

# POLITECNICO DI TORINO

Laurea Magistrale in Ingegneria Aerospaziale



**Politecnico  
di Torino**

Tesi di Laurea Magistrale

## Controllo attivo di un flusso turbolento tramite l'utilizzo di attuatori al plasma

Relatore

Prof. Jacopo SERPIERI

Correlatore

Prof. Gaetano IUSO

Candidato

Francesco Mattia RICCI

Ottobre 2023



## Sommario

Nel corso degli ultimi anni, si è osservato un crescente interesse per lo studio dei controlli attivi del flusso basati sull'impiego di attuatori al plasma DBD per generare getti di parete al fine di ridurre la resistenza di attrito. La loro semplicità costruttiva, leggerezza e compattezza li rendono candidati ideali in questo campo, specialmente quando confrontati con dispositivi meccanici e pneumatici.

Nel seguente lavoro di tesi è stato indagato sperimentalmente il comportamento di un array di attuatori all'interno di un flusso turbolento di canale. Il dispositivo è stato progettato per generare getti di parete lungo la direzione trasversale al flusso principale secondo diverse modalità di funzionamento.

Per analizzare l'effetto sul flusso sono state eseguite misure di pressione tramite tecnica pneumatica e misure di velocità tramite Particle Image Velocimetry (PIV). Le analisi PIV sono state condotte con due telecamere ad alta risoluzione in tre differenti set-up: due configurazioni Stereo PIV con piani di misura rispettivamente paralleli e perpendicolari alla parete e una configurazione PIV planare parallela alla parete con campo di vista ampliato tramite lo stitching delle immagini delle due telecamere.

È stato inoltre valutato il consumo energetico di un singolo attuatore mediante misure di tensione e misure di carica elettrica a cavallo di un condensatore in serie tra gli elettrodi incapsulati e la terra.

I risultati dello studio rivelano che l'effetto degli attuatori sul flusso aumenta con l'aumentare della frequenza dei getti e del duty cycle del segnale di attuazione, provocando alterazioni sia nel campo di velocità medio che nella struttura dei profili delle fluttuazioni turbolente, oltre a influenzare l'andamento della pressione lungo l'asse del canale.

Dato il carattere pionieristico di questa attività di ricerca, i risultati preliminari sono stati presentati alla "iTi X, Conference on Turbulence, 2023, Bertinoro, Italia".



## Abstract

In recent years, there has been a growing interest in the study of active flow control using DBD (Dielectric Barrier Discharge) plasma actuators to generate wall jets with the aim of reducing turbulent drag. Their constructive simplicity, lightweight design, and compactness make them ideal candidates in this field, especially when compared to mechanical and pneumatic devices.

In the following thesis work, the behavior of an array of actuators within a turbulent channel flow was experimentally investigated. The device was designed to generate wall jets in the spanwise direction in respect to the main flow under various operating modes.

To analyze the effect of the plasma actuators (PAs) on the flow, pressure measurements were carried out using pneumatic techniques, and velocity measurements were performed using Particle Image Velocimetry (PIV). PIV analyses were conducted using two high-resolution cameras in three different setups: two Stereo PIV configurations with measurement planes respectively parallel and perpendicular to the wall, and a planar PIV configuration parallel to the wall with an expanded field of view achieved by stitching images from the two cameras.

Additionally, the energy consumption of a single actuator was assessed through voltage measurements and measurements of electric charge across a capacitor connected in series between the encapsulated electrodes and the ground.

The study's results reveal that the effect of the actuators on the flow increases with the increase in jet frequency and duty cycle of the actuation signal, causing alterations in both the mean velocity field and the turbulent fluctuation profile structure. This effect also influences the pressure distribution along the channel axis.

Given the pioneering nature of this research activity, preliminary results were presented at the "iTi X, Conference on Turbulence, 2023, Bertinoro, Italy."



# Indice

<b>Elenco delle tabelle</b>	IV
<b>Elenco delle figure</b>	V
<b>1 Introduzione</b>	1
<b>2 Flussi turbolenti</b>	3
2.1 Flussi di canale . . . . .	3
2.2 Legge di parete e struttura dello strato limite turbolento . . . . .	6
2.3 Strutture coerenti nei flussi turbolenti . . . . .	8
2.4 Riduzione della resistenza di attrito in un flusso turbolento . . . . .	9
<b>3 Attuatori al plasma DBD</b>	13
3.1 Configurazione e principio di funzionamento . . . . .	13
3.2 Misura della forza di volume esercitata dall'attuatore sul fluido . . .	15
3.2.1 Stima della body force . . . . .	15
3.2.2 Misura diretta della spinta . . . . .	16
3.2.3 Calcolo della spinta dalle misure di velocità . . . . .	16
3.3 Misura della potenza consumata dall'attuatore . . . . .	17
3.3.1 Metodo della corrente elettrica . . . . .	18
3.3.2 Metodo della carica elettrica . . . . .	18
3.4 Tecniche di controllo per la riduzione della resistenza di attrito . . .	19
<b>4 Tecniche di misura</b>	24
4.1 Misura della pressione statica . . . . .	24
4.2 Misura della pressione totale . . . . .	25
4.3 Misura della velocità tramite Particle Image Velocimetry (PIV) . .	25
4.3.1 Componenti della tecnica . . . . .	27
4.3.2 Valutazione dello spostamento delle particelle . . . . .	28

<b>5</b>	<b>Set-up sperimentale</b>	<b>30</b>
5.1	Galleria del vento . . . . .	30
5.2	Attuatori al plasma . . . . .	31
5.2.1	Caratteristiche costruttive . . . . .	31
5.2.2	Alimentazione e schema di funzionamento . . . . .	32
5.2.3	Caratterizzazione elettrica e meccanica . . . . .	34
5.3	Misure di pressione . . . . .	35
5.4	Misure ottiche . . . . .	35
<b>6</b>	<b>Risultati</b>	<b>38</b>
6.1	Effetto degli attuatori sulla pressione . . . . .	38
6.2	Effetto dell'attuazione sul campo di velocità . . . . .	43
6.2.1	Effetto della configurazione e del periodo di modulazione $T^+$ . . . . .	43
6.2.2	Effetto del Duty Cycle del segnale di modulazione . . . . .	61
<b>7</b>	<b>Conclusioni</b>	<b>66</b>
<b>A</b>	<b>Confronto tra i risultati sperimentali e i risultati DNS</b>	<b>69</b>
	<b>Bibliografia</b>	<b>76</b>



# Elenco delle tabelle

5.1	Dati relativi al flusso con attuatore non in funzione, utilizzati come caso di riferimento per le misure di pressione . . . . .	35
5.2	Dati relativi al flusso con attuatore non in funzione, utilizzati come caso di riferimento per le misure ottiche . . . . .	37
6.1	Frequenze di modulazione analizzate . . . . .	38
6.2	Variazione percentuale del coefficiente di attrito $\Delta C_f$ rispetto al caso di riferimento. . . . .	41
6.3	Variazione percentuale del coefficiente di attrito $\Delta C_f$ rispetto al caso di riferimento. . . . .	41
A.1	Coppie di casi utilizzate per il confronto tra di dati ottenuti tramite Stereo PIV e i dati ottenuti tramite DNS. . . . .	69

# Elenco delle figure

2.1	Schema del canale . . . . .	3
2.2	Profili dei contributi degli sforzi viscosi e degli stress di Reynolds sullo sforzo di attrito totale. Dati DNS di Kim <i>et al.</i> (1987): linea tratteggiata, $Re = 5600$ ( $Re_\tau = 180$ ); linea continua, $Re = 13750$ ( $Re_\tau = 395$ ). Immagine ripresa da [16]. . . . .	6
2.3	Struttura dello strato limite turbolento. Il grafico riporta il profilo di velocità $u^+ - y^+$ evidenziando le tre zone dell'inner layer. Immagine ripresa da [7]. . . . .	7
2.4	Fenomeni di ejection e sweep in una simulazione DNS di un flusso di canale turbolento a $Re_\tau = 500$ . L'immagine rappresenta una vista trasversale, normale alla direzione di flusso medio, di uno strato di spessore $y^+ = 100$ . I colori indicano l'eccesso/difetto in relazione alla media della velocità streamwise: il blu indica regioni di bassa velocità, il giallo regioni di alta velocità. Immagine ripresa da [18]. . . . .	9
2.5	Profili normali a parete degli stress in un flusso di canale a $Re_\tau = 500$ per due periodi di oscillazione della parete, $T^+ = 100$ and $200$ : (a) adimensionalizzati con $U_{bulk}$ ; (b) adimensionalizzati con unità viscosi. Immagine presa da [24] . . . . .	11
2.6	Profili normali a parete in un flusso di canale a $Re_\tau = 500$ per due periodi di oscillazione della parete, $T^+ = 100$ and $200$ . Sinistra: sforzi di Reynolds; Destra: Bilancio dei termini di governo degli stress longitudinali $\overline{u'u'}$ (prod = produzione, diss = dissipazione, tdif = diffusione turbolenta, pvel = interazione pressione-velocità). Immagine presa da [24]. . . . .	11
3.1	Comportamento di un attuatore al plasma in: a) aria in quiete, b) flusso esistente. Immagine ripresa da [13] . . . . .	14
3.2	Schema di un attuatore al plasma bidirezionale . . . . .	15
3.3	Volume di controllo per le equazioni di bilancio della quantità di moto. Immagine ripresa da [12] . . . . .	17

3.4	Schema dell'array di attuatori utilizzati da Jukes <i>et al.</i> A sinistra: geometria dell'array; a destra: sezione trasversale dell'attuatore e direzione della forzante indotta dal plasma. La linea tratteggiata indica il luogo delle misure effettuate tramite anemometria a filo caldo. Immagine ripresa da [9]. . . . .	19
3.5	Profili medi di velocità adimensionalizzati con la velocità di attrito del flusso non attuato. A sinistra: diversi valori di spaziatura $s^+$ tra gli attuatori ( $T^+ = 16$ fisso); a destra: diversi valori del periodo del ciclo di attuazione $T^+$ ( $s^+ = 20$ fisso). Immagine ripresa da [9] . . .	20
3.6	Sinistra: schema della disposizione degli attuatori sulle pareti del canale. Destra: Schema della sezione trasversale degli attuatori (sopra) e forma del segnale di alimentazione applicato (sotto). Immagine ripresa da [15]. . . . .	21
3.7	Sinistra: profili medi di velocità per diversi periodi di oscillazione a $D_P^+ = 378$ e $\Delta_P^+ = 20$ . Destra: riduzione percentuale di resistenza DR per diversi valori di spaziatura $D_P^+$ e altezza della forza $\Delta_P^+$ a $T^+ = \infty$ . Immagine ripresa da [15] . . . . .	21
3.8	Velocità streamwise istantanea $u'$ nel piano $x-z$ a $y^+ = 5$ . La scala è normalizzata con la velocità media del canale. In alto: caso non attuato; In basso a sinistra: caso con aumento di resistenza DR = -75% ( $D_P^+ = 376$ , $T^+ = 100$ , $\Delta_P^+ = 10$ ). In basso a destra: caso con diminuzione di resistenza DR = 33% ( $D_P^+ = 376$ , $T^+ = \infty$ , $\Delta_P^+ = 10$ )	22
3.9	Schema delle due configurazioni di array di attuatori al plasma pulsati DC. Gli elettrodi sono allineati con il flusso in direzione streamwise. In alto: configurazione a getti unidirezionali. In basso: configurazione a getti bidirezionali. Immagine ripresa da [23]. . . . .	23
3.10	Risparmio energetico netto $\Delta P/P_{in}$ in funzione del numero di Mach della corrente a monte per l'attuatore in configurazione monodirezionale. Immagine ripresa da [23]. . . . .	23
4.1	Posizionamento delle camere per PIV 2D2C e Stereo PIV. Immagine ripresa da <a href="http://www.smart-piv.com/">http://www.smart-piv.com/</a> . . . . .	26
4.2	Schema generale di un set-up PIV . . . . .	27
5.1	Immagine della galleria del vento utilizzata. . . . .	30
5.2	Immagine dell'array di attuatori prima del fissaggio sulla piastra in plexiglass . . . . .	32
5.3	Alimentaori (in basso) e generatore d'onda (in alto). . . . .	32

5.4	Configurazione possibili di funzionamento degli attuatori. Vista nel piano trasversale al flusso principale. Gli elettrodi incapsulati sono rappresentati in giallo e in blu, mentre gli elettrodi esposti sono rappresentati in marrone. In viola sono rappresentate le regioni di plasma mentre le frecce in rosso rappresentano i getti collidenti. . . . .	33
5.5	A sinistra: curva di Lissajous (ciclogramma) di circa 1000 cicli per il caso a $V = 8 \text{ kV}$ , $f = 7 \text{ kHz}$ . In ordinata la tensione del segnale di alimentazione dell'attuatore, in ascissa la carica del condensatore. A destra: Diagramma tensione-potenza media in funzione della frequenza del segnale portante. . . . .	34
5.6	Vista in sezione del piano $x - y$ degli schemi dei tre set-up ottici: (a) PIV piano $x - z$ con stitching delle immagini delle due camere, (b) SPIV piano $x - z$ , (c) SPIV piano $y - z$ . . . . .	36
6.1	Misure di pressione differenziale a $Re_\tau = 187$ (riferimento) in funzione della frequenza di modulazione per tre valori di tensione picco-picco di alimentazione $V$ : (a) $V = 6 \text{ kV}$ , (b) $V = 8 \text{ kV}$ , (c) $V = 10 \text{ kV}$ . Frequenza del segnale portante $f_c = 7 \text{ kHz}$ . . . . .	39
6.2	Misure di pressione differenziale a $Re_\tau = 347$ (riferimento) in funzione della frequenza di modulazione per tre valori di tensione picco-picco di alimentazione $V$ : (a) $V = 6 \text{ kV}$ , (b) $V = 8 \text{ kV}$ , (c) $V = 10 \text{ kV}$ . Frequenza del segnale portante $f_c = 7 \text{ kHz}$ . . . . .	40
6.3	Misure di pressione differenziale a $Re_\tau = 187$ (riferimento) in funzione del Duty Cycle del segnale di modulazione (DC) per tre valori dei periodi di modulazione: (a) $T^+ = 50$ , (b) $T^+ = 100$ , (c) $T^+ = 150$ . Frequenza del segnale portante $f_c = 7 \text{ kHz}$ , tensione picco-picco del segnale portante $V = 8 \text{ kV}$ . . . . .	42
6.4	Caso di riferimento senza attuazione a $Re_\tau = 180$ . (a) Campo di velocità media $U^+$ centrata sulla mezzeria dell'elettrodo esposto. (b) Profilo di velocità $U^+$ mediata tra $z = \pm 10 \text{ mm}$ dal centro dell'elettrodo esposto (zona non oscurata dell'immagine (a)), marcatori ogni 10 dati. Dati SPIV . . . . .	44
6.5	Caso di riferimento senza attuazione a $Re_\tau = 180$ . Stress di Reynolds e energia cinetica turbolenta $k$ normalizzati con la velocità d'attrito: (a) Misure SPIV. (b) Dati DNS di Kim <i>et al</i> , $Re = 13750$ , immagine ripresa da [16]. . . . .	44
6.6	Campi di velocità media $U^+$ normalizzati con la velocità di attrito del caso di riferimento. Dati SPIV. . . . .	45
6.7	Campi di velocità media $V^+$ normalizzati con la velocità di attrito del caso di riferimento. . . . .	45

6.8	Campi di velocità media $W^+$ normalizzati con la velocità di attrito del caso di riferimento. . . . .	46
6.9	Schema concettuale dei vortici generati dagli attuatori nella configurazione a getti alternati e a getti collidenti. . . . .	47
6.10	Campi di vorticità media $\overline{\omega_x^+}$ normalizzata con la velocità d'attrito del caso di riferimento (colori). Campo di velocità media V-W (vettori). . . . .	47
6.11	(a) Profili di velocità media $U^+$ normalizzati con le velocità di attrito di ciascun caso. (b) Profili degli stress normali di Reynolds in direzione streamwise $\overline{u'u'}$ normalizzati con la velocità di attrito del caso senza attuazione. Mediati su $z$ in un intervallo di $\pm 10$ mm dal centro dell'elettrodo esposto. Simboli ogni 10 dati. . . . .	48
6.12	Profili degli sforzi di Reynolds (a) $\overline{v'v'}$ e (b) $\overline{w'w'}$ normalizzati con le velocità di attrito di ciascun caso. Mediati su $z$ in un intervallo di $\pm 10$ mm dal centro dell'elettrodo esposto. Simboli ogni 10 dati. . . . .	49
6.13	Profili degli sforzi di Reynolds (a) $\overline{u'v'}$ , (b) $\overline{u'w'}$ e (c) $\overline{v'w'}$ , normalizzati con le velocità di attrito di ciascun caso. Mediati su $z$ in un intervallo di $\pm 10$ mm dal centro dell'elettrodo esposto. Simboli ogni 10 dati. . . . .	50
6.14	Mappa della componente di velocità media $U^+$ nel piano $x^+ - z^+$ normalizzata con la velocità di attrito del caso di riferimento. Misure effettuate a: (a) $y = 5$ mm ( $y^+ = 47.5$ ), (b) $y = 10$ mm ( $y^+ = 95$ ). . . . .	52
6.15	Profili di velocità media $U^+$ in funzione della coordinata spanwise $z^+$ valutati in tre differenti stazioni a $x^+$ costante: $x^+ = 5000$ , $x^+ = 5400$ , $x^+ = 5800$ . Il caso di riferimento è stato valutato a $x^+ = 5400$ . Simboli ogni 10 dati. Misure effettuate a: (a) $y = 5$ mm ( $y^+ = 47.5$ ), (b) $y = 10$ mm ( $y^+ = 95$ ). . . . .	53
6.16	Mappa della componente di velocità $W^+$ nel piano $x^+ - z^+$ normalizzata con la velocità di attrito del caso di riferimento. Misure effettuate a $y = 5$ mm ( $y^+ = 47.5$ ). Misure effettuate a: (a) $y = 5$ mm ( $y^+ = 47.5$ ), (b) $y = 10$ mm ( $y^+ = 95$ ). . . . .	55
6.17	Profili della componente di velocità media $W^+$ in funzione della coordinata spanwise $z^+$ valutati in tre differenti stazioni a $x^+$ costante: $x^+ = 5000$ , $x^+ = 5400$ , $x^+ = 5800$ . Il caso di riferimento è stato valutato a $x^+ = 5400$ . Simboli ogni 10 dati. Misure effettuate a: (a) $y = 5$ mm ( $y^+ = 47.5$ ), (b) $y = 10$ mm ( $y^+ = 95$ ). . . . .	56
6.18	Mappa della componente $\overline{u'^+u'^+}$ del tensore degli sforzi di Reynolds nel piano $x^+ - z^+$ normalizzata con la velocità di attrito del caso di riferimento. Misure effettuate a: (a) $y = 5$ mm ( $y^+ = 47.5$ ), (b) $y = 10$ mm ( $y^+ = 95$ ). . . . .	57

6.19	Profili della componente $\overline{u'^+u'^+}$ del tensore degli sforzi di Reynolds in funzione della coordinata spanwise $z^+$ valutati in tre differenti stazioni a $x^+$ costante: $x^+ = 5000$ , $x^+ = 5400$ , $x^+ = 5800$ . Il caso di riferimento è stato valutato a $x^+ = 5400$ . Simboli ogni 10 dati. Misure effettuate a: (a) $y = 5 \text{ mm}$ ( $y^+ = 47.5$ ), (b) $y = 10 \text{ mm}$ ( $y^+ = 95$ ).	58
6.20	Mappa della componente $\overline{w'^+w'^+}$ del tensore degli sforzi di Reynolds nel piano $x^+ - z^+$ normalizzata con la velocità di attrito del caso di riferimento. Misure effettuate a: (a) $y = 5 \text{ mm}$ ( $y^+ = 47.5$ ), (b) $y = 10 \text{ mm}$ ( $y^+ = 95$ ).	59
6.21	Profili della componente $\overline{w'^+w'^+}$ del tensore degli sforzi di Reynolds in funzione della coordinata spanwise $z^+$ valutati in tre differenti stazioni a $x^+$ costante: $x^+ = 5000$ , $x^+ = 5400$ , $x^+ = 5800$ . Simboli ogni 10 dati. Misure effettuate a: (a) $y = 5 \text{ mm}$ ( $y^+ = 47.5$ ), (b) $y = 10 \text{ mm}$ ( $y^+ = 95$ ).	60
6.22	Campi di velocità media $U^+$ normalizzati con la velocità di attrito del caso di riferimento. Periodo del segnale di modulazione $T^+ = 100$ , Duty Cycle variabile.	61
6.23	Campi di velocità media $V^+$ normalizzati con la velocità di attrito del caso di riferimento. Periodo del segnale di modulazione $T^+ = 100$ , Duty Cycle variabile.	62
6.24	Campi di velocità media $W^+$ normalizzati con la velocità di attrito del caso di riferimento. Periodo del segnale di modulazione $T^+ = 100$ , Duty Cycle variabile.	62
6.25	(a) Profili di velocità media $U^+$ normalizzati con le velocità di attrito di ciascun caso. (b) Profili degli stress normali di Reynolds in direzione streamwise $\overline{u'u'}$ normalizzati con la velocità di attrito del caso senza attuazione. Periodo del segnale di modulazione $T^+ = 100$ , Duty Cycle variabile. Simboli ogni 10 dati.	63
6.26	Profili degli sforzi di Reynolds (a) $\overline{v'v'}$ e (b) $\overline{w'w'}$ normalizzati con le velocità di attrito di ciascun caso. Periodo del segnale di modulazione $T^+ = 100$ , Duty Cycle variabile. Simboli ogni 10 dati.	64
6.27	Profili degli sforzi di Reynolds (a) $\overline{u'v'}$ , (b) $\overline{u'w'}$ e (c) $\overline{v'w'}$ , normalizzati con le velocità di attrito di ciascun caso. Periodo del segnale di modulazione $T^+ = 100$ , Duty Cycle variabile. Simboli ogni 10 dati.	65
A.1	Profilo di velocità media normalizzata con la velocità di attrito del caso senza attuazione. Dati DNS relativi a $Re_\tau = 300$ , $T^+ = 110$ , $D^+ = 137$ . Dati SPIV relativi a $Re_\tau = 180$ , $T^+ = 100$ , $D^+ = 190$ .	70

A.2	Profili delle componenti diagonali del tensore degli sforzi di Reynolds normalizzati con la velocità di attrito del caso senza attuazione. Dati DNS relativi a $Re_\tau = 300$ , $T^+ = 110$ , $D^+ = 137$ . Dati SPIV relativi a $Re_\tau = 180$ , $T^+ = 100$ , $D^+ = 190$ . . . . .	71
A.3	Profili delle componenti fuori diagonale del tensore degli sforzi di Reynolds normalizzati con la velocità di attrito del caso senza attuazione. Dati DNS relativi a $Re_\tau = 300$ , $T^+ = 110$ , $D^+ = 137$ . Dati SPIV relativi a $Re_\tau = 180$ , $T^+ = 100$ , $D^+ = 190$ . . . . .	72
A.4	Profilo di velocità media normalizzata con la velocità di attrito del caso senza attuazione. Dati DNS relativi a $Re_\tau = 300$ , $T^+ = 110$ , $D^+ = 378$ . Dati SPIV relativi a $Re_\tau = 344$ , $T^+ = 100$ , $D^+ = 363$ . . . . .	73
A.5	Profili delle componenti diagonali del tensore degli sforzi di Reynolds normalizzati con la velocità di attrito del caso senza attuazione. Dati DNS relativi a $Re_\tau = 300$ , $T^+ = 110$ , $D^+ = 378$ . Dati SPIV relativi a $Re_\tau = 344$ , $T^+ = 100$ , $D^+ = 363$ . . . . .	74
A.6	Profili delle componenti fuori diagonale del tensore degli sforzi di Reynolds normalizzati con la velocità di attrito del caso senza attuazione. Dati DNS relativi a $Re_\tau = 300$ , $T^+ = 110$ , $D^+ = 378$ . Dati SPIV relativi a $Re_\tau = 344$ , $T^+ = 100$ , $D^+ = 363$ . . . . .	75





# Capitolo 1

## Introduzione

Il consumo di carburante rappresenta una delle principali problematiche legate al mondo dell'aviazione civile. Dal punto di vista economico esso ha un forte impatto sul bilancio delle spese delle compagnie aeree. Dal punto di vista sociale ed ambientale, la principale preoccupazione riguarda invece le emissioni di CO<sub>2</sub> e il loro contributo al riscaldamento globale.

Per un velivolo civile convenzionale, il consumo di carburante dipende quasi linearmente dalla resistenza aerodinamica, ed è proprio questa correlazione che motiva il forte interesse della comunità scientifica nel ricercare tecniche di controllo innovative che consentano di ridurre la resistenza. In condizioni di crociera, regime in cui gli aeromobili permangono per la maggior parte del tempo di volo, circa il 50% della resistenza aerodinamica totale è dovuta alla resistenza di attrito [1]. Quest'ultima è legata principalmente all'interazione tra lo strato limite turbolento e la superficie dell'aereo. Una delle strategie per abbassare l'entità di tale contributo consiste nell'utilizzare tecniche di controllo del flusso per inibire quei fenomeni che favoriscono il trasporto di fluido ad alta velocità dall'esterno dello strato limite verso la parete. Abbassando l'intensità delle fluttuazioni turbolente perpendicolari a parete quello che si ottiene è una riduzione del gradiente di velocità e, di conseguenza, la riduzione dello sforzo di attrito.

Una delle tecniche che ha riscosso maggiore successo nel corso degli ultimi anni prevede la movimentazione della parete lambita dal fluido. Imponendo delle oscillazioni in direzione trasversale a quella del flusso principale è possibile influenzare i meccanismi di generazione delle strutture turbolente e ottenere valori di riduzione di resistenza molto elevati, oltre al 40% rispetto alla condizione senza controllo [17]. Sebbene gli ottimi risultati in termini di drag reduction (DR), l'applicazione reale di tali tecniche risulta essere poco pratica, sia per la complessità costruttiva che per l'alto consumo di energia dei dispositivi necessari alla movimentazione della parete. È in questo contesto che ha preso piede l'idea di utilizzare dei getti di parete per generare dei campi di moto che simulino l'effetto

di una parete oscillante. Tra i vari dispositivi capaci di adempiere a tale scopo troviamo gli attuatori al plasma DBD (Dielectric Barrier Discharges). La loro semplicità costruttiva, la compattezza e il basso consumo di energia, li rendono dei candidati ideali per questo tipo di applicazioni. Nonostante la letteratura scientifica in merito sia ad oggi limitata, diversi studi hanno messo in luce le grandi potenzialità di tale tecnologia.

L'obiettivo del seguente lavoro di tesi è stato quello di progettare e costruire un array di attuatori al plasma DBD per studiarne sperimentalmente l'effetto su un flusso di canale turbolento. La trattazione prevede una breve introduzione sui flussi turbolenti di canale e sulle tecniche di misura utilizzate nella campagna sperimentale. Vi è poi un approfondimento sul principio di funzionamento degli attuatori al plasma e una panoramica sulla letteratura scientifica in merito al loro utilizzo nelle tecniche di controllo di flussi turbolenti di canale e di strato limite per la riduzione della resistenza di attrito. La descrizione in dettaglio del set-up sperimentale e dei risultati ottenuti sono riportati nei capitoli 5 e 6.

# Capitolo 2

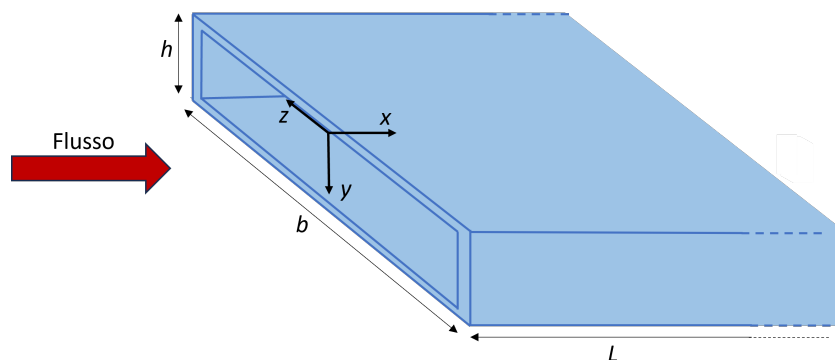
## Flussi turbolenti

I flussi di interesse per l'ingegneria sono in gran parte flussi turbolenti. Per questo motivo il loro studio è fondamentale per la comprensione e l'implementazione di tecniche di ottimizzazione e di riduzione della resistenza.

I flussi turbolenti possono essere suddivisi in due categorie: i flussi liberi ("*free shear flow*"), come ad esempio i getti, e i flussi confinati ("*wall flow*"), quest'ultimi suddivisi ulteriormente in flussi esterni e flussi interni. Nel corso del seguente capitolo approfondiremo i flussi interni, in particolar modo i *flussi di canale*, in quanto proprio questi sono stati analizzati nel corso della campagna sperimentale.

### 2.1 Flussi di canale

Dal momento che il presente lavoro di tesi è incentrato sullo studio di un flusso turbolento di canale, risulta opportuno descriverne le caratteristiche principali e i sistemi di riferimento utilizzati.



**Figura 2.1:** Schema del canale

Quando si parla di flusso di canale solitamente si fa riferimento ad un flusso all'interno di un canale a sezione rettangolare di altezza  $h = 2\delta$ , larghezza  $b$  e lunghezza  $L$ , in cui due dimensioni sono preponderanti rispetto alla terza:  $L/\delta \gg 1$  e  $b/\delta \gg 1$ . Fissiamo un sistema di riferimento centrato sulla parete superiore con  $x$  in direzione assiale,  $y$  in direzione normale alla parete e  $z$  parallelo alla parete a formare una terna destrorsa.

Definiamo il vettore velocità nelle tre direzioni rispettivamente  $(U, V, W)$ , il vettore velocità media  $(\bar{U}, \bar{V}, \bar{W})$  e le fluttuazioni  $(u, v, w)$ . Il flusso è in direzione assiale e la velocità media varia principalmente nella direzione perpendicolare alla parete. Dato che la larghezza è molto maggiore dell'altezza del canale si può affermare che lontano dalle pareti laterali il flusso è statisticamente indipendente da  $z$  e che la velocità media  $\bar{W}$  è nulla.

I numeri di Reynolds a cui si fa riferimento per questo tipo di flusso sono definiti come segue

$$Re \equiv \frac{U_{bulk} 2\delta}{\nu}. \quad (2.1)$$

$$Re_0 \equiv \frac{U_0 \delta}{\nu}. \quad (2.2)$$

dove  $U_{bulk}$  è la media integrale di  $\bar{U}$  lungo  $y$  e  $U_0$  è la velocità media nel centro del canale.

In prossimità della regione di imbocco del canale gli strati limite che si formano sulle pareti si accrescono fino a coalescere. Da quel punto in poi il flusso è completamente sviluppato e risulta essere statisticamente indipendente da  $x$ . Le grandezze statistiche di un flusso turbolento di canale completamente sviluppato sono quindi solamente dipendenti da  $y$  e simmetriche rispetto al piano di mezzeria  $y = h/2$ .

Dall'analisi delle equazioni di bilancio di massa e di quantità di moto si evince che il flusso è governato dalla caduta di pressione tra l'ingresso e l'uscita del canale e che nella regione completamente sviluppata il gradiente di pressione medio  $\frac{\partial \bar{p}}{\partial x}$  è bilanciato dal gradiente degli sforzi di taglio  $\frac{\partial \tau}{\partial y}$ , non vi è quindi un termine di accelerazione.

Infatti, dato che  $\bar{W} = 0$  e che  $\bar{U}$  è indipendente da  $x$ , l'equazione di continuità mediata diventa

$$\frac{d\bar{V}}{dy} = 0 \quad (2.3)$$

che implica che la componente  $\bar{V}$  è nulla per ogni  $y$  dal momento che a parete  $\bar{V}_{y=0}$  deve essere zero. Ne consegue che l'equazione mediata di bilancio di quantità di

moto lungo  $y$  diventa

$$0 = -\frac{d\bar{v}^2}{dy} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} \quad (2.4)$$

che integrata su  $y$  diventa

$$\bar{v}^2 + \bar{p}/\rho = p_w(x)/\rho \quad (2.5)$$

con  $p_w$  definita come la pressione media a parete per  $y = z = 0$ .

Definendo gli sforzi di taglio  $\tau(y)$  come la somma degli sforzi viscosi e degli sforzi di Reynolds:

$$\tau(y) = \rho\nu \frac{d\bar{U}}{dy} - \rho\bar{u}\bar{v} \quad (2.6)$$

l'equazione mediata di quantità di moto lungo  $x$

$$0 = \nu \frac{d^2\bar{U}}{dy^2} - \frac{d\bar{u}\bar{v}}{dy} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} \quad (2.7)$$

può essere infine riscritta nella seguente maniera

$$\frac{d\tau}{dy} = \frac{dp_w}{dx} \quad (2.8)$$

Dal momento che  $\tau$  è solo funzione di  $y$  e che  $p_w$  è solo funzione di  $x$  si deduce che i due termini della precedente equazione sono costanti. Per questo motivo è quindi possibile ricavare la soluzione esplicita in termini dello sforzo di taglio a parete  $\tau_w \equiv \tau(0)$ , tenendo presente che essendo  $\tau(y)$  simmetrico rispetto al piano di mezzeria esso è nullo a  $y = h/2$

$$-\frac{dp_w}{dx} = \frac{\tau_w}{h/2} \quad (2.9)$$

Misurando quindi la caduta di pressione lungo il canale è possibile ricavare univocamente lo sforzo di taglio a parete.

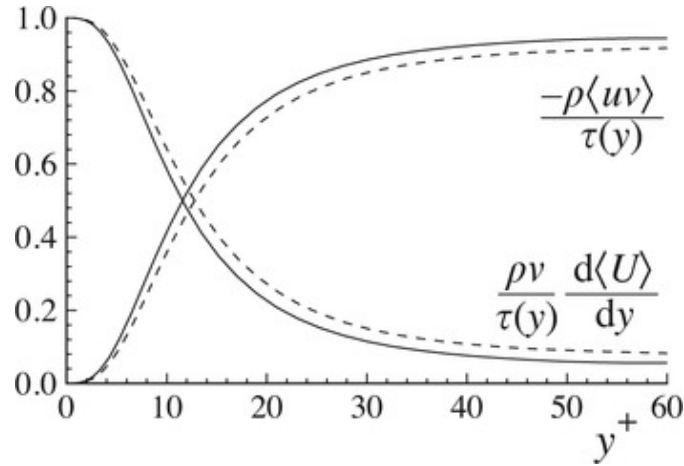
Dalla conoscenza di  $\tau_w$  è possibile definire una serie di grandezze utili a caratterizzare il flusso:

- $u_\tau \equiv \sqrt{\tau_w/\rho}$  : velocità di attrito;
- $l_\tau \equiv \nu/u_\tau$  : lunghezza viscosa;
- $c_f \equiv \tau_w/(\frac{1}{2}\rho U_0^2)$ : coefficiente di attrito a parete;
- $Re_\tau \equiv u_\tau(h/2)/\nu$ .

Come visto nell'Equazione 2.6, gli sforzi di taglio sono la somma degli sforzi viscosi e degli sforzi di Reynolds. La condizione al contorno in corrispondenza della parete  $\mathbf{U} = 0$  impone che gli sforzi di Reynolds siano nulli, e per questo motivo gli sforzi di attrito sono dovuti solamente alla componente viscosa

$$\tau_w \equiv \rho\nu \left( \frac{d\bar{U}}{dy} \right)_{y=0} \quad (2.10)$$

In figura 2.2 è possibile osservare il contributo rispettivo degli sforzi di Reynolds e degli sforzi viscosi in prossimità della parete. Con l'apice  $y^+$  indichiamo la coordinata  $y$  adimensionalizzata con la lunghezza viscosa  $l_\tau$ . A partire da  $y^+ = 12$ , punto in cui l'entità dei due sforzi si eguaglia, gli sforzi di Reynolds diventano preponderanti e quelli viscosi diventano trascurabili.



**Figura 2.2:** Profili dei contributi degli sforzi viscosi e degli stress di Reynolds sullo sforzo di attrito totale. Dati DNS di Kim *et al.* (1987): linea tratteggiata,  $Re = 5600$  ( $Re_\tau = 180$ ); linea continua,  $Re = 13750$  ( $Re_\tau = 395$ ). Immagine ripresa da [16].

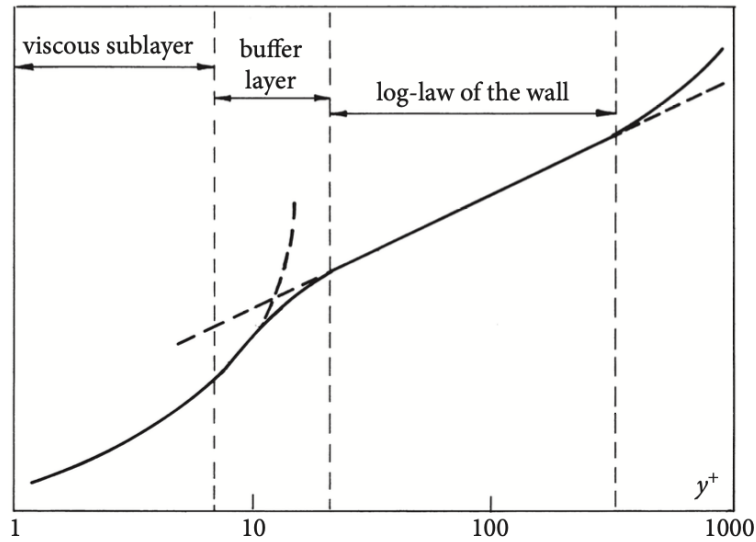
## 2.2 Legge di parete e struttura dello strato limite turbolento

Un flusso di canale turbolento completamente sviluppato è definito da 4 parametri:  $\rho$ ,  $\nu$ ,  $h/2$  e  $u_\tau$ . Da questi è possibile ricavare solamente due gruppi adimensionali indipendenti e riscrivere il gradiente di velocità media in funzione di questi ultimi:

$$\frac{d\bar{U}}{y} = \frac{u_\tau}{y} f\left(\frac{y}{l_\tau}, \frac{y}{\delta}\right) \quad (2.11)$$

dove  $f$  è una funzione universale adimensionale. La scelta dei due parametri adimensionali deriva dal fatto che  $l_\tau$  è la scala di lunghezza adeguata per la regione dominata dagli sforzi viscosi ( $y^+ < 50$ ), mentre  $\delta = h/2$  lo è per la regione più esterna ( $y^+ > 50$ ).

Infatti, lo strato limite turbolento si divide in due macro regioni: la regione più interna chiamata *inner layer*, in cui il profilo di velocità media è determinato dalle scale viscosi e indipendente da  $\delta$  e  $U_0$ , e la regione più esterna chiamata *outer layer*.



**Figura 2.3:** Struttura dello strato limite turbolento. Il grafico riporta il profilo di velocità  $u^+$ - $y^+$  evidenziando le tre zone dell'inner layer. Immagine ripresa da [7].

A sua volta, l'*inner layer* si divide in tre regioni:

- il *sottostrato viscoso*: la regione immediatamente prossima alla parete ( $y^+ < 5$ ). Qui gli sforzi viscosi dominano sugli sforzi di Reynolds e il profilo di velocità media adimensionalizzato con  $u_\tau$  risulta direttamente proporzionale a  $y^+$

$$U^+ = y^+; \quad (2.12)$$

- lo *strato logaritmico*: la regione più esterna dell'*inner layer* ( $y^+ > 30$  e  $y/\delta < 0.1$ ). Qui il contributo della turbolenza prevale su quello viscoso, e la velocità segue la legge logaritmica:

$$U^+ = \frac{1}{k} \ln y^+ + B \quad (2.13)$$

con  $k = 0.41$  e  $B = 5.2$  [16]

- il *buffer layer*: la regione di raccordo tra il sottostrato viscoso e lo strato logaritmico ( $5 < y^+ < 30$ ). Qui il contributo viscoso e quello turbolento sono dello stesso ordine e si ha un massimo di produzione di energia cinetica turbolenta.

L'insieme delle equazioni che descrivono l'andamento della velocità nell'*inner layer* prende il nome di "*law of the wall*" e, come dimostrato sperimentalmente, ha validità universale ed è indipendente dal tipo di flusso.

Al contrario, nell'*outer layer* non è possibile formulare una legge universale per l'andamento della velocità. Questa regione si estende a partire da  $y^+ > 50$ , il profilo di velocità medio è funzione di  $y/\delta$  e differisce da flusso a flusso:

$$\frac{U_0 - \bar{U}}{u_\tau} = f\left(\frac{y}{\delta}\right) \quad (2.14)$$

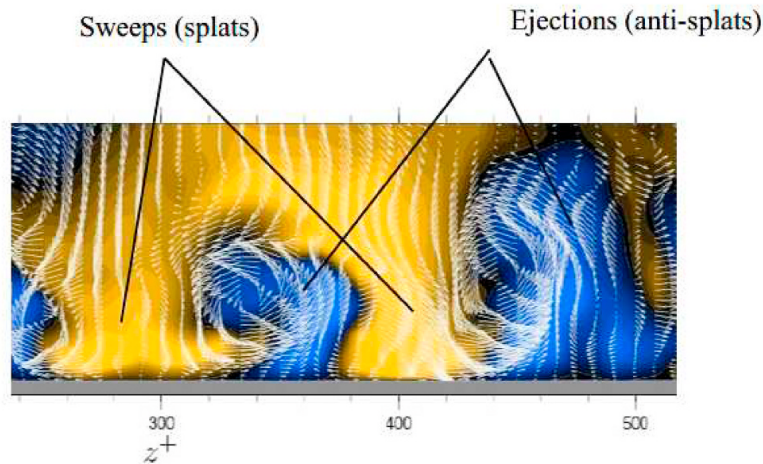
## 2.3 Strutture coerenti nei flussi turbolenti

I flussi turbolenti sono caratterizzati dalla presenza di quelle che vengono comunemente chiamate *strutture coerenti* (CS). Queste possono essere definite in prima battuta come delle regioni di moto apparentemente ordinate di dimensioni significativamente maggiori della scala viscosa. Presentano un alto grado di organizzazione nella struttura e nella dinamica e la loro manifestazione è quasi-periodica o statisticamente intermittente [8].

In letteratura è possibile trovare varie classificazioni delle diverse tipologie di strutture coerenti, di seguito viene riportata una breve lista che si concentra sulle strutture più prossime alla parete:

- *low speed streaks* (LSS): strutture allungate a bassa velocità ( $u' < 0$ ) nel sottostrato viscoso;
- *ejections*: fenomeni di espulsione di fluido a bassa velocità dalla parete verso l'outer layer ( $u' < 0$ ,  $v' > 0$ );
- *sweep*: fenomeni di espulsione di fluido ad alta velocità dalla dall'outer layer verso la parete ( $u' > 0$ ,  $v' < 0$ );
- *quasi-streamwise vortex* (QSV): vortici orientati prevalentemente nella direzione del flusso medio centrati tra  $y^+ = 20$  e  $y^+ = 70$ ;
- *horseshoe vortex*: strutture vorticoso tridimensionali a forma di ferro di cavallo le cui code sono immerse nel sottostrato viscoso e orientate nella direzione del flusso mentre il corpo centrale, più voluminoso e trasverso al flusso, si innalza distaccandosi dalla parete;





**Figura 2.4:** Fenomeni di ejection e sweep in una simulazione DNS di un flusso di canale turbolento a  $Re_\tau = 500$ . L'immagine rappresenta una vista trasversale, normale alla direzione di flusso medio, di uno strato di spessore  $y^+ = 100$ . I colori indicano l'eccesso/difetto in relazione alla media della velocità streamwise: il blu indica regioni di bassa velocità, il giallo regioni di alta velocità. Immagine ripresa da [18].

Come riportato in [21], nonostante i meccanismi di generazione ed evoluzione delle strutture coerenti in prossimità della parete non siano ancora chiari, è ormai comunemente accettato che le strutture vorticosi quasi-streamwise giochino un ruolo dominante nella produzione di turbolenza e nella generazione della resistenza di attrito. Questo in virtù del fatto che, sebbene l'outer layer presenti delle strutture turbolente di grande scale altamente energetiche, la dinamica dell'inner layer (approssimativamente  $y^+ < 60$ ) può operare autonomamente.

## 2.4 Riduzione della resistenza di attrito in un flusso turbolento

Lo studio delle metodologie di controllo dei flussi con lo scopo di ridurre la resistenza di attrito viscoso sono da decenni uno degli argomenti centrali della ricerca. In un flusso turbolento completamente sviluppato, le strategie di controllo puntano principalmente a ridurre lo scambio di quantità di moto tra il flusso ad alta velocità lontano da parete e quello più lento in prossimità di essa. Questo risultato può essere ottenuto riducendo l'entità delle fluttuazioni turbolente normali alla parete, potenziando il contributo di trasporto viscoso in quella zona e di conseguenza riducendo il gradiente di velocità a parete, che è direttamente proporzionale alla

resistenza di attrito viscoso.

Numerose tecniche sono state proposte negli anni per conseguire tale obiettivo. Una delle tecniche attive si basa sulla individuazione di moti normali a parete e sulla successiva imposizione di un moto opposto tramite iniezione o aspirazione di fluido. Questa tecnica, seppur molto efficace presenta numerose difficoltà di realizzazione in quanto complessa e molto costosa, come in generale la maggior parte delle tecniche di controllo attivo del flusso di tipo closed-loop.

Una tecnica passiva efficace, già utilizzata in applicazioni reali, prevede l'utilizzo di riblets: rugosità superficiali di dimensioni comparabili allo spessore del sottostrato viscoso, di geometria opportuna e allineate con il flusso. Sebbene sono state documentate, in condizioni di laboratorio, riduzioni di resistenza di attrito fino all'8% [18], l'applicazione pratica di tale sistema presenta dei problemi legati alla contaminazione delle riblets che porta alla perdita delle proprietà geometriche e, di conseguenza, alla perdita di efficacia.

Entrando invece nel vivo dell'argomento della seguente trattazione, in questa sezione verrà discussa una tecnica di controllo attiva di tipo open-loop che sebbene ancora in fase embrionale, ha riscosso particolare successo in ambito di ricerca. Questa tecnica si basa sull'imposizione moti oscillatori paralleli alla parete in direzione trasversale al flusso, tramite l'oscillazione stessa della parete o tramite una forzante imposta da attuatori al plasma.

Nella configurazione base, l'intera parete oscilla nel tempo in direzione trasversale al flusso con velocità

$$W_{wall}(t) = W_m \cos\left(\frac{2\pi t}{T}\right) \quad (2.15)$$

dove  $W_m$  è l'ampiezza di oscillazione e  $T$  il periodo. Il moto oscillatorio contribuisce alla formazione di un *flusso di Stokes* in direzione spanwise che perturba le fluttuazioni turbolente a parete inibendone l'intensità. La diminuzione di resistenza d'attrito legata a questo fenomeno dipende dall'ampiezza e dal periodo di oscillazione adimensionalizzati con le unità viscoso:

$$W_m^+ = \frac{W_m}{u_\tau} \quad T^+ = \frac{T u_\tau^2}{\nu}. \quad (2.16)$$

Definendo la percentuale di riduzione di resistenza d'attrito  $\mathcal{R}$  come

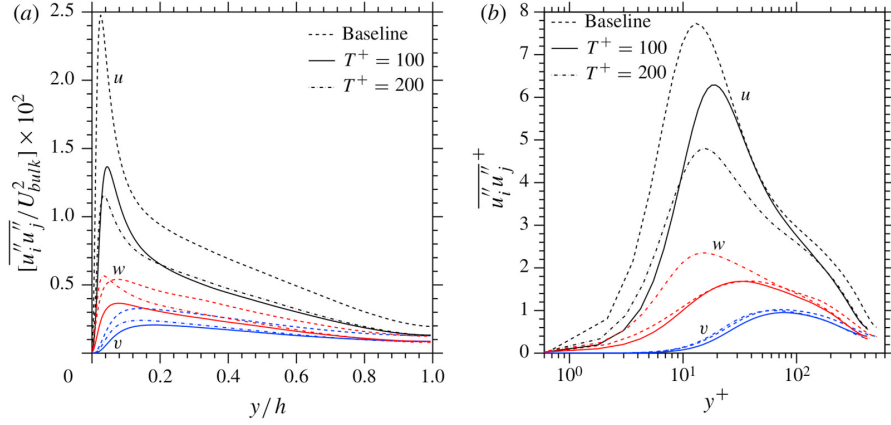
$$\mathcal{R}(\%) = \frac{c_{f,0} - c_f}{c_{f,0}} \cdot 100, \quad (2.17)$$

dove  $c_{f,0}$  è il coefficiente di resistenza d'attrito per il caso canonico senza controllo.

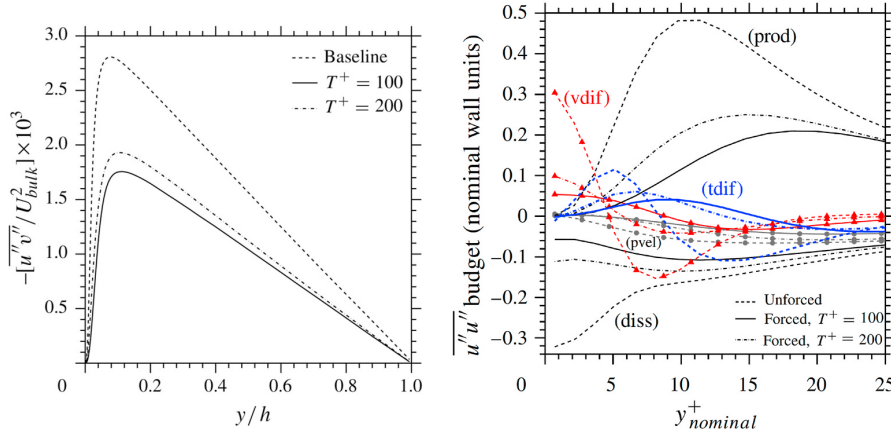
Da numerosi studi, principalmente numerici, si osserva una riduzione monotonica della resistenza all'aumentare dell'ampiezza delle oscillazioni  $W_m^2$ , e un massimo di riduzione ( $\mathcal{R} \simeq 40\%$ ) per periodi  $T^+$  prossimi a 100 [18].

Sebbene la ragione fisica alla base di tale riduzione non è ancora del tutto chiara, sono state proposte diverse congetture. Dai risultati dello studio numerico condotto

da Touber e Leschziner [24] si può osservare l'effetto dell'attuazione sul tensore di Reynolds.



**Figura 2.5:** Profili normali a parete degli stress in un flusso di canale a  $Re_\tau = 500$  per due periodi di oscillazione della parete,  $T^+ = 100$  and  $200$ : (a) adimensionalizzati con  $U_{bulk}$ ; (b) adimensionalizzati con unità viscosi. Immagine presa da [24]



**Figura 2.6:** Profili normali a parete in un flusso di canale a  $Re_\tau = 500$  per due periodi di oscillazione della parete,  $T^+ = 100$  and  $200$ . Sinistra: sforzi di Reynolds; Destra: Bilancio dei termini di governo degli stress longitudinali  $\overline{u' u'}$  (prod = produzione, diss = dissipazione, tdif = diffusione turbolenta, pvel = interazione pressione-velocità). Immagine presa da [24].

In Figura 2.5 si nota come le componenti parallela al flusso principale e normale a parete vengano fortemente attenuate e i picchi spostati lontano da parete. Il comportamento della componente trasversale è invece più complesso e dipende del periodo  $T^+$ , in quanto viene ridotta per  $T^+ = 100$  (valore ottimo) mentre

aumenta per  $T^+ = 200$ . In Figura 2.6 a sinistra si nota come vi sia una diminuzione importante degli sforzi di Reynolds  $-\overline{u'v'}$ . A destra, nella stessa figura, sono riportati i profili di produzione, dissipazione, diffusione turbolenta, diffusione viscosa e interazione di pressione degli stress  $\overline{u'u'}$ . Si nota una importante riduzione della produzione nel buffer layer e della dissipazione nel sottostrato viscoso.

Per quanto riguarda l'effetto sulle strutture coerenti, come riassunto da Ricco [18], diversi studi suggeriscono che la diminuzione di resistenza sia imputabile all'indebolimento delle low-speed streaks associato a un continuo spostamento dei vortici streamwise posizionati a  $y^+ = 15$ , comportando una minore incidenza e durata dei fenomeni di ejection-sweep. Altri studi propongono invece che l'effetto delle oscillazioni trasversali sia quello di ridurre la vorticità trasversale media ruotando il vettore vorticità durante entrambi i semi-cicli di oscillazione (positivi e negativi) inducendo una vorticità media negativa. In questo modo si ridurrebbe l'effetto di stretching dei vortici longitudinali nel sottostrato viscoso portando a una riduzione della vorticità nella direzione del flusso principale.

## Capitolo 3

# Attuatori al plasma DBD

Nel corso degli ultimi decenni è molto cresciuto l'interesse verso l'utilizzo di attuatori al plasma nell'ambito del controllo di flussi. L'ingombro ridotto, la mancanza di parti mobili, il basso consumo energetico e la loro robustezza li rendono dei candidati ideali per la manipolazione dei flussi. Il loro impiego è stato infatti indagato in diversi ambiti tra cui riduzione della resistenza d'attrito, controllo dello strato limite, riduzione del rumore e gestione della transizione laminare-turbolenta.

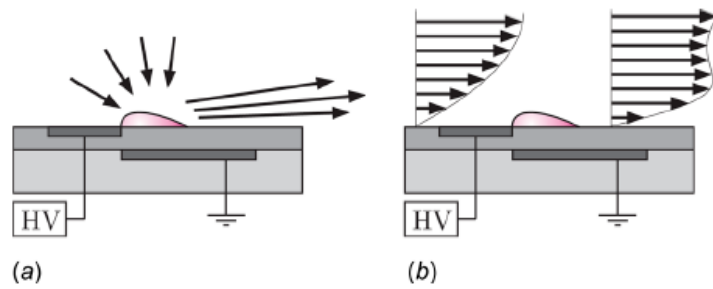
### 3.1 Configurazione e principio di funzionamento

Esistono diverse tipologie di attuatori al plasma; i più utilizzati sono gli attuatori DBD (*Dielectric Barrier Discharge*) che basano il loro funzionamento sulla ionizzazione dell'aria tramite l'alta tensione ( $HV$ ) (Fig ??).

Convenzionalmente sono formati da due elettrodi sottili e lunghi, la cui larghezza è dell'ordine di qualche millimetro. Essi sono divisi da uno strato di materiale dielettrico che impedisce la formazione di archi elettrici e permette l'accumulo di gas ionizzato in prossimità dell'elettrodo superiore, esposto all'aria. Comunemente l'elettrodo inferiore viene incapsulato posizionando un ulteriore strato di materiale dielettrico nella parte sottostante.

L'attuatore viene operato in corrente alternata e, in base al tipo di applicazione, le tensioni di utilizzo variano tra 1 e 50  $kV$ , mentre la frequenza varia tra 0.5 e 25  $kHz$ . Il segnale AC è un'onda periodica, tipicamente seni, onde quadre o onde triangolari.

Solitamente l'elettrodo esposto al flusso è collegato all'alta tensione mentre l'elettrodo incapsulato viene collegato a terra, ma è possibile variare la configurazione a seconda dell'impiego.



**Figura 3.1:** Comportamento di un attuttore al plasma in: a) aria in quiete, b) flusso esistente. Immagine ripresa da [13]

Applicando una differenza di tensione adeguata tra i due elettrodi si viene a generare uno strato di plasma che si estende a partire dal bordo dell'elettrodo esposto al flusso, in corrispondenza dell'elettrodo incapsulato, e che viene accelerato dal campo elettrico, trasferendo quantità di moto al fluido circostante.

Il meccanismo di interazione tra gas ionizzato e aria è ancora fonte di dibattito, ma viene comunemente accettato che alla base del trasferimento di quantità di moto vi siano processi collisionali tra le molecole pesanti di plasma e le molecole d'aria più leggere.

Operando questo tipo di attuatori in aria calma è possibile generare un getto laminare di parete ("*wall jet*"), mentre se operati in un flusso esistente, la body force generata può essere utilizzata per indurre fluttuazioni di velocità e per modificare e controllare il flusso medio.

Dal momento che l'attuttore non immette massa nel flusso, al moto tangenziale generato sarà associato un moto di richiamo in corrispondenza dell'elettrodo esposto in modo da soddisfare la legge di continuità (Figura 3.1).

Questa appena vista è la più semplice tra le configurazioni possibili di questo tipo di dispositivi. Un'altra interessante geometria utilizzabile è riportata in Figura 3.2. Essa è costituita da due elettrodi incapsulati posizionati ai lati di un elettrodo di terra comune esposto al flusso. Alimentando l'attuttore si verranno a generare due getti in verso opposto, con la possibilità di modulare i due segnali di alta tensione  $HV1$  e  $HV2$  per ottenere getti alternati nel tempo.

I parametri principali che incidono sul funzionamento degli attuatori sono la dimensione degli elettrodi, la tensione e la frequenza del segnale di alimentazione. Gli attuatori visti fin ora possono essere raggruppati in griglie per aumentare la superficie di attuazione e per creare differenti campi di moto. Si aggiunge quindi un'ulteriore parametro geometrico che è la distanza tra un elemento ripetuto e il successivo.

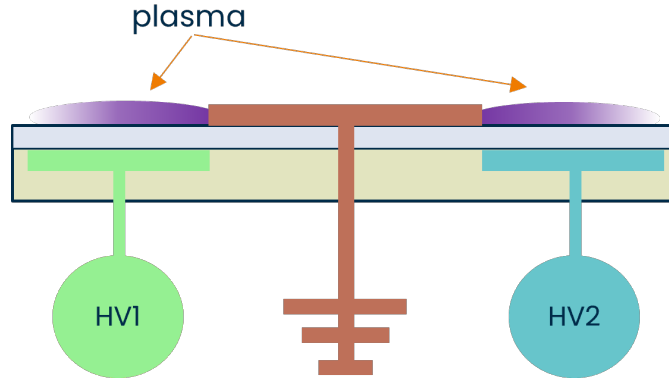


Figura 3.2: Schema di un attuttore al plasma bidirezionale

## 3.2 Misura della forza di volume esercitata dall'attuttore sul fluido

Per quello che concerne le tecniche di misura dei campi di moto generati dagli attuatori, quelle più comunemente usate sono l'anemometria hot-wire e la Particle Image Velocimetry (PIV). Bisogna però specificare che il campo elettrico sviluppato dagli attuatori stessi rende difficoltoso l'utilizzo dell'hot-wire nelle immediate vicinanze del dispositivo.

Per la misura degli sforzi di parete vengono invece utilizzate celle di carico o calcoli indiretti a partire dalle misure di velocità e di pressione.

Di seguito vengono riportate diverse metodologie di misura della forza di volume esercitata da un singolo attuttore sul fluido, estrapolate dallo studio di Kotsonis M. *et al* [12].

### 3.2.1 Stima della body force

Si determina una stima della distribuzione spaziale della body force indotta dal plasma tramite il campo di velocità tempo-risolto, misurato con tecnica PIV ad alta velocità.

Si parte dalle equazioni di Navier-Stokes bidimensionali:

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \mathbf{U} \cdot \nabla \mathbf{U} - \nu \nabla^2 \mathbf{U} = -\nabla p + \frac{\mathbf{F}}{\rho} \quad (3.1)$$

dove  $\mathbf{U}$  è il campo di velocità 2D,  $p$  è la pressione statica,  $\nu$  è la viscosità cinematica del fluido e  $\rho$  la densità.

Possiamo calcolare la body force  $\mathbf{F}$  con due metodi:

- **Metodo Ridotto:**

In prima approssimazione possiamo considerare che nell'istante in cui viene attivato l'attuatore si avrà accelerazione del fluido solo nell'intorno dell'attuatore stesso, il resto del campo sarà ancora in quiete. Per condizioni iniziali di velocità nulla, possiamo quindi trascurare la convezione, la diffusione viscosa e il gradiente di velocità, ottenendo un'equazione la cui unica incognita è  $\mathbf{F}$ :

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} = \frac{\mathbf{F}}{\rho} \quad (3.2)$$

- **Metodo del gradiente:**

Vengono fatte due ipotesi principali: per un numero elevato di cicli di alta tensione la body force può essere considerata costante; il gradiente di pressione è nullo prima dell'accensione dell'attuatore. Con queste due ipotesi è possibile differenziare nel tempo la 3.1, ottenendo:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{U}}{\partial t^2} + \frac{\partial(\mathbf{U} \cdot \nabla \mathbf{U})}{\partial t} - \nu \frac{\partial(\nabla^2 \mathbf{U})}{\partial t} = -\frac{\partial(\nabla p)}{\partial t} \quad (3.3)$$

L'unica incognita è il gradiente di pressione, che può essere ottenuto integrando nel tempo:

$$\int_0^t \left( \frac{\partial^2 \mathbf{U}}{\partial t^2} + \frac{\partial(\mathbf{U} \cdot \nabla \mathbf{U})}{\partial t} - \nu \frac{\partial(\nabla^2 \mathbf{U})}{\partial t} \right) dt = -\nabla p + A \quad (3.4)$$

Considerando la seconda ipotesi, ovvero  $(\nabla p)|_{t=0} = 0$ , la costante di integrazione  $A$  è nulla. Sostituendo l'equazione 3.4 nella 3.1 otteniamo un'equazione in cui la body force è l'unica incognita.

### 3.2.2 Misura diretta della spinta

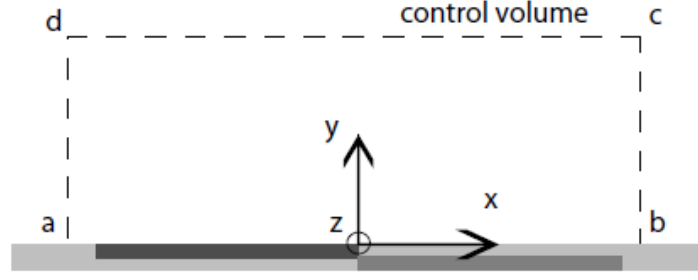
L'attuatore viene fissato a una cella di carico per misurare la forza esercitata dal flusso indotto sull'attuatore stesso, in accordo con la seconda legge di Newton. Il problema legato a questo tipo di misure risiede nel fatto che il flusso indotto dall'attuatore è simile a un tipico getto di parete ("wall jet"), e per questo motivo la cella di carico misura anche gli sforzi di taglio che si generano tra la superficie dell'attuatore e il fluido in accelerazione.

Un'altro problema di questa tecnica di misura è la mancanza di informazione spaziale.

### 3.2.3 Calcolo della spinta dalle misure di velocità

Si definisce un volume di controllo e si calcola il flusso di quantità di moto sui bordi, ipotizzando l'equilibrio delle forze interne. Anche questa tecnica non dà





**Figura 3.3:** Volume di controllo per le equazioni di bilancio della quantità di moto. Immagine ripresa da [12]

informazioni sulla distribuzione spaziale della body force. L'equazione di bilancio della quantità di moto applicata al volume di controllo è la seguente:

$$\mathbf{T} = \oint (\rho \mathbf{U} \cdot d\mathbf{S}) \mathbf{U} + \oint p d\mathbf{S} \quad (3.5)$$

dove  $\mathbf{T}$  è la forza esercitata sul fluido. Considerando la condizione di no-slip a parete, il flusso di quantità di moto lungo la rispettiva superficie è nullo. I contributi lungo x e y valgono rispettivamente:

$$T_x = \rho \int_{da} u_x^2 dy + \rho \int_{cd} u_x u_y dx - \rho \int_{bc} u_x^2 dy + \int_{da} p dy - \int_{bc} p dy \quad (3.6)$$

$$T_y = \rho \int_{da} u_x u_y dy + \rho \int_{cd} u_y^2 dx - \rho \int_{bc} u_x u_y dy + \int_{cd} p dx - \int_{ba} p dx \quad (3.7)$$

Se i bordi del volume di controllo sono sufficientemente distanti dalla regione dove si crea il plasma, è possibile considerare la pressione uniforme ed uguale su tutti i bordi. Bisogna inoltre tenere presente che la forza calcolata in direzione x ( $T_x$ ) comprende, oltre al contributo dell'attuatore ( $T_x^p$ ), il contributo degli sforzi di taglio tra il flusso e la parete ( $T_x^s$ ). Con queste assunzioni otteniamo:

$$T_x^p + T_x^s = \rho \int_{da} u_x^2 dy + \rho \int_{cd} u_x u_y dx - \rho \int_{bc} u_x^2 dy \quad (3.8)$$

$$T_y = \rho \int_{da} u_x u_y dy + \rho \int_{cd} u_y^2 dx - \rho \int_{bc} u_x u_y dy \quad (3.9)$$

### 3.3 Misura della potenza consumata dall'attuatore

La misura della potenza consumata da un attuatore è fondamentale per valutarne l'efficacia, specialmente in ottica di riduzione della resistenza.

Esistono essenzialmente due metodi per la misura di potenza: il metodo della corrente elettrica e il metodo della carica elettrica [2].

### 3.3.1 Metodo della corrente elettrica

Viene misurata una serie temporale dei segnali di tensione  $V(t)$  e corrente  $I(t)$ . La potenza istantanea è pari al prodotto tra questi due segnali:

$$P(t) = V(t)I(t) \quad (3.10)$$

Mentre la potenza media viene calcolata mediando la potenza istantanea sul periodo  $T$  del segnale:

$$\bar{P} = \frac{1}{T} \int_0^T V(t)I(t)dt \quad (3.11)$$

La corrente può essere ottenuta tramite la legge di Ohm misurando la caduta di tensione ai capi di un resistore posto in serie tra l'elettrodo di terra e la terra stessa.

### 3.3.2 Metodo della carica elettrica

Questo metodo si avvale dell'uso di un condensatore di capacità  $C$  nota posizionato in serie tra l'elettrodo di terra e la terra stessa. La capacità deve essere grande in relazione alla capacità dell'attuatore.

La carica istantanea  $Q(t)$  sul condensatore è pari a

$$Q_c(t) = CV_c(t) \quad (3.12)$$

mentre la corrente  $I_C(t)$  che passa attraverso il condensatore vale

$$I_c(t) = C \frac{dV_c(t)}{dt} \quad (3.13)$$

dove con  $V_c$  indichiamo la tensione ai capi del condensatore.

Dal momento che l'attuatore e il condensatore sono in serie, la corrente che li attraversa deve essere la stessa. Indicando con  $V_a$  la tensione ai capi dell'attuatore e con  $I_a$  la corrente che lo attraversa, possiamo dire che la potenza istantanea  $P_a$  dissipata dall'attuatore è pari a

$$P_a(t) = V_a(t)I_a(t) = V_a(t) \cdot C \frac{dV_c(t)}{dt} \quad (3.14)$$

Mediando sul periodo e utilizzando la 3.12 è possibile ricavare la potenza media  $\bar{P}$ :

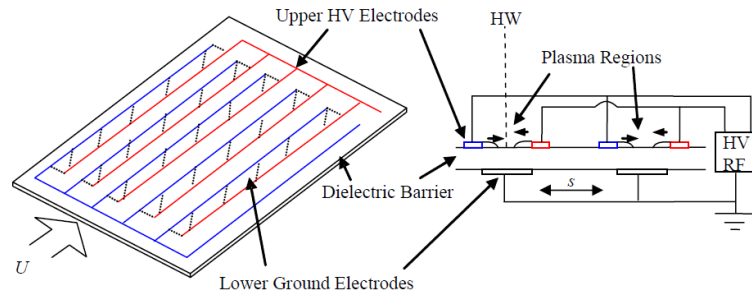
$$\bar{P} = \frac{1}{T} \int_0^T V_a(t) \cdot C \frac{dV_c(t)}{dt} dt = \frac{1}{T} \oint V_a \cdot C dV_c = \frac{1}{T} \oint V_a dQ_c \quad (3.15)$$

Riportando i valori di carica istantanea e di tensione in un grafico  $Q_c - V_a$  si ottiene una curva di Lissajous, la cui area interna divisa per il periodo  $T$  di un ciclo  $AC$  è pari alla potenza media dissipata dall'attuatore.

### 3.4 Tecniche di controllo per la riduzione della resistenza di attrito

Per quanto esposto nel Capitolo 1, in un flusso turbolento l'induzione di oscillazioni a parete in direzione trasversale al flusso può comportare dei benefici in termini di riduzione della resistenza di attrito viscoso. Dal momento che la movimentazione della parete implica numerose complicazioni, sia dal punto di vista della realizzazione, che dell'ingombro e del consumo energetico, in letteratura sono state proposte e sperimentate soluzioni con lo scopo di emulare tale oscillazioni applicando forze di volume direttamente sul fluido. È in questo contesto che prendono spazio gli attuatori al plasma DBD descritti nelle sezioni precedenti. In letteratura sono ancora presenti pochi esempi di attività numeriche e sperimentali su tale argomento, ma alcuni di essi ne hanno evidenziato le indubbie potenzialità. Di seguito ne vengono riportati alcuni.

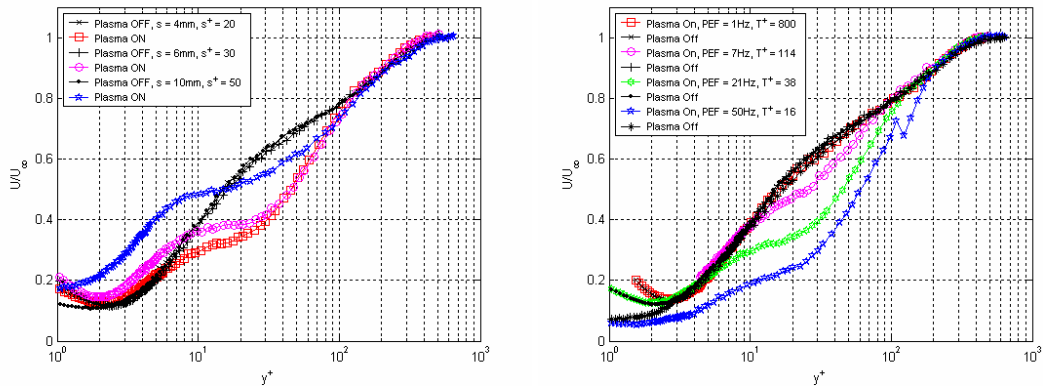
Uno dei primi esperimenti sull'utilizzo degli attuatori al plasma per produrre getti di pareti alternati in direzione spanwise venne condotto da Jukes *et al* [9] su uno strato limite turbolento su lamina piana a  $Re_\tau = 380$  e velocità della corrente a monte  $U_\infty = 1.8 \text{ m/s}$ . Per l'esperimento è stato utilizzato un array di attuatori allineati al flusso formato da due set di elettrodi esposti e un elettrodo di terra in comune incapsulato. Gli elettrodi esposti venivano alimentati alternativamente per produrre una forzante oscillatoria a parete (Figura 3.4).



**Figura 3.4:** Schema dell'array di attuatori utilizzati da Jukes *et al*. A sinistra: geometria dell'array; a destra: sezione trasversale dell'attuatore e direzione della forzante indotta dal plasma. La linea tratteggiata indica il luogo delle misure effettuate tramite anemometria a filo caldo. Immagine ripresa da [9].

Lo studio si proponeva di indagare l'effetto dell'attuazione sul flusso, in funzione della spaziatura tra gli attuatori ( $s^+ = 20, 30, 50$ ) e del periodo del ciclo di attuazione ( $T^+ = 800, 114, 38, 16$ ). I risultati, ottenuti tramite anemometria a filo

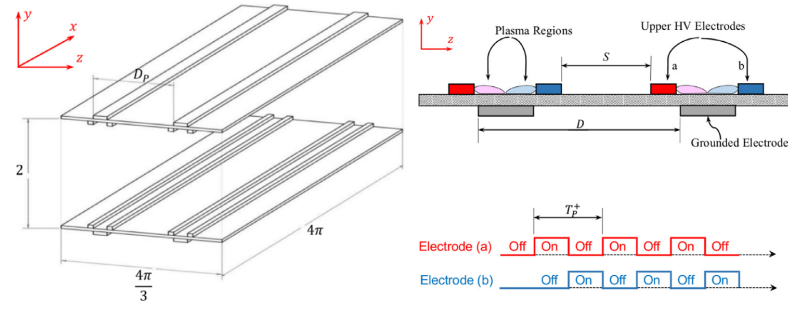
caldo, evidenziarono un riduzione di resistenza per gli attuatori con la spaziatura di  $s^+ = 20$  e un aumento di resistenza per gli attuatori con spaziatura maggiore. Per quanto riguarda il periodo invece, la massima riduzione di resistenza ( $DR = 45\%$ ) è stata ottenuto per  $T^+ = 16$ . Aumentando il valore di questo parametro, l'effetto tende a diminuire fino a comportare un aumento di resistenza per valori di  $T^+ = 800$ . In Figura 3.5 sono riportati i profili medi di velocità nelle diverse condizioni descritte. Nei casi in cui si ottiene riduzione di resistenza si osserva un deficit di velocità nel buffer layer e nello strato logaritmico, che comporta una riduzione del gradiente di velocità a parete.



**Figura 3.5:** Profili medi di velocità adimensionalizzati con la velocità di attrito del flusso non attuato. A sinistra: diversi valori di spaziatura  $s^+$  tra gli attuatori ( $T^+ = 16$  fisso); a destra: diversi valori del periodo del ciclo di attuazione  $T^+$  ( $s^+ = 20$  fisso). Immagine ripresa da [9]

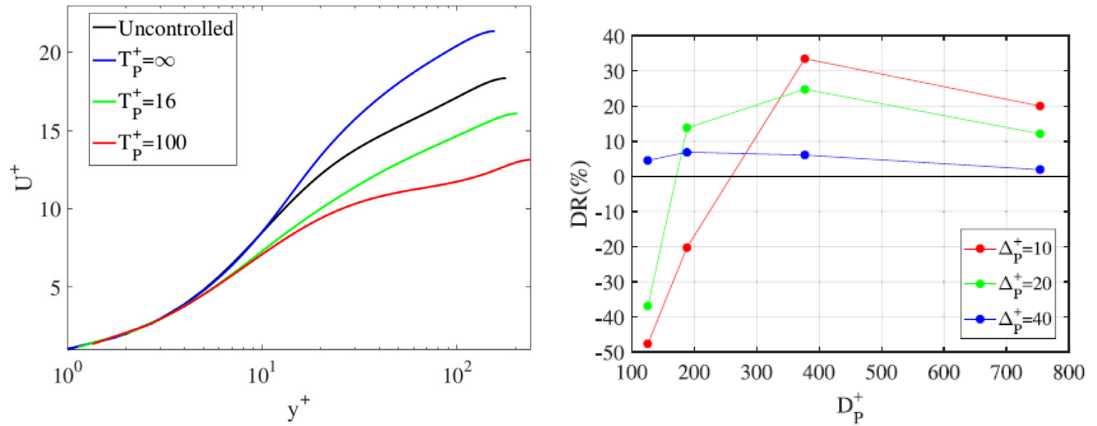
Da analisi più approfondite del caso in cui si otteneva una riduzione di resistenza  $DR = 22.5\%$  ( $s^+ = 20$ ,  $T^+ = 38$ ) si osservò un forte riduzione delle fluttuazioni turbolente per  $6 < y^+ < 30$  associata ad una diminuzione di intensità e durata dei fenomeni di sweep, individuati tramite analisi *VITA* (Variable Interval Time Averaging). Al contrario, per  $y^+ = 60$  l'intensità di questi fenomeni aumentava del 30%, in accordo con un aumento delle fluttuazioni turbolente.

Uno studio numerico condotto da Mahfoze & Laizet [15] evidenziò la possibilità di ottenere riduzioni di resistenza elevate ( $DR = 33\%$ ) anche con array di attuatori con spaziature maggiori ( $s^+ = 378$ ). L'analisi venne condotta in un flusso turbolento di canale a  $Re_\tau = 180$  e velocità sull'asse  $U_0 = 1.2 \text{ m/s}$ , con attuatori allineati al flusso, posizionati sulla parete superiore ed inferiore, capaci di generare getti trasversali monodirezionali e bidirezionali (Figura 3.6). Oltre al periodo di oscillazione  $T^+$  e alla spaziatura tra gli attuatori (che in questo studio viene indicata con  $D_P^+$ ), venne studiato l'effetto dell'altezza della body force prodotta dagli attuatori  $\Delta_P^+$ .



**Figura 3.6:** Sinistra: schema della disposizione degli attuatori sulle pareti del canale. Destra: Schema della sezione trasversale degli attuatori (sopra) e forma del segnale di alimentazione applicato (sotto). Immagine ripresa da [15].

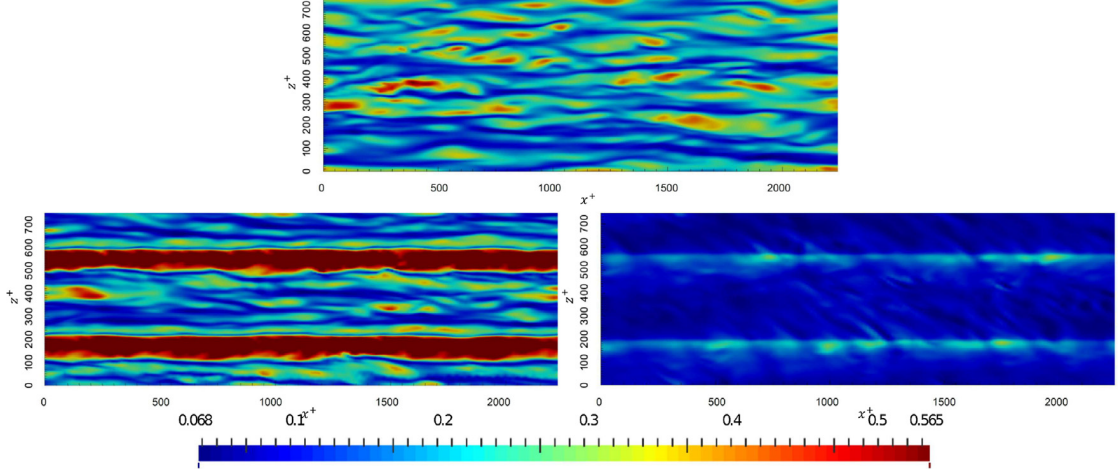
Dai risultati si evinse che con questo tipo di configurazione sparsa, l'attuazione a getti bidirezionali alternati provocava sempre un aumento di resistenza, al contrario dell'attuazione a getto monodirezionale costante (indicato con  $T^+ = \infty$ ) che comportava una riduzione di resistenza per diversi valori di  $\Delta_P^+$ , come riportato in Figura 3.7. In Figura 3.8 è possibile osservare la modifica apportata alle strutture



**Figura 3.7:** Sinistra: profili medi di velocità per diversi periodi di oscillazione a  $D_P^+ = 378$  e  $\Delta_P^+ = 20$ . Destra: riduzione percentuale di resistenza DR per diversi valori di spaziatura  $D_P^+$  e altezza della forza  $\Delta_P^+$  a  $T^+ = \infty$ . Immagine ripresa da [15]

turbolente dai diversi tipi di attuazione a  $y^+ = 5$ . Le streaks, strutture di larga scala allungate nella direzione del flusso caratterizzate da regioni localizzate di fluttuazioni negative/positive, sono uniformemente distribuite nel caso non attuato (Fig. 3.8 in alto), con una distanza di separazione l'una dall'altra di circa 100 unità viscosi. Quando vengono azionati gli attuatori si presentano due scenari

opposti: nel caso con aumento di resistenza (Fig. 3.8 in basso a sinistra) le regioni in corrispondenza degli attuatori presentano ampie streaks ad alta velocità con conseguente aumento degli sforzi di attrito a parete; nel caso con diminuzione di resistenza (Fig. 3.8 in basso a destra) gli eventi ad alta velocità sono quasi completamente annullati con conseguente diminuzione degli sforzi di attrito.

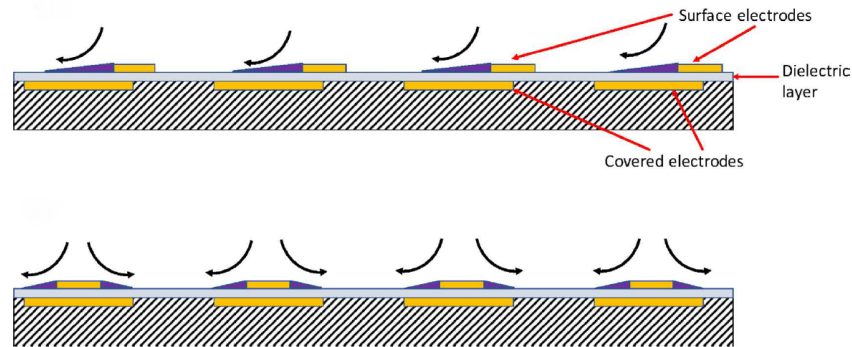


**Figura 3.8:** Velocità streamwise istantanea  $u'$  nel piano  $x$ - $z$  a  $y^+ = 5$ . La scala è normalizzata con la velocità media del canale. In alto: caso non attuato; In basso a sinistra: caso con aumento di resistenza  $DR = -75\%$  ( $D_P^+ = 376$ ,  $T^+ = 100$ ,  $\Delta_P^+ = 10$ ). In basso a destra: caso con diminuzione di resistenza  $DR = 33\%$  ( $D_P^+ = 376$ ,  $T^+ = \infty$ ,  $\Delta_P^+ = 10$ )

Sebbene questo studio risulti in contrasto con lo studio di Jukes, dove la configurazione a getti alternati si dimostrava essere la più efficace, si conferma il fatto che la soppressione delle streaks ad alta velocità in prossimità della parete è fondamentale per la riduzione della resistenza di attrito viscoso.

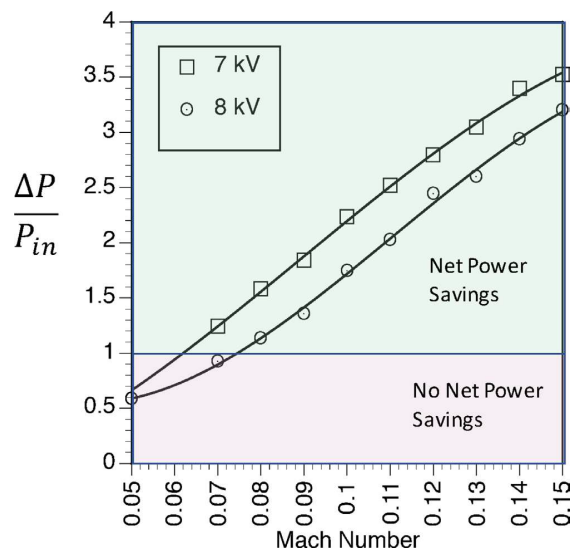
A differenza degli studi presentati fin ora, che utilizzavano segnali di alimentazione sinusoidali in corrente alternata, lo studio di Thomas *et al* [23] si basa su segnali DC pulsati ad alta tensione. L'esperimento è stato condotto su una lamina piana per diversi valori di Mach del flusso a monte ( $Re_\tau = 2030 \div 4500$ ). Sono stati utilizzati due differenti array di attuatori allineati con il flusso per generare getti monodirezionali pulsati (Fig. 3.9 in alto) o coppie di getti bidirezionali pulsati (Fig. 3.9 in basso).

La variazione della resistenza di attrito è stata valutata tramite l'utilizzo di celle di carico. Per la configurazione monodirezionale, è stata osservata una relazione lineare tra la diminuzione di resistenza percentuale e la velocità spanwise media dei getti normalizzata  $\overline{W}_{jet}/u_\tau$ . Per la configurazione bidirezionale invece è stata osservato una forte diminuzione di resistenza per valori di forcing moderati e un



**Figura 3.9:** Schema delle due configurazioni di array di attuatori al plasma pulsati DC. Gli elettrodi sono allineati con il flusso in direzione streamwise. In alto: configurazione a getti unidirezionali. In basso: configurazione a getti bidirezionali. Immagine ripresa da [23].

incremento di resistenza per valori di forcing troppo elevati, probabilmente riconducibili all'innalzamento delle low speed streaks a causa della collisione dei getti. L'elevata diminuzione di resistenza ottenuta combinata al minor consumo di potenza di questa tipologia di attuatori ha permesso di ottenere un risparmio energetico netto elevatissimo, con valori superiori a 3 per  $\text{Mach} = 0.15$  (Figura 3.10).



**Figura 3.10:** Risparmio energetico netto  $\Delta P/P_{in}$  in funzione del numero di Mach della corrente a monte per l'attuatore in configurazione monodirezionale. Immagine ripresa da [23].

# Capitolo 4

## Tecniche di misura

Nel corso del seguente capitolo vengono descritte le tecniche di misura utilizzate per lo studio del comportamento degli attuatori al plasma in un flusso turbolento di canale. In particolare le tecniche utilizzate riguardano misure di pressione e velocità.

### 4.1 Misura della pressione statica

La valutazione della caduta di pressione statica in un canale turbolento è di particolare interesse in quanto fornisce informazioni sullo sforzo di attrito a parete. Infatti, come visto nel Capitolo 2, queste due quantità sono direttamente collegate. La tecnica utilizzata nel corso della trattazione è la misura di pressione statica tramite prese di pressione a parete ("*pressure taps*").

Dalla teoria è noto che attraverso lo strato limite che si genera su una superficie lambita da un flusso, in assenza di particolari deflessioni delle linee di corrente, la pressione statica si mantiene costante in direzione perpendicolare alla superficie. Praticando quindi un foro perpendicolarmente alla parete del condotto sarà possibile ottenere l'informazione di pressione statica relativa a quella determinata stazione longitudinale.

La presa di pressione deve possedere le seguenti caratteristiche:

- sezione del foro circolare;
- diametro del foro inferiore al millimetro;
- asse del foro perpendicolare alla parete;
- assenza di sbavature o altre irregolarità geometriche.



La presa di pressione è collegata tramite un condotto pneumatico (tubo di gomma) ad un trasduttore di pressione che permette la lettura dell'informazione raccolta dalla presa.

## 4.2 Misura della pressione totale

La misura della pressione totale avviene tramite l'utilizzo di una sonda cilindrica, con asse a L, allineata con la corrente. Sonde di questo tipo ottime in quanto semplici da realizzare, molto robuste e poco sensibili al disallineamento con la corrente (un disallineamento di  $10^\circ$  garantisce un errore relativo minore dell'1%). Solitamente vengono prodotte a partire da tubi di acciaio del diametro esterno dell'ordine del millimetro.

I requisiti per le sonde sono:

- bassa intrusività nel flusso;
- dimensioni ridotte del foro (maggiore risoluzione spaziale);
- rapporto tra diametro interno ed esterno di circa 0.3.

Come per le prese di pressione statica, anche queste vengono collegate ad un trasduttore.

Questo tipo di presa è stata utilizzata in combinazione con una presa di pressione statica per valutare la velocità media in sull'asse del canale. L'equazione di Bernoulli stabilisce infatti che la differenza tra pressione totale e pressione statica è pari alla pressione dinamica  $q = \frac{1}{2}\rho V^2$ .

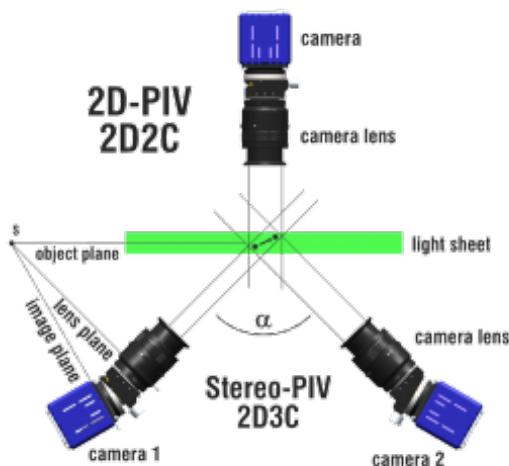
## 4.3 Misura della velocità tramite Particle Image Velocimetry (PIV)

La *Particle Image Velocimetry*, o *PIV*, è una tecnica ottica non invasiva di misura del campo di velocità istantanea, caratterizzata da un'elevata risoluzione spaziale e dalla possibilità di misurare campi con elevata densità di vettori velocità.

Il principio di funzionamento è il seguente: un flusso opportunamente inseminato con particelle opache ed opportunamente illuminato da una sorgente laser viene ripreso da una telecamera il cui *frame rate*  $\Delta t$  è noto. Lo spostamento  $\Delta s$  delle particelle da un'immagine alla successiva viene valutato con appositi algoritmi e la velocità viene calcolata direttamente dalla sua definizione  $V = \Delta s / \Delta t$ .

Nel corso della campagna sperimentale sono state utilizzate due differenti configurazioni di questa tecnica che differiscono per il numero di componenti di velocità misurabili:

- **PIV planare 2D2C**: misura due componenti di velocità nel piano ripreso, è sufficiente una sola telecamera posta perpendicolarmente al piano di misura;
- **PIV planare 2D3C** o **Stereo PIV**: misura le tre componenti di velocità nel piano ripreso. Il funzionamento è basato sul principio della fotografia stereografica: due camere poste ad un certo angolo rispetto al piano oggetto riprendo due differenti prospettive dello stesso campo di misura. La messa a fuoco è garantita da una lente di Shemimpflug posizionata tra l'obiettivo e il sensore della camera. La combinazione delle proiezioni di entrambe le camere permettono la ricostruzione dello spostamento delle particelle all'interno dell'area di misura.



**Figura 4.1:** Posizionamento delle camere per PIV 2D2C e Stereo PIV. Immagine ripresa da <http://www.smart-piv.com/>.

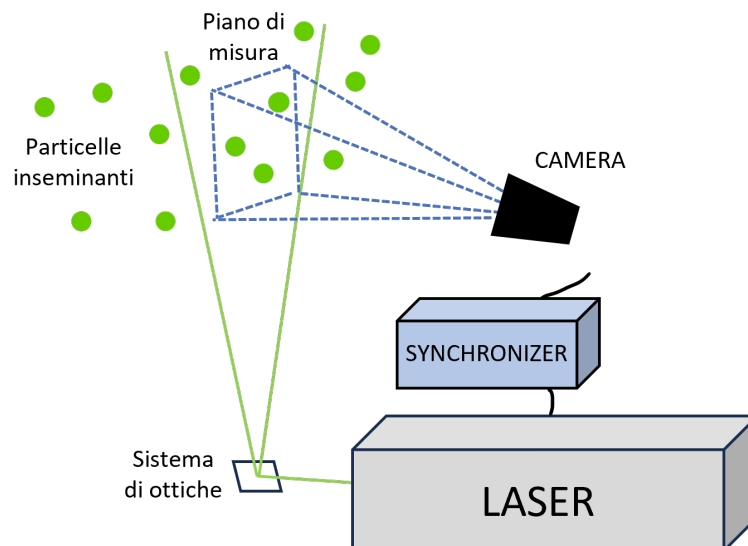
Esiste un'ulteriore classificazione in funzione della risoluzione temporale:

- PIV non tempo-risolta: le immagini vengono acquisite a bassa frequenza ( $\simeq 10 \text{ Hz}$ ) e la sorgente luminosa emette impulsi intermittenti ad intervalli regolari (sistema impulsato). Per questa tecnica è necessario un sistema di sincronizzazione tra sorgente laser e telecamera;
- PIV tempo-risolta: le immagini vengono acquisite ad alta frequenza ( $\simeq 1 \text{ kHz}$ ) e la sorgente laser emette luce con continuità. Non è necessario un sistema di sincronizzazione.

### 4.3.1 Componenti della tecnica

In generale, indipendentemente dal tipo di configurazione, le componenti della tecnica sono quattro:

- una o più telecamere per catturare la scena. Le più utilizzate sono del tipo CCD (charged-coupled device) e CMOS (complementary metal-oxide semiconductor). Le telecamere sono corredate da ottiche opportune per riprendere un campo più o meno ampio;
- una sorgente di luce coerente monocromatica, solitamente sorgenti laser Nd YAG di potenza nell'ordine di qualche Watt;
- un sistema di lenti per espandere il raggio laser e formare un piano di luce che costituirà il piano di misura;
- insemminazione della corrente tramite l'iniezione di particelle traccianti che, una volta illuminate dal piano laser, riflettono luce rendendosi visibili alla telecamera. Le particelle devono avere dimensioni e densità opportune in modo da seguire fedelmente il flusso senza perturbarlo eccessivamente. In particolare la densità deve essere pari a quella del flusso per evitare fenomeni di galleggiamento, mentre per quanto riguarda le dimensioni la particella deve essere abbastanza grande da riflettere sufficientemente la luce e abbastanza piccola per evitare che l'inerzia le impedisca di seguire il flusso. A tal proposito si introduce un



**Figura 4.2:** Schema generale di un set-up PIV

vincolo sul numero di Stokes, che deve essere molto minore dell'unità:

$$St = \frac{t_p}{t_0} \ll 1 \quad (4.1)$$

dove  $t_0$  è il tempo caratteristico del campo di moto e  $t_p$  il tempo di reazione della particella, detto *relaxing time*. Quest'ultimo è definito come

$$t_p = \frac{D_p^2 \rho_p}{\mu_f} \quad (4.2)$$

dove  $D_p$  è la dimensione della particella,  $\rho_p$  la sua densità, e  $\mu_f$  la viscosità dinamica del fluido.

### 4.3.2 Valutazione dello spostamento delle particelle

In questa sezione viene approfondita la metodologia di valutazione dello spostamento delle particelle dalle immagini raccolte tramite PIV tempo-risolta con immagini singolarmente esposte, in quanto è quella che è stata utilizzata nel corso della campagna sperimentale.

Le immagini vengono acquisite in coppie consecutive, distanziate nel tempo di un  $\Delta t$  noto e selezionato dall'utente in base alla stima iniziale delle velocità in gioco. Le immagini si presentano come una distribuzione di intensità luminosa  $I = f(x, y)$ , caratterizzate da uno sfondo nero e da picchi di intensità in corrispondenza delle particelle illuminate.

Le immagini vengono suddivise in aree di interrogazione, la cui dimensione deve essere sufficientemente piccola da poter ritenere il flusso uniforme e sufficientemente grande da contenere un numero minimo di particelle affinché sia possibile valutare uno spostamento statistico affidabile (empiricamente circa 10 particelle).

A questo punto si selezionano due corrispondenti aree di interrogazione  $A_i$  in due immagini consecutive nel tempo (immagine A e immagine B) e si valuta la funzione di cross-correlazione  $R$  delle intensità luminose:

$$R_{A,B}(r_1, r_2) = \int \int_{A_i} I_A(x, y) I_B(x + r_1, y + r_2) dx dy \quad (4.3)$$

dove  $r_1$  e  $r_2$  definiscono le coppie di possibili spostamenti nelle due direzioni cartesiane.

La funzione di cross-correlazione presenterà un picco in corrispondenza dello spostamento  $\mathbf{r} = (r_1, r_2)$  più probabile delle particelle in quella determinata area di interrogazione. Ripetendo la procedura per tutte le aree di interrogazione si ottiene una matrice di spostamenti in pixel.

Per ottenere gli spostamenti in metri è necessario calibrare il set-up tramite un target graduato con il quale valutare il rapporto tra la lunghezza della scala graduata

al vero  $\Delta L_{reale}$  e la lunghezza della scala graduata nell'immagine ripresa  $\Delta L_{immagine}$ . Questo rapporto prende il nome di fattore di ingrandimento (*"Magnification factor"*)  $M = \Delta L_{immagine}/\Delta L_{reale}$ . In questo modo è possibile calcolare gli spostamenti reali in metri tramite la formula  $\Delta S = r/M$  e le velocità come  $V = \Delta S/\Delta t$ .

# Capitolo 5

## Set-up sperimentale

In questo capitolo verrà descritto il set-up sperimentale utilizzato per valutare gli effetti dell'array di attuatori al plasma all'interno di un flusso turbolento di canale.

### 5.1 Galleria del vento

Lo studio è stato condotto all'interno di una galleria del vento soffiata a circuito aperto con camera di prova a sezione rettangolare di lunghezza  $L = 10\text{ m}$ , altezza  $h = 0.035\text{ m}$  e larghezza  $b = 0.42\text{ m}$  (Figura 5.1). La galleria è alimentata da



**Figura 5.1:** Immagine della galleria del vento utilizzata.

una girante posta a monte, azionata da un motore elettrico controllato in numero di giri. Tra la girante e la camera di prova sono collegate in serie una camera di tranquillizzazione e un condotto convergente ad elevato rapporto di restringimento. All'ingresso della camera di prova è presente una flangia in *plexiglass* di lunghezza  $0.35\text{ m}$  e sezione analoga alla camera di prova, sulla quale sono montate due strisce sagomate di ABS ad elevata rugosità che hanno la funzione di forzare la transizione e rendere il flusso completamente turbolento anche a bassi numeri di giri.

La camera di prova è suddivisa in sezioni collegate tramite bulloni, di cui una presenta la parete superiore intercambiabile. Questa viene utilizzata per alloggiare gli attuatori all'interno del canale.

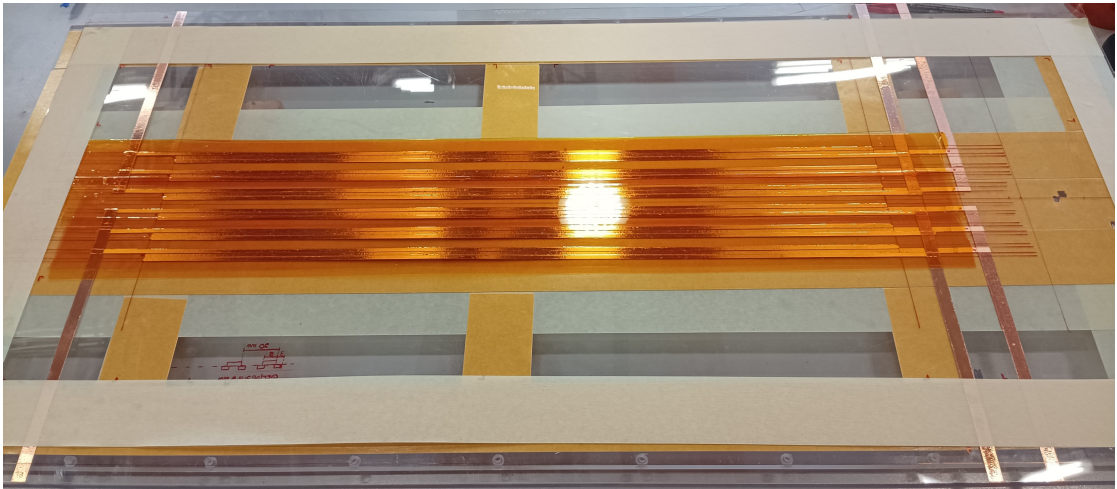
## 5.2 Attuatori al plasma

### 5.2.1 Caratteristiche costruttive

Per il controllo del flusso è stato realizzato un array di sei attuatori al plasma DBD affiancati, con gli elettrodi paralleli all'asse longitudinale del canale, distanziati di  $\lambda_z = 20\text{ mm}$  l'uno dall'altro. Ogni attuatore è formato da un elettrodo esposto collegato a terra e due elettrodi incapsulati, uno per lato, ognuno dei quali è collegato ad un segnale di alta tensione. Gli elettrodi sono stati realizzati utilizzando delle strisce di rame adesivo di spessore  $0.35\text{ mm}$ . Gli elettrodi esposti hanno una larghezza di  $5\text{ mm}$  mentre gli elettrodi incapsulati hanno una larghezza di  $3\text{ mm}$ . Come dielettrico è stato utilizzato un foglio di polietilene tereftalato (PET). Per garantire l'isolamento degli elettrodi incapsulati sono stati applicati due strati di nastro adesivo *Kapton* nella parte inferiore dell'attuatore. Gli attuatori hanno una lunghezza utile di attuazione di  $60\text{ cm}$  alle cui estremità sono collocate delle ulteriori strisce di rame per consentire i collegamenti elettrici.

L'array di attuatori è stato assicurato tramite nastro biadesivo ad una piastra di *plexiglass* di dimensioni  $97 \times 44 \times 2\text{ cm}$  che viene assicurata al canale tramite viti, consentendo di alloggiare l'attuatore a filo con la parete superiore del canale.

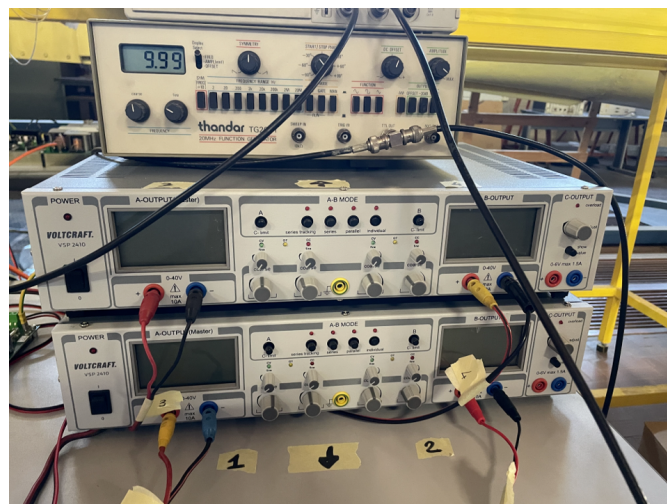
Sono stati realizzati due array di attuatori: uno simmetrico rispetto all'asse longitudinale del canale, e l'altro asimmetrico, spostato di  $40\text{ mm}$  verso destra. Il primo è stato utilizzato per valutare la caduta di pressione lungo l'asse del canale, mentre il secondo è stato utilizzato per condurre le misure ottiche di velocità. Il motivo di tale scelta sarà più chiaro in seguito, ma risiede nel fatto che le prese di pressione posizionate in corrispondenza dell'asse del canale costituivano un'ostruzione al campo di vista delle telecamere per le misure ottiche.



**Figura 5.2:** Immagine dell'array di attuatori prima del fissaggio sulla piastra in plexiglass

### 5.2.2 Alimentazione e schema di funzionamento

L'alimentazione degli attuatori avviene tramite l'utilizzo di quattro *GBS Elektronik Minipuls 4* ognuno collegato ad un differente alimentatore DC. I *Minipuls* sono stati impostati per ricevere in ingresso un'onda quadra da un generatore d'onda e forniscono in output dei segnali sinusoidali in alta tensione. La frequenza dell'onda portante è stata fissata a  $7\text{ kHz}$  mentre la tensione picco-picco del segnale di output è stato fatto variare tra  $6$  e  $10\text{ kV}$ . La scheda utilizzata prevede anche la possibilità

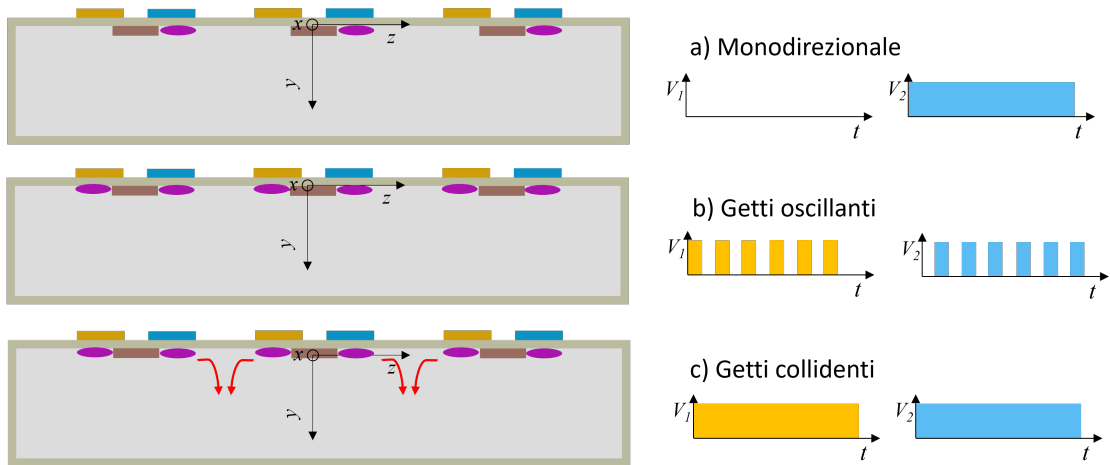


**Figura 5.3:** Alimentatori (in basso) e generatore d'onda (in alto).



di ricevere in ingresso un segnale di inibizione con il quale controllare il segnale di output inviato agli attuatori. I segnali di inibizione sono stati generati tramite il software commerciale *LabView* e inviati ai MiniPuls tramite un modulo digitale di scrittura della *National Instruments*.

Gli attuatori così collegati possono essere operati secondo tre diverse configurazioni, come riportato nello schema in Figura 5.4. Gli elettrodi incapsulati sono stati divisi in due set: in giallo quelli posizionati alla sinistra degli elettrodi esposti ricevono il segnale di alta tensione  $HV1$  e in blu quelli posizionati alla destra ricevono un segnale  $HV2$ . In viola sono rappresentate le zone in cui si forma lo strato di plasma. Nella configurazione "a" viene prodotto un getto monodirezionale stazionario alimentando solamente gli elettrodi in blu con un segnale  $HV2$ . Nella configurazione "b" vengono generati dei getti intermittenti in versi opposti alimentando entrambi i set di elettrodi con segnali sfasati di  $180^\circ$ . In figura sono raffigurati segnali con Duty Cycle del 50% ma sono stati analizzati anche dei casi con Duty Cycle pari al 25% e al 75%. La configurazione "c" è invece relativa al caso in cui entrambi i set vengono operati costantemente generando due getti in direzione opposta che collidendo generano un moto di "upwash" perpendicolare alla parete.



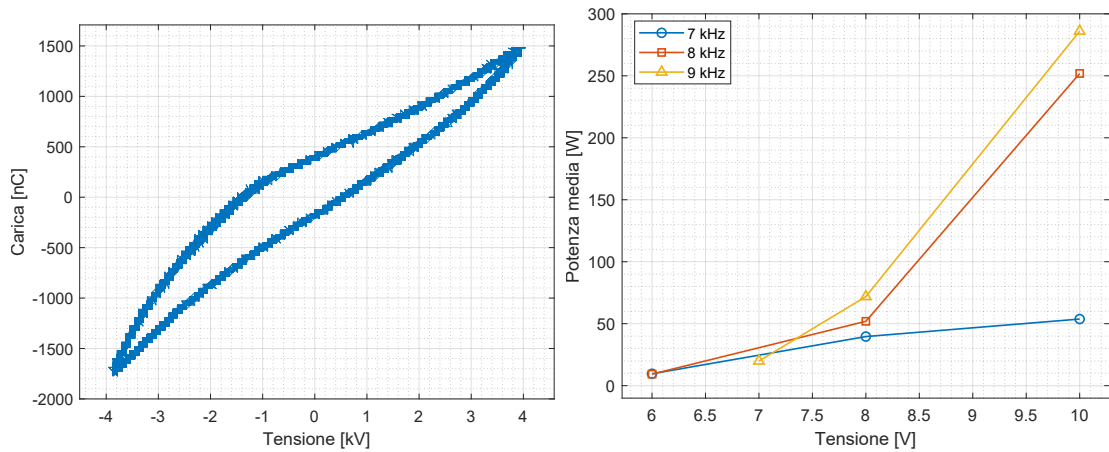
**Figura 5.4:** Configurazione possibili di funzionamento degli attuatori. Vista nel piano trasversale al flusso principale. Gli elettrodi incapsulati sono rappresentati in giallo e in blu, mentre gli elettrodi esposti sono rappresentati in marrone. In viola sono rappresentate le regioni di plasma mentre le frecce in rosso rappresentano i getti collidenti.

Il periodo di modulazione per la configurazione di getti alternati (configurazione "b") è stato fatto variare tra  $T^+ = [16, 50, 100, 150]$ , dove  $T^+$  sta ad indicare il periodo in unità di parete (periodo adimensionalizzato con le scale viscose dell'inner-layer). La scelta del periodo di modulazione e delle tre

configurazioni di funzionamento è stata basata sui risultati degli studi svolti fin ora sia sulla parete oscillante che su gli attuatori al plasma [18, 4, 9, 3, 15]. Per semplicità ci riferiremo invece al caso monodirezionale (configurazione "a") con la nomenclatura  $W_{PA_s} > 0$ , in quanto, in base al sistema di riferimento adottato, vengono prodotti getti nella direzione delle  $z$  positive.

### 5.2.3 Caratterizzazione elettrica e meccanica

La caratterizzazione elettrica dell'attuatore è stata effettuata seguendo il "metodo della carica elettrica" illustrato nel paragrafo 3.3.2. Le misure sono state effettuate su tre attuatori operati in configurazione monodirezionale con una lunghezza complessiva degli elettrodi pari a  $L = 3 \times 0.60 \text{ m} = 1.8 \text{ m}$ . Per la misura della carica è stato utilizzato un condensatore ceramico 104 da  $100 \text{ nF}$ . I segnali di tensione sono stati acquisiti per  $0.1 \text{ s}$  ad una frequenza di campionamento di  $10 \text{ MHz}$ . Per ogni caso sono state effettuate 10 misure. I risultati ottenuti sono riportati in Figura 5.5: a sinistra vi è la caratteristica curva di Lissajous per il caso a  $V = 8 \text{ kV}$  e  $f = 7 \text{ kHz}$ ; a destra sono riportati i valori di potenza media in funzione della tensione di alimentazione e della frequenza del segnale portante. Per il calcolo dell'area della curva di Lissajous è stato utilizzato uno script *Matlab* per individuare gli estremi della curva per ogni ciclo in modo da poter calcolare l'area totale come la differenza tra l'area sottesa al ramo superiore e quella sottesa al ramo inferiore. Mediando su tutti i cicli e dividendo per il periodo del segnale di alimentazione è possibile ottenere la potenza media consumata dall'attuatore.



**Figura 5.5:** A sinistra: curva di Lissajous (ciclogramma) di circa 1000 cicli per il caso a  $V = 8 \text{ kV}$ ,  $f = 7 \text{ kHz}$ . In ordinata la tensione del segnale di alimentazione dell'attuatore, in ascissa la carica del condensatore. A destra: Diagramma tensione-potenza media in funzione della frequenza del segnale portante.

Per quanto riguarda la caratterizzazione meccanica dell'attuatore si rimanda ai risultati ottenuti da Luca D'Amato nella sua Tesi Magistrale "*Sviluppo, caratterizzazione e applicazione di attuatori al plasma DBD per la riduzione della resistenza di attrito viscosa*" [6].

### 5.3 Misure di pressione

Per valutare l'effetto degli attuatori sull'andamento della pressione, sono state predisposte 12 prese di pressione statica posizionate ad intervalli regolari, in corrispondenza dell'asse del canale: 7 sulla parete superiore e 5 sulla parete inferiore in corrispondenza dell'array di attuatori. Le prese sono collegate ad un trasduttore di pressione piezo-resistivo *DSA* impostato per acquisire 200 s a 20 Hz.

Il canale è inoltre dotato di una sonda di pressione totale posta a valle dell'attuatore e di due ulteriori prese di pressione statica, rispettivamente a monte e a valle del condotto convergente, utili per la caratterizzazione del flusso.

Dalle misure di pressione è possibile valutare il gradiente di pressione medio  $dp/dx$  e da esso il valore dello sforzo di attrito a parete  $\tau_w$ , come visto nel Capitolo 2.

Le prove sono state effettuate a diversi numeri di Reynolds, come riportato in Tabella 5.1. I dati riportati sono relativi alle misure effettuate con gli attuatori non in funzione e sono stati utilizzati come valori di riferimento per le misure di pressione.

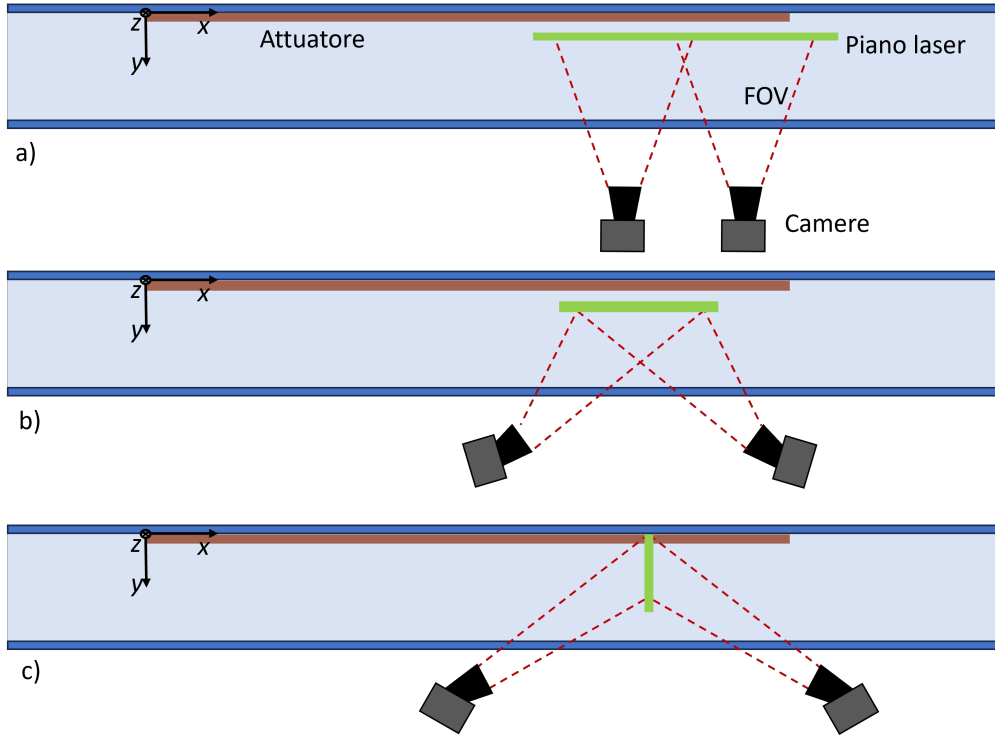
$Re_\tau$	$Re_0$	$dp/dx [Pa/m]$	$\tau_w [N/m^2]$	$u_\tau [m/s]$	$l_\tau [m]$	$t_\tau [s]$
187	12238	-1.83	3.20E-02	1.66E-01	9.65E-05	5.83E-04
242	16228	-3.07	5.38E-02	2.15E-01	7.45E-05	3.47E-04
297	20306	-4.61	8.06E-02	2.63E-01	6.08E-05	2.32E-04
347	24195	-6.31	1.10E-01	3.07E-01	5.20E-05	1.69E-04
391	27669	-8.02	1.40E-01	3.47E-01	4.61E-05	1.33E-04

**Tabella 5.1:** Dati relativi al flusso con attuatore non in funzione, utilizzati come caso di riferimento per le misure di pressione

### 5.4 Misure ottiche

Sono stati allestiti tre differenti setup per le misure ottiche di velocità: un set-up PIV nel piano  $xz$  (Figura 5.6a), un set-up Stereo PIV (SPIV) nel piano  $xz$  (Figura 5.6b) e un set-up Stereo PIV nel piano  $yz$  (Figura 5.6c). Tutti i set-up erano composti da due telecamere *Andor Zyla ZL41* sCMOS (5,5 Mpx, 16 bit) e da un

laser *Litron* a doppia cavità (200  $mJ$ /impulso, frequenza massima 15  $Hz$ ). Le telecamere erano dotate di obiettivi *Tokina 100 mm f/2.8 FF macro* con filtri verdi e, per i set-up SPIV, di adattatori per la condizione di Scheimpflug di *LaVision*. La sincronizzazione del sistema era garantita da una scheda *National Instrument PCI-6602*. La frequenza di acquisizione era di 15  $Hz$  e sono state acquisite in totale 1000 coppie di immagini per ogni caso esaminato.



**Figura 5.6:** Vista in sezione del piano  $x - y$  degli schemi dei tre set-up ottici: (a) PIV piano  $x - z$  con stitching delle immagini delle due camere, (b) SPIV piano  $x - z$ , (c) SPIV piano  $y - z$ .

Il set-up PIV prevedeva che le due telecamere fossero posizionate una accanto all'altra lungo la direzione del flusso in modo da riprendere un campo di vista complessivo (FOV) di lunghezza 111.90  $mm$  lungo  $x$  e 48.20  $mm$  lungo  $z$ . Ciò corrisponde, in unità adimensionali, a  $1063 \times 458$  sul piano  $x^+ - z^+$ . Con questo set-up sono stati ripresi tre attuatori centrali dell'array. Il piano è stato posizionato a  $x = 515 \text{ mm}$  ( $x^+ = 4,89 \times 10^3$ ) dall'estremità a monte dell'attuatore. Le misure sono state effettuate con il piano illuminato in posizione  $y = 5 \text{ mm}$  ( $y^+ = 47.48$ ) e in posizione  $y = 10 \text{ mm}$  ( $y^+ = 94.97$ ). La risoluzione finale della misura è di 3.67 vettori/ $mm$ , ovvero 0.39 vettori per scala di lunghezza viscosa. Lo spessore del foglio laser è stato impostato a  $\simeq 0.5 \text{ mm}$ .

Il set-up SPIV parallelo alla parete riprendeva un dominio che si estendeva per  $50\text{ mm}$  lungo  $x$  e  $50\text{ mm}$  lungo  $z$ , che in unità viscoso equivale a  $474.83 \times 474.83$  sul piano  $x^+ - z^+$ . Con questo set-up sono stati ripresi tre attuatori centrali dell'array. Il piano è stato posizionato a  $x = 520\text{ mm}$  ( $x^+ = 4.94 \times 10^3$ ) dall'estremità a monte dell'attuatore. Anche in questo caso sono stati ripresi due piani: a  $y = 5\text{ mm}$  e  $y = 10\text{ mm}$ . La risoluzione finale della misura è di  $3.67$  vettori/ $mm$ , ovvero  $0.39$  vettori per scala di lunghezza viscosa. Lo spessore del foglio laser è stato aumentato a  $\simeq 1.5\text{ mm}$ .

Il set-up SPIV perpendicolare alla parete riprendeva un dominio che si estendeva per  $29.50\text{ mm}$  lungo  $z$  e  $22\text{ mm}$  lungo  $y$ , che in unità viscoso equivale a  $280.15 \times 208.93$  sul piano  $z^+ - y^+$ . Con questo set-up è stato ripreso un attuatore centrale dell'array. Il piano è stato posizionato a  $x = 556\text{ mm}$  ( $x^+ = 5.28 \times 10^3$ ) dall'estremità a monte dell'attuatore. La risoluzione finale della misura è di  $9.26$  vettori/ $mm$ , ovvero  $0.98$  vettori per scala di lunghezza viscosa. Anche in questo caso lo spessore del foglio laser è stato fissato a  $\simeq 1.5\text{ mm}$ .

Le prove sono state effettuate a  $Re_\tau = 180$ , e i valori caratteristici del caso di riferimento con attuatori spenti sono riportati in Tabella 5.2

$Re_\tau$	$Re_0$	$\tau_w [N/m^2]$	$u_\tau [m/s]$	$l_\tau [m]$	$t_\tau [s]$
180	10756	2.89E-02	1.59E-01	1.05E-04	6.62E-04

**Tabella 5.2:** Dati relativi al flusso con attuatore non in funzione, utilizzati come caso di riferimento per le misure ottiche

# Capitolo 6

## Risultati

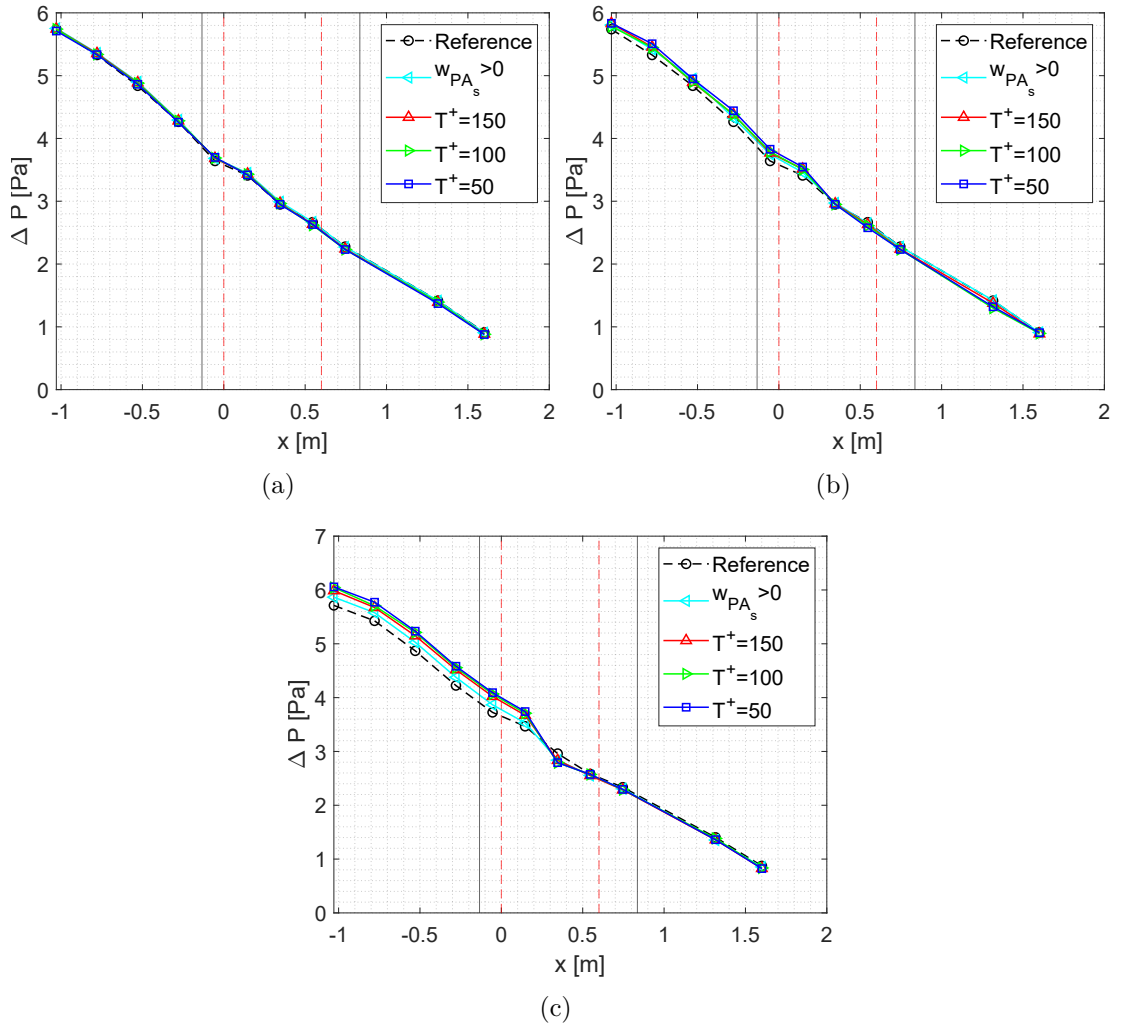
### 6.1 Effetto degli attuatori sulla pressione

Lo studio è stato condotto sull'array di attuatori descritto nella Sezione 5.2 operato nella configurazione monodirezionale e a getti alternati (rispettivamente le configurazioni "a" e "b" di Figura 5.4), valutando l'influenza della tensione picco-picco di alimentazione (6, 8 e 10  $kV$ ) e del periodo di modulazione ( $T^+ = 50$ ,  $T^+ = 100$ ,  $T^+ = 150$ ). Nella Tabella 6.1 sono riportati i valori di frequenza in  $Hz$  relativi alle tre modulazioni per i differenti regimi di flusso indagati.

$Re_\tau$	$f_{T^+=50}[Hz]$	$f_{T^+=100}[Hz]$	$f_{T^+=150}[Hz]$
187	34	17	11
242	58	29	19
297	86	43	29
347	118	59	39
391	150	75	50

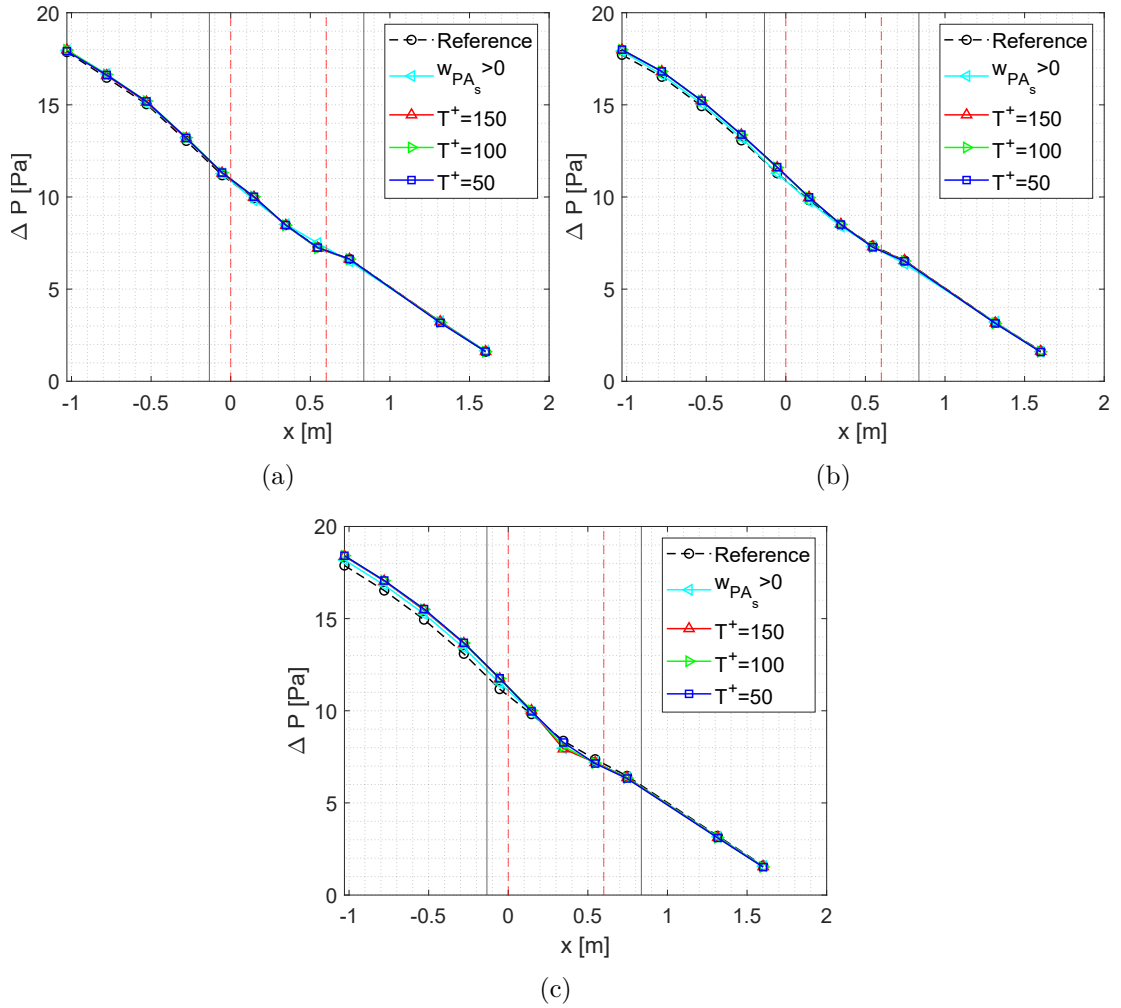
**Tabella 6.1:** Frequenze di modulazione analizzate

Di seguito sono riportati i grafici della misura di pressione differenziale per i casi a  $Re_\tau = 187$  (Figura 6.1) e  $Re_\tau = 347$  (Figura 6.2). Si può notare come la caduta di pressione presenta un comportamento simile in tutte le configurazioni di attuazione. A monte dell'attuatore, a parità del numero di giri della girante, tutti i flussi attuati presentano un valore di pressione più alto rispetto al caso di riferimento non attuato. Questo comportamento può essere ricondotto ad un effetto di bloccaggio indotto dai getti stessi. Muovendosi nella direzione del flusso, in corrispondenza dell'attuatore la pendenza della retta di pressione aumenta per



**Figura 6.1:** Misure di pressione differenziale a  $Re_\tau = 187$  (riferimento) in funzione della frequenza di modulazione per tre valori di tensione picco-picco di alimentazione  $V$ : (a)  $V = 6 \text{ kV}$ , (b)  $V = 8 \text{ kV}$ , (c)  $V = 10 \text{ kV}$ . Frequenza del segnale portante  $f_c = 7 \text{ kHz}$ .

poi diminuire a valle, ricongiungendosi ai valori del caso di riferimento. Questo comportamento può essere imputato inizialmente al moto di down-wash verso parete del fluido a più alta velocità indotto dagli attuatori, necessario a soddisfare la continuità della massa. Questo implicherebbe un gradiente di velocità maggiore in prossimità della parete e di conseguenza un maggiore sforzo di attrito. Al contrario, a valle dell'attuatore, gli effetti benefici del controllo del flusso superano gli effetti negativi portando ad una diminuzione del modulo del gradiente



**Figura 6.2:** Misure di pressione differenziale a  $Re_\tau = 347$  (riferimento) in funzione della frequenza di modulazione per tre valori di tensione picco-picco di alimentazione  $V$ : (a)  $V = 6 \text{ kV}$ , (b)  $V = 8 \text{ kV}$ , (c)  $V = 10 \text{ kV}$ . Frequenza del segnale portante  $f_c = 7 \text{ kHz}$ .

di pressione.

Dai grafici riportati è inoltre possibile notare come l'effetto descritto aumenti all'aumentare della tensione di alimentazione, come conseguenza della aumento di intensità dei getti, e che sia più pronunciato nei casi in cui si utilizza la configurazione a getti alternati.

All'aumentare invece della velocità della corrente, l'effetto relativo dell'attuazione sull'andamento di pressione differenziale risulta minore. Questo è probabilmente legato alla minore velocità del getto in relazione alla velocità del flusso medio.



A partire dalle misure effettuate è stato possibile calcolare la variazione percentuale del coefficiente di attrito rispetto al caso di riferimento con attuatori spenti.

$$\Delta C_f = \frac{C_f - C_{f0}}{C_{f0}} \times 100 \quad \text{con} \quad C_f = \frac{\tau_w}{q_{asse}} \quad (6.1)$$

Dove  $C_{f0}$  è il coefficiente di attrito del caso di riferimento, e  $q_{asse}$  è la pressione dinamica misurata sull'asse del condotto a valle dell'attuatore in ciascuna modalità di attuazione. I dati ottenuti sono riportati nelle Tabelle 6.2 e 6.3. Per come è stato definito, un valore positivo del  $\Delta C_f$  corrisponde ad un aumento del coefficiente di attrito rispetto al caso di riferimento. Dai risultati si evince una relazione tra il periodo del segnale di modulazione e il coefficiente di attrito: al diminuire del periodo  $T^+$ , e quindi all'aumentare della frequenza di modulazione, vi è un andamento monotono crescente del  $\Delta C_f$ , che risulta essere maggiormente evidente all'aumentare della tensione di alimentazione. Come detto in precedenza, all'aumentare del Reynolds della corrente l'effetto negativo dell'attuazione si affievolisce.

	<b><math>Re_\tau = 187</math></b>			<b><math>Re_\tau = 242</math></b>		<b><math>Re_\tau = 297</math></b>	
	6 kV	8 kV	10 kV	6 kV	8 kV	6 kV	8 kV
<b><math>w_{PAs} &gt; 0</math></b>	2.23%	3.10%	3.38%	1.26%	4.38%	0.37%	3.97%
<b><math>T^+ = 150</math></b>	5.07%	13.08%	25.45%	5.38%	10.48%	3.71%	8.82%
<b><math>T^+ = 100</math></b>	4.99%	16.73%	26.22%	5.37%	12.24%	4.25%	9.92%
<b><math>T^+ = 50</math></b>	5.11%	22.56%	36.37%	5.40%	17.11%	4.40%	9.67%

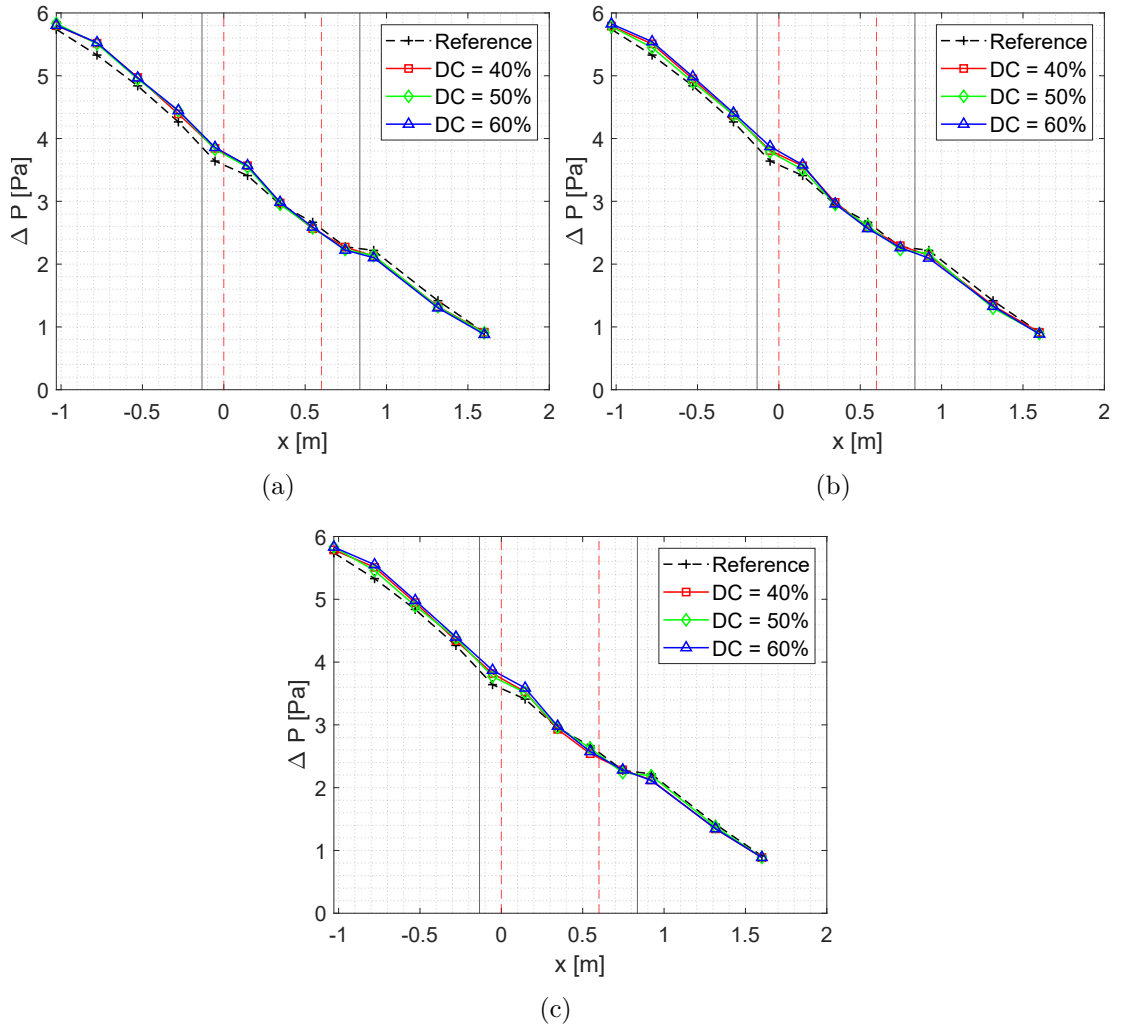
**Tabella 6.2:** Variazione percentuale del coefficiente di attrito  $\Delta C_f$  rispetto al caso di riferimento.

	<b><math>Re_\tau = 347</math></b>			<b><math>Re_\tau = 391</math></b>	
	6 kV	8 kV	10 kV	6 kV	8 kV
<b><math>w_{PAs} &gt; 0</math></b>	0.54%	2.88%	3.81%	-0.06%	2.19%
<b><math>T^+ = 150</math></b>	3.36%	7.51%	16.64%	2.42%	6.93%
<b><math>T^+ = 100</math></b>	3.29%	8.06%	19.60%	2.58%	7.56%
<b><math>T^+ = 50</math></b>	3.45%	9.28%	22.71%	2.85%	6.96%

**Tabella 6.3:** Variazione percentuale del coefficiente di attrito  $\Delta C_f$  rispetto al caso di riferimento.

In seguito è stata condotta un'analisi sull'effetto del Duty Cycle del segnale di modulazione inviato agli attuatori. Dalle misure di pressione riportate in Figura

6.3 per tre differenti valori del Duty Cycle ( $DC = 40\%$ ,  $50\%$ ,  $60\%$ ) si può notare un leggero aumento dell'effetto degli attuatori all'aumentare del DC. Questo, seppur risulti estremamente contenuto, può essere legato al fatto che per DC maggiori del  $50\%$  ci siano degli intervalli di tempo in cui i due getti alternati collidano dando vita ad un getto verticale di up-wash, aumentando l'effetto di bloccaggio descritto in precedenza.



**Figura 6.3:** Misure di pressione differenziale a  $Re_\tau = 187$  (riferimento) in funzione del Duty Cycle del segnale di modulazione (DC) per tre valori del periodi di modulazione: (a)  $T^+ = 50$ , (b)  $T^+ = 100$ , (c)  $T^+ = 150$ . Frequenza del segnale portante  $f_c = 7$  kHz, tensione picco-picco del segnale portante  $V = 8$  kV.

## 6.2 Effetto dell'attuazione sul campo di velocità

Le misure ottiche di velocità sono state effettuate sull'array di attuatori descritto nella Sezione 5.2, decentrato rispetto all'asse del condotto. Gli attuatori sono stati operati nelle configurazioni monodirezionale, a getti alternati e a getti collidenti descritte precedentemente e riportate in Figura 5.4. Per tutte e tre le configurazioni, agli attuatori è stato fornito un segnale sinusoidale di alimentazione a una frequenza  $f = 7 \text{ kHz}$  e una tensione picco-picco  $V = 8 \text{ kV}$ . Per la configurazione a getti alternati sono stati analizzati quattro differenti valori del periodo di modulazione  $T^+ = (16, 50, 100, 150)$ , che corrispondo a frequenze in  $\text{Hz}$   $f_{mod} = (107, 34, 17, 11)$ . Per  $T^+ = 100$  è stato inoltre indagato l'effetto del Duty Cycle del segnale di modulazione effettuato prove a DC = (25%, 50%, 75%).

Tutte le prove sono state effettuate a  $Re_\tau = 180$  e i valori caratteristici del flusso nel caso di riferimento con attuatori spenti sono riportati nella Tabella 5.2.

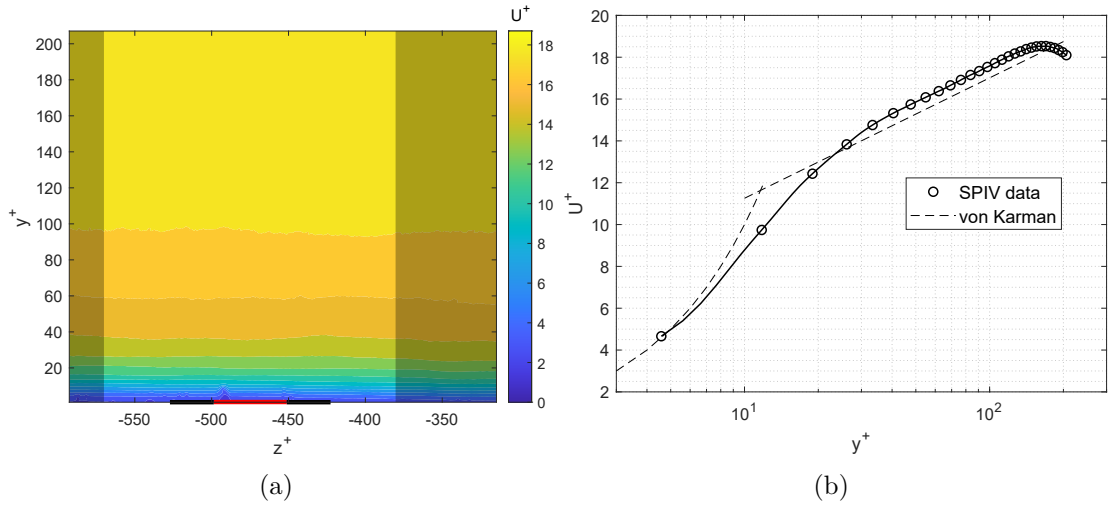
### 6.2.1 Effetto della configurazione e del periodo di modulazione $T^+$

Per prima cosa è stato analizzato il caso di riferimento con attuatori spenti per verificare che il campo di moto fosse in linea con i risultati presenti in letteratura. In Figura 6.4a è riportato il campo di velocità in direzione streamwise  $U^+$  normalizzato con la velocità di attrito  $u_\tau$ . Il campo è uniforme lungo la direzione spanwise e le componenti di velocità nel piano sono di entità trascurabile. Il piano di mezzeria del canale è a  $y = 17.5 \text{ mm}$  ( $y^+ = 166$ ). In Figura 6.4b è riportato il profilo medio di velocità  $U^+$  sovrapposto alla legge di parete di *von Karman*. Il profilo è stato mediato lungo  $z$  nell'intervallo indicato dalla zona non oscurata della Figura 6.4a. Tale intervallo si riferisce ad una porzione di piano con origine nel centro dell'elettrodo esposto e di larghezza corrispondente allo spacing tra due attuatori contigui  $\lambda_z = 20 \text{ mm}$  ( $\lambda_z^+ = 190$ ).

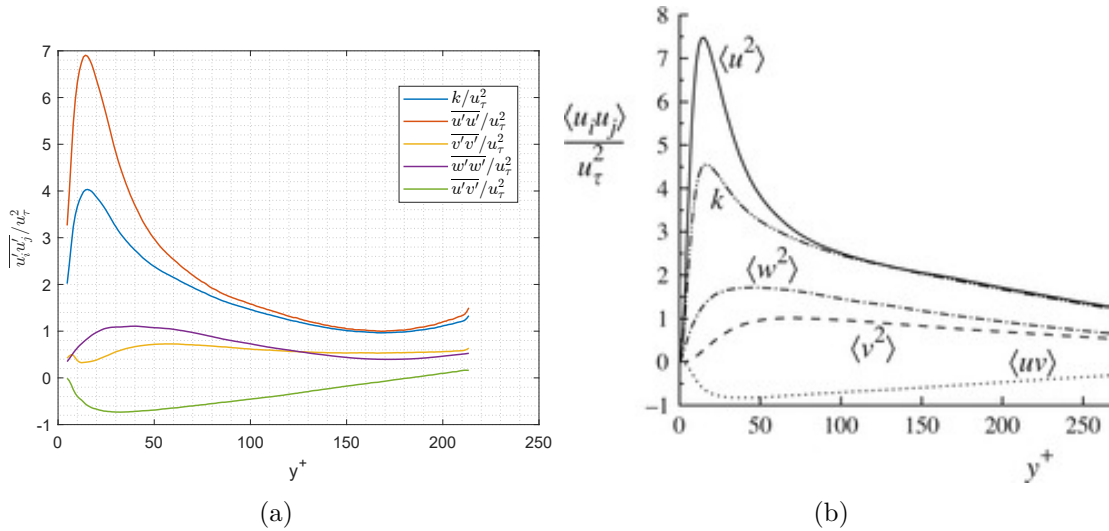
Gli andamenti degli stress di Reynolds e dell'energia cinetica turbolenta normalizzati con la velocità d'attrito sono riportati in Figura 6.5 e presentano valori e andamenti coerenti con i dati presenti in letteratura, con il picco di attività turbolenta posizionato a  $y^+ \simeq 15$ , all'interno del buffer layer.

Di seguito, nelle Figure 6.6, 6.7 e 6.8, sono riportate le componenti di velocità media, rispettivamente  $U^+$ ,  $V^+$  e  $W^+$ , normalizzate con la velocità di attrito del caso di riferimento, nelle differenti configurazioni di funzionamento. A differenza del caso di riferimento, tutti i casi attuati presentano importanti moti nel piano.

Per le configurazioni a getti alternati vi è un moto di "upwash" normale a parete tra gli attuatori ( $z^+ = -575$  e  $z^+ = -375$ ) dovuta alla collisione di getti adiacenti, la cui intensità cresce al diminuire del periodo di oscillazione, fino a

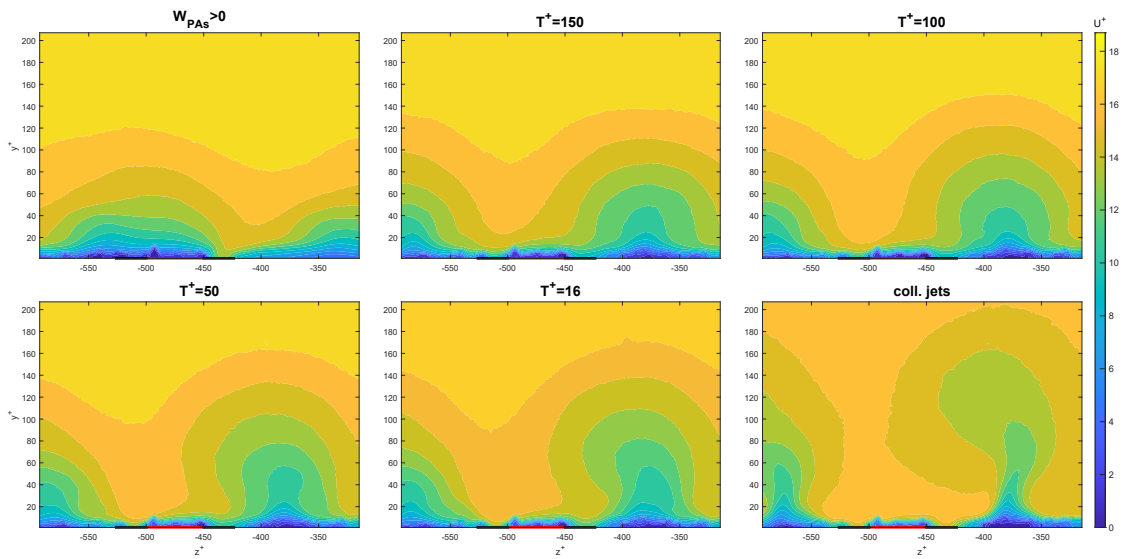


**Figura 6.4:** Caso di riferimento senza attuazione a  $Re_\tau = 180$ . (a) Campo di velocità media  $U^+$  centrata sulla mezzeria dell’elettrodo esposto. (b) Profilo di velocità  $U^+$  mediata tra  $z = \pm 10$  mm dal centro dell’elettrodo esposto (zona non oscurata dell’immagine (a)), marcatori ogni 10 dati. Dati SPIV

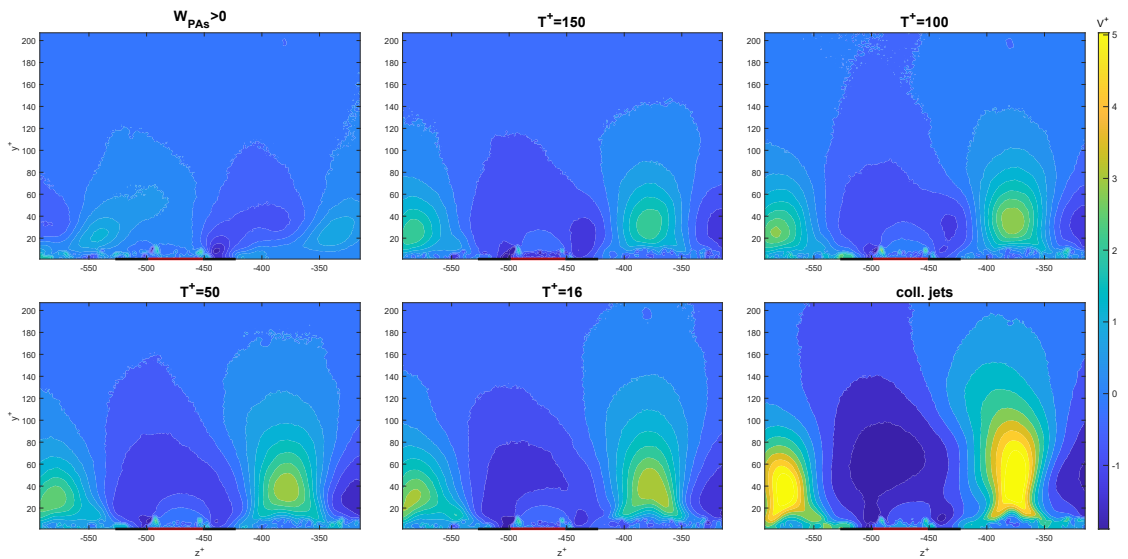


**Figura 6.5:** Caso di riferimento senza attuazione a  $Re_\tau = 180$ . Stress di Reynolds e energia cinetica turbolenta  $k$  normalizzati con la velocità d’attrito: (a) Misure SPIV. (b) Dati DNS di Kim *et al*,  $Re = 13750$ , immagine ripresa da [16].

raggiungere un picco massimo per la configurazione a getti collidenti. In effetti, questa ultima configurazione può essere considerata come il caso limite a  $T^+ \rightarrow 0$

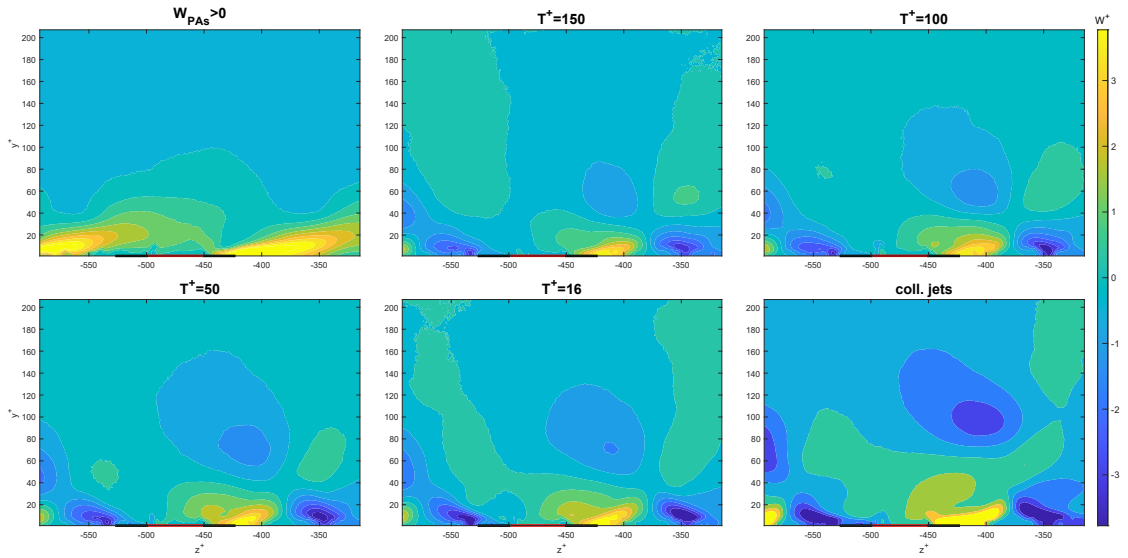


**Figura 6.6:** Campi di velocità media  $U^+$  normalizzati con la velocità di attrito del caso di riferimento. Dati SPIV.



**Figura 6.7:** Campi di velocità media  $V^+$  normalizzati con la velocità di attrito del caso di riferimento.

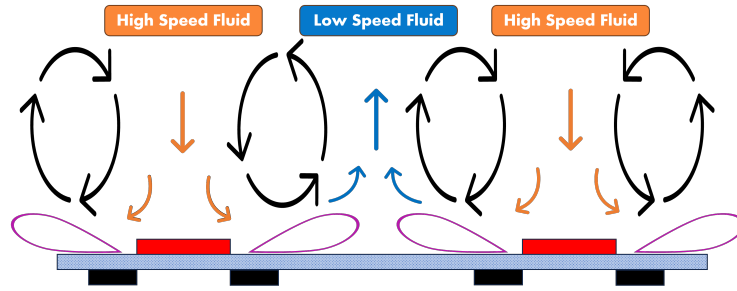
della configurazione a getti alternati. In corrispondenza dell'attuatore, leggermente spostata verso le  $z$  negative (probabilmente a causa di una leggera asimmetria dell'intensità dei getti), vi è una zona di *downwash* dovuta all'effetto di risucchio



**Figura 6.8:** Campi di velocità media  $W^+$  normalizzati con la velocità di attrito del caso di riferimento.

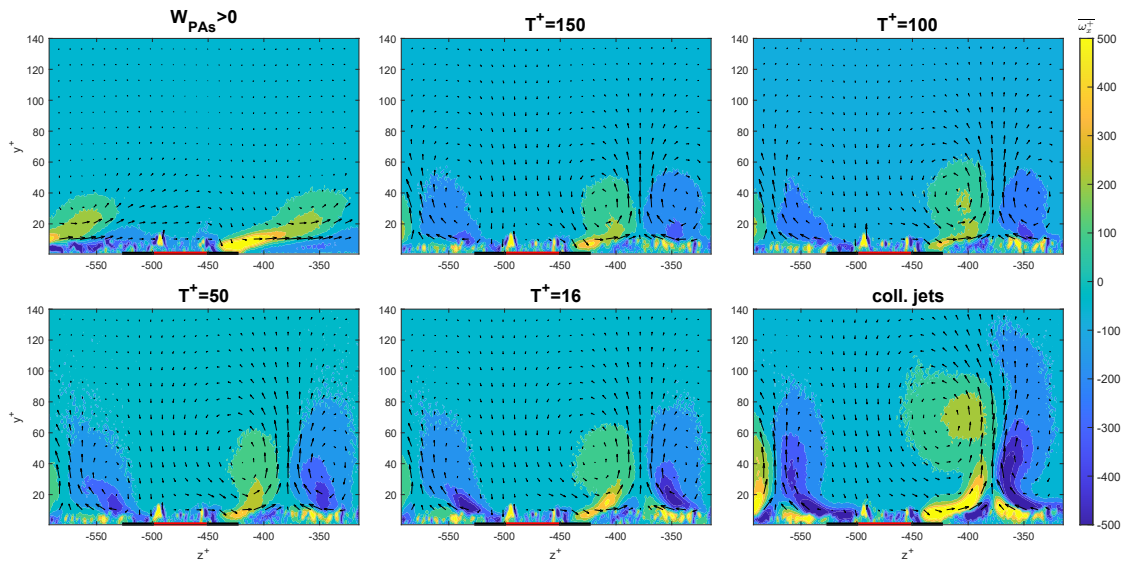
degli attuatori che prelevano fluido dalla zona superiore e lo accelerano lateralmente. L'effetto sulla componente principale della velocità, ovvero la componente streamwise  $U^+$ , presenta delle caratteristiche comuni: la combinazione dei moti di downwash e upwash descritti precedentemente generano dei vortici controrotanti in corrispondenza degli elettrodi incapsulati che trasportano fluido ad alta velocità dal centro del canale verso l'elettrodo esposto e fluido a bassa velocità a parete tra due attuatori verso il centro del canale. Si nota come al diminuire del periodo di modulazione si abbia un aumento dell'estensione della zona di fluido ad alta velocità trasportato verso la parete, con una conseguente costrizione della zona di fluido a bassa velocità trasportato verso l'alto, che però aumenta la sua estensione verticalmente, fino a raggiungere e superare la mezzeria del canale. Questi fenomeni sono alla base della crescita degli sforzi di attrito in quanto aumentano il gradiente di velocità a parete. Questo effetto sarà molto evidente in seguito analizzando i profili di velocità mediati. Uno schema concettuale del fenomeno appena descritto è riportato in Figura 6.9.

Per quanto riguarda invece il caso in cui gli attuatori sono operati nella configurazione monodirezionale, l'effetto sul campo di moto è sensibilmente diverso. Il moto di downwash viene drasticamente ridotto e avviene in corrispondenza dell'elettrodo incapsulato in funzione ( $z^+ = -435$ ). Questo perché ogni getto preleva la maggior parte della portata necessaria dal flusso del getto adiacente che lambisce l'attuatore successivo. Anche il moto di upwash è di entità molto minore rispetto ai casi a getti alternati in quanto in questa configurazione non vi sono getti che collidono



**Figura 6.9:** Schema concettuale dei vortici generati dagli attuatori nella configurazione a getti alternati e a getti collidenti.

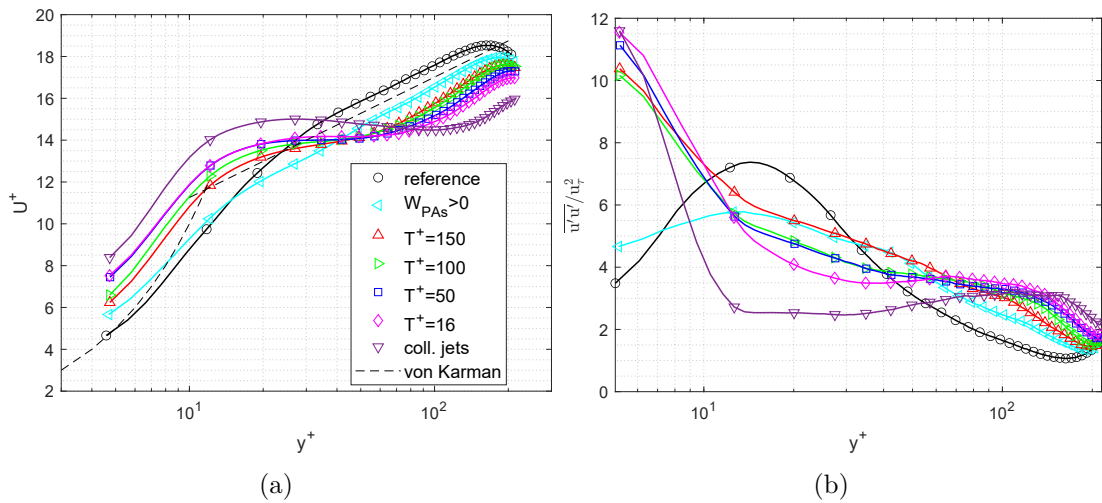
in direzioni opposte. Vi è comunque un moto di upwash dovuto alla formazioni di vortici allineati con la direzione del flusso principale che tendono a sollevare il getto.



**Figura 6.10:** Campi di vorticità media  $\overline{\omega_x^+}$  normalizzata con la velocità d'attrito del caso di riferimento (colori). Campo di velocità media V-W (vettori).

Le considerazioni fatte sulle strutture vorticosse generate dai getti sono più evidenti se si osserva la Figura 6.10 in cui sono riportate le mappe della componente perpendicolare al piano di misura della vorticità media  $\overline{\omega_x^+}$ , sovrapposte al campo vettoriale di velocità media nel piano  $V^+-W^+$ . I picchi a ridosso della parete non sono da considerarsi attendibili in quanto sono riconducibili alle riflessioni del laser sugli elettrodi che non sono state eliminate dalle operazioni di post-processing delle immagini raccolte. Si può però affermare con buona approssimazione che le

zone ad alta vorticità (in modulo) rappresentino i vortici generati dai getti. Nelle configurazioni a getti alternati si generano vortici controrotanti che aumentano di dimensione al diminuire del periodo del segnale di modulazione, al contempo allungandosi verso verso l'alto. Anche in questo caso la configurazione a getti collidenti segue il trend descritto, rappresentando il caso limite delle configurazioni a getti alternati. Per la configurazione di getto monodirezionale la situazione è differente e si osserva uno strato a vorticità negativa sotto al getto in corrispondenza della parete, dovuto proprio alla presenza della parete stessa che impone la condizione di velocità tangenziale nulla, e una zona a vorticità positiva centrata a metà strada tra due attuatori contigui.



**Figura 6.11:** (a) Profili di velocità media  $U^+$  normalizzati con le velocità di attrito di ciascun caso. (b) Profili degli stress normali di Reynolds in direzione streamwise  $\overline{u'u'}$  normalizzati con la velocità di attrito del caso senza attuazione. Mediati su  $z$  in un intervallo di  $\pm 10 \text{ mm}$  dal centro dell'elettrodo esposto. Simboli ogni 10 dati.

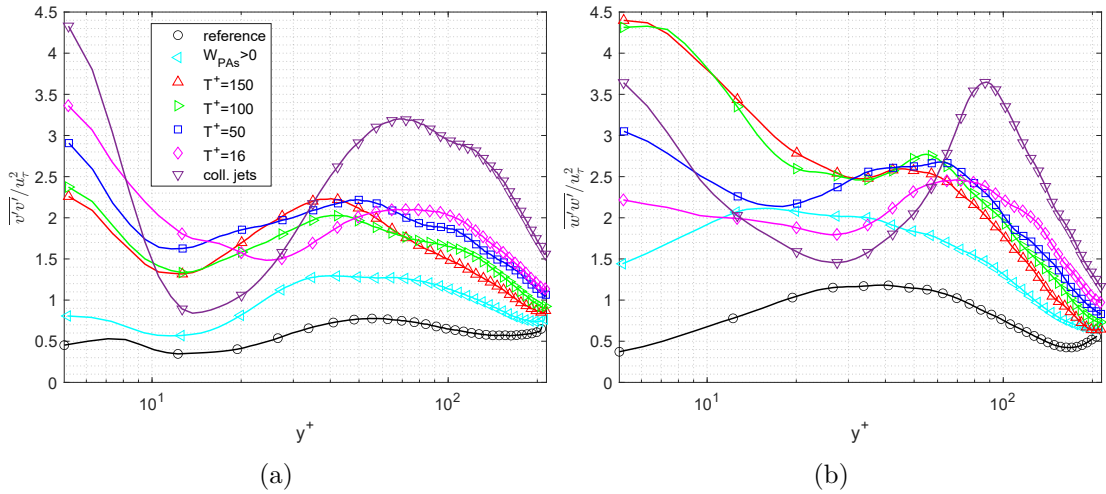
Osservando i profili di velocità media  $U^+$  normalizzati con la velocità di attrito di ciascun caso (Figura 6.11a) si osserva un andamento simile in tutte le configurazioni. Rispetto al caso di riferimento vi è un aumento di velocità nel buffer layer e una diminuzione di velocità nello strato logaritmico. La velocità al centro del canale è sempre più bassa rispetto al caso di riferimento. Dai risultati ottenuti si nota che l'effetto appena descritto è lieve per la configurazione monodirezionale, e cresce all'aumentare della frequenza di modulazione.

Sono stati poi analizzati i profili delle componenti del tensore di Reynolds, mediati su  $z$  in un intervallo di  $\pm 10 \text{ mm}$  dal centro dell'elettrodo esposto. Per i casi a getti alternati e a getti collidenti, la componente  $\overline{u'^+u'^+}$  (Figura 6.11b) presenta un picco molto alto (valori tripli rispetto al caso di riferimento) in prossimità della



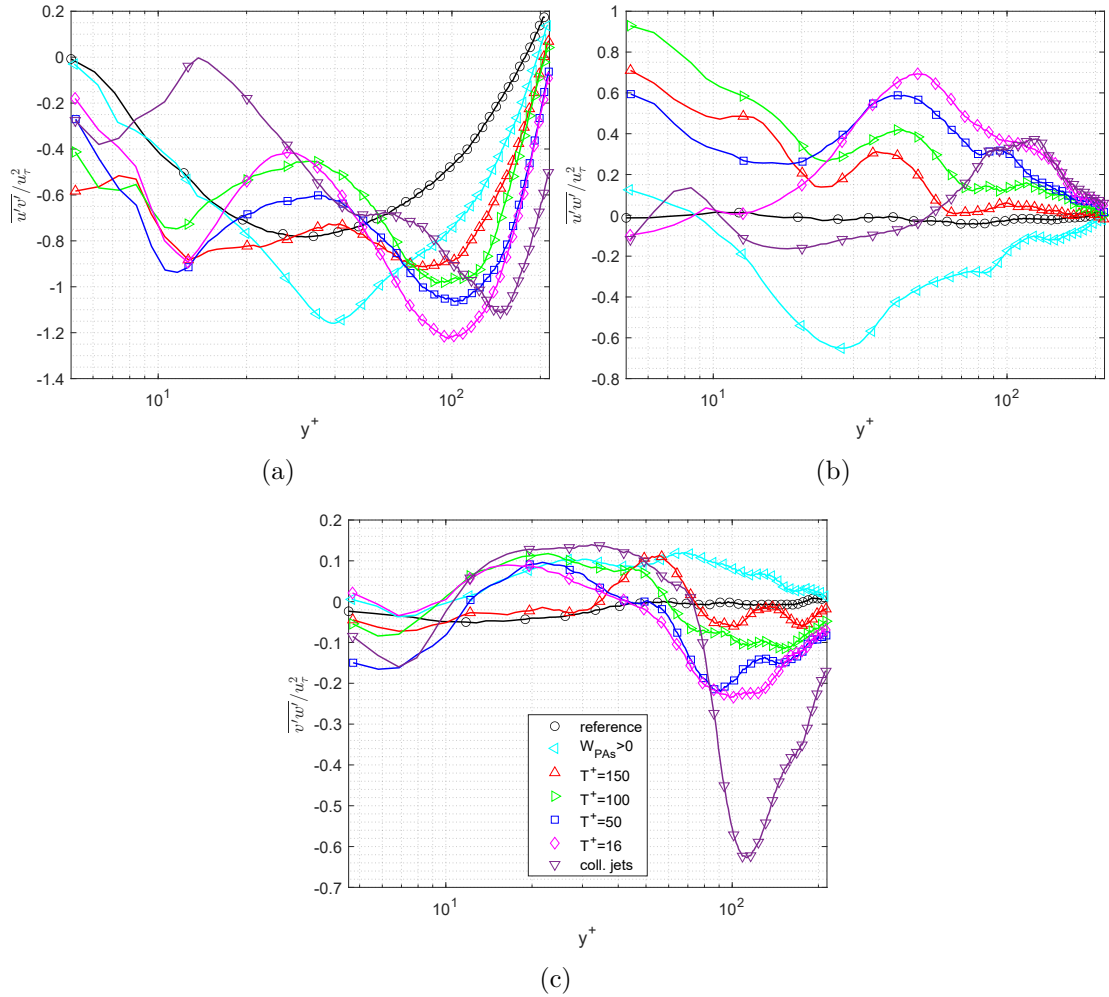
parete, probabilmente imputabile al fluido ad alta velocità trasportato vicino a parete dai moti di downwash. Allo stesso tempo lontano da parete, nello strato logaritmico e nell'outer layer vi è un rigonfiamento dei profili rispetto al caso di riferimento. Questo fenomeno può essere dovuto al trasporto verso l'alto delle strutture turbolente ad opera del moto di upwash che si verifica tra due attuatori contigui. Lo stesso fenomeno si verifica per le componenti  $\overline{v'^+v'^+}$  e  $\overline{w'^+w'^+}$  (Figura 6.12).

Per il caso monodirezionale questo effetto è poco marcato, proprio per via del fatto che non vi è la presenza di vortici controrotanti e di conseguenza i moti di upwash-downwash sono molto meno intensi. La componente  $\overline{u'^+u'^+}$ , rispetto al caso di riferimento, presenta un andamento appiattito, con un lieve incremento in prossimità della parete e nello strato logaritmico e un decremento nel buffer layer. Le componenti  $\overline{v'^+v'^+}$  e  $\overline{w'^+w'^+}$  seguono lo stesso andamento di quelle del caso di riferimento ma presentano un offset, l'attività turbolenta viene quindi incrementata lungo tutta la semialtezza del canale.



**Figura 6.12:** Profili degli sforzi di Reynolds (a)  $\overline{v'v'}$  e (b)  $\overline{w'w'}$  normalizzati con le velocità di attrito di ciascun caso. Mediati su  $z$  in un intervallo di  $\pm 10 \text{ mm}$  dal centro dell'elettrodo esposto. Simboli ogni 10 dati.

I profili delle componenti fuori dalla diagonale del tensore degli sforzi di Reynolds sono riportati in Figura 6.13. Per quanto riguarda l'attuatore operato monodirezionalmente il profilo di  $\overline{u'v'}$  mostra un andamento simile al caso di riferimento con un picco negativo più accentuato in corrispondenza di  $y^+ \simeq 35$  che giustifica l'aumento di resistenza di attrito. Anche la componente  $\overline{u'w'}$  ha un picco all'incirca nella stessa posizione ( $y^+ \simeq 30$ ) ed è negativa per tutta la semialtezza del canale, con un secondo picco più basso in modulo a  $y^+ \simeq 80$ . Questo può essere imputato



**Figura 6.13:** Profili degli sforzi di Reynolds (a)  $\overline{u'v'}$ , (b)  $\overline{u'w'}$  e (c)  $\overline{v'w'}$ , normalizzati con le velocità di attrito di ciascun caso. Mediati su  $z$  in un intervallo di  $\pm 10$  mm dal centro dell'elettrodo esposto. Simboli ogni 10 dati.

ad un più intenso trasporto di fluido a bassa velocità ad opera dei getti in direzione  $z$  positiva e al trasporto di fluido ad alta velocità ad opera della parte superiore dei vortici ( $w^+ < 0$ ) ad  $y^+ \simeq 80$ , descritti precedentemente. Nella configurazione a getti alternati il comportamento è differente. I profili di  $\overline{u'v'}$  presentano un andamento a "W": hanno un primo picco negativo a  $y^+ \simeq 10$  e un secondo picco, più grande in modulo, a  $y^+ \simeq 100$ . A  $y^+ \simeq 35$  vi è un minimo in modulo. Questo andamento è amplificato al diminuire del periodo del segnale di modulazione, con un progressivo shift dei picchi verso valori di  $y$  più grandi. Questo può essere dovuto all'accrescimento e allo spostamento verso l'alto dei vortici descritti in precedenza.

Il caso dei getti collidenti, sebbene segua il trend appena descritto per il picco a  $y^+ \simeq 100$ , all'interno del buffer layer segue l'andamento opposto.

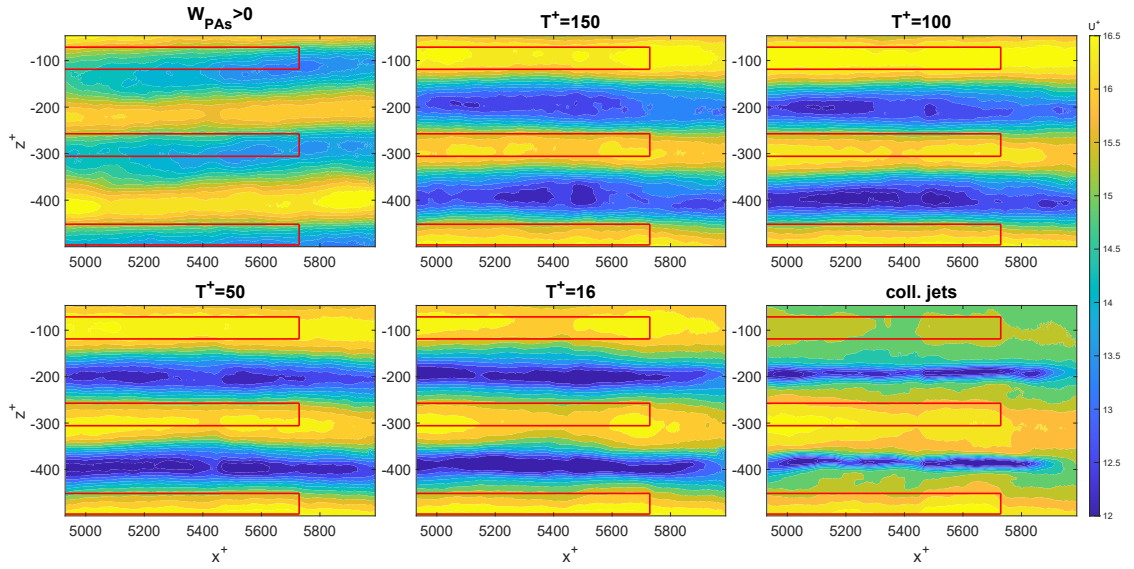
Se si osservano i profili degli sforzi  $\overline{u'w'}$  si notano in tutti i casi valori molto superiori al caso di riferimento. L'effetto dell'incremento del periodo  $T^+$  in questo caso è quello di far aumentare gli sforzi nella prima parte del buffer layer (fino a  $y^+ \simeq 20$ ) e di farli diminuire nel log layer e nell'outer layer. In tutti i casi attuati rimangono però comunque superiori al caso di riferimento. Anche in questo caso il comportamento del caso a getti collidenti è differente dagli altri. Gli sforzi in questo caso rimangono paragonabili al caso di riferimento fino a  $y^+ \simeq 50$ , per poi aumentare fino a un valore di picco di 0.4 a  $y^+ \simeq 100$ .

Osservando la componente  $\overline{v'w'}$  si nota un trend simile per i casi a getti alternati e il caso a getti collidenti: al diminuire della periodo si ha un'inflazione positiva degli sforzi nell'intervallo tra  $y^+ \simeq 10$  e  $y^+ \simeq 80$  e un picco negativo molto pronunciato a  $y^+ \simeq 100$  che raggiunge un valore massimo di -0.6 nella condizione a getti collidenti. Il caso a  $T^+ = 150$  rappresenta apparentemente un'eccezione in quanto si mantiene abbastanza fedele ai valori del caso di riferimento tranne che per la presenza di un picco positivo di 0.1 tra  $y^+ \simeq 40$  e  $y^+ \simeq 60$ .

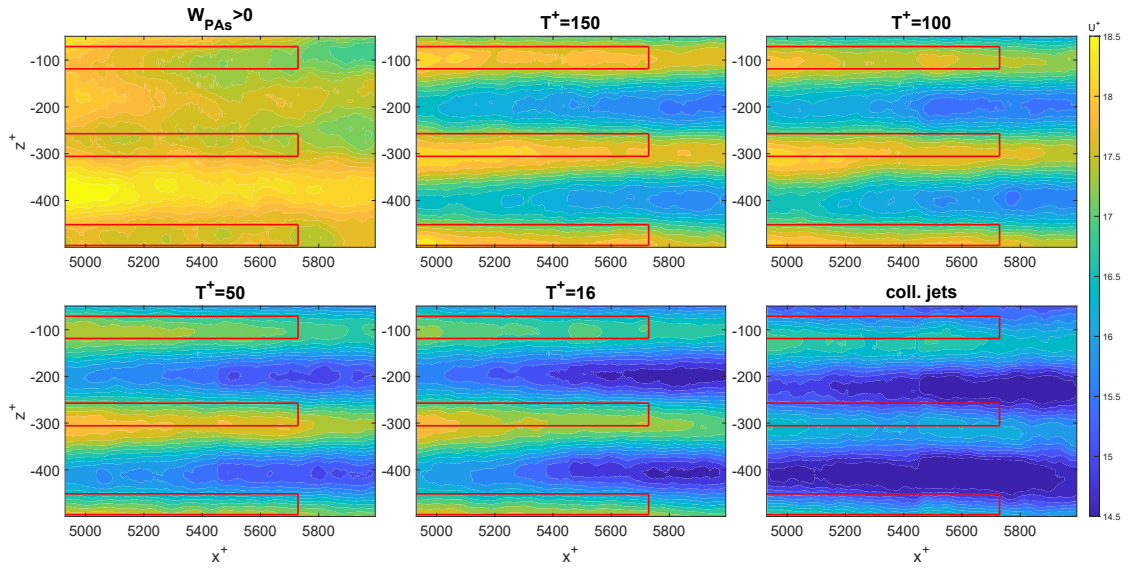
L'interpretazione fisica di tali andamenti è complessa e necessita di ulteriori indagini.

Le analisi PIV nel piano  $x-z$  hanno permesso di indagare l'effetto degli attuatori anche lungo la coordinata longitudinale del canale. Di seguito sono riportati i campi a  $y^+ = 47.5$  e  $y^+ = 95$  delle velocità medie  $U^+$  e  $W^+$  (Figura 6.14 e 6.16) e degli sforzi di Reynolds nel piano  $\overline{u'^+u'^+}$ ,  $\overline{w'^+w'^+}$  e  $\overline{u'^+w'^+}$  (Figura 6.18, 6.20, ??), adimensionalizzati con la velocità di attrito di ciascun caso a  $y^+ = 47.5$  e  $y^+ = 95$ . Per consentire un confronto più agevole, ciascuno di questi campi è accompagnato dai profili in funzione di  $z$  misurati in tre stazioni a  $x$  costante, rispettivamente  $x^+ = 5000$ ,  $x^+ = 5400$  e  $x^+ = 5800$ , adimensionalizzati con la velocità di attrito del caso di riferimento.

Osservando i risultati, anche in questo piano si osserva un comportamento differente della configurazione monodirezionale rispetto a quella a getti alternati e a getti collidenti. Nel caso monodirezionale la componente streamwise della velocità  $U$  (Figura 6.14 e 6.15) rispetto al caso di riferimento si presenta con zone a velocità più bassa in corrispondenza degli elettrodi esposti e zone a pari velocità (o leggermente maggiore) nella zona compresa tra due attuatori. Questo comportamento è molto evidente nel piano più vicino a parete  $y^+ = 47.5$ , con picchi di deficit di velocità fino al 20% rispetto al caso di riferimento. Nel piano a  $y^+ = 95$  la differenza è molto meno marcata con deficit di circa l'8% rispetto al riferimento nello stesso piano. Questo effetto si intensifica lungo la coordinata longitudinale del canale. Un altro effetto peculiare di questa configurazione è la deviazione delle linee di flusso nella direzione delle  $z$  positive, dovuta alla presenza dei getti monodirezionali.



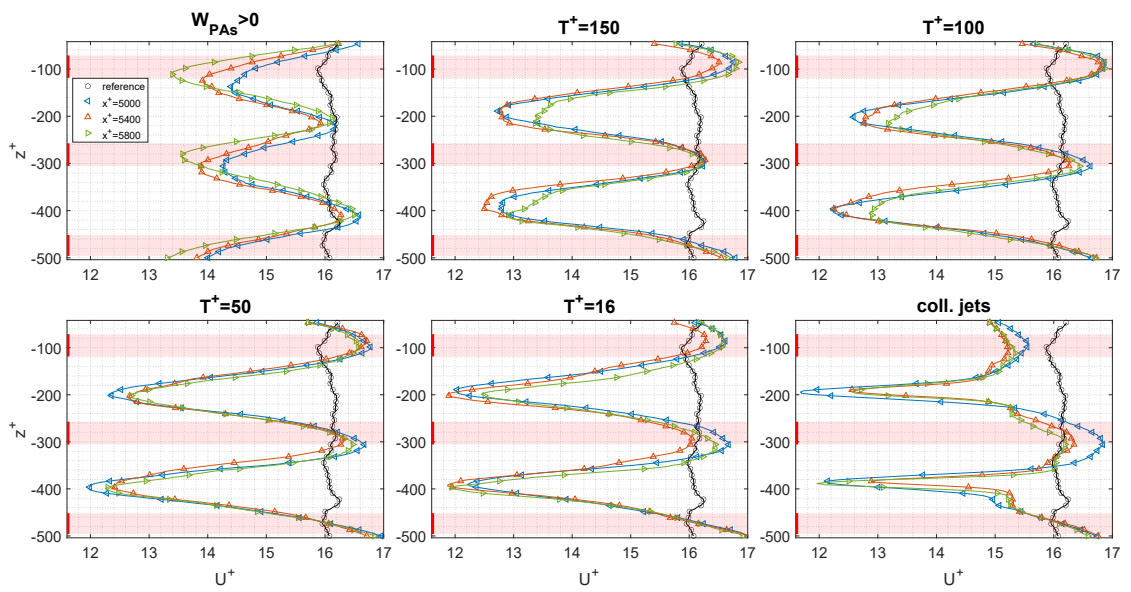
(a)



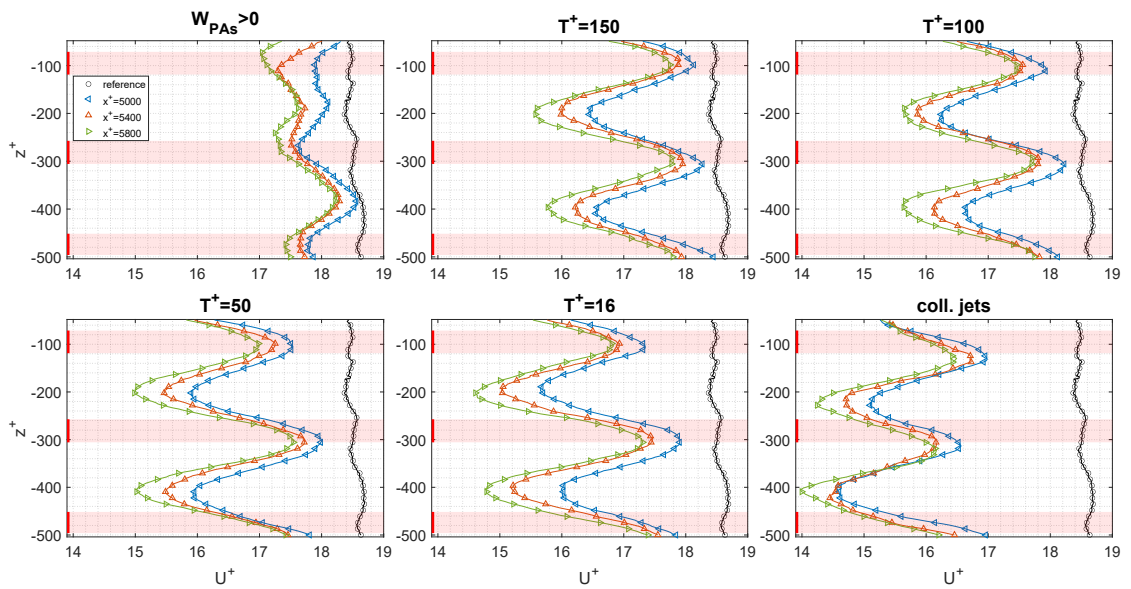
(b)

**Figura 6.14:** Mappa della componente di velocità media  $U^+$  nel piano  $x^+ - z^+$  normalizzata con la velocità di attrito del caso di riferimento. Misure effettuate a: (a)  $y = 5 \text{ mm}$  ( $y^+ = 47.5$ ), (b)  $y = 10 \text{ mm}$  ( $y^+ = 95$ ).

Nelle configurazioni a getti alternati l'effetto è opposto. I picchi di deficit di velocità si verificano nella zona compresa tra due attuatori, dove erano stati osservati i forti moti di upwash, dovuto al trasporto di fluido a bassa velocità da parete verso le



(a)



(b)

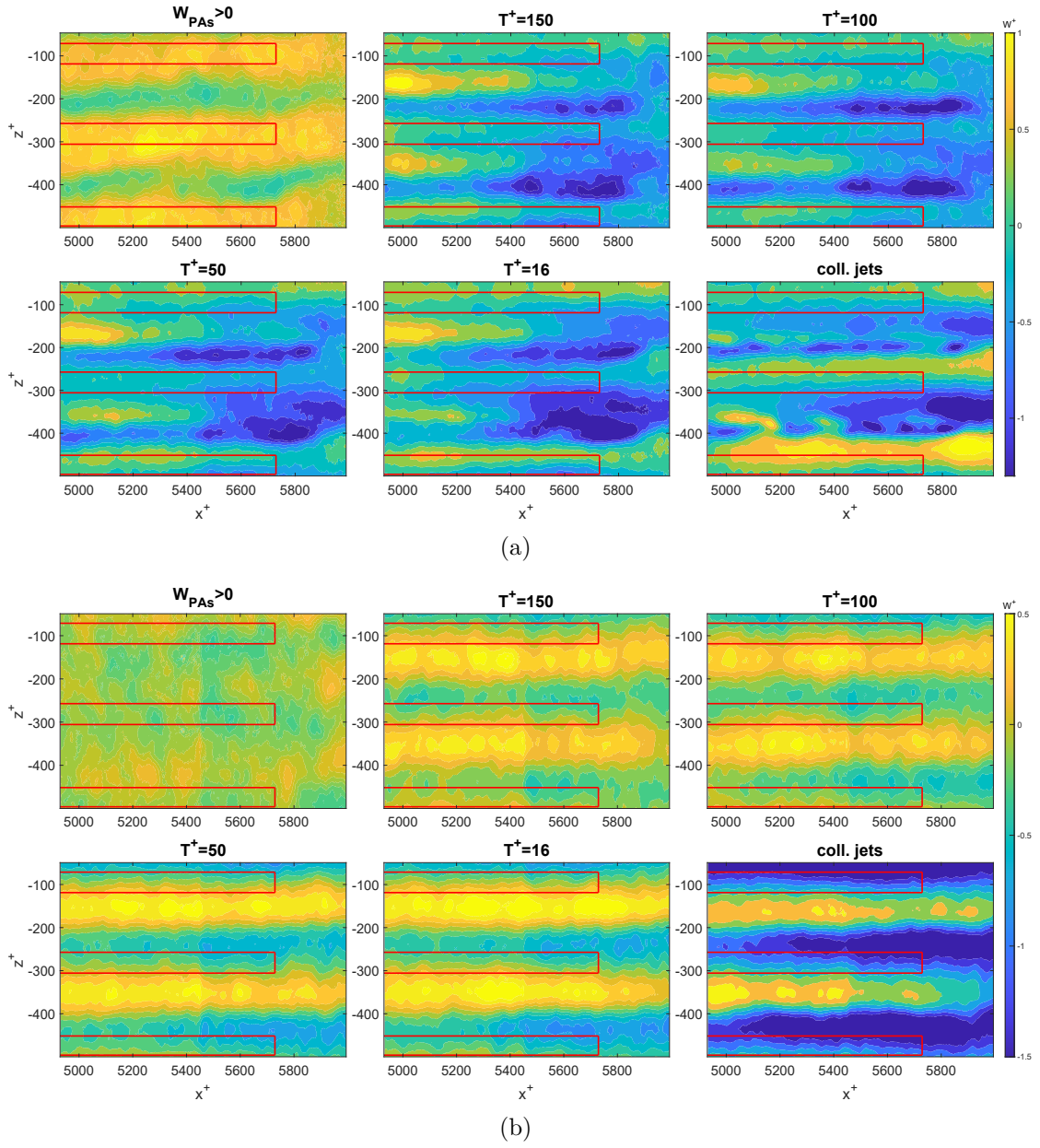
**Figura 6.15:** Profili di velocità media  $U^+$  in funzione della coordinata spanwise  $z^+$  valutati in tre differenti stazioni a  $x^+$  costante:  $x^+ = 5000$ ,  $x^+ = 5400$ ,  $x^+ = 5800$ . Il caso di riferimento è stato valutato a  $x^+ = 5400$ . Simboli ogni 10 dati. Misure effettuate a: (a)  $y = 5 \text{ mm}$  ( $y^+ = 47.5$ ), (b)  $y = 10 \text{ mm}$  ( $y^+ = 95$ ).

regioni più alte dello strato limite, al contrario le zone a velocità più elevata sono in corrispondenza degli elettrodi esposti, dove vi erano forti moti di downwash. Questo effetto si intensifica al diminuire del periodo di modulazione che incrementa l'estensione dei picchi di bassa velocità. Allontanandosi da parete la differenza tra velocità massima e minima diminuisce, ma al contempo diminuisce la velocità media su tutto il campo rispetto al caso di riferimento. A  $y^+ = 47.5$  non vi è un particolare effetto della coordinata  $x$  sul campo di moto, mentre a  $y^+ = 95$  il contributo negativo dell'attuazione aumenta lungo la coordinata longitudinale del canale.

La componente trasversale della velocità media  $W$  (Figura 6.14 e 6.15) è nulla nel caso di riferimento, a differenza di tutti i casi attuati. Nella configurazione monodirezionale, a  $y^+ = 47.5$  la velocità oscilla tra 0 e 1, con i picchi massimi in corrispondenza degli elettrodi esposti. Questo è dovuto alla forzante imposta dagli attuatori. A  $y^+ = 95$  questo effetto è quasi completamente assente e la velocità media si attesta ai valori del flusso di riferimento. Per quanto riguarda invece le configurazioni a getti alternati e a getti collidenti si può chiaramente osservare l'alternanza dei getti in direzione opposta nelle zone comprese tra due attuatori contigui. Si può inoltre osservare che i profili non sono perfettamente simmetrici rispetto allo zero e questo è proprio dovuto alla piccola differenza di intensità tra i getti di destra e i getti di sinistra. All'aumentare della coordinata  $y$  l'effetto degli attuatori su questa componente di velocità diminuisce per tutti i casi ad eccezione della configurazione a getti collidenti. Questo, come detto in precedenza, è dovuto alla maggiore estensione verticale dei vortici indotti dai getti. A  $y^+ = 95$  ci troviamo infatti in corrispondenza della zona superiore dei vortici. A causa della asimmetria dei getti vi è una prevalenza dei vortici orientati secondo le  $x$  positive e quindi in questa zona la componente  $W$  della velocità ha picchi negativi di entità maggiore rispetto ai picchi negativi.

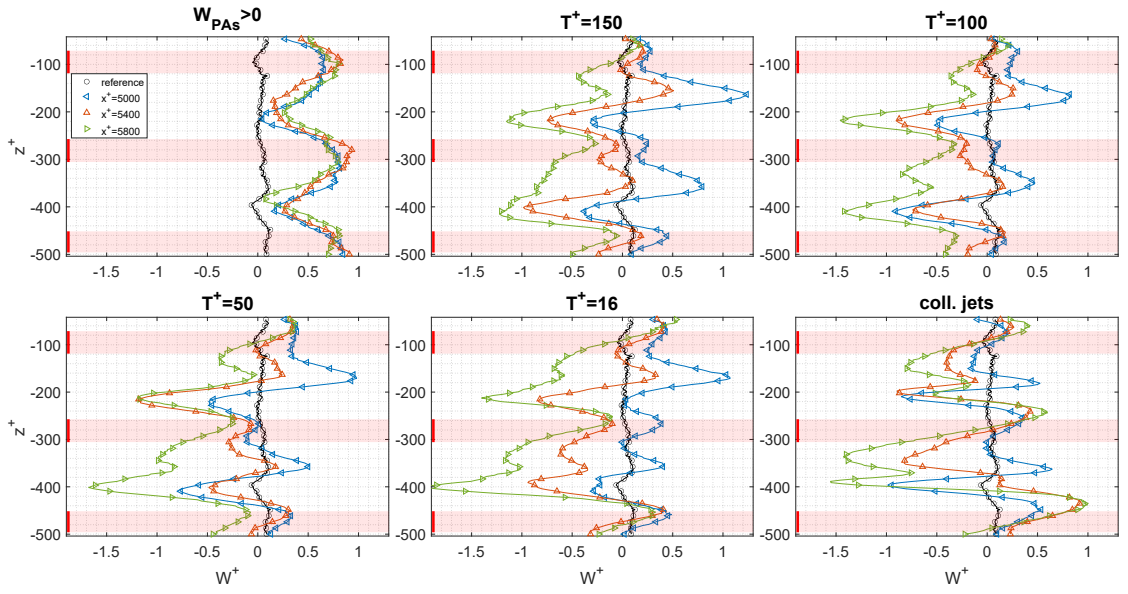
Analizziamo ora la componente  $\overline{u'^+u'^+}$  del tensore degli sforzi di Reynolds. Per il caso relativo ai getti monodirezionali si osservano picchi in prossimità degli elettrodi incapsulati di intensità doppia rispetto al caso di riferimento, sia per il piano a  $y^+ = 47.5$  che per quello a  $y^+ = 95$ . L'effetto della coordinata longitudinale  $x$  è, come prima, quello di deviare il flusso, e quindi i picchi degli sforzi, verso le  $z$  positive.

Per la configurazione a getti alternati i profili si presentano con i picchi di massima intensità in corrispondenza della zona tra due attuatori contigui. A  $y^+ = 47.5$  l'effetto dell'aumento della frequenza di modulazione è quello di diminuire l'intensità massima dei picchi, che passano da un massimo di 8 per il caso a  $T^+ = 150$  a 6 per  $T^+ = 16$ . A  $y^+ = 95$  non si osserva un particolare effetto della variazione di frequenza. Osservando invece il caso relativo ai getti collidenti, a  $y^+ = 95$  il profilo segue quanto detto per i getti alternati, mentre a  $y^+ = 47.5$  la zona di picco degli sforzi risulta essere molto più stretta. Questo comportamento è concorde a quanto

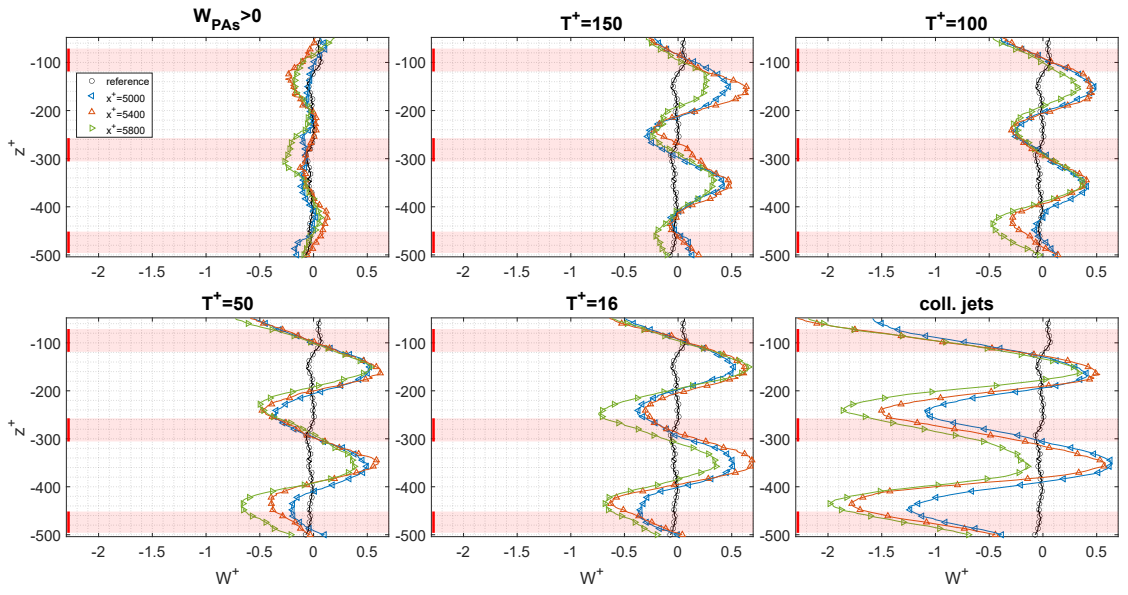


**Figura 6.16:** Mappa della componente di velocità  $W^+$  nel piano  $x^+ - z^+$  normalizzata con la velocità di attrito del caso di riferimento. Misure effettuate a  $y = 5 \text{ mm}$  ( $y^+ = 47.5$ ). Misure effettuate a: (a)  $y = 5 \text{ mm}$  ( $y^+ = 47.5$ ), (b)  $y = 10 \text{ mm}$  ( $y^+ = 95$ ).

visto nella misure nel piano  $y - z$ , in cui si osservava una costrizione della zona di upwash tra due attuatori proprio in corrispondenza di questa coordinata verticale.



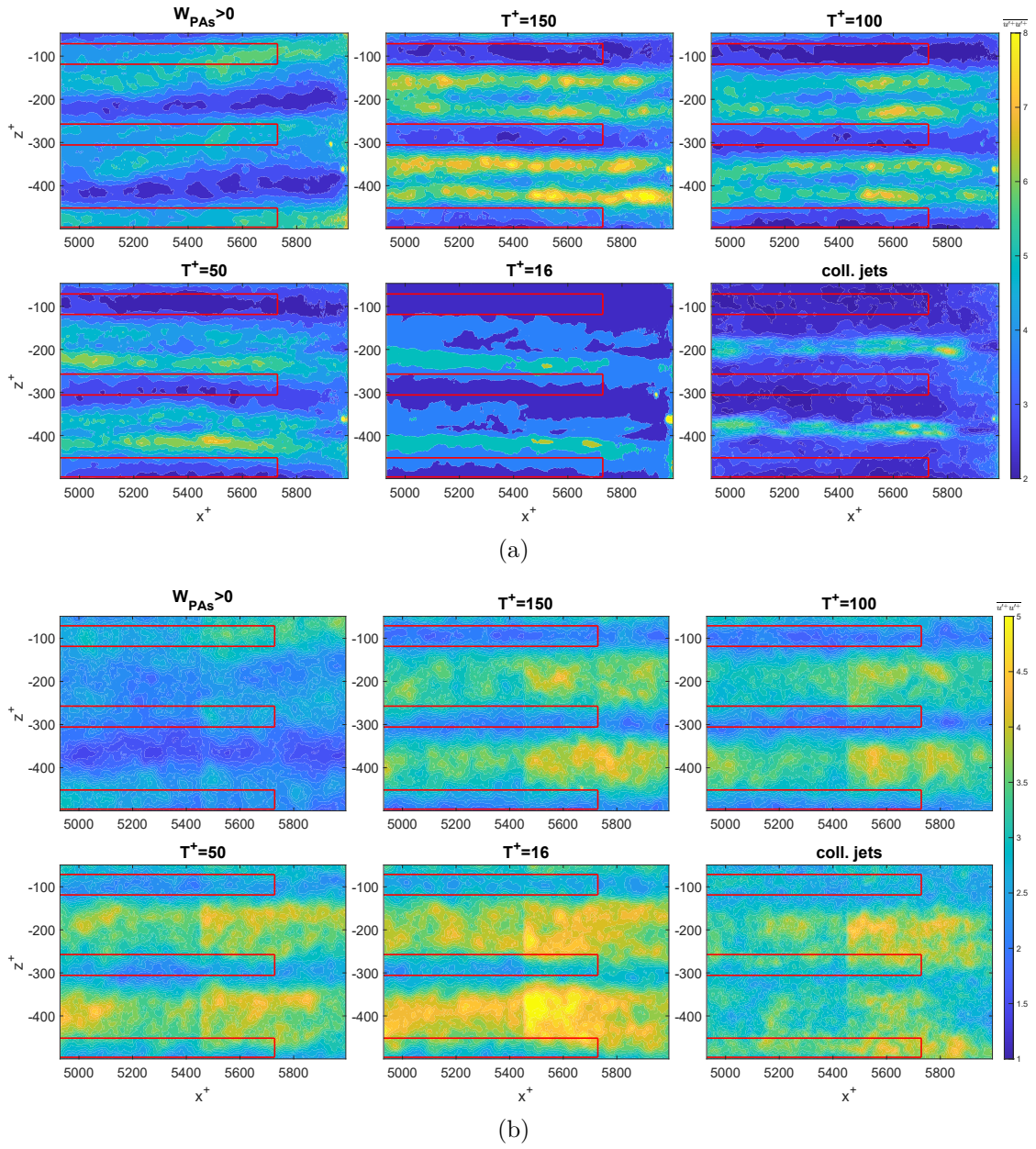
(a)



(b)

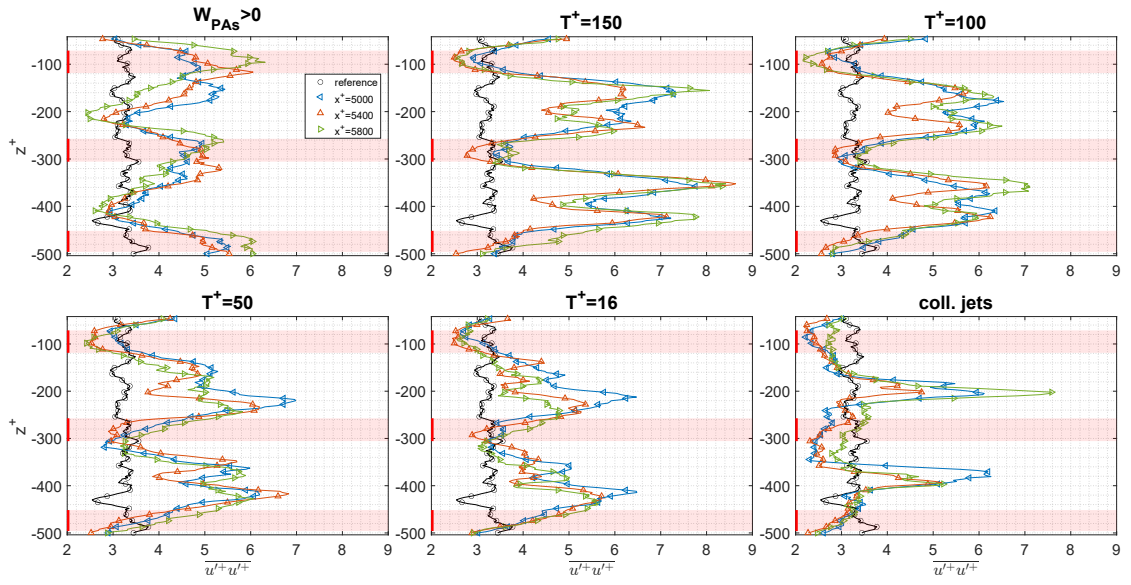
**Figura 6.17:** Profili della componente di velocità media  $W^+$  in funzione della coordinata spanwise  $z^+$  valutati in tre differenti stazioni a  $x^+$  costante:  $x^+ = 5000$ ,  $x^+ = 5400$ ,  $x^+ = 5800$ . Il caso di riferimento è stato valutato a  $x^+ = 5400$ . Simboli ogni 10 dati. Misure effettuate a: (a)  $y = 5 \text{ mm}$  ( $y^+ = 47.5$ ), (b)  $y = 10 \text{ mm}$  ( $y^+ = 95$ ).



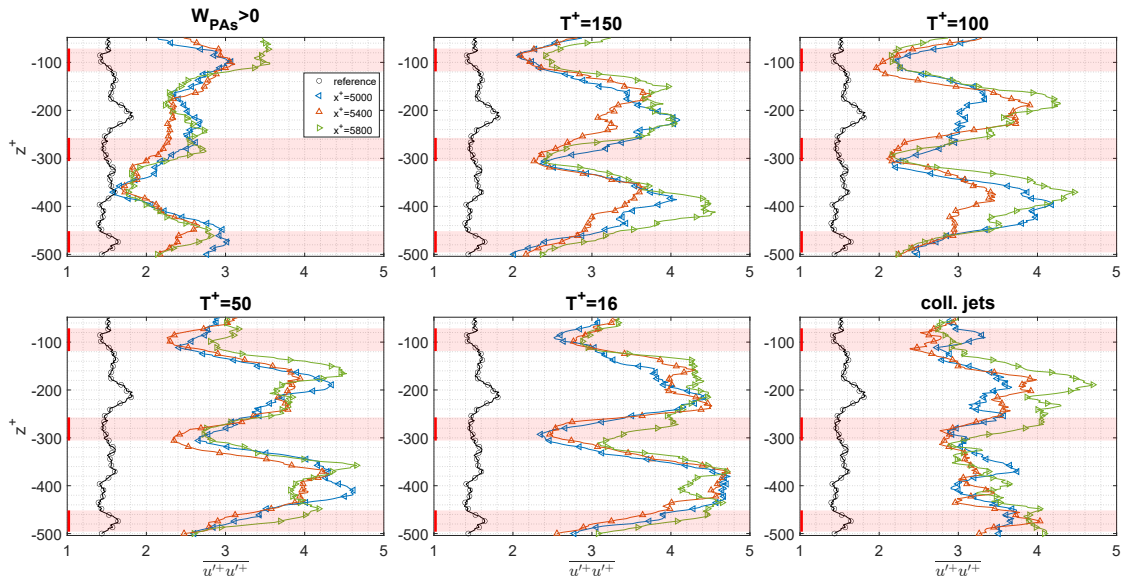


**Figura 6.18:** Mappa della componente  $\overline{u'^+u'^+}$  del tensore degli sforzi di Reynolds nel piano  $x^+ - z^+$  normalizzata con la velocità di attrito del caso di riferimento. Misure effettuate a: (a)  $y = 5 \text{ mm}$  ( $y^+ = 47.5$ ), (b)  $y = 10 \text{ mm}$  ( $y^+ = 95$ ).

In tutti casi, ad eccezione della configurazione a getti monodirezionali, non si osserva un particolare effetto della coordinata longitudinale  $x$ .

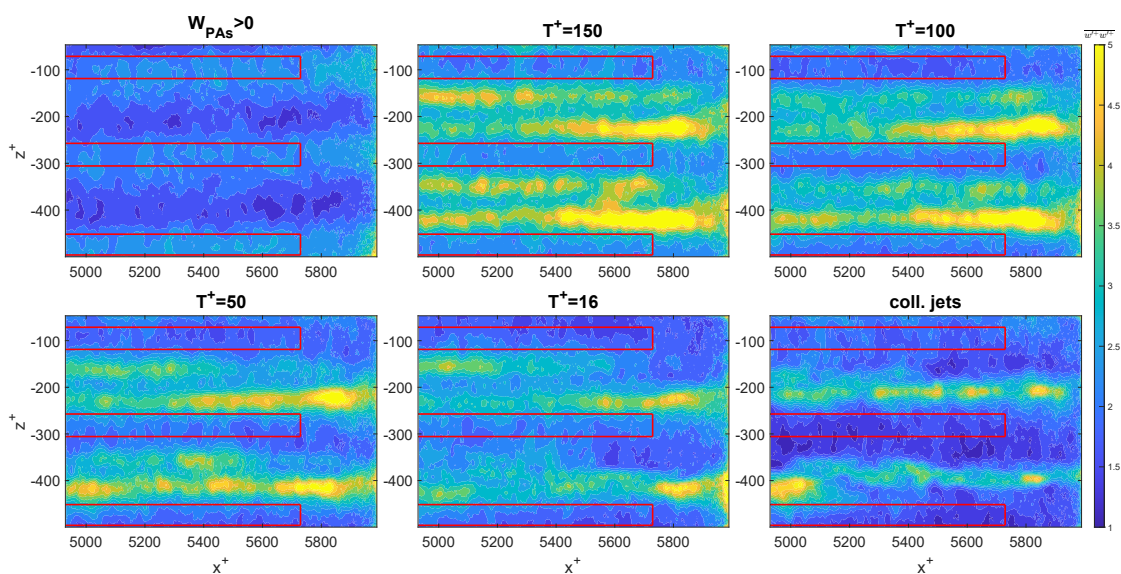


(a)

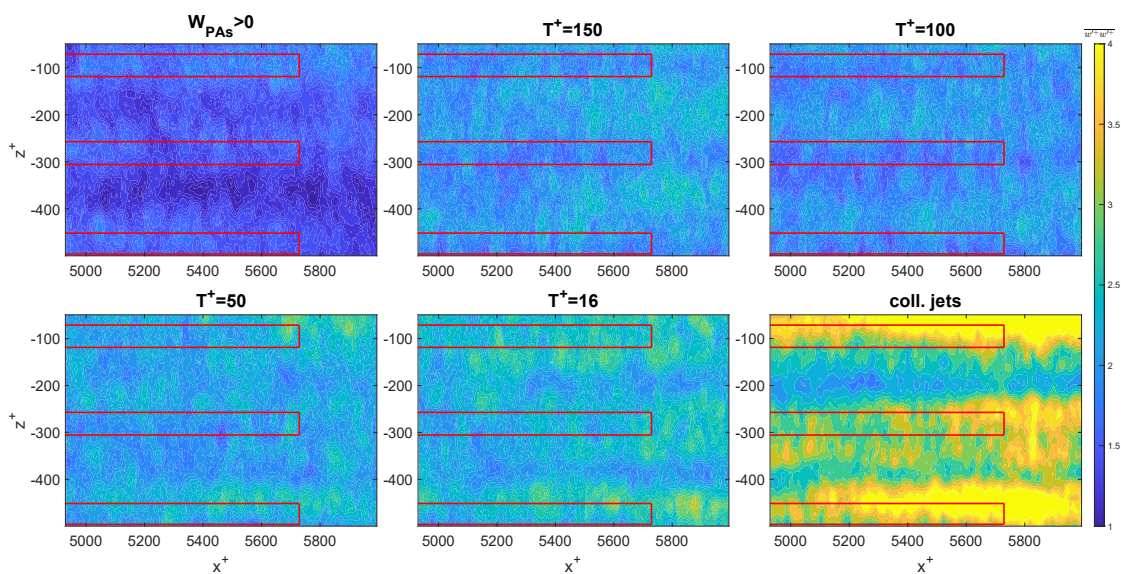


(b)

**Figura 6.19:** Profili della componente  $\overline{u'^+u'^+}$  del tensore degli sforzi di Reynolds in funzione della coordinata spanwise  $z^+$  valutati in tre differenti stazioni a  $x^+$  costante:  $x^+ = 5000$ ,  $x^+ = 5400$ ,  $x^+ = 5800$ . Il caso di riferimento è stato valutato a  $x^+ = 5400$ . Simboli ogni 10 dati. Misure effettuate a: (a)  $y = 5 \text{ mm}$  ( $y^+ = 47.5$ ), (b)  $y = 10 \text{ mm}$  ( $y^+ = 95$ ).

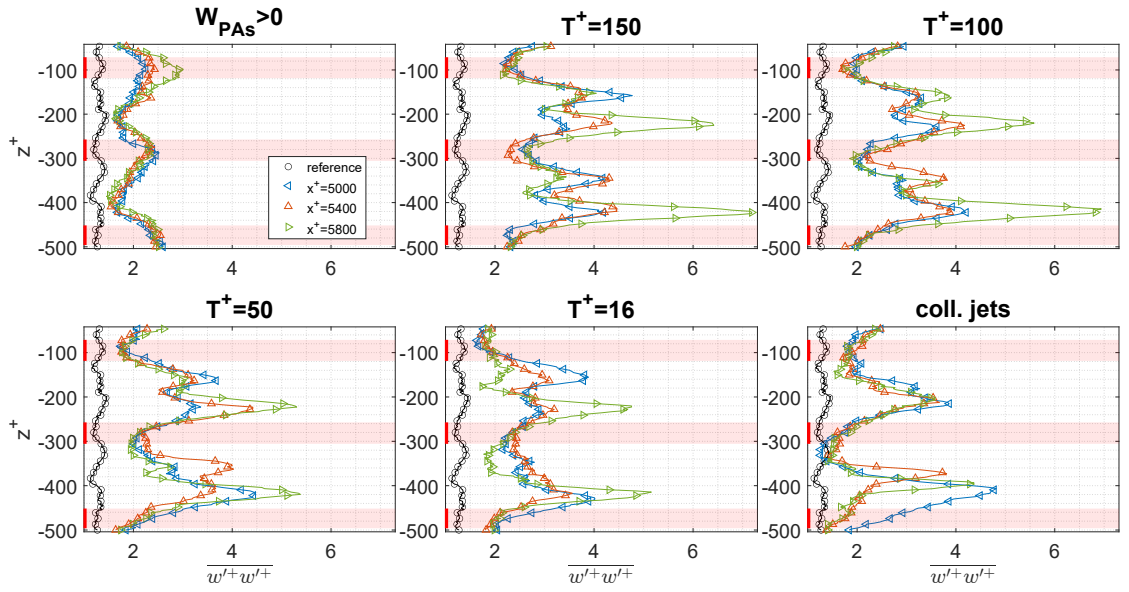


(a)

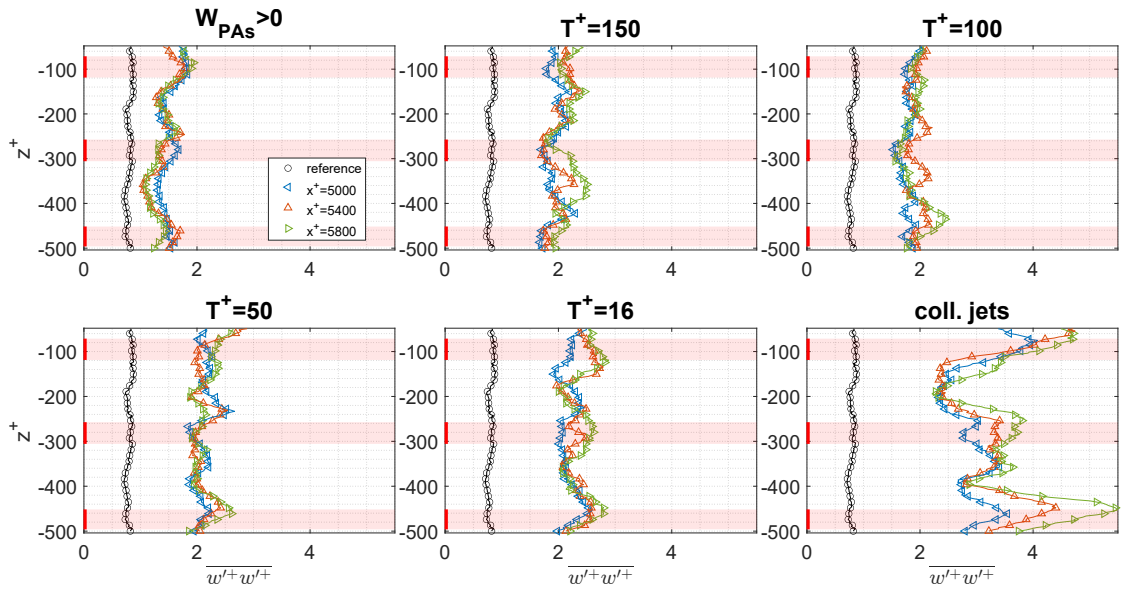


(b)

**Figura 6.20:** Mappa della componente  $\overline{w'^+w'^+}$  del tensore degli sforzi di Reynolds nel piano  $x^+ - z^+$  normalizzata con la velocità di attrito del caso di riferimento. Misure effettuate a: (a)  $y = 5 \text{ mm}$  ( $y^+ = 47.5$ ), (b)  $y = 10 \text{ mm}$  ( $y^+ = 95$ ).



(a)



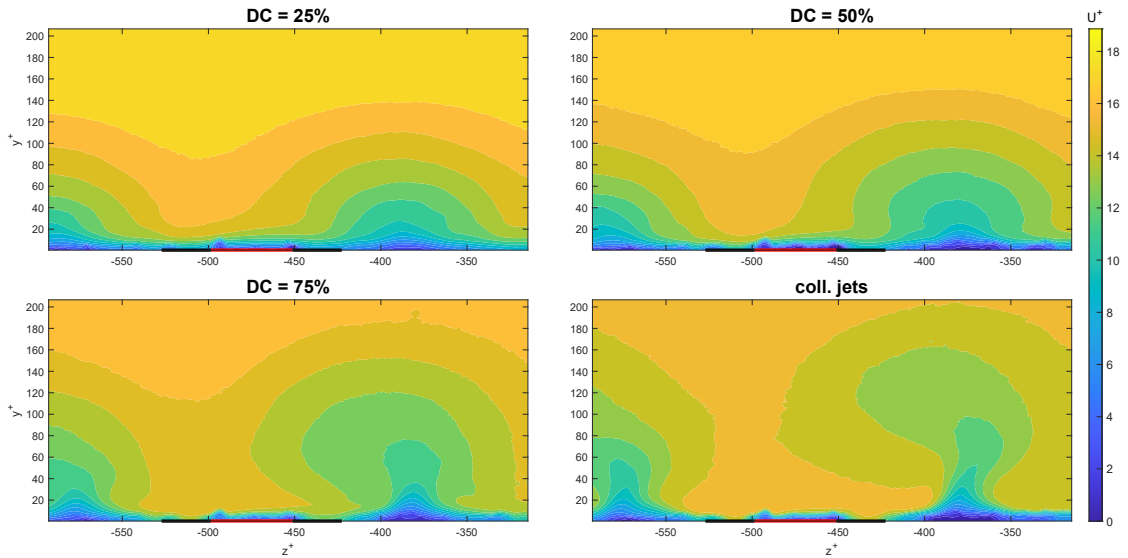
(b)

**Figura 6.21:** Profili della componente  $\overline{w'^+w'^+}$  del tensore degli sforzi di Reynolds in funzione della coordinata spanwise  $z^+$  valutati in tre differenti stazioni a  $x^+$  costante:  $x^+ = 5000$ ,  $x^+ = 5400$ ,  $x^+ = 5800$ . Simboli ogni 10 dati. Misure effettuate a: (a)  $y = 5 \text{ mm}$  ( $y^+ = 47.5$ ), (b)  $y = 10 \text{ mm}$  ( $y^+ = 95$ ).

La componente  $\overline{w'^+w'^+}$  segue un andamento simile a quello descritto per la componente  $\overline{u'^+u'^+}$  in tutti i casi. Vi è però una peculiarità: per la configurazione a getti alternati, a  $y^+ = 47.5$  sembra esistere una relazione tra l'intensità massima degli sforzi e la coordinata  $x$ . L'intensità massima aumenta lungo l'attuatore e raggiunge un massimo a valle di esso. Questo effetto è più pronunciato nelle configurazioni a più alti  $t^+$ .

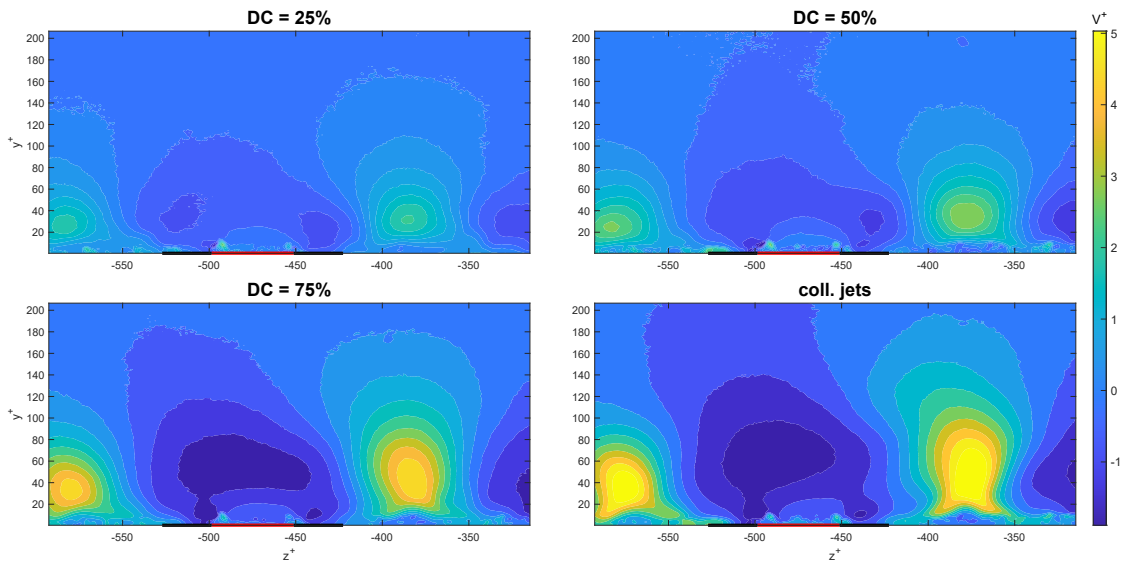
## 6.2.2 Effetto del Duty Cycle del segnale di modulazione

Analizziamo ora invece l'impatto del Duty Cycle (DC) del segnale di modulazione. Per farlo è stata scelta la configurazione a getti alternati con periodi di modulazione  $T^+ = 100$ . Come è stato anticipato, abbassare il DC al di sotto del 50% fa sì che vi sia un certo intervallo temporale in cui gli attuatori in entrambe le direzioni sono spenti. Aumentando il DC sopra la soglia del 50% permette invece di avere un intervallo temporale in cui vi siano contemporaneamente getti in entrambe le direzioni. Viene da sé quindi ipotizzare che all'aumentare di questo valore ci si avvicini alla configurazione di getti collidenti analizzata nel precedente paragrafo. Per questo motivo tale condizione è stata utilizzata come caso limite (DC = 100%) per il confronto dei risultati.

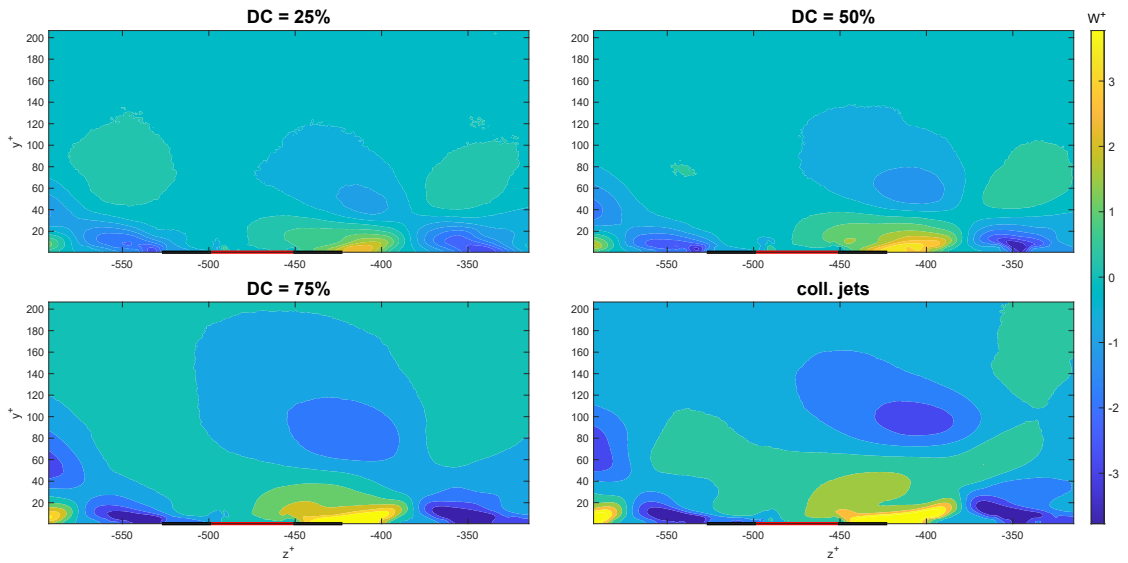


**Figura 6.22:** Campi di velocità media  $U^+$  normalizzati con la velocità di attrito del caso di riferimento. Periodo del segnale di modulazione  $T^+ = 100$ , Duty Cycle variabile.

Nelle Figure 6.22, 6.23 e 6.24, sono riportate le componenti di velocità media, rispettivamente  $U^+$ ,  $V^+$  e  $W^+$ , normalizzate con la velocità di attrito del caso di



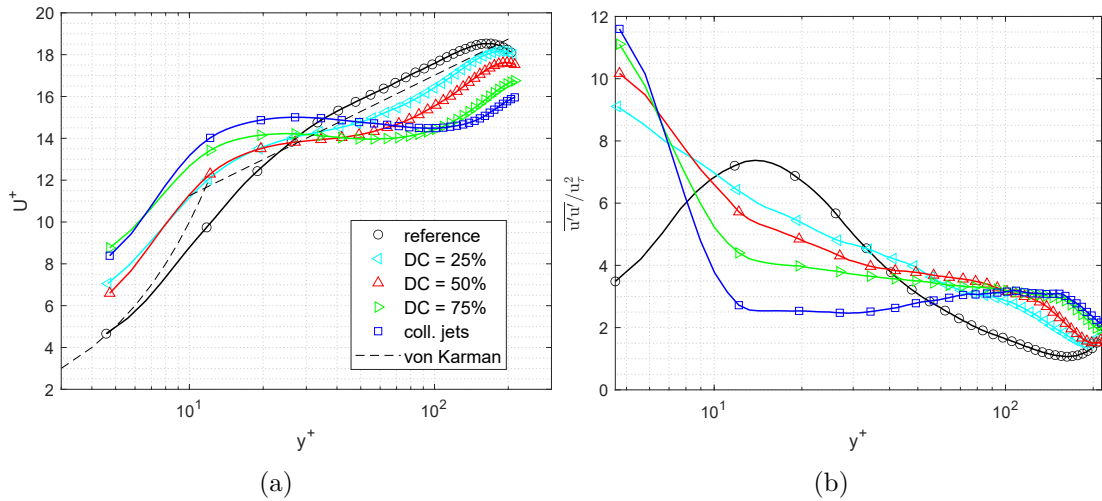
**Figura 6.23:** Campi di velocità media  $V^+$  normalizzati con la velocità di attrito del caso di riferimento. Periodo del segnale di modulazione  $T^+ = 100$ , Duty Cycle variabile.



**Figura 6.24:** Campi di velocità media  $W^+$  normalizzati con la velocità di attrito del caso di riferimento. Periodo del segnale di modulazione  $T^+ = 100$ , Duty Cycle variabile.

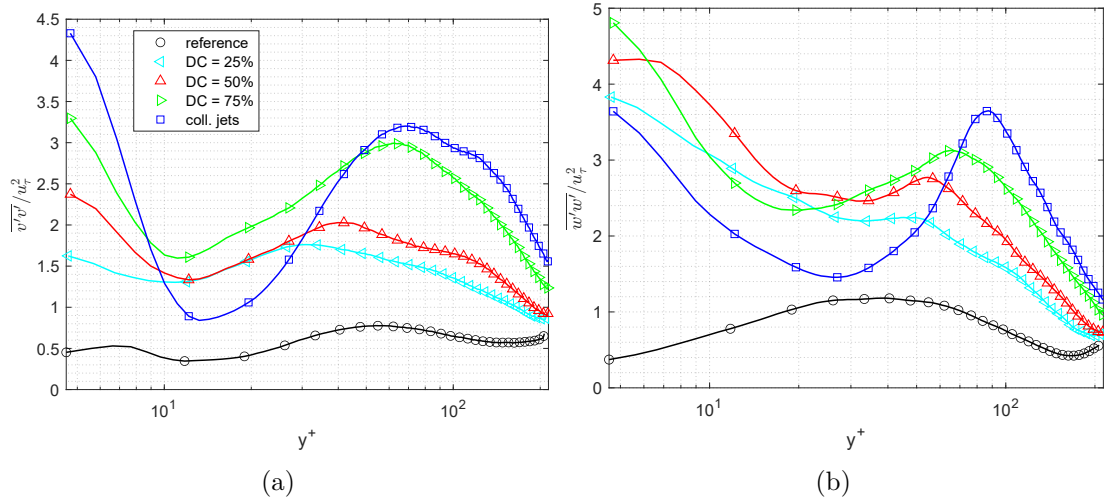
riferimento. Si può subito affermare che l'effetto dell'aumento del DC è analogo all'effetto dovuto alla diminuzione del periodo del segnale di modulazione. Si osserva

che il moto di upwash normale a parete nella zona compresa tra due attuatori contigui ( $z^+ \simeq -575$  e  $z^+ \simeq -375$ ) aumenta di intensità all'aumentare del DC, fino a raggiungere un picco massimo per la configurazione a getti collidenti. Di conseguenza anche il moto di downwash in corrispondenza dell'elettro esposto segue lo stesso trend. Aumentando il DC si ha un aumento dell'estensione della la zona di fluido ad alta velocità trasportato verso la parete, con una conseguente costrizione della zona di fluido a bassa velocità trasportato verso l'alto ed un aumento della sua estensione verticale.



**Figura 6.25:** (a) Profili di velocità media  $U^+$  normalizzati con le velocità di attrito di ciascun caso. (b) Profili degli stress normali di Reynolds in direzione streamwise  $\overline{u'u'}$  normalizzati con la velocità di attrito del caso senza attuazione. Periodo del segnale di modulazione  $T^+ = 100$ , Duty Cycle variabile. Simboli ogni 10 dati.

I profili di velocità media  $U^+$  normalizzati con la velocità di attrito di ciascun caso (Figura 6.25a) mostrano lo stesso andamento visto nel paragrafo precedente: vi è un aumento di velocità nel buffer layer e una diminuzione di velocità nello strato logaritmico con valori di velocità al centro del canale sempre più bassi rispetto al caso di riferimento. Come per la frequenza di modulazione del segnale, l'effetto descritto si intensifica al crescere del DC. Osservando la componente  $\overline{u^+u'^+}$  del tensore degli sforzi di Reynolds (Figura 6.25b) è possibile notare un picco molto alto (9÷12) in prossimità della parete che cresce all'aumentare del DC, mentre nello strato logaritmico e nell'outer layer vi è un rigonfiamento dei profili rispetto al caso di riferimento. Lo stesso fenomeno si verifica per le componenti  $\overline{v'^+v'^+}$  e  $\overline{w'^+w'^+}$  (Figura 6.12). Da notare che per la componente  $\overline{u^+u'^+}$  il picco naturale che si verifica a  $y^+ = 15$  viene attenuato all'aumentare del DC fino a diminuire di un fattore 3 per la configurazione a getti collidenti.



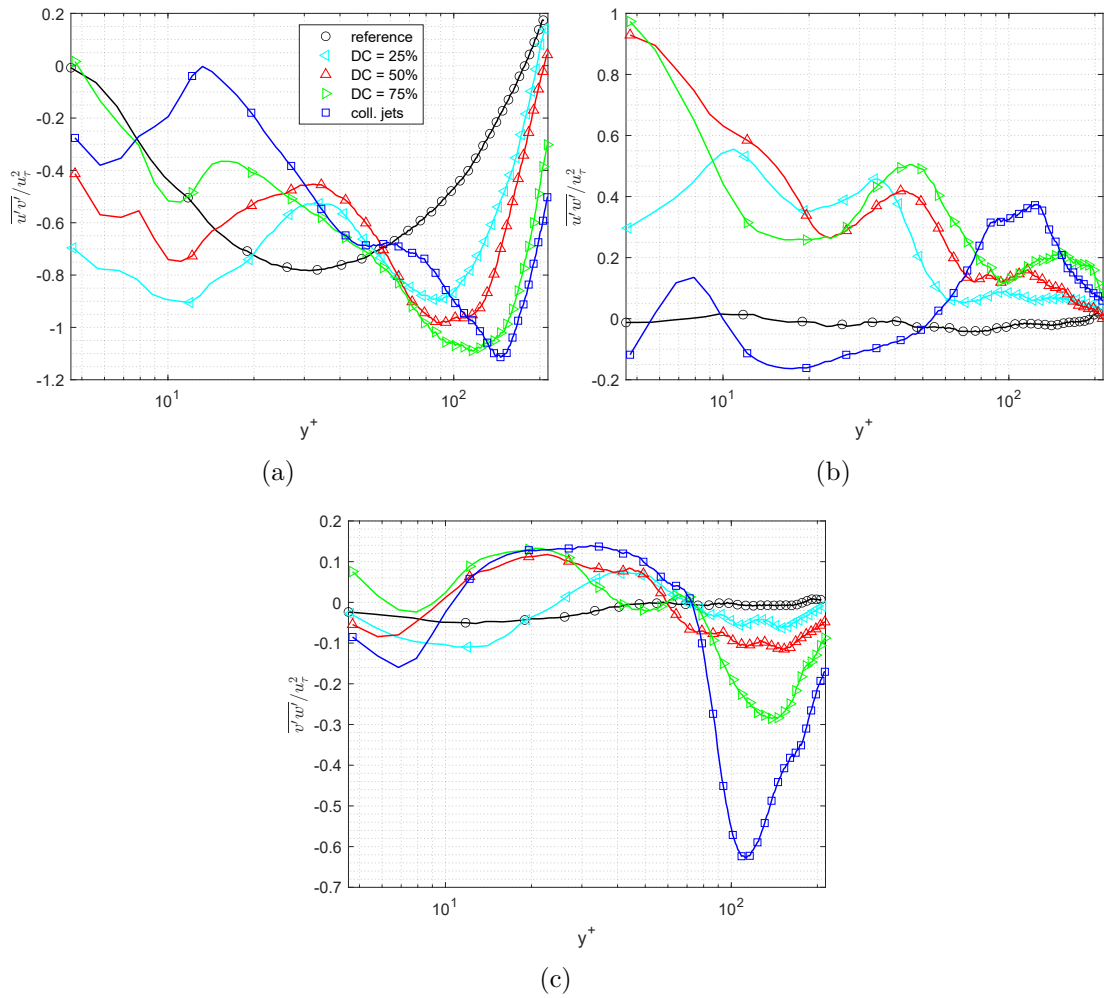
**Figura 6.26:** Profili degli sforzi di Reynolds (a)  $\overline{v'v'}$  e (b)  $\overline{w'w'}$  normalizzati con le velocità di attrito di ciascun caso. Periodo del segnale di modulazione  $T^+ = 100$ , Duty Cycle variabile. Simboli ogni 10 dati.

I profili delle componenti fuori dalla diagonale del tensore degli sforzi di Reynolds sono riportati in Figura 6.27.

I profili di  $\overline{u'v'}$  presentano lo stesso andamento a "W" osservato nella sezione precedente: hanno un primo picco negativo a  $y^+ \simeq 10$  e un secondo picco, più grande in modulo, a  $y^+ \simeq 100$ . Il primo picco tende ad attenuarsi all'aumentare del DC probabilmente a beneficio del trasporto legato alla componente  $w'^+$  all'intensificarsi dell'azione dei getti.

Per quanto riguarda gli sforzi  $\overline{u'w'}$ , l'effetto del DC non è chiaro e non segue un tren preciso. Osservando invece la componente  $\overline{v'w'}$ , come per la frequenza di modulazione, all'aumentare del DC si ha un incremento positivo degli sforzi nell'intervallo tra  $y^+ \simeq 10$  e  $y^+ \simeq 80$  e un incremento negativo molto pronunciato a  $y^+ \simeq 100$ .





**Figura 6.27:** Profili degli sforzi di Reynolds (a)  $\overline{u'v'}$ , (b)  $\overline{u'w'}$  e (c)  $\overline{v'w'}$ , normalizzati con le velocità di attrito di ciascun caso. Periodo del segnale di modulazione  $T^+ = 100$ , Duty Cycle variabile. Simboli ogni 10 dati.

# Capitolo 7

## Conclusioni

In questo lavoro di tesi è stato analizzato l'effetto di un array di attuatori al plasma DBD su un flusso turbolento di canale. L'array è costituito da sei attuatori al plasma affiancati l'uno all'altro, distanziati di 20 *mm*, allineati alla direzione longitudinale del canale. Il dispositivo è stato progettato per generare getti di parete lungo la direzione trasversale al flusso principale secondo tre differenti configurazioni: getti monodirezionali continui, getti bidirezionali alternati e getti bidirezionali continui. Per la configurazione a getti alternati si introduce come parametro il periodo del segnale di modulazione.

Sono state effettuate misure della caduta di pressione statica in corrispondenza dell'asse del canale con le quali è stato possibile calcolare il coefficiente di attrito a parete per valutare la variazione di resistenza rispetto al caso di riferimento con attuatori spenti. L'indagine è stata condotta a differenti numeri di Reynolds ( $Re_\tau = 187, 242, 297, 347, 391$ ) e per tre tensioni di alimentazione degli attuatori ( $V = 6, 8, 10$  *kV*). È stato riscontrato aumento di resistenza in tutti i casi analizzati. L'aumento di resistenza cresce all'aumentare della tensione di alimentazione e, per la configurazione a getti alternati, cresce al diminuire del periodo del segnale di modulazione e quindi della frequenza di alternanza dei getti. All'aumentare del numero di Reynolds l'effetto dell'attuatore si indebolisce a causa dell'aumento di velocità relativa tra i getti e il flusso principale.

Per valutare l'effetto dell'attuazione sul campo di moto sono state effettuate misure di velocità tramite PIV e Stereo PIV in un flusso di riferimento a  $Re_\tau = 180$ . Nella configurazione a getti alternati e in quella a getti collidenti sono stati osservati forti moti nel piano  $z - y$  perpendicolare a parete. In particolare è stata osservata la formazioni di grandi vortici controrotanti, di dimensioni paragonabili alla semialtezza del canale, associati a forti moti di downwash in corrispondenza degli elettrodi esposti, e forti moti di upwash in corrispondenza della zona compresa tra due attuatori contigui. L'intensità e le dimensioni di tali strutture tende a crescere al diminuire del periodo del segnale di modulazione dei getti, con un

massimo per la configurazione a getti collidenti. Per quanto riguarda invece la configurazione a getti monodirezionali è stata osservata la formazione di vortici corotanti di dimensione ed entità minore rispetto alle altre due configurazioni. Rispetto al caso di riferimento, In tutte le configurazioni analizzate si osserva un aumento di velocità nella zona del buffer layer e una diminuzione di velocità nello strato logaritmico. Questo effetto è poco marcato nella configurazione a getti monodirezionali, mentre per la configurazione a getti alternati aumenta al diminuire del periodo. Dalle misure di velocità nel piano  $x - z$  parallelo a parete, in tutti i casi è stato riscontrato un aumento dell'effetto all'aumentare dell'estensione longitudinale dell'attuatore.

Sebbene nei casi studiati si sia ottenuto sempre un incremento di resistenza, è necessario tener presente che ci sono numerosi parametri che determinano l'effetto dell'attuazione all'interno del flusso. Una campagna sperimentale che indaghi l'effetto del distanziamento tra gli attuatori e dell'intensità dei getti potrebbe evidenziare configurazioni tali per cui si ottenga riduzione di resistenza, come dimostrato dagli studi presenti in letteratura. Per valutare al meglio lo sforzo di attrito a parete si potrebbe pensare di espandere il set-up sperimentale utilizzando delle celle di carico, e di effettuare misure del profilo di velocità tramite sonde a filo caldo.



# Appendice A

## Confronto tra i risultati sperimentali e i risultati DNS

Nel periodo in cui il seguente lavoro di tesi veniva svolto, L. Messina ha lavorato ad un progetto complementare riguardante la simulazione numerica diretta di un array di attuatori al plasma in un flusso turbolento di canale. Il codice utilizzato per lo studio è stato sviluppato da D. Gatti e la body force generata dagli attuatori è stata dimensionata a partire dallo studio sperimentale di caratterizzazione degli attuatori svolto da L. D'Amato. La geometria del canale utilizzata nella simulazione è identica a quella utilizzata sperimentalmente in questo lavoro di tesi. Il valore di  $Re_\tau$  è fissato e pari a 300. Lo studio è stato effettuato per tre valori di spacing tra gli attuatori  $D^+ = 137, 378, 754$  e per un valore del periodo del segnale di modulazione  $T^+ = 110$ .

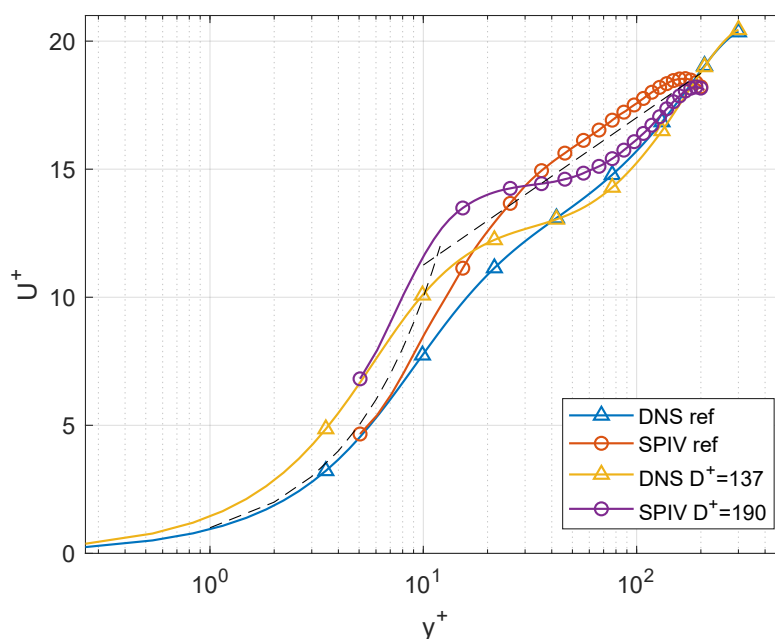
Per il confronto sono state selezionate due coppie di casi, come riportato in Tabella A.1.

	Caso 1			Caso 2		
	$Re_\tau$	$T^+$	$D^+$	$Re_\tau$	$T^+$	$D^+$
<b>DNS</b>	300	110	137	300	110	378
<b>SPIV</b>	180	100	190	344	100	363

**Tabella A.1:** Coppie di casi utilizzate per il confronto tra di dati ottenuti tramite Stereo PIV e i dati ottenuti tramite DNS.

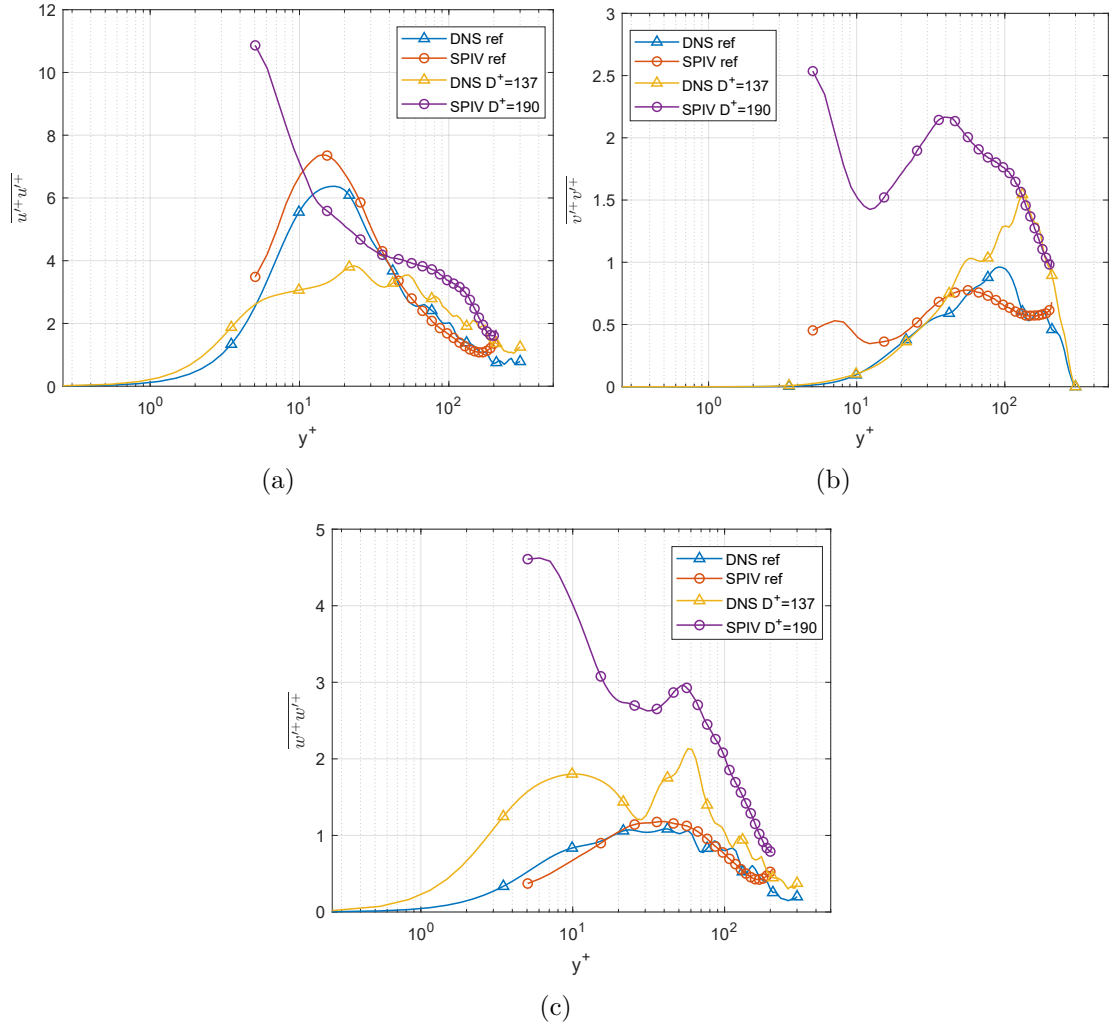
Per quanto riguarda il Caso 1, entrambi gli approcci hanno comportato un

aumento di resistenza ed è quindi possibile riscontrare diverse analogie. In questo caso bisogna comunque tenere presente che i dati sperimentali con attuatori accesi non sono attendibili per  $y^+ < 15$  a causa delle forti riflessioni in fase di misura, come riportato nel Capitolo 6. In Figura A.1 sono riportati i profili di velocità media  $U^+$  normalizzati con la velocità di attrito di ciascun caso di riferimento. Il caso di riferimento senza attuazione ottenuto tramite DNS presenta il profilo di velocità molto spostato verso il basso nella zona logaritmica rispetto alla legge di parete teorica. Il motivo di questo comportamento non è del tutto chiaro. Tralasciando questo dettaglio, si può osservare una similarità nelle coppie di risultati. Sia sperimentalmente che numericamente si nota come l'effetto dell'attuazione sia quello di aumentare la velocità nel buffer layer e di abbassarla nello strato logaritmico.



**Figura A.1:** Profilo di velocità media normalizzata con la velocità di attrito del caso senza attuazione. Dati DNS relativi a  $Re_\tau = 300$ ,  $T^+ = 110$ ,  $D^+ = 137$ . Dati SPIV relativi a  $Re_\tau = 180$ ,  $T^+ = 100$ ,  $D^+ = 190$ .

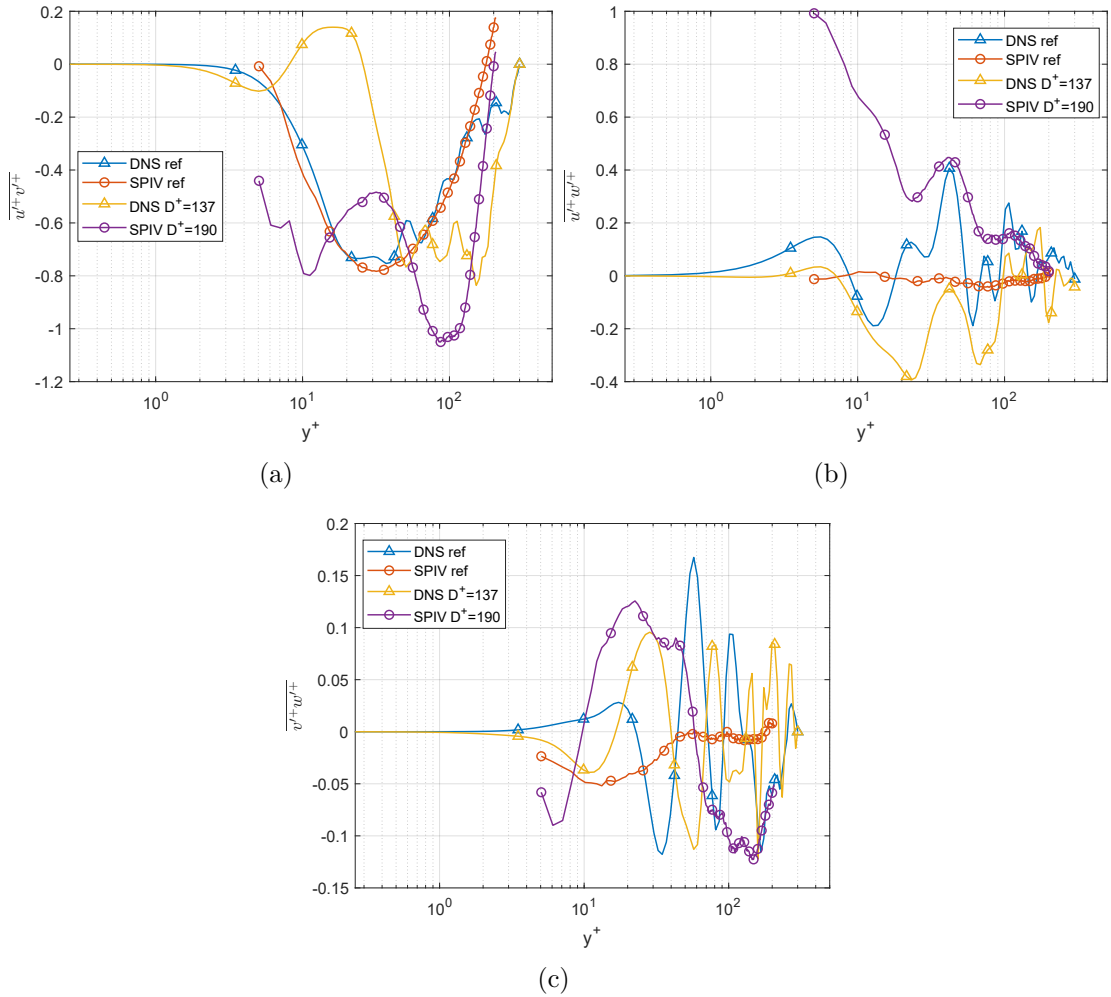
In Figura A.2 sono riportate le componenti diagonali del tensore degli sforzi di Reynolds. Sebbene anche in questo caso i risultati numerici non si sovrappongono perfettamente a quelli sperimentali, gli andamenti sono molto simili. Per quanto riguarda la componente  $\overline{u'^+u'^+}$  si può notare che l'effetto dell'attuazione sia quello di aumentare le fluttuazioni turbolente nello strato logaritmico e abbassarle nel buffer layer. Per quanto riguarda la componente  $\overline{w'^+w'^+}$ , rispetto al caso di riferimento, vi è un'aumento dello sforzo in tutto lo strato limite, con un picco di massimo per  $y^+ = 60$ , presente sia sperimentalmente che numericamente. In Figura A.3 sono



**Figura A.2:** Profili delle componenti diagonali del tensore degli sforzi di Reynolds normalizzati con la velocità di attrito del caso senza attuazione. Dati DNS relativi a  $Re_\tau = 300$ ,  $T^+ = 110$ ,  $D^+ = 137$ . Dati SIV relativi a  $Re_\tau = 180$ ,  $T^+ = 100$ ,  $D^+ = 190$ .

riportate le componenti fuori diagonale del tensore degli sforzi di Reynolds. Anche in questo caso vi è un buon accordo tra gli andamenti ottenuti tramite DNS e quelli ottenuti tramite SIV.

Passiamo ora al Caso 2. Per questa combinazione di parametri, tramite simulazione DNS si è ottenuto una riduzione di resistenza del 4%, mentre sperimentalmente si è ottenuto un incremento dell'8%. Per i risultati sperimentali si hanno andamenti analoghi a quelli mostrati precedentemente per il caso a  $Re_\tau = 180$ , mentre per i

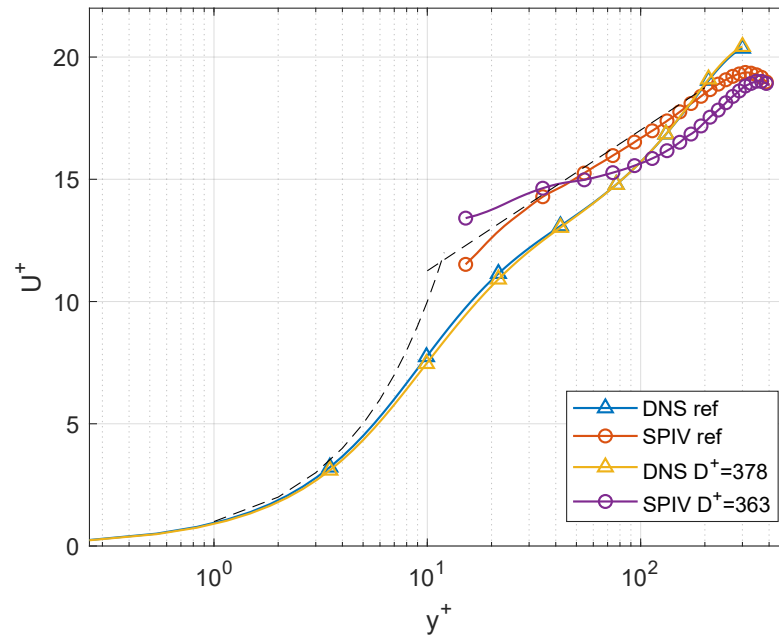


**Figura A.3:** Profili delle componenti fuori diagonale del tensore degli sforzi di Reynolds normalizzati con la velocità di attrito del caso senza attuazione. Dati DNS relativi a  $Re_\tau = 300$ ,  $T^+ = 110$ ,  $D^+ = 137$ . Dati SIV relativi a  $Re_\tau = 180$ ,  $T^+ = 100$ ,  $D^+ = 190$ .

dati DNS gli andamenti sono molto differenti e vengono descritti di seguito. Il profilo medio di velocità nel caso attuato è molto aderente al caso di riferimento, con una leggera diminuzione di velocità nel buffer layer (Figura A.4).

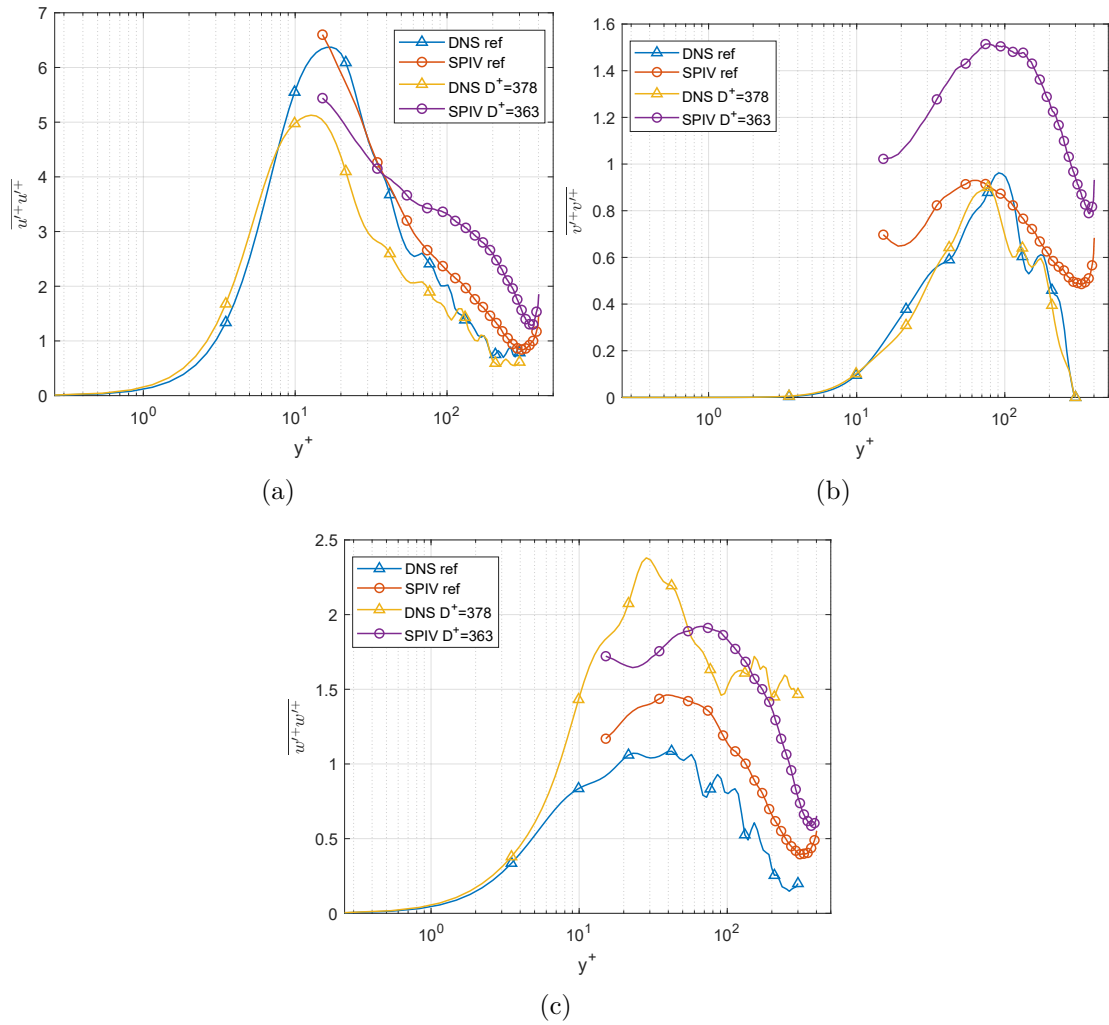
Le componenti del tensore di Reynolds (Figure A.5 e A.6) presentano tutte delle intensità minori rispetto al caso di riferimento, indicando una diminuzione degli eventi turbolenti, in particolare nella zona del buffer layer. Questo comportamento può essere considerato alla base della riduzione di resistenza. L'unica componente che presenta un incremento di intensità è  $\overline{w'^+w'^+}$ . Questo effetto può essere dovuto



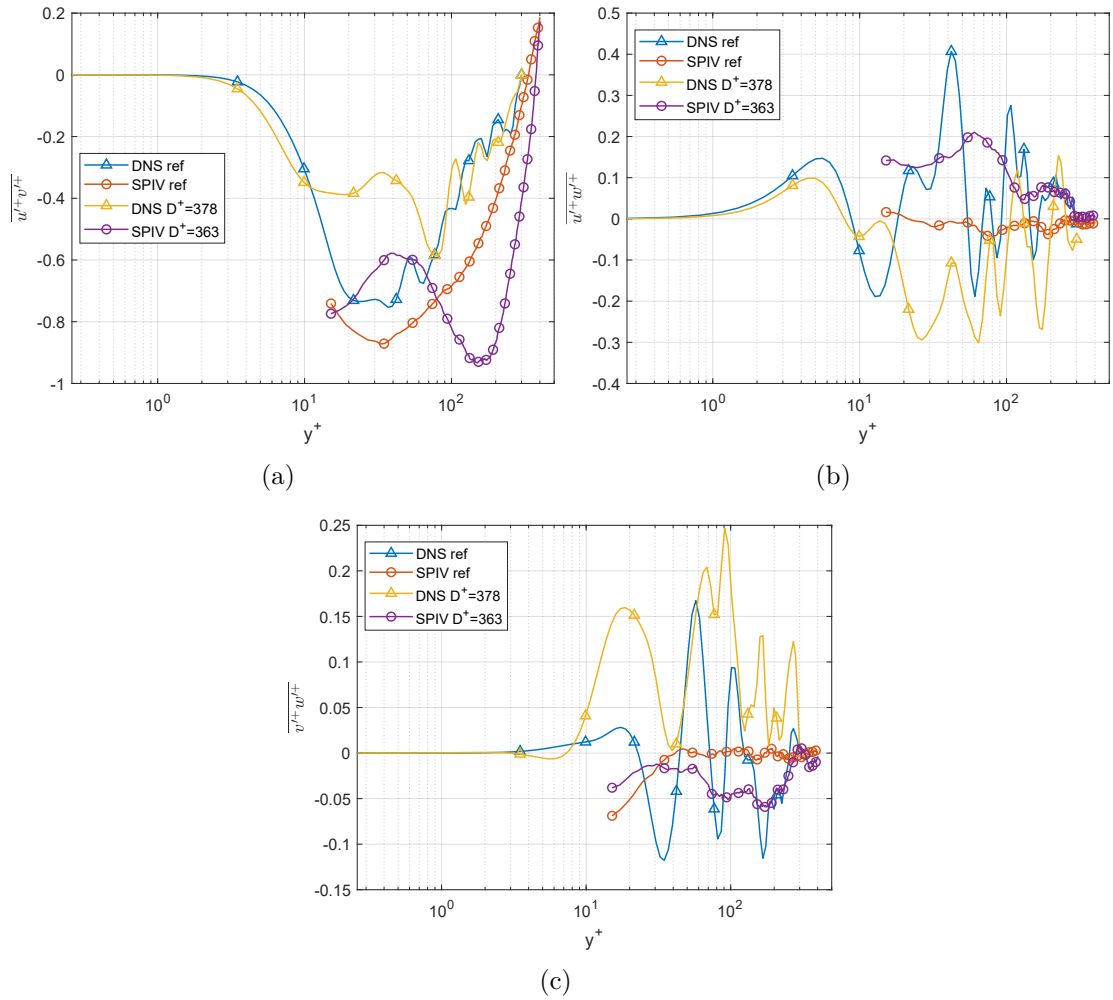


**Figura A.4:** Profilo di velocità media normalizzata con la velocità di attrito del caso senza attuazione. Dati DNS relativi a  $Re_\tau = 300$ ,  $T^+ = 110$ ,  $D^+ = 378$ . Dati SPIV relativi a  $Re_\tau = 344$ ,  $T^+ = 100$ ,  $D^+ = 363$ .

al trasporto turbolento introdotto dai getti in direzione  $z$ . Bisogna comunque tener presente che i dati DNS riportati in questa appendice sono risultati preliminari in quanto non è ancora stato svolto un sufficiente numero di iterazioni tale per cui vi sia una convergenza soddisfacente. Restano comunque una buona base per un primo confronto.



**Figura A.5:** Profili delle componenti diagonali del tensore degli sforzi di Reynolds normalizzati con la velocità di attrito del caso senza attuazione. Dati DNS relativi a  $Re_\tau = 300$ ,  $T^+ = 110$ ,  $D^+ = 378$ . Dati SIV relativi a  $Re_\tau = 344$ ,  $T^+ = 100$ ,  $D^+ = 363$ .



**Figura A.6:** Profili delle componenti fuori diagonale del tensore degli sforzi di Reynolds normalizzati con la velocità di attrito del caso senza attuazione. Dati DNS relativi a  $Re_\tau = 300$ ,  $T^+ = 110$ ,  $D^+ = 378$ . Dati SIV relativi a  $Re_\tau = 344$ ,  $T^+ = 100$ ,  $D^+ = 363$ .

# Bibliografia

- [1] A. Abbas, E. Bugeđa G. and Ferrer, S. Fu, J. Periaux, J. Pons-Prats, E. Valero e Y. Zheng. «Drag Reduction via Turbulent Boundary Layer Flow Control». In: *Science China Technological Sciences* 60 (2017).
- [2] D. Ashpis, M. Laun e E. Griebeler. «Progress toward Accurate Measurements of Power Consumption of DBD Plasma Actuators». In: 2012.
- [3] X.Q. Cheng, C.W. Wong, F. Hussain, W. Schröder e Y. Zhou. «Flat plate drag reduction using plasma-generated streamwise vortices». In: *Journal of Fluid Mechanics* 918 (2021).
- [4] K.-S. Choi e M. Graham. «Drag reduction of turbulent pipe flows by circular-wall oscillation». In: *Physics of Fluids - PHYS FLUIDS* 10 (1998).
- [5] K.-S. Choi, T. Jukes e R. Whalley. «Turbulent boundary-layer control with plasma actuators». In: *Philosophical Transactions: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 369 (2011).
- [6] L. D'Amato. «Sviluppo, caratterizzazione e applicazione di attuatori al plasma DBD per la riduzione della resistenza di attrito viscosa». Tesi di laurea, Politecnico di Torino. 2023.
- [7] P. Davidson. «Turbulence: An Introduction for Scientists and Engineers». In: 2004.
- [8] H.E. Fiedler. «Coherent structures in turbulent flows». In: *Progress in Aerospace Sciences* 25 (1988).
- [9] T. Jukes, K.-S. Choi, G. Johnson e S. Scott. «Turbulent Drag Reduction by Surface Plasma Through Spanwise Flow Oscillation». In: vol. 3. 2006.
- [10] K. U. Kempaiah e F. Scarano. «Feature-based analysis of a turbulent boundary layer under spanwise wall oscillation». In: *Physics of Fluids* 34 (2022).
- [11] K. U. Kempaiah, F. Scarano, G. E. Elsinga, B. W. van Oudheusden e L. Bermel. «3-dimensional particle image velocimetry based evaluation of turbulent skin-friction reduction by spanwise wall oscillation». In: *Physics of Fluids* 32 (2020).

- 
- [12] M. Kotsonis, S. Ghaemi, L. Veldhuis e F. Scarano. «Measurement of the body force field of plasma actuators». In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 44 (2011).
- [13] J. Kriegseis, B. Simon e S. Grundmann. «Towards In-Flight Applications? A Review on Dielectric Barrier Discharge-Based Boundary-Layer Control». In: *Applied Mechanics Reviews* 68 (2016).
- [14] I. Maden, R. Maduta, J. Kriegseis, S. Jakirlić, C. Schwarz, S. Grundmann e C. Tropea. «Experimental and computational study of the flow induced by a plasma actuator». In: *International Journal of Heat and Fluid Flow* 41 (2013).
- [15] O. Mahfoze e S. Laizet. «Skin-friction drag reduction in a channel flow with streamwise-aligned plasma actuators». In: *International Journal of Heat and Fluid Flow* 66 (2017).
- [16] S.B. Pope. *Turbulent Flows*. Cambridge University Press, 2000.
- [17] M. Quadrio e P. Ricco. «Critical assessment of turbulent drag reduction through spanwise wall oscillations». In: *Journal of Fluid Mechanics* 521 (2004).
- [18] P. Ricco, M. Skote e M. A. Leschziner. «A review of turbulent skin-friction drag reduction by near-wall transverse forcing». In: *Progress in Aerospace Sciences* 123 (2021).
- [19] S. K. Robinson. «Coherent Motions in the Turbulent Boundary Layer». In: *Annual Review of Fluid Mechanics* 23 (1991).
- [20] S. K. Robinson. *The kinematics of turbulent boundary layer structure*. Stanford University, 1991.
- [21] W. Schoppa e F. Hussain. «Coherent structure generation in near-wall turbulence». In: *Journal of Fluid Mechanics* 453 (2002).
- [22] D. B. Spalding et al. «A single formula for the law of the wall». In: *Journal of Applied Mechanics* 28 (1961).
- [23] F. O. Thomas, T. C. Corke, A. Duong, S. Midya e K. Yates. «Turbulent drag reduction using pulsed-DC plasma actuation». In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 52 (2019).
- [24] E. Toubert e M. A. Leschziner. «Near-wall streak modification by spanwise oscillatory wall motion and drag-reduction mechanisms». In: *Journal of Fluid Mechanics* 693 (2012).
- [25] R. D. Whalley e K.-S. Choi. «Turbulent boundary-layer control with spanwise travelling waves». In: *Journal of Physics: Conference Series* 318 (2011).