

UNIVERSITÀ DI GENOVA

SCUOLA POLITECNICA

DIME

Dipartimento di Ingegneria Meccanica, Energetica,
Gestionale e dei Trasporti



TESI DI LAUREA IN INGEGNERIA MECCANICA

**Stabilità di superfici con riblets nel moto di
Taylor-Couette**

Candidato

Giovanni Bestoso

Relatore

Prof. Alessandro Bottaro

Co-relatore

Dr. Giulia Innocenti

Anno accademico 2024/2025

Prefazione

La presente tesi si inserisce nell'ambito dello studio di strategie passive per la riduzione dell'attrito viscoso nei flussi turbolenti, con particolare attenzione alle superfici micro-strutturate a riblets. Dopo una rassegna della letteratura sul principio di funzionamento e sull'origine biomimetica di tali superfici, l'analisi si concentra sul caso specifico del flusso Taylor-Couette, ossia il moto tra due cilindri coassiali in rotazione relativa. L'obiettivo principale del lavoro è valutare l'impatto delle riblets sulla stabilità del flusso, sia attraverso un modello teorico e numerico (basato su condizioni di slip equivalenti e analisi lineare di stabilità), sia mediante una campagna sperimentale. Quest'ultima è stata condotta utilizzando camicie riblettate stampate in 3D e un reometro ad alta precisione, con misurazioni della coppia resistente e osservazioni dirette delle instabilità vorticali. I risultati mostrano che le superfici riblettate determinano un ritardo dell'instabilità primaria, con un aumento del numero critico di Reynolds fino a circa il 10% rispetto al caso di superficie liscia. Le simulazioni numeriche riproducono accuratamente tale comportamento, confermando la validità dell'approccio teorico. L'accordo tra dati sperimentali e predizioni numeriche evidenzia l'efficacia delle riblets non solo nella riduzione dell'attrito, ma anche nel controllo della transizione alla turbolenza.

Abstract

This study investigates passive strategies for reducing viscous drag in turbulent flows, with a focus on micro-structured riblet surfaces inspired by biomimetic principles. The analysis is centered on Taylor–Couette flow between two coaxial cylinders in relative rotation. A combined theoretical, numerical, and experimental approach was adopted to evaluate the influence of riblets on flow stability. Theoretical and numerical models, based on equivalent slip conditions and linear stability analysis, were complemented by experiments using 3D-printed riblet-coated sleeves and high-precision torque measurements. The results demonstrate that riblet surfaces delay the onset of the primary instability, increasing the critical Reynolds number by up to 10% compared to smooth surfaces. Numerical simulations accurately capture this behavior, validating the modeling approach. Overall, the findings highlight the potential of riblets not only for friction reduction but also for controlling the transition to turbulence.

Ringraziamenti

Raggiunta la conclusione di questa tesi, il primo ringraziamento non può che essere rivolto al Prof. Bottaro. Il lavoro di questi mesi mi ha permesso di toccare con mano, oltre alla Sua sconfinata conoscenza, l'entusiasmo della ricerca e la curiosità verso l'ignoto che ho sempre ricercato nel mio percorso di studi. Grazie alla Dott.ssa Innocenti per la guida, i consigli e il supporto che ci ha sempre fatto pervenire, persino dall'altra parte del mondo. Un particolare ringraziamento al Prof. Lagazzo per la pazienza e il prezioso aiuto nelle attività di laboratorio. Doverosi ringraziamenti anche ai Prof. Pizzorni e Lertora per la disponibilità e il tempo dedicatoci nella misurazione dei campioni.

Inoltre vorrei ringraziare il mio compagno di tesi Edoardo, per aver reso più leggero e divertente il lavoro a un progetto di cui abbiamo condiviso le parti belle, ma soprattutto le lunghe ore in laboratorio e sui libri.

Il più importante ringraziamento va alla mia famiglia, che mi ha sempre supportato, sostenendomi soprattutto nei momenti di difficoltà: so di avervi sempre al mio fianco.

Un grazie dal profondo del cuore ai miei amici. A quelli di Manin, amici di una vita, compagni di mille avventure. A Ziopera Pia, per avermi fatto venire in università sempre con il sorriso e perché se questi tre anni sono volati, è soprattutto grazie a voi. Agli amici di Gestionale, per tutti i bei momenti passati insieme.

Infine, grazie a tutti gli amici, i familiari e i conoscenti, vicini e lontani, che hanno incrociato le loro strade con la mia, lasciandomi qualcosa di buono e non facendomi sentire mai solo.

Indice

1	Letteratura	2
1.1	Introduzione	2
1.2	Storia delle riblets	3
1.2.1	Origine biomimetica	3
1.2.2	Primi studi	3
1.3	Principio di funzionamento	4
1.4	Moto alla Taylor-Couette	8
1.4.1	Instabilità	9
1.4.2	Effetto della rugosità	12
2	Analisi di stabilità	15
2.1	Soluzione del flusso base	16
2.2	Equazioni dei disturbi	16
3	Analisi sperimentale	20
3.1	Apparato sperimentale	20
3.2	Le camicie stampate	21
3.3	Prove e risultati	25
4	Soluzione numerica	31
4.1	Differenze finite	31
4.2	Calcolo e risultati	32
5	Conclusioni	39

1 Letteratura

1.1 Introduzione

Tra le molteplici sfide cui è chiamato a rispondere il mondo della ricerca scientifica risultano estremamente rilevanti lo sviluppo di tecnologie per la riduzione dell'impatto ambientale e l'ottimizzazione energetica delle attività umane; in tale contesto si inseriscono gli studi volti all'analisi e al controllo del campo di moto di un fluido attorno a corpi solidi per la riduzione della resistenza d'attrito. I settori dell'aviazione civile, del trasporto marittimo e su strada sono infatti responsabili ogni anno del 30% circa delle emissioni globali di CO_2 , con un trend (salvo il periodo di pandemia) in crescita. Il consumo globale di carburante dovuto all'aviazione, stimato a 155 milioni di tonnellate nel 2002, raggiungerà le 400 tonnellate circa nel 2030 con una produzione di CO_2 attestata attorno alle 1250 milioni di tonnellate. Una riduzione dell'1% della resistenza per un aereo di linea in condizioni di crociera equivale in prima approssimazione ad una riduzione del consumo di carburante dello 0.75%, implicando una potenziale riduzione di 9 milioni di tonnellate di gas clima-alteranti emessi. Per i moderni aerei di linea inoltre la resistenza d'attrito viscoso è pari circa al 60% della resistenza totale, costituendo così la frazione più rilevante per la potenziale riduzione del drag e dei consumi [1].

I metodi di controllo dei flussi si dividono principalmente in due famiglie, caratterizzate da diverse strategie: attivi (volti a variare le proprietà ed il comportamento generale del flusso) o passivi (incentrati sull'alterazione delle strutture turbolente della regione di strato limite vicino alla parete). La riduzione attiva dell'attrito può essere realizzata, ad esempio, modificando la viscosità del fluido nello strato limite mediante variazione della temperatura o iniezione di un fluido con opportune caratteristiche, oppure innescando una transizione anticipata al regime turbolento per ritardare il distacco dello strato limite mediante aspirazione o iniezione di fluido. I grandi costi legati all'attuazione di questi metodi hanno portato all'intensificarsi delle ricerche di metodi di DR (Drag Reduction) passivi, incentrati prevalentemente sulla configurazione geometrica della superficie; una delle principali soluzioni consiste nella foggatura di scanalature periodiche dette "riblets". [2]

Il termine riblets indica particolari strutture nano o micro-geometriche ottenute su uno strato superficiale dopo un'apposita sagomatura; si tratta di piccole creste che si estendono in direzione parallela a quella del flusso, conferenti una rugosità anisotropa alla superficie.

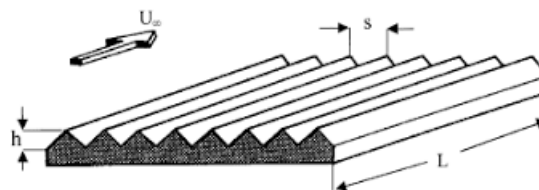


Figura 1.1: Rappresentazione grafica della geometria riblets[3].

1.2 Storia delle riblets

1.2.1 Origine biomimetica

La storia del progresso tecnologico è costellata di idee ed invenzioni umane scaturite dall'osservazione di processi, strutture e meccanismi già presenti in natura. La rilevanza di tale influenza è testimoniata dalla nascita della *biomimesi*, branca di studio che utilizza i sistemi biologici come modello per sviluppare sistemi sintetici.

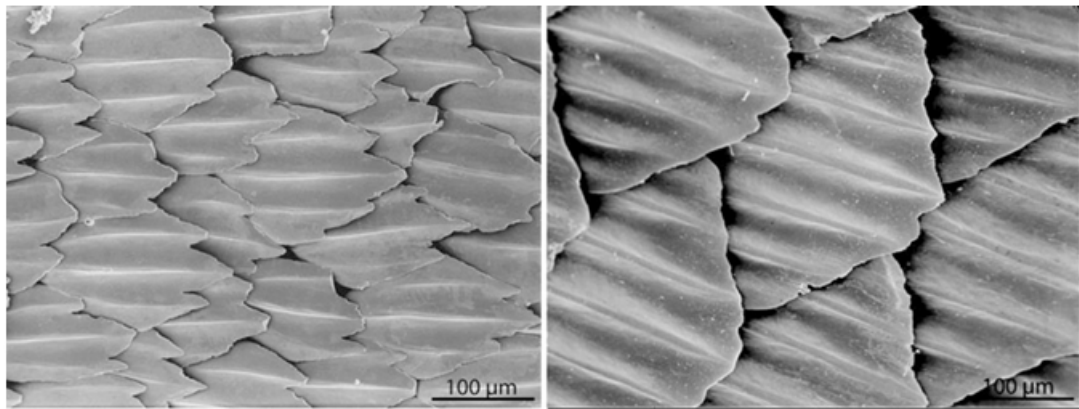


Figura 1.2: Immagini ottenute con microscopio elettronico a scansione (200x) della pelle di uno squalo mako pinna corta *Isurus oxyrinchus* (sinistra) e di uno squalo pinna nera *Carcharhinus limbatus* (destra) dalla parete dorsale del corpo [4].

Le superfici riblettate sono direttamente ispirate alla struttura epidermica degli esemplari di alcune delle specie più veloci di squalo. Sebbene a livello macroscopico questa possa apparire liscia e regolare, un'osservazione microscopica della pelle rivela una conformazione del tutto differente. La superficie risulta ricoperta di minuscole scaglie o dentini, detti "denticoli dermici", le cui dimensioni e geometrie variano a seconda della posizione anatomica e della specie; in generale però le scaglie risultano essere sempre orientate parallelamente al flusso dell'acqua sulla pelle. Tali caratteristiche rappresentano un tratto evolutivo vincente che garantisce alla specie diversi vantaggi: la riduzione dell'attrito idrodinamico permette agli squali di raggiungere velocità massime più elevate, di consumare meno energia e allo stesso tempo fornisce una maggiore protezione contro le incrostazioni e la formazione di biofilm batterici [5].

1.2.2 Primi studi

Le prime ricerche sulle riblets sono state condotte da Michael J. Walsh ed i suoi collaboratori nel NASA Langley Research Center a partire dal 1976, principalmente su scanalature a V su piastre d'alluminio in galleria del vento e furono i primi a ottenere una diminuzione netta di resistenza del 2 - 6%. Tra le prime aziende a ricercare una possibile applicazione a livello industriale delle riblets spicca 3M, che fin dagli anni '80 ha collaborato con il centro Langley ed il Flight Institute di Seattle per valutare le prestazioni di lamine riblettate in plastica stampata. Tali pellicole furono studiate per applicazioni non esclusivamente aeronautiche, tanto

che nel 1987 lo yacht da regata "Stars and Stripes", equipaggiato di riblets prodotte da NASA e 3M, vinse l'America's Cup. A partire da questi primi studi, la ricerca sulle riblets si è diffusa in tutto il mondo; particolarmente importante fu l'attività portata avanti da Bechert ed il suo team presso il Centro aerospaziale tedesco DLR (Deutsches Zentrum für Luft und Raumfahrt-DLR). Bechert ed i suoi colleghi hanno implementato una nuova strategia, conservando le forme delle sezioni trasversali della superficie con nervature bidimensionali, analizzate da Walsh in galleria del vento, ma riproducendo la campagna sperimentale in una galleria d'acqua, situata a Berlino. Questa scelta ha permesso di migliorare significativamente la qualità delle misurazioni, per mezzo della fabbricazione di superfici di prova in scala maggiore e a geometria variabile, ottenendo un incremento (rispetto alle misurazioni precedenti) del massimo della riduzione della resistenza, valutato al 9.9% [6].

1.3 Principio di funzionamento

Da un punto di vista fisico, la riduzione dello sforzo a parete per flussi in contatto con superfici scanalate è ascrivibile alle dinamiche di interazione tra queste ultime e lo strato limite turbolento. Si è osservato primariamente che in presenza di riblets i vortici longitudinali sono distanziati (o "sollevati") dalla superficie e portati quindi ad interagire principalmente con le creste; l'elevato sforzo di taglio quindi è confinato principalmente alle punte, con il risultato di una riduzione della turbolenza vicino alla parete e del trasporto di quantità di moto [7]. Secondariamente, è stata avanzata l'idea che le riblets ostacolano i flussi trasversali e le relative fluttuazioni di velocità, riducendo così l'eiezione di vortici verso zone superiori dello strato limite e limitando gli sforzi turbolenti di Reynolds.

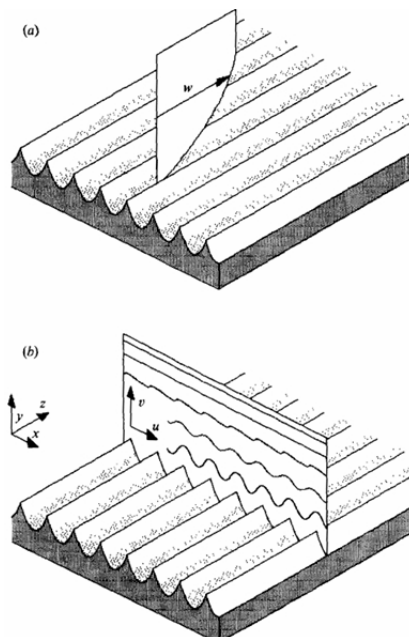


Figura 1.3: Rappresentazione schematica del flusso turbolento (a) medio longitudinale e (b) trasversale su una superficie scanalata[8].

I parametri fondamentali per la descrizione geometrica delle protrusioni sono l'altezza h delle creste e la spaziatura s tra una cresta e l'altra, introdotti in forma dimensionale da Walsh (1982) [9] e definiti come

$$s^+ = \frac{su_\tau}{\nu} \quad h^+ = \frac{hu_\tau}{\nu}$$

dove

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}$$

è la velocità d'attrito a parete, definita a partire dallo sforzo a parete τ_w , dalla viscosità cinematica e dalla densità del fluido.

Al fine di ottenere un modello sufficientemente semplice per descrivere l'interazione tra uno strato limite turbolento ed una superficie non planare sono state sviluppate diverse teorie. L'interpretazione più accreditata è quella sviluppata a partire dagli studi di *Bechert et al. (1989)* [10] e di *Luchini et al. (1991)* [8]. Le dimensioni tipiche delle protrusioni dimostrate sperimentalmente efficaci nella riduzione dell'attrito rientrano nell'ordine di grandezza delle dimensioni del sottostrato viscoso turbolento; in tale regione, che si estende per le prime unità di parete al di sopra della superficie, la fisica del flusso è dominata dalle forze viscosi. Di conseguenza, nella risoluzione delle equazioni di Navier-Stokes possono essere trascurati i termini convettivi, consentendo lo studio del flusso attraverso le equazioni di Stokes. Con un'ulteriore approssimazione, essendo i termini d'inerzia all'incirca dello stesso ordine di grandezza di quelli convettivi (ed essendo le frequenze tipiche del flusso turbolento sufficientemente basse), risultano a loro volta ininfluenti ai fini del calcolo del campo di flusso. In definitiva, eliminando anche la dipendenza dal tempo dalle equazioni del sottostrato viscoso, sia il flusso medio che le oscillazioni turbolente possono essere studiate con il modello delle equazioni di Stokes quasi-stazionarie. L'origine della riduzione d'attrito è stata individuata nella differente interazione della dentatura con la componente di flusso longitudinale e trasversale, quantitativamente espressa dalla differenza tra le due *altezze di protrusione*; queste sono definite come la distanza tra l'apice della riblet e l'origine apparente del profilo di velocità del flusso.

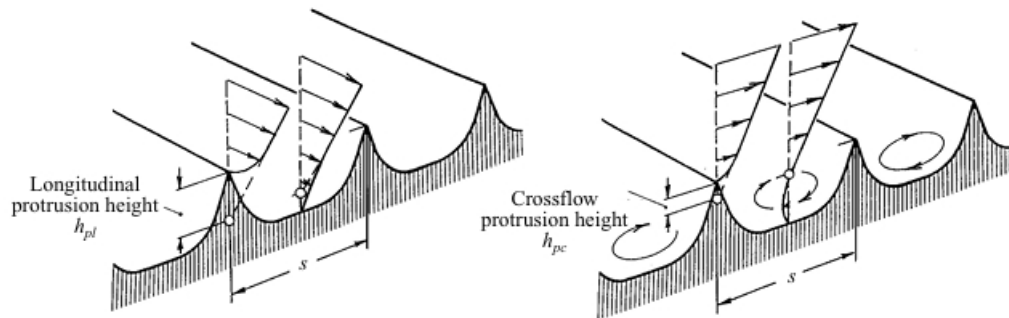


Figura 1.4: Flusso viscoso longitudinale e trasversale su superficie scanalata [6]

Sia il flusso trasversale che quello longitudinale assumono, a una certa distanza dalla parete, il profilo di un flusso di taglio uniforme (simile a quello esistente in prossimità di una superficie piana) e l'unica traccia tangibile della presenza di scanalature

risiede nella collocazione della parete virtuale da cui il profilo di velocità sembra originare. Di conseguenza, nelle ipotesi di riblets non eccedenti il sottostrato viscoso turbolento, una superficie scanalata risulta equivalente ad una superficie piana adeguatamente posizionata.

L'aspetto che esplicita la capacità della superficie riblettata di ostacolare il flusso trasversale risulta essere la maggiore profondità della parete virtuale "vista" dal flusso longitudinale rispetto alla corrispondente del flusso trasversale, maggiormente "immersa" nel fluido. L'unico parametro dunque individuabile per distinguere la presenza di una superficie scanalata da una superficie piana è la differenza tra le due altezze di protrusione

$$\Delta h = h_l - h_c$$

Luchini *et al.* hanno dimostrato che tale parametro risulta essere positivo per scanalature di ogni forma, riuscendo quindi a quantificare la capacità di un profilo di rugosità di ostacolare il flusso trasversale. Le componenti di velocità di tale flusso (w') sono generate da vortici longitudinali o da altri fenomeni tipicamente turbolenti vicino alla parete. Questi eventi turbolenti sono dunque allontanati dalle valli delle scanalature (a causa dell'innalzamento dell'origine del flusso trasversale); lo spostamento di fluido che ne consegue provoca un assottigliamento del sottostrato viscoso e quindi un minore sforzo d'attrito a parete.

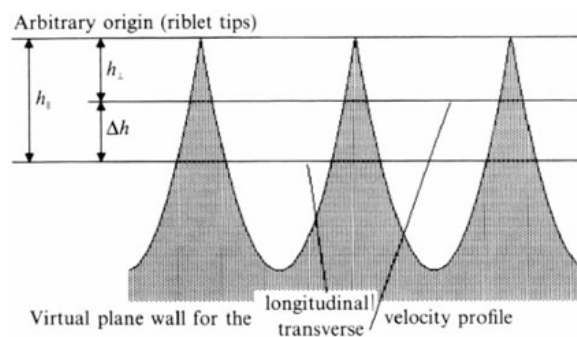


Figura 1.5: Correlazioni tra le altezze di protrusione e le posizioni delle pareti virtuali viste dal flusso longitudinale e trasversale

Nel corso degli anni di sperimentazione delle superfici riblettate si è osservato un differente comportamento e differenti valori della riduzione di resistenza in base alla geometria della riblettatura. In particolare, sono state testate creste di forme rettangolari, trapezoidali, triangolari e paraboliche, ognuna caratterizzata da differenti parametri geometrici in termini di altezza e spacing.

La figura 1.6 fornisce la tipica curva di riduzione di resistenza (espressa come variazione percentuale dello sforzo d'attrito rispetto al caso di superficie piana) in funzione della spaziatura in unità di parete. Osservando il grafico si nota che inizialmente si ha una riduzione lineare della resistenza all'aumentare dello spacing; tale andamento iniziale prende il nome di *regime viscoso* e si estende fino a valori di $s^+ = 15/20$ a seconda della geometria della riblet in esame. La pendenza della curva può essere calcolata come

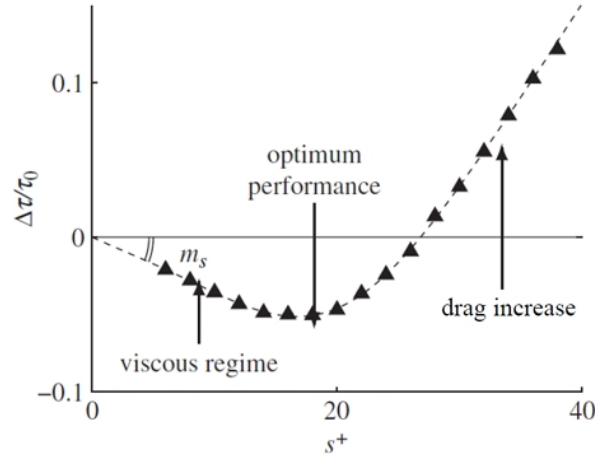


Figura 1.6: Curva di riduzione dello sforzo di taglio per riblets in funzione della spaziatura adimensionale [11].

$$m_s = -\left(\frac{\partial(\Delta\tau/\tau_0)}{\partial s^+}\right)_{s^+=0} \quad (1.1)$$

Una volta raggiunta la condizione di massima riduzione di sforzo di taglio, se si aumenta ulteriormente la spaziatura la curva torna a salire fino al regime di *drag increase*, oltre il quale si raggiungono resistenze superiori rispetto a quelle di una normale superficie liscia. Il regime viscoso dunque si interrompe al raggiungimento di un s^+_{opt} ottimale per il quale la riduzione di resistenza è massima.

Studiando i dati sperimentali per diverse geometrie di riblets, Garcia e Mayoral (2011) [11] hanno cercato di convogliare in un unico parametro le caratteristiche geometriche di un profilo, in moto da tenere conto allo stesso tempo dell'altezza e della spaziatura. Il comportamento migliore è stato individuato attraverso il *groove aspect ratio*, l'area trasversale compresa tra due creste, definita come

$$\ell_g^+ = \sqrt{\frac{A_g}{s^2}} = \sqrt{A_g^+} \quad (1.2)$$

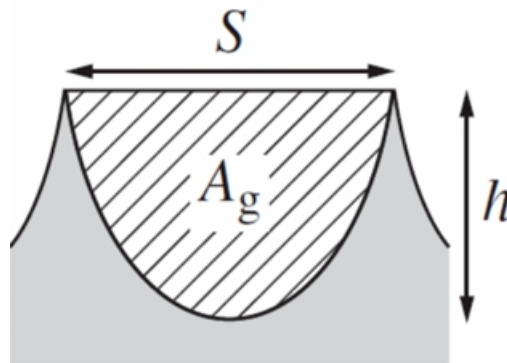


Figura 1.7: Area della sezione trasversale tra due scanalature successive. [11]

Adimensionalizzando in tale modo i due parametri caratteristici è possibile osservare che l'andamento della riduzione di resistenza in funzione di queste nuove grandezze di differenti riblet si compatta in un'unica zona; i valori ottimali di s^+ e h^+ hanno una dispersione di circa il 40%, mentre il valore ottimale di ℓ_g^+ rimane all'incirca in un'intorno del 10% di $\ell_{g,opt}^+$. Comparando i dati si nota inoltre una buona corrispondenza per $\ell_g^+ \leq 15$.

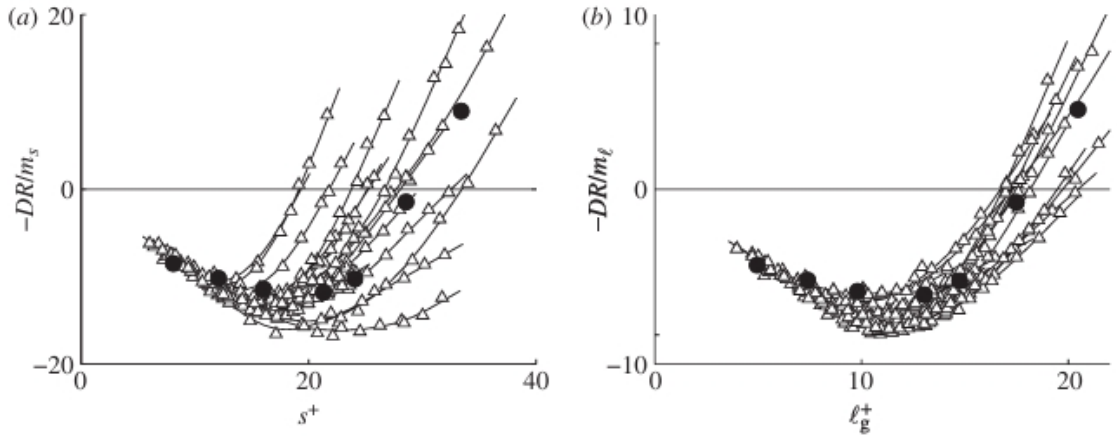


Figura 1.8: Caption

1.4 Moto alla Taylor-Couette

Dagli inizi delle ricerche sulle riblets sono molte le configurazioni utilizzate per realizzare studi sulle dinamiche di interazione tra flusso fluido e superficie scanalata. In questo studio è stato approfondito il caso del moto alla Taylor-Couette, ovvero il flusso che si sviluppa nella sezione anulare di fluido contenuta tra due cilindri coassiali in moto relativo. Sebbene gallerie del vento o ad acqua siano apparati sperimentali spesso utilizzati per realizzare studi sulla riduzione d'attrito viscoso, la necessità di realizzare misurazioni accurate di differenze di forze molto piccole combinata a superfici estese fanno sì che siano molto dispendiosi in termini di tempo e risorse. Per questa ragione il sistema di Taylor-Couette si è affermato come setup sperimentale alternativo, caratterizzato da una maggiore versatilità e realizzabilità, da una trattazione matematica relativamente semplice e approfondita del flusso e delle relative instabilità, dalla possibilità di osservazione diretta del fenomeno. Nel presente lavoro il setup considerato è quello di un cilindro interno rotante e di un cilindro esterno fisso. Il flusso stabile per tale geometria è detto moto alla Couette cilindrico; applicando le equazioni di Navier-Stokes per un fluido incomprimibile in coordinate cilindriche (r, θ, z) , nel caso di cilindro infinito, si arriva ad una soluzione analitica della forma:

$$V = 0 \quad U = Ar + \frac{B}{r} \quad W = 0 \quad \frac{\partial P}{\partial r} = \rho \frac{U^2}{r} \quad (1.3)$$

Dove U, V, W sono le componenti di velocità azimutale, radiale ed assiale ed i coefficienti A e B dipendono dal rapporto tra i raggi dei cilindri interno ed esterno R_i e R_o e dalla velocità di rotazione del cilindro interno ω_i .

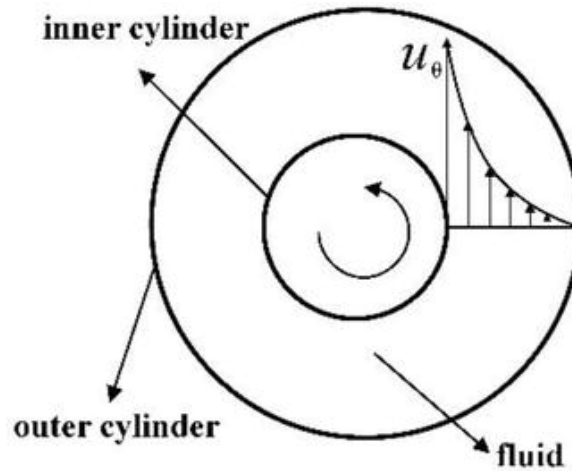


Figura 1.9: Profilo di velocità azimutale di un flusso alla Couette cilindrico. [12]

1.4.1 Instabilità

Il flusso di Taylor-Couette rimane stabile finché i due parametri legati alla velocità del cilindro esterno o interno, ovvero i numeri di Reynolds R_0 ed R_i raggiungono un valore critico. Una peculiarità di tale flusso è il grande numero di possibili configurazioni instabili ottenibili regolando le velocità dei due cilindri. Nello studio di *Andereck et al* [13] l'analisi in dettaglio di tali fenomeni ha evidenziato la presenza di più di 10 regimi di flusso differenti a seconda del moto relativo dei cilindri, come riportato in figura 1.10.

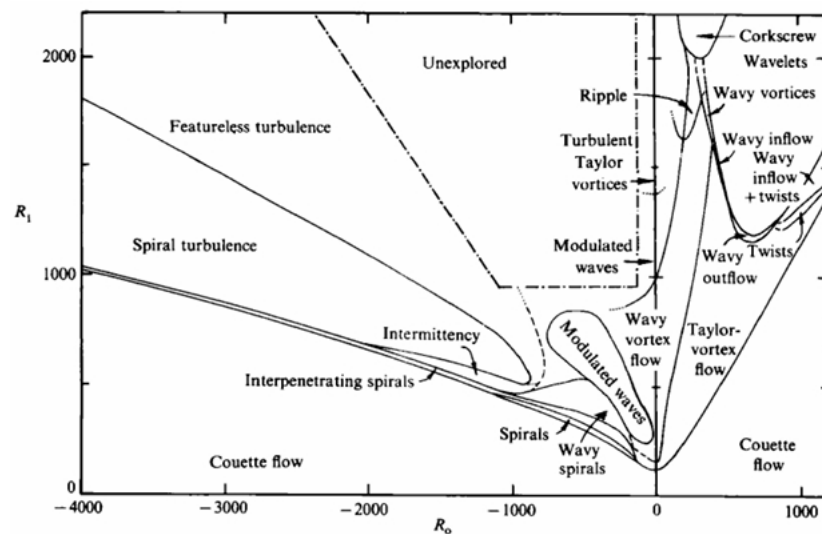


Figura 1.10: Regimi di flusso osservati tra due cilindri concentrici rotanti indipendentemente. Le linee tratteggiate indicano le transizioni difficili da rilevare visivamente data l'assenza di variazioni di flusso osservabili in modo netto.

L'interesse di questo studio ricade soprattutto sulle instabilità maggiormente conosciute e raggiungibili nel caso di cilindro esterno fermo. L'instabilità primaria è

costituita dalla formazione di coppie di vortici controrotanti assialsimmetrici (secondo quindi una geometria toroidale) lungo tutto il campo di flusso. Ogni coppia di vortici ha una lunghezza d'onda di dimensione circa $2d$, dove $d = R_o - R_i$ è il gap tra i due cilindri. In tale regime il fluido più veloce vicino alla parete del cilindro interno è trascinato verso l'esterno nelle regioni di deflusso tra i vortici, mentre il fluido a bassa velocità nella zona adiacente al cilindro esterno è trasportato verso l'interno nelle regioni di afflusso tra i vortici, ridistribuendo il momento angolare del fluido nell'intercapedine. Le velocità assiali e radiali dovute alla formazione dei vortici sono in genere relativamente piccole, nell'ordine di qualche punto percentuale della velocità della superficie del cilindro interno. L'origine del flusso vorticoso è dovuta a un'instabilità centrifuga. Il flusso di Couette cilindrico stabile è geostrofico: in un sistema di riferimento solidale con una particella fluida, la forza legata al gradiente di pressione radiale (dovuto alla velocità azimutale) è bilanciata dalla forza apparente (a causa della non-inerzialità del sistema rotante) dovuta al termine di accelerazione di Coriolis.

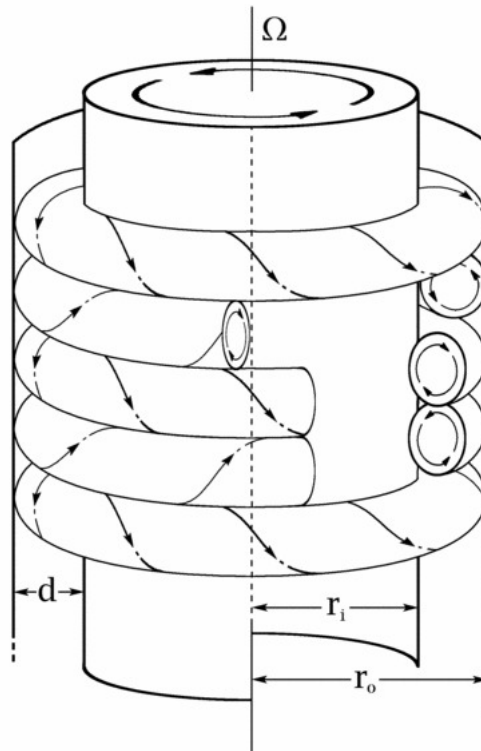


Figura 1.11: Schema di vortici controrotanti assialsimmetrici di un flusso di Taylor-Couette.[14]

Tuttavia, perturbando una particella fluida con un leggero spostamento dalla traiettoria iniziale verso circonferenze di raggi maggiori, questa raggiunge una regione dove la forza di pressione locale è leggermente minore dell'inerzia della particella nel suo moto di allontanamento; questa è dovuta alla posizione iniziale della particella, che conserva il suo momento angolare. Il risultato è che la particella continua nel suo moto verso l'esterno. Secondo lo stesso meccanismo, una particella fluida mossa leggermente verso traiettorie interne continuerà nel suo moto di avvicinamento al

cilindro interno. Non è quindi importante la natura della perturbazione iniziale, siccome la conservazione della massa garantisce un ritorno di flusso che conduce alla conformazione della struttura vorticoso toroidale del flusso di Taylor-Couette. Per velocità di rotazione limitate le perturbazioni sono smorzate con successo dalla viscosità, che sopprime le instabilità. Le instabilità sopraggiungono quindi esclusivamente quando la forza dovuta al gradiente di pressione diminuisce con il raggio (a causa della diminuzione della velocità azimutale), come nel caso di cilindro interno rotante ed esterno fisso. Al contrario, se a ruotare è solo il cilindro esterno allora il gradiente di pressione aumenta all'aumentare del raggio e il flusso rimane stabile[14]. Continuando a fornire energia al sistema e spingendo il parametro di controllo oltre la soglia critica, nel caso di cilindro esterno fisso si manifestano instabilità di ordine superiore che presentano variazioni della struttura vorticoso. La prima transizione è ad un regime di vortici oscillanti ("wavy vortex flow") caratterizzato da un assetto oscillatorio in direzione azimutale dei vortici.

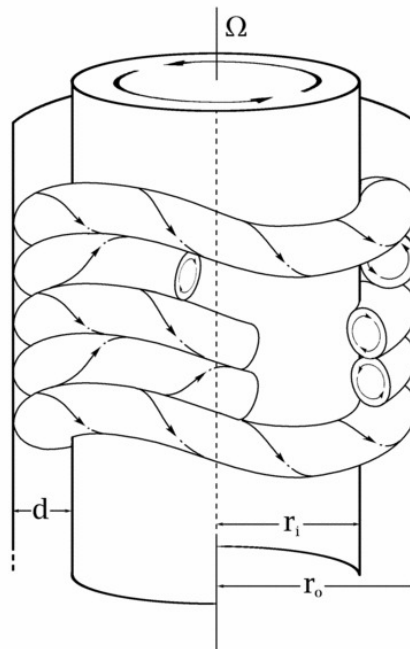


Figura 1.12: Vortici oscillanti controrotanti

Le onde viaggiano ad una velocità che, in funzione del numero di Reynolds e di altre condizioni, è circa il 30/50% della velocità della superficie del cilindro rotante interno. Le regioni di deformazione verticale ascendente (discendente) delle strutture toroidali corrispondono a regioni di flusso assiale ascendente (discendente). Di conseguenza, i tubi di flusso vengono distrutti portando le particelle a percorrere traiettorie caotiche con miscelazione intra-vortice. Al contrario, la struttura cellulare assialsimmetrica dei semplici vortici di Taylor produce una serie di tubi di flusso annidati per ciascun vortice, con una superficie di separazione invariante per ogni vortice adiacente. L'unico meccanismo di trasporto all'interno di ogni vortice o tra vortici è la diffusione molecolare.

1.4.2 Effetto della rugosità

La presenza di un cilindro interno non liscio ha diversi effetti sulle caratteristiche del flusso. La riduzione d'attrito è riscontrabile soprattutto in regime turbolento ed in particolare cresce all'aumentare del parametro di controllo. L'analisi di Greidanius et al.[15] esplicita, attraverso le misure di coppia e velocità media azimutale (effettuate con tecniche PIV tomografiche), che l'applicazione di riblets a V modifica in modo evidente il profilo di velocità: vicino alla parete interna la velocità si riduce e si osserva un gradiente minore, segno di una turbolenza attenuata. Inoltre, le misure di velocità mostrano che il profilo del flusso passa da uno stato turbolento uniforme (con vortici Taylor) a un flusso con minore turbolenza in prossimità delle riblets. Questo effetto contribuisce alla riduzione dell'attrito grazie alla capacità delle scanalature di limitare i moti vorticosi trasversali e stabilizzare il flusso vicino alla parete, diminuendo lo scambio di quantità di moto tra fluido veloce e fluido rallentato al contatto con la superficie. Infatti, i risultati indicano un'efficace riduzione della resistenza superficiale: al numero di Reynolds di taglio $Re_s \approx 4.7 \times 10^4$ (il parametro di controllo utilizzato, definito come $Re_s = \frac{2}{1+\eta}|\eta Re_o - Re_i|$) si osserva una riduzione apparente massima della coppia resistente del 5.3%, che corrisponde a un $s^+ \approx 14$, valore vicino a quelli ottimali documentati in letteratura. Una parte di questa variazione, tuttavia, è dovuta a un effetto collaterale di rotazione complessiva del fluido (effetto di "rotation bias"). Correggendo questo effetto di rotazione, la riduzione netta di attrito risulta del 3.4%, confermando comunque l'efficacia delle riblets. Uno studio più recente [16] di Xu et al. ha esplorato un range più vasto di Re , considerando anche regimi non turbolenti (partendo da un Reynolds minimo di 160 e arrivando fino a quasi 19000). I risultati mostrano che la capacità delle riblets (sempre con geometria a V) di ridurre la resistenza è fortemente dipendente dal regime di flusso. Nei regimi caratterizzati da vortici Taylor regolari e organizzati, le micro-scanalature indeboliscono significativamente l'intensità dei grandi vortici trasportanti quantità di moto dal cilindro interno verso il fluido. Questa attenuazione si manifesta in una riduzione misurabile della velocità azimutale e della vorticità nella regione prossima alla parete, con conseguente diminuzione della coppia necessaria a mantenere la rotazione. In tali condizioni, la riduzione di attrito può superare il 20%, e cresce all'aumentare sia del numero di Reynolds sia della dimensione delle scanalature. Lo studio individua tuttavia una soglia critica, corrispondente ad un valore del parametro di controllo $Re \approx 1380$; raggiunta questa condizione il flusso transita in un regime di vortici turbolenti più disordinati, e lo fa tanto prima quanto più grandi sono le scanalature. In questa configurazione, lo spessore dello strato limite si riduce al punto da diventare confrontabile o inferiore all'altezza delle scanalature. Quando ciò accade, l'effetto stabilizzante delle riblets scompare, mentre prevale l'effetto di rugosità: le scanalature si comportano come asperità che protrudono nel flusso turbolento, incrementando l'attrito anziché ridurlo. Dunque le riblets sono un efficace strumento di riduzione dell'attrito solo entro un intervallo di condizioni operative in cui il loro effetto di indebolimento dei vortici è predominante rispetto alla rugosità, e risulta determinante dimensionare correttamente le micro-scanalature rispetto allo spessore dello strato limite e al regime di flusso per ottenere un beneficio netto.

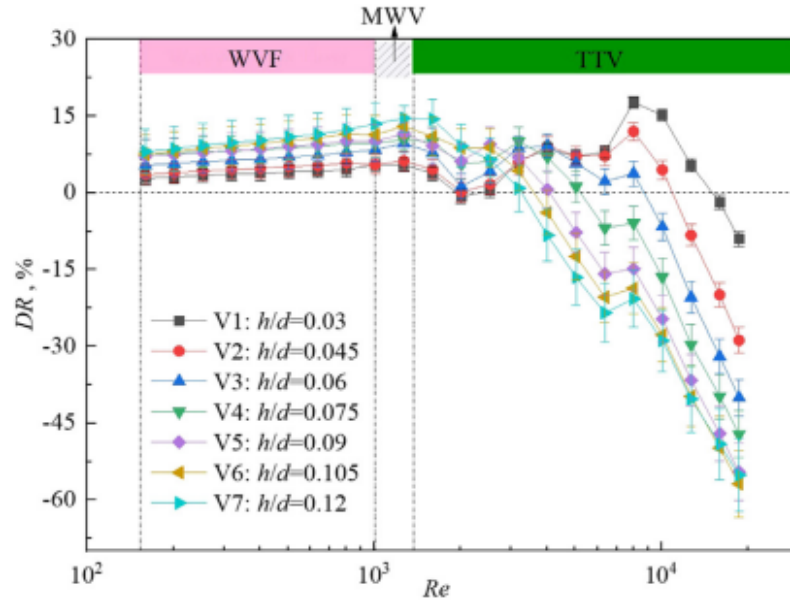


Figura 1.13: Andamento della riduzione d'attrito in funzione di Re al variare della geometria delle superfici microstrutturate. Le barre verticali di errore tangono conto dell'errore di misura della coppia resistente.[16]

Nel presente lavoro l'effetto delle irregolarità presenti sulla parete interna del cilindro viene studiato attraverso una teoria detta omogeneizzazione asintotica, che si basa sulla separazione delle scale: da una parte c'è la lunghezza caratteristica delle microstrutture della superficie (le piccole ondulazioni o corrugazioni), dall'altra la dimensione molto più grande dei vortici toroidali principali che si formano quando si supera una certa soglia critica. Attraverso tale processo si giunge alla determinazione delle lunghezze di slittamento di Navier nelle direzioni azimutale (intorno all'asse del cilindro) e assiale (lungo l'asse).

Sebbene la condizione di aderenza sia ormai universalmente accettata come la condizione al contorno da imporre all'interfaccia tra un solido e un liquido, in realtà si tratta di un'approssimazione accurata solo per scale di lunghezza macroscopiche. L'idea di una condizione al contorno "di slittamento" fu proposta per la prima volta da Navier, nel cui modello bidimensionale (con asse y normale alla superficie) la velocità di slip $\mathbf{u}(x, 0)$ risulta proporzionale alla velocità di taglio percepita dal fluido.

$$\mathbf{u}(x, 0) = \lambda \left. \frac{\partial u_1}{\partial x} \right|_{y=0} \quad (1.4)$$

La grandezza λ è detta lunghezza di slip di Navier; fisicamente è interpretabile come la distanza al di sotto della superficie alla quale la velocità, estrapolata linearmente, soddisferebbe la no-slip condition. Queste lunghezze di slittamento dipendono dalla forma e dalle dimensioni delle ondulazioni superficiali, permettendo di produrre su una parete liscia lo stesso effetto medio delle corrugazioni sul flusso. Una grande lunghezza di slip indica che il flusso del liquido tra superfici confinanti incontra un

attrito ridotto, e che un solido che si muove all'interno del liquido sperimenta una forza di trascinamento più bassa. Per questo motivo, progettare superfici capaci di aumentare la lunghezza di slip è diventato un argomento di grande interesse nei dispositivi micro- e nanofluidici[17]. Successivamente, queste condizioni al contorno “equivalenti” vengono applicate su una superficie di riferimento ideale (cioè una parete liscia dotata però di una condizione di slittamento) per svolgere un’analisi lineare di stabilità, in modo da calcolare i parametri critici per la comparsa dei vortici di Taylor–Couette.

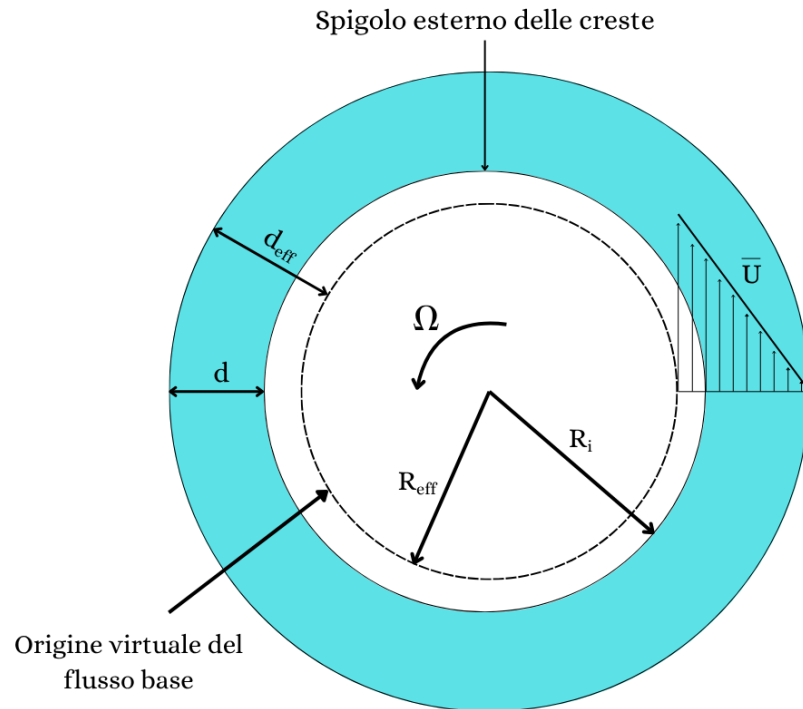


Figura 1.14: Schema del sistema rotante in una sezione su un piano normale all'asse. La circonferenza tratteggiata rappresenta la superficie liscia virtuale cui vengono applicate le condizioni di slip.

2 Analisi di stabilità

Lo studio della stabilità (o instabilità) dei flussi costituisce una parte fondamentale della fluidodinamica, poiché consente di predire, data una certa classe di flussi, quelli "sperimentalmente osservabili". Un flusso instabile è "rapidamente" soggetto a rottura ed evolve verso un'altra configurazione, ovvero verso un flusso con altre caratteristiche spazio-temporali. Lo studio della stabilità di flussi è importante, inoltre, perché per un'ampia classe di essi l'instabilità del regime laminare conduce al regime turbolento, caratterizzato da un campo di vorticità tridimensionale variabile nel tempo e con un'ampia gamma di scale spazio-temporali. L'obiettivo di un'analisi di stabilità è, dunque, stabilire se un dato flusso laminare sia instabile e, nel caso, analizzare la dinamica di rottura ed evoluzione verso uno stato turbolento o un altro (sovente più complesso) stato laminare. La teoria e i metodi della stabilità fluidodinamica sono generalmente incentrati sullo studio della risposta di un flusso laminare a disturbi di piccola intensità. Le metodologie d'indagine ed i concetti base dell'analisi di stabilità fluidodinamica sono stati sviluppati a partire dalla seconda metà dell'800 sulla base delle precedenti formalizzazioni realizzate già in campo meccanico; la prima importante definizione dell'idea di sistema fisico stabile è stata data da Maxwell: "Considerata una condizione iniziale di un sistema, se una qualunque piccola variazione di essa modificherà quello stato in istanti successivi solo per una qualunque piccola entità, allora la condizione iniziale stessa è detta stabile; se invece, una qualunque piccola variazione dello stato iniziale (attuale) può produrre uno scostamento finito dello stato del sistema in un tempo finito, la condizione del sistema è detta instabile".

Un problema teorico di stabilità fluidodinamica consiste nello studio della stabilità di una soluzione delle equazioni di Navier-Stokes accoppiate ad opportune condizioni al contorno. In generale, per un assegnato numero di Reynolds le equazioni di Navier-Stokes (in particolare stazionarie) ammettono una certa soluzione, detta flusso base, di cui interessa studiare la stabilità. È importante sottolineare che la soluzione può dipendere fortemente da questo parametro, nel senso che al variare di esso può variare la soluzione, non solo in carattere ma anche in numero. Naturalmente, a seconda della natura del problema in esame, il parametro di governo può essere determinato attraverso altri numeri adimensionali, come ad esempio il numero di Reynolds. Nel presente lavoro si fa riferimento ad uno dei procedimenti classici: individuata la soluzione delle equazioni di NS per il flusso di cui si vuole studiare la stabilità (detto "flusso base"), si ipotizza che le equazioni di evoluzione dei disturbi possano essere derivate sovrapponendo ai campi di velocità e pressione del flusso base piccoli disturbi, espressi solitamente come modi normali di oscillazione del sistema; in teoria ogni perturbazione è il risultato della somma di molti modi normali, ma in realtà il comportamento del flusso è governato da un modo dominante, ovvero il cui valore di Reynolds critico è il minore (e quindi il primo a raggiungere una condizione instabile). In questo modo si ottiene un set di equazioni dei disturbi non lineare, ma in cui vengono solitamente trascurati i termini di ordine superiore in virtù dell'ipotesi di perturbazioni inizialmente piccole.

2.1 Soluzione del flusso base

Una volta portata a termine l'omogenizzazione, si sfruttano le condizioni al contorno ottenute per determinare l'espressione del flusso base. Il moto in questione è retto dalla componente azimutale dell'equazione di NS (nell'ambito della scala macro)

$$\frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Z^2} + \delta \frac{\partial U}{\partial Y} = 0 \quad (2.1)$$

Avente come condizioni al contorno

$$\begin{cases} U|_{Y=0} = 1 + \epsilon \lambda_x \frac{\partial \bar{U}}{\partial Y} |_{Y=0} \\ U|_{Y=1} = 0 \end{cases}$$

Assumendo $V = W = 0$ il flusso medio, indicato da una sbarra sovrascritta, è della forma

$$\bar{U}(Y) = -Ae^{-\delta Y} + B \quad (2.2)$$

Con le costanti A e B rispettivamente di valore

$$A = \frac{1}{1 + \epsilon \delta \lambda_x - e^{-\delta}} \quad \text{e} \quad B = \frac{-e^{-\delta}}{1 + \epsilon \delta \lambda_x - e^{-\delta}}. \quad (2.3)$$

La velocità di slip relativa alla condizione posta alla superficie virtuale è

$$\bar{U}(0) = 1 - \epsilon \lambda_x + O(\epsilon \delta) + O(\epsilon^2), \quad (2.4)$$

mentre la coordinata Y (negativa) in cui si ottiene $\bar{U} = 1$ risulta

$$Y = -\frac{1}{\delta} \ln [1 + \epsilon \delta \lambda_x] = -\epsilon \lambda_x + O(\epsilon^2 \delta). \quad (2.5)$$

2.2 Equazioni dei disturbi

Il problema di stabilità lineare è formulato sovrapponendo ai campi di velocità e pressione del flusso medio una componente di disturbo infinitesima

$$U = \bar{U} + U' \quad (2.6)$$

$$V = V' \quad (2.7)$$

$$W = W' \quad (2.8)$$

$$P = \bar{P} + P' \quad (2.9)$$

Riscrivendo l'equazione di continuità e le equazioni di NS adimensionali con tale notazione e linearizzando (trascurando i disturbi di ordine superiore al primo)

$$\frac{\partial V'}{\partial Y} + \delta V' + \frac{\partial W'}{\partial Z} = 0 \quad (2.10)$$

$$\frac{\partial V'}{\partial T} - 2\delta \bar{U}U' = -\frac{\partial P'}{\partial Y} + \frac{1}{Re} \left[\frac{\partial^2 V'}{\partial Y^2} + \delta \frac{\partial V'}{\partial Y} + \frac{\partial^2 V'}{\partial Z^2} \right] \quad (2.11)$$

$$\frac{\partial U'}{\partial T} + V' \frac{\partial \bar{U}}{\partial Y} + \delta \bar{U}V' = \frac{1}{Re} \left[\frac{\partial^2 U'}{\partial Y^2} + \delta \frac{\partial U'}{\partial Y} + \frac{\partial^2 U'}{\partial Z^2} \right] \quad (2.12)$$

$$\frac{\partial W'}{\partial T} = -\frac{\partial P'}{\partial Z} + \frac{1}{Re} \left[\frac{\partial^2 W'}{\partial Y^2} + \delta \frac{\partial W'}{\partial Y} + \frac{\partial^2 W'}{\partial Z^2} \right] \quad (2.13)$$

Poichè il flusso è stazionario è possibile esprimere la soluzione del campo perturbato fattorizzandola, ovvero separando la sua dipendenza dalle variabili spaziali e temporali ed esprimendola come la sovrapposizione lineare di modi normali, ciascuno dei quali avente la forma

$$U' = \hat{U}(Y) e^{\sigma T} \cos(\beta Z) \quad (2.14)$$

$$V' = \hat{V}(Y) e^{\sigma T} \cos(\beta Z) \quad (2.15)$$

$$W' = \hat{W}(Y) e^{\sigma T} \sin(\beta Z) \quad (2.16)$$

$$P' = \hat{P}(Y) e^{\sigma T} \cos(\beta Z) \quad (2.17)$$

Dove il parametro σ è un numero immaginario la cui parte reale è il tasso di crescita della perturbazione e la parte immaginaria la sua frequenza, mentre β è il *numero d'onda spaziale*, che descrive la periodicità dei vortici lungo la direzione assiale attraverso la relazione

$$T = \frac{2\pi}{\beta} \quad (2.18)$$

I disturbi espressi in tale forma ci permettono di adottare la seguente notazione per le operazioni di derivazione

$$\frac{\partial}{\partial Z} = \begin{cases} \beta \cos(\beta z) \\ -\beta \sin(\beta z) \end{cases} \quad \frac{\partial}{\partial Y} = D \quad \frac{\partial}{\partial T} = \sigma$$

In definitiva si ottengono le equazioni di continuità e di NS nella forma

$$D\hat{V} + \delta\hat{V} + \beta\hat{W} = 0 \quad (2.19)$$

$$-\sigma\hat{V} + 2\delta\bar{U}\hat{U} - D\hat{P} + \frac{1}{Re} \left[D^2\hat{V} + \delta D\hat{V} - \beta^2\hat{V} \right] = 0 \quad (2.20)$$

$$-\sigma\hat{U} - \hat{V}D\hat{U} + \delta\bar{U}\hat{V} + \frac{1}{Re} [D^2\hat{U} + \delta D\hat{U} - \beta^2\hat{U}] = 0 \quad (2.21)$$

$$-\sigma\hat{W} + \beta\hat{P} + \frac{1}{Re} [D^2\hat{W} + \delta D\hat{W} - \beta^2\hat{W}] = 0 \quad (2.22)$$

La risoluzione di tale sistema si traduce in un problema agli autovalori complessi della forma

$$\bar{A}[\bar{x}] = \sigma\bar{B}[\bar{x}] \quad (2.23)$$

Nel quale il vettore delle incognite $\bar{x}$ e le due matrici $\bar{A}$ e $\bar{B}$ sono definiti come segue

$$\bar{x} = \begin{pmatrix} \hat{P} \\ \hat{U} \\ \hat{V} \\ \hat{W} \end{pmatrix}$$

$$\bar{A} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & D + \delta & \beta \\ -D & 2\delta\bar{U} & \frac{1}{Re}[D^2 + \delta D - \beta^2] & 0 \\ 0 & \frac{1}{Re}[D^2 + \delta D - \beta^2] & -D\bar{U} - \delta\bar{U} & 0 \\ \beta & 0 & 0 & \frac{1}{Re}[D^2 + \delta D - \beta^2] \end{pmatrix}$$

$$\bar{B} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Le condizioni al contorno scaturiscono dalla risoluzione del problema di omogenizzazione e sono date da

$$\begin{cases} \hat{U}|_{Y=0} = \epsilon\lambda_x D\hat{U}|_{Y=0} \\ \hat{V}|_{Y=0} = 0 \\ \hat{W}|_{Y=0} = \epsilon\lambda_z D\hat{W}|_{Y=0} \end{cases}$$

Siccome il dominio di definizione del problema è limitato ed il problema è reale, lo spettro è costituito da un insieme di infiniti autovalori discreti reali o al più complessi coniugati. Una volta determinati tutti gli autovalori, il segno della parte reale di σ caratterizzerà le proprietà di stabilità del flusso in esame. Dato $\sigma = \sigma_r + i\sigma_i$ è chiaro che, se per tutti gli autovalori $\sigma_r < 0$, il flusso si può definire (asintoticamente) stabile; se, al contrario, esiste almeno un autovalore con parte reale maggiore di zero, il flusso è instabile. Dal momento che la componente temporale dei disturbi può essere espressa come

$$e^{\sigma t} = e^{(\sigma_r + i\sigma_i)t} = e^{\sigma_r t} e^{i\sigma_i t} = e^{\sigma_r t} [\cos(\sigma_i t) + i \sin(\sigma_i t)] \quad (2.24)$$

risulta che, mentre la stabilità del sistema è legata al segno della sola parte reale degli autovalori σ_r , ovvero il tasso di crescita, la parte immaginaria σ_i rappresenta una componente oscillante. Naturalmente, se gli autovalori sono complessi tali sono

anche le autofunzioni, e quindi il disturbo è a sua volta rappresentato da una parte reale ed una immaginaria. Classicamente si conferisce un significato fisico solo all'evoluzione temporale della parte reale della soluzione.

3 Analisi sperimentale

3.1 Apparato sperimentale

Lo strumento fondamentale grazie al quale sono stati compiute le prove sperimentali è un reometro Anton Paar Physica MCR 301, il cui albero interno è posto in rotazione da un motore elettrico rotativo ad alta precisione supportato da cuscinetti ad aria compressa. La macchina è quindi in grado di realizzare una rotazione approssimativamente priva di attriti ed elevata sensibilità rispetto alla coppia resistente e allo spostamento angolare, garantendo misure accurate per tutte le condizioni di prova. La coppia viene rilevata tramite un trasduttore a estensimetri, capace di risoluzione nell'ordine dei nano-Newtonmetri. La velocità angolare è controllata e misurata grazie a un motore sincrono a commutazione elettronica, dotato di encoder ottici che forniscono dati estremamente precisi sulla posizione angolare, da cui si ricava la velocità di rotazione. L'albero motore è collegato al cilindro interno rotante, che è sospeso liberamente e termina con un'estremità conica (le dimensioni sono riportate nella Figura 1). Questo cilindro ruota all'interno di un involucro cilindrico fisso in plexiglass, trascinando in movimento l'acqua contenuta nella sezione di prova e provocando, a velocità sufficientemente elevate, la formazione dei vortici di Taylor-Couette. La superficie libera dell'acqua coincide con il bordo superiore del cilindro interno; alle velocità di rotazione più basse essa rimane piatta e indisturbata, mentre alle velocità più elevate compaiono leggere increspature. Poiché l'interesse principale dell'esperimento riguarda l'instabilità primaria del flusso, questa configurazione viene considerata adeguata.

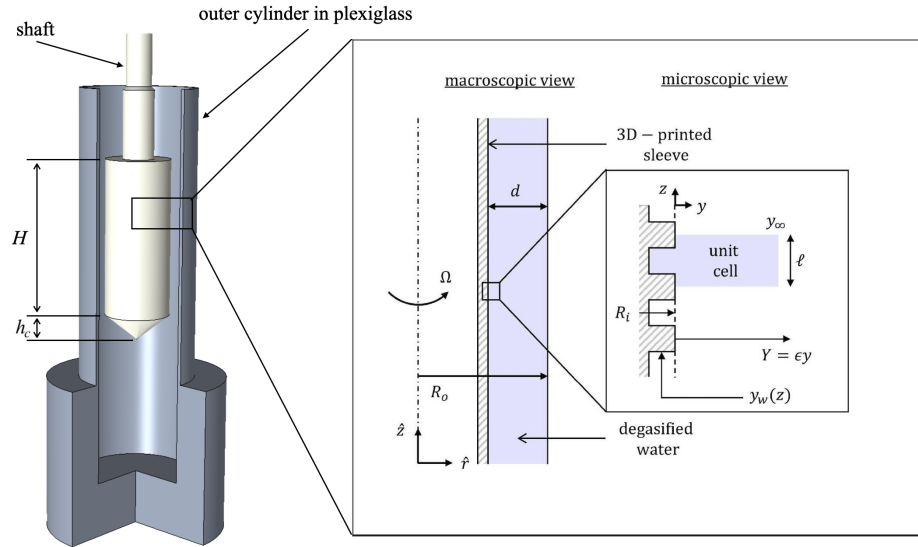


Figura 3.1: Modello in scala dell'apparato sperimentale. Il cilindro interno ha diametro 25 mm, altezza $H=60$ mm e punta a cono sporgente per $h_c = 10$ mm. A destra sono raffigurati gli schemi macroscopico e microscopico del sistema, comprendenti anche le creste stampate, raffigurati con assi dimensionali e adimensionali (non in scala). La periodicità assiale ℓ delle creste è la lunghezza di scala microscopica, mentre il gap $d = R_o - R_i$ tra cilindro interno ed esterno è la lunghezza di scala nel contesto macroscopico.

3.2 Le camicie stampate

Le prove sono realizzate fissando al cilindro interno delle camicie di rivestimento realizzate con stampa 3D, in modo da testare l'effetto sulla coppia resistente e sulla prima transizione turbolenta di differenti geometrie micro-strutturate e invarianti in direzione azimutale. I campioni sono stati ottenuti tramite tecniche di additive manufacturing per polimeri termoindurenti. In particolare è stata utilizzata una stampante a stereolitografia laser Formlabs (modello Form3), il cui funzionamento si basa sulla proprietà di fotopolimerizzazione di una resina liquida ("Clear Resin", prodotta sempre da Formlabs, ottimale per stampe ad alta precisione) sensibile ad un determinato spettro di luce (ultravioletto) irradiato da una sorgente laser. La scelta di questa tecnica è dovuta alla maggiore accuratezza garantita per piccole geometrie rispetto a stampa 3D con estrusione tradizionale. Le armature sono state realizzate aggiungendo un colorante nero alla resina trasparente; in questo modo sono distinguibili con maggiore chiarezza i marcatori utilizzati per la visualizzazione dei vortici ed inoltre sono realizzabili analisi laser delle superfici in modo tale da ottenere misure accurate delle forme e delle dimensioni delle microrugosità.

Le nervature delle camicie utilizzate sono state realizzate secondo due diverse geometrie: una con creste di forma trapezoidale (denotata come "T") ed una con creste quadrate (denotata come "S").

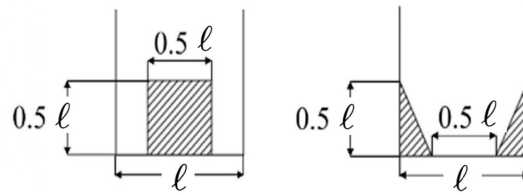


Figura 3.2: Geometrie teoriche delle celle unitarie per le rugosità T ed S

Le dimensioni fondamentali sono espresse in funzione del passo assiale ℓ dei pattern periodici; nel presente lavoro sono stati utilizzati campioni di passo $1000\ \mu\text{m}$, $800\ \mu\text{m}$ o $400\ \mu\text{m}$ e dunque la distinzione tra due diverse geometrie sarà data dalla denominazione 1000S o 1000T. Le geometrie reali stampate con stereolitografia differiscono da quelle reali a causa di limitazioni ed errori insiti nel processo stesso: la difficoltà nel realizzare oggetti curvi con una "scalettatura" limitata, non potendo diminuire troppo lo spessore del singolo strato, e la distorsione subita dalla resina nel corso dell'indurimento. L'analisi delle geometrie reali è stata effettuata tramite uno scan a profilometro laser Taylor Hobson (Ametek) su superfici di area $3\ \text{mm} \times 3\ \text{mm}$; è stato possibile quindi ricostruire su una superficie piana la conformazione tridimensionale effettiva delle creste stampate. Inoltre sono state effettuate osservazioni al microscopio ottico per tutti i campioni per poter verificare il passo della periodicità e la presenza di eventuali difetti, come riportato in figura.

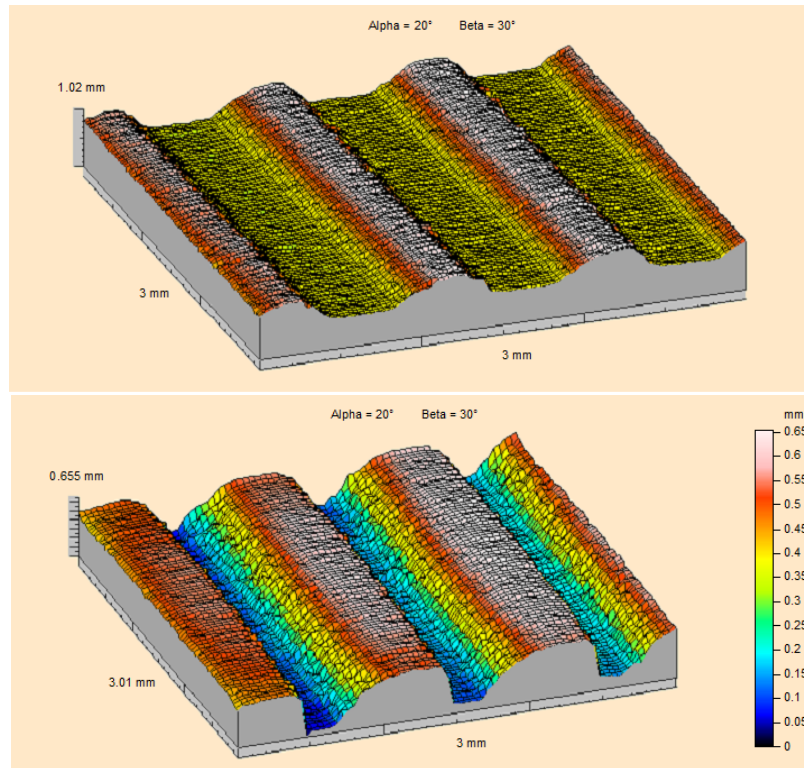


Figura 3.3: Geometria effettiva dei campioni 1000T (sopra) e 1000S. Scala cromatica in mm.

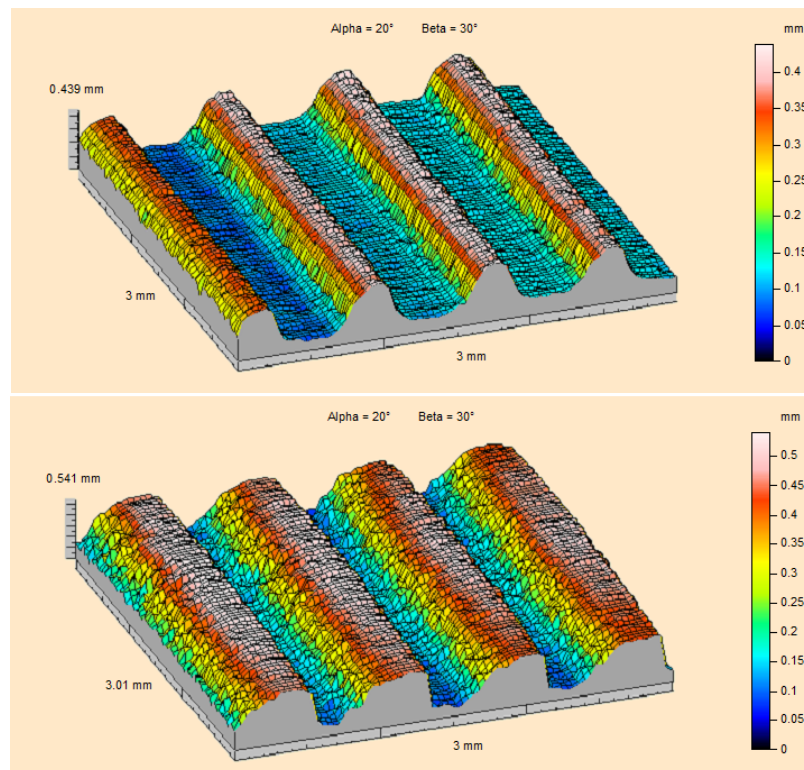


Figura 3.4: Geometria effettiva dei campioni 800T (sopra) e 800S. Scala cromatica in mm.

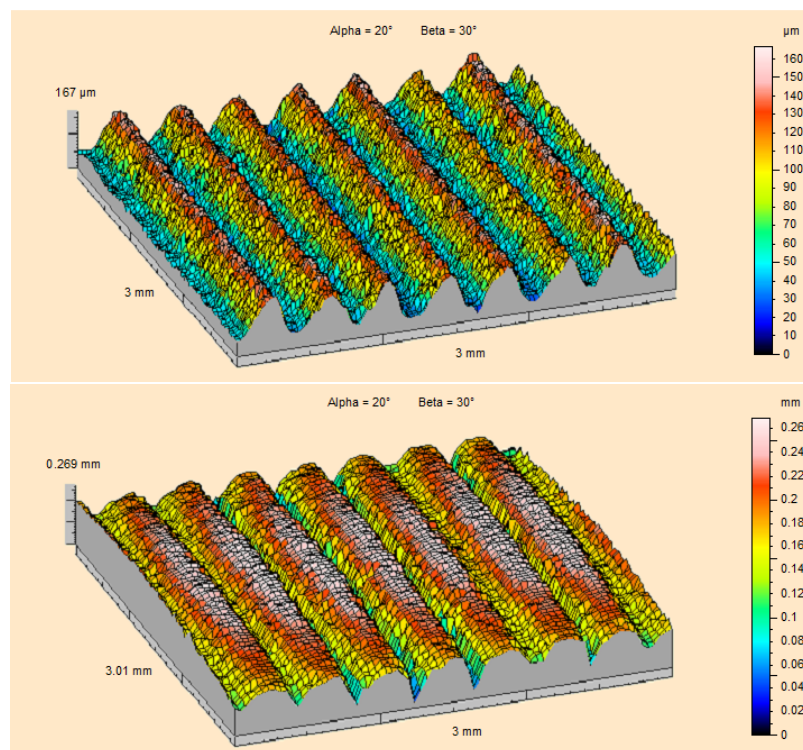


Figura 3.5: Geometria effettiva dei campioni 400T (sopra) e 400S. Scala cromatica in μm

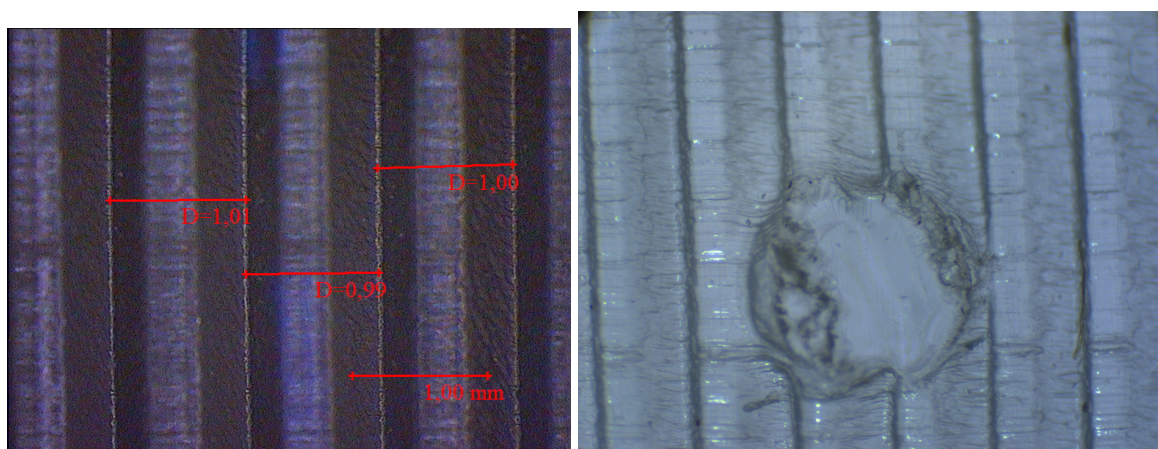


Figura 3.6: Immagini di un'osservazione al microscopio di due camicie. Da sinistra: geometria 1000T (la quantità D misurata in mm corrisponde al passo della periodicità ℓ della geometria teorica) e 800S (con un difetto di stampa).

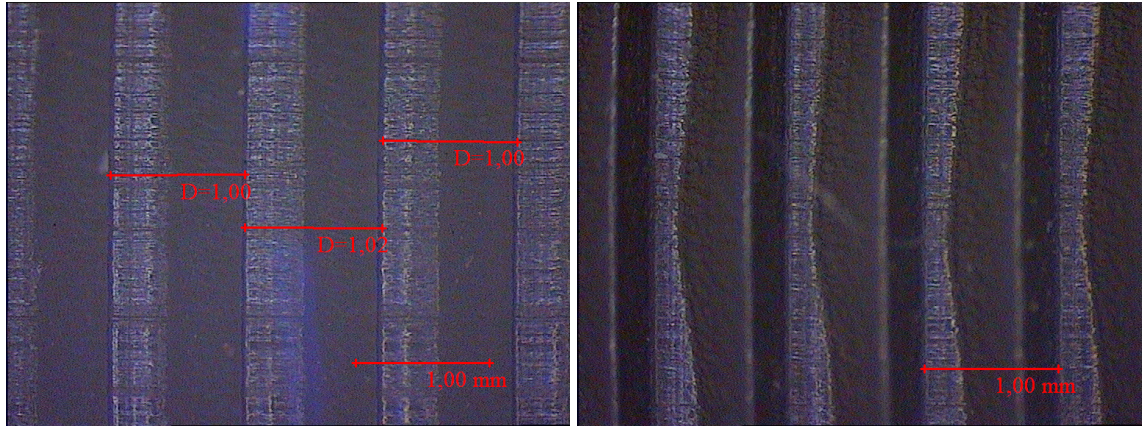


Figura 3.7: Immagini di un'osservazione al microscopio di due camicie. Da sinistra: geometria 1000S e 1000T (con un difetto di stampa).

La rilevazione delle dimensioni delle grandezze caratteristiche dei campioni è stata ottenuta in parte grazie alle tecniche sopra citate (in particolare per la valutazione di ℓ e d) e in parte effettuando misurazioni ripetute con calibro centesimale digitale, ottenendo valori medi di R_o , R_i , ed H . La tabella comprende anche una camicia polimerica completamente liscia utilizzata per raccogliere i dati relativi alla condizione senza "riblets"; tutte le camicie hanno inoltre un'altezza $H \approx 60$ mm in modo tale da coprire interamente (ad esclusione della punta conica) il cilindro metallico calettato all'albero del reometro.

Campioni	R_i [mm]	R_m [mm]	d [mm]	ℓ [mm]	$\delta = d/R_i$	$\epsilon = \ell/d$
smooth cylinder	18.36	19.50	2.28	–	0.124	–
T400	18.70	19.67	1.94	0.40	0.906	0.206
T800	18.85	19.74	1.79	0.80	0.913	0.447
T1000	18.95	19.79	1.69	1.00	0.918	0.592
S800	18.82	19.73	1.82	0.80	0.912	0.440
S1000	18.96	19.80	1.68	1.00	0.919	0.595

Tabella 3.1: Misure delle camicie stampate con pattern geometrici di microrugosità.

Campioni	H
1000T	59,595
1000S	59,915
800T	59,753
800S	59,845
400T	59,815
400S	59,828

Tabella 3.2: Altezza media misurata per ogni campione, risultato di 6 misurazioni ripetute

3.3 Prove e risultati

Prima di eseguire ciascuna prova la concentrazione di gas disciolti in acqua è stata adeguatamente ridotta mediante degassificazione termica; portando l'acqua a temperatura elevata (poco sotto l'ebollizione) si riduce la solubilità nella stessa di elementi come ossigeno e anidride carbonica, prevenendo la formazione di bolle gassose. Prima e durante le prove è misurata inoltre la temperatura dell'acqua mediante una termocoppia. Nelle prove di visualizzazione dei vortici, sono state inoltre miscelate all'acqua micro-sfere cave in vetro di diametro $10\mu\text{m}$ e con densità leggermente al di sopra di quella dell'acqua. La concentrazione in massa delle particelle disciolte in acqua è sempre stata tenuta intorno all'1%.



Figura 3.8: Immagini del setup sperimentale a riposo (sinistra) e nel corso di una prova

Le prove sono state eseguite facendo raggiungere inizialmente all'albero una velocità di rotazione $\dot{n} = 20$ rpm mantenuta costante per diversi minuti, in modo tale da uniformare il flusso e raggiungere una condizione di regime; successivamente la velocità di rotazione è incrementata in modo discreto secondo gradini di 0,5 rpm (mantenuti per 30 s) fino al raggiungimento della velocità massima $\dot{n} = 50$ rpm. Ogni prova ha dunque una durata di circa 30 min. Una simile rampa di accelerazione è stata scelta valutando la scala temporale di diffusione d^2/ν che è nell'ordine dei 5 secondi. Eseguendo diverse prove con velocità angolare mantenuta inizialmente costante per un intervallo di 10 min sono state ottenute misure di coppia resistente analoghe a quelle relative ad accelerazioni più rapide. La combinazione dell'incremento di velocità e della durata dell'intervallo a $\dot{n}$ costante scelti garantiscono un processo quasi-statico. La temperatura misurata nel corso dell'intera campagna sperimentale oscilla tra un minimo di 24°C e un massimo di 26°C e, nel corso di un singolo test, l'incremento di temperatura dovuto a fenomeni di dissipazione viscosa si mantiene al di sotto degli $0,5^\circ\text{C}$, comportando una variazione trascurabile della viscosità. La normalizzazione delle misure di coppia e di velocità in coefficienti adimensionali è sempre riferita a densità e viscosità cinematica medie relative alla singola prova; nel range di temperature 24°C - 26°C , la densità dell'acqua oscilla tra i valori $996.8\text{ kg/m}^3 \leq \rho \leq 997.3\text{ kg/m}^3$ mentre la viscosità cinematica diminuisce da 0.9132×10^{-6} a $0.8729 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$.



Figura 3.9: Foto raffiguranti l'acquisizione delle misure di temperatura e l'inserimento delle HSG

La transizione del regime di flusso è osservabile a causa di un cambiamento repentino della pendenza della curva di coppia rispetto alla velocità angolare $\dot{n}$ dovuto alla comparsa di flussi secondari che influenzano lo sforzo di taglio a parete. Ogni prova è stata ripetuta diverse volte e in tempi diversi al fine di confermare i risultati; inoltre, sono state adottate rampe di accelerazione sia positive che negative per poter escludere possibili effetti isteretici.

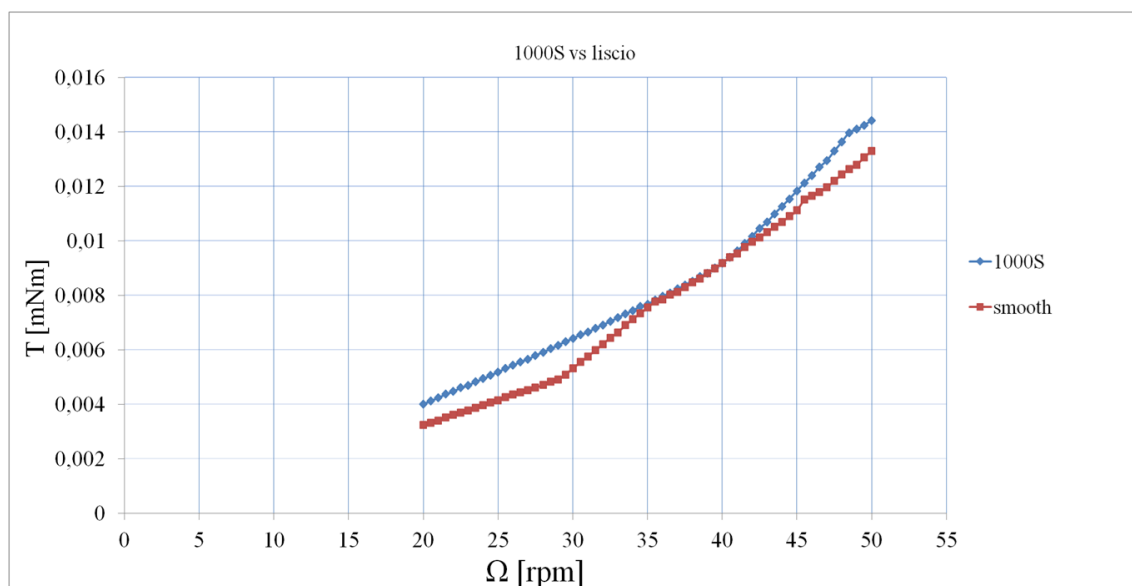


Figura 3.10

Il grafico in figura 3.10 rappresenta l'andamento tipico della coppia resistente in funzione della velocità di rotazione, comune a tutti i campioni. In particolare sono riportate nei grafici le curve relative ad un campione corrugato 1000S. All'aumentare della velocità, si osserva un incremento progressivo della coppia resistente per entrambe le superfici. Questo comportamento è atteso, poiché a velocità più elevate il

fluido esercita una maggiore forza di resistenza sulla superficie in movimento, generando una maggiore coppia. Per velocità comprese tra circa 20 e 30 rpm, la superficie 1000S mostra una coppia leggermente più elevata rispetto alla superficie liscia. Questo è coerente con l'idea che, a basse velocità, la rugosità superficiale genera una maggiore resistenza viscosa, poiché il flusso rimane prevalentemente laminare o debolmente turbolento e la superficie irregolare amplifica l'attrito diretto. Al crescere della velocità, le due curve si avvicinano e si intersecano, indicando che la differenza tra le superfici tende a ridursi. È possibile che in questa fase il flusso cominci a diventare transitorio e la presenza di rugosità abbia un effetto di posticipazione della turbolenza oppure: il cambio di pendenza della curva 1000S avviene a valori di $\dot{n}$ maggiori. Per velocità superiori a 40, le curve tornano a divergere leggermente, con la superficie 1000S che presenta di nuovo valori più alti di coppia resistente. Questo suggerisce che, nel regime turbolento pienamente sviluppato, la rugosità torna ad amplificare la resistenza, aumentando la turbolenza e il trascinamento.

Come già accennato, le misure rilevate sperimentalmente sono state normalizzate in coefficienti adimensionali; in particolare, per la velocità è stato utilizzato il numero di Reynolds definito come

$$Re = \frac{\omega R_{eff} d}{\nu} \quad (3.1)$$

(dove, nota la geometria del campione, $R_{eff} = R_i - \lambda_x$) mentre la coppia resistente è stata ricondotta al coefficiente di torque definito come

$$C_T = \frac{T}{\frac{1}{2} \rho (\omega R_{eff})^2 (2\pi H R_{eff})^2 R_{eff}} \quad (3.2)$$

in cui T è la coppia espressa in $mNmm$.

I grafici in figura 3.11 riportano un confronto tra diversi campioni a parità di passo della periodicità delle nervature. Le curve adimensionalizzate confermano le osservazioni precedenti sia in termini di riduzione d'attrito che di posticipazione dell'instabilità e sono state utilizzate per stimare sperimentalmente un valore delle lunghezze di slip. I valori complessivamente rilevati dalle prove sperimentali sono riportati in tabella 3.7

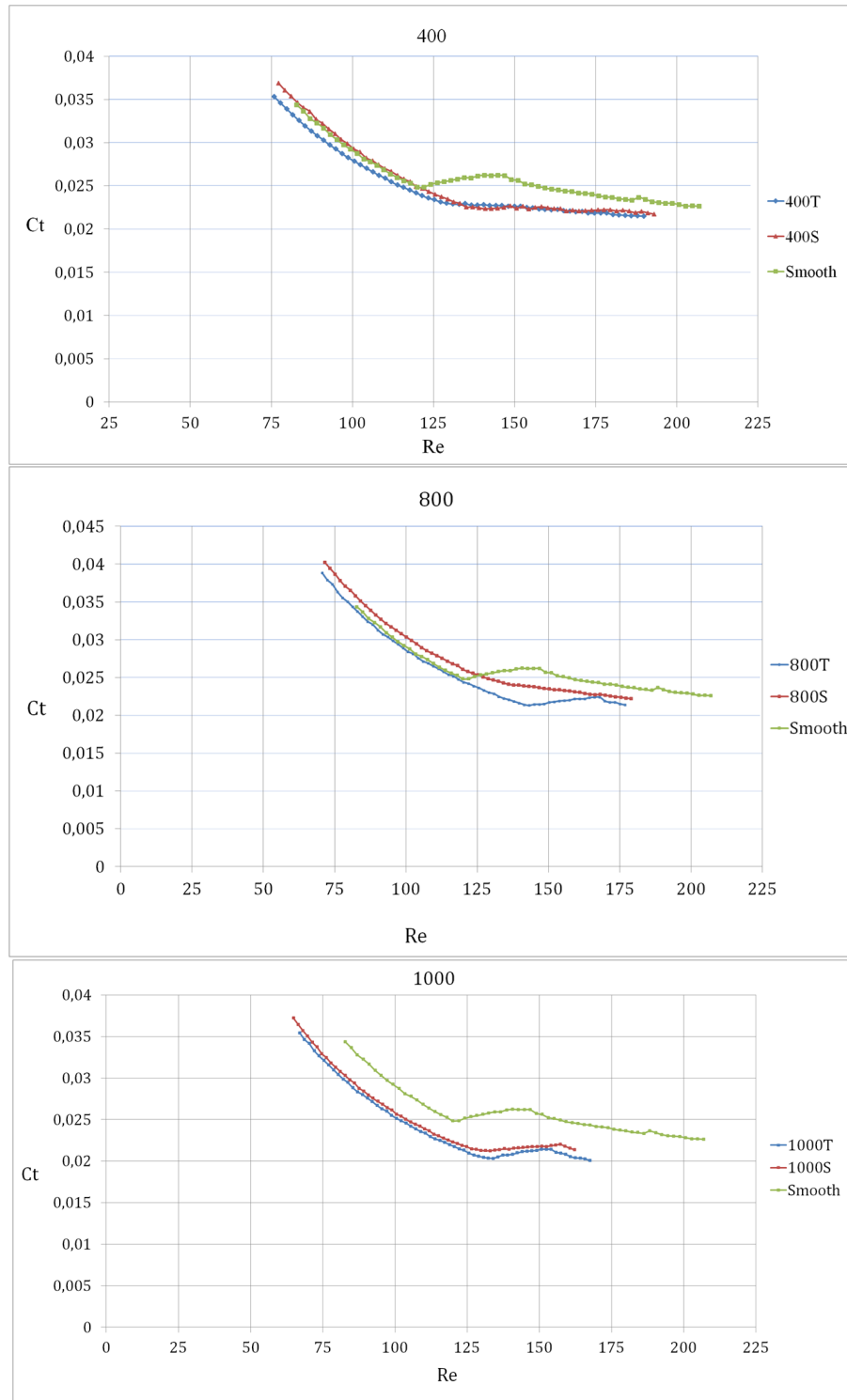


Figura 3.11: Curve $C_t - Re$ rilevate sperimentalmente.

Nelle immagini in figura 3.12 sono riportati i risultati ottenuti dal punto di vista della visualizzazione; come detto in precedenza, superata una soglia critica del numero di Reynolds l'attrito viscoso non è più sufficiente a contrastare le forze centrifughe che spingono il fluido verso l'esterno. Questo provoca la prima instabilità del flusso, che si manifesta con la formazione dei cosiddetti vortici di Taylor.

Questi vortici appaiono come celle toroidali organizzate lungo l'asse del cilindro, cioè strutture che alternano zone in cui il fluido risale e scende. Se si osserva lateralmente, si vedono degli "anelli" di fluido rotante impilati uno sopra l'altro. Le immagini e gli esperimenti mostrano in modo chiaro queste celle stabili e regolari, che appaiono come una serie di bande luminose e scure, che corrispondono rispettivamente a flusso radiale verso e contro l'osservatore. La lunghezza d'onda (la distanza tra un vortice e il successivo) dipende dal rapporto tra i raggi dei cilindri e dalle condizioni al contorno. Questo primo stato instabile è stazionario e assialsimmetrico: i vortici di Taylor non si muovono lungo l'asse e presentano una simmetria circolare.

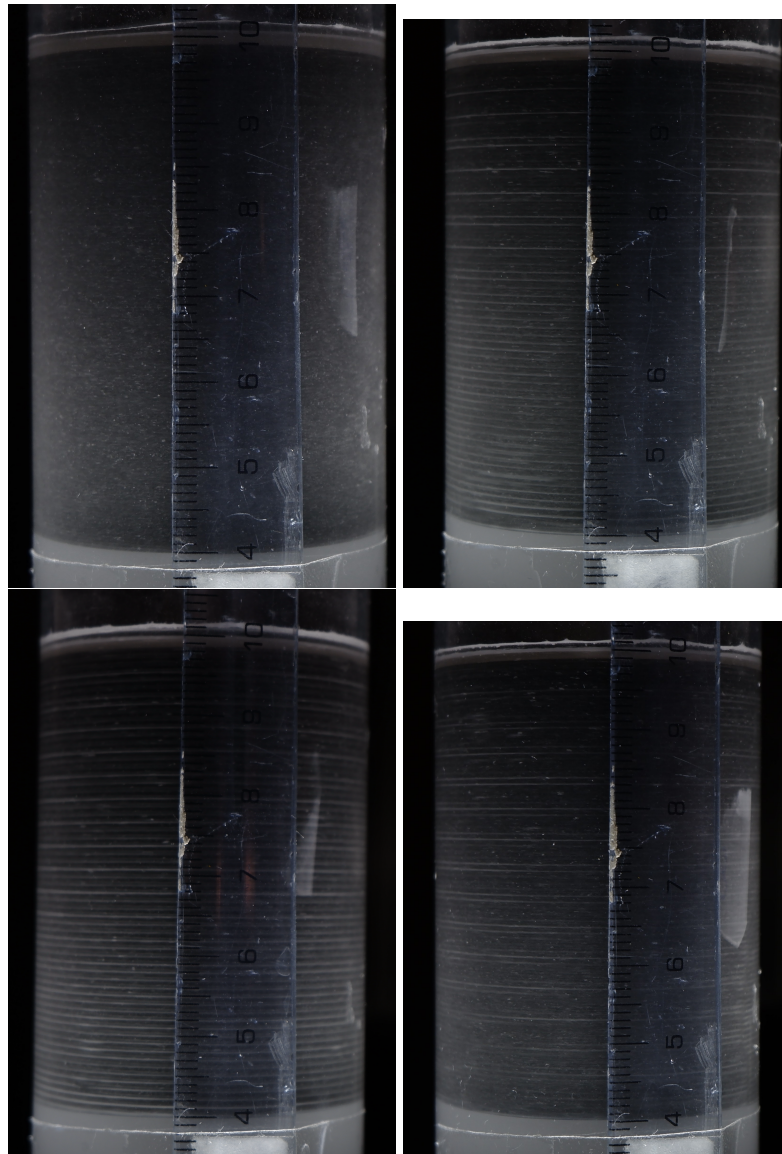


Figura 3.12: Immagini relative all'instabilità primaria, scattate con fotocamera Fujifilm XT200 con obiettivo da 18-35mm. In alto a sinistra, cilindro interno rotante a $Re < Re_c$ e regime di flusso laminare. Proseguendo in senso orario, comparsa dei vortici di Taylor per le geometrie 1000S, 1000T e 800S. Nelle immagini è presente anche il righello utilizzato come riferimento per le misurazioni del numero d'onda.

Dopo che i vortici di Taylor si sono formati e stabilizzati in una configurazione assialsimmetrica, se si continua ad aumentare la velocità di rotazione del cilindro interno, il sistema entra in una nuova fase di instabilità. A questo punto, i vortici non rimangono più fermi e regolari lungo l'asse: le loro superfici si deformano e iniziano a ondulare. Questi vortici ondulati (wavy vortex flow) si distinguono chiaramente per due caratteristiche principali: la superficie di separazione tra un vortice e l'altro non è più piana, ma assume una forma ondulata che si propaga attorno all'asse del cilindro come un'onda; l'intero pattern diventa periodico nel tempo e nello spazio, cioè le onde ruotano lentamente intorno all'asse mentre la struttura di base dei vortici rimane. Le immagini degli esperimenti riportati nel mostrano questo fenomeno come un alternarsi di fasce luminose e scure che si spostano lungo la circonferenza del cilindro.

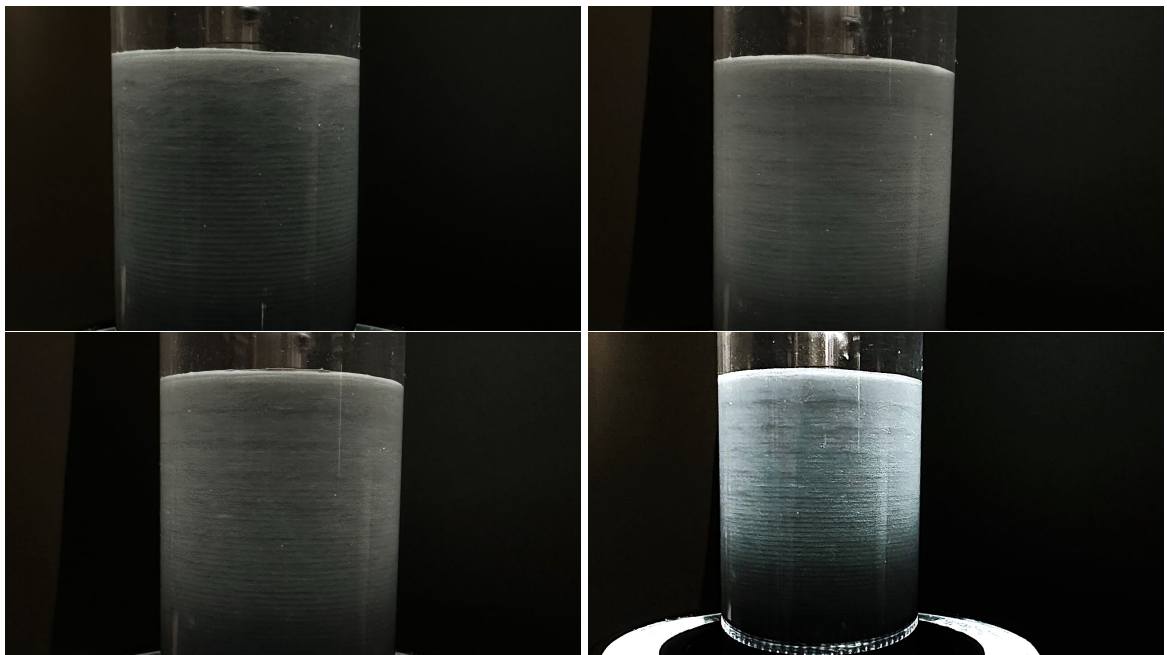


Figura 3.13: Immagini della seconda instabilità. La registrazione di tale fenomeno è risultata particolarmente difficoltosa, ed è stata ottenuta solo dopo vari tentativi di diverse combinazioni di velocità di rotazione e concentrazione di particelle. Trattandosi di un moto instazionario, la sua trasposizione in immagini non risulta particolarmente chiara.

Campioni	Risultati sperimentali Re_c, β_c
smooth cylinder	125.5, -
400T	133.0, 2.82
800T	132.5, 3.08
800S	137.0, 2.92
1000T	136.0, 3.59
1000S	138.0, 3.18

Tabella 3.3: Misure sperimentali ottenute dalle prove in laboratorio. Il numero di Reynolds coincide con la velocità angolare corrispondente al cambio di pendenza, il valore β_c è ricavato misurando il periodo osservato dei vortici in direzione assiale; il risultato riportato è ottenuto effettuando una media su 6 vortici nella zona centrale, per escludere effetti di bordo.

4 Soluzione numerica

4.1 Differenze finite

La risoluzione numerica del sistema di equazioni nel problema di stabilità è stata effettuata utilizzando la tecnica delle differenze finite. Questa metodologia è cruciale per risolvere sistemi complessi di equazioni alle derivate parziali, poiché approssima l'operatore differenziale, definito come limite di un rapporto incrementale, con il rapporto incrementale stesso. Questo approccio permette di convertire un problema differenziale in un problema algebrico approssimato. Nel caso specifico di un problema monodimensionale, rilevante per questo lavoro, consideriamo una funzione generica $f(x)$ definita su un intervallo $[a,b]$. La formulazione in termini di differenze finite si ottiene mediante un'approssimazione discreta, dividendo l'intervallo in N sotto-intervalli; le derivate nella equazione differenziale sono approssimate tramite combinazioni lineari dei valori della funzione nei punti dell'intervallo $[a,b]$, dove tali valori costituiscono le incognite del problema algebrico approssimato.

Per definire in modo razionale l'approssimazione della derivata prima di una funzione in un punto del dominio x_i bisogna determinare in modo approssimato il valore di $f(x_{i+1})$ sviluppando la funzione $f(x)$ in serie di Taylor a partire dal punto x_i ed arrestandosi al termine lineare

$$f(x_{i+1}) \approx f(x_i) + \Delta x \left. \frac{\partial f}{\partial x} \right|_{x=x_i} \quad (4.1)$$

Da tale relazione si ottiene la formula approssimata della cosiddetta derivata "in avanti"

$$\left. \frac{\partial f}{\partial x} \right|_{x=x_i} \approx \frac{f(x_{i+1}) - f(x_i)}{\Delta x} \quad (4.2)$$

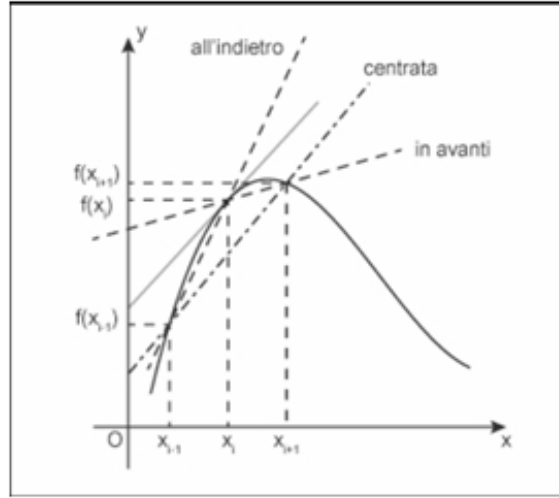


Figura 4.1: Interpretazione grafica dell'approssimazione algebrica

A seconda dei punti considerati per realizzare il rapporto incrementale possono essere definite rispettivamente anche le derivate "centrali" e "all'indietro"

$$\left| \frac{\partial f}{\partial x} \right|_{x=x_i} \approx \frac{f(x_{i+1}) - f(x_{i-1}))}{2\Delta x} \quad \left| \frac{\partial f}{\partial x} \right|_{x=x_i} \approx \frac{f(x_i) - f(x_{i-1}))}{\Delta x} \quad (4.3)$$

L'errore tra la soluzione numerica e la soluzione esatta è determinato dal fatto che si passa da un operatore differenziale a un operatore di differenza. Questo errore è chiamato errore di discretizzazione ed è dovuto al troncamento dello sviluppo in serie di Taylor; l'errore diminuisce all'aumentare del grado dei termini dello sviluppo che vengono considerati.

La prima operazione da svolgere per l'applicazione del metodo delle differenze finite è la generazione di una *griglia* di calcolo, ovvero la discretizzazione del dominio spaziale di risoluzione delle equazioni del problema. La griglia suddivide il dominio in un insieme finito di sottodomini, detti volumi di controllo. I nodi centrali, situati all'interno di questi volumi di controllo, sono i punti in cui vengono definite le principali proprietà del fluido. Nel caso di una geometria monodimensionale come la presente, è stata effettuata una partizione dell'asse y (la direzione radiale) in N punti, ovvero $N - 1$ intervalli, secondo una griglia "staggered" o "sfalsata"; questa consiste in un'impostazione per la discretizzazione spaziale in cui le variabili non sono definite tutte nella stessa posizione, ma sono risolte in punti diversi facenti parte di uno stesso volume di controllo: le componenti u, v, z dei disturbi di velocità sono calcolate nei punti nodali $j = n$ attraverso le equazioni di conservazione del momento angolare (2.20)(2.21)(2.22); l'equazione della continuità (2.19) viene utilizzata sulle interfacce delle celle $j = n + \frac{1}{2}$ per ottenere il disturbo di pressione.

4.2 Calcolo e risultati

Le equazioni (2.19)-(2.22) sono dunque state discretizzate utilizzando differenze finite del secondo ordine. Attraverso un codice scritto in CPL, un linguaggio di pro-

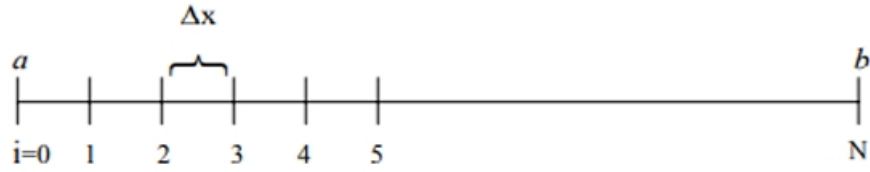


Figura 4.2: Parzializzazione del dominio nel caso monodimensionale

grammazione simile a FORTRAN o C realizzato da Paolo Luchini [18], gli autovalori meno stabili sono stati calcolati con un algoritmo di iterazione inversa; lo spettro degli autovalori è stato invece risolto attraverso l'algoritmo QZ. Come esplicitato in precedenza, una possibile approssimazione della condizione critica in presenza del cilindro interno avente una superficie con microrugosità può essere ottenuta facendo riferimento ad una superficie efficace sulla quale siano applicate apposite condizioni di non-aderenza; tali condizioni equivalgono ad un flusso che si sviluppa in un dominio virtualmente più ampio, avente gap tra i cilindri di spessore d_{eff} e avente condizioni al contorno di aderenza. I valori delle *slip length* e le dimensioni del dominio corrispondenti, calcolate numericamente attraverso un processo di omogenizzazione multiscala, sono riportate in tabella 4.1

Campioni	$\hat{\lambda}_x$ [mm]	$\hat{\lambda}_z$ [mm]	R_{eff} [mm]	d_{eff} [mm]	R_m [mm]
T400	0.046 (0.070)	0.026 (0.032)	18.65	1.99	19.64
T800	0.107 (0.140)	0.055 (0.065)	18.74	1.90	19.69
T1000	0.134 (0.175)	0.069 (0.081)	18.82	1.82	19.73
S800	0.041 (0.033)	0.021 (0.014)	18.78	1.86	19.71
S1000	0.051 (0.041)	0.027 (0.018)	18.91	1.73	19.77

Tabella 4.1: Lunghezze di slip di Navier calcolate per le geometrie reali e teoriche (tra parentesi) per ogni forma e periodicità esaminata. Sono riportati anche il valore del raggio della superficie efficace, il relativo gap e il raggio medio $R_m = (R_{eff} + R_o)/2$.

Una volta inseriti in ingresso i dati geometrici relativi ad un campione ($\epsilon, \delta, \lambda_x, \lambda_z$), stabilito l'intervallo di variazione del parametro di controllo e determinato il numero di punti di integrazione, la restituzione dei risultati numerici permette di condurre diverse analisi. Elaborando i dati attraverso script MATLAB, sono state ottenute in prima battuta (in figura 4.3) le rappresentazioni delle isolinee dei tassi di crescita rispetto al numero di Reynolds e al numero d'onda spaziale. La curva maggiormente attenzionata è ovviamente la curva neutra, che costituisce la soglia di criticità: per tutte le condizioni di flusso alla sinistra, gli autovalori presentano parte reale negativa e il flusso è quindi stabile; al contrario, le zone "interne" alla curva neutra descrivono flussi aventi almeno un autovalore a parte reale positiva, responsabile di una condizione instabile. La condizione di flusso a minima energia nella quale si verifica per prima la transizione turbolenta è individuata dal minimo valore assunto da Re nella curva neutra; il valore critico del parametro di controllo è quindi quello assunto sulla "punta" della curva di livello neutra, cui corrisponde un valore critico della lunghezza d'onda spaziale.

I risultati dei parametri critici ottenuti sono riportati in tabella 4.2.

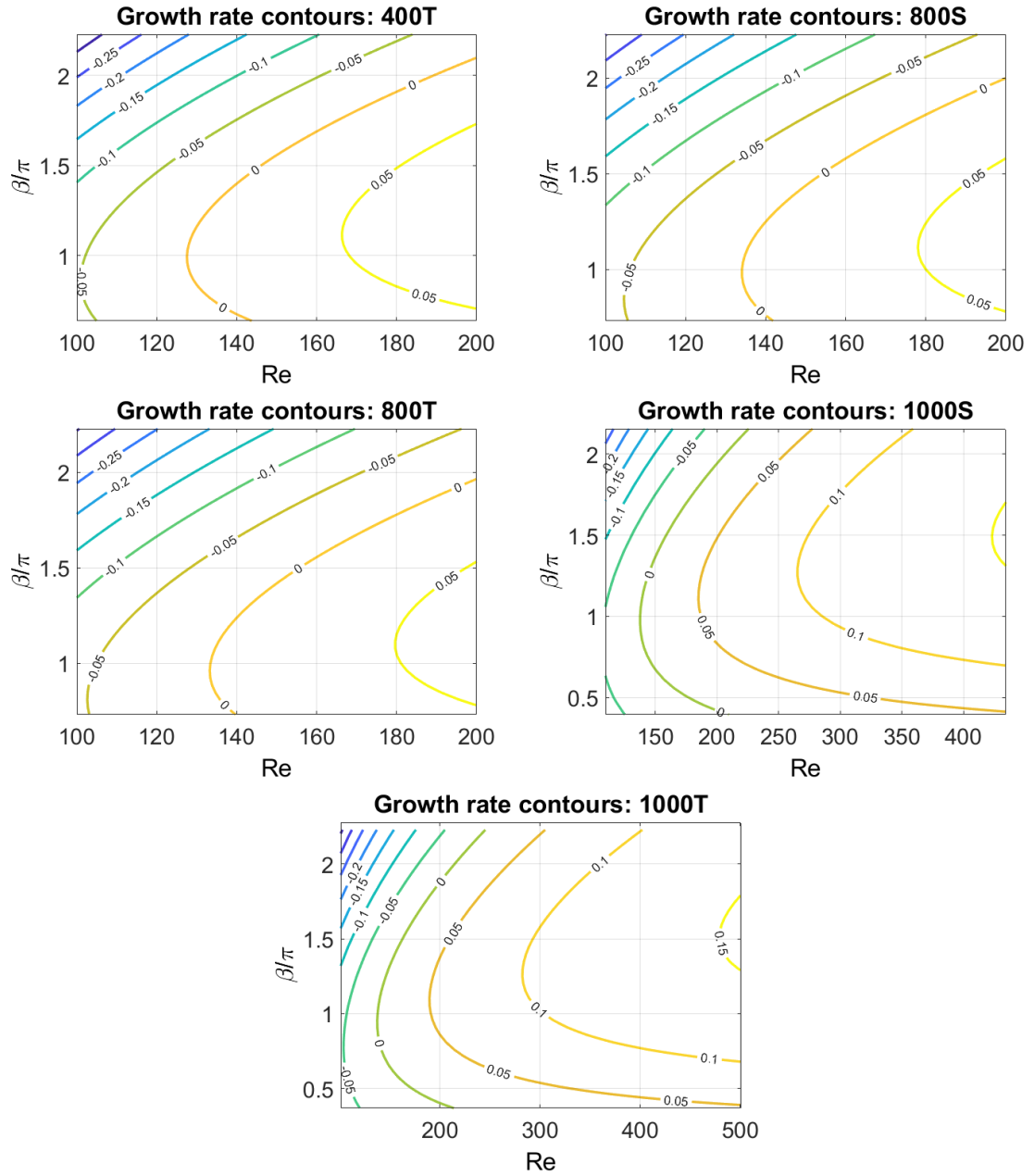


Figura 4.3

Sia per la geometria S che per la geometria T i risultati numerici rispecchiano le rilevazioni sperimentali: così come la velocità critica di rotazione, anche Re_c aumenta all'aumentare del passo delle scanalature, confermando un effetto ritardante sulla comparsa della prima instabilità. Fissate invece le dimensioni, a parità di periodicità delle creste la geometria *square* sembra riuscire a posticipare maggiormente la transizione. Si rileva inoltre come il valore di Re_c sia sempre maggiore per le geometrie reali rispetto a quelle ideali. Infine, essendo il valore del numero d'onda sempre compreso in un'intorno di π , l'aspect ratio dei vortici si mantiene all'incirca quadrato.

<i>Campioni</i>	<i>Geometrie teoriche</i>		<i>Geometrie reali</i>	
	Re_c	β_c	Re_c	β_c
cilindro liscio	126.0	3.143	126.0	3.143
400T	127.5	3.037	131.3	3.060
800T	133.02	3.020	135.9	3.110
800S	134.3	3.073	135.5	3.046
1000T	136.9	2.990	139.1	2.894
1000S	137.8	3.084	140.8	3.063

Tabella 4.2: Risultati numerici ottenuti per ogni campione considerando le lunghezze di *slip* relative alla geometria teorica e a quella reale.

A partire dalla soluzione numerica è stato anche possibile ricostruire gli andamenti delle componenti di velocità e della pressione nel dominio di flusso per ogni campione. In particolare sono riportate in figura 4.4 le isolinee delle componenti (u, v, w) e di p su un piano $y-z$ relative alla geometria 800S (negli altri casi si ottengono risultati analoghi).

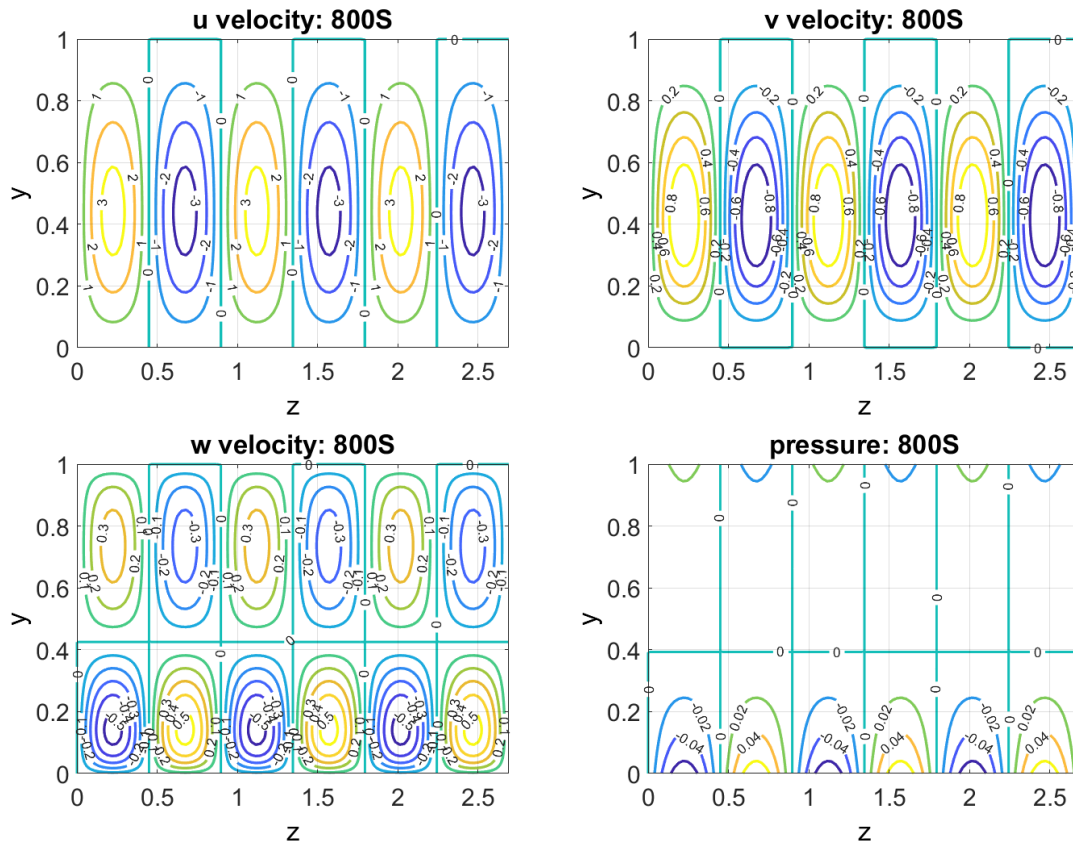


Figura 4.4: Curve di livello delle tre componenti di velocità e del campo di pressione. Sono state prese in considerazione

Per tutte e quattro le grandezze le curve di livello mostrano strutture simmetriche e periodiche lungo la direzione assiale. Per ciò che riguarda le velocità, le simmetrie centrali attorno a ciascun vortice indicano la presenza di celle toroidali stabili; le curve

per la componente v con valori positivi e negativi indicano moti radiali alternati, ovvero il fluido si sposta alternativamente verso il centro e verso l'esterno, mentre il flusso assiale mostra celle a due piani, con valori positivi e negativi alternati lungo la dimensione y : la componente w è quella relativa al trasporto di fluido da una cella all'altra. Dal campo di pressione si può osservare come le variazioni di pressione siano localizzate principalmente nei pressi della superficie del cilindro interno: questo è compatibile con una configurazione in cui le forze centrifughe e la vorticità sono più intense in prossimità del cilindro interno, e dove le differenze di pressione guidano e si adattano ai moti rotazionali nelle celle, contribuendo a mantenere la circolazione interna. Le fluttuazioni di pressione sono dunque deboli ma coerenti con la dinamica dei vortici.

È importante riportare ulteriori considerazioni sullo spettro degli autovalori, analizzando come esso vari in funzione del parametro di controllo. Una volta fissato il flusso base, lo spettro varia con continuità con Re ; sulla base delle considerazioni espresse in precedenza, è ragionevole attendersi che al decrescere del numero di Reynolds tutti gli autovalori assumano parte reale negativa e che, al contrario, all'aumentare di Re aumenti il numero di autovalori instabili a parte reale positiva. In figura 4.5 è stata riportata l'evoluzione dello spettro degli autovalori per il campione 1000S all'aumentare del numero di Reynolds. Per Re al di sotto della soglia critica nessun autovalore dello spettro presenta parte reale positiva, confermando una condizione di stabilità del flusso base; all'aumentare di Re è possibile osservare come, superata la soglia critica, tendano a contribuire al disturbo complessivo più modi instabili (due a $Re \approx 500$, tre a $Re \approx 1100$) che si "spostano" da zone a tasso di crescita negativo verso la linea dello zero. Nessuno dei modi instabili riscontrati, inoltre, presenta componente immaginaria e non oscilla quindi significativamente nel tempo.

In figura 4.5 è stata riportata l'evoluzione dello spettro degli autovalori per il campione 1000S all'aumentare del numero di Reynolds. Per Re al di sotto della soglia critica nessun autovalore dello spettro presenta parte reale positiva, confermando una condizione di stabilità del flusso base; all'aumentare di Re è possibile osservare come, superata la soglia critica, tendano a contribuire al disturbo complessivo più modi instabili (due a $Re \approx 500$, tre a $Re \approx 1100$) che si "spostano" da zone a tasso di crescita negativo verso la linea dello zero. Nessuno dei modi instabili riscontrati, inoltre, presenta componente immaginaria e non oscilla quindi significativamente nel tempo.

Infine sono riportate anche ricostruzioni del campo vettoriale relativo a tre celle vorticosi; in generale, un campo di velocità vettoriale mostra come le particelle di fluido si muovono nello spazio in ogni punto. Osservando la configurazione relativa alla prima instabilità, caratterizzata dalla presenza di vortici, il campo appare organizzato in regioni in cui i vettori formano dei pattern di rotazione. In queste zone, i vettori di velocità si dispongono in modo quasi circolare o elicoidale, indicando la presenza di moti di ricircolo. A livello visivo, si distinguono chiaramente i nuclei dei vortici, dove la velocità è relativamente più bassa o nulla, e le zone periferiche, dove i vettori si allungano e aumentano di modulo, mostrando che il fluido ruota intorno al centro del vortice. Non si notano turbolenze marcate o distorsioni caotiche nei vettori, il

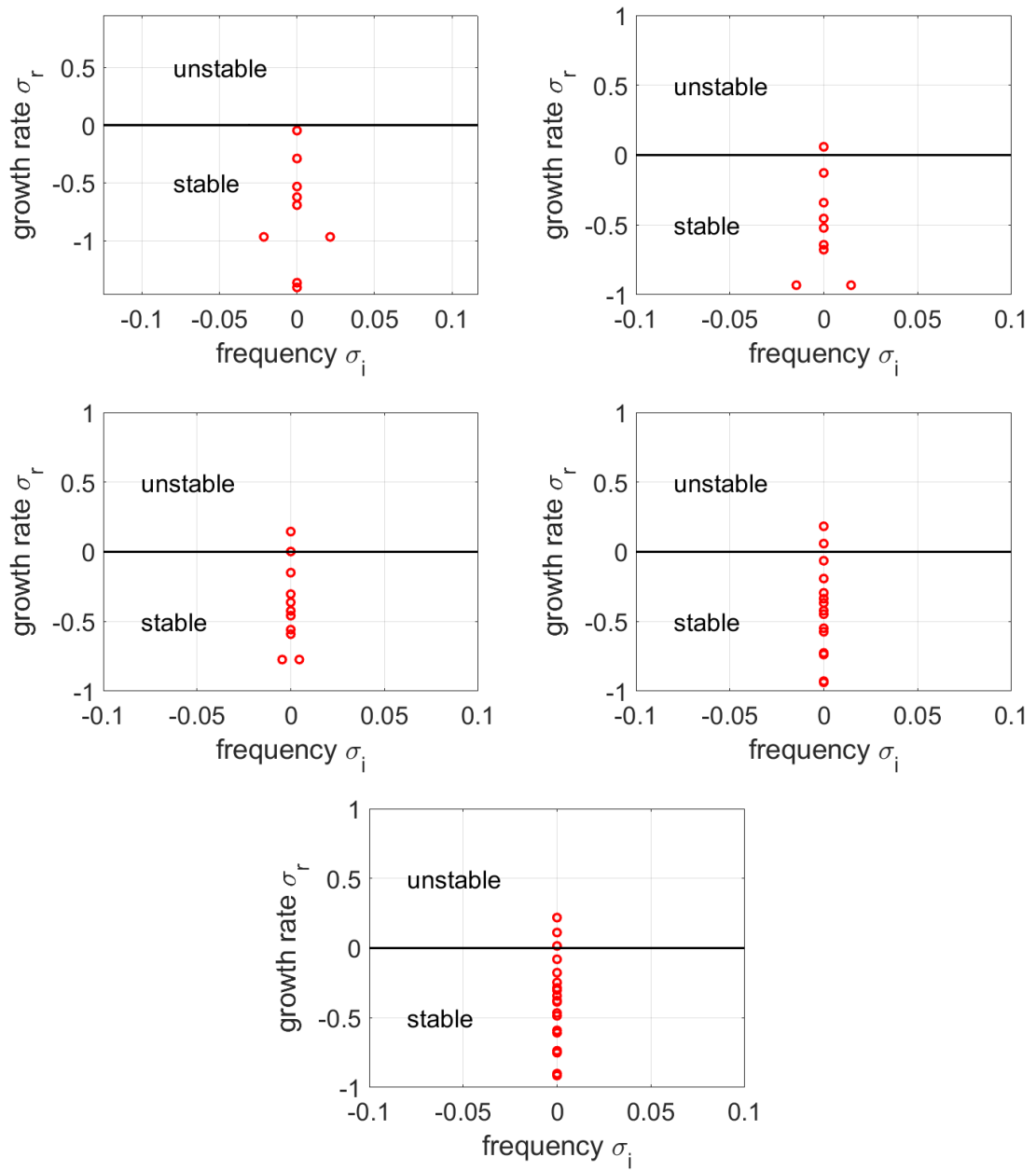


Figura 4.5: Evoluzione dello spettro di autovalori per la geometria reale 800T al variare di Re con $\beta/\pi = 1$. Le immagini, partendo dalla riga in alto e da sinistra a destra, sono relative a: $Re = 100$, $Re = 140$, $Re = 500$, $Re = 700$, $Re = 1100$.

che conferma che il flusso si trova ancora in una fase debolmente instabile, in cui le strutture principali si sono formate ma non sono ancora state distrutte da instabilità secondarie. L'intensità dei vettori è variabile: nelle zone centrali dei vortici (vicino al nucleo) si osservano frecce più corte, che indicano velocità minori, mentre nelle zone di interazione tra un vortice e l'altro si vedono vettori più lunghi, indice di maggiore intensità di flusso. Questo è coerente con la fisica del sistema: la velocità massima si raggiunge in prossimità delle interfacce tra due celle, dove il gradiente di pressione è più forte. Inoltre, a causa della presenza delle condizioni di slip sulla superficie

efficace del cilindro interno è evidente l'asimmetria di tutte le componenti di velocità rispetto alla linea di mezzeria $Y = 0.5$, con relativo "slittamento" dei nuclei dei vertici verso valori inferiori di Y .

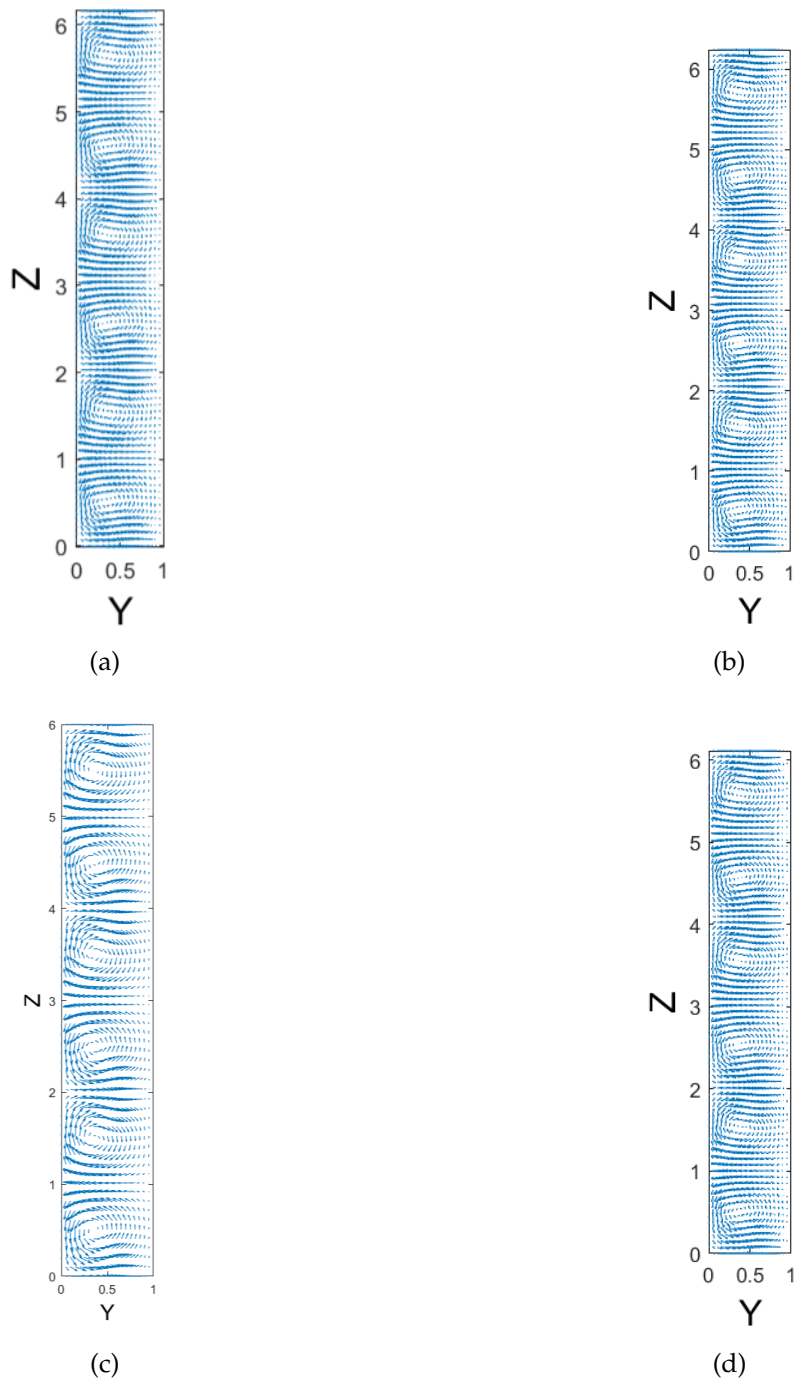


Figura 4.6: Confronto tra i vortici per diverse geometrie: a) 400T, b) 800S, c) 1000S, d) 1000T.

5 Conclusioni

Il lavoro ha analizzato l'impatto delle superfici micro-strutturate a riblets nella riduzione dell'attrito in flussi Taylor-Couette, combinando approcci teorici, numerici e sperimentali. Dopo un'approfondita analisi della letteratura e del principio di funzionamento delle riblets, lo studio si è concentrato sull'applicazione di superfici scanalate a cilindri rotanti per valutare l'effetto sulla stabilità del flusso e sulla coppia resistente.

I risultati sperimentali hanno evidenziato chiaramente il posticipo dell'instabilità in presenza di superfici riblettate. Per la superficie liscia si è osservato un valore critico di $Re_c \approx 125$, mentre per le camicie scanalate i valori sono aumentati proporzionalmente con il passo delle rugosità fino a un massimo di $Re_c \approx 138$ nel caso del campione 1000S. Anche i numeri d'onda β_c , misurati dalle configurazioni dei vortici osservate sperimentalmente, sono risultati compatibili con le previsioni teoriche. Il confronto tra teoria e esperimento ha evidenziato una buona coerenza: le tendenze dei valori critici al variare della geometria sono state correttamente previste dal modello teorico, con i valori dei parametri critici ottenuti numericamente che differiscono di pochi punti percentuali da quelli sperimentali, dimostrando la validità del modello utilizzato. In particolare si è dimostrata efficace la ricostruzione e la modellazione delle geometrie reali delle camicie, attraverso le quali i risultati numerici risultano essere più aderenti e accurati. Le differenze residue sono attribuibili principalmente a effetti tridimensionali non completamente catturati dalla formulazione semplificata (comprese perturbazioni generate dalla punta conica dell'albero del reometro) e a imperfezioni reali delle superfici stampate, che non sono presenti nel modello numerico. Il confronto tra analisi numerica e prove sperimentali in definitiva mostra che le superfici riblettate hanno un effetto stabilizzante sul flusso Taylor-Couette, ritardando l'instabilità primaria. Il modello numerico, basato su condizioni di slittamento efficaci ottenute attraverso omogenizzazione multiscala, riproduce accuratamente il comportamento osservato in laboratorio, fornendo uno strumento affidabile per l'analisi di superfici con profili lavorati microgeometricamente. Emerge dunque il potenziale delle superfici micro-strutturate non solo nella riduzione dell'attrito, ma anche nel controllo della transizione alla turbolenza.

Questo studio può costituire una base per un interessante sviluppo futuro per la riduzione dell'attrito e il controllo della transizione alla turbolenza, rappresentato dall'impiego delle superfici LIS (Liquid-Infused Surfaces). Queste superfici, ispirate a fenomeni naturali come la pelle del *Nepenthes* (pianta carnivora), sono costituite da strutture micro- o nano-scavate riempite da un fluido lubrificante immiscibile con il fluido esterno, che forma uno strato stabile e liscio. A differenza delle riblets, le LIS offrono il vantaggio di adattarsi dinamicamente alle condizioni di flusso, potendo mantenere prestazioni di drag reduction anche in regimi fortemente turbolenti. Inoltre, presentano una maggiore resistenza al fouling e all'invecchiamento meccanico, rendendole adatte ad applicazioni reali in ambito aeronautico, navale e biomedicale.

Riferimenti bibliografici

- [1] Michael A Leschziner. Friction-drag reduction by transverse wall motion—a review. *Journal of Mechanics*, 36(5):1349–1351, 2020.
- [2] Nathan West, Karl Sammut, and Youhong Tang. Material selection and manufacturing of riblets for drag reduction: An updated review. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part L: Journal of Materials: Design and Applications*, 232(7):610–622, 2018.
- [3] PR Viswanath. Aircraft viscous drag reduction using riblets. *Progress in Aerospace Sciences*, 38(6-7):571–600, 2002.
- [4] Amy Lang, Maria Laura Habegger, and Philip Motta. Shark skin drag reduction. *Encyclopedia of nanotechnology*, 19:2394–2400, 2012.
- [5] Brian Dean and Bharat Bhushan. Shark-skin surfaces for fluid-drag reduction in turbulent flow: a review. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 368(1929):4775–4806, 2010.
- [6] Dietrich W Bechert, Martin Bruse, W vd Hage, JG Th Van der Hoeven, and G Hoppe. Experiments on drag-reducing surfaces and their optimization with an adjustable geometry. *Journal of fluid mechanics*, 338:59–87, 1997.
- [7] H Granola, H Murcsy-Milian, and F Tamasch. Errors, truncation and other deleterious effects in fluid dynamical research. In *Proceeding Conference of Loss Mechanisms in Aeronautics*, 1991.
- [8] Paolo Luchini, Fernando Manzo, and Amilcare Pozzi. Resistance of a grooved surface to parallel flow and cross-flow. *Journal of fluid mechanics*, 228:87–109, 1991.
- [9] M Walsh. Turbulent boundary layer drag reduction using riblets. In *20th aerospace sciences meeting*, page 169, 1982.
- [10] DW Bechert and M Bartenwerfer. The viscous flow on surfaces with longitudinal ribs. *Journal of fluid mechanics*, 206:105–129, 1989.
- [11] Ricardo García-Mayoral and Javier Jiménez. Drag reduction by riblets. *Philosophical transactions of the Royal society A: Mathematical, physical and engineering Sciences*, 369(1940):1412–1427, 2011.
- [12] Lu Liu, Guang Li, Xiaogang Yang, Xiani Huang, and Chenyang Xue. Interfacial phenomena in the synthesis process of barium sulfate particles precipitated in a lobed inner cylinder taylor-couette flow reactor: Effects of fluid dynamics. In Rita Khanna, editor, *Wettability and Interfacial Phenomena*, chapter 6. IntechOpen, Rijeka, 2019.
- [13] C David Andereck, SS Liu, and Harry L Swinney. Flow regimes in a circular couette system with independently rotating cylinders. *Journal of fluid mechanics*, 164:155–183, 1986.

- [14] Richard Lueptow. Taylor-couette flow. *Scholarpedia*, 4(11):6389, 2009.
- [15] AJ Greidanus, R Delfos, S Tokgoz, and J Westerweel. Turbulent taylor–couette flow over riblets: drag reduction and the effect of bulk fluid rotation. *Experiments in Fluids*, 56:1–13, 2015.
- [16] Baorui Xu, Hongyuan Li, Xiaochao Liu, Yaolei Xiang, Pengyu Lv, Xiangkui Tan, Yaomin Zhao, Chao Sun, and Huiling Duan. Effect of micro-grooves on drag reduction in taylor–couette flow. *Physics of Fluids*, 35(4), 2023.
- [17] Silvia Jiménez Bolaños and Bogdan Vernescu. Derivation of the navier slip and slip length for viscous flows over a rough boundary. *Physics of Fluids*, 29(5), 2017.
- [18] Paolo Luchini. CPL. Available at <https://CPLcode.net>, 2020.