

POLITECNICO DI TORINO

Laurea Magistrale in Ingegneria Aerospaziale



Misure sperimentali per la valutazione della lunghezza di adattamento in uno strato limite turbolento manipolato con riblets sinusoidali

Relatori

Prof. Gioacchino CAFIERO

Prof. Gaetano IUSO

Candidato

Giuseppe OCCHIPINTI

Aprile 2023

Sommario

Nel panorama del settore dei trasporti un ruolo non marginale è rivestito dai consumi di carburante che devono sostenere le varie compagnie operanti in tale ambito. Per limitare i costi e l'impatto sull'ambiente si può agire sulla resistenza aerodinamica e adoperarsi per ridurre il più possibile l'entità. In questo contesto si inserisce il seguente lavoro di tesi, il cui scopo è stato quello di investigare per via sperimentale una tecnica di riduzione passiva della resistenza aerodinamica, in particolare quella d'attrito, nota come *riblets*; esse sono delle microscalanature longitudinali poste in direzione del flusso che ricoprono la superficie del corpo lambito. Si è analizzato il comportamento dello strato limite turbolento con gradiente di pressione nullo che si sviluppa su una lamina piana investita da un flusso d'aria uniforme in galleria del vento. Nello specifico, si è posto particolare interesse nell'individuazione della lunghezza di adattamento dello strato limite turbolento su due tipi di lamine riblettate che presentano una geometria delle scanalature ad andamento sinusoidale. Per poter eseguire un confronto, è stato eseguito lo stesso tipo di studio anche su una lamina liscia. Le misurazioni, e quindi la caratterizzazione dello strato limite, sono state eseguite mediante la tecnica dell'anemometria a filo caldo e l'analisi è stata effettuata in un intervallo di Re_θ compreso tra 1600 e 3600 per la lamina liscia, tra 2600 e 4700 per il primo tipo di riblet sinusoidale (RS1) e tra 1400 e 4300 per il secondo tipo (RS2).

Nel settore aerospaziale, in particolar modo in ambito aeronautico, l'efficienza aerodinamica dei mezzi che si trovano ad operare nei più disparati contesti riveste un ruolo di primaria importanza. Per massimizzarla, e quindi risparmiare carburante, aspetto fondamentale sia dal punto di vista economico che ambientale, occorre adoperarsi per minimizzare la resistenza aerodinamica. Essa si divide in resistenza di forma, di attrito, indotta e resistenza d'onda.

- Resistenza di forma: risultato della distribuzione di pressione attorno al corpo lambito. Per i corpi tozzi, quali, ad esempio, le autovetture, rappresenta la principale fonte di resistenza aerodinamica in quanto, a causa del forte gradiente di pressione avverso il flusso separa e si genera una zona di bassa pressione a valle del corpo che produce molta resistenza.
- Resistenza d'attrito: dovuta alla viscosità del fluido il quale, a parete, si trova ad avere un forte gradiente di velocità che causa, appunto, uno sforzo d'attrito sulla superficie lambita del corpo. Questa forma di resistenza, per qualunque tipo di corpo aerodinamico, rappresenta il maggior contributo di resistenza; si stima ad esempio che rappresenti circa il 50% della resistenza totale per aeromobili e navi [1].
- Resistenza indotta: si genera ogni qual volta una superficie produce portanza; nelle semiali di un aeromobile, ad esempio, la differenza di pressione tra dorso e ventre fa sì che al *tip* si formino dei vortici, detti appunto di estremità, che generano quindi questo tipo di resistenza.
- Resistenza d'onda: è presente solo nel volo transonico e supersonico ed è causata dalla presenza di onde d'urto.

Negli ultimi decenni sono state sviluppate diverse tecniche per ridurre la resistenza aerodinamica e tali tecniche si dividono in due principali categorie, le tecniche attive e quelle passive. La principale differenza tra le due consta nel fatto che le tecniche attive necessitano del dispendio di una certa quantità di energia e di un sistema di controllo, mentre quelle passive prevedono la modifica o l'aggiunta di determinate superfici aerodinamiche, mirando a massimizzare la riduzione della resistenza aerodinamica nella condizione di progetto.

Le tecniche attive di riduzione della resistenza, che trovano grande impiego anche in campo automotive, consistono, ad esempio, nell'utilizzo di getti d'aria compressa atti a manipolare la scia del veicolo in maniera tale da ridurre la resistenza aerodinamica [2]. Per fare ciò, ovviamente, è necessario un sistema aggiuntivo per la generazione di tali getti e tale sistema deve essere alimentato, puntando alla condizione ottimale tale per cui si spende il meno possibile per ottenere la massima riduzione di resistenza aerodinamica. Tali tecniche, quindi, risultano più flessibili (funzionano anche fuori progetto) ma anche meno affidabili, in quanto

necessitano di un sistema aggiuntivo per la creazione dei getti, che ovviamente può essere soggetto a guasti.

Un altro metodo attivo per ridurre la resistenza aerodinamica consiste nel generare delle oscillazioni periodiche trasversali della superficie lambita e manipolare quindi lo strato limite che l'avviluppa. Nel lavoro di Marusic *et al.* [3], ad esempio, viene registrata una *drag reduction* fino al 25% per frequenze di attuazione della superficie comparabili con quelle delle strutture vorticosi vicino la parete, corrispondenti a un Re_τ della corrente a monte di 6000. Facendo oscillare la superficie a frequenze dell'ordine di grandezza degli *eddies* all'esterno dello strato limite, per $Re_\tau = 12800$ si è raggiunta una *drag reduction* di circa il 13%, ma con un consumo di energia minore di quanto si è risparmiato grazie alla riduzione di resistenza.

Per quanto riguarda le tecniche di riduzione passiva, la diminuzione della resistenza è affidata a modifiche della geometria del corpo, la cui ottimizzazione aerodinamica va ricercata per la condizione di progetto in cui il mezzo opera. Esempi di riduzione passiva della resistenza, utilizzati sia in campo aeronautico che automotive sono i *vortex generators* (VG), ovvero piccole protuberanze installate sulla superficie del veicolo/velivolo che, generando vortici in grado di energizzare lo strato limite, ritardano la separazione del flusso con conseguente diminuzione della resistenza aerodinamica.

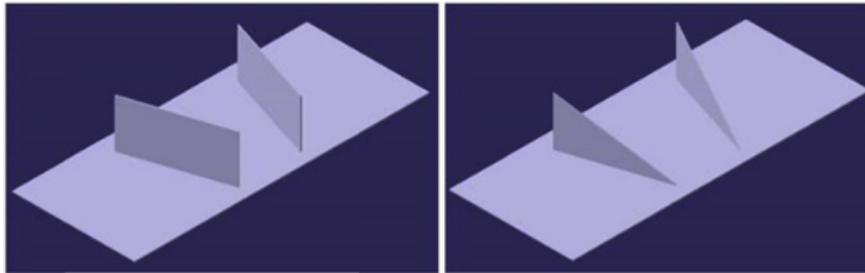


Figura 1: Rappresentazione di due tipi di VG: a sinistra un VG rettangolare, mentre a destra uno di forma triangolare. Sono disposti obliquamente rispetto alla corrente per poter generare i vortici. Tratto da [4]

Un altro strumento molto diffuso è l'aletta d'estremità, altresì nota come *winglet*. Essa consiste in un'estensione verticale o angolata da aggiungere alle estremità alari di un velivolo, ad esempio, per ridurre i vortici indotti dalle stesse e diminuire quindi la resistenza indotta dell'ala.

Per ridurre la resistenza d'attrito (al contrario dei metodi appena descritti che agiscono sulla resistenza di forma e indotta) si può ricorrere alle riblets, su cui si focalizza questo lavoro di tesi.

Le riblets sono delle piccole scanature parallele alla direzione del flusso che, sotto certe condizioni, contribuiscono a ridurre lo sforzo d'attrito a parete e, quindi, la

resistenza.

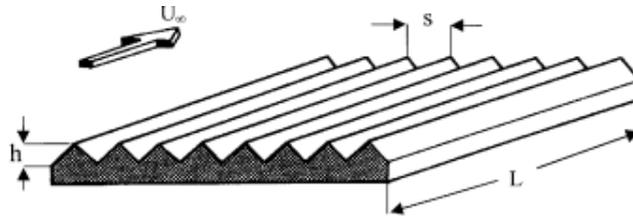


Figura 2: Schematizzazione di una superficie riblettata, tratto da [5]

I primi studi su tale tecnica sono stati condotti da Walsh al *NASA Langley Research Center* su più tipi di riblets e sono state registrate diminuzioni della resistenza d'attrito fino a circa il 10% [6].

Ringraziamenti

Queste poche ma significative righe sono per tutte quelle persone che, in un modo o nell'altro, mi hanno accompagnato durante questi anni universitari. Vorrei ringraziare non solo i miei genitori che mi hanno permesso con i loro sacrifici di raggiungere questo ambito traguardo, ma anche tutta la mia famiglia e i miei amici. Infine ci tenevo ad esprimere la mia gratitudine al Prof. Giacchino Cafiero, al Prof. Gaetano Iuso e al Dottorando Enrico Amico per essere stati sempre disponibili durante il mio lavoro di tesi e per avermi fornito preziosi aiuti e consigli ogni qual volta ne ho avuto bisogno.

Indice

Elenco delle tabelle	X
Elenco delle figure	XI
Acronimi	XVII
1 Introduzione al problema	1
1.1 Equazioni di bilancio	1
1.1.1 Bilancio della massa	1
1.1.2 Bilancio della quantità di moto	2
1.1.3 Bilancio dell'energia	2
1.1.4 Fluidi incomprimibili e viscosi	3
1.2 Teoria dello strato limite	3
1.2.1 Parametri dello strato limite	7
1.2.2 Strato limite su placca piana	8
1.2.3 Metodi integrali	11
1.3 Turbolenza	12
1.3.1 Decomposizione alla Reynolds	13
1.3.2 Navier Stokes mediate alla Reynolds	15
1.3.3 Flussi di parete	16
1.3.4 Strato limite turbolento	17
1.4 Drag reduction	23
1.4.1 Riblets	23
1.4.2 Fenomenologia dello strato limite manipolato con riblets	28
1.4.3 Profili di velocità media e di turbolenza	30
1.4.4 Riblets sinusoidali	31
2 Apparato sperimentale	33
2.1 Anemometria a filo caldo	36
2.1.1 Principio fisico di funzionamento	36
2.1.2 Sistema a temperatura costante	38

2.2	Acquisizione dati grezzi	40
3	Riduzione dati	41
3.1	Calibrazione	41
3.2	Post processing	42
3.3	Adattamento dello strato limite	44
4	Risultati	49
4.1	Lamina liscia	49
4.1.1	Adattamento dei profili	56
4.2	RS1	58
4.2.1	Adattamento dei profili	60
4.3	RS2	64
4.3.1	Adattamento dei profili	65
4.4	Skewness e Kurtosis	69
4.5	Analisi spettrale	71
4.6	Probability density function	74
5	Conclusioni	76
	Bibliografia	78

Elenco delle tabelle

2.1	Caratteristiche geometriche delle riblets sinusoidali.	35
2.2	Dettaglio dei parametri relativi alle sperimentazioni: velocità del flusso all'esterno dello strato limite U_∞ , velocità di attrito u_τ calcolata con la mappa di Clauser, numero di Reynolds Re_τ basato sulla velocità di attrito, numero di Reynolds Re_θ basato sullo spessore della quantità di moto, lunghezza di attrito l_τ e parametro di forma H . Per quanto riguarda la prima velocità i valori si riferiscono alla misurazione eseguita a 3,3 cm dall'inizio della placca RS2, mentre tutti gli altri al centro della placca liscia.	36
2.3	Dettaglio dei parametri relativi al filo caldo.	40

Elenco delle figure

1	Rappresentazione di due tipi di VG: a sinistra un VG rettangolare, mentre a destra uno di forma triangolare. Sono disposti obliquamente rispetto alla corrente per poter generare i vortici. Tratto da [4] . . .	iv
2	Schematizzazione di una superficie riblettata, tratto da [5]	v
1.1	Profilo di velocità qualitativo di un flusso che lambisce una parete. Tratto da [7]	5
1.2	Profili qualitativi di velocità in funzione del gradiente di pressione: x_s indica il punto di separazione mentre i cerchietti i punti di flesso; tratto da [8]	6
1.3	Spessore di spostamento δ^* ; tratto da [8].	7
1.4	Andamento di u/U_∞ in funzione di η (a); Andamento di kv/U_∞ in funzione di η con $k = \sqrt{U_\infty x/\nu}$ (b); tratto da [8]	9
1.5	Andamento del C_f in funzione del numero di <i>Reynolds</i> . Tratto da [9]	10
1.6	Generico volume di controllo su lamina piana; tratto da [8]	11
1.7	Schematizzazione della cascata di Richardson: da destra a sinistra la dimensione dei vortici diminuisce sempre più fino ad arrivare alla scala più piccola η , detta di Kolmogorov, funzione del numero di <i>Reynolds</i> ; tratto da [10]	13
1.8	Andamento qualitativo della componente lungo x della velocità in funzione del tempo in un campo di moto turbolento. Tratto da [7] .	15
1.10	Andamento di u^+ in funzione di y^+ per profili di velocità a diversi numeri di <i>Reynolds</i> , basati sia sulla velocità d'attrito che sulla velocità esterna. Avendo scalato velocità e lunghezze con le variabili di parete, i profili collasano nel sottostrato viscoso e, se il Re_τ è abbastanza grande, anche nella regione logaritmica, ma si differenziano man mano che ci si allontana da parete. Dati tratti da [12]	21

1.11	Andamento di U in funzione di y , sempre al variare dei numeri di <i>Reynolds</i> basati su velocità di attrito e velocità esterna. I profili sono riscaldati con la velocità all'esterno dello strato limite U_e e lo spessore di quest'ultimo δ . Questi due parametri diventano importanti nella zona esterna dello strato limite (<i>outer layer</i>), e infatti i profili collasano per $\frac{y}{\delta} \geq 0.2$. Dati tratti da [12]	22
1.12	Andamento della variazione relativa dello sforzo d'attrito in funzione di s^+ ; sono presenti due zone caratteristiche: il regime viscoso con andamento lineare di $\frac{\Delta\tau}{\tau_0}$ con s^+ e il <i>k-roughness</i> , in cui la riblet perde progressivamente la capacità di indurre una <i>drag reduction</i> fino addirittura a indurre un aumento di resistenza, per s^+ elevati; tratto da [17].	25
1.13	Andamento della variazione relativa dello sforzo d'attrito in funzione di s^+ per diverse forme di riblets; al variare della geometria delle riblets le curve che ne definiscono le prestazioni variano molto; tratto da [22].	26
1.14	Schematizzazione della riblet in sezione; tratto da [24].	27
1.15	Andamenti della <i>drag reduction</i> in funzione di s^+ (a) e in funzione di l_g^+ (b); i triangoli bianchi sono tratti dal lavoro di Bechert <i>et al.</i> [17] e i pallini neri da Garcìa-Mayoral & Jiménez [23] ; tratto da [24].	28
1.16	Visualizzazione schematica dell'altezza di protrusione, sia quella del flusso longitudinale (sulla sinistra), sia quella del <i>crossflow</i> (sulla destra); tratto da [22].	29
1.17	Profili di velocità medie scalati con variabili di parete in strato limite turbolento su superfici lisce e riblettate (scala logaritmica); tratto da [28].	30
1.18	Intensità turbolenta e velocità media scalate con velocità all'esterno della strato limite in funzione di y^+ (scala lineare); tratto da [28].	31
1.19	Rappresentazione schematica di una riblet sinusoidale; tratto da [29].	32
2.1	Galleria utilizzata per le misurazioni. [31]	34
2.2	Particolare della <i>groove area</i> (a); schematizzazione di come si presenta la forma delle scanature di una generica riblet sinusoidale dall'alto (b); tratto da [30]	35
2.3	Dettaglio della placca quadrata montata di volta in volta per le misurazioni. [31]	35
2.4	Andamento qualitativo della legge di King. [31]	38
2.5	Schema elettrico del sistema a temperatura costante. [31]	39
2.6	Dettaglio della sonda utilizzata. [31]	40

3.1	Curva di taratura; a basse velocità si ha una maggiore sensibilità (dE/dU elevata) ma diminuisce man mano che la velocità aumenta.	42
3.2	<i>Diagnostic plot</i> con andamento di u_{rms}/U_∞ in funzione di U/U_∞ ; le linee rosse rappresentano dati da DNS per $Re_\tau = 250 - 1300$; \circ : $Re_\tau = 850$ da misure con filo caldo, ∇ : $Re_\tau = 1700$, \diamond : $Re_\tau = 4200$, \triangle : $Re_\tau = 9500$, da misure LDV, \times : $Re_\tau = 18000$, da misure con filo caldo; le crocette rosse rappresentano i dati corretti per effetto della risoluzione spaziale del filo e i simboli grigi sono stati scartati perchè affetti da rumore di fondo; la linea blu è stata ottenuta tramite un <i>fitting</i> dei dati; tratto da [37].	45
3.3	<i>Diagnostic plot</i> per tutti i profili di velocità misurati da Vila <i>et al.</i> (a) e solo quelli che seguono 3.7 (b). La linea tratteggiata rappresenta proprio la 3.7 con $\alpha = 0.280$ e $\beta = 0.245$; tratto da [38].	46
3.4	Andamento di C_f e H in funzione di Re_θ per tutti i profili misurati (a,b) e per i soli profili che passano la prova del <i>diagnostic plot</i> (c,d); le linee continue rappresentano gli andamenti proposti in 3.5 e 3.6 per H e C_f rispettivamente, mentre le linee tratteggiate indicano una deviazione di $\pm 3\%$ per il C_f e di $\pm 2\%$ per H ; tratto da [38].	47
3.5	Andamenti di α , β e β/α in funzione di Re_θ ; i profili che seguono il <i>diagnostic plot</i> sono rappresentati in a, c ed e, mentre quelli che non lo seguono in b, d ed f; oltre ai dati sperimentali e numerici (\diamond) analizzati da Vila <i>et al.</i> sono stati aggiunti i seguenti <i>set</i> di dati: Bailey <i>et al.</i> [39] (stella blu); Örlü & Schlatter [40] (stella nera); Vincenti <i>et al.</i> [41] (stella rossa); le linee dritte rappresentano i <i>fitting</i> ottenuti per α e β e il valore di 0.876 per β/α , mentre le linee tratteggiate indicano una deviazione del $\pm 5\%$ rispetto a 3.8 e 3.9 per α e β e del $\pm 2\%$ rispetto a 0.876 per β/α ; tratto da [38].	48
4.1	Schematizzazione della lamina investigata; figura non in scala.	50
4.2	Profili di velocità media scalati con velocità di attrito u_τ in funzione della distanza da parete scalata con l_τ ; ciascun numero di Re_θ si riferisce alla misurazione effettuata al centro della lamina; VSL: $u^+ = y^+$; Log layer: $1/k \log y^+ + C$ con $k = 0.41$ e $C = 5.2$	51
4.3	Profili di varianza scalati con u_τ^2 ottenuti tramite LDA; \triangle : $Re_\theta = 1430$, \diamond : $Re_\theta = 2900$, \circ : $Re_\theta = 5200$, \bullet : $Re_\theta = 13000$, \square : $Re_\theta = 31000$; tratto da [42].	52
4.4	Profili di varianza scalati con la velocità di attrito u_τ^2 in funzione di y^+	53
4.5	Profili di varianza scalati con u_τ^2 ; le misurazioni si riferiscono al centro della lamina.	54

4.6	Profili di varianza scalati con u_τ^2 sul supporto rinforzato; le misurazioni si riferiscono al centro della lamina.	55
4.7	<i>Diagnostic plot</i> per i profili di velocità misurati; la linea tratteggiata corrisponde all'equazione 3.7 con $\alpha = 0.280$ e $\beta = 0.245$. In <i>b</i> è mostrata in dettaglio la regione in cui è stato eseguito il <i>fitting</i> lineare dei punti, ovvero per $0.7 \leq U/U_\infty \leq 0.9$	56
4.8	Andamento dei coefficienti del <i>diagnostic plot</i> in funzione del Re_θ per i profili di velocità misurati a x_1 e a x_2 ; le linee nere rappresentano la 3.8 (<i>a</i>), la 3.9 (<i>b</i>) e il valore 0.876 suggerito da Vila <i>et al.</i> [38] (<i>c</i>), mentre le linee tratteggiate rappresentano gli scostamenti del $\pm 5\%$ (<i>a, b</i>) e del $\pm 3\%$ (<i>c</i>).	57
4.9	Profili di velocità media scalati con velocità di attrito u_τ ; I numeri di Re_θ si riferiscono al caso misurato al centro della lamina.	59
4.10	Profili di varianza scalati ognuno con la propria velocità di attrito u_τ^2 ; I numeri di Re_θ si riferiscono al caso misurato al centro della lamina.	60
4.11	<i>Diagnostic plot</i> per i profili di velocità misurati; la linea tratteggiata corrisponde all'equazione 3.7 con $\alpha = 0.280$ e $\beta = 0.245$. In <i>b</i> è mostrata in dettaglio la regione in cui è stato eseguito il <i>fitting</i> lineare dei punti, ovvero per $0.7 \leq U/U_\infty \leq 0.9$	61
4.12	<i>Diagnostic plot</i> per i profili misurati al centro della lamina prima e dopo la modifica del supporto.	61
4.13	Andamento dei coefficienti del <i>diagnostic plot</i> in funzione del Re_θ per i profili di velocità misurati a x_1 e x_2 ; le linee nere rappresentano la 3.8 (<i>a</i>), la 3.9 (<i>b</i>) e il valore 0.876 (<i>c</i>), mentre le linee tratteggiate rappresentano gli scostamenti del $\pm 5\%$ (<i>a, b</i>) e del $\pm 3\%$ (<i>c</i>).	62
4.14	<i>Diagnostic plot</i> per tutti i profili (caso <i>a</i>) e per i soli profili che mostrano <i>drag reduction</i> (caso <i>b</i>).	63
4.15	Profili di velocità media scalati con velocità di attrito u_τ ; I numeri di Re_θ si riferiscono al caso misurato al centro della lamina.	64
4.16	Profili di varianza scalati con velocità di attrito u_τ^2 ; I numeri di Re_θ si riferiscono al caso misurato al centro della lamina.	65
4.17	<i>Diagnostic plot</i> per i profili di velocità misurati; la linea tratteggiata corrisponde all'equazione 3.7 con $\alpha = 0.280$ e $\beta = 0.245$. In <i>b</i> è mostrata in dettaglio la regione in cui è stato eseguito il <i>fitting</i> lineare dei punti, ovvero per $0.7 \leq U/U_\infty \leq 0.9$	66
4.18	Andamento dei coefficienti del <i>diagnostic plot</i> in funzione del Re_θ per i profili di velocità misurati a x_0 , x_1 e x_2 ; le linee nere rappresentano la 3.8 (<i>a</i>), la 3.9 (<i>b</i>) e il valore 0.876 (<i>c</i>), mentre le linee tratteggiate rappresentano le deviazioni del $\pm 5\%$ (<i>a, b</i>) e del $\pm 3\%$ (<i>c</i>).	67

4.19	Andamento dei coefficienti del <i>diagnostic plot</i> in funzione del Re_θ per i profili di velocità misurati per tutte le lamine; \diamond : lamina liscia, \circ : lamina RS1, \square : lamina RS2; le linee nere rappresentano la 3.8 (a), la 3.9 (b) e il valore 0.876 (c), mentre le linee tratteggiate rappresentano le deviazioni del $\pm 5\%$ (a, b) e del $\pm 3\%$ (c).	69
4.20	Andamento della <i>skewness</i> in funzione di y^+ per profili di velocità al centro di ogni lamina a $Re_\theta = 2400$ (caso a) e a $Re_\theta = 3500$ (caso b).	70
4.21	Andamento della <i>flatness</i> in funzione di y^+ per profili di velocità al centro di ogni lamina a $Re_\theta = 2400$ (caso a) e a $Re_\theta = 3500$ (caso b).	71
4.22	Densità spettrale moltiplicata per k_x e riscalata ognuna con la propria u_τ^2 in funzione della lunghezza d'onda e della distanza da parete, entrambe scalate con l_τ ; per tutte e tre le lamine ci si riferisce al profilo di velocità misurato al centro di ogni lamina, a $Re_\theta = 2500$; il caso a si riferisce alla lamina liscia, mentre in b e c sono rappresentate le differenze di $(k_x \phi_{xx})^+$ rispetto al caso liscio per RS1 e RS2, rispettivamente.	72
4.23	Densità spettrale moltiplicata per k_x e riscalata ognuna con la propria u_τ^2 in funzione della lunghezza d'onda e della distanza da parete, entrambe scalate con l_τ ; per tutte e tre le lamine ci si riferisce al profilo di velocità misurato al centro di ogni lamina, a $Re_\theta = 3600$; il caso a si riferisce alla lamina liscia, mentre in b e c sono rappresentate le differenze di $(k_x \phi_{xx})^+$ rispetto al caso liscio per RS1 e RS2, rispettivamente.	73
4.24	PDF della fluttuazione di velocità u' al centro di ogni lamina a $Re_\theta = 2500$ per $y^+ = 10$ (caso a), $y^+ = 30$ (caso b) e $y^+ = 100$ (caso c).	74
4.25	PDF della fluttuazione di velocità u' al centro di ogni lamina a $Re_\theta = 3600$ per $y^+ = 10$ (caso a), $y^+ = 30$ (caso b) e $y^+ = 100$ (caso c).	75

Acronimi

RANS

Reynolds averaged Navier Stokes

VG

Vortex generator

DR

Drag reduction

LDA

Laser doppler anemometry

RMS

Root mean square

PSD

Power spectral density

PDF

Probability density function

Capitolo 1

Introduzione al problema

1.1 Equazioni di bilancio

Un qualsiasi problema di natura fluidodinamica è governato dalle equazioni di bilancio della massa, della quantità di moto e dell'energia. Tali equazioni possono essere espresse in forma integrale o differenziale, a seconda che si sia interessati a studiare i dettagli locali di un particolare flusso, o il suo comportamento globale in un determinato volume di controllo. Possono inoltre essere scritte in forma euleriana o lagrangiana a seconda che si usi un sistema di riferimento fisso nello spazio o in movimento con il flusso.

1.1.1 Bilancio della massa

Considerato un volume arbitrario Ω permeabile sia alla massa che all'energia attraversato da un flusso di un qualunque fluido in movimento, la portata in massa che fluisce attraverso la frontiera S di tale volume è uguale alla variazione temporale della massa contenuta nel volume stesso.

In termini matematici tale concetto può essere espresso tramite la seguente equazione, in forma integrale:

$$\int_{\Omega} \frac{\partial \rho}{\partial t} d\Omega + \int_S \rho \bar{V} \cdot \bar{n} dS = 0 \quad (1.1)$$

La stessa equazione, in forma differenziale, diventa:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \bar{V}) = 0 \quad (1.2)$$

1.1.2 Bilancio della quantità di moto

La seconda equazione di bilancio, generalizzazione della seconda legge della dinamica, può essere scritta nella seguente forma integrale:

$$\int_{\Omega} \frac{\partial(\rho\bar{V})}{\partial t} d\Omega + \int_S \rho V \bar{V} \cdot \bar{n} dS = \int_S \bar{T} \cdot \bar{n} dS + \int_{\Omega} \bar{F}_v d\Omega \quad (1.3)$$

Essa esprime il seguente concetto: la variazione temporale della quantità di moto di un elemento fluido contenuto in un volume di controllo arbitrario sommato al flusso di quantità di moto netto che fluisce attraverso la frontiera di tale volume è uguale alla risultante delle forze esterne agenti sul volume stesso. Tali forze si dividono in due categorie:

1. Forze di superficie: sono forze che agiscono sulla superficie del volume di controllo e sono rappresentate dal tensore degli sforzi \bar{T} , somma degli effetti della pressione esercitata dagli elementi di fluido circostanti, agente ortogonalmente alla superficie, e degli sforzi viscosi, agenti tangenzialmente alla superficie.
2. Forze di volume: sono forze che agiscono su tutto il volume di controllo pertanto vanno integrate su tale volume. Un esempio in tali forze è il campo gravitazionale terrestre \bar{g} , per unità di massa ovviamente.

L'equazione scritta in forma differenziale diventa:

$$\frac{\partial(\rho\bar{V})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho V \bar{V}) = -\nabla p + \nabla \cdot \bar{\tau} + \rho \bar{g} \quad (1.4)$$

I due termini p e $\bar{\tau}$ rappresentano, rispettivamente, gli sforzi perpendicolari e tangenziali agenti sulla superficie del volume di controllo arbitrario.

1.1.3 Bilancio dell'energia

La terza ed ultima equazione di bilancio riguarda l'energia totale per unità di massa:

$$E = e + \frac{V^2}{2} \quad (1.5)$$

Essa è somma dell'energia interna $e = C_v T$ e dell'energia cinetica dell'elemento fluido, sempre per unità di massa. L'equazione, in forma integrale, può essere scritta nel modo seguente:

$$\int_{\Omega} \frac{\partial(\rho E)}{\partial t} d\Omega + \int_S \rho E \bar{V} \cdot \bar{n} dS = - \int_S p \bar{V} \cdot \bar{n} dS + \int_S \bar{\tau} \cdot \bar{V} \cdot \bar{n} dS - \int_S \bar{q} dS + \int_{\Omega} \rho \bar{g} \cdot \bar{V} d\Omega + \int_{\Omega} Q d\Omega \quad (1.6)$$

Il bilancio dell'energia totale è regolato, quindi, dal lavoro delle forze esterne, dal flusso di calore q che fluisce attraverso la frontiera del volume di controllo, e dall'eventuale presenza di sorgenti volumiche di energia Q . In forma differenziale diventa:

$$\frac{\partial(\rho E)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho E \bar{V}) = -\nabla \cdot (p \bar{V}) + \nabla \cdot (\bar{\tau} \cdot \bar{V}) - \nabla \cdot \bar{q} + \rho \bar{g} \cdot \bar{V} + Q \quad (1.7)$$

1.1.4 Fluidi incomprimibili e viscosi

Per fluidi incomprimibili si intendono tutti quei fluidi le cui variazioni relative di densità risultano infinitesime:

$$\frac{\Delta \rho}{\rho} \ll 1 \quad (1.8)$$

Per valori bassi del numero di Mach (rapporto tra la velocità di riferimento e la velocità del suono nel fluido) tale assunzione può considerarsi ragionevole.

Per fluidi reali (non inviscidi), newtoniani (ovvero la cui viscosità risulta indipendente dal gradiente di velocità) e incomprimibili si può esprimere il tensore $\bar{\tau}$ (di nove componenti di cui però solo sei sono indipendenti tra loro) in funzione della velocità di deformazione:

$$\bar{\tau} = \mu(\nabla \bar{V} + \nabla \bar{V}^T) \quad (1.9)$$

Fatte queste considerazioni, si possono scrivere le equazioni di Navier Stokes in forma differenziale per la massa e la quantità di moto per un fluido incomprimibile, viscoso, di cui si trascurano gli effetti del campo gravitazionale e a proprietà costanti, rappresentativo del tipo di fluido studiato in questo lavoro di tesi:

$$\nabla \cdot \bar{V} = 0 \quad (1.10)$$

$$\rho \frac{\partial \bar{V}}{\partial t} + \rho \nabla \cdot (V \bar{V}) = -\nabla p + \mu \nabla^2 \bar{V} \quad (1.11)$$

1.2 Teoria dello strato limite

In fluidodinamica, un parametro di grande interesse per la caratterizzazione di un qualunque tipo di flusso è il numero di Reynolds, il quale, dati la velocità U , la dimensione di riferimento L di un determinato sistema e la viscosità cinematica ν del fluido considerato, può essere definito nel seguente modo:

$$Re = \frac{UL}{\nu} \quad (1.12)$$

Esso è un numero adimensionale ed esprime il rapporto tra l'inerzia e la viscosità di un qualunque sistema:

- $Re \ll 1$: nel sistema domina la viscosità sull'inerzia, la quale può essere trascurata;
- $Re \approx 1$: inerzia e viscosità sono dello stesso ordine di grandezza e non possono essere trascurate;
- $Re \gg 1$: l'inerzia domina sulla viscosità, che quindi può essere trascurata;

L'ultimo caso risulta il più interessante dal punto di vista applicativo in quanto fluidi come l'acqua ma soprattutto l'aria sono caratterizzati dall'aver una viscosità cinematica piuttosto bassa; in particolare per l'aria, in condizioni standard, si ha $\nu = 1.51 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$, quindi, anche con flussi a bassa velocità si possono tranquillamente raggiungere valori di Re dell'ordine delle decine di migliaia.

Proprio in tale contesto si inserisce la teoria dello strato limite, proposta nel lontano 1904 dall'ingegnere tedesco Ludwig Prandtl. Egli ipotizzò che per flussi ad alto numero di Reynolds gli effetti della viscosità potessero essere concentrati in una piccolissima regione in prossimità della superficie del corpo lambito, mentre si sarebbero potuti trascurare altrove, in cui il fluido si sarebbe potuto considerare inviscido.

Lo strato limite, quindi, rappresenta quella sottile regione in cui la velocità del fluido, per la condizione di aderenza, passa dal valore nullo al 99% della velocità del flusso esterno U_e , considerato potenziale.

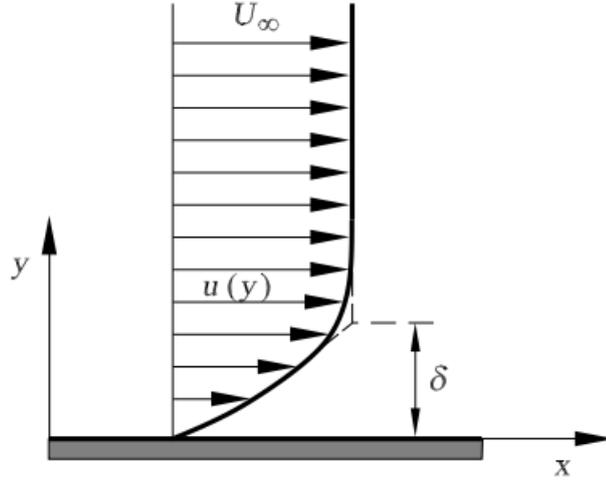


Figura 1.1: Profilo di velocità qualitativo di un flusso che lambisce una parete. Tratto da [7]

Le scale di riferimento dello strato limite sono principalmente due: la dimensione caratteristica L del corpo lambito e lo spessore dello strato limite δ . Per ipotesi vale che $\delta \ll L$ e inoltre lungo la direzione individuata dalla parete le variabili fluidodinamiche variano su una scala confrontabile con L , mentre lungo la direzione perpendicolare, con δ . Lo sforzo viscoso che sente l'elemento fluido infinitesimo risulta essere proporzionale a $\mu \partial^2 u / \partial y^2$ e ha il seguente ordine di grandezza: $\mu U_e / \delta^2$. La forza d'inerzia invece sarà proporzionale a $\rho u \partial u / \partial x \propto \rho U_e^2 / L$. Per ipotesi nello strato limite forze di inerzia e viscose hanno lo stesso ordine di grandezza, quindi si perviene alla seguente scrittura:

$$\frac{\delta}{L} \propto \frac{1}{\sqrt{Re}} \quad (1.13)$$

In base a quanto scritto, specializzando le equazioni di Navier Stokes 1.10 e 1.11 in coordinate cartesiane per uno strato limite stazionario e bidimensionale si ottiene:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (1.14)$$

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p_e}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (1.15)$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} = 0 \quad (1.16)$$

Dall'analisi degli ordini di grandezza si ricava, quindi, che la pressione non varia lungo lo spessore dello strato limite, che quindi risente della pressione del flusso esterno p_e . Scrivendo la 1.15 a parete, in cui vale $u = 0$ e $v = 0$ si ottiene:

$$\mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right)_{y=0} = \frac{1}{\rho} \frac{dp_e}{dx} \quad (1.17)$$

Il profilo di velocità sarà convesso (derivata seconda negativa) nelle regioni in cui $dp_e/dx < 0$, (gradiente negativo di pressione) e concavo dove $dp_e/dx > 0$, presentando quindi un punto di flesso. Se la pressione sale troppo in fretta ci sarà una regione di *backflow* e il flusso separerà [7]. Il punto di separazione dello strato limite coinciderà con la condizione $\left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=0} = 0$.

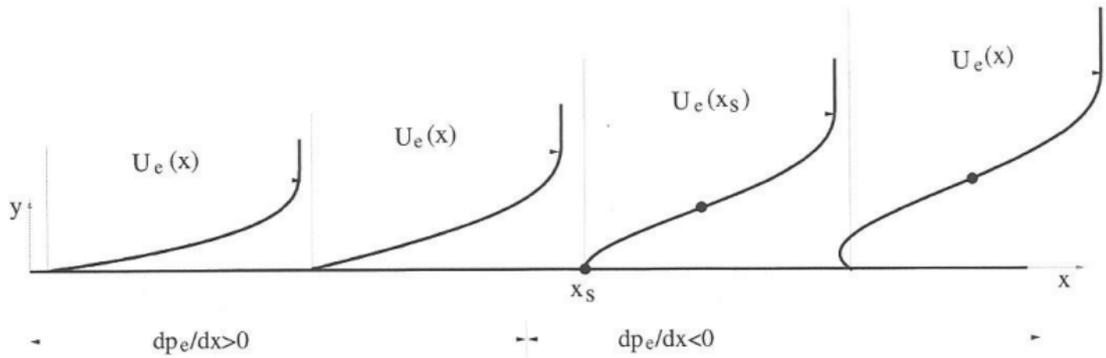


Figura 1.2: Profili qualitativi di velocità in funzione del gradiente di pressione: x_s indica il punto di separazione mentre i cerchietti i punti di flesso; tratto da [8]

1.2.1 Parametri dello strato limite

Per analizzare lo strato limite è necessario introdurre alcune quantità, integrali e non, che lo caratterizzano:

- Spessore di spostamento:

$$\delta^*(x) = \int_0^\infty \left(1 - \frac{u}{U_e}\right) dy \quad (1.18)$$

Questa quantità rappresenta di quanto dovrebbe spostarsi il flusso da parete nel caso inviscido per avere la stessa portata in volume del caso viscoso:

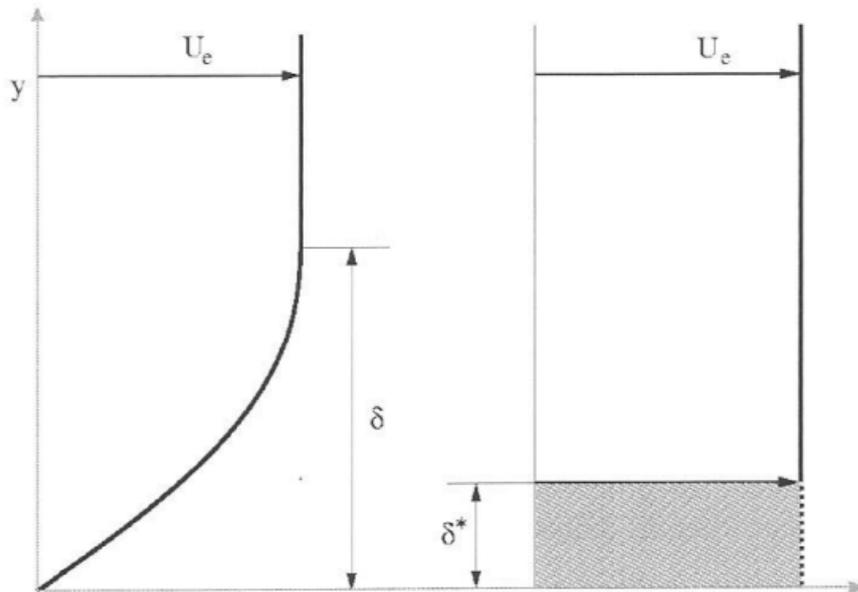


Figura 1.3: Spessore di spostamento δ^* ; tratto da [8].

- Spessore di quantità di moto:

$$\theta(x) = \int_0^\infty \frac{u}{U_e} \left(1 - \frac{u}{U_e}\right) dy \quad (1.19)$$

Il valore di questo parametro dà un'indicazione sulla perdita di quantità di moto che avviene all'interno dello strato limite. In questa regione, infatti, parte dell'energia del flusso viene dissipata in calore dall'azione della viscosità.

- Fattore di forma:

$$H(x) = \frac{\delta^*(x)}{\theta(x)} \quad (1.20)$$

$H(x)$ sarà sempre maggiore di 1.

- Sforzo di attrito a parete:

$$\tau_w(x) = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=0} \quad (1.21)$$

Quest'ultimo è causato dal gradiente di velocità che si origina a parete per la presenza dello strato limite; il relativo coefficiente $c_f(x)$ è così definito:

$$C_f(x) = \frac{\tau_w(x)}{\frac{1}{2}\rho U_e^2} \quad (1.22)$$

1.2.2 Strato limite su placca piana

Nel caso di lamina piana investita a zero incidenza da una corrente uniforme la 1.15 si riduce a:

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (1.23)$$

Il primo a trovare una soluzione esatta di tale equazione fu Blasius nel 1908. Si introduce la funzione di corrente Ψ tale che:

$$u = \frac{\partial \Psi}{\partial y} \quad (1.24)$$

$$v = -\frac{\partial \Psi}{\partial x} \quad (1.25)$$

Per ottenere delle soluzioni autosimilari, ovvero indipendenti dalla coordinata x , si scalano le quantità di interesse in maniera opportuna: la velocità u con la velocità all'esterno dello strato limite U_e e la coordinata y con lo spessore δ . Si può scrivere quindi:

$$\frac{u}{U_e} = g\left(\frac{y}{\delta}\right) \quad (1.26)$$

Introducendo la variabile $\eta = y/\delta = y\sqrt{U_\infty/2\nu x}$ e la funzione di corrente in forma

adimensionale $f(\eta) = \Psi/\sqrt{2\nu x U_\infty}$ si può scrivere la componente u della velocità nel seguente modo:

$$u = \sqrt{2\nu x U_\infty} \frac{\partial f}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial y} = U_\infty f'(\eta) \quad (1.27)$$

Lo stesso si può fare per v :

$$v = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{2\nu U_\infty}{x}} (\eta f' - f) \quad (1.28)$$

Scrivendo la 1.23 in funzione di Ψ si ottiene:

$$\frac{\partial \Psi}{\partial y} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x \partial y} - \frac{\partial \Psi}{\partial x} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} = \nu \frac{\partial^3 \Psi}{\partial y^3} \quad (1.29)$$

Sostituendo infine la 1.27 e la 1.28 in 1.29 si perviene alla seguente scrittura:

$$f''' + f f'' = 0 \quad (1.30)$$

Tale equazione differenziale non lineare è l'*equazione di Blasius* con le seguenti condizioni al contorno:

$$\begin{cases} \eta = 0 : f = f' = 0 \\ \eta = \infty : f' = 1 \end{cases}$$

La 1.30 può essere risolta prima linearizzandola e poi per via numerica discretizzandola alle differenze finite ad esempio e ricavando quindi f e tutte le sue derivate. A seguire i risultati in forma adimensionale delle due componenti della velocità:

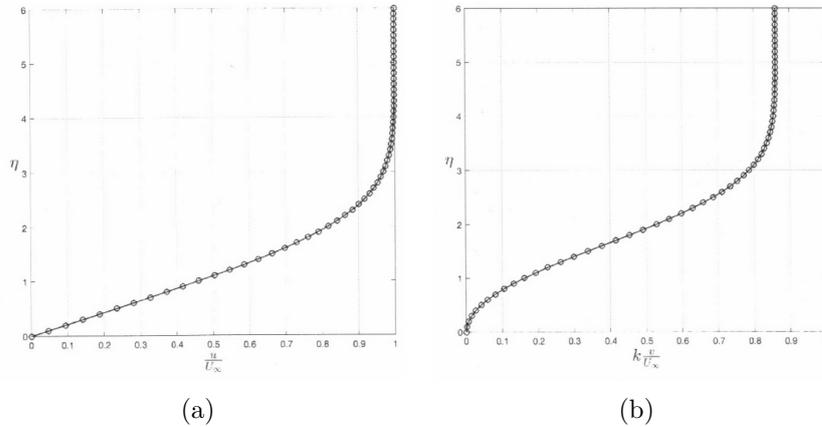


Figura 1.4: Andamento di u/U_∞ in funzione di η (a); Andamento di kv/U_∞ in funzione di η con $k = \sqrt{U_\infty x/\nu}$ (b); tratto da [8]

Si può ricavare, inoltre, la distribuzione di τ_w , dato che si può valutare $f''(0)$:

$$\tau_w(x) = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=0} = \mu U_\infty \sqrt{\frac{U_\infty}{2\nu x}} f''(0) = 0.332 \mu U_\infty \sqrt{\frac{U_\infty}{\nu x}} \quad (1.31)$$

Ricavato lo sforzo di attrito si può scrivere:

$$C_f = 0.664 \sqrt{\frac{\nu}{U_\infty x}} = \frac{0.664}{\sqrt{Re_x}} \quad (1.32)$$

Infine, è possibile calcolare la resistenza di attrito D_f che agisce su una placca di lunghezza L e profondità unitaria integrando sulla lunghezza lo sforzo di attrito:

$$D_f = 0.332 \mu U_\infty \sqrt{\frac{U_\infty}{\nu}} \int_0^L \frac{dx}{\sqrt{x}} = 0.664 \sqrt{\mu \rho L U_\infty^3} \quad (1.33)$$

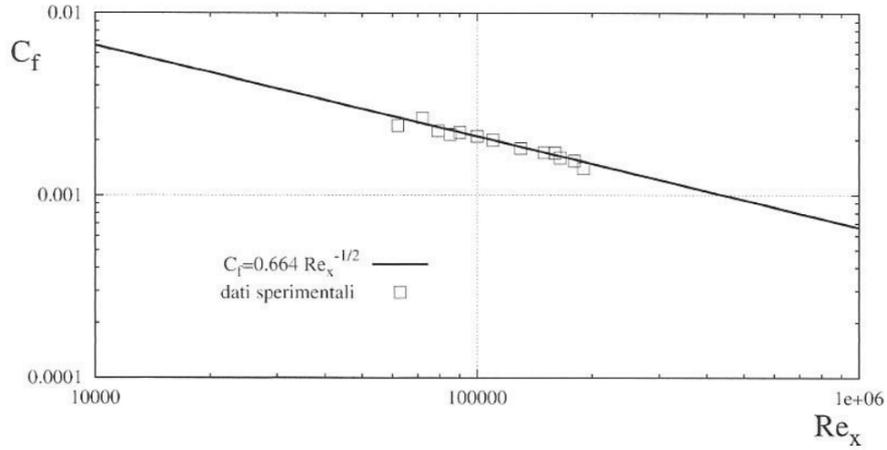


Figura 1.5: Andamento del C_f in funzione del numero di *Reynolds*. Tratto da [9]

Nella figura sovrastante è possibile constatare come le predizioni di Blasius siano in buon accordo con i dati sperimentali di H.Schlichting [9], perlomeno fino a $Re = 5 \cdot 10^5$, valore per cui lo strato limite si mantiene laminare sulla placca. Infatti superato tale valore comincia la transizione alla turbolenza e questo tipo di trattazione non risulta più valida.

1.2.3 Metodi integrali

Per studiare lo strato limite può risultare utile un approccio integrale, scrivendo le equazioni di governo in tale forma:

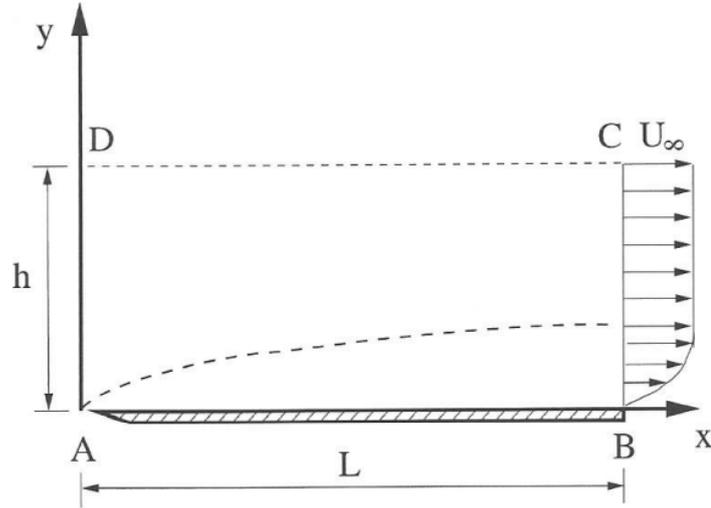


Figura 1.6: Generico volume di controllo su lamina piana; tratto da [8]

Per calcolare la resistenza D sulla faccia superiore di una lamina piana, ad esempio, si può scrivere la conservazione della quantità di moto lungo x per il volume di controllo ABCD, come in figura 1.6:

$$D = - \oint_{ABCD} \rho u \bar{V} \cdot \bar{n} ds = \int_A^D \rho u^2 dy - \int_B^C \rho u^2 dy + \int_A^B \rho uv dx - \int_D^C \rho uv dx \quad (1.34)$$

Lungo il lato AD la velocità è costante e pari a U_∞ , lungo DC si assume $u = U_\infty$ e lungo AB, per la condizione di aderenza si assume $u = 0$ e $v = 0$. Considerando il bilancio della massa, si può scrivere:

$$\dot{m}_{DC} = \int_D^C \rho v dx = \rho \left(\int_A^D u dy - \int_B^C u dy \right) \quad (1.35)$$

Sostituendo in 1.34 e considerando le condizioni al contorno si ottiene:

$$D = \rho U_\infty^2 \theta(L) \quad (1.36)$$

Sostituendo nell'equazione sovrastante l'espressione per lo spessore di quantità di moto si ottiene proprio la 1.33.

1.3 Turbolenza

Fino ad ora è stata presentata la fenomenologia generale dello strato limite, considerando quest'ultimo come laminare. Per numeri di *Reynolds* superiori al valore critico, che dipende dalla natura del problema considerato, l'azione della viscosità non è più sufficiente a smorzare le inevitabili perturbazioni che si instaurano nel sistema e il regime di moto, dopo una transizione, diventa turbolento. In natura e nelle applicazioni di interesse ingegneristico la quasi totalità dei flussi è turbolenta, in quanto a causa della bassa viscosità dell'aria è molto facile raggiungere alti numeri di *Reynolds*. Difatti, i regimi di moto caratterizzati da un regime totalmente laminare rappresentano la minoranza dei casi.

I flussi turbolenti sono tutti caratterizzati da instazionarietà e apparente caoticità. A causa di questa forte caoticità, le variabili termofluidodinamiche sono soggette a continue fluttuazioni nel tempo e nello spazio, sicchè risulta impossibile predirne il valore nel dettaglio istante per istante.

La turbolenza, a causa del fenomeno dello *stretching tilting*, inoltre, rende tridimensionali anche flussi che hanno condizioni al contorno bidimensionali e ciò comporta la presenza di più scale di vortici, da quelle di dimensioni pari a quella del sistema considerato a quelle confrontabili con la scala su cui agisce la viscosità del fluido in esame. Tale fenomeno, detto cascata di Richardson (in onore dello studioso che per primo la descrisse), è non lineare e comporta una trasmissione inerziale di energia dalle scale più grandi a quelle più piccole, fino a che non entra in gioco la viscosità che dissipa l'energia interrompendo il processo. Il moto, inoltre, risulta molto diffusivo, in quanto la presenza di tanti vortici favorisce il rimescolamento di quantità di moto ed energia.

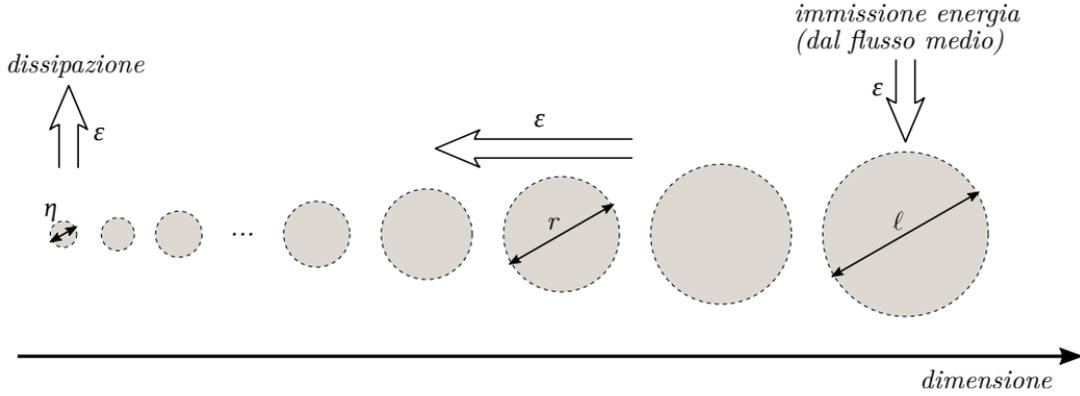


Figura 1.7: Schematizzazione della cascata di Richardson: da destra a sinistra la dimensione dei vortici diminuisce sempre più fino ad arrivare alla scala più piccola η , detta di Kolmogorov, funzione del numero di *Reynolds*; tratto da [10]

1.3.1 Decomposizione alla Reynolds

Ammettendo quindi che in un flusso turbolento tutte le variabili presentino fluttuazioni caotiche e difficilmente predicibili (rendendole di fatto variabili aleatorie e non deterministiche) si opta per uno studio di tipo statistico, che risulta di più facile attuazione, in cui ci si accontenta di studiare il comportamento statistico delle variabili fluidodinamiche. La generica variabile $u(x, t)$ è aleatoria in quanto può assumere infiniti valori in un determinato intervallo. Si definisce media di insieme di $u(x, t)$, la seguente quantità:

$$\bar{u}(x) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N u^{(n)}(x, t) \quad (1.37)$$

La media di insieme è il momento di primo ordine di una variabile aleatoria; i momenti di ordine generico si possono così definire:

$$\bar{u}^m(x) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N u^{(n)}(x, t)^m \quad (1.38)$$

Se la media di insieme risulta indipendente dal tempo allora la variabile è statisticamente stazionaria e si può scrivere:

$$\bar{u}(x) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \int_{t_0+(n-1)\Delta t}^{t_0+n\Delta t} u(x, t) \frac{dt}{\Delta t} \quad (1.39)$$

Se si prende un intervallo di campionamento T tale che $T = n\Delta t$ si ottiene la media temporale:

$$\bar{u}(x) = \frac{1}{T} \int_{t_0\Delta t}^{t_0+T} u(x, t) dt \quad (1.40)$$

Il periodo di campionamento T deve essere molto maggiore del periodo t in cui la variabile oscilla. L'operatore di media è lineare e, considerate due variabili aleatorie u e v , valgono le seguenti relazioni:

$$\begin{cases} \overline{u+v} = \bar{u} + \bar{v} \\ \overline{ku} = k\bar{u} \quad k = \text{costante} \\ \overline{\bar{u}} = \bar{u} \\ \overline{u - \bar{u}} = 0 \end{cases}$$

Considerando, quindi, un flusso turbolento, si può scomporre il campo di velocità $u(\bar{x}, t)$ in una componente media, indipendente dal tempo, e una fluttuazione attorno a tale valore medio. Per la generica componente cartesiana di velocità si può scrivere:

$$u_i(\bar{x}, t) = U_i(\bar{x}) + u'_i(\bar{x}, t) \quad (1.41)$$

Per quanto riguarda la componente media vale che $U_i(\bar{x}) = \bar{u}_i(\bar{x}, t)$ e inoltre $u'_i(\bar{x}, t) = u_i(\bar{x}, t) - U_i(\bar{x})$. Per le proprietà dell'operatore di media $\overline{U_i(\bar{x})} = U_i(\bar{x})$ e $\overline{u'_i(\bar{x}, t)} = 0$.

La stessa operazione di decomposizione, naturalmente, può essere adoperata per le altre variabili fluidodinamiche come pressione e temperatura, ad esempio.

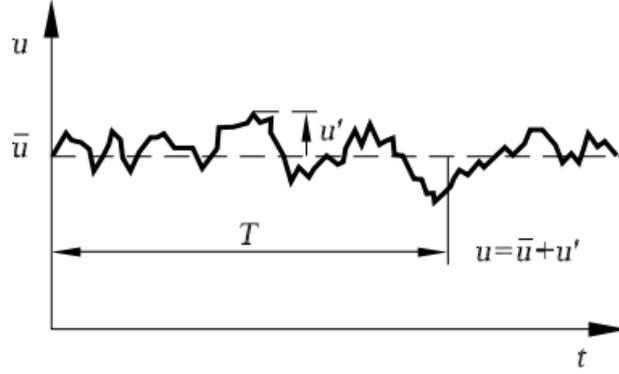


Figura 1.8: Andamento qualitativo della componente lungo x della velocità in funzione del tempo in un campo di moto turbolento. Tratto da [7]

1.3.2 Navier Stokes mediate alla Reynolds

Per poter studiare i moti turbolenti con un approccio statistico, quindi, occorre applicare l'operatore di media alle equazioni di Navier Stokes.

Partendo dalla 1.10 e dalla 1.11 e riscrivendole in coordinate cartesiane si ottiene:

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1.42)$$

$$\rho \frac{\partial u_i}{\partial t} + \rho \frac{\partial (u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} \quad (1.43)$$

Mediando si può scrivere:

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1.44)$$

$$\rho U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_i} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\tau_{ij} - \rho \overline{u'_i u'_j}) \quad (1.45)$$

Con $P(\bar{x})$ la componente media del campo di pressione $p(\bar{x}, t)$ e il tensore degli sforzi viscosi dovuto al gradiente della velocità media $\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right)$.

Si osserva che le equazioni mediate alla Reynolds (RANS) sono formalmente uguali alle equazioni di Navier Stokes scritte in precedenza ad eccezione del termine $\rho \overline{u'_i u'_j}$, che rappresenta dimensionalmente uno sforzo ed è un tensore simmetrico.

Tale tensore, noto in letteratura come $\overline{\overline{R}}(\bar{x}, t)$, tiene conto degli effetti delle fluttuazioni della velocità sul moto medio. Così come, infatti, l'agitazione molecolare

influisce sul moto delle particelle fluide attraverso la viscosità, le fluttuazioni turbolente agiscono sul flusso, generando una sorta di *sforzo turbolento*. In particolare, il termine $\overline{\rho u'_i u'_j}$, rappresenta il trasporto della quantità di moto media lungo la direzione x_i , ad opera della fluttuazione u'_j .

1.3.3 Flussi di parete

Si consideri un flusso di parete con velocità media U avente unica componente in direzione x . Tale tipo di flusso può essere di riferimento per correnti in canali piani, tubi circolari e, trascurando la divergenza delle linee di corrente vicino alla parete, anche per uno strato limite su placca piana.

L'equazione 1.45, per un flusso bidimensionale e stazionario in media, si può scrivere, lungo x e y nel seguente modo:

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial U}{\partial y} - \overline{\rho u'v'} \right) \quad (1.46)$$

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} = \frac{\partial \overline{v'^2}}{\partial y} \quad (1.47)$$

Integrando la 1.47 lungo y si ricava:

$$P + \rho \overline{v'^2} = \text{costante} = P_w(x) \quad (1.48)$$

La pressione, quindi, rimane costante e pari al valore a parete; come conseguenza di ciò si può altresì scrivere:

$$\frac{\partial P}{\partial x} = \frac{dP_w}{dx} \quad (1.49)$$

Integrando la 1.46 sullo spessore δ dello strato limite e considerando le condizioni al contorno, ovvero che per $y = 0$ deve valere $U = u' = v' = 0$, si ottiene:

$$\tau_w = \delta \frac{dP_w}{dx} \quad (1.50)$$

Integrando, infine, da parete a una generica coordinata y , si può scrivere:

$$\frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial U}{\partial y} - \overline{\rho u'v'} \right) = \tau_w \left(1 - \frac{y}{H} \right) \quad (1.51)$$

Nel caso specifico in cui $\frac{dP_w}{dx} = 0$ (lamina piana), si ottiene:

$$\mu \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right) - \overline{\rho u'v'} = \tau_w \quad (1.52)$$

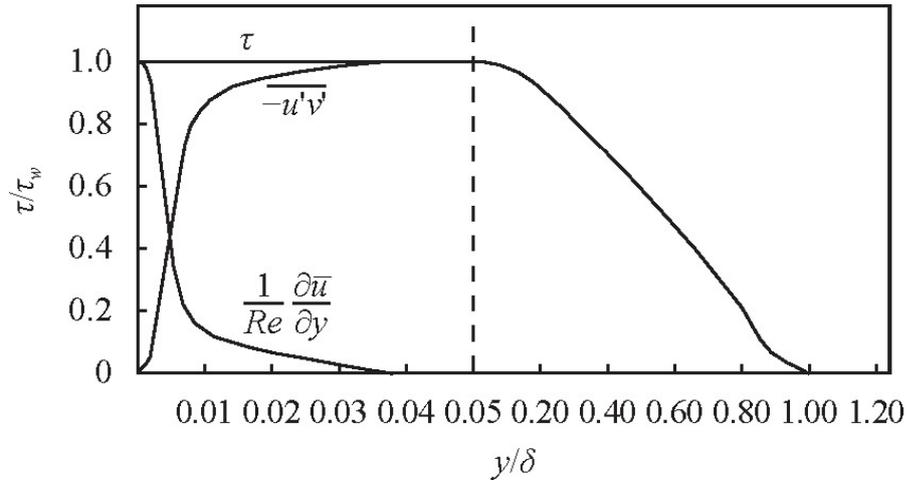


Figura 1.9: Andamento dello sforzo totale e dei contributi di sforzo viscoso e turbolento, in funzione della coordinata y , scalata con lo spessore dello strato limite δ per una placca piana posta a zero incidenza con gradiente di pressione nullo. Tratto da [11]

In prossimità di $y = 0$, in particolare a parete e nelle sue vicinanze, ove le fluttuazioni di velocità sono smorzate, il contributo dello sforzo viscoso è preponderante, mentre, man mano che ci si allontana dalla parete il gradiente della velocità media diminuisce e le fluttuazioni aumentano, cosicché prevale lo sforzo turbolento. Infine, avvicinandosi alla fine dello strato limite, lo sforzo turbolento ricomincia a diminuire fino a diventare nullo.

1.3.4 Strato limite turbolento

In un flusso turbolento pienamente sviluppato, lo strato limite può essere diviso principalmente in due regioni, a partire dalla parete: *inner layer* e *outer layer*.

Inner layer

Questa sottile regione occupa circa il 20% dello spessore dello strato limite. Essendo molto vicini a parete, e quindi lontano dal flusso esterno, si ha che le caratteristiche di questo strato non risentono della geometria del particolare problema considerato, quindi assume un carattere universale. In prossimità della parete, essendo alto il gradiente di velocità media e pressoché nulle le fluttuazioni turbolente, gli sforzi viscosi dominano su quelli turbolenti, sicché, riprendendo la 1.52 si può scrivere:

$$\mu \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right) = \tau_w \quad (1.53)$$

Integrando su y e considerando che per $y = 0$ vale $U = 0$ si può scrivere:

$$U = \frac{\tau_w}{\mu} y \quad (1.54)$$

Spostandosi più lontano da parete, abbastanza da poter trascurare gli sforzi viscosi, si ha che a dominare sono gli sforzi turbolenti e quindi:

$$-\overline{\rho u'v'} = \tau_w \quad (1.55)$$

Tale equazione non può essere integrata, in quanto il termine a primo membro non è noto a priori. Seguendo il pensiero di Prandtl, si può pensare di modellizzare lo sforzo turbolento nel seguente modo:

$$-\overline{\rho u'v'} = \rho \nu_t \frac{\partial U}{\partial y} \quad (1.56)$$

L'idea di base è che così come l'agitazione molecolare trasporta quantità di moto in tutte le direzioni, così fanno anche le fluttuazioni turbolente, quindi, in analogia con gli sforzi viscosi, proporzionali al gradiente di velocità medio e alla viscosità del fluido, si può pensare di rappresentare gli sforzi di *Reynolds* allo stesso modo. Al contrario di ν però, la viscosità turbolenta ν_t dipende dal tipo di flusso considerato e non dal fluido.

Osservando che dimensionalmente ν_t rappresenta il prodotto tra una lunghezza e una velocità, si può ipotizzare che i vortici che trasportano quantità di moto abbiano una dimensione proporzionale alla distanza dalla parete e velocità pari al prodotto tra la loro dimensione e la vorticità:

$$l = ky \quad (1.57)$$

$$v = l \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right) \quad (1.58)$$

Sostituendo, quindi, in 1.56 si ottiene:

$$(ky)^2 \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)^2 = \tau_w \quad (1.59)$$

A questo punto risulta più agevole adimensionalizzare l'equazione in maniera opportuna. Vicino a parete, infatti, la quantità che influenza principalmente l'andamento della velocità è proprio τ_w . Si definisce, quindi, la velocità di attrito u_τ , che risulterà le velocità medie, nel modo seguente:

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (1.60)$$

Allo stesso modo si definisce la lunghezza viscosa l_τ tale che:

$$l_\tau = \frac{\nu}{u_\tau} \quad (1.61)$$

A questo punto si riscavano velocità e lunghezze:

$$u^+ = \frac{U}{u_\tau} \quad (1.62)$$

$$y^+ = \frac{y}{l_\tau} \quad (1.63)$$

Sostituendo in 1.59 e integrando lungo y si ottiene:

$$u^+ = \frac{1}{k} \log(y^+) + C \quad (1.64)$$

Tale equazione, ovvero la *legge logaritmica di parete*, risulta valida per $y^+ > 30$ e fino a $y^+ \approx 500 \div 1000$, ma tale valore dipende dal numero di *Reynolds* e dall'eventuale presenza di un gradiente di pressione. Le costanti k e C sono state determinate sperimentalmente e valgono rispettivamente 0.41 e 5.2.

Riassumendo, quindi, l'*inner layer* può essere suddiviso in tre regioni distinte:

- **Sottostrato viscoso** ($y^+ \leq 5$): zona più vicina a parete, in cui dominano gli sforzi viscosi e per cui la distribuzione di velocità, riformulando la 1.54 e riscrivendola in funzione delle variabili di parete vale:

$$u^+ = y^+ \quad (1.65)$$

L'andamento della velocità risulta quindi lineare con la distanza da parete.

- **Buffer layer** ($5 < y^+ \leq 30$): zona di raccordo tra il sottostrato viscoso e la regione logaritmica in cui si fanno sentire sia gli effetti degli sforzi viscosi che turbolenti e per il quale, quindi, non è possibile ricavare una relazione per la velocità in maniera analitica. In questa regione viene prodotta la maggior parte dell'energia cinetica turbolenta, quella associata alle fluttuazioni di velocità.
- **Sottostrato logaritmico** ($y^+ > 30$): zona in cui vale la legge logaritmica; le costanti k e C sono valide per una grande varietà di flussi.

Outer layer

Questa regione, che occupa la maggior parte dello strato limite, è la zona che si raccorda con il flusso esterno potenziale. Questo strato è caratterizzato da una più ampia variabilità in quanto è fortemente influenzato dalle condizioni del flusso esterno. L'andamento della velocità segue la legge della scia, proposta da Coles; è stata ottenuta sulla base di dati sperimentali e seguendo l'idea che la zona esterna dello strato limite si comporti come una scia turbolenta, non essendo confinato da una parete:

$$\frac{U_e - U}{u_\tau} = \frac{1}{k} \left\{ -\log\left(\frac{y}{\delta}\right) + \Pi \left[2 - w\left(\frac{y}{\delta}\right) \right] \right\} \quad (1.66)$$

La funzione $w\left(\frac{y}{\delta}\right)$, proposta da Coles, vale:

$$w\left(\frac{y}{\delta}\right) = 2 \sin^2\left(\frac{\pi y}{2\delta}\right) \quad (1.67)$$

Il parametro Π dipende fortemente dalle caratteristiche del flusso esterno:

$$\Pi = 0.8(\beta + 0.5)^{\frac{3}{4}} \quad \text{con} \quad \beta = \frac{\delta^*}{\tau_w} \frac{dP_e}{dx} \quad (1.68)$$

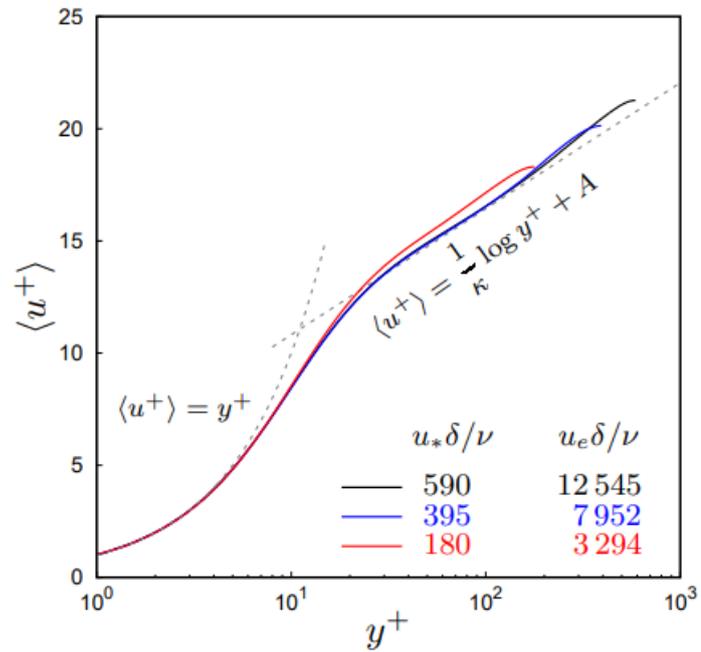


Figura 1.10: Andamento di u^+ in funzione di y^+ per profili di velocità a diversi numeri di *Reynolds*, basati sia sulla velocità d'attrito che sulla velocità esterna. Avendo scalato velocità e lunghezze con le variabili di parete, i profili collassano nel sottostrato viscoso e, se il Re_τ è abbastanza grande, anche nella regione logaritmica, ma si differenziano man mano che ci si allontana da parete. Dati tratti da [12]

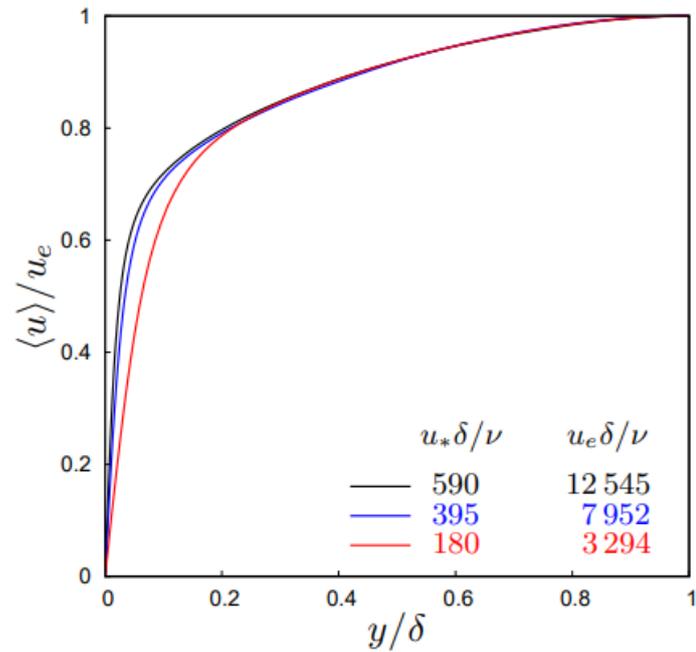


Figura 1.11: Andamento di U in funzione di y , sempre al variare dei numeri di *Reynolds* basati su velocità di attrito e velocità esterna. I profili sono riscalandosi con la velocità all'esterno dello strato limite U_e e lo spessore di quest'ultimo δ . Questi due parametri diventano importanti nella zona esterna dello strato limite (*outer layer*), e infatti i profili collasano per $\frac{y}{\delta} \geq 0.2$. Dati tratti da [12]

1.4 Drag reduction

Come già accennato precedentemente, è possibile ottenere una riduzione di resistenza aerodinamica essenzialmente in due modi. Se si utilizza una certa quantità di energia si parla di tecniche attive, altrimenti di tecniche passive. In questo capitolo verrà approfondito quest'ultimo tema e nello specifico una particolare geometria atta alla manipolazione dello strato limite che la lambisce, detta *riblet*.

1.4.1 Riblets

Le riblets, come anticipato nel capitolo 1, sono microscalature poste in direzione del flusso a monte e che sono responsabili, sotto certe condizioni, della diminuzione della resistenza d'attrito. Per definire correttamente una superficie riblettata è necessario introdurre diversi parametri, come ad esempio la spaziatura tra i picchi consecutivi di due creste s e l'altezza di ogni cresta h ; risulta più comodo riscrivere queste quantità con la lunghezza d'attrito l_τ ; per cui si definiscono le seguenti grandezze:

$$s^+ = \frac{s}{l_\tau} \quad (1.69)$$

$$h^+ = \frac{h}{l_\tau} \quad (1.70)$$

Le riblets differiscono tra loro anche per la forma della sezione trasversale, infatti ci possono essere riblet triangolari, trapezoidali, paraboliche ecc., ognuna con prestazioni diverse.

Questo tipo di tecnica, considerata molto promettente, è stata oggetto di studio a partire già dagli anni '70, in particolare con il lavoro di Kennedy, Hsu & Lin [13]; successivamente numerosi studi sono stati condotti, sia di tipo sperimentale, che di tipo numerico. I primi lavori, di tipo sperimentale sono stati condotti al *NASA langley research center* da Walsh ([14] e [15]). In questi studi, per riblet a sezione triangolare, è stata raggiunta una *drag reduction* di circa il 7%; un risultato simile è stato ottenuto da Sawyer & Winter [16]; Bechert *et al.* [17] in campagne sperimentali eseguite in un canale piano hanno ottenuto una riduzione massima, ottimizzando la forma delle riblets, del 9.9%, e per riblets a sezione trapezoidale, che si prestano a una più facile costruzione e soprattutto manutenzione, dell'8.2%; lavori numerici come quelli condotti da Choi, Moin & Kim [18] hanno sostanzialmente confermato la presenza di *drag reduction* sulle superfici riblettate e messo in evidenza le differenze, sia per quanto riguarda i profili di velocità medie, sia per le quantità turbolente, con una parete liscia; altri tipi di studi, per meglio comprendere la potenziale applicazione delle riblets in ambito industriale, sono stati condotti da Lee, S.-J. & Jang [19], che hanno testato le prestazioni di un profilo alare NACA 0012 ricoperto

con riblets con sezione a forma di 'V', ottenendo, per $Re = 1.54 \cdot 10^4$, una riduzione di resistenza del 6.6%; altri lavori, servendosi di prove di volo svolte ricoprendo il 70% della superficie di un Airbus 320, in base alla quantità di combustibile utilizzata, hanno riscontrato una riduzione di resistenza di circa il 2% [20]. Tale risultato, però, deve essere valutato anche e soprattutto in funzione dei costi di manutenzione legati alla presenza di superfici riblettate; tali costi, come suggerito da JP Robert [21], possono rendere inutile, se non controproducente, l'installazione di riblets.

Per descrivere il comportamento di una riblet si può fare riferimento a un grafico che mette in relazione la variazione percentuale dello sforzo d'attrito a parete con la spaziatura s^+ delle creste; In figura 1.12 viene messo in risalto il comportamento generico di un solo tipo di riblet; la curva in figura presenta due diversi andamenti, tipici di qualunque tipo di riblet:

- **Viscous regime:** zona in cui la DR varia linearmente con s^+ ;
- **k -roughness regime:** zona che vede un progressivo calo delle prestazioni delle riblets con eventuale insorgenza di *drag increase*, per valori elevati di s^+ ;

La situazione, descritta in 1.13, si complica ulteriormente se si aggiunge anche la forma delle riblets come parametro:

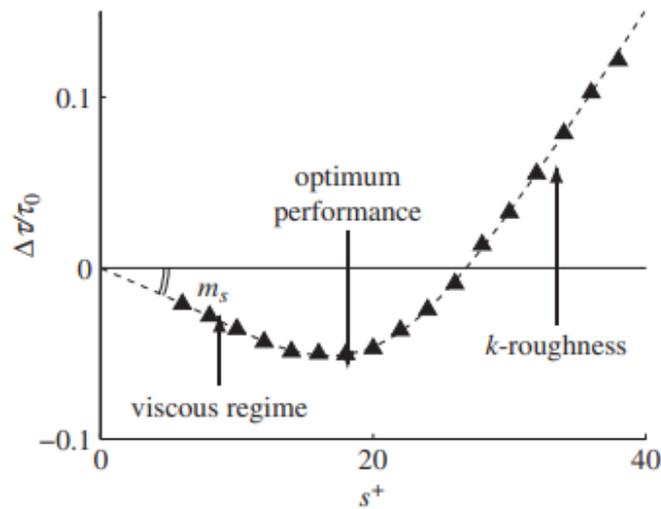


Figura 1.12: Andamento della variazione relativa dello sforzo d'attrito in funzione di s^+ ; sono presenti due zone caratteristiche: il regime viscoso con andamento lineare di $\frac{\Delta\tau}{\tau_0}$ con s^+ e il k -roughness, in cui la riblet perde progressivamente la capacità di indurre una *drag reduction* fino addirittura a indurre un aumento di resistenza, per s^+ elevati; tratto da [17].

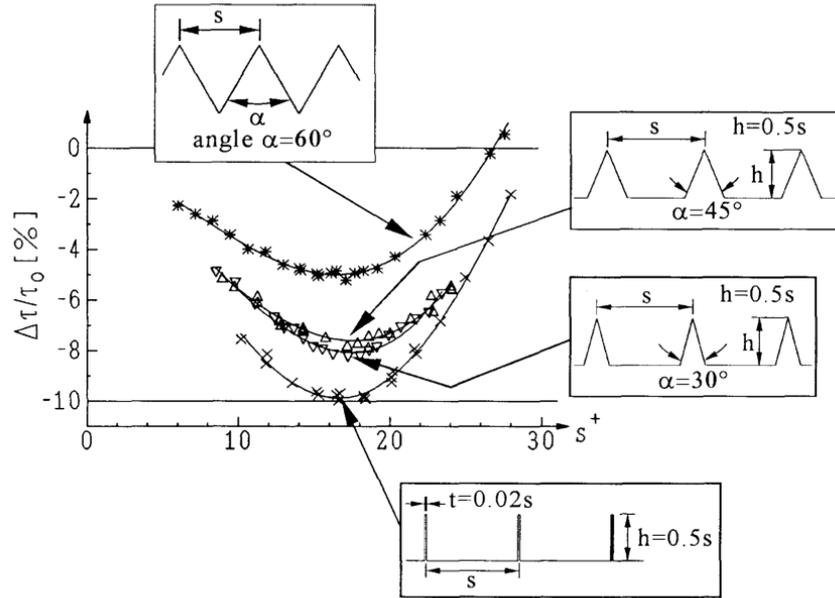


Figura 1.13: Andamento della variazione relativa dello sforzo d'attrito in funzione di s^+ per diverse forme di riblets; al variare della geometria delle riblets le curve che ne definiscono le prestazioni variano molto; tratto da [22].

Per cercare di contrastare la grande dispersione dovuta alla diversa forma delle riblets, García-Mayoral & Jiménez [23] hanno suggerito un nuovo parametro per definirne le prestazioni, che ne consideri non solo la spaziatura s^+ , ma anche la forma. Questo nuovo parametro è definito nel seguente modo:

$$l_g^+ = (A_g^+)^{\frac{1}{2}} \quad (1.71)$$

La quantità A_g^+ rappresenta la cosiddetta *groove area* e non è altro che l'area delimitata da due scanature consecutive riscalata con la quantità l_τ elevata al quadrato, come in figura 1.14:

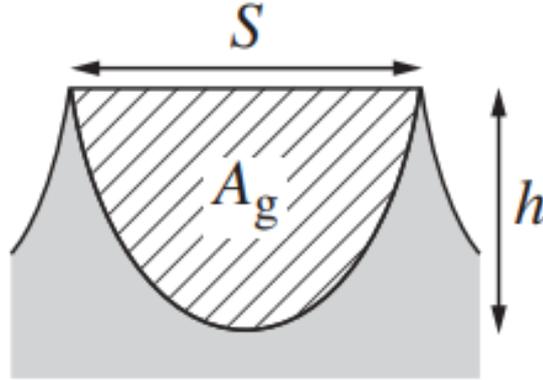


Figura 1.14: Schematizzazione della riblet in sezione; tratto da [24].

In figura 1.15 appare immediata la differenza nell'utilizzo di s^+ e l_g^+ come variabile indipendente; infatti, scegliendo la seconda, le curve ottenute per diverse forme di riblets si compattano molto meglio le une sulle altre. I valori di s_{opt}^+ , per le varie curve, hanno una dispersione di circa il 40%, mentre per $l_{g\ opt}^+$ scende a circa il 10% [24].

La zona del *viscous regime*, in particolare, è quella in cui avviene il maggior compattoamento delle curve; infatti, con buona approssimazione, vale la seguente relazione [24]:

$$DR_{max} = 0.83m_l l_{g\ opt}^+ \quad (1.72)$$

Con $l_{g\ opt}^+ = 10.7$, valore che per riblets convenzionali risulta abbastanza accurato. Il parametro m_l rappresenta la pendenza di DR nella regione viscosa ed è così definito:

$$m_l = - \left. \frac{\partial \left(\frac{\Delta\tau}{\tau_0} \right)}{\partial l_g^+} \right|_{l_g^+ = 0} \quad (1.73)$$

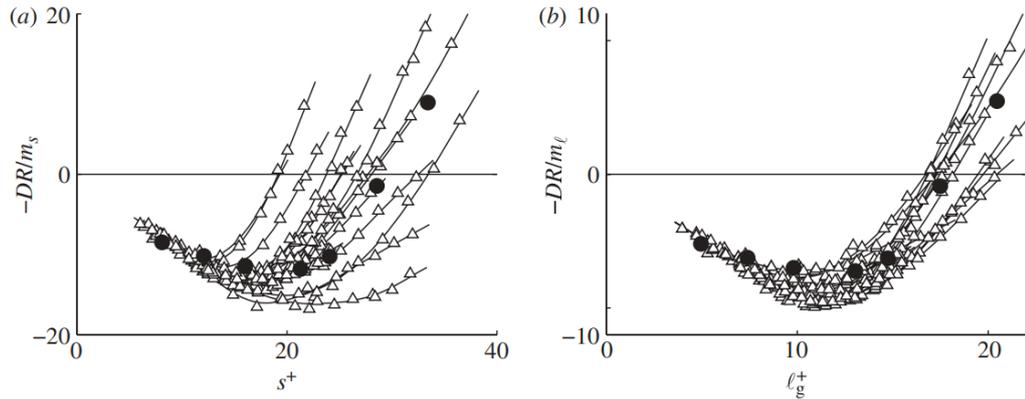


Figura 1.15: Andamenti della *drag reduction* in funzione di s^+ (a) e in funzione di ℓ_g^+ (b); i triangoli bianchi sono tratti dal lavoro di Bechert *et al.* [17] e i pallini neri da García-Mayoral & Jiménez [23] ; tratto da [24].

1.4.2 Fenomenologia dello strato limite manipolato con riblets

Sebbene siano stati fatti molti sforzi per comprendere il comportamento dello strato limite su superfici riblettate, risulta ancora non chiarissimo il meccanismo attraverso il quale si genera riduzione di resistenza nella regione viscosa; ad esempio Bechert *et al.* [25] suggeriscono come un ruolo fondamentale, in questo senso, possa essere svolto dalla componente di velocità *crossflow* del flusso: in uno strato limite turbolento le variabili fluidodinamiche fluttuano istante per istante attorno a un valor medio. Ciò vale anche per le *streamlines* che, sebbene in media siano parallele alla direzione del flusso a monte, non lo sono affatto istantaneamente. Nella caoticità dello strato limite turbolento, soprattutto vicino a parete, sono presenti getti di fluido ad alta velocità diretti verso la superficie (che causano un aumento della pressione) e getti a bassa velocità che si allontanano da essa (che causano una diminuzione di pressione). La presenza di questi fenomeni provoca un aumento dello sforzo d'attrito in quanto il fluido che si muove verso la parete decelera man mano che ci si avvicina. Questi eventi sono fortemente accentuati dal fatto che è presente scambio di quantità di moto in direzione *spanwise*; da quest'ultima considerazione risulta chiaro che, per limitare lo sforzo d'attrito, occorre contrastare la tendenza del fluido a muoversi in direzione *spanwise*.

Il principio per cui una superficie riblettata può ridurre lo sforzo d'attrito deriva proprio dal fatto che le scanature riducono le fluttuazioni w' della velocità limitando lo scambio di quantità di moto lungo z , dove x rappresenta la direzione del flusso a monte e y quella perpendicolare alla parete. Altro elemento cruciale,

sempre secondo Bechert *et al.* è da ricercare nella cosiddetta altezza di protrusione; infatti, come si può osservare in figura 1.16, h_l rappresenta la distanza tra il *tip* delle creste delle riblets e l'origine virtuale dello strato limite del flusso longitudinale, posta a una certa distanza dal fondo delle riblets; h_c , invece, vale per il flusso in direzione *spanwise*, quindi il *crossflow*:

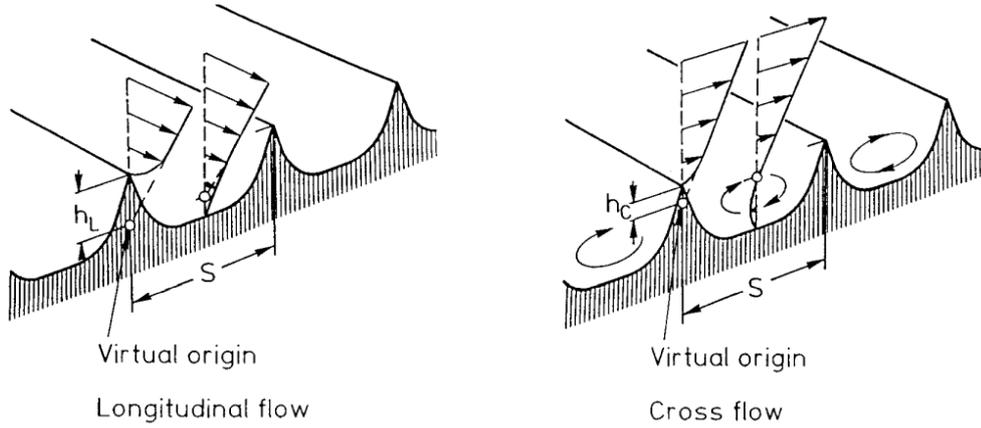


Figura 1.16: Visualizzazione schematica dell'altezza di protrusione, sia quella del flusso longitudinale (sulla sinistra), sia quella del *crossflow* (sulla destra); tratto da [22].

Per definizione si ha che $\Delta h = h_l - h_c$; più aumenta il divario tra h_l e h_c più il moto in direzione *crossflow* sarà ostacolato e quindi maggiore sarà la drag reduction. Luchini, Manzo & Pozzi [26] hanno dimostrato che si può raggiungere un valore massimo di Δh pari a $0.132s$, per le cosiddette *blade riblets*, ovvero con scanature molto alte e sottili. Per quanto riguarda la rottura del *viscous regime* e il progressivo aumento di resistenza sono state proposte diverse interpretazioni; ad esempio Choi *et al.* [18] hanno suggerito che potesse essere provocato da vortici *streamwise* che, a causa del progressivo aumento dello spazio tra una cresta e l'altra ($s^+ > 20$), riescono a penetrare nella *groove area* e quindi innalzare lo sforzo d'attrito; Suzuki & Kasagi [27] hanno proposto invece che l'aumento di resistenza possa essere dovuto alla comparsa di componenti in direzione *crossflow* di velocità, dette velocità secondarie; altri autori ancora, come García-Mayoral & Jiménez [23] attribuiscono l'instaurazione del *k-roughness regime* alla comparsa di vortici *spanwise* (a un'altezza da parete non superiore a $y^+ = 30$), associati a un'instabilità di tipo Kelvin-Helmoltz.

1.4.3 Profili di velocità media e di turbolenza

Quantitativamente è possibile osservare gli effetti della manipolazione dello strato limite ad opera delle riblets analizzando i profili di velocità media e di intensità della turbolenza, riscalate in maniera opportuna. In figura 1.17 sono rappresentati diversi profili di velocità medie, ottenuti con anemometria a filo caldo, dal lavoro di Choi (1987) [28]; sono stati elaborati complessivamente sei profili di velocità a diverse posizioni *spanwise*, a un numero di *Reynolds* basato sullo spessore della quantità di moto Re_θ pari a 4600. Tutti i profili presentano una zona logaritmica che si estende per almeno una decade ($30 < y^+ < 400$) e la legge utilizzata per interpolare i profili vale, per superficie liscia e riblettata, rispettivamente:

$$\frac{u}{u_\tau} = 5.5 \log\left(\frac{yu_\tau}{l_\tau}\right) + 5.45 \quad (1.74)$$

$$\frac{u}{u_\tau} = 5.5 \log\left(\frac{yu_\tau}{l_\tau}\right) + 6.89 \quad (1.75)$$

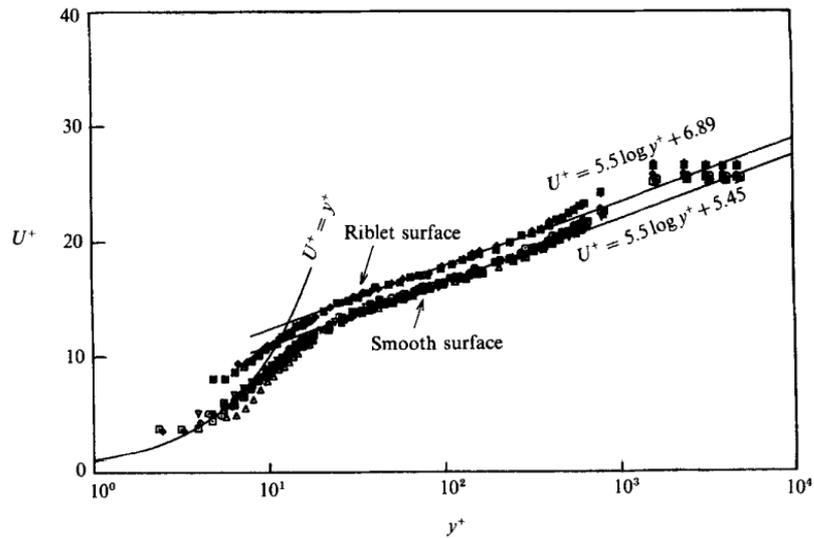


Figura 1.17: Profili di velocità medie scalati con variabili di parete in strato limite turbolento su superfici lisce e riblettate (scala logaritmica); tratto da [28].

Come si nota dal grafico in figura i profili presentano, sia per parete liscia che per riblettata, la stessa pendenza nella zona logaritmica ma un diverso intercetto delle rette. Il profilo su riblet, infatti, mostra un intercetto maggiore, che si traduce in uno spostamento verso l'alto della retta. Questo *shifting* verso l'alto si può spiegare con l'ispessimento del sottostrato viscoso, provocato a sua volta da un aggiustamento nel bilancio tra produzione di energia cinetica turbolenta e

dissipazione viscosa; le riblets infatti, in condizioni di *drag reduction*, presentano una riduzione di energia associata alle fluttuazioni turbolente. Questa peculiarità risulta evidente in figura 1.18, in cui vengono mostrati gli andamenti di intensità turbolenta in funzione dell'altezza da parete y^+ :

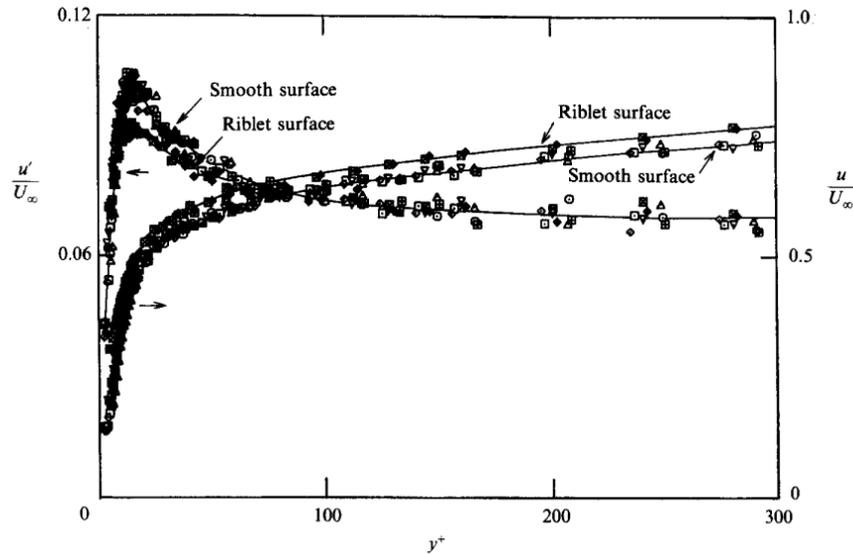


Figura 1.18: Intensità turbolenta e velocità media scalate con velocità all'esterno della strato limite in funzione di y^+ (scala lineare); tratto da [28].

Dai dati sperimentali è stato ricavato un picco di $\frac{u'}{U_\infty} = 0.104$ a $y^+ = 18$ per la superficie liscia, mentre per quella riblettata si è ottenuto un picco di $\frac{u'}{U_\infty} = 0.0934$ a $y^+ = 19$.

1.4.4 Riblets sinusoidali

La complessità geometrica di una superficie riblettata non si esaurisce semplicemente con la sua forma trasversale, ma può assumere anche caratteristiche tridimensionali; è il caso delle riblet sinusoidali che, a differenza di quelle longitudinali, presentano un andamento sinusoidale delle scanature. L'introduzione di una simile caratteristica permette di introdurre una componente di velocità in direzione *spanwise* oscillante. A differenza della simile tecnica attiva che prevede di muovere la superficie per instaurare delle velocità trasversali, questo tipo di riblet impone al flusso questa componente di velocità semplicemente grazie alla sua forma. In figura 1.19 è possibile osservare una schematizzazione di riblet sinusoidale; per definirne la geometria univocamente è necessario introdurre diversi parametri, come la lunghezza

d'onda delle scanalature λ e la massima ampiezza della sinusoide a :

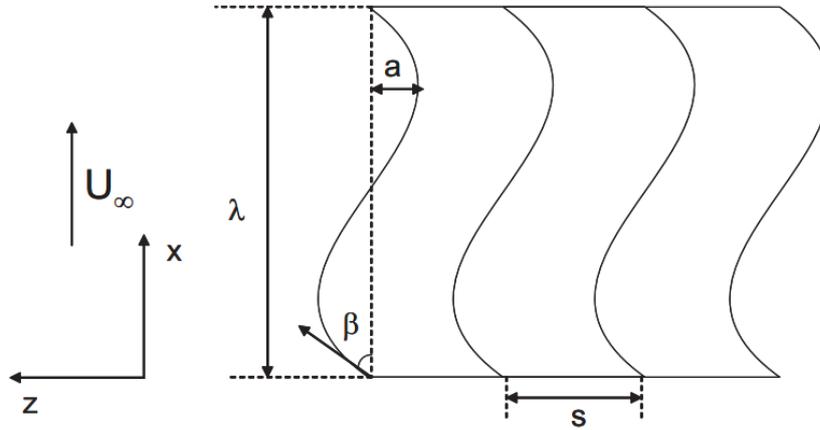


Figura 1.19: Rappresentazione schematica di una riblet sinusoidale; tratto da [29].

Il lavoro di Peet & Sagaut [29] ha permesso di comprendere meglio il campo di moto che si sviluppa su riblets sinusoidali, con la conclusione che esse modificano il flusso in direzione *crossflow* vicino a parete, che è forzato a seguire la curvatura delle scanalature; come conseguenza di ciò risulta una riduzione delle fluttuazioni turbolente in tale direzione, che porta ad una maggiore *drag reduction* (fino al 7.4% per riblet sinusoidali rispetto al 5.4% per riblet longitudinali). Un altro importante lavoro in merito alle riblets sinusoidali, da cui parte questo lavoro di tesi, è stato condotto da Cafiero & Iuso (2022) [30]. Questo studio ha evidenziato come due tipi di riblets sinusoidali, di cui saranno specificate le caratteristiche in seguito, abbiano fornito migliori prestazioni in termini di *drag reduction* rispetto a una riblet longitudinale; nello specifico si è misurata una riduzione massima del 10% circa per le riblets sinusoidali e dell'8% per quella longitudinale, a parità di condizioni.

Capitolo 2

Apparato sperimentale

Le misurazioni sono state eseguite al Politecnico di Torino, nel Laboratorio di Aeronautica M. Panetti. La galleria del vento utilizzata, a circuito aperto, presenta un rapporto di contrazione del convergente pari a 12, una *test section* di lunghezza pari a 5300 mm e sezione 500 mm × 700 mm; la camera di prova presenta, inoltre, un angolo di divergenza pari a 0.5°, per compensare la riduzione di portata generata dalla presenza dello strato limite e garantire, quindi, un gradiente di pressione nullo. La camera di tranquillizzazione presenta un *honeycomb* e una griglia per ridurre al minimo la turbolenza del flusso, che può raggiungere una velocità massima di 30 m/s. All'interno della camera di prova, nello specifico a metà di essa, è stata posta una lastra piana che la attraversa da parte a parte, in maniera tale che il flusso d'aria scorra solo sulla faccia superiore della lastra stessa; così facendo, al di sotto, è possibile inserire la strumentazione necessaria atta a montare la placchetta di interesse, che poggia su un supporto in grado di poterla alzare o abbassare per allinearla al resto della lastra; infatti la lastra piana presenta uno spazio mancante di forma quadrata e di dimensioni 260 mm × 260 mm in cui è possibile inserire, di volta in volta, la placca che si vuole analizzare.



(a)



(b)

Figura 2.1: Galleria utilizzata per le misurazioni. [31]

All'inizio della lastra sono stati posizionati degli *strip* per forzare la transizione e avere uno strato limite turbolento e pienamente sviluppato in prossimità della regione investigata.

Sono state analizzate complessivamente tre tipi di placche, una liscia e due riblets sinusoidali; le placchette, in PMMA hanno forma quadrata e dimensioni $260\text{ mm} \times 260\text{ mm} \times 1\text{ mm}$.

In tabella 2.1 vengono presentate le caratteristiche principali delle riblets sinusoidali, le quali presentano una sezione a forma parabolica:

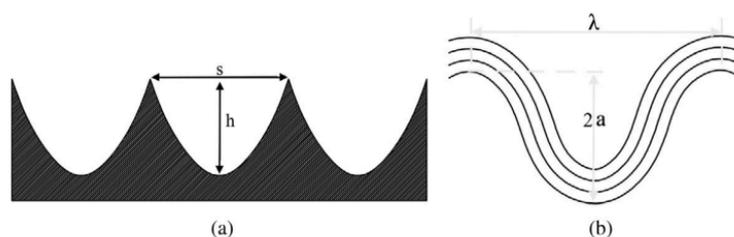


Figura 2.2: Particolare della *groove area* (a); schematizzazione di come si presenta la forma delle scanature di una generica riblet sinusoidale dall'alto (b); tratto da [30]

	<i>RS1</i>	<i>RS2</i>
s (mm)	0.30	0.30
h (mm)	0.21	0.21
h/s	0.70	0.70
a (mm)	0.15	0.60
λ (mm)	19.2	19.2

Tabella 2.1: Caratteristiche geometriche delle riblets sinusoidali.

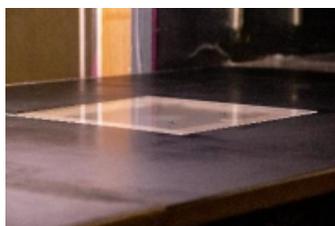


Figura 2.3: Dettaglio della placca quadrata montata di volta in volta per le misurazioni. [31]

Attraverso un inverter è stato possibile regolare la velocità del flusso U_∞ in ingresso alla camera di prova; per misurare tale velocità è stato utilizzato un tubo di Pitot posto all'ingresso della *test section* e collegato a un trasduttore di pressione Setra 239C, caratterizzato da un valore di fondo scala pari a 0.2 *psi* e un'accuratezza del 0.14% *FS*.

Sono state eseguite misurazioni considerando, complessivamente, cinque velocità diverse.

I dettagli delle condizioni analizzate sono forniti nella tabella 2.2:

U_∞ (m/s)	u_τ (mm)	Re_τ	Re_θ	l_τ (μ m)	H
5.18	0.23	374	1100	63.6	1.41
6.70	0.29	565	1600	52.4	1.39
10.78	0.43	816	2600	35.0	1.39
15.42	0.58	1086	3800	26.3	1.42
22.45	0.81	1580	5500	18.7	1.41

Tabella 2.2: Dettaglio dei parametri relativi alle sperimentazioni: velocità del flusso all'esterno dello strato limite U_∞ , velocità di attrito u_τ calcolata con la mappa di Clauser, numero di Reynolds Re_τ basato sulla velocità di attrito, numero di Reynolds Re_θ basato sullo spessore della quantità di moto, lunghezza di attrito l_τ e parametro di forma H . Per quanto riguarda la prima velocità i valori si riferiscono alla misurazione eseguita a 3,3 *cm* dall'inizio della placca RS2, mentre tutti gli altri al centro della placca liscia.

2.1 Anemometria a filo caldo

Per caratterizzare lo strato limite che si sviluppa a parete si è utilizzata la tecnica dell'anemometria a filo caldo, che ha il grande vantaggio di avere un'elevata risoluzione temporale, in grado di catturare la massima frequenza raggiungibile dalle strutture vorticosi presenti nello strato limite, anche nelle condizioni più gravose di numeri di Reynolds elevati.

2.1.1 Principio fisico di funzionamento

La tecnica di misurazione si basa sullo scambio termico che avviene tra un filo molto piccolo, di diametro di pochi micrometri, attraversato da corrente (molto caldo quindi) e il flusso d'aria che lo investe. Lo scambio termico è dovuto principalmente alla convezione forzata, in quanto sia la convezione naturale che l'irraggiamento risultano trascurabili. Considerando un filo di lunghezza l e diametro d tenuto

a temperatura T_w e raffreddato da un flusso d'aria a temperatura T_f il calore q ceduto dal filo nell'unità di tempo può essere scritto nel seguente modo:

$$q = h(\pi dl)(T_w - T_f) \quad (2.1)$$

Con h il coefficiente di scambio termico; all'equilibrio tale calore è bilanciato da quello prodotto dalla corrente che attraversa il filo, per effetto Joule; si può scrivere quindi:

$$h(\pi dl)(T_w - T_f) = R_w I^2 \quad (2.2)$$

Risulta conveniente esprimere h in funzione del numero di Nusselt Nu , con k_f la conducibilità termica del fluido:

$$Nu = \frac{hd}{k_f} \quad (2.3)$$

Dall'analisi dimensionale, se si considerano solo i fenomeni più importanti, si ottiene $Nu = f(Re, Pr)$, con Pr il numero di Prandtl. Adottando una relazione empirica proposta da Kramers si può scrivere:

$$Nu = 0.42Pr^{0.2} + 0.57Pr^{0.33} Re^{0.5} \quad (2.4)$$

Se si mette in relazione la temperatura del filo con la sua resistenza si può scrivere:

$$T_w - T_f = \frac{R_w - R_f}{bR_f} \quad (2.5)$$

Dove b rappresenta il coefficiente di resistività lineare del filo, in quanto si sono trascurati tutti gli altri termini, non lineari appunto. Sostituendo infine la 2.3 e la 2.4 nella 2.2 ed esplicitando la tensione E si giunge alla seguente relazione:

$$\frac{E^2}{R_w^2} \frac{R_w}{R_w - R_f} = A + B\sqrt{Re} \quad (2.6)$$

Dove in A e B sono stati inserite tutte le costanti; all'atto pratico si preferisce la seguente scrittura e i termini A , B ed n vengono determinati sperimentalmente:

$$\frac{E^2}{R_w^2} \frac{R_w}{R_w - R_f} = A + BU^n \quad (2.7)$$

2.1.2 Sistema a temperatura costante

Sono stati sviluppati nel corso del tempo due tipi di anemometria a filo caldo, a corrente costante e a temperatura costante; quest'ultimo è quello maggiormente utilizzato (anche in questo lavoro di tesi) in quanto garantisce una risposta in frequenza del sistema molto più elevata rispetto al sistema a corrente costante, e quindi si presta maggiormente a studi di flussi turbolenti. Riprendendo l'equazione 2.7, se la temperatura del fluido resta costante, si ha che T_w , e quindi R_w resta anch'essa costante; di conseguenza la relazione diventa:

$$E^2 = A + BU^n \quad (2.8)$$

Questa equazione, ovvero la *legge di King*, non è altro che la derivazione fisica del principio di funzionamento di tale sistema;

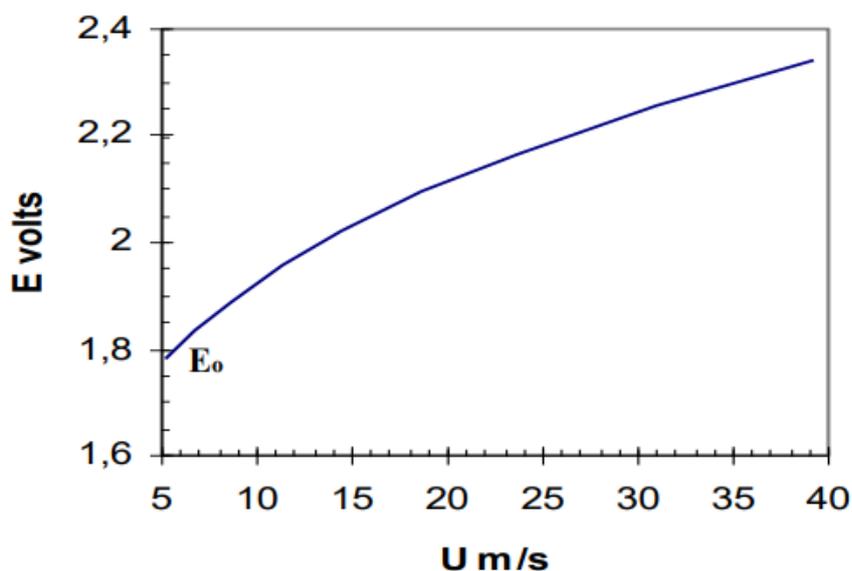


Figura 2.4: Andamento qualitativo della legge di King. [31]

In figura 2.5 è rappresentato lo schema elettrico di un sistema a temperatura costante, con il filo caldo che rappresenta una di quattro resistenza facente parte di un ponte di *Wheatstone*. Tale ponte è costituito da due resistenza fisse (R_1 e R_2) e una resistenza variabile R_3 regolabile dall'esterno. Si regola R_3 per fare in modo che $R_2 R_w = R_1 R_3$ in maniera tale da ottenere una e_{AB} (tensione sulla diagonale del ponte) nulla. Così facendo il ponte risulta essere bilanciato. Da questa condizione successivamente, ogni volta che la velocità del flusso che investe il filo aumenterà di un certo ΔU , ad esempio, quest'ultimo verrà raffreddato e la sua resistenza R_w diminuirà, sbilanciando il ponte e generando quindi una tensione e_{AB} non nulla. Tale tensione, in ingresso a un servoamplificatore, provocherà una variazione ΔI della corrente, la quale farà scaldare il filo fino a riottenere la temperatura T_w ; ecco perchè il sistema viene detto a temperatura costante.

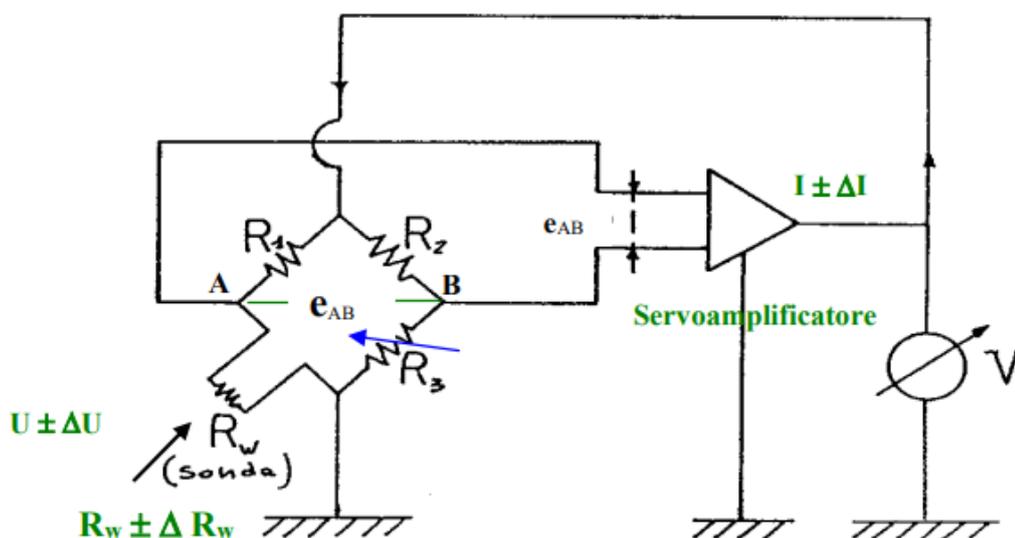


Figura 2.5: Schema elettrico del sistema a temperatura costante. [31]

Per la caratterizzazione dei profili di velocità, è stata utilizzata una sonda singola Dantec 55P15 per la misurazione di una sola componente di velocità (quella in direzione *streamwise*). La sonda è alimentata da un modulo Dantec DISA a temperatura costante (CTA), e ha operato con un rapporto di *overheat* pari a 0.8; prima di ogni misurazione è stato eseguito il bilanciamento del ponte e la calibrazione del filo. La sonda, di lunghezza 1.25 mm e diametro 5 μm , è costituita da una resistenza in tungsteno platinato e presenta, a una temperatura di 20°C, una resistenza di 3.5 Ω .

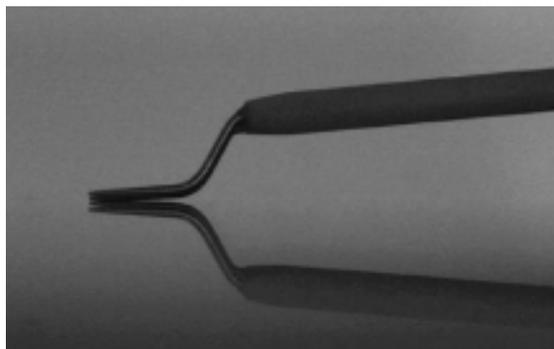


Figura 2.6: Dettaglio della sonda utilizzata. [31]

2.2 Acquisizione dati grezzi

La caratterizzazione di ciascun profilo (costituito da circa 30 punti) è stata eseguita avvicinando dapprima la sonda quanto più vicino possibile a parete e poi movimentandola verso l'alto tramite l'uso di un sistema vite madrevite comandato da un motore passo passo fin oltre lo strato limite. Ciascun punto di misurazione è caratterizzato da un tempo di acquisizione t_a pari a 60s e una frequenza di campionamento f_s di 25.6KHz; viene misurato un numero complessivo di 1536000 di dati circa, garantendo che l'intervallo di acquisizione scalato con le variabili di parete Δt^+ risulti minore di 3 e assicurando quindi un'adeguata risoluzione temporale del segnale [32]; I dati acquisiti rappresentano segnali di tensione i quali, tramite la curva di taratura determinata in fase di calibrazione, potranno essere convertiti in velocità. Per l'acquisizione è stato utilizzato un sistema National Instruments NI-9215 a 16 bit. A seguire la tabella con le caratteristiche dell'*hot wire* alle varie condizioni di misurazione:

Re_θ	l^+	d^+	Δt^+
1100	20	0.08	0.15
1600	24	0.1	0.22
2600	36	0.14	0.48
3800	48	0.19	0.86
5500	67	0.27	1.68

Tabella 2.3: Dettaglio dei parametri relativi al filo caldo.

Capitolo 3

Riduzione dati

3.1 Calibrazione

L'anemometria a filo caldo non è una tecnica assoluta; prima di ogni misurazione, quindi, necessita di una calibrazione che permetta di costruire una curva di taratura. Tale curva permette di stabilire una relazione tra la tensione acquisita e la velocità del flusso che, istante per istante, investe il filo. Sperimentalmente questa fase consiste nel posizionare la sonda fuori dallo strato limite e acquisire un numero adeguato di misurazioni, corrispondenti a diverse velocità in galleria del vento. Con il tubo di Pitot posizionato all'inizio della camera di prova si può misurare le velocità in galleria di volta in volta; in tal modo, per ogni punto di misurazione, si ottiene la velocità e la relativa tensione misurata dal filo caldo. Ogni calibrazione è stata ottenuta misurando dieci punti diversi, corrispondenti a velocità in galleria da flusso fermo a 23 m/s circa. Servendosi della legge di King, è possibile ricavare i parametri A , B e n interpolando tali punti; all'atto pratico risulta però più conveniente un *fitting* polinomiale, nello specifico di quarto grado per quanto riguarda questo lavoro. A seguire una curva di taratura di una delle misurazioni eseguite:

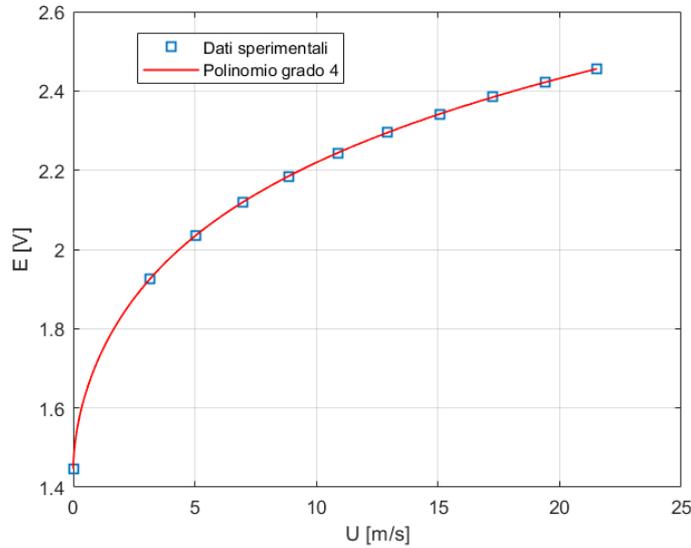


Figura 3.1: Curva di taratura; a basse velocità si ha una maggiore sensibilità (dE/dU elevata) ma diminuisce man mano che la velocità aumenta.

3.2 Post processing

La curva di taratura ricavata in fase di calibrazione ha permesso, quindi, per ogni misurazione, di risalire alla velocità in ogni punto, conoscendo la tensione. Nello specifico, il polinomio di quarto grado utilizzato per l'interpolazione dei punti sperimentali è della forma:

$$U = a + bE + cE^2 + dE^3 + eE^4 \quad (3.1)$$

La calibrazione permette di ottenere i valori dei coefficienti a , b , c , d ed e . Ogni profilo di velocità è costituito da circa 30 punti, ed ognuno di questi da circa 1500000 di misure di tensione e quindi di velocità. Un numero così alto di dati, in un intervallo di tempo di acquisizione abbastanza lungo, permette un approccio al problema di tipo statistico, che risulta doveroso nello studio di flussi turbolenti. Dalle misure di velocità si è potuto risalire, quindi, ai valori medi e ai momenti di ordine secondo, terzo e quarto.

Per poter riscalarne i profili con le variabili di parete, e sfruttare quindi la similarità, occorre ricavare lo sforzo d'attrito a parete in forma adimensionale, ovvero il coefficiente d'attrito:

$$C_f = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2} \quad (3.2)$$

Il C_f è stato ricavato in maniera indiretta, attraverso il profilo di velocità, con il metodo di Clauser. Tale metodologia, applicabile in caso di strato limite turbolento, sfrutta la legge logaritmica di velocità, con $k = 0.41$ e $C = 5.2$:

$$\frac{u}{u_\tau} = \frac{1}{k} \log\left(\frac{y}{l_\tau}\right) + C \quad (3.3)$$

Rimaneggiando tale scrittura, sostituendo la definizione di u_τ e l_τ , e moltiplicando e dividendo per U_e si ottiene:

$$\frac{u}{U_e} = \sqrt{\frac{cf}{2}} \left[\frac{1}{k} \log\left(\frac{yU_e}{\nu} \sqrt{\frac{cf}{2}}\right) + C \right] \quad (3.4)$$

Se si diagramma in scala semilogaritmica la 3.4, con C_f come parametro, si ottengono diverse rette la cui pendenza sarà proporzionale al valore del C_f . Il profilo di velocità ottenuto sperimentalmente e scalato con U_e andrà a posizionarsi su una di queste rette. Il coefficiente d'attrito che compete alla retta sulla quale va a sovrapporsi il profilo di velocità è quello cercato.

Una volta ottenuto il C_f si può ricavare la velocità di attrito u_τ e la lunghezza di attrito l_τ .

3.3 Adattamento dello strato limite

Per stabilire se un profilo di velocità appartiene a uno strato limite turbolento adattato e quindi canonico si può studiare l'andamento di quantità come il parametro di forma H o il coefficiente di attrito C_f . Secondo Chauhan *et al.* [33], ad esempio, il parametro di forma può rappresentare un buon indicatore per l'adattamento in quanto risulta particolarmente sensibile a perturbazioni a monte. Una legge per l'andamento di H , ottenuta con *fitting* su dati sperimentali di profili di velocità in un ampio *range* di Re_θ (tra 450 e 125000) è stata ottenuta da Monkewitz, Chauhan & Nagib [34] ed è la seguente:

$$H = 1 + \frac{kI_{ww}}{\ln Re_\theta} + \frac{k^2 I_{ww}(I_{ww} - C)}{\ln^2(Re_\theta)} + \frac{k^2 I_{ww}(kI_{ww}^2 - I_{ww} - 2kI_{ww}C + kC^2)}{\ln^3(Re_\theta)} \quad (3.5)$$

Con $k = 0.384$, $I_{ww} = 7.11$ e $C = 3.3$.

Per quanto riguarda invece il coefficiente di attrito una possibile legge è quella proposta da Coles:

$$C_f = 2 \left[\frac{1}{k} \ln(Re_\theta) + C' \right] \quad (3.6)$$

Con $C' = 4.127$.

In questo lavoro, tuttavia, non verranno utilizzate queste relazioni per stabilire l'eventuale adattamento dello strato limite, in quanto sarebbe necessario calcolare delle quantità integrali la cui computazione richiederebbe, ad esempio, una corretta determinazione della reale distanza da parete del filo all'inizio di ogni misurazione, facilmente soggetta ad errori di misura [35]. Il metodo utilizzato, il cosiddetto *diagnostic plot*, è stato suggerito per la prima volta da Alfredsson & Örlü (2010) [36] e consiste nel graficare i valori RMS delle fluttuazioni di velocità u' , in funzione delle corrispondenti velocità medie U , entrambe scalate con la velocità a monte U_∞ . Riscalando i profili di turbolenza in questo modo si è visto che presentano un comportamento universale vicino a parete e nella zona esterna dello strato limite, al contrario della regione attorno al picco, che mostra un chiaro effetto *Reynolds*, come in figura 3.2:

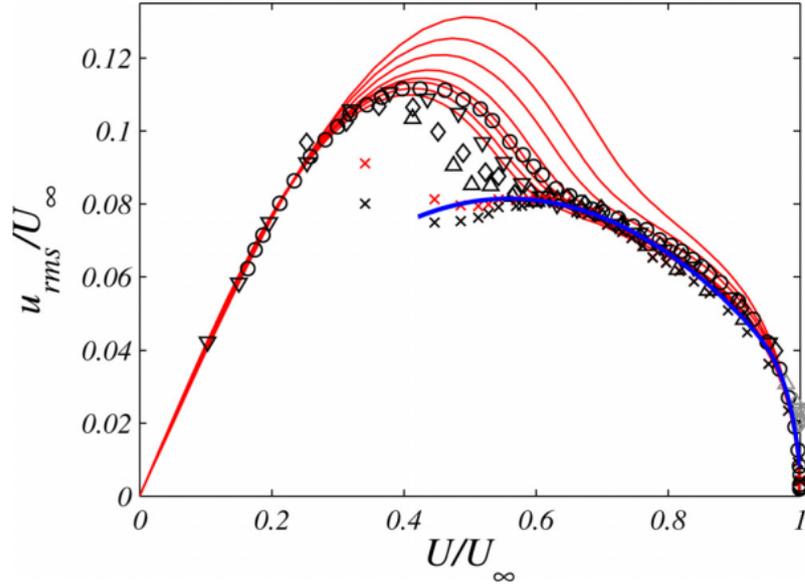


Figura 3.2: *Diagnostic plot* con andamento di u_{rms}/U_∞ in funzione di U/U_∞ ; le linee rosse rappresentano dati da DNS per $Re_\tau = 250 - 1300$; \circ : $Re_\tau = 850$ da misure con filo caldo, ∇ : $Re_\tau = 1700$, \diamond : $Re_\tau = 4200$, \triangle : $Re_\tau = 9500$, da misure LDV, \times : $Re_\tau = 18000$, da misure con filo caldo; le crocette rosse rappresentano i dati corretti per effetto della risoluzione spaziale del filo e i simboli grigi sono stati scartati perchè affetti da rumore di fondo; la linea blu è stata ottenuta tramite un *fitting* dei dati; tratto da [37].

Sempre secondo Alfredsson *et al.* i profili di turbolenza presentano un andamento lineare nella regione esterna dello strato limite, nello specifico per $0.7 \leq U/U_\infty \leq 0.9$, rappresentabile nel seguente modo:

$$\frac{u_{rms}}{U} = \alpha - \beta \frac{U}{U_\infty} \quad (3.7)$$

con α e β ricavabili tramite interpolazione dei dati ottenuti;

Per dimostrare l'importanza del *diagnostic plot* e la sua applicabilità Vila *et al.* [38] hanno condotto una serie di campagne sperimentali, studiando il comportamento di strati limite con diverse condizioni a monte e a diversi valori di Re_θ . In figura 3.3 sono stati diagrammati diversi profili di velocità, sotto forma di *diagnostic plot*, mentre in figura 3.4 viene mostrato l'andamento del C_f e di H , al variare del Re_θ . Analizzando le due figure risulta che i profili che seguono l'andamento proposto in 3.7 sono anche consistenti con gli andamenti del coefficiente di attrito e del parametro di forma:

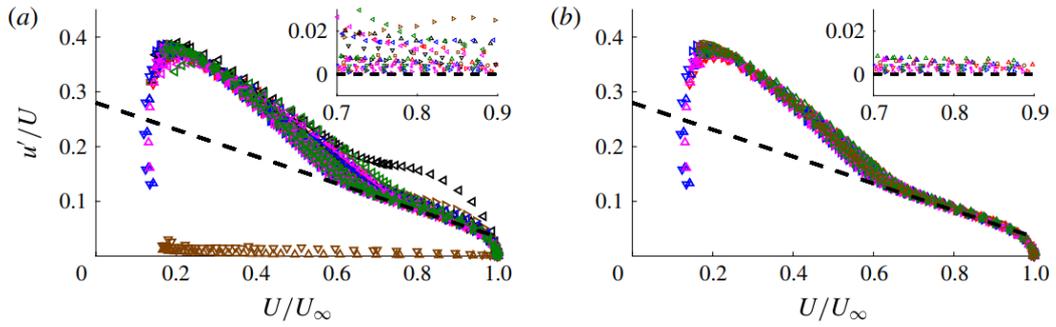


Figura 3.3: *Diagnostic plot* per tutti i profili di velocità misurati da Vila *et al.* (a) e solo quelli che seguono 3.7 (b). La linea tratteggiata rappresenta proprio la 3.7 con $\alpha = 0.280$ e $\beta = 0.245$; tratto da [38].

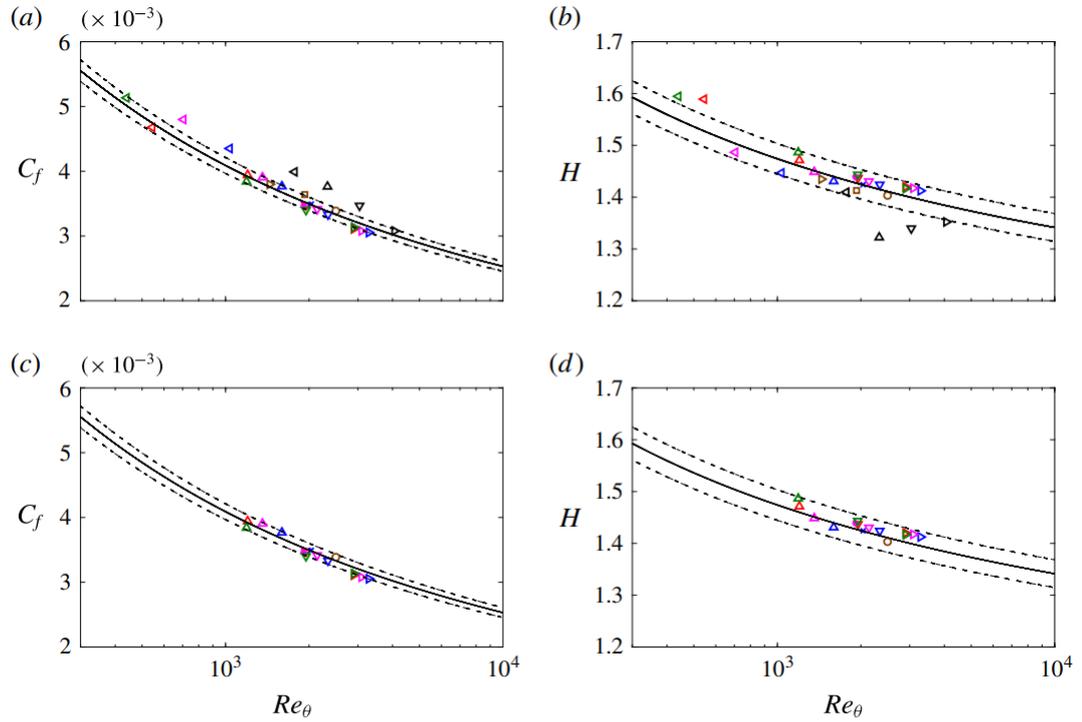


Figura 3.4: Andamento di C_f e H in funzione di Re_θ per tutti i profili misurati (a,b) e per i soli profili che passano la prova del *diagnostic plot* (c,d); le linee continue rappresentano gli andamenti proposti in 3.5 e 3.6 per H e C_f rispettivamente, mentre le linee tratteggiate indicano una deviazione di $\pm 3\%$ per il C_f e di $\pm 2\%$ per H ; tratto da [38].

Servendosi successivamente di *set* di misurazioni a numeri di *Reynolds* più alti forniti da altri autori, è stato possibile, tramite un *fitting* dei dati, determinare l'andamento dei coefficienti α e β in funzione del Re_θ :

$$\alpha = 0.280 + 20/Re_\theta \quad (3.8)$$

$$\beta = 0.245 + 17.5/Re_\theta \quad (3.9)$$

In figura 3.5 sono stati rappresentati proprio tali andamenti, considerando sia dati numerici che sperimentali; i profili che seguono il *diagnostic plot* sono quelli i cui valori di α e β corrispondenti non si discostano di più del $\pm 5\%$ dai valori previsti da 3.8 e 3.9. Un altro parametro di interesse è il rapporto β/α il quale, per tali profili, si attesta attorno al valore di 0.876 (al quale tutti i profili adattati tendono asintoticamente):

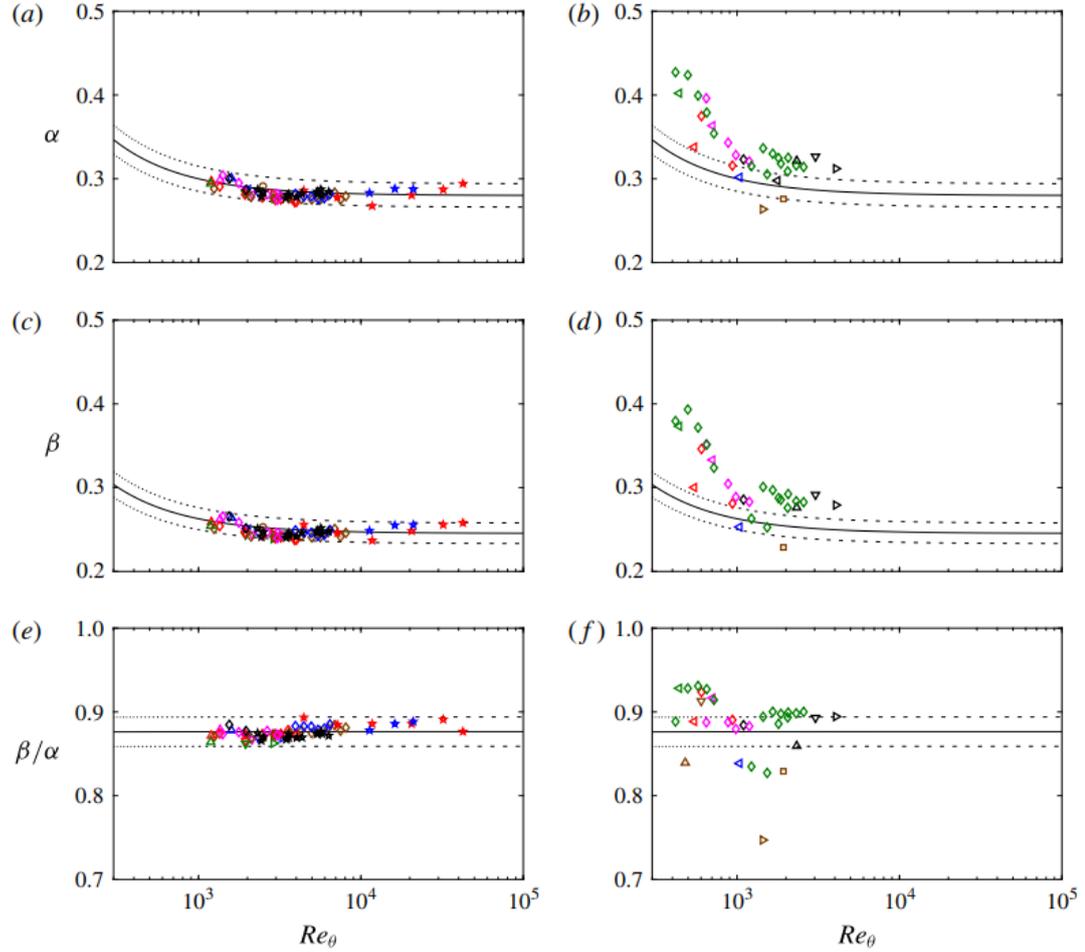


Figura 3.5: Andamenti di α , β e β/α in funzione di Re_θ ; i profili che seguono il *diagnostic plot* sono rappresentati in a, c ed e, mentre quelli che non lo seguono in b, d ed f; oltre ai dati sperimentali e numerici (\diamond) analizzati da Vila *et al.* sono stati aggiunti i seguenti *set* di dati: Bailey *et al.* [39] (stella blu); Örlü & Schlatter [40] (stella nera); Vincenti *et al.* [41] (stella rossa); le linee dritte rappresentano i *fitting* ottenuti per α e β e il valore di 0.876 per β/α , mentre le linee tratteggiate indicano una deviazione del $\pm 5\%$ rispetto a 3.8 e 3.9 per α e β e del $\pm 2\%$ rispetto a 0.876 per β/α ; tratto da [38].

Capitolo 4

Risultati

A seguire verranno illustrati i risultati ottenuti per tutti i tipi di lamine utilizzate; inizialmente saranno mostrati i profili di velocità su lamina liscia, come validazione dell'apparato sperimentale e successivamente quelli sulle lamine riblettate. L'analisi dei risultati si concentrerà principalmente sui profili di velocità media, di varianza e sul *diagnostic plot*, per mettere in luce le condizioni di adattamento.

4.1 Lamina liscia

Per quanto riguarda la lamina liscia, le misurazioni effettuate hanno coinvolto un intervallo di Re_θ compreso tra 1600 e 3600 circa; Le misurazioni sono state effettuate a due diverse coordinate in direzione longitudinale (vedasi la figura 4.1), x_1 e x_2 di valori 6.6 cm e 13.2 cm, rispettivamente a un quarto e al centro della lamina, proprio per poter investigare l'effetto della porzione di parete manipolata in direzione del flusso:

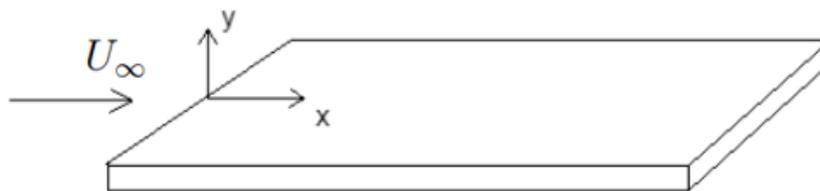


Figura 4.1: Schematizzazione della lamina investigata; figura non in scala.

Per ogni x sono state eseguite tre prove a tre velocità in galleria diverse. I primi risultati a essere analizzati sono i profili di velocità media dello strato limite, ottenuti scalandoli con la propria velocità d'attrito $u_\tau = U_\infty \sqrt{C_f/2}$. In figura 4.2 sono rappresentati gli andamenti di velocità u^+ in funzione di y^+ ; risulta evidente la compattazione dei profili, sebbene siano stati misurati a posizioni diverse; il caso *a* ($Re_\theta = 1600$) presenta una leggera divergenza tra i profili all'inizio della regione logaritmica, probabilmente dovuto al fatto che, essendo a un Re_θ basso, potrebbe risentire maggiormente di disturbi a monte, come ad esempio il *gap* tra la lastra fissa e la lamina.

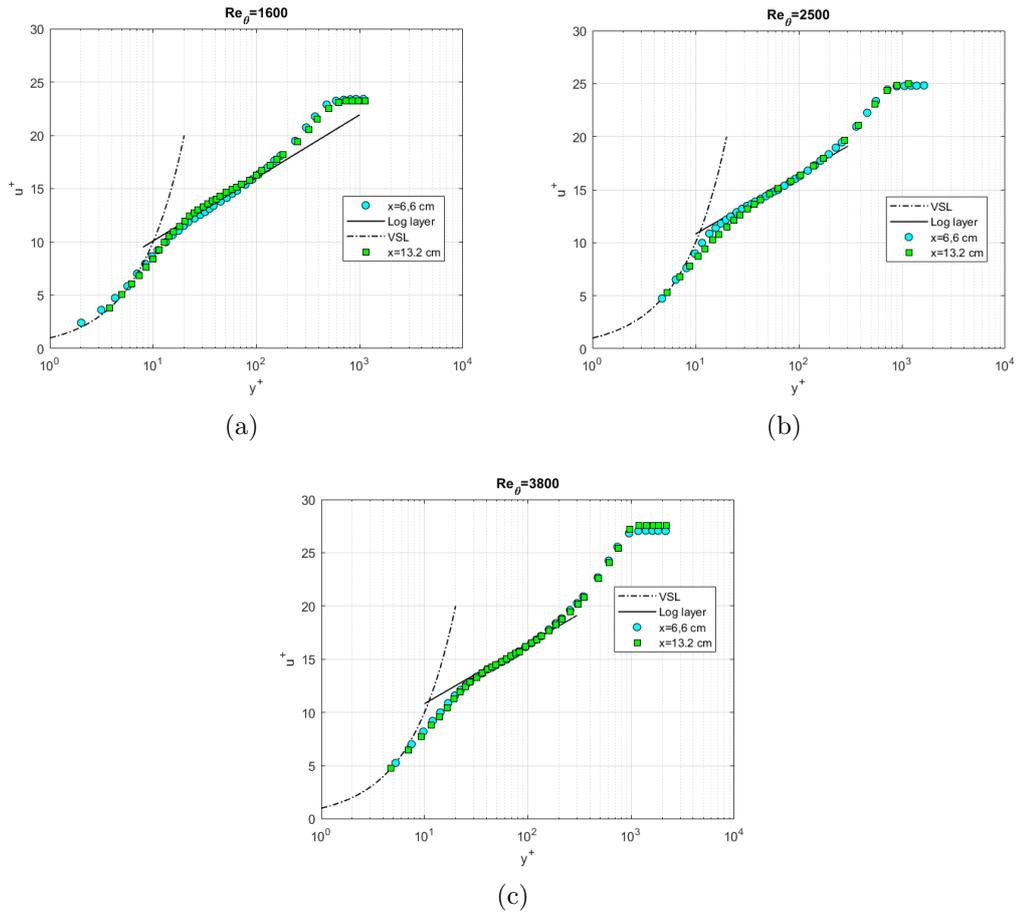


Figura 4.2: Profili di velocità media scalati con velocità di attrito u_τ in funzione della distanza da parete scalata con l_τ ; ciascun numero di Re_θ si riferisce alla misurazione effettuata al centro della lamina; VSL: $u^+ = y^+$; Log layer: $1/k \log y^+ + C$ con $k = 0.41$ e $C = 5.2$.

Per quanto riguarda l'analisi della turbolenza, in figura 4.4 sono stati diagrammati i profili di varianza riscaltati con le variabili di parete; il caso c ($Re_\theta = 3800$) sembra essere quello meno influenzato in quanto i profili si compattano bene l'uno sull'altro, mostrando un picco di varianza pari a 7 circa, nel buffer layer, per $y^+ \approx 13$; sia il caso a che il caso b , per x_1 , si discostano dai valori attesi, mostrando dei picchi decisamente troppo elevati e più vicini a parete. A seguire, in figura 4.3, sono proposti i risultati ottenuti da DeGraaff & Eaton [42] con LDA in un intervallo di Re_θ tra 1430 e 31000:

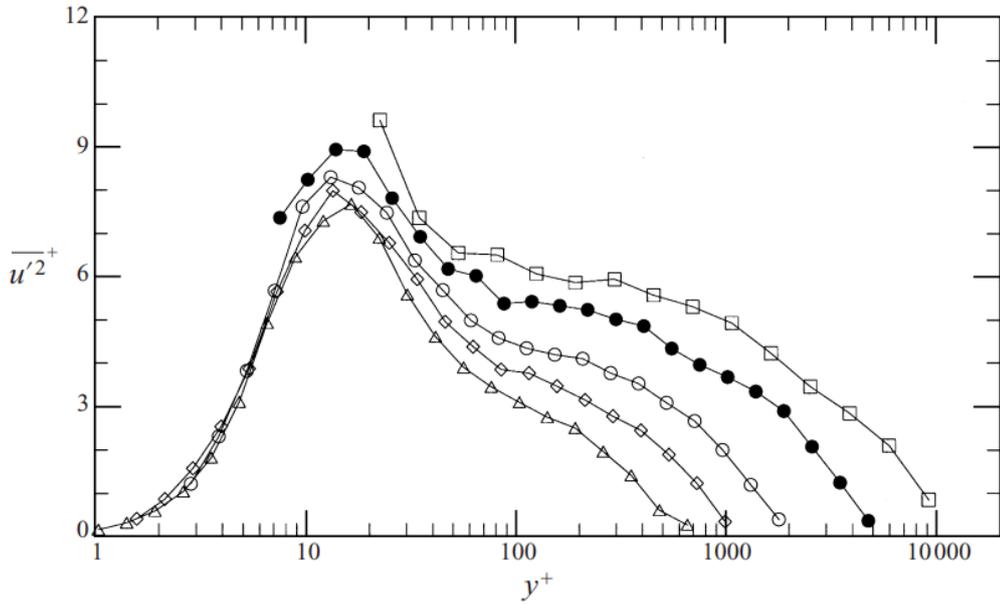


Figura 4.3: Profili di varianza scalati con u_τ^2 ottenuti tramite LDA; \triangle : $Re_\theta = 1430$, \diamond : $Re_\theta = 2900$, \circ : $Re_\theta = 5200$, \bullet : $Re_\theta = 13000$, \square : $Re_\theta = 31000$; tratto da [42].

In figura 4.4, al contrario, è possibile osservare che $\overline{u'^2}_{max}^+ \approx 14.62$, per x_1 per il caso a , mentre $\overline{u'^2}_{max}^+ \approx 8.15$, sempre alla stessa coordinata, per il caso b :

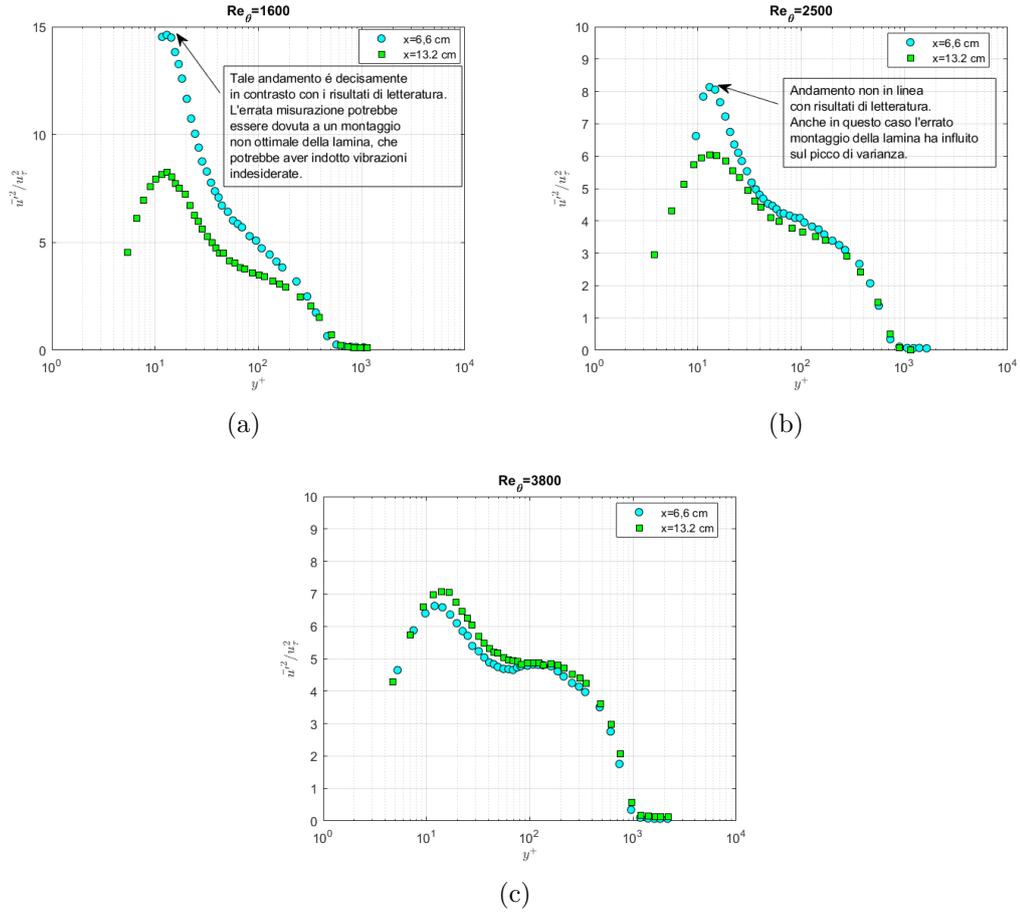


Figura 4.4: Profili di varianza scalati con la velocità di attrito u_τ^2 in funzione di y^+ .

L'anomalia in questi profili di varianza potrebbe essere dovuta al montaggio non ottimale della lamina la quale potrebbe essersi spostata durante la prova, oppure potrebbe essere stata soggetta a vibrazioni indesiderate. Confrontando i profili di varianza per x_2 , ai tre diversi numeri di Re_θ , si perviene alla figura 4.5, dalla quale si possono evincere i limiti dell'anemometria a filo caldo; il filo modula tutti quei segnali di lunghezza d'onda λ minore della sua lunghezza. All'aumentare del numero di *Reynolds* il filo, di lunghezza fissata, diventa sempre più grande rispetto alla lunghezza d'attrito l_τ ; di conseguenza i contributi energetici di tutte quelle scale di vortici più piccole della lunghezza del filo vengono filtrate. Il picco di varianza nel buffer layer (ad opera delle scale di vortici più piccole) viene quindi sottostimato.

L'attenuazione delle scale più piccole causata dalla risoluzione spaziale del filo può

portare alla comparsa di un altro picco esterno (la cui esistenza fisica è ancora dibattuta) che si osserva nel caso caratterizzato da $Re_\theta = 3800$ in figura 4.5. Un parametro fondamentale risulta la quantità $l^+ = l/l_\tau$, ovvero il rapporto tra la lunghezza del filo e la scala viscosa del fenomeno. Hutchins *et al.* [32] suggeriscono di tenere questo valore sotto 20 per ridurre al minimo l'attenuazione e allo stesso tempo tenere sopra 200 il valore l/d (rapporto tra lunghezza e diametro del filo), per mantenere valida l'ipotesi di filo infinitamente lungo. Dalla tabella 2.3 si può osservare che per nessuna misurazione è stato rispettato il requisito $l^+ < 20$, di conseguenza c'è da aspettarsi una modulazione del picco di varianza, sempre più marcata all'aumentare del numero di *Reynolds*.

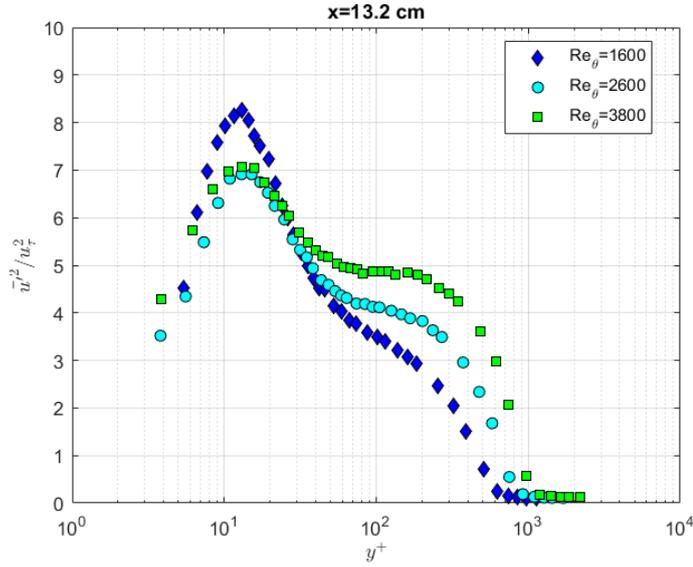


Figura 4.5: Profili di varianza scalati con u_τ^2 ; le misurazioni si riferiscono al centro della lamina.

Successivamente è stata resa più stabile la struttura adibita al supporto della lamina e sono state effettuate, al centro di essa, due misure di verifica, a $Re_\theta = 2500$ e $Re_\theta = 3600$, per stabilirne l'efficacia; in figura 4.6 ritroviamo i profili di varianza normalizzati con u_τ^2 . Si osserva l'andamento aspettato, con i valori di varianza nella zona esterna dello strato limite che crescono all'aumentare del Re_θ . Per quanto riguarda il picco, viene proposta la relazione ricavata da Hutchins *et al.* [32], tenendo conto di diversi dati ottenuti per Re_τ tra 300 e 30000:

$$\overline{u'^2}_{max} = A \log_{10}(Re_\tau) - Bl^+ - C \left(\frac{l^+}{Re_\theta} \right) + D \quad (4.1)$$

con A , B , C e D delle costanti ricavate tramite il *fitting* di tali dati. Questa relazione tiene conto simultaneamente degli effetti del numero di *Reynolds* e della lunghezza l^+ del filo; a parità di *Reynolds* della corrente a monte, infatti, utilizzando sonde con una lunghezza maggiore, verrebbe misurata un $\overline{u'^2}_{max}$ più bassa, risultato della peggior risoluzione spaziale della sonda. Confrontando, dunque, i picchi ottenuti dai due profili di verifica con la relazione 4.1 si ottengono dei riscontri decisamente migliori rispetto ai *set* di misurazioni precedenti. L'errore percentuale relativo, rispetto al valore atteso, infatti, risulta del 6% per $Re_\theta = 2500$ e del 10% per $Re_\theta = 3600$, contro gli errori di circa il 30% dei casi precedenti.

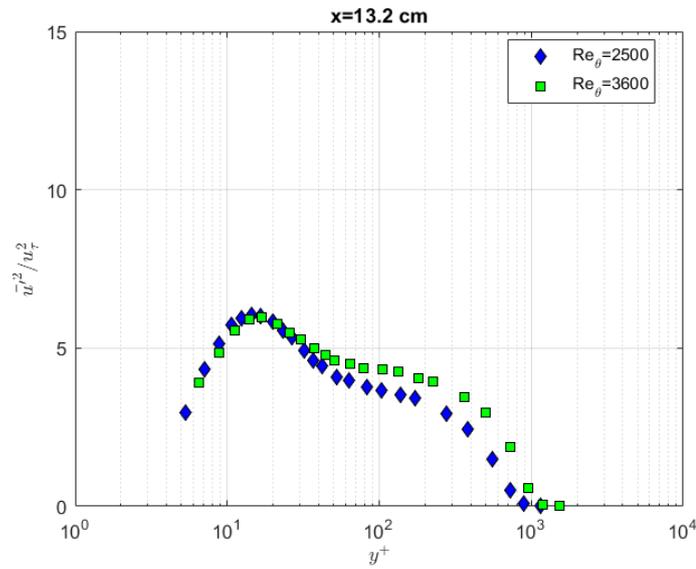


Figura 4.6: Profili di varianza scalati con u_τ^2 sul supporto rinforzato; le misurazioni si riferiscono al centro della lamina.

4.1.1 Adattamento dei profili

Applicando il *diagnostic plot* introdotto da Alfredsson *et al.* [36] per i profili misurati sia a x_1 che a x_2 si perviene alla figura 4.7; è possibile notare come, all'aumentare del Re_θ , il limite sinistro per il quale i profili rispettano la relazione 3.7 si abbassa, concordemente con quanto trovato da Örlü *et al.* [43].

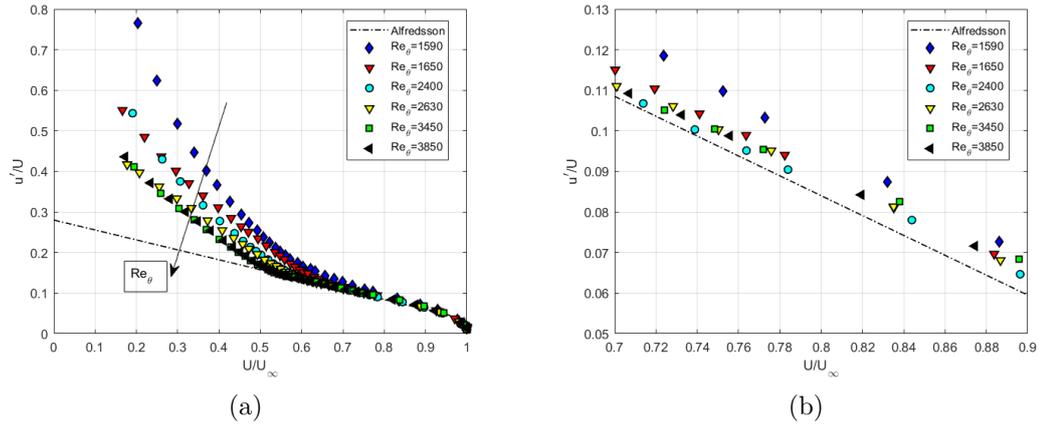


Figura 4.7: *Diagnostic plot* per i profili di velocità misurati; la linea tratteggiata corrisponde all'equazione 3.7 con $\alpha = 0.280$ e $\beta = 0.245$. In *b* è mostrata in dettaglio la regione in cui è stato eseguito il *fitting* lineare dei punti, ovvero per $0.7 \leq U/U_\infty \leq 0.9$.

Per comprendere meglio lo stato di adattamento dei diversi profili occorre eseguire un *fitting* lineare dei dati sperimentali, per ottenere i coefficienti α e β dell'equazione 3.7; il risultato è diagrammato in figura 4.7, in cui sono rappresentati tali coefficienti, e il loro rapporto, per ogni profilo di velocità misurato. Eccetto il caso a Re_θ più basso (misurato a x_1) tutti gli altri profili seguono il *diagnostic plot* in quanto α , β e β/α rispettano l'andamento atteso nelle tolleranze imposte da Vila *et al.* [38], ovvero del $\pm 5\%$ per α e β e del $\pm 3\%$ per β/α . In base a ciò si può concludere che questi profili risultano adattati, cioè, hanno un comportamento che è ascrivibile a quello di uno strato limite canonico su lamina piana in assenza di gradiente di pressione.

La così marcata divergenza dei coefficienti dai valori attesi del profilo non adattato potrebbe essere stata causata dallo stesso problema che ha portato a un picco di varianza eccessivo nella *buffer layer* (figura 4.4), quindi un errore nel montaggio della lamina, ad esempio. Tale misura, pertanto, richiederà un'ulteriore verifica in investigazioni future.

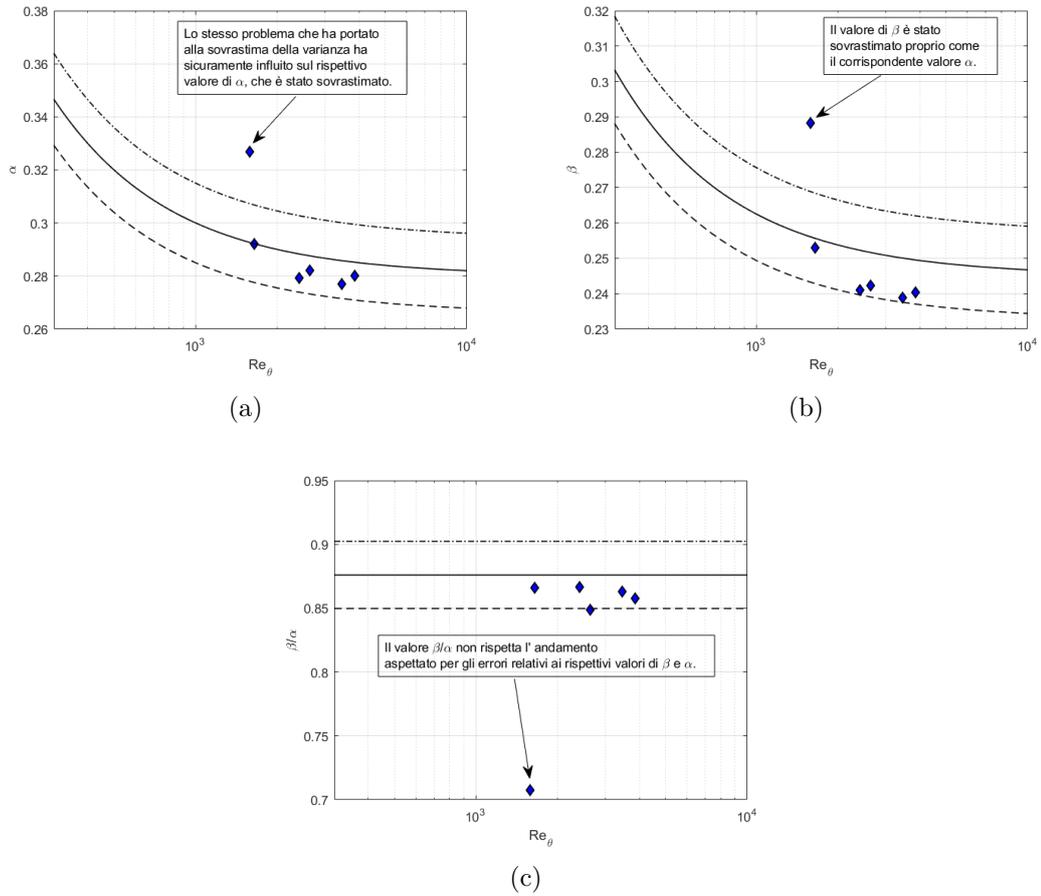


Figura 4.8: Andamento dei coefficienti del *diagnostic plot* in funzione del Re_θ per i profili di velocità misurati a x_1 e a x_2 ; le linee nere rappresentano la 3.8 (a), la 3.9 (b) e il valore 0.876 suggerito da Vila *et al.* [38] (c), mentre le linee tratteggiate rappresentano gli scostamenti del $\pm 5\%$ (a, b) e del $\pm 3\%$ (c).

4.2 RS1

Verrà ora analizzato il comportamento delle lamine riblettate, in particolare della RS1, le cui caratteristiche sono descritte in tabella 2.1, sia dal punto di vista della riduzione di resistenza, sia dal punto di vista dell'adattamento, seguendo l'approccio legato al *diagnostic plot*. In figura 4.9 sono mostrati i profili di velocità media misurati a x_1 e x_2 a tre diversi valori di Re_θ ; i casi *a* e *b* (x_2) mostrano chiaramente uno *shift* verso l'alto delle velocità normalizzate rispetto alla velocità d'attrito, sia nella zona logaritmica, sia al di fuori dello strato limite, segno del fatto che la lamina sta causando una *drag reduction*. Tale comportamento non sembra essere verificato a x_1 , probabilmente in conseguenza del fatto che il cambio di condizione di parete deve ancora riflettersi sul profilo di velocità (e quindi le prestazioni sembrano più influenzate dalla coordinata x). Per quanto riguarda il caso *c* invece, sembra esserci una lieve *drag reduction* in entrambi i casi; probabilmente, essendo il caso *a* Re_θ più alto, la distanza dall'inizio della lamina influenza meno il flusso sopra la superficie riblettata.

Proprio grazie al fenomeno dello *shifting* di velocità è stato possibile quantificare la DR. La velocità all'esterno dello strato limite U_δ scalata con le variabili di parete può essere espressa nel seguente modo:

$$U_\delta^+ = k^{-1} \log \delta^+ + B \quad (4.2)$$

Mayoral & Jiménez [23], seguendo la teoria classica della turbolenza di parete per la quale qualunque manipolazione indotta dalla superficie non altera nè la costante di Von Karman nè la *wake function* ma ha effetto solo sull'intercetto della zona logaritmica, hanno differenziato la 4.2 e ottenuto, per piccole variazioni di C_f e U_δ costante, la seguente scrittura:

$$\frac{\Delta C_f}{C_{f0}} = \frac{\Delta B}{(2C_{f0})^{-1/2} + (2k)^{-1}} \quad (4.3)$$

Al centro della lamina, per $Re_\theta = 2600$ e $Re_\theta = 3600$ si è ottenuta una DR, rispettivamente, del 2.2% e del 4.5%, mentre per $Re_\theta = 4700$, a un quarto della lamina e al centro si è ottenuta una DR di circa l'1.5%.

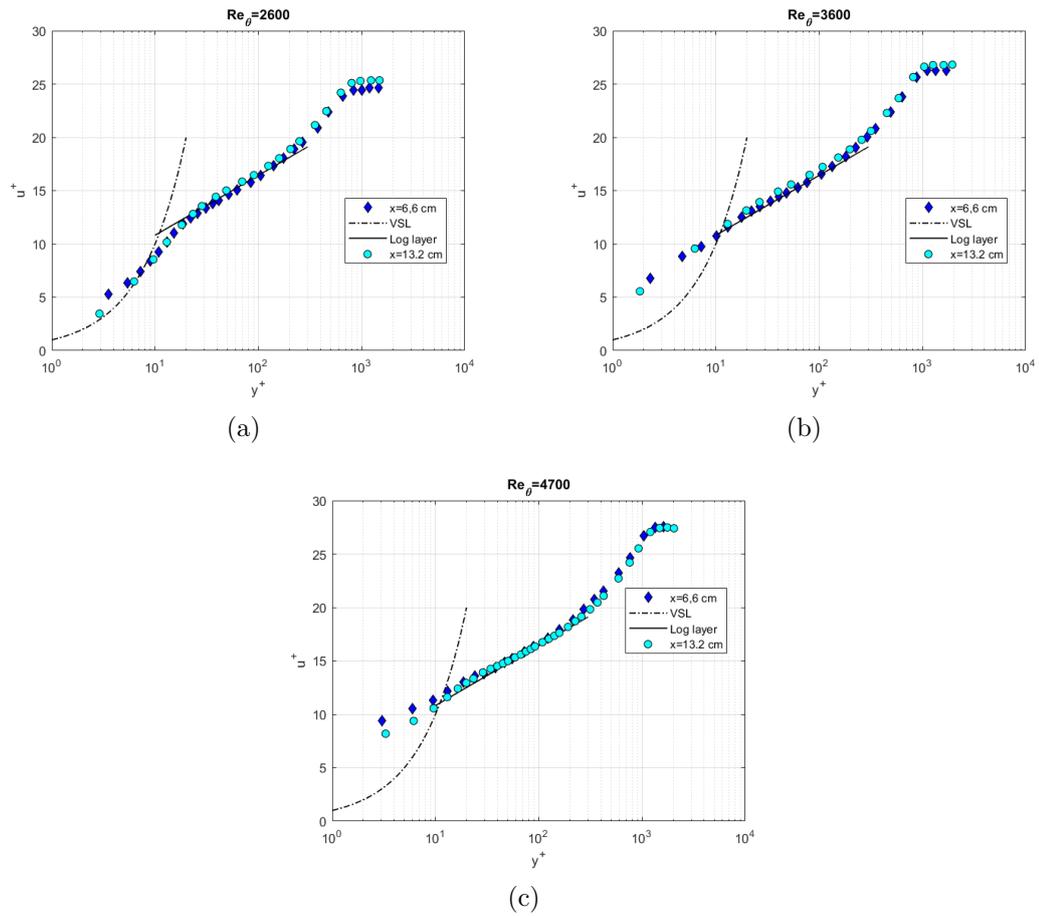


Figura 4.9: Profili di velocità media scalati con velocità di attrito u_τ ; I numeri di Re_θ si riferiscono al caso misurato al centro della lamina.

Passando ai profili di varianza, in figura 4.10 sono proposti gli andamenti misurati a x_2 per lamina liscia e RS1, per evidenziarne il comportamento; infatti si registra un decremento nel picco di varianza (per il caso a $Re_\theta = 2600$ molto lieve) dovuto a uno smorzamento nell'attività turbolenta nella *buffer layer*, come ulteriore conferma della *drag reduction* indotta dalla lamina in esame:

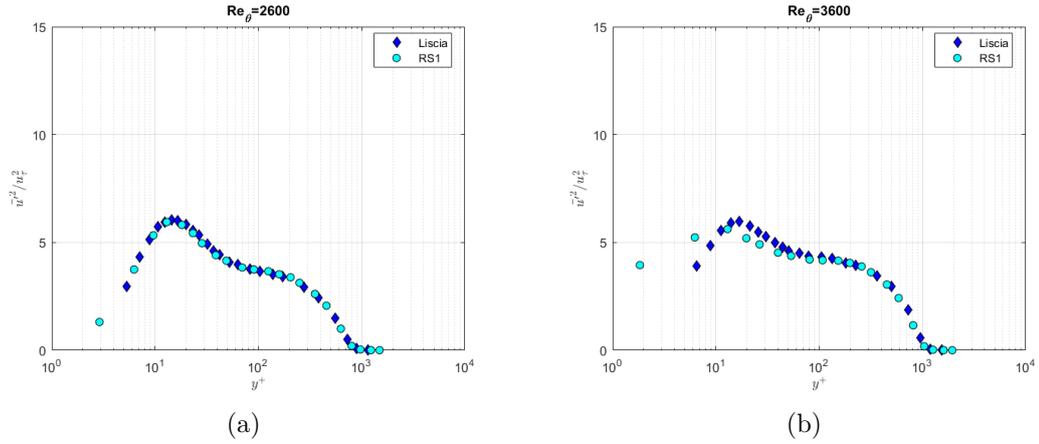


Figura 4.10: Profili di varianza scalati ognuno con la propria velocità di attrito u_τ^2 ; I numeri di Re_θ si riferiscono al caso misurato al centro della lamina.

4.2.1 Adattamento dei profili

Analizzando i dati tramite il *diagnostic plot* si ottiene una panoramica più chiara dell'adattamento dei profili in figura 4.11; i profili si compattano maggiormente rispetto a quanto accade per la lamina liscia e soprattutto il *range* di andamento lineare risulta aumentato (limite sinistro per $U/U_\infty = 0.6$ per ogni Re_θ). Questo diverso comportamento, però, più che al tipo di lamina, è con ogni probabilità dovuto al fatto che queste misurazioni sono state effettuate sul supporto rinforzato, cosa che sicuramente ha facilitato il compattamento dei profili sulla retta di riferimento. Mettendo a confronto, infatti, a parità di Re_θ , i profili su lamina liscia misurati sul primo supporto e su quello rinforzato sul *diagnostic plot* si perviene alla figura 4.12, la quale mostra che, seppur in forma minima, i profili acquisiti con il nuovo supporto seguono più fedelmente l'equazione 3.7. I profili, inoltre, divergono tra loro avvicinandosi a parete, segno del fatto che a essere maggiormente influenzate da problemi di montaggio sono le piccole scale del flusso.

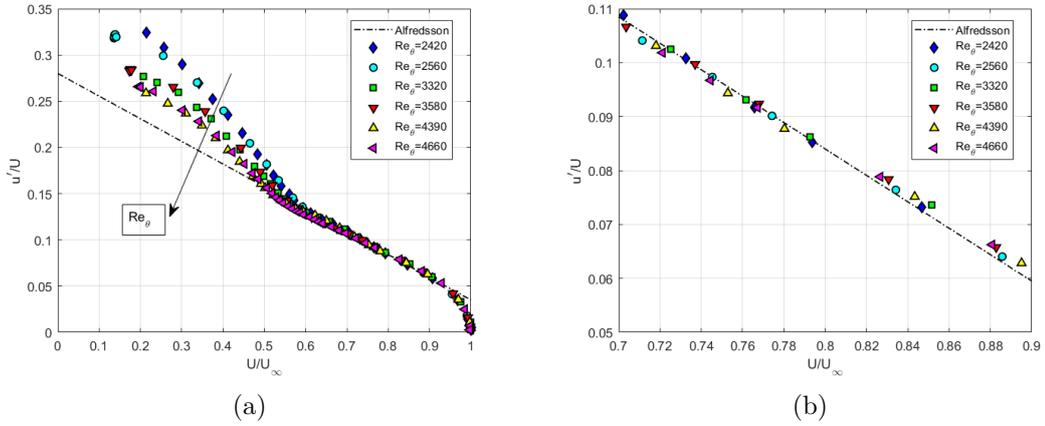


Figura 4.11: *Diagnostic plot* per i profili di velocità misurati; la linea tratteggiata corrisponde all'equazione 3.7 con $\alpha = 0.280$ e $\beta = 0.245$. In *b* è mostrata in dettaglio la regione in cui è stato eseguito il *fitting* lineare dei punti, ovvero per $0.7 \leq U/U_\infty \leq 0.9$.

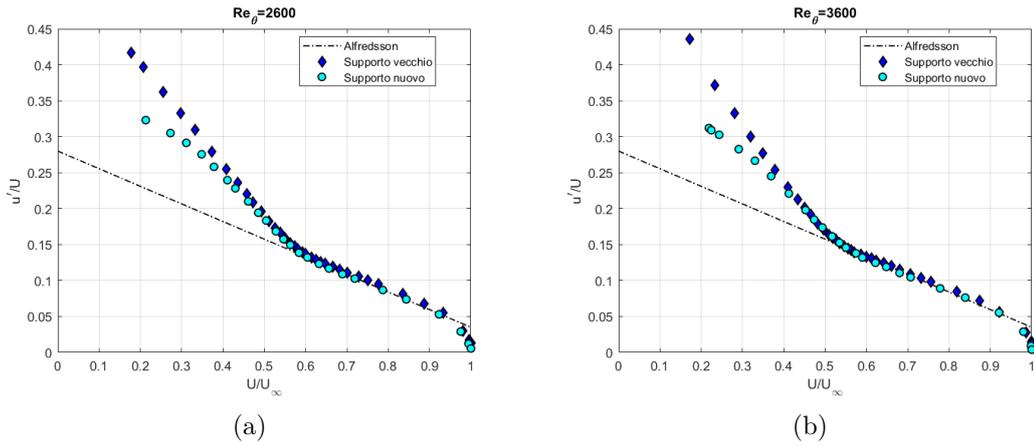


Figura 4.12: *Diagnostic plot* per i profili misurati al centro della lamina prima e dopo la modifica del supporto.

A seguire sono proposti i risultati ottenuti per i coefficienti α , β e del loro rapporto; in figura 4.13 ne ritroviamo l'andamento in funzione del Re_θ per le misurazioni effettuate sulla RS1, in x_1 e x_2 ; tutti i profili rispettano il *diagnostic plot* quindi sembrerebbero adattati; ciò che va sottolineato, però, è il fatto che un profilo adattato non significa necessariamente anche la comparsa di *drag reduction*; in figura 4.14, infatti, sono stati messi a confronto, sotto forma di *diagnostic plot*,

tutti i profili acquisiti (caso *a*) e solo i profili che presentano una *drag reduction* (caso *b*); i profili corrispondenti a $Re_\theta = 2400$ e $Re_\theta = 3300$, entrambi a x_1 rispettano il *diagnostic plot* ma non mostrano nessuno *shifting* verso l'alto nei profili di velocità media (4.9).

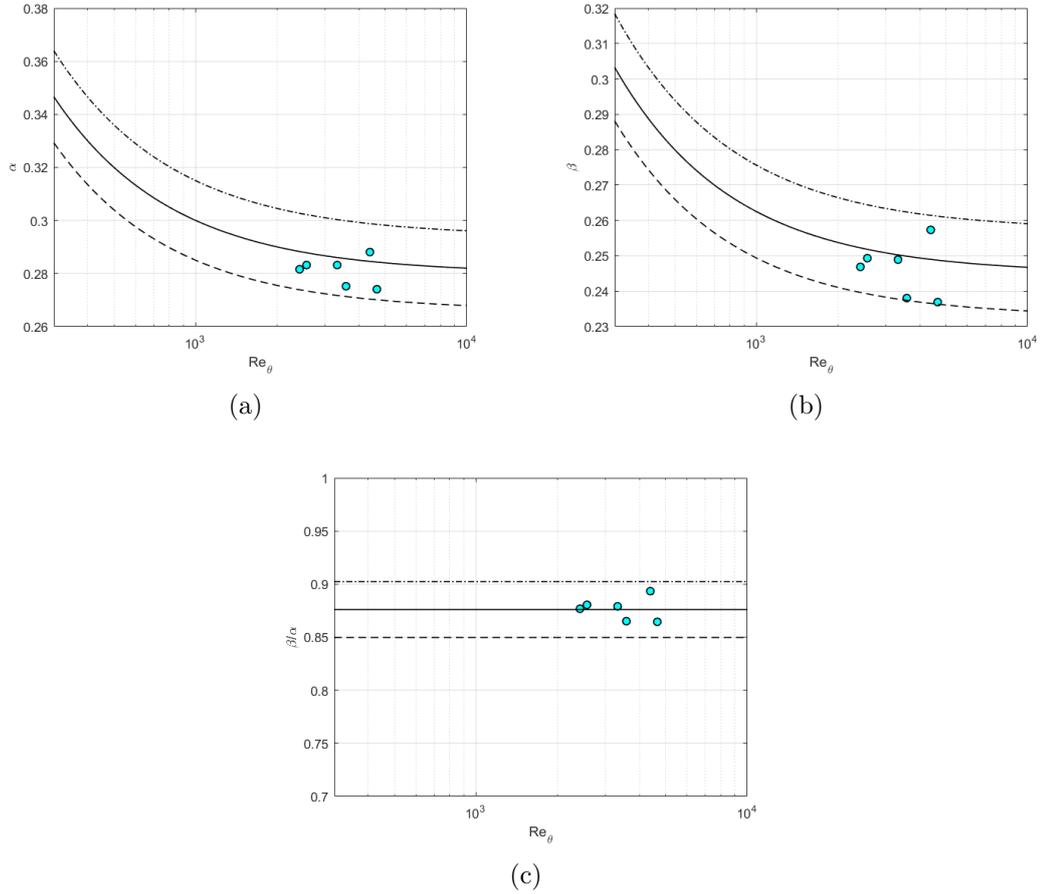


Figura 4.13: Andamento dei coefficienti del *diagnostic plot* in funzione del Re_θ per i profili di velocità misurati a x_1 e x_2 ; le linee nere rappresentano la 3.8 (a), la 3.9 (b) e il valore 0.876 (c), mentre le linee tratteggiate rappresentano gli scostamenti del $\pm 5\%$ (a, b) e del $\pm 3\%$ (c).

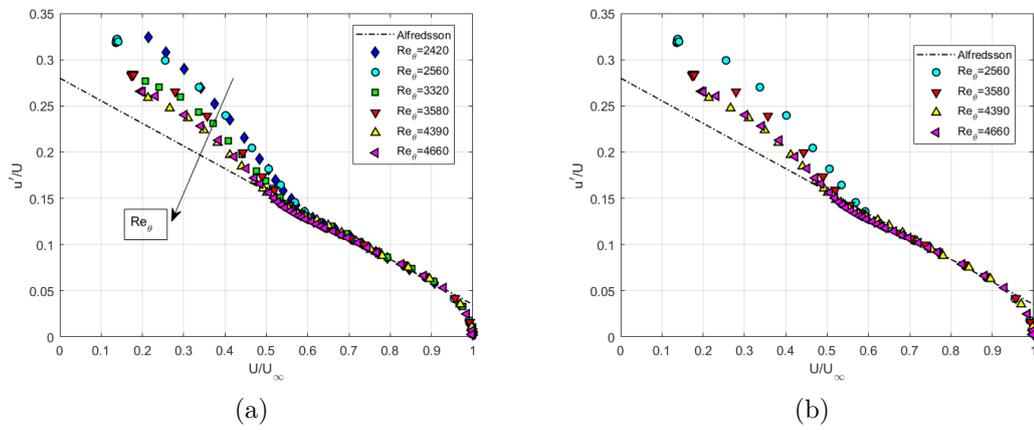


Figura 4.14: *Diagnostic plot* per tutti i profili (caso a) e per i soli profili che mostrano *drag reduction* (caso b).

4.3 RS2

Passiamo ai risultati ottenuti per l'ultima lamina analizzata, la RS2. In figura 4.15 sono riportati i profili di velocità media, scalati con u_τ ; si registra *drag reduction* (lieve *shifting di velocità*) a $Re_\theta = 3500$ (caso b per x_1) e 4300 (caso c). Sfruttando la relazione 4.3 si è ottenuta una DR dell'1.6% e dell'0.86% rispettivamente. Per quanto riguarda la turbolenza, in figura 4.16 sono mostrati i profili di varianza, in cui è possibile osservare un'attenuazione del picco anche per il caso che non presenta *shift* di velocità nella regione logaritmica del profilo di velocità medie, sintomo del fatto che è in atto in ogni caso una manipolazione nella *buffer layer*.

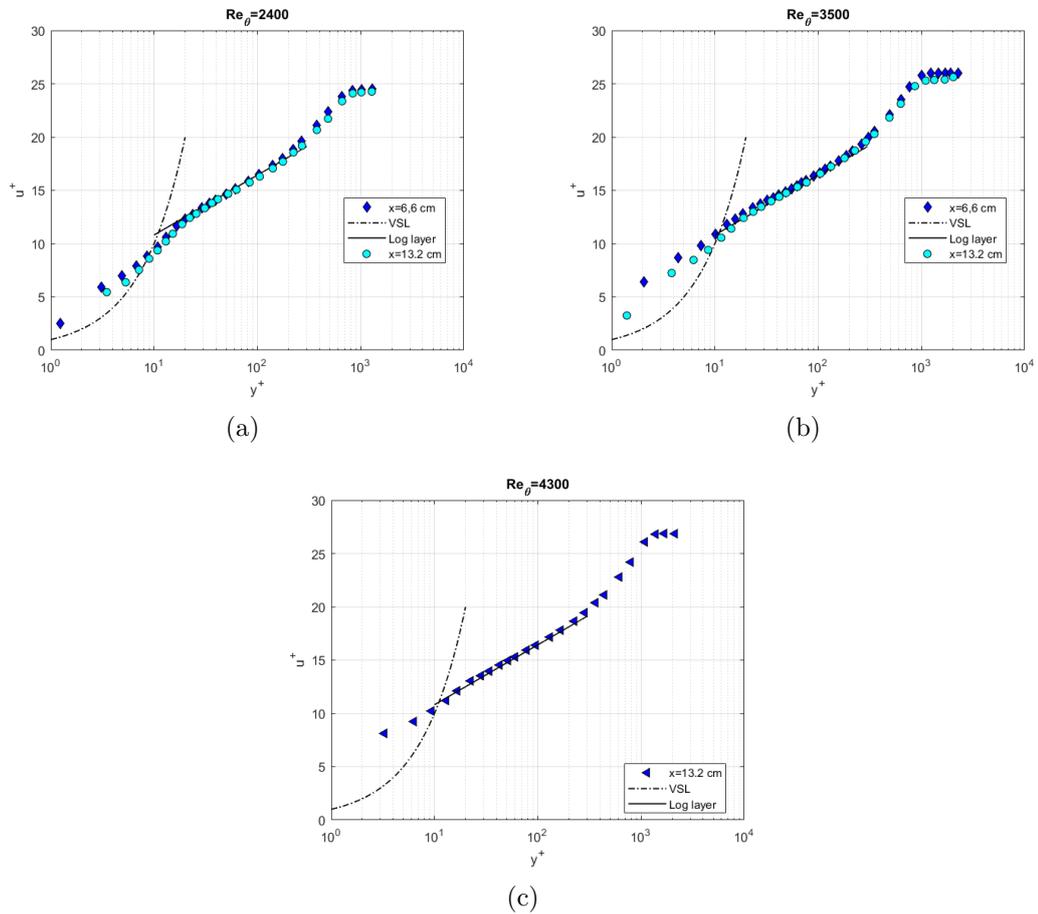


Figura 4.15: Profili di velocità media scalati con velocità di attrito u_τ ; I numeri di Re_θ si riferiscono al caso misurato al centro della lamina.

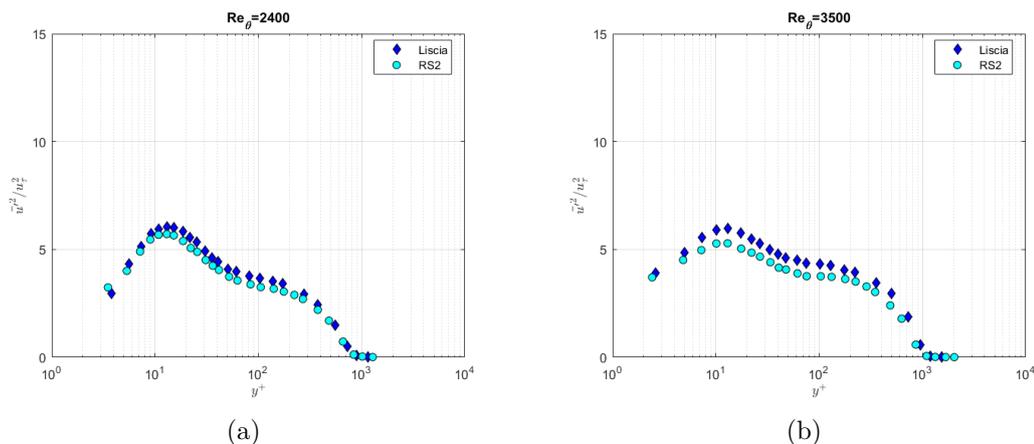


Figura 4.16: Profili di varianza scalati con velocità di attrito u_τ^2 ; I numeri di Re_θ si riferiscono al caso misurato al centro della lamina.

4.3.1 Adattamento dei profili

Il *Diagnostic plot*, per la lamina RS2 è rappresentato in figura 4.17; in questo caso, per l'adattamento, sono stati acquisiti profili di velocità a un ottavo della lamina, ($x_0 = 3,3 \text{ cm}$) a x_1 e x_2 ; sebbene il profilo a $Re_\theta = 1100$ sia stato acquisito ad appena un ottavo dall'inizio della placchetta, esso segue abbastanza fedelmente la relazione 3.7, a partire da $U/U_\infty = 0.75$, così come per gli altri profili. Concordemente con quanto osservato per la lamina liscia e la RS1, il limite sinistro U/U_∞ per cui viene seguito l'andamento lineare si abbassa all'aumentare del Re_θ . Il caso a $Re_\theta = 4350$, infatti, si compatta sull'equazione 3.7 già a partire da $U/U_\infty = 0.6$ circa.

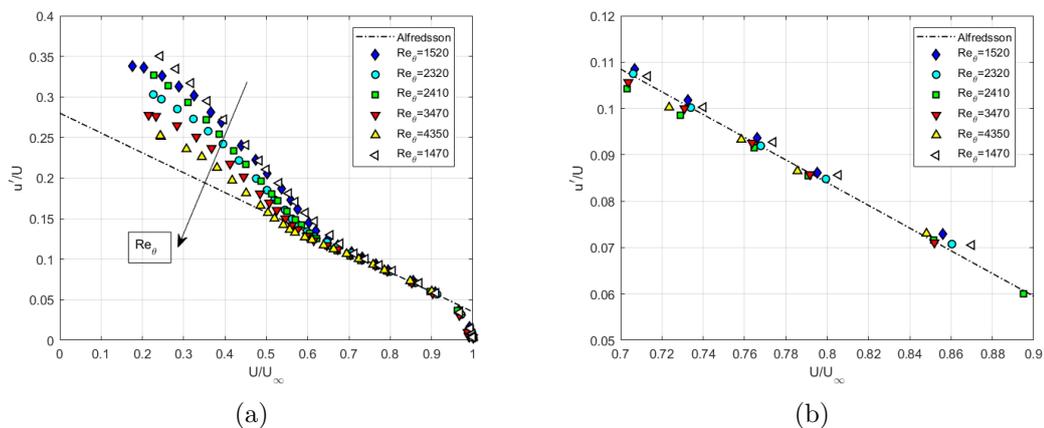


Figura 4.17: *Diagnostic plot* per i profili di velocità misurati; la linea tratteggiata corrisponde all'equazione 3.7 con $\alpha = 0.280$ e $\beta = 0.245$. In *b* è mostrata in dettaglio la regione in cui è stato eseguito il *fitting* lineare dei punti, ovvero per $0.7 \leq U/U_\infty \leq 0.9$.

A seguire, in figura 4.18, il risultato ottenuto per i coefficienti α e β :

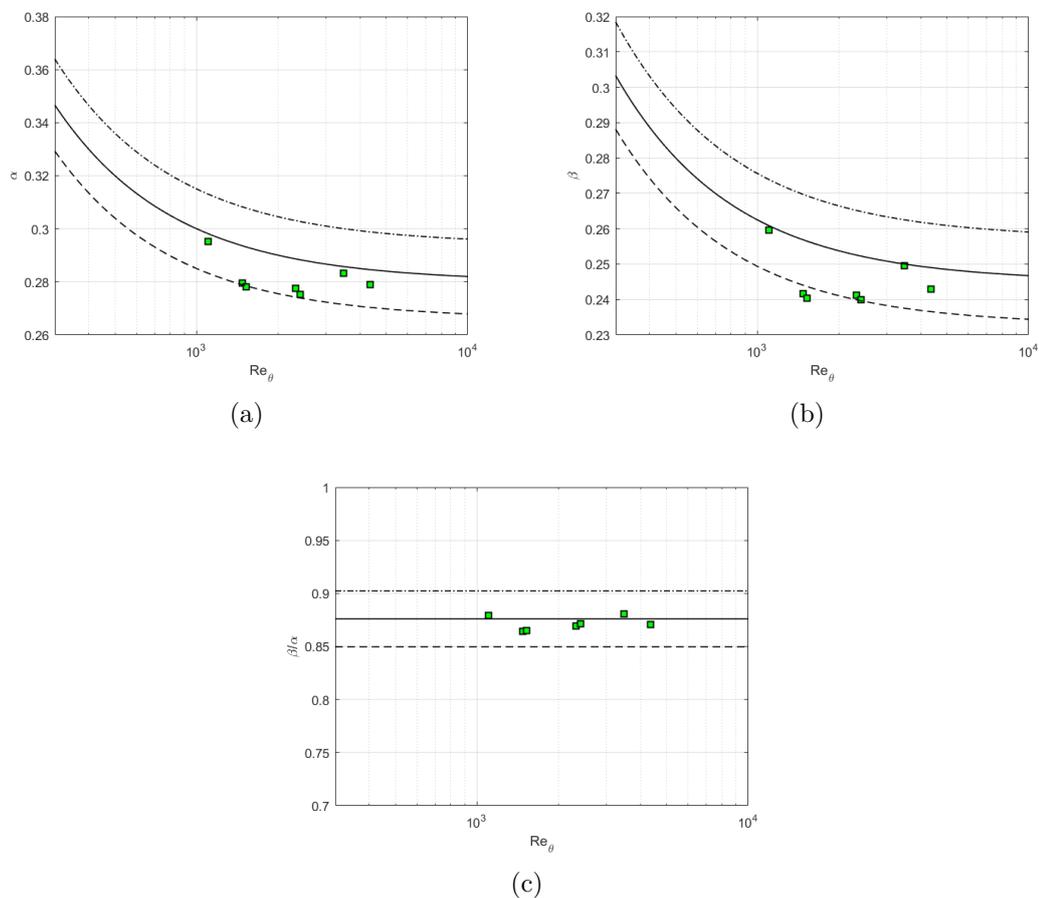


Figura 4.18: Andamento dei coefficienti del *diagnostic plot* in funzione del Re_θ per i profili di velocità misurati a x_0 , x_1 e x_2 ; le linee nere rappresentano la 3.8 (a), la 3.9 (b) e il valore 0.876 (c), mentre le linee tratteggiate rappresentano le deviazioni del $\pm 5\%$ (a, b) e del $\pm 3\%$ (c).

Infine, in figura 4.19, è rappresentato il *trend* dei coefficienti per tutte e tre le lamine analizzate; per tutti e tre i casi mostrati (α , β e β/α) non ci sono grandi deviazioni dai valori attesi e non si registrano particolari differenze tra le varie lamine, potendo concludere, quindi, che la presenza o meno di una superficie riblettata, almeno nelle condizioni di laboratorio di questo esperimento, non influisce sull'adattamento dello strato limite. Allo stesso tempo va sottolineato che, così come per la lamina RS1, anche per la RS2 non è stato registrato un collegamento diretto tra adattamento e presenza di *drag reduction*, in quanto non mostrata da tutti i profili di velocità, seppur adattati.

Quindi è fondamentale tener presente non solo della lunghezza di adattamento e del *diagnostic plot* quando si vuole valutare un profilo sviluppato.

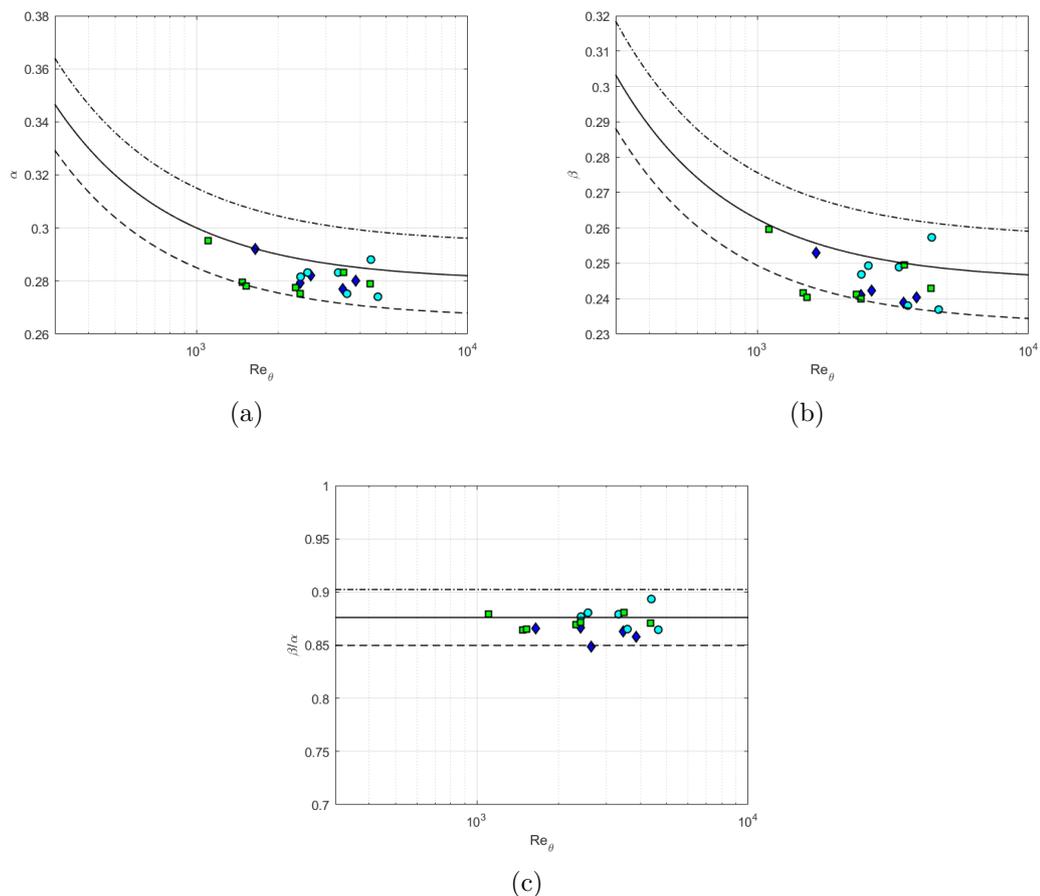


Figura 4.19: Andamento dei coefficienti del *diagnostic plot* in funzione del Re_θ per i profili di velocità misurati per tutte le lamine; \diamond : lamina liscia, \circ : lamina RS1, \square : lamina RS2; le linee nere rappresentano la 3.8 (a), la 3.9 (b) e il valore 0.876 (c), mentre le linee tratteggiate rappresentano le deviazioni del $\pm 5\%$ (a, b) e del $\pm 3\%$ (c).

4.4 Skewness e Kurtosis

Per i profili di velocità misurati al centro di ogni lamina sono stati calcolati, ad ogni altezza da parete, i momenti centrati della velocità di terzo e quarto ordine; adimensionalizzando queste quantità si ottengono rispettivamente la *skewness* e la *flatness* associate ad ogni punto di misurazione; sono state ottenute, quindi, nel seguente modo:

$$S = \frac{\overline{u'^3}}{\sigma^3} \quad (4.4)$$

$$F = \frac{\overline{u'^4}}{\sigma^4} \quad (4.5)$$

Con σ la *standard deviation* associata alla velocità. A seguire i risultati ottenuti per le tre lamine a $Re_\theta = 2400$ e $Re_\theta = 3500$ per *skewness* (figura 4.20) e *flatness* (figura 4.21).

Per tutte le lamine, all'aumentare del numero di *Reynolds*, è ravvisabile un leggero innalzamento della *skewness*, causato dal fatto che le scale di vortici più grandi influenzano maggiormente le scale più piccole, più vicine a parete; inoltre sono presenti dei picchi negativi verso la fine dello strato limite, ad indicarne l'intermitenza tipica di questa regione.

Per quanto riguarda la *flatness* non si notano particolari cambiamenti associati al numero di *Reynolds*.

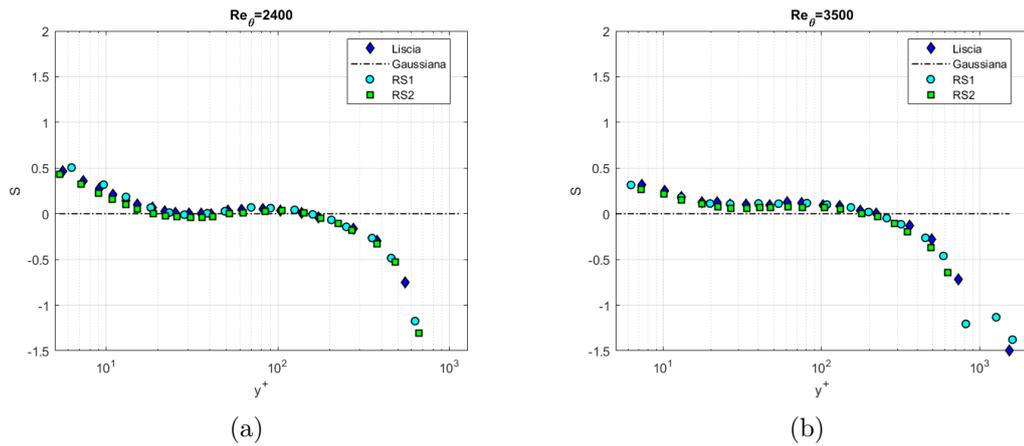


Figura 4.20: Andamento della *skewness* in funzione di y^+ per profili di velocità al centro di ogni lamina a $Re_\theta = 2400$ (caso a) e a $Re_\theta = 3500$ (caso b).

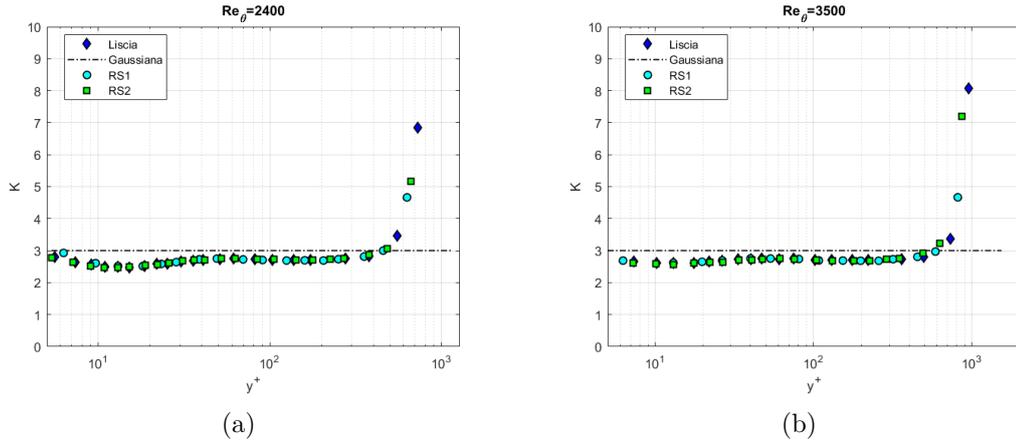


Figura 4.21: Andamento della *flatness* in funzione di y^+ per profili di velocità al centro di ogni lamina a $Re_\theta = 2400$ (caso *a*) e a $Re_\theta = 3500$ (caso *b*).

4.5 Analisi spettrale

Per analizzare più nel dettaglio il meccanismo di manipolazione dello strato limite da parte delle riblets, è stata calcolata tramite analisi di Fourier, per ogni profilo, la densità spettrale di potenza, associata alle fluttuazioni di velocità in direzione *streamwise*, relativa a ciascun punto di misurazione (ognuno corrispondente a un'altezza diversa da parete); nel dettaglio è stato calcolato il prodotto tra numero d'onda longitudinale k_x e densità spettrale di potenza ϕ_{xx} , con $k_x = 2\pi/\lambda_x$ e λ_x la lunghezza d'onda in direzione *streamwise* delle fluttuazioni di velocità, associata al PSD (*power spectral density*). In figura 4.22 sono stati graficati gli spettri in funzione della lunghezza d'onda e della distanza da parete, entrambe adimensionalizzate con la quantità l_τ , a $Re_\theta = 2500$, al centro di ogni lamina; in figura 4.23, invece, ritroviamo il caso a $Re_\theta = 3600$. Concordemente con quanto osservato tramite profili di velocità e varianza, RS1 e RS2 mostrano lievi attenuazioni nello spettro, nel *buffer layer*, rispetto alla lamina liscia. Il caso *c* della figura 4.22 presenta tale attenuazione, ma meno intensa rispetto al caso *b*, segno del fatto che è presente una manipolazione delle strutture coerenti presenti vicino a parete ma ciò deve ancora riflettersi sul profilo di velocità media, come si evince dalla figura 4.15, in cui non c'è *shifting* di velocità.

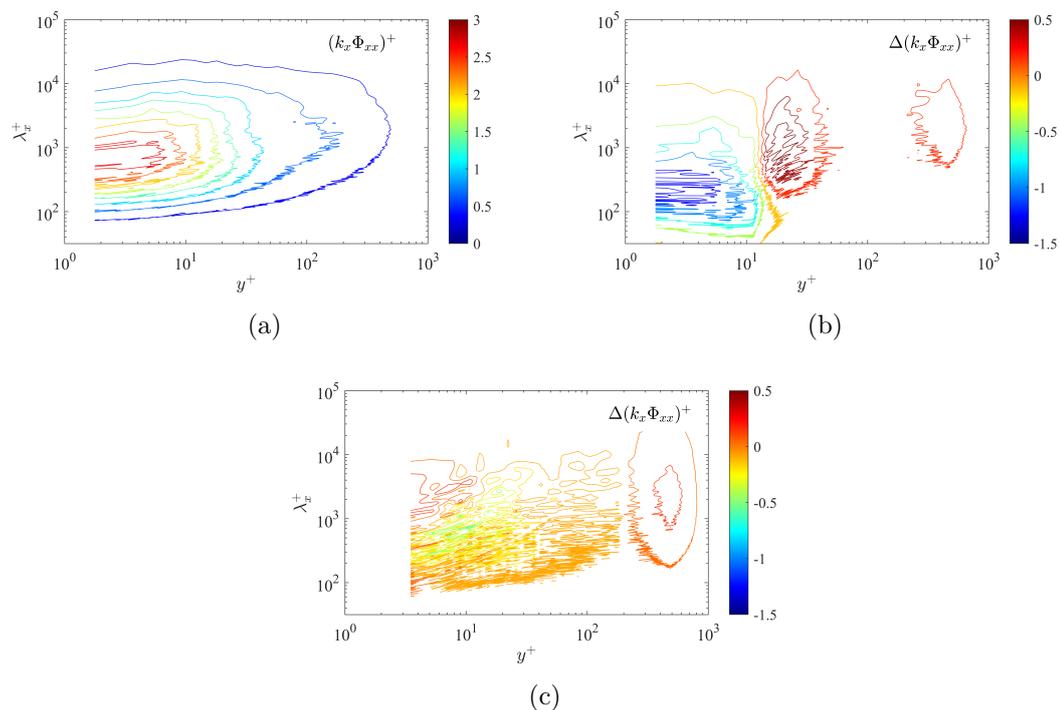


Figura 4.22: Densità spettrale moltiplicata per k_x e riscalata ognuna con la propria u_τ^2 in funzione della lunghezza d'onda e della distanza da parete, entrambe scalate con l_τ ; per tutte e tre le lamine ci si riferisce al profilo di velocità misurato al centro di ogni lamina, a $Re_\theta = 2500$; il caso *a* si riferisce alla lamina liscia, mentre in *b* e *c* sono rappresentate le differenze di $(k_x \phi_{xx})^+$ rispetto al caso liscio per RS1 e RS2, rispettivamente.

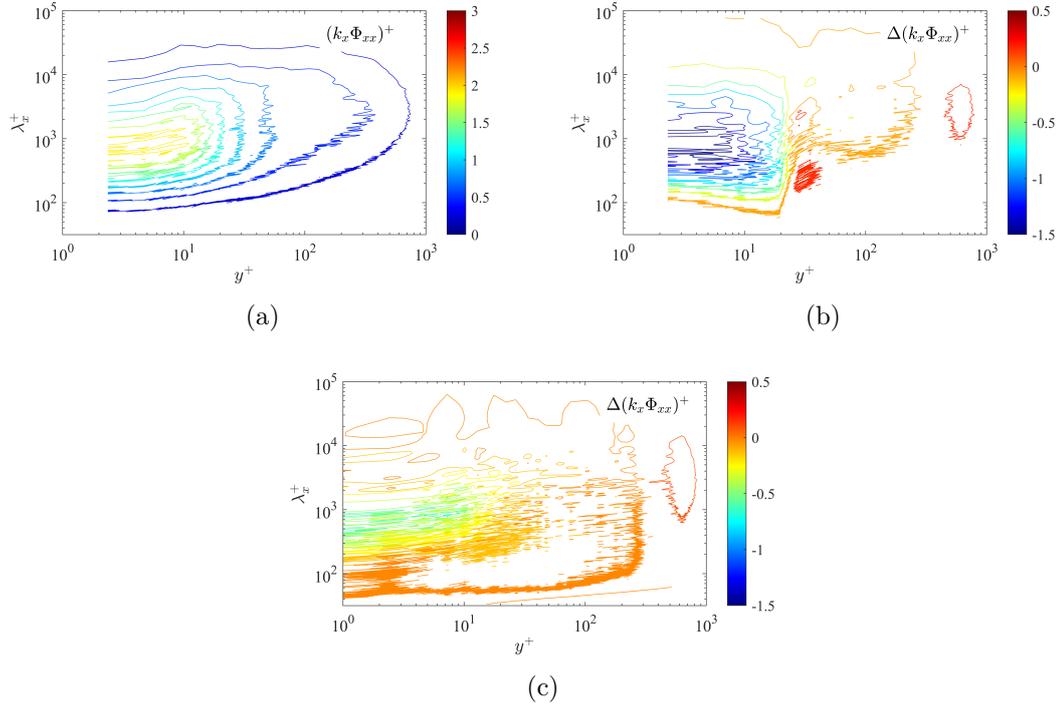


Figura 4.23: Densità spettrale moltiplicata per k_x e riscalata ognuna con la propria u_τ^2 in funzione della lunghezza d'onda e della distanza da parete, entrambe scalate con l_τ ; per tutte e tre le lamine ci si riferisce al profilo di velocità misurato al centro di ogni lamina, a $Re_\theta = 3600$; il caso *a* si riferisce alla lamina liscia, mentre in *b* e *c* sono rappresentate le differenze di $(k_x \phi_{xx})^+$ rispetto al caso liscio per RS1 e RS2, rispettivamente.

4.6 Probability density function

Al centro di ogni lamina, per tre diverse altezze da parete corrispondenti a $y^+ = 10$, 30 e 100, sono state calcolate le PDF delle fluttuazioni di velocità u' in direzione *streamwise*.

Per ogni altezza da parete sono stati acquisiti per 60s un totale di 1536000 di segnali di tensione, convertiti in velocità tramite la curva di taratura. La velocità $u(t)$ misurata, quindi, rappresenta la velocità istantanea del flusso nel punto in cui è posto il filo caldo; sottraendone il valor medio U si ottiene la fluttuazione u' . La PDF è una funzione $P(u')$ che, dato uno specifico valore di u' , restituisce la densità di probabilità che ha la fluttuazione di velocità di trovarsi proprio a quel valore. In figura 4.24 e 4.25 sono mostrate le PDF di tutte le lamine a confronto a due diversi numeri Re_θ :

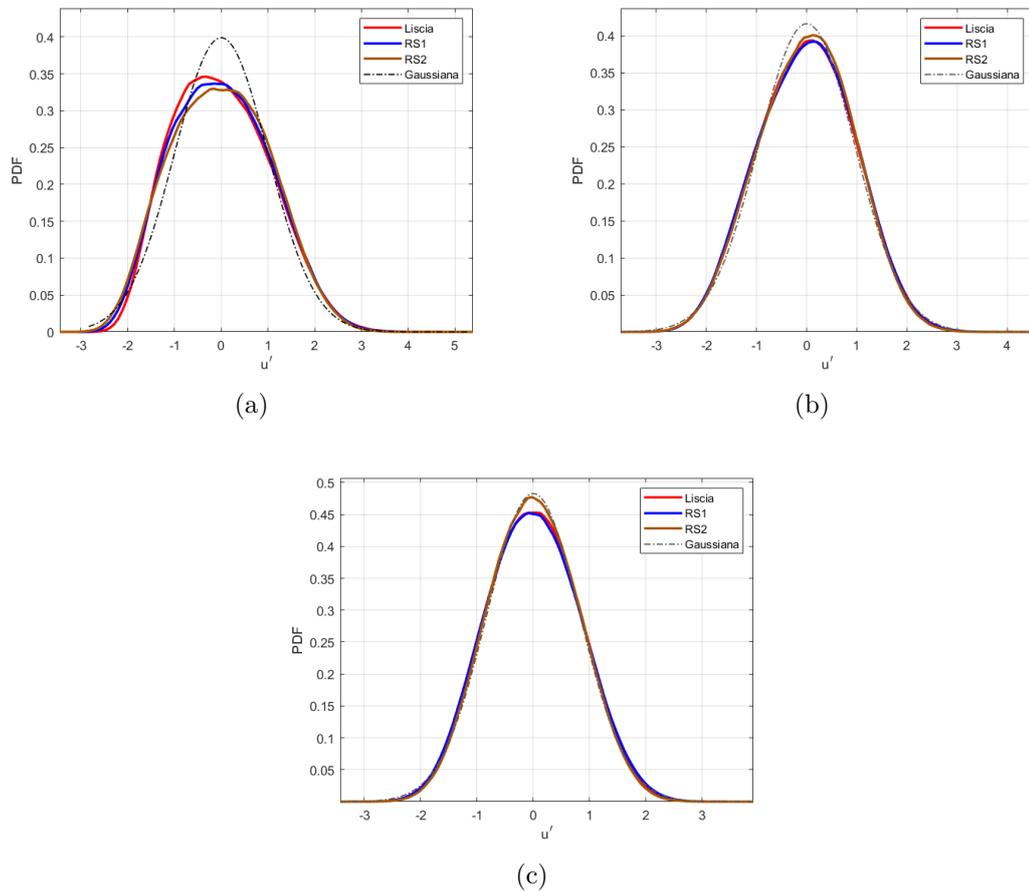


Figura 4.24: PDF della fluttuazione di velocità u' al centro di ogni lamina a $Re_\theta = 2500$ per $y^+ = 10$ (caso a), $y^+ = 30$ (caso b) e $y^+ = 100$ (caso c).

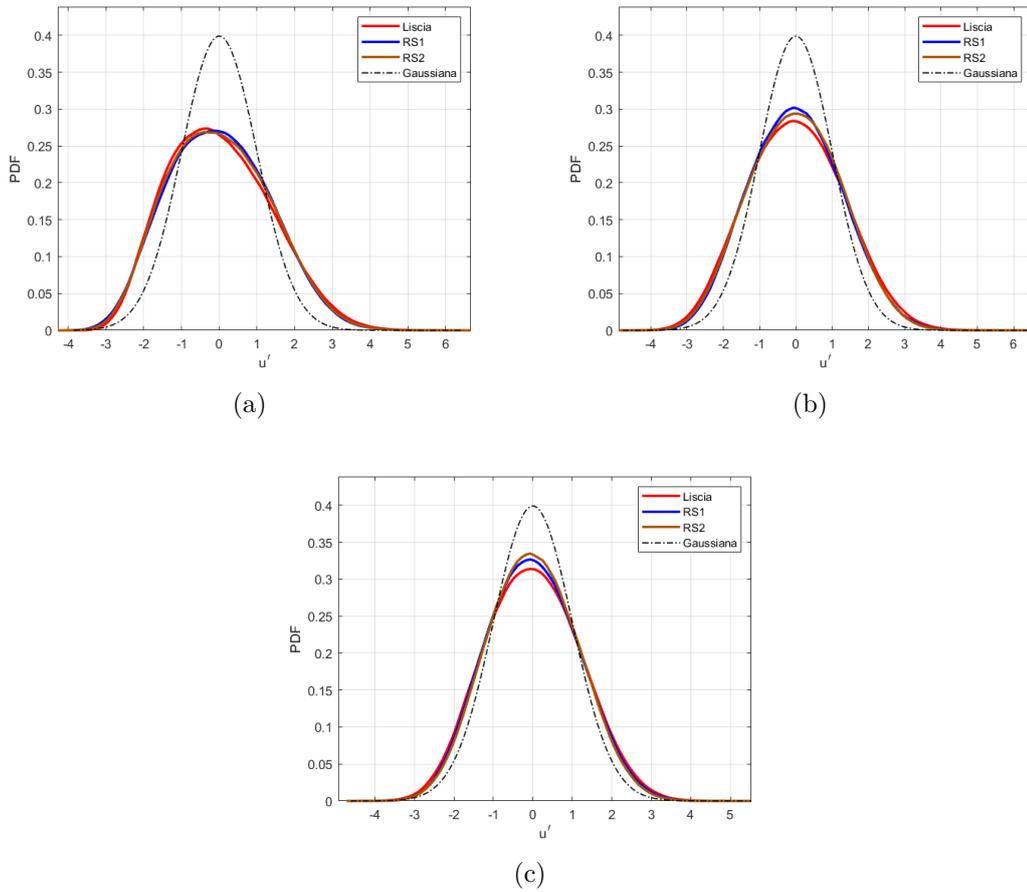


Figura 4.25: PDF della fluttuazione di velocità u' al centro di ogni lamina a $Re_\theta = 3600$ per $y^+ = 10$ (caso *a*), $y^+ = 30$ (caso *b*) e $y^+ = 100$ (caso *c*).

Per entrambi i numeri di Reynolds è ravvisabile, per $y^+ = 10$, la manipolazione delle strutture coerenti vicino a parete indotta dalle riblets in quanto le relative PDF presentano una minore asimmetria rispetto al caso liscio.

Capitolo 5

Conclusioni

In questo lavoro di tesi è stato investigato lo strato limite che si sviluppa su lamina piana, sia con superficie liscia che riblettata, tramite anemometria a filo caldo. Per quanto riguarda la lamina liscia, i profili di velocità media si sono rivelati coerenti e, dopo un lavoro di rinforzo del supporto adibito al posizionamento della lamina, anche i risultati riguardanti la turbolenza, in particolare i picchi di varianza, si sono mostrati più in linea con i dati di letteratura. Non è stato altresì possibile risolvere il problema della risoluzione spaziale del filo, dovendo quindi tenere conto di un effetto di modulazione del segnale che, soprattutto a numeri di *Reynolds* elevati, ha portato alla sottostima dei picchi di varianza. Per quanto riguarda le placche riblettate, ne sono state analizzate due di tipo sinusoidale, con sezione a forma parabolica. Esse differiscono solo per un particolare parametro, l'ampiezza a della sinusoide descritta dalle scalanature, di valore 0.15 mm per la RS1, e 0.6 mm per la RS2. I risultati ottenuti hanno mostrato in alcuni casi analizzati una *drag reduction*, ravvisabile nello *shifting* verso l'alto della velocità media scalata con la velocità d'attrito nella zona logaritmica, e un'attenuazione dell'energia cinetica turbolenta associata alle strutture vorticosi nel *buffer layer*, confermata dalla riduzione dei picchi di varianza e dall'attenuazione della densità spettrale di potenza della velocità, rispetto ai casi di lamina liscia. L'obiettivo fondamentale, tuttavia, è stato quello di analizzare lo stato di adattamento di ciascun profilo di velocità tramite il cosiddetto *diagnostic plot*, introdotto da Alfredsson e di grande potenza applicativa in quanto non necessita di una corretta misurazione della distanza da parete, ma solo dei valori RMS delle fluttuazioni di velocità e le corrispondenti velocità medie. I risultati hanno mostrato che il passaggio da una superficie liscia a una riblettata non comporta un problema per l'adattamento dello strato limite in quanto sono stati ottenuti dei profili che seguono fedelmente il *diagnostic plot* già a partire dal Re_θ più basso, sia per la RS1 che per la RS2. L'altro importante risultato ottenuto riguarda le prestazioni delle placche riblettate, che non hanno sempre indotto DR, pur presentando dei profili adattati, giungendo

alla conclusione che l'adattamento è una condizione necessaria ma non sufficiente alla comparsa di *drag reduction*.

Bibliografia

- [1] J. P. Monty, E. Dogan, R. Hanson, A. J. Scardino, B. Ganapathisubramani e N. Hutchins. «An assessment of the ship drag penalty arising from light calcareous tubeworm fouling». In: *Biofouling* 32.4 (2016). PMID: 26958740, pp. 451–464. DOI: 10.1080/08927014.2016.1148140. eprint: <https://doi.org/10.1080/08927014.2016.1148140>. URL: <https://doi.org/10.1080/08927014.2016.1148140> (cit. a p. iii).
- [2] E. Amico, G. Cafiero e G. Iuso. «Deep reinforcement learning for active control of a three-dimensional bluff body wake». In: *Physics of Fluids* 34.10 (2022), p. 105126. DOI: 10.1063/5.0108387. eprint: <https://doi.org/10.1063/5.0108387>. URL: <https://doi.org/10.1063/5.0108387> (cit. a p. iii).
- [3] Ivan Marusic, Dileep Chandran, Amirreza Rouhi, Matt fu, David Wine, Brian Holloway, Daniel Chung e Alexander Smits. «An energy-efficient pathway to turbulent drag reduction». In: *Nature Communications* 12 (ott. 2021). DOI: 10.1038/s41467-021-26128-8 (cit. a p. iv).
- [4] P. Martínez-Filgueira, U. Fernandez-Gamiz, E. Zulueta, I. Errasti e B. Fernandez† Gauna. «Parametric study of low-profile vortex generators». In: *International Journal of Hydrogen Energy* 42.28 (2017). Special Issue on The 4th European Conference on Renewable Energy Systems (ECRES 2016), 28–31 August 2016, Istanbul, Turkey, pp. 17700–17712. ISSN: 0360-3199. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.ijhydene.2017.03.102>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0360319917310467> (cit. a p. iv).
- [5] P. R. Viswanath. «Aircraft viscous drag reduction using riblets». In: *Progress in Aerospace Sciences* 38 (2002), pp. 571–600 (cit. a p. v).
- [6] M. WALSH e A. LINDEMANN. «Optimization and application of riblets for turbulent drag reduction». In: *22nd Aerospace Sciences Meeting*. DOI: 10.2514/6.1984-347. eprint: <https://arc.aiaa.org/doi/pdf/10.2514/6.1984-347>. URL: <https://arc.aiaa.org/doi/abs/10.2514/6.1984-347> (cit. a p. v).

-
- [7] K. Asfaw, H. Oertel, P. Erhard, D. Etling, U. Muller, U. Riedel, K.R. Sreenivasan e J. Warnatz. *Prandtl-Essentials of Fluid Mechanics*. Applied Mathematical Sciences. Springer New York, 2010. ISBN: 9781441915689. URL: <https://books.google.it/books?id=E0j6ikP8EK0C> (cit. alle pp. 5, 6, 15).
- [8] Arina R. *Fondamenti di aerodinamica*. Torino: Levrotto&Bella, 2015 (cit. alle pp. 6, 7, 9, 11).
- [9] Gersten K. Schlichting H. *Boundary-Layer Theory*. Seventh. New York, NY: McGraw-Hill, 1979 (cit. a p. 10).
- [10] M. Iovieno. *Appunti del corso di Fluidodinamica per l'ambiente e l'energia del Politecnico di Torino* (cit. a p. 13).
- [11] D.J. Tritton. *Physical Fluid Dynamics*. Modern university physics series. Van Nostrand Reinhold Company, 1977. ISBN: 9780442301316. URL: <https://books.google.it/books?id=-sERAQAATIAAJ> (cit. a p. 17).
- [12] Robert D. Moser, John Kim e Nagi N. Mansour. «Direct numerical simulation of turbulent channel flow up to $Re_\tau = 590$ ». In: *Physics of Fluids* 11.4 (1999), pp. 943–945. DOI: 10.1063/1.869966. eprint: <https://doi.org/10.1063/1.869966>. URL: <https://doi.org/10.1063/1.869966> (cit. alle pp. 21, 22).
- [13] John F. Kennedy, Sheng-Tien Hsu e Jung-Tai Lin. «Turbulent Flows Past Boundaries with Small Streamwise Fins». In: *Journal of the Hydraulics Division* 99.4 (1973), pp. 605–616. DOI: 10.1061/JYCEAJ.0003622. eprint: <https://ascelibrary.org/doi/pdf/10.1061/JYCEAJ.0003622>. URL: <https://ascelibrary.org/doi/abs/10.1061/JYCEAJ.0003622> (cit. a p. 23).
- [14] «Drag Characteristics of V-Groove and Transverse Curvature Riblets». In: *Viscous Flow Drag Reduction*, pp. 168–184. DOI: 10.2514/5.9781600865466.0168.0184. eprint: <https://arc.aiaa.org/doi/pdf/10.2514/5.9781600865466.0168.0184>. URL: <https://arc.aiaa.org/doi/abs/10.2514/5.9781600865466.0168.0184> (cit. a p. 23).
- [15] M. WALSH. «Turbulent boundary layer drag reduction using riblets». In: *20th Aerospace Sciences Meeting*. DOI: 10.2514/6.1982-169. eprint: <https://arc.aiaa.org/doi/pdf/10.2514/6.1982-169>. URL: <https://arc.aiaa.org/doi/abs/10.2514/6.1982-169> (cit. a p. 23).
- [16] WG Sawyer e KG Winter. «An investigation of the effect on turbulent skin friction of surfaces with streamwise grooves». In: *Turbulent Drag Reduction by Passive Means* 2 (1987), 330A–362 (cit. a p. 23).

- [17] D. W. BECHERT, M. BRUSE, W. HAGE, J. G. T. VAN DER HOEVEN e G. HOPPE. «Experiments on drag-reducing surfaces and their optimization with an adjustable geometry». In: *Journal of Fluid Mechanics* 338 (1997), pp. 59–87. DOI: 10.1017/S0022112096004673 (cit. alle pp. 23, 25, 28).
- [18] Haecheon Choi, Parviz Moin e John Kim. «Direct numerical simulation of turbulent flow over riblets». In: *Journal of Fluid Mechanics* 255 (1993), pp. 503–539. DOI: 10.1017/S0022112093002575 (cit. alle pp. 23, 29).
- [19] S.-J. Lee e Y.-G. Jang. «Control of flow around a NACA 0012 airfoil with a micro-riblet film». In: *Journal of Fluids and Structures* 20.5 (2005), pp. 659–672. ISSN: 0889-9746. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.jfluidstructs.2005.03.003>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0889974605000460> (cit. a p. 23).
- [20] J. SZODRUCH. «Viscous drag reduction on transport aircraft». In: *29th Aerospace Sciences Meeting*. DOI: 10.2514/6.1991-685. eprint: <https://arc.aiaa.org/doi/pdf/10.2514/6.1991-685>. URL: <https://arc.aiaa.org/doi/abs/10.2514/6.1991-685> (cit. a p. 24).
- [21] JP Robert. *Drag reduction: an industrial challenge*. Rapp. tecn. AIRBUS INDUSTRIE BLAGNAC (FRANCE), 1992 (cit. a p. 24).
- [22] D Bechert, M Bruse, W Hage, R Meyer, D Bechert, M Bruse, W Hage e R Meyer. «Biological surfaces and their technological application-laboratory and flight experiments on drag reduction and separation control». In: *28th Fluid dynamics conference*. 1997, p. 1960 (cit. alle pp. 26, 29).
- [23] RICARDO GARCÍA-MAYORAL e JAVIER JIMÉNEZ. «Hydrodynamic stability and breakdown of the viscous regime over riblets». In: *Journal of Fluid Mechanics* 678 (2011), pp. 317–347. DOI: 10.1017/jfm.2011.114 (cit. alle pp. 26, 28, 29, 58).
- [24] Ricardo García-Mayoral e Javier Jiménez. «Drag reduction by riblets». In: *Philosophical transactions. Series A, Mathematical, physical, and engineering sciences* 369 (apr. 2011), pp. 1412–27. DOI: 10.1098/rsta.2010.0359 (cit. alle pp. 27, 28).
- [25] DW Bechert, M Bartenwerfer, G Hoppe e W-E Reif. «Drag reduction mechanisms derived from shark skin». In: *IN: ICAS 2* (1986), pp. 1044–1068 (cit. a p. 28).
- [26] Paolo Luchini, Fernando Manzo e Amilcare Pozzi. «Resistance of a grooved surface to parallel flow and cross-flow». In: *Journal of Fluid Mechanics* 228 (1991), pp. 87–109. DOI: 10.1017/S0022112091002641 (cit. a p. 29).
- [27] Yuji Suzuki e Nobuhide Kasagi. «Turbulent drag reduction mechanism above a riblet surface». In: *AIAA journal* 32.9 (1994), pp. 1781–1790 (cit. a p. 29).

- [28] Kwing-So Choi. «Near-wall structure of a turbulent boundary layer with riblets». In: *Journal of fluid mechanics* 208 (1989), pp. 417–458 (cit. alle pp. 30, 31).
- [29] Yulia Peet, Pierre Sagaut e Yves Charron. «Turbulent drag reduction using sinusoidal riblets with triangular cross-section». In: *38th Fluid Dynamics Conference and Exhibit*. 2008, p. 3745 (cit. a p. 32).
- [30] Gioacchino Cafero e Gaetano Iuso. «Drag reduction in a turbulent boundary layer with sinusoidal riblets». In: *Experimental Thermal and Fluid Science* 139 (2022), p. 110723. ISSN: 0894-1777. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2022.110723>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0894177722001236> (cit. alle pp. 32, 35).
- [31] G. Iuso. *Dispense del corso di Aerodinamica sperimentale del Politecnico di Torino* (cit. alle pp. 34, 35, 38–40).
- [32] N. HUTCHINS, T. B. NICKELS, I. MARUSIC e M. S. CHONG. «Hot-wire spatial resolution issues in wall-bounded turbulence». In: *Journal of Fluid Mechanics* 635 (2009), pp. 103–136. DOI: 10.1017/S0022112009007721 (cit. alle pp. 40, 54).
- [33] Kapil A Chauhan, Peter A Monkewitz e Hassan M Nagib. «Criteria for assessing experiments in zero pressure gradient boundary layers». In: *Fluid Dynamics Research* 41.2 (2009), p. 021404 (cit. a p. 44).
- [34] Peter A Monkewitz, Kapil A Chauhan e Hassan M Nagib. «Self-consistent high-Reynolds-number asymptotics for zero-pressure-gradient turbulent boundary layers». In: *Physics of Fluids* 19.11 (2007), p. 115101 (cit. a p. 44).
- [35] Ramis Örlü, Jens H.M. Fransson e P. Henrik Alfredsson. «On near wall measurements of wall bounded flows—The necessity of an accurate determination of the wall position». In: *Progress in Aerospace Sciences* 46.8 (2010), pp. 353–387. ISSN: 0376-0421. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.paerosci.2010.04.002>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0376042110000370> (cit. a p. 44).
- [36] P. Henrik Alfredsson e Ramis Örlü. «The diagnostic plot — a litmus test for wall bounded turbulence data». In: *European Journal of Mechanics - B/Fluids* 29.6 (2010), pp. 403–406. ISSN: 0997-7546. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.euromechflu.2010.07.006>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0997754610000816> (cit. alle pp. 44, 56).
- [37] P. Henrik Alfredsson, Antonio Segalini e Ramis Örlü. «A new scaling for the streamwise turbulence intensity in wall-bounded turbulent flows and what it tells us about the “outer” peak». In: *Physics of Fluids* 23.4 (2011), p. 041702. DOI: 10.1063/1.3581074. eprint: <https://doi.org/10.1063/1.3581074>. URL: <https://doi.org/10.1063/1.3581074> (cit. a p. 45).

- [38] C Sanmiguel Vila, Ricardo Vinuesa, Stefano Discetti, Andrea Ianiro, Philipp Schlatter e Ramis Örlü. «On the identification of well-behaved turbulent boundary layers». In: *Journal of Fluid Mechanics* 822 (2017), pp. 109–138 (cit. alle pp. 46–48, 56, 57).
- [39] Sean Bailey et al. «Obtaining accurate mean velocity measurements in high Reynolds number turbulent boundary layers using Pitot tubes». In: *Journal of Fluid Mechanics* 715 (gen. 2013), pp. 642–670. DOI: 10.1017/jfm.2012.538 (cit. a p. 48).
- [40] Ramis Örlü e Philipp Schlatter. «Comparison of experiments and simulations for zero pressure gradient turbulent boundary layers at moderate Reynolds numbers». In: *Experiments in fluids* 54 (2013), pp. 1–21 (cit. a p. 48).
- [41] P Vincenti, J Klewicki, C Morrill-Winter, CM White e M Wosnik. «Streamwise velocity statistics in turbulent boundary layers that spatially develop to high Reynolds number». In: *Experiments in fluids* 54 (2013), pp. 1–13 (cit. a p. 48).
- [42] David B De Graaff e John K Eaton. «Reynolds-number scaling of the flat-plate turbulent boundary layer». In: *Journal of Fluid Mechanics* 422 (2000), pp. 319–346 (cit. a p. 52).
- [43] Ramis Örlü, Antonio Segalini, Joseph Klewicki e P Henrik Alfredsson. «High-order generalisation of the diagnostic scaling for turbulent boundary layers». In: *Journal of Turbulence* 17.7 (2016), pp. 664–677 (cit. a p. 56).