

POLITECNICO DI TORINO

TESI DI LAUREA MAGISTRALE

Caratterizzazione di superfici con
ribblet sinusoidali mediante tecnica
PIV

Autore:
Gabriele CIULLO

Relatori:
Prof. Gaetano IUSO
Giacchino CAFIERO



7 Aprile 2020

Abstract

Airline companies pay annually millions of dollars in fuel costs and the environmental impact is now a major issue, with increasingly stringent restrictions on emissions by international bodies; the interests of aviation companies, therefore, is to find solutions that reduce consumption. There are many sectors in which to intervene: in this work the problem will be analyzed from the aerodynamic point of view, specifically by studying the phenomenon of wall friction drag, whose contribution is particularly relevant in cruise conditions for commercial airliners, typically flying at transonic Mach numbers. This thesis is focused on the study of the technique which involves the use of riblets, small grooves on the body surface. Through a wind tunnel study of flat plate boundary layer with zero pressure gradient, it was compared the different behavior of wall structures in the presence of a smooth or a riblet surface. Three types of riblets were analyzed: longitudinal riblets, with grooves aligned to the direction of the free flow, already widely covered in the literature; two types of riblets with sinusoidal grooves, whose idea of behaviour is based on the combination of drag reduction through riblets and wall oscillation. The experimental apparatus was designed to use three different measurement techniques: hot wire anemometry, Particle Image Velocimetry (PIV) and Stereoscopic PIV (Stereo PIV) acquisitions. The experiments were conducted in a range of Reynolds numbers Re_θ between 2000 and 5000, which showed the best benefits that a riblet surface could produce. The results showed a reduction in resistance for the longitudinal riblets, if compared to the smooth plate case, in line with the values present in the literature, while they showed a further decrease in the sinusoidal riblets cases.

Sommario

Le compagnie aeree pagano annualmente milioni di dollari in costi di combustibile e l'impatto ambientale è ormai una problematica di primo piano, con restrizioni sulle emissioni sempre più severe da parte degli enti internazionali; è negli interessi delle aziende aeronautiche, quindi, trovare soluzioni che riducano i consumi. I settori in cui intervenire sono molti: in questo lavoro verrà analizzato il problema dal punto di vista aerodinamico, nello specifico studiando il fenomeno della resistenza d'attrito a parete, il cui contributo è particolarmente rilevante in condizioni di crociera per velivoli commerciali, volando tipicamente a numeri di Mach transonici. La tesi che si intende sviluppare è incentrata ad analizzare la tecnica di riduzione di resistenza mediante l'utilizzo di riblet, piccole scanalature presenti sulla superficie del corpo. Attraverso uno studio in galleria del vento di strato limite di placca piana con gradiente di pressione nullo, è stato confrontato il diverso comportamento dei moti a parete in presenza di superficie liscia o riblettata. Sono state analizzate tre tipologie di riblet: riblet longitudinali, con scanalature allineate alla direzione del flusso indisturbato, già ampiamente trattate in bibliografia; due tipologie di riblet con scanalature sinusoidali, la cui idea di funzionamento si basa sulla combinazione di riduzione di resistenza mediante riblet e oscillazione della superficie. L'apparato sperimentale è stato ideato per utilizzare tre diverse tecniche di misurazione: acquisizione attraverso sonda a filo caldo, Particle Image Velocimetry (PIV) e Stereoscopic PIV (Stereo PIV). Gli esperimenti sono stati condotti in un range di numeri di Reynolds Re_θ compreso tra 2000 e 5000, in cui si erano evidenziati i benefici migliori che una superficie riblettata poteva produrre. I risultati hanno mostrato per le riblet longitudinali una riduzione di resistenza, rispetto al caso di placca liscia, in linea con i valori presenti in bibliografia, mentre hanno evidenziato un ulteriore decremento nel caso di riblet sinusoidali.

Indice

Abstract	iii
Sommario	iv
1 Introduzione	1
2 Strato Limite Turbolento	3
2.1 Generalità ed equazioni	4
2.2 Profili medi	6
2.3 Statistiche turbolente	10
2.4 Strutture turbolente	13
3 Controllo dello Strato Limite	19
3.1 Tecniche Attive	20
3.1.1 Forzante Locale	20
3.1.2 Oscillazione della placca	23
3.2 Tecniche Passive	26
3.2.1 Riblets Longitudinali	26
3.2.2 Riblets Sinusoidali	31
4 Apparato Sperimentale	35
4.1 Setup Sperimentale	35
4.2 Hot-Wire	38
4.2.1 Sonde	38
4.2.2 Anemometro a temperatura costante	39
4.2.3 Calibrazione	39
4.2.4 Sistema di acquisizione	40
4.2.5 Processo di acquisizione	40
4.3 PIV	41
4.3.1 Rimozione del rumore di background	45
4.4 Stereo-PIV	45
4.4.1 Calibrazione	49
4.4.2 Disparity	51
5 Risultati	53
5.1 Validazione	53
5.1.1 Profili	53
5.1.2 Convergenza	57
5.2 Profili medi	63
5.3 Analisi statistica della turbolenza	68
5.4 Mappe di Energia	73
5.5 Analisi dei Quadranti	74
5.6 "Proper Orthogonal Decomposition"	80

5.7 Contributi energetici	85
6 Conclusioni	93
Bibliografia	97

Capitolo 1

Introduzione

Il lavoro di tesi proposto è incentrato sullo studio di strato limite di placca piana e sugli effetti legati al fenomeno della resistenza d'attrito a parete. Il meccanismo che porta alla sua generazione, in regime turbolento, è determinato dalla presenza di strutture coerenti, non caotiche, che all'interno dello strato limite trasportano quantità di moto, generando energia cinetica turbolenta. La ricerca di tecniche che controllino il flusso a parete e limitino queste strutture ha iniziato a svilupparsi a partire dalla metà del secolo scorso, quando iniziò ad esserci una maggiore comprensione dei vortici presenti all'interno dello strato limite. Diversi metodi sono stati analizzati: alcuni attivi prevedono l'applicazione di un lavoro, come l'oscillazione della parete o l'aggiunta di un getto, per abbattere tali strutture; altre tecniche, invece, ne alterano la loro organizzazione senza compiere lavoro sul sistema, agendo quindi passivamente. Tra queste fanno parte le riblet, piccole scanalature ordinate presenti sulla superficie del corpo, che possono portare fino ad una riduzione del 10% di resistenza d'attrito. La tesi che si intende sviluppare è incentrata ad analizzare questa tecnica: attraverso uno studio in galleria del vento di placca piana con gradiente di pressione nullo, è stato confrontato il diverso comportamento dei moti a parete in presenza di superficie liscia o riblettata.

Sono state analizzate tre tipologie di riblet: riblet longitudinali, con scanalature allineate alla direzione del flusso indisturbato, già ampiamente trattate in bibliografia; due tipologie di riblet con scanalature sinusoidali, la cui idea di funzionamento si basa sulla combinazione di riduzione di resistenza mediante riblet e oscillazione della superficie. In particolare, le micro-scanalature oggetto di studio presentano una sezione trasversale parabolica con rapporto tra *spacing* s ($300 \mu\text{m}$) e profondità h ($210 \mu\text{m}$) pari a 0.7. Le riblet sinusoidali, inoltre, sono caratterizzate da due differenti valori di ampiezza A delle sinusoidi, rispettivamente pari a 0.6 mm e 0.15 mm, ed un valore fissato di lunghezza d'onda λ pari a 19.2 mm. L'apparato sperimentale è stato ideato per utilizzare tre diverse tecniche di misurazione: acquisizione attraverso anemometria a filo caldo, Particle Image Velocimetry (PIV) e Stereoscopic PIV (Stereo PIV). Gli esperimenti sono stati condotti in un range di numero di Reynolds Re_θ compreso tra 2000 e 5000, in cui si erano evidenziati i benefici migliori che una superficie riblettata poteva produrre. I risultati hanno mostrato per le riblet longitudinali una riduzione di resistenza, rispetto al caso di placca liscia, in linea con i valori presenti in bibliografia (con un picco di *Drag Reduction* pari al 6%), mentre hanno evidenziato un ulteriore incremento di riduzione nel caso di riblet sinusoidali, raggiungendo fino all'8% di riduzione, seppur con comportamenti diversi tra le due placche.

Le analisi effettuate si sono concentrate sullo studio dei profili medi di velocità, attraverso i quali sono stati ricavati i coefficienti d'attrito C_f tramite il

metodo di Clauser, per la placca liscia, e le leggi empiriche di Garcia-Mayoral e Jimenez per le riblettate. Di seguito, si è proceduto ad un'analisi sulle statistiche turbolente, andando ad esaminare dapprima i loro profili in funzione delle variabili di parete, per poi passare agli studi sull'apporto energetico contenuto all'interno dello strato limite e alle analisi dei quadranti, che hanno aiutato a comprendere meglio il meccanismo di riduzione di resistenza in relazione al calo di eventi responsabili alla produzione di energia cinetica turbolenta. Infine, si cercherà di analizzare più nel dettaglio le strutture responsabili della produzione di resistenza, andando a studiare i modi propri del campo di moto e valutando i contributi energetici prodotti all'interno dello strato limite.

La tesi è stata resa possibile grazie ai finanziamenti promossi dall'Unione Europea, in partnership con le aziende aeronautiche, facenti parte di un progetto di ricerca chiamato *Clean Sky*, operante nel campo della ricerca scientifica in diversi settori, tra cui quello aerodinamico, sviluppando tecnologie innovative e all'avanguardia incentrate sulla riduzione di CO_2 e rumore prodotti dai velivoli. Le compagnie aeree pagano annualmente milioni di dollari in costi di combustibile e l'impatto ambientale è ormai una problematica di primo piano, con restrizioni sulle emissioni sempre più severe da parte degli enti internazionali; è negli interessi delle aziende aeronautiche, quindi, trovare soluzioni che riducano i consumi.

Capitolo 2

Strato Limite Turbolento

In fluidodinamica, uno strato limite nasce quando un fluido viscoso in movimento si trova a contatto con una parete, sulla quale è imposta la condizione di no-slip. Tale strato è una zona in cui gli effetti causati dalla parete, tramite la viscosità del fluido stesso, sono molto più marcati rispetto alla regione esterna. Il principio base che regola questo fenomeno è l'attrito: per attrito, infatti, la velocità del flusso a parete è nulla, in modo da rispettare le condizioni di aderenza; esternamente, invece, il flusso ha una velocità dipendente dal campo di moto sviluppato, ma comunque diversa da zero. Il meccanismo di trasmissione degli sforzi viscosi è analogo a quello di attrito tra due corpi solidi, unito al fenomeno della diffusione delle molecole tra le due zone. Questa diffusione porta ad un rallentamento delle molecole nella zona veloce ed una accelerazione delle molecole nella zona lenta. Quando un fluido lambisce una parete solida ed impermeabile si verifica che uno strato di esso, a contatto con la superficie, si adagi sul corpo ed il fluido sovrastante scorra su questo strato fermo. Ciò comporta che l'attrito che si manifesta sia sempre tra le molecole del fluido e quindi dipende unicamente dalla sua caratteristica di attrito (viscosità). La conseguente riduzione di velocità dei vari strati di corrente si estende fino ad una distanza dal corpo che dipende dalle caratteristiche di corpo e fluido e soprattutto dalla distanza da cui ha iniziato il contatto tra le due fasi. Solitamente (in assenza, ovvero, di condizioni forzate che ne anticipano notevolmente la transizione), quando nasce uno strato limite si presenta nella forma laminare, in cui si ha moto ordinato e parallelo alla parete delle sue particelle. La diffusione molecolare è relativamente bassa, di conseguenza vi è una variazione regolare di velocità a partire dalla superficie, facendo in modo che lo sforzo viscoso a parete sia relativamente basso. La natura instabile del regime laminare, tuttavia, lo conduce presto alla transizione a strato limite turbolento. Il rimescolamento costante induce una maggiore velocità delle molecole vicine al corpo, il che si traduce in un maggiore sforzo viscoso a parete. La transizione avviene a causa dell'attrito: le molecole più vicine al corpo perdono velocità e la rugosità superficiale, unita ad un minimo di turbolenza (sempre presente in un moto fluido), inducono disordine iniziale. In generale, lo strato limite si considera concluso quando la velocità è pari al 99% della velocità del flusso esterno.

Tipici flussi di parete sono flussi interni, come quelli dati da fluidi che attraversano tubi o condotti, e flussi esterni, principali casi di studio in ambito ingegneristico, specialmente nel settore trasporti. Per questo motivo, è forte oggetto di studio in ambiente di ricerca il caso più semplice di flusso esterno di parete: il flusso di placca piana con gradiente di pressione nullo. I flussi semplici come quello di placca piana sono ideali per gli studi di ricerca, in quanto permettono la sua analisi sia dal punto di vista teorico che sperimentale,

consentendo una migliore replicabilità e una maggiore standardizzazione per gruppi di ricerca differenti e un progresso delle tecniche e delle conoscenze più vantaggioso per tutta la comunità scientifica.

2.1 Generalità ed equazioni

Rispetto ad un flusso di canale completamente sviluppato, lo strato limite di placca piana presenta alcune differenze: prima di tutto, si sviluppa in modo continuativo lungo la direzione del flusso, aumentando il suo spessore all'aumentare della distanza dall'origine della placca; in base a ciò, le componenti di velocità lungo la direzione *streamwise* sono di ordine superiore rispetto a quelle *spanwise* e *normalwise*. In base al suo spessore e alla sua distanza x_0 dal bordo d'attacco della placca si possono definire diversi numeri di Reynolds:

$$Re = \frac{U_0 x_0}{\nu}, \quad Re_\delta = \frac{U_0 \delta}{\nu}, \quad Re_\delta^* = \frac{U_0 \delta^*}{\nu}, \quad Re_\theta = \frac{U_0 \theta}{\nu}. \quad (2.1)$$

La velocità U_0 è definita come la velocità del flusso indisturbato, esterno allo strato limite.

I termini θ e δ^* rappresentano rispettivamente gli spessori di quantità di moto e di spostamento e sono dati dalle relazioni:

$$\delta^*(x) = \int_0^\infty \left(1 - \frac{\bar{U}}{U_0}\right) dy, \quad (2.2)$$

$$\theta(x) = \int_0^\infty \frac{\bar{U}}{U_0} \left(1 - \frac{\bar{U}}{U_0}\right) dy, \quad (2.3)$$

dove il termine \bar{U} rappresenta la velocità media calcolata alla generica altezza y .

In caso di placca piana con gradiente di pressione nullo, lo strato limite è di tipo laminare dal bordo di attacco fino a quando non si raggiunge il valore di numero di Reynolds critico, oltre il quale inizia la fase di transizione che porta lo strato ad essere di tipo turbolento (la transizione impiega un certo Δx per definire la condizione di piena turbolenza). Tale valore si assesta intorno a $Re_{cr} \sim 10^6$, ma è dipende fortemente dalle condizioni del flusso indisturbato.

Un'altra caratteristica non peculiare è la dipendenza dello sforzo d'attrito a parete $\tau_w(x)$ rispetto al profilo di velocità all'interno dello strato limite, il che non lo rende noto a priori. Dall'equazione di quantità di moto lungo la direzione parallela alla corrente, integrata opportunamente lungo la componente normale a parete (ipotizzando il flusso bidimensionale in quanto placca piana), si ottiene l'equazione integrale di Von Karman:

$$\tau_w(x) = \rho U_0^2 \frac{d\theta}{dx} + \delta^* U_0 \frac{dU_0}{dx}. \quad (2.4)$$

Risulta evidente la dipendenza dalla x a causa dalla variazione di spessore e forma del profilo di velocità all'aumentare della distanza dall'origine. Il secondo termine è strettamente legato al tipo di condizione analizzata: pressione e velocità del fluido indisturbato, infatti, sono legati tra loro attraverso l'equazione di Bernoulli, la quale afferma che:

$$-\frac{dp_0}{dx} = \rho U_0 \frac{dU_0}{dx}. \quad (2.5)$$

Nel caso di placca piana con gradiente di pressione nullo, risulta evidente come la velocità non cambi in direzione *streamwise*; l'equazione di sforzo d'attrito a parete si semplifica:

$$\tau_w(x) = \rho U_0^2 \frac{d\theta}{dx}. \quad (2.6)$$

Lo sforzo di attrito a parete è una generalizzazione dello sforzo totale ricavato attraverso l'equazione di quantità di moto lungo x . Tale sforzo risulta essere dato da due componenti, una viscosa e proporzionale al gradiente di velocità media \bar{U} , una convettiva definita come stress di Reynolds (derivando dalla scomposizione alla Reynolds delle componenti di velocità) e dipendente dalle componenti fluttuanti di velocità. A parete il termine convettivo risulta essere nullo a causa di assenza di velocità (condizione di aderenza), di conseguenza lo sforzo a parete è definito dal solo termine viscoso.

$$\tau = \rho\nu \frac{\partial \bar{U}}{\partial x} - \rho \bar{u}\bar{v}, \quad (2.7)$$

$$\tau_w = \rho\nu \left(\frac{\partial \bar{U}}{\partial x} \right)_{y=0}. \quad (2.8)$$

In caso di gradiente di pressione nullo, inoltre, la derivata a parete risulta essere nulla in ogni punto della superficie.

$$\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \tau}{\partial x} \right)_{y=0} = \nu \left(\frac{\partial^2 \bar{U}}{\partial x^2} \right)_{y=0} = 0. \quad (2.9)$$

All'interno dello strato limite, quindi, la viscosità riveste un ruolo rilevante, alla pari degli stress di Reynolds, a differenza di quanto accade nel flusso esterno, dove gli sforzi viscosi sono di un ordine di grandezza inferiore rispetto a quelli convettivi anche ad alti numeri di Reynolds.

Questa importanza nel flusso interno della viscosità rende il profilo di velocità dipendente dal numero di Reynolds: ν e τ_w diventano rilevanti, sui quali si basano le scale utili ad adimensionalizzare le grandezze all'interno dello strato limite, denominate appunto scale viscosi. Queste sono la velocità d'attrito u_τ e la lunghezza viscosa l_τ , definite come:

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}, \quad (2.10)$$

$$l_\tau = \nu \sqrt{\frac{\rho}{\tau_w}} = \frac{\nu}{u_\tau}, \quad (2.11)$$

Attraverso queste grandezze è possibile esprimere un ulteriore coefficiente adimensionale, che si va ad affiancare a Re e Re_θ : il numero di Reynolds turbolento, noto anche come numero di Von Karman.

$$Re_\tau = \frac{u_\tau \delta}{\nu} = \frac{\delta}{l_\tau}. \quad (2.12)$$

I valori di Re_τ sono di qualche ordine di grandezza inferiori rispetto a quelli di Re a causa delle piccole dimensioni di spessore di strato limite e velocità

d'attrito, rispetto a quelli di distanza da bordo di attacco e velocità esterna del flusso. Nella prova sperimentale di analisi di strato limite turbolento effettuata tramite PIV da Ganapathisubramani *et al.* (2006) [17] il numero di Reynolds turbolento era pari a $Re_\tau = 1160$ a $Re = 1.3 \cdot 10^6$.

Di conseguenza, esprimere velocità e distanza dalla parete in forma adimensionale porta i profili a collassare l'uno sull'altro. La dipendenza dal numero di Reynolds, tuttavia, non è unica e gli andamenti si differenzieranno leggermente tra loro. Osservando le grandezze adimensionali, nello specifico l'unità di parete y^+ ,

$$u^+ = \frac{U}{u_\tau}, \quad y^+ = \frac{y}{l_\tau} = \frac{u_\tau y}{\nu}, \quad (2.13)$$

ci si accorge come questa sia pari al valore di Reynolds turbolento locale. Lo strato limite si considera quindi concluso ad una $y^+ = Re_\tau$.

2.2 Profili medi

Adimensionalizzare le grandezze rispetto alle variabili di parete implica assumere come unica dipendenza per la velocità la distanza dalla parete. In altre parole, ciò implica che

$$u^+ = f_w(y^+). \quad (2.14)$$

Ad una simile relazione si arriva analizzando lo stress totale $\tau(y)$. L'equazione, unita alle ipotesi di Boussineque secondo le quali $\overline{uv} = -\nu_T \partial \overline{U} / \partial y$ (con il coefficiente ν_T noto come *viscosità turbolenta*) risulta essere

$$\frac{\tau}{\rho} = \nu \frac{\partial \overline{U}}{\partial y} + \nu_T \frac{\partial \overline{U}}{\partial y} = \nu \frac{\partial \overline{U}}{\partial y} + \ell_m^2 \left(\frac{\partial \overline{U}}{\partial y} \right)^2, \quad (2.15)$$

dove ℓ_m , *lunghezza di mescolamento*, rappresenta la distanza che percorre statisticamente una particella prima di interagire con le altre. Adimensionalizzando attraverso le scale viscose, si perviene alla (2.14) nel modo seguente:

$$\frac{\tau}{\tau_w} = \frac{\partial u^+}{\partial y^+} + \left(\ell_m^2 \frac{\partial u^+}{\partial y^+} \right)^2, \quad (2.16)$$

$$\frac{\partial u^+}{\partial y^+} = \frac{2\tau/\tau_w}{1 + \sqrt{1 + 4\tau/\tau_w \ell_m^+ (y^+)^2}}. \quad (2.17)$$

Il rapporto tra gli sforzi, nello strato limite interno, è circa unitario e può essere trascurato.

$$u^+ = f_w(y^+) = \int_0^{y^+} \frac{2}{1 + \sqrt{1 + 4\ell_m^+ (y^+)^2}} dy. \quad (2.18)$$

La lunghezza di mescolamento ha una dipendenza dalla distanza dalla parete, perciò vanno fatte alcune considerazioni. Prima di tutto, per distanza prossime a zero, gli sforzi di Reynolds sono sufficientemente piccoli da poter considerare la lunghezza nulla; in tale strato, noto come *sottostrato viscoso*, l'equazione si semplifica nella forma:

$$u^+ = y^+. \quad (2.19)$$

Il sottostrato viscoso è la regione compresa tra la parete e $y^+ \approx 5$. Al di fuori di tale regione, nello specifico tra y^+ maggiori di 30 e $y/\delta \ll 0.2$ (oltre il quale si parla di strato esterno), i risultati sperimentali hanno portato alla definizione della lunghezza di mescolamento come

$$\ell_m^+ = \kappa y^+; \quad (2.20)$$

la funzione f_w assume un aspetto logaritmico e la regione di validità viene detta *regione logaritmica* (*log region*).

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln y^+ + B; \quad (2.21)$$

i valori dei coefficienti, ricavati sperimentalmente, sono $\kappa = 0.41$ e $B = 5.2$. Lo strato compreso tra i due, noto come *buffer layer*, presenta una lunghezza di mescolamento capace di legare quelle degli strati adiacenti: van Driest (1956) [11], partendo dalla (2.20), ha proposto una versione smorzata, con il termine di smorzamento noto appunto come funzione di smorzamento di van Driest.

$$\ell_m^+ = \kappa y^+ \left[1 - e^{-y^+/A^+} \right]; \quad (2.22)$$

van Driest assegnò ad A^+ il valore di 26, ma il suo valore dipende dalla fine del buffer layer (comunque nell'intorno di 30).

Le prove sperimentali evidenziano come le leggi ricavate rappresentino bene il profilo di velocità teorizzato. In figura 2.1 si noti come prove con diverse tecniche di approccio collassino comunque sulla legge di van Driest: da una parte, gli studi di strato limite effettuati da Spalart (1988) [40] tramite simulazioni DNS ad un $Re_\theta = 1400$; dall'altra parte, le prove sperimentali condotte da Klebanoff (1954) [27] tramite anemometria a filo caldo (a $Re_\theta = 8000$).

Se per la parte interna di strato limite le equazioni teorizzate rappresentano al meglio la realtà del problema, gli andamenti in quello esterno sono fortemente dipendenti dal numero di Reynolds. Lo strato esterno, in cui i contributi di scia sono maggiormente marcati, viene quindi denominato anche regione di scia (*wake region*) o strato di difetto (*defect layer*), poiché è la regione nella quale la velocità devia dalla regione logaritmica. La figura 2.2, ricavata sempre dagli studi di Klebanoff, rappresenta chiaramente il ruolo avuto dalla regione di scia nell'aumentare la velocità media all'allontanarsi dalla parete. Anche D.B. De Graaf e J.K. Eaton (2000) [23] studiarono il contributo offerto da tale regione, e ne analizzarono anche la sua dipendenza dal numero di Reynolds. Nelle figure 2.3 e 2.4, rispettivamente raffiguranti i profili di velocità media in variabili di parete e il difetto di velocità all'interno dell'outer layer, si può notare come l'effetto della wake region cresca all'aumentare del numero di Reynolds.

Una legge generale di strato limite che tenga presente degli effetti nell'outer region deve quindi risultare dipendente dal numero di Reynolds, responsabile di questi effetti. Attraverso i suoi studi, Coles (1956) [9] dimostrò che l'inner layer poteva mantenere le sue leggi, mentre l'outer (quindi da $y/\delta > 0.2$) poteva essere ben rappresentato dalla somma di due funzioni. La prima è la legge classica di van Driest per la regione logaritmica; la seconda, denominata legge di scia, dipende dal rapporto tra y e δ :

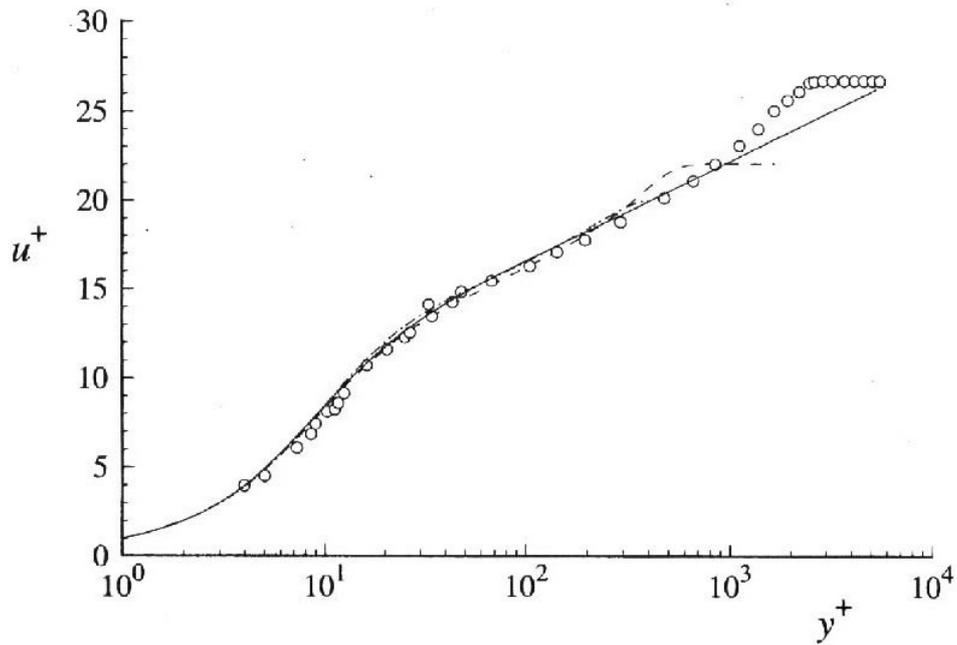


FIGURA 2.1: Profili di velocità medi in variabili di parete. I pallini si riferiscono agli esperimenti di Klebanoff (1954) [27] con anemometria a filo caldo; linea tratteggiata, DNS di Spalart (1988) [40]; linea continua, legge di van Driest.

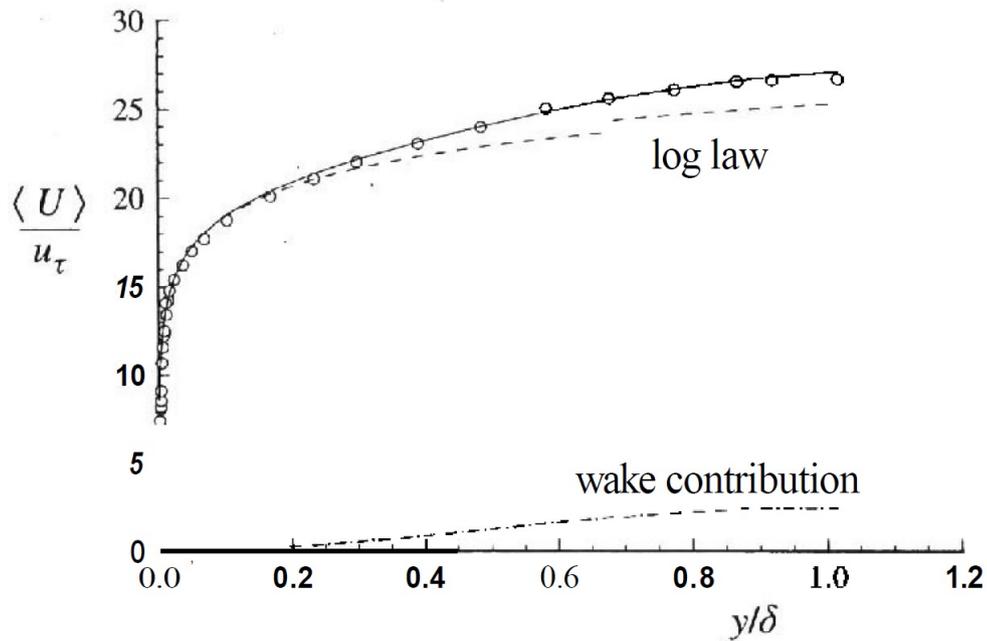


FIGURA 2.2: Contributi di un profilo medio di velocità. Dati sperimentali di Klebanoff (1954)[27].

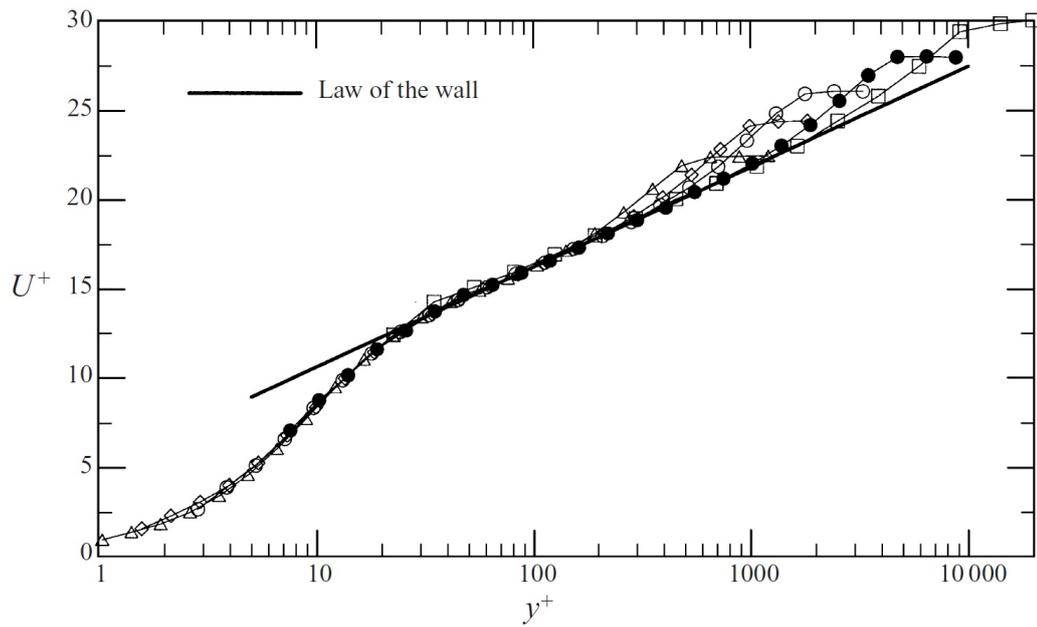


FIGURA 2.3: Profili di velocità media. \triangle , $Re_\theta = 1430$; \diamond , $Re_\theta = 2900$; \circ , $Re_\theta = 5200$; \bullet , $Re_\theta = 13000$; Quadrato, $Re_\theta = 31000$. Dati di De Graaf e Eaton (2000) [23].

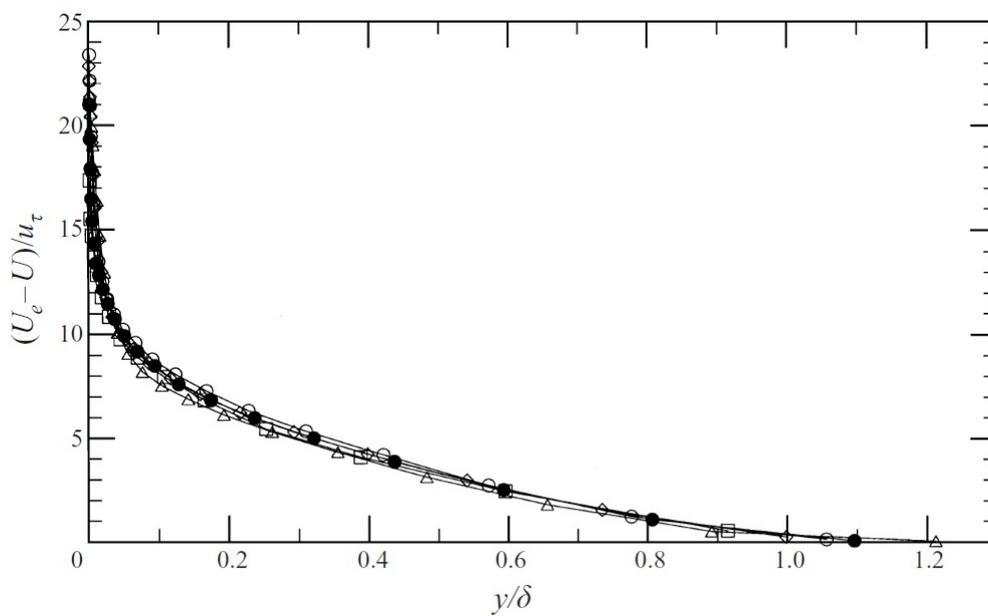


FIGURA 2.4: Profili di difetto di velocità. Simboli di Fig. 2.3.

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln y^+ + B + \frac{\Pi}{\kappa} w \left(\frac{y}{\delta}, \Pi \right). \quad (2.23)$$

Il rappresenta il fattore di scia di Coles, mentre la w è la funzione di scia. I loro valori dipendono dal numero di Reynolds. Oltre a Coles, altri studi sono stati condotti sull'approssimazione delle leggi di parete. Perry *et al.* (2001) [30] hanno più recentemente evidenziato come la legge di parete dell'outer region sia divisibile in tre settori: una componente di pura scia ed una di puro flusso di parete, nella quale è presente la legge di van Driest che viene "corretta" da un secondo fattore.

$$u^+ = \underbrace{\frac{1}{\kappa} \ln y^+ + B}_{\text{Log Law}} - \underbrace{\frac{1}{3\kappa} \left(\frac{y}{\delta} \right)^3}_{\text{Puro flusso di parete}} + \underbrace{\frac{\Pi_J}{\kappa} 2 \left(\frac{y}{\delta} \right)^2 \left(3 - 2 \frac{y}{\delta} \right)}_{\text{Puro flusso di scia}}. \quad (2.24)$$

In ogni caso, la legge logaritmica è ancora generalmente considerata la legge universale per rappresentare al meglio tutto il profilo di velocità. Anche in questa tesi, verrà trattata come unica legge per lo strato esterno.

2.3 Statistiche turbolente

Gli studi di De Graaf si sono incentrati anche e soprattutto sui profili delle componenti turbolente di velocità. Erroreamente si definiscono spesso delle funzioni che rappresentino all'interno dello strato limite le componenti di turbolenza della velocità:

$$\left(\frac{u'}{u_\tau} \right)^2 = F_1 (y^+), \quad (2.25)$$

$$\left(\frac{v'}{u_\tau} \right)^2 = F_2 (y^+), \quad (2.26)$$

$$\frac{u'v'}{u_\tau^2} = F_3 (y^+). \quad (2.27)$$

Tuttavia, il collasso perfetto non viene mai osservato durante le prove sperimentali. Il motivo è dato da una dipendenza dal numero di Reynolds (oltre che dalle condizioni di prova, che possono portare a variazioni nelle statistiche), non presente nel comportamento di velocità media, che rende i profili di turbolenza non auto-similari.

Dalla figura 2.5 si nota infatti come il picco di turbolenza cresca all'aumentare di Re_θ e come nell'outer region il divario aumenti. Klewicki *et al.* (1994) [36] hanno definito una legge che regoli il valore del picco, sia per il valore di velocità che di turbolenza:

$$u'^{+2}_{max} = 8.5 \cdot 10^{-9} Re_\theta^2 + 4.8 \cdot 10^{-4} Re_\theta + 6.86, \quad (2.28)$$

$$y^+ \left(u'^{+2}_{max} \right) = 1.7 \cdot 10^{-4} Re_\theta + 14.4. \quad (2.29)$$

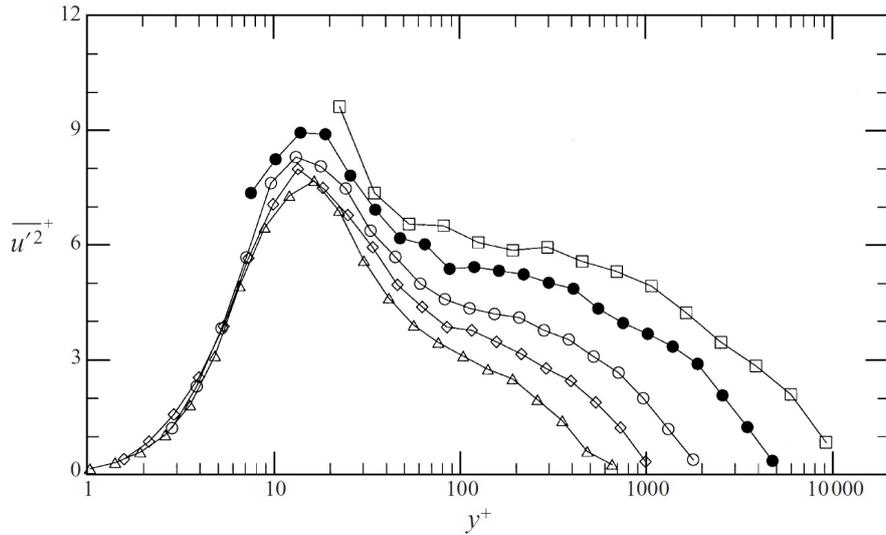


FIGURA 2.5: Profili di turbolenza streamwise. Simboli di Fig. 2.3.

Il valore dei coefficienti molto piccolo è sintomo di una dipendenza debole, ma presente. La scarsa dipendenza definisce il picco assestarsi sempre tra le 12 e le 16 unità di parete, con un valore di velocità di circa 7.34.

Discorso analogo può essere fatto per il profilo di turbolenza in direzione normale alla parete. In questo caso, come si evince da figura 2.6, il picco rimane pressoché costante, con un plateau a $v'^2 \approx 1.35$. Cambia, seppur di poco, la posizione del picco, che si muove verso l'esterno all'aumentare del numero di Reynolds.

Molto simile a quello della turbolenza normalwise, infine, è il trend degli stress di Reynolds, dati dal prodotto tra le componenti u' e v' della velocità. Anche qui, non si ha una grande dipendenza dal numero di Reynolds del picco di magnitudine di $u'v'^+$, che si assesta intorno al valore unitario, mentre vi è una dipendenza della posizione del picco. A differenza di v' , $u'v'$ non presenta un plateau esteso, bensì un picco più definito.

$$y^+ (u'v'^+_{max}) = Re_{\theta}^{0.61}. \quad (2.30)$$

Come si nota anche dal grafico, tale grandezza è sempre più difficile da misurare in modo accurato, in quanto necessita di una maggiore quantità di dati per arrivare a convergenza. Lo stress di Reynolds riveste un ruolo fondamentale per lo sforzo totale all'interno dello strato limite, di conseguenza è rilevante il suo contributo nella produzione di resistenza d'attrito a parete del flusso sul corpo, essendo la relazione del coefficiente d'attrito pari a:

$$C_f = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2}\rho U_0^2} \quad (2.31)$$

A causa di questo ruolo rilevante, la questione principale consiste nel chiedersi quale sia il meccanismo capace di generare tali livelli di sforzo.

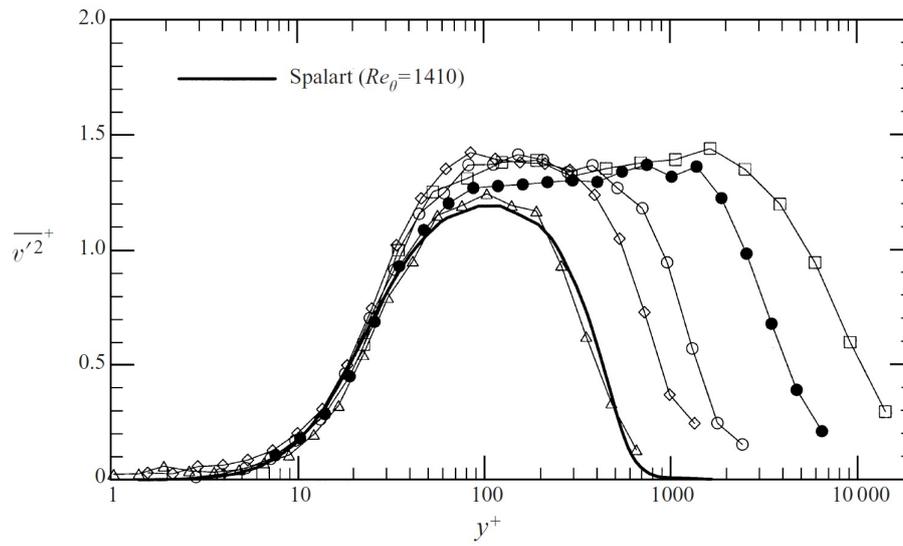


FIGURA 2.6: Profili di turbolenza normalwise. Simboli di Fig. 2.3.

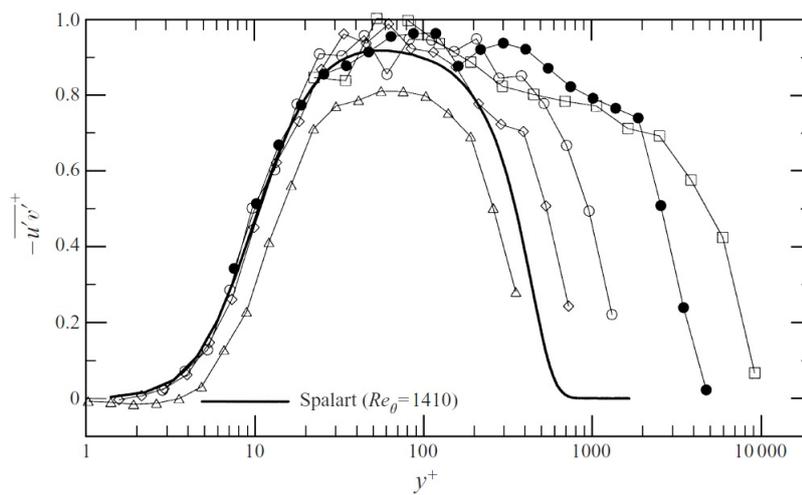


FIGURA 2.7: Profili di Reynolds Stress. Simboli di Fig. 2.3.

2.4 Strutture turbolente

L'idea che il meccanismo di generazione degli sforzi di Reynolds fosse generato da delle strutture coerenti presenti nello strato limite iniziò a prendere piede intorno al 1960, con le prime visualizzazioni di flusso istantaneo. Solo negli anni successivi, però, il livello di qualità delle tecnologie arrivò a raggiungere una soglia tale da poter confermare queste ipotesi. Il termine "strutture coerenti" (più precisamente, "quasi-coerenti") non è casuale: all'interno di uno strato limite turbolento, dove apparentemente regna caos, un insieme di elementi allocati in diverse regioni dello strato si ripete in posizioni, tempi e forme diverse, ma mantenendo una presenza costante che conferisce ordine all'apparente disordine. Diversi studiosi hanno contribuito a rendere più comprensibile questo settore: Kline e Robinson (1990) [39] furono tra i primi a catalogare queste strutture, contributi rilevanti sono stati dati anche da Zhou *et al.* (1999) [41] e Adrian *et al.* (2000) [6]; a differenza degli altri due gruppi di ricerca, che si concentrarono principalmente su simulazioni DNS, Adrian si preoccupò di analizzare il comportamento ad alti Reynolds attraverso la tecnica PIV.

Le strutture sono state divise in diverse categorie, tutte legate tra loro e comprendente un fenomeno unico:

- *Low-speed streaks* nelle regioni di buffer layer (da parete fino a circa 20-30 unità di parete);
- *Ejections*, movimenti delle streaks verso la regione esterna dello strato limite;
- *Sweeps*, richiami di fluido ad alta velocità all'interno dello strato limite;
- Grandi strutture nell'outer layer e zone di flusso libero interne.

Le streaks sono zone di flusso relativamente più lento, con una velocità streamwise di circa la metà inferiore al fluido circostante. Queste strisce sono generate da disomogeneità di quantità di moto lungo la direzione *spanwise* ad una determinata altezza, causata da irregolarità della superficie del corpo, da turbolenza in arrivo a monte, più in generale dal fatto che lo stato di equilibrio e uguaglianza è di natura instabile; le regioni di bassa velocità, infatti, collassano portando alla generazione del meccanismo di generazione dei vortici. Lentamente, infatti, le streaks tendono a muoversi verso l'alto in un processo chiamato *bursting*; circa a $y^+ \approx 10$, queste iniziano a ruotare, spinte dal gradiente di velocità presente tra questa regione e le sue circostanti, e ad alzarsi più rapidamente. Questo processo genera quello che viene chiamato ejection, consistente nell'espulsione verso l'esterno di fluido a bassa velocità. Con il fluido che viene espulso verso l'esterno, allo stesso modo è presente fluido che viene richiamato verso l'interno; questo fenomeno è detto sweep. Il vortice nato da questa streak, dopo essersi sollevato da parete, vede la sua conclusione unendosi con un altro vortice, generato a sua volta da un'altra streak; quello che nasce è quindi un vortice a forma di ferro di cavallo, con le gambe coincidenti con le strisce di bassa velocità, e prende il nome di *hairpin vortex*. Infine, il vortice si rompe, dissipando la sua energia in moti a scale più piccole.

Sweeps ed ejections sono quindi degli importanti indici per stabilire la presenza o meno di strutture vorticosi. Inoltre, appare chiaro come questi eventi siano fortemente responsabili della produzione di energia cinetica turbolenta all'interno dello strato limite se si vanno ad analizzare le componenti fluttuanti

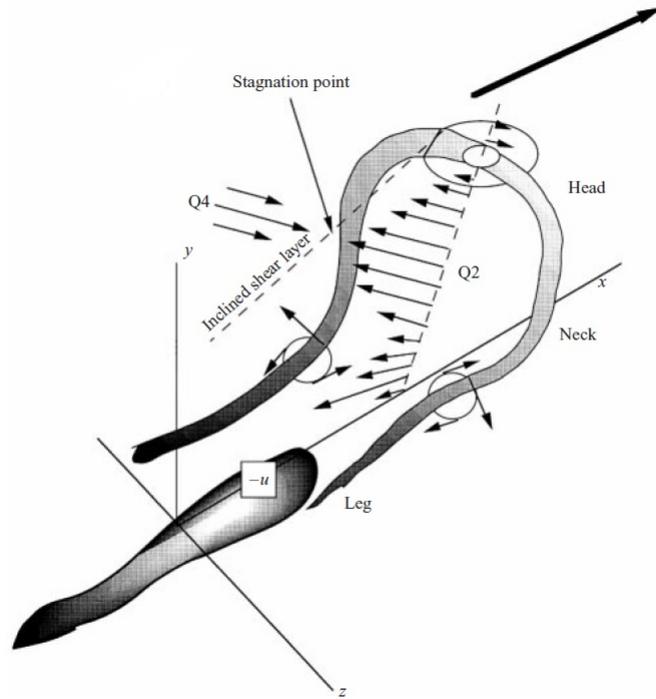


FIGURA 2.8: Rappresentazione schematica di un hairpin vortex e del moto che questo induce.

di velocità: un evento di tipo ejection, infatti, è caratterizzato da una componente fluttuante u' negativa e da una v' positiva (poiché il flusso viene espulso verso monte, osservare la figura 2.8); viceversa, una sweep ha una componente positiva di fluttuazione u' , mentre è negativa quella v' (flusso discendente). Il termine di produzione, inoltre, è dato dalla relazione:

$$P_{TKE} = -\overline{u'v'} \frac{\partial \bar{U}}{\partial y} \quad (2.32)$$

Dividendo per quadranti le velocità fluttuanti come mostrato nel diagramma 2.9 da Nolan *et al.* (2010) [10], appare chiaro come le ejections occupino il secondo quadrante, mentre le sweeps il quarto. Nei quadranti Q2 e Q4, il prodotto $\overline{u'v'}$ è negativo e di conseguenza è positivo il termine produttivo. Quindi, sia ejections che sweeps producono energia turbolenta.

Ovviamente non tutti gli eventi Q2 sono delle ejections, così come non tutti gli eventi Q4 sono delle sweeps. Il fatto che il valore di P_{TKE} sia positivo, tuttavia, porta alla conclusione che il disequilibrio di eventi tra i quadranti sia causato proprio da questi eventi turbolenti.

La presenza di una singola struttura vorticoso è rara. Quello che accade infatti, è che le strutture più grandi siano composte da un insieme di hairpin vortices. Il motivo è ben spiegato da Adrian *et al.* (2010) [12], in un meccanismo definito *autogenerazione*: quello che si verifica dopo la formazione del vortice primario è la generazione, se il primario ha energia sufficiente, di due vortici secondari, uno a monte ed uno a valle, tramite l'induzione del moto degli eventi Q2 e Q4; i secondari, a loro volta, possono generare vortici terziari. Le teste degli hairpin, idealmente, aumentano la loro altezza rispetto al

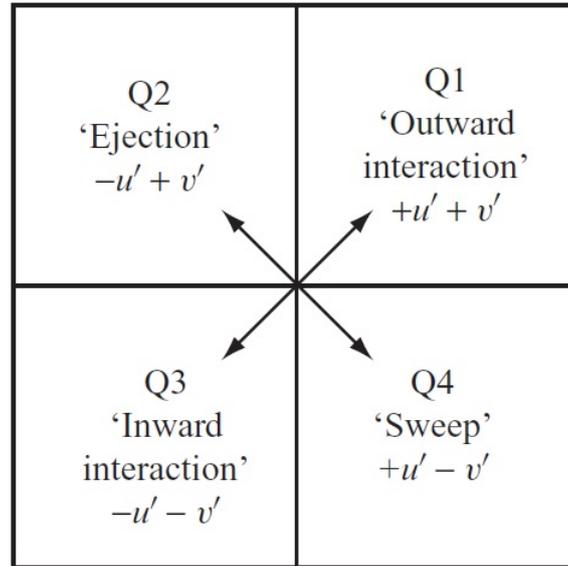


FIGURA 2.9: Scomposizione schematica delle componenti di velocità per un flusso che si muove da sinistra a destra.

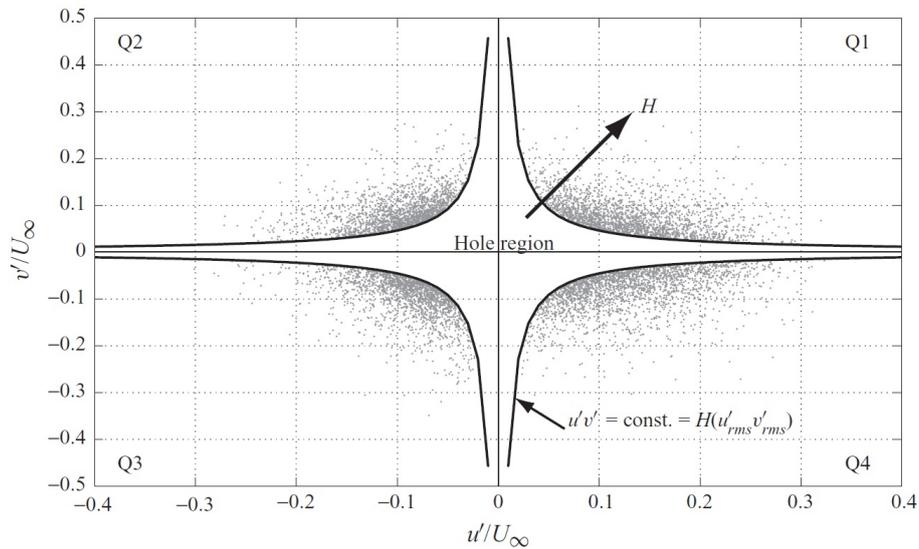


FIGURA 2.10: Illustrazione della disposizione degli eventi nello studio di Nolan et al. Al centro, una regione in cui vengono filtrati i contributi minori di produzione di energia cinetica.

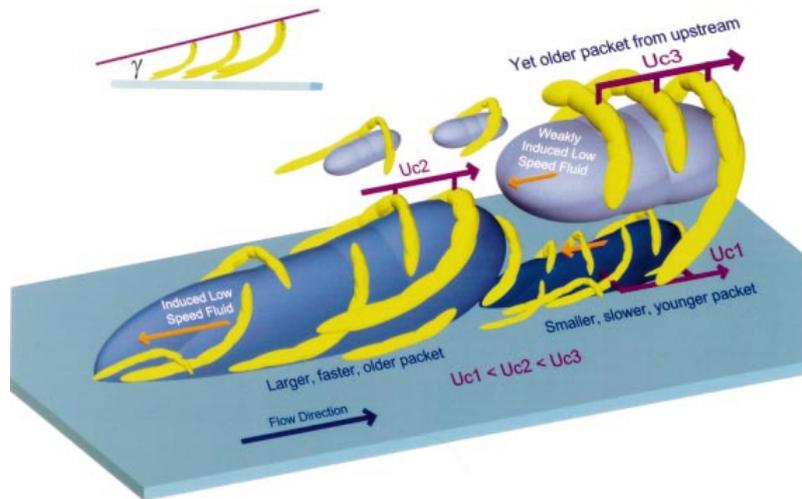


FIGURA 2.11: Schema ipotetico dei pacchetti di hairpin vortices crescere all'aumentare delle unità viscosse di parete. Immagine di Adrian (2006) [4].

precedente di un angolo γ , variabile a seconda dall'altezza che raggiungono i vortici. Più aumentano quota, infatti, e maggiormente vengono trascinati dalla velocità convettiva media del flusso a quella data quota. Il risultato sarà che ci saranno pacchetti più lenti e compatti a basse y^+ e pacchetti più grandi, deformati e più veloci alle quote più alte; tale meccanismo è ben rappresentato in figura 2.11. Gli hairpin vortices più giovani sono alti circa 100-200 unità di parete, con le gambe formate dalle low speed streaks lunghe almeno 50 unità di parete; la distanza tra le streaks, invece, è di 100 y^+ .

Quando un pacchetto esaurisce la sua energia è possibile notare un'interruzione dello strato limite, causa di un richiamo di flusso libero esterno verso l'interno (determinato dal moto indotto dai vortici) nonché dell'interruzione della spinta delle strutture vorticosse. Il richiamo di flusso esterno, comunque, porta nuova energia e disequilibrio all'interno dello strato limite e genera la formazione di nuovi pacchetti. Tra i due gruppi di strutture si creano delle valli profonde di flusso esterno, le quali contribuiscono probabilmente all'aumento di velocità media nella zona di wake region. La figura 2.12, tratta dagli esperimenti condotti da Falco (1977) [14], schematizza questo meccanismo di riformazione dei pacchetti.

Per anni è stato pensato che queste strutture fossero solo presenti a bassi numeri di Reynolds. Questo era determinato dalla mancanza di tecniche sperimentali in grado di catturare delle immagini sufficientemente accurate da visualizzare i vortici e da un'impossibilità di raggiungere alti Reynolds tramite le simulazioni DNS (come quelle condotte da Zhou *et al.*, 1999 [41]). Solo nel nuovo millennio Adrian, tramite tecniche di misurazione PIV altamente accurate, ha dimostrato la presenza delle macrostrutture anche a numeri di Reynolds elevati ($Re_\theta \approx 7000$).

La conoscenza e l'apprendimento del meccanismo di formazione e di propagazione di queste strutture è ancora in continuo sviluppo, poiché di fondamentale importanza per la progettazione di tecniche ingegneristiche in grado

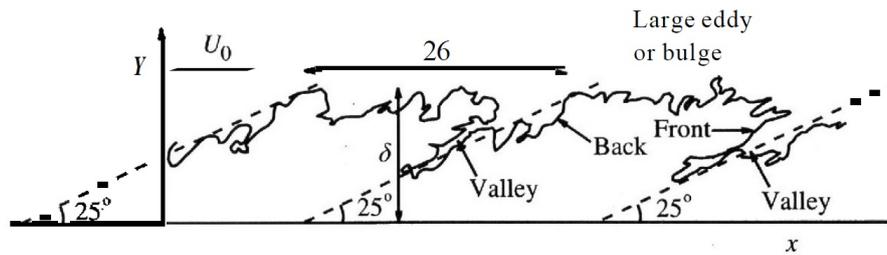


FIGURA 2.12: Rappresentazione schematica dei pacchetti di vortici che si generano a parete. Immagine tratta da Pope (2000) [34].

di ridurre gli effetti.

Capitolo 3

Controllo dello Strato Limite

Il controllo dello strato limite è un settore della fluidodinamica incentrato a trovare metodi e tecniche tali da ridurre la resistenza d'attrito a parete di un corpo. Questa, innanzitutto, è definita dalla relazione che segue:

$$D_f = \int_A \tau_w(x, y) dS = \frac{1}{2} \rho U_0 \int_A C_f(x, y) dS. \quad (3.1)$$

Dunque, è pari all'integrale di area del coefficiente d'attrito a parete moltiplicato per la pressione dinamica. I modi per ridurre tale valore, considerando ovviamente le condizioni del flusso esterno fissate, si limitano ad essere quelli di riduzione della superficie bagnata dal fluido e del coefficiente d'attrito. Tuttavia, spesso anche la prima opzione rimane vincolata; è necessario agire quindi sul C_f .

Come detto nel capitolo precedente, in termini di entità di sforzi a parete uno strato limite turbolento è molto più penalizzante di uno in regime laminare. Tale affermazione era nota già nella prima metà del secolo scorso, in cui si iniziarono a sviluppare le prime soluzioni atte a ritardare, appunto, la transizione da laminare a turbolento. Il controllo del flusso laminare (*Laminar Flow Control, LFC*) è stato quindi di grande utilità negli anni '50 e '60, quando tecniche come l'aspirazione dello strato limite hanno offerto grandi vantaggi alle prestazioni dei velivoli (D.M. Bushnell, 2002 [5]). Tale tecnica era notevolmente performante anche a causa della necessità di costruire ali prive di angoli di freccia (che consentono di ritardare la transizione del regime turbolento); negli anni successivi, dopo l'introduzione di questa configurazione e all'aumento delle velocità di crociera (che ne alzava il numero di Reynolds e, quindi, anticipava la transizione), unito alla consapevolezza che mantenere uno strato limite laminare anche in presenza di detriti e sporco accumulato sulle superfici, che ne alterano la rugosità, fosse difficilmente realizzabile, gli studi si sono spostati sulla scoperta di metodi di riduzione di strato limite turbolento.

In principio, questi si sono concentrati soprattutto sulla riduzione della rugosità superficiale, dal momento che si riteneva che una superficie completamente liscia fosse la configurazione con la minima resistenza d'attrito per sforzi turbolenti. Solo in seguito, quando si investirono ingenti somme nella ricerca e nello studio dello strato limite, si comprese la necessità di attuare approcci diversi, tra i quali anche quelli di "*rugosità artificiale*". Il controllo della turbolenza, tuttavia, non è di facile attuazione a causa della complessità delle strutture che la generano: la sua efficacia deve essere tale da controllare le strutture di piccola scala, presenti negli strati più interni del boundary layer, e quelle di maggiore scala nella zona di alta produzione di energia cinetica turbolenta. Osservando gli andamenti degli sforzi di Reynolds nel capitolo precedente, però, e avendo maggiormente chiaro il meccanismo alla base della

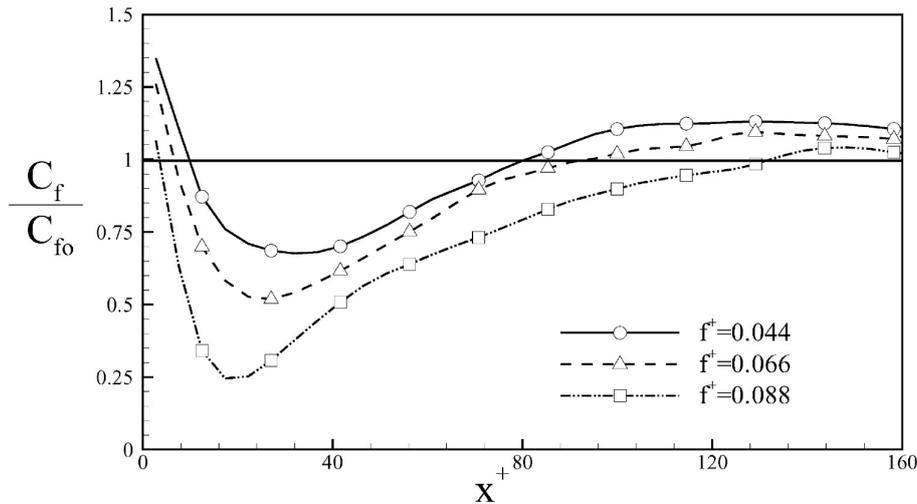


FIGURA 3.1: Andamento del coefficiente d'attrito al variare della frequenza della forzante. Dati di Park *et al.* (2003) [16].

loro generazione, le principali tecniche si sono concentrate sull'attenuazione delle microstrutture a parete.

Qui di seguito verranno descritti i più efficaci metodi di riduzione della resistenza d'attrito, andandoli a dividere in due categorie principali: metodi attivi e passivi. Entrambi hanno il fine di ridurre l'azione turbolenta a parete, ma i primi agiscono applicando un lavoro sul flusso, che reagisce con una riduzione di energia turbolenta maggiore del lavoro applicato, in modo da avere un bilancio energetico positivo; i secondi, invece, alterano le strutture turbolente o ne modificano la loro organizzazione semplicemente grazie alla loro interazione con la parete, opportunamente modificata per permettere ciò.

3.1 Tecniche Attive

Le principali tecniche attive di controllo del flusso turbolento (*Turbulent Flow Control, TFC*) sono due. La prima prevede l'utilizzo di soffiaggi ed aspirazioni periodiche a parete (*local forcing*); la seconda, e più importante, l'oscillazione forzata della placca in direzione *spanwise*.

3.1.1 Forzante Locale

Il sistema prevede la riduzione di attività turbolenta mediante l'alternanza periodica di aspirazione e soffiaggio di flusso dalla parete, capace di generare delle strutture vorticosi in grado di attenuare quelle che generano la quantità principale di stress di Reynolds. I parametri che regolano tale fenomeno sono diversi: l'ampiezza dell'oscillazione di velocità dell'aspirazione/soffiaggio; la frequenza di oscillazione; l'angolo di incidenza tra la placca e la direzione del getto. Interessante il lavoro svolto da Y.S. Park *et al.* (2003) [16], nel quale attraverso la tecnica PIV è stata valutata l'azione dei parametri di frequenza ed incidenza del metodo applicato. L'ampiezza dell'oscillazione, invece, è stata mantenuta costante, dal momento che il sistema di attuazione inseriva nel sistema una forzante di velocità del tipo:

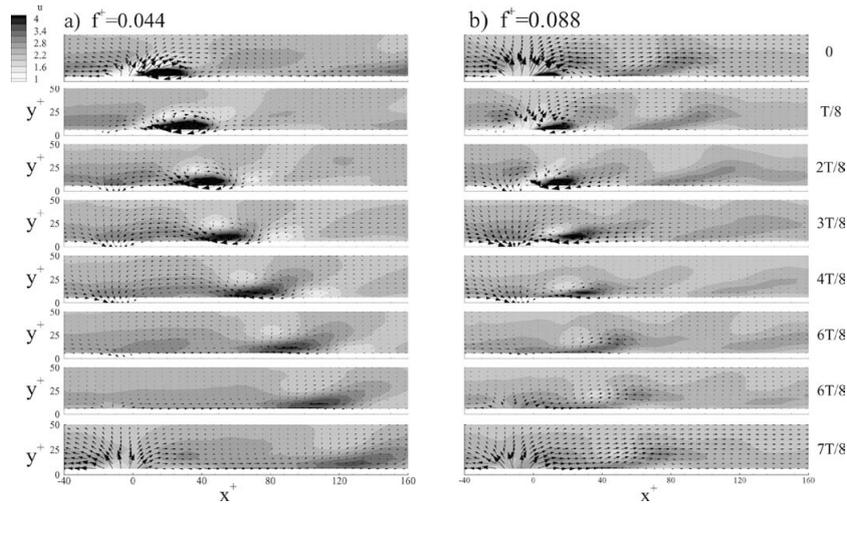


FIGURA 3.2: Vettori velocità e andamento della u'^+ al variare della frequenza di oscillazione. Dati di Park *et al.* (2003) [16].

$$v_f(t) = A \cos(2\pi ft), \quad (3.2)$$

con l'ampiezza adimensionalizzata

$$A^+ = \frac{A}{U_\infty} = 0.6. \quad (3.3)$$

L'esperimento, condotto ad un $Re_\theta = 690$ e alle frequenze adimensionalizzate $f^+ = 0.044, 0.066$ e 0.088 , ha evidenziato una riduzione di resistenza alle più alte frequenze, come dimostra l'andamento del coefficiente d'attrito in direzione longitudinale al flusso che lambisce la parete (figura 3.1). Quando è stata variata la frequenza, l'incidenza è stata mantenuta costante, con il getto perpendicolare alla parete.

Si può notare come il flusso, dopo la forte riduzione iniziale, ha recuperato gradualmente la sua condizione iniziale, portando anche alla generazione di resistenza aggiuntiva. Aumentando la frequenza, tuttavia, il flusso recupera sempre più tardi, senza raggiungere inoltre una condizione di *Drag increase*. Questo è maggiormente chiaro se si analizza cosa succede vicino a parete: il soffiaggio, oltre a modificare le strutture turbolente dello strato limite, genera un vortice che ha effetti negativi sulle performance della tecnica, poiché va ad incrementare lo sforzo viscoso a parete. Una maggiore frequenza, quindi, migliora l'efficacia, poiché permette la formazione di vortici più piccoli e che decadono in tempo minore. Le istantanee di figura 3.2 rappresentano al meglio quanto descritto.

Anche la variazione di incidenza, avvenuta mantenendo una frequenza costante pari a $f^+ = 0.088$, vede come condizione di ottimo la soluzione che prima smorza gli effetti del vortice di ricircolo. Testata ad $\alpha = 60^\circ, 90^\circ$ e 120° , la miglior prova è stata l'ultima, la quale, nonostante generasse una zona di ricircolo maggiore delle altre durante la fase di soffiaggio (portando addirittura ad una separazione del flusso), questa veniva subito smorzata grazie alla seguente aspirazione (fig. 3.4).

La tecnica della forzante locale genera nella sua miglior configurazione una

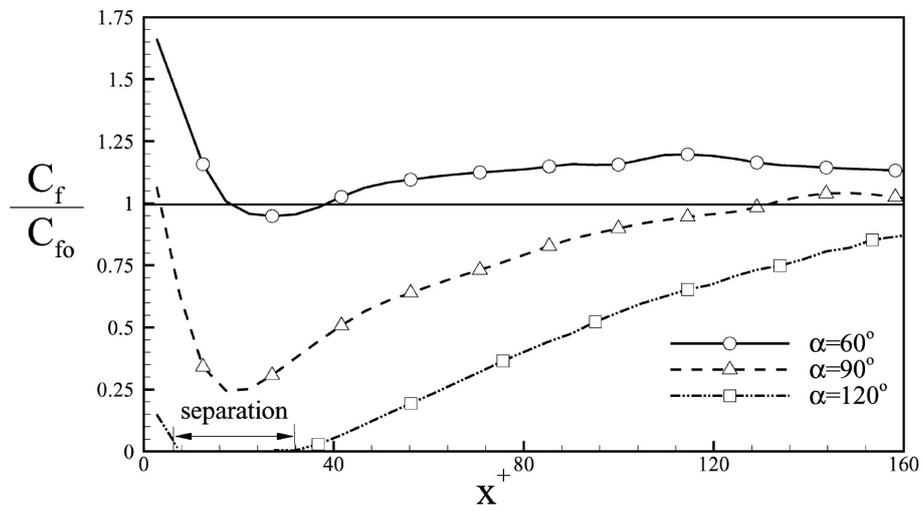


FIGURA 3.3: Andamento del coefficiente d'attrito al variare dell'incidenza della forzante. Dati di Park *et al.* (2003) [16].

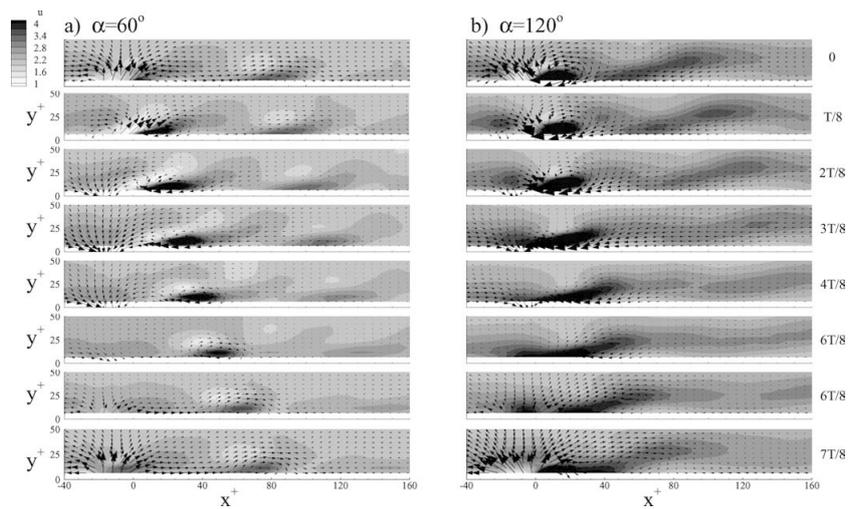


FIGURA 3.4: Vettori velocità e andamento della u^+ al variare dell'incidenza della forzante. Dati di Park *et al.* (2003) [16].

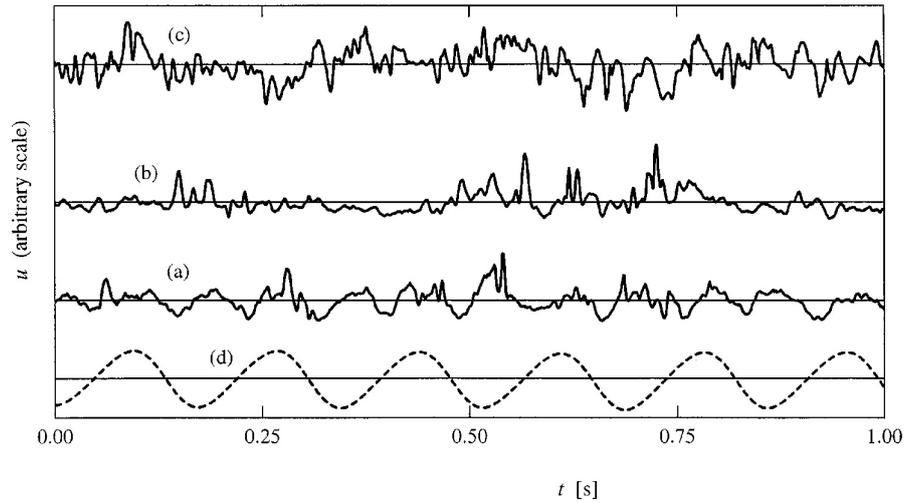


FIGURA 3.5: Andamento delle fluttuazioni in direzione streamwise di una placca oscillante ($\Delta z = 70\text{mm}$, $f=6\text{ Hz}$) a: (a) $y^+ = 2$; (b) $y^+ = 4$; (c) $y^+ = 20$; (d) velocità w della placca. Dati di Choi (2002) [8].

riduzione di resistenza d'attrito pari al 75%, ma tale valore deve essere commisurato alla grande energia utilizzata per il sistema di soffiaggio/aspirazione. Inoltre, l'introduzione di componenti aggiuntivi che aumentano la complessità del sistema (specialmente a livello manutentivo) ne hanno finora limitato gli studi. La grande riduzione di resistenza, però, rende la tecnica di grande interesse.

3.1.2 Oscillazione della placca

La tecnica di riduzione di sforzi d'attrito a parete che prevede l'oscillazione di placca piana è quella che può fornire maggiori spunti e riflessioni sul suo utilizzo nel campo ingegneristico. Il metodo prevede il movimento della superficie a contatto con il fluido tale da portare alla generazione di vorticità in direzione *spanwise* in grado di abbattere la turbolenza. Nelle prove è stata osservata una riduzione della durata degli eventi di sweep pari al 78 % e una riduzione della loro intensità del 64%; tali effetti portano globalmente a una riduzione massima della resistenza del 45%, valore che permette di avere un risparmio netto di energia di circa il 10%, tenendo conto del lavoro necessario a muovere la placca (A. Baron e M. Quadrio, 1995 [29]). Gli studi si sono concentrati finora su simulazioni DNS, di conseguenza gran parte dei risultati si hanno solo su bassi numeri di Reynolds. Una caratteristica interessante che si può notare osservando i risultati mostrati in figura 3.5 e 3.6 delle DNS di K.S. Choi (2002) [8] è come l'azione dell'oscillazione della placca abbia gli effetti maggiori alle primissime unità di parete, mentre influenza poco il comportamento verso l'esterno; la sua azione nel sottostrato viscoso, tuttavia, inibisce le *low speed streaks* e riduce quindi tutto il fenomeno di generazione di sweeps ed ejections.

Ciò è evidente anche osservando gli spettri di energia a $y^+ = 2$ e 4 (fig. 3.7), dove si può notare la dipendenza vicino parete dalla frequenza di oscillazione della placca ($f = 6\text{ Hz}$) grazie ai picchi di energia proprio alle frequenze delle armoniche principali, appunto 6 Hz e 12 Hz. I picchi scompaiono subito dopo,

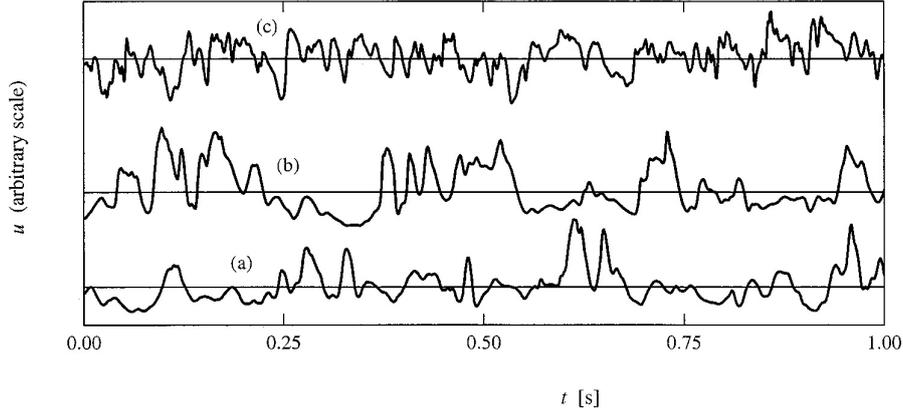


FIGURA 3.6: Andamento delle fluttuazioni in direzione streamwise di una placca non oscillante a: (a) $y^+ = 2$; (b) $y^+ = 4$; (c) $y^+ = 20$. Dati di Choi (2002) [8].

ma resta la forte riduzione di energia che l'oscillazione ha generato, sintomo di un indebolimento delle strutture a quella distanza da parete.

Quello che accade all'interno dello strato viscoso è la formazione di una vorticità in direzione spanwise negativa, determinata dal duplice movimento della parete in una direzione e nell'altra. Quando la placca si muove in direzione negativa, il foglio vorticoso generato nello strato di Stokes (caso particolare di un flusso con placca oscillante, è lo strato che si crea a parete nel quale le equazioni di Navier-Stokes hanno soluzione esatta) genera una componente negativa di vorticità. Al contrario, quando la parete si sposta verso direzioni positive, lo strato di Stokes genera una vorticità in direzione *streamwise*, la quale induce a sua volta ulteriore vorticità spanwise negativa. In entrambi i movimenti, quindi, la componente di vorticità è negativa.

Per stabilire la configurazione di ottimo di tale soluzione, è opportuno definire due parametri adimensionali: la velocità della parete e il tempo di oscillazione.

$$w^+ = \frac{\Delta z^+ \omega^+}{2} = \frac{\Delta z \omega}{2 u_\tau} \quad (3.4)$$

$$T^+ = \pi \frac{\Delta z^+}{w^+} \quad (3.5)$$

Gli studi di Choi hanno evidenziato un picco di riduzione di resistenza turbolenta intorno a $T^+ = 100$. Riguardo alla velocità di oscillazione, invece, è stato notato un comportamento monotono crescente della riduzione di resistenza all'aumentare di w^+ , ma con un sostanziale appiattimento delle prestazioni quando si superano i valori di $w^+ = 15$ (figura 3.9). A ciò, inoltre, va aggiunto il fatto che un aumento di velocità di oscillazione provoca anche un maggior dispendio di energia, quindi la condizione di ottimo per avere un bilancio netto positivo è inferiore a quei valori. Per avere un risparmio di circa il 10%, è stata calcolata una velocità w^+ più bassa, pari a 5-8.

L'oscillazione periodica della parete, che in aeronautica potrebbe non offrire grandi opportunità di applicazione, al contrario di altri settori ingegneristici come quello del trasporto di gas e olii all'interno di oleodotti, sarà la base di un'altra importante tecnica, passiva, di riduzione della resistenza d'attrito.

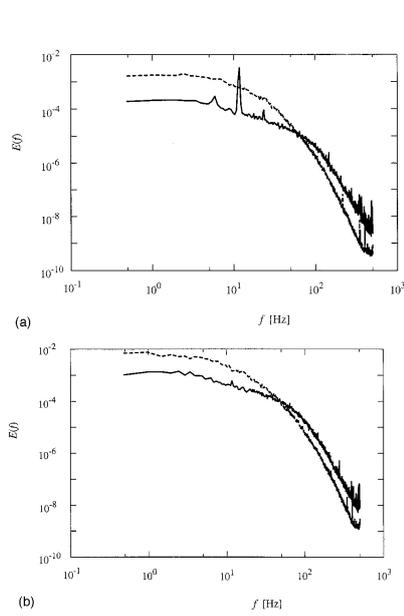


FIGURA 3.7: Spettri di energia a: (a) $y^+ = 2$; (b) $y^+ = 4$. Dati di Choi (2002) [8].

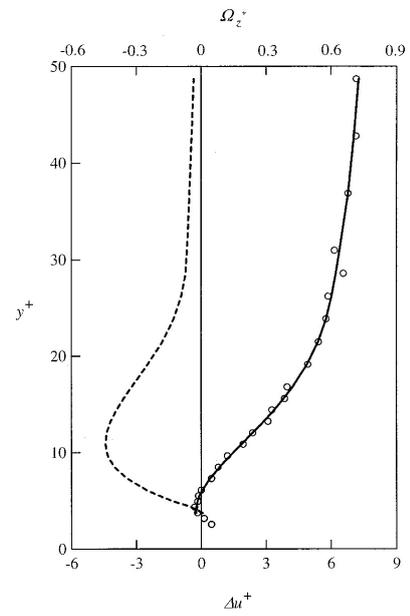


FIGURA 3.8: Vorticità spanwise Ω_z^+ , —; incremento di velocità media Δu^+ , \circ . Dati di Choi (2002) [8].

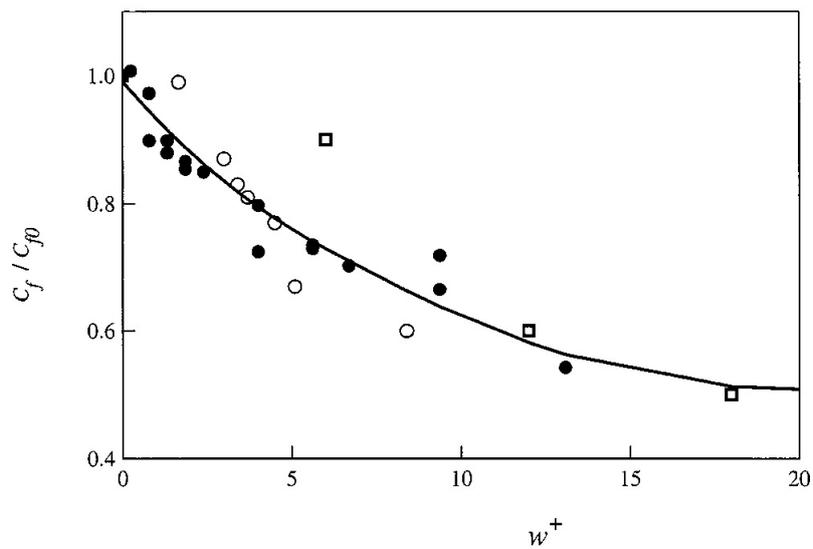


FIGURA 3.9: Riduzione di coefficiente d'attrito a parete all'aumentare di w^+ . Dati di Choi (2002) [8].

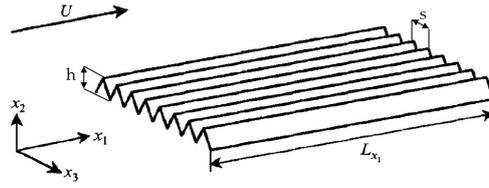


FIGURA 3.10: Rappresentazione schematica di una superficie riblettata.

3.2 Tecniche Passive

Le tecniche di DR (*Drag Reduction*) passive nascono proprio per ovviare alle difficoltà di utilizzo (specialmente in campo aeronautico) di quelle attive, più delicate e dispendiose a livello energetico. Diversi approcci sono stati provati, ma la soluzione più promettente sembra essere l'utilizzo di superfici riblettate.

3.2.1 Riblets Longitudinali

L'idea di utilizzare una superficie con riblet per ridurre la resistenza d'attrito a parete venne per la prima volta al Dr. R.L. Ash, ricercatore dei laboratori di studio NASA a Langley, negli Stati Uniti, dove già da anni erano in corso diversi progetti incentrati sulla riduzione di consumo carburante da parte dei velivoli. I primi risultati del lavoro sulle riblet svolto a Langley vennero proposti solo qualche anno più avanti dai ricercatori Walsh e Weinstein (M.J. Walsh, 1990) [43].

Geometria della riblet

Una superficie riblettata consiste in una successione di creste e scanalature che si susseguono parallelamente alla direzione del flusso. I parametri principali per definire una riblet sono l'altezza h delle creste e lo spacing s tra loro e la forma della riblet. Tali parametri vengono tutti adimensionalizzati attraverso le grandezze di parete.

$$s^+ = \frac{s}{l_\tau}, \quad h^+ = \frac{h}{l_\tau}. \quad (3.6)$$

Un ulteriore parametro rilevante è la forma della sezione trasversale della gola tra due creste. Una riblet può infatti essere determinata da una sezione rettangolare, dove le creste non sono altro che delle protrusioni che si alzano da una placca piana, che è certamente performante, ma di scarso utilizzo per via della sua scarsa praticità e robustezza; in alternativa, può avere una sezione triangolare o parabolica, quest'ultima apprezzabile in figura 3.11, in cui si possono notare ulteriori parametri in grado di influenzare le performance della superficie (D.W. Bechert *et al.*, 1997) [15]. Questi diagrammi mettono in relazione la Drag Reduction (rappresentata anche come variazione percentuale di sforzo d'attrito $\Delta\tau/\tau_0$) con lo spacing adimensionale tra le riblet.

La dipendenza dalla geometria, tuttavia, suggerisce la possibilità di utilizzare un parametro alternativo per esprimere la riduzione di sforzo a parete. Tale parametro è una lunghezza dipendente dall'area della sezione trasversale della gola:

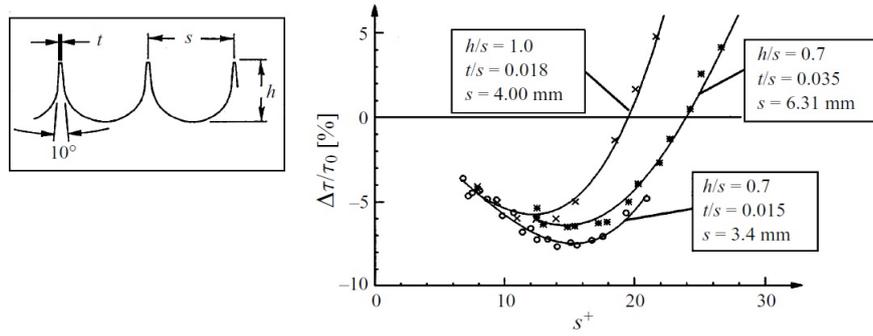


FIGURA 3.11: Andamenti di DR per una placca riblettata con diverse riblet a sezione parabolica. Dati di Bechert *et al.* (1997) [15].

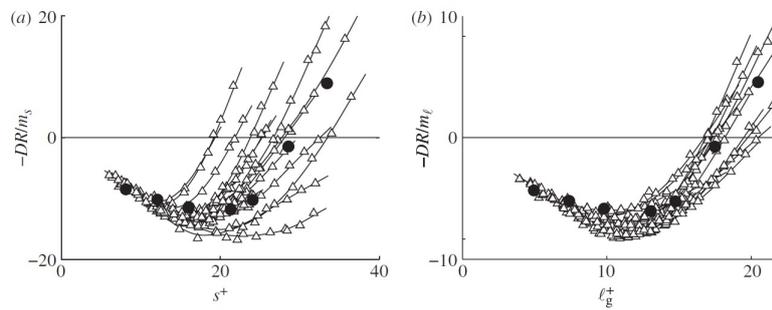


FIGURA 3.12: Riduzione della resistenza in funzione di: (a) s^+ ; (b) l_g^+ .

$$l_g^+ = \sqrt{A_g^+}. \quad (3.7)$$

Utilizzando questa adimensionalizzazione, gli andamenti di riblet dalle diverse forme sembrano collapsare meglio in un'unica regione (R.G. Mayoral e J. Jimenez, 2011 [19]), come è possibile apprezzare dai diagrammi in figura 3.12, raffiguranti gli andamenti della Drag Reduction nei vari esperimenti condotti in funzione di s^+ e di l^+ (in cui sono più compatti).

Andamento diagramma DR

In entrambi i casi, sia rispetto allo spacing che all'area frontale, la riduzione di resistenza mostra sempre delle caratteristiche peculiari: partendo dall'origine ad $s^+ = 0$ (quando la resistenza è nulla), la riduzione aumenta in modo lineare all'aumentare dello spacing; quindi, una volta raggiunta la condizione di ottimo (poco prima della quale la zona lineare si era interrotta), un ulteriore aumento di s^+ porta ad un peggioramento delle prestazioni, fino a raggiungere un *Drag increase*. Il primo regime prende il nome di *regime viscoso* poiché il contributo dei termini non lineari del flusso nella regione interna dello strato limite è negligibile; la pendenza con cui il valore di Drag decresce è data dalla relazione:

$$m_0 = - \left[\frac{\partial (\Delta\tau/\tau_0)}{\partial s^+} \right]_{s^+=0}. \quad (3.8)$$

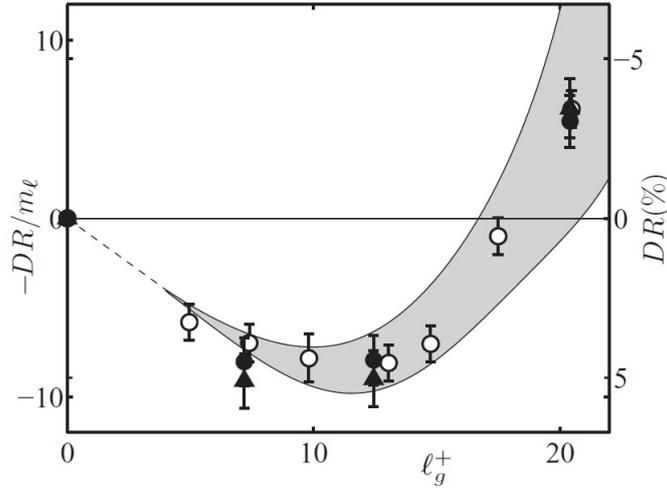


FIGURA 3.13: Andamenti Drag Reduction a $Re_\tau = 180$ (\bullet) e $Re_\tau = 550$ (\triangle). Dati di R.G. Mayoral e J. Jimenez, 2012. Regione grigia rappresenta la zona di interesse delle riblet in bibliografia.

Il regime viscoso è valido fino ad uno spacing adimensionale pari a 10-20, a seconda del tipo di riblet analizzata. In seguito, quando il numero di Reynolds aumenta, le ipotesi viscoso e la dipendenza lineare decadono, lasciando spazio alla fase di *Breakdown* (R.G. Mayoral e J. Jimenez, 2009 [18]). I due ricercatori, in un altro articolo (2012) [20], attraverso lo studio di flusso in un canale tramite simulazioni DNS sono arrivati a definire la Drag Reduction come combinazione lineare di alcuni contributi.

$$DR = DR_1 + DR_2, \quad (3.9)$$

dove

$$DR_1 = \frac{U_0^+}{U_\delta^+} \quad (3.10)$$

rappresenta la *slip velocity* alle creste delle riblet, essendo U_0^+ e U_δ^+ rispettivamente le velocità esterne allo strato calcolate sui piani verticali passando al centro della valle e all'estremità della cresta; è strettamente legata al meccanismo di riduzione di resistenza nel regime viscoso, mantenendo una pendenza costante pari a m_0 (fig. 3.14); il secondo contributo,

$$DR_2 = -\frac{\delta\delta^+}{\delta'U_\delta^+} \int_0^1 (\tau_{uv}^* - \tau_{uvS}^+) d(y/\delta), \quad (3.11)$$

con δ' pari alla semi-altezza del canale virtuale con parete liscia che avrebbe la stessa area trasversale del canale riblettato, τ_{uv}^* lo stress di Reynolds adimensionalizzato tramite il valore $u^* = u_\tau \sqrt{\delta/\delta'}$ e il pedice S riferito ai valori di placca liscia, rappresenta al contrario gli effetti addizionali degli sforzi di Reynolds sopra le riblet. Questo secondo contributo è circa nullo fino alla condizione di DR ottimale, quindi inizia ad divergere fino a raggiungere (e superare) il primo termine.

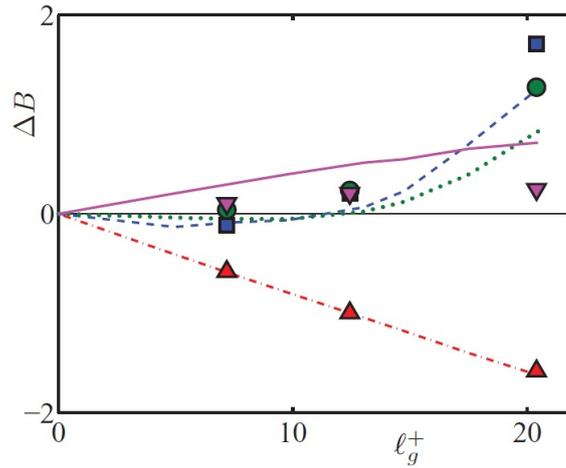


FIGURA 3.14: I contributi rilevanti del diagramma sono: Δ , DR_1 ; \circ , DR_2 . Dati di Mayoral e Jimenez (2012) [20].

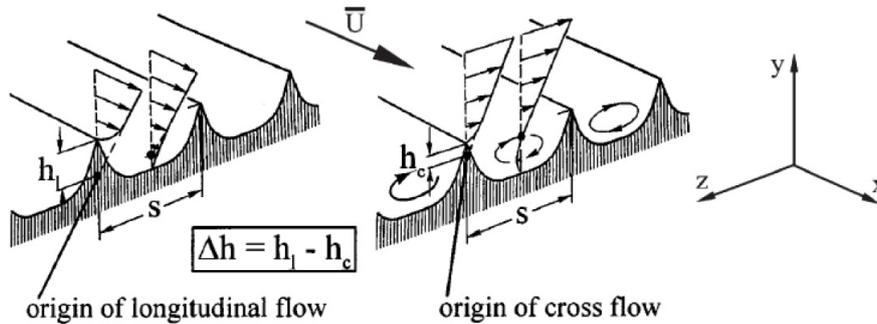


FIGURA 3.15: Origini virtuali dei moti longitudinali e trasversali.

Teorie che determinano la DR

Sulla base di quanto detto, resta da chiarire il meccanismo che genera la riduzione di resistenza e il motivo per il quale, ad un certo punto, porta ad un incremento. Bechert *et al.* (1989) [28], in accordo con Luchini *et al.* (1991) [2], hanno proposto che la riduzione di resistenza sia data da un'altezza di protrusione Δh , definita come differenza di altezza tra le origini virtuali dei flussi longitudinali e trasversali del moto 3D vicino parete. L'origine virtuale rappresenta il punto di partenza del sottostrato viscoso; se per il flusso longitudinale questa (h_l) coincide più o meno con la superficie della valle, per quello trasversale la presenza delle creste ne allontana la locazione (h_c), posizionandola più in alto (fig. 3.15). Da ciò ne scaturisce che gli eventi turbolenti *crossflow* vengono allontanati da parete e gli sforzi di Reynolds che generano producono un minore effetto su di essa. Un requisito fondamentale per aumentare la DR, quindi, è quello di avere un grande $\Delta h = h_c - h_l$.

Riguardo il meccanismo di deterioramento, al contrario, esistono due teorie che provano a spiegare il meccanismo (S.S. Saravi e K. Cheng, 2013) [25]. La prima è che gli effetti sul flusso trasversale perdano di efficacia quando, all'aumentare del numero di Reynolds, la separazione data dalle creste porti

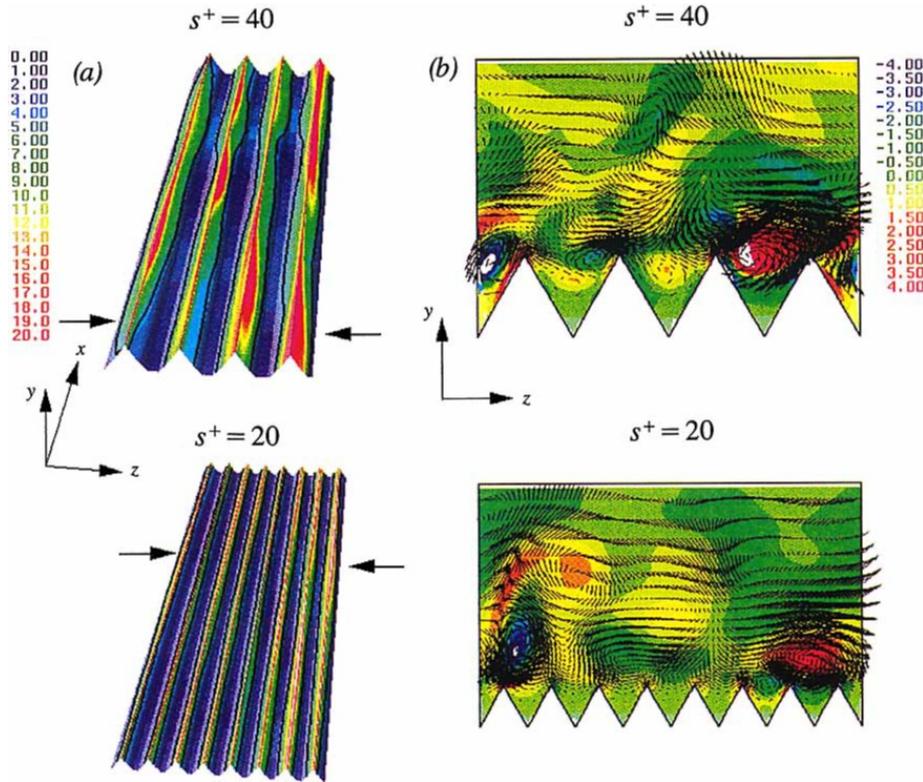


FIGURA 3.16: Scene di istantanee: (a) sforzo a parete sulla superficie riblettata; (b) vettori delle componenti v e w della velocità. Dati di Choi *et al.* (1993) [21].

a vortici di piccola scala, creando una dissipazione ulteriore che si trasforma in resistenza. L'altra ipotesi è che la degradazione inizi quando i vortici, riducendosi di dimensioni, collassino all'interno del canale, portando a un aumento della superficie a contatto col vortice e ad un conseguente incremento di sforzo a parete. Quest'ultima teoria è supportata dai risultati DNS di H. Choi *et al.* (1993) [21], come evidenziato dalle scene di figura 3.16.

Determinazione quantitativa di DR

Diversi studi sulle riblet hanno evidenziato come la riduzione di resistenza si manifesti con un innalzamento della curva del profilo medio di velocità (Hooshmand *et al.*, 1983) [24]. Tale reazione può essere considerata come un adattamento nell'equazione di bilancio dell'energia tra la produzione di energia cinetica turbolenta e la dissipazione viscosa, conseguenza di uno spessore diverso del sottostrato viscoso e la presenza di vortici di dimensioni minori nel buffer layer (K.S. Choi, 1989 [7]). La produzione è quindi minore e la curva logaritmica del profilo medio subisce un innalzamento rispetto al caso di placca liscia. In figura 3.17 viene mostrato da Choi quanto detto.

Sulla base di tale considerazione, quindi, è possibile stimare quantitativamente la riduzione di resistenza d'attrito ripartendo dalla relazione della legge logaritmica enunciata in precedenza. Alla fine dello strato limite, questa viene espressa come:

$$U_{\delta}^+ = \frac{1}{\kappa} \log \delta^+ + B. \quad (3.12)$$

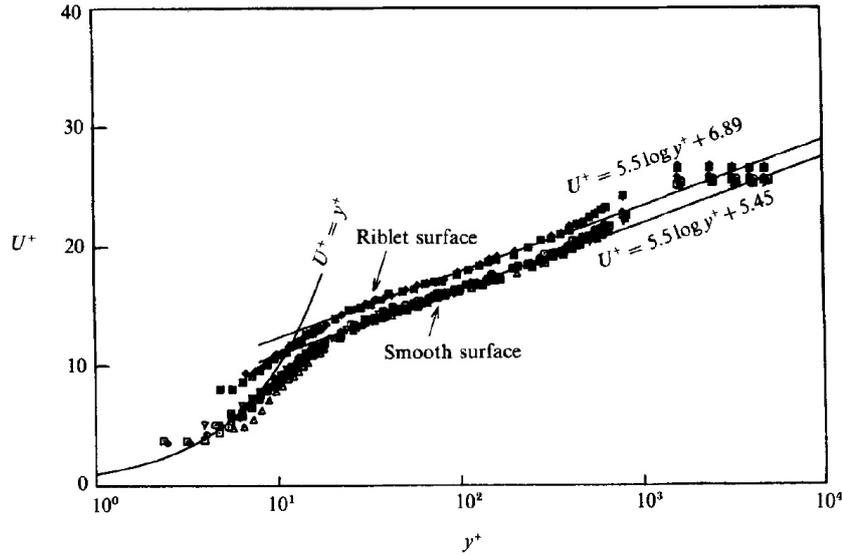


FIGURA 3.17: Profili di velocità media su placca liscia e riblettata. Dati di Choi (1989) [7].

Inoltre, dal momento che

$$U_{\delta}^{+} = \frac{U_{\delta}}{u_{\tau}} = U_{\delta} \sqrt{\frac{\rho}{\tau_w}} = \sqrt{\frac{2}{C_f}}, \quad (3.13)$$

è possibile esprimere una relazione che leghi il cambiamento di coefficiente d'attrito con la variazione di altezza della curva logaritmica ΔB (R.G. Mayoral e J. Jimenez, 2011 [19]).

$$DR = \frac{\Delta C_f}{C_{f0}} = \frac{\Delta \tau}{\tau_0} = -\frac{\Delta B}{(2C_{f0})^{-1/2} + (2\kappa)^{-1}}. \quad (3.14)$$

È probabile che la variazione di altezza ΔB dipenda linearmente dall'altezza di protrusione. Infatti, dal momento che la teoria suggerisce che, in caso di dimensioni delle riblet molto minori dello spessore dello strato limite, gli effetti di riduzione si manifestano esclusivamente vicino a parete (dove domina la viscosità), ogni cambiamento di B dovrebbe dipendere dalla geometria della riblet e ripercuotersi nel resto dello strato limite. La relazione che lega ΔB e l'altezza di protrusione è:

$$\Delta B = \mu_0 \Delta h^{+}, \quad (3.15)$$

e μ_0 è un coefficiente ricavato sperimentalmente, anche se non sono ancora stati trovati valori concordanti tra esperimenti diversi, passando dal $\mu_0 = 0.66$ di J. Jimenez (1994) [22] a $\mu_0 = 0.785$ ricavato da Bechert *et al.* (1997) [15]. La relazione (3.15), in ogni caso, è valida esclusivamente in regime viscoso, dove dominano esclusivamente gli effetti lineari.

3.2.2 Riblets Sinusoidali

Dopo i primi anni di ricerca, incentrati soprattutto sulla comprensione del meccanismo alla base della riduzione di resistenza tramite riblet longitudinali,

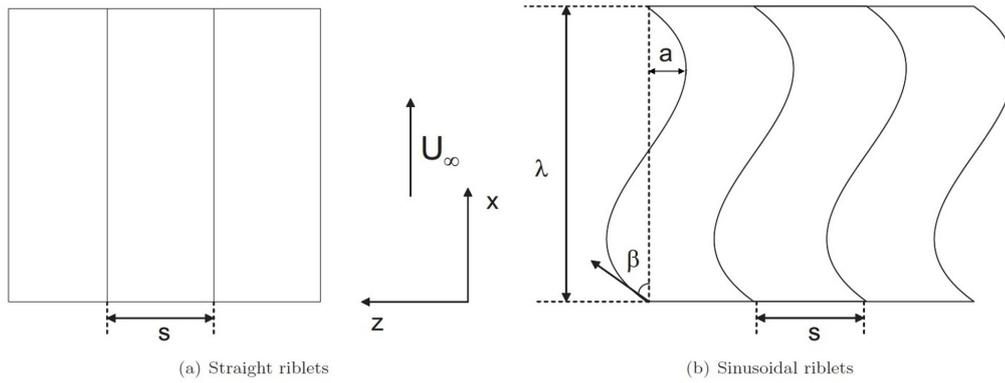


FIGURA 3.18: Comparazione schematica tra una riblet longitudinale ed una sinusoidale.

gli studi nei decenni successivi si divisero principalmente in due gruppi: da un lato, i ricercatori studiarono geometrie in grado di ottimizzare la sezione trasversale delle gole e incrementare il più possibile il loro rendimento; dall'altro, si iniziarono a ricercare diverse forme, anche tridimensionali, per migliorare il comportamento delle riblet 2D longitudinali. All'interno di questo secondo gruppo troviamo le riblet sinusoidali.

L'idea nasce dalla combinazione delle due tecniche di riduzione della resistenza citate in precedenza, le riblet longitudinali e l'oscillazione di placca piana. La seconda, infatti, abbiamo detto essere una tecnica ad alta efficienza, anche analizzando il bilancio netto di energia (si ha una riduzione del 10%, superiore a quella delle riblet longitudinali), ma risulta limitante nelle applicazioni pratiche, dove non sempre è possibile permettere l'oscillazione della placca. La riblet sinusoidale ha quindi lo scopo di forzare comunque un'oscillazione del flusso, spaziale e non più temporale come avveniva nel metodo attivo, in modo da replicare i vantaggi che la placca oscillante generava (Grüneberger *et al.*, 2012) [13]. L'oscillazione forzata avviene progettando le creste in modo tale da seguire nello spazio un andamento del tipo:

$$z(x) = a \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda}x\right), \quad (3.16)$$

con a semiampiezza dell'oscillazione e λ la sua lunghezza d'onda (fig. 3.18). Finora non sono stati condotti molti studi, ma quelli presenti (principalmente DNS) sembrano mostrare un miglioramento delle performance di circa il 10% (Y. Peet e P. Sagaut, 2008) [33]. In figura 3.19 sono apprezzabili qualitativamente i loro risultati, analizzando come effettivamente ci sia una diminuzione della turbolenza di parete.

La mancanza di un gran numero di dati, e la scarsa chiarezza di quelli presenti, è alla base dello studio che verrà effettuato in questa tesi, dove verrà analizzato il comportamento di due diverse placche con riblet sinusoidali.

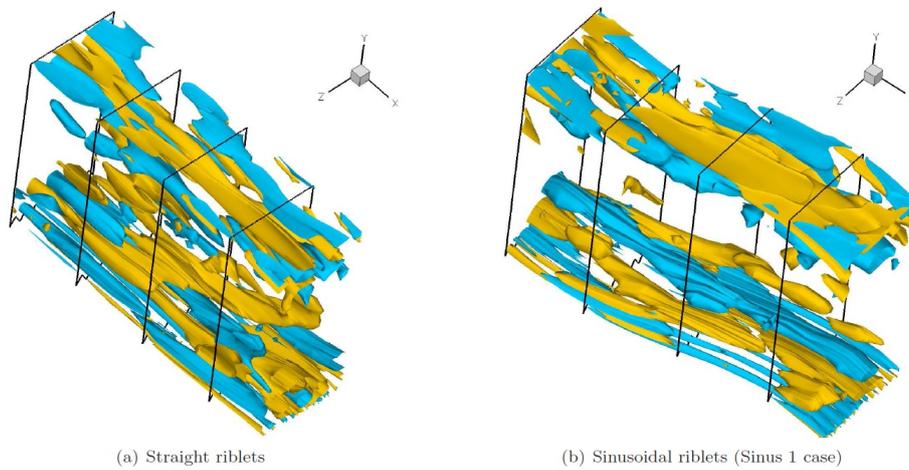


FIGURA 3.19: Confronto tra isosuperfici di vorticità longitudinale a parete. A sinistra, confronto tra placca liscia (in alto) e riblet longitudinale (in basso); a destra, confronto tra placca liscia (in alto) e riblet sinusoidale (in basso). Immagini di Peet e Sagaut (2008) [33].

Capitolo 4

Apparato Sperimentale

L'apparato sperimentale è stato ideato per utilizzare tre diverse tecniche di misurazione: acquisizione attraverso sonda a filo caldo (*Hot-wire*), *particle image velocimetry* (PIV) e *Stereoscopic PIV* (Stereo PIV). L'utilizzo delle tecniche PIV è di fondamentale importanza se si considera l'obiettivo dell'esperimento, ovvero la comprensione delle differenze a livello di strutture turbolente nell'*inner layer* dello strato limite sopra le varie superfici. Non solo, perché l'area di interesse così dettagliata richiede un'elevata risoluzione spaziale; occorrono quindi obiettivi in grado di inquadrare regioni grandi pochi centimetri e sonde piccole in modo da avere elevata risoluzione spaziale e temporale. A causa delle limitazioni in frequenza da parte delle tecniche PIV, l'anemometria a filo caldo è stata utilizzata proprio per compensare questa mancanza ed ottenere comunque analisi spettrali del campo di moto.

In questo capitolo verrà prima descritto l'apparato sperimentale, comprensivo di galleria del vento, camera di prova e placche riblettate; verranno quindi trattate più nel dettaglio le varie tecniche di misura adottate.

4.1 Setup Sperimentale

Le misure sono state condotte all'interno del Politecnico di Torino, presso il Laboratorio di Aerodinamica M. Panetti, in una galleria del vento a circuito aperto del tipo mostrato in figura 4.2 (e schematizzata in figura 4.1). Il rapporto di contrazione del convergente è pari a 12, mentre la velocità massima raggiunge i 30 m/s. La galleria ha una camera di prova di 4 metri di lunghezza e avente una sezione 0.7 x 0.5 m; un angolo di divergenza pari a 0.5° permette di avere un gradiente di pressione nullo all'interno della camera di prova, in modo da non dover applicare alcun coefficiente correttivo; tale condizione è stata verificata attraverso delle prese di pressione statica poste sulla superficie della placca. Lo strato limite oggetto di analisi è stato creato grazie ad una placca piana posta in modo da dividere la camera in due parti; anziché avere un bordo di attacco, però, questa si collega direttamente alle pareti del convergente della galleria. In questo modo, una parte della camera di prova rimane isolata e, quindi, a pressione ambiente; nell'altra parte si sviluppa il flusso oggetto di studio. La zona inferiore, quella isolata, è stata sfruttata per inserire parte della strumentazione dell'esperimento. Per anticipare la transizione a strato limite turbolento ed incrementare il suo spessore, inoltre, sono state aggiunte delle *strip* di transizione e ottenere dei numeri di Reynolds basati sulle grandezze turbolente dello strato limite più alti.

Al centro della camera di prova è stata ricavata un'apertura di forma quadrata al cui interno, una alla volta, sono state posizionate le varie placche oggetto di studio. Le analisi, infatti, sono state condotte osservando lo strato

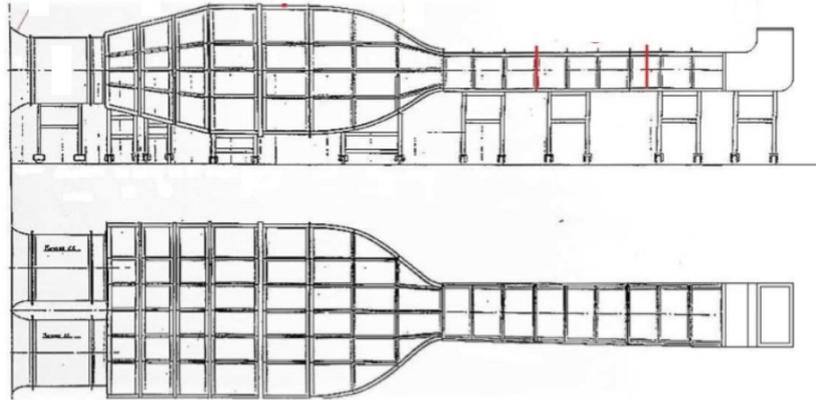


FIGURA 4.1: Schema della galleria del vento utilizzata.

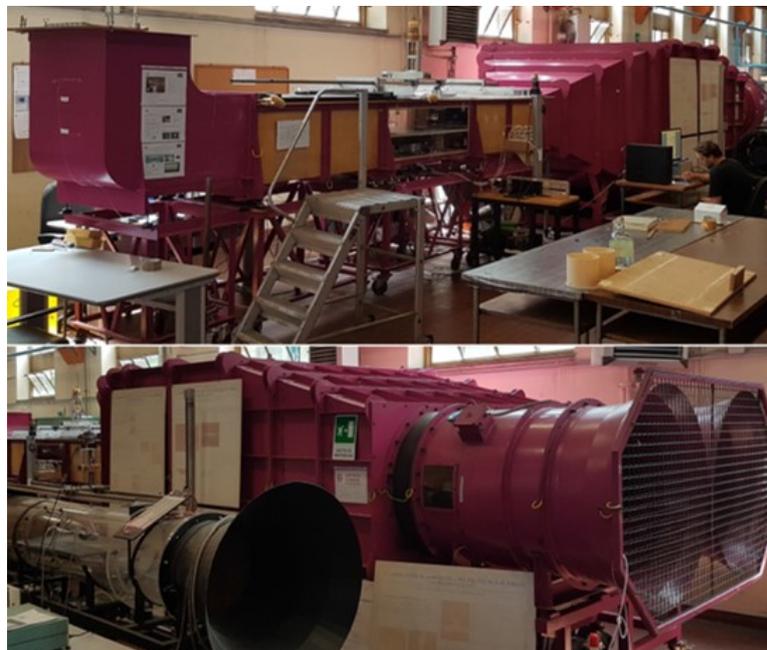


FIGURA 4.2: Galleria del vento.

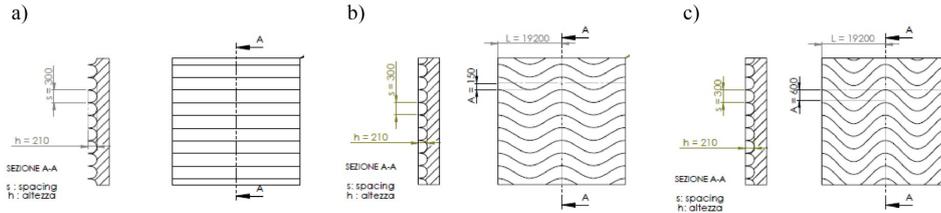


FIGURA 4.3: Rappresentazione schematica della geometria delle placche riblettate analizzate. (a) Longitudinale; (b) Sinusoidale 1; (c) Sinusoidale 2.

TABELLA 4.1: Dati geometria delle varie riblet.

Placca	s (μm)	h (μm)	Ampiezza (mm)	λ (mm)
<i>Riblet Longitudinali</i>	300	210	-	-
<i>Riblet Sinusoidali 1</i>	300	210	0.15	19.2
<i>Riblet Sinusoidali 2</i>	300	210	0.6	19.2

limite formatosi sopra delle placche in PMMA aventi dimensioni 25x25x1cm e inserite all'interno del vano della placca piana. Per non compromettere la continuità dello strato limite nel passaggio dalla placca fissa a quella mobile, sono stati effettuati dei processi di allineamento al termine di ogni montaggio. La placca, infatti, era montata su un sostegno in grado di alzarla ed abbassarla; il sostegno, a sua volta, era collegato ad un motore passo-passo in modo da ottenere spostamenti estremamente precisi (dell'ordine dei μm); il controllo sullo spostamento, inoltre, è stato affidato ad un sensore laser di precisione solidale alla placca piana fissa. Il primo allineamento è stato effettuato utilizzando la specifica di placca liscia, in modo da verificare la similarità tra i profili sulla placca fissa e su quella mobile. Per evitare trafiletti dati dalla differenza di pressione tra le due metà di camera di prova divise dalla placca piana, infine, è stato aggiunto un sistema di ostacoli in balsa per minimizzare la portata d'aria in grado di essere trasferita.

L'esperimento ha previsto l'analisi di quattro placche diverse tra loro:

- Una placca liscia;
- Una placca con riblet longitudinali;
- Due placche con riblet sinusoidali.

I parametri principali delle placche riblettate sono mostrati in tabella 4.1; le gole, come visibile in figura 4.3, hanno una sezione trasversale a U.

Le due placche sinusoidali con ampiezze diverse sono state pensate per comprendere meglio quanto una simile variazione possa incidere sulle performance della superficie riblettata.

Gli esperimenti sono stati condotti a quattro differenti velocità in galleria, anche se non in tutte le condizioni sono state applicate tutte le tecniche di misurazione. In tabella 4.2 sono riportati i dati principali dello strato limite nelle condizioni analizzate.

TABELLA 4.2: Parametri fondamentali strato limite alle varie condizioni. u_τ e l_τ si riferiscono ai casi di placca liscia.

Re_θ	Re_δ	Re_τ	U_∞ (m/s)	δ (mm)	θ (mm)	u_τ (m/s)	l_τ (μm)	δ^+	H
2190	25000	1050	8.3	44.9	3.9	0.36	42.5	0.0053	1.36
2790	30500	1210	13.4	34.5	3.2	0.53	28.4	0.0043	1.34
3900	33500	1235	17.9	28.3	3.4	0.65	23.1	0.0047	1.38
4895	41000	1470	22.0	28.3	3.4	0.79	19.2	0.0047	1.38

TABELLA 4.3: Parametri sperimentali per gli esperimenti hot-wire.

Re_θ	l (mm)	l^+	d (μm)	d^+	l/d	f_s (kHz)	t^+
2190	1.25	29	5	0.12	250	20	0.42
2790	1.25	44	5	0.18	250	20	0.93
3900	1.25	54	5	0.22	250	20	1.39
4895	1.25	65	5	0.26	250	20	2.08

4.2 Hot-Wire

Qui di seguito verranno descritti gli strumenti principali utilizzati durante le misure di filo caldo. Come anticipato, la necessità di una grande precisione ha richiesto l'utilizzo di mezzi ad alta risoluzione spaziale e temporale. Verranno anche descritte la tecnica di calibrazione adottata e i software e i processi di analisi dati. In tabella 4.3, inoltre, sono riportate le caratteristiche dimensionali e adimensionali delle misure a filo caldo nelle varie condizioni testate.

4.2.1 Sonde

Le sonde utilizzate per le misure sono le Dantec 55P15. Sono sonde con resistenza in tungsteno platinato, progettate per adattarsi allo strato limite grazie alla forma incurvata dei loro sostegni, che permettono loro di avvicinarsi il più possibile a parete senza disturbare il flusso con il corpo centrale. Il diametro del filo è pari a $5 \mu m$, mentre la sua lunghezza l è di 1.25 mm, determinando un rapporto l/d di 250. La resistenza del filo ad una temperatura di 20° è pari a $R_{20} \approx 3.5\Omega$, mentre il range di velocità in cui la sonda funziona rispetta ampiamente le condizioni della prova (0.05 - 500 m/s).

TABELLA 4.4: Parametri adimensionali delle placche sinusoidali.

Re_θ	s^+	h^+	λ^+
2190	7.1	4.9	450
2790	10.6	7.4	675
3900	13.0	9.1	830
4895	15.6	10.9	1000

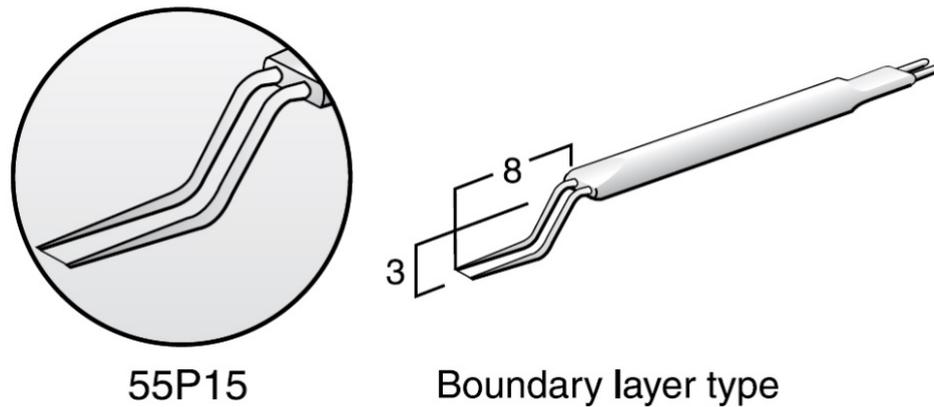


FIGURA 4.4: Schema della sonda Dantec utilizzata. Le dimensioni sono in mm. Immagine presa dal sito dantecdynamics.com.

4.2.2 Anemometro a temperatura costante

Le sonde a filo caldo utilizzate hanno operato tutte a temperatura costante utilizzando un modulo CTA (*Constant Temperature Anemometer*). Il CTA è un modulo in grado di svolgere principalmente due funzioni: da una parte, infatti, alimenta la sonda, dall'altra mantiene bilanciato il ponte di Wheatstone facendo variare l'intensità della corrente. Le due funzioni sono strettamente legate, poiché la sonda è in effetti una delle quattro resistenze del ponte stesso. Prima di effettuare le misurazioni, è stato opportuno tarare il modulo in modo tale da partire con il ponte già bilanciato. Per farlo, conoscendo la tensione di bilancio del ponte pari a 5 V, si utilizza una funzione test (onda quadra con periodo di 10 μ s) per fare in modo che la risposta sia valida. Tarare il modulo significa agire principalmente su due variabili: la temperatura della sonda e la lunghezza del cavo di alimentazione della sonda. Per la prima, come nel classico ponte di Wheatstone si varia il valore di una resistenza fino ad avere la tensione di bilancio pari a 5 V (si va, in pratica, ad agire sul rapporto di *overheat*); per la lunghezza del cavo, la quale influenza la risposta del sistema, si cambia lo switch di una scheda posta all'interno del modulo, in modo da variare la sua resistenza e bilanciare l'aumento o la diminuzione provocata da un cavo più lungo o più corto. La frequenza di acquisizione scelta è pari a 20 kHz.

4.2.3 Calibrazione

Le sonde sono state calibrate *in situ* posizionandole all'esterno dello strato limite (condizioni di flusso indisturbato) e utilizzando un tubo di Pitot per l'acquisizione della velocità. In un hot-wire, la fisica del problema si basa sullo scambio di calore tra aria e filo. Tale scambio, per semplicità, è assunto essere dipendente esclusivamente dalla convezione forzata. La relazione generica che regola lo scambio in condizioni stazionarie è la relazione di King:

$$E^2 = A + B u^n. \quad (4.1)$$

Tarare la sonda significa quindi ricavare i coefficienti A , B ed n , in modo da catturare l'andamento della tensione al variare della velocità. Si tiene presente che n deve essere circa 0.5 a causa della dipendenza del Nusselt dal Reynolds; non è tuttavia un valore esatto, proprio perché quel valore era stato ottenuto con un modello per esplicitare il numero di Nusselt. La relazione può essere approssimata in via sperimentale anche per mezzo di funzioni polinomiali, di nessun fondamento fisico ma più pratiche dal punto di vista lavorativo rispetto alla relazione di King. Di conseguenza, la taratura porterà anche a ricavare i coefficienti di un polinomio di quarto grado. Dato il piccolo scarto totale tra le due tecniche di taratura, è stata scelta una calibrazione mediante polinomio di quarto grado.

Le calibrazioni sono state effettuate prima e dopo l'acquisizione di ciascun set di dati.

4.2.4 Sistema di acquisizione

I software di acquisizione dati utilizzati sono LabView per il segnale di pressione del tubo di Pitot e Matlab per i segnali Hot-Wire. La conversione dei segnali da analogico a digitale, invece, è stata affidata a dei moduli di input di tensione C Series a 4 canali, ingresso simultaneo, ± 10 V, 50 kS/s, a 24 bit, modello NI-9239 della National Instruments. Ciascun modulo, a sua volta, è montato su uno chassis multi-slot cDAQ-9172, sempre National Instruments, direttamente collegato con il computer.

Il modulo di acquisizione del segnale di filo caldo riceve in input la corrente in arrivo dal CTA. Il modulo del Pitot, invece, è collegato ad un trasduttore di pressione Setra 239C di tipo capacitivo differenziale e bidirezionale, FS ± 0.2 psi, accuratezza 0.14% FS, FS in output ± 2.5 V. Questo si interpone tra sonda e modulo National Instruments per convertire il segnale di pressione del Pitot in segnale elettrico analogico.

4.2.5 Processo di acquisizione

Una volta completata la taratura, il processo di misura iniziava portando la galleria del vento alle condizioni prestabilite dalla prova e avvicinando la sonda alla parete. L'avvicinamento veniva effettuato aiutandosi con una delle camere usate poi per la PIV, in modo tale da avere un controllo maggiore e poter raggiungere unità di parete piccole ma allo stesso tempo evitare che la sonda subisse qualche danno dovuto al contatto con la parete. Un esempio di quanto mostrato dalla camera viene raffigurato in figura 4.5.

Lo spostamento di precisione è stato reso possibile grazie ad un accoppiamento vite-madrevite, a sua volta collegato ad un motore passo-passo. Il motore, azionato manualmente, permetteva spostamenti anche dell'ordine dei μm .

La prima misura veniva effettuata al raggiungimento della parete, quindi le seguenti dopo aver attuato un determinato spostamento della sonda verso l'esterno. In totale, per ogni condizione sono state effettuate circa 40 misure in grado di coprire l'intero strato limite. Ciascuna misura, catturata, come detto in precedenza, a 20 kHz, prevedeva un'acquisizione della durata di 60 secondi, per un numero di campioni totale di $N_c = 1200000$.

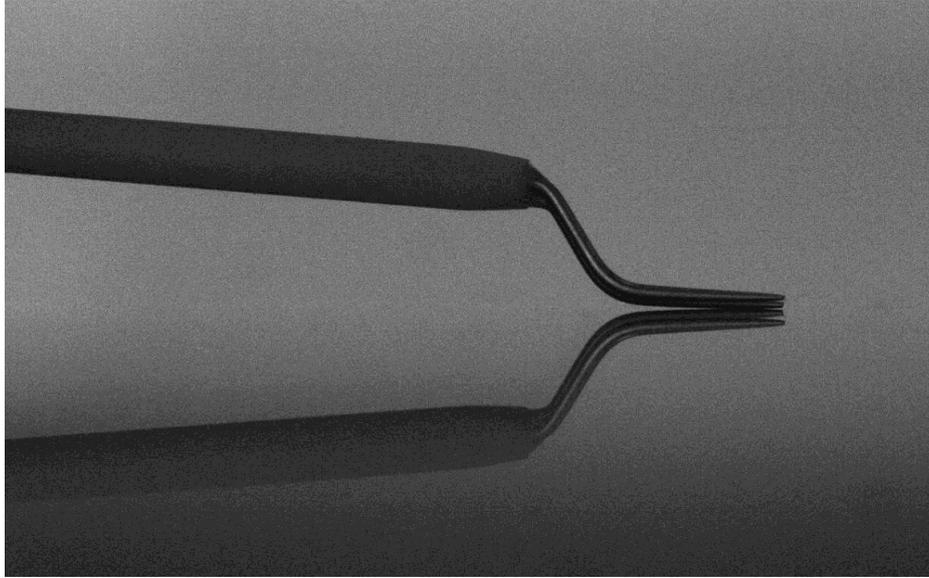


FIGURA 4.5: Immagine nel dettaglio della sonda a filo caldo in prossimità della parete.

4.3 PIV

La Particle Image Velocimetry (*PIV*) è una tecnica non invasiva che permette la misura del campo di velocità istantanea di un piano (o volume, a seconda dell'avanzamento della tecnica) di moto. È una tecnica che, a seconda della dimensione del campo e del numero di componenti del vettore velocità catturate, assume diversi nomi:

- *2C2D*, due componenti in un piano;
- *3C2D* (*Stereoscopic PIV*), tre componenti in un piano;
- *3C3D* (*Tomographic PIV*), tre componenti in un volume.

La più utilizzata, e meno onerosa, è la PIV tradizionale, la *2C2D*. La tecnica è un metodo ottico di misura globale del campo di moto di un fluido. Essa fornisce, in una determinata sezione del flusso, la proiezione del campo del vettore velocità istantanea sulla sezione stessa. Il flusso viene inseminato con delle particelle traccianti con densità più prossima possibile a quella del fluido da studiare, in modo da seguirne quanto più fedelmente possibile il moto. Per verificare che ciò accada è opportuno considerare il numero di Stokes, ovvero il coefficiente dato dal rapporto tra i tempi caratteristici di particella e flusso:

$$St = \frac{t_p}{t_0} \ll 1. \quad (4.2)$$

Il tempo t_0 si ottiene conoscendo la velocità del flusso e una dimensione caratteristica; t_p , invece, si ottiene dalla relazione:

$$t_p = \frac{d_p^2 \rho_p}{\mu}, \quad (4.3)$$

dove d_p è il diametro della particella, ρ_p la sua densità e μ la viscosità del fluido nel quale è immersa. Solitamente, valori tipici del diametro sono di $1 \mu m$.

TABELLA 4.5: Parametri sperimentali per le prove PIV.

Re_θ	$N \text{ img}$	$N \text{ vettori}$	Δx^+	Δy^+	y_{min}^+	y_{min}/δ	x_{max}/δ	y_{max}/δ
2790	2000	890×830	820	760	10	0.008	0.68	0.63
3900	2000	890×830	1005	940	12	0.010	0.82	0.76
4895	2000	890×830	1210	1125	20	0.014	0.84	0.78

A questo punto si illumina la sezione da esaminare con due impulsi consecutivi e ravvicinati di luce laser, convertiti tramite un apparato ottico in lame di luce. Le particelle rifrangono la luce, che viene catturata da una telecamera, con l'aiuto di un sincronizzatore. Si ottengono così due immagini della posizione delle particelle a due istanti diversi, vicini tra loro. Confrontando le due immagini si ricava il campo del vettore spostamento delle particelle sul piano della lama di luce. Dividendo lo spostamento per il Δt intercorrente tra le due immagini si ottiene il campo di velocità del flusso. Determinante in questo senso è la scelta dell'intervallo temporale: se troppo lungo, è grande la probabilità che le particelle escano dal laser e non vengano quindi riprese nella seconda immagine. Inoltre, anche nel caso di flusso bidimensionale, se l'intervallo è troppo lungo, si ha una perdita di informazioni tra le due immagini e la velocità che si ottiene non è più assimilabile alla velocità istantanea, ma è invece una velocità media. Per contro, se l'intervallo è eccessivamente breve lo spostamento è troppo piccolo e i disturbi dovuti al "rumore" e alla non perfetta correlazione tra le coppie di finestre diventano preponderanti rispetto allo spostamento reale stesso: come effetto, si ha un campo di velocità che non corrisponde a quello reale. È di fondamentale importanza che fotocamera e laser siano sincronizzate: a causa del tempo di cattura non istantaneo, infatti, il laser emette luce ad impulsi e non in modo continuo; in questo modo, si evita che le particelle vengano catturate sotto forma di strisce sul piano immagine.

In tabella 4.5 sono riportati i principali parametri della prova. Lo spessore δ dello strato limite, data l'impossibilità di raggiungere la condizione esterna per mantenere alta la risoluzione spaziale, è stato assunto essere uguale a quello ricavato tramite sonda a filo caldo.

Camera

La fotocamera utilizzata è una Andor con sensore sCMOS da 5.5 MPixel. Questo tipo di fotocamere hanno il pregio di essere molto affidabili e ben più luminose rispetto a quelle basate su sensore CCD; la loro maggiore luminosità è data dalla loro risoluzione a 16 bit (contro i 12 della competitor). Per poter garantire una sufficiente risoluzione spaziale, l'obiettivo della camera scelto è un Nikon 200mm Micro, tale da poter agire in modo ottimale sulla messa a fuoco e sull'apertura, operato ad apertura pari a $f/11$.

Prima di ogni prova è opportuno effettuare una calibrazione geometrica del piano, posizionando un target plane (un piano di riferimento con dei pallini disegnati) sul piano laser ed inquadrandolo con la camera in modo da metterlo a fuoco. L'apertura, invece, è fondamentale per variare la luminosità e la quantità di dettagli catturati: chiudendo l'obiettivo, infatti, si cattura meno luce, di contro aumenta la profondità di campo. La risoluzione spaziale ottenuta dopo la calibrazione è stata pari a 77 pixel/mm.



FIGURA 4.6: Camera sCMOS utilizzata durante le prove.

Laser

Montato sopra la galleria, il laser entra in camera di prova dall'alto e genera un piano che taglia la camera di prova nella mezzeria, in direzione della corrente. Per generare tale piano, il sistema è collegato ad un gruppo di lenti in grado di trasformare la generazione in planare. Tale gruppo è formato da:

- 1 lente sferica, la quale agisce sul diametro per rendere il fascio puntiforme;
- 1 lente cilindrica, in grado di aprire il fascio puntiforme e renderlo planare.

Il sistema di lenti è posto lontano dalla generazione del fascio e calibrato in modo da ottenere il minimo spessore del piano laser nella zona di interrogazione (fig. 4.7). Al suo interno un ulteriore gruppo di lenti converte la lunghezza d'onda da infrarossa a verde, con una lunghezza pari a $\lambda = 532$ nm. La frequenza di impulsi generati consecutivi (compiuti da due laser distinti, uscenti comunque dalla stessa origine) durante le prove è di 15 Hz, il che pone il sistema tra i Low Speed Lasers, i quali emettono gruppi di impulsi a 1-15 Hz con una energia massima di 200 mJ, a differenza degli High Speed Lasers che emettono a ripetizioni molto superiori (10 kHz circa). A causa di questa limitazione in frequenza, la tecnica PIV non si presta ad acquisizioni di time history. La camera del laser è collegata ad un sistema di raffreddamento a causa dell'eccessivo surriscaldamento che questa genera. Tale sistema è ad acqua.

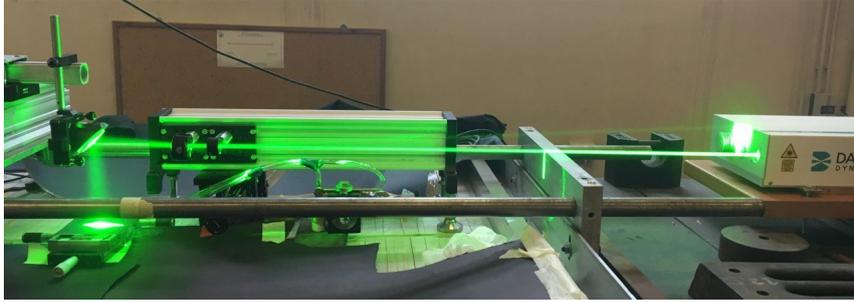


FIGURA 4.7: Immagine del percorso del fascio laser prima di entrare in camera di prova.

Particelle

Come detto, le particelle hanno lo scopo di seguire il flusso, in modo da poterle considerare come parte di esso. Quando illuminate, le particelle rimettono luce; per evitare, tuttavia, che si creino disturbi le une con le altre, queste non irradiano in modo omogeneo, bensì selettivo: rimettono luce soprattutto nella direzione in cui vengono illuminate. In questo modo, si evita che irradiano verso le altre particelle, portando poi a conseguenti irradiazioni incontrollate. Di fondamentale importanza è la concentrazione di particelle luminose nel flusso d'aria: se la concentrazione è bassa, infatti, nonostante sia facile seguire le particelle tra le due immagini, non si ottiene una descrizione esauriente del campo di moto: saranno troppo pochi i punti in cui la velocità è nota; se invece la concentrazione è grande, risulta difficile identificare le particelle nelle immagini, anche con l'ausilio di un software.

Per la prova sono stati utilizzate due macchine capaci di immettere particelle d'olio dalle dimensioni di circa 2-3 μm e di variare la loro portata in base alle condizioni in galleria del vento.

Processing

Con una concentrazione media, in ogni caso, non è possibile seguire ad occhio nudo le particelle, per cui per ottenere lo spostamento si suddividono le immagini in finestre più piccole, chiamate finestre di interrogazione, tante quanti sono i punti in cui si vuole conoscere la velocità, e le si processa con algoritmi di cross-correlazione, con dei picchi dove lo spostamento è più probabile. A tal proposito, importante è il fattore di correlazione:

$$\Phi_{lm} = \frac{\sum_{i,j}^{w_1,w_2} (f(i,j) - \mu_f)(g(i+l,j+m) - \mu_g)}{\sigma_{lm}}. \quad (4.4)$$

Valori tipici di correlazione sono 0.5-0.6: se $\Phi_{lm} > 0.55$ il risultato è affidabile. La finestra di interrogazione deve contenere un numero consistente di particelle (10-15 per la PIV planare), è quindi importante la loro densità nel fluido: una piccola densità non va bene perché porterebbe a finestre di interrogazione troppo grandi; viceversa, troppo densa porta a falsi positivi dovuti a una non sufficiente risoluzione della camera nel riconoscere le particelle.

Il processo è stato effettuato partendo da finestre d'interrogazione quadrate grandi 96x96 pixel, andando man mano ad infittire la griglia fino a raggiungere finestre da 16x16 pixel dopo 5 iterazioni. Allo stesso tempo, le finestre erano

sovrapposte tra loro in modo da avere un numero maggiore di vettori: per ogni finestra di interrogazione sono stati ricavati quattro vettori velocità.

4.3.1 Rimozione del rumore di background

Una volta ottenute le esposizioni, di fondamentale importanza è la fase di pre-processing. Le immagini catturate, infatti, sono spesso piene di imperfezioni, che possiamo dividere in:

- Zone più luminose di altre;
- Differenza di luminosità tra due esposizioni consecutive (causate da diverse intensità dei due laser);
- Rumore;
- Imperfezione del laser che non irradia in modo omogeneo;
- Riflessione data dal fascio laser sulla placca.

Quest'ultima, in particolare, ha reso complesso il processo di rimozione del background, il quale, se non eliminato, rende la lettura irrealizzabile nella fase di *processing*. Per eliminare tutte le imperfezioni è stata effettuata un'analisi POD (*Proper Orthogonal Decomposition*) in modo tale da effettuare un confronto tra tutte le immagini acquisite (da ciascun dataset) e ricavare i modi energetici più rilevanti, così da isolarli. Attraverso tale tecnica è stato possibile ottenere il miglioramento delle esposizioni evidenziato in figura 4.8.

4.4 Stereo-PIV

La PIV stereoscopica è di fondamentale importanza se si vuole superare il limite principale di quella classica, ovvero l'impossibilità di conoscere la componente del vettore velocità perpendicolare al piano di acquisizione. La *3C2D*, infatti, grazie all'utilizzo di due camere in grado di catturare il piano laser da angolazioni diverse, permette di misurare componenti diverse di uno stesso vettore velocità, che può quindi essere ricostruito attraverso un'analisi geometrica. Osservando lo schema di figura 4.9, rappresentante concettualmente il funzionamento trigonometrico della tecnica, si può comprendere come, lo spostamento effettivo dx venga catturato dalle camere in modo diverso, tale che:

$$dx = (x_P + dx_1) + dz \operatorname{tg}\alpha_1 = (x_P + dx_2) + dz \operatorname{tg}\alpha_2, \quad (4.5)$$

avendo trascurato le variazioni $d\alpha$ degli angoli di Eulero (fissi), in quanto di ordine inferiore. Gli spostamenti dx_1 e dx_2 rappresentano gli spostamenti della particella P visti rispettivamente dalla camera 1 e 2. Dalla (4.5) si ricava che

$$dx_1 + dz \operatorname{tg}\alpha_1 = dx_2 + dz \operatorname{tg}\alpha_2, \quad (4.6)$$

e quindi

$$dz = \frac{dx_2 - dx_1}{\operatorname{tg}\alpha_1 - \operatorname{tg}\alpha_2}. \quad (4.7)$$

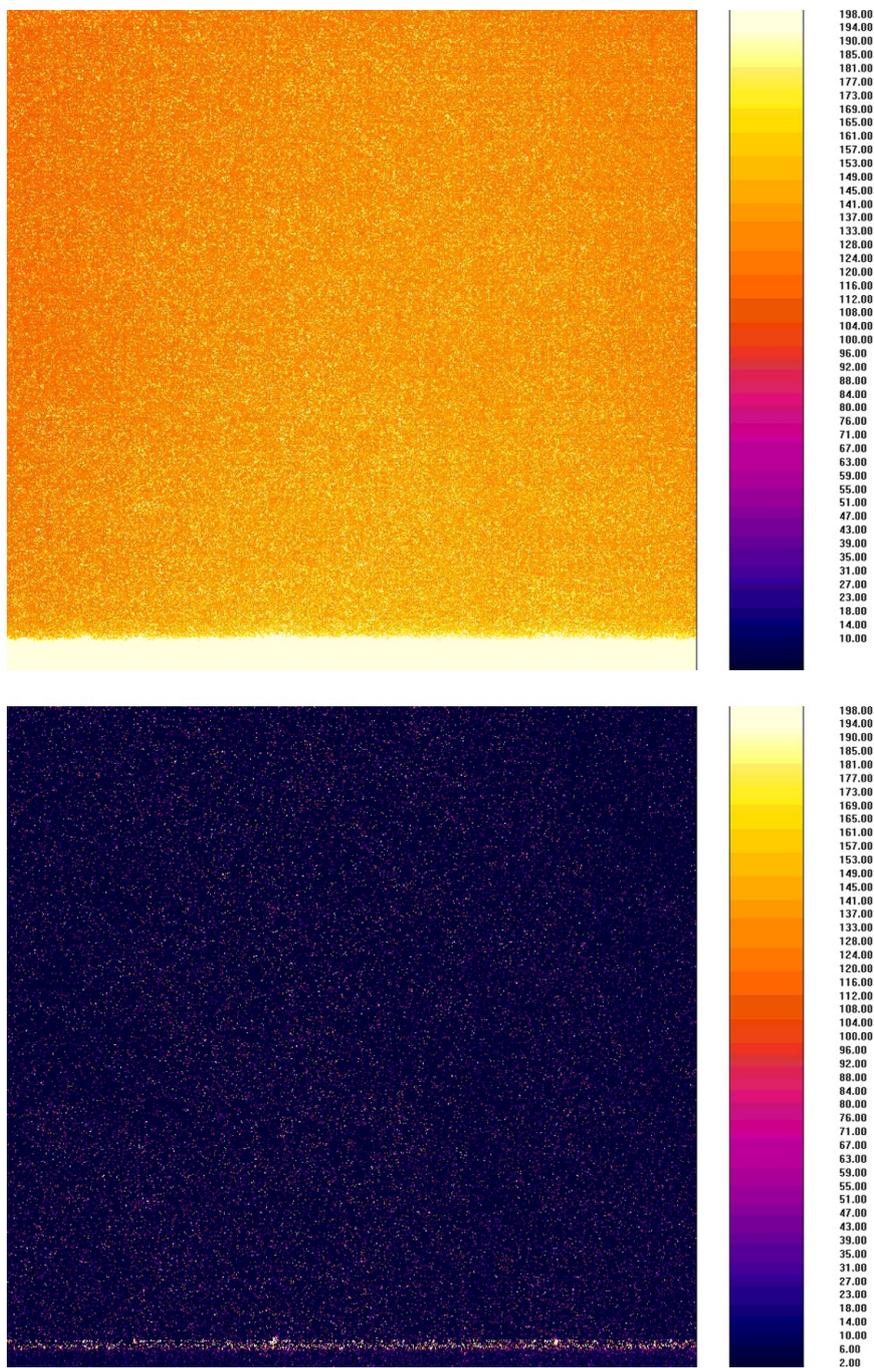


FIGURA 4.8: In alto, immagine acquisita. In basso, immagine pre-processata con rimozione mediante POD.

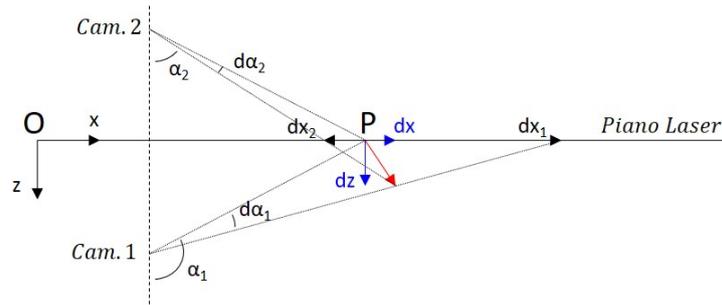


FIGURA 4.9: Analisi trigonometrica delle componenti di spostamento viste da due camere diverse. In rosso lo spostamento reale della particella.

TABELLA 4.6: Parametri sperimentali per la prova di Stereo-PIV.

Re_θ	$N \text{ img}$	$N \text{ vettori}$	Δx^+	Δy^+	y_{min}^+	y_{min}/δ	x_{max}/δ	y_{max}/δ
3900	3000	675×870	780	1000	15	0.012	0.63	0.82

In modo analogo si ricavano le altre componenti dx e dy , utilizzando gli altri angoli di Eulero del sistema.

In tabella 4.6 sono riportati i principali parametri della prova. Lo spessore δ dello strato limite, come per la PIV a due componenti, è stato assunto essere uguale a quello ricavato tramite sonda a filo caldo. Per la Stereo è stata eseguita una prova ad un'unica condizione ambientale in galleria, quella a $Re_\theta = 3900$.

Condizione di Scheimpflug

Quanto detto finora funziona se si considerano le camere come oggetti puntuali. Nella realtà, posizionare una camera con un angolo di inclinazione rispetto al piano laser porta a diversi problemi, che si manifestano in modo diverso a seconda della configurazione di sistema adottata. Esistono, infatti, due sistemi di montaggio delle camere per una Stereo-PIV: quello traslazionale (fig. 4.10.a) e quello rotazionale (fig. 4.10.b). Il sistema traslazionale prevede il posizionamento delle camere con i piani immagine e delle lenti paralleli con quello laser, lasciando il compito di inclinare il punto di vista al disallineamento tra la lente e la camera. Il vantaggio principale di questa tecnica è la facilità di messa a fuoco, lo svantaggio è la limitata apertura angolare dovuta al fatto che oltre un certo angolo ($\approx 15^\circ$) la lente inizia a deformare la visuale. Per questo motivo il sistema più utilizzato è quello rotazionale, che prevede un angolo di incidenza tra piano laser e piano della lente e tra piano della lente e piano immagine. L'apertura non è più un problema, il che è un vantaggio perché permette di avere angoli α maggiori e, quindi, ridurre l'errore di misura; la messa a fuoco, invece, rappresenta la maggiore difficoltà (a causa del mancato parallelismo tra piano oggetto e immagine), ma può essere risolta applicando la condizione di Scheimpflug. Tale condizione è verificata se i piani immagine, lente e laser si intersecano tutti in uno stesso punto (sono, cioè, collineari, come il caso mostrato in figura 4.10).

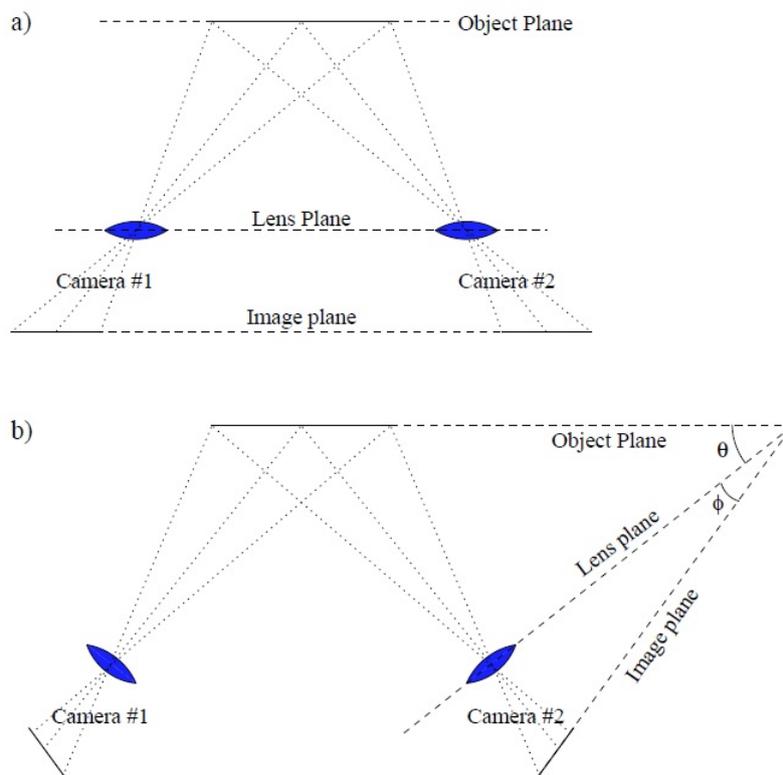


FIGURA 4.10: Configurazioni schematiche di strumentazione Stereo. (a) Sistema traslazionale; (b) Sistema rotazionale. Immagine di Willert (1997) [45].



FIGURA 4.11: Configurazione delle camere adottata durante l'esperimento di Stereo-PIV.

Per applicare la condizione di Scheimflug è stato utilizzato un sostegno collegato alla camera e in grado di sostenere l'obiettivo, capace di farlo ruotare e spostare così il piano della lente.

4.4.1 Calibrazione

Sebbene l'applicazione della Stereo sia possibile aggiungendo una camera alla tecnica PIV classica, concettualmente i due metodi sono profondamente differenti e la loro diversità si manifesta chiaramente nel processo di calibrazione. Nella $2C2D$ il parallelismo tra il piano del laser, della lente e dell'immagine "limita" il compito della calibrazione al semplice assegnare un valore fisico allo spostamento in pixel calcolato durante la fase di processing. Nella Stereo-PIV, invece, la calibrazione è più complessa (e delicata), in quanto ha il fine di definire la posizione che occupano nello spazio 3D le camere e il piano laser. Per calibrare la strumentazione, quindi, è necessario un target avente un'origine e un sistema di riferimento ad essa associato ben definiti, come quello mostrato in figura 4.12. In questo modo il software di calibrazione è in grado di associare gli stessi punti del target sulle diverse immagini delle due camere e di ricavare gli angoli di Eulero sfruttando la deformazione del piano di riferimento, in modo da poter procedere poi con il "raddrizzamento" (*dewarping*) delle immagini. Per ottenere una completa calibrazione in tutte le tre direzioni, è necessario utilizzare più piani di riferimento, paralleli tra loro; in questo modo, è possibile risalire anche allo spostamento in direzione normale al piano laser.

La calibrazione effettuata in laboratorio è stata realizzata attraverso un target con pallini dal diametro di 1 mm e spazati tra loro di 3.3 mm; sono stati

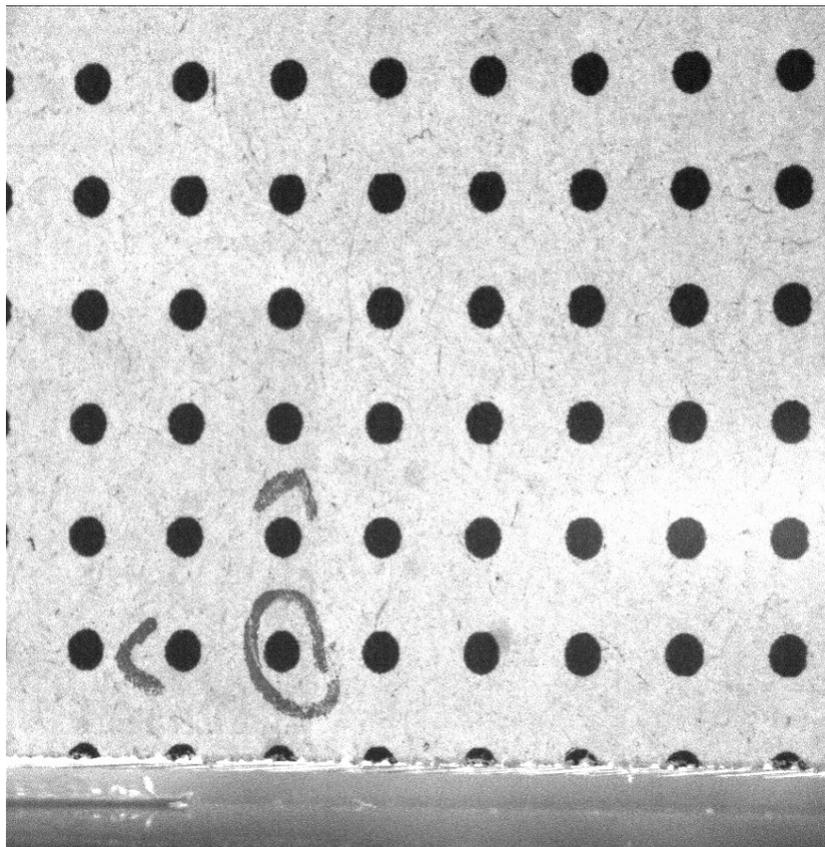


FIGURA 4.12: Immagine acquisita da una delle camere raffigurante il target di calibrazione utilizzato. Il pallino cerchiato rappresenta l'origine del sistema di riferimento, completato appunto dalle sue direzioni.

presi tre piani di riferimento, distanziati tra loro di 1 mm. La movimentazione è stata ottenuta utilizzando una slitta di accuratezza micrometrica sulla quale è stato montato rigidamente il target di calibrazione.

4.4.2 Disparity

Al termine di una calibrazione quello che si ottiene è una funzione, *Mapping function*, che lega i punti dell'immagine della i -esima camera (x_i, y_i) con i punti dello spazio fisico tridimensionale:

$$(x_i, y_i) = M_i(X, Y, Z). \quad (4.8)$$

Se la calibrazione è eseguita perfettamente, le due funzioni M_i portano la stessa particella catturata dalle due camere ad occupare la stessa terna nello spazio (X, Y, Z) . Se ciò non avviene, se si presentano errori durante il processo di calibrazione (in minima parte sempre presenti), quello che risulta è un errore di offset nella posizione delle particelle:

$$(x_i, y_i) = M_i(X + \Delta X_i, Y + \Delta Y_i, Z), \quad (4.9)$$

che corrisponde ad una incertezza (*disparity*) nel piano immagine:

$$(x_i, y_i) = M_i(X, Y, Z) + (\Delta x_i, \Delta y_i). \quad (4.10)$$

Per correggere questo errore è necessario, quindi, agire proprio su questi offset, costruendo una mappa di correlazione tra immagini che, idealmente, dovrebbero essere coincidenti. Queste mappe sono costruite correlando le due immagini nelle varie direzioni del piano; in assenza di errori, ovviamente, il picco di correlazione si avrebbe al centro della mappa, nella posizione $(0, 0)$. Ciascuna camera, tuttavia, producendo un errore $(\Delta X_i, \Delta Y_i)$, disallinea la propria immagine con l'altra, facendo variare la posizione del picco all'interno della mappa di correlazione. Il valore di questo spostamento è definito come:

$$d_{12} = e_{12X} (\Delta X_2 - \Delta X_1) + e_{12Y} (\Delta Y_2 - \Delta Y_1). \quad (4.11)$$

Dalla (4.11) è possibile ricavare quindi i valori di offset ΔX e ΔY con cui minimizzare i valori di disparity delle due camere (Wieneke, 2018) [44].

Il processo di disparity viene effettuato per comodità direttamente sui set di immagini acquisite per essere elaborate; per avere una buona convergenza, sono state utilizzate circa trenta immagini dal software, che le ha divise in varie regioni sulle quali ha applicato gli algoritmi di processo. La disparity, solitamente, è una tecnica utilizzata molto per la PIV Tomografica; tuttavia, si hanno ottimi risultati anche in ambito Stereo. In figura 4.13 è possibile apprezzare la differenza tra una mappa di correlazione con più camere (effettuata da Wieneke, 2018 [44]) ed una, estrapolata da quelle ottenute durante la prova, con solo due.

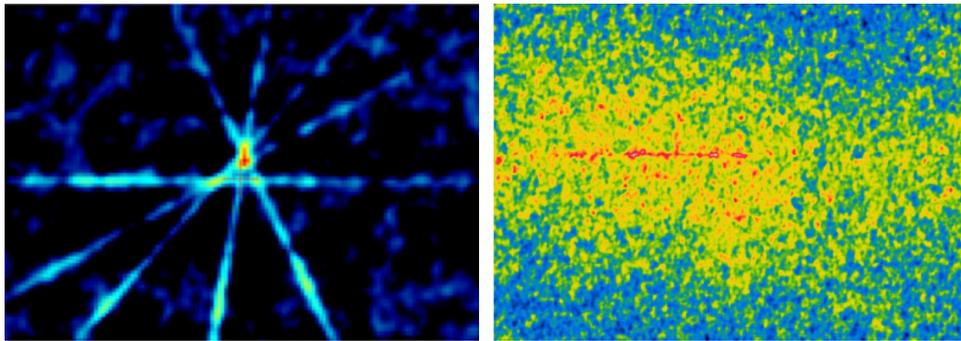


FIGURA 4.13: Mappa di correlazione effettuata per PIV Tomografica (a sinistra) (Wieneke, 2018 [44]) e per Stereografica (a destra), realizzata durante le prove sperimentali.

Capitolo 5

Risultati

In questo capitolo verranno trattati i risultati ottenuti. Verranno prima di tutto analizzati i profili medi di velocità, attraverso i quali verranno ricavati i coefficienti d'attrito C_f tramite il metodo di Clauser, per la placca liscia, e le leggi empiriche di Garcia-Mayoral e Jimenez, eq. (3.14), per le riblettate. Di seguito, si procederà ad un'analisi sulle statistiche turbolente, andando ad esaminare dapprima i loro profili in funzione delle variabili di parete, per poi passare agli studi sull'apporto energetico contenuto all'interno dello strato limite e alle analisi dei quadranti, che aiuteranno a comprendere meglio il meccanismo di riduzione di resistenza in relazione al calo di eventi *sweeps-ejections*. Infine, si cercherà di analizzare più nel dettaglio le strutture responsabili della produzione di resistenza, andando a studiare i modi propri del campo di moto e valutando i contributi energetici prodotti all'interno dello strato limite.

Prima della presentazione dei confronti tra placca liscia e placche riblettate, tuttavia, è opportuno procedere con una validazione dell'esperimento condotto.

5.1 Validazione

Validare la prova, evidenziare come la presenza della placca mobile non vada troppo ad influenzare le misure effettuate, è di fondamentale importanza per fare in modo che tutti i vantaggi ottenuti dalle riblet siano attendibili. La validazione, ovviamente, è stata effettuata confrontando i dati di placca liscia con quelli presenti in bibliografia.

5.1.1 Profili

Prima di tutto, è di fondamentale importanza evidenziare come la discontinuità data dalla presenza di una placca fissa ed una mobile non alteri la struttura dello strato limite. Di conseguenza, attraverso misure di filo caldo effettuate a monte e sulla placca mobile è stato possibile verificare come i profili siano simili, non risentendo quindi dell'effetto gradino. Ciò è apprezzabile sia osservando l'andamento dei profili medi che quello della turbolenza in direzione *streamwise*, figura 5.1. Le misure sono state eseguite qualche centimetro a monte del gradino, sulla placca fissa, e al centro della placca mobile, dove sono state poi eseguite anche tutte le altre prove di placca riblettata. I confronti tra monte e valle del gradino sono stati effettuati ad un numero di Reynolds pari a $Re_\theta = 3900$.

Spostando, poi, l'attenzione sull'analisi dei profili medi (fig. 5.2), si può notare come tutte le tecniche di misura portino allo stesso risultato, evidenziando anche un coefficiente C_f analogo: in tabella 5.1 vengono mostrati i dati ottenuti attraverso le misure di filo caldo, mentre l'errore percentuale con i C_f ricavati

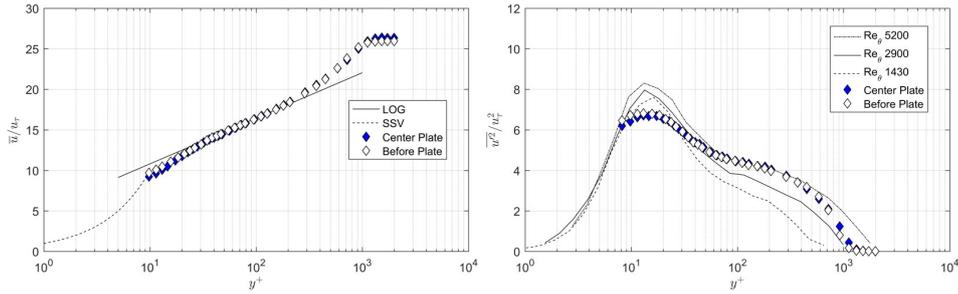


FIGURA 5.1: A sinistra, profili medi di placca liscia ricavati attraverso misure di filo caldo a monte della placca mobile e sopra la placca. —, legge logaritmica; - - -, $u^+ = y^+$. A destra, profil di $\overline{u'}$ di placca liscia ricavati attraverso misure di filo caldo a monte della placca mobile e sopra la placca. Le curve nere sono riferimenti bibliografici di De Graaf e Eaton (2000) [23].

TABELLA 5.1: Coefficienti d'attrito C_f di placca liscia alle varie condizioni della prova.

Re_θ	2190	2790	3900	4895
C_f	0.0035	0.0033	0.0029	0.0027

dalle altre tecniche è evidenziato nella tabella successiva, 5.2. L'impossibilità, soprattutto ad alti numeri di Reynolds, di poter catturare correttamente i valori all'interno del sottostrato viscoso e di parte del buffer layer purtroppo ne limita la validità; in ogni caso, il comportamento nella regione logaritmica e nella *wake region* appare lineare e coerente con i risultati successivi.

Anche osservando gli andamenti della turbolenza in direzione $\overline{u'}$ di figura 5.4 si può notare una buona congruenza con i risultati di bibliografia, (De Graaf e Eaton, 2000 [23]). I dati di filo caldo, tuttavia, mostrano un picco di turbolenza nel buffer layer più basso del previsto. Il motivo è dato dalla risoluzione della sonda, la cui eccessiva lunghezza del filo porta ad una modulazione del segnale, abbassandone il massimo. Il tutto è poi complicato dal fatto che le fluttuazioni sono temporalmente dipendenti e sono composte nello stesso istante da diverse scale sovrapposte tra loro; l'anisotropia dello strato limite, rende rilevante il contributo fornito dalle oscillazioni *spanwise* e *normalwise*. Per ridurre al minimo l'attenuazione, è di fondamentale importanza che la lunghezza del filo adimensionalizzata rispetto alle unità viscoso l^+ sia minore di 20, ma che allo stesso tempo il rapporto tra lunghezza e diametro sia superiore a 200, in modo da mantenere valida l'ipotesi di lunghezza

TABELLA 5.2: Errore percentuale dei C_f ottenuti con le acquisizioni di PIV e Stereo-PIV in relazione a quelli di Hot-Wire.

$\varepsilon[\%]$	$Re_\theta = 2790$	$Re_\theta = 3900$	$Re_\theta = 4895$
<i>PIV</i>	1.03	1.51	0.06
<i>Stereo</i>	-	0.6	-

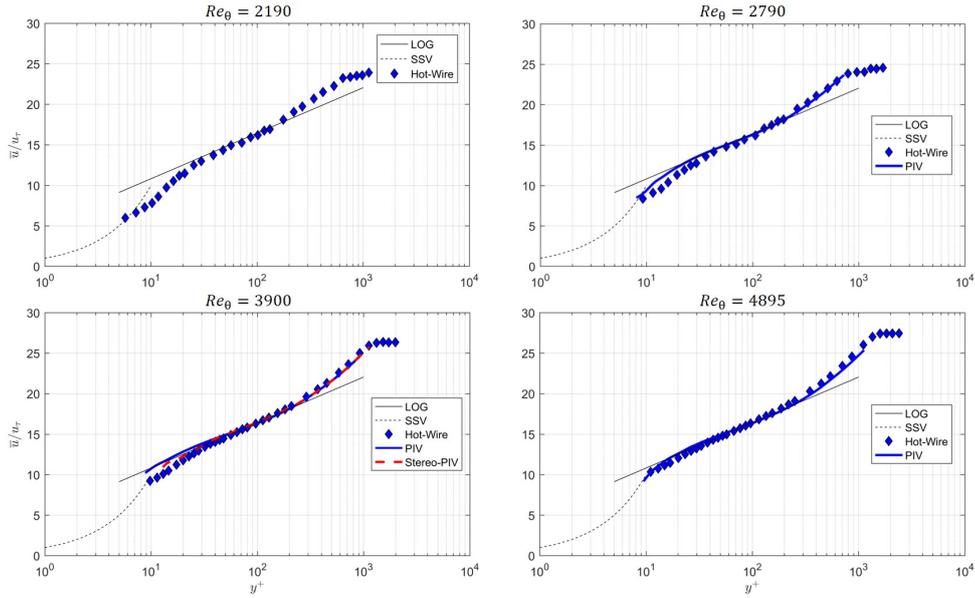


FIGURA 5.2: Profili medi di placca liscia ricavati attraverso le varie tecniche utilizzate. —, legge logaritmica; - - -, $u^+ = y^+$.

infinita del filo e ridurre l'influenza dei supporti (Hutchins *et al.*, 2009 [32]). Il tutto si traduce nel cercare di ottenere dimensioni della sonda più piccole possibili. Sfortunatamente, come evidente anche dai dati presenti in tabella 4.3, la prima condizione non viene mai rispettata: fin dai numeri di Reynolds più bassi la lunghezza adimensionale è superiore a quella minima richiesta e, utilizzando sempre lo stesso tipo di sonda, con l'aumento di velocità gli effetti di attenuazione diventano più rilevanti; il numero di Reynolds in questo problema, ovviamente, riveste un ruolo chiave. Alla luce di quanto detto, è lecito aspettarci già in principio un errore sul picco di turbolenza $\overline{u'}$.

Hutchins *et al.*, partendo dai dati ricavati in bibliografia, hanno formulato una legge in grado di tener conto nel modo più preciso possibile degli effetti di l^+ e Re_τ , ottenendo un'equazione non lineare del tipo

$$\overline{u'^2}|_{max} = A \log_{10} Re_\tau - Bl^+ - C \left(\frac{l^+}{Re_\tau} \right) + D, \quad (5.1)$$

dove

$$A = 1.0747, \quad B = 0.0352, \quad C = 23.0833, \quad D = 4.8371. \quad (5.2)$$

Il primo e l'ultimo termine della (5.1) esprimono come il picco di turbolenza, in assenza di effetti di disturbo provocati dal filo, cresca all'aumentare del numero di Reynolds; tale ipotesi è in linea con quella fatta da De Graaf e Eaton (2000) [23] e con la relazione (2.28). Il secondo termine indica come il picco abbia un decadimento lineare all'aumentare della lunghezza del filo, mentre il terzo corrisponde in realtà ad un rapporto tra l e δ , essendo $Re_\tau = \delta/l_\tau$.

Utilizzando i dati a nostra disposizione nella (5.1), sono stati ricavati i valori attesi di picco di turbolenza e confrontanti con quelli effettivamente ottenuti (tab. 5.3).

TABELLA 5.3: Picco di turbolenza atteso ($\overline{u'_{ma}^2}$) e calcolato ($\overline{u'_{mc}^2}$) al variare del numero di Reynolds.

Re_θ	$\overline{u'_{ma}^2}$	$\overline{u'_{mc}^2}$
2190	6.43	6.68
2790	5.76	6.05
3900	5.25	6.67
4895	4.93	6.31

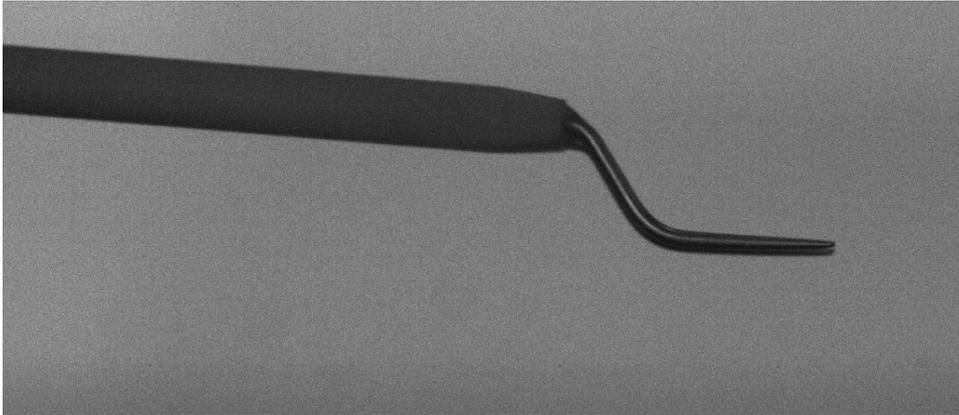


FIGURA 5.3: Dettaglio della sonda di filo caldo, in cui si apprezza il disallineamento dei sostegni.

I range di validità sono $3 < l^+ < 153$ e $316 < Re_\tau < 25000$ (Hutchins *et al.*, 2009 [32]).

La relazione offre un buon feedback ai bassi numeri di Reynolds, mentre tende a discostarsi maggiormente al suo aumentare. Gli errori, tuttavia, non sono attribuibili solo all'eccessiva lunghezza del filo; Hutchins cita diversi problemi che possono influenzare lo spostamento del picco, come un cambiamento delle condizioni ambiente come temperatura, umidità o pressione, o problemi di degrado o pulizia del filo che ne alterano le proprietà di scambio termico, o ancora problemi in galleria come gradienti di pressione. Un fattore rilevante che è stato riscontrato osservando la sonda tramite la camera, tuttavia, è dato dalla presenza di un angolo di inclinazione del filo lungo la direzione *spanwise* determinato da un disallineamento dei sostegni, posizionati ad altezze da parete differenti. Tale errore, che non è stato possibile correggere e che può essere apprezzato sia in figura 4.4 che 5.3, ha sicuramente contribuito a modulare ulteriormente il segnale, integrandolo in un range di altezze date dalla differenza Δy dei sostegni.

Il picco esterno, invece, è meno sensibile alla risoluzione spaziale della sonda ed infatti presenta un buon comportamento all'aumentare del numero di Reynolds. I dati di bibliografia di De Graaf e Eaton evidenziano lo stesso andamento e la coerenza dei numeri Re_θ calcolati tramite anemometria a filo caldo. Anche i dati di PIV mostrano lo stesso comportamento nell'*outer layer*, a riprova della validità delle misure acquisite e dello strato limite formatosi sopra la placca.

Per quanto riguarda gli stress di Reynolds, invece, la mancanza della misura

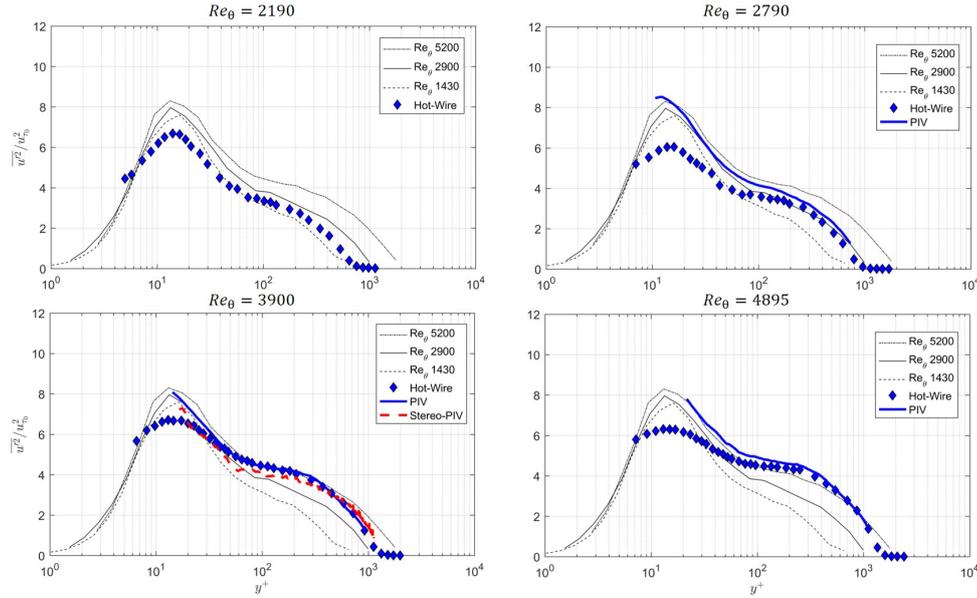


FIGURA 5.4: Profili di $\overline{u'}$ di placca liscia ricavati attraverso le varie tecniche utilizzate. Le curve nere sono riferimenti bibliografici di De Graaf e Eaton (2000) [23].

di v' da parte del filo caldo permette una validazione solo per le misure di PIV e Stereo-PIV, comunque in linea con i risultati teorici, sempre di De Graaf e Eaton (fig. 5.5). La differenza a $Re_\theta = 3900$ tra le due misure può essere determinata da qualche incertezza nella calibrazione, o da una mancata convergenza dei dati, soprattutto per quelli di Stereo. Lo spostamento verso l'esterno di un picco di turbolenza era stato osservato, seppur in forma meno marcata, anche nei risultati bibliografici, e può essere determinato, più che da errori di misura, dalle condizioni della prova che potrebbero aver aggiunto turbolenza in camera di prova. I risultati in bibliografia, inoltre, non sono sufficientemente esaustivi da poter definire la presenza di un errore nelle misure o meno.

5.1.2 Convergenza

Uno studio sulla convergenza dei valori medi ottenuti dai set di dati è necessaria e fondamentale per validare la prova, poiché permette di capire se il numero di acquisizioni effettuate per ciascuna misura siano sufficienti o meno. Qui di seguito non verranno fornite tutte le analisi di convergenza effettuate per tutte le prove, ma verranno presentate alcune tra le più rilevanti a rappresentare la validità dell'esperimento. Per tutte le tre tecniche sono state scelte le acquisizioni a $Re_\theta = 3900$.

Partendo dalle analisi effettuate tramite anemometria a filo caldo, in figura 5.6 vengono presentati gli studi di convergenza effettuati a tre diverse altezze (che nelle misure di *hot-wire* corrispondono a tre diversi set di dati) sulla velocità media del flusso. Il parametro $\varepsilon(\overline{u})$ è definito come:

$$\varepsilon(f) = \frac{f^N - f^{N_{TOT}}}{f^{N_{TOT}}}, \quad (5.3)$$

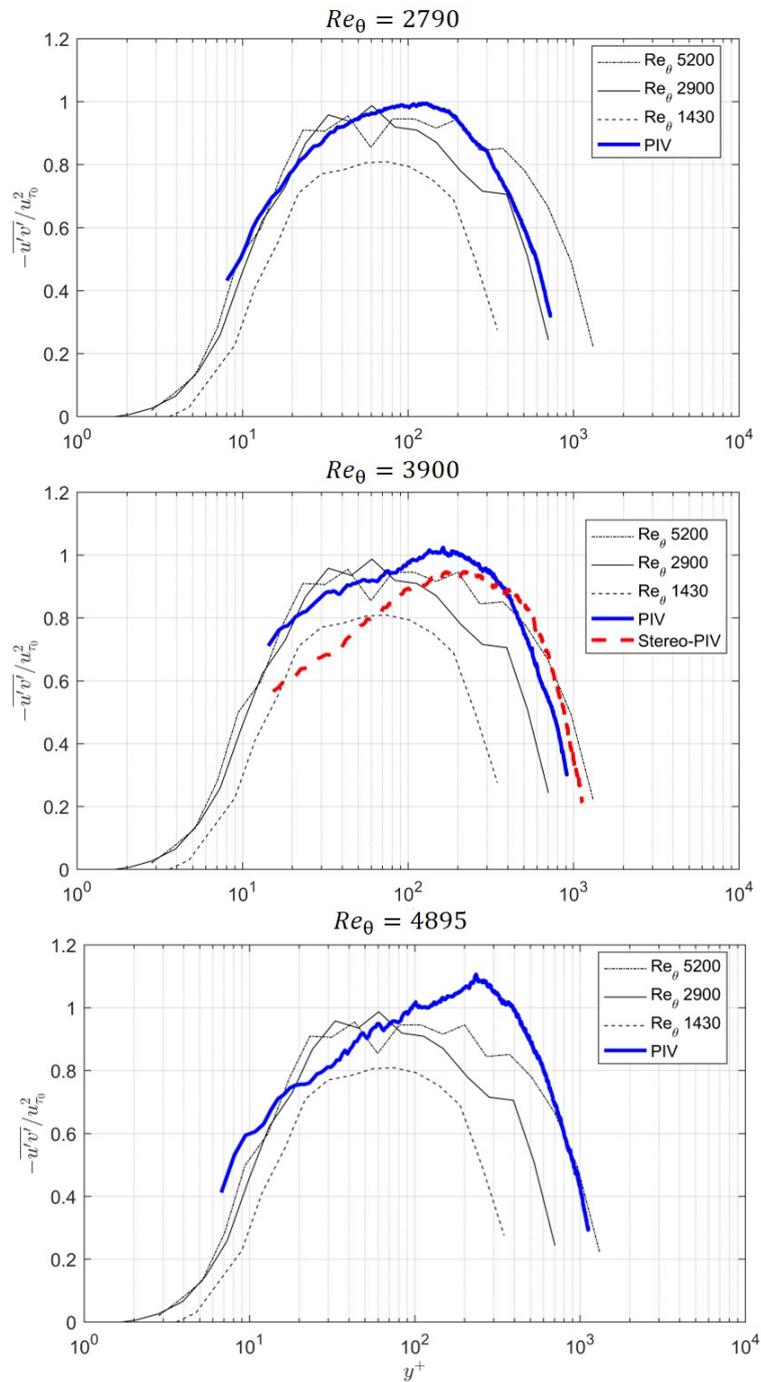


FIGURA 5.5: Profili di $\overline{u'v'}$ di placca liscia ricavati attraverso le varie tecniche utilizzate. Le curve nere sono riferimenti bibliografici di De Graaf e Eaton (2000) [23].

dove f^N è il valor ottenuto dopo aver mediato i primi N campioni del set, mentre $f^{N_{TOT}}$ il valor medio risultante di tutta l'acquisizione, con tutti i 1200000. Non può essere considerato, quindi, un errore relativo, perché non si hanno garanzie sulla presenza di errori sistematici che allontanano $f^{N_{TOT}}$ dal valor medio reale; è tuttavia utile a comprendere dopo quanti campioni il valor medio smetta di discostarsi da quello finale. Per avere un'idea, invece, di quanto il valor medio finale si discosti da quello reale, è stato calcolato l'errore standard, definito come:

$$ES = \frac{\sigma_u}{\sqrt{N_{TOT}}}. \quad (5.4)$$

L'elevato numero di campioni acquisiti, ovviamente, porta ad avere un errore standard molto basso, pari allo 0.23% a $y^+ = 10$, 0.22% a $y^+ = 30$ e 0.18% a $y^+ = 200$, mantenendosi circa costante per via della forte dipendenza dal valore N_{TOT} molto grande.

Per le misure di velocità media, la convergenza è quasi immediata: sono state riportate tre altezze per evidenziare come vicino a parete, dove l'attività turbolenta è maggiormente presente, si abbia un decremento più lento del valore di $\varepsilon(\bar{u})$ rispetto a $y^+ = 200$. In ogni caso, trovarsi ad avere uno scarto inferiore all'1% già dopo 20000 campioni è sintomo di una quantità di dati più che sufficiente per rappresentare il campo medio di velocità.

Un'analisi solo sul campo \bar{u} , tuttavia, non basta per stabilire la bontà dei dati acquisiti, poiché le statistiche di ordine superiore necessitano di quantitativi maggiori di dati per poter convergere. Si riportano in figura 5.7 e 5.8 le analisi effettuate sulla componente fluttuante della velocità, u' , e sulla *skewness*, associabile al momento di terzo ordine di uno studio statistico (quindi più lento a convergere di una fluttuazione u' , pari al momento di secondo ordine). I grafici si riferiscono entrambi al set di dati acquisito ad un'altezza da parete pari a $y^+ = 10$. Si può osservare come, rispetto alla velocità media, le due variabili impieghino un numero di campioni maggiori per raggiungere una convergenza inferiore all'1%; il numero totale di acquisizioni, tuttavia, è sufficiente a soddisfare anche la convergenza di queste medie.

Per le analisi di PIV classica vengono presentate le convergenze ottenute sommando tutte le immagini acquisite e differenziando gli andamenti in base all'altezza dalla placca. In figura 5.9 è possibile osservare l'andamento della velocità media ad un'altezza $y^+ = 30$, la più vicina a parete, tra le tre altezze scelte, a non presentare errori dati dal rumore provocato dalla placca. Lo scarto adimensionale ε , per la velocità media, scende sotto l'1% dopo circa 50000 campioni per tutte le placche, a meno di un terzo dei campioni totali. Anche le statistiche di ordine superiore presentano degli andamenti più che soddisfacenti (fig. 5.10 e 5.11), segnale di un sufficiente quantitativo di immagini PIV catturate. Come per l'*hot-wire*, l'errore standard rimane contenuto (meno dello 0.2%) grazie all'ingente numero di vettori.

Per la Stereo-PIV, infine, vengono presentati gli andamenti della velocità media (fig. 5.12) e della fluttuazione in direzione *spanwise* \bar{w}' (fig. 5.13, ad un'altezza $y^+ = 30$). Sebbene le convergenze dei profili medi di velocità presentino un buon andamento, lo stesso non si può dire delle turbolenze w' , le quali, al contrario, presentano diverse discontinuità, probabilmente causate da variazioni nei set di dati raccolti. Tale problema non è stato risolto con il *dewarping* e la *disparity* e ha portato sicuramente a risultati poco attendibili nel campo delle analisi statistiche delle turbolenze. Verranno comunque presentati i dati,

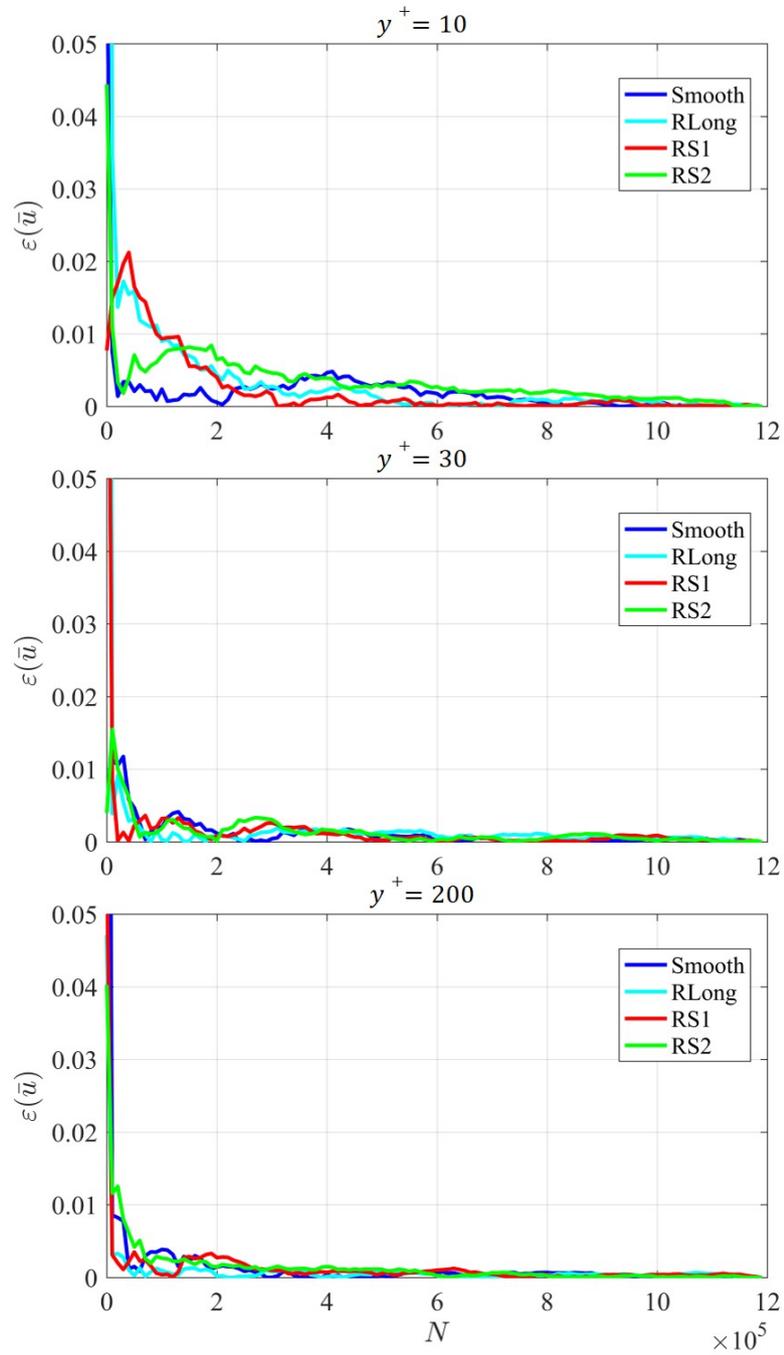


FIGURA 5.6: Analisi di convergenza della velocità media \bar{u} alle altezze $y^+ = 10, 30, 200$ e a $Re_\theta = 3900$. Dati *hot-wire*

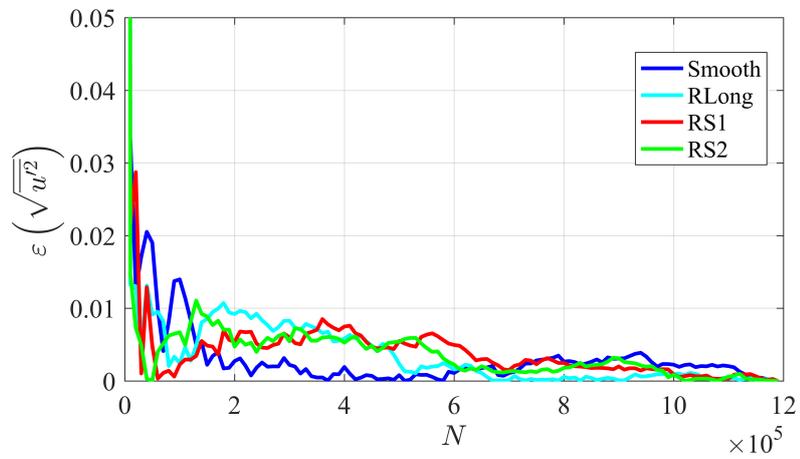


FIGURA 5.7: Analisi di convergenza della fluttuazione media $\overline{u'}$ all'altezza $y^+ = 10$ e a $Re_\theta = 3900$. Dati *hot-wire*

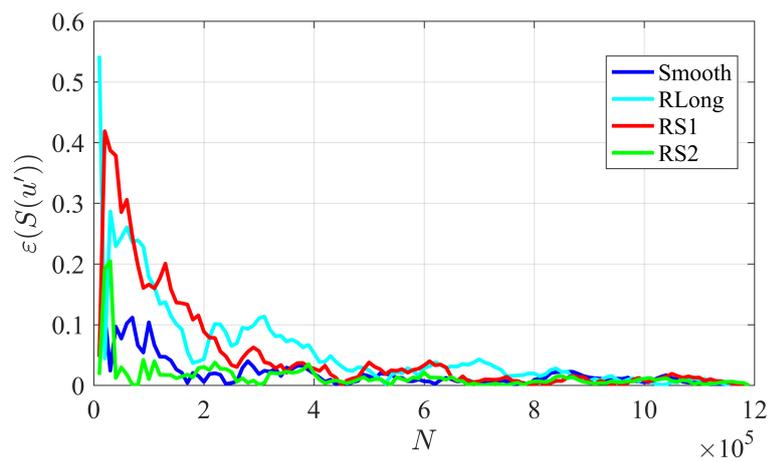


FIGURA 5.8: Analisi di convergenza della *skewness* media \overline{S} all'altezza $y^+ = 10$ e a $Re_\theta = 3900$. Dati *hot-wire*.

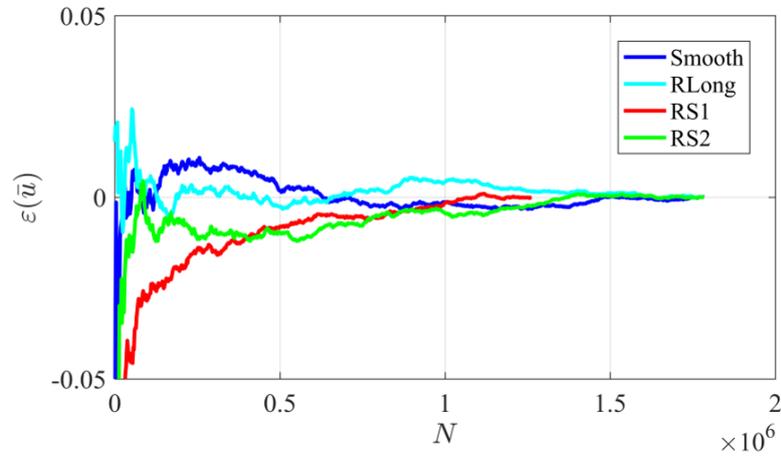


FIGURA 5.9: Analisi di convergenza della velocità media \bar{u} alle altezze $y^+ = 30$ e a $Re_\theta = 3900$. Dati PIV.

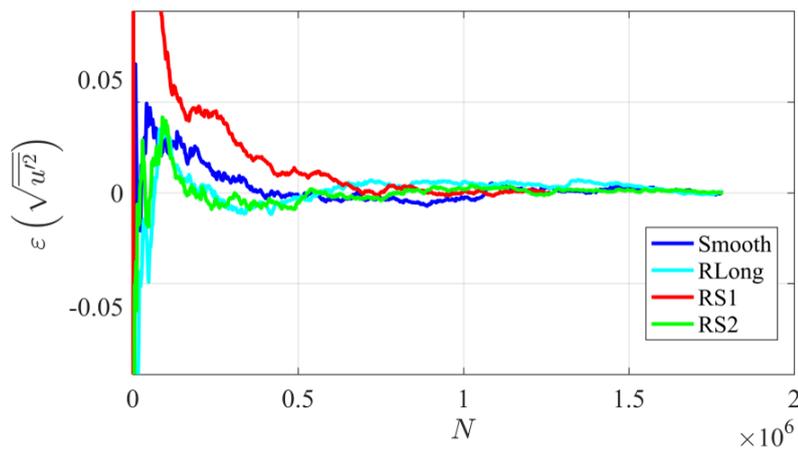


FIGURA 5.10: Analisi di convergenza della fluttuazione media \bar{u}' all'altezza $y^+ = 30$ e a $Re_\theta = 3900$. Dati PIV.

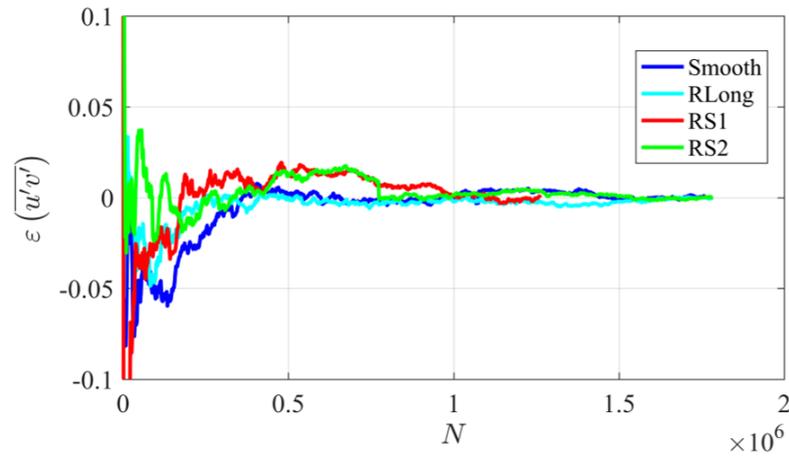


FIGURA 5.11: Analisi di convergenza della fluttuazione media $\overline{u'v'}$ all'altezza $y^+ = 30$ e a $Re_\theta = 3900$. Dati PIV.

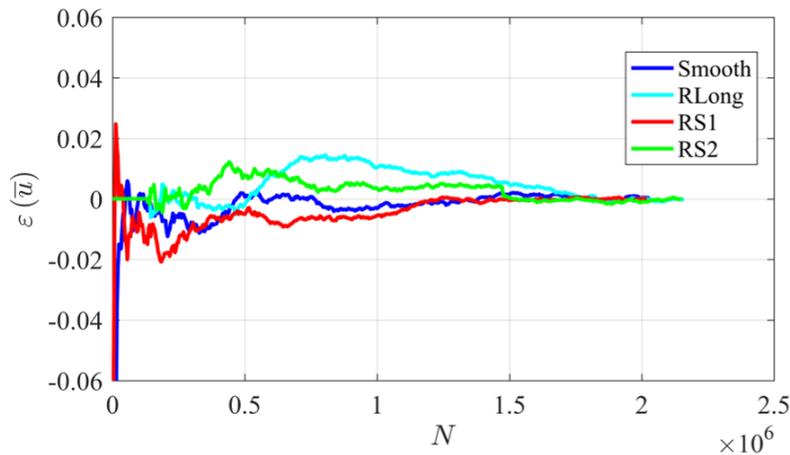


FIGURA 5.12: Analisi di convergenza della velocità media \bar{u} alle altezze $y^+ = 30$ e a $Re_\theta = 3900$. Dati Stereo-PIV.

mantenendo una certa critica sulla loro affidabilità.

5.2 Profili medi

In questo paragrafo vengono proposti gli andamenti dei profili medi di velocità sopra le varie placche analizzate. Si può apprezzare come in tutte le condizioni ci sia un incremento di velocità media nella *log region* da parte di tutte le placche riblettate rispetto alla liscia, come detto in precedenza coincidente, secondo la (3.14), ad una riduzione di resistenza d'attrito a parete. In figura 5.14 sono rappresentati gli andamenti ottenuti attraverso le acquisizioni di filo caldo. Si può notare come a $Re_\theta = 2190$ e $Re_\theta = 4895$ non ci sia un chiaro incremento di velocità, segnale di una *Drag Reduction* meno marcata rispetto ai numeri di Reynolds centrali; in questi, invece, si evidenzia come nel caso a $Re_\theta = 2790$ la placca riblettata con sinusoidi di ampiezza minore (rinominata *RS1*) presenti un incremento maggiore rispetto all'altra sinusoidale, che al contrario si

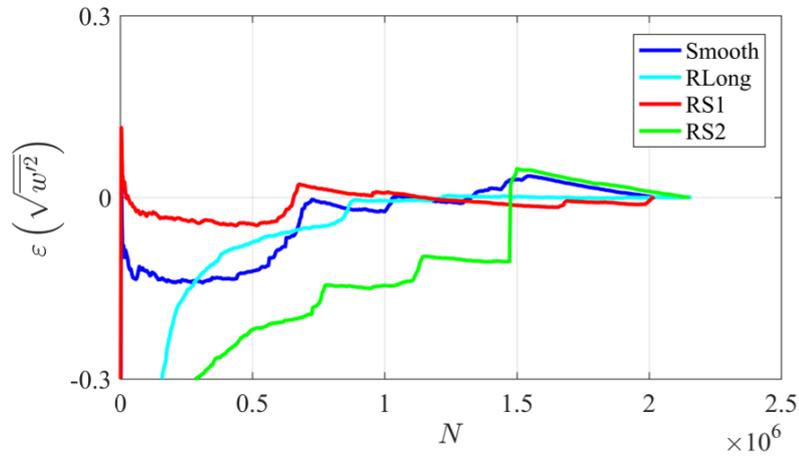


FIGURA 5.13: Analisi di convergenza della fluttuazione media $\overline{w'}$ all'altezza $y^+ = 30$ e a $Re_\theta = 3900$. Dati Stereo-PIV.

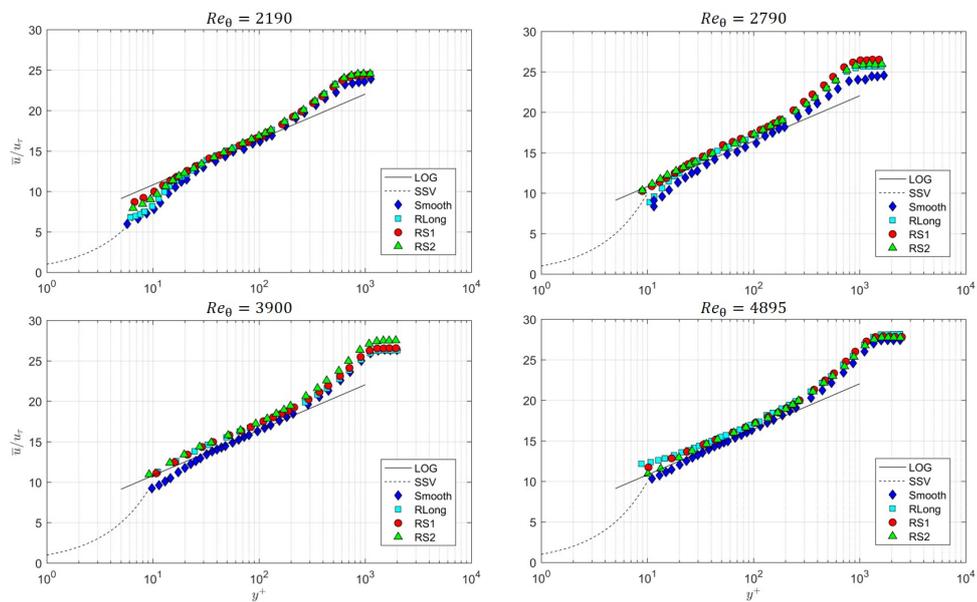


FIGURA 5.14: Profili medi ricavati attraverso misure di sonda a filo caldo, adimensionalizzati tramite u_τ di ciascuna placca. —, legge logaritmica; - - -, $u^+ = y^+$.

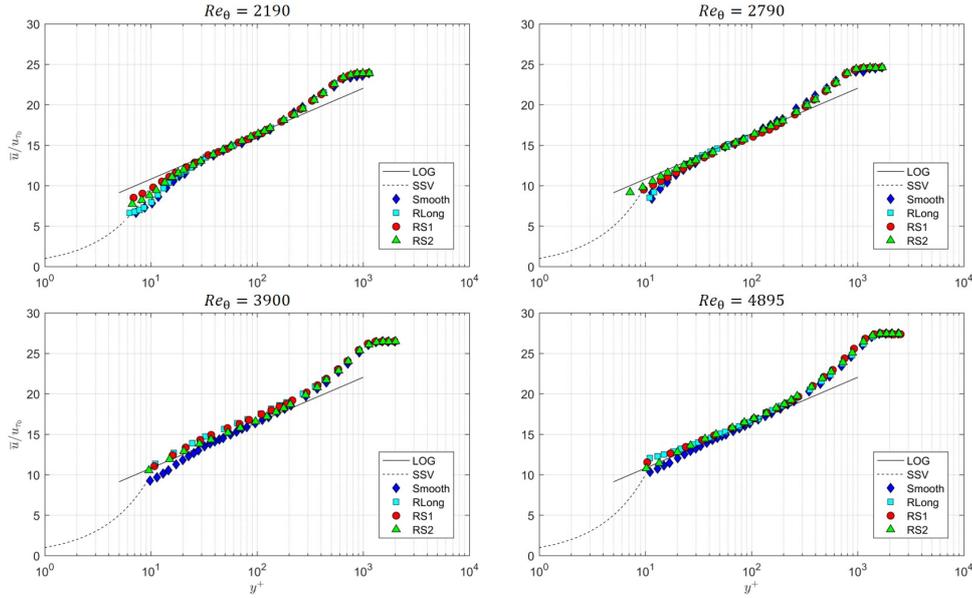


FIGURA 5.15: Profili medi ricavati attraverso misure di sonda a filo caldo, adimensionalizzati tramite u_τ di placca liscia. —, legge logaritmica; - - -, $u^+ = y^+$.

mantiene agli stessi livelli della placca con riblet longitudinali, mentre si ha un'inversione dei ruoli a $Re_\theta = 3900$, dove ad essere più performanti sembrano essere le riblet sinusoidali con ampiezza maggiore (*RS2*) rispetto alle altre due riblettate, vicine tra loro in velocità. Lo *shift* verso l'alto della regione logaritmica nelle placche riblettate è evidente nei diagrammi di figura 5.14 grazie all'adimensionalizzazione della velocità media con la u_τ propria di ciascuna placca: dal momento che le placche riblettate avranno un C_f diverso rispetto a quello della placca liscia (nello specifico un valore più basso), la velocità d'attrito risulterà minore e porterà ad un duplice effetto sul profilo medio, quello di traslarlo verso l'alto (agendo sul rapporto \bar{u}/u_τ) e quello di mantenere il parallelismo tra la *log region* del profilo e quella teorica. In alternativa, infatti, adimensionalizzare le velocità medie con la u_τ di placca liscia (u_{τ_0}) permette di comprendere meglio il diverso andamento della velocità all'interno dello strato limite, poiché tutti i profili vengono rapportati ad un valore costante: di conseguenza, è possibile apprezzare quanto detto da Garcia-Mayoral e Jimenez sull'allungamento del sottostrato viscoso fino a $y^+ > 5$, che inevitabilmente ne altera la pendenza della regione logaritmica, dal momento che la velocità di uscita (U_∞) rimane necessariamente costante. Di contro, adimensionalizzare per u_{τ_0} non permette di comprendere in modo quantitativo il vantaggio offerto dalle riblet, poiché tutti i profili risultano accorpati tra loro. In figura 5.15, in ogni caso, vengono riportati gli stessi dati di figura 5.14 ma adimensionalizzati con u_{τ_0} .

Anche per la PIV e la Stereo, i cui andamenti sono visibili nelle figure 5.16 e 5.18, sono apprezzabili dei comportamenti analoghi, con la sinusoidale 1 che mantiene un ottimo miglioramento a numeri di Reynolds inferiori rispetto alla sinusoidale 2.

L'incertezza data dagli errori di misura porta ad una discrepanza tra i valori di riduzione di resistenza tra una tecnica e l'altra. Va ricordato che, seppure

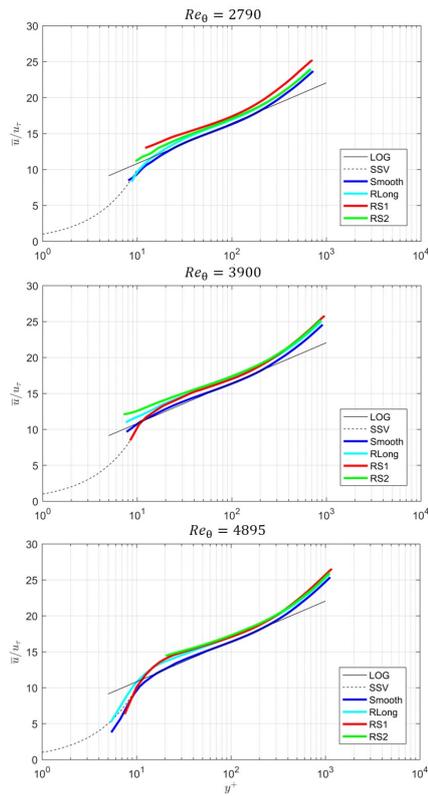


FIGURA 5.16: Profili medi ricavati attraverso misure di PIV, adimensionalizzati tramite u_τ di ciascuna placca. —, legge logaritmica; - - -, $u^+ = y^+$.

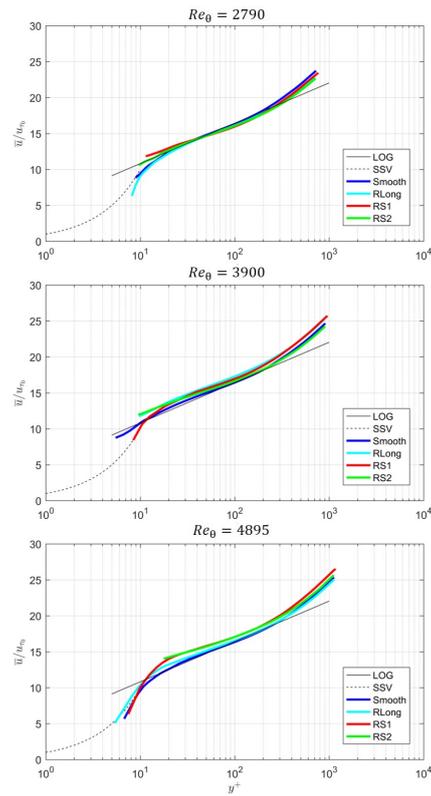


FIGURA 5.17: Profili medi ricavati attraverso misure di PIV, adimensionalizzati tramite u_τ di placca liscia. —, legge logaritmica; - - -, $u^+ = y^+$.

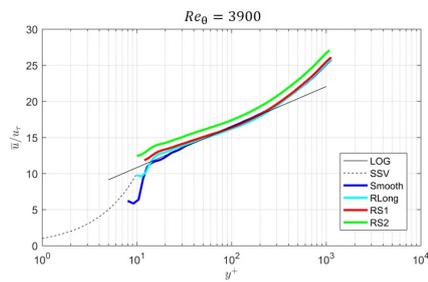


FIGURA 5.18: Profili medi ricavati attraverso misure di Stereo-PIV, adimensionalizzati tramite u_τ di ciascuna placca. —, legge logaritmica; - - -, $u^+ = y^+$.

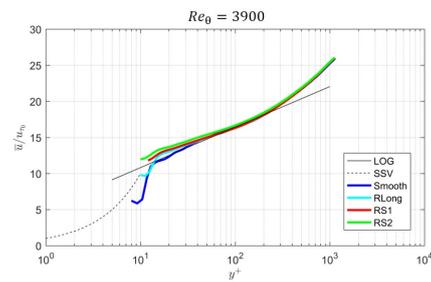


FIGURA 5.19: Profili medi ricavati attraverso misure di Stereo-PIV, adimensionalizzati tramite u_τ di placca liscia. —, legge logaritmica; - - -, $u^+ = y^+$.

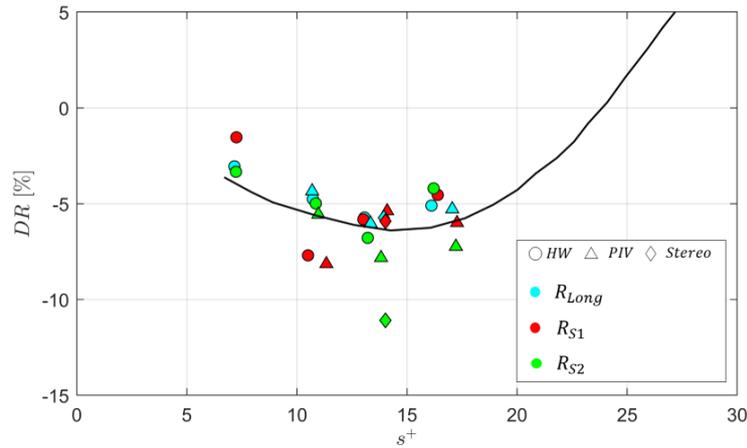


FIGURA 5.20: Riduzione di resistenza d'attrito in funzione dello spacing adimensionale. Linea nera, dati di Bechert *et al.* (1997) [15].

le prove siano state condotte nelle stesse condizioni, l'acquisizione dei dati non è avvenuta simultaneamente, bensì a distanze temporali anche giornaliere; è lecito aspettarsi, quindi, delle variazioni date da diverse condizioni ambientali (temperatura, pressione, velocità in galleria) o da variazioni di assetto delle placche. L'elevata accuratezza che hanno richiesto queste misure, non a caso, ha portato a differenze apparentemente rilevanti. Tuttavia, in figura 5.20 si può osservare un trend in linea con i risultati di bibliografia (Bechert *et al.*, 1997 [15]), per le riblet longitudinali, e una riduzione maggiore di resistenza per quelle sinusoidali. L'andamento di *Drag Reduction* generato dalla placca riblettata longitudinale, nello specifico, presenta valori leggermente inferiori a quelli di Bechert (che, ricordiamo, sono frutto di una mediazione di diversi dataset), inferiori all'1%, con un picco di DR pari al 6% ad uno spacing $s^+ \approx 13.5$.

Quanto detto in precedenza sugli andamenti dei profili medi di velocità sopra le placche con riblet sinusoidali, invece, trova riscontro in quelli della *Drag Reduction*, con dei picchi di riduzione in entrambi i casi intorno all'8% (escludendo il valore di $RS2$ ottenuto tramite Stereo-PIV, che presenta un valore anomalo superiore all'11%). Per la *Sinusoidale 1*, però, il picco si trova ad uno spacing s^+ di circa 10, mentre la *Sinusoidale 2* lo evidenzia più avanti, a $s^+ \approx 14$. Il motivo di questa traslazione è sicuramente dato dalla differente ampiezza delle due sinusoidi, poiché è l'unico parametro differente tra le due placche (la lunghezza d'onda, ricordiamo, è la stessa). Un'ipotesi sul meccanismo che regola tale andamento può essere che, ricordando la (3.5) per placca piana oscillante (la quale affermava che la condizione di ottimo si ha per $T^+ = 100$), l'aumento di velocità del flusso in galleria agisca come agiva la velocità di oscillazione della placca w^+ nella tecnica attiva; aumentando la velocità, per mantenere la condizione di ottimo nel tempo è necessario agire sull'ampiezza dell'oscillazione, appunto aumentandola.

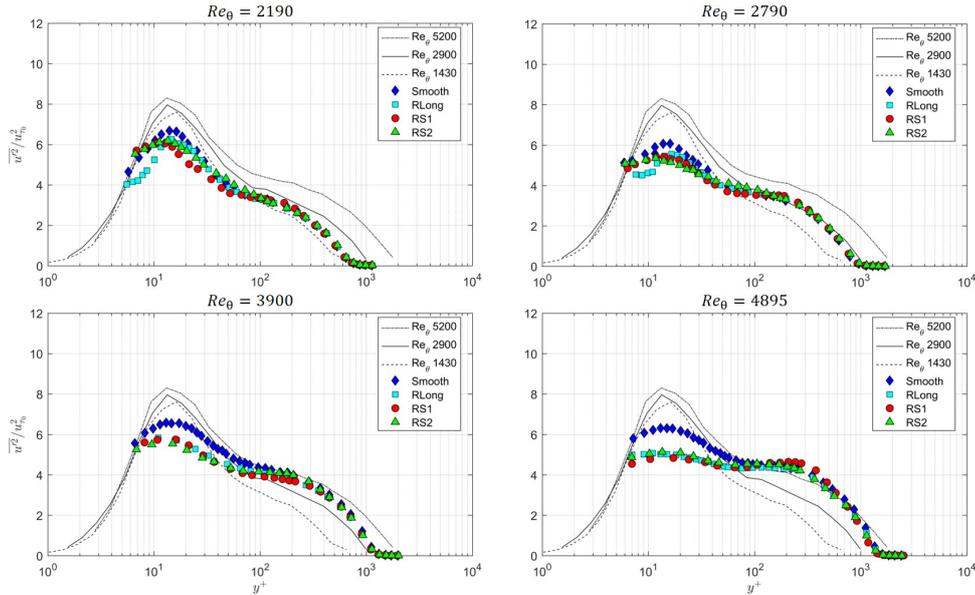


FIGURA 5.21: Profili di turbolenza *streamwise* ricavati attraverso misure di sonda a filo caldo e adimensionalizzati tramite u_τ di placca liscia. Dati di bibliografia di De Graaf e Eaton (2000) [23].

5.3 Analisi statistica della turbolenza

La riduzione di attività turbolenta è apprezzabile osservando come il picco di $\overline{u'}$ nel buffer layer sia meno intenso nelle placche riblettate rispetto a quella liscia. Anche qui, sono stati proposti gli andamenti divisi in base alla tecnica di misurazione effettuata. La figura 5.21 mostra le acquisizioni di Hot-Wire alle diverse condizioni in galleria; appare evidente come non ci sia una placca che domini rispetto alle altre, dal momento che tutte presentano il picco alla stessa altezza. Anche la posizione di tale picco è circa costante ($y^+ \approx 14$) e analogo al caso di placca liscia, quindi le riblet sembrano non alterare la posizione delle strutture ma semplicemente ridurne l'intensità. I risultati migliori, osservando i grafici, sembrano esserci a $Re_\theta = 4895$, nonostante siano probabilmente dovuti ad un eccesso di modulazione della sonda causato dagli errori precedentemente descritti. Tale miglioramento, infatti, non è presente nei dati di PIV in figura 5.22, anche se un comportamento analogo tra le due tecniche è stato evidenziato nella riblet sinusoidale 1, sempre al numero di Reynolds massimo: sembra, infatti, presente un secondo picco di turbolenza nell'*outer layer*, ad una $y^+ \approx 200-300$, più basso di quello maggiormente intenso nel buffer layer. Una prima ipotesi potrebbe essere la presenza di un meccanismo in grado di spostare le strutture turbolente verso l'esterno.

Al contrario di quanto accade per i profili medi, adimensionalizzare per la velocità di attrito u_{τ_0} del caso con placca liscia, stavolta, permette di apprezzare meglio gli effetti che le placche riblettate producono sul flusso sopra di esse. La riduzione di turbolenza nel *buffer layer*, infatti, risulta meno marcata, se non completamente azzerata, quando le fluttuazioni vengono adimensionalizzate con le u_τ di ciascuna placca; in questo caso, però, è possibile apprezzare altri effetti, come la maggiore attività all'interno della regione logaritmica da parte delle placche riblettate rispetto a quella liscia. Tutto ciò è osservabile

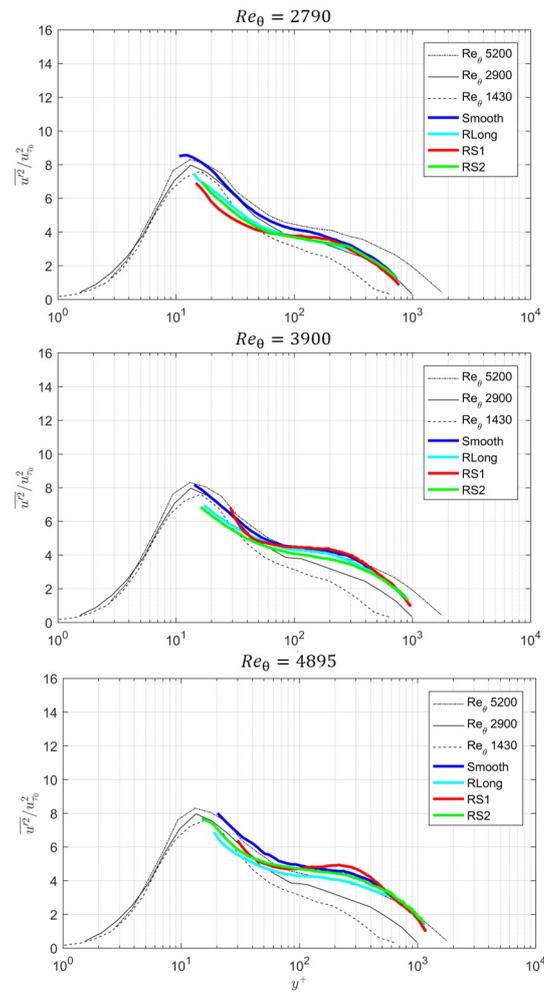


FIGURA 5.22: Profili di turbolenza *streamwise* ricavati attraverso misure di PIV e adimensionalizzati tramite u_τ di placca liscia. Dati di bibliografia di De Graaf e Eaton (2000) [23].

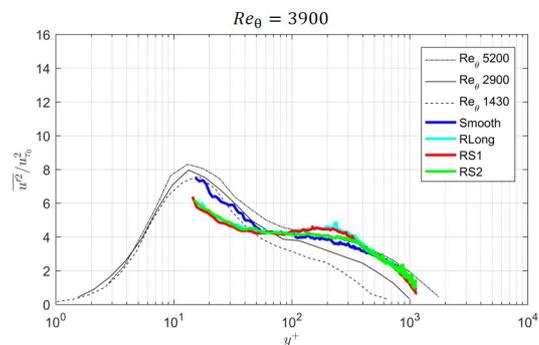


FIGURA 5.23: Profili di turbolenza *streamwise* ricavati attraverso misure di Stereo-PIV e adimensionalizzati tramite u_τ di placca liscia. Dati di bibliografia di De Graaf e Eaton (2000) [23].

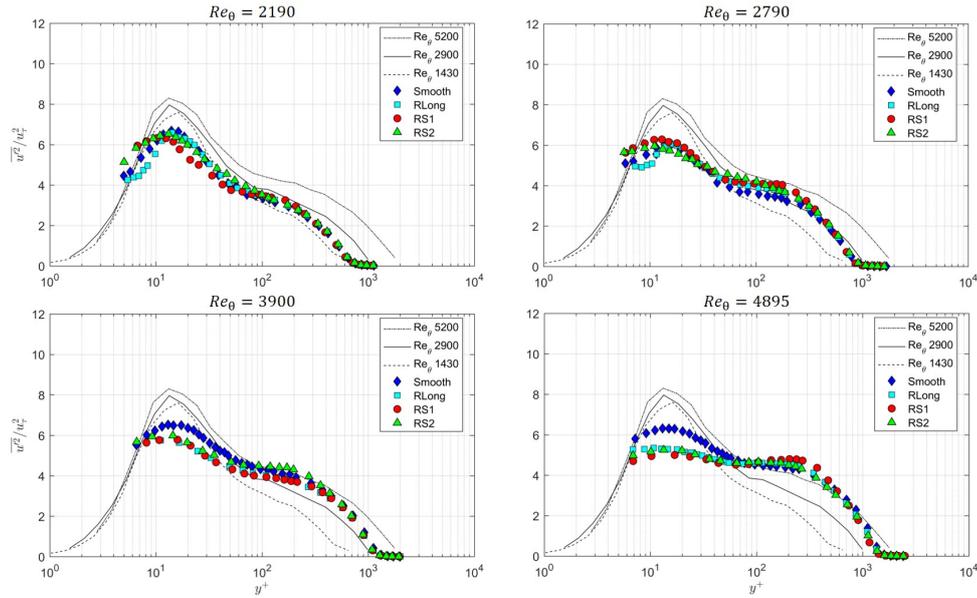


FIGURA 5.24: Profili di turbolenza *streamwise* ricavati attraverso misure di sonda a filo caldo e adimensionalizzati tramite u_τ di ciascuna placca. Dati di bibliografia di De Graaf e Eaton (2000) [23].

nei dati di figura 5.24, raffigurante i valori ottenuti tramite filo caldo. Una menzione speciale, poi, merita il caso a $Re_\theta = 4895$, in quanto è possibile notare un livello di turbolenza quasi costante dalla regione di *buffer* (dove il picco di turbolenza è nettamente minore nelle placche con riblet rispetto al caso di placca liscia) a quella logaritmica (dove, al contrario, è più alto); ciò può essere dovuto al fatto che ci si trova ormai nella condizione di *breakdown*, in cui gli effetti positivi dati dalle riblet vengono contrastati da un contributo che ne penalizza le prestazioni, oppure a errori dovuti alla risoluzione spaziale che si sono manifestati in tre delle quattro placche testate.

Per quanto riguarda la turbolenza *normalwise*, invece, è interessante notare come l'andamento generale sia quello di avere una riduzione di turbolenza in tutto lo strato limite. In tutti i casi il picco si assesta intorno ai valori di $y^+ \approx 100 - 200$ quindi nell'*outer layer*. Le misure di $\overline{v'}$ sono state catturate solo tramite le tecniche PIV e sono apprezzabili in figura 5.25 e 5.26. La placca liscia, nelle misure di Stereo-PIV, presenta un comportamento anomalo, possibilmente causato da errori di calibrazione; la scarsa attendibilità, di conseguenza, lo rende scarsamente utile ai fini dei risultati. Le altre misure, invece, sembrano essere in linea con quelle ottenute tramite PIV classica.

Date le riduzioni di turbolenza sia in direzione *streamwise* che *normalwise*, quindi, i livelli di Reynolds stress si riducono fortemente (fig. 5.27 e 5.28). Come per $\overline{v'}$, anche qui il picco si assesta nella regione esterna dello strato limite, nella regione intorno a $y^+ = 200$. La riblet sinusoidale 1, come nel caso delle misure di turbolenza *streamwise*, tende ad avere un picco nella regione esterna, pur mantenendo un livello molto basso in quella interna. La ripetibilità di questo picco in tutte le misure, questa volta, suggerisce una certa attendibilità del fenomeno e potrebbe essere la causa principale di riduzione di resistenza da parte della riblet sinusoidale.

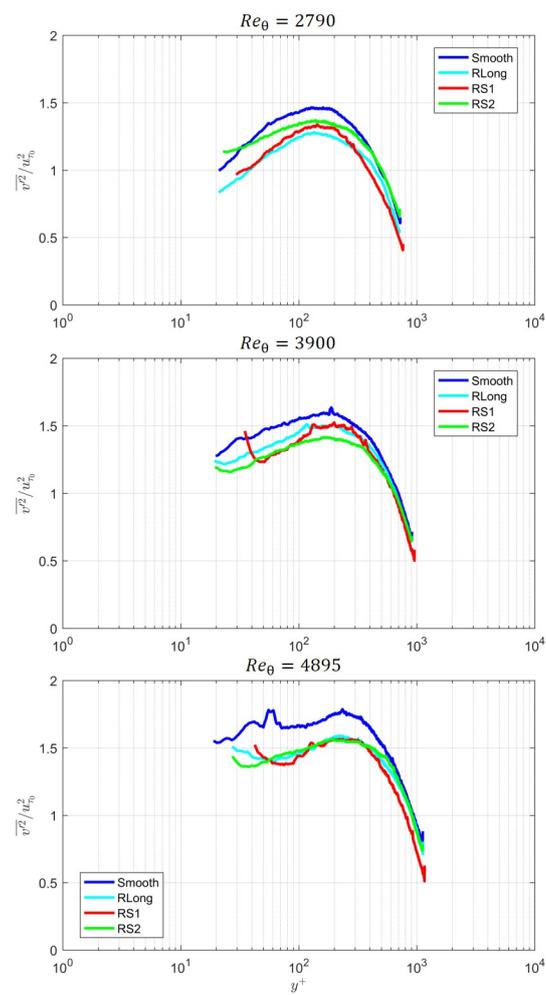


FIGURA 5.25: Profili di turbolenza *normalwise* ricavati attraverso misure di PIV e adimensionalizzati tramite u_τ di placca liscia.

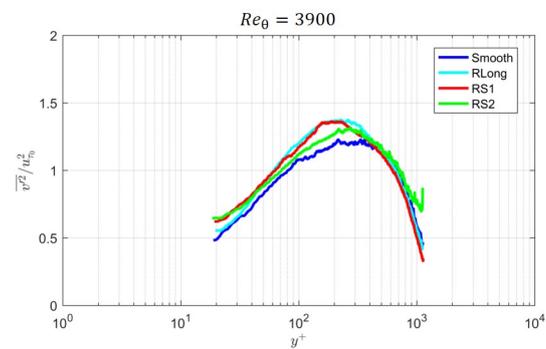


FIGURA 5.26: Profili di turbolenza *normalwise* ricavati attraverso misure di Stereo-PIV e adimensionalizzati tramite u_τ di placca liscia.

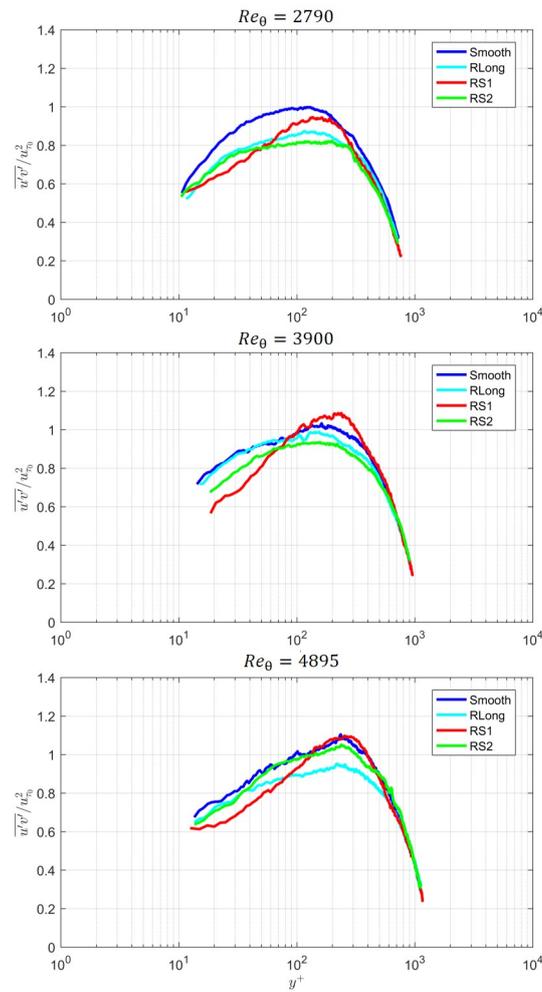


FIGURA 5.27: Profili di stress di Reynolds ricavati attraverso misure di PIV e adimensionalizzati tramite u_τ di placca liscia.

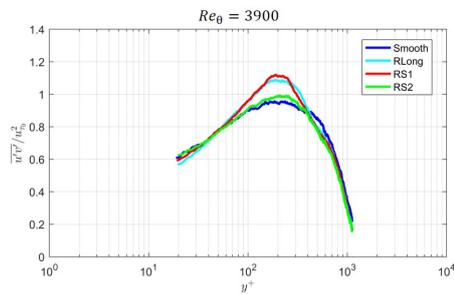


FIGURA 5.28: Profili di stress di Reynolds ricavati attraverso misure di Stereo-PIV e adimensionalizzati tramite u_τ di placca liscia.

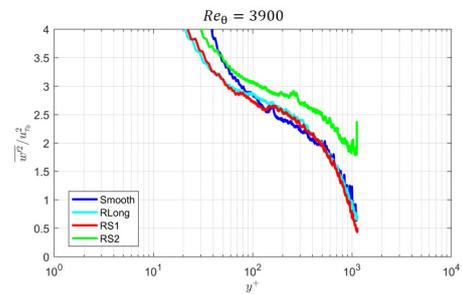


FIGURA 5.29: Profili di turbolenza *stream-wise* ricavati attraverso misure di Stereo-PIV e adimensionalizzati tramite u_τ di placca liscia.

Le misure di Stereo-PIV, finora, hanno offerto solo dei contributi analoghi a quelli forniti da anemometria a filo caldo e PIV classica, disponendo anche di una minore accuratezza a causa della maggior sensibilità della tecnica rispetto alle altre. Tuttavia, queste sono state eseguite per uno scopo ben preciso, quello di calcolare il campo di moto turbolento in direzione *spanwise*, dal momento che le altre tecniche si limitano alla misura di quello $\overline{u'}$ (sia Hot-Wire che PIV) e $\overline{v'}$ (solo PIV). I dati, come avvenuto per le altre componenti, non hanno raggiunto una buona convergenza, sintomo di una discrepanza nei set raccolti di dati, e sono affetti da molto rumore nella regione interna dello strato limite (principalmente dovuto alla riflessione della placca). Sono però interessanti per osservare come la placca liscia, quella con riblet longitudinali e la *RS1* siano simili tra loro, raggiungendo un picco nella stessa zona di regione logaritmica delle altre componenti di turbolenza (quindi $y^+ \approx 100$) e poi presumibilmente decrescere fino a raggiungere il valore nullo a parete. La placca *RS2*, invece, presenta lo stesso andamento, ma traslato verso l'alto; produce, quindi, più turbolenza *spanwise* rispetto alle altre placche. Il fatto che la misura sia stata effettuata ad un $Re_\theta = 3900$, dove sembra essere proprio la placca sinusoidale 2 ad avere un miglior comportamento, può essere la conferma del fatto che in queste condizioni le riblet effettivamente rompano le strutture di parete, allontanandone i loro effetti verso l'esterno; in alternativa, è possibile che la sinusoidale apparentemente riduca le prestazioni, alterandone solo le strutture ma mantenendo invariato il contributo totale di stress di Reynolds. Va ricordato, tuttavia, che proprio *RS2* risulta la maggiormente penalizzata dagli studi di convergenza. Ulteriori approfondimenti, quindi, dovranno essere eseguiti per risolvere queste incertezze.

5.4 Mappe di Energia

Le mappe di energia sono state ricavate grazie alle misure effettuate tramite filo caldo. Quello compiuto, infatti, è stato ricavare tramite analisi di Fourier le varie densità spettrali di potenza $P(f)$ di ciascuna time history; ripetendo il processo per ogni placca e per ogni altezza, è stato possibile tracciare una mappa di energia in funzione della lunghezza d'onda λ_x^+ e dell'altezza dalla parete y^+ (adimensionalizzati con la u_τ di placca liscia).

Ciò che viene diagrammato è il valore della densità spettrale adimensionalizzata attraverso la velocità d'attrito u_{τ_0} , la velocità media del flusso \overline{U} del set di dati su cui è stata calcolata la trasformata e la frequenza di acquisizione dei campioni f_s . In questo modo ciò che ne risulta è:

$$k_x \Phi_{uu} = \frac{P(f, y) 2\pi f_s}{\overline{U} u_{\tau_0}}. \quad (5.5)$$

I grafici mostrati nelle figure 5.30, 5.31, 5.32 e 5.33 mostrano chiaramente come si abbia una diminuzione di energia all'interno della regione di buffer layer. In tutti i casi, si ha un picco di energia all'interno del *buffer layer* ($y^+ \approx 10$) e ad una lunghezza d'onda $\lambda^+ = 10^3$, in linea con diversi risultati di bibliografia, come quelli di Monty *et al.* (2009) [31].

Confrontando i risultati delle placche riblettate, si nota come quella con riblet longitudinali sia sempre quella con la densità di energia maggiore, in tutte le condizioni; le due sinusoidali, al contrario, sono estremamente simili

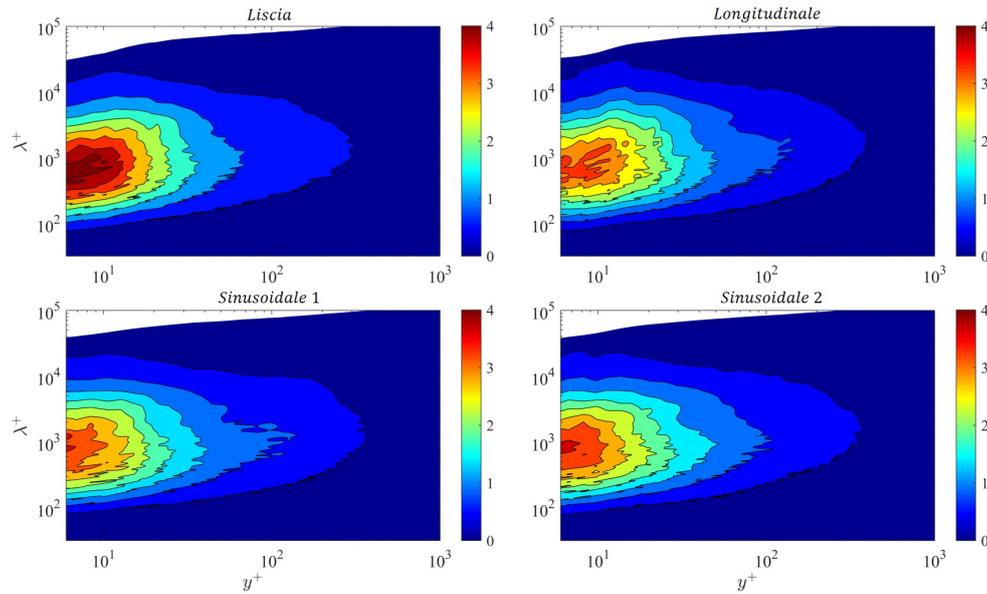


FIGURA 5.30: Mappa di energia per $Re_\theta = 2190$. Valori adimensionalizzati tramite u_τ di placca liscia.

tra loro, con la *RS2* che ha la tendenza ad avere un picco minore di energia, compensato da una maggiore intensità lontana da parete.

Si noti, inoltre, che all'aumentare del numero di Reynolds il valore di energia nei diagrammi decresca sensibilmente; in realtà, tutto ciò è consistente con le ipotesi che a basse frequenze le grandi scale siano indipendenti dal numero di Reynolds. Di conseguenza, dividendo per una \bar{U} sempre maggiore i valori adimensionali decadono.

Analogamente a quanto fatto per i profili di turbolenza *streamwise*, è interessante analizzare gli spettri adimensionalizzati ciascuno con la velocità di attrito della propria placca. In figura 5.34 sono mostrati tali risultati, ottenuti a $Re_\theta = 3900$, in cui si osserva un valore massimo del picco di energia pressoché costante e concentrato nella stessa area; la cosa più interessante, tuttavia, è la presenza di una maggiore energia nella regione logaritmica per le placche riblettate, specialmente quelle sinusoidali, rispetto alla placca liscia. Inoltre, tale energia sembra prolungarsi verso l'esterno con due frequenze specifiche, vicine a $\lambda^+ = 10^3$ e $\lambda^+ = 10^4$; tale comportamento è visibile soprattutto per *RS1*. Le placche riblettate, quindi, sembrano effettivamente ridistribuire maggiormente l'energia, principalmente concentrata nel *buffer layer*, all'interno di tutto lo strato limite, rispetto al caso di placca piana.

5.5 Analisi dei Quadranti

I primi ad utilizzare la tecnica di analisi dei quadranti degli stress di Reynolds per studiare il comportamento dei moti all'interno dello strato limite e le cause che generano la resistenza d'attrito furono Wallace *et al.* (1972) [37], riconoscendo la presenza di informazioni utili contenute nei segni delle fluttuazioni. Questi le divisero in quattro categorie:

- Q1 (+ u , + v);

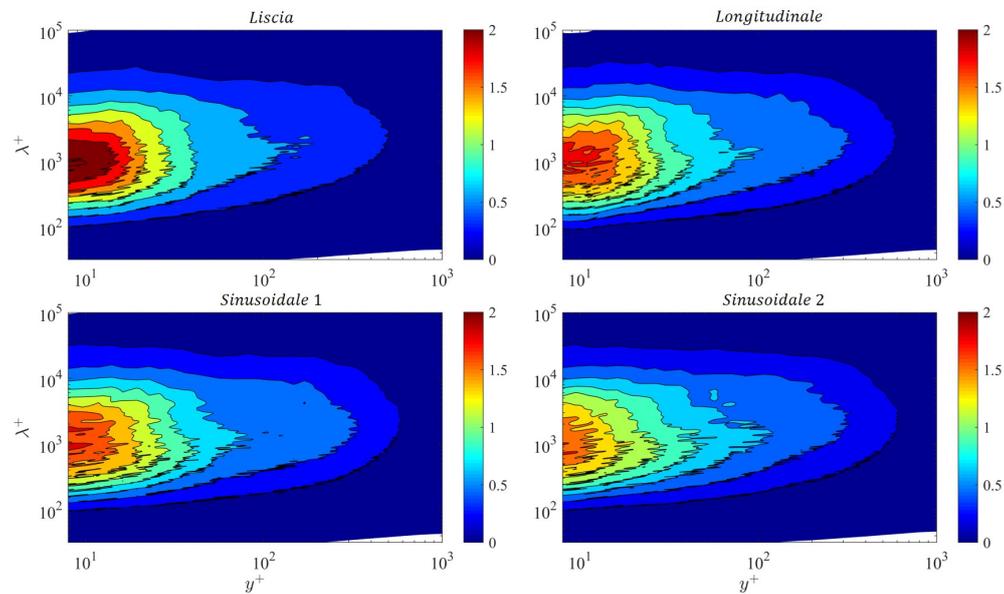


FIGURA 5.31: Mappa di energia per $Re_\theta = 2790$. Valori adimensionalizzati tramite u_τ di placca liscia.

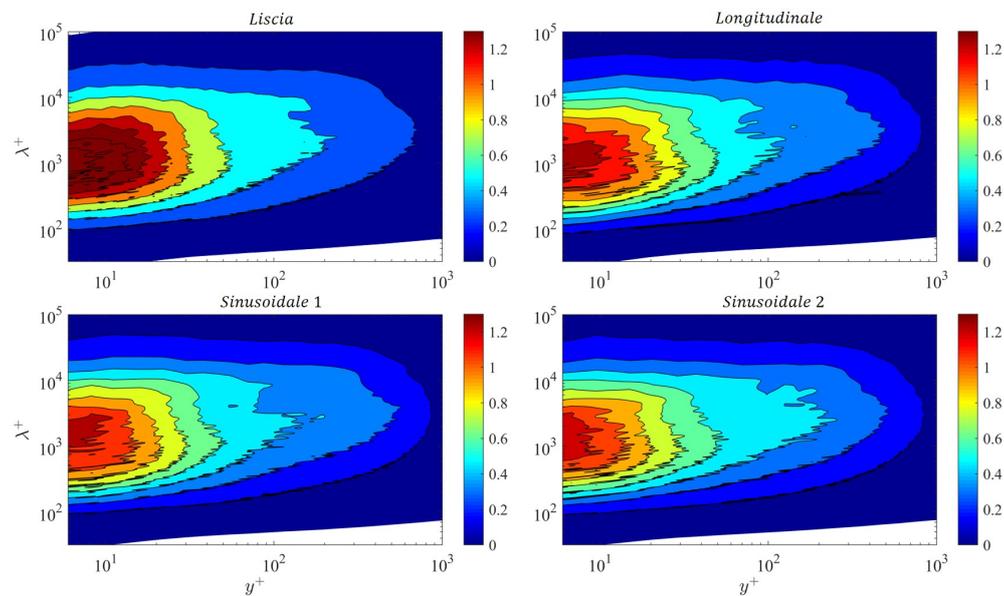


FIGURA 5.32: Mappa di energia per $Re_\theta = 3900$. Valori adimensionalizzati tramite u_τ di placca liscia.

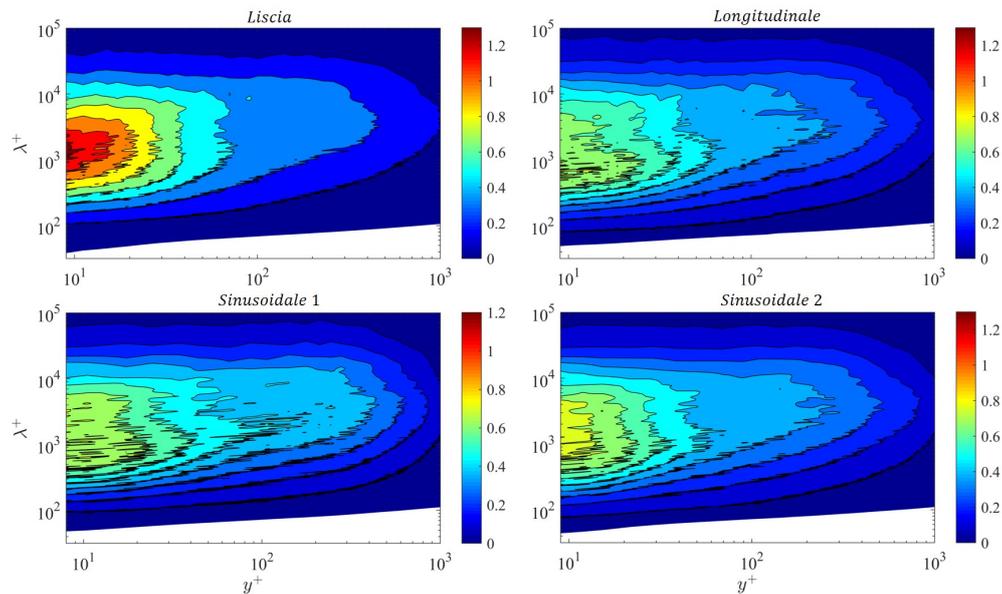


FIGURA 5.33: Mappa di energia per $Re_\theta = 4895$. Valori adimensionalizzati tramite u_τ di placca liscia.

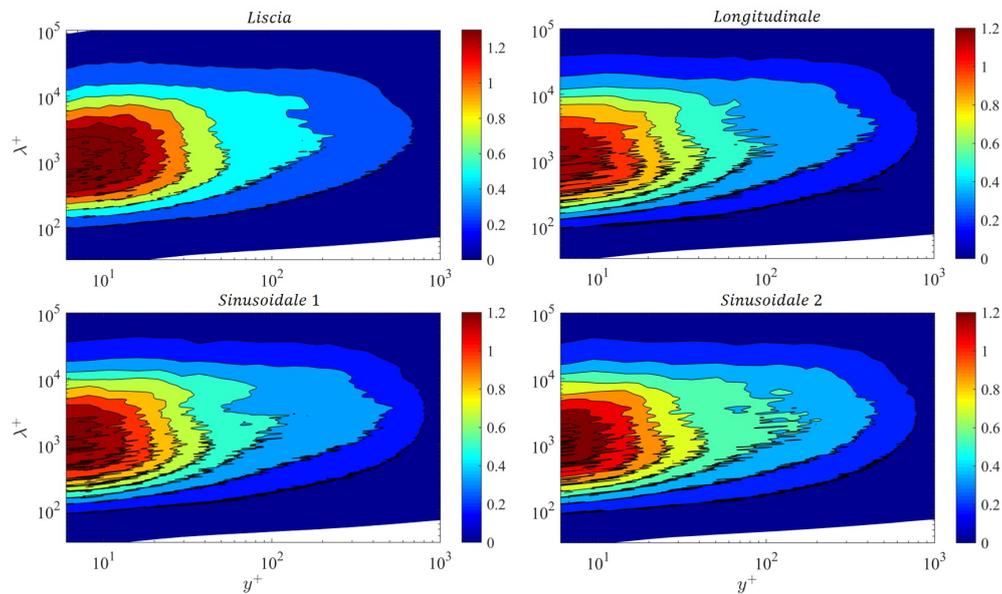


FIGURA 5.34: Mappa di energia per $Re_\theta = 3900$. Valori adimensionalizzati tramite u_τ di ciascuna placca.

- Q2 ($-u, +v$);
- Q3 ($-u, -v$);
- Q4 ($+u, -v$).

Q2 e Q4 sono legati agli eventi di *sweep* ed *ejection*, fornendo quindi il maggior contributo alla produzione di stress di Reynolds, mentre Q1 e Q3 sono semplicemente definiti come moti verso l'esterno e verso l'interno del *boundary layer*. I primi sono i responsabili principali della creazione di Reynolds stress perché sono generati dal flusso verticale di quantità di moto causato dall'aumento e la diminuzione del gradiente di velocità media dovuto ad una quantità di moto in direzione *streamwise* minore (*ejections*) e maggiore (*sweeps*) rispetto alla media locale (Wallace, 2016 [42]).

Come detto nei capitoli precedenti, non tutti gli eventi Q2 e Q4 sono associati a fenomeni di *sweep* ed *ejection*, ma chiaramente la differenza quantitativa rispetto agli eventi presenti in Q1 e Q3, responsabile di un bilancio non nullo di stress di Reynolds, è per la maggior parte determinata proprio da questi spostamenti massicci di fluido. In altri termini, nell'effettuare un'analisi delle fluttuazioni del flusso intorno ad un vortice che influenza in egual modo il campo di moto che lo circonda, gli eventi presenti in ciascun quadrante sarà lo stesso, poiché il vortice provocherà delle fluttuazioni uguali in ciascuna direzione; se, invece, lo stesso vortice viene inserito all'interno dello strato limite, vicino a parete, l'interazione con la placca provoca uno spostamento di quantità di moto aggiuntivo e, oltre agli eventi che si distribuiscono equamente nei quattro quadranti, se ne aggiungono altri solo in alcuni, portando alla generazione di stress di Reynolds.

Qui di seguito verranno riportati ed analizzati i risultati ottenuti effettuando la *Quadrant Analysis* sui dati di PIV classica. Nelle figure 5.35, 5.36, 5.37 e 5.38 vengono riportati i contributi delle placche suddivisi nei vari quadranti. Purtroppo, la mancanza di risoluzione vicino a parete porta ad un errore che si riflette negli andamenti, i quali divergono al decrescere delle unità di parete (da circa $y^+ = 40$ nel peggiore dei casi) anziché tendere a zero. Una cosa interessante che si può osservare è che, se per i quadranti Q1 e Q3 i contributi prodotti dalle varie placche non differiscono molto tra loro, in Q2 e Q4 la riduzione rispetto alla placca liscia appare più marcata, a riprova di quanto detto finora. Le riblet, infatti, vanno ad agire sulle strutture responsabili della produzione di stress di Reynolds; vanno quindi ad intaccare gli eventi di *ejection* e *sweep*, producendo un decremento dei contributi in Q2 e Q4, rispettivamente, e lasciando inalterati quelli in Q1 e Q3.

Per quanto riguarda la differenza tra le varie condizioni, i risultati sembrano essere in linea con quanto detto finora: ad un $Re_\theta = 2790$ la placca riblettata sinusoidale 1 raggiunge la sua migliore performance, sia per gli eventi in Q2 che in Q4, mentre si avvicina maggiormente alla liscia all'aumentare del numero di Reynolds; la sinusoidale 2, invece, presenta una riduzione di eventi nettamente maggiore rispetto alle altre alla condizione di $Re_\theta = 3900$, soprattutto osservando il grafico del quarto quadrante. La mancanza di dati all'interno del buffer layer purtroppo ne limita molto le considerazioni da fare, poiché è lì che si concentra la maggior parte dell'attività turbolenta; tuttavia, una riduzione nell'*outer layer* è sicuramente provocata da una minore intensità delle strutture turbolente di parete che alimentano quelle esterne, quindi anche questo è un dato rilevante da tenere in considerazione.

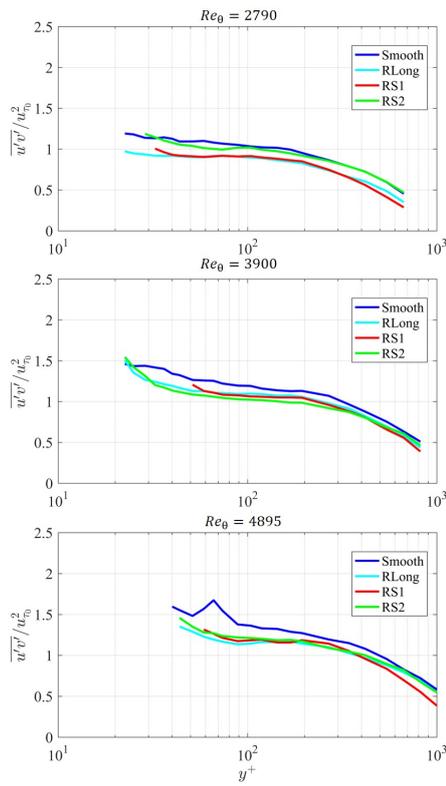


FIGURA 5.35: Andamenti di $\overline{u'v'}$ di Q1 in funzione delle unità di parete.

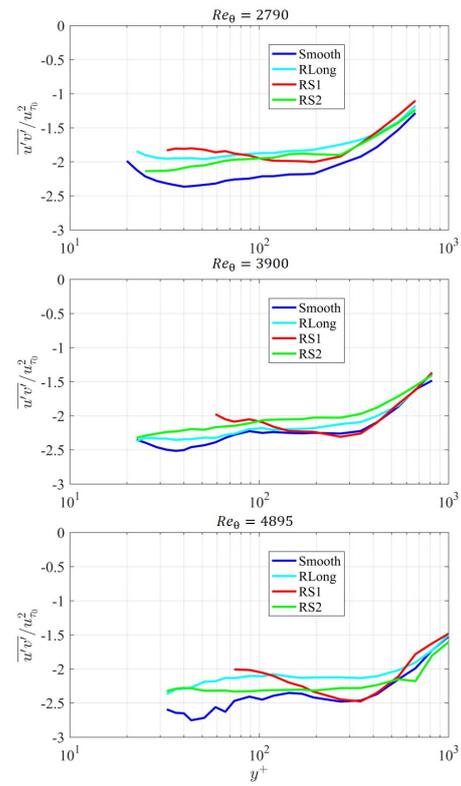


FIGURA 5.36: Andamenti di $\overline{u'v'}$ di Q2 in funzione delle unità di parete.

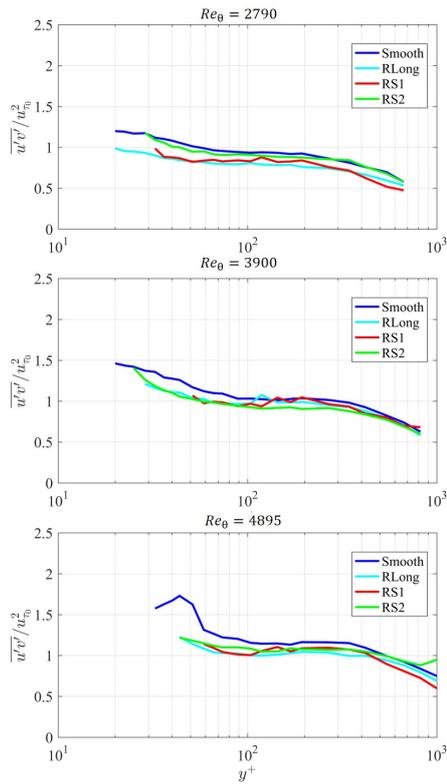


FIGURA 5.37: Andamenti di $\overline{u'v'}$ di Q3 in funzione delle unità di parete.

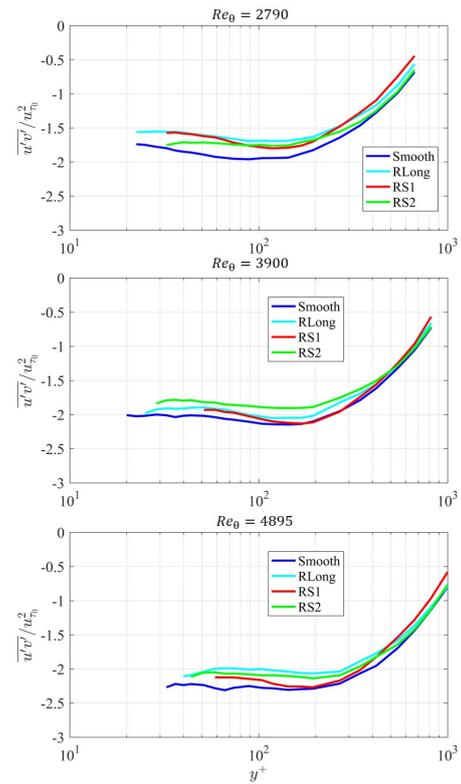


FIGURA 5.38: Andamenti di $\overline{u'v'}$ di Q4 in funzione delle unità di parete.

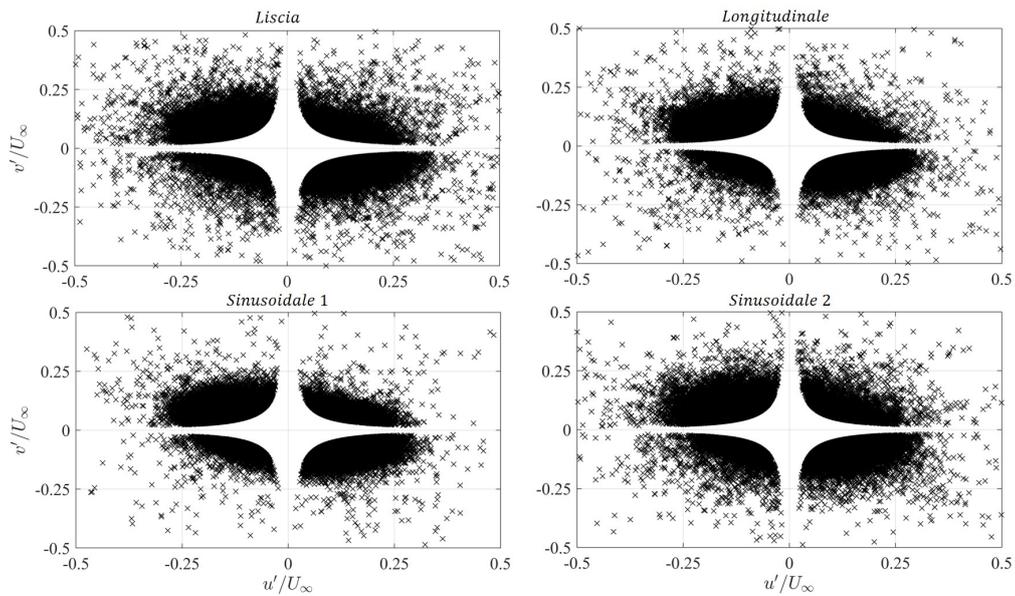


FIGURA 5.39: Valori di u' e v' divisi per quadranti ad un'altezza da parete pari a $y^+ = 100$ e ad un $Re_\theta = 2790$.

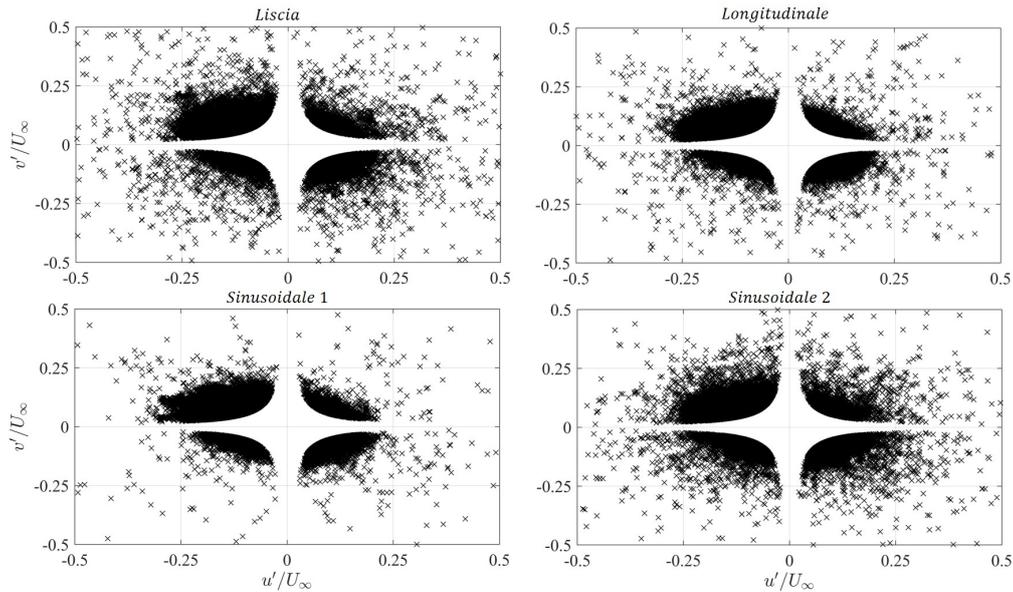


FIGURA 5.40: Valori di u' e v' divisi per quadranti ad un'altezza da parete pari a $y^+ = 500$ e ad un $Re_\theta = 2790$.

Nelle figure 5.39 e 5.40 vengono mostrate le coppie di valori (u, v) di ciascun punto del campo distribuite nei vari quadranti; il primo gruppo di diagrammi è stato acquisito ad un'altezza da parete pari a $y^+ = 100$, il secondo a $y^+ = 500$. La parte vuota al centro è il risultato della rimozione delle coppie che contribuiscono poco al valore totale di stress di Reynolds, poiché il loro prodotto $\overline{u'v'}$ è piccolo, ma che appesantivano notevolmente le immagini, costituendo una parte rilevante di punti rispetto al totale. Per evitare di rendere la lettura stancante con l'aggiunta di un numero ingente di immagini, sono stati presentati solo i diagrammi catturati ad un numero di Reynolds pari a $Re_\theta = 2790$. L'analisi, in questo caso, è prettamente qualitativa, ma è evidente la riduzione di coppie dal grande valore di Reynolds stress rispetto alla placca liscia, soprattutto nel quarto quadrante (quindi, nel numero di eventi di tipo *sweep*). La placca con riblet sinusoidali *RS1*, inoltre, anche qui appare chiaramente come la migliore in termini di performance. Inoltre, è interessante notare come il numero di punti tra $y^+ = 100$ e $y^+ = 500$ si addensi verso l'origine, segnale di una minore attività turbolenta; d'altronde, nel secondo caso si è già molto lontani da parete e l'attività turbolenta è quasi minima.

5.6 "Proper Orthogonal Decomposition"

Finora i dati di PIV sono stati utilizzati per calcolare le statistiche più importanti del campo di moto, aggiungendo quasi nulla, se non i contributi fluttuanti nelle direzioni *normalwise* e *spanwise*, alle informazioni ottenute dai dati di filo caldo. D'altronde, l'approccio statistico in un moto turbolento come quello di strato limite è l'unico valido, in quanto permette di evidenziare i comportamenti coerenti delle strutture vorticosi; l'analisi dei campi istantanei di moto, al contrario, non permettono uno studio dettagliato di queste strutture, in quanto influenzati dalla dipendenza temporale e, soprattutto, dal rumore randomico (fluidodinamico, non dato dall'acquisizione) presente all'interno del campo, che

non permette una visualizzazione sistematica dei vortici di interesse e, in particolare, di fare una valutazione sulle differenze, piccole, tra le strutture coerenti presenti sopra una placca liscia e una riblettata.

L'obiettivo principale, quindi, da affrontare è come visualizzare e analizzare obiettivamente strutture coerenti. Un approccio statistico diverso da quelli adottati finora è sicuramente l'analisi mediante decomposizione ortogonale *POD*, un potente strumento che può essere utilizzato per esaminare strutture coerenti incorporate nei flussi turbolenti. L'analisi *POD* si basa sul principio secondo il quale un campo di moto generico $\vec{v}(\vec{x}, t)$ possa essere espresso dalla combinazione lineare di un numero infinito di modi, del tipo:

$$\vec{v}(\vec{x}, t) = \sum_{n=1}^{\infty} a_n(t) \varphi_n(\vec{x}). \quad (5.6)$$

Partendo da un numero finito di immagini è impossibile riconoscere tutti gli infiniti modi che lo compongono (si può, infatti, ottenere al massimo un numero di modi pari al numero di immagini acquisite); tuttavia, la *POD* fornisce il modo più efficiente per catturare i contributi maggiormente dominanti degli infiniti modi calcolandone solo un numero finito (Cai *et al.*, 2009 [26]). L'analisi identifica una base ortonormale partendo da una matrice formata dalla parte fluttuante dei dati ottenuti tramite *PIV*; la matrice è del tipo $U \in \mathbb{R}^{n \times p}$, dove n è pari al numero di immagini raccolte nell'acquisizione e p il numero di punti di ciascuna istantanea (disposti, ovviamente, in un unico vettore riga) (Raiola *et al.*, 2015 [1]). La matrice di dati può essere scomposta come segue:

$$U = \Psi \Sigma \Phi^T, \quad (5.7)$$

dove Ψ e Φ rappresentano le basi dei coefficienti temporali e spaziali, rispettivamente, ed hanno dimensione $n \times m$ (con m numero di modi) e $m \times p$, mentre Σ è una matrice diagonale di dimensioni $m \times m$, legata esclusivamente ai modi del campo. L'elevato numero di punti presenti un'istantanea, nettamente superiore al numero di immagini raccolte ($n \ll p$), rende sconveniente utilizzare l'equazione (5.7), mentre il metodo degli *snapshot* ideato da Sirovich (1987) [38] permette di alleggerire notevolmente il calcolo, poiché dimostra che i modi possono essere calcolati partendo dalla matrice Hermitiana $U^T U$:

$$U^T U = \Phi \Sigma \Sigma \Phi^T = \Phi \Lambda \Phi^T. \quad (5.8)$$

La matrice Λ è una matrice diagonale contenente ciascun autovalore, la cui magnitudine indica il contributo energetico dei rispettivi modi. Nel metodo degli *snapshot*, il numero di autovalori è uguale a quello delle istantanee utilizzate (Λ è quindi una matrice $n \times n$).

La (5.8), quindi, è stata applicata sui set di dati delle varie placche ottenuti tramite *PIV*, in modo da valutare il contributo energetico distribuito sui vari modi e visualizzare allo stesso tempo le strutture dei modi con il contributo più determinante. In tabella 5.4 sono stati raggruppati alcuni degli autovalori più rappresentativi dei campi di moto, insieme ai contributi energetici relativi ai loro modi. I risultati mostrano che il primo modo, da solo, contiene circa il 20% di energia, a seconda della placca, per poi decrescere all'aumentare dei modi; i contributi più rilevanti dati dal primo modo sono quelli delle placche con riblet longitudinali e sinusoidali di tipo 2, con il 24% del contributo totale. Le strutture coerenti sono costituite dalla somma dei modi che contengono il

TABELLA 5.4: Alcuni autovalori ottenuti tramite analisi POD per ciascuna placca, moltiplicati per un fattore 10^8 . Insieme agli autovalori sono tabulati i contributi energetici relativi alla ricostruzione con i primi n modi. Dati a $Re_\theta = 3900$.

Modi n	<i>Liscia</i>		R_{Long}		R_{S1}		R_{S2}	
	λ	$E(\%)$	λ	$E(\%)$	λ	$E(\%)$	λ	$E(\%)$
1	8.711	19.81	9.317	24.07	9.304	20.65	11.470	24.12
2	3.911	28.70	4.012	34.44	4.188	29.94	4.491	33.57
3	3.625	36.94	2.154	40.01	2.633	35.79	3.437	40.79
4	1.878	41.22	1.883	44.87	2.005	40.24	1.775	44.53
5	1.469	44.56	1.369	48.41	1.330	43.19	1.355	47.38
6	0.998	46.82	1.023	51.05	1.107	45.65	1.060	49.61
7	0.904	48.88	0.883	53.33	0.857	47.55	0.950	51.60
8	0.617	50.28	0.624	54.94	0.666	49.03	0.875	53.44
10	0.591	53.01	0.519	57.85	0.575	51.62	0.575	55.99
50	0.077	68.90	0.069	75.11	0.079	67.78	0.068	70.33
100	0.034	74.57	0.029	80.61	0.042	73.88	0.040	75.59
300	0.014	83.95	0.009	88.84	0.014	84.22	0.014	85.61
800	0.004	92.63	0.002	94.07	0.004	92.36	0.004	93.04

90% dell'energia del flusso (Cai *et al.*), quindi è necessario un numero ingente di modi per costruirle; il fatto che richiedano oltre 300 modi è indice della complessità del segnale e, di conseguenza, della piena turbolenza del campo di moto. In particolare, per raggiungere il 90% di energia la placca liscia necessita di 590 modi, lo stesso numero di quelli per la sinusoidale 1, mentre la placca con riblet longitudinali e $RS2$ ne richiedono un numero minore, rispettivamente 360 e 510.

Questo minor numero può essere indice del fatto che l'energia viene contenuta nelle scale più grandi, indice di un moto più ordinato delle strutture, e non viene dissipata verso quelle più piccole. Il fatto che $RS1$ non lavori bene quanto $RS2$ è coerente con la prova analizzata, quella a $Re_\theta = 3900$, dove la seconda è già stato visto lavorare meglio della prima. I dati della tabella 5.4 riferiti ai contributi energetici sono stati diagrammati ed esposti in figura 5.41.

L'analisi sugli autovalori del campo di moto è stata eseguita calcolando la matrice Λ del sistema 5.8. L'altra matrice incognita presente nel sistema, Φ , permette invece di visualizzare i modi del campo indipendenti dal tempo: Φ è, infatti, la matrice dei coefficienti spaziali del campo U , di dimensioni pari al numero di modi calcolati m per il numero di punti della griglia dell'immagine. Nelle figure 5.42, 5.43, 5.44 e 5.45 sono mostrati i primi otto modi spaziali di ciascuna placca, completati da un'analisi dei quadranti condotta sul campo fluttuante (u', v') di ciascun modo, condotta per fornire informazioni ulteriori sul contributo di stress di Reynolds di ciascun evento che contribuisce a creare le strutture coerenti.

Confrontando i modi tra le varie placche non si notano particolari differenze delle strutture che li compongono: i primi cinque modi sono pressoché analoghi in tutti i quattro casi analizzati, mentre dal sesto si iniziano ad evidenziare differenze maggiori, come ad esempio il settimo e ottavo modo della placca $RS1$ totalmente diversi dagli altri. Anche a livello di contributi di ciascun quadrante, il primo modo, in cui si evidenzia solo un grande contributo in

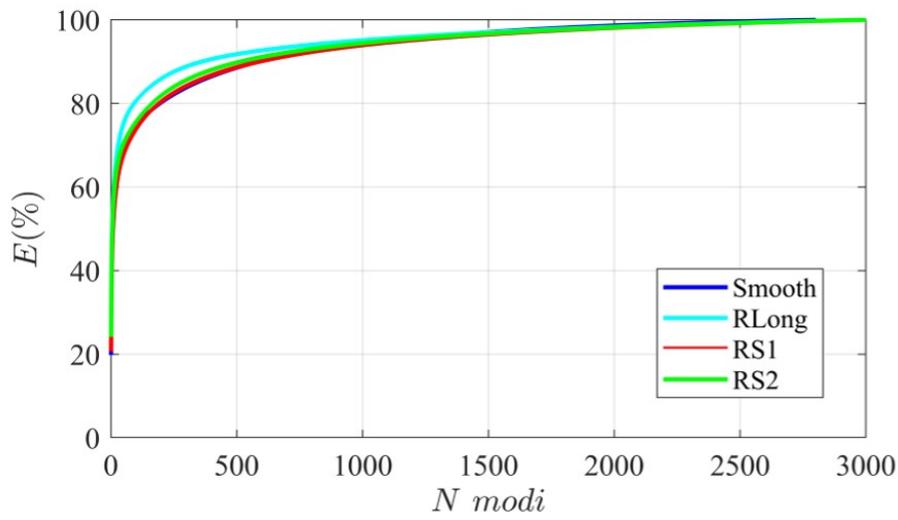


FIGURA 5.41: Contributi energetici di ciascuna placca relativi alla ricostruzione con i primi n modi. Dati a $Re_\theta = 3900$.

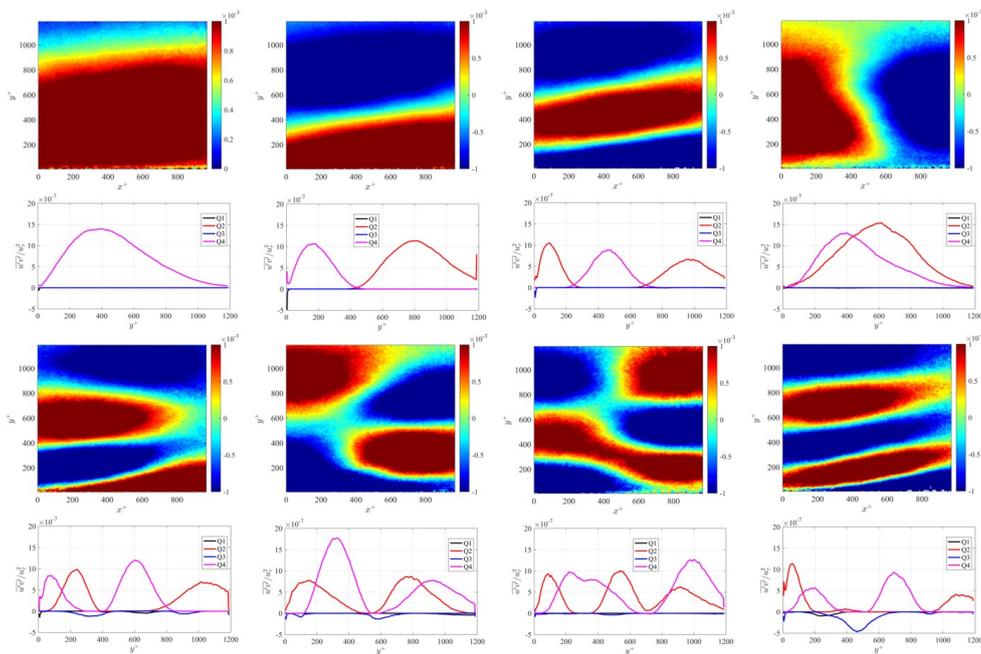


FIGURA 5.42: Mappe scalari delle fluttuazioni u' del campo di moto dei primi otto modi, unite ad un'analisi dei quadranti degli stress di Reynolds. Modi di placca liscia.

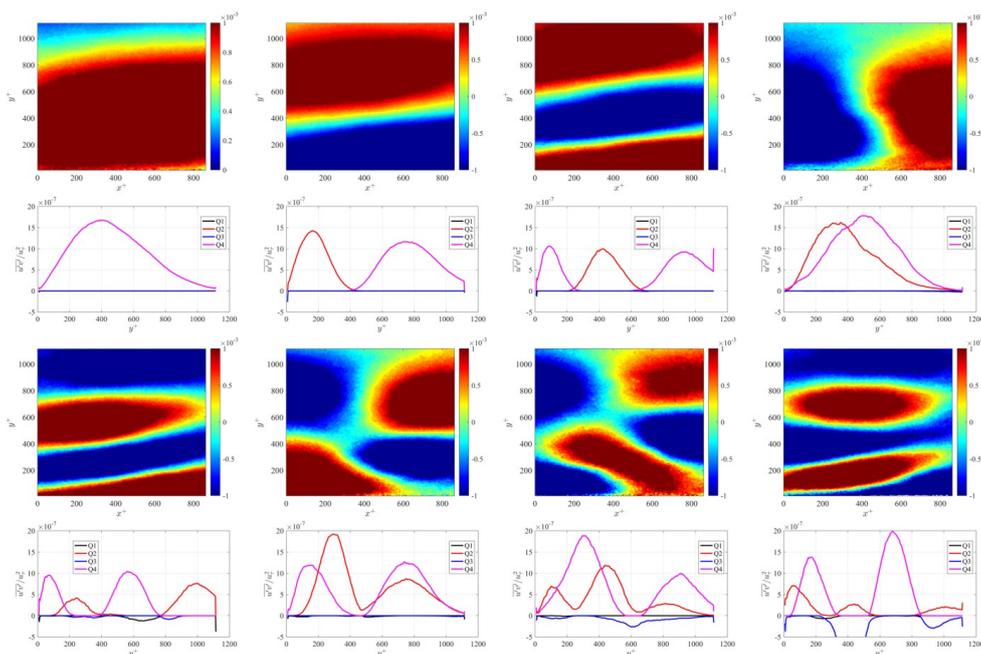


FIGURA 5.43: Mappe scalari delle fluttuazioni u' del campo di moto dei primi otto modi, unite ad un'analisi dei quadranti degli stress di Reynolds. Modi di placca con riblet longitudinali.

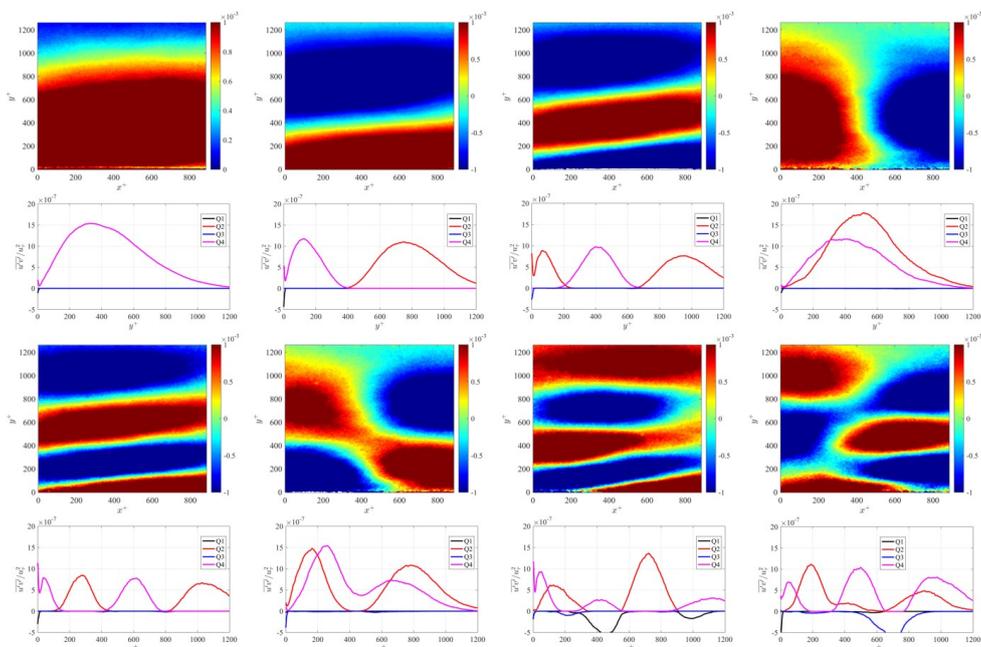


FIGURA 5.44: Mappe scalari delle fluttuazioni u' del campo di moto dei primi otto modi, unite ad un'analisi dei quadranti degli stress di Reynolds. Modi di placca RS1.

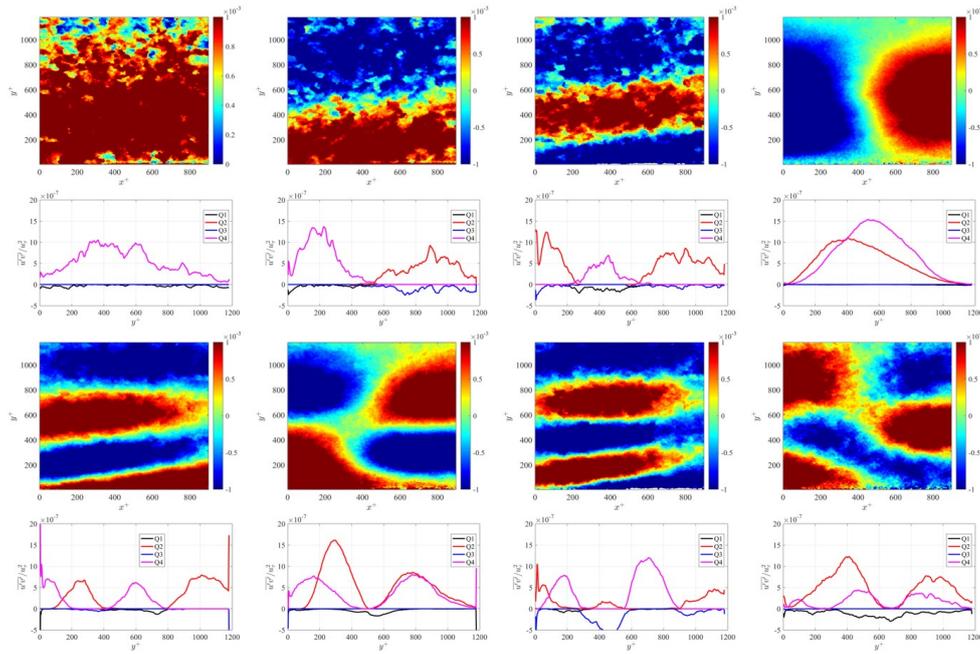


FIGURA 5.45: Mappe scalari delle fluttuazioni u' del campo di moto dei primi otto modi, unite ad un'analisi dei quadranti degli stress di Reynolds. Modi di placca *RS2*.

Q4 (quindi *sweeps*), è identico per tutti, mentre nel secondo modo si può notare un contributo maggiore fornito dalle *ejections* vicino parete per le placche riblettate rispetto alla liscia. Nel secondo e terzo modo, inoltre, è interessante osservare l'allontanamento di *sweep* ed *ejections* da parete, mantenendo un angolo costante di circa 12° . I contributi offerti dai quadranti Q1 e Q3 non vengono registrati fino al settimo modo, a riprova del fatto che non sono rilevanti nell'analisi delle strutture coerenti.

Va segnalato, infine, il forte rumore presente nei modi della placca *RS2*. L'ipotesi principale di questo problema riscontrato consiste in un errore in fase di calibrazione (*dewarping* o *disparity*) che produce una differenza di valori tra i set acquisiti. Tale ipotesi è confermata dai problemi riscontrati nell'analisi di convergenza.

5.7 Contributi energetici

L'ultima sezione è incentrata sull'analisi dei vari contributi energetici che influenzano la variazione di energia all'interno del fluido, la quale si riflette sulla generazione di resistenza a parete. Per comprendere i vari apporti analizzati, è opportuno richiamare l'equazione di bilancio di energia cinetica turbolenta, ricavata sottraendo l'equazione della quantità di moto mediata alla Reynolds alle Navier-Stokes e moltiplicando successivamente per la velocità fluttuante u'_i :

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = -\overline{u'_i u'_j} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \nu \overline{\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \frac{\partial u'_i}{\partial x_j}} - \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\overline{u'_j{}^2 u'_i} / 2 + \overline{u'_i p'} / \rho - \nu \frac{\partial k}{\partial x_i} \right). \quad (5.9)$$

La notazione per pedici indica una somma dei termini, quindi l'equazione, in quanto energetica, è di tipo scalare. k rappresenta l'energia cinetica turbolenta ed è definita come

$$k = \overline{u_i'^2} = 0.5 \left(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2} \right). \quad (5.10)$$

Il secondo termine a destra dell'equazione (5.9) rappresenta la dissipazione tramite viscosità di energia cinetica turbolenta alle scale più piccole. I gradienti delle fluttuazioni lavorano in modo tale da trasformare l'energia cinetica in energia interna; di conseguenza, il termine di dissipazione è positivo e il suo contributo nell'equazione negativo. L'ultimo termine rappresenta la diffusione, responsabile del trasporto di energia dalle scale più grandi a quelle più piccole, dove poi viene dissipata.

Il termine chiave dell'equazione è tuttavia il termine di produzione: l'azione dei gradienti di velocità media contraria a quella degli stress di Reynolds, infatti, rimuove energia cinetica dal flusso medio, immettendola nel campo delle fluttuazioni. Il termine, non a caso, è presente in entrambe le equazioni, quella del campo medio e in questa, ma con segno opposto. Nella (5.9) il suo contributo è positivo poiché immette energia nel sistema, ma togliendola dal campo più importante, quello medio, la sua presenza è vista in modo negativo dal punto di vista ingegneristico, dal momento che alimenta un sistema (quello delle fluttuazioni) responsabile esclusivamente di dissipare energia cinetica dal campo di moto. Per questo motivo è di fondamentale importanza ridurre gli stress di Reynolds, per limitare l'alimentazione del bilancio energetico turbolento.

L'attenzione è rivolta, quindi, al termine di produzione, dissipazione e del contributo più rilevante del trasporto, elencati qui di seguito in maniera estesa:

$$P = -\overline{u'v'} \frac{\partial \overline{U}}{\partial y}; \quad (5.11)$$

$$D = \nu \left[\overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial x} \right)^2} + 2 \overline{\left(\frac{\partial v'}{\partial x} \right)^2} + 4 \overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial y} \right)^2} + 2 \overline{\left(\frac{\partial v'}{\partial y} \right)^2} \right]; \quad (5.12)$$

$$T = -\frac{1}{2} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\overline{u'^2 v'} + 2 \overline{v'^3} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\overline{u'^3} + 2 \overline{u'v'^2} \right) \right]. \quad (5.13)$$

I valori ottenuti sono quindi stati adimensionalizzati tramite la velocità del flusso indisturbato U_∞ e lo spessore della quantità di moto θ , ottenendo i valori adimensionali P^+ , D^+ e T^+ .

$$P^+ = \frac{P}{U_\infty^3 / \theta}, \quad D^+ = \frac{D}{U_\infty^3 / \theta}, \quad T^+ = \frac{T}{U_\infty^3 / \theta}. \quad (5.14)$$

L'analisi dei contributi energetici è stata effettuata a due diversi numeri di Reynolds, $Re_\theta = 2790$ e $Re_\theta = 3900$, utilizzando i dati PIV. Partendo dall'analizzare la produzione, nelle figure 5.46 e 5.47 vengono mostrati i gruppi di mappe per ciascuna placca ai due numeri di Reynolds. In entrambi i casi è evidente come i contributi prodotti dalle placche riblettate siano minori rispetto a quello di placca piana, con le sinusoidali che offrono una riduzione ulteriore rispetto alla placca con riblet longitudinali. Il tutto è ancora più coerente se si confrontano le due sinusoidali: a $Re_\theta = 2790$ il comportamento migliore si ha con *RS1*, mentre *RS2* ha una migliore efficienza a Reynolds più elevati,

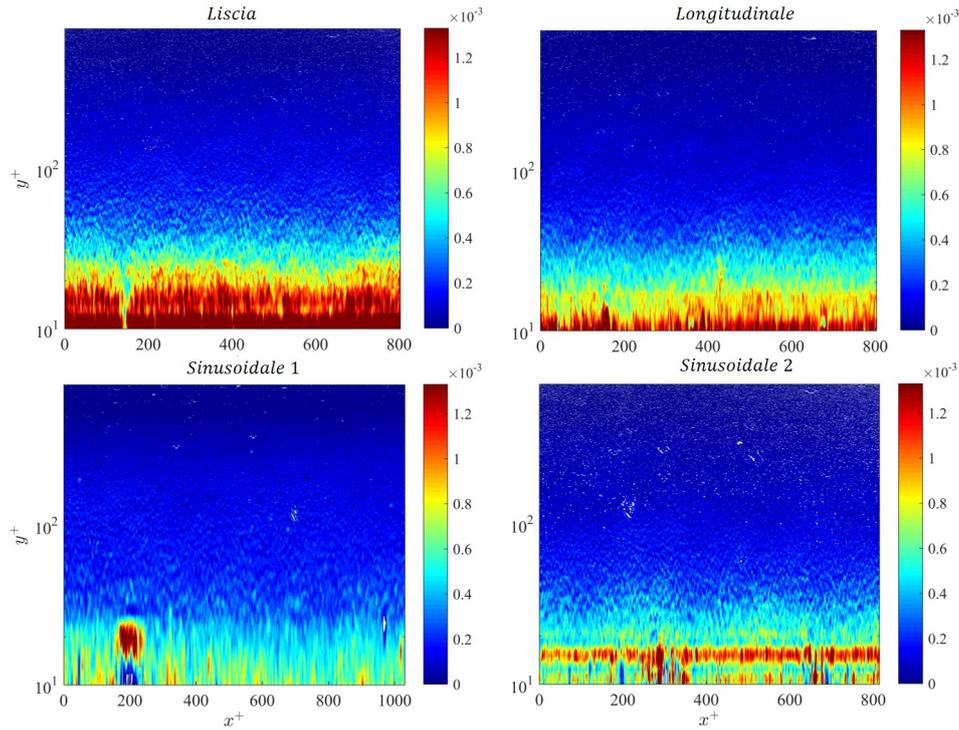


FIGURA 5.46: Mappe scalari del contributo produttivo di energia cinetica turbolenta adimensionalizzato per ciascuna placca. $Re_\theta = 2790$.

in linea con le ipotesi fatte finora sul massimo rendimento delle due placche. Delle osservazioni ulteriori, in realtà, vanno fatte sulla mappa della placca con riblet sinusoidali 1 a $Re_\theta = 3900$, poiché presenta un comportamento anomalo vicino parete, con valori abbondantemente al di sopra e al di sotto della scala utilizzata. L'ipotesi più probabile è che sia presente un forte rumore ad influenzare la misura, nonostante sia evidente anche l'esistenza di un trend ben visibile, che vede la presenza di due picchi di produzione collocati a $x^+ \approx 200$ e $x^+ \approx 1100$, evidenziati anche a $Re_\theta = 2790$. I valori delle mappe sono quindi stati mediati ad ogni altezza e diagrammati nei grafici di figura 5.48, dove si può nuovamente apprezzare quanto detto in precedenza.

Il fatto che le placche riblettate mostrino una minor produzione di energia cinetica turbolenta implica un minor quantitativo di energia entrante nel sistema del campo turbolento, di conseguenza una minor energia da trasportare dalle scale più grandi a quelle minori e una minore energia da dissipare. Queste ipotesi sono confermate in parte dai risultati ottenuti dai termini di trasporto e dissipazione. In parte perché, come evidenziano le figure 5.49 e 5.50, le mappe del trasporto di energia sono tremendamente affette da rumore e non sono, quindi, attendibili. Sebbene sembri comunque che le placche con riblet sinusoidali abbiano una componente di trasporto maggiore a parete rispetto alle altre, tali sensazioni sono smentite osservando i diagrammi di figura 5.51, in cui non si evidenziano, all'interno dell'andamento notevolmente rumoroso, picchi di una placca sull'altra.

I risultati dei contributi dissipativi, al contrario, sono di particolare interesse, poiché confermano le ipotesi di una riduzione di energia dissipata alle scale più piccole per le placche riblettate. La fig. 5.53 ($Re_\theta = 2790$) evidenzia

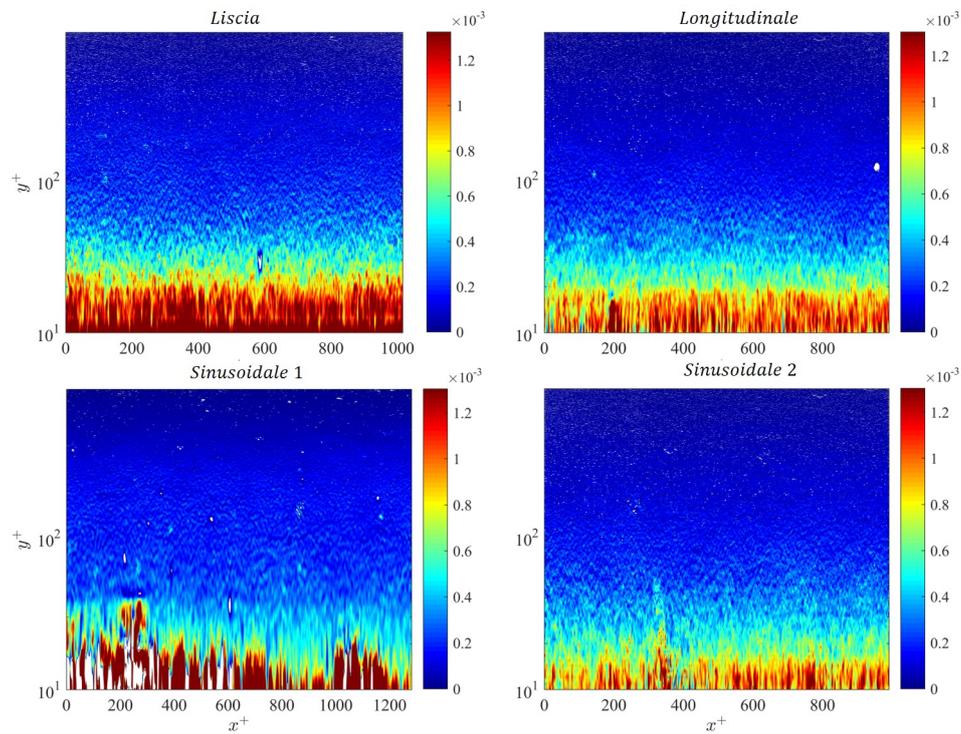


FIGURA 5.47: Mappe scalari del contributo produttivo di energia cinetica turbolenta adimensionalizzato per ciascuna placca. $Re_\theta = 3900$.

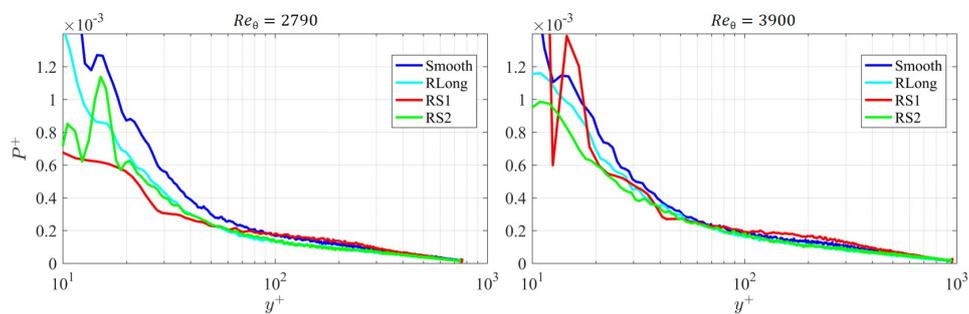


FIGURA 5.48: Andamento del contributo medio produttivo di energia cinetica turbolenta adimensionalizzato al variare di y^+ per ciascuna placca.

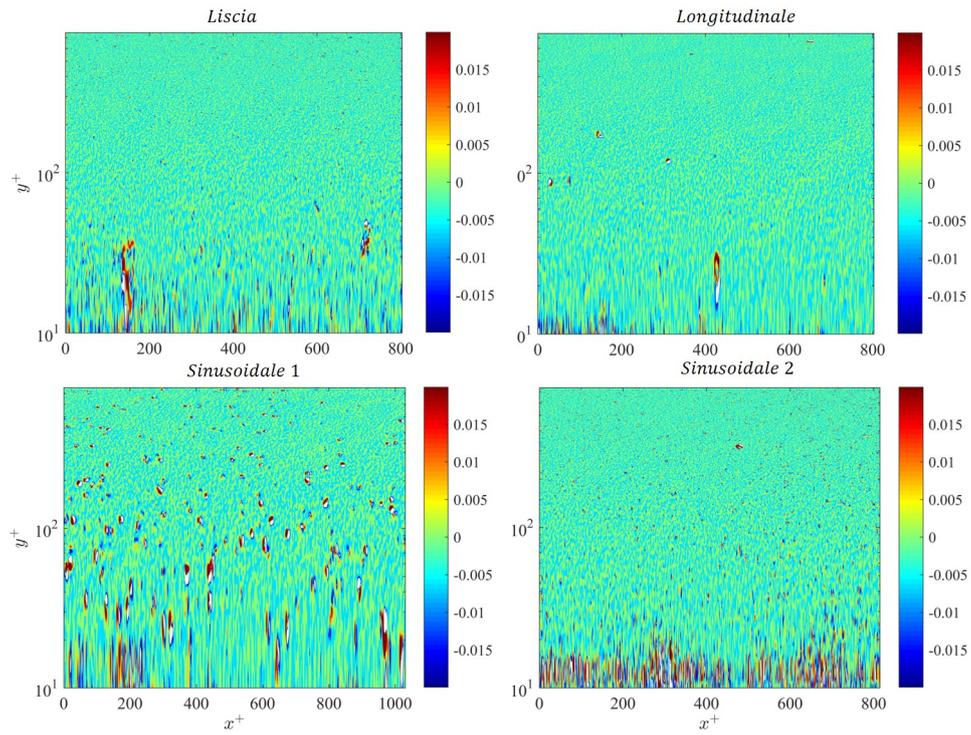


FIGURA 5.49: Mappe scalari del trasporto di energia cinetica turbolenta adimensionalizzato per ciascuna placca. $Re_\theta = 2790$.

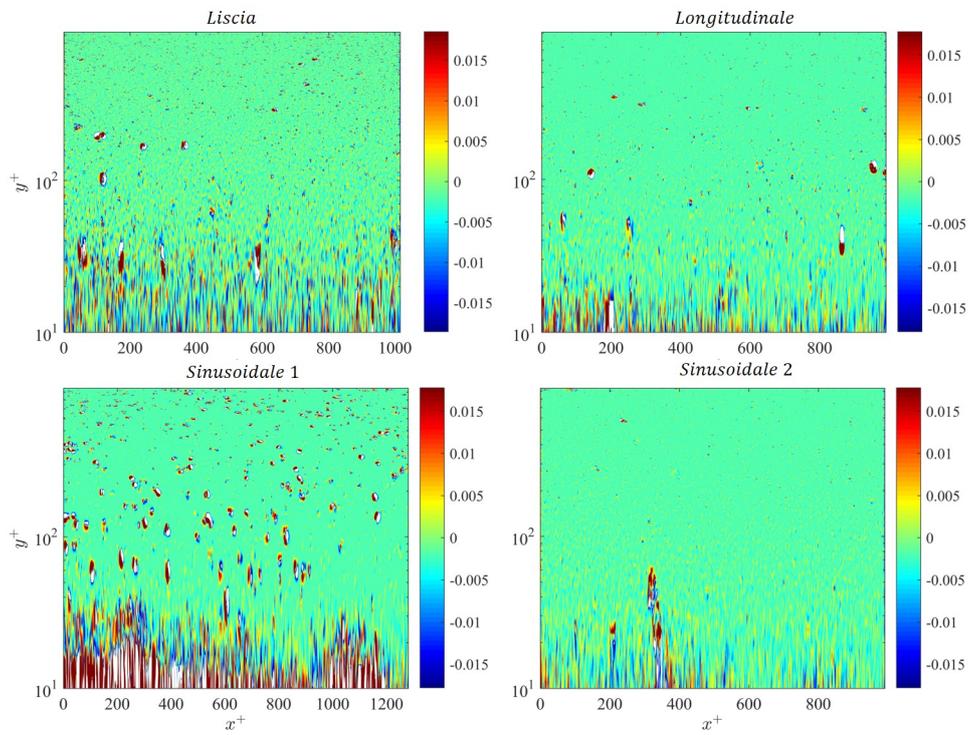


FIGURA 5.50: Mappe scalari del trasporto di energia cinetica turbolenta adimensionalizzato per ciascuna placca. $Re_\theta = 3900$.

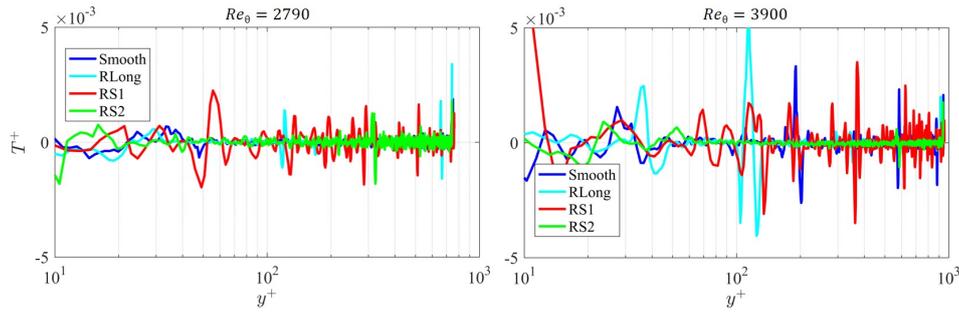


FIGURA 5.51: Andamento del trasporto medio di energia cinetica turbolenta adimensionalizzato al variare di y^+ per ciascuna placca.

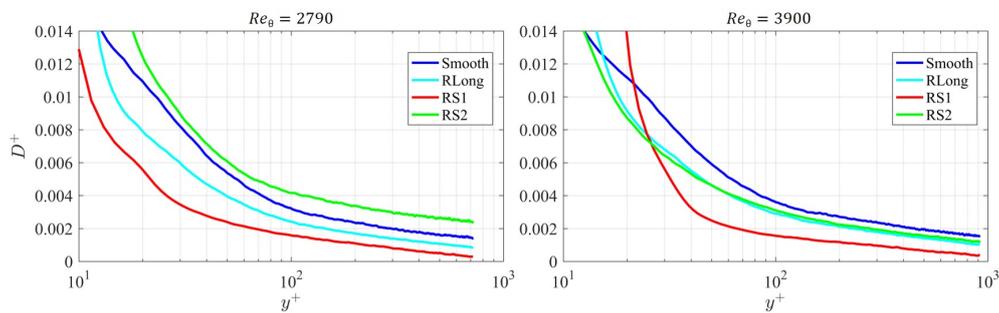


FIGURA 5.52: Andamento della dissipazione media di energia cinetica turbolenta adimensionalizzata al variare di y^+ per ciascuna placca.

come solo la placca *RS2* produca nel complesso una maggiore dissipazione rispetto alla placca liscia, mentre a $Re_\theta = 3900$ (fig. 5.54) sia *RS1* a dissipare maggiormente (sebbene solo a basse y^+ , come si può osservare dai diagrammi 5.52, in cui non si ha attendibilità certa dei risultati). Si può quindi ipotizzare che la dissipazione sia fortemente legata alle condizioni ottimali di lavoro delle placche sinusoidali, le quali dissipano meno energia quando utilizzate al numero di Reynolds in cui hanno le migliori prestazioni in termini di resistenza. La placca liscia e quella con riblet longitudinali, invece, presentano lo stesso comportamento al variare del numero di Reynolds.

Osservando le placche sinusoidali, inoltre, si possono ritrovare gli stessi picchi presenti nelle mappe di produzione. La particolarità di questi picchi è la distanza tra loro: in termini dimensionali, la distanza tra i picchi di energia nelle mappe di *RS1* è quasi pari alla lunghezza d'onda delle sinusoidi (18.7 mm contro 19.2), mentre in *RS2* pari alla metà (ma se ne osservano tre diversi, quindi uno ogni $\lambda/2$). Ciò potrebbe implicare una maggiore dissipazione in determinati punti della sinusoide, verosimilmente dove il maggiore angolo di incidenza tra creste e flusso *streamwise* (quindi dove la sinusoide cambia segno) porta alla rottura del flusso e, conseguentemente, a un incremento di energia cinetica turbolenta prodotta e dissipata; questo abbattimento, sebbene penalizzante nel punto di picco, porterebbe a una notevole riduzione di energia prodotta nelle altre zone, tanto da rendere il valor medio minore rispetto a quello di placca liscia. L'idea di far coincidere, inoltre, i picchi con i punti in cui la sinusoide ha la massima inclinazione giustificherebbe la presenza di un

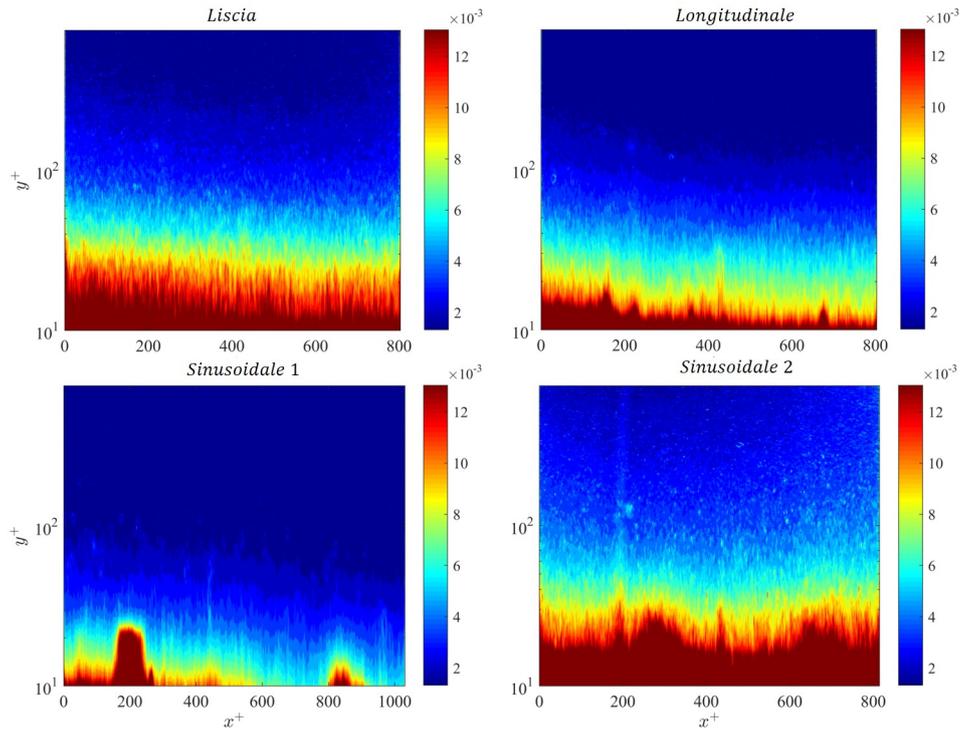


FIGURA 5.53: Mappe scalari della dissipazione di energia cinetica turbolenta adimensionalizzata per ciascuna placca. $Re_\theta = 2790$.

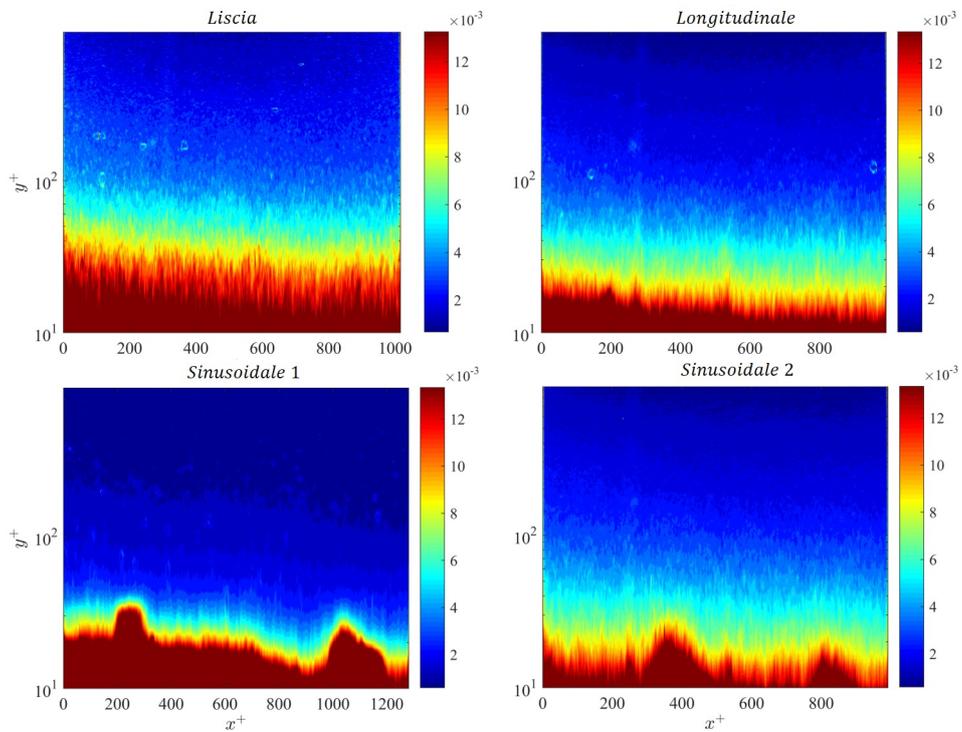


FIGURA 5.54: Mappe scalari della dissipazione di energia cinetica turbolenta adimensionalizzata per ciascuna placca. $Re_\theta = 3900$.

picco ogni mezza lunghezza d'onda (è probabile, infatti, che anche in *RS1* si abbia un terzo picco, mascherato, tra i due).

Capitolo 6

Conclusioni

Nel corso della tesi è stato analizzato il flusso di strato limite presente intorno a placca piana con superficie liscia o riblettata attraverso diverse tecniche di misurazione e analisi dati, portando a risultati promettenti. Prima di tutto, i risultati di placca liscia hanno evidenziato un comportamento in linea con quelli di letteratura: l'andamento dei profili medi è coerente e i profili di turbolenza presentano i picchi dai valori e dalle posizioni analoghi ai dati di bibliografia. Sebbene i dati di filo caldo abbiano mostrato un picco di turbolenza nel buffer layer più basso del previsto, è stato giustificato dalla bassa risoluzione della sonda, unita a cambiamenti delle condizioni ambiente, al degrado e alla pulizia del filo e ad un disallineamento dei sostegni, che hanno portato ad una modulazione del segnale riducendone il picco. I risultati di letteratura hanno trovato conferma anche per quanto riguarda le analisi effettuate sulla placca con riblet longitudinali. I valori di *Drag Reduction* sono in linea con quelli ottenuti da Bechert *et al.* [15] con riblet dalla sezione di gola analoga a quella studiata nella tesi, raggiungendo un picco di riduzione pari al 6% ad uno spacing s^+ vicino a 13.5; prima e dopo il picco l'andamento rimane coerente con il dato di bibliografia, sia nella regione viscosa in cui tende a riduzione di resistenza nulla in maniera lineare, sia in quella di *breakdown*. L'andamento coerente di *DR* è conseguenza di una misura coerente dei profili medi di velocità, ma anche i campi di turbolenza e degli stress di Reynolds hanno portato a risultati promettenti, con evidenti riduzioni di attività turbolenta vicino parete rispetto al caso di placca liscia.

Oltre a confrontare i risultati ottenuti con quelli presenti in letteratura, il lavoro svolto in tesi si è incentrato soprattutto sul valutare effettivi vantaggi legati all'utilizzo di placche riblettate con riblet dall'andamento sinusoidale e sul capire eventualmente il meccanismo di riduzione di questi. Le placche con riblet sinusoidali testate sono state due, aventi stessa lunghezza d'onda delle sinusoidi, le quali variavano solo in ampiezza. I risultati ottenuti hanno mostrato un picco di *Drag Reduction* in entrambi i casi intorno all'8%, migliore quindi del caso con riblet longitudinali, evidenziati però a velocità diverse ($s^+ = 10$ per le sinusoidi con ampiezza minore, $s^+ = 14$ per quelle con ampiezza maggiore). La differenza è stato ipotizzato essere causata da un meccanismo che regola tale andamento analogo a quello che determina una riduzione di resistenza in una placca piana oscillante; in quel caso, la condizione di ottimo si ha per un dato rapporto tra ampiezza e velocità dell'oscillazione ($T^+ = 100$). Ipotizzando che l'aumento di velocità del flusso in galleria agisca sulla placca riblettata in modo simile a come agiva la velocità di oscillazione, mantenere la condizione di ottimo con un aumento di velocità implica aumentare l'ampiezza di oscillazione. Le ipotesi sono state confermate anche attraverso le analisi sugli stress di Reynolds e i contributi energetici, evidenziando una minore

produzione di energia cinetica turbolenta di una sinusoidale rispetto all'altra ai rispettivi numeri di Reynolds ottimali, in ogni caso inferiore a quella prodotta dalla placca piana.

Applicazione in campo aeronautico

Sebbene dal punto di vista sperimentale questi risultati siano estremamente promettenti, il vantaggio che ne comportano sembra ancora non essere sufficiente e un'applicazione in ambito aeronautico prematura. Le prestazioni di una riblet, infatti, sono estremamente sensibili alle condizioni della superficie lavorata; installarle sulle superfici di un velivolo comporterebbe fronteggiare due problemi: produrle in modo economico ed affidabile (in grado, cioè, di restare intatte per un determinato numero di ore di volo) e mantenerle pulite. Il problema del cleaning delle superfici riblettate, in realtà, sembra essere già stato affrontato e risolto aggiungendo una micro-rugosità artificiale ulteriore (con protuberanze di dimensioni inferiori ai $10 \mu m$) alla superficie riblettata in modo da favorire lo scorrimento dello sporco accumulato quando viene portato via da liquidi detergenti (Bechert *et al.*, 2000 [35]). Tuttavia, è necessario implementare un metodo di produzione economico in grado di introdurre questa rugosità artificiale. La problematica produttiva, in realtà, si estende anche al discorso delle riblet stesse: data l'elevata sensibilità da parte delle prestazioni in base alla geometria delle scanalature, ci si aspetta che anche una minima variazione possa influenzare negativamente la performance in termini di *Drag Reduction*. Tra le varie proposte di produzione avanzate, interessante è quella nata dal progetto *FAMOS* [3], scaturito dalla collaborazione di Airbus e Lufthansa: la proposta prevede un metodo automatizzato di stampaggio delle riblet direttamente sulla vernice attraverso degli stampi applicati su di essa quando ancora fresca che, una volta indurita mediante raggi ultra-violetti, mantiene la geometria della riblet desiderata sulla superficie. Il progetto ha da qualche anno visto la conclusione della fase sperimentale ed è in attesa di ulteriori sviluppi dal punto di vista applicativo. In ogni caso, abbattere i costi di produzione è un passo fondamentale per la sopravvivenza della tecnologia di placca riblettata.

Approfondimenti futuri

Attraverso i risultati ottenuti in tesi è stato possibile affermare come le placche con riblet sinusoidali portino a vantaggi ulteriori rispetto a quelle con scanalature longitudinali in termini di resistenza d'attrito a parete. Un altro obiettivo della tesi era quello di comprendere il modo in cui tale riduzione avvenisse: le teorie maggiormente accreditate sono due, anche se una non esclude l'altra; la prima è che la riduzione sia causata dall'allontanamento delle strutture vorticosi dalla parete, a causa di un flusso all'interno dei canali pressoché fermo; la seconda è che le riblet portino ad una riorganizzazione delle strutture coerenti, indebolendole o riducendole in numero. Con la strumentazione utilizzata non è stato possibile verificare la prima ipotesi, causa la necessità di un'elevatissima risoluzione a parete; i risultati ottenuti, invece, hanno evidenziato in tutte le analisi una riduzione di attività turbolenta e di produzione di energia cinetica turbolenta. Ulteriori approfondimenti, come ad esempio uno studio sul numero di eventi VITA (*Variable Interval Time Averaging*) e VI-SA (*Variable Interval Space Averaging*), dovrà essere condotta per capire se la

riduzione sia stata causata da un indebolimento delle strutture o da una riduzione in numero di esse. Per le riblet sinusoidali, inoltre, la riduzione ulteriore di resistenza è probabile sia causata dal moto oscillatorio delle creste, il quale porta alla rottura delle strutture e a una riconfigurazione della turbolenza all'interno dello strato limite; anche qui, eventuali dubbi potranno essere risolti attraverso l'analisi VITA.

Oltre alle analisi aggiuntive da condurre sui dati raccolti, sarà fondamentale raccogliere ulteriori dati sulla componente *spanwise* della velocità (specialmente per le placche con riblet sinusoidali), per sopperire alla scarsa attendibilità dei dati di Stereo-PIV. A tal proposito, una possibile soluzione sarà quella di utilizzare la tecnica PIV classica, rivelatasi consistente ed affidabile, per catturare campi di velocità nel piano $x - z$ (paralleli, quindi, alla superficie della placca) a diverse altezze, in modo da poter avere maggiormente chiaro il comportamento della componente w sia in valor medio che nelle sue fluttuazioni. Il problema principale, in questo caso, cosisterà nel ridurre il più possibile lo spessore del piano laser ed evitare modulazioni dei dati dovute ad acquisizioni in un range troppo elevato di y^+ . Un vantaggio, tuttavia, sarà l'assenza di riflessione del laser sulla placca, portando ad una risoluzione maggiore delle immagini.

Bibliografia

- [1] M. Raiola e S. Discetti e A. Ianiro. «On PIV random error minimization with optimal POD-based low-order reconstruction». In: *Exp Fluids* (2015).
- [2] P. Luchini e F. Manzo e A. Pozzi. «Resistance of a grooved surface to parallel flow and cross-flow». In: *Journal of Fluid Mechanics* 228 (1991), pp. 87–109.
- [3] *A shark learns to fly*. 2017. URL: <https://www.lufthansatechnik.com/famos>.
- [4] R.J. Adrian. «Hairpin vortex organization in wall turbulence». In: *Phys. Fluids* 19 (2006).
- [5] D.M. Bushnell. *Aircraft drag reduction*. review. NASA Langley Research Center, 2002.
- [6] R.J. Adrian e C.D. Meinhart e C.D. Tomkins. «Vortex organization in the outer region of the turbulent boundary layer». In: *Journal of Fluid Mechanics* 422 (2000), pp. 1–54.
- [7] K.S. Choi. «Near-wall structure of a turbulent boundary layer with riblets». In: *J. Fluid Mech.* 208 (1989), pp. 417–458.
- [8] K.S. Choi. «Near-wall structure of turbulent boundary layer with spanwise-wall oscillation». In: *Physics of Fluids* 14 (2002).
- [9] D. Coles. «The law of the wake in the turbulent boundary layer». In: *Journal of Fluid Mechanics* 1 (1956).
- [10] K.P. Nolan e E.J. Walsh e D.M. McEligot. «Quadrant analysis of a transitional boundary layer subject to free-stream turbulence». In: *J. Fluid Mech.* 422 (2010), pp. 310–335.
- [11] E. R. Van Driest. «On turbulent flow near a wall». In: *J. Aeronaut. Sci.* 11 (1956).
- [12] R.J. Adrian e G.E. Elsinga e B.W. Van Oudheusden e F. Scarano. «Three-dimensional vortex organization in a high-Reynolds-number supersonic turbulent boundary layer». In: *Journal of Fluid Mechanics* 644 (2010), pp. 35–60.
- [13] R. Grüneberger e F. Kramer e E. Wassen e W. Hage e R. Meyer e F. Thiele. «Influence of Wave-Like Riblets on Turbulent Friction Drag». In: *Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design* 119 (2012).
- [14] R.E. Falco. «Coherent motions in the outer region of turbulent boundary layers». In: *Physics of Fluids* 20 (1977).
- [15] D.W. Bechert e M. Bruse e W. Hage e J.G.T. e Van Der Hoeven e G. Hoppe. «Experiments on drag-reducing surfaces and their optimization with an adjustable geometry». In: *J. Fluid Mech.* 338 (1997), pp. 59–87.

- [16] Y.-S. Park e S.-H. Park e H.J. Sung. «Measurement of local forcing on a turbulent boundary layer using PIV». In: *Experiments in Fluids* 34 (2003).
- [17] B. Ganapathisubramani e E.K. Longmire e I. Marusic. «Experimental investigation of vortex properties in a turbulent boundary layer». In: *Phys. Fluids* 18 (2005).
- [18] R. Garcia-Mayoral e J. Jimenez. *Breakdown of the viscous regime and maximum drag reduction in riblet surfaces*. article. Grupo de Mecanica de Fluidos Computacional, E.T.S.I. Aeronauticos, 2009.
- [19] R. Garcia-Mayoral e J. Jimenez. «Drag reduction by riblets». In: *Phil. Trans. R. Soc.* 369 (2011), pp. 1412–1427.
- [20] R. Garcia-Mayoral e J. Jimenez. «Scaling of turbulent structures in riblet channels up to $Re_\tau \approx 550$ ». In: *Phys. Fluids* 24 (2012).
- [21] H. Choi e P. Moin e J. Kim. «Direct numerical simulation of turbulent flow over riblets». In: *J. Fluid Mech.* 255 (1993), pp. 503–539.
- [22] J. Jimenez. «On the structure and control of near wall turbulence». In: *Physics of Fluids* 6 (1994).
- [23] D.B. DeGraaf e J.K. Eaton. «Reynolds-number scaling of the flat-plate turbulent boundary layer». In: *J. Fluid Mech.* 422 (2000), pp. 319–346.
- [24] A. Hooshmand e R.A. Youngs e J.M. Wallace e J.L. Balint. «An experimental study of changes in the structure of a turbulent boundary layer due to surface geometry changes». In: *AIAA paper n. 83-0230* (1983).
- [25] S.S. Saravi e K. Cheng. «A review of drag reduction by riblets and micro-textures in the turbulent boundary layer». In: *European Scientific Journal* 9 (2013).
- [26] W.-H. Cai e F.-C. Li e H.-N. Zhang e X.-B. Li e B. Yu e J.-J. Wei e Y. Kawaguchi e K. Hishida. «Study on the characteristics of turbulent drag-reducing channel flow by particle image velocimetry combining with proper orthogonal decomposition analysis». In: *Phys. Fluids* 21 (2009).
- [27] P.S. Klebanoff. «Characteristics of turbulence in a boundary layer with zero pressure gradient». In: *NACA-TN-3178* (1954).
- [28] D.W. Bechert e M. Bartenwerfer. «The viscous flow on surfaces with longitudinal ribs». In: *Journal of Fluid Mechanics* 206 (1989), pp. 105–129.
- [29] A. Baron e M. Quadrio. «Turbulent drag reduction by spanwise wall oscillations». In: *Appl. Sci. Res.* 55 (1995).
- [30] A.E. Perry e I. Marusic e M.B. Jones. «On the streamwise evolution of turbulent boundary layers in arbitrary pressure gradients». In: *Journal of Fluid Mechanics* 461 (2002), pp. 61–91.
- [31] J.P. Monty e N. Hutchins e H.C.H. Ng e I. Marusic e M.S. Chong. «A comparison of turbulent pipe, channel and boundary layer flows». In: *J. Fluid Mech.* 632 (2009), pp. 431–442.
- [32] N. Hutchins e T.B. Nickels e I. Marusic e M.S. Chong. «Hot-wire spatial resolution issues in wall-bounded turbulence». In: *Journal of Fluid Mechanics* 635 (2009), pp. 103–136.

- [33] Y. Peet e P. Sagaut. «Turbulent Drag Reduction using Sinusoidal Riblets with Triangular Cross-Section». In: *38th AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit* (2008).
- [34] S.B. Pope. *Turbulent Flows*. 2000.
- [35] D.W. Bechert e M. Bruse e W. Hage e R. Meyer. *Fluid Mechanics of Biological Surfaces and their Technological Application*. review. Institute of Propulsion Technology, German Aerospace Center, 2000.
- [36] J.C. Klewicki e J.A. Murray e R.E. Falco. «Vortical motion contributions to stress transport in turbulent boundary layers». In: *Physics of Fluids* 6 (1994).
- [37] H. Eckelmann J.M. Wallace e R.S. Brodkey. «The wall region in turbulent shear flow». In: *Journal of Fluid Mechanics* 54 (1972), pp. 39–48.
- [38] L. Sirovich. «Turbulence and the dynamics of coherent structures: I, II, III». In: *Q. Appl. Math* 45 (1987), pp. 561–590.
- [39] S.J. Kline e S.K. Robinson. «Quasi-coherent structures in the turbulent boundary layer: part I. Status report on a community-wide summary of the data». In: *Near-wall Turbulence* (1990), pp. 200–217.
- [40] P.R. Spalart. «Direct Simulation of a Turbulent Boundary Layer up to $Re_\theta = 1410$ ». In: *NASA Technical Memorandum 89407* 89407 (1986).
- [41] J. Zhou e R.J. Adrian e S. Balachandar e T.M. Kendall. «Mechanisms for generating coherent packets of hairpin vortices in channel flow». In: *Journal of Fluid Mechanics* 387 (1999).
- [42] J.M. Wallace. «Quadrant Analysis in Turbulence Research: History and Evolution». In: *Annu. Rev. Fluid Mech.* 48 (2016).
- [43] M.J. Walsh. «Riblets». In: *American Institute of Aeronautics and Astronautics* (1990), pp. 1–60.
- [44] B. Wieneke. «Improvements for volume self-calibration». In: *Meas. Sci. Technol.* 29 (2018).
- [45] C. Willert. «Stereoscopic digital particle image velocimetry for application in wind tunnel flows». In: *Meas. Sci. Technol.* 8 (1997).