

POLITECNICO DI TORINO

Corso di Laurea Magistrale
in Ingegneria Aerospaziale



**Politecnico
di Torino**

Tesi di Laurea Magistrale

Manipolazione delle streaks di bassa velocità mediante riblets sinusoidali

Candidato:
Fabrizio CASAGRANDE

Docente relatore:
Prof. Gioacchino CAFIERO
Docente correlatore:
Prof. Gaetano IUSO

Dicembre 2021

Introduzione

La resistenza d'attrito dovuta a fenomeni viscosi di strato limite costituisce circa il 50% della resistenza totale per un velivolo di aviazione civile di dimensioni medio-grandi. È importante dunque studiare lo strato limite e le fenomenologie ad esso associate, responsabili della resistenza d'attrito, che costituisce la percentuale maggiore tra tutti i vari contributi. Un metodo promettente per ridurre l'entità di tale contributo di resistenza è l'utilizzo delle *riblets*, ovvero superfici con micro-scanalature caratterizzate da una particolare geometria, per mezzo delle quali le strutture turbolente di parete vengono influenzate e destabilizzate. Le *riblets* costituiscono dunque un metodo passivo per ridurre la resistenza legata alla viscosità e possono trovare applicazione in vari ambiti oltre a quello aeronautico, come flussi nei condotti o navi.

L'efficacia e l'entità della riduzione della resistenza dipendono dalle caratteristiche geometriche delle micro-scanalature.

Le diverse geometrie si differenziano principalmente per la forma della sezione trasversale (che ad esempio può essere triangolare o trapezoidale), altezza e spaziatura delle scanalature, e andamento sulla superficie (ad esempio le scanalature possono essere rettilinee e allineate con il flusso, oppure sinusoidali, oppure rettilinee ma inclinate rispetto alla direzione del flusso).

L'obiettivo di questa tesi è studiare come le strutture vicino a parete dello strato limite turbolento vengono manipolate grazie all'utilizzo di *riblets* caratterizzate da tre geometrie specifiche e capire come questo è legato alla riduzione della resistenza d'attrito, già quantificata in studi precedenti per questi casi specifici.

Indice

1	Strato limite	10
1.1	Equazioni di strato limite	10
1.2	Transizione a strato limite turbolento	12
1.3	Strato limite turbolento e strato limite turbolento su placca piana	13
1.4	Strutture dello strato limite turbolento	18
2	Riblets - geometrie e riduzione di resistenza	27
2.1	Geometrie e rispettive entità della riduzione di resistenza	27
2.1.1	Riblets rettilinee	27
2.1.2	Riblets ispirate alla natura	30
2.1.3	Oscillazione della parete e riblets sinusoidali	32
2.2	Riduzione di resistenza con riblets in applicazioni reali e problematiche	33
2.3	Meccanismi fluidodinamici per spiegare la riduzione di resistenza	35
2.3.1	Riblets rettilinee e viscous regime	35
2.3.2	Parete oscillante	41
2.3.3	Riblets sinusoidali	44
3	Apparato sperimentale e acquisizione dati	46
3.1	Galleria del vento	46
3.2	Tecnica PIV	48
3.3	Parametri e valori per l'acquisizione delle immagini PIV	53
3.4	Riblets utilizzate	54
3.5	Dati acquisiti, pre-processing e processing	56
4	Elaborazione dati (post-processing) e risultati	59
4.1	Medie e fluttuazioni	59
4.2	Calcolo delle statistiche	61
4.3	Statistiche caso Flat	63
4.3.1	N=400	63
4.3.2	N=600	66
4.3.3	N=800	68
4.4	Statistiche caso RLong	71
4.4.1	N=400	71
4.4.2	N=600	73
4.4.3	N=800	76
4.5	Statistiche caso RS1	79

4.5.1	N=400	79
4.5.2	N=600	81
4.5.3	N=800	84
4.6	Statistiche caso RS2	87
4.6.1	N=400	87
4.6.2	N=600	89
4.6.3	N=800	92
4.7	Confronto delle statistiche delle diverse riblets a parità di numero di giri . .	94
4.7.1	Numero di streaks individuate	94
4.7.2	N=400	95
4.7.3	N=600	99
4.7.4	N=800	103
4.8	Valori medi e di picco e variazione rispetto al caso Flat	107
5	Interpretazione dei risultati e conclusioni	109

Elenco delle figure

1.1	rappresentazione dello strato limite su lamina piana, caratterizzato da una zona laminare, una zona di transizione e dalla zona di strato limite turbolento [3].	13
1.2	(a) Andamento di sforzi viscosi e sforzi di Reynolds nello strato limite, all'aumentare della distanza da parete, per diversi numeri di Reynolds (b) Andamento del contributo allo sforzo totale degli sforzi viscosi e degli sforzi di Reynolds [2]. Entrambe le figure si riferiscono ad un flusso in un canale piano turbolento.	15
1.3	profilo di velocità media normalizzata tipico per strato limite turbolento su lamina piana. Sono messe in evidenza le varie regioni che caratterizzano lo strato limite turbolento [4].	18
1.4	probability density function delle fluttuazioni u e v . Gli eventi del secondo quadrante sono detti <i>ejections</i> , quelli del quarto quadrante <i>sweeps</i> [7].	19
1.5	visualizzazione delle strutture coerenti presenti nello strato limite turbolento [7].	21
1.6	strutture identificate da Robinson (1991) [6], secondo un modello concettuale che spiega la relazione tra <i>sweeps-ejections</i> e i <i>quasistreamwise vortices</i> nella regione vicino a parete e la relazione con le strutture vorticosose a forma di arco nella <i>outer region</i>	22
1.7	schematizzazione di un <i>hairpin eddy</i> e della <i>hairpin vortex signature</i> [7].	23
1.8	esempio di <i>hairpin vortex signature</i> da misure con tecnica PIV; nelle zone chiamate A, B, C, D sono visibili le <i>heads</i> degli <i>hairpins</i> [7].	24
1.9	rappresentazione di un <i>hairpins packet</i> [7] (DHV= downstream hairpin vortex, SHV= secondary hairpin vortex, PHV= primary hairpin vortex).	25
1.10	rappresentazione della crescita degli <i>hairpins</i> che nascono vicino a parete e crescono in un ambiente in cui vi sono <i>hairpin packets</i> più grandi [7].	25
1.11	interpretazione del meccanismo di formazione delle <i>streaks</i> come effetto dei vortici longitudinali [9].	26
2.1	schematizzazione di <i>riblets</i> con sezione triangolare [14].	29
2.2	(a) rappresentazione della geometria ottimale <i>blade-like</i> e grafico di riduzione dello sforzo d'attrito (b) rappresentazione delle geometrie triangolare, <i>blade-like</i> e con scanalature trapezoidali e rispettivi grafici di riduzione dello sforzo d'attrito a confronto [15].	29

2.3	andamento tipico della curva che rappresenta la riduzione dello sforzo d'attrito e della resistenza per le <i>riblets</i> [15].	30
2.4	<i>upward shift</i> della zona logaritmica del profilo di velocità media quando c'è riduzione di resistenza grazie alle <i>riblets</i> [16].	30
2.5	rappresentazione della sharkskin replica [17].	31
2.6	struttura delle piume degli uccelli [18], che può essere riprodotta sulle <i>riblets</i> . 32	
2.7	rappresentazione di <i>riblets</i> sinusoidali [20]. Le linee sinusoidali rappresentano le scanalature.	33
2.8	illustrazione di un velivolo a lungo raggio parzialmente rivestito con <i>riblets</i> [17].	35
2.9	aumento o riduzione di resistenza in base al posizionamento dei vortici [14]. 36	
2.10	flusso longitudinale e di <i>cross-flow</i> su <i>riblets</i> e le rispettive <i>protrusion heights</i> . La <i>protrusion height</i> è la distanza tra la punta della <i>rib</i> e l'origine del profilo di velocità [15].	36
2.11	(a) rappresentazione dell'area delle scanalature (b) curve di riduzione della resistenza per diverse <i>riblets</i> in funzione del parametro s^+ e del parametro l_g^+ ; con il parametro l_g^+ si ha un miglior collasso e il valore ottimale è in un range più ristretto [22].	40
2.12	modello concettuale che spiega la riduzione del gradiente di velocità media grazie all'oscillazione della parete [24].	42
2.13	diversa organizzazione dei vortici su <i>riblets</i> rettilinee e sinusoidali [20]. . . .	44
3.1	galleria del vento utilizzata.	47
3.2	(a) i due fan e il generatore di fumo, posti a monte della galleria (b) piano posizionato a metà altezza della camera di prova (c) placca posizionata in camera di prova all'interno dell'apertura nel piano, in modo che risulti allineata al piano (d) supporto della placca posizionato sotto al piano, regolabile in altezza.	48
3.3	schematizzazione della tecnica PIV e dell'attrezzatura utilizzata nel caso 2D2C [27].	50
3.4	(a) una tipica immagine acquisita con la tecnica PIV (b) una coppia di immagini acquisite ad istanti successivi, suddivisione in finestre di interrogazione e individuazione dello spostamento.	51
3.5	rappresentazione dell'emissione del laser nel tempo.	53
3.6	schematizzazione della stereo-PIV e condizione di Scheimpflug.	53
3.7	sezione trasversale parabolica delle <i>riblets</i> utilizzate e rappresentazione dei parametri s, h, λ, a	55
3.8	curve di riduzione di resistenza delle <i>riblets</i> utilizzate.	55
3.9	(a) (b) immagini PIV acquisite; si notano le scanalature delle <i>riblets</i> , che costituiscono rumore di fondo (c) immagine PIV dopo il <i>pre-processing</i> ; non compare più il rumore di fondo e le particelle sono meglio distinguibili. . .	57
3.10	alcuni esempi di campi istantanei di velocità <i>streamwise</i> normalizzata u^+ , nel caso Flat e RS1 con fan a 600 giri.	58
4.1	fluttuazioni di velocità <i>streamwise</i> dei campi di esempio riportati in figura 3.10. Da queste mappe è possibile identificare le <i>streaks</i>	61
4.2	statistiche caso Flat a 400 giri.	65

ELENCO DELLE FIGURE

4.3	statistiche caso Flat a 600 giri.	68
4.4	statistiche caso Flat a 800 giri.	70
4.5	statistiche caso RLong a 400 giri.	73
4.6	statistiche caso RLong a 600 giri.	75
4.7	statistiche caso RLong a 800 giri.	78
4.8	statistiche caso RS1 a 400 giri.	81
4.9	statistiche caso RS1 a 600 giri.	83
4.10	statistiche caso RS1 a 800 giri.	86
4.11	statistiche caso RS2 a 400 giri.	89
4.12	statistiche caso RS2 a 600 giri.	91
4.13	statistiche caso RS2 a 800 giri.	94
4.14	confronto delle statistiche delle diverse tipologie di <i>riblets</i> a 400 giri.	99
4.15	confronto delle statistiche delle diverse tipologie di <i>riblets</i> a 600 giri.	103
4.16	confronto delle statistiche delle diverse tipologie di <i>riblets</i> a 800 giri.	107

Elenco delle tabelle

3.1	dati su velocità in galleria del vento e parametri dello strato limite al variare del numero di giri.	47
4.1	valori di velocità media normalizzata e dimensionale e altezza normalizzata corrispondente, al variare del numero di giri del fan della galleria.	60
4.2	numero di <i>streaks</i> identificate nei diversi casi.	95
4.3	numero di <i>streaks</i> identificate, valori medi e di picco di larghezza e spaziatura e variazione percentuale rispetto al caso Flat.	108

Capitolo 1

Strato limite

1.1 Equazioni di strato limite

Per descrivere lo strato limite si fa riferimento alla *teoria dello strato limite* di Prandtl (1905). Secondo tale teoria, considerando un flusso ad alto numero di Reynolds che lambisce una superficie, esso si può considerare inviscido lontano dalla superficie, ma allo stesso tempo deve rispettare la condizione di aderenza a parete; la transizione dalla velocità nulla sulla parete alla velocità della corrente esterna avviene in un sottile strato nel quale gli effetti della viscosità sono rilevanti.

Pertanto, nel caso di una corrente lungo una parete ad alto numero di Reynolds, si possono distinguere due regioni. La prima regione è lo *strato limite*, ovvero il sottile strato vicino a parete nel quale il gradiente di velocità in direzione perpendicolare alla parete è elevato; in questa regione la viscosità e gli sforzi viscosi sono rilevanti, al pari degli effetti convettivi. La seconda regione è invece la *regione esterna*, dove gli effetti della viscosità sono trascurabili e si può considerare il flusso inviscido [1].

Considerando un caso bidimensionale di un flusso lungo una parete piana, dove x è la coordinata tangenziale mentre y è la coordinata perpendicolare alla parete, dalle equazioni di Navier-Stokes si ottengono le *equazioni dello strato limite*:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} = 0 \quad (1.3)$$

Dall'equazione (1.3) risulta che la pressione attraverso lo strato limite lungo la direzione perpendicolare a parete è costante, pertanto nello strato limite la pressione è pari alla pressione della corrente esterna p_e . Tuttavia, in un caso generale la pressione esterna può variare in x , a seconda del comportamento del flusso esterno, pertanto nello strato limite $p(x, y) = p_e(x)$, oppure in altri termini $\frac{\partial p}{\partial x} \neq 0$. L'equazione (1.2), per un caso stazionario, può quindi anche essere scritta come

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p_e}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (1.4)$$

Per la corrente esterna il gradiente di pressione è legato alla distribuzione di velocità tramite la relazione

$$-\frac{1}{\rho} \frac{dp_e}{dx} = U_e \frac{dU_e}{dx} \quad (1.5)$$

da cui deriva la *legge di Bernoulli*

$$p_e + \frac{1}{2} \rho U_e^2 = \text{cost} \quad (1.6)$$

Le equazioni (1.1) e (1.4) possono essere ricavate a partire dalle equazioni di Navier-Stokes tramite l'analisi degli ordini di grandezza dei vari termini. In particolare le considerazioni più rilevanti prevedono che lo spessore dello strato limite sia piccolo rispetto alla lunghezza caratteristica e che nello strato limite i termini convettivi siano dello stesso ordine dei termini viscosi, pertanto i termini viscosi non sono trascurabili rispetto ai termini convettivi.

Definito inoltre il numero di Reynolds come $Re = \frac{V_\infty L}{\nu}$, dove V_∞ è il valore di velocità di riferimento e L è il valore di lunghezza di riferimento, dalla considerazione che i termini convettivi sono dello stesso ordine dei termini viscosi, risulta che lo spessore dello strato limite δ sia circa pari a

$$\delta \approx \frac{L}{\sqrt{Re}}$$

pertanto all'aumentare del numero di Reynolds lo spessore dello strato limite diminuisce. Inoltre, risulta chiaro che per numeri di Reynolds elevati si ha $\delta \ll L$, ovvero lo spessore dello strato limite è piccolo rispetto alla lunghezza caratteristica.

Inoltre, in un caso stazionario, a parete vale la condizione di aderenza, pertanto

$$u(x, 0) = 0 \quad v(x, 0) = 0$$

dunque lungo la parete, ad $y = 0$, si ha $\partial u / \partial x = 0$, $\partial v / \partial x = 0$ e per l'equazione di continuità anche $\partial v / \partial y = 0$.

Verso l'esterno, invece, la velocità nello strato limite si raccorda con il valore della corrente esterna, pertanto

$$\lim_{y \rightarrow \infty} u(x, y) = U_e(x)$$

A parete l'equazione (1.4) si semplifica e si riduce a

$$\mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right)_{y=0} = \frac{dp_e}{dx} \quad (1.7)$$

Nel caso di corrente accelerata cioè con $dU_e/dx > 0$, inoltre, si ha $dp_e/dx < 0$ e si è nel caso di *gradiente di pressione favorevole*; nel caso di corrente decelerata cioè con $dU_e/dx < 0$, invece, si ha $dp_e/dx > 0$ ed è il caso di *gradiente di pressione avverso*, poichè in questo caso si può avere separazione dello strato limite; il gradiente di pressione favorevole è dunque da intendersi come una condizione che tende a mantenere lo strato limite attaccato alla parete.

Gli spessori che caratterizzano lo strato limite sono i seguenti:

- Spessore δ , definito come la distanza da parete alla quale la velocità raggiunge il 99% della velocità esterna U_e ovvero dove $u = 0.99U_e$.
- Spessore di spostamento δ^*

$$\delta^* = \int_0^\infty \left(1 - \frac{u}{U_e}\right) dy$$

Questo rappresenta la distanza dalla parete di cui è spostata la corrente esterna come conseguenza del difetto di velocità nello strato limite.

- Spessore di quantità di moto θ

$$\theta = \int_0^\infty \frac{u}{U_e} \left(1 - \frac{u}{U_e}\right) dy$$

Questo tiene conto della diminuzione di flusso di quantità di moto nello strato limite rispetto al flusso potenziale.

Calcolando questi parametri è possibile in seguito arrivare a calcolare lo sforzo d'attrito a parete.

Nel caso di strato limite turbolento queste grandezze si valutano utilizzando la velocità media U .

1.2 Transizione a strato limite turbolento

In generale, per bassi numeri di Reynolds l'azione delle forze viscosse è sufficientemente alta da smorzare le perturbazioni, mentre all'aumentare del numero di Reynolds l'azione smorzante della viscosità non è più sufficiente ad impedire la crescita in ampiezza delle perturbazioni, le quali si intensificano e comportano la transizione ad un flusso turbolento. Pertanto, quando il numero di Reynolds raggiunge un certo valore critico si ha la transizione da flusso laminare a flusso turbolento.

Nei flussi laminari l'effetto della viscosità smorza le piccole perturbazioni del flusso, mentre se il numero di Reynolds è abbastanza elevato l'effetto smorzante della viscosità è poco influente e il flusso diventa turbolento ¹.

Nel caso di lamina piana il numero di Reynolds si definisce utilizzando come lunghezza la distanza x dal bordo d'attacco

$$Re_x = \frac{U_e \cdot x}{\nu}$$

Il valore critico del numero di Reynolds nel caso di lamina piana posta ad incidenza nulla e in assenza di gradiente di pressione è

$$Re_{cr} \approx 5 \cdot 10^5$$

pertanto se $Re_x > Re_{cr}$ si ha transizione a flusso turbolento.

È bene notare che il numero di Reynolds per lo strato limite si calcola utilizzando una

¹Si ricorda che il numero di Reynolds esprime il rapporto tra le forze convettive o d'inerzia e le forze viscosse.

lunghezza che dipende dalla posizione rispetto al bordo d'attacco, dunque ha valore locale; pertanto lo strato limite inizialmente laminare subisce transizione a turbolento quando localmente vengono raggiunte le condizioni di instabilità.

In generale il punto di transizione dipende anche da fattori come la presenza di un gradiente di pressione, rugosità della parete, aspirazione (*wall suction*) o maggiore *free stream turbulence*.

Dopo la transizione a strato limite turbolento si hanno diversi cambiamenti: lo spessore dello strato limite aumenta, il profilo di velocità media varia e si ha maggiore sforzo d'attrito.

Tutto questo è rappresentato in figura 1.1, in cui si può notare inoltre che il profilo di velocità media nella zona turbolenta è più appiattito verso la parete.

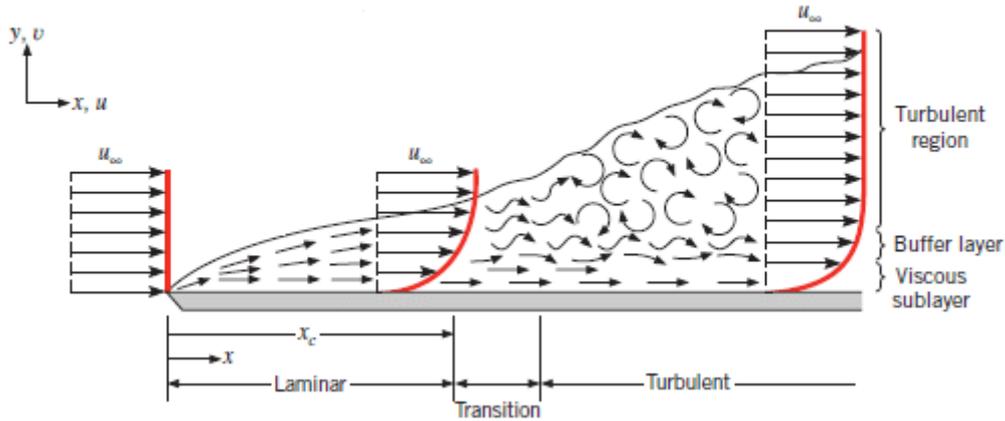


Figura 1.1: rappresentazione dello strato limite su lamina piana, caratterizzato da una zona laminare, una zona di transizione e dalla zona di strato limite turbolento [3].

1.3 Strato limite turbolento e strato limite turbolento su placca piana

Nel caso di un flusso turbolento si applica la *decomposizione di Reynolds*, che consiste nel considerare il valore istantaneo di una grandezza come la somma del valore medio (indicato con lettera maiuscola) e della fluttuazione rispetto al valore medio (indicata con l'apice), quindi ad esempio le componenti di velocità in x e in y in un campo di moto bidimensionale si possono indicare come

$$u(t) = U + u'(t) \quad (1.8)$$

$$v(t) = V + v'(t) \quad (1.9)$$

Applicando la decomposizione di Reynolds e mediando nel tempo le equazioni di Navier-Stokes si ottengono le equazioni cosiddette *RANS* (*Reynolds averaged Navier-Stokes equations*) che governano il moto medio.

In queste equazioni si ha un nuovo termine che è il *tensore degli sforzi di Reynolds*, che tiene conto degli effetti delle fluttuazioni turbolente sul moto medio e rappresenta il trasporto di quantità di moto media dovuto alle fluttuazioni di velocità. Gli sforzi di Reynolds sono molto più intensi degli sforzi viscosi e hanno origine inerziale (e non viscosa).

In un flusso laminare lo sforzo d'attrito è dovuto solamente allo sforzo viscoso e si esprime secondo la relazione $\tau_{visc} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right) = \tau_{tot, lam}$, legato alla viscosità e al gradiente di velocità nello strato limite. In un flusso turbolento, invece, il trasporto di quantità di moto è dovuto ad un contributo viscoso e ad un contributo legato alle fluttuazioni turbolente della velocità, pertanto lo sforzo d'attrito tangenziale totale in questo caso è la somma dello sforzo viscoso e dello sforzo turbolento legato alle fluttuazioni, dunque

$$\tau_{tot, turb} = \mu \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right) - \overline{\rho u'v'} \quad (1.10)$$

dove il termine $-\overline{\rho u'v'}$ rappresenta gli *sforzi di Reynolds*.

Si noti che a parete le velocità medie e le fluttuazioni sono nulle, pertanto il trasporto di quantità di moto è dovuto solo agli sforzi viscosi e si ha che $\overline{\rho u'v'} = 0$.

Lo sforzo di attrito a parete nel caso laminare vale

$$\tau_w = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=0}$$

oppure nel caso turbolento vale

$$\tau_w = \mu \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)_{y=0}$$

Nella zona molto vicino a parete predomina lo sforzo viscoso, mentre più lontano prevale lo sforzo turbolento perché allontanandosi dalla parete le fluttuazioni aumentano e gli sforzi viscosi si riducono. Questo è anche rappresentato in figura 1.2.

Nel caso di strato limite turbolento dunque lo sforzo d'attrito totale è maggiore sia a causa del profilo di velocità media, che ha un gradiente $\partial U / \partial y$ maggiore, sia a causa del nuovo contributo degli sforzi di Reynolds, dovuto alle fluttuazioni di velocità.

Lo sforzo di attrito nel caso di flussi unidimensionali e bidimensionali ha una sola componente diretta nella direzione del flusso medio.

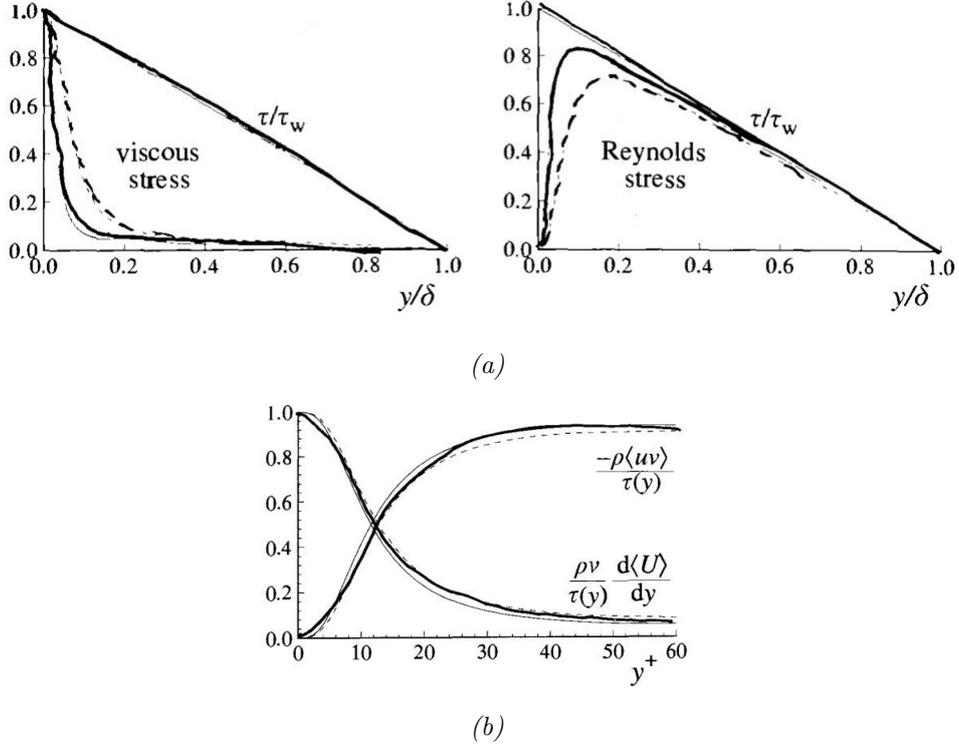


Figura 1.2: (a) Andamento di sforzi viscosi e sforzi di Reynolds nello strato limite, all'aumentare della distanza da parete, per diversi numeri di Reynolds (b) Andamento del contributo allo sforzo totale degli sforzi viscosi e degli sforzi di Reynolds, all'aumentare della distanza da parete, per diversi numeri di Reynolds [2]. Entrambe le figure si riferiscono ad un flusso in un canale piano turbolento.

Dallo sforzo d'attrito a parete è possibile inoltre calcolare il *coefficiente d'attrito*

$$c_f = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2}$$

Le equazioni dello strato limite turbolento si possono ricavare da un'analisi degli ordini di grandezza dei vari termini delle *RANS* e sono le seguenti

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} = 0 \quad (1.11)$$

$$U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{dp_e}{dx} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu \frac{\partial U}{\partial y} - \overline{u'v'} \right) \quad (1.12)$$

Se si moltiplica tutta l'equazione (1.12) per ρ , l'ultimo termine a secondo membro si può esprimere come $\partial \tau_{tot, turb} / \partial y$.

Inoltre si può ricavare l'equazione per la pressione che è la seguente

$$\frac{\partial P}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\overline{\rho v'^2} \right) = 0 \quad (1.13)$$

che integrata insieme alle condizioni che verso l'esterno (ovvero $y \rightarrow \infty$) $P = p_e(x)$ e $\overline{v'^2} = 0$ diventa

$$P + \rho \overline{v'^2} = \text{cost} \quad (1.14)$$

ovvero, a differenza del caso laminare, attraverso lo strato limite rimane costante la somma della pressione e dello sforzo turbolento normale. Inoltre, per le condizioni di aderenza a parete $\overline{v'^2} = 0$ dunque si ha anche che la pressione a parete è pari alla pressione esterna, cioè $P_w = p_e$, dunque

$$P + \rho \overline{v'^2} = P_w = p_e \quad (1.15)$$

La pressione esterna è legata alla velocità della regione esterna allo strato limite tramite l'equazione (1.5).

Si consideri ora il caso specifico di un flusso di parete su una lamina piana senza incidenza e in assenza di gradiente di pressione, con il flusso che ha un'unica componente di velocità non nulla u in direzione parallela alla parete x (y è la direzione normale alla parete). Questo è il tipico caso di riferimento per lo studio dello strato limite.

In questo caso il profilo di velocità media in funzione della distanza da parete ha un andamento ben determinato.

Tale andamento è espresso utilizzando grandezze normalizzate rispetto alle *variabili di parete*, che assumono il significato di scale di riferimento per velocità e distanza da parete. Queste sono la *velocità di attrito* u_τ e la *lunghezza viscosa* l_τ , che si definiscono come

$$\boxed{u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}} \quad \boxed{l_\tau = \frac{\nu}{u_\tau}}$$

dove τ_w è lo sforzo di attrito a parete, ρ è la densità del fluido, ν è la viscosità cinematica². Con queste grandezze si possono normalizzare la velocità media U e la distanza da parete y , ottenendo le grandezze adimensionali

$$\boxed{u^+ = \frac{U}{u_\tau}} \quad \boxed{y^+ = \frac{y}{l_\tau}} = \frac{y u_\tau}{\nu}$$

Utilizzando la velocità media normalizzata u^+ e la distanza dalla parete normalizzata y^+ , il profilo di velocità all'aumentare della distanza dalla parete assume un andamento universale, caratterizzato dalle seguenti regioni:

1. *Sottostrato viscoso (viscous sublayer).*

Questa regione si estende per $y^+ \leq 5$ e in questa zona la velocità segue un andamento lineare, ovvero

$$u^+ = y^+ \quad (1.16)$$

²Per quanto riguarda le unità di misura, è bene ricordare che: $\tau_w [Pa = \frac{N}{m^2} = \frac{kg \cdot m}{m^2 \cdot s^2} = \frac{kg}{m \cdot s^2}]$, $\rho [\frac{kg}{m^3}]$, $\nu [\frac{m^2}{s}]$, mentre u_τ e l_τ hanno le dimensioni di velocità e lunghezza quindi $u_\tau [\frac{m}{s}]$, $l_\tau [m]$.

In questa regione, che è molto vicino a parete, predomina lo sforzo viscoso rispetto agli sforzi di Reynolds dovuti alle fluttuazioni turbolente.

2. *Buffer layer.*

Questa è una regione di raccordo tra il sottostrato viscoso e la regione logaritmica e si estende per $5 < y^+ < 30$. In questa zona sia lo sforzo viscoso sia gli sforzi di Reynolds dovuti alle fluttuazioni turbolente sono importanti e si ha il picco di produzione di energia cinetica turbolenta.

3. *Sottostrato logaritmico* (detto anche *logarithmic layer* o *log region*).

Questa regione si estende per $30 \leq y^+ \leq 500 - 1000$ e in questa regione la velocità segue un andamento descritto dalla seguente legge logaritmica

$$u^+ = \frac{1}{k} \ln y^+ + C \quad (1.17)$$

dove $k = 0.41$ è la *costante di Von Karman*, $C = 5.1$ è la *costante di Coles*.

Il limite superiore di questa regione è variabile e dipende dal numero di Reynolds e dal gradiente di pressione; in particolare se il numero di Reynolds aumenta, l'altezza della regione logaritmica espressa in unità di parete aumenta. Il limite di questa regione si può anche esprimere utilizzando lo spessore dello strato limite e vale $y = 0.2 \delta$.

Essendo questa zona più lontana da parete, predominano gli sforzi di Reynolds mentre lo sforzo viscoso è trascurabile, e il valore degli sforzi di Reynolds rimane circa costante.

4. *Regione esterna* (detta anche *outer region* o *outer layer* o *wake region*).

Per $y^+ > 1000$ la legge logaritmica perde validità e la velocità si raccorda con la velocità esterna.

La regione che comprende *viscous sublayer*, *buffer layer* e *log region*, ovvero per $y^+ \leq 500 - 1000$ oppure fino circa all'altezza di $y = 0.2\delta$, si può inoltre definire come *inner layer*. Nell'*inner layer* la somma $\tau_{tot} = \tau_{visc} + \tau_{turb}$ rimane costante. Per $y^+ > 1000$ si parla invece di *outer layer*, che ha un'altezza di circa 0.8δ .

Le regioni in cui gli effetti della viscosità sono significativi sono dunque *viscous sublayer* e *buffer layer*.

Il profilo di velocità media nello strato limite turbolento su lamina piana appena descritto è rappresentato in figura 1.3.

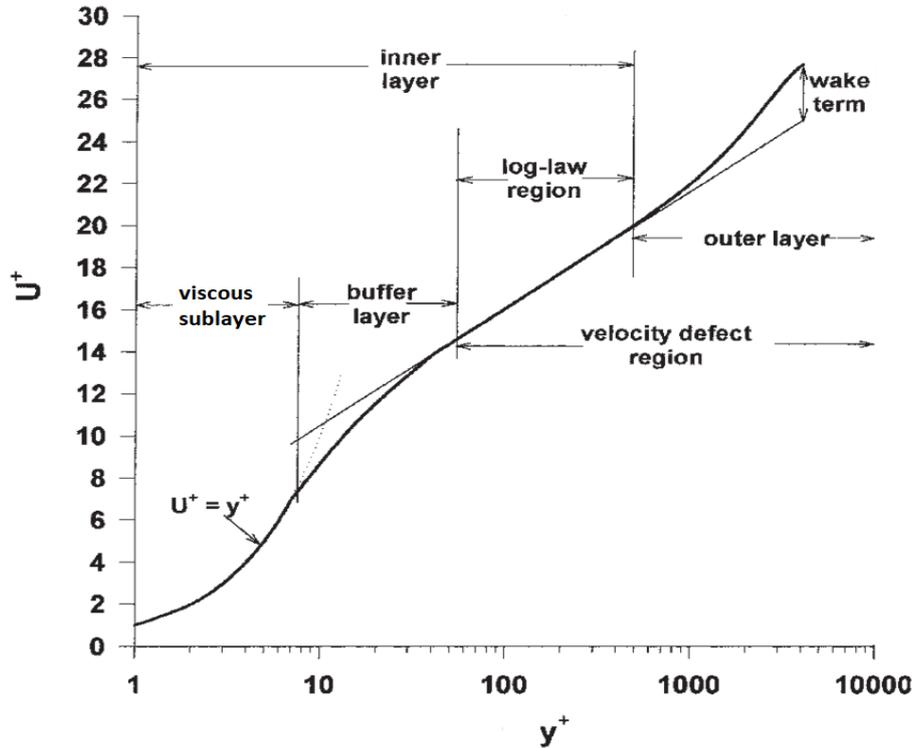


Figura 1.3: profilo di velocità media normalizzata tipico per strato limite turbolento su lamina piana. Sono messe in evidenza le varie regioni che caratterizzano lo strato limite turbolento [4].

1.4 Strutture dello strato limite turbolento

Si riporta ora una descrizione delle strutture che si formano nello strato limite turbolento, in base a quanto riportato da Robinson (1991)[6] e successivamente da Adrian (2007)[7]. Inoltre, nel documento di Harun (2018) [8] è riportata una sintesi piuttosto esaustiva sulle strutture nello strato limite turbolento e sui meccanismi per cui si formano. Si rimanda a questi documenti per ulteriori approfondimenti.

Nel documento [6] (Robinson 1991), oltre ad un riassunto sulle strutture e i fenomeni nello strato limite turbolento, vengono riportati anche diversi modelli concettuali sviluppati in passato sulle fenomenologie nello strato limite.

È utile fare riferimento anche al documento di Iuso et al. (2005) [9] per capire più nel dettaglio alcune strutture (*streaks*, *hairpin vortex*) grazie a visualizzazioni ottenute da prove sperimentali.

Nello studio della turbolenza è utile cercare di dividere il campo complesso, multiscala, random del moto turbolento in moti organizzati più elementari, chiamati *eddies* o *strutture coerenti*, che sono strutture che hanno coerenza temporale, cioè persistono per un tempo sufficientemente lungo da poter essere visualizzate e contribuiscono significativamente alle statistiche medie di tempo.

Sono particolarmente significative le proprietà cinematiche di questi moti (dimensione,

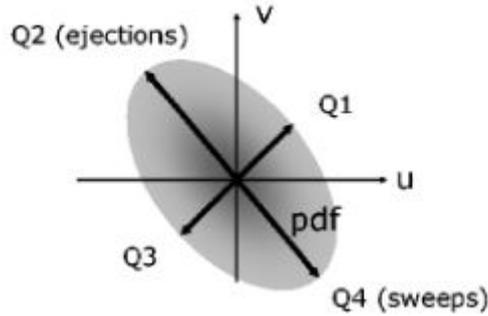


Figura 1.4: *probability density function delle fluttuazioni u e v . Gli eventi del secondo quadrante sono detti ejections, quelli del quarto quadrante sweeps [7].*

scala, forma, vorticità, energia) e le proprietà dinamiche (origine, stabilità, crescita, evoluzione in nuove forme, contributo alle medie).

Per studiare queste strutture coerenti si considera il caso della turbolenza di parete canonica, cioè per un flusso stazionario, incomprimibile, su parete liscia, e strato limite con gradiente di pressione nullo. La comprensione della struttura degli *eddies* coerenti, di come prendono forma, e del loro ruolo nel creare sforzi di taglio e nel trasportare energia è utile per proporre e sviluppare idee su come manipolare la turbolenza di parete. La principale questione sulla turbolenza di parete riguarda i meccanismi responsabili di creare gli sforzi di Reynolds, quindi è importante capire quale influenza gli *eddies* hanno sulle fluttuazioni di velocità u e v .

La *probability density function* delle fluttuazioni u e v si comporta qualitativamente come rappresentato in figura 1.4, con più probabilità di eventi nel secondo e quarto quadrante nel piano $u-v$, pertanto è più probabile che la media del prodotto $u \cdot v$ sia negativa, dando sforzi di Reynolds con contributo positivo che quindi si sommano allo sforzo totale. Gli eventi nel secondo quadrante, con fluttuazioni *streamwise* negative $u < 0$ che vengono portate lontano dalla parete da fluttuazioni normali a parete positive $v > 0$ prendono il nome di *ejections*, che quindi si possono descrivere come moti che trasportano lontano dalla parete fluido a bassa velocità. Gli eventi del quarto quadrante, invece, con fluttuazioni *streamwise* positive $u > 0$ che si muovono verso la parete quindi con $v < 0$ prendono il nome di *sweeps*, che quindi sono moti che trasportano verso la parete fluido ad alta velocità.

A tal proposito si veda nuovamente la figura 1.4. Tuttavia, l'analisi dei quadranti di questo tipo non è sufficiente a spiegare nel dettaglio la forma degli *eddies*.

Per quanto riguarda la dimensione degli *eddies*, essa è proporzionale alla lunghezza viscosa vicino a parete, aumenta circa linearmente attraverso il *logarithmic layer* e raggiunge un valore proporzionale allo spessore dello strato limite nella parte della *outer region*.

Le principali strutture coerenti presenti nello strato limite turbolento sono le seguenti:

- *Large scale motions (LSM) o turbulent bulges.*

Queste strutture hanno una lunghezza di circa $2 - 3\delta$ e si manifestano nella outer region.

- *Sweeps e ejections.*

Questi moti sono stati descritti in precedenza.

- *Hairpin vortex.*

Questa è una tipologia di struttura proposta inizialmente da Theodorsen nel 1952 e poi confermata da visualizzazioni più accurate ed è anche detta *horseshoe vortex*.

Si genera quando un filamento vorticoso inizialmente orientato *spanwise* rispetto al flusso medio è perturbato da un piccolo moto verso l'alto; a causa di questo la parte del filamento che si trova più lontano da parete (detta *head* o *arch*) vede una velocità media del flusso più alta ed è trasportata a valle più velocemente delle parti che stanno più sotto, di conseguenza le *legs* che connettono le parti laterali del vortice alla *head* subiscono stretching e sono intensificate, avendo come effetto che il vortice si solleva ulteriormente dalla parete e va in una zona con velocità media ancora più alta, provocando ancora più stretching.

- *Streaks.*

Le *streaks* sono regioni del flusso in cui la velocità è diversa dalla velocità media locale e sono orientate in direzione *streamwise* (parallele al flusso) e sono visibili vicino a parete in un piano parallelo alla parete. Se la velocità è minore della velocità media, cioè la fluttuazione di velocità è negativa, si parla di *low-speed streaks*, altrimenti di *high-speed streaks*.

Le regioni di bassa velocità sono state associate a *quasistreamwise vortices*, e si spiegano con la presenza di moti che trasportano il fluido a bassa velocità dalla regione vicino a parete più in alto nella regione più lontana da parete.

- *Bursts.*

Questi sono fenomeni per cui il flusso oscilla verticalmente con ampiezza crescente e poi viene sollevato lontano dalla parete in un moto intenso e caotico. Sono dunque moti intensi verso l'alto e sono riconducibili ad una sequenza di *ejections* sempre più intense.

Queste strutture sono rappresentate in figura 1.5.

La maggior parte della produzione della turbolenza nello strato limite avviene nel *buffer layer* a causa delle *ejections* verso l'esterno di fluido a bassa velocità e dell'immissione di fluido ad alta velocità verso la parete.

Dallo studio di Robinson (1991) [6] risulta che le strutture osservate più comunemente sono *quasistreamwise vortices* vicino alla parete (ovvero la *buffer region*), *arches* o *horseshoe vortices* nella regione esterna e un insieme di *quasistreamwise vortices* e *arches* nel *logarithmic layer*.

Da studi successivi è stato provato che gli *arches* sono vortici e che le *streaks* di bassa velocità sono associate ai *quasistreamwise vortices*. Inoltre i *quasistreamwise vortices* sono anche associati a *sweeps* ed *ejections*, che sono i principali fenomeni responsabili degli sforzi di Reynolds.

Queste tipologie di strutture sono schematizzate in figura 1.6.

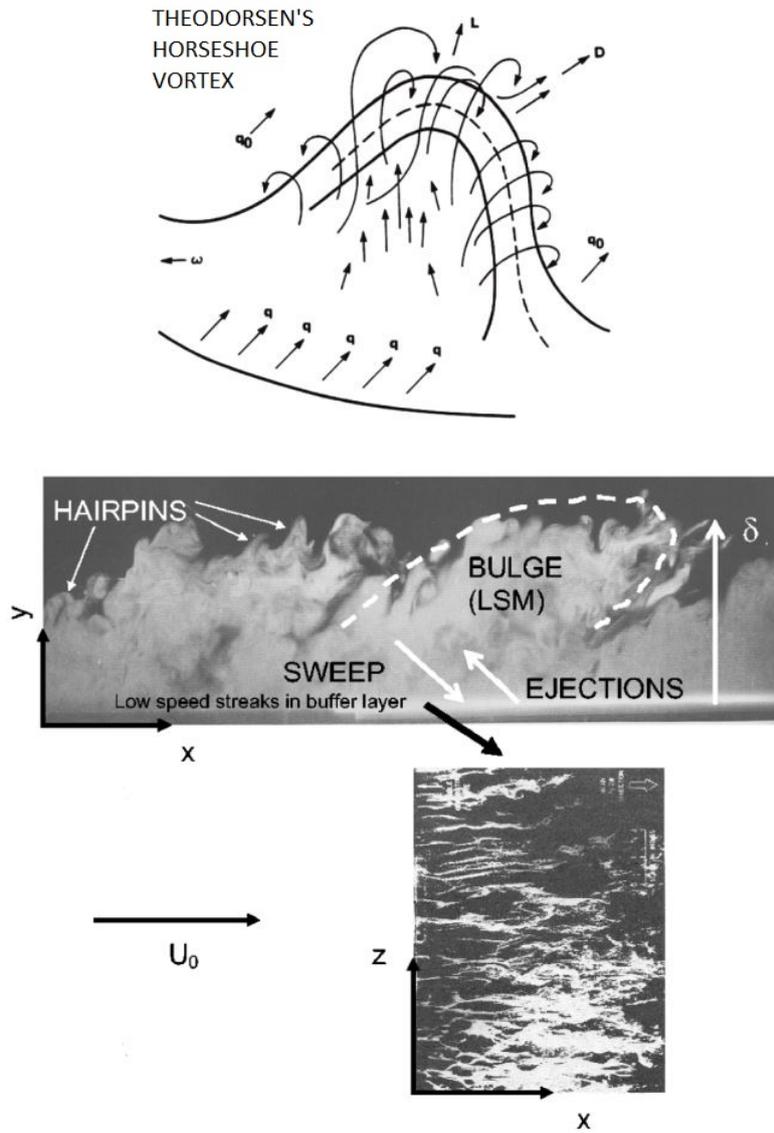


Figura 1.5: visualizzazione delle strutture coerenti presenti nello strato limite turbolento [7].

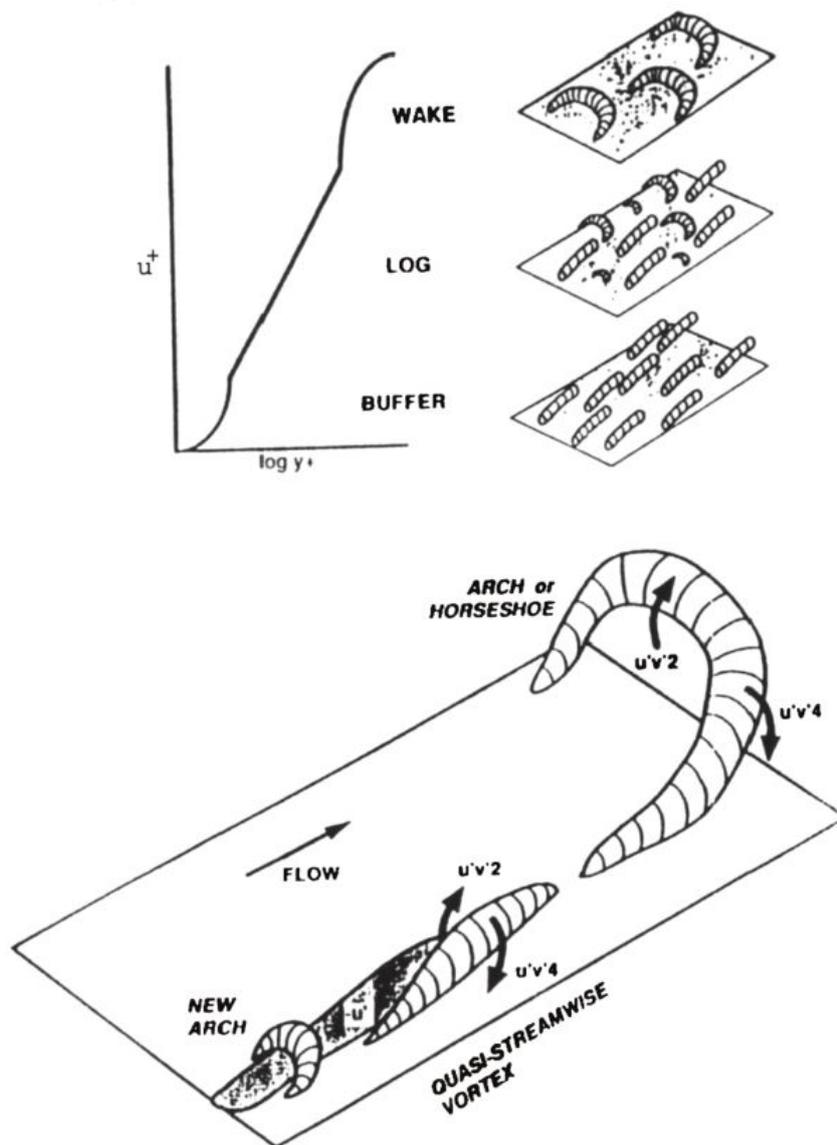


Figura 1.6: strutture identificate da Robinson (1991) [6], secondo un modello concettuale che spiega la relazione tra sweeps-ejections e i quasistreamwise vortices nella regione vicino a parete e la relazione con le strutture vorticosse a forma di arco nella outer region.

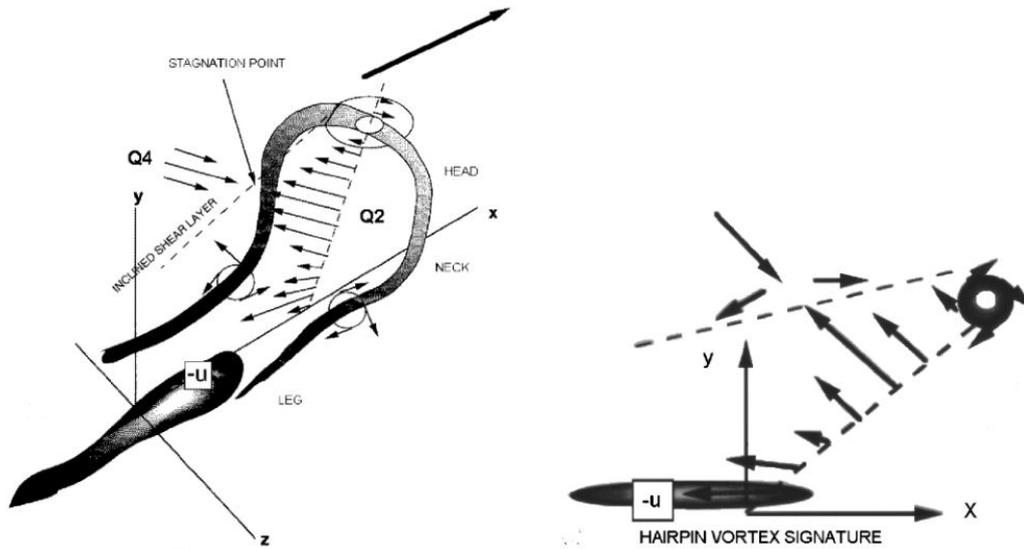


Figura 1.7: schematizzazione di un hairpin eddy e della hairpin vortex signature [7].

Simulazioni numeriche DNS e misure con tecnica PIV (*Particle Image Velocimetry*) hanno permesso di confermare la presenza di queste strutture, inizialmente solo teorizzate a partire da visualizzazioni con tecniche meno accurate.

Un concetto più moderno consiste nel combinare in un unico *eddy* la *horseshoe head* del modello di Theodorsen e i *quasistreamwise vortices*. Gli elementi caratteristici di un *hairpin eddy* in un piano $x - y$ sono una regione compatta con elevata vorticità che costituisce la *head*, poi vi sono zone chiamate *neck* e *stagnation point*, e vicino alla parete vi sono le *low-speed streaks*; la combinazione di questi elementi del flusso prende il nome di *hairpin vortex signature*, schematizzato in figura 1.7. Questi elementi sono ben visibili utilizzando la tecnica PIV in un piano $x - y$, come riportato in figura 1.8 per un caso di esempio.

Il modello di *hairpin eddy* singolo riesce a spiegare molte caratteristiche osservate nella turbolenza di parete, in particolare permette di capire il meccanismo di formazione degli sforzi di Reynolds, delle *streaks* di bassa velocità e del trasporto di vorticità lontano dalla parete.

Tuttavia in un flusso non nasce un singolo *hairpin vortex* ma se ne formano diversi in successione, in direzione *streamwise*, e la loro dimensione aumenta man mano che si spostano verso valle. Pertanto si può dire che gli *hairpin vortices* vanno a formare dei *packets*, in cui ogni *hairpin vortex* singolo si muove con circa la stessa velocità degli altri, pertanto si forma un gruppo o un "pacchetto". In figura 1.9 è riportato un esempio, mentre in figura 1.10 è schematizzato il processo di formazione di nuovi *hairpins*.

La formazione di nuovi *hairpins* è detta *autogeneration*.

Studiando gli *hairpin packets* e la loro formazione e interazione si è capito che i fenomeni *bursts* sono la manifestazione del passaggio di un *hairpin packet* (per maggiori dettagli si

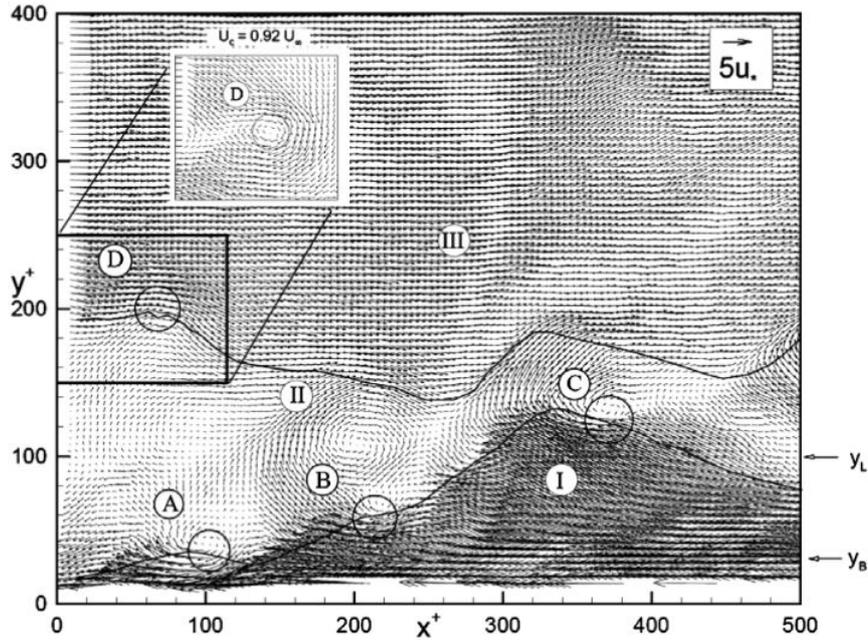


Figura 1.8: esempio di hairpin vortex signature da misure con tecnica PIV; nelle zone chiamate A, B, C, D sono visibili le heads degli hairpins [7].

rimanda al documento [7]).

Considerando ora le *low-speed streaks* nel *buffer layer*, queste hanno un ruolo importante nel determinare la *skin friction* e nel produrre energia cinetica turbolenta e vorticità, perché sono il fenomeno predominante nella regione in cui avviene la maggior parte del cambiamento di velocità media.

Esistono diverse teorie sui fenomeni che stanno alla base della formazione delle *streaks* e su qual è la relazione tra le strutture vorticosi e le *streaks*.

Molti studi si sono concentrati sulle *streaks* nel *buffer layer* e i *quasistreamwise vortices* associati, arrivando a dire che le *low-speed streaks* si spiegano come l'effetto dei *quasistreamwise vortices* che trasportano fluido lento lontano dalla parete, infatti una delle prime teorie è stata la presenza di vortici longitudinali allungati nella direzione del flusso medio, che ruotando trascinano il fluido più lento lontano da parete e quello più veloce verso la parete. Questa interpretazione è rappresentata in figura 1.11. Un altro modello accreditato è l'*hairpin vortex*, che muovendosi verso valle lascia una traccia in forma di *streak* allungata.

Tuttavia non è molto chiaro come si producano le *streaks* lunghe in relazione alle *legs* degli *hairpins*, dato che un singolo *hairpin* è relativamente corto; in base al meccanismo di *autogeneration* la produzione di *streaks* lunghe si può spiegare con il fatto che, pur essendo i singoli *hairpins* lunghi circa 200 – 400 lunghezze viscose, la formazione dei *packets* fa sì che si creino delle zone più lunghe di quantità di moto uniforme, pertanto un *packet* che contiene 5 – 10 *hairpins* fa sì che si formi una *streak* lunga oltre 1000 lunghezze viscose. Inoltre in Chenyshenko et al. (2005) [10] viene riportata un'ulteriore interpretazione sulla

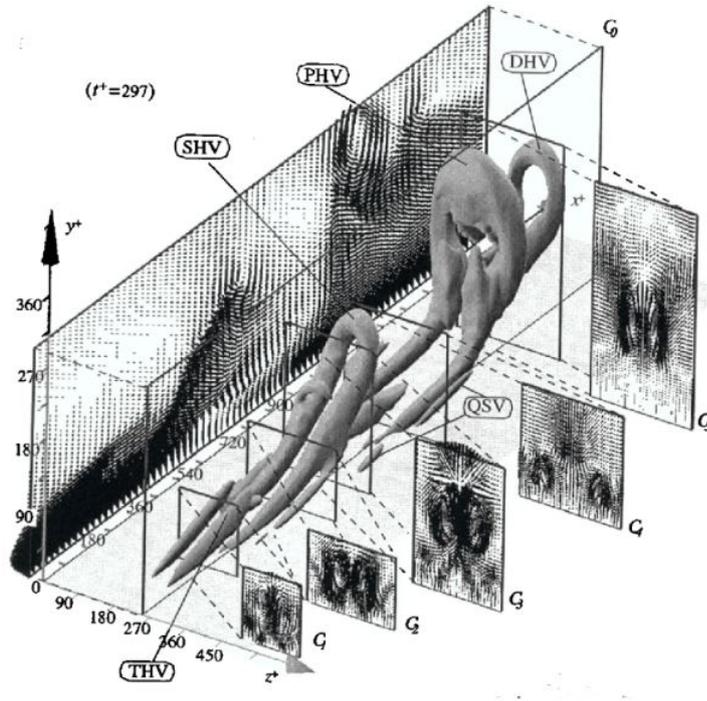


Figura 1.9: rappresentazione di un hairpins packet [7] (DHV= downstream hairpin vortex, SHV= secondary hairpin vortex, PHV= primary hairpin vortex).

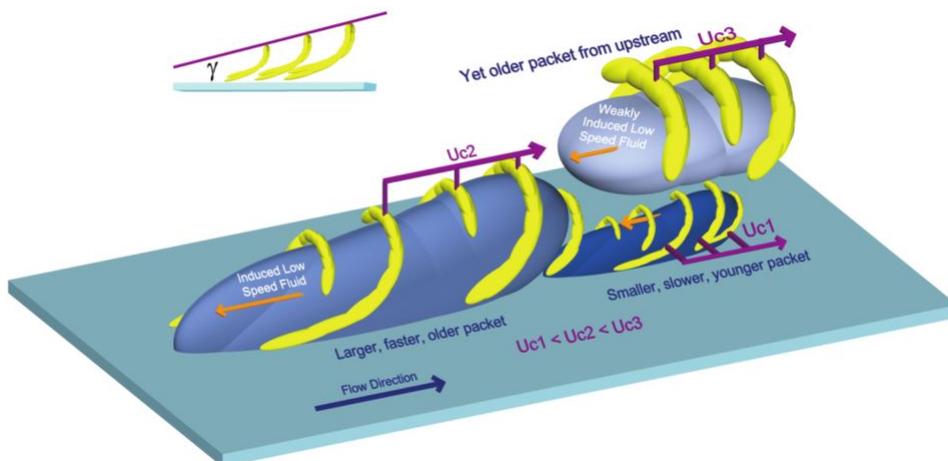


Figura 1.10: rappresentazione della crescita degli hairpins che nascono vicino a parete e crescono in un ambiente in cui vi sono hairpin packets più grandi [7].

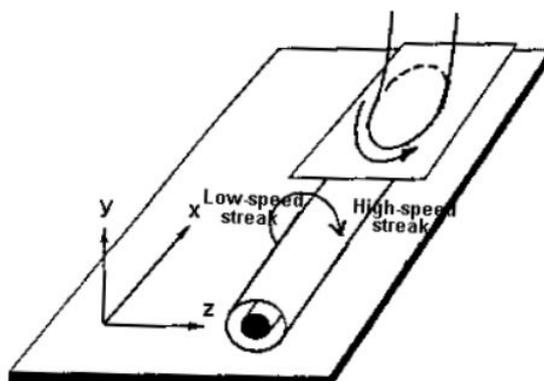


Figura 1.11: interpretazione del meccanismo di formazione delle streaks come effetto dei vortici longitudinali [9].

formazione delle *streaks*. Le *streaks* solitamente sono state interpretate come effetto dei vortici longitudinali che ruotando trasportano fluido a bassa velocità lontano dalla parete oppure come effetto dell'*hairpin vortex* che muovendosi verso valle lascia una traccia in forma di *streak* allungata. L'ulteriore interpretazione di Chernishenko è che le *streaks* sono dovute all'azione combinata di convezione tramite moti normali alla parete (*lift-up*), taglio e diffusione viscosa.

Le *low-speed streaks* nella regione vicino a parete (circa fino al *buffer layer*) hanno una spaziatura mediamente di circa 100 lunghezze viscose e una lunghezza di circa 1000 lunghezze viscose. Se la distanza da parete aumenta, la spaziatura aumenta. Le *low-speed streaks* sono presenti anche sopra il *logarithmic layer* e corrispondono al passaggio delle *legs* degli *hairpins*. Inoltre, le *legs* degli *hairpins* possono unirsi ad altre per formare *hairpins* più grandi.

Per riassumere, dunque, si può dire che i *quasistreamwise vortices*, gli *hairpin vortices* e i *packets of hairpins* sono le strutture prevalenti nella turbolenza di parete e si possono definire coerenti nel senso che hanno una lunga persistenza.

I *quasistreamwise vortices* sono associati con le *streaks* di alta e bassa velocità e sono più facilmente visibili nel *buffer layer*, ma sono presenti anche nel *logarithmic layer*.

Gli *hairpins* possono manifestarsi singolarmente, ma spesso si manifestano in *packets*, a causa del meccanismo di *autogeneration*. Gli *hairpins* sono più comuni nel *logarithmic layer* e diventano meno frequenti all'aumentare della distanza a parete.

La scala delle strutture cresce con la distanza da parete.

Nel *logarithmic layer* gli *hairpins*, appena si formano, sollevano i *quasistreamwise vortices*. La crescita dei *packets* è un meccanismo per il trasporto di vorticità, quantità di moto ed energia cinetica turbolenta dalla parete, tuttavia il trasporto non è solamente dovuto alle strutture coerenti appena descritte, ma anche i moti su scale più grandi sono responsabili degli sforzi di Reynolds e della produzione di energia cinetica turbolenta.

Capitolo 2

Riblets - geometrie e riduzione di resistenza

Le *riblets* sono superfici con micro-scanalature pensate per manipolare e influenzare le strutture turbolente che si formano vicino alla parete nello strato limite turbolento, con lo scopo di ridurre la resistenza d'attrito, che per i velivoli civili è molto significativa, dal momento che costituisce circa il 50% della resistenza totale. Costituiscono dunque un metodo passivo per ridurre la resistenza legata alla viscosità e possono trovare applicazione in vari ambiti oltre a quello aeronautico, come flussi nei condotti o navi.

L'efficacia e l'entità della riduzione della resistenza dipendono dalle caratteristiche geometriche delle micro-scanalature. Sono stati condotti numerosi studi a riguardo e sono state proposte e studiate varie tipologie di geometrie.

Le diverse geometrie si differenziano principalmente per la forma della sezione trasversale (che ad esempio può essere triangolare o trapezoidale), altezza e spaziatura delle scanalature, e andamento sulla superficie (ad esempio le scanalature possono essere rettilinee e allineate con il flusso, oppure sinusoidali, oppure rettilinee ma inclinate rispetto alla direzione del flusso). Nel proporre nuove geometrie si può prendere ispirazione dalla natura, ottenendo buoni risultati imitando ad esempio la pelle degli squali e le piume degli uccelli.

Sono stati condotti numerosi studi basati su simulazioni numeriche e test sperimentali per quantificare la riduzione della resistenza con *riblets* di varie geometrie e allo stesso tempo per capire a livello fluidodinamico le motivazioni di tale riduzione. Nel seguito si riportano le considerazioni più rilevanti che emergono da alcuni di questi studi.

2.1 Geometrie e rispettive entità della riduzione di resistenza

2.1.1 Riblets rettilinee

I primi studi furono condotti da Walsh (1980, 1982, 1983) [11] [12] [13] per *riblets* con sezione triangolare; Walsh trovò che per avere una riduzione della resistenza la dimensione delle scanalature deve essere dell'ordine dello spessore del *viscous sublayer* e arrivò ad

ottenere una riduzione della resistenza d'attrito fino all'8%.

Successivamente anche Choi et al. (1993) [14] studiarono la geometria con sezione triangolare, rappresentata in figura 2.1, per vari angoli al vertice dei triangoli e per diversi valori di spaziatura. Ottennero che con una spaziatura adimensionale ($s^+ = su_\tau/\nu$) $s^+ = 20$ si ha riduzione della resistenza del 5-6%, in accordo con i precedenti risultati di Walsh, mentre con una spaziatura adimensionale $s^+ = 40$ si ha un aumento della resistenza.

In seguito Bechert et al. (1996) [15] condussero uno studio sistematico per ottimizzare la geometria delle *riblets*, modificando i parametri geometrici delle scanalature come forma, altezza e spaziatura, per incrementare ulteriormente la riduzione della resistenza. Per *riblets* con sezione triangolare trovarono valori in accordo con gli studi precedenti, quindi una riduzione di circa il 5%.

Con la forma *blade-like* invece trovarono che con valori di spessore t , altezza h e spaziatura s che diano i rapporti ottimali $t/s = 0.02$ e $h/s = 0.5$, ad un valore di circa $s^+ = 16$ si può ottenere una riduzione di resistenza del 9.9%. Questo valore è il massimo che si è riusciti ad ottenere per *riblets* con scanalature rettilinee ed è maggiore rispetto all'utilizzo di *riblets* con sezione triangolare o parabolica.

Tuttavia in applicazioni reali l'utilizzo della geometria *blade-like* non è idonea, poiché oltre ad essere difficile da realizzare non sarebbe durevole. Pertanto per applicazioni reali è più ragionevole pensare di utilizzare *riblets* dalla sezione triangolare ma con scanalature trapezoidali, che hanno una forma non molto lontana da quella *blade-like* ottimale, e che permettono di ottenere una riduzione di resistenza dell'8.2% e sono più facili da produrre. In figura 2.2 sono rappresentate le geometrie appena descritte, con i rispettivi grafici della riduzione dello sforzo d'attrito.

Da questi grafici e dal grafico in figura 2.3 si può inoltre osservare che solitamente per le *riblets* esiste un valore ottimale di spaziatura adimensionale s^+ al quale si ha la massima riduzione di resistenza, mentre per valori più elevati la pendenza della curva si inverte, fino ad arrivare ad una riduzione di resistenza nulla o addirittura ad un aumento di resistenza. I valori precisi del minimo e del punto in cui si ha aumento di resistenza dipendono dalla geometria; per geometrie tradizionali un valore di riferimento nell'intorno del quale si ha la massima riduzione di resistenza è $s^+ = 15$.

Inoltre, quando si ha riduzione di resistenza grazie alle *riblets* si osserva una traslazione verso l'alto (*upward shift*) della zona logaritmica del profilo di velocità media, come riportato in figura 2.4.

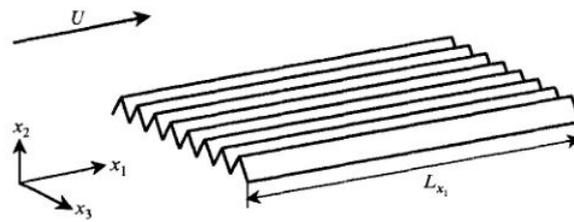
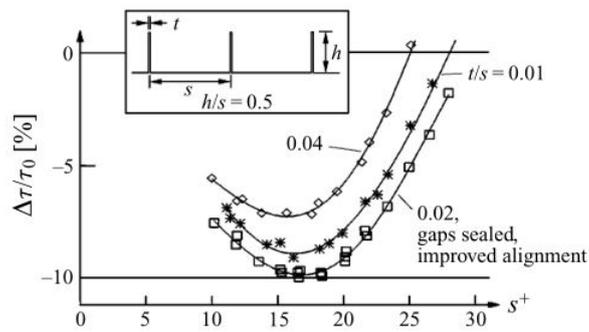
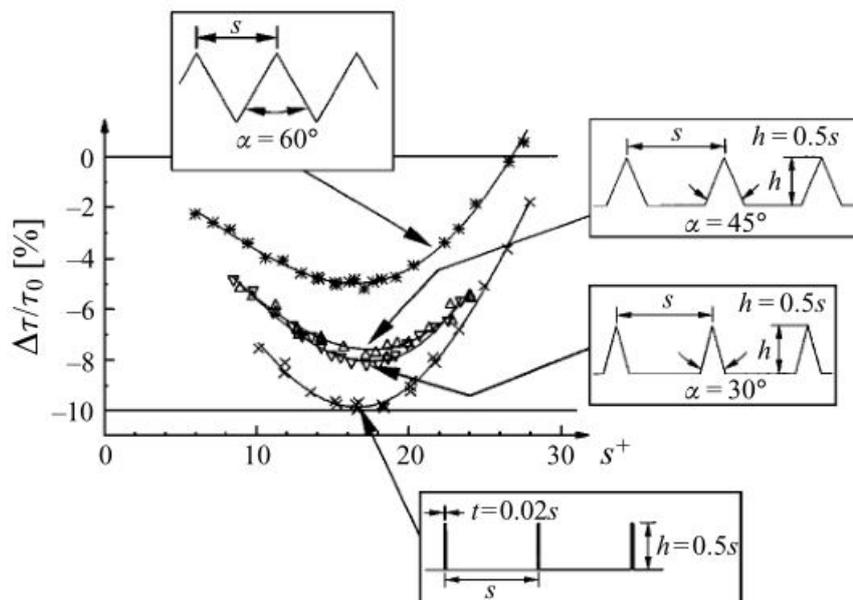


Figura 2.1: schematizzazione di riblets con sezione triangolare [14].



(a)



(b)

Figura 2.2: (a) rappresentazione della geometria ottimale blade-like e grafico di riduzione dello sforzo d'attrito (b) rappresentazione delle geometrie triangolare, blade-like e con scanalature trapezoidali e rispettivi grafici di riduzione dello sforzo d'attrito a confronto [15].

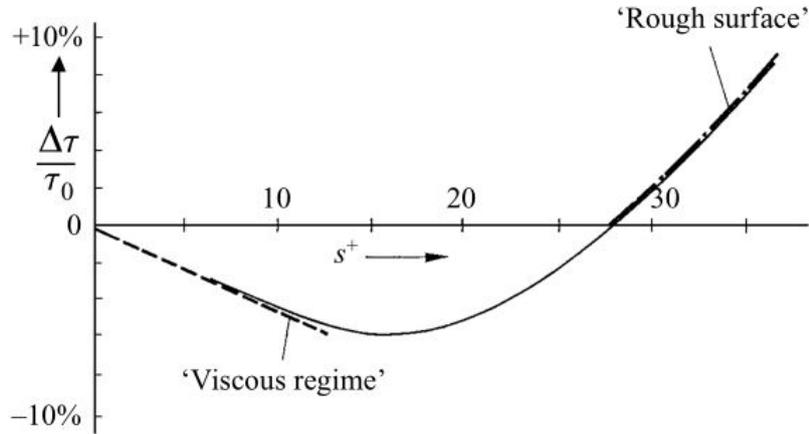


Figura 2.3: andamento tipico della curva che rappresenta la riduzione dello sforzo d'attrito e della resistenza per le riblets [15].

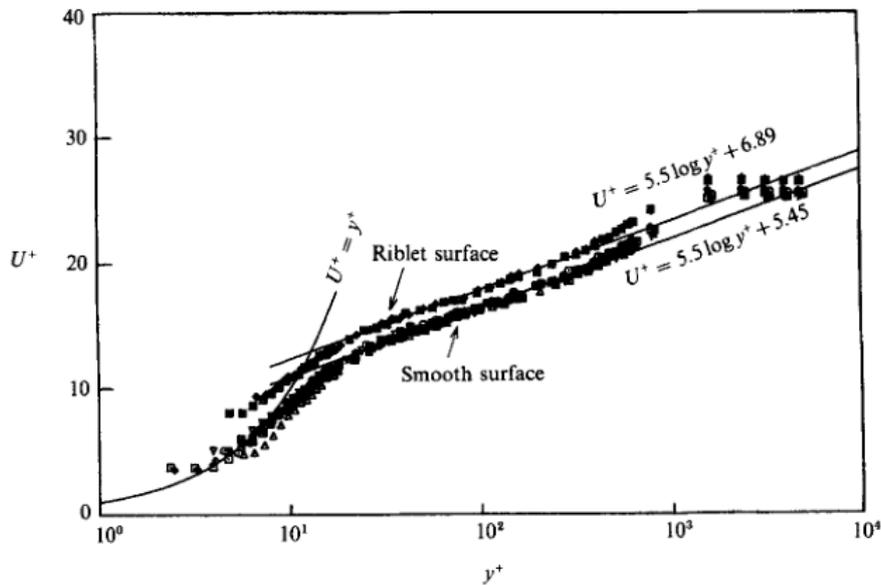


Figura 2.4: upward shift della zona logaritmica del profilo di velocità media quando c'è riduzione di resistenza grazie alle riblets [16].

2.1.2 Riblets ispirate alla natura

Nel proporre dei metodi per ridurre la resistenza d'attrito si può prendere ispirazione dalla natura.

Ad esempio è stato osservato che la pelle degli squali ha una microstruttura con scaglie che hanno delle creste allineate nella direzione della corrente, pertanto può essere utile effettuare dei test su *riblets* con microstrutture analoghe.

È quello che è stato fatto da Bechert et al. (2006) [17], che hanno cercato di riprodurre la forma dettagliata delle scaglie degli squali (figura 2.5), il fissaggio flessibile delle singole scaglie, e l'angolo di incidenza variabile delle scaglie, per studiarne la riduzione dello sforzo d'attrito.

Tuttavia, nel migliore dei casi testati ovvero con fissaggio rigido e scaglie allineate, la riduzione di sforzo d'attrito è di circa il 3%, un valore piuttosto basso se confrontato con il valore di circa il 10% della geometria *blade-like*. La pelle degli squali in realtà dà una riduzione di resistenza maggiore, ma ha una struttura più complessa di quanto riprodotto da Bechert.

Un'altra geometria da cui si può prendere ispirazione è quella a lisca di pesce, simile a quella che si può osservare nelle piume degli uccelli [18], le quali hanno una struttura come quella rappresentata in figura 2.6, cioè con scanalature rettilinee non allineate con il flusso ma inclinate di un certo angolo in modo simmetrico (la linea centrale orizzontale che si vede in figura è invece allineata con il flusso). Con *riblets* che hanno una geometria di questo tipo si è osservato che l'angolo di inclinazione θ ha una forte influenza sul tasso di riduzione di resistenza e l'angolo ottimale vale $\theta = 60^\circ$, vicino al valore che si osserva in natura nelle piume degli uccelli. In questo modo è possibile ottenere una riduzione di resistenza del 17-20%, maggiore rispetto a *riblets* con scanalature rettilinee allineate con il flusso.

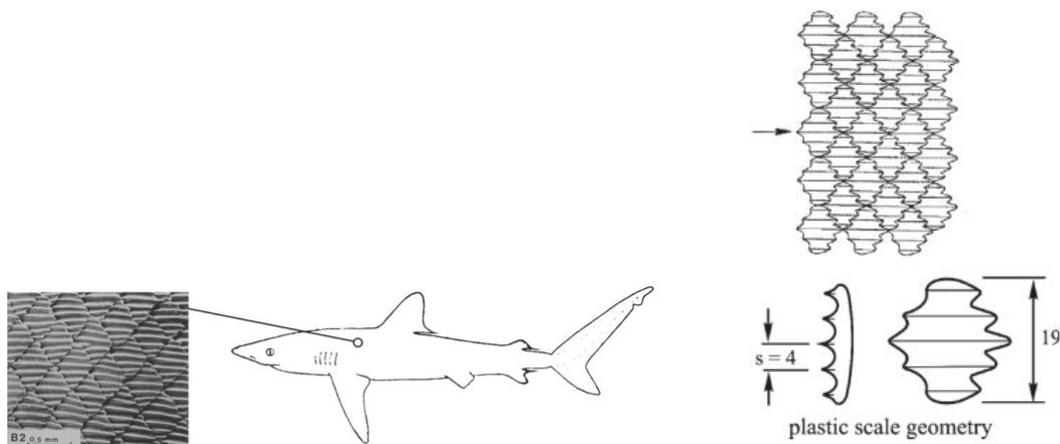


Figura 2.5: rappresentazione della sharkskin replica [17].

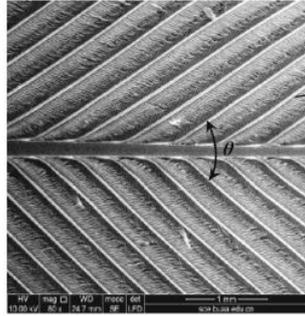


Figura 2.6: struttura delle piume degli uccelli [18], che può essere riprodotta sulle riblets.

2.1.3 Oscillazione della parete e riblets sinusoidali

Un altro metodo molto efficace per manipolare e influenzare la formazione delle strutture turbolente vicino a parete nello strato limite turbolento, al fine di ridurre la resistenza d'attrito, consiste nel fare oscillare la parete in direzione *spanwise*, ovvero in direzione perpendicolare rispetto alla direzione del flusso. Il moto oscillatorio della parete fa muovere in una forma sinuosa i vortici longitudinali dello strato limite, riducendone così l'intensità e la capacità di produrre turbolenza.

Sono stati condotti diversi studi su questa metodologia.

Dalle prove sperimentali di Choi et al. (1998) [19] si è ottenuta una riduzione della resistenza d'attrito del 40-45%.

Questa tecnica è però attiva, pertanto per valutare in modo completo i benefici occorre fare alla fine un bilancio netto tra energia risparmiata grazie alla riduzione della resistenza ed energia spesa per far oscillare la parete.

Nonostante la parete oscillante consenta di ottenere una notevole riduzione della resistenza, non è possibile installare pareti oscillanti in applicazioni reali, pertanto si è pensato di cercare di riprodurre l'oscillazione della parete utilizzando *riblets* sinusoidali, pensate per guidare il flusso in un moto oscillatorio, al fine di destabilizzare le strutture di parete e avere meno resistenza. In figura 2.7 è schematizzata questa geometria.

Con queste *riblets* sinusoidali, secondo i risultati dello studio di Peet et al. (2008) [20] si può ottenere una riduzione di resistenza maggiore del 50% rispetto a *riblets* rettilinee con scanalature dalla forma analoga (che ad esempio può essere triangolare o parabolica). Tuttavia, l'efficacia delle *riblets* sinusoidali dipende molto da lunghezza d'onda e ampiezza dell'oscillazione, pertanto è ragionevole pensare che ottimizzando maggiormente questi parametri si possa ottenere una riduzione ancora maggiore.

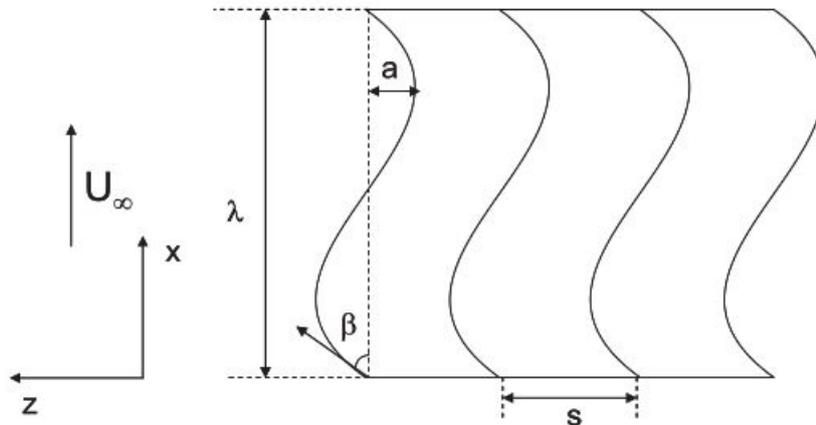


Figura 2.7: rappresentazione di riblets sinusoidali [20]. Le linee sinusoidali rappresentano le scanalature.

2.2 Riduzione di resistenza con riblets in applicazioni reali e problematiche

Si riporta ora una descrizione generica sulle tipologie di resistenza per un velivolo e la stima fatta per quantificare i vantaggi dell'utilizzo delle *riblets* in ambito aeronautico.

Per quanto riguarda la resistenza di un velivolo subsonico, in generale si possono distinguere due tipologie principali di resistenza:

- Resistenza d'attrito, dovuta allo *skin friction* e agli sforzi di taglio che nascono sulle superfici a causa degli effetti della viscosità; tale tipologia di resistenza è anche detta resistenza parassita D_0 .
- Resistenza di pressione, legata alle forze di pressione agenti.
La cosiddetta resistenza indotta D_i rientra in questa tipologia, ed è legata alla presenza della portanza e quindi al fatto che in un'ala di lunghezza finita (quindi in un caso 3D) la differenza di pressione tra dorso e ventre al tip fa nascere dei vortici di estremità, i quali contribuiscono a generare resistenza.
La resistenza dovuta alla separazione dello strato limite e del flusso nella parte posteriore di un profilo alare è anch'essa resistenza di pressione.

La resistenza dovuta alle separazioni nasce a causa del fatto che, se c'è separazione, la pressione che agisce sulla parte anteriore del profilo non è perfettamente bilanciata dalla pressione sulla parte posteriore; questo contributo è legato allo strato limite e quindi agli effetti della viscosità (se il flusso fosse inviscido e non ci fosse separazione, invece, le pressioni della parte anteriore e posteriore si bilancerebbero in modo esatto e questo contributo di resistenza non ci sarebbe).

La resistenza indotta D_i , ovvero la resistenza legata alla portanza, si può vedere in realtà come dovuta a due contributi: il primo è un contributo non viscoso, quello dei vortici di estremità; il secondo è invece un contributo viscoso (*lift-dependent viscous drag*), legato al

fatto che se l'incidenza α del profilo e di conseguenza il C_L aumentano, allora aumentano anche la resistenza dovuta alla *skin friction* (attrito a parete), perché le velocità sul dorso sono maggiori e quindi sono maggiori gli sforzi d'attrito, e aumenta anche la resistenza di pressione perché c'è maggiore separazione. Pertanto la D_i non è dovuta soltanto ai vortici di estremità (contributo non viscoso).

Nel caso di un velivolo che vola in alto subsonico o in supersonico inoltre può esserci un terzo contributo di resistenza, la resistenza d'onda D_w , dovuta alla presenza di zone del campo di moto in cui la corrente è supersonica e in cui nascono onde d'urto.

Per un velivolo di aviazione civile di dimensioni medio-grandi, solitamente la resistenza indotta conta per il 30-40% del totale, la resistenza d'attrito conta per il 50-55%, mentre il restante 10-15% è dovuto agli altri effetti (resistenza d'onda e d'interferenza). È importante dunque studiare lo strato limite e le fenomenologie ad esso associate, responsabili della resistenza d'attrito, che costituisce la percentuale maggiore tra tutti i vari contributi, ed è importante studiare come è possibile ridurre questo contributo di resistenza grazie all'utilizzo delle *riblets*.

Per un velivolo a lungo raggio dunque la resistenza d'attrito costituisce circa il 50% della resistenza totale; si è visto in precedenza che le *riblets* rettilinee con scanalature triangolari o trapezoidali (quelle più adatte per applicazioni reali sui velivoli) possono dare una riduzione della resistenza d'attrito del 5-8%. Tuttavia bisogna considerare che solo il 70% del velivolo ha superfici idonee ad essere ricoperte con *riblets* (ad esempio la zona del bordo d'attacco dell'ala non è idonea perché le *riblets* si deteriorerebbero molto velocemente e per ovvi motivi non si possono applicare *riblets* sui finestrini) e inoltre in alcune zone del velivolo il flusso non rimane perfettamente allineato con le scanalature delle *riblets*. Un'illustrazione di un velivolo commerciale a lungo raggio parzialmente rivestito con *riblets* è riportata in figura 2.8.

Per tutti questi motivi, dunque, per un velivolo si può ottenere una riduzione di circa il 2% della resistenza totale.

Questa riduzione di resistenza permetterebbe di ridurre la quantità di carburante necessario e quindi anche il peso del carburante, che potrebbe essere sostituito da un numero maggiore di passeggeri; dunque si potrebbe avere non solo un risparmio di un costo (il carburante) ma anche un maggiore profitto (più passeggeri).

Vi sono però diverse problematiche che limitano l'uso delle *riblets* sui velivoli, infatti le performance possono peggiorare sensibilmente a causa della sporcizia che si deposita nelle micro-scanalature e le superfici possono deteriorarsi nel tempo; inoltre bisogna considerare i costi di produzione, installazione e manutenzione delle *riblets*.

Pertanto, nonostante le *riblets* costituiscano un metodo passivo efficace per ridurre la resistenza, nelle applicazioni reali sono ancora poco utilizzate.

Le *riblets* possono essere utilizzate anche in altri ambiti oltre a quello aeronautico, come treni e camion, scafi delle navi o condotti.

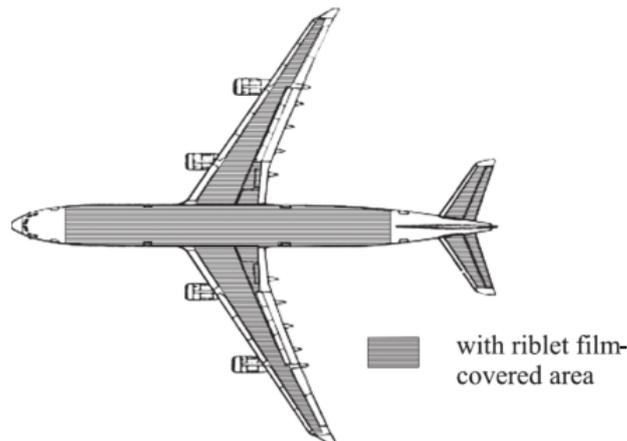


Figura 2.8: illustrazione di un velivolo a lungo raggio parzialmente rivestito con riblets [17].

2.3 Meccanismi fluidodinamici per spiegare la riduzione di resistenza

Si riporta ora una sintesi dei meccanismi di riduzione della resistenza, che mettono in relazione la riduzione della resistenza con il modo in cui vengono modificate le strutture dello strato limite.

2.3.1 Riblets rettilinee e viscous regime

Per quanto riguarda le *riblets* rettilinee, una prima interpretazione, fornita da Choi et al. (1993) [14], è che la diminuzione degli sforzi di Reynolds vicino alle *riblets* sia dovuta al fatto che le *riblets* riducono il trasporto di quantità di moto impedendo il moto di *cross-flow*; anche l'intensità dei vortici *streamwise* sulle *riblets* è ridotta, indicando quindi che i moti di *sweeps* e *ejections* dovuti ai vortici *streamwise* sono indeboliti.

Si ricorda che regioni locali di alto *skin friction* sulla parete sono associate ai vortici *streamwise* e ai moti di *sweep* dovuti a questi ultimi.

Sulle *riblets* si osserva che i vortici *streamwise* intensi sono presenti vicino alle *riblets*. Da studi precedenti si stima che il centro dei vortici *streamwise* mediamente è ad $y^+ = 20$ e il diametro in media vale $d^+ = 30$. Pertanto, se la spaziatura delle *riblets* è maggiore del diametro allora i vortici possono spostarsi e andare nelle *riblet valleys*, ma così c'è una superficie maggiore esposta ai moti di *sweep*, mentre con una spaziatura ad esempio di $s^+ = 20$ la maggior parte dei vortici *streamwise* sta oltre le *riblets*, perchè il loro diametro è maggiore della spaziatura, e solo un'area limitata è esposta ai moti di *sweep*, dando riduzione di resistenza. Questo concetto è rappresentato in figura 2.9.

Inoltre, come già riportato in precedenza, nel caso *drag-decreasing* si nota che la zona logaritmica del profilo di velocità media trasla verso l'alto (figura 2.4), mentre nel caso *drag-increasing* si ha traslazione verso il basso.

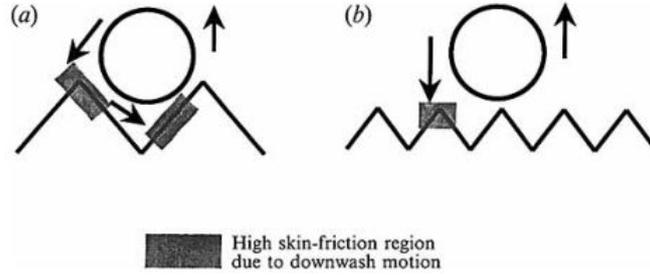


Figura 2.9: aumento o riduzione di resistenza in base al posizionamento dei vortici [14].

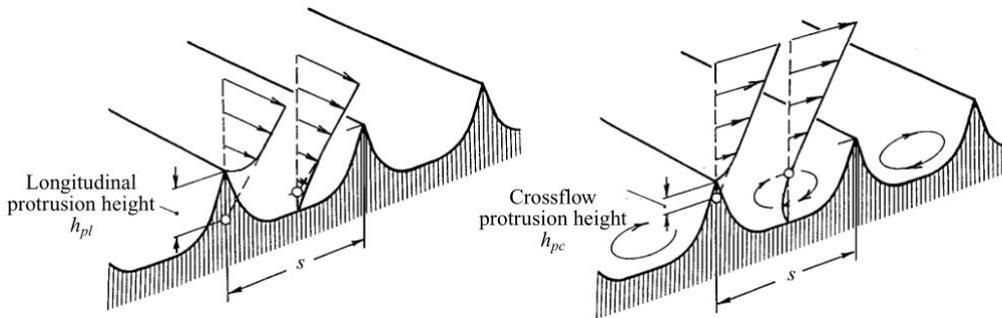


Figura 2.10: flusso longitudinale e di cross-flow su riblets e le rispettive protrusion heights. La protrusion height è la distanza tra la punta della rib e l'origine del profilo di velocità [15].

Nello studio di Bechert et al. (1996) [15] si è cercato di spiegare e calcolare in modo preliminare la riduzione di resistenza delle *riblets* in base alla loro geometria. Secondo quanto riportato in questo studio, un meccanismo plausibile che spiega la riduzione di resistenza è che le *ribs* longitudinali raddrizzano il flusso turbolento nella direzione del flusso medio, ostacolando la componente fluttuante di *cross-flow* w' ; se le fluttuazioni w' vicino alla superficie sono ridotte, il trasferimento turbolento di quantità di moto vicino alla parete si riduce e di conseguenza lo *shear stress* diminuisce. Questo ragionamento si basa sull'assunzione che le *riblets* sono immerse nel *viscous sublayer* dello strato limite.

Dunque, si è detto che le *ribs* longitudinali impediscono il moto di *cross-flow* vicino a parete.

L'origine del *cross-flow* differisce nella sua posizione dall'origine del flusso longitudinale, come rappresentato in figura 2.10; la quantità che è importante per ostacolare il *cross-flow* è la differenza di altezza $\Delta h = h_{pl} - h_{pc}$ tra le origini del flusso longitudinale e del *cross-flow* (h_{pl} è la *longitudinal protrusion height*, h_{pc} è la *crossflow protrusion height*). La *protrusion height* è la distanza tra la punta della *rib* e l'origine del profilo di velocità. Data una certa geometria, Δh è costante ed è una frazione della spaziatura s , quindi aumentando s anche la differenza di altezza tra le origini aumenta.

Osservando l'andamento tipico del valore di riduzione di resistenza all'aumentare della spaziatura adimensionale (curva $\frac{\Delta\tau}{\tau_0} - s^+$, figura 2.3), si nota che per valori bassi di spa-

ziatura adimensionale s^+ si ha un andamento lineare, infatti la parte iniziale della curva di riduzione di resistenza $\frac{\Delta\tau}{\tau_0} - s^+$ può essere rappresentata dalla relazione

$$\frac{\Delta\tau}{\tau_0} \propto \frac{\Delta h}{s} \cdot s^+$$

Già in studi precedenti si era osservato che lo spessore del *viscous sublayer* aumenta di Δh (la differenza di altezza tra le origini del flusso longitudinale e del *cross-flow*). Un aumento dello spessore del *viscous sublayer* corrisponde a *drag reduction* e la regione logaritmica del profilo di velocità, come già detto, trasla verso l'alto.

Per calcolare la pendenza della prima parte della curva $\frac{\Delta\tau}{\tau_0} - s^+$, quella con andamento lineare, Bechert ha ricavato la seguente formula

$$\frac{\Delta\tau}{\tau_0} = \frac{0.785\Delta h/s}{2c_f^{-0.5} + 1.25} \cdot s^+ \quad (2.1)$$

dove c_f è il *wall friction coefficient* ($c_f = \frac{\tau_0}{1/2\rho\bar{u}^2}$), calcolato dalla misura del *wall shear stress* τ_0 misurato con una bilancia sulla placca liscia e \bar{u} è la velocità media del flusso nella galleria; tali valori (c_f, τ_0, \bar{u}) variano al variare del numero di giri della galleria.

La grandezza $\Delta\tau = \tau - \tau_0$ è la differenza degli *shear stresses* tra la placca con scanalature e la placca piana, che è il caso di riferimento; un valore negativo di $\Delta\tau/\tau_0$ corrisponde a *drag reduction*, mentre un valore positivo a *drag increase*.

Con la formula (2.1) si può predire la pendenza iniziale della curva $\frac{\Delta\tau}{\tau_0} - s^+$ in base alla geometria delle scanalature, che determina i valori Δh e s . La pendenza calcolata è molto bene in accordo con i dati misurati per la geometria *blade-like*, mentre per *riblets* con scanalature triangolari o paraboliche la pendenza è sovrastimata. Questa relazione è utile per calcolare in modo preliminare l'andamento della curva e non testare tutte le geometrie ipotizzabili.

Tuttavia ottenere la massima pendenza ottimizzando $\Delta h/s$ non corrisponde ad ottenere la massima riduzione di resistenza, perché oltre un certo valore di s^+ la curva devia dal comportamento lineare e per valori elevati di s^+ la superficie inizia a comportarsi come superficie rugosa (si riveda la figura 2.3).

Nel documento di Hage et al. (2010) [21] si riprendono questi concetti per effettuare un confronto tra l'andamento previsto dalla formula (2.1) di Bechert e i risultati sperimentali di *riblets* con scanalature trapezoidali.

In questo documento si riporta che la *turbulent skin friction* è causata da fluttuazioni di velocità tridimensionali che ci sono vicino a parete; questo comporta trasferimento di quantità di moto vicino a parete. L'idea di base del meccanismo di riduzione di resistenza grazie alle *riblets* è che il flusso longitudinale su una parete con scanalature parallele è meno soggetto al *cross-flow* grazie alle *ribs*.

La posizione media dell'origine del flusso longitudinale è situata più in profondità nelle scanalature rispetto all'origine del profilo del *cross-flow*. Le distanze tra i *tip* e queste posizioni si chiamano *protrusion heights* h_{pl} per il flusso longitudinale e h_{pc} per il profilo del *cross-flow*.

Con l'origine del *cross-flow* che sta più vicino al *tip* la fluttuazione di velocità trasversale è più influenzata dalla presenza della superficie con *rib* rispetto alla velocità longitudinale.

Se w' diminuisce si ottiene un minore scambio di quantità di moto in direzione perpendicolare alla superficie. In generale la riduzione della componente fluttuante di velocità trasversale w' in un flusso turbolento comporta una riduzione di resistenza. La struttura delle *riblets* porta ad avere una diminuzione della componente del flusso w' .

Il comportamento della curva di riduzione di resistenza nella zona lineare, quindi per valori s^+ bassi, è descritto dalla cosiddetta *viscous theory*. La *viscous theory* è costituita da due elementi: primo, la distribuzione di velocità longitudinale e di *cross-flow* è legata direttamente alla geometria delle *riblets* e differenze nella distribuzione di velocità sopra una superficie con *riblets* sono legate al meccanismo di riduzione della resistenza sulla superficie; secondo, la distanza delle origini dei profili di velocità longitudinale e di *cross-flow* è proporzionale alla riduzione della resistenza per quella geometria. La determinazione delle origini per entrambe le componenti del flusso dà la quantità Δh , da cui dipende la capacità di riduzione di resistenza.

Le assunzioni di base per la *viscous theory* sono che le *riblets* sono immerse nel *viscous sublayer* di uno strato limite; all'interno di questa sottile regione nelle immediate vicinanze della parete, gli effetti viscosi predominano e il profilo di velocità media è lineare.

Come riportato in precedenza, la riduzione di resistenza di una superficie con *riblets* è proporzionale al valore $\Delta h/s$, assumendo che c'è una dipendenza lineare tra $\Delta h/s$ e $\Delta\tau/\tau_0$, come è stato provato da Bechert (per valori di s^+ bassi) per diverse geometrie di *riblets*. C'è un aumento dello spessore del *viscous sublayer* che comporta minore *skin friction* e la regione logaritmica trasla verso l'alto della quantità Δh .

I risultati sperimentali riportati nello studio di Hage et al. (2010) [21] sono in buon accordo con quelli che derivano dalla *viscous theory*, pertanto è confermato che la riduzione di resistenza di una certa geometria di *riblets* può essere predetta per il regime viscoso di un flusso turbolento con la relazione (2.1).

Negli studi di Jiménez et al. (2011) [22] [23] è stato invece valutato se le curve di riduzione di resistenza hanno un andamento più simile tra loro se si utilizza un altro parametro che non sia la spaziatura adimensionale s^+ , per poi discutere del *breakdown* del *viscous regime*.

Viene riportato che nel cosiddetto *viscous regime*, con spaziatura delle *riblets* molto bassa, la riduzione di resistenza è proporzionale alla dimensione delle *riblets*, ma per valori alti la proporzionalità cessa di valere e si parla di *breakdown* e anziché diminuzione si ha aumento di resistenza.

Si trova che la cross section delle scanalature A_g^+ è un parametro migliore rispetto alla spaziatura per caratterizzare il *breakdown*, e si trova che il valore ottimale è $A_g^{+1/2} \approx 11$. Il *breakdown* non è associato con il fatto che i vortici *quasistreamwise* rimangono nelle scanalature, ma con la comparsa di vortici *spanwise* quasi bidimensionali oltre $y^+ \approx 30$, legati alla instabilità di tipo Kelvin-Helmoltz del profilo di velocità media.

Osservando la figura 2.3, che mostra la tipica curva di riduzione di resistenza in funzione della spaziatura, si possono distinguere diverse zone, in base a come la resistenza dipende da s^+ . Nel *viscous regime*, circa per $s^+ < 10$, il contributo dei termini non

lineari al flusso all'interno e nelle immediate vicinanze delle scanalature delle *riblets* è trascurabile; indicando con τ_0 la *skin friction* su parete liscia, risulta che la *drag reduction* $DR = -\Delta\tau/\tau_0$ è proporzionale ad s^+ .

Vicino al valore ottimale di s^+ , ovvero il valore di spaziatura al quale la riduzione di resistenza è massima, si ha il *viscous regime breakdown*, ovvero il *viscous regime* e l'andamento lineare cessano di essere validi; infine, nella zona successiva della curva, si ha *drag increase*, con un comportamento tipico di una superficie con rugosità.

I parametri che determinano le performance ottimali di una certa tipologia di *riblets* sono la dimensione ottimale e la pendenza della curva di resistenza nel *viscous regime*; entrambi dipendono dalla geometria, anche se qualitativamente la curva ha sempre lo stesso andamento.

Tipicamente le curve di riduzione di resistenza riportano sulle ascisse s^+ e sulle ordinate $\frac{\Delta\tau}{\tau_0}$, ma in questo modo le curve variano molto in base alla geometria. Un parametro migliore per rappresentare queste curve è il rapporto tra la sezione trasversale delle scanalature e il quadrato della spaziatura $A_g/s^2 = A_g^+$.

Utilizzando il parametro $l_g^+ = A_g^{+1/2}$, infatti, le curve collassano meglio rispetto all'utilizzo di s^+ , almeno per geometrie convenzionali. Inoltre, il suo valore ottimale è meno variabile rispetto al valore di s^+ ottimale, infatti si ha sempre $l_{g,opt}^+ \approx 10.7$ per tutte le geometrie, mentre s_{opt}^+ è nel range 15 – 20, che è più ampio. Il parametro l_g^+ permette inoltre di cogliere sia l'influenza della spaziatura sia la forma.

Come già detto, nel *viscous regime*, ovvero nella zona di *drag reduction*, è possibile calcolare la pendenza della curva per predire le performance delle *riblets*. Tuttavia, oltre questa zona si ha *breakdown* del *viscous regime* ed è importante capirne il meccanismo fisico perché la massima riduzione di resistenza si ha vicino alla zona di *breakdown*.

Le teorie proposte in letteratura ricadono in due gruppi principali.

Il primo è che l'effetto delle *riblets* sul *cross-flow* perde efficacia una volta che si va oltre il regime di Stokes. Il peggioramento delle performance potrebbe essere dovuto alla generazione di vorticità *streamwise* secondaria sulle *riblets*, perché il *cross-flow* non stazionario separa e nascono vortici di piccola scala che creano ulteriore dissipazione. In realtà con l'oscillazione *spanwise* della parete, che introduce vorticità *spanwise* non stazionaria, si ottiene riduzione di resistenza, pertanto la presenza di vorticità extra vicino alla parete non è dannosa per la *drag reduction*.

Il secondo gruppo di teorie assume invece che la spaziatura ottimale è legata alla scala delle strutture turbolente nella regione di parete e che l'aumento di resistenza coincide con il fatto che i vortici *quasistreamwise* si posizionano all'interno delle scanalature delle *riblets*; queste osservazioni però sono state fatte molto lontano dalla dimensione ottimale della spaziatura.

C'è poi un'ulteriore spiegazione. Si possono osservare infatti vicino a parete dei *spanwise vortex rollers* la cui intensità cresce rapidamente con la dimensione delle *riblets*.

Le dimensioni di queste strutture rimangono circa costanti in unità di parete, per diverse dimensioni delle *riblets*; hanno dimensione *streamwise* di circa 150 unità di parete e sono allungate in direzione *spanwise* da una dimensione di 50 unità di parete a tutta la larghezza del canale; inoltre sono centrate in $y^+ \approx 10 - 15$ e penetrano leggermente nelle

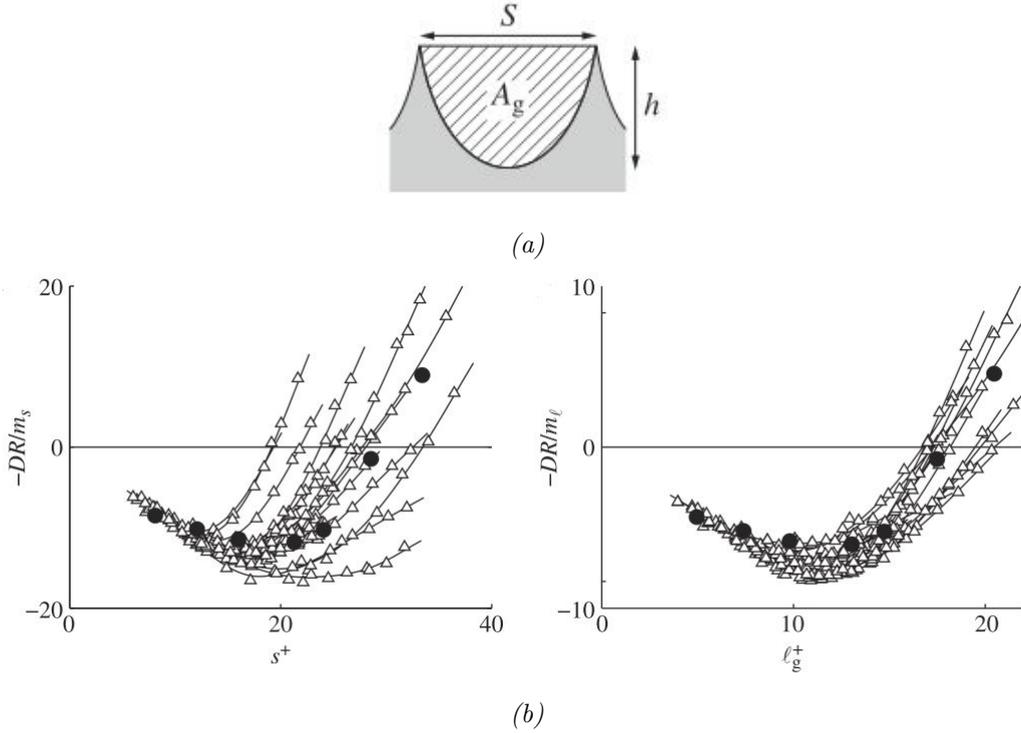


Figura 2.11: (a) rappresentazione dell'area delle scanalature (b) curve di riduzione della resistenza per diverse riblets in funzione del parametro s^+ e del parametro l_g^+ ; con il parametro l_g^+ si ha un miglior collasso e il valore ottimale è in un range più ristretto [22].

scanalature delle *riblets*.

Queste nuove strutture contano per la maggior parte del peggioramento delle performance delle *riblets* con la dimensione.

Dunque, per riassumere, si può dire che l'effetto delle dimensioni delle *riblets* è meglio caratterizzato dal parametro l_g^+ , infatti i dati sperimentali collassano meglio se si utilizza la quantità l_g^+ , basata sull'area delle scanalature, anziché la spaziatura delle *riblets*. Il valore ottimale per geometrie convenzionali è $l_g^+ = 10.7$, che insieme alla pendenza della curva nella regione viscosa può essere utilizzata per predire le performance delle *riblets*, ovvero la massima riduzione di resistenza che si potrebbe ottenere.

Il peggioramento delle performance per *riblets* larghe e la perdita di validità del regime lineare della curva di riduzione di resistenza è dovuto ad un sistema di vortici *spanwise* sotto $y^+ = 30$ con dimensioni che riscalate in unità di parete non dipendono dalle dimensioni delle *riblets*.

Il *breakdown* del *viscous regime* è causato dalla comparsa di lunghi *spanwise rollers* sotto $y^+ = 20$ con dimensione 150 unità di parete che si sviluppano a causa di una instabilità di tipo Kelvin-Helmoltz del flusso medio *streamwise*.

Al *viscous breakdown* il comportamento lineare di *drag reduction* all'aumentare della

dimensione delle *riblets* cessa di essere valido. Questo limite determina le performance ottimali di una certa geometria.

Il *breakdown* coincide con la scomparsa di una regione di ricircolo all'interno delle scanalature, che si indebolisce e diventa sempre più asimmetrica oltre la zona di *breakdown* del *viscous regime*; questo coincide con l'aumento di sforzi di Reynolds che alla fine porta ad un peggioramento della resistenza.

Il cambiamento principale al *breakdown* è la comparsa di *spanwise rollers* bidimensionali con tipica lunghezza *streamwise* di 150 unità di parete e sono causati da instabilità di tipo Kelvin-Helmoltz. Gli sforzi di Reynolds associati con questi *rollers* contano per la maggior parte del peggioramento della resistenza che si osserva oltre il *breakdown* del *viscous regime*.

2.3.2 Parete oscillante

Nel documento di Choi (2002) [24] viene fornita un'interpretazione dei meccanismi che portano alla riduzione di resistenza utilizzando una parete oscillante.

Con la parete oscillante il gradiente della velocità media dello strato limite si riduce, quindi anche la *skin friction drag* dello strato limite turbolento può essere ridotta.

Il meccanismo di riduzione della resistenza suggerito prevede che la vorticità *spanwise* negativa generata al bordo del *viscous sublayer* giochi un ruolo significativo nel ridurre la *skin friction drag* dello strato limite turbolento.

Lo spostamento della parete in direzione *spanwise* influenza e disturba la sequenza dei *near-wall events* nello strato limite turbolento e riduce la produzione di energia cinetica turbolenta. La coerenza spaziale tra i vortici longitudinali e le *low-speed streaks* può essere disturbata dall'oscillazione della parete in direzione *spanwise*.

Da simulazioni DNS sembra che i vortici *streamwise* siano spostati lateralmente rispetto alle *low speed streaks*, e questo fa sì che i vortici trasportino fluido ad alta velocità lontano da parete, anziché di bassa, e portino verso la parete fluido con bassa quantità di moto, quindi disturbando la produzione di energia cinetica turbolenta.

L'oscillazione della parete deve essere circa della stessa dimensione della distanza tra i vortici *quasi-streamwise*.

Vicino a parete si crea vorticità *spanwise* negativa durante il moto di oscillazione della parete; un meccanismo per la *turbulent drag reduction* grazie all'oscillazione della parete può essere che il profilo di velocità dello strato limite turbolento è influenzato dalla vorticità *spanwise* e il gradiente di velocità vicino a parete si riduce.

Fuori dal *viscous sublayer* invece l'effetto della vorticità *spanwise* è quello di aumentare la velocità media, spostando in alto il profilo di velocità nella zona logaritmica.

Inoltre, la vorticità *spanwise* negativa creata dalla parete oscillante ostacola lo *stretching* dei vortici longitudinali nel *viscous sublayer* e riduce la loro vorticità *streamwise*; di conseguenza l'attività di *burst* è indebolita, portando ad una riduzione della *turbulent skin friction drag*.

Inoltre la formazione delle *streaks* è attenuata perché il meccanismo di generazione della turbolenza nella regione vicino a parete è disturbato, e la produzione di energia cinetica turbolenta è ridotta dall'interazione tra i vortici *quasistreamwise* e la parete oscillante,

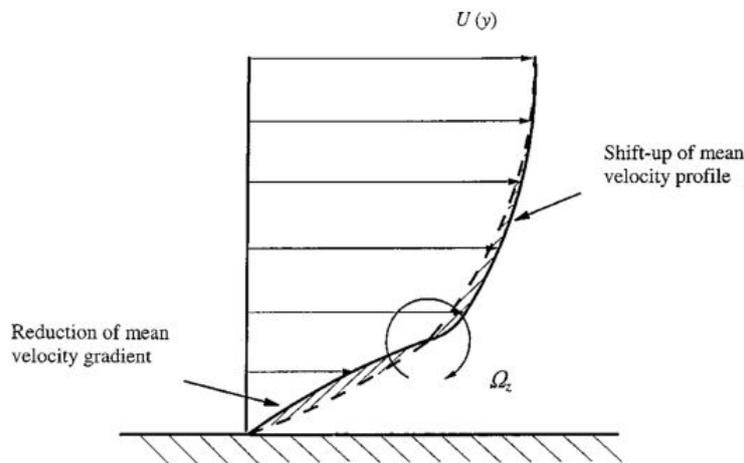


Figura 2.12: modello concettuale che spiega la riduzione del gradiente di velocità media grazie all'oscillazione della parete [24].

portando ad un rapido annichilimento viscoso delle strutture coerenti.

La durata e l'intensità degli *sweep events* è molto ridotta sulla parete oscillante, portando alla riduzione dello *skin friction*.

Durante l'oscillazione della parete si crea vorticità *spanwise* negativa, e la riduzione di velocità *streamwise* dello strato limite turbolento che ne consegue sembra che ostacoli lo *stretching* dei vortici *quasistreamwise* nella regione vicino a parete, quindi riducendo la vorticità *streamwise*. Di conseguenza l'attività di *burst* vicino a parete nello strato limite turbolento è indebolita portando ad una riduzione della *skin friction drag*.

In Iuso et al. (2002) [25] viene riportato che c'è una riorganizzazione delle strutture turbolente vicino a parete, che probabilmente spostano gli eventi turbolenti lontano dalla parete.

Inoltre, la scala integrale spaziale *spanwise* è aumentata dalla manipolazione, e questo potrebbe essere dovuto all'aumento della spaziatura delle *low-speed streaks*, a causa del maggiore mixing vicino alla parete causato dalla presenza dello *Stokes layer* oscillante; questi strati oscillanti trasversalmente, oltre ad essere la causa della riduzione del gradiente di velocità media vicino a parete, possono indurre lo shifting continuo vicino a parete dei vortici longitudinali relativi alle *streaks*, quindi indebolendo le *low speed streaks*. Questo è evidenziato dalla riduzione dei valori massimi di vorticità normale a parete nel caso di flusso manipolato con la parete oscillante e conferma l'associazione tra l'indebolimento delle strutture e la riduzione dell'attività turbolenta vicino a parete.

L'indebolimento delle *streaks* è anche confermato dall'osservazione dell'attenuazione dell'attività degli eventi di parete, infatti gli eventi del secondo quadrante, per il flusso manipolato sono meno frequenti e meno intensi. Dunque l'oscillazione trasversale indebolisce le *streaks*, che di conseguenza diventano più stabili e causano l'attenuazione del meccanismo di rigenerazione dei vortici longitudinali *streamwise* e la riduzione delle attività turbolente di parete.

In Iuso et al. (2003) [26] sono riportate inoltre le seguenti considerazioni.

La scala integrale laterale risulta essere aumentata con l'oscillazione della parete, e questo è consistente con l'osservazione di altri studi da cui emerge che c'è coalescenza delle *low-speed streaks* in un'unica *streak* quando la parete oscilla.

La coalescenza tra *streaks* adiacenti e il loro aumento di spaziatura e larghezza può essere in parte dovuto all'azione di *Stokes layers* alternati prodotti dall'oscillazione della parete e anche dal continuo shifting dei vortici quasi longitudinali vicino a parete relativi alle *streaks* di velocità.

L'aumento della spaziatura tra le *streaks* quando la parete oscilla si spiega con la coalescenza.

Con l'oscillazione della parete inoltre c'è un indebolimento dell'intensità delle *streaks* ovvero una riduzione della vorticità massima, a causa presumibilmente di effetti viscosi dovuti agli *Stokes layers* alternati. L'indebolimento delle *low speed streaks* è associato alla riduzione dell'attività turbolenta.

La caratteristica chiave della parete oscillante responsabile del decadimento della turbolenza è la presenza di *Stokes layers* alternati sovrapposti al moto medio, che possono ridurre la vorticità diminuendo il numero di *streaks* instabili.

Gli *Stokes layers* alternati sono anche responsabili nel favorire la coalescenza tra *low-speed streaks* adiacenti, aumentando la loro larghezza e spaziatura.

I processi di *burst* come *sweeps* ed *ejections* sono la conseguenza del passaggio dei vortici vicino a parete, quindi sono indicatori indiretti dei moti organizzati, che sono *low-speed streaks* e vortici longitudinali, a cui bisogna prestare attenzione per spiegare i meccanismi che stanno dietro al fenomeno della *turbulence regeneration*. Con l'oscillazione della parete si riduce l'attività di *bursting*.

L'azione indebolente sulle *streaks* di velocità è dovuta principalmente agli *Stokes layers* alternati e alla conseguente riduzione del numero delle *low-speed streaks* instabili; questo è legato alla riduzione dell'attività turbolenta.

Le *streaks* diventano meno allineate con il flusso medio e più ondulate a causa della manipolazione con la parete oscillante.

Inoltre viene ostacolato lo stretching dei vortici longitudinali, riducendo la loro vorticità *streamwise*.

Streaks e vortici *streamwise* nel flusso manipolato appaiono meno allineati con la velocità media, indicando quindi l'indebolimento delle *streaks* di velocità e quindi la loro maggiore stabilità. Il *tilting* dei vortici longitudinali in direzione *spanwise* riduce l'intensità della vorticità *streamwise* e quindi si ha un indebolimento dell'intensità delle *streaks* di velocità.

Per riassumere si può dunque dire che c'è riduzione di attività turbolenta e aumento di larghezza e spaziatura delle *streaks*; questo è interpretato come la conseguenza del processo di coalescenza tra *streaks* adiacenti a causa dell'oscillazione della parete.

C'è un indebolimento dei vortici *streamwise* e delle *streaks*, e questo in parte riduce l'instabilità delle *streaks* che probabilmente porta alla riproduzione dei vortici quasi longitudinali e di conseguenza alla produzione di energia turbolenta vicino alla parete.

L'indebolimento delle *streaks* è anche legato all'aumento del disallineamento e dell'ondulazione delle *streaks* con l'utilizzo della parete oscillante.

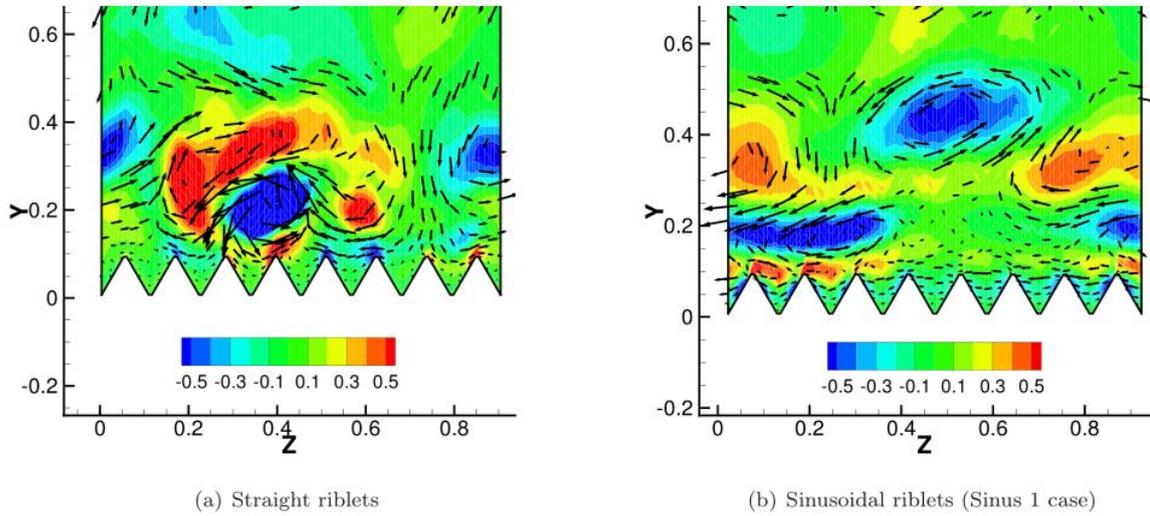


Figura 2.13: diversa organizzazione dei vortici su riblets rettilinee e sinusoidali [20].

2.3.3 Riblets sinusoidali

Per quanto riguarda i meccanismi di riduzione della resistenza con l'utilizzo di *riblets* sinusoidali si fa riferimento al documento di Peet et al. (2008) [20].

È noto che per il caso di *riblets* rettilinee i vortici *streamwise* che si formano nello strato limite turbolento sono spostati lontano dalla superficie; i vortici coerenti *streamwise* solitamente si formano a coppie e si posizionano tra le *low-speed streaks*, che trasferiscono fluido ad alta velocità verso la parete e fluido a bassa velocità lontano dalla parete. Per *riblets* sinusoidali invece la struttura sembra essere diversa. Infatti i vortici non si osservano a fianco tra di loro ma uno sopra l'altro; sono allungati in direzione *spanwise* e appiattiti in direzione verticale e sembrano essere meno caotici. Questo è rappresentato in figura 2.13.

Sembra che la vorticità formata sulla superficie delle *riblets* dovuta al flusso che curva separi nello strato limite e sia trasportato sopra la superficie dal moto di *crossflow*, mentre è trasportato a valle con il flusso medio. Uno strato di vorticità del segno opposto, che separa da un punto posizionato mezza lunghezza d'onda più a valle, si forma sotto, e così via. Questo *vortex shedding* organizzato impedisce la formazione dei tipici vortici *streamwise* irregolari e viola la loro coerenza spaziale, avendo come effetto la riduzione dell'attività di *burst* vicino a parete e la riduzione del contributo turbolento alla *skin friction drag*.

Inoltre le strutture che si formano su *riblets* sinusoidali sono più sottili, più lunghe, hanno una forma sinusoidale e appaiono più organizzate.

Nel caso sinusoidale l'intensità della turbolenza in direzione *streamwise* è leggermente maggiore, mentre la turbolenza di *crossflow* è ridotta; questo si spiega con il fatto che non si formano i vortici *streamwise* coerenti irregolari.

Dato che la turbolenza di *crossflow* influenza la *skin friction drag*, se le fluttuazioni trasversali turbolente si riducono, allora il trasferimento di quantità di moto turbolento vicino alla superficie anche si riduce e di conseguenza lo *shear stress* diminuisce.

Per riassumere, dunque il moto di *crossflow* in un piano trasversale è molto diverso con l'utilizzo di *riblets* sinusoidali; in questo caso infatti il flusso vicino a parete curva per seguire la forma delle *riblets* e le proprietà delle strutture coerenti turbolente vicino a parete sono molto modificate. C'è un aumento delle fluttuazioni *streamwise* e una riduzione delle fluttuazioni verticali e *spanwise* per il caso sinusoidale rispetto a *riblets* rettilinee. La riduzione dell'intensità turbolenta di *crossflow* è responsabile della riduzione del contributo turbolento alla *skin friction drag*.

Capitolo 3

Apparato sperimentale e acquisizione dati

Le misure sperimentali sono state effettuate presso il dipartimento di ingegneria meccanica e aerospaziale del Politecnico di Torino (DIMEAS).

Sono state utilizzate una placca liscia e tre placche con scanalature, ovvero tre tipologie differenti di *riblets*; queste placche sono state inserite in una apertura in un piano posizionato a metà altezza della camera di prova della galleria del vento, appoggiate ad un supporto regolabile in altezza, in modo che le placche potessero essere posizionate allineate al piano parallelo al flusso in galleria.

Con l'utilizzo della tecnica PIV sono stati acquisiti campi di moto in un piano orizzontale $x - z$, parallelo al piano con l'apertura in cui vengono inserite le *riblets*, ad un'altezza in prossimità delle placche e circa al centro di queste.

In questo modo sono stati acquisiti diversi campi di moto istantanei in una zona sopra le *riblets* in prossimità della parete, per visualizzare ed analizzare le strutture dello strato limite turbolento tipiche di questa regione, ovvero le *streaks*.

Successivamente sono state valutate le caratteristiche delle *streaks* con un'analisi statistica ed è stato effettuato un confronto tra *riblets* con diverse geometrie.

Nel seguito si riporta quindi la descrizione dell'apparato sperimentale che è costituito da galleria del vento, *riblets*, supporto per le *riblets*, laser e lenti, fotocamera, synchronizer e generatore di fumo per la tecnica PIV.

3.1 Galleria del vento

La galleria del vento utilizzata è riportata in figura 3.1.

È una galleria a circuito aperto. Ha una sezione della camera di prova (*test section*) rettangolare di $500 \times 700mm$ e una lunghezza della camera di prova pari a $5300mm$.

L'altezza della camera di prova è in realtà ridotta della metà, infatti c'è una restrizione e a metà altezza è posizionato un piano con un'apertura quadrata, in modo che il flusso passi solamente nella parte superiore e nella zona sottostante ci sia spazio per posizionare il supporto per le placche e la strumentazione per misurare l'altezza e le forze che nascono su di esse; nell'apertura quadrata vengono inserite le placche con le scanalature ovvero le *riblets*.

Il flusso è generato da due fan posti a monte della galleria; regolando il numero di giri dei fan si regola la velocità in galleria e di conseguenza variano anche gli altri parametri dello strato limite.

In figura 3.2 sono riportati i fan e il generatore di fumo posti a monte della galleria, il piano a metà altezza della camera di prova, la placca posizionata nell'apertura e allineata al piano e il supporto regolabile in altezza che sta sotto la placca.

Sono noti i dati di velocità e parametri dello strato limite per la galleria del vento, riportati in tabella 3.1.

$N[rpm]$	$U_\infty[m/s]$	$u_\tau[m/s]$	$l_\tau[mm]$	$\delta[mm]$
400	8.3	0.36	0.0425	44.9
600	13.4	0.53	0.0284	34.5
800	17.9	0.65	0.0231	28.3
1000	22.0	0.79	0.0192	28.3

Tabella 3.1: dati su velocità in galleria del vento e parametri dello strato limite al variare del numero di giri.



Figura 3.1: galleria del vento utilizzata.



Figura 3.2: (a) i due fan e il generatore di fumo, posti a monte della galleria (b) piano posizionato a metà altezza della camera di prova (c) placca posizionata in camera di prova all'interno dell'apertura nel piano, in modo che risulti allineata al piano (d) supporto della placca posizionato sotto al piano, regolabile in altezza.

3.2 Tecnica PIV

Si riporta ora una descrizione generica della tecnica PIV.

La tecnica *Particle Image Velocimetry* (PIV) è una tecnica di misura non intrusiva, che permette di ottenere informazioni qualitative e quantitative sulla velocità istantanea di un campo di moto fluido. Questa tecnica non ha solo il vantaggio di essere non intrusiva, ma permette anche di effettuare misure su un'ampia porzione del campo di moto (e non misure puntuali) e permette di ottenere un numero elevato di vettori velocità nella porzione del campo di moto considerata (elevata risoluzione spaziale).

Si possono distinguere diverse tipologie di PIV, in base al numero di componenti di velocità misurate:

- PIV 2D2C: è la tecnica standard, che permette di misurare due componenti di velocità in un piano.

- PIV 2D3C o *Stereoscopic PIV*: permette di misurare tre componenti di velocità in un piano (due componenti sul piano e una componente perpendicolare al piano).
- PIV 3D3C o *Tomographic PIV*: permette di misurare tre componenti di velocità in un volume, quindi in uno spazio 3D.

La tecnica PIV richiede l'utilizzo dei seguenti elementi:

- Particelle traccianti, con le quali è necessario inseminare la corrente; queste particelle vanno inserite nel flusso a monte.
- Sorgente di luce e sistema di lenti; tipicamente si utilizza un laser, insieme a delle lenti che permettano di espandere il raggio luminoso e di ottenere la luce su un intero piano.
- Una o più fotocamere, che inquadrano la porzione del campo di moto che si vuole studiare.
- Sistema di sincronizzazione, per sincronizzare il laser e la fotocamera in modo da acquisire le immagini nell'istante esatto in cui il campo è illuminato dal laser.
- Computer, per gestire la sincronizzazione e acquisire e memorizzare le immagini PIV (da cui si ottiene poi il campo di velocità tramite *processing* delle immagini).

Il funzionamento consiste innanzitutto nell'inseminare la corrente con le particelle traccianti a monte, poi si fa evolvere la corrente nella camera di prova della galleria del vento (dove ad esempio può esserci un corpo attorno al quale si vuole studiare il flusso; le particelle si muoveranno come il flusso che si vuole studiare). Con il laser e le lenti opportunamente posizionati viene emesso un piano di luce con cui vengono illuminate le particelle traccianti nella porzione del campo di moto scelta che si vuole studiare; il laser emette luce in modo pulsato e per ogni emissione di luce, grazie alla fotocamera e al sistema di sincronizzazione, contemporaneamente viene acquisita un'immagine in cui sono visibili le particelle. Acquisendo coppie di immagini ad istanti successivi t e t' separati da un intervallo Δt (piccolo e noto, scelto opportunamente), si riesce a calcolare il vettore spostamento delle particelle in porzioni delle immagini acquisite (un'intera immagine acquisita viene suddivisa in finestre di interrogazione più piccole) utilizzando degli algoritmi opportuni, e successivamente si può calcolare il vettore velocità istantanea, in modulo, direzione e verso.

I dati di base acquisiti sono dunque coppie di immagini delle particelle in istanti successivi, mentre spostamento e velocità vengono calcolati durante la fase di *processing* delle coppie di immagini.

Si possono distinguere diverse fasi di elaborazione delle immagini: nella fase di *pre-processing* si correggono le immagini acquisite ad esempio togliendo riflessioni o rumore di fondo; durante la fase di *processing* si applicano gli algoritmi di correlazione e si calcolano spostamento e velocità; con la fase di *post-processing* si calcolano tutte le altre grandezze desiderate a partire dal campo di velocità istantaneo, come ad esempio velocità media, fluttuazioni turbolente, vorticità.

Lo spostamento delle particelle viene calcolato con algoritmi di autocorrelazione o cross-correlazione, a partire dalle coppie di immagini acquisite, e una volta noti lo spostamento

e Δt è possibile calcolare la velocità.

È opportuno notare che la velocità calcolata dipende dallo spostamento delle particelle, le quali pertanto devono avere ben determinate caratteristiche in modo da seguire bene la corrente senza però influenzarla.

In figura 3.3 è illustrato l'utilizzo della tecnica PIV 2D2C secondo quanto appena descritto, mentre in figura 3.4 sono mostrate delle tipiche immagini acquisite con la tecnica PIV e il passaggio al vettore spostamento.

L'immagine 3.3 non corrisponde esattamente all'attrezzatura utilizzata, ma nel nostro caso fotocamera e piano laser di questa immagine andrebbero scambiati, ovvero la fotocamera riprende la camera di prova dall'alto mentre il piano laser arriva lateralmente e parallelamente al piano inferiore della galleria.

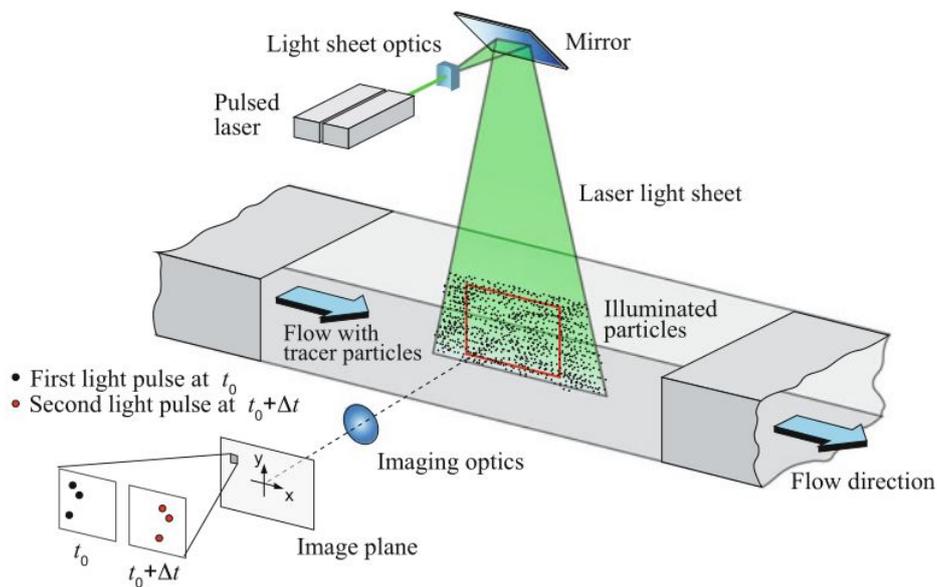


Figura 3.3: schematizzazione della tecnica PIV e dell'attrezzatura utilizzata nel caso 2D2C [27].

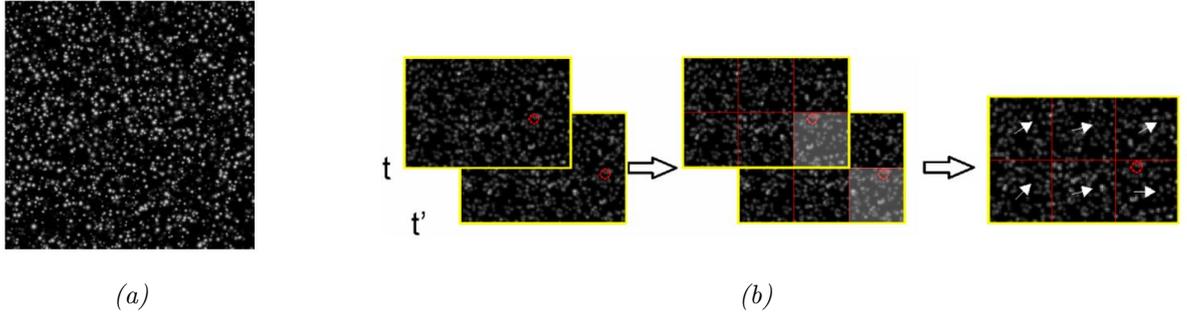


Figura 3.4: (a) una tipica immagine acquisita con la tecnica PIV (b) una coppia di immagini acquisite ad istanti successivi, suddivisione in finestre di interrogazione e individuazione dello spostamento.

I parametri più importanti della tecnica PIV sono dunque i seguenti:

- Intervallo di tempo $\Delta t = t' - t$ tra due immagini consecutive acquisite, indicate con a e b ; questo tempo deve essere sufficientemente breve da permettere di seguire la stessa particella, ma anche adeguatamente lungo in modo da consentire alle particelle uno spostamento apprezzabile.
- Caratteristiche del laser, come la lunghezza d'onda.
- Frequenza f alla quale il laser emette una coppia di fasci di luce.
- Caratteristiche della fotocamera.
- Caratteristiche delle particelle traccianti, che devono seguire il flusso ma senza perturbarlo, e sono caratterizzate da un loro diametro d_p e densità ρ_p . La densità delle particelle deve essere circa come la densità del fluido esterno ($\rho_p/\rho_f \approx 1$). Per valutare se le particelle seguono bene il flusso si può considerare il numero di Stokes $St = t_p/t_0$, dove t_p è il tempo di rilassamento pari a $t_p = \frac{d_p^2 \rho_p}{\mu}$ (μ è la viscosità dinamica dell'aria, o in generale del fluido) mentre t_0 è un tempo caratteristico del campo di moto (ad esempio rapporto tra velocità e lunghezza di riferimento). Perché le particelle seguano bene il flusso bisogna avere $St \ll 1$. Un valore tipico di d_p per particelle in flussi d'aria è $d_p = 1\mu m$.
- Dimensione delle finestre di interrogazione e risoluzione spaziale. Le finestre di interrogazione dovrebbero essere sufficientemente grandi da contenere un numero ragionevolmente elevato di particelle per poter applicare correttamente gli algoritmi di correlazione e trovare uno spostamento statistico valido, ma anche piccole per avere una buona risoluzione spaziale (se si hanno tante finestre più piccole allora si ha un numero più elevato di vettori velocità e quindi migliore risoluzione spaziale; si ricorda che si individua un vettore velocità in ogni finestra). Secondo una regola empirica è opportuno avere circa 10 particelle per ogni finestra di interrogazione.

Per i valori utilizzati durante le prove sperimentali si veda il paragrafo 3.3.

Per capire meglio il significato di frequenza f e intervallo di tempo Δt si osservi la figura 3.5, che rappresenta l'intensità dell'emissione del laser nel tempo. Il tempo Δt è il tempo tra l'immagine a e l'immagine b , che servono per acquisire un campo di moto istantaneo. La frequenza $f = 1/\Delta T$ invece è legata al tempo ΔT che separa un campo di moto e quello al tempo successivo (immagine a successiva). Si noti che $\Delta T \gg \Delta t$.

Vi sono poi tecniche PIV parzialmente diverse da quella descritta in precedenza, infatti il laser che emette luce può emettere in modo pulsato o continuo, e nel caso di sorgente laser pulsata le immagini possono essere singolarmente esposte oppure multi-esposte. Quanto descritto in precedenza riguarda sorgente laser pulsata e immagini singolarmente esposte.

La tecnica *stereoscopic PIV* (o *stereo-PIV*), come già detto, permette di misurare le tre componenti del vettore velocità in un piano (tecnica 2D3C; vengono misurate le due componenti nel piano e la componente perpendicolare al piano). Sono necessarie in questo caso due fotocamere, che vanno disposte in modo opportuno.

Perché l'immagine sia correttamente messa a fuoco nell'intero campo di vista la fotocamera deve essere ruotata di un certo angolo in modo da rispettare la cosiddetta condizione di *Scheimpflug*, cioè il piano laser (o piano oggetto), il piano immagine della fotocamera e il piano della lente devono intersecarsi in un punto, come mostrato in figura 3.6.

Le componenti di spostamento nel piano sono misurate come nella tecnica PIV standard, mentre la componente perpendicolare al piano viene calcolata tramite ricostruzione geometrica, a partire dagli spostamenti nel piano. Per calcolare la componente perpendicolare al piano è necessario conoscere le posizioni delle fotocamere nello spazio fisico, gli angoli e le distanze delle fotocamere rispetto al piano di riferimento, e le componenti di spostamento nel piano, misurate utilizzando entrambe le fotocamere.

È quindi necessario effettuare una opportuna calibrazione geometrica, che prevede l'utilizzo di uno schermo di calibrazione in cui sono presenti punti in posizione nota; dalla calibrazione geometrica si ricavano delle funzioni di mappatura, che consentono di calcolare le coordinate nel piano oggetto (*target plane*) a partire dalle coordinate nel piano immagine.

Dunque con le immagini acquisite si valutano gli spostamenti nel piano come nella tecnica standard (2C2D), mentre lo spostamento perpendicolare al piano si calcola successivamente, dopo aver effettuato la calibrazione.

Per poter ricavare la terza componente del vettore spostamento in un certo istante, le immagini PIV devono essere riprese in quell'istante con entrambe le fotocamere.

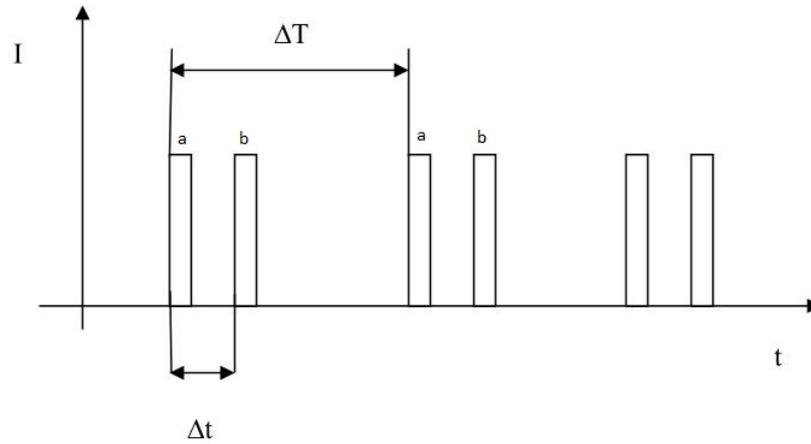


Figura 3.5: rappresentazione dell'emissione del laser nel tempo.

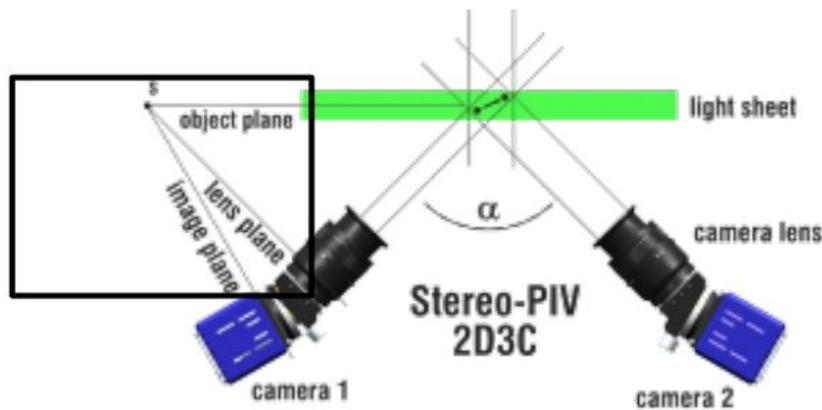


Figura 3.6: schematizzazione della stereo-PIV e condizione di Scheimpflug.

3.3 Parametri e valori per l'acquisizione delle immagini PIV

Si riportano ora più nel dettaglio i valori di vari parametri che riguardano la tecnica PIV (e quindi fotocamera e laser), le particelle di fumo e il numero di immagini:

- Lunghezza d'onda del laser $\lambda = 532nm$.
- Intervallo di tempo tra due immagini successive $\Delta t = 10\mu s$; frequenza $f = 15Hz$.
Questi valori sono stati scelti in modo da avere uno spostamento delle particelle di circa 8 – 12 pixel tra le immagini *a* e *b*; questo è il range ottimale di spostamento, e per ottenerlo occorre anche considerare le velocità del flusso e del fenomeno in esame.
- Fotocamera di tipo sCMOS con risoluzione di 2560×2160 pixel (quindi 5.5 Mega-pixel).

- Parametro di conversione $933\text{pixel}/\text{cm}$.
Questo parametro permette di passare alle dimensioni in cm a partire dalle dimensioni in pixel delle immagini. Questo valore si può ricavare inquadrando un target che abbia punti distanti di una lunghezza nota e osservando nell'immagine della fotocamera quanto vale questa distanza in pixel.
- Dimensione del campo inquadrato $2.7 \times 2.3\text{cm}$.
Dunque si sta studiando un campo grande pochi centimetri quadrati, con un'area che è circa 1/100 dell'area totale della placca (che ha lato di circa 25cm). La fotocamera è posizionata in modo da inquadrare la parte centrale delle placche poste in galleria del vento.
- Diametro delle particelle di fumo $d_p = 1\mu\text{m}$.
Il fumo che genera le particelle è fumo da discoteca.
- Numero di campi acquisiti $n = 2000$.
Per effettuare successivamente un'analisi statistica in modo adeguato è necessario acquisire un numero elevato di campi di moto istantanei; un numero adeguato è appunto $n = 2000$ campi, pertanto vengono acquisite 2000 coppie di immagini.

3.4 Riblets utilizzate

Le *riblets* utilizzate sono costituite da placche quadrate di dimensioni $25.8 \times 25.8\text{cm}$. Sono di materiale polimetilmetacrilato (PMMA, cioè plexiglas). Sono utilizzate tre tipologie diverse di *riblets*, con la stessa sezione trasversale parabolica (figura 3.7), le quali si differenziano per l'andamento delle scanalature nel piano, che è rettilineo in un caso e sinusoidale con diversa ampiezza negli altri due casi. Queste *riblets* si indicano con i seguenti nomi:

- RLong: placca con scanalature rettilinee.
- RS1: placca con scanalature sinusoidali con lunghezza d'onda $\lambda = 19.2\text{mm}$ e ampiezza $a = 0.15\text{mm}$.
- RS2: placca con scanalature sinusoidali con lunghezza d'onda $\lambda = 19.2\text{mm}$ e ampiezza $a = 0.60\text{mm}$.

Le *riblets* sinusoidali si differenziano dunque solamente per l'ampiezza della sinusoide. Vi è inoltre una quarta placca utilizzata che è liscia e si indica come Flat e può essere utilizzata come caso di riferimento di flusso non manipolato.

La sezione trasversale è parabolica ed è la stessa in tutti i casi; i parametri di spaziatura e altezza valgono

$$s = 0.30\text{mm} \quad h = 0.21\text{mm} \quad h/s = 0.70$$

Le placche vengono posizionate su un supporto regolabile in altezza all'interno dell'apertura del piano nella camera di prova; grazie al supporto regolabile possono essere posizionate allo stesso livello del piano. L'altezza a cui vengono posizionate le placche viene inoltre misurata grazie all'utilizzo di un laser posto a fianco del supporto delle placche.

In studi precedenti le placche sono state collegate ad una bilancia per effettuare misure di sforzo d'attrito e di resistenza; in questo caso invece la bilancia non è presente.

Da questi studi precedenti su queste placche è stata ricavata la curva $\Delta C_D - s^+$ riportata in figura 3.8. Dunque è noto che è possibile ottenere una riduzione di resistenza massima di circa l'8% con la RLong e di circa il 10% con le RS1 e RS2, in corrispondenza circa di $s^+ = 14$ per tutti i casi.

La spaziatura s delle placche è fissa, ma è possibile ottenere diversi valori di s^+ facendo variare il numero di giri della galleria, poiché in questo modo varia l_τ , pertanto varia $s^+ = s/l_\tau$. Nei casi a 600 giri e 800 giri dei fan della galleria si è in punti in cui la riduzione di resistenza è significativa ($s^+ \approx 10.6$ e $s^+ \approx 13$ rispettivamente), mentre nel caso a 400 giri si è in una zona non ottimale.

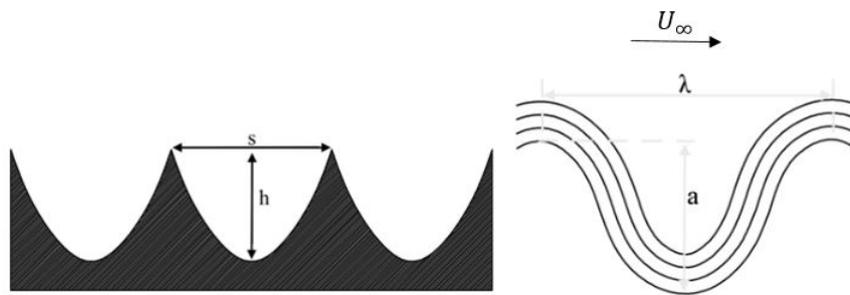


Figura 3.7: sezione trasversale parabolica delle riblets utilizzate e rappresentazione dei parametri s, h, λ, a .

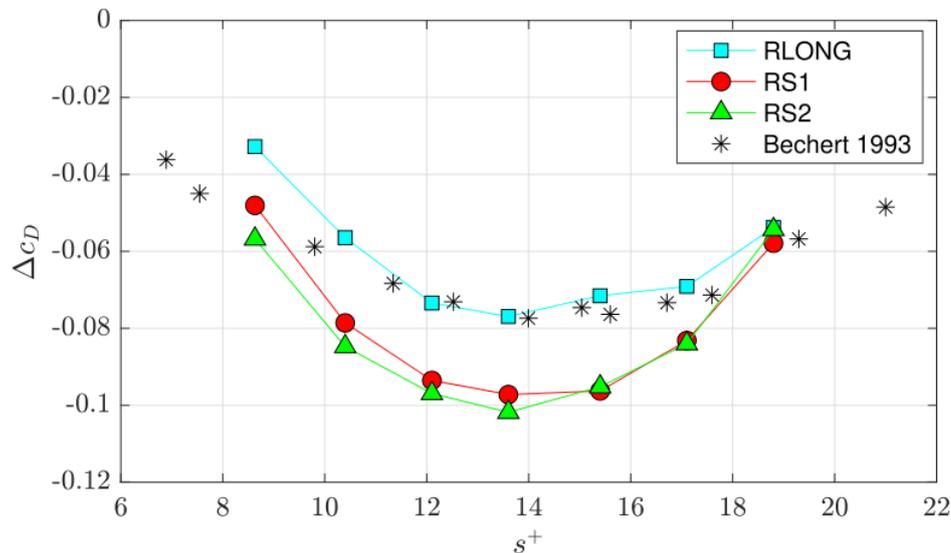


Figura 3.8: curve di riduzione di resistenza delle riblets utilizzate.

3.5 Dati acquisiti, pre-processing e processing

I dati acquisiti in modo diretto, in base anche a quanto spiegato in precedenza sulla tecnica PIV, sono dunque 2000 coppie di immagini (2000 immagini a e 2000 immagini b). Degli esempi di immagini acquisite sono riportate nelle figure 3.9a e 3.9b. Tuttavia queste immagini hanno in molti casi un notevole rumore di fondo dovuto a riflessioni, che si vuole rimuovere poiché riduce il contrasto delle particelle e può alterare la correlazione. Le riflessioni possono essere differenti in zone differenti dell'immagine e ad esempio le scanalature delle *riblets* possono risultare visibili, ma costituiscono rumore di fondo pertanto si vogliono ridurre o eliminare.

Pertanto occorre effettuare il *pre-processing*, per rimuovere il rumore di fondo e avere immagini che contengano solamente le particelle in modo che siano ben distinguibili, per poter poi effettuare la correlazione in modo adeguato.

Il *pre-processing* viene effettuato con la tecnica POD (*Proper Orthogonal Decomposition*) proposta da Mendez et al. (2017) [28]. Questa tecnica è più efficace rispetto ad altre, dato che non è sensibile all'intensità e alla variazione della riflessione e ha un impatto sull'immagine delle particelle basso, mentre riesce a rimuovere molto bene il rumore di fondo. Ha inoltre un impatto sulla valutazione del campo di velocità molto basso e il costo computazionale è comparabile con quello di altre tecniche. È dunque una tecnica molto buona per rimuovere le riflessioni di luce senza alterare l'immagine delle particelle.

È così possibile ottenere delle immagini come riportato in figura 3.9c, in cui le particelle sono meglio visibili e non si confondono con il rumore di fondo né con le scanalature delle *riblets*. Immagini di questo tipo sono adatte ad effettuare la correlazione tra le particelle per ricavare il campo di moto.

Successivamente al *pre-processing* è dunque possibile effettuare il *processing* delle immagini, ovvero applicare l'algoritmo di correlazione alle coppie di immagini a e b per ottenere i campi di velocità istantanei. Per ogni campo istantaneo vengono salvate in matrici le componenti di velocità *streamwise* e *spanwise*.

È possibile visualizzare queste componenti di velocità con *Matlab*. Il campo di velocità istantanea è una mappa nel piano $x - z$ in cui in ogni punto si ha un valore di velocità, ed è possibile visualizzare solo una componente. È rilevante visualizzare soprattutto la componente *streamwise* di velocità, poiché in direzione *streamwise* si formano le strutture che si vogliono studiare.

Alcuni esempi di campi istantanei di velocità *streamwise* normalizzata u^+ sono riportati in figura 3.10.

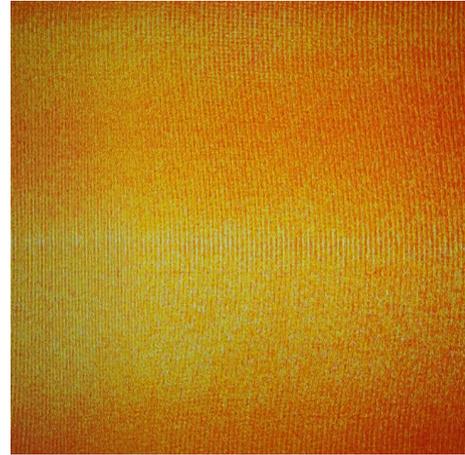
Si possono distinguere zone con velocità diverse. Si nota infatti che nelle zone di colore blu la velocità è più bassa rispetto alla zona circostante, mentre nelle zone di colore rosso la velocità è più alta. Successivamente, analizzando le fluttuazioni di velocità, sarà più chiaro che queste zone corrispondono alle *streaks* di bassa e di alta velocità.

Occorre fare delle precisazioni sulle direzioni e sulle componenti di velocità nelle immagini acquisite rispetto al sistema di riferimento della galleria. Nel sistema di riferimento della galleria il flusso *streamwise* va in direzione x , mentre la direzione *spanwise* è z , ma poiché il campo di moto viene inquadrato dall'alto con la fotocamera, nelle immagini ac-

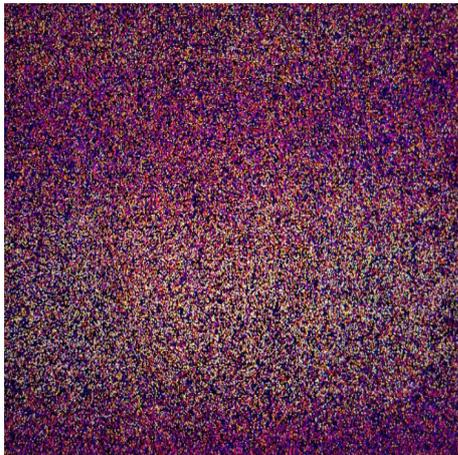
quisite la direzione *streamwise* corrisponde all'ordinata e la direzione *spanwise* corrisponde all'ascissa, infatti il flusso scorre dal basso verso l'alto di un'immagine. Dunque la velocità *streamwise* del flusso in un'immagine è la componente lungo l'ordinata.



(a)



(b)



(c)

Figura 3.9: (a) (b) immagini PIV acquisite; si notano le scanalature delle riblets, che costituiscono rumore di fondo (c) immagine PIV dopo il pre-processing; non compare più il rumore di fondo e le particelle sono meglio distinguibili.

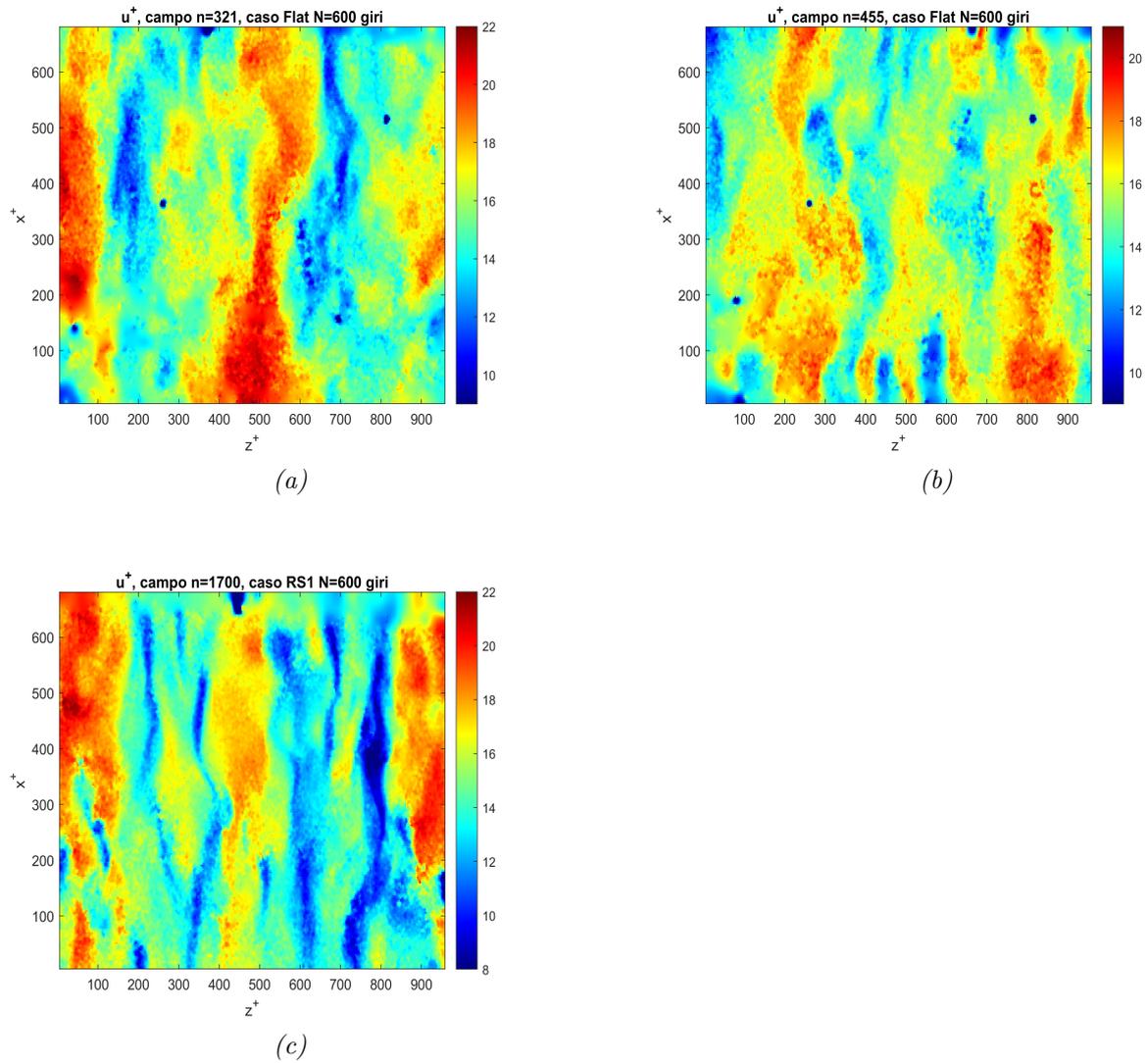


Figura 3.10: alcuni esempi di campi istantanei di velocità streamwise normalizzata u^+ , nel caso Flat e RS1 con fan a 600 giri.

Capitolo 4

Elaborazione dati (post-processing) e risultati

Una volta ottenuti i 2000 campi di moto istantanei si effettua il *post-processing*, ovvero analisi successive per ricavare informazioni sul fenomeno fisico.

In fase di *post-processing* inizialmente si calcolano la velocità media e le fluttuazioni di velocità, in modo da riuscire ad identificare le *streaks*.

Successivamente, a partire dalle mappe delle fluttuazioni di velocità, si effettuano analisi statistiche sulle *streaks* nel caso di parete liscia e nel caso delle diverse tipologie di *riblets*.

Nel seguito si riportano dunque alcuni risultati su medie e fluttuazioni (paragrafo 4.1), la spiegazione di come vengono calcolate le statistiche (paragrafo 4.2), i risultati delle analisi statistiche per ogni numero di giri dei fan della galleria (400, 600, 800) per ogni tipologia di placca (Flat, RLong, RS1, RS2)(paragrafi 4.3, 4.4, 4.5, 4.6) ed infine il confronto tra le diverse placche ovvero tra le diverse tipologie di *riblets* a parità di numero di giri (paragrafo 4.7).

4.1 Medie e fluttuazioni

Innanzitutto si calcolano la media sui 2000 campi e le fluttuazioni di velocità dei campi istantanei. Infatti la fluttuazione di velocità è calcolata come differenza tra il valore istantaneo e il valore medio, ovvero, ad esempio per la componente *streamwise*

$$u' = u_{ist} - \bar{u}$$

e nel caso di un campo di velocità nel piano $x - z$ questo viene effettuato per ogni punto del campo e per le due componenti u, w .

In tabella 4.1 si riportano i valori di velocità media normalizzata \bar{u}^+ e dimensionale \bar{u} ($\bar{u} = \bar{u}^+ \cdot u_\tau$) calcolati per i diversi numeri di giri. Noto il valore medio di u^+ si può anche ricavare il valore di y^+ , ovvero la distanza da parete normalizzata, dato che è nota la legge del profilo di velocità media nello strato limite.

Inoltre, confrontando il valore di velocità media con il valore del flusso esterno U_∞ per quel numero di giri, riportato in tabella 3.1, si ha la conferma del fatto che si è all'interno dello strato limite e si ha un'idea di quanto sia la differenza di velocità rispetto al flusso esterno.

$N[rpm]$	\bar{u}^+	$\bar{u}[m/s]$	y^+
400	15.58	5.61	71
600	15.91	8.43	81
800	17.90	11.63	164.5

Tabella 4.1: valori di velocità media normalizzata e dimensionale e altezza normalizzata corrispondente, al variare del numero di giri del fan della galleria.

Se ai campi riportati come esempio in figura 3.10 si sottrae il campo medio calcolato si ottengono le fluttuazioni di velocità, come riportato in figura 4.1. Qualitativamente campo istantaneo e fluttuazioni sono uguali, ma con le fluttuazioni è possibile identificare le *streaks* di bassa e di alta velocità, che sono rispettivamente le zone del campo in cui la fluttuazione di velocità è minore e maggiore di zero, ovvero in cui la velocità è minore o maggiore della media.

Pertanto le zone di colore azzurro-blu in figura 4.1 sono le *streaks* di bassa velocità, quelle di colore giallo-rosso sono le *streaks* di alta velocità.

Successivamente, come riportato nei paragrafi successivi, si effettuano delle analisi statistiche sulle *streaks* di bassa velocità per caratterizzarle e studiarne le differenze per le varie tipologie di *riblets* e al variare del numero di giri.

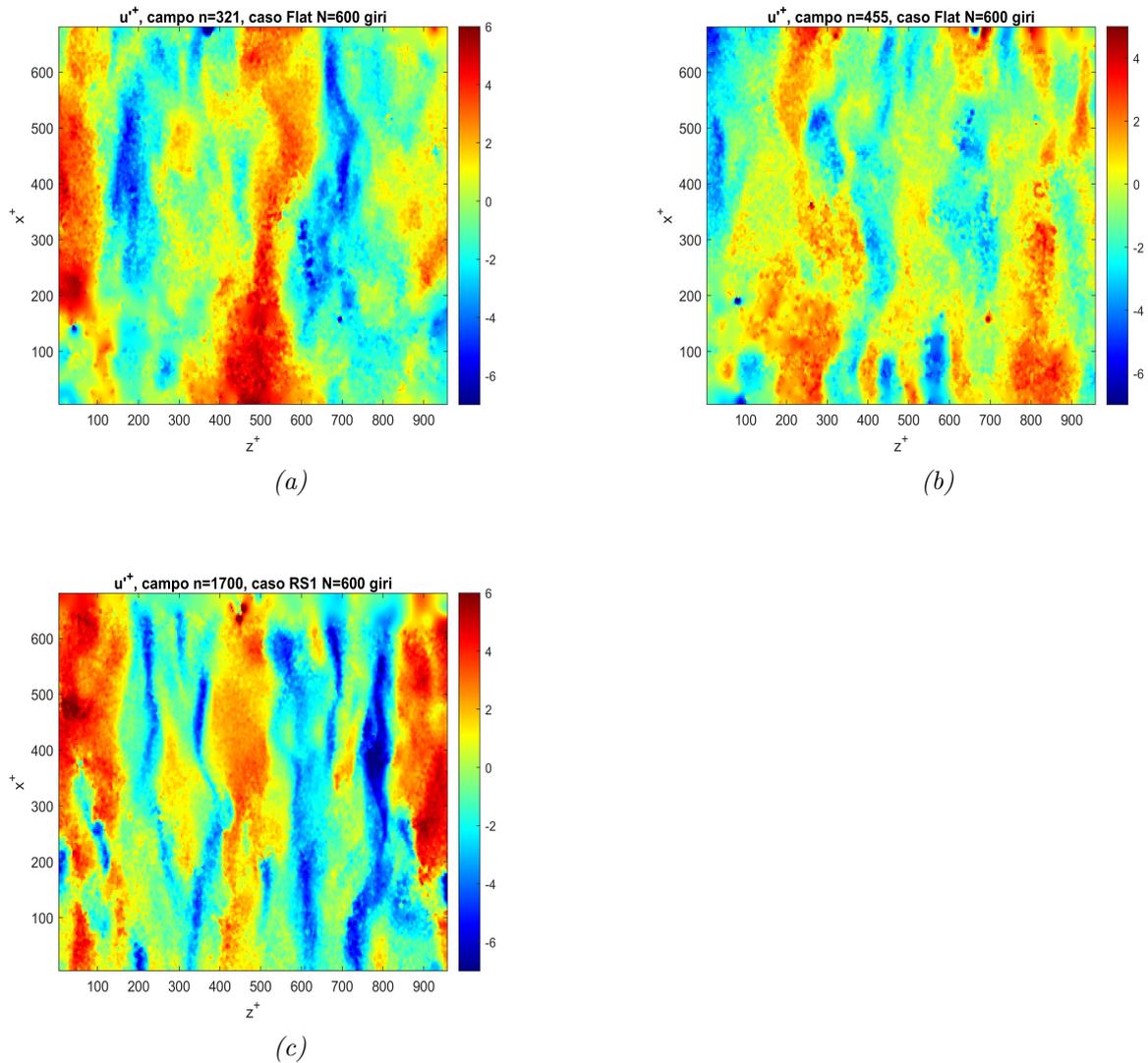


Figura 4.1: fluttuazioni di velocità streamwise dei campi di esempio riportati in figura 3.10. Da queste mappe è possibile identificare le streaks.

4.2 Calcolo delle statistiche

Il calcolo delle statistiche viene effettuato con un codice *Matlab*. Con questo codice, per ogni mappa di fluttuazioni di velocità di un campo istantaneo (come quelle in figura 4.1) vengono individuate e analizzate le *streaks* di bassa velocità, ovvero le zone in cui la fluttuazione è negativa. Per ogni *streak* individuata vengono calcolate le seguenti grandezze:

- larghezza: per ogni *streak* individuata, lungo la sua lunghezza viene rilevata la larghezza e successivamente ne viene fatta la media, ottenendo così il valore della larghezza media di ogni *streak* individuata.

- velocità condizionata: lungo la lunghezza della *streak* viene rilevato il profilo di fluttuazione della velocità (componenti *streamwise* e *spanwise*) e ne viene fatta la media su tutta la lunghezza della *streak*; in questo modo si ottiene il profilo medio condizionato su una *streak*.
- vorticità condizionata: analogamente a quanto viene fatto per la velocità, si calcola il profilo di vorticità lungo la *streak* e ne viene fatta la media lungo la lunghezza della *streak*, ottenendo così il profilo medio condizionato su una *streak*.

La vorticità viene calcolata sia in modo approssimato sia in modo completo, rispettivamente come

$$\omega_{y,approx} = \frac{\partial u}{\partial z} \quad \omega_{y,compl} = \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x}$$

dove in questo caso u è la fluttuazione di velocità in direzione *streamwise* normalizzata (si potrebbe quindi indicare come u'^+), w è la fluttuazione di velocità *spanwise* normalizzata (si potrebbe quindi indicare come w'^+); x è la distanza in direzione *streamwise*, mentre z è la distanza in direzione *spanwise*, anch'esse normalizzate con le unità di parete (pertanto si potrebbero indicare come x^+ e z^+). Sarebbe dunque più corretto indicare $\omega_{y,approx} = \frac{\partial u'^+}{\partial z^+}$.

In un singolo campo viene calcolata anche la spaziatura tra le diverse *streaks* individuate, ovvero la distanza che separa due *streaks* in direzione *spanwise*.

Quindi, per ogni *streak* si ottengono un valore di larghezza e i profili di velocità e vorticità condizionata, che appunto caratterizzano quella *streak* considerata.

I valori di larghezza vengono salvati in un vettore, che avrà dimensione pari al numero totale di *streaks* individuate nei 2000 campi di moto.

Per la velocità e vorticità condizionata invece viene calcolata una media sulle *streaks* di un singolo campo, quindi si otterranno 2000 profili di velocità e vorticità; successivamente viene calcolata un'ulteriore media sui 2000 profili salvati precedentemente, in modo da ottenere dei profili medi statistici rappresentativi del caso considerato (ad esempio placca Flat a 600 giri).

Alla fine si visualizzano la distribuzione delle caratteristiche geometriche di larghezza W^+ (*width*) e spaziatura λ^+ utilizzando degli istogrammi e i profili di velocità e vorticità condizionata.

Per gli istogrammi della larghezza vengono esclusi alcuni valori che sono poco significativi perché troppo elevati e che costituiscono una percentuale molto piccola del totale, pertanto il range considerato è di $W^+ < 300 - 350 - 400$ rispettivamente per il numero di giri $N = 400 - 600 - 800$.

Gli istogrammi rappresentano la *probability density function* (PDF) di larghezza e spaziatura delle *streaks* nei vari casi. Dato che negli istogrammi con una barra viene riportato il numero di elementi contenuto in un certo range di valori, i picchi degli istogrammi rappresentano i valori statisticamente più probabili per una certa grandezza, essendo i valori che si sono ripresentati il numero maggiore di volte.

Per svolgere un'analisi più completa sarebbe opportuno calcolare anche la lunghezza delle *streaks*, ma dato che il campo inquadrato non ha un'estensione in direzione *streamwise* sufficientemente elevata (il campo ha un'estensione in direzione x di 459-679-835 unità

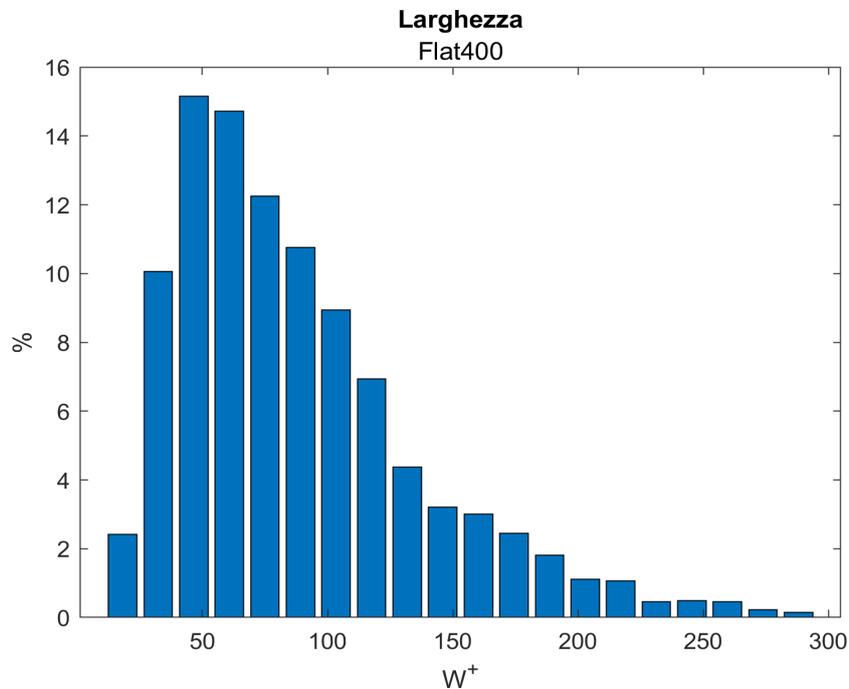
di parete rispettivamente ad $N = 400 - 600 - 800$ giri, valori minori rispetto alla lunghezza di riferimento delle *streaks* che è di circa 1000 unità di parete) questo calcolo non darebbe dei risultati accurati, pertanto non viene effettuato.

Queste statistiche vengono calcolate per ogni numero di giri ($N = 400 - 600 - 800$) e per ogni tipologia di placca (Flat- RLong- RS1- RS2). Nei paragrafi successivi se ne riportano i risultati.

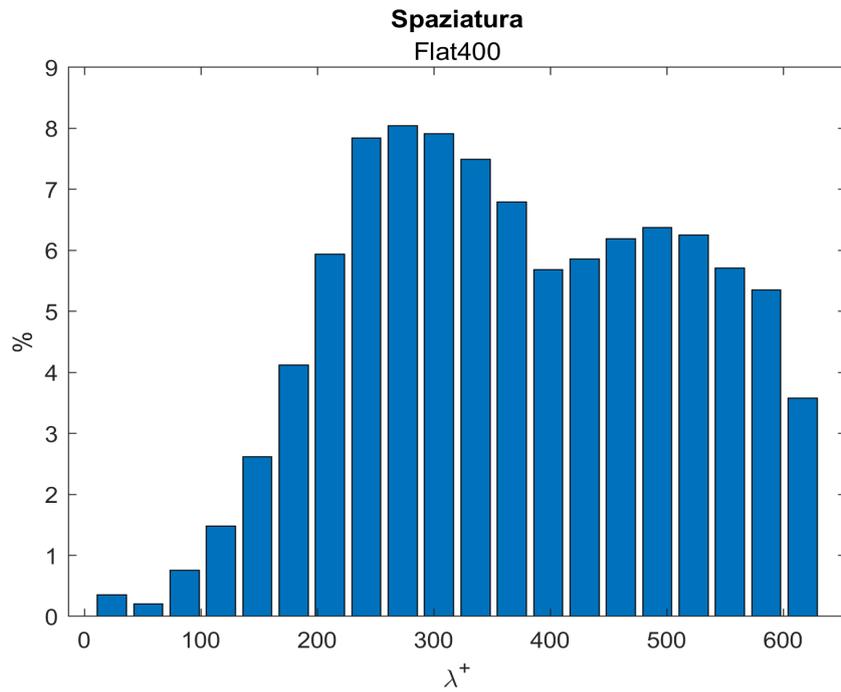
Lunghezze e velocità sono normalizzate con le unità di parete, infatti hanno l'apice +.

4.3 Statistiche caso Flat

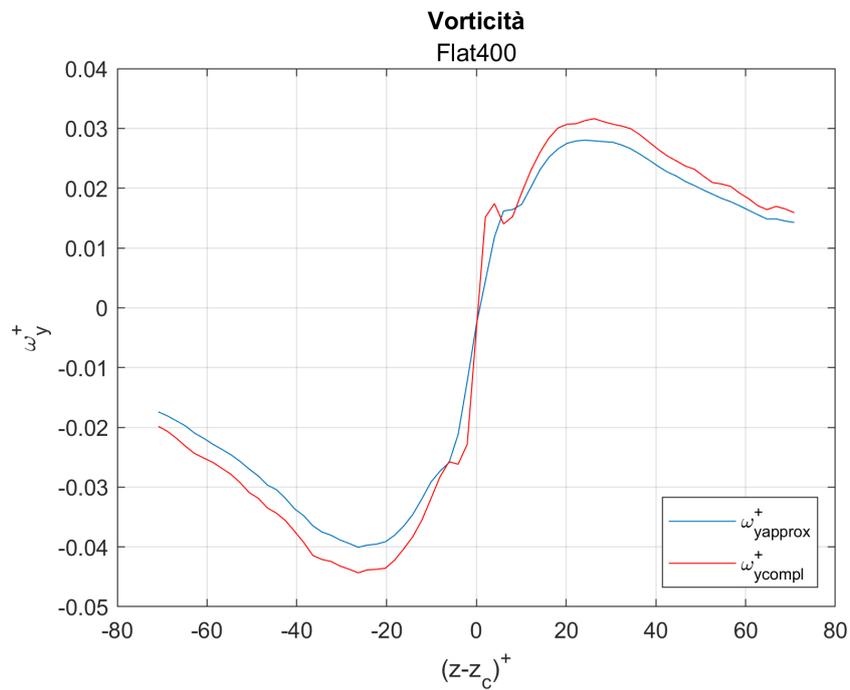
4.3.1 $N=400$



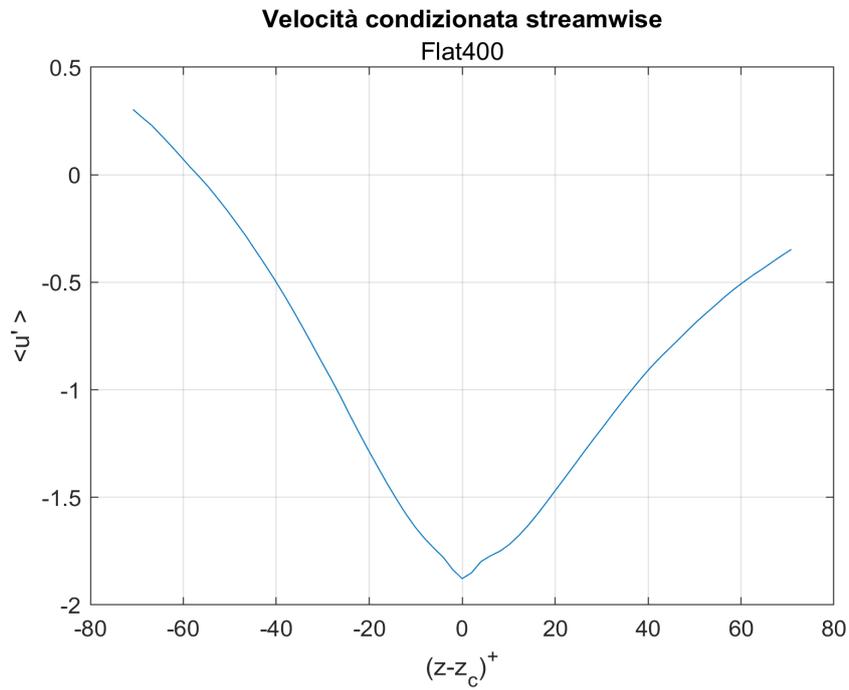
(a) larghezza



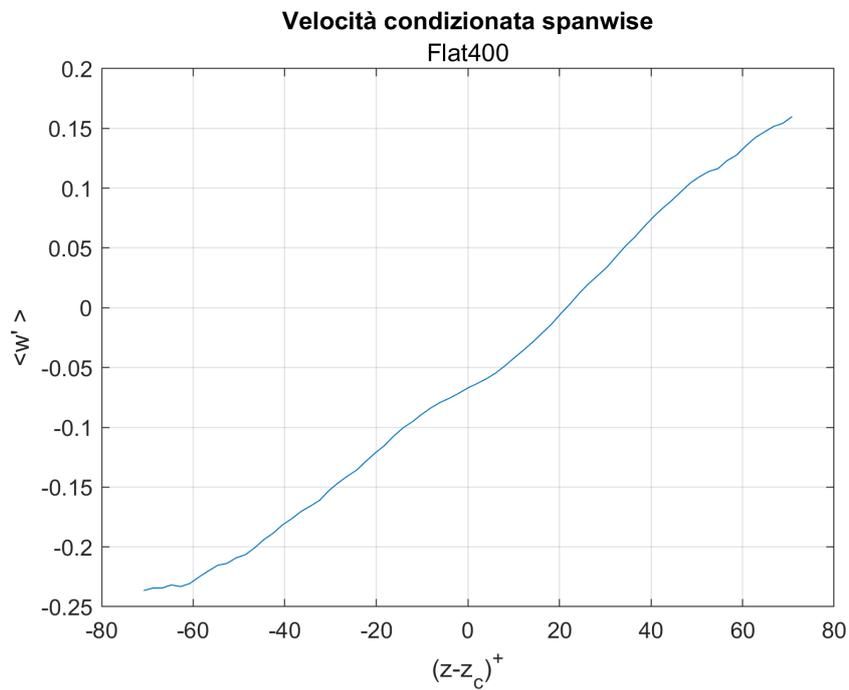
(b) spaziatura



(c) vorticità



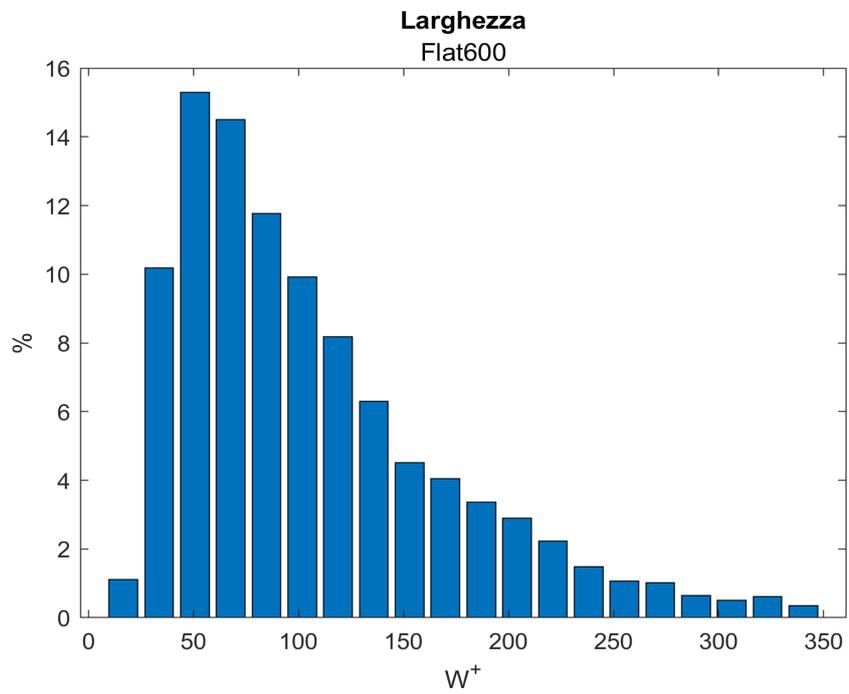
(d) velocità condizionata streamwise



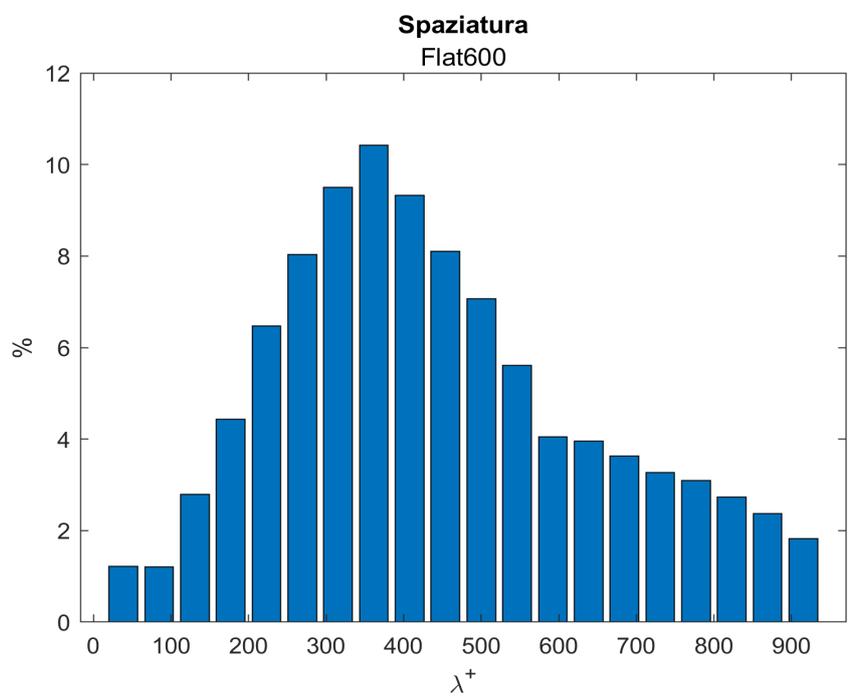
(e) velocità condizionata spanwise

Figura 4.2: statistiche caso Flat a 400 giri.

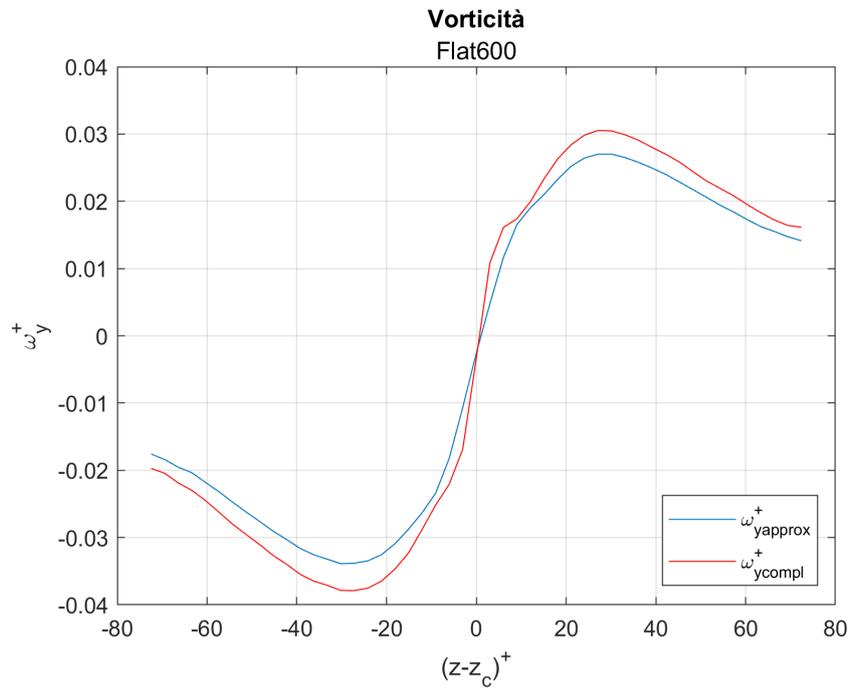
4.3.2 N=600



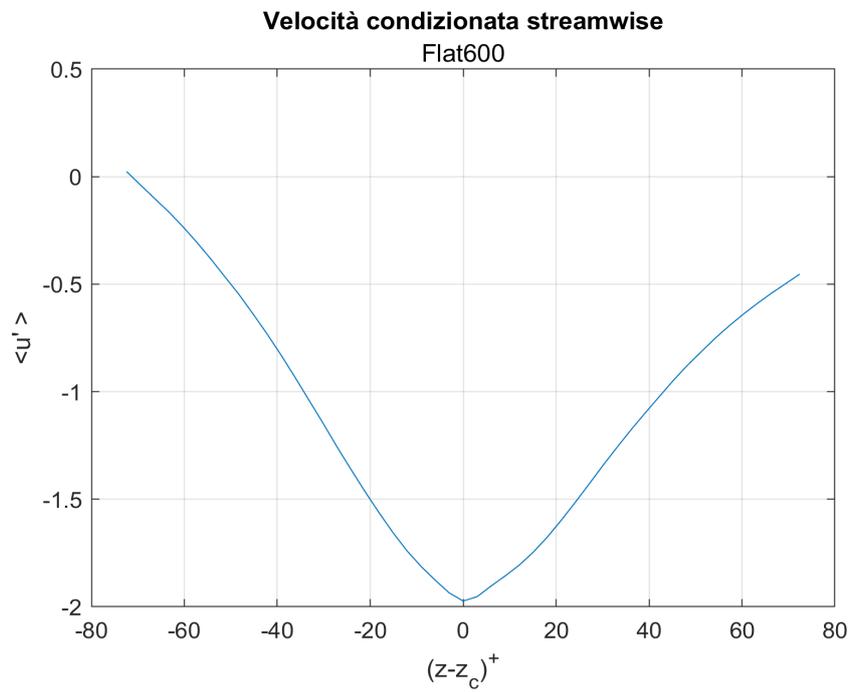
(a) larghezza



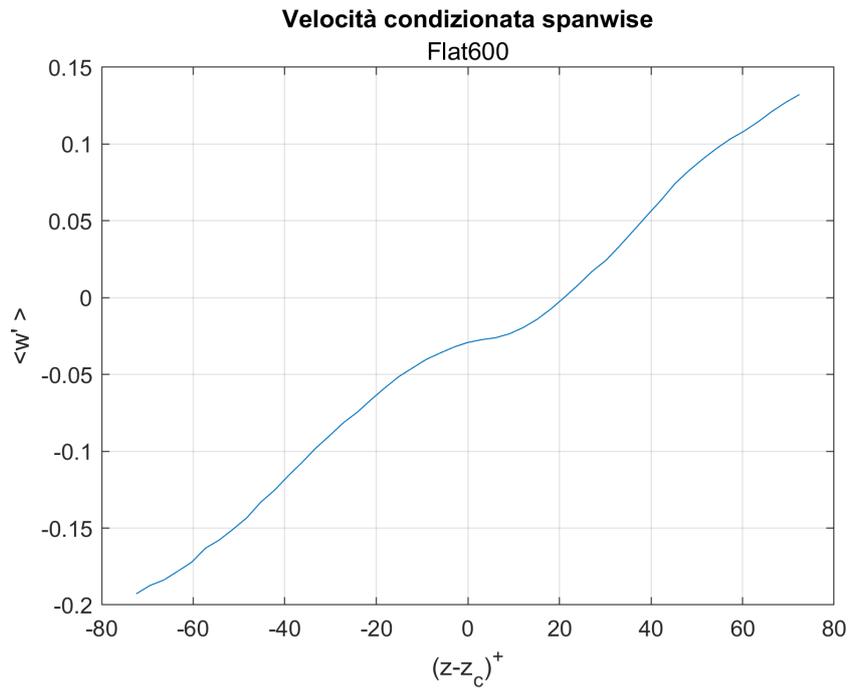
(b) spaziatura



(c) vorticità



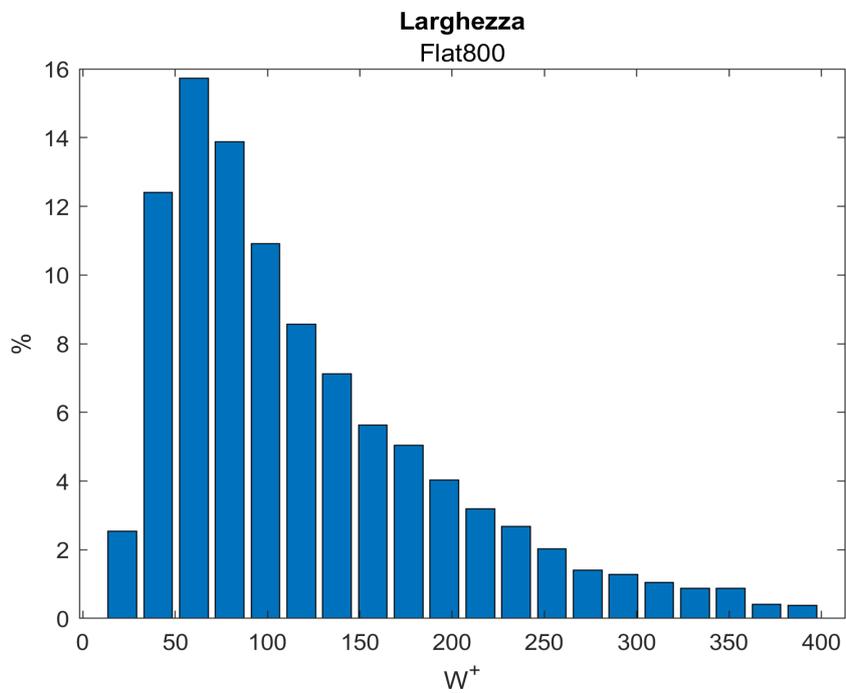
(d) velocità condizionata streamwise



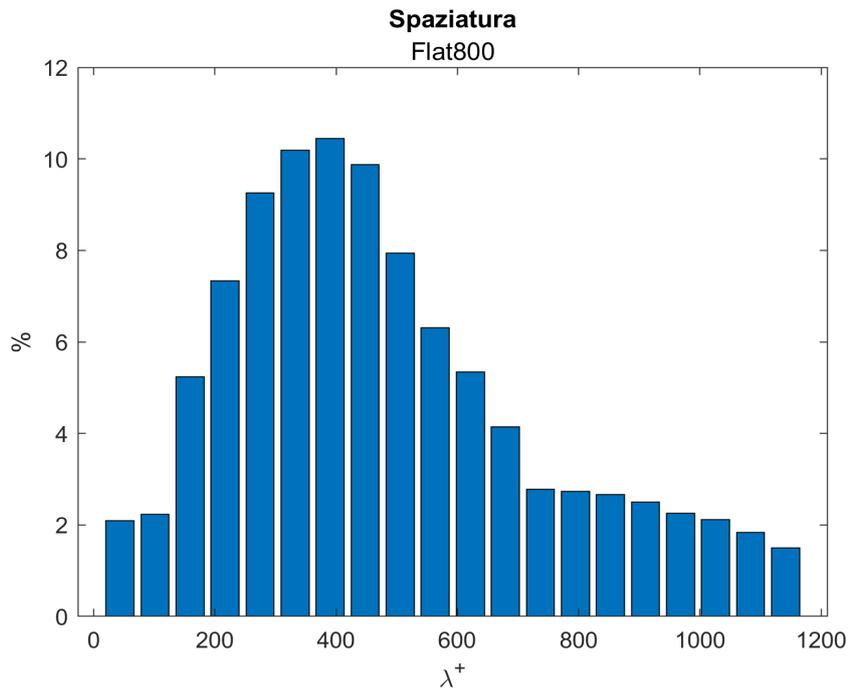
(e) velocità condizionata spanwise

Figura 4.3: statistiche caso Flat a 600 giri.

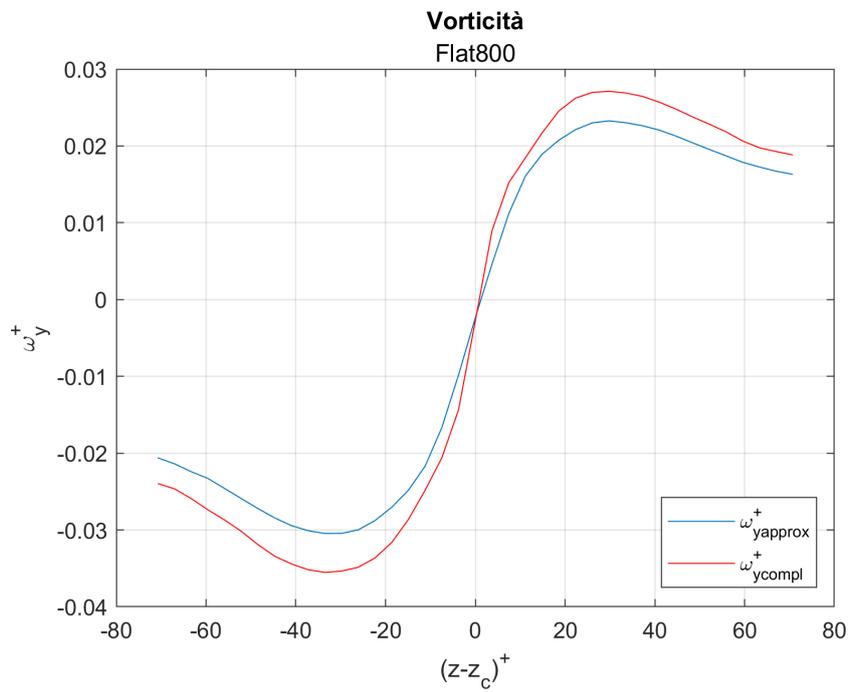
4.3.3 N=800



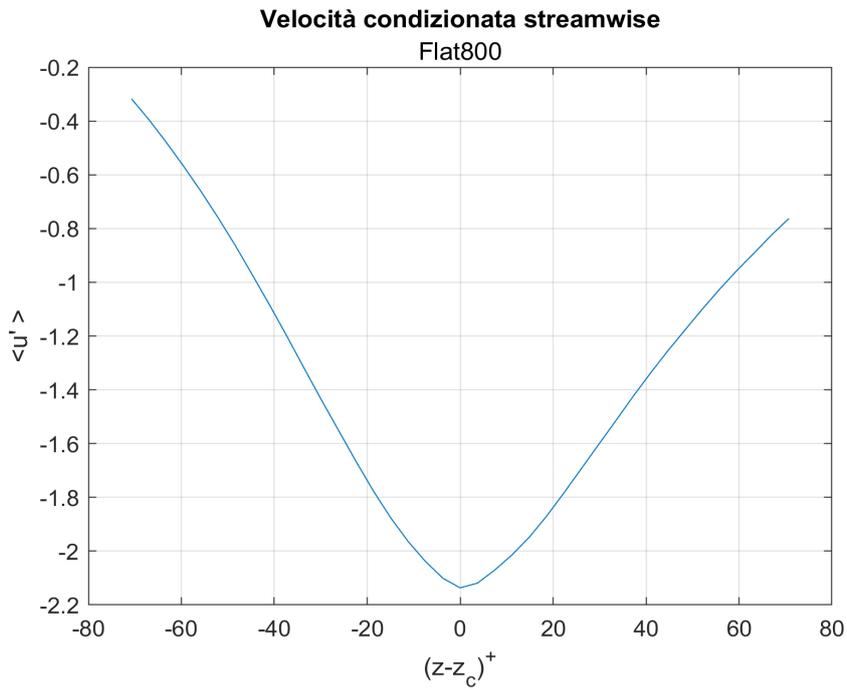
(a) larghezza



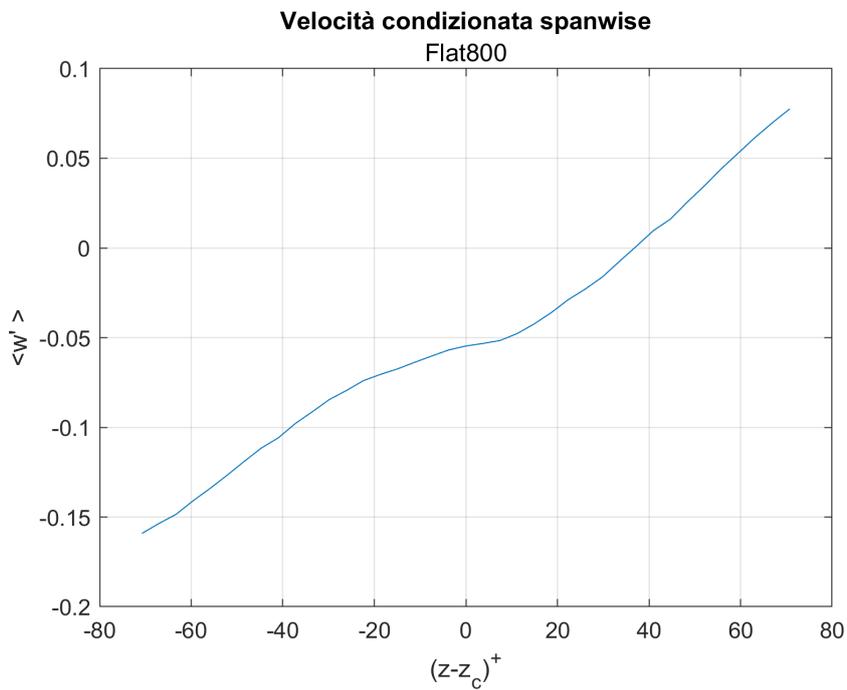
(b) spaziatura



(c) vorticità



(d) velocità condizionata streamwise

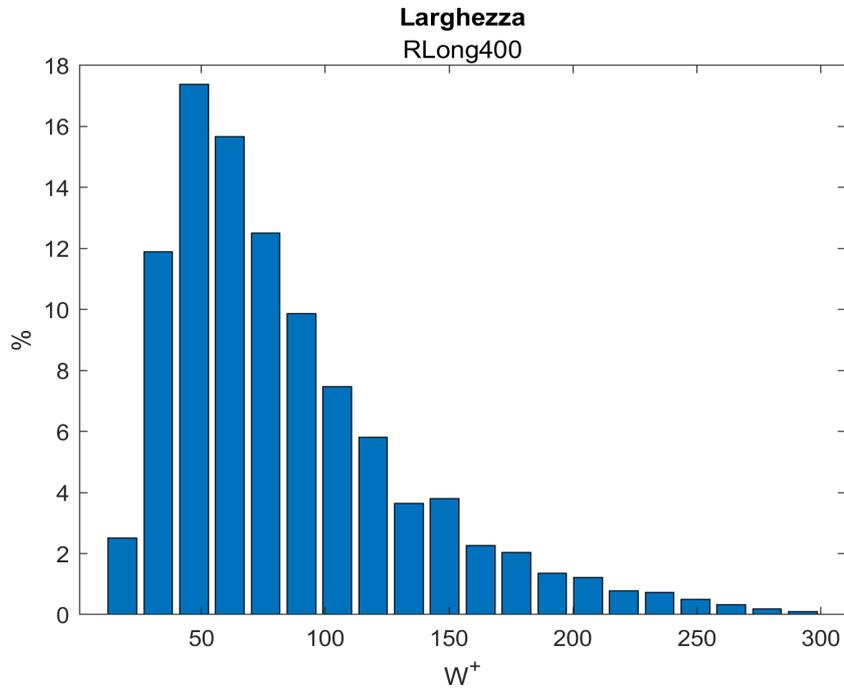


(e) velocità condizionata spanwise

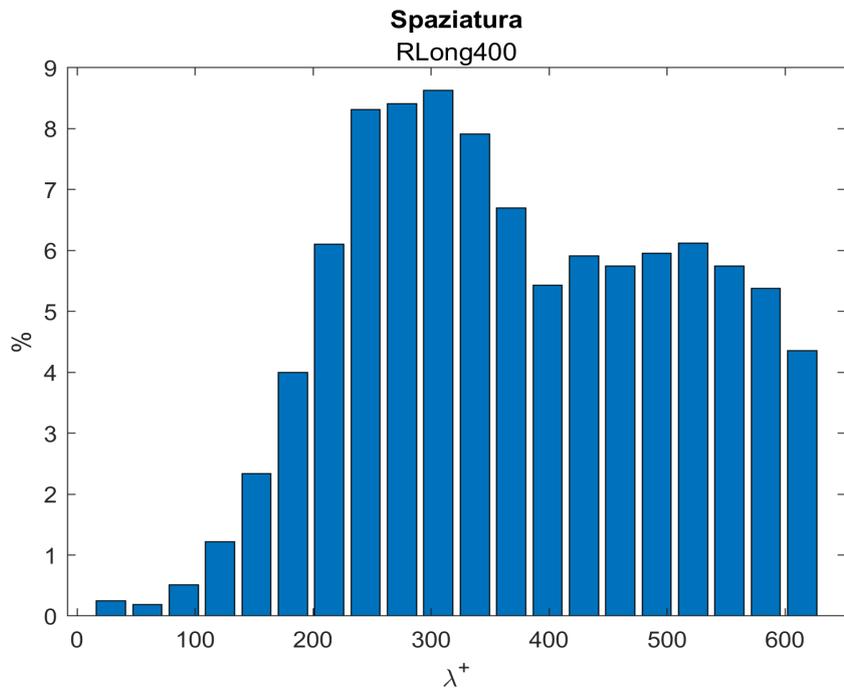
Figura 4.4: statistiche caso Flat a 800 giri.

4.4 Statistiche caso RLong

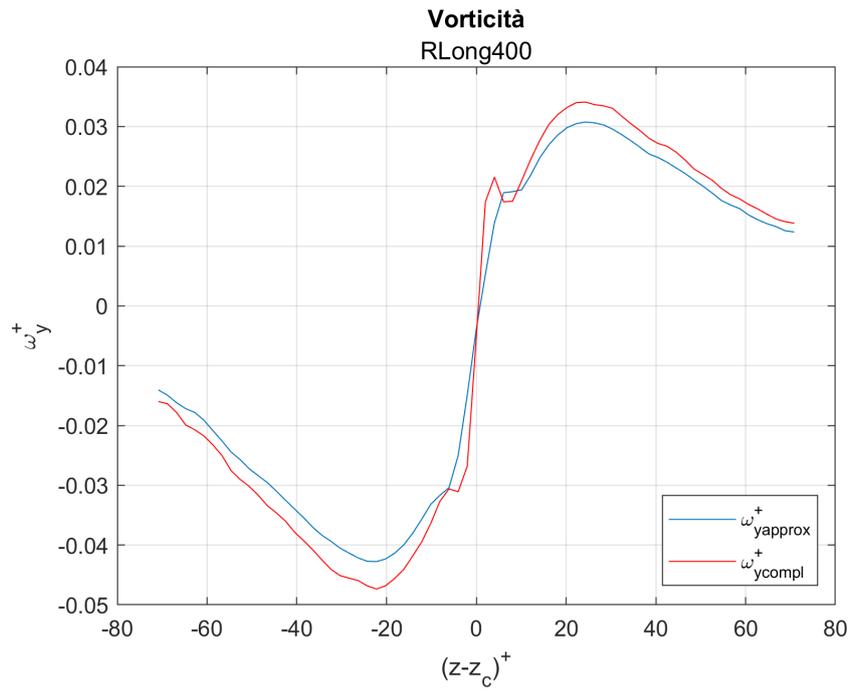
4.4.1 N=400



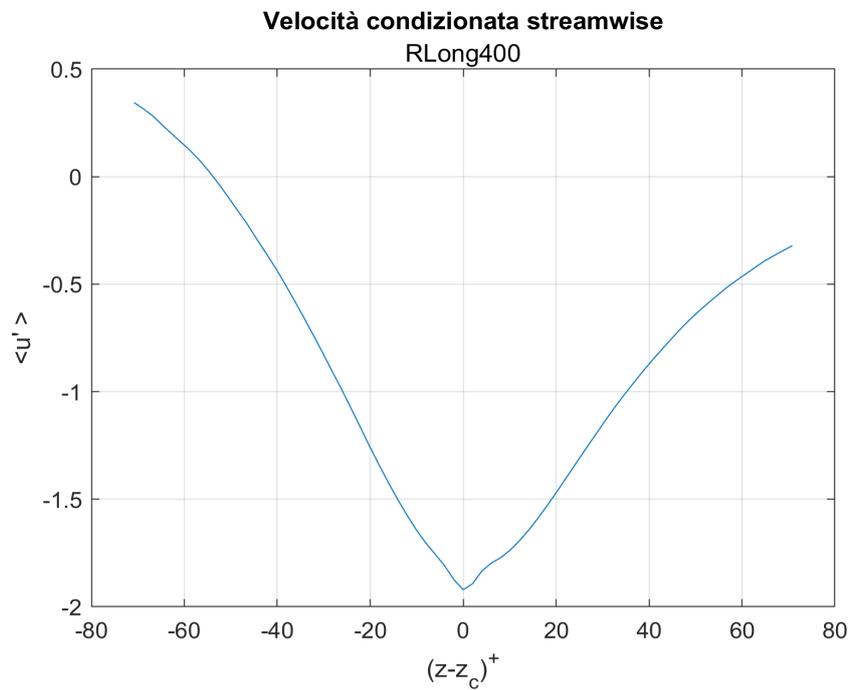
(a) larghezza



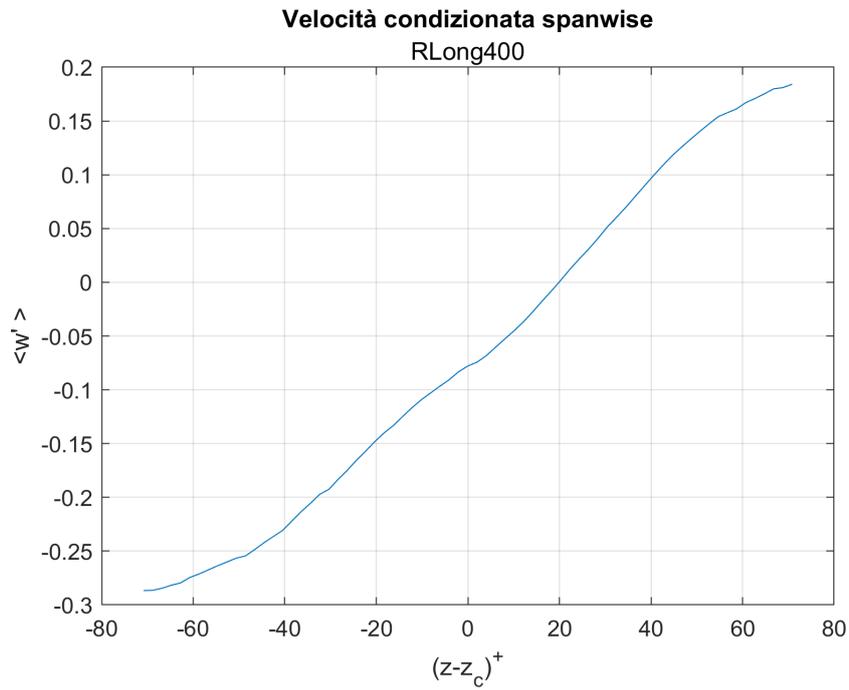
(b) spaziatura



(c) vorticità



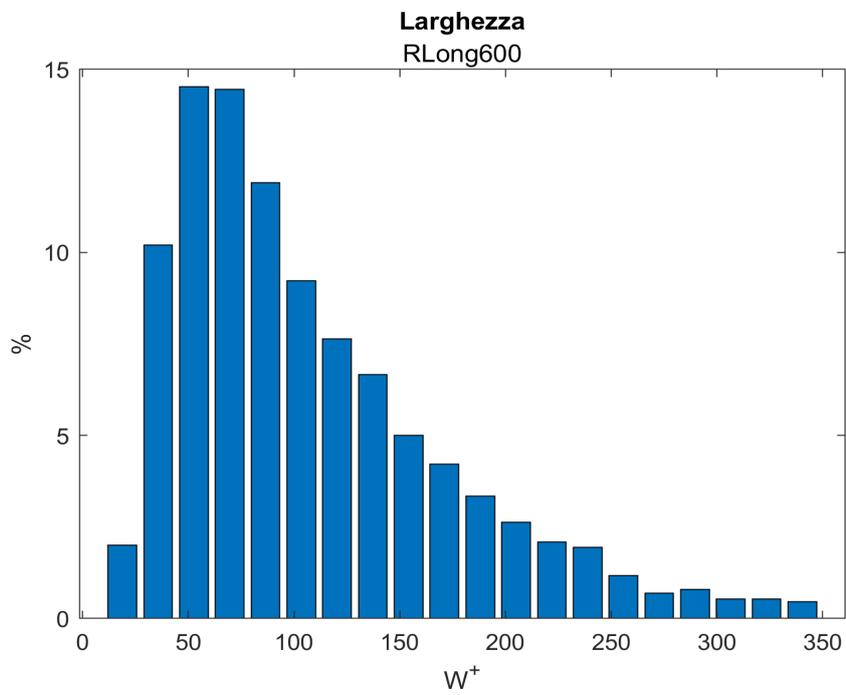
(d) velocità condizionata streamwise



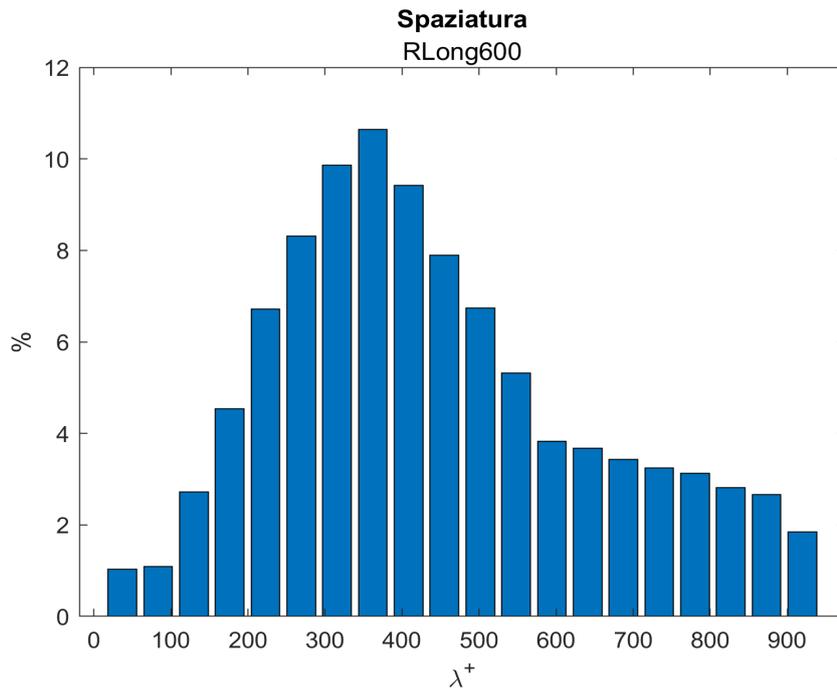
(e) velocità condizionata spanwise

Figura 4.5: statistiche caso RLong a 400 giri.

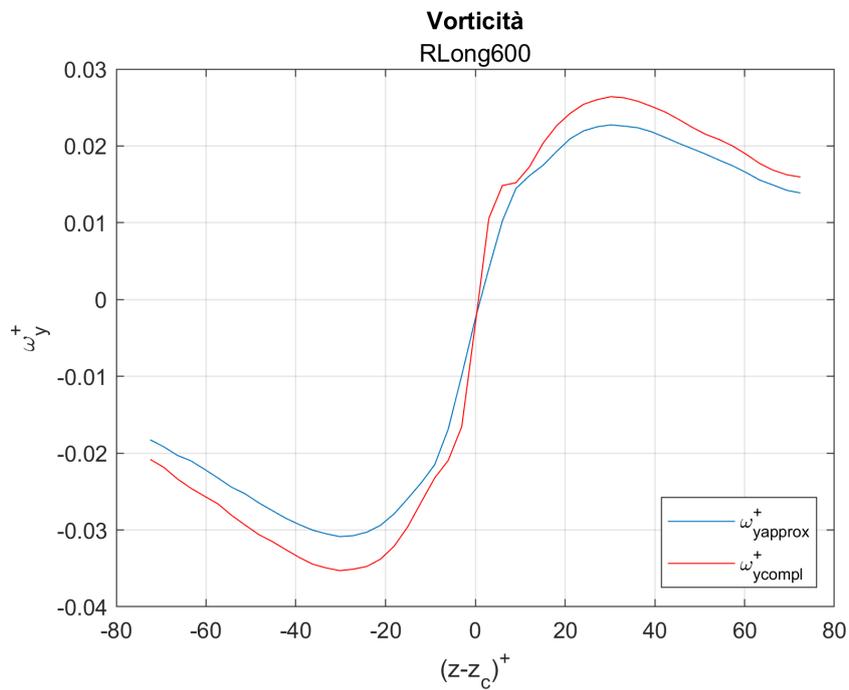
4.4.2 N=600



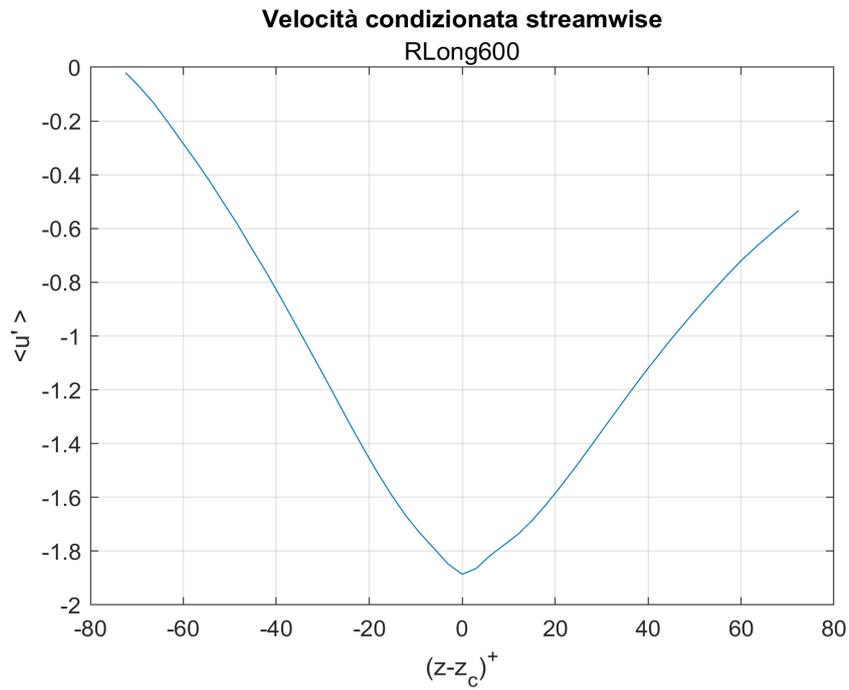
(a) larghezza



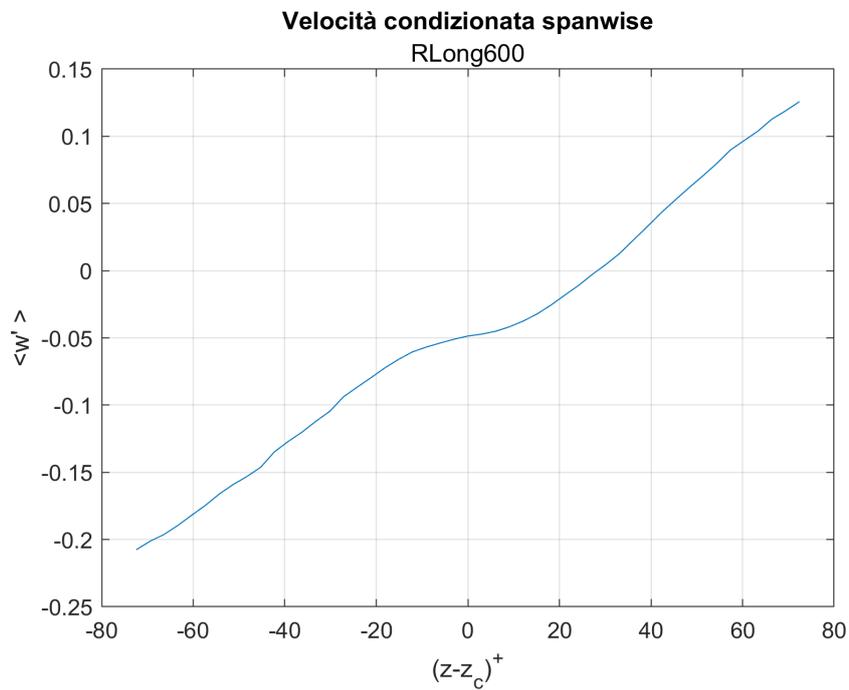
(b) spaziatura



(c) vorticità



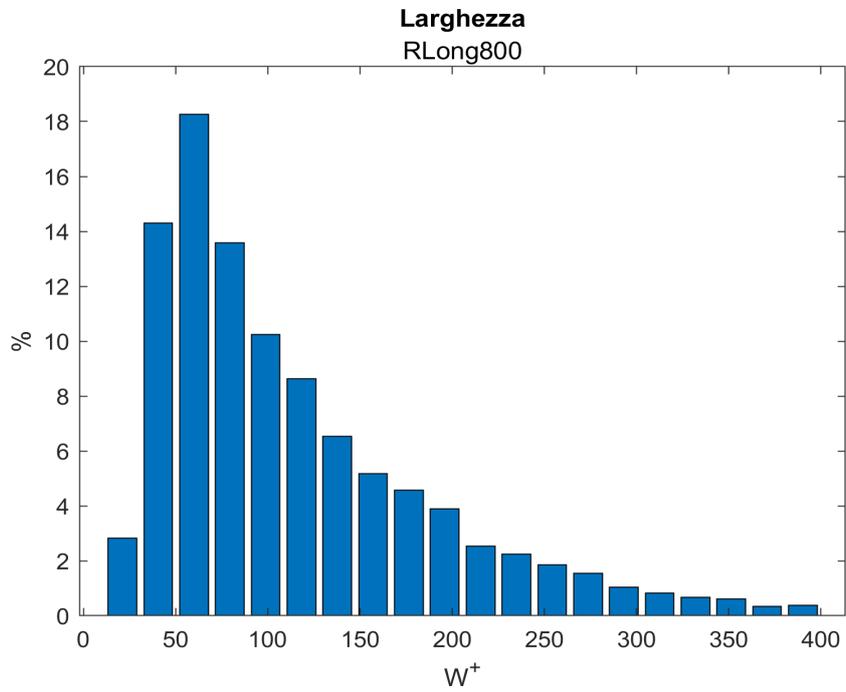
(d) velocità condizionata streamwise



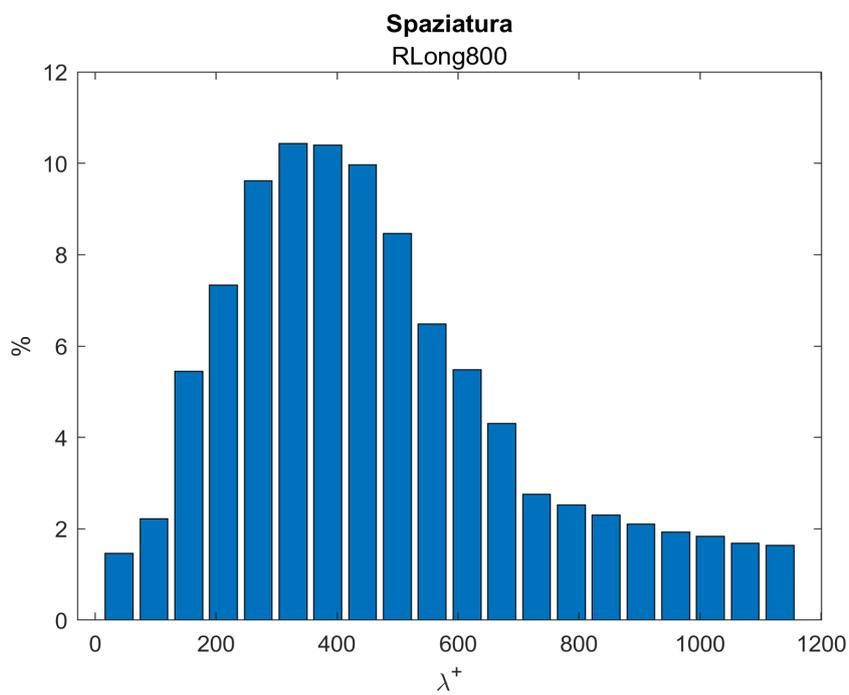
(e) velocità condizionata spanwise

Figura 4.6: statistiche caso RLong a 600 giri.

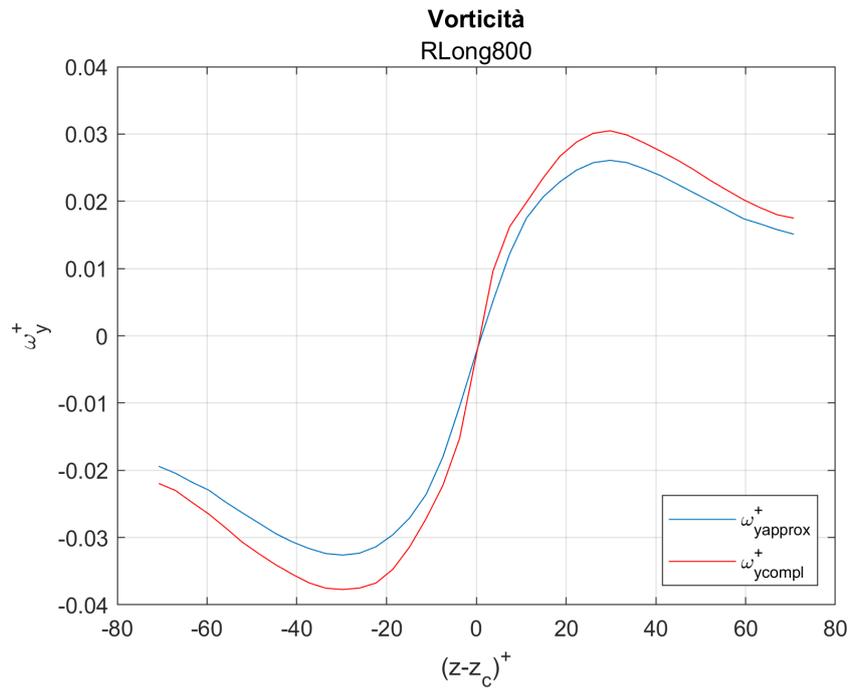
4.4.3 N=800



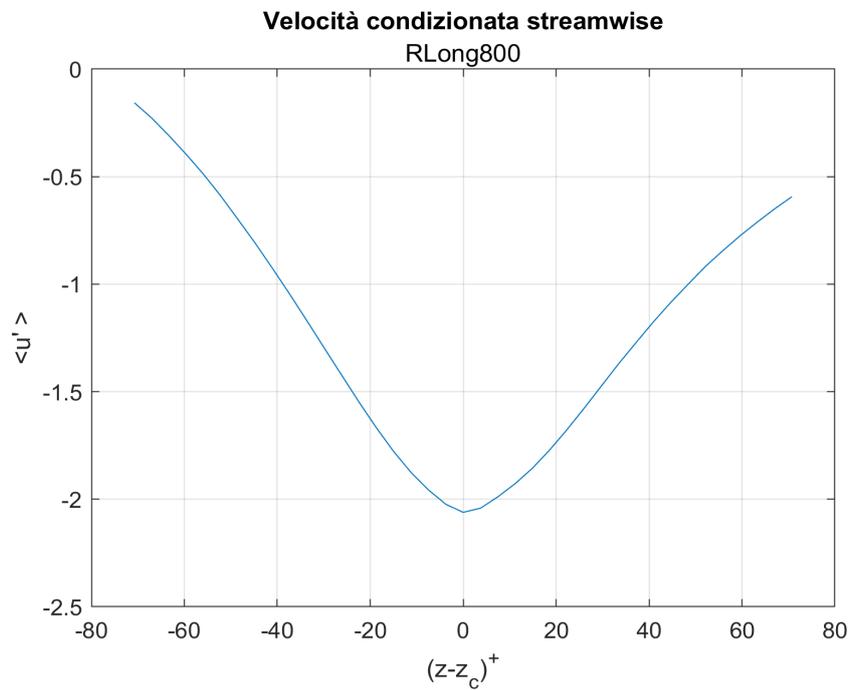
(a) larghezza



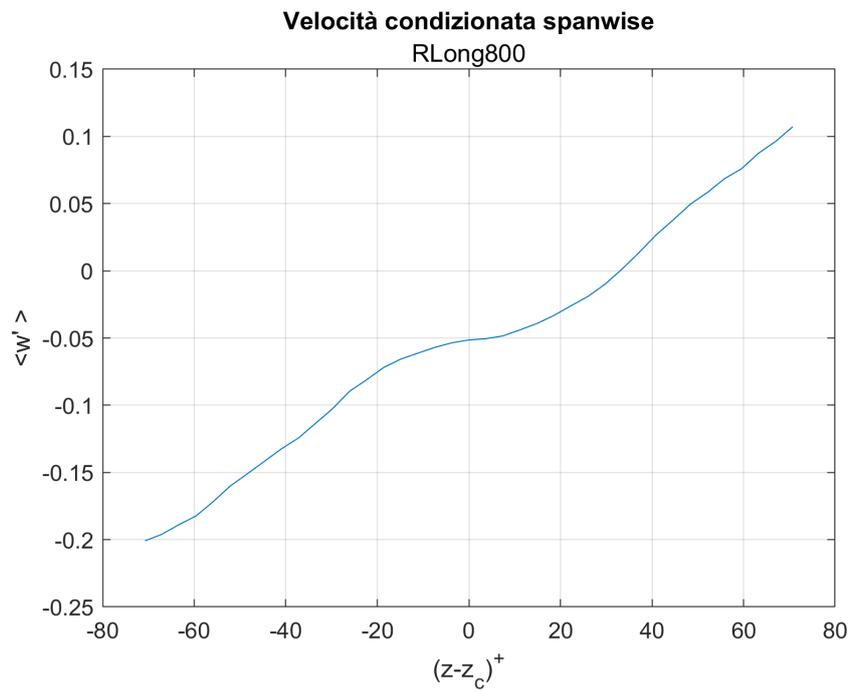
(b) spaziatura



(c) vorticità



(d) velocità condizionata streamwise

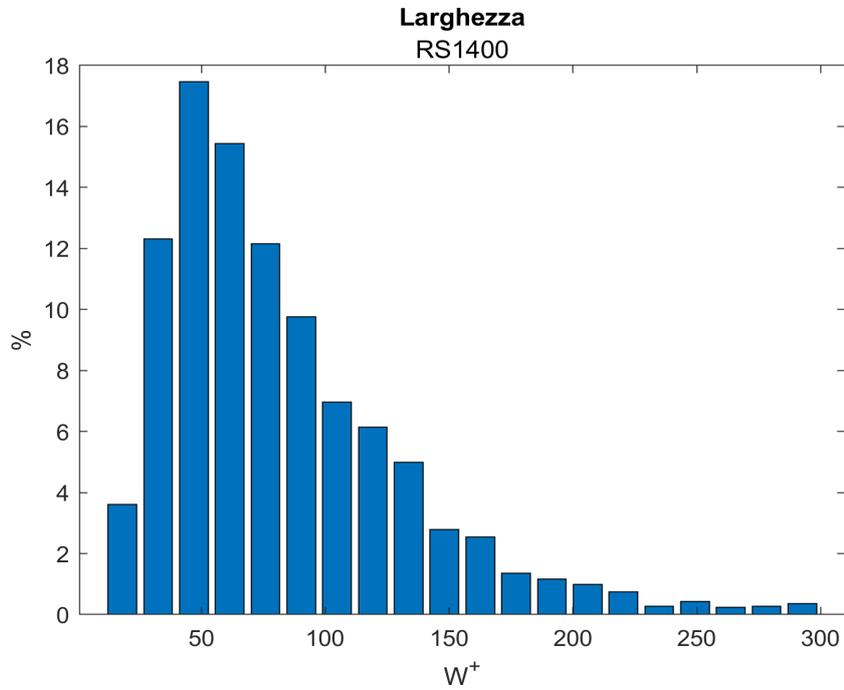


(e) velocità condizionata spanwise

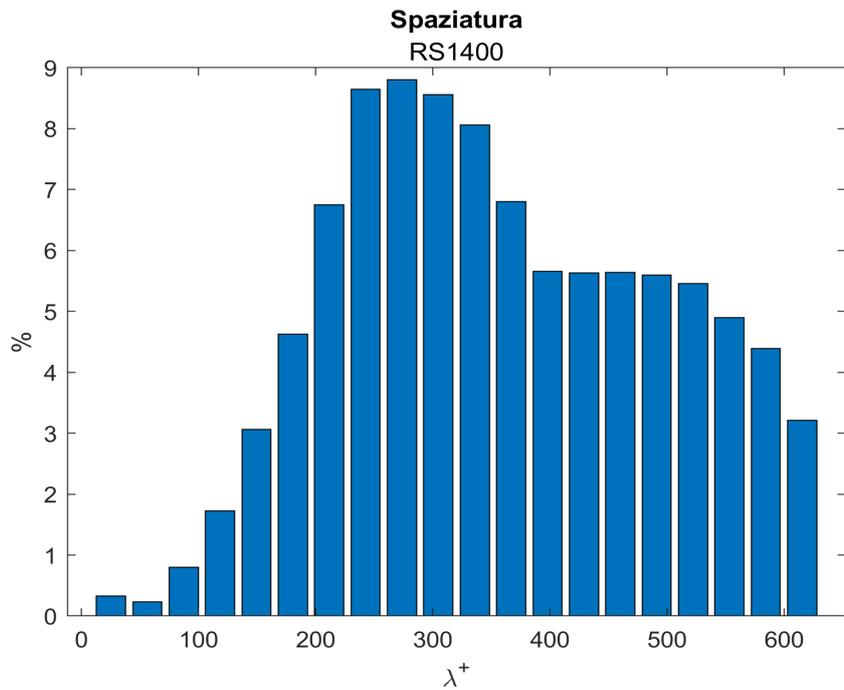
Figura 4.7: statistiche caso RLong a 800 giri.

4.5 Statistiche caso RS1

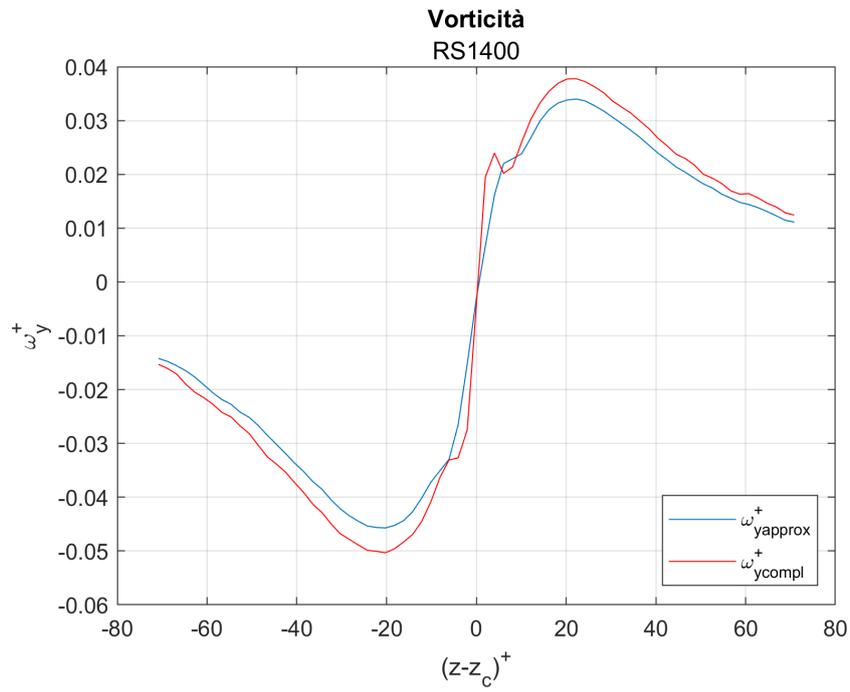
4.5.1 N=400



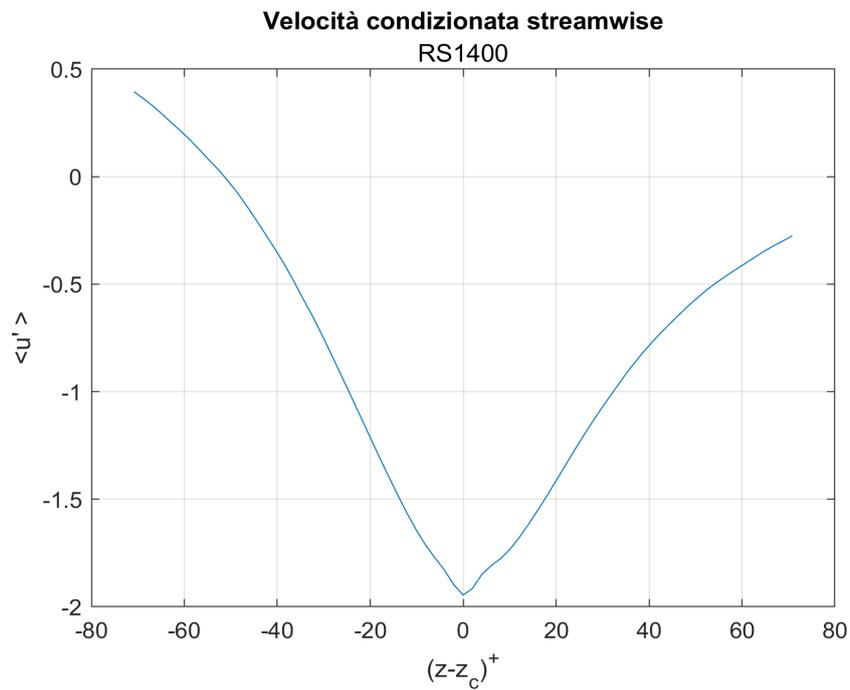
(a) larghezza



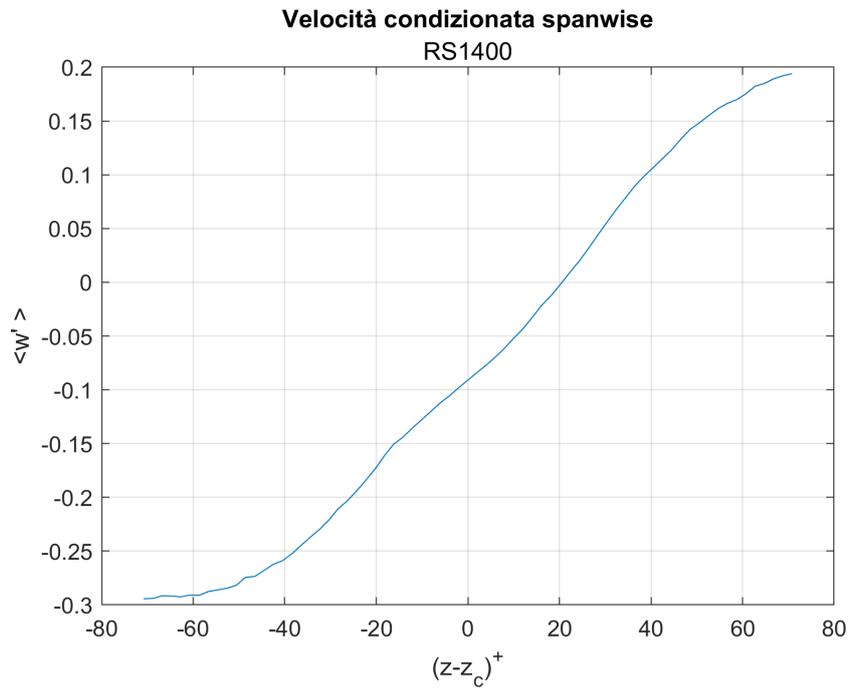
(b) spaziatura



(c) vorticità



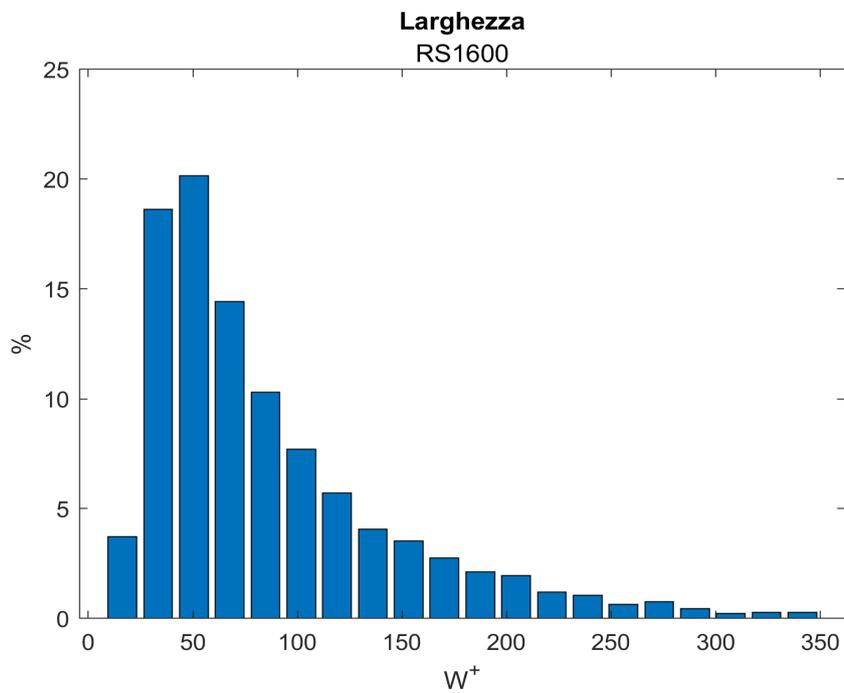
(d) velocità condizionata streamwise



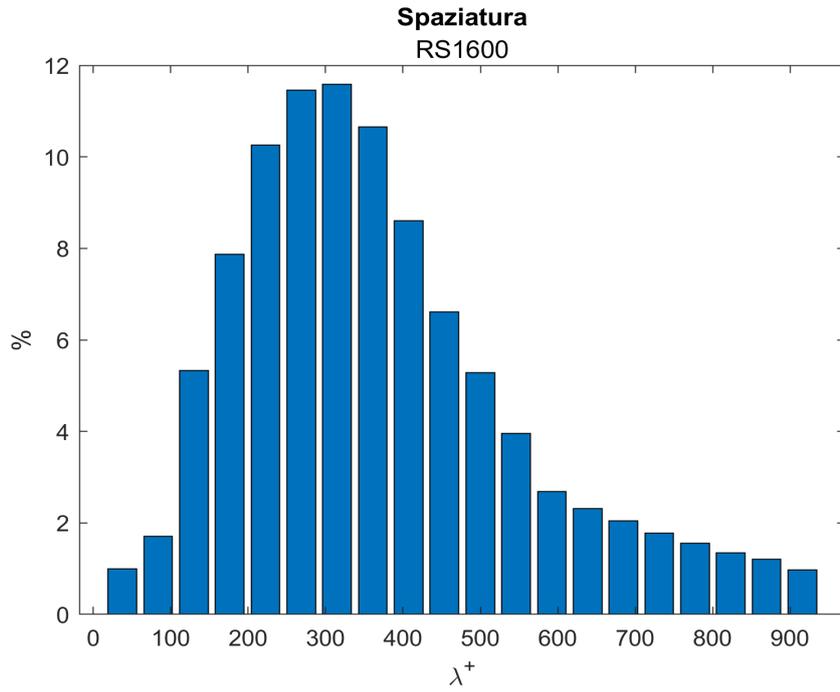
(e) velocità condizionata spanwise

Figura 4.8: statistiche caso RS1 a 400 giri.

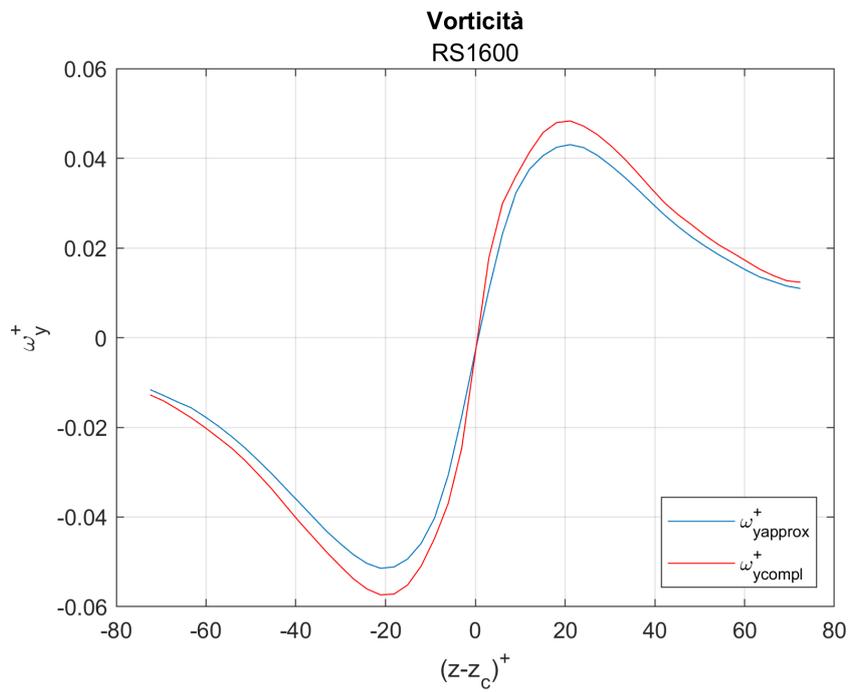
4.5.2 N=600



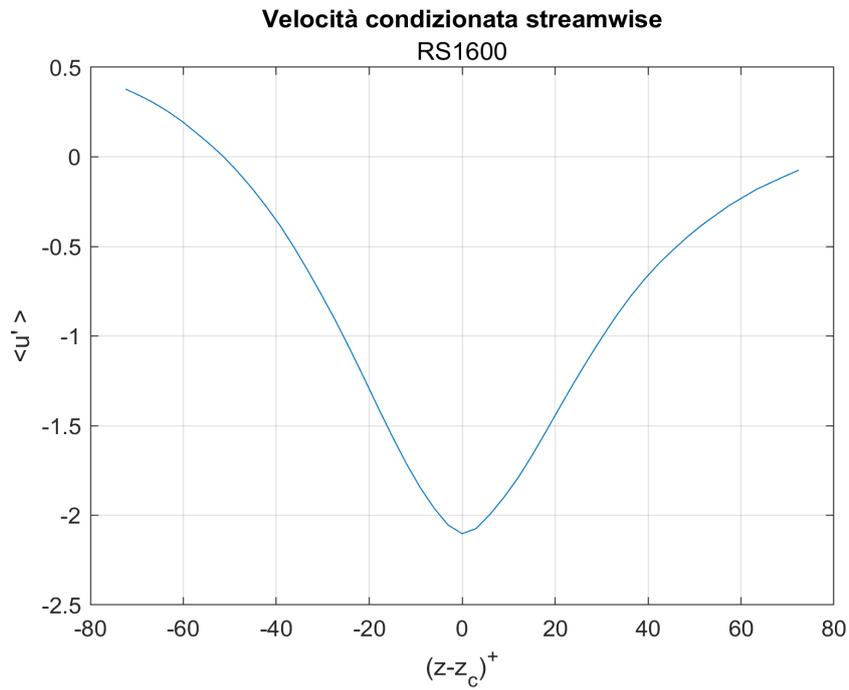
(a) larghezza



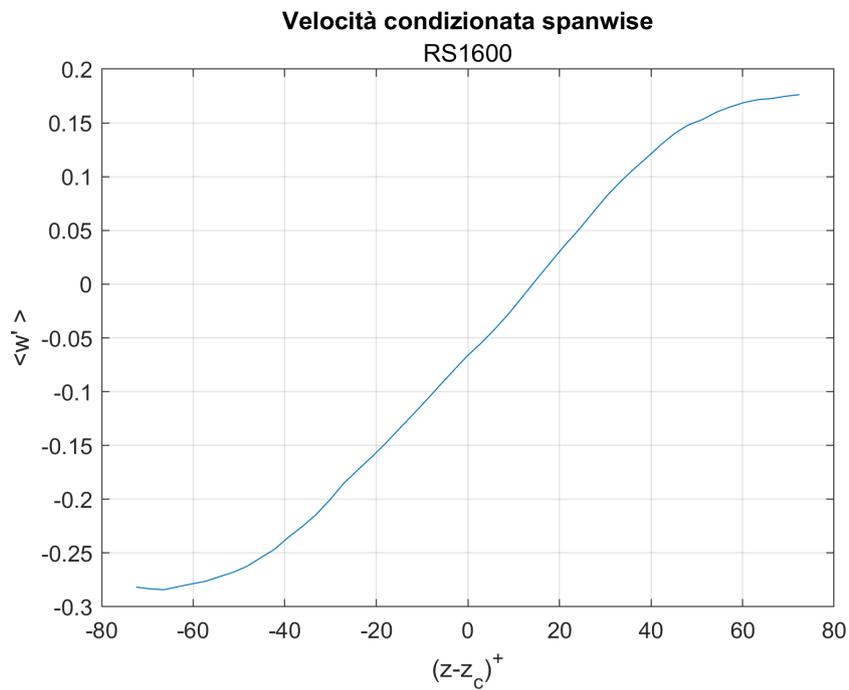
(b) spaziatura



(c) vorticità



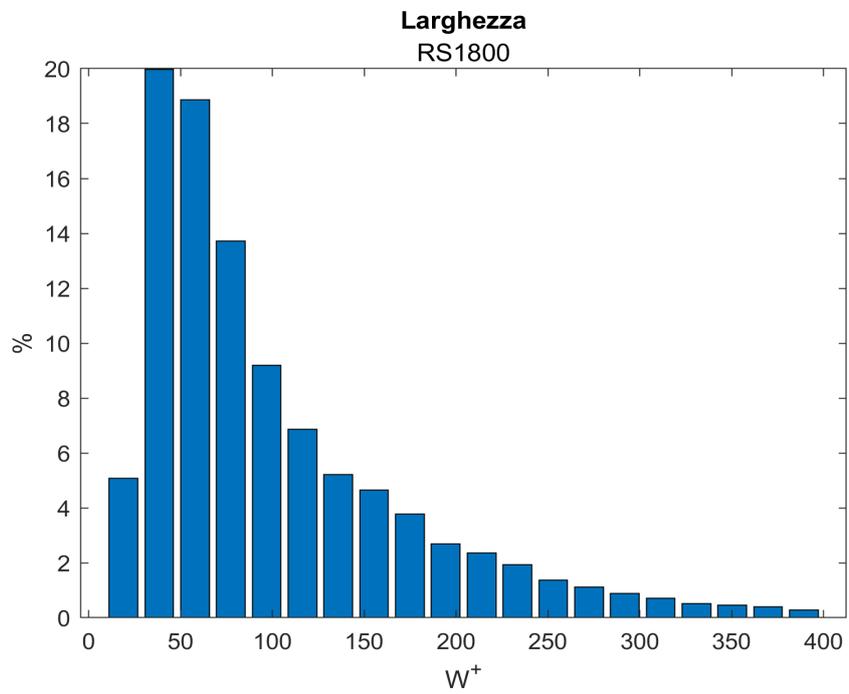
(d) velocità condizionata streamwise



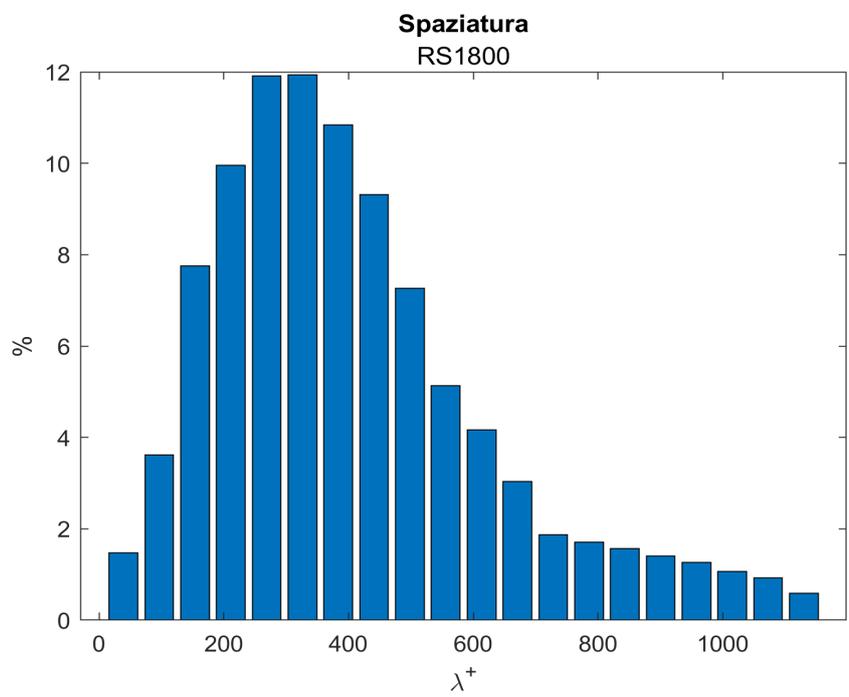
(e) velocità condizionata spanwise

Figura 4.9: statistiche caso RS1 a 600 giri.

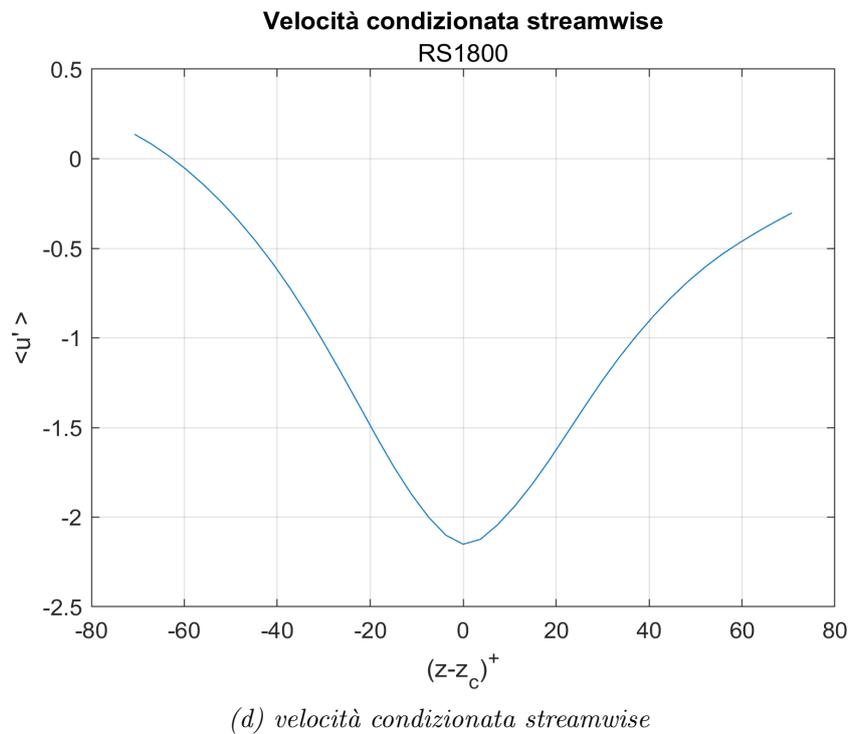
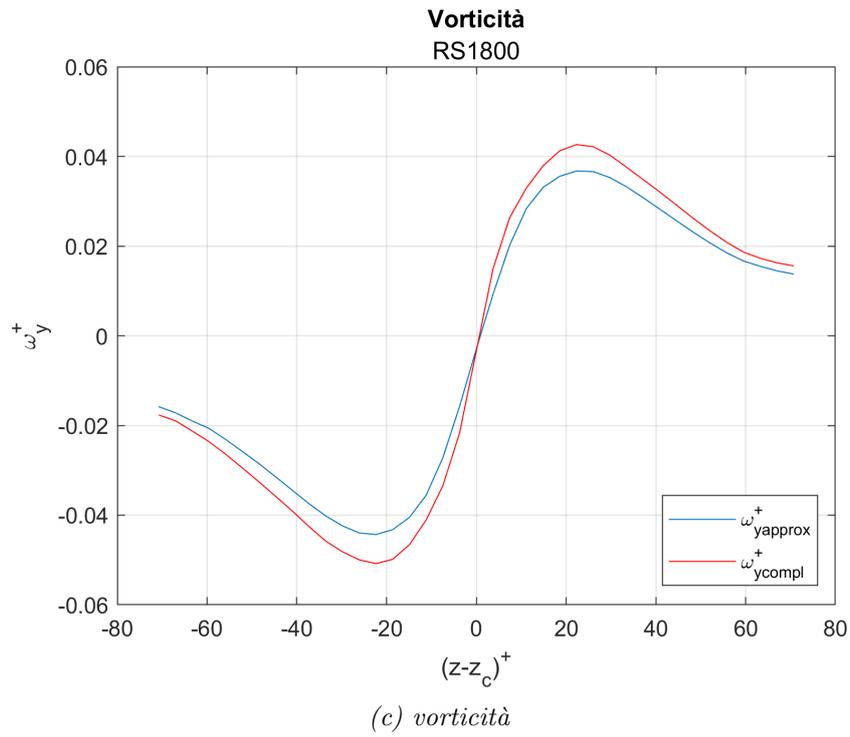
4.5.3 N=800

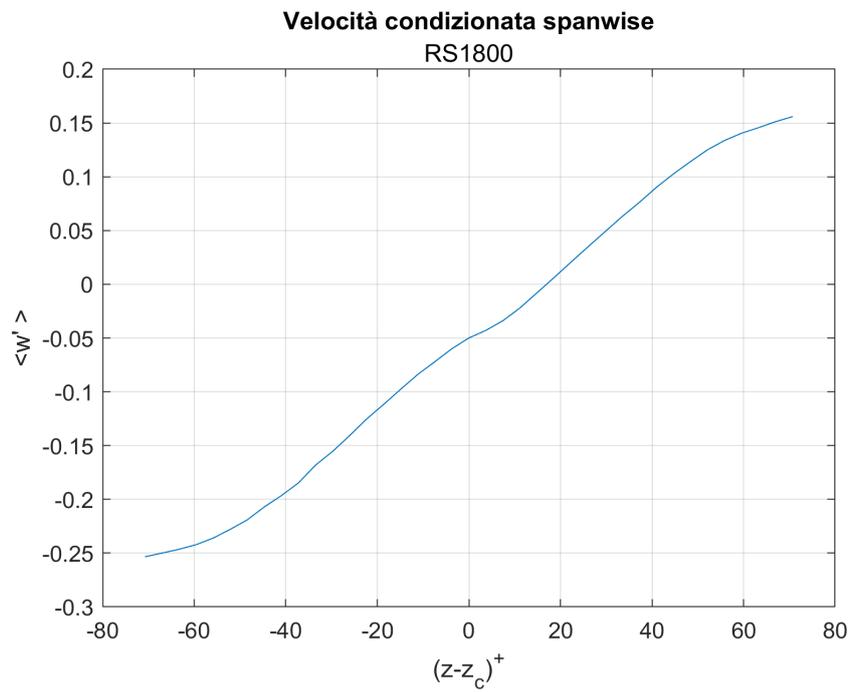


(a) larghezza



(b) spaziatura



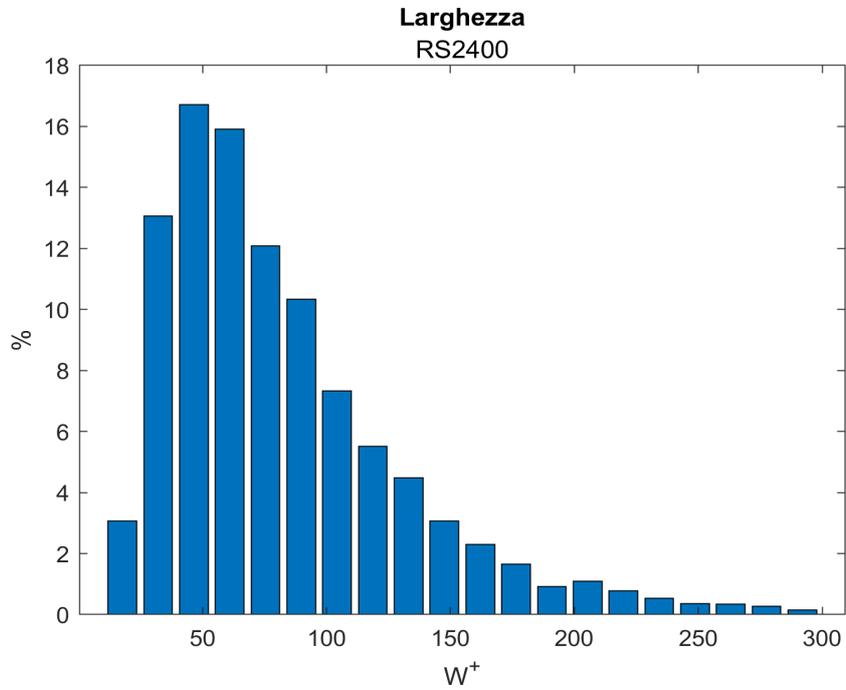


(e) velocità condizionata spanwise

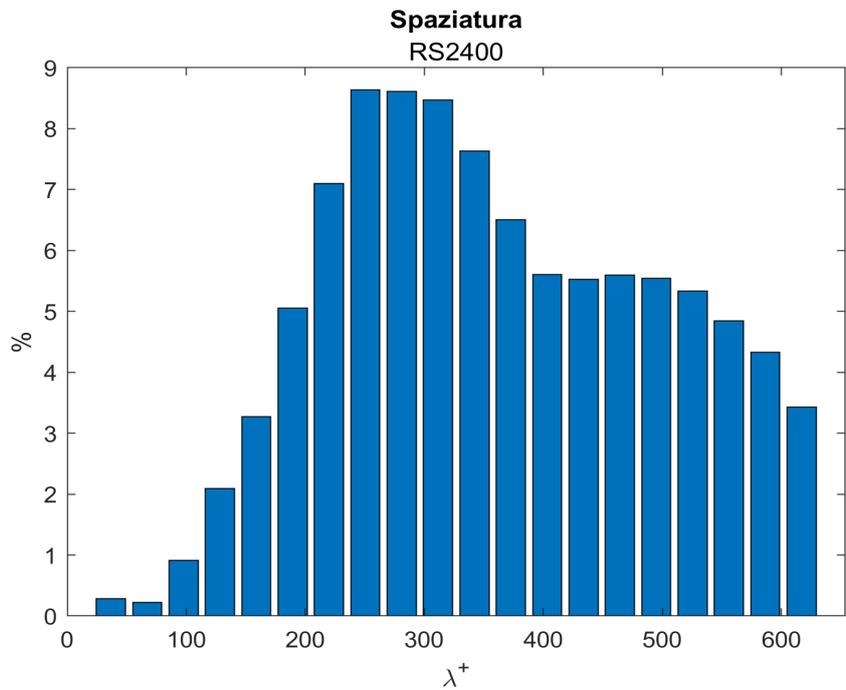
Figura 4.10: statistiche caso RS1 a 800 giri.

4.6 Statistiche caso RS2

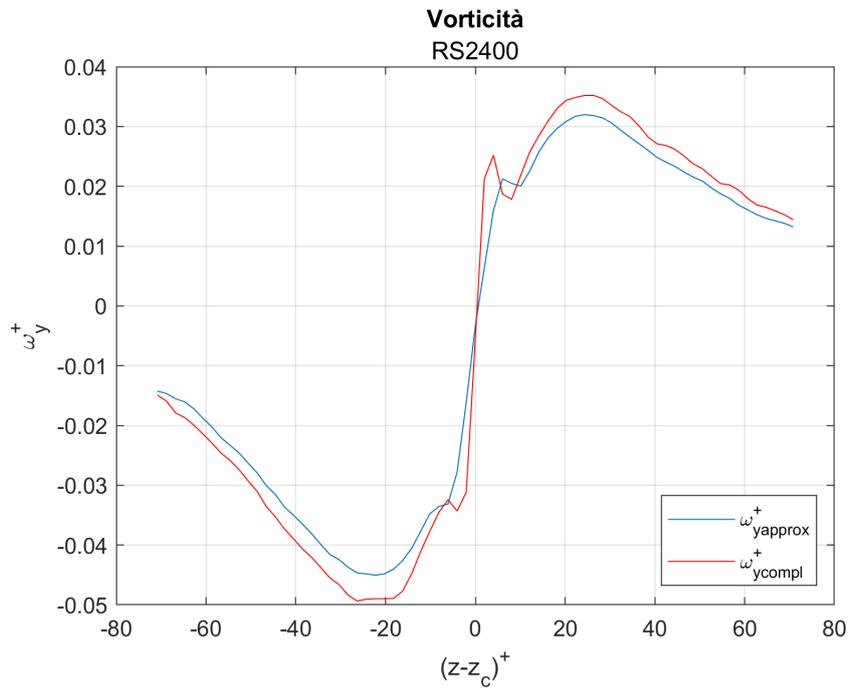
4.6.1 N=400



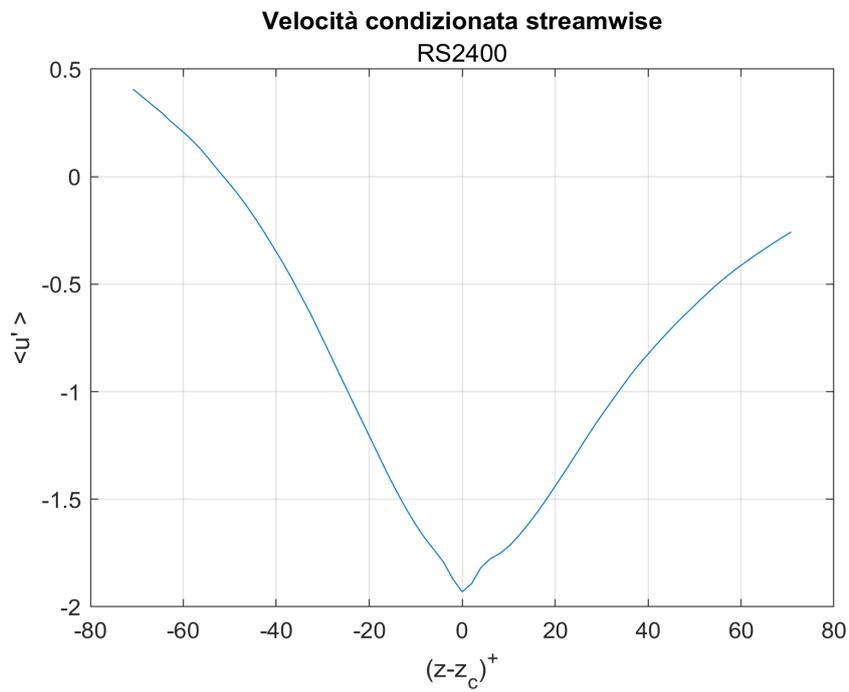
(a) larghezza



(b) spaziatura



(c) vorticità



(d) velocità condizionata streamwise

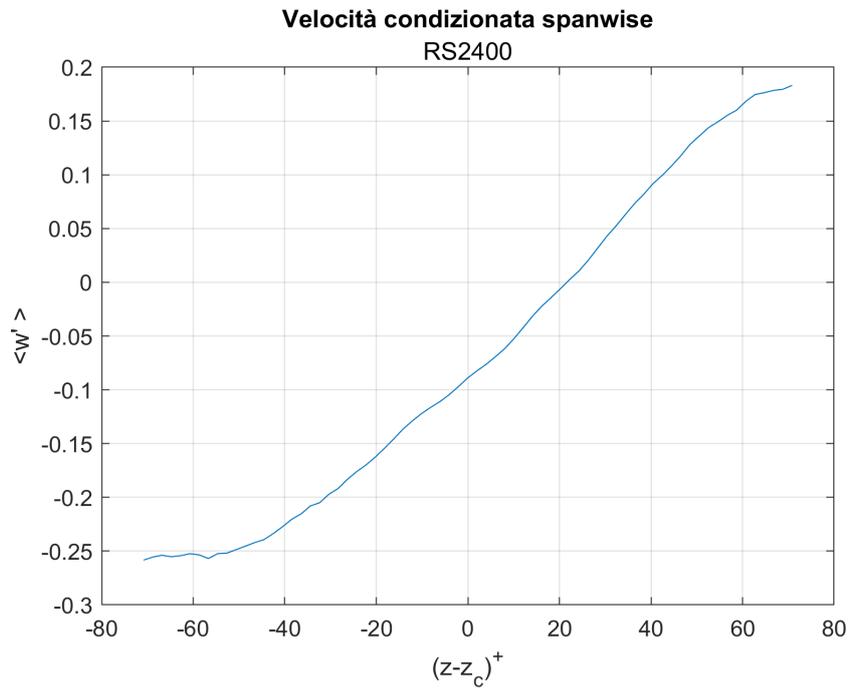
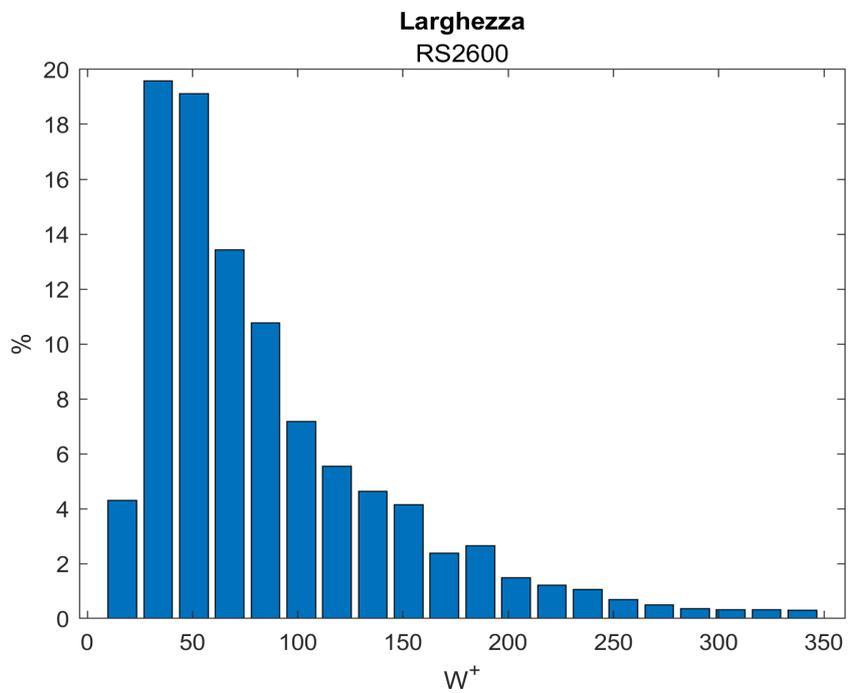
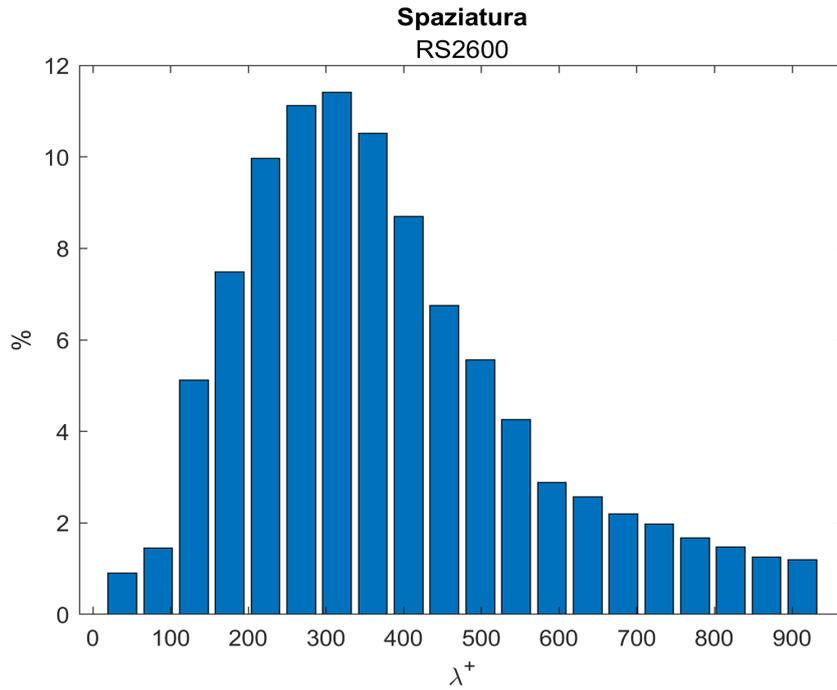


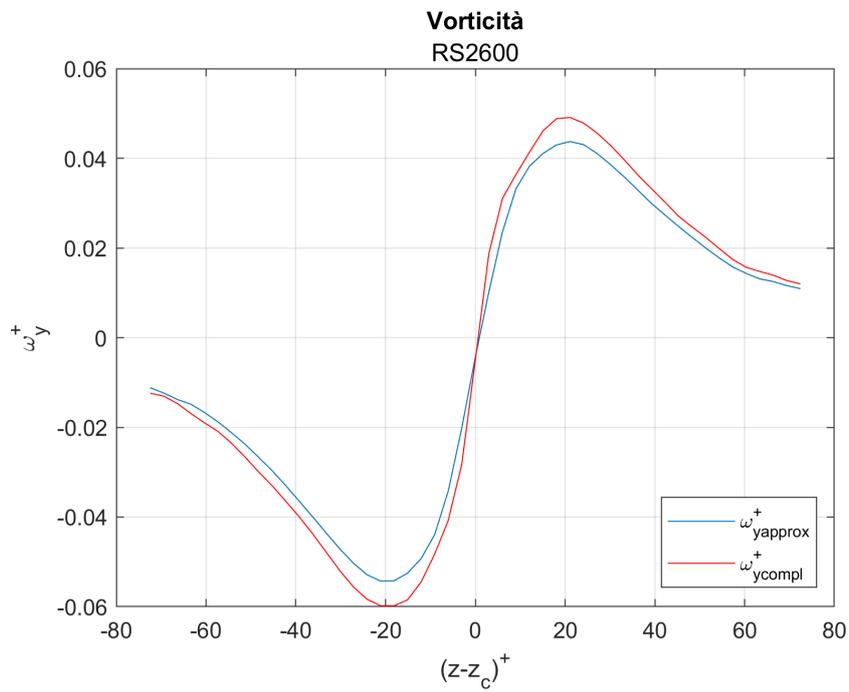
Figura 4.11: statistiche caso RS2 a 400 giri.

4.6.2 N=600

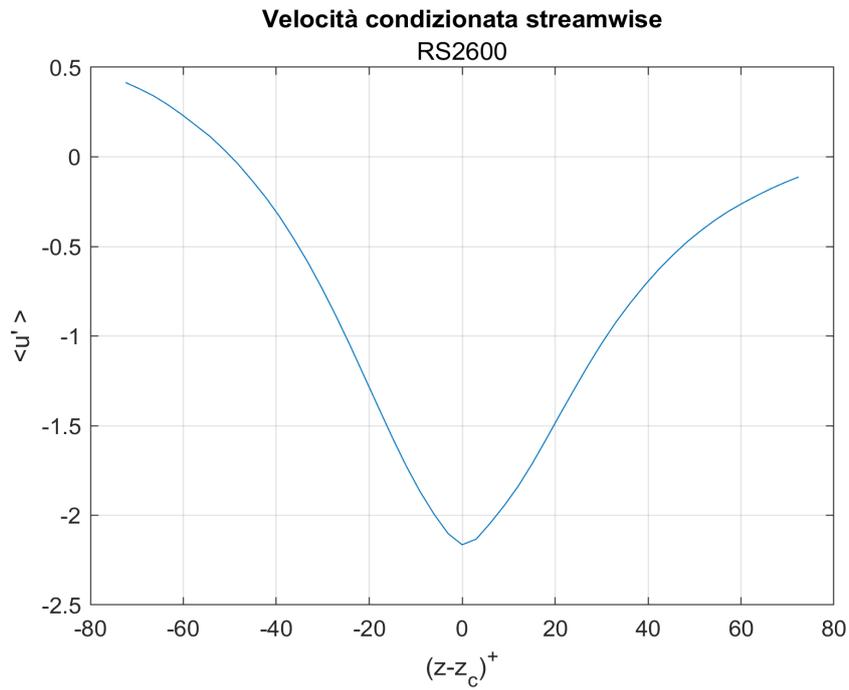




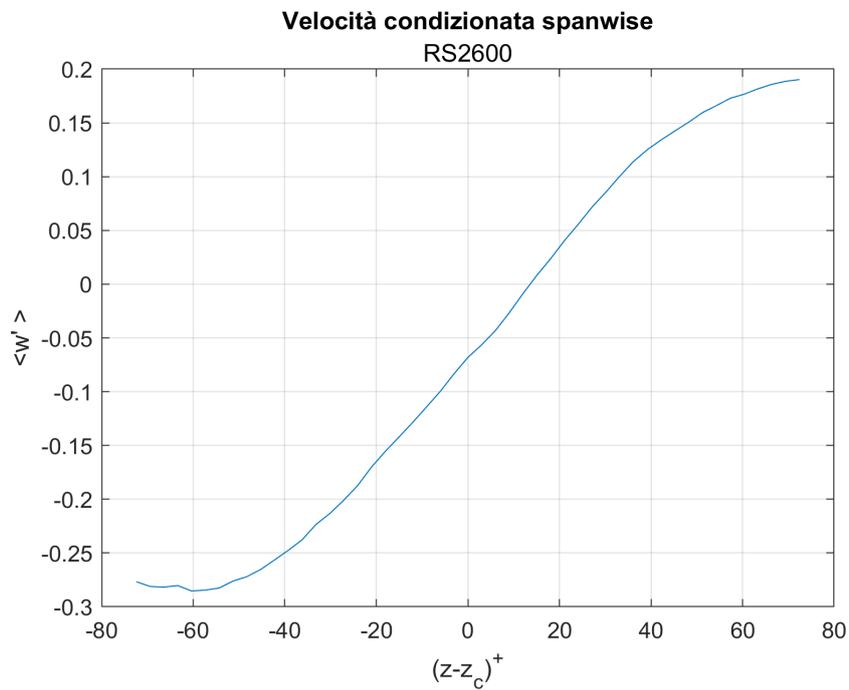
(b) spaziatura



(c) vorticità



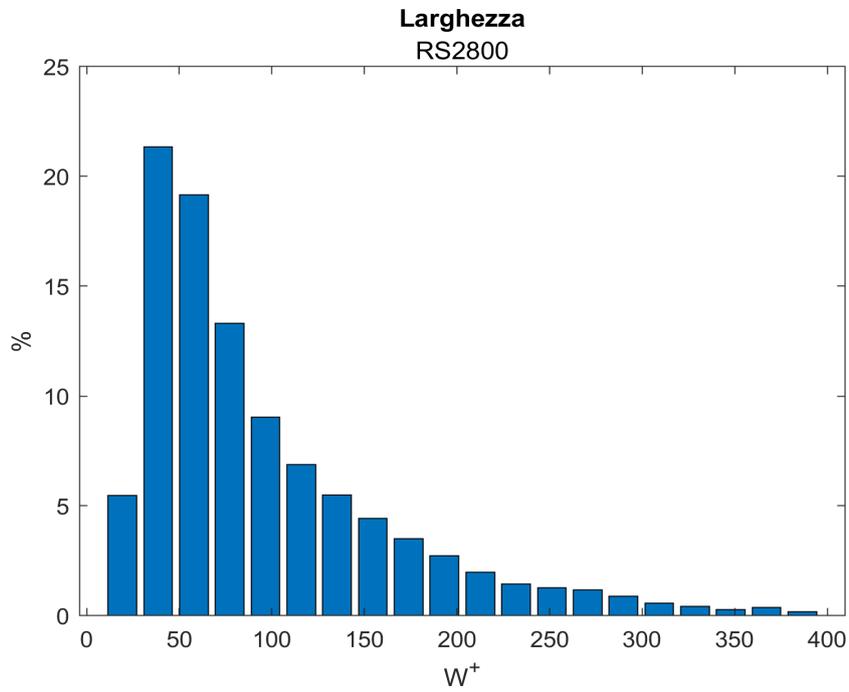
(d) velocità condizionata streamwise



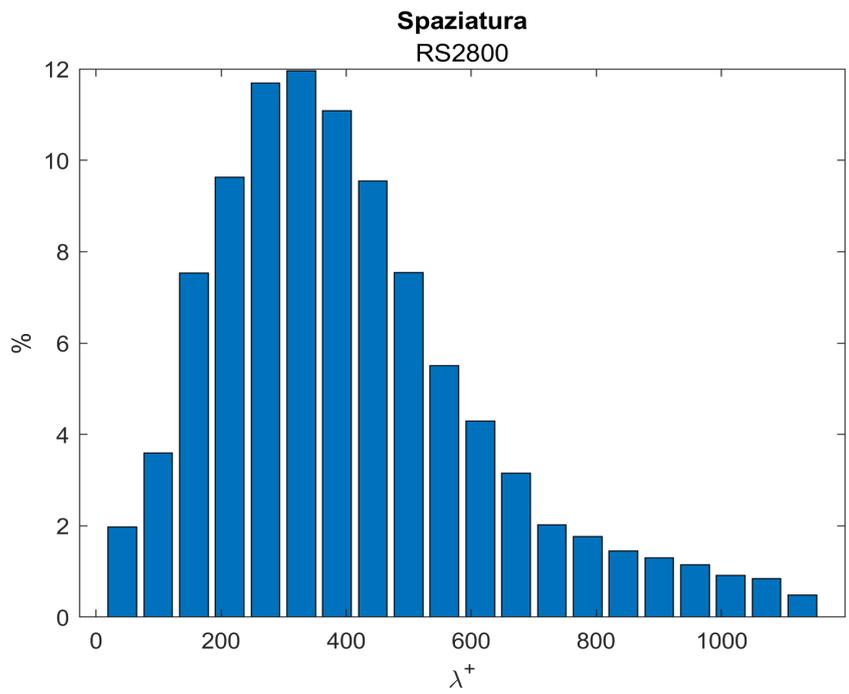
(e) velocità condizionata spanwise

Figura 4.12: statistiche caso RS2 a 600 giri.

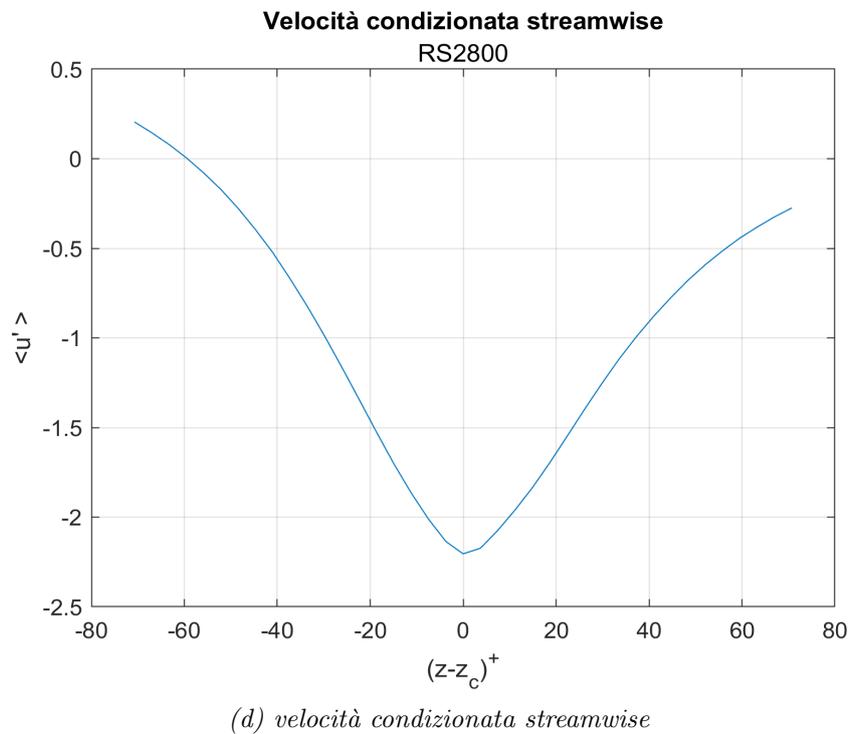
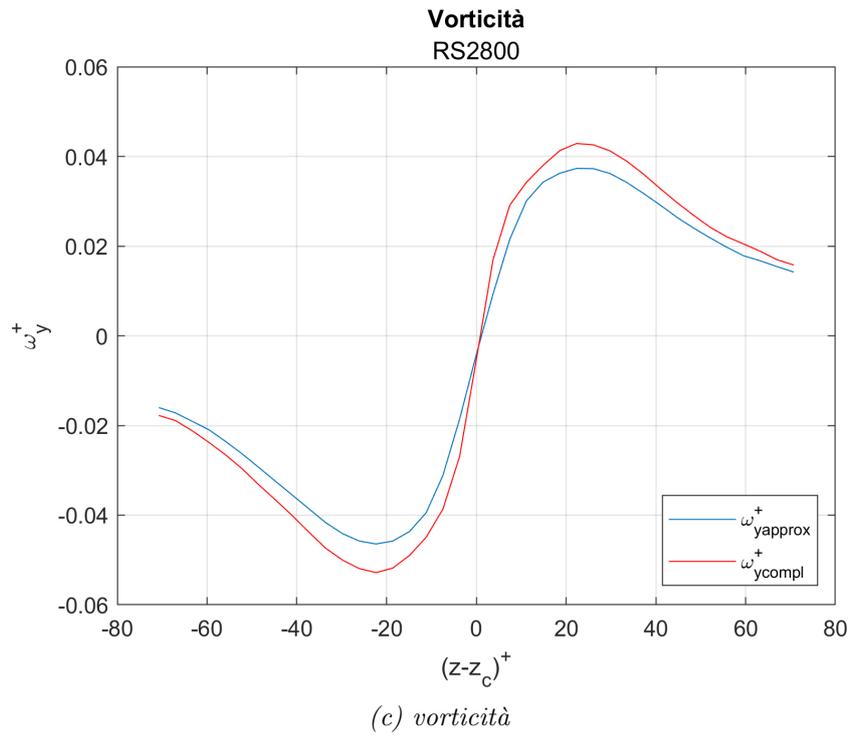
4.6.3 N=800

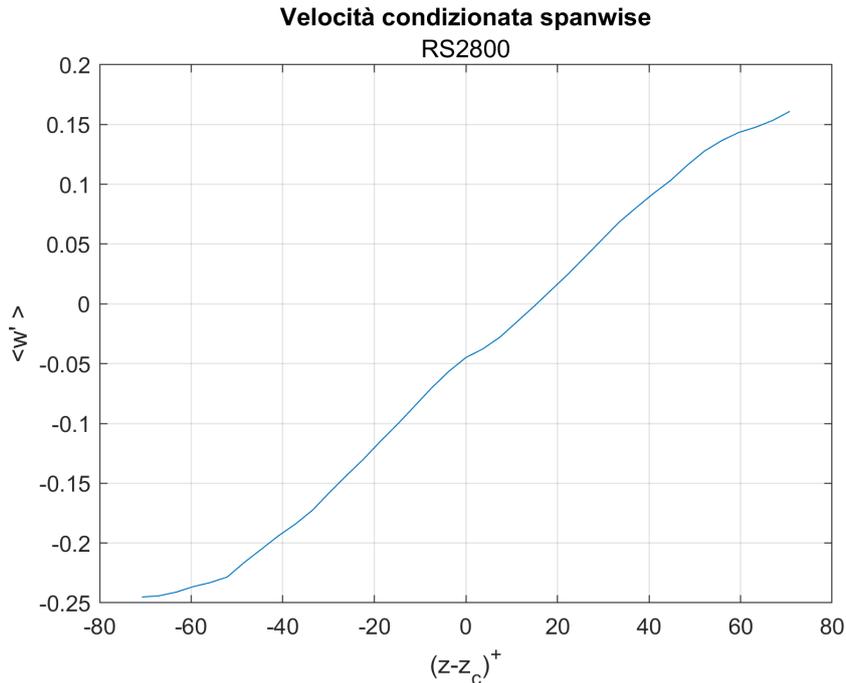


(a) larghezza



(b) spaziatura





(e) velocità condizionata spanwise

Figura 4.13: statistiche caso RS2 a 800 giri.

4.7 Confronto delle statistiche delle diverse riblets a parità di numero di giri

Questa sezione è molto importante poiché viene riportato il confronto delle statistiche tra le diverse tipologie di *riblets* a parità di numero di giri dei fan della galleria; questo permette di interpretare il fenomeno fisico della riduzione di resistenza grazie alle *riblets* in relazione alle caratteristiche delle *streaks*.

Nel seguito si riporta innanzitutto il numero di *streaks* individuate nei vari casi, e successivamente le statistiche calcolate in precedenza per le diverse *riblets* messe a confronto per un certo numero di giri. Per quanto riguarda le caratteristiche geometriche delle *streaks* (larghezza e spaziatura), a partire dagli istogrammi sono stati ottenuti dei grafici grazie ad un'interpolazione dei valori.

4.7.1 Numero di streaks individuate

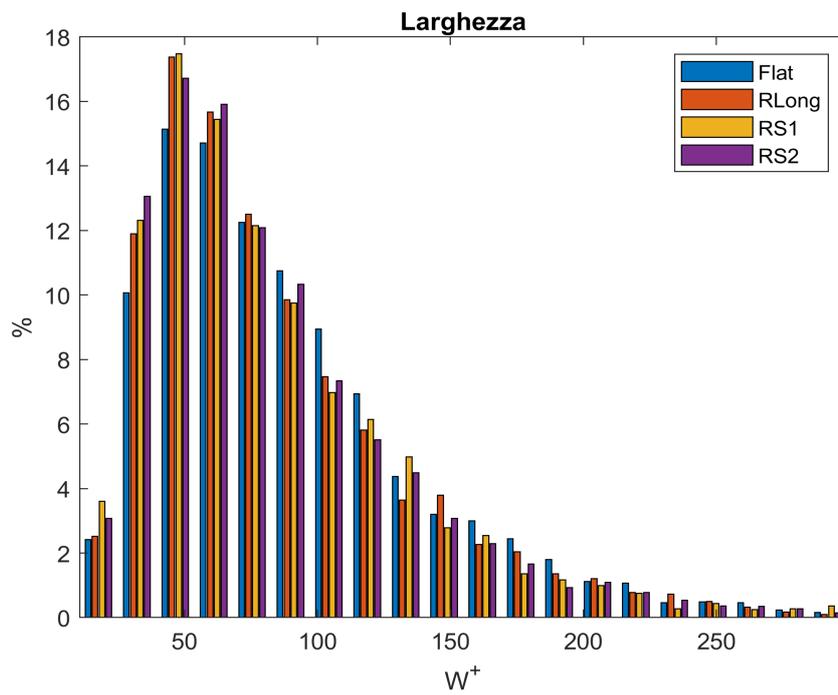
È opportuno considerare il numero totale di *streaks* individuate con le diverse tipologie di *riblets*, per poter interpretare meglio il fenomeno fisico.

In tabella 4.2 è riportato il numero delle *streaks* individuate nei vari casi, per ogni placca e per ogni numero di giri.

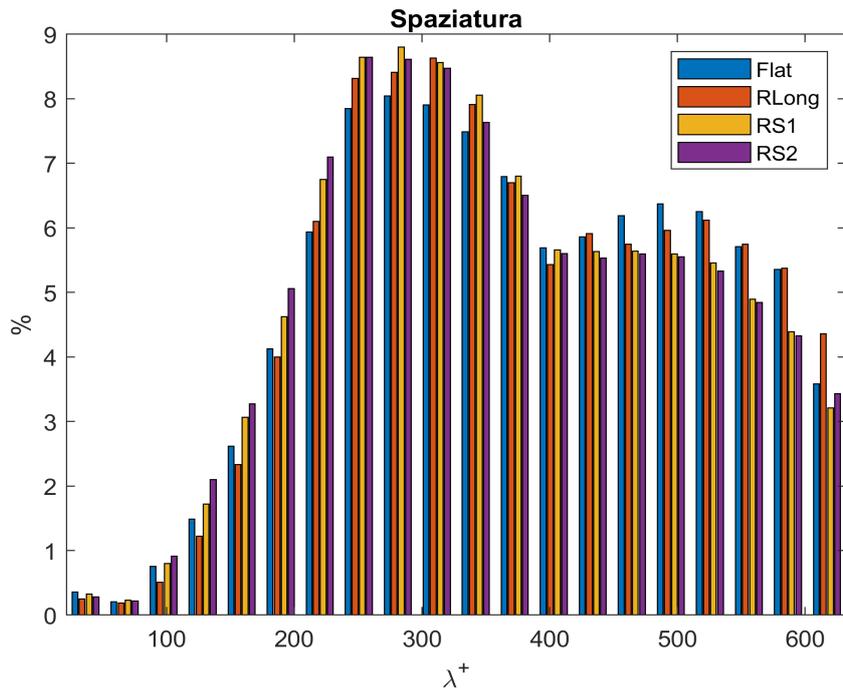
$N[rpm]$	Flat	RLong	RS1	RS2
400	3956	3997	4150	4127
600	5120	5091	6232	6100
800	5729	6029	6890	7010

Tabella 4.2: numero di streaks identificate nei diversi casi.

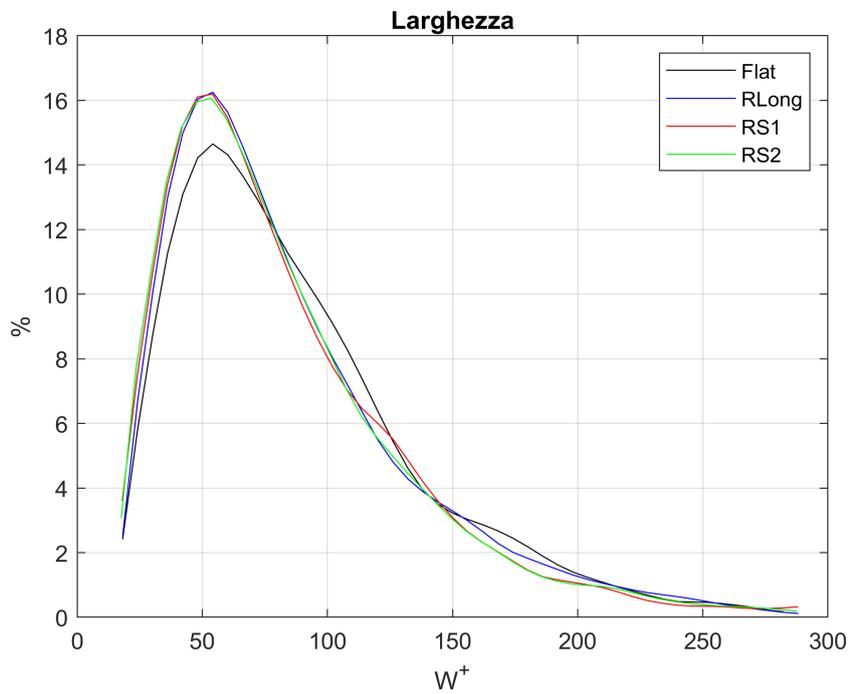
4.7.2 N=400



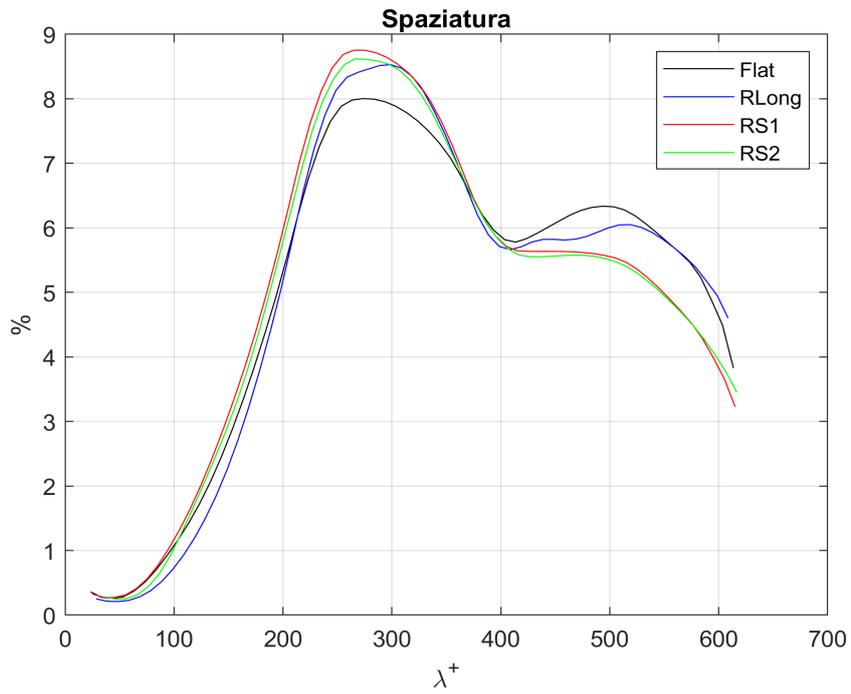
(a) larghezza



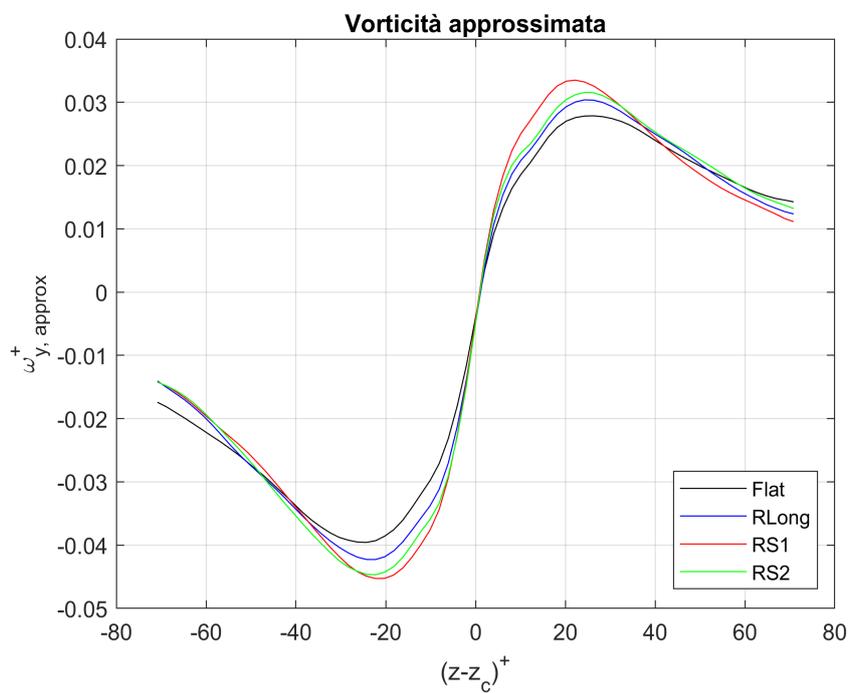
(b) spaziatura



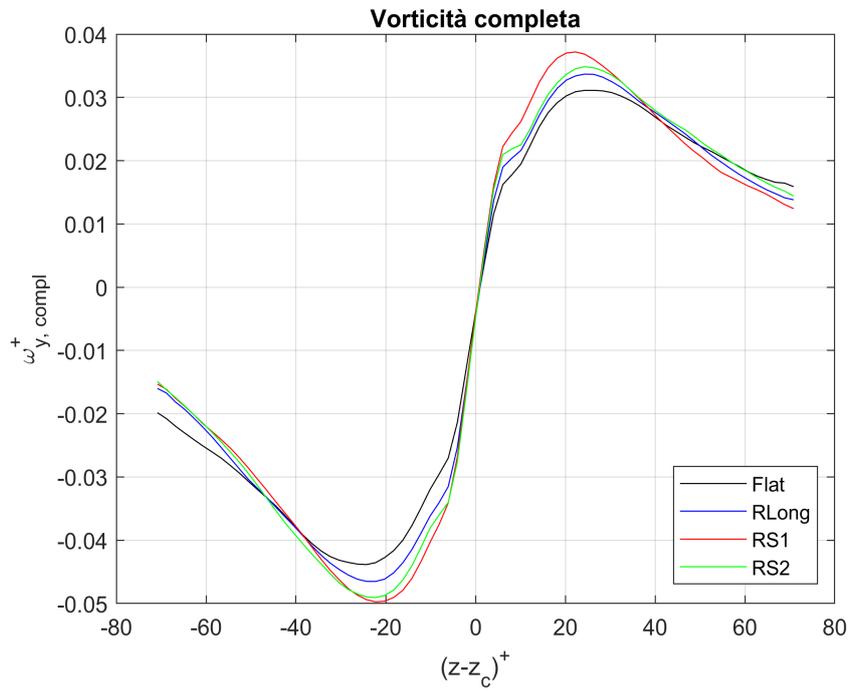
(c) larghezza



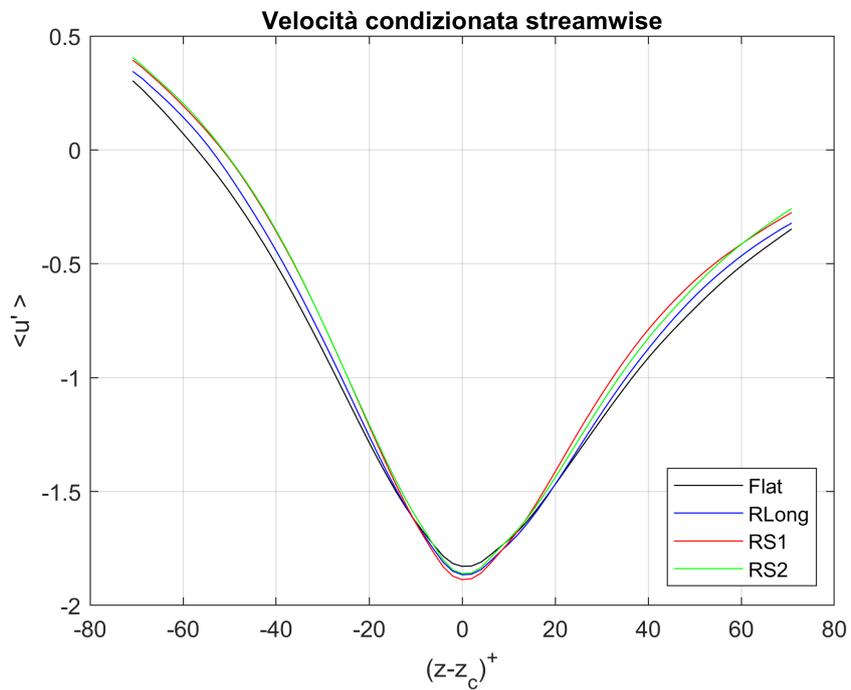
(d) spaziatura



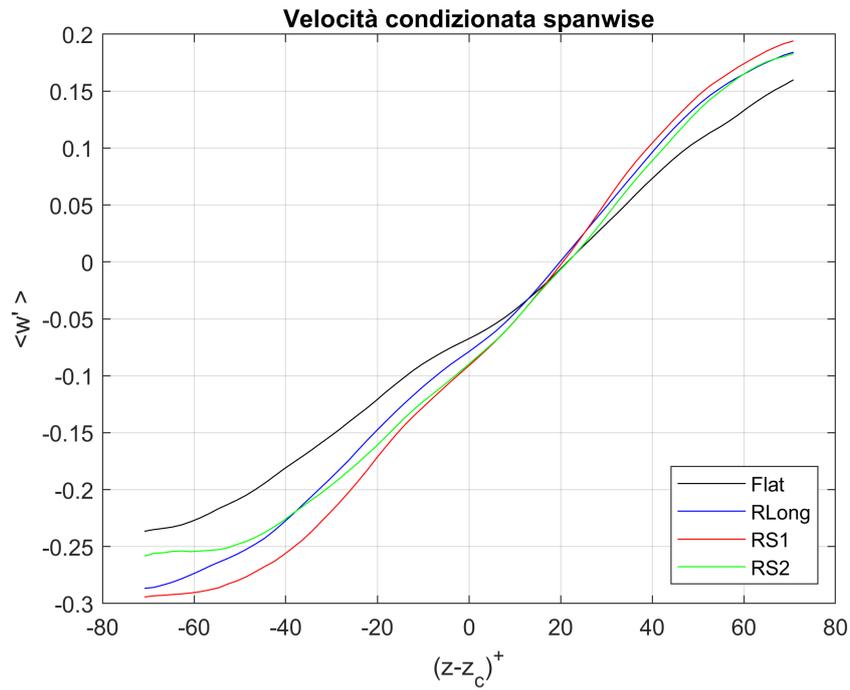
(e) vorticità approssimata



(f) vorticità completa



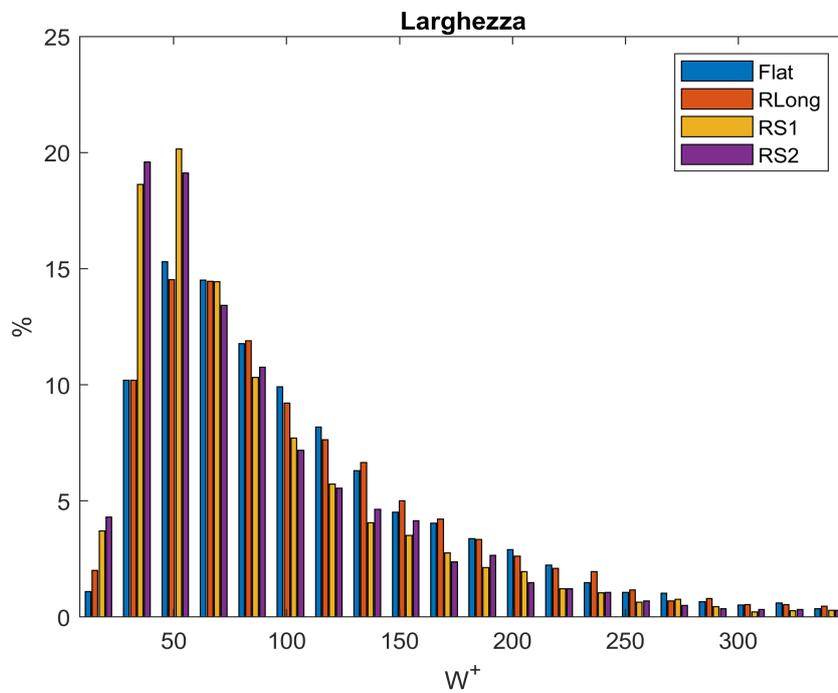
(g) velocità condizionata streamwise



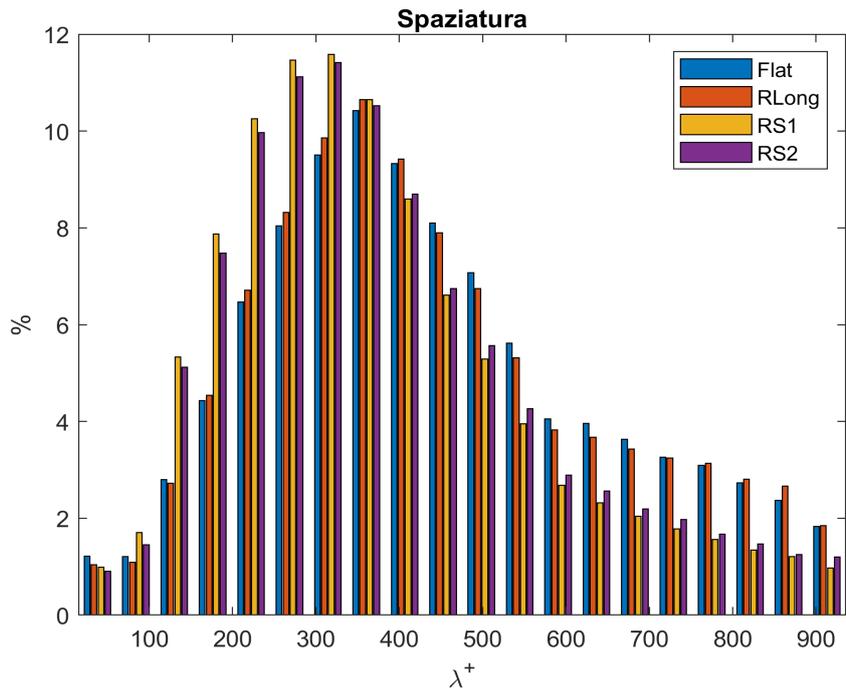
(h) velocità condizionata spanwise

Figura 4.14: confronto delle statistiche delle diverse tipologie di riblets a 400 giri.

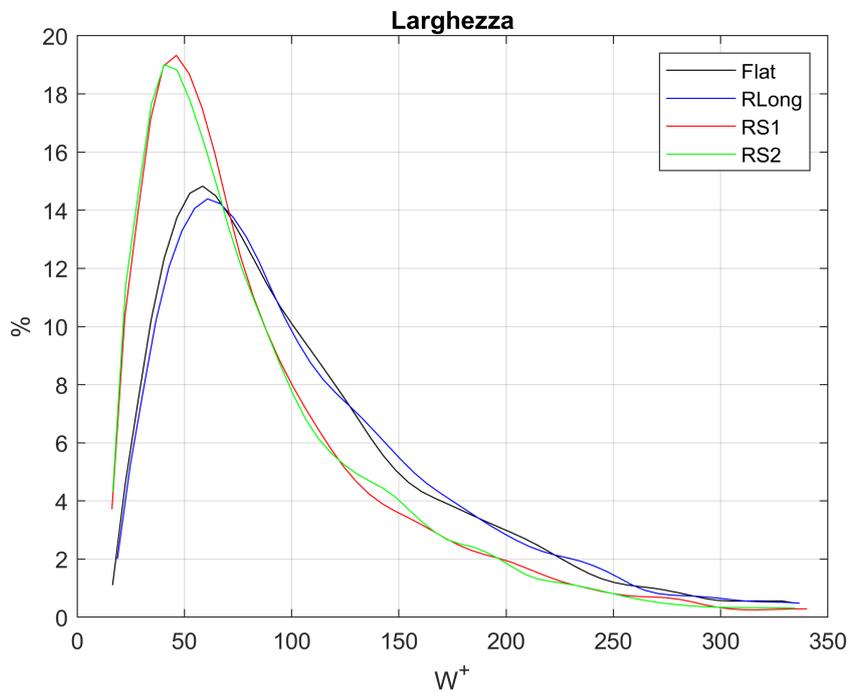
4.7.3 N=600



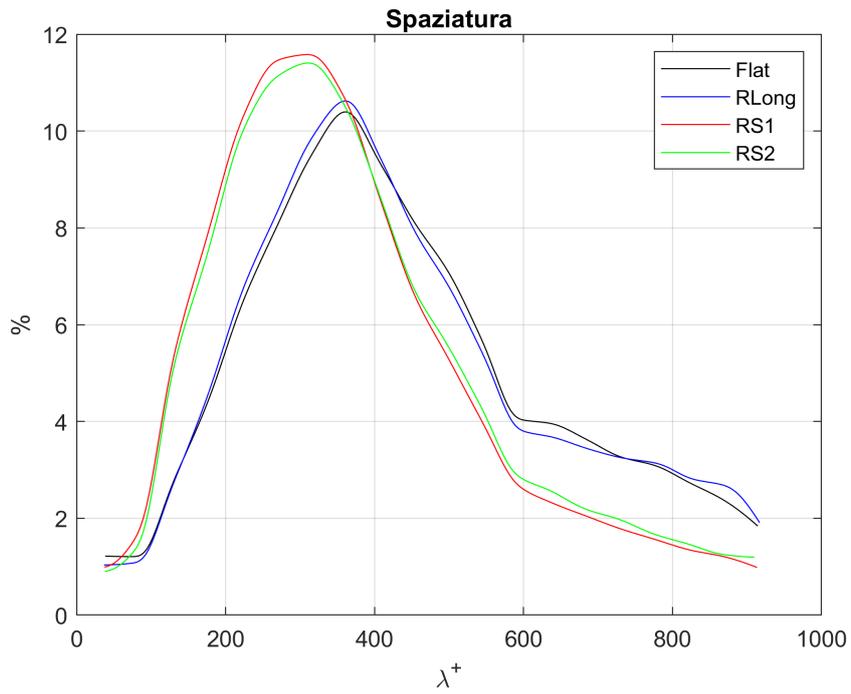
(a) larghezza



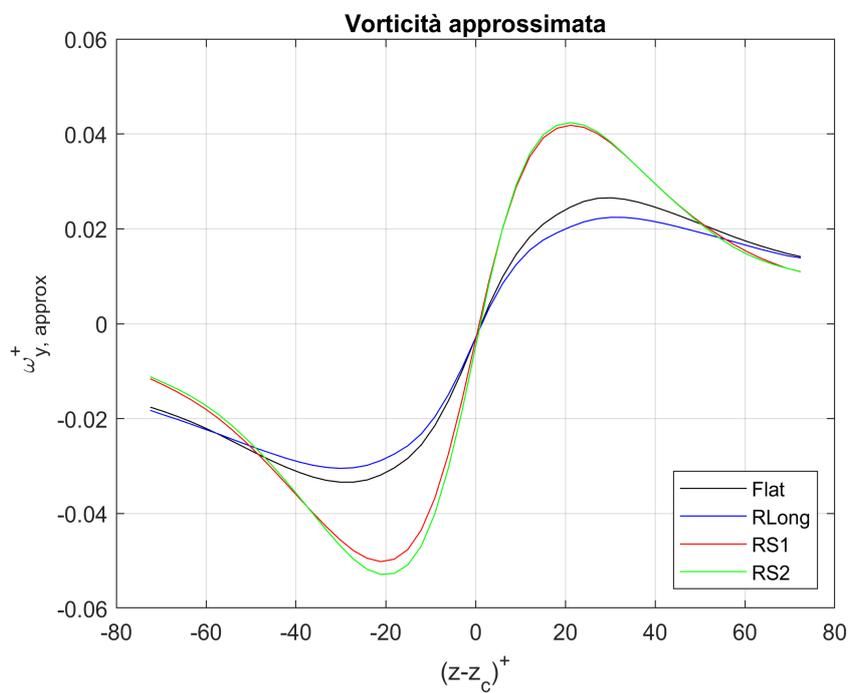
(b) spaziatura



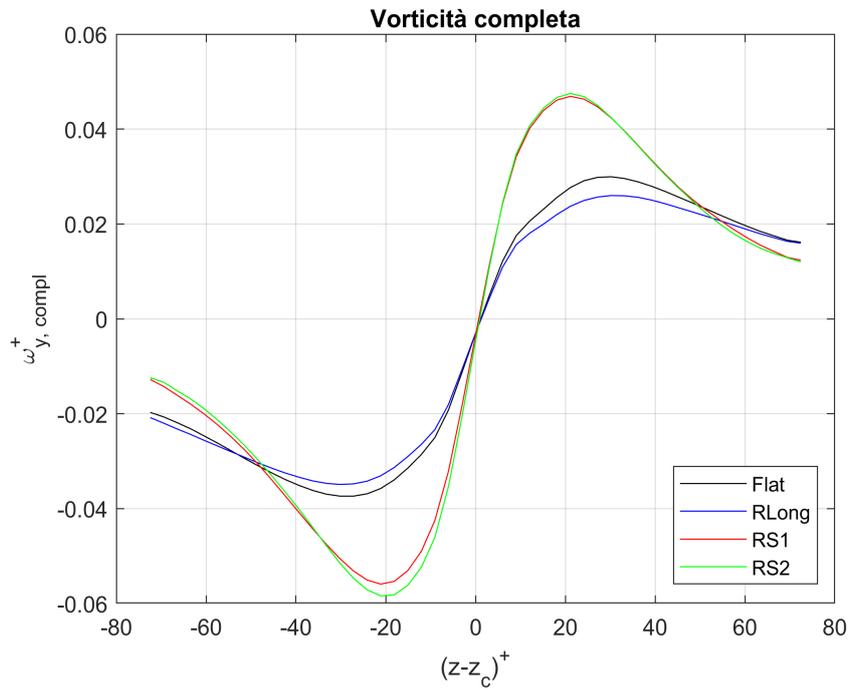
(c) larghezza



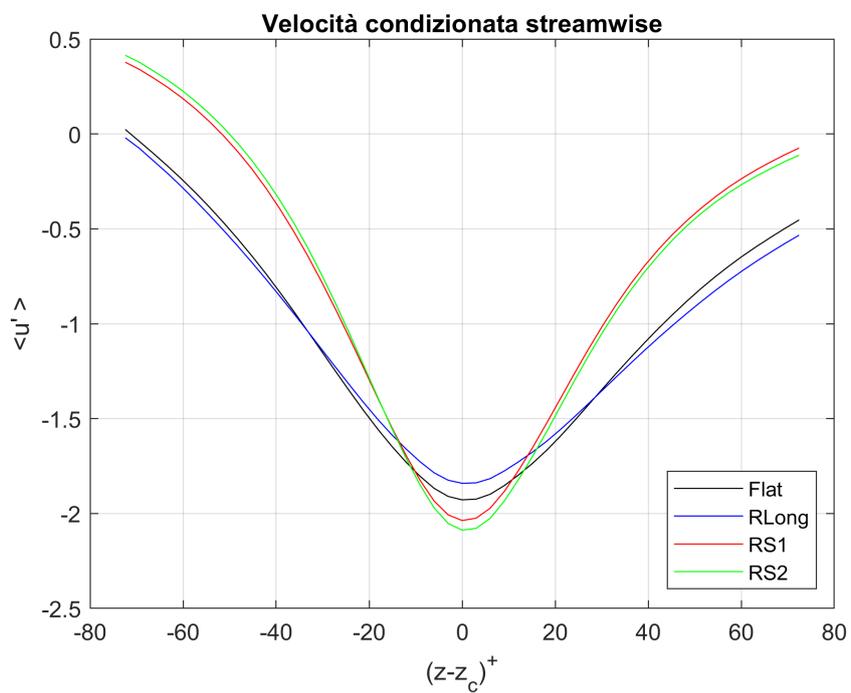
(d) spaziatura



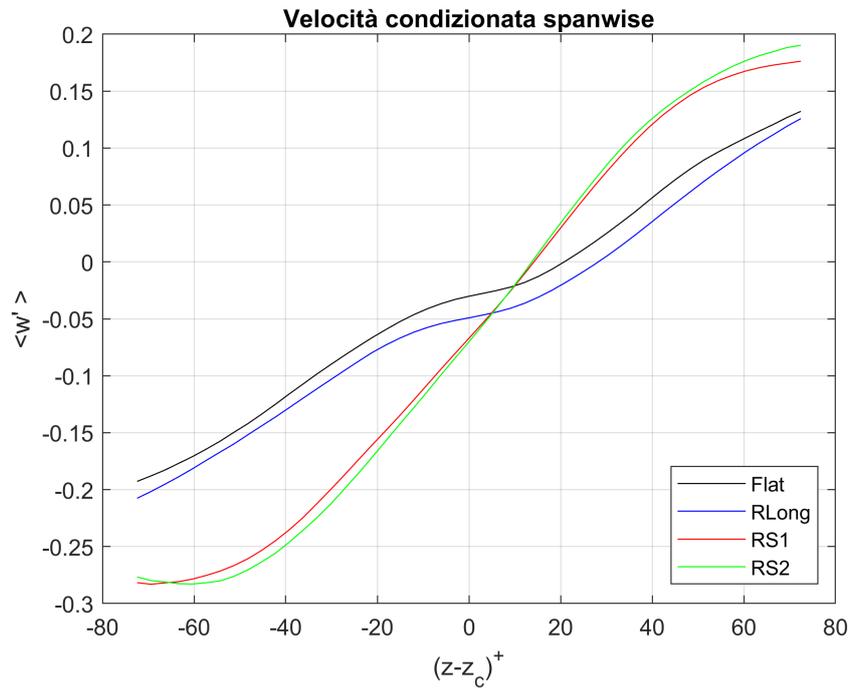
(e) vorticità approssimata



(f) vorticità completa



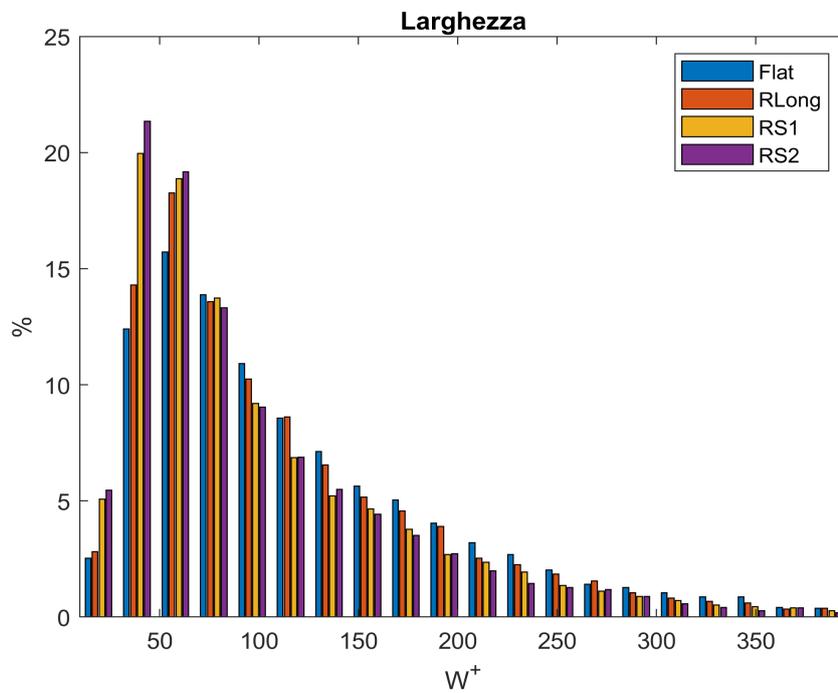
(g) velocità condizionata streamwise



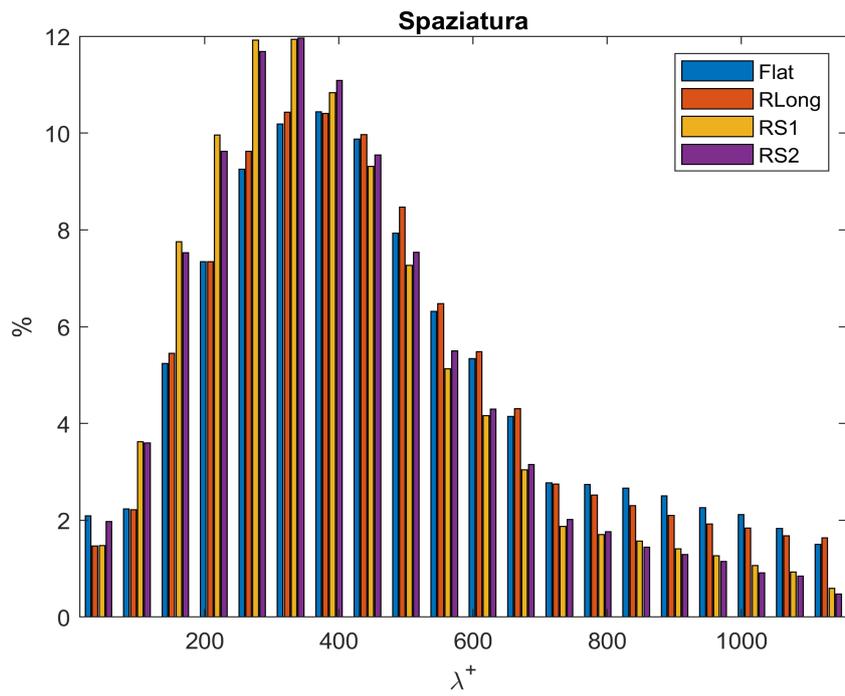
(h) velocità condizionata spanwise

Figura 4.15: confronto delle statistiche delle diverse tipologie di riblets a 600 giri.

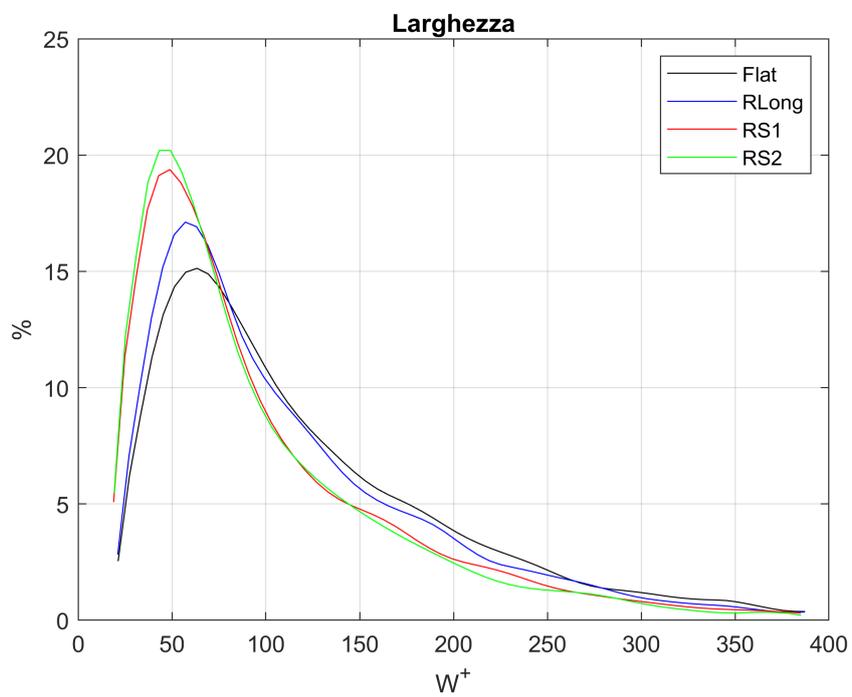
4.7.4 N=800



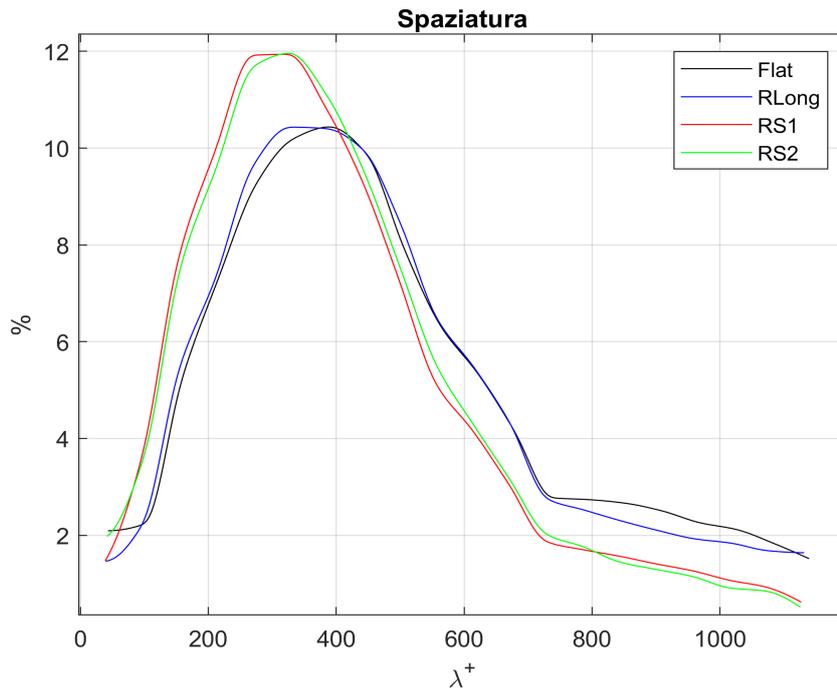
(a) larghezza



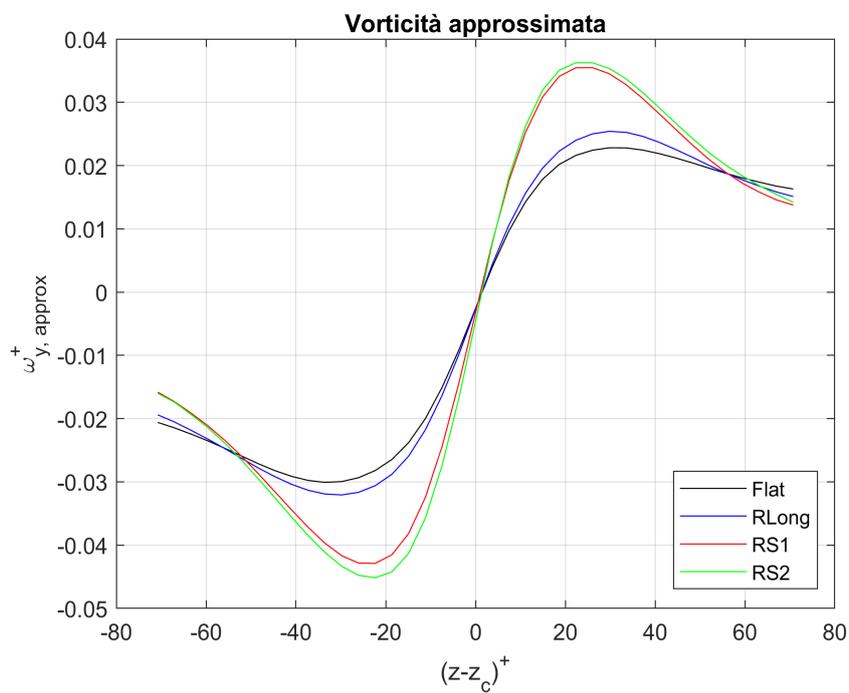
(b) spaziatura



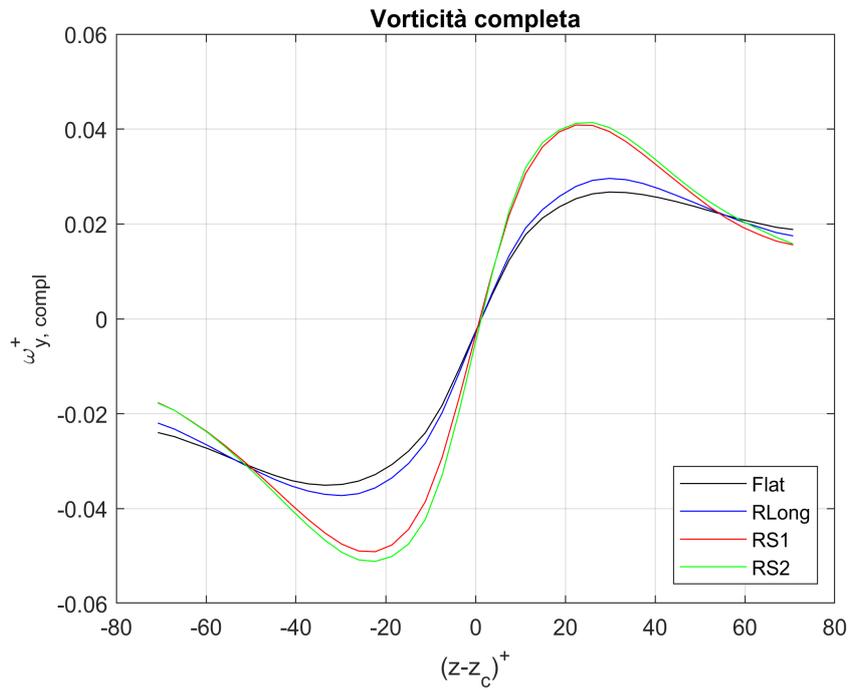
(c) larghezza



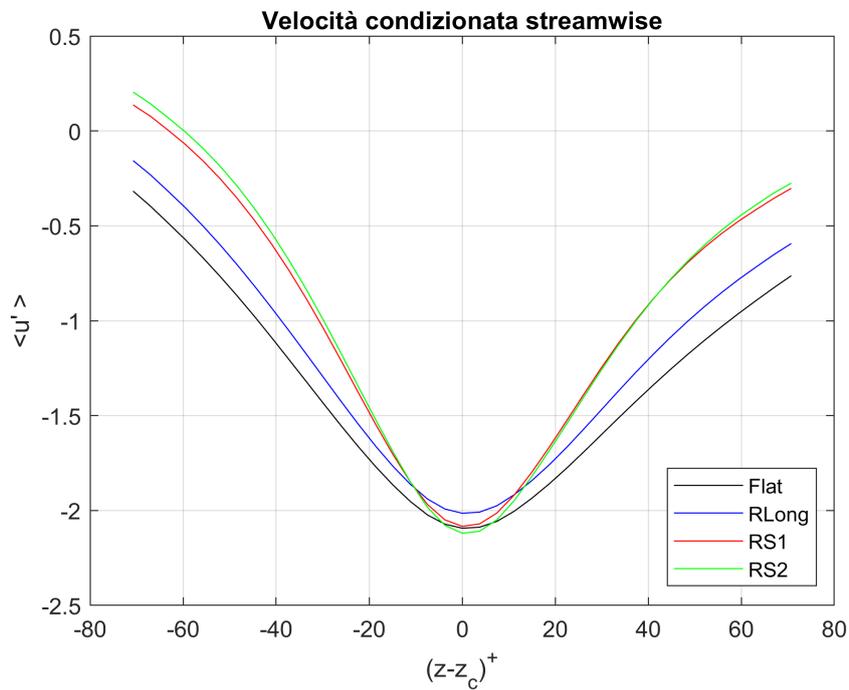
(d) spaziatura



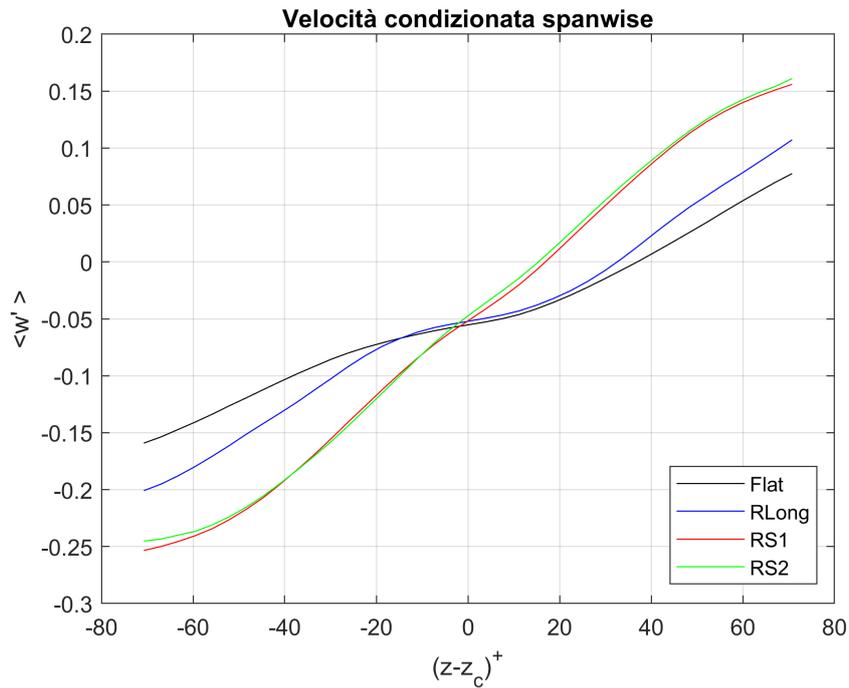
(e) vorticità condizionata approssimata



(f) vorticità condizionata completa



(g) velocità condizionata streamwise



(h) velocità condizionata spanwise

Figura 4.16: confronto delle statistiche delle diverse tipologie di riblets a 800 giri.

4.8 Valori medi e di picco e variazione rispetto al caso Flat

In tabella 4.3 sono riportati, per ogni tipologia di placca e per ogni numero di giri, il numero di *streaks* identificate, i valori medi e di picco di larghezza e spaziatura delle *streaks* e la variazione percentuale di questi valori rispetto al caso Flat.

	$N = 400$				$N = 600$			
	Flat	RLong	RS1	RS2	Flat	RLong	RS1	RS2
n° streaks	3956	3997	4150	4127	5120	5091	6232	6100
variazione %		+1.04	+4.90	+4.32		-0.57	+21.72	+19.14
W^+ media	87.42	84.17	81.51	81.40	105.35	106.91	85.75	85.27
variazione %		-3.72	-6.77	-6.89		+1.48	-18.61	-19.06
W^+ picco	46.59	47.09	46.94	46.49	50.61	52.64	50.47	33.63
variazione %		+1.06	+0.74	-0.22		+4.00	-0.27	-33.54
λ^+ media	365.88	364.68	351.89	354.10	436.34	437.02	362.76	369.83
variazione %		-0.33	-3.82	-3.22		+0.16	-16.86	-15.24
λ^+ picco	274.25	306.12	273.64	250.44	361.51	362.05	314.82	314.20
variazione %		+11.62	-0.22	-8.68		+0.15	-12.92	-13.09
	$N = 800$							
	Flat	RLong	RS1	RS2				
n° streaks	5729	6029	6890	7010				
variazione %		+5.24	+20.26	+22.36				
W^+ media	119.50	112.52	98.79	94.92				
variazione %		-5.84	-17.33	-20.57				
W^+ picco	60.09	59.94	38.41	38.53				
variazione %		-0.25	-36.08	-35.88				
λ^+ media	471.59	456.31	394.21	396.04				
variazione %		-3.24	-16.41	-16.02				
λ^+ picco	390.08	327.06	326.03	327.917				
variazione %		-16.15	-16.42	-15.94				

Tabella 4.3: numero di streaks identificate, valori medi e di picco di larghezza e spaziatura e variazione percentuale rispetto al caso Flat.

Capitolo 5

Interpretazione dei risultati e conclusioni

Sulla base dei risultati riportati nel capitolo precedente, in particolare nel paragrafo 4.7 dove si riporta il confronto tra le diverse *riblets* a parità di numero di giri, si possono dedurre le seguenti conclusioni circa il fenomeno fisico che si verifica con l'utilizzo delle *riblets* e che permette di spiegare la riduzione di resistenza.

In particolare, nel trarre le conclusioni, ci si concentra soprattutto su quello che accade con l'utilizzo di *riblets* sinusoidali, che danno maggiore riduzione di resistenza; per il caso RLong il meccanismo di riduzione di resistenza è differente e non è possibile verificarlo con le misure effettuate nel piano $x - z$.

I casi più significativi sono quelli a 600 e ad 800 giri, dato che in questi casi si è vicini alla zona ottimale di riduzione di resistenza e dunque si ottiene una riduzione di resistenza significativa, mentre nel caso a 400 giri si è lontani dalla zona ottimale di riduzione della resistenza (si riveda la figura 3.8), quindi non è possibile trarre delle conclusioni soddisfacenti.

Con l'utilizzo di *riblets* sinusoidali, innanzitutto si nota che il numero di *streaks* identificate è di circa il 20% maggiore del caso Flat (tabella 4.2 e tabella 4.3).

Osservando invece i grafici di velocità condizionata, vorticità condizionata e gli andamenti della PDF di larghezza e spaziatura, si nota innanzitutto che qualitativamente le *riblets* sinusoidali RS1 e RS2 si comportano allo stesso modo, mentre la placca RLong ha un comportamento non molto lontano dal caso Flat.

Si osserva dunque che, nel caso di *riblets* sinusoidali a 600 e 800 giri, la larghezza delle *streaks* W^+ è minore¹ e anche la spaziatura λ^+ è minore rispetto al caso Flat, come è possibile vedere dai grafici nel paragrafo 4.7 e dai valori riportati in tabella 4.3. In particolare la larghezza media è di circa il 18-20% minore rispetto al caso Flat, la larghezza di picco (il valore statisticamente più probabile) è minore di circa il 30% (tranne in un caso), la spaziatura media è minore di circa il 16% e la spaziatura di picco è minore di circa il 13-16%.

¹Si ricorda che l'apice "+" indica grandezze espresse in unità di parete

Oltre a considerare i valori medi e di picco è anche importante osservare la distribuzione dei grafici di larghezza e spaziatura. Sia dai valori medi e di picco sia dalla distribuzione dei grafici si ha una conferma delle considerazioni appena riportate.

Osservando invece i grafici di vorticità condizionata ω_y^+ e velocità condizionata *streamwise* $\langle u' \rangle$, risulta che nel caso di *riblets* sinusoidali la vorticità è maggiore rispetto ai casi Flat e RLong e lo si nota sia dalla pendenza della curva nella zona lineare sia dai valori di picco.

Per quanto riguarda la velocità condizionata *streamwise*, si osserva che nei casi Flat e RLong il profilo è di tipo parabolico con una concavità maggiore, mentre i profili dei casi RS1 e RS2 hanno concavità minore, dunque nel complesso i casi Flat e RLong hanno un profilo con valori di fluttuazione di velocità negativa minore ovvero orientato verso valori negativi maggiori in valore assoluto (quindi più negativi), mentre nei casi RS1 e RS2 i valori sono negativi e minori in valore assoluto; si potrebbe dunque dire che la fluttuazione di velocità nei casi RS è meno negativa. Pertanto da questo si deduce che nei casi RS1 e RS2 il difetto di velocità è minore.

L'interpretazione di questi risultati dal punto di vista del fenomeno fisico e del legame con la riduzione di resistenza è la seguente.

Dato che con le *riblets* sinusoidali le *streaks* risultano essere in numero maggiore, più strette e più vicine, è plausibile che con le *riblets* sinusoidali si verifichi una frammentazione delle *streaks*, ovvero le *streaks* lunghe e intense tipiche del caso su placca liscia vengono destabilizzate e frammentate in *streaks* più piccole e meno intense, riducendo il fenomeno dello scambio di fluido tra la zona di alta velocità e la zona di bassa velocità dello strato limite, dunque riducendo in modo significativo il fenomeno che è all'origine di una parte importante della resistenza d'attrito nello strato limite turbolento. In questo modo si spiega quindi la riduzione di resistenza che si osserva.

Con "intensità delle *streaks*" si intende l'intensità del trasporto di fluido a bassa velocità nella zona di alta velocità e si può dedurre dal profilo di velocità condizionata *streamwise*. Un profilo di velocità condizionata con valori negativi maggiori in valore assoluto (dunque più negativi), come nei casi Flat e RLong, sta ad indicare maggiore trasporto di fluido a bassa velocità nella zona di alta velocità e dunque *streaks* più intense, maggiore difetto di velocità e maggiore resistenza dovuta all'attività turbolenta; un profilo di velocità condizionata con valori negativi minori in valore assoluto (ovvero valori maggiori, meno negativi), invece, come nei casi RS1 e RS2, sta ad indicare *streaks* meno intense e un difetto di velocità minore, infatti in questi casi si ha riduzione di resistenza.

La rottura delle *streaks* grazie all'utilizzo di *riblets* sinusoidali è dovuta alla maggiore vorticità, che provoca la rottura dei bordi delle *streaks* e dunque la loro frammentazione in *streaks* più piccole e meno intense.

Nel caso RLong il numero di *streaks* non è molto differente dal caso Flat, inoltre le caratteristiche geometriche delle *streaks* ovvero larghezza e spaziatura hanno valori vicini al caso Flat, pertanto non si può dire che si ha frammentazione delle *streaks*, come invece avviene nei casi RS1 e RS2.

Nel caso RLong l'interpretazione del meccanismo di riduzione di resistenza è quello che si ritrova in letteratura dagli studi su *riblets* con scanalature rettilinee, come riportato nel

paragrafo 2.3.1, ovvero la riduzione di resistenza è dovuta al fatto che le scanalature riducono la componente fluttuante di *cross-flow*, riducendo il trasporto di quantità di moto tra zone diverse dello strato limite e allontanando dalla parete i vortici *quasi-streamwise*, dando così meno resistenza d'attrito. Tuttavia le misure effettuate nel piano $x - z$ non permettono di verificare questo fenomeno.

In conclusione si può dunque affermare che grazie all'utilizzo di *riblets* sinusoidali si riesce a realizzare l'obiettivo di destabilizzare le *streaks* facendo seguire al flusso un moto oscillatorio; si osserva infatti che le *streaks* di bassa velocità vengono frammentate in un numero maggiore di *streaks* più piccole e di minore intensità e questo fenomeno consente di avere minore trasporto di fluido a bassa velocità nella zona di alta velocità dello strato limite, spiegando così il meccanismo di riduzione della resistenza d'attrito grazie all'utilizzo delle *riblets* sinusoidali.

Bibliografia

- [1] R. Arina, Fondamenti di aerodinamica, 2015.
- [2] S. B. Pope, Turbulent flows, 2000.
- [3] Banihani, Assad, Boundary-Layer Theory of Fluid Flow past a Flat-Plate: Numerical Solution using MATLAB, *International Journal of Computer Applications*, 2018.
- [4] Schultz et al., Three Models to Relate Detachment of Low Form Fouling at Laboratory and Ship Scale, 2003.
- [5] L. Jenkinson, P. Simpkin, D. Rhodes, Civil Jet Aircraft Design, 1999.
- [6] S. K. Robinson, Coherent motions in the turbulent boundary layer, *Annual Review of Fluid Mechanics* 23, 1991.
- [7] R. J. Adrian, Hairpin vortex organization in wall turbulence, *Physics of Fluids* 19, 2007.
- [8] Z. Harun, E. R. Lotfy, Generation, Evolution, and Characterization of Turbulence Coherent Structures, *Turbulence and Related Phenomena*, 2018.
- [9] G. Iuso, M. Onorato, G. M. Di Cicca, P. G. Spazzini, R. Malvano, Turbulent boundary layers and their control: quantitative flow visualizations results, *Transition and Turbulence Control*, 2005.
- [10] S. I. Chernyshenko, M. F. Baig, The mechanism of streak formation in near-wall turbulence, *Journal of Fluid Mechanics* 544, 2005.
- [11] M. J. Walsh, Drag characteristics of V-groove and transverse curvature riblets, *Viscous Drag Reduction*, 1980.
- [12] M. J. Walsh, Turbulent boundary layer drag reduction using riblets, *AIAA Journal*, 1982.
- [13] M. J. Walsh, Riblets as a viscous drag reduction technique, *AIAA Journal* 21, 1983.
- [14] H. Choi, P. Moin, J. Kim, Direct numerical simulation of turbulent flow over riblets, *Journal of Fluid Mechanics* 255, 1993.

- [15] D. W. Bechert, M. Bruse, W. Hage, J. G. Van Der Hoeven, G. Hoppe, Experiments on drag-reducing surfaces and their optimization with an adjustable geometry, *Journal of Fluid Mechanics* 338, 1997.
- [16] K. Choi, Near-wall structure of a turbulent boundary layer with riblets, *Journal of Fluid Mechanics* 208, 1989.
- [17] D. W. Bechert, W. Hage, Drag reduction with riblets in nature and engineering, *WIT Transactions on State of the Art in Science and Engineering*, vol 4, 2006.
- [18] H. Chen, F. Rao, X. Shang, D. Zhang, I. Hagiwara, Flow over bio-inspired 3D herringbone wall riblets, *Experiments in Fluids* 55, 2014.
- [19] K. Choi, J. R. DeBisschop, B. R. Clayton, Turbulent Boundary-Layer Control by Means of Spanwise-Wall Oscillation, *AIAA Journal* 36, 1998.
- [20] Y. Peet, P. Sagaut, Turbulent Drag Reduction using Sinusoidal Riblets with Triangular Cross-Section, *AIAA Paper AIAA-2008-3745*, 2008.
- [21] R. Gruneberger, W. Hage, Drag characteristics of longitudinal and transverse riblets at low dimensionless spacings, *Experiments in Fluids* 50, 2011.
- [22] R. Garcia-Mayoral, J. Jiménez, Drag reduction by riblets, *Philosophical Transactions of the Royal Society A* 369, 2011.
- [23] R. Garcia-Mayoral, J. Jiménez, Hydrodynamic stability and breakdown of the viscous regime over riblets, *Journal of Fluid Mechanics* 678, 2011.
- [24] K. Choi, Near-wall structure of turbulent boundary layer with spanwise wall oscillation, *Physics of Fluids* vol 14, 2002.
- [25] G. Iuso, G. M. Di Cicca, P. G. Spazzini, M. Onorato, Particle image velocimetry investigation of a turbulent boundary layer manipulated by spanwise wall oscillations, *Journal of Fluid Mechanics* 467, 2002.
- [26] G. Iuso, G. M. Di Cicca, M. Onorato, P. G. Spazzini, R. Malvano, Velocity streak structure modifications induced by flow manipulation, *Physics of Fluids* 15, 2003.
- [27] M. Raffel, C. E. Willert, F. Scarano, C. J. Kähler, S. T. Wereley, J. Kompenhans, *Particle Image Velocimetry - A Practical Guide*, 2018.
- [28] M. A. Mendez, M. Raiola, A. Masullo, S. Discetti, A. Ianiro, R. Theunissen, J.M. Buchlin, POD-based Background Removal for Particle Image Velocimetry, *Experimental Thermal and Fluid Science* 80, 2017.