# POLITECNICO DI TORINO

Corso di Laurea Magistrale in Ingegneria Aerospaziale

Tesi di Laurea

Metodi ibridi RANS-LES per la simulazione del flusso intorno a un profilo alare e la previsione del rumore generato



**Relatori** prof. Renzo Arina prof. Benjamin Cotté **Candidato** Giovanni Coco

Anno Accademico 2021-2022

# Ringraziamenti

Un'altra fantastica esperienza professionale si conclude dopo due anni in Francia.

I miei ringraziamenti vanno innanzitutto ai miei tutor, Benjamin Cotté e Philippe Lafon, che mi hanno sostenuto fin dal primo giorno e hanno creduto in me, spronandomi e incoraggiandomi quando necessario. Vi ringrazio anche per la comprensione mostrata per le mie decisioni e aspirazioni personali. Conserverò ogni parola che ci siamo scambiati. Grazie dal profondo del mio cuore.

Vorrei anche ringraziare Sofiane Benhamadouche e Jean-François Wald, membri del team di sviluppo di Code\_Saturne (EDF R&D), per essere stati presenti quando necessario e per avermi aiutato ad arrivare alla fine del lavoro, risolvendo gli innumerevoli problemi ed errori legati all'uso del software.

Infine, vorrei ringraziare coloro che ci sono sempre stati: la mia famiglia, i miei amici più cari e tutti coloro che mi hanno accompagnato in questo lungo e meraviglioso viaggio.

Dedico il frutto del mio lavoro a coloro che purtroppo non ci sono più fisicamente, ma che custodisco gelosamente nel mio cuore.

# Sintesi

Nel contesto delle macchine rotanti, e in particolare delle turbine eoliche, con un flusso in ingresso non omogeneo, l'angolo di attacco può variare in modo significativo. Questa variazione, per angoli sufficientemente elevati, genera il fenomeno dello stallo dinamico, che induce una forte modifica dello spettro del rumore irradiato dalla pala.

Il progetto intitolato "Prevedere l'Impatto del Rumore delle Turbine Eoliche" (dal francese "*Prévoir l'Impact du Bruit des Éoliennes*", PIBE ) mira a prevedere e ridurre il rumore generato. Il lavoro svolto presso l'Unità di Meccanica (UME) dell'ENSTA Paris è consistito nell'effettuare diverse simulazioni numeriche con Code\_Saturne, un software open source sviluppato da EDF R&D, per calcolare il rumore emesso in campo lontano da un profilo alare NACA  $63_3418$  utilizzando il modello di Amiet. Per analizzare le principali caratteristiche del flusso sono stati applicati diversi metodi, tra cui RANS (Reynolds-Averaged Navier-Stokes equations), LES (Large Eddy Simulation) e DDES (Delayed-Detached Eddy Simulation), con il duplice obiettivo di testare l'efficienza di quest'ultimo, che è un metodo ibrido, e di confrontare i risultati ottenuti con i dati sperimentali.

In primo luogo, sono state effettuate simulazioni sulle colline periodiche per dimostrare l'efficienza del metodo ibrido DDES rispetto ad altri metodi convenzionali, che si sono rivelate promettenti. In seguito, sono stati effettuati due tipi di simulazione sul profilo alare NACA  $63_3418$ , uno a 0° e l'altro a 13°. I risultati ottenuti sono soddisfacenti nel primo caso, poiché non vi è separazione e il modello teorico di Amiet può prevedere efficacemente il rumore irradiato. Nel secondo caso, i risultati ottenuti sono promettenti, ma sarà necessario raffinare la mesh in una fase successiva per una migliore convergenza verso i dati sperimentali.

# Abstract

In the context of rotating turbomachines, and in particular wind turbines, the angle of attack can vary significantly with an inhomogeneous inlet flow. This variation, for sufficiently high angles, generates the phenomenon of dynamic stall, which induces a strong modification of the noise spectrum radiated by the blade. The project entitled "Predicting the Impact of Wind Turbine Noise" (PIBE) aims to predict and reduce the noise generated. The work carried out at the Mechanics Unit (UME) of ENSTA Paris consisted in carrying out several numerical simulations with Code\_Saturne, an open source software developed by EDF R&D, to calculate the noise emitted in the far field by a NACA 63<sub>3</sub>418 wing profile using the Amiet model. In order to analyse the main characteristics of the flow, different methods were applied, including RANS (Reynolds-Averaged Navier-Stokes equations), LES (Large Eddy Simulation) and DDES (Delayed-Detached Eddy Simulation), with the double objective of testing the efficiency of the latter, which is a hybrid method, and of comparing the results obtained with the experimental data.

Two types of simulation were carried out, one at  $0^{\circ}$  and the other at  $13^{\circ}$ . The results obtained were satisfactory in the first case, since there is no separation and Amiet's theoretical model can effectively predict the radiated noise. In the second case, the results obtained are promising, but it will be necessary to refine the mesh at a later stage for a better convergence towards the experimental data.

# Indice

Ringraziamenti															
Sintesi Indice Elenco delle figure															
											1	Introduzione1.1Contesto1.2Organizzazione ospite1.3Obiettivi e struttura della tesi			
											2	<b>Stat</b> 2.1 2.2	dell'arteVetodi ibridi RANS-LES2.1.1Vista d'insieme2.1.2RANS e U-RANS2.1.3Large Eddy Simulation (LES)2.1.4Verso i metodi ibridi2.1.5Detached Eddy Simulation (DES)2.1.6Hybrid Temporal Large Eddy Simulation (HTLES)2.1.7Scale-Adaptive Simulation (SAS)2.2.1Modello di Amiet	6 6 8 9 11 12 13 14 17 18	
3	Met 3.1 3.2 3.3	di Numerici2Creazione della mesh53.1.1Considerazioni numeriche53.1.2Considerazioni fisiche5Code_Saturne53.2.1Schemi di discretizzazione5Post-trattamento dei dati5	23 23 26 27 28 29												
4	Cas	di applicazione: Colline Periodiche	31												

5	Sim	ulazion	i su un profilo NACA $63_3418$ a basso numero di Reynolds	37
	5.1	Config	gurazione studiata	37
	5.2	Condi	zioni al contorno	40
	5.3	Simul	azioni a $0^{\circ}$	41
		5.3.1	Griglia	41
		5.3.2	Parametri delle simulazioni	42
		5.3.3	Risultati qualitativi	43
		5.3.4	Coefficienti di pressione e di attrito	44
		5.3.5	Spettri di pressione parietale	49
		5.3.6	Velocità di convezione	53
		5.3.7	Coerenza lungo l'apertura alare	54
		5.3.8	Calcolo del rumore con la teoria di Amiet	56
	5.4	Simul	azioni a $13^{\circ}$	58
		5.4.1	Risultati qualitativi	58
		5.4.2	Coefficienti di pressione e di attrito	59
		5.4.3	Spettri di pressione parietale	61
		5.4.4	Coerenza lungo l'apertura alare	63
		5.4.5	Calcolo del rumore con la teoria di Amiet	65
_		_		

# Conclusione

# Elenco delle figure

1.1 1.2	Densità spettrale di potenza della pressione acustica a 2 m dal pro- filo per diversi angoli di attacco geometrici $\alpha_{s,g}$ per (a) un profilo NACA 0012 e (b) un profilo NACA 63 <sub>3</sub> 418 [23]	2
2.1	Rappresentazione classica per lo spettro di energia in turbolenza omogenea isotropa [27]	7
2.2	Tipi di possibili interfacce tra un metodo LES integrato e la regione RANS tutto intorno, illustrati qui da una modellazione zonale [10].	12
2.3	Illustrazione del passaggio tra RANS e LES nell'approccio tradizio- nale DES [10]	13
2.4	Coefficiente di attrito sulla parete inferiore (a sinistra) e profili di velocità (a destra), per il caso delle colline periodiche a $Re = 10600$ . Calcoli HTLES senza miglioramento di parete con le griglie M0	
2.5	(raffinata) e M1 (grossolana) [7]	15
2.6	destra $\Delta_t = 0.2U_b/h$ [8]	16
2.7	di fuga, (b) Rumore di separazione [4]	17
	aperture alari: $0.2c$ in blu, $0.6c$ in rosso e $c$ in verde. [26] $\ldots$	18
3.1	Dominio di calcolo realizzato con la strategia di divisione in blocchi utilizzato per le simulazioni effettuati sul profilo alare NACA $63_3418$ a $0^{\circ}$ .	24
4.1	Sezione della geometria della griglia considerata con le lunghezze caratteristiche e il sistema di coordinate utilizzato per il lancio di simulazioni numeriche LES [11]	32

4.2	Evoluzione delle quantità adimensionate per la parete inferiore se- condo le tre coordinate spaziali [11]	32
4.3	(a) Confronto del coefficiente di attrito lungo il dominio di calcolo con diversi metodi. (b) Zoom tra $x = 0$ m e $x = 7$ m	34
4.4	Confronto dei profili di velocità a differenti posizioni con diversi metodi.	35
4.5	Test di scalabilità per le colline periodiche	36
5.1	Confronto delle misure all'LMFA e all'UME per (a) il coefficiente di portanza $C_L$ e (b) il coefficiente di pressione $-c_p$ a 0° e (c) a 13°.	39
5.2	(a) Dominio di calcolo con i blocchi della griglia. (b) Griglia co- struita per le simulazioni. (c) I primi due strati di blocchi vicino al	
5.3	profilo. (d) Zoom della griglia vicino al bordo di attacco (a) Campo medio di velocità orizzontale $U_x$ ottenuto con la simu- lazione LES (scala tra -3.3 m/s e 33 m/s), (b) campo istantaneo all'ultima iterazione (scala tra -9.7 m/s e 33 m/s) e (c) zoom del campo istantaneo sulle bolle di ricircolo vicino al bordo di fuga	42
	(scala tra -9.7 m/s et 0 m/s). $\dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots$	44
5.4	Confronto del coefficiente di pressione $-c_p$ calcolato con diversi metodi numerici. La linea continua si riferisce al dorso, la linea	
5.5	tratteggiata al ventre	46
5.6	diversi metodi. (b) Zoom della zona dove $C_f$ e negativo Confronto delle variabili adimensionali sul dorso con diversi metodi per (a) $x^+$ (b) $u^+$ e (c) $z^+$	47
5.7	Confronto del coefficiente di pressione $-c_p$ tra le simulazioni LES a $N_z = 30 \text{ e } N_z = 60 \text{ e } X \text{foil}$	49
5.8	(a) Confronto del coefficiente di attrito $C_f$ tra le simulazioni LES a $N_z = 30 \text{ e } N_z = 60 \text{ e } X_{foil}$ (b) Zoom della zona dove $C_f < 0$ . (c)	
-	Confronto di $z^+$ tra le due simulazioni LES	50
5.9	Confronto tra l'esperienza e la simulazione LES della densità spet- trale di potenza $\phi_{pp}$ per la pressione parietale a differenti posizioni	<b>F</b> 1
5.10	sul dorso	51
	differenti posizioni sul ventre	52

5.11 Legame tra la varianza delle fluttuazioni di pressione  $\langle p'^2 \rangle$  comparata ai risultati sperimentali, il coefficiente di pressione  $c_p$  e il coefficiente di attrito  $C_f$  per le simulazioni LES con  $N_z = 30$  e  $N_z = 60$ . La linea nera demarca l'inizio della separazione, che è allo stesso punto per le due simulazioni, la linea blu e la linea rossa il riattaccamento del flusso alla parete rispettivamente per  $N_z = 30$ 535.12 Confronto tra i valori della velocità di convezione  $U_c$  calcolata con il metodo di correlazione incrociata tra  $x_1 \in x_2 = x_1 + dx = 0.92c$ . Il valore sperimentale è ottenuto con dx = 0.11c.545.13 (a) Funzione di coerenza  $\gamma^2$  secondo l'apertura alare  $\eta$  per x/c =0.92 sul dorso. (b) Evoluzione della funzione di coerenza  $\gamma^2$  media sull'apertura alare alla frequenza di 2826 Hz. (c) Confronto della lunghezza di coerenza  $l_y$  tra il risultato delle simulazioni, il modello 555.14 Confronto del rumore irradiato in campo lontano calcolato con il modello di Amiet a partire dagli spettri di pressione parietale con i dati sperimentali, a x/c = 0.92 per dorso, ventre e la somma dei due. 57 5.15 Confronto del rumore irradiato in campo lontano calcolato con il modello di Amiet a partire dagli spettri di pressione parietale con i dati sperimentali, a x/c = 0.92 e x/c = 0.99. Le curve tratteggiate si riferiscono alla griglia con Nz = 30, le curve con tratto continuo alla griglia con Nz = 60. 575.16 (a) Campo della magnitudine di velocità media (scala da 0 m/s a 58 m/s). (b) Campo della velocità istantanea lungo x all'ultima iterazione (scala da -11 m/s a 48 m/s). (c) Zone di separazione per il profilo NACA  $63_34178$  a  $13^{\circ}$  (campo di velocità istantanea all'ultima iterazione) per una scala tra -11 m/s e 0 m/s).  $\ldots$  . 595.17 Confronto del coefficiente di pressione  $-c_p$  tra diversi metodi e Xfoil 60 5.18 (a) Confronto del coefficiente di attrito  $C_f$  tra diversi metodi per il dorso (linea continua) e il ventre (linea tratteggiata). (b) Zoom della zona in cui si osserva la separazione del flusso sul dorso. . . . 615.19 Confronto delle grandezze adimensionali (a)  $x^+$  e (b)  $y^+$  tra diversi metodi. (c) La grandezza adimensionale  $z^+$  valutata per la 625.20 Confronto tra gli spettri di densità di potenza delle fluttuazioni di pressione parietale  $\langle p' \rangle^2$  per diversi angoli dell'esperienza e la simulazione LES a 13° per più punti sul dorso del profilo. . . . . . 63

Confronto tra gli spettri di densità di potenza delle fluttuazioni di	
pressione parietale $\langle p' \rangle^2$ per diversi angoli dell'esperienza e la	
simulazione LES a 13° per più punti sul ventre del profilo. $\ldots$ $\ldots$	64
(a) Funzione di coerenza $\gamma^2$ lungo l'apertura alare $\eta$ per $x/c = 0.92$	
sul dorso del profilo. (b) Evoluzione della funzione di coerenza $\gamma^2$	
mediata lungo l'apertura alare alla frequenza di 2708 Hz. (c) Con-	
fronto della lunghezza di coerenza $l_y$ tra i risultati della simulazione,	
il modello di Corcos e i dati sperimentali	66
Confronto dei dati sperimentali al rumore irradiato in campo lon-	
tano calcolato con il modello di Amiet a $x/c=0.92~{\rm per}$ i contributi	
del dorso e del ventre.	67
Confronto tra le misure sperimentali e la simulazione LES a $x/c =$	
0.92 et $x/c = 0.99$	67
	Confronto tra gli spettri di densità di potenza delle fluttuazioni di pressione parietale $\langle p' \rangle^2$ per diversi angoli dell'esperienza e la simulazione LES a 13° per più punti sul ventre del profilo (a) Funzione di coerenza $\gamma^2$ lungo l'apertura alare $\eta$ per $x/c = 0.92$ sul dorso del profilo. (b) Evoluzione della funzione di coerenza $\gamma^2$ mediata lungo l'apertura alare alla frequenza di 2708 Hz. (c) Con- fronto della lunghezza di coerenza $l_y$ tra i risultati della simulazione, il modello di Corcos e i dati sperimentali

# 1 Introduzione

# 1.1 Contesto

Nel contesto delle macchine rotanti, l'angolo di attacco delle pale può cambiare durante la rotazione a causa della disomogeneità del flusso in entrata. Come hanno dimostrato Bertagnolio et al. [3] su una pala di turbina eolica, quando l'angolo di attacco raggiunge valori sufficientemente elevati, lo strato limite si separa. Questa separazione porta a una forte variazione dello spettro sonoro emesso dalla pala, che può causare fastidio alle persone che vivono in prossimità dei parchi eolici. In Francia, l'acustica dei parchi eolici è soggetta a una normativa che stabilisce un valore massimo di 35 dB nelle aree abitate. [13]. In particolare, se il rumore ambientale supera i 35 dB, entra in gioco un criterio di emergenza, con una tolleranza di 5 dB di giorno e 3 dB di notte. Si tratta in genere di un rumore a banda larga di origine aerodinamica, come già detto. Nell'ambito della transizione energetica, la Francia si è posta l'obiettivo di raggiungere il 32% di consumo di energia rinnovabile [16]. In particolare, secondo EDF, i parchi eolici forniscono il 6,3% della produzione energetica nazionale. Per questo motivo, per rispondere alle esigenze della transizione energetica e della comunità, è stato creato il progetto ANR "Prédire l'Impact du Bruit des Eoliennes" (PIBE).

L'obiettivo di questo progetto è migliorare i metodi di previsione dell'impatto acustico delle turbine eoliche per ottimizzare la progettazione e la costruzione dei parchi eolici, introducendo nuove soluzioni per ridurre il rumore generato. Il progetto PIBE [2] è suddiviso in tre diverse aree di ricerca: caratterizzazione dei fenomeni di modulazione di ampiezza, stima della variabilità del livello di rumore e delle incertezze associate e riduzione del rumore alla sorgente.

Nella galleria del vento del Laboratorio di Meccanica dei Fluidi e di Acustica (LMFA) [23] sono stati condotti diversi esperimenti su un profilo simmetrico NACA 0012 e su un profilo curvo NACA  $63_3418$ , misurando la pressione nella zona vicino la parete e nel campo lontano, facendo variare l'incidenza.

Come si può vedere nella Figura 1.1, per il profilo NACA 0012 si osserva un forte aumento della pressione acustica per angoli di attacco superiori a  $15^{c}irc$ , valore per il quale si verifica un distacco dello strato limite con conseguente aumento del rumore prodotto dal fenomeno aerodinamico. D'altra parte, nella Figura 1.1b, si può notare che questo fenomeno si verifica per un angolo d'attacco di  $30^{c}irc$ ,



Figura 1.1: Densità spettrale di potenza della pressione acustica a 2 m dal profilo per diversi angoli di attacco geometrici  $\alpha_{s,g}$  per (a) un profilo NACA 0012 e (b) un profilo NACA 63<sub>3</sub>418 [23].

perché essendo cambrato, la separazione dello strato limite è resa più progressiva e l'aumento del rumore prodotto è meno marcato.

Per calcolare le grandezze di interesse per questo fenomeno e per analizzare le strutture di flusso intorno all'ala, durante lo stage di Maxime Magré [14] sono già state effettuate delle simulazioni LES utilizzando il software Code\_Saturne, sviluppato da EDF R&D. I risultati ottenuti da queste analisi sono promettenti. Come si può vedere nella figura 1.2b, lo spettro di pressione parietale è ben previsto alle alte frequenze, ma è sovrastimato alle basse frequenze, probabilmente a causa di un'apertura alare troppo limitata, ossia il 40% della corda.

Per migliorare i risultati già ottenuti, sarebbe interessante applicare metodi più sofisticati come i metodi ibridi RANS-LES, quale il modello DES (Detached Eddy Simulation) e le sue estensioni, il modello SAS (Scale-Adaptive Simulation) o la formulazione HTLES (Hybrid Temporal Large Eddy Simulation). L'interesse deriva dalla riduzione dei tempi di calcolo, come dimostrato dai risultati della tesi di dottorato di Vladimir Duffal [7], poiché la modalità LES viene attivata solo nelle zone in cui è necessaria, come ad esempio nelle zone di separazione, sfruttando la velocità di calcolo della modalità RANS nelle altre zone.



Figura 1.2: (a) Profili del criterio Q ( $Q = 30 \,\mathrm{s}^{-2}$ ) colorati coi valori di  $U_x/U_\infty$ , e (b) spettro di pressione parietale a x/c = 92% per un angolo di attacco  $\alpha_e = 20.9^\circ$  e per una dimensione del dominio lungo l'apertura alare  $L_z = 0.4c$ , con c la corda del profilo [14].

## 1.2 Organizzazione ospite

L'attività di stage si è svolta presso l'Institut des Sciences de la Mécanique et Applications Industrielles (IMSIA), un'Unità Mista di Ricerca (UMR) fondata nel 2015 in collaborazione con il Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS), l'École Nationale Supérieure de Techniques Avancées (ENSTA Paris), Électricité de France (EDF) e il Commissariato dell'Energia Atomica e delle Energie Alternative (CEA). Questa organizzazione è stata creata per affrontare le sfide industriali e sociali poste dalla meccanica e dalla durabilità di strutture e sistemi complessi. I metodi per l'analisi e la soluzione di questi problemi prevedono quindi un approccio che va dalle basi teoriche all'applicazione industriale, attraverso studi sperimentali e numerici, in un contesto di stretta collaborazione tra aziende e centri di ricerca.

Il laboratorio si occupa in particolare dei seguenti argomenti: accoppiamento multifisico e termomeccanico, fatica e durabilità di materiali e strutture, vibroacustica e vibrazioni non lineari, flussi separati e turbolenza, fluidi geofisici e oceanografia.

In linea con la tematica del tirocinio svolto, lo studio dei flussi separati e della turbolenza comporta l'analisi delle instabilità nei flussi e la loro influenza sulla dinamica delle particelle pesanti. I principali assi di sviluppo sono quindi i seguenti:

• relazioni dinamiche tra le strutture prodotte da un corpo in movimento e una forza esercitata su tale corpo;

- analisi dell'evoluzione delle proprietà aerodinamiche globali (modi instazionari, resistenza e portanza) di un corpo in movimento in un regime separato e turbolento;
- studio della transizione brusca verso e dalla turbolenza pienamente sviluppata.

# 1.3 Obiettivi e struttura della tesi

L'obiettivo di questo stage è quello di effettuare simulazioni con diversi metodi ibridi RANS-LES per studiare le strutture del flusso intorno all'ala a grandi angoli di attacco e calcolare la radiazione acustica associata. Questi risultati saranno confrontati con i risultati sperimentali già disponibili e con le simulazioni numeriche effettuate con i metodi classici RANS e LES. Pertanto, lo stage ha i seguenti obiettivi:

- analizzare i vincoli fisici e numerici che pilotano la qualità delle discretizzazioni per i metodi RANS e LES, e realizzare delle mesh con dei raffinamenti adattati nelle zone strategiche (pareti, scia, etc...);
- realizzare dei calcoli RANS, LES e con altri metodi ibridi RANS-LES già implementati in Code\_Saturne, in particolare DDES;
- comparare i coefficienti di pressione, gli spettri di pressione parietale e le scale di correlazione secondo l'apertura alare alle misure sperimentali, e dedurne il rumore prodotto con il modello di Amiet.

Va notato che questi metodi richiedono strumenti di calcolo molto potenti, motivo per cui ci affideremo a server esterni per eseguire i calcoli su più processori e accelerare i tempi di calcolo richiesti per le mesh altamente raffinate.

Inizialmente, per comprendere appieno il funzionamento del codice, la sua interfaccia grafica e il post-trattamento dei dati, effettueremo simulazioni locali su mesh relativamente grossolane, in modo da poter concludere le simulazioni in poche ore e iniziare a padroneggiare il software. Per essere più precisi, il primo passo sarà quello di effettuare simulazioni per familiarizzare con il programma Code\_Saturne e i metodi ibridi RANS-LES. Il caso di riferimento per questo primo passo è la collina periodica [7]. In seguito, le routine di calcolo potrebbero essere ottimizzate per alcuni processi che potrebbero rallentare la simulazione. Dopo aver appreso le tecniche di creazione della mesh sul software ANSYS ICEM, sarà necessario generare diverse mesh per il profilo NACA  $63_3418$ , per il quale il tipo di separazione è diverso rispetto al NACA 0012, e quindi si ottengono risultati diversi. I metodi ibridi RANS-LES che saranno preferiti per le simulazioni future, poiché sono già implementati nel codice, saranno i modelli DDES e SAS.

Per quanto riguarda la struttura di questa tesi, lo stato dell'arte dei metodi ibridi RANS-LES e il fenomeno fisico del rumore di separazione saranno discussi in primo luogo nella sezione 2, soprattutto da un punto di vista sperimentale e numerico. La sezione 3 si concentrerà su una descrizione dettagliata dei metodi numerici utilizzati durante il periodo di formazione, in particolare per quanto riguarda il processo di creazione della mesh e i suoi parametri importanti da regolare per garantire il corretto svolgimento delle simulazioni. In seguito, nella sezione 4 verranno presentati i risultati ottenuti su un caso applicativo ben noto nella letteratura scientifica, ovvero le colline periodiche. Saranno evidenziati i vantaggi dei metodi ibridi RANS-LES rispetto ai metodi classici di simulazione numerica per la risoluzione delle equazioni di Navier-Stokes. Infine, i risultati ottenuti dalle simulazioni effettuate su un profilo NACA  $63_3418$ , tipicamente utilizzato nelle turbine eoliche, saranno analizzati nella sezione 5, fornendo eventualmente spunti di miglioramento per proseguire il lavoro in futuro.

# 2 Stato dell'arte

La turbolenza è una caratteristica che si può osservare in molti fenomeni fisici, dai movimenti dell'aria nell'atmosfera ai vortici che si formano nello strato limite e nella scia di un profilo aereo.

In generale, la turbolenza è quindi un fenomeno caratterizzato dal movimento di un fluido in cui le forze viscose sono molto più deboli di quelle inerziali. Si tratta di un moto caotico che dà origine a strutture vorticose instabili di varie dimensioni e a fluttuazioni caotiche di pressione e velocità. In qualsiasi fenomeno di turbolenza si formano vortici che rendono il flusso complesso e difficile da analizzare per comprenderne in dettaglio il comportamento e l'evoluzione nel tempo.

Un flusso turbolento è anche caratterizzato da una modalità di trasferimento dell'energia dalle grandi alle piccole scale, dove viene dissipata sotto forma di calore a causa delle forze viscose che diventano più importanti alle piccole scale. Questo schema di trasferimento di energia è chiamato "cascata di Kolmogorov", il cui diagramma è riportato nella Figura 2.1.

Diventa quindi ovvio che la simulazione dei fenomeni turbolenti richieda potenti strumenti di calcolo e metodi efficaci per semplificare il problema mediante l'analisi statistica delle proprietà del flusso.

## 2.1 Metodi ibridi RANS-LES

In questa sezione, riassumeremo il lavoro bibliografico svolto durante le prime settimane di stage sui diversi metodi RANS-LES ibridi disponibili ad oggi. Per realizzare questo studio sono stati analizzati i lavori di J. Fröhlich e D. von Terzi [10]. Cercheremo di dare una panoramica, senza entrare troppo nel dettaglio delle formule per non appesantire eccessivamente il contenuto del presente documento.

### 2.1.1 Vista d'insieme

L'accoppiamento di simulazioni LES con modelli di turbolenza statistica, come le equazioni di Navier-Stokes mediate di Reynolds (RANS), è la strategia principale per ridurre notevolmente i tempi di calcolo e rendere il modello LSS utilizzabile nelle applicazioni industriali più complesse. Il modello RANS, infatti, permette



Figura 2.1: Rappresentazione classica per lo spettro di energia in turbolenza omogenea isotropa [27].

di trovare risultati per le grandezze medie con una certa accuratezza e un costo moderato. Tuttavia, quando si vuole analizzare un flusso complesso dominato da strutture vorticose anisotrope su larga scala, i metodi RANS non sono altrettanto adatti e si preferisce utilizzare i metodi LES. Questi ultimi forniscono risultati non stazionari che sono essenziali per il calcolo delle forze non stazionarie, l'accoppiamento fluido-struttura e l'identificazione delle sorgenti di rumore aerodinamico. Tuttavia, lo svantaggio principale è il tempo di calcolo, che può essere da 10 a 100 volte superiore rispetto al modello RANS. Il modello LES richiede inoltre mesh più raffinate e calcola i valori medi mediando il campo di flusso instabile per piccoli passi temporali su un lungo periodo di campionamento.

Un'altra ragione per l'uso di metodi ibridi RANS-LES è che, in prossimità della parete, il modello LES richiede un affinamento della griglia per individuare strutture di vorticità localmente più energetiche ma ancora piccole in questo dominio. Inoltre, se il numero di Reynolds aumenta, lo sforzo computazionale diventa simile a quello di una simulazione numerica diretta (DNS). Tutto ciò rende il modello LES poco pratico per i flussi di parete ad alto numero di Reynolds, come nel caso di un'ala. Da qui la necessità di implementare modelli di parete per rendere il numero di celle della griglia vicino alla parete indipendente dal numero di Reynolds. Si potrebbe quindi considerare un modello RANS nella zona vicina alla parete, combinato con un modello LES per le zone esterne.

#### 2.1.2 RANS e U-RANS

I modelli che utilizzano le equazioni RANS sono basati sulla definizione dell'operatore di media, scritto come  $\langle \cdot \rangle$ , in modo tale che  $\langle \langle \phi \rangle \rangle = \langle \phi \rangle$  per ogni generica variabile  $\phi$ . Questo modello è ottenuto applicando tale operatore alle equazioni classiche di Navier-Stokes, ma questa operazione fa apparire un tensore degli sforzi di Reynolds  $\tau_{ij}^{\text{RANS}}$  che deve essere opportunamente modellato. Per un flusso statisticamente stazionario, la media temporale sull'intera durata della simulazione risulta essere una scelta appropriata. Per i flussi che presentano variazioni lente delle proprietà statistiche rispetto alla scala della turbolenza, la media su intervalli di tempo più brevi è invece più astuta. Per i flussi instabili con una frequenza di base, è possibile effettuare la seguente decomposizione per la velocità:

$$u_i = \langle u_i \rangle + \tilde{u}_i + u'_i$$

con  $\tilde{u}_i$  la media di fase e  $u'_i$  la fluttuazione.

Il modello RANS è quindi chiamato U-RANS (*Unsteady RANS*) quando la soluzione calcolata dipende dal tempo. In generale, è preferibile una simulazione U-RANS, che consente di determinare con maggiore precisione il flusso medio. Tuttavia, il problema principale di una simulazione U-RANS è l'affidabilità dei risultati quando non sono disponibili dati sperimentali per convalidare il modello. In generale, il suo utilizzo è consigliato nei casi in cui esiste una netta separazione tra la scala temporale della turbolenza e la scala temporale delle variazioni delle proprietà del fluido.

In particolare, per il lavoro svolto durante lo stage, i metodi RANS utilizzati per la risoluzione dei flussi turbolenti sono il metodo  $k - \omega$  SST e il metodo  $\bar{v^2} - f$ .

#### Modello $k - \omega$ SST

Spesso si sceglie un modello a due equazioni per risolvere le equazioni RANS. Scegliendo l'energia cinetica turbolenta k e la dissipazione  $\varepsilon$  come variabili turbolente, si ottiene un modello adatto all'analisi del flusso al di fuori del sottostrato viscoso vicino alle pareti. Per questo motivo viene chiamato modello ad alto numero di Reynolds. Il flusso in prossimità della parete viene quindi risolto con delle leggi di parete, cioè con modelli analitici che consentono di rappresentare il comportamento dello strato limite con un certo grado di affidabilità, senza richiedere il raffinamento delle maglie in quest'area.

Sebbene questo modello sia relativamente semplice e robusto, presenta diverse limitazioni, in particolare per quanto riguarda il comportamento delle pareti in presenza di regimi di transizione e separazione. A questo proposito, può essere utile implementare una diversa scelta delle variabili turbolente, come suggerito da Wilcox [28], prendendo  $k \in \omega$ , quest'ultimo definito come il tasso di dissipazione  $\omega = \frac{\varepsilon}{\beta k}$  et  $\beta = 0.09$ .

Rispetto al modello classico  $k - \varepsilon$ , il modello  $k - \omega$  è in grado di prevedere meglio il comportamento in prossimità delle pareti. Tuttavia, nella zona lontana dalla parete possono presentarsi degli inconvenienti. Per questo motivo, Menter ha proposto il modello  $k-\omega$  SST (Shear Stress Transport), particolarmente soddisfacente nelle zone di separazione e sempre più utilizzato nelle applicazioni industriali.

# Modello $\bar{v^2} - f$

Tuttavia, i modelli classici a basso numero di Reynolds si basano su funzioni di smorzamento numeriche per prevedere il flusso nella regione vicino alla parete e non sono molto robusti dal punto di vista numerico. In particolare, il suddetto modello  $k - \omega$  è quantitativamente insoddisfacente nel sottostrato viscoso, poiché le equazioni su cui si basa questo modello non tengono conto degli effetti di parete legati alle fluttuazioni di pressione, presentando così una limitazione bidimensionale nelle strutture turbolente risultanti.

Per superare questo inconveniente, è stato sviluppato il metodo  $v^2 - f$ . Questo metodo si basa essenzialmente sulla determinazione del parametro f che è la soluzione di un'equazione ellittica per risolvere il comportamento in prossimità della parete. Questo modello viene quindi applicato al già noto modello  $k - \varepsilon$ , aggiungendo una terza variabile turbolenta  $\bar{v}^2$  che rappresenta la tensione di Reynolds nella direzione perpendicolare alle linee di flusso. Utilizzando queste tre variabili, la viscosità turbolenta  $\nu_t$  può essere calcolata con la formula  $\nu_t = C_{\mu} \bar{v}^2 T$ , con T la scala temporale turbolenta.

Questo modello rappresenta un ottimo compromesso tra tempo di calcolo, finezza della griglia utilizzata e qualità dei risultati, come si vedrà più avanti nella presentazione dei risultati ottenuti.

#### 2.1.3 Large Eddy Simulation (LES)

Il metodo Large Eddy Simulation (LES) prevede un approccio diverso rispetto ai metodi RANS classici. Infatti, questi ultimi si basano su una descrizione statistica delle proprietà del flusso, non consentendo quindi l'accesso a quantità istantanee. Per poter calcolare quantità locali e istantanee, è particolarmente utile cercare di rappresentare al meglio le strutture di turbolenza più grandi, assumendo che le strutture più piccole siano isotrope e possano essere descritte da modelli relativamente semplici.

La simulazione LES è quindi spesso introdotta dal concetto di filtraggio. In particolare, si tratta di un filtro passa-basso: se si applica un filtro spaziale a una variabile  $\phi$ , il risultato è una variabile  $\overline{\phi}$  dalla quale vengono rimosse le scale più piccole della larghezza del filtro. Il filtraggio spaziale è un prodotto di convoluzione e soddisfa le stesse proprietà delle quantità medie utilizzate per scrivere le equazioni RANS. Si otterranno quindi le stesse identiche equazioni, solo che si utilizzerà l'operatore di filtraggio invece dell'operatore di media. Come nel caso delle simulazioni RANS, il termine di convezione non lineare nell'equazione di trasporto porta a un termine non chiuso  $\tau_{ij}^{textLES}$ , che richiede l'applicazione di un modello. Spesso, per ragioni di efficienza, il rapporto tra la larghezza del filtro  $\Delta_f$  e il passo della griglia  $\Delta_g$  è uguale a 1. Si può quindi affermare che la dimensione delle celle della griglia determina la scala di taglio del filtro.

La strategia principale del modello LES consiste nel risolvere la maggior parte dell'energia cinetica turbolenta k del flusso, modellando al contempo la maggior parte della dissipazione  $\epsilon$ . Questa separazione è resa possibile dal fatto che l'energia cinetica k è principalmente legata alle grandi scale, mentre la dissipazione  $\epsilon$  alle piccole scale. Tuttavia, come già detto, questo modello funziona bene per flussi ad alto numero di Reynolds lontani dalla parete, ma si riscontrano molti problemi per flussi vicini alla parete o transitori. Si noti inoltre che la scelta della spaziatura della griglia di  $\Delta_g$  è importante soprattutto per le maglie anisotrope, particolarmente utilizzate in prossimità delle pareti. Questo parametro diventa cruciale anche nei metodi ibridi RANS-LES, poiché è necessario per l'interfaccia tra i due modelli. In generale, la dimensione del filtro è definita come segue:

$$\Delta_g = (\Delta_x \Delta_y \Delta_z)^{1/3}$$

Il problema principale nelle simulazioni LES è la modellazione del termine  $\mu_{\text{submesh}} < S >_{ij} = \langle (u - \langle u \rangle)_j (u - \langle u \rangle)_i \rangle$  che compare nell'equazione di conservazione della quantità di moto, con  $\langle S \rangle_{ij}$  il tensore delle deformazioni. Il termine  $\mu_{\text{submesh}}$  è una viscosità legata alle piccole strutture e il suo calcolo può essere eseguito secondo diversi approcci.

Il primo di questi metodi è il modello Smagorinsky, che propone :

$$\mu_{\text{submesh}} = \rho (C_s \Delta)^2 \sqrt{2 \langle S \rangle_{ij} \langle S \rangle_{ij}}$$

Il principale inconveniente di questo metodo è la determinazione della costante  $C_s$ . Per cercare di risolvere questo problema, si possono considerare modelli dinamici. Si basano ancora sulla stessa ipotesi di Smagorinsky, solo che la determinazione della costante diventa dinamica, cioè in grado di adattarsi localmente in base alle proprietà locali del flusso in un determinato punto. Diventa quindi essenziale che la griglia sia sufficientemente raffinata in modo che il comportamento delle strutture delle celle più piccole sia identico a quello delle celle adiacenti in cui il flusso è risolto direttamente.

#### 2.1.4 Verso i metodi ibridi

Per comprendere come unire i due modelli, RANS e LES, si può esaminare la forma dell'equazione di trasporto nei due casi:

$$\begin{aligned} \text{RANS} &: \partial_t \langle u_i \rangle + \partial_{x_j} (\langle u_i \rangle \langle u_j \rangle) + \partial_{x_i} (\langle p \rangle / \langle \rho \rangle) = \partial_{x_j} (\nu \partial_{x_j} \langle u_i \rangle) - \partial_{x_j} \tau_{ij}^{\text{RANS}} \\ \end{aligned}$$
$$\begin{aligned} \text{LES} &: \partial_t \bar{u_i} + \partial_{x_j} (\bar{u_i} \bar{u_j}) + \partial_{x_i} \bar{p} / \bar{\rho} = \partial_{x_j} (\nu \partial_{x_j} \bar{u_i}) - \partial_{x_j} \tau_{ij}^{\text{LES}} \end{aligned}$$

La somiglianza tra le due equazioni è evidente, laddove la natura delle variabili (mediate nel caso RANS, calcolate o filtrate nel caso LES) e la definizione del modello di chiusura per il tensore differiscono. A proposito di questo modello, va ricordato che il modello RANS dipende da grandezze fisiche che descrivono l'insieme delle fluttuazioni turbolente, mentre il modello LES è spesso basato sulla formulazione di Smagorinsky. Nelle formule :

$$\tau_{ij}^{\text{RANS}} = f\Big(\partial_{x_i} \langle u_i \rangle, k, \varepsilon, C_{\text{RANS}}\Big) \quad ; \quad \tau_{ij}^{\text{LES}} = f\Big(\partial_{x_j} \bar{u}_i, \Delta, C_{\text{LES}}\Big)$$

dove  $C_{\text{RANS}}$  et  $C_{\text{LES}}$  sono delle costanti del modello.

Sfruttando la somiglianza della struttura delle due equazioni di trasporto, l'idea principale è quella di riscrivere la stessa equazione con una generica velocità  $\bar{u}_i$  risolta, e un tensore  $\tau_{ij}^{\text{model}}$  legato al modello unificato definito genericamente come :

$$\tau_{ij}^{\text{model}} = f^{\text{RANS}} \tau_{ij}^{\text{RANS}} + f^{\text{LES}} \tau_{ij}^{\text{LES}}$$

dove  $f^{\text{RANS}}$  e  $f^{\text{LES}}$  sono dei coefficienti locali di mescolamento determinati dal valore locale di un dato criterio.

Questa strategia di miscelazione si basa quindi su una somma ponderata dei due modelli. Poiché l'equazione di trasporto è la stessa, la velocità calcolata è continua. In generale, il modello unificato è semplificato dal fatto che i modelli LES sono ispirati ai modelli RANS e quindi mantengono la stessa struttura. In linea di principio, qualsiasi metodo RANS può essere convertito in un metodo LES introducendo la dimensione del passo della griglia come scala di lunghezza del modello.

L'approccio opposto è chiamato metodo zonale. In questo caso, il modello LES viene utilizzato in un'area del dominio di calcolo, mentre il modello RANS viene utilizzato nel resto del dominio. Tuttavia, in questo caso, le quantità calcolate non sono più continue all'interfaccia, quindi è necessario definire condizioni al contorno appropriate. Un esempio di schema è riportato nella Figura 2.2.



Figura 2.2: Tipi di possibili interfacce tra un metodo LES integrato e la regione RANS tutto intorno, illustrati qui da una modellazione zonale [10].

#### 2.1.5 Detached Eddy Simulation (DES)

Spalart et Allmaras [19] hanno concepito un modello RANS a una equazione utilizzando un'equazione di trasporto per la viscosità turbolenta. Più precisamente, l'equazione direttrice è la seguente:

$$\partial_t \tilde{\nu} + \langle u_j \rangle \partial_{x_j} \tilde{\nu} = c_{b1} \tilde{S} \tilde{\nu} + \frac{1}{\sigma_{\tilde{\nu}}} \Big[ \partial_{x_j} \Big( (\nu + \tilde{\nu}) \partial_{x_j} \tilde{\nu} \Big) + c_{b2} (\partial_{x_j} \tilde{\nu})^2 \Big] - c_{w1} f_w \Big( \frac{\tilde{\nu}}{d} \Big)^2$$

con  $\tilde{\nu} = \nu_t / f_{v1}(y^+)$ , dove  $f_{v1}$  è scelta affinché  $\tilde{\nu} \sim y$  vicino alla parete. I coefficienti  $c_{b1}, c_{b2}$  e  $c_{w1}$  sono delle costanti empiriche del modello, e  $\sigma_{\nu}$  è il numero di Prandtl turbolento.

Spalart *et al.* [20] hanno quindi applicato la seguente modifica: l'ultimo termine dell'equazione rappresenta un termine di distruzione che dipende dalla distanza dalla parete *d*. Questa distanza fisica può essere sostituita da una scala di lunghezza  $C_{\text{DES}}\Delta$  che include la dimensione del passo di maglia  $\Delta$  e la costante del modello  $C_{\text{DES}}$ . In questo modo, il modello Spalart-Allmaras diventa un modello LES a una equazione. Successivamente, il parametro *d* viene sostituito da  $\tilde{d} = \min(d; C_{\text{DES}}\Delta)$ , il che è naturale, poiché in prossimità della parete la scala di lunghezza non può aumentare oltre il valore del modello RANS. Quindi, come mostrato nel diagramma della Figura 2.3, in prossimità della parete dove  $d < C_{\text{DES}}\Delta$ , viene utilizzato il modello RANS originale; dove  $d > C_{\text{DES}}\Delta$ , il modello diventa LES. Si può osservare che la soluzione calcolata con il metodo DES è generalmente instabile in prossimità della parete a causa delle fluttuazioni del flusso esterno.



Figura 2.3: Illustrazione del passaggio tra RANS e LES nell'approccio tradizionale DES [10].

Il metodo DES consiste quindi nel risolvere il flusso esterno con un modello LES, lontano da qualsiasi frontiera, utilizzando il modello RANS per il flusso vicino alla parete. Ciò fornisce una descrizione statistica del flusso vicino alla parete, che richiede una maglia raffinata solo nella direzione normale alla parete, mentre può essere più grossolana nella direzione tangenziale. La strategia utilizzata per costruire il modello DES può essere applicata anche ad altri modelli RANS, ottenendo ad esempio il metodo DES-SST, uno dei più applicati al giorno d'oggi.

#### 2.1.6 Hybrid Temporal Large Eddy Simulation (HTLES)

Il lavoro di Vladimir Duffal *et al.* [7] dimostra che l'uso di un filtro temporale per controllare la distribuzione dell'energia tra la scala risolta e quella modellata garantisce una transizione coerente tra i modelli RANS e LES. In effetti, l'uso di un filtro temporale invece di un filtro spaziale è appropriato per definire l'operatore LES. Il modello HTLES si basa quindi su un formalismo di filtraggio temporale, ma in pratica questo modello non prevede alcun filtraggio esplicito, ma semplicemente termini che variano in funzione del rapporto tra la scala temporale della turbolenza,  $K/\varepsilon$ , e la frequenza di taglio rispetto allo schema numerico, che dipende dal passo temporale dt e dal passo di griglia  $\Delta$ . Già nel 2010, Fadai-Ghotbi et al. [9] hanno proposto una versione temporale del metodo Partially Integrated Transport Model (PITM), ma questo modello presentava problemi nel caso di flussi turbolenti in canali, convergendo a una soluzione pseudo-laminare. Il problema è stato attribuito al controllo indiretto della distribuzione dell'energia da parte dell'equazione di dissipazione. Per risolverlo, è stato proposto un criterio di equivalenza ibrida (H-equivalence) tra gli approcci ibridi.

Grazie al lavoro di Manceau [15], è stato convalidato il modello HTLES, in cui il termine di ibridazione nell'equazione energetica si basa su una scala temporale guidata dal rapporto tra l'energia modellata e l'energia totale. Tuttavia, la risoluzione del flusso in prossimità della parete non è stata completamente convalidata. Ulteriori sviluppi di Duffal [7] hanno migliorato il modello HTLES, rendendolo in grado di risolvere simulazioni con flussi vicino alle pareti con numero di Reynolds elevato, offrendo un costo di tempo ridotto rispetto a una tipica simulazione LES. Applicando il criterio di H-equivalence, viene proposta una nuova formulazione con un modello di viscosità dei vortici come punto di arresto. Il modello è stato inoltre migliorato introducendo un vincolo di coerenza interna (ICC), poiché è stato osservato un problema di coerenza legato alla penetrazione delle fluttuazioni turbolente risolte nella zona vicina alla parete, che distorce i dati RANS. E stato inoltre sviluppato un meccanismo di protezione nella regione RANS per ridurre la sensibilità del modello alla griglia, introducendo una funzione che controlla la posizione della transizione RANS-LES in funzione dei parametri fisici e dei criteri della griglia stessa.

Per convalidare i miglioramenti apportati al modello e la sua robustezza, sono stati eseguiti diversi casi di test, come illustrato nella Figura 2.4.

I risultati promettenti di questi nuovi sviluppi potrebbero condurre a delle applicazioni industriali, superando il modello RANS.

#### 2.1.7 Scale-Adaptive Simulation (SAS)

L'approccio di simulazione a scala adattativa (SAS) sviluppato da Menter *et al.* [8] è il risultato di una revisione del modello K-KL di Rotta [25], dove k è l'energia cinetica turbolenta e L è la notazione tradizionale per la macro-lunghezza della turbolenza. Secondo la definizione di Menter, la modellazione SAS si basa sull'uso di una seconda scala meccanica nei termini sorgente/pozzo del modello di turbolenza ad alto numero di Reynolds. Oltre all'input standard delle equazioni della quantità di moto sotto forma di derivate della velocità iniziale (tensore del tasso di deformazione, tensore della vorticità, etc...), i modelli SAS si basano su



Figura 2.4: Coefficiente di attrito sulla parete inferiore (a sinistra) e profili di velocità (a destra), per il caso delle colline periodiche a Re = 10600. Calcoli HTLES senza miglioramento di parete con le griglie M0 (raffinata) e M1 (grossolana) [7].

una seconda scala, di solito sotto forma di derivate della velocità superiore. Ciò avviene in modo da consentire al modello di adattare la sua scala di lunghezza alle strutture risolte nel flusso.

Il modello SAS risponde alle esigenze seguenti:

- Fornire delle performance RANS corrette nelle regioni di flusso stabile (strato limite, flusso in un canale, etc...).
- Permettere la decomposizione di grandi strutture turbolente in uno spettro turbolento per i regimi di flusso instabili (cilindro in un flusso trasversale, profilo alare ad alti angoli di attacco, flusso in delle cavità, etc...).
- Fornire uno smorzamento appropriato della turbolenza risolta all'estremità dello spettro a numero d'onda elevato (limite di risoluzione della griglia).

A differenza del metodo DES e dei metodi affini, i primi due punti sono realizzati senza dipendere esplicitamente dalla griglia o dal passo temporale del modello RANS. Solo la terza condizione deve essere basata su informazioni sulla spaziatura della griglia, su altre informazioni relative al limite di risoluzione (modello LES dinamico, etc...) o sul metodo numerico (smorzamento MILES, etc...).

Come si può vedere nella Figura 2.5, la risoluzione temporale ha un impatto diretto sui risultati, risultando in strutture turbolente significativamente più grandi. Tuttavia, aumentando il passo temporale si ottengono valori maggiori della viscosità turbolenta. L'aumento netto della viscosità che ne deriva può portare la simulazione SAS al suo modo stazionario in caso di risoluzione grossolana. Questo metodo può essere considerato una salvaguardia nelle simulazioni di flussi complessi, ma presenta anche delle difficoltà e può portare a requisiti di risoluzione più elevati rispetto ad altri metodi ibridi per ottenere risultati non stazionari.



Figura 2.5: Metodo SAS applicato al flusso sulle colline peridiche. Iso-superfici del criterio Q d'identificazione dei vortici, colorate in base al rapporto tra la viscosità turbolenta e la viscosità molecolare. Due passi di tempo differenti sono stati utilizzati: a sinistra  $\Delta_t = 0.05 U_b/h$ , a destra  $\Delta_t = 0.2 U_b/h$  [8].

## 2.2 Rumore di separazione

Il rumore generato da un profilo alare può essere associato a vari fenomeni aerodinamici. Questi includono la diffrazione dello strato limite turbolento al bordo di fuga (TBL-TE), il rumore del vortice marginale (*tip vortex noise*), il rumore del bordo di fuga troncato (*bluntless noise*) e il rumore di separazione/stallo (*separation/stall noise*) [26]. Per un profilo alare investito da un flusso a basso angolo d'attacco, il principale fenomeno che produce rumore è il rumore del bordo di fuga (*TBL-TE*). Tuttavia, quando entra in gioco lo stallo, il rumore di separazione diventa particolarmente importante. Questo è il caso di applicazioni in cui il flusso a monte è altamente disomogeneo, come nel caso delle turbine eoliche, se il passo delle pale non viene adattato. Questo fenomeno di generazione del rumore merita quindi attenzione, poiché il rumore generato può essere fino a 10 dB superiore a quello prodotto dal TBL-TE [4]. La Figura 2.6 mostra un diagramma schematico che spiega questi due fenomeni.



Figura 2.6: (a) Rumore di interazione tra lo strato limite turbolento e il bordo di fuga, (b) Rumore di separazione [4]

Come osservato da Peterson *et al.* [18] per un flusso parzialmente separato, il rumore è emesso principalmente solo dal bordo di fuga, mentre per uno stallo completo, il rumore è emesso dall'intera corda del profilo.

Ad oggi, il rumore di separazione non è stato studiato in modo approfondito e quindi esistono relativamente pochi dati sperimentali e numerici [17]. In base all'esperienza disponibile, sappiamo che il rumore di separazione genera un livello di rumore elevato alle basse frequenze. Nel caso di uno stallo completo, ci sono anche dei picchi nello spettro, che si presume siano dovuti principalmente alle instabilità nello strato di taglio. Tuttavia, non c'è ancora un chiaro consenso sul meccanismo di generazione del rumore in queste condizioni, per cui sono necessarie simulazioni numeriche per una migliore comprensione del fenomeno.



Figura 2.7: Densità spettrale di potenza  $(S_{pp}/p_{\infty}^2)$  ottenuta da una simulazione numerica diretta per un profilo alare NACA 0012 a 15° per differenti aperture alari: 0.2c in blu, 0.6c in rosso e c in verde. [26]

In particolare, il costo della simulazione numerica diventa importante quando si cerca di analizzare il flusso attorno a un profilo alare ad alti angoli di attacco. In questo caso, infatti, le condizioni periodiche poste lungo l'apertura alare del profilo non sono soddisfacenti per simulare bene il comportamento del fluido, poiché la dimensione del dominio lungo l'asse trasversale non è più sufficiente. Si cerca quindi di estendere la griglia lungo l'apertura alare e di osservare i vantaggi che tale strategia può portare, come dimostrato da Turner e Kim [26].

Nella Figura 2.7 sono riportati i risultati ottenuti con una simulazione numerica diretta su un profilo alare NACA 0012 posto a 15° (stallo completo) per tre diverse lunghezze di sezione trasversale. Si nota subito che la simulazione con una apertura alare piccola sovrastima il rumore emesso di oltre 10 dB rispetto ai risultati ottenuti per aperture alari più lunghe alle basse frequenze. Nella gamma delle alte frequenze, tuttavia, tutte e tre le simulazioni sembrano produrre gli stessi risultati.

#### 2.2.1 Modello di Amiet

Lo studio e l'analisi del rumore di separazione emesso dal profilo alare saranno effettuati utilizzando il modello teorico di Amiet [1]. Questo modello consente di calcolare la radiazione sonora dal bordo di fuga dell'ala, tenendo conto degli effetti di diffrazione. Infatti, le fluttuazioni all'interno dello strato limite turbolento sono trasportate verso il bordo di fuga alla velocità di convezione  $U_c$ , interagendo con

esso. Il modello di Amiet semplifica la forma dell'ala assumendo che si tratti di una lamina piana che interagisce con un flusso turbolento.

Sarà quindi possibile calcolare la densità spettrale di potenza della pressione acustica dovuta al bordo di fuga nel campo lontano  $(x_R, y_R, z_R)$  con la seguente formula [24]:

$$S_{pp}^{\text{TEN}}(x_R, y_R, z_R, \omega) = \left(\frac{kcz_R}{4\pi S_0^2}\right)^2 2L\Phi_{pp}(\omega)l_y\left(\omega, \frac{ky_R}{S_0}\right) \left|\mathcal{L}_{\text{TE}}\left(x_R, \frac{\omega}{U_c}, \frac{ky_R}{S_0}\right)\right|^2$$

dove  $\omega$  è la frequenza angolare, k è il numero d'onda acustico,  $S_0$  è la distanza modificata tra la sorgente e l'osservatore,  $\Phi_{pp}$  è lo spettro delle fluttuazioni di pressione parietale,  $l_y$  è la lunghezza di coerenza lungo l'apertura alare e  $\mathcal{L}_{\text{TE}}$  è la funzione di trasferimento per il bordo di fuga.

Alcuni dei parametri identificati nella formula, come la velocità di convezione, la lunghezza di coerenza e gli spettri delle fluttuazioni di pressione parietale, possono essere ottenuti a priori dai risultati della simulazione. Di seguito sono descritti i diversi metodi utilizzati per ottenere ciascuno di questi parametri utili per il modello di Amiet.

#### Spettri di pressione parietale

Per determinare gli spettri di pressione parietale, si parte dai segnali di pressione per ciascun punto del dominio di calcolo. Tali segnali temporali sono stati trattati individualmente per essere convertiti nel dominio delle frequenza per un'analisi spettrale. Per fare ciò, una trasformata di Fourier è stata applicata:

$$P(f) = \mathscr{F}(p) = \int_{-\infty}^{+\infty} p(t) e^{-j2\pi f t} dt$$

Tuttavia occorre notare che il segnale di pressione non è continuo, ma discretizzato in funzione del passo di tempo scelto per la simulazione. Si definisce dunque la trasformata di Fourier discreta come segue:

$$P[k] = \sum_{n=0}^{N-1} p[n] e^{-j2\pi kn/N} \quad \text{pour} \quad k = 0, ..., N-1$$

In questo caso si definisce una risoluzione frequenziale, che indica la risoluzione dello spettro di pressione parietale nel dominio delle frequenze:

$$\Delta f = \frac{f_s}{N} = \frac{1}{N\Delta t}$$

con  $f_s$  la frequenza di campionamento che è il reciproco del passo di tempo  $\Delta t$  e N il numero totale di iterazioni.

Ciò suggerisce che per una migliore risoluzione, il tempo di acquisizione dei dati deve essere prolungato. Questo può essere fatto nella pratica, quando il profilo è immerso nel flusso per diversi minuti, ma non si applica a una simulazione numerica. Ricordiamo infatti che la durata totale di una simulazione, a seconda dei parametri scelti, è di 0,144 secondi per un totale di 14400 iterazioni. Una delle tecniche più utilizzate per aumentare artificialmente il tempo di acquisizione del segnale è lo "zero-padding", che consiste essenzialmente nell'aggiungere molti zeri alla fine del segnale acquisito. Tuttavia, questo metodo può portare a una serie di picchi nella densità spettrale di potenza, distorcendo potenzialmente i dati acquisiti con questo stratagemma.

Un'altra tecnica valida è il metodo di Welch, noto anche come tecnica del periodogramma mediato. Consiste nel dividere il segnale temporale in diverse finestre, cioè in intervalli di tempo. La densità spettrale di potenza  $\phi_{pp}$  può quindi essere stimata su K finestre di lunghezza L come segue:

$$\phi_{pp}(f_k) \approx \frac{2}{f_s} l[k]$$

con:

•  $l[k] = \frac{1}{K} \sum_{r=1}^{K} l_r[k] ;$ 

• 
$$l_r[k] = \frac{1}{LU} |P_r[k]|^2$$
;

•  $U = \frac{1}{L} \sum_{n=0}^{L-1} w[n]^2$  (guadagno incoerente).

Con i dati raccolti a disposizione, si è scelto di utilizzare finestre di uguale lunghezza, dividendo così il segnale temporale in cinque parti uguali. Ovviamente, la parte di segnale considerata per l'analisi degli spettri di pressione parietale è quella ottenuta dopo aver lasciato passare 10 tempi di passaggio, in modo da avere un segnale aleatorio ma stazionario. Inoltre, sebbene le simulazioni abbiano lo svantaggio di coprire un tempo molto breve rispetto all'esperimento, forniscono una grande quantità di dati, poiché le misure di pressione sono disposte su ogni parte del profilo e lungo l'intera campata. Nell'esperimento del LMFA, infatti, sono disponibili solo dieci punti di pressione sul dorso del profilo e tre sul ventre, tutti centrati rispetto all'apertura alare, mentre con le simulazioni numeriche è possibile estrarre gli spettri di pressione parietali in qualsiasi punto del profilo e mediarli sull'apertura alare. La risoluzione in frequenza ottenuta corrisponde a 25 Hz per la simulazione, mentre è di 8 Hz nell'esperimento.

#### Velocità di convezione $U_c$

Il calcolo della velocità di convezione si basa sulla stima della correlazione incrociata tra due segnali di pressione temporale in due punti del profilo  $x_1$  e  $x_2$ . Si tratta di sovrapporre i due segnali di pressione per stabilirne la somiglianza. Nelle formule :

$$R_{xy}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} p_{x_1}(t) p_{x_2}(t+\tau) dt$$

 $\operatorname{con} x_1 < x_2.$ 

È quindi possibile misurare il ritardo temporale  $\tau_{textmax}(R_{xy})$  tra i due segnali, che corrisponde al momento in cui la correlazione è massima. In questo modo è possibile calcolare la velocità di convezione:

$$U_c = \frac{\Delta x}{\tau_{\max}(R_{xy})}$$

 $\operatorname{con} \Delta x$  la distanza tra i due punti considerati.

In termini fisici, la velocità di convezione è la velocità con cui le strutture turbolente si muovono lungo il profilo. Un metodo simile per calcolare la velocità di convezione è la correlazione degli spettri di pressione.

### Lunghezza di coerenza $l_y$

Da un punto di vista fisico, la coerenza è la proprietà di un segnale di mantenere una certa relazione di fase con se stesso durante la sua propagazione. Due segnali si dicono spazialmente coerenti se la differenza di fase tra loro rimane costante. In base all'ampiezza di questa regione dello spazio, possiamo quindi definire la lunghezza di coerenza nella direzione trasversale.

La lunghezza di coerenza  $l_y$  può essere ricavata sia dall'esperienza sia dalle simulazioni numeriche, calcolando la trasformata di Fourier della funzione di coerenza  $\gamma^2(\omega, K_y)$  tra due segnali di pressione in due punti distanti  $\eta$  lungo l'apertura alare [5]:

$$l_y(\omega, K_y) = \int_{-\infty}^{\infty} \sqrt{\gamma_y^2(\omega, \eta)} e^{-iK_y\eta} d\eta$$

# 3 Metodi Numerici

Questa parte della relazione esaminerà in dettaglio i metodi e le procedure utilizzati durante lo stage. In particolare, verranno analizzate le strategie utilizzate per generare la griglia del profilo alare, in 2D e poi in 3D, il funzionamento del programma di simulazione numerica Code\_Saturne e il post-trattamento dei dati ottenuti. Verranno evidenziati i punti cruciali di ogni fase, le difficoltà incontrate e le soluzioni trovate per risolverle.

# 3.1 Creazione della mesh

Definire correttamente la geometria del profilo e la griglia per eseguire le simulazioni è il primo passo importante per ottenere risultati affidabili. La qualità della griglia e il numero di celle sono due parametri fondamentali su cui si basa la ricerca di un buon compromesso tra risultati accurati e tempi di simulazione ragionevoli. Quando si crea e si definisce una griglia, entrano in gioco tutta una serie di considerazioni fisiche e numeriche per consentire la soluzione delle equazioni della meccanica dei fluidi.

#### 3.1.1 Considerazioni numeriche

La griglia è stata creata utilizzando il programma ANSYS ICEM, che dispone di diversi strumenti per modificare e migliorare la griglia in determinati punti. Nei primi giorni dello stage si è tenuto un corso di formazione intensivo di due giorni presso ADDL, un partner ufficiale di ANSYS, per fornire una panoramica generale del processo di creazione delle griglie e delle diverse strategie disponibili. In particolare, per un profilo alare, la strategia preferita è la griglia a blocchi. Questo metodo consiste nel creare una serie di zone più o meno estese, dei blocchi per l'appunto, all'interno dei quali vengono definiti i parametri geometrici della griglia, come il numero di nodi, lo spazio tra di essi e la legge di distribuzione da imporre.

La griglia risultante è strutturata e contiene solo elementi di tipo quadrangolare (QUAD). La Figura 3.1 mostra il dominio di calcolo scelto nel caso dell'ala: l'origine del sistema di riferimento corrisponde al bordo d'attacco dell'ala, situato al centro del dominio di calcolo, a sinistra si trova un arco di circonferenza in cui è posizionato l'ingresso del flusso d'aria, mentre una condizione di simmetria è applicata ai segmenti superiore e inferiore, e l'uscita è rappresentata dal segmento verticale a destra. La dimensione del dominio è pari a 15 volte la corda del profilo tra il profilo e l'ingresso e a 20 volte la corda tra il bordo di fuga e l'uscita. Queste distanze sono state scelte per garantire una buona simulazione del flusso attorno al profilo aereo come se si trovasse in una galleria del vento chiusa.



Figura 3.1: Dominio di calcolo realizzato con la strategia di divisione in blocchi utilizzato per le simulazioni effettuati sul profilo alare NACA  $63_3418$  a 0°.

Come verrà spiegato in seguito, poiché le simulazioni risolvono il flusso di parete senza utilizzare una legge di parete, ci sono quantità di parete adimensionali da tenere in considerazione nel caso di flusso turbolento. Questi parametri sono definiti come segue:

$$x^+ = \frac{u_\tau \Delta \xi}{\nu}, \quad y^+ = \frac{u_\tau \Delta \eta}{\nu}, \quad z^+ = \frac{u_\tau \Delta z}{\nu}$$

dove  $u_{\tau}$  è la velocità di attrito viscoso,  $\Delta \xi$ ,  $\Delta \eta \in \Delta z$  sono le distanze tra i centri di due celle adiacente lungo le direzioni del profilo.

Questi parametri tengono quindi conto sia dei parametri fisici sia di quelli geometrici e sono di grande utilità per comprendere il grado di raffinatezza della griglia nella zona della parete del profilo, dove sono presenti forti gradienti dovuti allo strato limite. Per catturare queste forti variazioni in un'area ristretta, questi parametri possono variare all'interno di un intervallo ben definito a seconda del metodo impiegato. In particolare, per un metodo RANS e in assenza di una legge di parete, è preferibile avere un  $x^+$  massimo di 100, un  $y^+$  massimo di 1 e un  $z^+$ inferiore a 200 [21]. Per un metodo LES, con flusso risolto alle pareti, i limiti sono ancora più severi per  $x^+$ , che deve essere inferiore a 40, e per  $z^+$  che ha un valore massimo consentito di 20 [21]. Rispettando gli intervalli fissati, è possibile garantire una buona qualità della griglia e minimizzare di conseguenza l'errore di troncamento tra la soluzione calcolata e quella esatta. In questo modo, anche il numero di Courant (CFL) avrà valori accettabili, in modo che la simulazione non diventi instabile.

Tuttavia, altri parametri geometrici importanti devono essere presi in considerazione per assicurare la buona qualità della griglia. In particolare, si può citare:

- il rapporto di aspetto delle celle L/h, dpve L è la lunghezza e h l'altezza della cella. Un valore di 1 indica la forma quadrata della cella, che sarebbe dunque ideale, ma al fine di evitare un numero eccessivo di celle in delle zone che non sono interessanti per l'analisi del flusso, dei valori di 10 o anche 100 possono essere accettati ugualmente a patto che la dinamica del flusso non sia troppo complessa, come nelle zone lontane dalle pareti.
- l'ortogonalità delle celle, ossia l'angolo tra il segmento avente per estremità i centri delle due celle adiacenti e la normale all'interfaccia tra le due stesse celle. In questo caso, un angolo nullo è ideale, soprattutto nella zona vicino alla parete del profilo in cui si desidera che le celle seguano precisamente la forma dell'ala e siano tutte ben ortogonali, così da catturare bene l'evoluzione delle grandezze nello strato limite.
- il rapporto di espansione delle celle, che è il rapporto delle dimensioni tra due celle adiacenti lungo una certa direzione. Nella strategia di costruzione della griglia a blocchi, è possibile imporre un diverso rapporto di espansione per ciascun blocco, che può essere particolarmente utile quando si desidera raffinare la maglia vicino alle pareti con un certo grado di libertà o, al contrario, renderla più grossolana in aree sufficientemente distanti dal profilo. In generale, si può scegliere un rapporto di espansione di 1,2 per un metodo RANS e di 1,05 per un metodo LES. È quindi evidente come un metodo ibrido zonale come il DDES consenta di ridurre notevolmente il numero di celle delle pareti, poiché in questa zona viene applicato un metodo RANS.

Una buona strategia da adottare per assicurarsi che la griglia utilizzata sia sufficientemente raffinata per convergere alla soluzione corretta è quella di eseguire diversi calcoli con griglie progressivamente più raffinate fino a quando le quantità di interesse non variano più significativamente entro un intervallo ragionevole. Questa strategia è importante perché un risultato che non converge nello spazio può essere sbagliato sia qualitativamente che quantitativamente.

In generale, l'uso di uno schema di ordine superiore implica una diminuzione più rapida dell'errore per una determinata griglia, ma questa osservazione è vera solo a partire da un certo numero di celle.

In particolare, nel nostro caso, i dati sperimentali disponibili ci permettono di avere un confronto diretto tra i risultati ottenuti dalle simulazioni numeriche e la loro "correttezza" rispetto all'esperienza.

### 3.1.2 Considerazioni fisiche

Da un punto di vista puramente fisico, è importante scegliere la dimensione delle singole celle per poter osservare e analizzare il fenomeno fisico che si vuole studiare. Va da sé che per catturare i forti gradienti presenti nello strato limite vicino alle pareti di un profilo, sarà importante raffinare fortemente la griglia in quest'area. Queste considerazioni devono ovviamente essere contestualizzate anche in base al metodo numerico scelto tra una simulazione RANS e una LES. In generale, più fine è il modello di turbolenza scelto, maggiore è il livello di discretizzazione richiesto per soddisfare i vincoli imposti dal modello. Ad esempio, una griglia progettata per una simulazione RANS, quindi piuttosto grossolana, non funzionerà mai per una simulazione LES.

Secondo i tre principali modelli di simulazione, la simulazione numerica diretta (DNS) è la più esigente in termini di risorse informatiche. Infatti, per catturare tutte le strutture turbolente del flusso, sarà necessario realizzare maglie della stessa dimensione della scala di Kolmogorov, il che richiede immense risorse computazionali che non trovano applicazione in fenomeni anche solo leggermente più complessi con un alto numero di Reynolds.

In linea teorica, i metodi LES hanno un modello di sotto-griglia, quindi solo le strutture turbolente effettivamente calcolate devono essere prese in considerazione per ottenere una griglia appropriata. Tuttavia, poiché il modello di sotto-griglia viene utilizzato solo nelle regioni viscose, la griglia deve consentire il calcolo delle strutture turbolente fino alla regione inerziale dello spettro energetico. Se l'evoluzione del flusso da analizzare non è quindi nota in anticipo, è preferibile utilizzare
una griglia abbastanza raffinata.

Infine, per un modello RANS, è necessario costruire una griglia in grado di tenere conto delle ampiezze medie del flusso. A questo proposito, sarebbe ideale calcolare le scale di grandezza dello strato limite e dei fenomeni locali (come la presenza di ostacoli). È inoltre utile studiare la convergenza dei risultati in funzione del grado di raffinamento della griglia.

## 3.2 Code\_Saturne

Le simulazioni numeriche sono state effettuate con Code\_Saturne, un programma sviluppato da EDF R&D nel 1997 e disponibile con licenza gratuita [22]. Questo software si basa sulla risoluzione delle equazioni di Navier-Stokes per diversi tipi di flussi, comprimibili o meno, stazionari o instabili, laminari o turbolenti.

Il codice è basato su un modello a volumi finiti. Come è risaputo, le equazioni di Navier-Stokes sopra menzionate sono delle equazioni di bilancio della massa, della quantità di moto e dell'energia. In formule:

$$\begin{split} \text{Massa} &: \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \underline{u}) = 0 \\ \text{Quantità di moto: } \rho \frac{\partial \underline{u}}{\partial t} + \underline{\nabla} \underline{u} \cdot (\rho \underline{u}) = -\underline{\nabla} P + \underline{\operatorname{div}}(2\mu \underline{\underline{S}}^D) + \rho \underline{g} \\ \text{Energia: } \rho \frac{de}{dt} = -\operatorname{div}(\underline{q}) + q''' - P \operatorname{div}(\underline{u}) + \mu S^2 \end{split}$$

dove  $\rho$  è la densità,  $\underline{u}$  il vettore velocità, P il campo di pressione,  $\underline{g}$  il campo di gravità,  $\mu$  la viscosità dinamica,  $\underline{\underline{S}}$  il tensore delle deformazioni, e l'energia interna e  $\underline{q}$  il flusso di calore. Il termine  $\underline{\underline{S}}^{D}$  è definito come:

$$\underline{\underline{S}}^{D} = \left(\underline{\underline{\nabla}}\underline{u} + \underline{\underline{\nabla}}\underline{u}^{t} - \frac{1}{3}\mathrm{tr}(\underline{\underline{\nabla}}\underline{u})\underline{\underline{1}}\right) = \underline{\underline{S}} - \frac{1}{3}\mathrm{tr}(\underline{\underline{S}})\underline{\underline{1}}$$
  
$$\mathrm{con}\ \underline{\underline{S}} = \frac{1}{2}\left(\underline{\underline{\nabla}}\underline{u} + \underline{\underline{\nabla}}\underline{u}^{t}\right).$$

Queste equazioni saranno successivamente rielaborate e risolte secondo i metodi già spiegati nella sezione 2.1 del presente rapporto.

#### 3.2.1 Schemi di discretizzazione

Gli schemi di discretizzazione utilizzati per la risoluzione numerica di un flusso incompressibile possono essere temporali o spaziali.

## Schemi di discretizzazione temporale

Per quanto riguarda gli schemi temporali, quelli implementati in Code\_Saturne sono di tipo  $\theta$ . Quest'ultimo è un parametro che condiziona il tipo di schema utilizzato, ossia esplicito o implicito. Nel caso in cui  $\theta$  sia 0, si applica uno schema di Eulero esplicito del primo ordine. Se, invece,  $\theta$  è uguale a 1/2, si applica lo schema implicito di Cranck-Nicolson del secondo ordine.

Se consideriamo l'equazione generale di avvezione per una generica quantità Y, possiamo scrivere in formule:

$$\frac{DY}{Dt} - \operatorname{div}\left(K\boldsymbol{\nabla}Y\right) = 0$$

con K una costante. Se si applica lo schema di discretizzazione temporale a questa equazione, si ottiene:

$$\frac{\rho\left(Y^{n+1}-Y^n\right)}{\Delta t} + \boldsymbol{\nabla}Y^{n+\theta} \cdot (\rho \boldsymbol{u}) - \operatorname{div}\left(K\boldsymbol{\nabla}Y^{n+\theta}\right) = 0$$

Utilizzando lo schema- $\theta$  standard  $Y^{n+\theta} = \theta Y^{n+1} + (1-\theta)Y^n$ , si ottiene infine:

$$\frac{\rho\left(Y^{n+1}-Y^n\right)}{\Delta t}\theta\left[\boldsymbol{\nabla}Y^{n+1}\cdot(\rho\boldsymbol{u})-\operatorname{div}(K\boldsymbol{\nabla}Y^{n+1})\right] = -(1-\theta)\left[\boldsymbol{\nabla}Y^n\cdot(\rho\boldsymbol{u})-\operatorname{div}(K\boldsymbol{\nabla}Y^n)\right]$$

Le equazioni di Navier-Stokes discretizzate vengono poi risolte con il solutore SIMPLEC mediante lo schema Crank Nicolson. Si tratta di un sistema di previsione-correzione in cui le componenti della velocità sono inizialmente fornite risolvendo l'equazione di conservazione della quantità di moto con un gradiente di pressione esplicito.

In seguito, il secondo passo consiste nel correggere la velocità precedentemente prevista per la variazione di pressione. In particolare, per ottenere un'equazione per la variazione di pressione, consideriamo l'equazione di conservazione della massa risolvendo un'equazione di Poisson. Il terzo e ultimo passo consiste nel risolvere l'equazione di conservazione dell'energia per dedurre qualsiasi altra grandezza scalare, come la temperatura (che, tuttavia, non viene considerata nel nostro caso di studio). Utilizzando questo principio, l'equazione di stato può essere utilizzata per ricalcolare la densità di un fluido comprimibile e il processo può essere ripetuto.

Ulteriori dettagli sulle formule utilizzare possono essere trovati nella documentazione ufficiale di Code\_Saturne [21].

#### Schemi di discretizzazione spaziale

La discretizzazione nello spazio viene eseguita su Code\_Saturne utilizzando un approccio a volumi finiti. In particolare, viene applicato al sistema di equazioni risultante dalla discretizzazione nel tempo descritta nella sezione precedente. Per il calcolo del termine di convezione nell'equazione di conservazione della quantità di moto, viene eseguito un calcolo con uno schema SOLU (Second Order Linear Upwind). Per quanto riguarda il calcolo del gradiente, esso viene effettuato mediante un processo iterativo della non ortogonalità della griglia. Il gradiente verrà utilizzato in seguito per calcolare i termini di divergenza per le operazioni di ricostruzione. Infine, per il termine di diffusione si calcola la media aritmetica tra due celle adiacenti.

Per quanto riguarda il calcolo del gradiente di pressione ai confini del dominio di calcolo, esso viene estrapolato applicando una condizione omogenea di Neumann del primo ordine.

Delle informazioni più dettagliate sui metodi di discretizzazione spaziale sono disponibili nella documentazione ufficiale di Code\_Saturne [21].

## 3.3 Post-trattamento dei dati

L'ultima fase del lavoro consiste nel post-trattamento dei dati raccolti durante le simulazioni. Una buona e corretta interpretazione dei dati è infatti fondamentale per la pianificazione delle simulazioni future. Tra i molti dati disponibili dopo una simulazione, è certamente utile monitorare le grandezze aerodinamiche legate al profilo, cioè i coefficienti di pressione e di attrito. A seconda del metodo scelto, questi coefficienti saranno quelli relativi all'ultima iterazione nel caso dei metodi RANS, oppure saranno il risultato di una media su più iterazioni nel caso dei metodi LES. In particolare, per il metodo LES, si sceglie di eseguire l'operazione di media solo dopo un certo numero di iterazioni, per consentire al flusso di stabilizzarsi. In generale, si scelgono 10 tempi di passaggio prima di calcolare la media, un tempo sufficientemente lungo perché il transitorio si concluda.

La maggior parte del post-trattamento dei dati viene eseguita in ambiente Matlab. Infatti, i risultati di Code\_Saturne sono raccolti in file di dati che devono essere rielaborati in Matlab per tracciare i grafici opportuni. Per questo motivo, diversi script sono stati modificati o completamente ricreati per automatizzare questo processo.

## 4 Caso di applicazione: Colline Periodiche

Uno dei casi più noti nella letteratura scientifica è senza dubbio quello delle colline periodiche. Su questo caso di applicazione sono stati condotti numerosi studi e analisi, come quello realizzato da Frölich *et al.* [11] nel 2005. L'articolo si concentra sulla realizzazione di simulazioni numeriche con il metodo LES per studiare l'evoluzione del flusso in un condotto con una distribuzione periodica di dune sulla parete inferiore utilizzando una griglia ad alta risoluzione. Le condizioni di periodicità sono quindi imposte sia in direzione del flusso che in direzione trasversale.

I risultati ottenuti dagli autori dell'articolo sono stati generati su una griglia tridimensionale di circa 5 milioni di elementi, con una lunghezza trasversale di 4, 5he una lunghezza di 9h nella direzione del flusso, essendo h l'altezza delle dune. La Figura 4.1 mostra una sezione trasversale della griglia utilizzata: si può osservare una migliore risoluzione delle celle nella parete inferiore rispetto alla parete superiore, dove la griglia è molto più grossolana. Questa scelta è giustificata dal fatto che qui viene utilizzata una legge di parete e la dimensione delle celle è stata scelta in modo che il modello funzioni bene per rappresentare l'effetto della parete superiore sulla parete inferiore.

La Figura 4.2 mostra l'evoluzione delle grandezze scalari sulla parete inferiore lungo le tre dimensioni. Trattandosi di simulazioni LES risolte a parete,  $y^+$  rimane ben al di sotto di 1 lungo tutta la parete inferiore, il che conferisce una certa stabilità al metodo. Le grandezze  $z^+$  e  $x^+$ , invece, raggiungono valori massimi di 30 e 50 rispettivamente, che rimangono comunque delle cifre ragionevoli.

Al fine di testare l'efficacia dei metodi ibridi rispetto ai metodi RANS tradizionali utilizzati tutt'oggi per le applicazioni industriali, sono state effettuate diverse simulazioni su una griglia più grossolana, che ha fornito dei primi risultati incoraggianti.

I risultati della simulazione LES dell'articolo di Frölich *et al.* [11] sono stati presi come base dati di riferimento, e i dati ottenuti sono stati confrontati con altri metodi. In particolare, sono stati tracciati i profili di velocità in diversi punti del dominio di calcolo e l'andamento del coefficiente di attrito lungo l'asse orizzontale. I metodi RANS utilizzati sono quelli già disponibili su Code\_Saturne, ovvero  $k - \omega$  SST,  $R_{ij}$  EBRSM e  $v^2 - f$ . Per quanto riguarda il metodo ibrido, è stato



Figura 4.1: Sezione della geometria della griglia considerata con le lunghezze caratteristiche e il sistema di coordinate utilizzato per il lancio di simulazioni numeriche LES [11]



Figura 4.2: Evoluzione delle quantità adimensionate per la parete inferiore secondo le tre coordinate spaziali [11].

Metodo	Iterazioni	$\Delta_t$ (s)	N° Elementi
RANS $(k - \omega \text{ SST}, v^2 - f, R_{ij})$ DDES	$15000 \\ 37500$	$0.05 \\ 0.02$	30000 (2D) 192000 (3D)

Tabella 4.1: Parametri principali delle simulazioni effettuate sulle colline periodiche.

scelto il DDES perché è attualmente l'unico disponibile su Code\_Saturne e già implementato da una routine nel codice sorgente. La tabella 4.1 mostra i parametri principali delle simulazioni effettuate localmente. Va notato che la simulazione con il metodo ibrido DDES è stata effettuata con una griglia tridimensionale, a differenza dei vari metodi RANS per i quali è sufficiente una griglia bidimensionale. In effetti, i metodi RANS danno gli stessi risultati in 2D e in 3D.

Per quanto riguarda le condizioni al contorno, occorre ovviamente rispettare la condizione di aderenza sulle pareti inferiore e superiore. È stata inoltre applicata una condizione di periodicità all'ingresso e all'uscita del dominio di calcolo, per poter simulare il flusso su colline periodiche.

Come si può vedere nella Figura 4.3, i primi risultati ottenuti mostrano un buon comportamento del metodo DDES rispetto agli altri metodi RANS. Infatti, concentrandosi sulla convergenza della soluzione ai risultati della simulazione LES, il metodo DDES riesce a seguire bene l'andamento della curva di riferimento. Considerando che si tratta di una griglia grossolana, ci si può già ritenere soddisfatti di questo primo caso di prova. Un raffinamento della griglia potrebbe certamente portare a risultati ancora più accurati, ma questo esula dagli obiettivi dell'attività svolta.

Come per il coefficiente di attrito, anche i profili di velocità calcolati con il metodo DDES sono più precisi dei metodi RANS. La Figura 4.4 mostra tre profili di velocità a titolo di esempio, rispettivamente a 0,05 m, 4 m e 7 m. La zona di separazione in prossimità della parete inferiore, causata dalla forma della duna, è ben rilevata dal metodo ibrido, mentre i metodi RANS, che stimano solo le proprietà medie del flusso, ignorano questo fenomeno, trovando profili di velocità diversi. Si noti inoltre che i tre metodi RANS presentano profili di velocità che si sovrappongono quasi completamente.

Per il futuro, sarebbe interessante continuare il lavoro sulle colline periodiche includendo più di una duna nel dominio di calcolo, analizzando come queste possano o meno cambiare i risultati ottenuti rispetto alla singola condizione di periodicità imposta nel problema originale. Un altro effetto da analizzare potrebbe essere l'in-



Figura 4.3: (a) Confronto del coefficiente di attrito lungo il dominio di calcolo con diversi metodi. (b) Zoom tra x = 0 m e x = 7 m.



Figura 4.4: Confronto dei profili di velocità a differenti posizioni con diversi metodi.



Figura 4.5: Test di scalabilità per le colline periodiche.

fluenza della lunghezza della sezione trasversale del dominio. I risultati ottenuti con il metodo DDES ibrido in questo caso di prova sono promettenti e consentono di avvicinarsi ai risultati della simulazione LES con un buon risparmio di tempo.

A tal proposito, una volta ottenuta l'autorizzazione all'uso del HPC (High Performance Computer) IRENE, è stato effettuato un test di scalabilità sul caso delle colline periodiche per cercare di trovare l'ottimo tra prestazioni e tempo impiegato in ore di processore. Si potrebbe pensare che, idealmente, raddoppiando il numero di processori per una simulazione si dimezzi il tempo di calcolo. Tuttavia, questo non è il caso, poiché aumentando il numero di processori che lavorano in parallelo aumenta anche il tempo di comunicazione tra di essi. Per questo motivo il test di scalabilità è utile se vogliamo risparmiare il tempo disponibile sul supercomputer, il quale è limitato. Nella Figura 4.5, si può notare che questo ottimo si raggiunge quando si utilizzano 192 processori.

# 5 Simulazioni su un profilo NACA 63<sub>3</sub>418 a basso numero di Reynolds

Questo capitolo illustra le principali attività svolte durante lo stage. Verranno presentati i risultati delle simulazioni effettuate su un profilo NACA  $63_3418$  utilizzando diversi metodi di calcolo, confrontandone l'efficienza e la qualità. Saranno analizzati i principali coefficienti aerodinamici, di pressione e di attrito, confrontando questi dati con i risultati sperimentali, ove disponibili.

## 5.1 Configurazione studiata

In primo luogo, verrà spiegata la configurazione dei parametri utilizzati per le simulazioni e le condizioni al contorno imposte. Va notato che durante lo stage sono state effettuate molte simulazioni, ma in questa relazione verranno presentati solo i risultati finali ottenuti per non appesantire troppo i contenuti. Va notato che lo scopo di queste simulazioni è duplice: da un lato, testare il metodo DDES e capire se porta davvero a dei vantaggi; dall'altro, analizzare lo spettro di pressione di parete e la coerenza secondo l'apertura alare per confrontarli con i risultati sperimentali e verificare l'accuratezza delle simulazioni. Si noti inoltre che durante lo stage sono state apportate modifiche significative alle routine di post-trattamento al fine di velocizzare le simulazioni, semplificando alcuni processi di scrittura dei file dal punto di vista delle prestazioni del codice.

Tutte le simulazioni effettuate hanno i seguenti parametri fisici di inizializzazione:

- Numero di Reynolds :  $\operatorname{Re}_c = 2 \times 10^5$  con una corda c = 0.12 m ;
- Velocità in ingresso:  $U_x = 25 \text{ m/s}$ ;
- Densità dell'aria:  $\rho_0 = 1.225 \text{ kg/m}^3$ ;
- Viscosità dinamica:  $\mu = 1.8375 \times 10^{-5}$  Pa.s ;
- Pressione all'uscita:  $p_0 = 101325$  Pa.

I parametri sono stati scelti in modo da rispettare le condizioni degli esperimenti di misurazione condotti presso l'LMFA e l'UME. Come si può vedere nella Figura 5.1, va notato che ci sono differenze tra le due misurazioni, nonostante si tratti dello stesso profilo alare.

L'esperimento presso l'LMFA si è svolto in una galleria del vento aperta, con due piastre di guida del flusso installate per dirigere l'aria verso il profilo. La presenza del profilo provoca una deflessione del flusso d'aria, che si traduce in una riduzione dell'angolo d'attacco effettivo tra il profilo e il flusso incidente. È quindi necessario distinguere tra l'angolo geometrico  $\alpha_g$  e l'angolo effettivo  $\alpha_e$ , cioè l'angolo di attacco di un profilo posto in un flusso infinito a monte.

D'altra parte, gli esperimenti condotti presso l'UME sono stati eseguiti in una galleria del vento chiusa, per cui non è necessaria alcuna correzione dell'angolo di attacco quando il blocco è sufficientemente piccolo. Per questo motivo, i risultati delle simulazioni saranno confrontati con quelli dell'UME per quanto riguarda la valutazione del coefficiente di pressione. Per effettuare il confronto con gli spettri di pressione parietale, verrà utilizzata la correzione di Garner [12], che ci permetterà di conoscere l'angolo effettivo del profilo con un certo grado di affidabilità. In particolare, la correzione di Garner ci permette di trovare la stessa curva di portanza dell'UME, ma con un'ampiezza minore. Si osservano piccole differenze nei coefficienti di pressione, ma nel complesso le curve sono vicine. In particolare, osserviamo una separazione sul dorso a 13° in entrambe le gallerie del vento.

Le simulazioni tengono conto anche del tempo di passaggio del flusso sul profilo, che nel nostro caso corrisponde a:

$$t_p = \frac{c}{U_x} = 4.8 \times 10^{-3} \text{ s}$$

A seconda del passo temporale scelto e del numero di iterazioni della simulazione, di solito è necessario assicurarsi che siano trascorsi almeno 10 tempi di passaggio prima di iniziare a raccogliere i dati. In questo modo si assicura che la fase transitoria del flusso sul profilo sia completa e il calcolo delle quantità medie di flusso inizierà quindi solo a questo punto. Va da sé che questa strategia si applica nel caso di una simulazione LES o di una simulazione ibrida RANS-LES, mentre per una simulazione RANS  $k - \omega$  SST si analizzano solo i risultati dell'iterazione finale, poiché l'operatore di media è già applicato alle equazioni. Per avere un numero sufficiente di dati, che permettano di effettuare analisi precise, si è scelto di effettuare le simulazioni per una durata totale di 30 tempi di passaggio, cioè un tempo finale di 0,144 s.



Figura 5.1: Confronto delle misure all'LMFA e all'UME per (a) il coefficiente di portanza  $C_L$  e (b) il coefficiente di pressione  $-c_p$  a 0° e (c) a 13°.

## 5.2 Condizioni al contorno

Le simulazioni sono effettuate sotto l'ipotesi di flusso incomprimibile, quindi è necessario applicare condizioni al contorno ai confini del dominio di calcolo.

All'ingresso viene applicata una condizione di Dirichlet per la velocità. In particolare, viene imposto un vettore velocità orizzontale tale che :

$$u_{1,in} = 25 \text{ m/s}$$
 lungo  $x$ ,  
 $u_{2,in} = 0 \text{ m/s}$  lungo  $y$ ,  
 $u_{3,in} = 0 \text{ m/s}$  lungo  $z$ .

La condizione applicata all'uscita del dominio di calcolo è tale da non riflettere le strutture turbolente del flusso, per non disturbare i risultati della simulazione. A tal fine, si è deciso di posizionare l'uscita a una distanza sufficientemente grande dal profilo e dalla dinamica del fenomeno. La condizione imposta è quindi la seguente:

$$\left(\frac{\partial^2 p}{\partial n \partial \tau}\right)_{\rm out} = 0$$

con n la direzione normale alla superficie e  $\tau$  la direzione tangenziale. Questa condizione impone che il campo di pressione non varia su questa parte del dominio, ed è fissato uguale alla pressione di riferimento  $p_0$ .

Una condizione di simmetria è imposta sulla parte superiore e inferiore del dominio di calcolo. Questa condizione presuppone che il flusso in queste aree abbia un comportamento simmetrico, che è una buona approssimazione se la distanza del profilo è sufficientemente elevata. In particolare, si impone che:

$$u_{1,\text{sym}} \neq 0 \text{ m/s} \text{ lungo } x,$$
  
 $u_{2,\text{sym}} = 0 \text{ m/s} \text{ lungo } y,$   
 $u_{3,\text{sym}} \neq 0 \text{ m/s} \text{ lungo } z,$ 

Alle pareti del profilo viene applicata una condizione di adesione, ovvero la componente tangenziale al profilo della velocità è nulla. Se si considerano anche le pareti impermeabili, anche la componente normale alla parete diventa nulla. In formule :

$$u_{\xi,\text{wall}} = 0 \text{ m/s lungo } \xi,$$

$$u_{\eta,\text{wall}} = 0 \text{ m/s lungo } \eta,$$

con  $\xi \in \eta$  rispettivamente le direzioni tangenziale e normale al profilo.

La condizione di adesione implica anche una condizione di Neumann sul campo di pressione della parete tale che :

$$\left(\frac{\partial p}{\partial \eta}\right)_{\text{wall}} = 0.$$

Infine, delle condizioni di periodicità sono applicate a entrambi i lati del dominio di calcolo in direzione trasversale. Questo tipo di condizione consente di ridurre notevolmente le dimensioni del dominio tridimensionale e quindi anche il costo del calcolo. Traducendo questa condizione in formule, si ottiene :

$$u_i(x_1, x_2, x_3, t) = u_i(x_1, x_2, x_3 + \Delta x_3, t),$$
  
$$p_i(x_1, x_2, x_3, t) = p_i(x_1, x_2, x_3 + \Delta x_3, t),$$

La scelta della lunghezza del dominio lungo l'apertura alare  $L_z$  diventa cruciale, poiché deve essere sufficientemente grande rispetto alla scala di correlazione trasversale. In questo modo si riescono a catturare le strutture turbolente e gli effetti tridimensionali del flusso [26] [29].

## **5.3 Simulazioni a** $0^{\circ}$

In questa sezione verranno presentati non solo i risultati ottenuti per il caso a  $0^{c}irc$ , ma anche le strategie adottate e i vari miglioramenti apportati durante le simulazioni. Saranno evidenziate le possibili difficoltà incontrate durante l'attività e le soluzioni trovate per proseguire.

## 5.3.1 Griglia

La Figura 5.2 mostra la griglia utilizzata per queste simulazioni. Come spiegato nella sezione 3.1, è stata costruita utilizzando una strategia a blocchi da una griglia di tipo *C-grid*. Per garantire che le celle vicine alle pareti siano ortogonali alle stesse, sono stati creati diversi strati di blocchi. Come si può notare, lo strato più vicino al profilo contiene molti sottoblocchi che consentono di costruire con precisione la griglia. Infatti, i lati dei blocchi sono stati costruiti in modo da essere perpendicolari alle pareti. Man mano che ci si allontana dal profilo, il numero di blocchi diminuisce, in quanto occupano una parte maggiore del dominio di calcolo in punti in cui non è richiesto un alto grado di precisione nell'orientamento della

## griglia.



Figura 5.2: (a) Dominio di calcolo con i blocchi della griglia. (b) Griglia costruita per le simulazioni. (c) I primi due strati di blocchi vicino al profilo. (d) Zoom della griglia vicino al bordo di attacco.

## 5.3.2 Parametri delle simulazioni

La tabella 5.1 presenta innanzitutto i parametri scelti per le simulazioni. Questi corrispondono ai parametri predefiniti di Code\_Saturne, che in questo caso non è stato necessario modificare. Questi parametri sono stati applicati a tutte le simulazioni effettuate, indipendentemente dal metodo scelto.

La scelta del passo temporale  $\Delta t$  e, di conseguenza, il numero di iterazioni  $N_{it}$ per ottenere lo stesso tempo di simulazione finale  $T_f$ , dipende dal metodo scelto. Durante le simulazioni, è stato osservato che il metodo RANS  $k - \omega$  SST è il meno vincolante, in quanto più stabile degli altri metodi utilizzati, consentendo l'uso di un passo temporale di  $2, 5 \times 10^{-5}$  secondi. D'altra parte, altre simulazioni con metodi come LES o DDES hanno richiesto un passo temporale leggermente inferiore, cioè  $1 \times 10^{-5}$  secondi, per evitare che la simulazione diverga e per garantire valori del numero di Courant (CFL) inferiori a 1 nell'intero dominio. Si noti, tuttavia, che Code\_Saturne consente valori di CFL più elevati a livello locale. Se consideriamo anche che per i metodi RANS è sufficiente una griglia 2D, mentre le simulazioni su larga scala e ibride richiedono una griglia 3D ottenuta per estrusione lungo l'asse trasversale z, va da sé che anche il numero di processori utilizzati varia notevolmente. La tabella 5.2 riassume brevemente quanto discusso, presentando i principali parametri utilizzati a seconda del metodo impiegato.

Parametri	Valori
Tempo finale $(T_f)$	$0.144~\mathrm{s}$
Precisione	$10^{-8}$
Coefficiente di rilassamento della pressione	1
Pseudo-accoppiamento pressione-velocità	Non

Tabella 5.1: Parametri numerici principali delle simulazioni effettuate per un angolo di attacco  $\alpha = 0^{\circ}$ .

Metodo	$\Delta t$ (s)	$N_{it}$	$N_{z}$
$ \begin{aligned} k - \omega \text{ SST} \\ \bar{v}^2 - f \\ R_{ij} \end{aligned} $	$2.5 \times 10^{-5}$ $1 \times 10^{-5}$ $1 \times 10^{-5}$	$5760 \\ 14400 \\ 14400$	1
LES LES DDES	$1 \times 10^{-5}$	14400	$\begin{array}{c} 30\\ 60\\ 30 \end{array}$

Tabella 5.2: Parametri numerici delle simulazioni in funzione del metodo et della griglia scelti.

## 5.3.3 Risultati qualitativi

Vengono ora presentati i risultati ottenuti con tutti i metodi utilizzati e disponibili di default su Code\_Saturne.

In primo luogo, le immagini qualitative del flusso attorno al profilo sono presentate nella Figura 5.3. Queste immagini sono state ottenute con ParaView estraendo i dati dai file di output di Code\_Saturne in codice binario. Questi dati sono il risultato di una simulazione LES con  $N_z = 30$  per una durata totale di 30 tempi di passaggio. In particolare, si può notare che il flusso inizialmente rimane laminare, aderendo bene alla parete. A un certo punto, c'è una zona di transizione laminare-turbolenta in cui si formano piccole bolle di ricircolo. Il flusso diventa quindi completamente turbolento sul bordo d'uscita. La Figura 5.3(c) mostra tali bolle di ricircolo per il campo di velocità istantaneo  $U_x$  all'ultima iterazione della simulazione. Sebbene il profilo non sia simmetrico tra il dorso e il ventre del profilo, si osserva comunque una certa simmetria del flusso, con la formazione di bolle su entrambi i lati del profilo.



Figura 5.3: (a) Campo medio di velocità orizzontale  $U_x$  ottenuto con la simulazione LES (scala tra -3.3 m/s e 33 m/s), (b) campo istantaneo all'ultima iterazione (scala tra -9.7 m/s e 33 m/s) e (c) zoom del campo istantaneo sulle bolle di ricircolo vicino al bordo di fuga (scala tra -9.7 m/s et 0 m/s).

#### 5.3.4 Coefficienti di pressione e di attrito

Nella Figura 5.4, si può osservare l'evoluzione del coefficiente di pressione lungo la corda rispetto ai risultati sperimentali. Purtroppo questi ultimi sono discretizzati a causa del numero limitato di sensori di pressione sul dorso e sul ventre del profilo,

ma questo ci permette di trarre comunque alcune conclusioni.

In primo luogo, è chiaro che esistono molte differenze tra i vari metodi utilizzati. Come previsto, il metodo LES converge molto bene con i dati sperimentali. In particolare, si può osservare che esiste una piccola zona di separazione tra 0, 6ce 0, 7c, poiché il coefficiente di pressione mostra un improvviso cambiamento di pendenza sul dorso e sul ventre, suggerendo una zona di transizione o una bolla di separazione. Spesso, una zona di separazione del flusso corrisponde a un appiattimento della curva del coefficiente di pressione.

Tra i metodi RANS utilizzati, quello che si avvicina di più al metodo LES è senza dubbio il metodo  $\bar{v}^2 - f$ , che riesce anche a identificare la zona di transizione laminare-turbolenta. Si tratta di un risultato molto positivo, considerando che la griglia utilizzata in questo caso è bidimensionale e che la simulazione ha richiesto molto meno tempo rispetto alla simulazione LES. Al contrario, i metodi RANS  $k - \omega$  SST e  $R_{ij}$  non rilevano alcuna bolla di separazione e quindi vedono un flusso attaccato sull'intero profilo.

Vale la pena di notare anche i risultati di Xfoil, uno strumento di simulazione numerica utilizzato per calcolare i coefficienti aerodinamici sui profili alari, che è anche in grado di catturare le bolle di separazione [6]. Si può notare che anche Xfoil è in grado di trovare la zona di transizione, sebbene leggermente spostata rispetto alla simulazione LES, tra  $0,65c \in 0,7c$ .

Il metodo DDES, invece, non ha dato i risultati sperati. Avendo già testato lo stesso metodo sulle colline periodiche, dimostrando la sua efficacia in questo caso, sorge il dubbio che la simulazione non converga correttamente. In effetti, il coefficiente di portanza istantaneo oscilla molto tra valori positivi e negativi lungo la simulazione. Il flusso risulta completamente separato dopo 0, 5c in entrambi i lati del profilo, il che purtroppo non corrisponde alla realtà. Si può notare che è stata utilizzata la stessa griglia raffinata della simulazione LES e con lo stesso passo temporale. Avendo collaborato con il team di sviluppo di Code\_Saturne, il metodo DDES è attualmente in fase di verifica, visti i risultati incoerenti.

Il coefficiente di attrito riflette essenzialmente quanto già dedotto dall'analisi del coefficiente di pressione. Nella Figura 5.5(a) vengono nuovamente confrontati i risultati ottenuti con i diversi metodi.

In generale, si può affermare che quando il coefficiente di attrito è negativo, vi è separazione. Possiamo quindi vedere chiaramente la zona di separazione identi-



Figura 5.4: Confronto del coefficiente di pressione  $-c_p$  calcolato con diversi metodi numerici. La linea continua si riferisce al dorso, la linea tratteggiata al ventre.

ficata dalla simulazione LES tra 0,6c e 0,7c. Lo stesso vale per il metodo RANS  $\bar{v}^2 - f$ , che tuttavia mostra un riattaccamento del flusso alla parete poco dopo. I metodi RANS  $k - \omega$  SST e  $R_{ij}$  non identificano, come già detto, alcuna zona di separazione, mantenendo il coefficiente di attrito positivo lungo tutto il profilo. È interessante notare che i risultati di Xfoil sono diversi da quelli della simulazione

LES. Come si può vedere nella Figura 5.5(b), il coefficiente di attrito è effettivamente leggermente negativo tra  $0, 5c \in 0, 7c$ , ma non mostra il punto di minimo intorno a 0, 65c.

Ancora una volta, i risultati della simulazione DDES prevedono una separazione del flusso a partire da 0, 5c, per poi rilevare un riattacco del flusso verso il bordo di fuga.

Come già spiegato nella sezione 3.1.1, le grandezze adimensionali di parete sono un fattore cruciale da analizzare per la qualità della griglia quando i gradienti sono molto grandi. Durante lo stage, è stato spesso necessario regolare la dimensione della griglia e il tasso di espansione delle celle per garantire che i parametri della parete fossero nel giusto intervallo. Tuttavia, questi parametri non dipendono solo dal raffinamento della maglia, che gioca comunque un ruolo molto importante, ma anche dalla forza di attrito a parete  $\tau_w$ . In generale, le quantità adimensionali  $x^+$ ,  $y^+$  e  $z^+$  sono direttamente proporzionali allo sforzo a parete, e questo effetto deve quindi essere controbilanciato dalla spaziatura tra le singole celle.



Figura 5.5: (a) Confronto del coefficiente di attrito  $\bar{C}_f$  sul dorso calcolato con diversi metodi. (b) Zoom della zona dove  $\bar{C}_f$  è negativo.

Nel caso del profilo alare, come si può osservare nella Figura 5.6 i valori di  $x^+$  e  $y^+$  sono più che accettabili per tutti i metodi utilizzati. Infatti,  $y^+$  è inferiore a 1 ovunque, mentre  $x^+$  è ben al di sotto di 30, il che è sufficiente per far convergere anche la simulazione LES. Nel caso della griglia 3D utilizzata per i metodi LES e DDES, tuttavia, il parametro  $z^+$  non è assolutamente sufficiente, poiché il valore massimo consentito è 20, mentre nelle simulazioni effettuate si raggiunge un valore di  $z^+$  di circa 70 in prossimità del bordo d'attacco. È quindi auspicabile un raffinamento della griglia in direzione trasversale per verificare se i risultati possono essere influenzati in modo significativo.

I risultati ottenuti raffinando la griglia nella direzione trasversale z del profilo sono presentati nelle figure 5.7 e 5.8. Si nota subito che il coefficiente di pressione  $c_p$  della seconda simulazione LES segue la stessa evoluzione prevista da Xfoil, sia sul dorso sia sul ventre. Da questo grafico si può notare che il punto di separazione si trova più verso il bordo di fuga rispetto alla precedente simulazione LES. Ciò è confermato dall'evoluzione del coefficiente di attrito  $C_f$ , che coincide essenzialmente con quello trovato inizialmente fino a 0, 6c. La differenza principale sta quindi nel momento in cui il coefficiente di attrito diminuisce fino a raggiungere un punto minimo: 0, 65c per la prima simulazione, 0, 72c per la seconda.

Per quanto riguarda  $z^+$ , osserviamo nella Figura 5.8(c) che grazie al raffinamento della griglia, il suo valore rimane inferiore al valore massimo consentito di 20 lungo la maggior parte del profilo.



Figura 5.6: Confronto delle variabili adimensionali sul dorso con diversi metodi per (a)  $x^+$ , (b)  $y^+$  e (c)  $z^+$ .



Figura 5.7: Confronto del coefficiente di pressione  $-c_p$  tra le simulazioni LES a  $N_z = 30$ e  $N_z = 60$  e Xfoil.

#### 5.3.5 Spettri di pressione parietale

L'obiettivo finale delle simulazioni effettuate è quello di determinare il rumore generato dal flusso sul profilo. Questa previsione si basa sull'analisi degli spettri di pressione parietale, della lunghezza di coerenza in senso trasversale e della velocità di convezione, per poter fare un confronto con i dati sperimentali.

La Figura 5.9 presenta i risultati ottenuti per diverse posizioni sulla superficie superiore del profilo. Per fare un confronto con l'esperienza, abbiamo scelto di posizionarci negli stessi punti sul dorso in cui sono effettivamente presenti le prese di pressione, cioè al 5%, 29%, 70% e 92% della corda. Si può notare che, avvicinandosi al bordo di fuga, i risultati della simulazione LES si avvicinano sempre più ai risultati sperimentali. Per le prime due posizioni, nelle Figure 5.9(a) e 5.9(b), i risultati sono molto diversi, soprattutto alle basse frequenze. Tuttavia, dopo il punto di transizione laminare-turbolento, si osserva un notevole aumento del livello di rumore generato e si può notare che i risultati sono più accurati, soprattutto a 0, 92c. Per lo spettro a 0, 7c, si osserva anche un picco di rumore tonale, spostato verso le frequenze più basse rispetto ai dati sperimentali.

La Figura 5.10 mostra i risultati ottenuti sulla superficie inferiore del profilo. Va notato che nell'esperimento sono stati posizionati solo tre prese di pressione su questa parte del profilo, ovvero al 37%, 70% e 88% della corda. Anche in questo caso, i risultati migliorano visibilmente man mano che ci si avvicina al bordo di fuga.



Figura 5.8: (a) Confronto del coefficiente di attrito  $C_f$  tra le simulazioni LES a  $N_z = 30$ e  $N_z = 60$  e Xfoil. (b) Zoom della zona dove  $C_f < 0$ . (c) Confronto di  $z^+$ tra le due simulazioni LES.

L'accuratezza della simulazione LES con  $N_z = 60$  rispetto a quella con  $N_z = 30$ è evidente anche nella Figura 5.10(c), dove lo spettro di pressione parietale segue perfettamente i risultati sperimentali alle alte frequenze.



Figura 5.9: Confronto tra l'esperienza e la simulazione LES della densità spettrale di potenza  $\phi_{pp}$  per la pressione parietale a differenti posizioni sul dorso.

Per verificare ulteriormente la validità dei risultati ottenuti e la loro coerenza con quanto osservato dalle caratteristiche del flusso, si è deciso di calcolare la varianza delle fluttuazioni degli spettri di pressione parietale e di confrontarla non solo con l'esperimento, ma anche con i coefficienti di pressione e di attrito, cercando così di collegare gli effetti della transizione laminare-turbolenta alla densità spettrale di potenza.

Nella Figura 5.11, si può innanzitutto osservare un buon accordo tra la varianza calcolata dai dati della simulazione e quella dei dati sperimentali, sebbene discretizzata a causa del numero limitato di prese di pressione. Nel punto in cui si verifica



Figura 5.10: Confronto tra l'esperienza e la simulazione LES della densità spettrale di potenza  $\phi_{pp}$  per le fluttuazioni di pressione parietale a differenti posizioni sul ventre.

la transizione laminare-turbolenta, cioè tra 0, 6c e 0, 7c, la curva del coefficiente di pressione cambia rapidamente pendenza, il coefficiente di attrito è negativo e la varianza è massima. Per evidenziare il legame tra le tre curve, sono state tracciate tre linee verticali che segnano i punti del profilo in cui il coefficiente di attrito  $C_f$  cambia segno.



Figura 5.11: Legame tra la varianza delle fluttuazioni di pressione  $< p'^2 >$  comparata ai risultati sperimentali, il coefficiente di pressione  $c_p$  e il coefficiente di attrito  $C_f$  per le simulazioni LES con  $N_z = 30$  e  $N_z = 60$ . La linea nera demarca l'inizio della separazione, che è allo stesso punto per le due simulazioni, la linea blu e la linea rossa il riattaccamento del flusso alla parete rispettivamente per  $N_z = 30$  et  $N_z = 60$ .

## 5.3.6 Velocità di convezione

La velocità di convezione  $U_c$  è stata ottenuta secondo la procedura descritta nella sezione 2.2.1. Il punto di riferimento è stato scelto come quello situato al 92% della corda del profilo. Rispetto all'esperimento, nella simulazione abbiamo tanti profili di pressione quanti sono i punti della maglia. Per questo motivo, si è scelto di calcolare la velocità di convezione per molte più coppie di punti. Come si può vedere nella Figura 5.12, la velocità di convezione non è costante con la distanza tra i due punti. Tuttavia, i valori normalizzati con la velocità esterna  $U_{\infty}$  sono compresi tra 0,5 e 0,75, un valore ancora accettabile e coerente con quanto rilevato



Figura 5.12: Confronto tra i valori della velocità di convezione  $U_c$  calcolata con il metodo di correlazione incrociata tra  $x_1$  e  $x_2 = x_1 + dx = 0.92c$ . Il valore sperimentale è ottenuto con dx = 0.11c.

sperimentalmente. In particolare, dall'esperimento è stata dedotta una velocità di convezione pari a  $0, 7U_{\infty}$ , in correlazione con la presa di pressione situata a 0, 81c. Effettuando lo stesso confronto con i risultati della simulazione, si ottiene un valore di  $0, 75U_{\infty}$ .

Il calcolo della velocità di convezione è stato effettuato anche scegliendo x = 0,99c come punto di riferimento, per trovare infine valori dello stesso ordine di grandezza.

#### 5.3.7 Coerenza lungo l'apertura alare

La Figura 5.13(a) mostra un grafico colorato della funzione di coerenza in funzione della frequenza e della distanza scelta tra le coppie di punti. Sebbene teoricamente la funzione di coerenza  $\gamma^2$  dovrebbe partire da 1 e poi tendere asintoticamente a 0, come previsto dal modello di Corcos, valido in assenza di zone di separazione, dai risultati della simulazione si raggiunge un valore minimo di 0,2, senza tuttavia ottenere una funzione di coerenza pari a zero per distanze  $\eta$  più grandi lungo l'apertura alare. Sempre nella Figura 5.13(a), possiamo vedere che la presenza di picchi tonali nello spettro di pressione parietale rimane visibile anche nella funzione di coerenza. Ciò significa che i picchi tonali sono associati a strutture coerenti nella direzione trasversale.

Nella figura 5.13(b), la lunghezza di coerenza secondo l'apertura alare  $l_y$  è stata tracciata per entrambe le simulazioni LES, in confronto con il modello di Corcos e i

dati sperimentali. Purtroppo, in questo caso, i risultati sperimentali sono disponibili solo su una gamma ristretta di frequenze, perché la lunghezza di coerenza non viene tracciata se la coerenza tra le due prese di pressione più vicine ( $\eta = 3 \text{ mm}$ ) è inferiore a 0,1. Tuttavia, possiamo osservare che l'ordine di grandezza della lunghezza di coerenza calcolata è lo stesso. Inoltre, la simulazione LES con  $N_z = 60$ segue molto bene il modello di Corcos, soprattutto alle alte frequenze, mentre si discosta leggermente dai risultati sperimentali alle basse frequenze.



Figura 5.13: (a) Funzione di coerenza  $\gamma^2$  secondo l'apertura alare  $\eta$  per x/c = 0.92 sul dorso. (b) Evoluzione della funzione di coerenza  $\gamma^2$  media sull'apertura alare alla frequenza di 2826 Hz. (c) Confronto della lunghezza di coerenza  $l_y$  tra il risultato delle simulazioni, il modello di Corcos e i dati sperimentali.

#### 5.3.8 Calcolo del rumore con la teoria di Amiet

La Figura 5.14 mostra i risultati per il rumore del bordo di fuga in campo lontano, calcolato utilizzando la teoria di Amiet a x/c = 0,92. In particolare, vengono mostrati i contributi del dorso, del ventre e della loro somma. Come accennato in precedenza nella sezione 2.2.1, la teoria di Amiet approssima la forma del profilo a una lamina piana. Questa approssimazione ci permette di calcolare abbastanza facilmente il rumore generato dal bordo di fuga in campo lontano. La forma dello spettro acustico è ben riprodotta dal modello, tranne intorno ai 2000 Hz, dove il modello prevede picchi tonali che non sono presenti nello spettro misurato. Poiché il modello di Amiet utilizzato è valido solo per la componente a banda larga dello spettro, le previsioni del modello su questa gamma di frequenze possono essere messe in discussione.

La Figura 5.15 confronta le misure e i risultati ottenuti con le due maglie per due diverse posizioni lungo la corda, al 92% e al 99%. Si può notare che, in generale, i calcoli eseguiti al 99% della corda sono i più vicini alle misure sperimentali, tranne che alle alte frequenze, dove si osserva un'inversione di tendenza dopo 3500 Hz. La griglia meno raffinata prevede meglio il rumore in campo lontano nell'intervallo di frequenza tra 400 Hz e 1000 Hz, mentre la griglia più raffinata si avvicina ai risultati per le frequenze tra 1000 Hz e 2000 Hz.

Va notato, tuttavia, che oltre alle discrepanze generate dalle ipotesi molto forti della teoria di Amiet, la previsione del rumore in campo lontano è resa difficile anche dagli strati di taglio presenti ai lati del flusso. Questo fenomeno può generare una deviazione delle onde sonore emesse, introducendo così una fonte di errore nelle misure sperimentali, che rimane comunque abbastanza piccola ai numeri di Mach qui considerati (M = 0, 12). Inoltre, il segnale misurato, illustrato nelle due Figure 5.14 e 5.15, rappresenta il rumore del bordo di fuga dal quale è stato sottratto il rumore di fondo. Tale operazione consiste nel sottrarre il rumore di fondo dalla misura effettiva del rumore, fissando una soglia di 2 dB al di sotto della quale il rumore misurato viene considerato interamente rumore di fondo. Per questo motivo, alcune parti del rumore misurato sono state tagliate a determinate frequenze.



Figura 5.14: Confronto del rumore irradiato in campo lontano calcolato con il modello di Amiet a partire dagli spettri di pressione parietale con i dati sperimentali, a x/c = 0.92 per dorso, ventre e la somma dei due.



Figura 5.15: Confronto del rumore irradiato in campo lontano calcolato con il modello di Amiet a partire dagli spettri di pressione parietale con i dati sperimentali, a x/c = 0.92 e x/c = 0.99. Le curve tratteggiate si riferiscono alla griglia con Nz = 30, le curve con tratto continuo alla griglia con Nz = 60.

## **5.4 Simulazioni a** 13°

Questa sezione descrive i risultati ottenuti per il caso del profilo alare NACA  $63_3418$ con un angolo di attacco di 13°. Questo angolo è stato scelto perché, osservando la curva del coefficiente di portanza  $C_L$  nella Figura 5.1(a), in questo caso il profilo è già oltre la condizione di stallo. Il flusso risultante è quindi parzialmente separato in prossimità dell'ultimo quarto di corda sul lato del dorso del profilo.

La Tabella 5.3 riassume i metodi utilizzati e i parametri impostati per le simulazioni. Va notato che, a causa dell'angolo d'attacco più elevato e della conseguente zona di separazione, la simulazione LES ha richiesto un passo temporale cinque volte inferiore rispetto al caso a 0°. Ciò significa che è necessario un numero di iterazioni cinque volte superiore per ottenere un tempo di simulazione di trenta tempi di passaggio. Da un lato, un passo temporale più piccolo consente di ottenere spettri di pressione parietale in un intervallo di frequenze più ampio. D'altra parte, saranno generati molti più dati per il post-trattamento, il che non è trascurabile se si considera il tempo necessario per questa operazione.

Metodo	$\Delta t$ (s)	$N_{it}$	$N_{z}$
$k - \omega$ SST	$2.5\times10^{-5}$	5760	
$\bar{v}^2 - f$	$1 \times 10^{-5}$	19200	1
$R_{ij}$	$1 \times 10^{-5}$	14400	
LES	$2 \times 10^{-6}$	72000	30

Tabella 5.3: Parametri numerici delle simulazioni a  $13^\circ$  in funzione del metodo e della griglia scelti.

#### 5.4.1 Risultati qualitativi

Prima di commentare i risultati numerici, vengono presentate delle immagini qualitative per visualizzare l'evoluzione del flusso lungo il profilo. La Figura 5.16(a) mostra il campo della magnitudine della velocità media, per il quale non viene individuata alcuna zona di separazione, poiché si tratta del campo risultante delle tre componenti della velocità nello spazio. La Figura 5.16(b) mostra invece il campo di velocità istantaneo all'ultima iterazione della simulazione LES. In questo caso, possiamo osservare la separazione verso il bordo di fuga sul lato del dorso, come mostrato nella Figura 5.16(c). Sul lato del ventre, invece, il flusso rimane ancora attaccato alla parete, ma viene rilevata una piccola zona di separazione vicino al bordo d'attacco. Si ipotizza che questo fenomeno non sia fisico, ma piuttosto legato alla qualità della griglia utilizzata, per la quale seguiranno spiegazioni nell'analisi dettagliata dei paragrafi successivi.



Figura 5.16: (a) Campo della magnitudine di velocità media (scala da 0 m/s a 58 m/s). (b) Campo della velocità istantanea lungo x all'ultima iterazione (scala da -11 m/s a 48 m/s). (c) Zone di separazione per il profilo NACA 63<sub>3</sub>4178 a 13° (campo di velocità istantanea all'ultima iterazione) per una scala tra -11 m/s e 0 m/s).

## 5.4.2 Coefficienti di pressione e di attrito

La Figura 5.17 mostra l'evoluzione del coefficiente di pressione  $c_p$  in funzione della posizione lungo la corda del profilo. In questo caso, tutti i metodi utilizzati hanno dato risultati molto simili, soprattutto nella superficie inferiore del profilo, dove il flusso rimane ben attaccato alla parete, come ci si aspetterebbe anche da un punto di vista fisico visto che l'angolo d'attacco è più elevato rispetto a prima. Le coincidenze tra i dati sperimentali, i risultati di Xfoil e i risultati della simulazione sono quindi tutti sovrapposti.

D'altra parte, per quanto riguarda la superficie superiore del profilo, ci sono leggere differenze tra i risultati dei diversi metodi utilizzati. I metodi RANS  $k - \omega$  SST e  $R_{ij}$  convergono alla stessa soluzione, come nel caso della simulazione a 0°.

Il metodo  $\bar{v}^2 - f$ , invece, non converge con il passo temporale scelto, nonostante sia stato scelto un numero maggiore di iterazioni. La simulazione LES riscontra la stessa tendenza dei primi due metodi RANS menzionati sopra, ma sovrastima il coefficiente di pressione per un'ampia parte del profilo, dal bordo d'attacco fino al 70% della corda. I risultati di Xfoil sono positivamente sorprendenti, data la loro accuratezza rispetto ai dati sperimentali e il tempo di calcolo quasi trascurabile rispetto al resto delle simulazioni.



Figura 5.17: Confronto del coefficiente di pressione  $-c_p$  tra diversi metodi e Xfoil con i dati sperimentali.

La Figura 5.18 mostra l'evoluzione del coefficiente di attrito in funzione della posizione sulla corda. Come già detto, il metodo  $\bar{v}^2 - f$  non converge, il che è intuibile dalle fluttuazioni della soluzione. I metodi RANS  $k - \omega$  SST e  $R_{ij}$  trovano risultati simili, anche se questa volta non del tutto coincidenti. Entrambi localizzano il punto di separazione sulla superficie superiore tra il 40% e il 50% della corda, mentre sulla superficie inferiore il coefficiente di attrito rimane più o meno costante lungo il profilo, tranne che alle sue estremità. Al contrario, il calcolo con Xfoil ha identificato una piccola bolla di separazione subito dopo il bordo d'attacco, sulla superficie superiore, tra 0,01c e 0,06c. Il flusso si attacca alla parete e si separa completamente a 0,6c. La simulazione LES prevede anche la presenza di una piccola bolla di separazione sulla superficie superiore, ma leggermente spostata verso destra rispetto ai risultati di Xfoil, tra 0,05c e 0, 1c. Dopo il riattacco, la separazione completa del flusso si verifica a 0,75c, ancora una volta più avanti rispetto a quanto previsto da Xfoil.

Per quanto riguarda la superficie inferiore, possiamo osservare che tutte le simulazioni, tranne Xfoil, individuano una piccola bolla di separazione nell'area vicina al bordo d'attacco. Si presume che questo fenomeno non sia fisico, ma piuttosto dovuto alla griglia, che forse dovrebbe essere migliorata in quest'area.



Figura 5.18: (a) Confronto del coefficiente di attrito  $C_f$  tra diversi metodi per il dorso (linea continua) e il ventre (linea tratteggiata). (b) Zoom della zona in cui si osserva la separazione del flusso sul dorso.

Per quanto riguarda le quantità adimensionali, la Figura 5.19 ne mostra l'evoluzione in funzione della corda. Le quantità  $x^+ e y^+$  rientrano nei limiti accettabili per una simulazione LES, ma  $z^+$  non è assolutamente sufficiente, dato che il valore massimo accettabile è 20.

## 5.4.3 Spettri di pressione parietale

I grafici degli spettri di pressione parietale per la superficie superiore sono riportati nella Figura 5.20. Come nel caso del profilo posto a 0°, si può notare che l'accuratezza dei risultati rispetto ai dati sperimentali aumenta man mano che ci si avvicina al bordo di fuga. Sebbene le condizioni sperimentali siano sempre le stesse, in questo caso il confronto deve essere effettuato tenendo conto della differenza tra l'angolo geometrico  $\alpha_g$  e l'angolo effettivo  $\alpha_e$  dovuto all'effetto della galleria del vento aperta. Osservando il grafico di riferimento del coefficiente di portanza nella Figura 5.1, grazie alla correzione di Garner, nell'esperimento sono stati scelti angoli di 18°, 19° e 20° per il confronto con la simulazione a 13°. Come si può vedere nella Figura 5.21, la situazione è molto diversa sulla superficie inferiore. Il flusso rimane laminare, in quanto non si verifica un aumento del livello di rumore emesso, come invece avverrebbe in presenza di una transizione.



Figura 5.19: Confronto delle grandezze adimensionali (a)  $x^+$  e (b)  $y^+$  tra diversi metodi. (c) La grandezza adimensionale  $z^+$  valutata per la simulazione LES sul dorso e il ventre del profilo.
In generale, su entrambi i lati del profilo, il rumore è sovrastimato, il che è coerente con i risultati numerici presentati da Turner e Kim nel loro studio sulla convergenza in funzione dell'estensione dell'apertura alare [26]. Sarà quindi necessario aumentare  $L_z$  per trovare risultati più affidabili.



Figura 5.20: Confronto tra gli spettri di densità di potenza delle fluttuazioni di pressione parietale  $< p' >^2$  per diversi angoli dell'esperienza e la simulazione LES a 13° per più punti sul dorso del profilo.

## 5.4.4 Coerenza lungo l'apertura alare

Il grafico della funzione di coerenza  $\gamma^2$  in funzione della frequenza e calcolato per diverse coppie di punti lungo l'apertura alare al 92% della corda è mostrato nella Figura 5.22(a). Rispetto al caso precedente, notiamo qui valori di coerenza piuttosto elevati alle basse frequenze, anche per valori più alti della distanza  $\eta$ , il che non è plausibile con quanto misurato nell'esperimento. Anche in questo caso, si ritiene che un aumento della lunghezza  $L_z$  sia necessario per ottenere risultati più



Figura 5.21: Confronto tra gli spettri di densità di potenza delle fluttuazioni di pressione parietale  $< p' >^2$  per diversi angoli dell'esperienza e la simulazione LES a 13° per più punti sul ventre del profilo.

affidabili.

La Figura 5.22(b) mostra l'evoluzione della funzione di coerenza  $\gamma^2$  alla frequenza di 2708 Hz. Si osserva una drastica diminuzione della coerenza per distanze molto piccole, per poi rimanere costante a 0,2 lungo il resto dell'apertura alare.

La Figura 5.22(c) confronta i risultati della simulazione con il modello di Corcos e i dati sperimentali. Si vede subito che l'ordine di grandezza è quasi corretto, ma purtroppo i dati sperimentali sono disponibili solo per valori di lunghezza di coerenza normalizzata superiori a 0,03. Inoltre, i valori misurati arrivano fino a 0, 3c, quindi  $L_z$  dovrebbe essere aumentato oltre questo valore.

## 5.4.5 Calcolo del rumore con la teoria di Amiet

Infine, vengono presentati i risultati ottenuti con il modello di Amiet. La figura 5.23 mostra il confronto tra i dati sperimentali e i risultati della simulazione LES al 92% della corda, in cui sono evidenziati i singoli contributi delle superfici superiore e inferiore. Anche in questo caso, i dati sperimentali sono il risultato della sottrazione del rumore di fondo della galleria del vento aperta dalla misura diretta, imponendo una soglia di 2 dB come spiegato nel paragrafo della sezione precedente. Si può notare che il contributo della superficie inferiore è significativamente dominante rispetto alla superficie superiore per le basse frequenze fino a 700 Hz. Considerando solo il contributo della superficie superiore, la previsione è buona, considerando che il numero di celle lungo l'apertura alare e la lunghezza dell'ala non sono sufficienti.

La Figura 5.24 mostra anche i risultati al 99% della corda. La previsione del rumore in campo lontano è leggermente migliore rispetto alle previsioni a x/c = 0, 92, soprattutto tra 900 Hz e 2000 Hz.



Figura 5.22: (a) Funzione di coerenza  $\gamma^2$  lungo l'apertura alare  $\eta$  per x/c = 0.92 sul dorso del profilo. (b) Evoluzione della funzione di coerenza  $\gamma^2$  mediata lungo l'apertura alare alla frequenza di 2708 Hz. (c) Confronto della lunghezza di coerenza  $l_y$  tra i risultati della simulazione, il modello di Corcos e i dati sperimentali.



Figura 5.23: Confronto dei dati sperimentali al rumore irradiato in campo lontano calcolato con il modello di Amiet a x/c = 0.92 per i contributi del dorso e del ventre.



Figura 5.24: Confronto tra le misure sperimentali e la simulazione LES ax/c=0.92 etx/c=0.99.

## Conclusione

Al fine di ridurre il rumore generato dalle macchine rotanti, e in particolare dalle turbine eoliche, sono state effettuate numerose simulazioni per verificare la loro efficacia nel prevedere il rumore percepito in campo lontano. Il secondo obiettivo dell'attività svolta era anche quello di testare l'uso di metodi ibridi RANS-LES - nel nostro caso il metodo DDES - per verificarne la convenienza in termini di tempo di calcolo e qualità dei risultati rispetto a una simulazione LES più costosa. Utilizzando diverse routine di post-trattamento dei dati, è stato possibile estrarre tutte le grandezze aerodinamiche e acustiche di interesse per un confronto diretto con i dati sperimentali. I risultati ottenuti si sono rivelati promettenti e hanno posto le basi per ulteriori sviluppi futuri. Tra i risultati ottenuti, vale la pena menzionare l'applicazione del metodo DDES al caso delle colline periodiche, che si è rivelato efficiente e un buon punto di partenza per ulteriori lavori e approfondimenti.

Le simulazioni effettuate per il profilo NACA  $63_3418$  a 0° hanno generato risultati interessanti che hanno previsto molto bene i coefficienti aerodinamici, evidenziando anche la transizione laminare-turbolenta sull'ultimo quarto della corda. Purtroppo il metodo ibrido DDES non ha dato i risultati attesi e dovrà essere rivisto dal team di sviluppo di Code\_Saturne. Il modello di Amiet applicato a questo caso ha fornito valori di rumore in campo lontano molto vicini ai risultati sperimentali per le frequenze basse e medie. Questi risultati potrebbero essere ulteriormente migliorati con un'estensione dell'apertura del profilo alare, che porterebbe a un raffinamento della maglia lungo l'asse trasversale.

Le simulazioni a 13° hanno dato i risultati attesi, poiché  $z^+$  è troppo alto e la griglia dovrà essere nuovamente raffinata lungo la direzione trasversale. I valori di rumore registrati sono infatti sovrastimati, soprattutto alle basse frequenze.

Il lavoro futuro includerà altre simulazioni a 13° con una griglia più fine lungo l'apertura, con un possibile studio di convergenza lungo la lunghezza  $L_z$ . Sebbene il modello di Amiet sia un buon punto di partenza per il calcolo del rumore in campo lontano, esistono altri modelli che possono fornire risultati più accurati, come la formulazione volumica di Ffowcs-Williams e Hall. Un altro importante passo in avanti sarà quello di poter simulare in seguito il rumore di stallo dinamico, con l'idea di creare una griglia mobile in grado di cambiare durante la simulazione per simulare la variazione dell'angolo di attacco. Occorrerà inoltre considerare l'aggiunta di eventuali ondulazioni sul bordo di attacco come tecnica di riduzione del rumore irradiato.

## Bibliografia

- [1] R. Amiet. "Noise Due to Turbulent Flow Past a Trailing Edge". In: Journal of Sound and Vibration, Vol. 47, pp. 387-393 (1976).
- [2] ANR PIBE : Prévoir l'Impact du Bruit des Éoliennes. URL: https://www. anr-pibe.com.
- [3] F. Bertagnolio et al. "Aerodynamic Noise Characterization of a Full-Scale Wind Turbine through High-Frequency Surface Pressure Measurements". In: International Journal of Aeroacoustics, vol. 14, pp. 729-766 (2015).
- [4] T. F. Brooks, D. S. Pope e M. A. Marcolini. "Airfoil self-noise and prediction". In: NASA Reference Publication 1218 (1989).
- B. Cotté. "Towards a semi-empirical trailing edge noise model valid for attached and separated turbulent boundary layers". In: 28th AIAA/CEAS Aeroacoustics 2022 Conference (2022). DOI: https://doi.org/10.2514/6.2022-3103.
- [6] Mark Drela. XFOIL, Subsonic Airfoil Development System. URL: https: //web.mit.edu/drela/Public/web/xfoil/.
- [7] V. Duffal, B. de Laage de Meux e R. Manceau. "Development and Validation of a New Formulation of Hybrid Temporal Large Eddy Simulation". In: *Flow*, *Turbulence and Combustion* (2020). DOI: 10.1007/s10494-021-00264-z.
- [8] Y. Egorov e F. Menter. "Development and application of SST-SAS turbulence model in the DESIDER project". In: Peng S-H, Haase W, editors. Advances in hybrid RANS-LES modelling. Notes on numerical fluid mechanics and multidisciplinary design, vol. 97. Berlin: Springer (2008).
- [9] A. Fadai-Ghotbi et al. "Temporal filtering: A consistent formalism for seamless hybrid RANS-LES modeling in inhomogeneous turbulence". In: *International Journal of Heat and Fluid Flow* (2010).
- [10] J. Fröhlich e D. von Terzi. "Hybrid LES/RANS methods for the simulation of turbulent flows". In: Progress in Aerospace Science 44 (2008) 349-377 (2008). DOI: 10.1016/j.paerosci.2008.05.001.
- J. Frölich et al. "Highly resolved large-eddy simulation of separated flow in a channel with streamwise periodic constrictions". In: J. Fluid Mech., vol. 526, pp. 19-66 (2005). DOI: 10.1017/S0022112004002812.

- [12] H. C. et al. Garner. "Subsonic wind tunnel wall corrections". In: AGARDograph (1966).
- [13] ENGIE Green. "Les émissions sonores des éoliennes". In: (2021).
- [14] M. Magré. "Calcul du bruit de décrochage d'un profil d'aile par approche hybride à l'aide de simulations des grandes échelles incompressibles". In: *Rapport de stage M2* (2021).
- [15] R. Manceau. "Progress in Hybrid Temporal LES". In: The 6th Symp. Hybrid RANS-LES Methods, 26-28 September 2016, Strasbourg, France, volume 137 of Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design (2018).
- [16] Ministère de la Transition Écologique. Loi de la transition énergétique pour la croissance verte no. 2015-992. 2015. URL: https://www.ecologie.gouv. fr/loi-transition-energetique-croissance-verte.
- [17] S. Moreau, J. Cristophe e M. Roger. "LES of the trailing-edge flow and noise of a NACA0012 airfoil near stall". In: *Center for Turbulence Research*, *Proceedings of the Summer program 2008* ().
- [18] Robert W. Peterson, Roy K. Amiet e C. Lee Munch. "Isolated airfoil-tip vortex interaction noise". In: AIAA Paper No. 74-194 (1974).
- [19] Spalart PR e Allmaras SR. "A one-equation turbulence model for aerodynamic flows". In: *La Rech Aèrosp* (1994).
- [20] Spalart PR et al. "Comments on the feasibility of LES for wings, and on a hybrid RANS/LES approach." In: Liu C, Liu Z, editors. Advances in DNS/LES. Greyden Press (1997).
- [21] EDF R&D. Code\_Saturne version 7.0 Theory Guide. Fluid Dynamics, Power generation e Environment Department, Single Phase Thermal-Hydraulics Group, 2021.
- [22] EDF R&D. Site de présentation de Code\_Saturne. URL: https://www.code-saturne.org.
- [23] D. Raus et al. "Experimental characterization of the noise generated by an airfoil oscillating above stall". In: *AIAA Aviation Forum* (2021).
- [24] M. Roger e S. Moreau. "Extensions and limitations of analytical airfoil broadband noise models". In: *International Journal of Acoustics, Vol. 9, No. 3, pp.* 273–305 (2010).
- [25] JC. Rotta. "Turbulente Strömungen". In: *Stuttgart: Teubner* (1972).
- [26] Jacob M. Turner e Jae Wook Kim. "Effect of spanwise domain size on direct numerical simulations of airfoil noise during flow separation and stall". In: *Phys. Fluids 32, 065103* (2020). DOI: https://doi.org/10.1063/5. 0009664.

- [27] Wikipedia. Turbulence. URL: https://it.wikipedia.org/wiki/Regime\_turbolento.
- [28] D.C. Wilcox. Turbulence modelling for CFD. DCW Industries, Inc., 1998.
- [29] G. et al. Yakhina. "Experimental and Analytical Investigation of the Tonal Trailing-Edge Noise Radiated by Low Reynolds Number Aerofoils". In: *Acoustics 2020-2, p. 293-329* (2020).