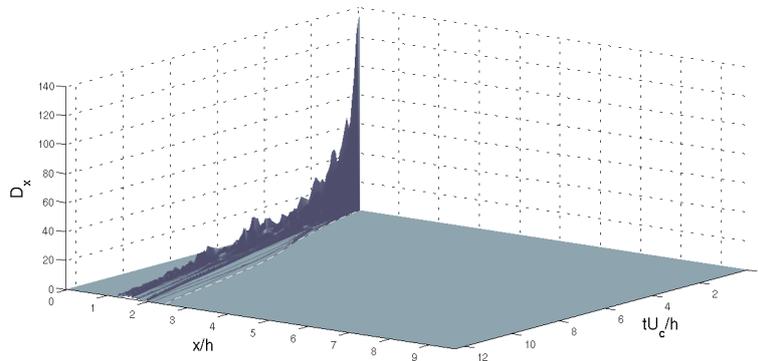


Figure 4.34: Distribuzione spatio-temporale della densità di particelle normalizzata  $D_x$  nel flusso controllato, con un'unica immissione dei traccianti a  $y_s = -0.975 y/h$ .

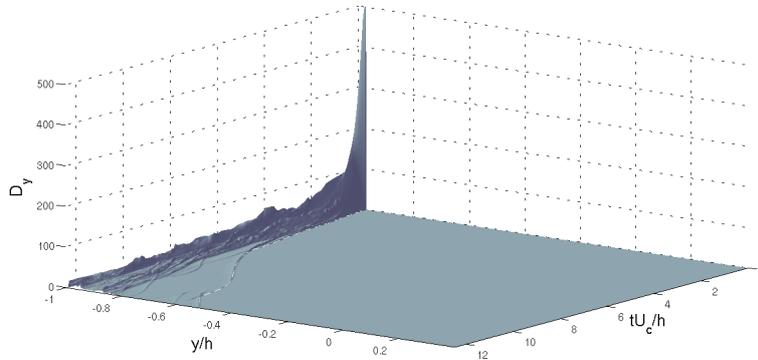


Figure 4.35: Distribuzione spatio-temporale della densità di particelle normalizzata  $D_y$  nel flusso di riferimento, con un'unica immissione dei traccianti a  $y_s = -0.975 y/h$ .

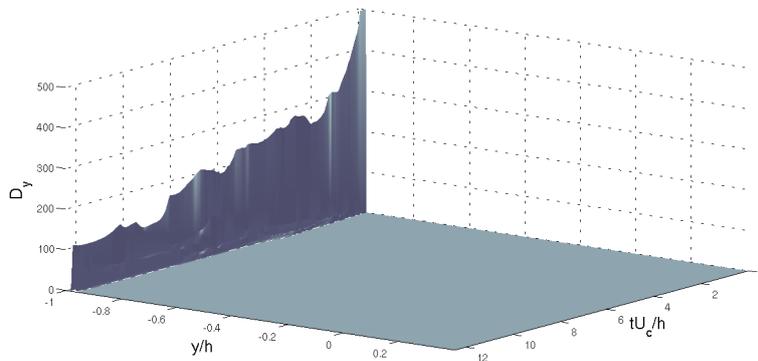


Figure 4.36: Distribuzione spatio-temporale della densità di particelle normalizzata  $D_y$  nel flusso controllato, con un'unica immissione dei traccianti a  $y_s = -0.975 y/h$ .

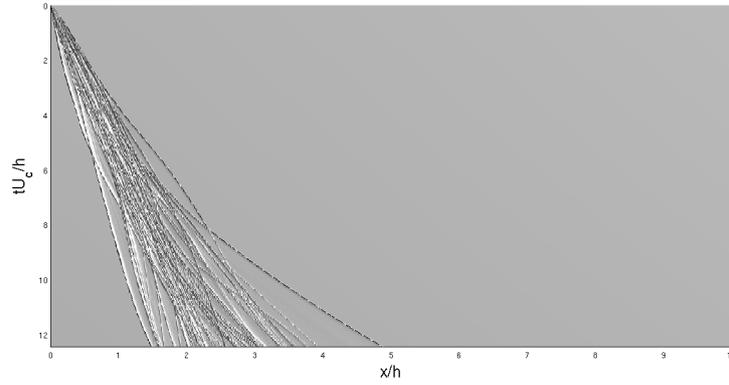


Figure 4.37: Diffusione del tracciante nel tempo lungo la direzione  $x$  nel flusso di riferimento. Viene effettuata un'unica immissione del tracciante a  $y_s = -0.975 y/h$ .

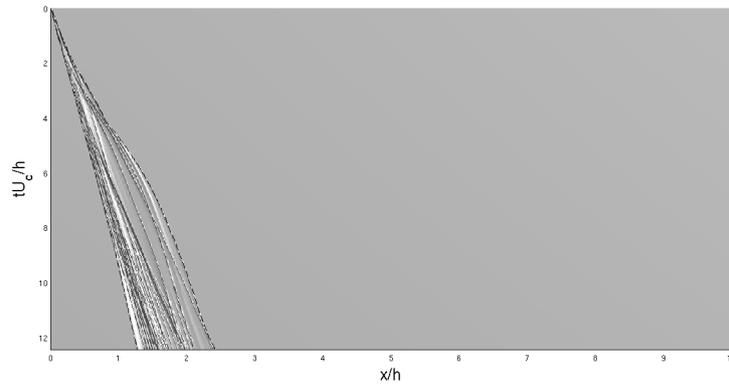


Figure 4.38: Diffusione del tracciante nel tempo lungo la direzione  $x$  nel flusso controllato. Viene effettuata un'unica immissione del tracciante a  $y_s = -0.975 y/h$ .

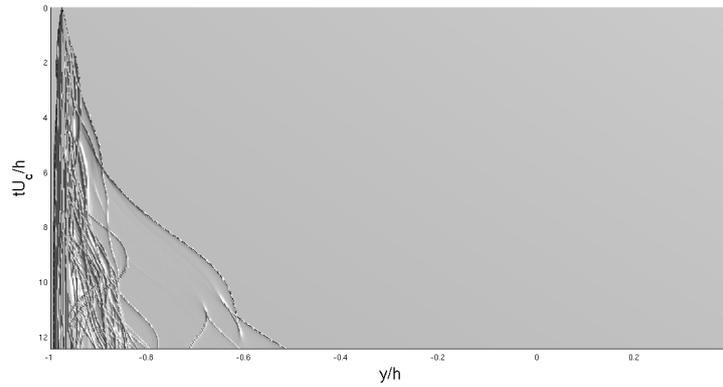


Figure 4.39: Diffusione del tracciante nel tempo lungo la direzione  $y$  nel flusso di riferimento. Viene effettuata un'unica immissione del tracciante a  $y_s = -0.975 y/h$ .

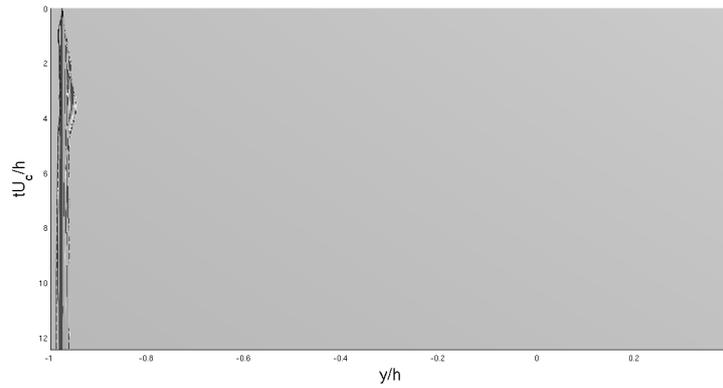


Figure 4.40: Diffusione del tracciante nel tempo lungo la direzione  $y$  nel flusso controllato. Viene effettuata un'unica immissione del tracciante a  $y_s = -0.975 y/h$ .

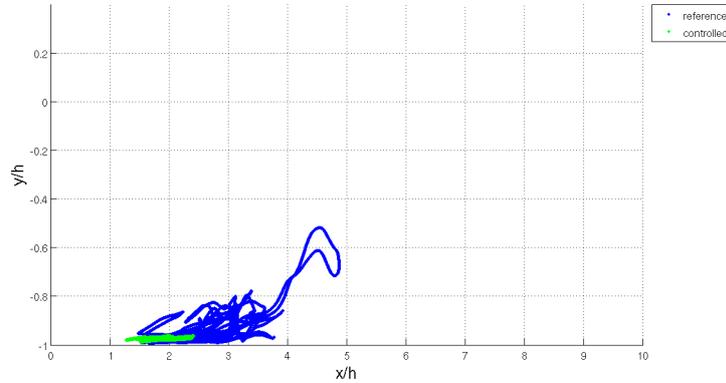


Figure 4.41: Proiezione dei traccianti sul piano  $z = 0$  all'istante finale  $t = t_o$  per i flussi analizzati con un'unica di immissione dei traccianti a  $y_s = -0.975 y/h$ .

### 4.3 Conclusioni e sviluppi futuri

In questa tesi si sono utilizzati i traccianti Lagrangiani per investigare lo strato limite di due flussi turbolenti su canale piano: il primo controllato oscillando sinusoidalmente la parete in direzione trasversale all'avanzamento del flusso e il secondo, analogo al primo, con pareti fisse. Tale metodo di analisi si è rivelato particolarmente efficace nell'evidenziare le differenze tra il moto delle particelle fluide nei flussi analizzati. Si è riscontrato che la diffusione del tracciante è fortemente ridotta in prossimità dello Stokes layer sia nella direzione di avanzamento del flusso  $x$  che nella direzione normale alle pareti  $y$ . Questo fenomeno è stato quantificato efficacemente attraverso il calcolo della densità istantanea del tracciante espressa in funzione delle variabili spaziali  $x$  e  $y$ .

I risultati ottenuti possono essere considerati per ulteriori studi, si potrebbe, ad esempio, ripetere l'analisi immettendo il tracciante esclusivamente all'istante iniziale tramite un piano sorgente parallelo a parete posto in un dominio completamente periodico e lasciar evolvere il moto delle particelle nel tempo. Un passo avanti potrebbe essere compiuto assegnando al tracciante una massa

ed un volume e procedere con l'integrazione delle traiettorie nel tempo attraverso uno schema di calcolo accurato.

- 
- [1] J.Kim, *Study of turbulence structure through numerical simulations: The perspective of drag reduction*. AGARD Report No. R-786, AGARD FDP/VKI Special Course on “Skin Friction Drag Reduction”, 2-6 March 1992, VKI, Brussels 1992.
- [2] H. Choi, P. Moin, and J. Kim, *Active turbulence control for drag reduction in wall-bounded flows*. J. Fluid Mech. 262, 75 1994.
- [3] Michael J. Walsh, John B. Anders Jr, *Riblet/LEBU research at NASA Langley*. Applied Scientific Research July 1989, Volume 46, Issue 3, pp 255-262.
- [4] R. Akhavan, W. J. Jung, and N. Mangiavacchi, *Turbulence control in wall-bounded flows by spanwise oscillations*. Appl. Sci. Res. 51, 299 (1993).
- [5] J. Kim, C. Lee, T. Berger, J. Lim, and H. Choi, *Effects of electromagnetic force on near-wall turbulence*. Bull. Am. Phys. Soc. 40, 1989 (1995).
- [6] Jung, W. J., Mangiavacchi, N. & Akhavan, R 1992. *Suppression of turbulence in wall-bounded flows by high-frequency spanwise oscillations*. Phys. Fluids A 4, 1605-7.
- [7] Akhavan, R., Jung, W. & Mangiavacchi, N. 1993. *Control of wall turbulence by high frequency wall oscillations*. In AIAA Shear Flow Conf. Orlando, FL, 6-9 July 1993. AIAA Paper 93-3282.
- [8] Viotti, C., Quadrio, M. & Luchini, P. 2009, *Streamwise oscillation of spanwise velocity at the wall of a channel for turbulent drag reduction*. Phys. Fluids 21, 115109.

- 
- [9] Du, Y. & Karniadakis, G. E. 2000, *Suppressing wall turbulence by means of a transverse traveling wave*. Science 288, 1230-1234.
- [10] Du, Y., Symeonidis, V. & Karniadakis, G. E. 2002, *Drag reduction in wall-bounded turbulence via a transverse travelling wave*. J. Fluid Mech. 457, 1-34.
- [11] Quadrio, M., Ricco, P. & Viotti, C. 2009, *Streamwise-traveling waves of spanwise wall velocity for turbulent drag reduction*. J. Fluid Mech. 627, 161-178.
- [12] Cameron Tropea, Alexander L. Yarin, John F. Foss. *Springer Handbook of Experimental Fluid Mechanics*. Springer 2007.
- [13] Ricco, P., 2004. *Modification of near-wall turbulence due to spanwise wall oscillations*. J. Turbul. 5 (24).
- [14] K.-S. Choi and B. R. Clayton, *The mechanism of turbulent drag reduction with wall oscillation*. Int. J. Heat Fluid Flow 22, 1 (2001).
- [15] Choi, K. S., *Near-Wall Structure of Turbulent Boundary Layer with Spanwise-Wall Oscillation*. Phys. Fluids, Vol. 4, No.7, (2002), 2530-2542.
- [16] Quadrio, M. & Ricco, P 2004. *Critical assessment of turbulent drag reduction through spanwise wall oscillation*. J. Fluid Mech. 521, 251-271.
- [17] M. Quadrio e P. Luchini. *A low-cost parallel implementation of direct numerical simulation of wall turbulence*. Journal of Computational Physics 211 (2006) 551-571.
- [18] I. Kim, P. Moin, and R. D. Moser *Turbulence statistics in fully developed channel flow at low Reynolds number*. J. Fluid Mech. 177,133 (1987).
- [19] P. Bourke, *Interpolation Methods*. December 1999.
- [20] Kenneth I. Joy, *Numerical Methods for Particle Tracing in Vector Fields*. Visualization and Graphics Research Laboratory Department of Computer Science University of California, Davis.

- [21] Ricco, P. & Quadrio, M. 2008, *Wall-oscillation conditions for drag reduction in turbulent channel flow*. Int. J. Heat Fluid Flow 29, 601-612.
- [22] Zhou, D. and Ball, K., *Turbulent drag reduction by spanwise wall oscillations*, International Journal of Engineering Transactions A Basics, Vol. 21, No. 1, (2008), 85.