



UNIVERSITÀ POLITECNICA DELLE MARCHE
SCUOLA DI DOTTORATO DI RICERCA IN SCIENZE DELL'INGEGNERIA
CORSO DI DOTTORATO IN INGEGNERIA INDUSTRIALE

Trasporto di fluidi organici e di fluttuazioni di pressione: un approccio numerico alla termofluidodinamica

Tesi di Dottorato di:
Matteo Falone

Tutor:
Prof. Renato Ricci

Co-Tutor:
Dott. Valerio D'Alessandro

Coordinatore del Curriculum:
Prof. Giovanni Di Nicola

XX ciclo - nuova serie



UNIVERSITÀ POLITECNICA DELLE MARCHE
SCUOLA DI DOTTORATO DI RICERCA IN SCIENZE DELL'INGEGNERIA
CORSO DI DOTTORATO IN INGEGNERIA INDUSTRIALE

Trasporto di fluidi organici e di fluttuazioni di pressione: un approccio numerico alla termofluidodinamica

Tesi di Dottorato di:
Matteo Falone

Tutor:
Prof. Renato Ricci

Co-Tutor:
Dott. Valerio D'Alessandro

Coordinatore del Curriculum:
Prof. Giovanni Di Nicola

XX ciclo - nuova serie

UNIVERSITÀ POLITECNICA DELLE MARCHE
SCUOLA DI DOTTORATO DI RICERCA IN SCIENZE DELL'INGEGNERIA
DIPARTIMENTO DI INGEGNERIA INDUSTRIALE E SCIENZE MATEMATICHE
Via Brecce Bianche – 60131 Ancona (AN), Italy

Sommario

I temi affrontati nella ricerca in ambito termofluidodinamico richiedono spesso un approccio multidisciplinare e tecniche di indagine non tradizionali. Una delle strategie più utilizzate, vista anche la sempre crescente disponibilità di risorse computazionali, è quella di operare con modelli numerici per la simulazione di fenomeni complessi, multifisici e multiscala. Una tematica di forte interesse ingegneristico è lo studio delle fluttuazioni di pressione derivanti dall'interazione tra un corpo e una corrente d'aria che lo investe: tale disturbo può ricadere nel campo dell'udibile e la sua diffusione può contribuire all'aumento dell'inquinamento acustico. Ne è un esempio il rumore prodotto dalle turbine eoliche di grande taglia per le quali sono state già state adottate tecniche di abbattimento del rumore, come l'impiego di bordi di uscita dentellati (trailing edge serration). Un altro tema di estrema rilevanza è quello del trasporto di fluidi organici veicolanti virus o batteri: la recente pandemia da SARS-CoV-2 ha messo in evidenza quanto sia importante valutare accuratamente la dinamica delle micro-gocce di saliva e la loro interazione termofluidodinamica con l'ambiente, al fine di fornire corrette linee guida sulla distanza sociale e sulle buone pratiche da seguire all'interno del contesto pandemico. In questo lavoro di tesi viene utilizzato un approccio numerico per lo studio dell'emissione aeroacustica prodotta da oggetti investiti da un flusso d'aria e della diffusione aerea di micro-particelle di fluido organico veicolanti virus. Viene sviluppato un solutore in grado di condurre simulazioni dirette (Direct Numerical Simulation - DNS) del campo aeroacustico, utilizzando condizioni al contorno non riflettive e schemi di integrazione temporale Runge-Kutta espliciti di alto ordine, e indagata la possibilità di adottare il riscaldamento localizzato di parete quale tecnica di smorzamento delle fluttuazioni di pressione caratteristiche di un'onda sonora. Viene, inoltre, presentato un modello con approccio Euleriano-Lagrangiano multiscala, che permetta di valutare la diffusione in ambiente di particelle di fluido muco-salivare, nonché il processo di cristallizzazione della quota-parte salina delle droplet accoppiando il metodo Particle-Source-In-cell (PSI-cell) alla Population Balance Equation (PBE). Viene indagata anche la possibilità di ridurre la trasmissione di SARS-CoV-2 utilizzando la radiazione ultravioletta di tipo C quale tecnica di disinfezione real-time. I modelli sono sviluppati adottando il metodo di discretizzazione ai volumi finiti non strutturati e co-locati disponibile all'interno della libreria OpenFOAM.

Abstract

The new issues addressed in scientific research in the thermal and fluid dynamic field often require a multidisciplinary approach and non-traditional investigation techniques. One of the most used strategies, also because of increasing availability of computational resources, is to operate with numerical models that allow the simulation of complex, multiphysics and multiscale phenomena. A cutting-edge topic is certainly the study of fluctuating pressure resulting from a body and air interaction: this disturbance can be such that to be in the hearing range and its diffusion can contribute to the increase in noise pollution and have a significant impact on our daily life. As an example, we can refer to the noise produced by multi-megawatt wind turbines that are often equipped with trailing edge serration in order to reduce the aeroacoustic emission. Another crucial topic in this moment is related to the organic fluids, carrying viruses or bacteria, diffusion: SARS-CoV-2 pandemic has highlighted how important is to understand and rigorous study saliva droplets dynamics and their interaction with the environment in order to provide guidelines on social distance and good practices to be followed in daily life. In this PhD thesis a numerical approach is used to study the aeroacoustic emission radiated by objects in a flow as well as to investigate airborne diffusion of organic fluid micro - particles carrying viruses. A new solver is developed in order to perform Direct Numerical Simulation of the aeroacoustic fields. Explicit high-order Runge-Kutta schemes are employed for time integration and non-reflective boundary conditions are adopted. The local wall heating effect fluctuating pressure is also investigated, in order to give an insight on a new method for active controlling the noise emission. Furthermore, a new computational model, developed in a multiscale Eulerian - Lagrangian framework, is presented. This approach allows to evaluate the spreading of micro-droplets emitted in respiratory activities, as well as their thermal and fluid dynamic interaction with the surrounding environment, taking also into account the droplet dry nuclei formation. Saliva sodium chloride crystallization kinetics is modeled by coupling Particle-Source-In-cell (PSI-cell) method with Population Balance Equation (PBE). Moreover, a real-time disinfection strategy is studied: biological inactivation of SARS-CoV-2 using ultraviolet-C radiation is addressed. The aforementioned models are developed adopting the unstructured, co-located, finite volume method available in the well known OpenFOAM library.

Indice

1	Introduzione	1
1.1	Aeroacustica computazionale	1
1.2	Diffusione di virus aerotrasportati	3
2	Equazioni di governo e approssimazione numerica per l'aeroacustica	7
2.1	Condizioni al contorno non riflettive	8
2.2	Calcolo della distanza dai bordi esterni del dominio	10
2.3	Approssimazione numerica	10
2.3.1	Discretizzazione ai volumi finiti	10
2.3.2	Schemi di integrazione temporale	14
2.3.3	Implementazione	15
2.3.4	Prestazioni parallele	15
3	Validazione di caafoam in flussi laminari e turbolenti	19
3.1	Corpi tozzi in flussi laminari	20
3.1.1	Cilindro isolato a sezione circolare	20
3.1.2	Cilindro isolato a sezione quadrata	28
3.1.3	Cilindri a sezione quadrata affiancati: configurazione side-by-side	30
3.1.4	Cilindri a sezione quadrata allineati: configurazione tandem	35
3.2	Profilo NACA 0012 in regime turbolento	38
4	Effetto della temperatura superficiale di parete sull'emissione acustica	45
4.1	Temperatura di parete imposta, viscosità dinamica costante	45
4.1.1	Cilindro isolato a sezione quadrata – Temperatura di parete imposta, viscosità dinamica costante	46
4.1.2	Cilindro isolato a sezione circolare – Temperatura di parete imposta, viscosità dinamica costante	56
4.2	Flusso termico imposto, viscosità dinamica dipendente dalla temperatura	63
4.3	Effetto del riscaldamento di parete localizzato	67
4.4	Effetto termico sull'emissione sonora del profilo NACA 0012	71

5	Equazioni di governo e approssimazione numerica per la diffusione di droplet	75
5.1	Fase Euleriana	75
5.2	Fase Lagrangiana	76
5.3	Modello di inattivazione biologica tramite UV-C	78
5.4	Approssimazione numerica	79
5.4.1	Griglie di calcolo	80
5.4.2	Condizioni iniziali e al contorno	82
6	Diffusione di droplet in attività respiratorie straordinarie	85
6.1	Studio di convergenza di griglia	86
6.2	Effetto del numero di Courant	90
6.3	Effetto del numero di particelle per parcel	92
6.4	Diffusione di gocce di saliva in ambiente	92
6.5	Interazione di droplet con la radiazione UV-C	99
6.6	Formazione di nuclei secchi di saliva per cristallizzazione	104
6.6.1	Population Balance Equation	104
6.6.2	Effetto della formazione di droplet nuclei sulla diffusione di gocce di saliva	105
7	Conclusioni	109

Elenco delle figure

2.1	Schema delle celle di calcolo.	11
2.2	Speed-up	16
2.3	Efficienza parallela	17
3.1	Cilindro a sezione circolare, $Re = 150$, $M_\infty = 0.2$. Onda di pressione acustica.	22
3.2	Cilindro a sezione circolare, $Re = 150$, $M_\infty = 0.2$, griglie strutturate. Diagramma polare p'_{rms}	23
3.3	Cilindro a sezione circolare, $Re = 150$, griglie non strutturate. Diagramma polare p'_{rms}	23
3.4	Cilindro a sezione circolare, $Re = 150$, $M_\infty = 0.2$, griglia G2. Effetto degli schemi RK. $Co_{max} \simeq 0.2$	25
3.5	Cilindro a sezione circolare, $Re = 150$, $M_\infty = 0.2$, griglia G2. Effetto della dimensione del time-step.	26
3.6	Flusso intorno a cilindro a sezione circolare, $Re = 150$, $M_\infty = 0.2$, griglia G2. Effetto della forza dello Sponge layer.	27
3.7	Cilindro a sezione quadrata, $Re = 150$, $M_\infty = 0.2$. Fluttuazione di pressione adimensionale $-p'$	29
3.8	Cilindro a sezione quadrata, $Re = 150$, $M_\infty = 0.2$. Diagramma polare p'_{rms}	30
3.9	Cilindri a sezione quadrata in configurazione side-by-side.	31
3.10	Cilindri a sezione quadrata in configurazione side-by-side, $Re = 150$, $M_\infty = 0.2$, $L/D = 3$	32
3.11	Cilindri a sezione quadrata in configurazione side-by-side, $Re = 150$, $M_\infty = 0.2$, $L/D = 3$. Campo acustico	34
3.12	Cilindri a sezione quadrata in configurazione tandem.	35
3.13	Cilindri a sezione quadrata in configurazione tandem, $Re = 150$, $M_\infty = 0.2$, $L/D = 2$. Campo acustico	37
3.14	NACA 0012, $Re = 5 \cdot 10^4$, $M_\infty = 0.4$, $\alpha = 5^\circ$, Griglia G4. Rappresentazione del campo di moto e del campo acustico.	40
3.15	NACA 0012, $Re = 5 \cdot 10^4$, $M_\infty = 0.4$, $\alpha = 5^\circ$. Coefficiente di pressione e coefficiente di attrito viscoso a parete.	42
3.16	NACA 0012, $Re = 5 \cdot 10^4$, $M_\infty = 0.4$, $\alpha = 5^\circ$. Dati acustici.	44

Elenco delle figure

4.1	Cilindro a sezione quadrata, $Re = 150$, $M_\infty = 0.2$. Effetto di temperatura sul campo di velocità di dilatazione $\partial u_j / \partial x_j$	47
4.2	Cilindro a sezione quadrata, $Re = 150$, $M_\infty = 0.2$. Effetto della temperatura sulla p'_{rms} , $r/D = 40$	48
4.3	Cilindro a sezione quadrata, $90 \leq Re \leq 150$, $M_\infty = 0.2$. Effetto della temperatura sui coefficienti aerodinamici.	50
4.4	Cilindro a sezione quadrata, $90 \leq Re \leq 150$, $M_\infty = 0.2$. Effetto della temperatura sulla fluttuazione dei coefficienti aerodinamici.	51
4.5	Cilindro a sezione quadrata, $90 \leq Re \leq 150$, $M_\infty = 0.2$. Effetto della temperatura sul numero di Strouhal.	52
4.6	Cilindro a sezione quadrata, $90 \leq Re \leq 150$, $M_\infty = 0.2$. Effetto della temperatura sul livello di potenza sonora.	52
4.7	Cilindro a sezione quadrata, $Re = 140 - 130$, $M_\infty = 0.2$. Effetto della temperatura sulla p'_{rms} , $r/D = 40$	53
4.8	Cilindro a sezione quadrata, $Re = 120 - 110$, $M_\infty = 0.2$. Effetto della temperatura sulla p'_{rms} , $r/D = 40$	54
4.9	Cilindro a sezione quadrata, $Re = 100 - 90$, $M_\infty = 0.2$. Effetto della temperatura sulla p'_{rms} , $r/D = 40$	55
4.10	Cilindro a sezione circolare, $90 \leq Re \leq 150$, $M_\infty = 0.2$. Effetto della temperatura sui coefficienti aerodinamici.	57
4.11	Cilindro a sezione circolare, $90 \leq Re \leq 150$, $M_\infty = 0.2$. Effetto della temperatura sulla fluttuazione dei coefficienti aerodinamici.	58
4.12	Cilindro a sezione circolare, $90 \leq Re \leq 150$, $M_\infty = 0.2$. Effetto della temperatura sul numero di Strouhal.	59
4.13	Cilindro a sezione circolare, $90 \leq Re \leq 150$, $M_\infty = 0.2$. Effetto della temperatura sul livello di potenza sonora.	59
4.14	Cilindro a sezione circolare, $Re = 150 - 140$, $M_\infty = 0.2$. Effetto della temperatura sulla p'_{rms} , $r/D = 40$	60
4.15	Cilindro a sezione circolare, $Re = 130 - 120$, $M_\infty = 0.2$. Effetto della temperatura sulla p'_{rms} , $r/D = 40$	61
4.16	Cilindro a sezione circolare, $Re = 110 - 100$, $M_\infty = 0.2$. Effetto della temperatura sulla p'_{rms} , $r/D = 40$	62
4.17	Cilindro a sezione circolare, $Re = 90$, $M_\infty = 0.2$. Effetto della temperatura sulla p'_{rms} , $r/D = 40$	63
4.18	Cilindro a sezione circolare, $Re = 150$, $M_\infty = 0.2$. Effetto della temperatura di parete imposta sulla p'_{rms} , $r/D = 40$	65
4.19	Cilindro a sezione circolare, $Re = 150$, $M_\infty = 0.2$. Effetto del gradiente di temperatura di parete imposto sulla p'_{rms} , $r/D = 40$	66
4.20	Cilindro a sezione circolare, $Re = 150$, $M_\infty = 0.2$, configurazione C1. p'_{rms} , $r/D = 40$	68

4.21	Cilindro a sezione circolare, $Re = 150$, $M_\infty = 0.2$, configurazione C2. p'_{rms} , $r/D = 40$	68
4.22	Cilindro a sezione circolare, $Re = 150$, $M_\infty = 0.2$, configurazione C3. p'_{rms} , $r/D = 40$	70
4.23	NACA 0012, $Re = 5 \cdot 10^4$, $M_\infty = 0.4$. Applicazione del flusso termico.	71
4.24	NACA 0012, $Re = 5 \cdot 10^4$, $M_\infty = 0.4$, $\mu_0 = 5.036$. Effetto termico sulla p'_{rms} , $r/C = 2$	72
4.25	NACA 0012, $Re = 5 \cdot 10^4$, $M_\infty = 0.4$, $\mu_0 = 5.044$. Effetto termico sulla p'_{rms} , $r/C = 2$	73
4.26	NACA 0012, $Re = 5 \cdot 10^4$, $M_\infty = 0.4$, $\mu_0 = 5.061$. Effetto termico sulla p'_{rms} , $r/C = 2$	73
4.27	NACA 0012, $Re = 5 \cdot 10^4$, $M_\infty = 0.4$, contributo complessivo. Effetto termico sulla p'_{rms} , $r/C = 2$	74
5.1	Rappresentazione della griglia di calcolo.	81
5.2	Rappresentazione della griglia di calcolo - refinement in prossimità del boundary "mouth".	81
5.3	Effetto delle condizioni iniziali sull'evoluzione del cloud di particelle. Griglia S2, $Co_{max} = 0.2$	83
6.1	Profili di velocità streamwise velocity profiles. $x = 0.15$ m, $y = 0$ m, $t = 0.1$ s, 0.2 s.	87
6.2	Profili di velocità streamwise velocity profiles. $x = 0.15$ m, $y = 0$ m, $t = 1$ s.	87
6.3	Profili di velocità streamwise. $x = 0.5$ m, $y = 0$ m, $t = 1$ s.	88
6.4	Profili di velocità streamwise. $x = 1$ m, $y = 0$ m, $t = 1$ s.	88
6.5	Posizione del centro di massa del cloud di particelle. Effetto di griglia.	89
6.6	Lunghezza di penetrazione del liquido. Effetto di griglia.	90
6.7	Posizione del centro di massa del cloud di particelle. Effetto del numero di Courant.	91
6.8	Lunghezza di penetrazione del liquido. Effetto del numero di Courant.	91
6.9	Probability Density Function dei diametri delle droplet. Effetto del numero di particelle per parcel.	92
6.10	Rappresentazione del cloud a $t = 4$ s. Le parcels sono colorate con il diametro delle particelle. Il rettangolo rosso è il volume Ω_2 . 93	
6.11	Rappresentazione del cloud a $t = 4$ s. Le parcels sono colorate con il diametro delle particelle. Il rettangolo rosso è il volume Ω_2 . 94	

Elenco delle figure

6.12	Distribuzione dei diametri delle particelle a $t = 0.12$ s. Singolo colpo di tosse. $D_{min} = 33.47 \mu m$, $D_{max} = 108.90 \mu m$, $\overline{D}_p = 81.37 \mu m$	94
6.13	Distribuzione dei diametri delle particelle a $t = 4$ s. Singolo colpo di tosse. $D_{min} = 2.85 \mu m$, $D_{max} = 98.34 \mu m$, $\overline{D}_p = 67.81 \mu m$	95
6.14	Distribuzione dei diametri delle particelle a $t = 10$ s. Singolo colpo di tosse. $D_{min} = 1.06 \mu m$, $D_{max} = 66.45 \mu m$, $\overline{D}_p = 43.07 \mu m$	95
6.15	Φ_{Ω_i} per un colpo di tosse.	96
6.16	Φ_{Ω_i} per colpi di tosse multipli. In legenda $1E$ è per una emissione, $2E$ è per due emissioni, $3E$ è per tre emissioni.	97
6.17	Lunghezza di penetrazione del liquido per colpi di tosse multipli.	97
6.18	Traiettoria del centro di massa del cloud di particelle.	98
6.19	Andamento temporale del diametro medio, D_{10}	99
6.20	Disposizione della lampada con layout crossflow.	100
6.21	Radiazione UV-C ricevuta da un manichino posizionato all'inizio del dominio. Lampada da 55 W con orientazione crossflow.	101
6.22	Effetto della potenza e dell'orientazione della sorgente UV-C.	101
6.23	Effetto della radiazione UV-C su un cloud prodotto da un colpo di tosse.	102
6.24	Effetto della radiazione UV-C su un cloud prodotto da due colpi di tosse.	103
6.25	Effetto della radiazione UV-C su un cloud prodotto da tre colpi di tosse.	103
6.26	Rappresentazione del cloud a $t = 10$ s. Le droplet sono modellate come costituite da sola acqua.	106
6.27	Rappresentazione del cloud a $t = 10$ s. Le droplet sono modellate come costituite da una soluzione di acqua e cloruro di sodio.	107
6.28	Φ_{Ω} per un colpo di tosse. Effetto della formazione di droplet nuclei.	107
6.29	Posizione del centro di massa del cloud di particelle. Effetto della formazione di droplet nuclei.	108

Elenco delle tabelle

3.1	Cilindro a sezione circolare, $Re = 150$, $M_\infty = 0.2$, griglia G2, <i>caafoam-m1</i> . Parametri aerodinamici.	27
3.2	Cilindro a sezione circolare, $Re = 150$, $M_\infty = 0.2$, griglia G2, <i>caafoam-m2</i> . Parametri aerodinamici.	28
3.3	Cilindro a sezione circolare, $Re = 150$, $M_\infty = 0.2$. Dati di letteratura.	28
3.4	Cilindro a sezione quadrata, $Re = 150$, $M_\infty = 0.2$. Parametri aerodinamici.	29
3.5	Cilindri a sezione quadrata in configurazione side-by-side $Re = 150$, $M_\infty = 0.2$. Parametri aerodinamici.	33
3.6	Cilindri a sezione quadrata in configurazione tandem $Re = 150$, $M_\infty = 0.2$. Coefficienti aerodinamici.	36
3.7	NACA 0012, $Re = 5 \cdot 10^4$, $M_\infty = 0.4$, $\alpha = 5^\circ$ - Discretizzazione del dominio di calcolo.	39
3.8	NACA 0012, $Re = 5 \cdot 10^4$, $M_\infty = 0.4$, $\alpha = 5^\circ$. Coefficienti aerodinamici.	41
4.1	Cilindro a sezione quadrata, $Re = 150$, $M_\infty = 0.2$. Effetto termico sui coefficienti aerodinamici.	48
4.2	Cilindro a sezione circolare, $Re = 150$, $M_\infty = 0.2$, $\mu = cost$. Effetto termico sui coefficienti aerodinamici.	64
4.3	Cilindro a sezione circolare, $Re = 150$, $M_\infty = 0.2$, $\mu = \mu(T)$. Effetto termico sui coefficienti aerodinamici.	64
4.4	NACA 0012, $Re = 5 \cdot 10^4$, $M_\infty = 0.4$. Effetto termico sui coefficienti aerodinamici.	72
5.1	Caratteristiche delle mesh di calcolo.	81
6.1	Dose UV-C massima e media ricevuta in 10 s dal manichino in figura 6.21.	100

Capitolo 1

Introduzione

Le tematiche che attualmente riscontrano maggior interesse nella ricerca scientifica in ambito termofluidodinamico sono caratterizzate da elevata complessità e interdisciplinarietà. Esse riguardano spesso problemi multifisici e multiscala che richiedono approcci multidisciplinari e tecniche di indagine non tradizionali. In questo contesto, una delle strategie più utilizzate, vista anche la sempre crescente disponibilità di risorse computazionali, è quella di operare con modelli numerici che permettano la simulazione di tali fenomeni.

I campi di applicazione possono essere molteplici e, tra questi, una tematica di forte attualità è sicuramente lo studio delle fluttuazioni di pressione derivanti dall'interazione tra un corpo e una corrente d'aria che lo investe per valutare l'impatto acustico che ne deriva e poter progettare tecniche/dispositivi di abbattimento del rumore.

Un altro tema di estrema rilevanza è quello del trasporto di fluidi organici veicolanti virus o batteri: la recente pandemia da SARS-CoV-2 ha messo in evidenza quanto sia importante valutare accuratamente la dinamica delle micro-gocce di saliva e la loro interazione termofluidodinamica con l'ambiente al fine di fornire corrette linee guida sulla distanza sociale e sulle buone pratiche da seguire nella quotidianità all'interno del contesto pandemico.

In questo lavoro di tesi vengono, quindi, affrontate queste due problematiche utilizzando un approccio numerico per lo studio dell'emissione aeroacustica prodotta da oggetti investiti da un flusso d'aria e per la valutazione della diffusione aerea di micro-particelle di fluido organico veicolanti virus.

1.1 Aeroacustica computazionale

Lo studio del rumore prodotto da oggetti investiti da un flusso d'aria è una problematica di grande interesse ingegneristico in quanto tale rumore può contribuire all'aumento dell'inquinamento acustico e avere un significativo impatto negativo sulle nostre vite quotidiane.

Per quanto riguarda la produzione energetica in ambito eolico, per esempio, la tendenza attuale è quella di utilizzare turbine di notevoli dimensioni con diametro rotrico superiore a 100 m. Se da una parte queste macchine di nuo-

va generazione permettono una considerevole produzione energetica, dall'altra esse hanno un notevole impatto sia visivo che acustico. L'abbattimento del rumore prodotto dalle turbine eoliche risulta, quindi, argomento di forte interesse nonché un aspetto di cui tener conto in fase di progettazione. In particolare il rumore aeroacustico generato dalle pale del rotore è principalmente imputabile alla separazione dello strato limite, al distacco di vortici dal bordo di uscita e ai vortici di estremità che si generano sulla punta delle pale [1, 2, 3]: tutti questi fenomeni causano delle oscillazioni di pressione intorno al valore medio caratteristico del flusso indisturbato, comportandosi come vere e proprie sorgenti acustiche.

Da un punto di vista ingegneristico, quindi, è fondamentale approfondire i meccanismi di generazione del rumore aeroacustico, così come la sua propagazione, al fine di poter mettere a punto tecniche di controllo/riduzione del suono prodotto. Sono stati condotti numerosi studi sperimentali a riguardo ma questo approccio presenta alcune problematiche, soprattutto legate all'eliminazione del rumore di fondo che contamina il campo aeroacustico.

Lo studio di questi fenomeni per via numerica, tramite l'aeroacustica computazionale (computational aeroacoustic – CAA), è una tecnica promettente per l'analisi del suono prodotto dall'interazione aerodinamica fluido/corpo [4]. Essa prevede metodi differenti, uno dei quali è l'utilizzo di analogie acustiche (Curl, Ffowcs-Williams-Hawkings, ecc...), che si avvalgono di correlazioni semi-empiriche per la derivazione del campo acustico dal campo fluidodinamico effettivamente simulato. Tali strategie, tuttavia, forniscono dati in controtendenza con i dati sperimentali, [5]. Per questo è preferibile adottare un approccio di simulazione diretta (direct numerical simulation – DNS) del suono aeroacustico, nel quale sia il flusso che causa il rumore sia la propagazione della perturbazione acustica stessa sono calcolati numericamente.

Le simulazioni DNS richiedono particolare attenzione, soprattutto perché la fluttuazione sonora si discosta di pochissimo dal valore della pressione ambiente [6] ed è difficile da apprezzare numericamente a causa delle dissipazioni indotte dalla discretizzazione delle equazioni di governo. Inoltre, nella simulazione di flussi esterni, l'adozione di condizioni al contorno standard provoca una riflessione non fisica delle onde acustiche. Pertanto, in un approccio DNS, è necessario adottare condizioni al contorno non riflettive per evitare questo problema [7].

Per limitare la dissipazione numerica e, conseguentemente, permettere un'accurata ricostruzione della fluttuazione di pressione legata alla produzione sonora, le simulazioni DNS vengono tradizionalmente condotte utilizzando metodi di alto ordine, quali differenze finite(FD) [8], volumi finiti(FV) [9] e Galerkin discontinuo(DG) [10]. Analogamente, metodi Runge–Kutta (RK) di alto ordine vengono utilizzati per l'integrazione temporale. È noto che i metodi FD e

FV di alto ordine sono affetti da perdita di efficienza parallela a causa dello stencil non compatto. D'altra parte, l'ordine di accuratezza teorico non viene preservato su griglie irregolari e ai boundary. I metodi DG sono più flessibili degli approcci FD o FV, tuttavia richiedono risorse computazionali elevate [11]. Schemi di alto ordine sono già stati utilizzati in ambito CAA, data la loro capacità di ricostruire accuratamente fenomeni di propagazione acustica utilizzando un esiguo numero di punti della griglia di calcolo per lunghezza d'onda [7]. Al contrario, schemi del secondo ordine di accuratezza richiedono un maggior numero di punti per lunghezza d'onda per assicurare un'adeguata accuratezza. Per questo motivo essi non sono considerati una strategia di soluzione di frontiera nell'aeroacustica computazionale.

Tutti i metodi sopracitati sono tipicamente adottati in codici accademici che, generalmente, non vengono messi a disposizione per utilizzo pubblico. Per questo motivo, uno degli obiettivi di questa ricerca, è stato quello di sviluppare un solutore open-source per DNS aeroacustiche, in modo da rendere pubblica la possibilità di fronteggiare questo tipo di problemi. E' stato, quindi, realizzato un nuovo solutore, chiamato *caaf*oam, all'interno della ben nota libreria OpenFOAM. Esso adotta schemi Runge-Kutta espliciti di alto ordine di accuratezza per l'integrazione temporale, nonché un trattamento non-riflettivo per i boundary esterni del dominio attraverso l'introduzione di uno sponge layer. Il solutore è stato testato su benchmark presenti in letteratura per valutarne la capacità di fronteggiare problemi di interesse aeroacustico con accuratezza ed efficienza dal punto di vista computazionale.

E' stata, inoltre, studiata la possibilità di effettuare un controllo attivo dell'emissione aeroacustica per mezzo del riscaldamento della parete di un corpo che, interagendo con un flusso che lo investe, produce fluttuazioni di pressione nel campo dell'udibile. E' stato dimostrato, infatti, che l'incremento della temperatura di parete tende a ridurre la pulsazione della forze agenti sul corpo e generate dal distacco dei vortici di Von Karman, che sono tra le principali sorgenti sonore del rumore aeroacustico. Tali effetti sono stati studiati sperimentalmente da Lecordier [12, 13]. Effetti simili sono stati riscontrati in profili alari operanti a bassi numeri di Reynolds, per i quali l'aumento di temperatura di parete produce un'aumento di resistenza e una diminuzione di portanza in condizioni stazionarie [14, 15, 16].

1.2 Diffusione di virus aerotrasportati

Come ampiamente riportato in letteratura la maggior parte dei virus, così come il SARS-CoV-2, può essere trasmesso attraverso diffusione aerea di microparticelle di saliva (o droplet) [17], di dimensioni tali da non essere visibili ad occhio nudo. I meccanismi tipici di infezione sono i seguenti: (i) trasferimen-

to diretto di grandi droplet espulse con elevata quantità di moto dal soggetto contagioso verso occhi, naso o bocca di un soggetto ricevente, (ii) contatto fisico con particelle infette depositate sulla superficie e conseguente assorbimento delle stesse da parte della mucosa del ricevente, (iii) inalazione di aerosol contenenti particelle infette delle dimensioni di pochi micrometri (droplet nuclei). [18]. Per questa ragione, nella maggior parte delle nazioni di tutto il mondo, è stata imposta una distanza sociale di sicurezza da mantenere tra le persone. Questa restrizione è stata adottata dal momento che la distanza interpersonale dovrebbe garantire che la maggior parte delle droplet infette, eventualmente emesse da un soggetto malato, non raggiungano un possibile ricevente anche quando questi non indossino mascherine di protezione. Quindi, è evidente che uno studio rigoroso della dinamica delle micro-gocce di saliva, comprensivo di tutti i fenomeni fisici e biologici più rilevanti, è fondamentale al fine di determinare corrette linee guida sulla distanza sociale e sulle buone pratiche da seguire nella quotidianità all'interno del contesto pandemico che, al momento della scrittura di questo lavoro di tesi, è in corso. E' importante puntualizzare che i fenomeni fisici coinvolti nel processo di trasmissione aerea dei virus sono molto complessi: il fluido muco-salivare emesso nelle attività respiratorie ordinarie e straordinarie, infatti, si diffonde in ambiente e viaggia a causa della sua inerzia e interazione aerodinamica con l'aria. Inoltre, la massa iniziale delle droplet può diminuire a causa dell'evaporazione, che è strettamente connessa alla temperatura ambiente e all'umidità relativa. Questo processo, a sua volta, può produrre una soluzione supersatura di cloruro di sodio (NaCl) in acqua, che sono le componenti principali della saliva umana. Questa condizione può innescare la formazione di nuclei cristallizzati e il loro successivo accrescimento, portando alla formazione di nuclei secchi (chiamati anche droplet nuclei), aventi diametri di pochi micrometri e che rimangono in sospensione in aria per molto tempo, aumentando il rischio di contagio.

Successivamente all'epidemia di SARS, avvenuta alla fine del 2002, sono stati pubblicati numerosi studi sulla trasmissione aerea di virus e sono stati utilizzati modelli sia numerici che sperimentali per mettere luce sulla diffusione dei virus, con particolare enfasi sullo studio di ambienti indoor [19]. Alcuni gruppi di ricerca hanno condotto esperimenti in camera. Tuttavia, questo tipo di approccio ha lo svantaggio di poter monitorare solo un numero limitato di punti contemporaneamente. D'altra parte, tecniche di misura basata sull'utilizzo di laser, come la Particle Image Velocimetry (PIV), consente un'indagine più ampia del campo di velocità 2D o, addirittura, 3D. Un approccio numerico può essere considerato una valida alternativa per lo studio dei fenomeni di diffusione di micro-particelle veicolanti virus. Infatti, sia la dinamica delle droplet che il flusso in cui esse evolvono possono essere calcolate con una risoluzione temporale elevatissima, permettendo un'accurata simulazione delle attività

respiratorie umane e di ciò che ne deriva. Le simulazioni numeriche, inoltre, hanno flessibilità maggiore rispetto agli studi sperimentali, tuttavia bisogna valutare con attenzione l'accuratezza dei risultati ottenuti da un approccio CFD, che è fortemente influenzato dalle semplificazioni geometriche fatte e dai modelli matematici utilizzati [20].

Dall'inizio della recente pandemia da COVID-19, molti gruppi di ricerca si sono dedicati allo studio dei fenomeni di diffusione di fluidi e particelle emesse da un essere umano, fornendo contributi derivanti sia da approcci sperimentali che numerici. Sono stati sviluppati molti lavori per la visualizzazione del flusso derivante dalle attività respiratorie. Wang [21] ha condotto delle misure PIV del campo di moto sviluppato vicino la bocca di un emettitore e hanno tracciato le traiettorie percorse dalle droplet più grandi con la tecnica particle shadow velocimetry (PSV). Verna [22, 23] ha eseguito delle visualizzazioni di flusso per valutare l'efficacia della protezione data dalle mascherine facciali, così come Staymates [24] ha prodotto delle visualizzazioni Schlieren del flusso derivante da soggetti volontari equipaggiati con dispositivi di protezione facciali. Arumuru [25] ha indagato l'efficacia di mascherine e schermi facciali nel caso di starnuto da parte di un soggetto infetto.

Sono stati effettuati anche diversi studi con approccio numerico, adottando strategie di modellazione del problema differenti, ma che possono essere suddivise in due macro-categorie: (i) miscela diluita di aria e fluido muco-salivare; (ii) modellazione Euleriana-Lagrangiana. La prima categoria tiene conto degli effetti di diffusione della saliva accoppiando le equazioni di governo con un'ulteriore equazione convettiva-diffusiva. La seconda categoria di modelli, invece, si basa su un approccio Euleriano per descrivere l'aria atmosferica accoppiato ad un framework Lagrangiano per la modellazione delle goccioline generate nelle attività respiratorie. Vuorinen [26] ha approfondito il processo legato alla formazione di aerosol tramite una Large-Eddy-Simulation (LES) nella quale è introdotta un'equazione convettiva-diffusiva per tener conto della concentrazione di saliva. Un approccio simile è stato utilizzato da Khosronejad [27] che, però, si è focalizzato sull'utilizzo di mascherine protettive. Per quanto riguarda l'approccio Euleriano-Lagrangiano, Pendar e Pascoa [28] hanno sviluppato un modello, basato su un approccio LES per la fase Euleriana, per studiare colpi di tosse e starnuti. Diversamente Dbouk e Drikakis [29, 30, 31] hanno adottato le equazioni di Navier-Stokes mediate alla Reynolds (Reynolds-Averaged Navier-Stokes - RANS), per simulare le attività di tosse, studiando anche il beneficio dato dall'adozione di mascherine e l'impatto delle condizioni atmosferiche sull'evaporazione delle droplet. Infine, Fontes [32] ha proposto un modello basato su un approccio Detached-Eddy Simulation (DES), per studiare l'impatto di parametri fisiologici sulla diffusione di particelle di saliva durante uno starnuto. In questo contesto, il primo obiettivo legato a questa ricerca, è quello di svilup-

pare un nuovo modello, all'interno della libreria OpenFOAM [33], che permetta di valutare la diffusione di particelle di saliva e la loro interazione termofluidodinamica con l'ambiente circostante durante attività di tosse.

Si vuole, inoltre, indagare la possibilità di ridurre la trasmissione di SARS-CoV-2 utilizzando la radiazione ultravioletta di tipo C (UV-C). Il nucleo delle cellule dei micro-organismi, come virus e batteri, contiene timina, un elemento chimico del DNA/RNA. La timina assorbe gli UV-C alla lunghezza d'onda specifica di 254 nm e si modifica creando dimeri di timina e inibendo la possibilità per la cellula di moltiplicarsi e sopravvivere. Questa strategia è stata già indagata da Buchan [34] che ha considerato una miscela diluita di aria e fluido muco-salivare. In questo lavoro, invece, si vuole includere l'effetto dell'inattivazione biologica relativa alla radiazione UV-C nell'approccio Euleriano-Lagrangiano. Si vuole valutare l'utilizzo di lampade UV-C commerciali quale strategia di disinfezione real-time, senza eccedere la dose giornaliera massima ricevibile da un essere umano.

Infine, altro obiettivo in questo macro contesto, è quello di modellare il processo di cristallizzazione della quota-parte salina delle droplet, introducendo modello matematico multi-scala all'interno del framework Euleriano-Lagrangiano che si è deciso di adottare in questo lavoro, al fine di simulare il più fedelmente possibile i meccanismi di diffusione di virus aerotrasportati.

Capitolo 2

Equazioni di governo e approssimazione numerica per l'aeroacustica

In questo lavoro il flusso è stato modellato seguendo le equazioni di conservazione di massa, quantità di moto ed energia non stazionarie come segue. Sia $t \in [0, T]$ un dato istante di tempo, $\mathbf{x} \in \Omega \subset \mathbb{R}^d$ (con $d = 2, 3$) un punto nel dominio spaziale e $Q = \Omega \times [0, T] \subset \mathbb{R}^d \times \mathbb{R}^+$. Il problema ai valori iniziali consiste nel trovare il vettore soluzione $\mathbf{u} : Q \rightarrow \mathbb{R}^{d+2}$ che, per date condizioni al contorno di Dirichelet $\mathbf{u}_D : \Gamma_D \times [0, T] \rightarrow \mathbb{R}^{d+2}$, condizioni al contorno di Neumann $\mathbf{h}_N : \Gamma_N \times [0, T] \rightarrow \mathbb{R}^{d+2}$, e condizioni iniziali $\mathbf{u}_0 : \Omega \rightarrow \mathbb{R}^{d+2}$, soddisfa le equazioni di governo:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{f}_{\mathbf{c},j}}{\partial x_j} &= \frac{\partial \mathbf{f}_{\mathbf{v},j}}{\partial x_j} && \text{in } Q, \\ \mathbf{u} &= \mathbf{u}_D && \text{su } \Gamma_D \times [0, T], \\ \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial x_j} n_j &= \mathbf{h}_N && \text{on } \Gamma_N \times [0, T], \\ \mathbf{u} &= \mathbf{u}_0 && \text{su } \Omega \subset \mathbb{R}^d, t = 0, \end{aligned} \tag{2.1}$$

dove $\Gamma = \Gamma_D \cup \Gamma_N$ è la frontiera del dominio Ω ; Γ_D e Γ_N sono rispettivamente i contorni di Dirichelet e Neumann e n_j sono le componenti del versore normale uscente da Γ .

Basandosi sul vettore $\mathbf{u} = (\rho, \rho u_1, \rho u_2, \rho u_3, \rho E)^T$, la componente j -esima dei flussi convettivi e diffusivi può essere scritta come:

$$\mathbf{f}_{\mathbf{c},j} = \begin{pmatrix} \rho u_j \\ \rho u_1 u_j + p \delta_{1j} \\ \rho u_2 u_j + p \delta_{2j} \\ \rho u_3 u_j + p \delta_{3j} \\ \rho u_j H \end{pmatrix}, \quad \mathbf{f}_{\mathbf{v},j} = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{1j} \\ \tau_{2j} \\ \tau_{3j} \\ \tau_{ji} u_i - q_j \end{pmatrix}. \tag{2.2}$$

Nelle relazioni scritte precedentemente, ρ è la densità, u_i è la generica componente Cartesiana del vettore velocità \mathbf{v} e p è la pressione. E è l'energia interna totale, mentre l'entalpia totale è calcolata come $H = E + p/\rho$. Il tensore degli sforzi viscosi è valutato utilizzando la relazione costitutiva per i fluidi Newtoniani:

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \quad (2.3)$$

e le componenti del vettore flusso termico attraverso il postulato di Fourier: $q_i = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x_i}$. Nelle relazioni scritte precedentemente, μ è la viscosità dinamica e λ la conducibilità termica. La temperatura del fluido, T , è derivata a partire dall'energia interna totale: $c_v T = E - \frac{1}{2} \mathbf{v} \cdot \mathbf{v}$, dove c_v è il calore specifico a volume costante. Infine, la pressione è calcolata tramite l'equazione di stato dei gas perfetti: $p = \rho (\gamma - 1) (E - \frac{1}{2} \mathbf{v} \cdot \mathbf{v})$, dove $\gamma = c_p/c_v$ è il rapporto dei calori specifici del fluido.

2.1 Condizioni al contorno non riflettive

Come discusso nella sezione 1.1, è necessario evitare la riflessione numerica di onde acustiche ai boundary esterni del dominio. Tra le tecniche più utilizzate per ovviare a questo problema troviamo, l'adozione di una griglia di calcolo caratterizzata da un forte stretching degli elementi che la costituiscono nella parte più esterna del dominio. Questo approccio sfrutta la dissipazione numerica indotta da tali elementi come strategia di smorzamento delle onde che si dirigono verso il far-field. Tuttavia, nonostante la sua semplicità a livello concettuale, questa tecnica richiede una grande attenzione nella valutazione in termini di numero di elementi da "deformare" e il loro grado di stretching. Oltretutto, tali scelte sono spesso legate all'esperienza fatta su uno specifico codice di calcolo [35].

Un'altro approccio ampiamente utilizzato è quello che prevede l'introduzione di uno sponge layer [36, 37] nella zona più esterna del dominio. Questo tipo di condizione non riflettiva è robusta e flessibile nell'adattarsi a geometrie complesse [38], nonchè si basa sulla calibrazione di parametri numerici che ne permette la replicabilità anche se utilizzata in approcci numerici differenti. Per questi motivi, in questo lavoro, è stato scelto quest'ultima tecnica. L'utilizzo di questo trattamento non riflettivo modifica le equazioni di governo come segue:

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{f}_{c,j}}{\partial x_j} - \frac{\partial \mathbf{f}_{v,j}}{\partial x_j} = \sigma (\mathbf{u}_{ref} - \mathbf{u}) \quad \text{in } Q \quad (2.4)$$

Il termine al secondo membro dell'equazione 2.4 è attivo solo in una zona, opportunamente scelta, vicina ai boundary esterni e provvede a smorzare le onde incidenti riportando progressivamente le componenti del vettore \mathbf{u} verso una soluzione di riferimento, \mathbf{u}_{ref} . Il campo scalare $\sigma : \Omega \rightarrow \mathbb{R}$ introdotto

nell'equazione 2.4 è definito come:

$$\sigma = \sigma_0 \left(\frac{L_{sp} - d}{L_{sp}} \right)^n \quad (2.5)$$

L_{sp} è lo spessore dello sponge layer, d è la distanza minima tra il punto considerato e il contorno esterno più vicino, mentre σ_0 e n sono rispettivamente un costante e un parametro di forma che modula lo smorzamento di \mathbf{u} in L_{sp} . La calibrazione di questi parametri è cruciale: sponge layer più estesi hanno un comportamento migliore di quelli più sottili con egual forza di smorzamento, in quanto il loro intervento è più progressivo [39] ma richiedono domini di calcolo più estesi in quanto, la zona in cui è attivo il termine $\sigma(\mathbf{u}_{ref} - \mathbf{u})$, deve essere abbastanza lontano dalla sorgente acustica per evitare fenomeni di interferenza con la sorgente stessa.

Una recente analisi effettuata su questa condizione al contorno non riflettiva [39], ha fornito delle linee guida per il corretto utilizzo dello sponge layer polinomiale in approcci CFD/CAA. In particolare, i parametri che definiscono il coefficiente di smorzamento σ , devono essere tali da garantire per lo sponge layer una specifica forza di intervento, η_{target} , definita come:

$$\eta_{target} = -\frac{40 \log_{10} e}{1 - M_\infty^2} \int_{L_{sp}} \sigma d\mathbf{x}, \quad (2.6)$$

dove M_∞ è il numero di Mach relativo al flusso indisturbato. Lo spessore L_{sp} , inoltre, deve essere tale da soddisfare la seguente relazione:

$$0.5 \leq \frac{L_{sp} \cdot f}{c_\infty} \leq 2 \quad (2.7)$$

dove f è la più piccola frequenza significativa relativa all'onda acustica e c_∞ è la sua velocità di propagazione.

In tutti i casi che verranno presentati successivamente, è stata adottata una forza $\eta_{target} = 40$ dB, dal momento che questa permette di ridurre l'ampiezza di un'onda incidente sullo sponge layer di un fattore 100 e non è tale da causare fenomeni di auto-riflessione in L_{sp} . Visto il valore di forza selezionato, si è imposto $n = 2$ nell'equazione 2.5 dal momento che è stato dimostrato che uno smorzamento con andamento quadratico risulta essere il più efficace per $20 \text{ dB} \leq \eta_{target} \leq 60 \text{ dB}$. Infine, $(L_{sp} \cdot f)/c_\infty$ è stato mantenuto pari a 0.5 per minimizzare l'estensione del dominio e il conseguente costo computazionale.

2.2 Calcolo della distanza dai bordi esterni del dominio

L'approccio non riflettivo descritto nella sezione 2.1, prevede il calcolo della distanza d , che è la distanza minima tra il punto considerato e il contorno esterno più vicino. A questo scopo viene risolta preventivamente l'equazione Iconale:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial x_j} \frac{\partial \varphi}{\partial x_j} = 1 \quad \text{in } \Omega, \quad (2.8)$$

dove $\varphi : \Omega \rightarrow \mathbb{R}$ rappresenta il campo delle distanze. I boundary esterni sono trattati con condizione al contorno di Dirichelet, mentre per tutti gli altri è imposta una condizione di Neumann.

L'equazione Iconale calcola la distanza esatta, che può essere vista come un fronte d'onda che avanza con velocità unitaria in direzione normale al boundary.

La soluzione dell'equazione 2.8 viene ottenuta convertendo la stessa in un problema iperbolico, tramite l'aggiunta di un termine pseudo-temporale:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \tau} + u_{\varphi,j} \frac{\partial \varphi}{\partial x_j} = 1 \quad \text{in } Q \quad (2.9)$$

con $u_{\varphi,j} = \partial \varphi / \partial x_j$.

2.3 Approssimazione numerica

2.3.1 Discretizzazione ai volumi finiti

In questo lavoro è stato adottato un metodo di discretizzazione ai volumi finiti non strutturati e co-locali, nel quale il dominio computazionale Ω è suddiviso in celle poligonali non sovrapposte. Di seguito si riporta brevemente tale metodo per permettere una più chiara discussione sulle tecniche di approssimazione che verranno discusse successivamente. Nelle relazioni successive, i valori delle variabili relative al centro-faccia della cella sono indicati con il pedice $(\cdot)_f$, mentre il termine \mathbf{S}_f è il vettore normale uscente dalla faccia e avente modulo pari all'area della faccia stessa (si faccia riferimento alla rappresentazione schematica di figura 2.1).

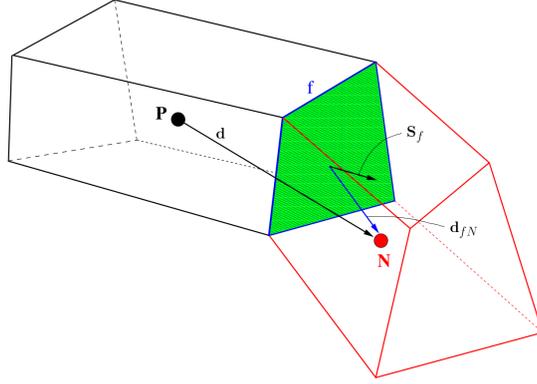


Figura 2.1: Schema delle celle di calcolo.

Integrando l'equazione 2.4 su ogni cella della mesh di calcolo K , avente boundary ∂K , si ottiene:

$$\int_K \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} d\Omega + \int_{\partial K} (\mathbf{f}_{\mathbf{c},j} - \mathbf{f}_{\mathbf{v},j}) n_j d\Gamma = \int_K \sigma(\mathbf{u}_{ref} - \mathbf{u}) d\Omega. \quad (2.10)$$

Il termine convettivo non lineare è discretizzato come segue:

$$\int_{\partial K} \mathbf{f}_{\mathbf{c},j} n_j d\Gamma = \sum_{f=1}^{N_f} (\mathbf{f}_{\mathbf{c},j})_f n_j |\mathbf{S}_f| \quad (2.11)$$

in cui N_f è il numero di facce dell'elemento K . Riscrivendo il vettore dei termini Euleriani come:

$$\mathbf{f}_{\mathbf{c},j} = u_j \mathbf{u} + \mathbf{f}_{\mathbf{c}_P,j} + \mathbf{f}_{\mathbf{c}_E,j} \quad (2.12)$$

e ricordando che $\mathbf{f}_{\mathbf{c}_P,j} = (0, p\delta_{1j}, p\delta_{2j}, p\delta_{3j}, 0)^T$ e $\mathbf{f}_{\mathbf{c}_E,j} = (0, 0, 0, 0, u_j p)^T$, esso può essere approssimato come segue:

$$\sum_{f=1}^{N_f} (\mathbf{f}_{\mathbf{c},j})_f n_j |\mathbf{S}_f| = \sum_{f=1}^{N_f} \phi_f \mathbf{u}_f + \sum_{f=1}^{N_f} \mathbf{\Lambda}_f^{(1)} |\mathbf{S}_f| + \sum_{f=1}^{N_f} \phi_f \mathbf{\Lambda}_f^{(2)} \quad (2.13)$$

in cui $\mathbf{\Lambda}_f^{(1)} = (0, p, p, p, 0)^T$ e $\mathbf{\Lambda}_f^{(2)} = (0, 0, 0, 0, p)^T$. In questo lavoro sono stati considerati due diversi approcci per l'approssimazione dei tre termini al secondo membro dell'equazione 2.13. Il primo considerato è quello proposto da

Kurganov-Noelle-Petrova (da qui chiamato KNP) [40]:

$$\begin{aligned}
 \sum_{f=1}^{N_f} \phi_f \mathbf{u}_f &= \sum_{f=1}^{N_f} \frac{(\psi \phi \mathbf{u})_f^+ - (\psi \phi \mathbf{u})_f^-}{\psi_f^+ + \psi_f^-} + \frac{\psi_f^+ \psi_f^-}{\psi_f^+ + \psi_f^-} (\mathbf{u}_f^+ + \mathbf{u}_f^-), \\
 \sum_{f=1}^{N_f} \Lambda_f^{(1)} \mathbf{S}_f &= \sum_{f=1}^{N_f} \frac{\psi_f^+}{\psi_f^+ + \psi_f^-} |\mathbf{S}_f| \left(\Lambda^{(1)} \right)_f^+ + \frac{\psi_f^-}{\psi_f^+ + \psi_f^-} |\mathbf{S}_f| \left(\Lambda^{(1)} \right)_f^-, \\
 \sum_{f=1}^{N_f} \Lambda_f^{(2)} \mathbf{S}_f &= \sum_{f=1}^{N_f} \frac{(\psi \phi \Lambda^{(2)})_f^+ - (\psi \phi \Lambda^{(2)})_f^-}{\psi_f^+ + \psi_f^-}.
 \end{aligned} \tag{2.14}$$

Il termine ϕ_f nell'equazione 2.14, è il flusso di velocità attraverso la faccia della cella e viene valutato come $\phi_f = \mathbf{v}_f \cdot \mathbf{S}_f$, mentre gli apici + e - fanno riferimento rispettivamente al valore di faccia dell'elemento posto in direzione parallela e antiparallela rispetto al vettore \mathbf{S}_f , così come rappresentato in figura 2.1. Tali valori sono ottenuti tramite interpolazione lineare. Ad esempio, l'interpolazione + di \mathbf{u}_f (\mathbf{u}_f^+), sarà:

$$\mathbf{u}_f^+ = \left(1 - \frac{\mathbf{S}_f \cdot \mathbf{d}_{fN}}{|\mathbf{S}_f| |\mathbf{d}_{fN}|} \right) \mathbf{u}_P + \frac{\mathbf{S}_f \cdot \mathbf{d}_{fN}}{|\mathbf{S}_f| |\mathbf{d}_{fN}|} \mathbf{u}_N, \tag{2.15}$$

nella quale \mathbf{d}_{fN} è il vettore che congiunge centro-cellula e centro-faccia, come mostrato in figura 2.1. ψ_f^+ e ψ_f^- , invece sono associati alla velocità di propagazione locale e sono calcolati in accordo con Greenshields [41]:

$$\begin{aligned}
 \psi_f^+ &= \max \left(|\mathbf{S}_f| \sqrt{\gamma R T_f^+} + \phi_f^+, |\mathbf{S}_f| \sqrt{\gamma R T_f^-} + \phi_f^-, 0 \right), \\
 \psi_f^- &= \min \left(|\mathbf{S}_f| \sqrt{\gamma R T_f^+} - \phi_f^+, |\mathbf{S}_f| \sqrt{\gamma R T_f^-} - \phi_f^-, 0 \right),
 \end{aligned} \tag{2.16}$$

dove R è la costante del gas.

Lo schema KNP è stato selezionato dal momento che è uno schema del secondo ordine di accuratezza e non risolve il problema di Riemann [40]. Queste caratteristiche permettono di limitare la dissipazione numerica senza aumentare il costo computazionale. Inoltre, tale schema è già implementato e ampiamente testato in ambiente OpenFOAM. Il secondo approccio preso in considerazione per l'approssimazione dei flussi Euleriani, prevede la suddivisione di $\mathbf{f}_{c,j}$ in una parte convettiva e una di pressione:

$$\mathbf{f}_{c,j} = \mathbf{f}_{cH,j} + \mathbf{f}_{cP,j} \tag{2.17}$$

con $\mathbf{f}_{cH,j} = u_j (\rho, \rho u_1, \rho u_2, \rho u_3, \rho H)^T$; quindi, l'approssimazione di $\mathbf{f}_{c,j}$ ai volu-

mi finiti risulta essere:

$$\sum_{f=1}^{N_f} (\mathbf{f}_{\mathbf{c},j})_f n_j |\mathbf{S}_f| = \sum_{f=1}^{N_f} (\mathbf{f}_{\mathbf{cH},j})_f n_j |\mathbf{S}_f| + \sum_{f=1}^{N_f} (\mathbf{f}_{\mathbf{cP},j})_f n_j |\mathbf{S}_f|. \quad (2.18)$$

La parte convettiva del flusso Euleriano è valutata tramite lo schema energy-conserving di Pirozzoli [42]:

$$\mathbf{f}_{\mathbf{cH},j} = \frac{1}{8} (\rho^+ + \rho^-) (u_n^+ + u_n^-) (\varphi^+ + \varphi^-) \quad (2.19)$$

in cui $\varphi = (1, u_1, u_2, u_3, H)^T$ e $u_n = u_j n_j$. Il flusso di pressione, invece, è ottenuto a partire da:

$$\mathbf{f}_{\mathbf{cP},j} = \frac{1}{2} (\mathbf{f}_{\mathbf{cP},j}^+ + \mathbf{f}_{\mathbf{cP},j}^-) + \mathbf{f}_{\mathbf{cP},j}^{\text{D}}. \quad (2.20)$$

La parte diffusiva nel flusso numerico dell'equazione 2.20, $\mathbf{f}_{\mathbf{cP},j}^{\text{D}}$, viene attivata per aumentare la stabilità dello schema su mesh non strutturate o fortemente distorte. In particolare, l'attivazione di $\mathbf{f}_{\mathbf{cP},j}^{\text{D}}$ si basa su un tipico shock sensor, [43]:

$$\theta = \max \left(-\frac{\nabla \cdot \mathbf{v}}{\sqrt{(\nabla \cdot \mathbf{v})^2 + |\nabla \wedge \mathbf{v}|^2 + u_0^2/L_0^2}}, 0 \right) \quad \theta \in [0, 1] \quad (2.21)$$

dove u_0 e L_0 sono appropriate velocità e lunghezza di scala [44]. Il termine diffusivo artificiale è proporzionale a $\theta_f = (\theta^+ + \theta^-)/2$:

$$(\mathbf{f}_{\mathbf{cP},j}^{\text{D}})_f = \alpha \theta_f (\mathbf{f}_{\mathbf{cP},j}^{\text{AUSM}})_f, \quad (2.22)$$

dove α è una flag che controlla l'attivazione del flusso diffusivo di pressione, mentre $\mathbf{f}_{\mathbf{cP},j}^{\text{AUSM}}$ è ottenuto utilizzando la formula AUSM⁺-up [45].

Il numero di Courant, Co, è calcolato nella seguente forma:

$$\text{Co} = \max \left(|\psi_f^+|, |\psi_f^-| \right) \frac{\delta \Delta t}{|\mathbf{S}_f|} \quad (2.23)$$

dove:

$$\delta = \frac{1}{\max \left(\mathbf{d} \cdot \frac{\mathbf{S}_f}{|\mathbf{S}_f|}, 0.05 |\mathbf{d}| \right)} \quad (2.24)$$

e \mathbf{d} è mostrato in figura 2.1.

Per quanto riguarda i flussi diffusivi, $\mathbf{f}_{\mathbf{v},j}$, essi sono stati trattati utilizzando

schemi di approssimazione standard [46].

Da questo punto in poi ci si riferirà alla versione del solutore basato sul KNP come `caafom-m1`, mentre la versione che adotta lo schema di Pirozzoli verrà indicato come `caafom-m2`.

2.3.2 Schemi di integrazione temporale

Per ogni cella costituente il dominio computazionale, i valori interpolati ottenuti dal processo di discretizzazione descritto nel paragrafo 2.3.1 sono utilizzati per costruire il seguente sistema di equazioni differenziali ordinarie:

$$\frac{d\mathbf{U}}{dt} = \mathbf{R}(\mathbf{U}) \quad (2.25)$$

in cui \mathbf{R} è il residuo della discretizzazione dello spazio comprendente i termini convettivi, diffusivi e sorgenti, mentre \mathbf{U} è il vettore dei gradi di libertà.

La soluzione dell'equazione 2.25 è ottenuta utilizzando schemi Runge-Kutta espliciti (Explicit Runge-Kutta - ERK) che sono stati implementati seguendo la formulazione di Williamson [47] al fine di contenere l'utilizzo di memoria. La strategia di integrazione per il k -simo passo RK può essere riassunto come:

$$\begin{aligned} \Delta\mathbf{U}^{(k)} &= A_k \Delta\mathbf{U}^{(k-1)} + \Delta t \mathbf{R}(\mathbf{U}^{(k-1)}), \\ \mathbf{U}^{(k)} &= \mathbf{U}^{(k-1)} + B_k \Delta\mathbf{U}^{(k)}. \end{aligned} \quad (2.26)$$

I coefficienti A_k e B_k presenti nell'equazione 2.26, sono i valori della matrice di Butcher propri dello schema considerato, $\mathbf{R}^{(k)}$ è il residuo calcolato per il k -simo passo RK intermedio e $\mathbf{U}^{(k)}$ è il vettore dei gradi di libertà per il passo considerato. Per questo tipo di schemi, devono essere memorizzati solamente $\mathbf{U}^{(k)}$, $\Delta\mathbf{U}^{(k)}$ e $\mathbf{R}^{(k)}$ per ogni variabile: questo contribuisce al raggiungimento di buone prestazioni parallele in problemi che richiedono un elevato numero di celle [48].

Sono stati utilizzati tre schemi RK con ordine di accuratezza che varia da 2 a 4. Si riportano, di seguito, la tabella dei coefficienti A_k e B_k per ognuno di essi. Per lo schema al secondo ordine di accuratezza (2 passi di integrazione), chiamato RK 2-2, si ha:

A_k	B_k
0	1.0
-1.0	0.5

Lo schema ERK del terzo ordine di accuratezza (4 passi), chiamato RK 3–4, si basa sui coefficienti proposti da Carpenter e Kennedy [49]:

A_k	B_k
0	8/141
−756391/934407	6627/2000
−36441873/15625000	609375/1085297
−1953125/1085297	198961/526383

Infine, è stato utilizzato anche uno schema con ordine di accuratezza 4 a 5 passi, da qui RK 4–5, implementando la matrice di Butcher proposta da Kennedy [48]:

A_k	B_k
0	0.1496590219993
−0.4178904745	0.3792103129999
−1.192151694643	0.8229550293869
−1.697784692471	0.6994504559488
−1.514183444257	0.1530572479681

2.3.3 Implementazione

L’algoritmo risolutivo è stato implementato all’interno dell’ambiente OpenFOAM [33], libreria open-source per le simulazioni numeriche nella meccanica del continuo. Grazie alla sua struttura ad oggetti, la libreria risulta essere estremamente flessibile e permette all’utente lo sviluppo di modelli fisici complessi.

Le classi basilari di OpenFoam, come `scalarField`, `vectorField` e `tensorField`, sono concepite per emulare i principali strumenti matematici necessari nella meccanica del continuo. Sono presenti, inoltre, due diversi tipi di classi per le operazioni tensoriali, [33, 50, 51]: `finiteVolumeCalculus` (o `fvc`) e `finiteVolumeMethod` (o `fvm`). La prima restituisce la soluzione diretta dell’operazione tensoriale considerata, mentre la seconda costruisce la matrice relativa alla data operazione. Nel caso specifico di questo lavoro, vengono utilizzati solamente le classi di base e la classe `fvc`, in quanto viene adottato un approccio esplicito per l’integrazione temporale.

2.3.4 Prestazioni parallele

Come detto nel capitolo 1, le dimensioni tipiche dei problemi affrontati in aeroacustica computazionale, sono tali da richiedere un massiccio utilizzo di sistemi di calcolo parallelo High Performance Computing (HPC), al fine di ottenere i risultati derivanti dalle simulazioni in tempi accettabili. Per questo motivo è stata testata la scalabilità parallela di `cafoam`, attraverso un benchmark ampiamente utilizzato: il cosiddetto lid-driven cavity problem di un

flusso laminare a basso numero di Mach in un dominio cubico [52, 53, 54]. I test sono stati effettuati su un set di tre griglie cartesiane ortogonali con elementi equidistribuiti e aventi un numero di celle N_c pari a 320^3 , 240^3 e 160^3 . Tutti i boundary sono modellati come pareti, eccetto quello superiore che è una parete che si muove con velocità tangenziale. Il numero di Reynolds è pari a 20 e il numero Mach, calcolato rispetto alla velocità di parete, è pari a 0.2.

Le prestazioni parallele sono state valutate conducendo le simulazioni relative al caso appena descritto su due supercomputer Tier 0 e facenti parte dell'iniziativa PRACE, [55]: MARCONI-A2 presso il CINECA e MareNostrum presso BSC. MARCONI-A2 è un cluster NeXtScale composto da 3600 nodi con processori Knights Landing (KNL) da 68 core. Ogni nodo dispone di 96 GB di RAM e 16 GB di multi-channel dynamic random access memory (MCDRAM). MareNostrum, invece, dispone di 3456 nodi, ognuno dei quali monta 2 processori Intel Xeon Platinum della generazione Skylake (SKL) da 24 core ognuno. Anche in questo caso ogni nodo ha a disposizione 96 GB di memoria RAM. I test di scalabilità sono stati condotti per il solo `caaf Foam-m1`, visto l'accesso limitato concesso per le macchine descritte e hanno previsto dei run da 100 time-step senza alcun tipo di Input/Output e utilizzando 64 core su ogni nodo di MARCONI e 48 su ogni nodo di MareNostrum.

I risultati ottenuti sono visibili in figura 2.2 e figura 2.3, nelle quali sono mostrati gli effetti della dimensione della mesh sulla scalabilità in termini di speed-up ed efficienza parallela. Si può notare come la scalabilità è ottima su

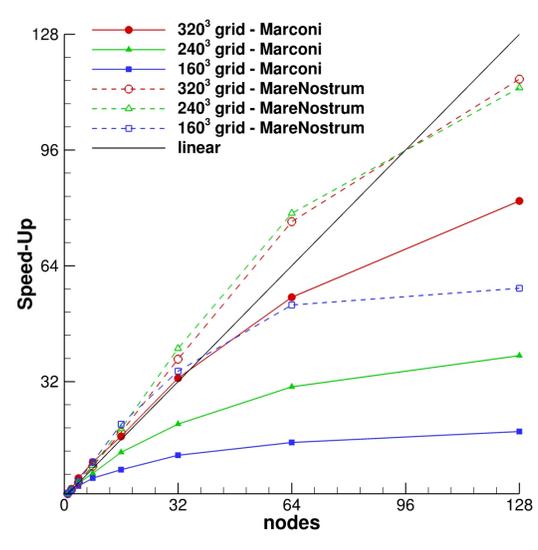


Figura 2.2: Speed-up

entrambi i sistemi fintanto che la latenza dovuta alla comunicazione inter-nodo

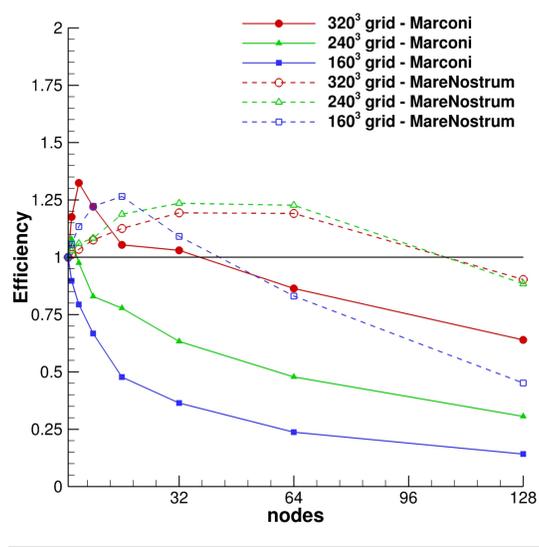


Figura 2.3: Efficienza parallela

diventa predominante, tuttavia si può notare una differenza sulle due macchine. In particolare, su MARCONI, le griglie più piccole mostrano buone prestazioni parallele con l'utilizzo di pochi core, mentre le mesh più grandi si comportano meglio se distribuite su un maggior numero di CPU. Su MareNostrum, invece, è possibile notare un andamento quasi sempre super-lineare dello speed-up, (figura 2.2). In effetti, *caafoam-m1* è super-lineare anche su MARCONI-A2 fino a 2048 core se si fa riferimento alla griglia da 320^3 elementi e, comunque, le prestazioni parallele sono buone fino a 8192 core. Per quanto riguarda l'efficienza, mostrata in figura 2.3, su MARCONI vengono garantite buone prestazioni fino a $4 \cdot 10^3$ celle per core, mentre su Marenostrum si riesce ad ottenere un'efficienza di circa 88 % con 2250 celle per core. E' chiaro che i risultati ottenuti sono anche frutto della scelta dell'approccio esplicito per l'integrazione temporale che, non richiedendo la soluzione di sistemi lineari, risulta essere fortemente scalabile e, quindi, di particolare interesse per l'aeroacustica computazionale che richiede un grande utilizzo del calcolo parallelo.

Capitolo 3

Validazione di caafoam in flussi laminari e turbolenti

Sono stati affrontati diversi benchmark presenti in letteratura per testare la capacità del solutore sviluppato nel risolvere problemi aeroacustici. In particolare, sono stati considerati casi di toni Eoliani prodotti da corpi tozzi investiti da flussi laminari in varie configurazioni e a basso numero di Mach, così come il campo acustico prodotto da un profilo alare operante in regime di transizione laminare/turbolento. I risultati verranno presentati attraverso i parametri standard relativi alla fluidodinamica e all'acustica, quali: (i) coefficienti di portanza e resistenza, (ii) numero di Strouhal, (iii) fluttuazione di pressione adimensionale e suo valore efficace e (iv) campo di velocità di dilatazione. I coefficienti di resistenza e portanza sono dati rispettivamente da:

$$C_D = \frac{2D'}{\rho u_\infty^2 A_{ref}}, \quad C_L = \frac{2L'}{\rho u_\infty^2 A_{ref}}. \quad (3.1)$$

L'andamento dei coefficienti aerodinamici è stato analizzato mediante parametri statistici standard: coefficiente di resistenza medio $\langle C_D \rangle$, valore efficace del coefficiente di portanza $C_{L,rms}$ e ampiezza dell'oscillazione degli stessi: $\Delta C_D = (C_{D,max} - C_{D,min})/2$ e $\Delta C_L = (C_{L,max} - C_{L,min})/2$. Il numero di Strouhal è definito come:

$$St = \frac{f L_{ref}}{u_\infty} \quad (3.2)$$

dove f è la frequenza del distacco dei vortici, ottenuta dall'analisi spettrale dell'evoluzione temporale della fluttuazione del C_L e L_{ref} è la lunghezza di riferimento.

I risultati acustici sono presentati in termini di fluttuazione di pressione adimensionale, definita come segue:

$$p' = \frac{p - \langle p \rangle}{\rho_\infty u_{ref}^2} \quad (3.3)$$

dove $\langle p \rangle$ è la pressione mediata nel tempo e u_{ref} è la velocità di riferimento che, per i casi reattivi ai corpi tozzi, corrisponde alla velocità del suono del flusso indisturbato c_∞ , mentre per il caso reattivo al profilo alare corrisponde alla velocità di free-stream u_∞ . Per meglio comprendere le caratteristiche del campo acustico generato dall'interazione solido/fluido, verranno presentati i diagrammi polari del valore efficace di p' , p'_{rms} , estratti su una circonferenza di raggio $r' = r/D$ e, a partire da questi, verranno forniti i valori di direttività θ , angolo per il quale la p'_{rms} è massima. Viene inoltre mostrato il campo di velocità di dilatazione, $\partial u_j / \partial x_j$, per permettere una migliore visualizzazione delle onde acustiche in quanto, tenendo conto dell'equazione di continuità, esso è uguale alla variazione della densità cambiata di segno, che è strettamente correlata a p' .

3.1 Corpi tozzi in flussi laminari

In questo paragrafo si riportano i risultati ottenuti per i casi relativi a corpi tozzi investiti da un flusso uniforme: (i) cilindro isolato a sezione circolare, (ii) cilindro isolato a sezione quadrata, (iii) due cilindri a sezione quadrata affiancati (configurazione side-by-side) e (iv) due cilindri a sezione quadrata allineati (configurazione tandem). Per tutti i casi sopracitati, il numero di Mach del flusso indisturbato è $M_\infty = 0.2$, le pareti dei corpi sono considerate adiabatiche, $\gamma = 1.4$, il numero di Prandtl $Pr = \mu c_p / \lambda$ è pari a 0.75 e il numero di Reynolds $Re = \rho_\infty u_\infty D / \mu$, calcolato rispetto al diametro dei cilindri D è stato fissato a 150. Si noti che in questa prima fase di validazione, la viscosità dinamica è stata mantenuta indipendente dalla temperatura. Infine, i diagrammi polari del valore efficace di p' , sono riferiti a dati estratti lungo una circonferenza di raggio $r' = 75$, se non diversamente indicato e dopo un tempo adimensionale di campionamento $u_\infty t / D = 100$.

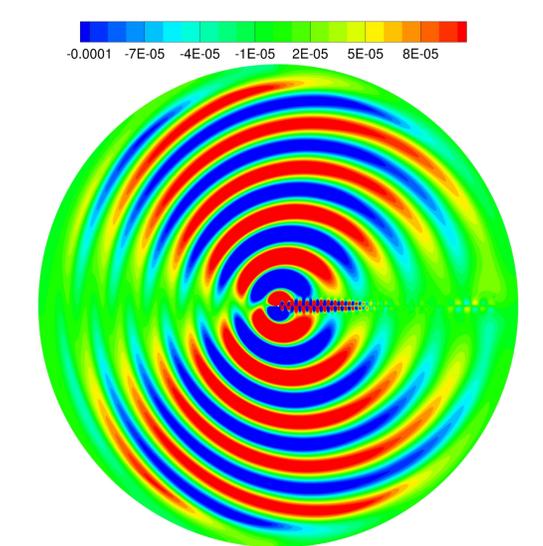
3.1.1 Cilindro isolato a sezione circolare

Il primo caso considerato è quello relativo al suono generato dai vortici di Von Karman che si originano in scia ad un cilindro a sezione circolare operante a $Re = 150$, $M_\infty = 0.2$: il distacco alternato di tali vortici, infatti, produce una fluttuazione delle forze agenti sul corpo sia in direzione del flusso principale, che in quella normale allo stesso. Tale pulsazione si comporta da vera e propria sorgente sonora. Questa configurazione è stata già ampiamente affrontata nel contesto dell'aeroacustica computazionale [56, 57, 58, 59], ed è per questo motivo che è stato ritenuto un test appropriato per la validazione di *caaf*oam. Per il caso specifico sono stati generate due serie di Mesh: la prima costituita da tre griglie ad O completamente strutturate e la seconda composta da due mesh non strutturate con elementi triangolari. Il primo gruppo comprende la griglia G1 avente un numero di celle $N_c = 3.5 \cdot 10^5$ (500×700), G2 con

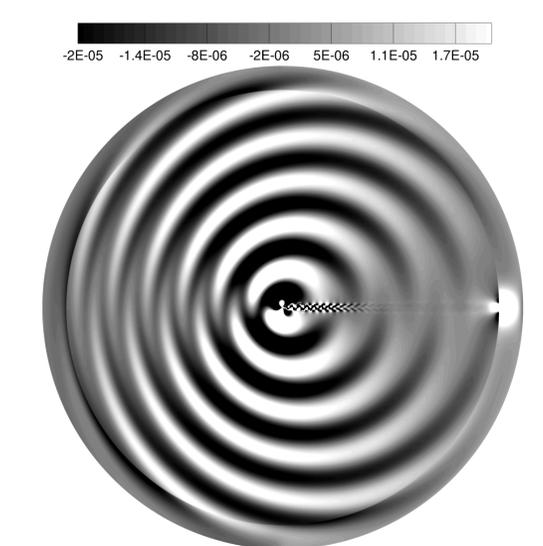
$N_c = 5.25 \cdot 10^5$ (750×700) ed, infine, G3 composta da $N_c = 7 \cdot 10^5$ (1000×700). La discretizzazione del dominio è stata effettuata in modo da garantire un numero di punti per lunghezza d'onda pari a: 90 per G1, 135 per G2 e 180 per G3, in accordo con quanto emerso da letteratura [59, 60, 61]. Il secondo set di mesh comprende la griglia U1 da $N_c \simeq 5.2 \cdot 10^5$ e la U2, ottenuta da un infittimento della U1 fino ad ottenere un numero di celle $N_c \simeq 2 \cdot 10^6$, in modo tale da garantire una risoluzione sulla lunghezza d'onda paragonabile a quella offerta da G2. Il bordo esterno del dominio è stato posizionato ad una distanza dall'asse del cilindro pari a 150 volte il diametro dello stesso e l'altezza della prima cella a parete, y_c , è stata imposta tale da garantire un'altezza adimensionale $y_c/D = 5 \cdot 10^{-3}$. La forza dello sponge layer selezionata, come già accennato in sezione 2.1, è di 40 dB. Si riporta una in figura 3.1 una visualizzazione dell'onda di pressione generata dal distacco dei vortici in scia al cilindro. Si può notare la pulsazione positiva e negativa, rispetto al valor medio, prodotta in maniera alternata dalla parte superiore e inferiore del cilindro, come già notato da Inoue and Hatakeyama, [57].

In figura 3.2 viene mostrato il diagramma polare del valore efficace della fluttuazione di pressione, p'_{rms} , ottenuto utilizzando lo schema RK 4-5 e il massimo numero di Courant, Co, ammissibile per la stabilità del solutore. Si può notare come la natura del campo acustico generato sia assimilabile a quella di un dipolo leggermente ruotato, dimostrando come la fluttuazione della portanza sia dominante rispetto a quella della forza di resistenza aerodinamica. Figura 3.2 mostra chiaramente come l'utilizzo della griglia G2 permetta una ricostruzione accurata del campo acustico, così come avviene con l'impiego della G3. Al contrario, la mesh più rada, G1, fornisce una polare di p'_{rms} nella quale si possono notare delle piccole oscillazioni, sintomatiche di una soluzione non accurata. E' bene rimarcare che `caafoam-m1` e `caafoam-m2` (senza l'adozione del termine dissipativo, cioè $\alpha = 0$) forniscono risultati molto simili sulle mesh strutturate della serie G. Al contrario, adottando griglie non strutturate, `caafoam-m1` risulta instabile, mentre `caafoam-m2` permette di ricostruire il campo acustico anche sulle griglie U1 e U2, come è possibile notare dal diagramma polare in figura 3.3. Tuttavia, i risultati ottenuti non sono del tutto accurati e il numero di celle necessario per ottenere valori di p'_{rms} accettabili è circa 4 volte quello adottato nelle mesh strutturate. Quindi, verificata la possibilità di effettuare simulazioni aeroacustiche adottando mesh non strutturate con `caafoam-m2` e visto l'onere computazionale che ne consegue, da questo punto in poi ci si riferirà solo a griglie strutturate.

In figura 3.4 si confronta quanto ottenuto (utilizzando la mesh G2) con il solutore sviluppato nelle sue due versioni con i risultati ottenuti utilizzando `rhoCentralFoam`, solutore density-based disponibile nelle release ufficiali di OpenFOAM. Esso adotta lo schema KNP per la discretizzazione dei termi-



(a) Fluttuazione di pressione adimensionale $-p'$



(b) Campo di velocità di dilatazione $-\partial u_j / \partial x_j$

Figura 3.1: Cilindro a sezione circolare, $Re = 150$, $M_\infty = 0.2$. Onda di pressione acustica.

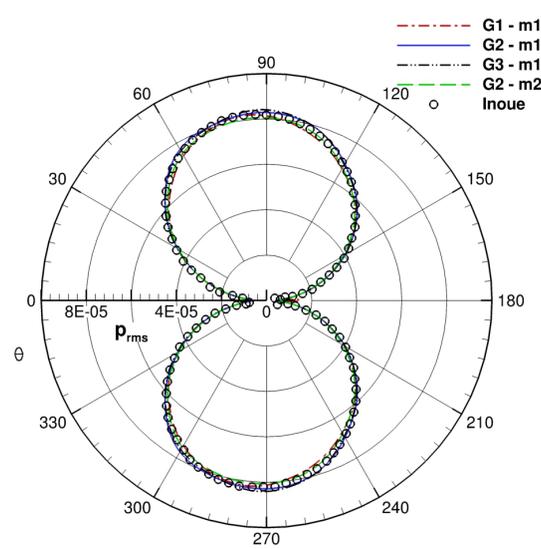


Figura 3.2: Cilindro a sezione circolare, $Re = 150$, $M_\infty = 0.2$, griglie strutturate. Diagramma polare p'_{rms}

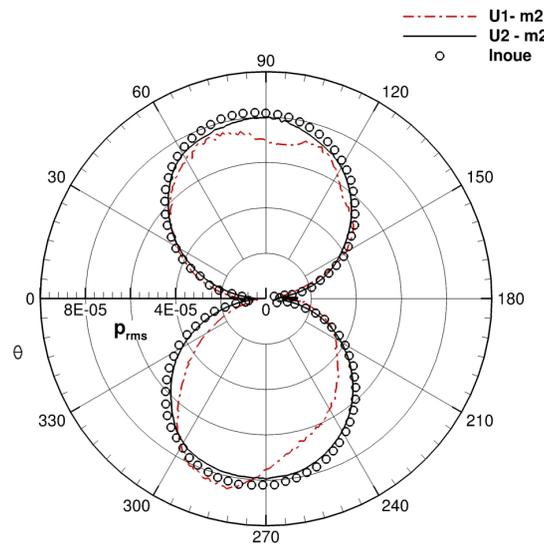


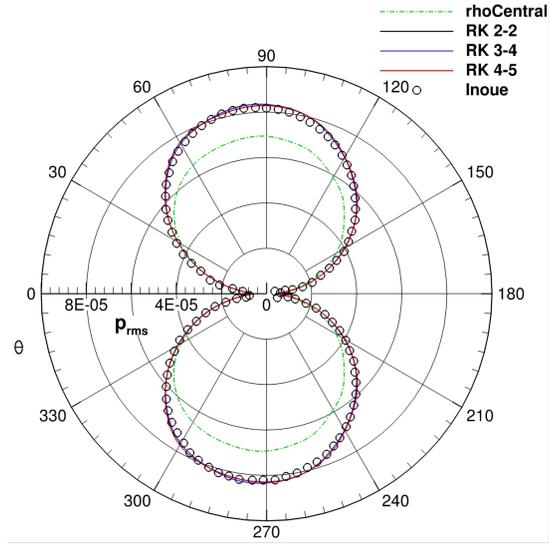
Figura 3.3: Cilindro a sezione circolare, $Re = 150$, griglie non strutturate. Diagramma polare p'_{rms}

ni convettivi [41] e lo schema “backward” per l’integrazione temporale. Nel caso particolare, anche `rhoCentralFoam` è stato dotato del trattamento non riflettivo dei boundary esterni descritto nel paragrafo 2.1. Si può notare come il solutore nativo di OpenFOAM non ricostruisce in maniera accurata il campo acustico a causa della dissipazione numerica da esso introdotta, come già notato da Modesti e Pirozzoli in altri contesti [62].

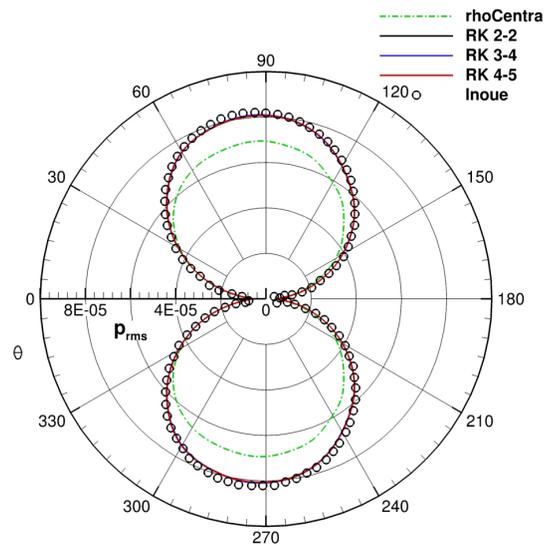
L’approccio RK utilizzato in questo lavoro per l’integrazione temporale, mostra un ottimo accordo con i dati di letteratura per entrambe le versioni del solutore sviluppate (figura 3.4), fornendo una fedele ricostruzione dell’andamento di p'_{rms} estratto su una circonferenza nel far-field, ed evidenziando un valore di direttività di 83° , che si discosta dal valore di riferimento di Inoue e Hatakeyama del 5.7%. Nei calcoli affrontati per il caso in esame, è stato visto come l’utilizzo dello schema RK 4–5 permetta l’utilizzo di un time-step di dimensioni tali da garantire Co_{max} di circa 1, mentre gli schemi RK 3–4 e RK 2–2 risultano essere stabili fino ad un numero di Courant rispettivamente pari a $Co_{max} \simeq 0.6$ e $Co_{max} \simeq 0.4$. Da questo si può evincere come gli approcci RK 2–3 e RK 4–5 siano la migliore scelta in termini di costo computazionale, in quanto essi hanno lo stesso rapporto tra numero di operazioni per time-step e limite di stabilità. Tuttavia, vista l’accuratezza leggermente migliore ottenuta dall’utilizzo dello schema RK 4–5, come si vede da figura 3.4, quest’ultimo metodo di integrazione temporale è stato selezionato per tutti i casi che verranno presentati successivamente. Inoltre, dal grafico riportato in figura 3.5, si può notare come l’accuratezza della soluzione non è affetta dalla dimensione del Δt utilizzato.

Infine, è stato valutato l’impatto della forza dello sponge layer sul campo aeroacustico. In figura 3.6 è evidente che la soluzione numerica fornita da una DNS in cui il trattamento non riflettivo è assente ($\eta_{target} = 0$), è completamente non fisica, così come quella ottenuta imponendo $\eta_{target} = 20$ dB. Diversamente, adottando uno sponge layer con forza pari a 40 dB e 60 dB, è possibile sopprimere fenomeni di riflessioni d’onda sui boundary esterni del dominio [39]. Si ricorda che lo sponge layer è stato sempre dimensionato per avere una lunghezza adimensionale $(L_{sp} \cdot f) / c_\infty = 0.5$ per limitare l’estensione del dominio e il conseguente costo computazionale.

Per quanto riguarda i parametri aerodinamici, in tabella 3.1 e tabella 3.2, vengono riportati i valori degli stessi ottenuti sulla griglia G2 e in relazione alla dimensione del time-step utilizzato sia per il solutore sviluppato che per `rhoCentralFoam`. Il massimo time-step adimensionale, $u_\infty \Delta t / D$, è stato fissato in modo tale da non superare il limite di stabilità per lo schema di integrazione temporale utilizzato. I coefficienti aerodinamici forniti dalla soluzione *caafoam* sono in buon accordo con i dati di Inoue e Hatakeyama [57] e quelli derivanti dall’approccio alle differenze finite di alto ordine di accura-

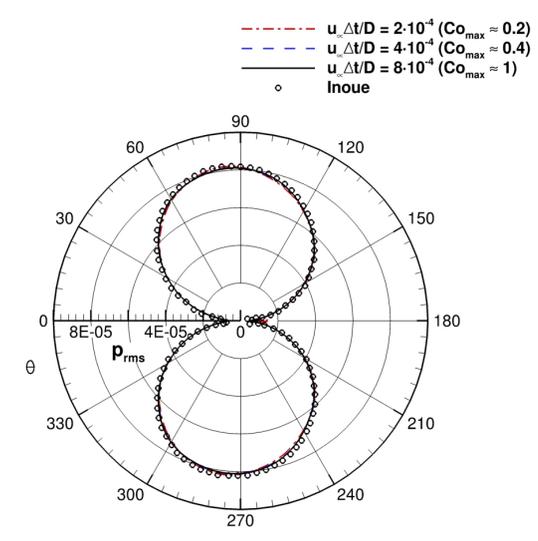


(a) caafoam-m1

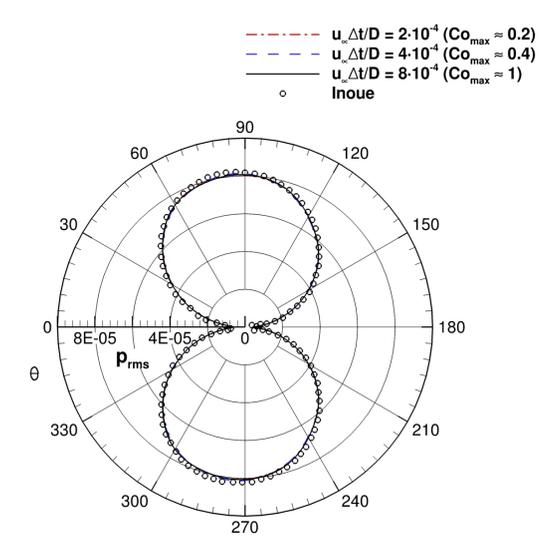


(b) caafoam-m2

Figura 3.4: Cilindro a sezione circolare, $Re = 150, M_\infty = 0.2$, griglia G2. Effetto degli schemi RK. $Co_{max} \simeq 0.2$.



(a) *caafoam*-m1



(b) *caafoam*-m2

Figura 3.5: Cilindro a sezione circolare, $Re = 150$, $M_{\infty} = 0.2$, griglia G2. Effetto della dimensione del time-step.

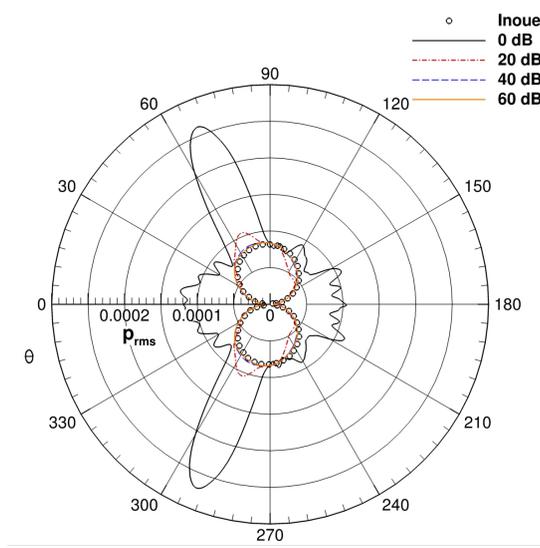


Figura 3.6: Flusso intorno a cilindro a sezione circolare, $Re = 150$, $M_\infty = 0.2$, griglia G2. Effetto della forza dello Spongy layer.

tezza di Muller (tabella 3.3). Anche il numero di Strouhal ottenuto per tutte le configurazioni affrontate è in accordo con i valori di riferimento e pari a $St = 0.182$.

Tabella 3.1: Cilindro a sezione circolare, $Re = 150$, $M_\infty = 0.2$, griglia G2, caafoam-m1. Parametri aerodinamici.

Case	$u_\infty \Delta t / D$	$\langle C_D \rangle$	$\Delta C_D \cdot 10^2$	ΔC_L	St
RK 2-2 ($C_{O_{max}} \simeq 0.2$)	$2 \cdot 10^{-4}$	1.3326	2.580	0.5203	0.182
RK 2-2 ($C_{O_{max}} \simeq 0.4$)	$4 \cdot 10^{-4}$	1.3325	2.560	0.5200	0.182
RK 3-4 ($C_{O_{max}} \simeq 0.2$)	$2 \cdot 10^{-4}$	1.3329	2.570	0.5203	0.182
RK 3-4 ($C_{O_{max}} \simeq 0.4$)	$4 \cdot 10^{-4}$	1.3329	2.575	0.5201	0.182
RK 3-4 ($C_{O_{max}} \simeq 0.6$)	$6 \cdot 10^{-4}$	1.3325	2.580	0.5199	0.182
RK 4-5 ($C_{O_{max}} \simeq 0.2$)	$2 \cdot 10^{-4}$	1.3329	2.580	0.5203	0.182
RK 4-5 ($C_{O_{max}} \simeq 0.4$)	$4 \cdot 10^{-4}$	1.3328	2.575	0.5201	0.182
RK 4-5 ($C_{O_{max}} \simeq 1.0$)	$8 \cdot 10^{-4}$	1.3325	2.570	0.5199	0.182
rhoCentralFoam ($C_{O_{max}} \simeq 0.2$)	$2 \cdot 10^{-4}$	1.3347	2.580	0.5215	0.182

Tabella 3.2: Cilindro a sezione circolare, $Re = 150$, $M_\infty = 0.2$, griglia G2, *caaf foam*-m2. Parametri aerodinamici.

Case	$u_\infty \Delta t / D$	$\langle C_D \rangle$	$\Delta C_D \cdot 10^2$	ΔC_L	St
RK 2-2 ($Co_{max} \simeq 0.2$)	$2 \cdot 10^{-4}$	1.3321	2.565	0.5183	0.182
RK 2-2 ($Co_{max} \simeq 0.4$)	$4 \cdot 10^{-4}$	1.3321	2.565	0.5183	0.182
RK 3-4 ($Co_{max} \simeq 0.2$)	$2 \cdot 10^{-4}$	1.3321	2.565	0.5183	0.182
RK 3-4 ($Co_{max} \simeq 0.4$)	$4 \cdot 10^{-4}$	1.3321	2.566	0.5183	0.182
RK 3-4 ($Co_{max} \simeq 0.6$)	$6 \cdot 10^{-4}$	1.3321	2.564	0.5183	0.183
RK 4-5 ($Co_{max} \simeq 0.2$)	$2 \cdot 10^{-4}$	1.3321	2.564	0.5183	0.182
RK 4-5 ($Co_{max} \simeq 0.4$)	$4 \cdot 10^{-4}$	1.3347	2.565	0.5182	0.182
RK 4-5 ($Co_{max} \simeq 1.0$)	$8 \cdot 10^{-4}$	1.3321	2.564	0.5183	0.182
<i>rhoCentralFoam</i> ($Co_{max} \simeq 0.2$)	$2 \cdot 10^{-4}$	1.3347	2.580	0.5215	0.182

 Tabella 3.3: Cilindro a sezione circolare, $Re = 150$, $M_\infty = 0.2$. Dati di letteratura.

Case	$\langle C_D \rangle$	$\Delta C_D \cdot 10^2$	ΔC_L	St
Muller [56]	1.34	2.6	0.52	0.183
Inoue and Hakateyama [57]	1.32	2.6	0.52	0.183
Williamson [63] (Exp.)	—	—	—	0.18

3.1.2 Cilindro isolato a sezione quadrata

Il setup ottimale ottenuto dalle analisi fatte nel paragrafo 3.1.1, è stato utilizzato per condurre altri test di validazione. In questa sezione si riporta il caso di un cilindro isolato a sezione quadrata investito da un flusso uniforme. Il rumore prodotto da distacco dei vortici di Von Karman nella parte posteriore del cilindro, operante a $Re = 150$ e $M_\infty = 0.2$, è stato già affrontato in letteratura [64]. Per questo problema è stata generata una griglia di calcolo completamente strutturate adottando la seguente strategia: l'altezza della prima cella a parete adimensionale, y_c/D , è stata imposta pari a $5 \cdot 10^{-3}$ e la dimensione degli elementi aumenta con una progressione costante spostandosi verso il bordo esterno del dominio che si estende fino a 200 volte il diametro del cilindro D a partire dal centro dello stesso. In questo modo si è ottenuta una mesh con un numero totale di elementi pari a $N_c = 4.4 \cdot 10^6$. Anche in questo caso l'approccio numerico proposto garantisce una buona ricostruzione del campo acustico. Infatti, in figura 3.7, si può osservare come il campo di fluttuazione di pressione adimensionale non presenti onde spurie o riflessioni derivanti dai contorni esterni. Questo è confermato anche dall'andamento del valore efficace di p' mostrato in figura 3.8, nella quale è evidente l'accordo tra i dati prodotti dalle simulazioni con *caaf foam* e quelli di Inoue, [64]. Anche la direzionalità, pari a $\theta = 79^\circ$, è paragonabile a quella di riferimento di $\theta = 80^\circ$.

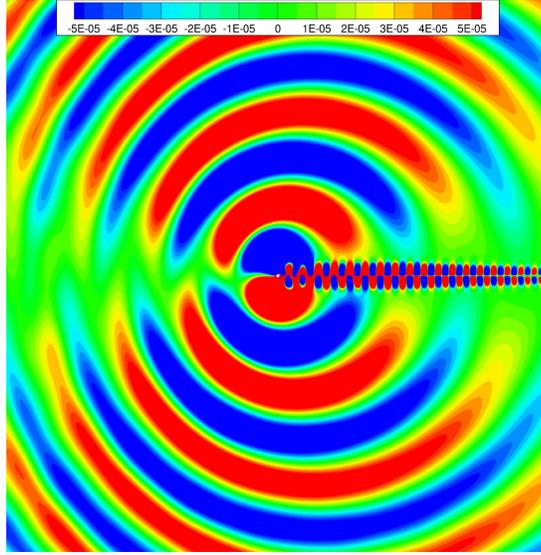


Figura 3.7: Cilindro a sezione quadrata, $Re = 150$, $M_\infty = 0.2$. Fluttuazione di pressione adimensionale $-p'$

Tabella 3.4: Cilindro a sezione quadrata, $Re = 150$, $M_\infty = 0.2$. Parametri aerodinamici.

	Inoue et al.	rhoCentralFoam	caafoam
St	0.151	0.152	0.152
ΔC_L	0.386	0.389	0.387
$\langle C_D \rangle$	1.414	1.432	1.431
ΔC_D	$2.04 \cdot 10^{-2}$	$2.04 \cdot 10^{-2}$	$2.01 \cdot 10^{-2}$

`rhoCentralFoam`, invece, fornisce un andamento frastagliato della p_{rms} e sovrastima, al contempo, il valore di direttività fornendo un angolo θ pari a 89° . Così come visto per il cilindro a sezione circolare nel paragrafo 3.1.1, anche questa configurazione mette in luce come il solutore disponibile in OpenFOAM non sia in grado di prevedere il campo aeroacustico prodotto da corpi tozzi in flussi laminari, nonostante l'adozione dello sponge layer.

Per quanto riguarda i coefficienti aerodinamici riportati in tabella 3.4, essi sono correttamente stimati sia da `caafoam` che da `rhoCentralFoam`.

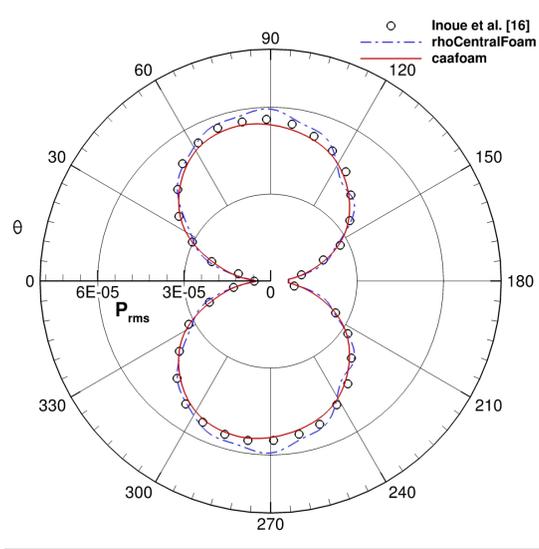


Figura 3.8: Cilindro a sezione quadrata, $Re = 150$, $M_\infty = 0.2$. Diagramma polare p'_{rms} .

3.1.3 Cilindri a sezione quadrata affiancati: configurazione side-by-side

In questo paragrafo si riportano i risultati relativi al campo di moto e quello aeroacustico generato da un flusso uniforme che investe due cilindri a sezione quadrata affiancati (configurazione side-by-side), come mostrato in figura 3.9. Il rapporto L/D , dove L è la distanza tra i centri dei due corpi e D è la dimensione caratteristica degli stessi, è stato fissato pari a 3. Anche per questo caso, come per quelli visti in sezione 3.1.1 e 3.1.2, il numero di Reynolds basato su D è pari a $Re = 150$ e il numero di Mach per il flusso indisturbato è $M_\infty = 0.2$. La peculiarità della configurazione side-by-side risiede nel comportamento del distacco dei vortici in scia ai corpi che cambia a seconda delle condizioni iniziali, generando una biforcazione sia nel flusso che nel campo acustico che ne deriva [65]. In questo caso è stato deciso di inizializzare il campo di moto in maniera asimmetrica rispetto al piano $y = 0$, ortogonale alla congiungente tra i centri dei due cilindri, imponendo due vortici co-rotanti dietro gli stessi. Il campo di moto derivante da questa condizione viene definito in fase, in quanto esso è caratterizzato da un distacco sincrono dei vortici (figura 3.10(a)), che dà luogo ad un andamento nel tempo sincronizzato dei coefficienti di portanza per i due corpi, come si può osservare in figura 3.10(b).

Come nel caso di cilindro isolato a sezione quadrata (paragrafo 3.1.2), si è reso necessario aumentare l'estensione del dominio di calcolo rispetto a quella selezionata per il primo caso affrontato nel paragrafo 3.1.1, a causa della fre-

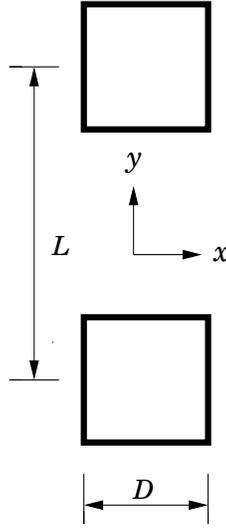


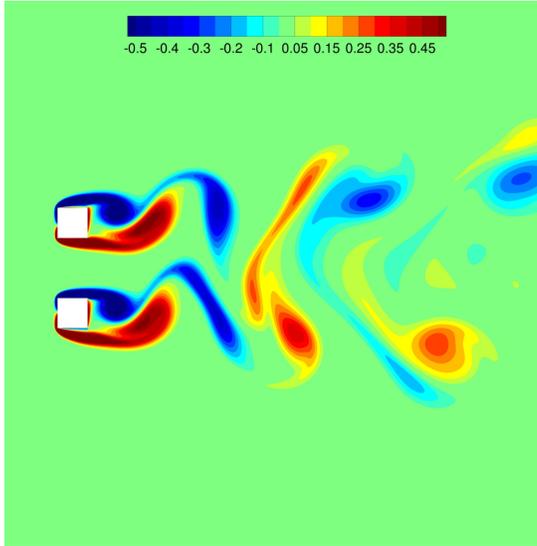
Figura 3.9: Cilindri a sezione quadrata in configurazione side-by-side.

quenza di distacco dei vortici ($St = 0.144$) più bassa rispetto a quella del caso di cilindro a sezione circolare ($St = 0.182$). Questo ha portato ad aumentare la lunghezza dello sponge layer, L_{sp} , per mantenere la sua dimensione adimensionale $L_{sp}f/c_\infty$ pari a 0.5 quindi, per evitare interferenze tra il campo acustico e la zona non riflettiva, le condizioni di inflow/outflow sono state imposte a $200 D$ dal punto medio della congiungente dei due cilindri (origine del sistema di riferimento mostrato in figura 3.9).

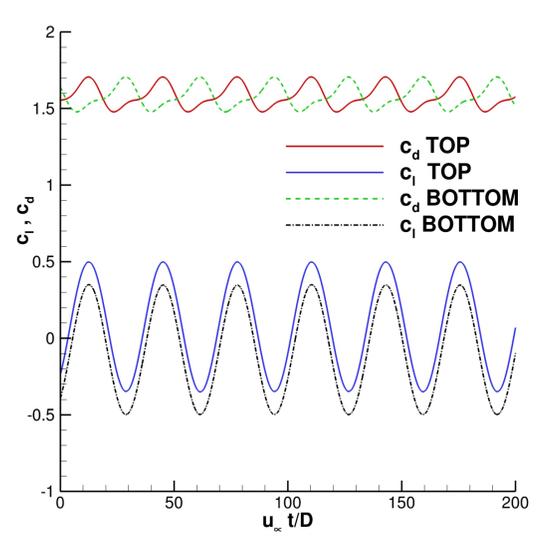
Sono state generate due mesh completamente strutturate, infittendo il numero di elementi in prossimità della parete e procedendo ad un progressivo aumento delle dimensioni delle celle spostandosi verso il bordo esterno del dominio. La prima griglia è composta da un numero di elementi N_c pari a $1.11 \cdot 10^6$, mentre la seconda è stata realizzata raffinando la prima fino ad ottenere un numero totale di celle di circa $4.44 \cdot 10^6$, necessario a garantire circa 180 punti per lunghezza d'onda. In entrambi i casi l'altezza della prima cella a parete adimensionalizzata rispetto al diametro dei cilindri, y_c/D , è stata imposta pari a 10^{-2} .

Per l'integrazione temporale è stato utilizzato lo schema RK 4-5 e il time-step adimensionale utilizzato è pari a $u_\infty \Delta t/D = 1.8 \cdot 10^{-3}$, in modo da garantire un numero di Courant massimo di circa 1.

In tabella 3.5 sono mostrati i coefficienti aerodinamici derivanti dalle simulazioni condotte sulle due griglie di calcolo con `caafOam` e confrontati con quelli forniti da `rhoCentralFoam` e da Inoue [65]. I dati forniti dal solutore sviluppato in questo lavoro sono in buon accordo con quelli di riferimento, così come



(a) Campo di vorticità adimensionale



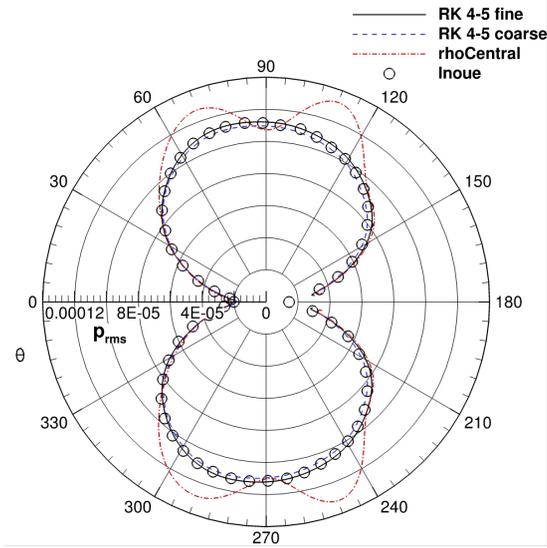
(b) Andamento temporale dei coefficienti aerodinamici

Figura 3.10: Cilindri a sezione quadrata in configurazione side-by-side, $Re = 150$, $M_\infty = 0.2$, $L/D = 3$.

Tabella 3.5: Cilindri a sezione quadrata in configurazione side-by-side $Re = 150$, $M_\infty = 0.2$. Parametri aerodinamici.

	RK 4-5 coarse	RK 4-5 fine	rhoCentralFoam (fine)	Inoue [65]
$\langle C_D \rangle$	1.5806	1.5920	1.5859	1.5519
$\langle C_L \rangle$	± 0.0759	± 0.0753	± 0.0749	± 0.0689
$2\Delta C_D$	0.2216	0.2282	0.2281	0.2377
$2\Delta C_L$	0.8286	0.8479	0.8456	0.8575
St	0.153	0.144	0.155	0.150

quelli predetti da `rhoCentralFoam`. Infine, viene riportato il diagramma polare di p'_{rms} estratta su una circonferenza di raggio $r' = r/D = 75$ (figura 3.11), quale mezzo di confronto dei risultati acustici. Si può notare come già la griglia da $1.11 \cdot 10^6$ elementi (coarse), produca una buona ricostruzione del campo di pressione sonora. Tale risultato viene ulteriormente migliorato con l'utilizzo della griglia fine. Dalla figura 3.11(a) si può notare come, nonostante la presenza di due corpi, il rumore aeroacustico prodotto abbia un pattern molto simile a quello derivante da un corpo isolato: anche in questo caso il distacco dei vortici si comporta come una sorgente dipolare simmetrica rispetto al piano $y = 0$, mostrando una direttività pari a 80.2° .



(a) Diagramma polare p'_{rms}



(b) Campo di velocità di deformazione $-\partial u_j/\partial x_j$

Figura 3.11: Cilindri a sezione quadrata in configurazione side-by-side, $Re = 150$, $M_\infty = 0.2$, $L/D = 3$. Campo acustico

3.1.4 Cilindri a sezione quadrata allineati: configurazione tandem

A conclusione dei test di validazione di `caaf Foam` sulle fluttazioni di pressione prodotte da corpi tozzi in flussi laminari, è stato considerato anche il caso dei toni Eoliani prodotti dal vortex shedding di due cilindri a sezione quadrata allineati (configurazione tandem) e aventi distanza adimensionale tra i centri pari a $L/D = 2$ (si faccia riferimento allo schema in figura 3.12).

Il dominio di calcolo si estende per $200 D$ dall'origine del sistema di riferimen-

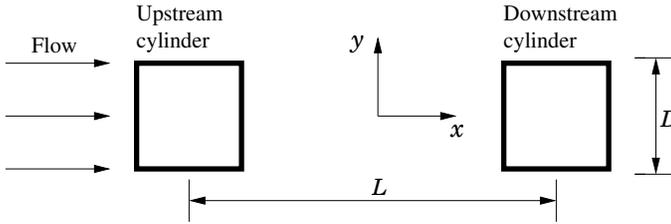


Figura 3.12: Cilindri a sezione quadrata in configurazione tandem.

to Cartesiano mostrato in figura 3.12 ed è stato discretizzato suddividendolo in maniera tale da ottenere una griglia completamente strutturata. Le celle utilizzate, in grado di garantire 190 elementi per lunghezza d'onda, sono circa $N_c = 4.2 \cdot 10^6$ e sono state distribuite in modo tale da ottenere un refinement vicino la parete e un'altezza adimensionale della prima cella in prossimità dei cilindri $y_c/D = 10^{-2}$. Anche in questo caso, come per quello visto nel paragrafo 3.1.3, è stata generata, oltre alla mesh fine descritta sopra, una mesh coarse con un numero di elementi pari a circa 10^6 .

Il calcolo è stato condotto con la versione `m1` di `caaf Foam`, impostando $u_\infty \Delta t/D = 9 \cdot 10^{-3}$ per la griglia più fine. La scelta del time-step è tale da garantire un numero di Courant massimo inferiore al limite di stabilità dello schema RK 4-5 qui utilizzato. Il trattamento non riflettivo nella parte parte più esterna del dominio è stato configurato nello stesso modo descritto per i test precedenti.

Si riportano brevemente i risultati ottenuti e il loro confronto con la soluzione fornita `rhoCentralFoam` e con i dati di letteratura di Inoue [64]. In tabella 3.6 vengono mostrati i parametri aerodinamici per il corpo anteriore (Upstream cylinder) e per quello posteriore (Downstream cylinder). Dall'analisi del coefficiente di resistenza medio, $\langle C_D \rangle$, si può notare come il cilindro Downstream subisca una forza in direzione opposta a quella del flusso indisturbato, causata dalla depressione dovuta alla separazione del flusso dal cilindro Upstream. Ad ogni modo, i dati ottenuti sono consistenti con quelli di riferimento.

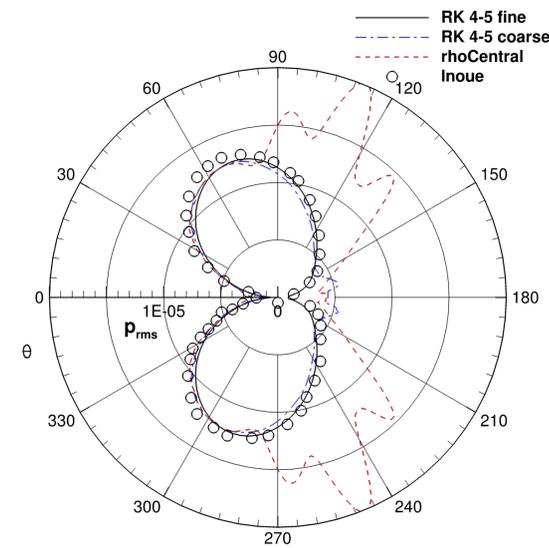
Le caratteristiche del campo di pressione generato dall'interazione flusso/cilindri sono riassunte in figura 3.13: in particolare si possono notare da

Tabella 3.6: Cilindri a sezione quadrata in configurazione tandem $Re = 150$, $M_\infty = 0.2$. Coefficienti aerodinamici.

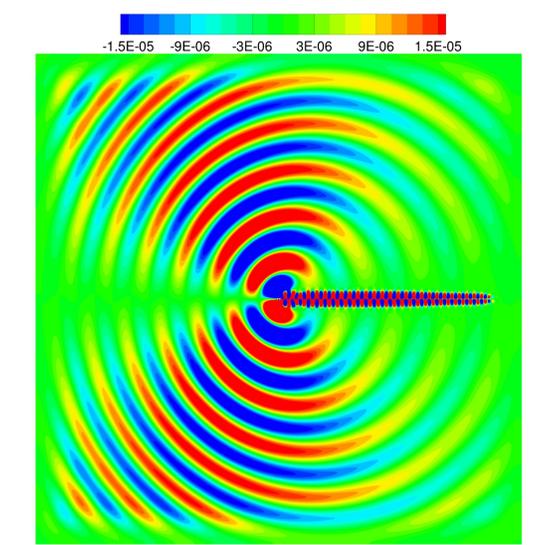
<i>Cilindro Upstream</i>				
Case	$\langle C_D \rangle$	$2\Delta C_D \cdot 10^4$	$2\Delta C_L$	St
RK 4-5 coarse	1.2753	2.0	0.0378	0.134
RK 4-5 fine	1.2803	2.1	0.0384	0.134
rhoCentralFoam (fine)	1.2805	2.1	0.0383	0.134
Inoue et al. [64]	1.2794	–	–	0.133

<i>Cilindro Downstream</i>				
Case	$\langle C_D \rangle$	$2\Delta C_D \cdot 10^3$	$2\Delta C_L$	St
RK 4-5 coarse	-0.1936	1.50	0.106	0.134
RK 4-5 fine	-0.1959	1.54	0.1068	0.134
rhoCentralFoam (fine)	-0.1961	1.53	0.1065	0.134
Inoue et al. [64]	-0.1945	–	–	0.133

figura 4.1.2 le pulsazioni di pressione legate all’onda acustica e in figura 4.16(a) il valore di p'_{rms} estratti su una circonferenza con raggio $r' = r/D = 80$. I risultati derivanti dalle simulazioni condotte con *caafoam-m1* e utilizzando la griglia fine, suggeriscono una direttività θ pari a 71.2° e, globalmente, valori di pressione acustica paragonabili a quelli riportati in letteratura [64].



(a) Diagramma polare p'_{rms}



(b) Fluttuazione di pressione adimensionale $-p'$

Figura 3.13: Cilindri a sezione quadrata in configurazione tandem, $Re = 150$, $M_\infty = 0.2$, $L/D = 2$. Campo acustico

3.2 Profilo NACA 0012 in regime turbolento

Visto l'obiettivo finale di sviluppare un solutore DNS in grado di simulare accuratamente il campo aeroacustico prodotto da un corpo immerso in un flusso e visto che in molti possibili campi di applicazione tale campo ha origine in flussi turbolenti, la fase di testing di *caaf*oam non poteva prescindere dal fronteggiare l'analisi delle fluttuazioni di pressione in tale regime di moto.

Per questo motivo è stato analizzato anche il comportamento del profilo alare NACA 0012 operante in regime di transizione laminare/turbolento ad un numero di Reynolds basato sulla corda del profilo $Re = 5 \cdot 10^4$, numero di Mach di free-stream $M_\infty = 0.4$ e angolo di attacco $\alpha = 5^\circ$. La configurazione appena descritta è stata selezionata in quanto già precedentemente affrontata in letteratura [66, 67] e per la quale sono disponibili dati fluidodinamici e acustici necessari in questa fase di validazione. A causa della forte coerenza lungo lo span della fluttuazione di pressione per profili alari operanti a bassi numeri di Reynolds e in flussi turbolenti [66], è possibile condurre simulazioni aeroacustiche con un approccio di simulazione diretta (DNS) bidimensionale, [66, 68].

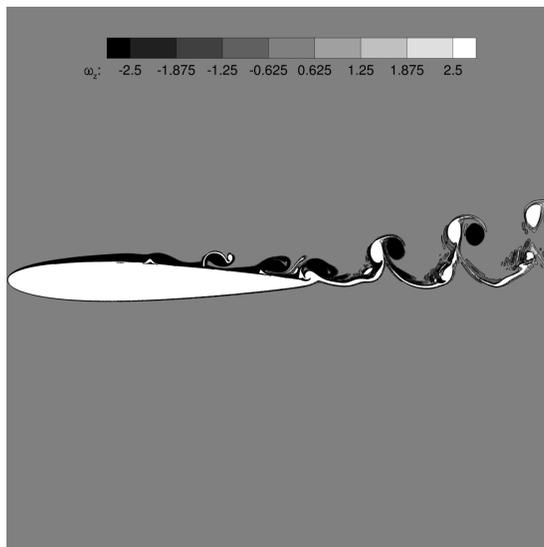
I parametri caratteristici del flusso indisturbato sono stati settati in modo da avere una comparazione diretta con i risultati di Sandberg [66] e Jones [67]. Nello specifico, sono stati imposti il rapporto dei calori specifici e il numero di Prandtl ripettivamente pari a: $\gamma = 1.4$, $Pr = 0.72$. Diversamente da quanto fatto per i problemi analizzati in precedenza, per rendere possibile un confronto vis-à-vis con i dati di letteratura, in questo caso la viscosità dinamica μ è stata considerata dipendente dalla temperatura secondo la legge di Sutherland [69]. Ciò è stato possibile imponendo la costante di Sutherland adimensionale pari a $S/T_\infty = 0.3686$. Sono state adottate condizioni standar per l'inflow e l'outflow, così come per il profilo, che è stato modellato come una parete adiabatica. Inoltre, è stato aggiunto il trattamento non-riflettivo descritto nel paragrafo 2.1, calibrando lo sponge layer sulla base del picco tonale significativo a più bassa frequenza mostrato dallo spettro riportato in figura 3.16(a). A questo punto l'estensione della zona di smorzamento delle onde di pressione è stata scelta in modo da garantire $L_{sp} \cdot f/c_\infty = 1$, che induce uno spessore dello sponge layer adimensionale più alto rispetto a quello utilizzato nelle configurazioni laminari, qui necessario per dissipare anche le strutture vorticose che si generano sul bordo di uscita del profilo alare, [39]. Inoltre, ricordando che $L_{sp} \cdot f/c_\infty \geq 2$ può generare può generare fenomeni di auto-riflessione all'interno della zona di smorzamento dell'onda, si è deciso di adottare un valore di compromesso per L_{sp} , che non si avvicini troppo al suo limite superiore. L'efficacia delle scelte fatte, unitamente al valore di forza dello sponge layer fissato a $-\eta_{target} = 40$ dB, è chiaramente visibile in figura 3.14(b), nella quale è evidente che il campo acustico non è perturbato da onde di pressione spurie.

Tabella 3.7: NACA 0012, $Re = 5 \cdot 10^4$, $M_\infty = 0.4$, $\alpha = 5^\circ$ – Discretizzazione del dominio di calcolo.

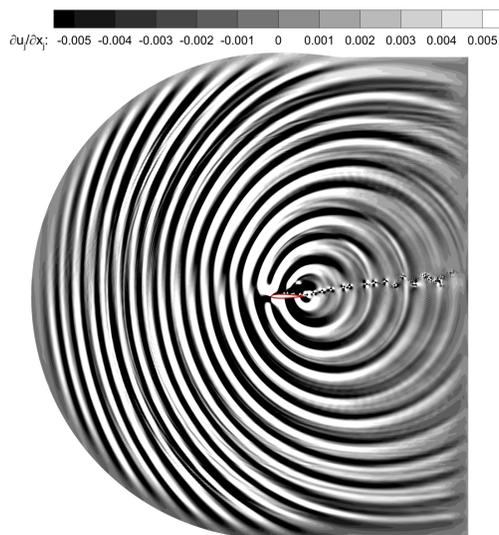
Grid	N_{foil}	N_{radial}	N_{wake}	N_{tot}
G1	1084	690	755	1789860
G2	2000	690	755	2421900
G3	4000	690	755	3801900
G4	4000	800	1000	4800000

Il dominio computazionale è una regione a C che si estende per 7.3 volte la corda del NACA, c , in direzione radiale e $5c$ nella regione in scia al profilo alare. E' stato realizzato un set di quattro mesh completamente strutturate al fine di condurre uno studio di indipendenza di griglia sia in termini di coefficienti aerodinamici che di pressione acustica. Tutte le griglie generate, le cui caratteristiche sono riportate in tabella 3.7, presentano una prima cella a parete di altezza adimensionale y_p/c pari a 10^{-4} .

Il flusso che si instaura attorno al profilo nella configurazione considerata, produce una serie di fenomeni complessi. Nello specifico, sull'estradosso si genera una lunga bolla di separazione laminare (laminar separation bubble – LSB), che si estende per circa $0.4c$. Inoltre, il suo riattacco sulla superficie del NACA 0012, innesca un distacco di vortici che percorrono l'estradosso fino al raggiungimento del bordo di uscita (trailing edge –TE). L'interazione tra le strutture vorticosi e il TE danno luogo a un tono acustico di tipo dipolare. L'entità e il pattern dei vortici generati al riattacco della LSB sono ben visibili analizzando la vorticità in direzione uscente dal piano del profilo in figura 3.14(a), mentre dal campo di velocità di dilatazione, $\partial u_j / \partial x_j$, in figura 3.14(b) sono chiaramente visibili le onde acustiche generate immediatamente dopo il bordo di uscita del profilo. La tabella 3.8 evidenzia come l'adozione della griglia più lasca, G1, fornisca una sottistima del coefficiente di portanza mediato nel tempo, $\overline{C_L}$, e una contestuale leggera sovrastima del coefficiente di resistenza mediato nel tempo, $\overline{C_D}$, se confrontati con i dati di letteratura. I coefficienti aerodinamici convergono verso quelli di riferimento adottando griglie con maggior elementi, soprattutto per quanto riguarda il $\overline{C_L}$. In ogni caso, si apprezza un buon accordo tra i dati ottenuti dalle mesh G3 e G4 e quelli di Jones [67]. Le performance aerodinamiche locali sono state valutate tramite l'analisi del coefficiente di pressione, $c_p = 2(p - p_\infty) / \rho_\infty u_\infty^2$, e del coefficiente di attrito viscoso a parete, $c_f = 2\tau_w / \rho_\infty u_\infty^2$. L'andamento del coefficiente di pressione mediato nel tempo riportato in figura 3.15(a), conferma che i risultati derivanti da `caafom` e adottando la griglia G3, descrivono appropriatamente il flusso che si instaura intorno al NACA 0012. Si riesce ad apprezzare, infatti, l'ampia estensione della bolla di separazione laminare, riconoscibile dal plateau



(a) Campo di vorticità adimensionale



(b) Campo di velocità di dilatazione $-\partial u_j / \partial x_j$

Figura 3.14: NACA 0012, $Re = 5 \cdot 10^4$, $M_\infty = 0.4$, $\alpha = 5^\circ$, Griglia G4. Rappresentazione del campo di moto e del campo acustico.

Tabella 3.8: NACA 0012, $Re = 5 \cdot 10^4$, $M_\infty = 0.4$, $\alpha = 5^\circ$. Coefficienti aerodinamici.

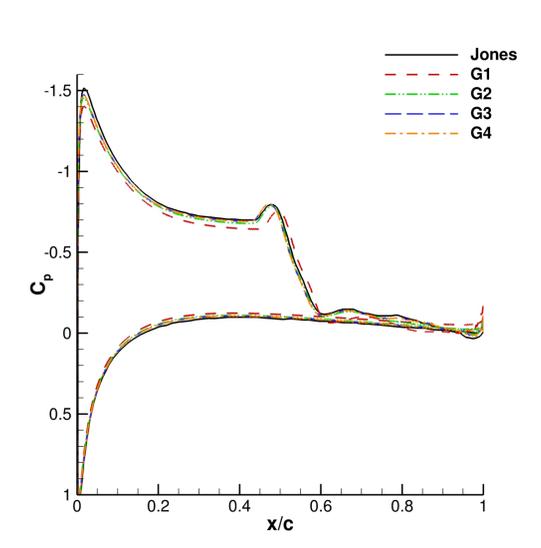
	G1	G2	G3	G4	Jones [67]
$\overline{C_L}$	0.439	0.473	0.484	0.484	0.499
$\overline{C_D} \cdot 10^2$	3.13	3.16	3.17	3.17	3.07

nell'andamento di $\overline{c_p}$ sull'estradosso, mentre la distribuzione del coefficiente di pressione mediato nel tempo sull'intradosso suggerisce che, per l'angolo di attacco considerato ($\alpha = 5^\circ$), la superficie inferiore del profilo alare mostra un comportamento simile quello di una lastra piana.

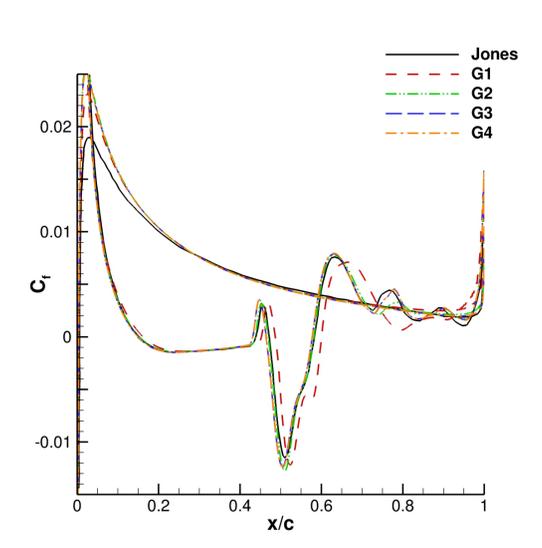
D'altra parte, analizzando l'andamento del coefficiente di attrito viscoso a parete in figura 3.15(b), è interessante notare come all'aumentare della risoluzione della griglia, il punto di riattacco della LSB si sposti verso il bordo di entrata del profilo (leading edge – LE) e la seconda zona di separazione sia meglio descritta. Anche in questo grafico è possibile notare la presenza della bolla, denotata dalla zona di $\overline{c_f} < 0$.

Al fine di valutare la frequenza caratteristica relativa al distacco dei vortici e la loro relativa emissione sonora, è stata campionata la pressione in un punto per un tempo adimensionale pari a 120 e ne è stata eseguita l'analisi spettrale. Il punto di campionamento è stato posizionato, come fatto da Sandberg [66], a $x/c = 0.5$, $y/c = 0.6$ nel sistema di riferimento Cartesiano ortogonale che ha origine sul Leading Edge del profilo e l'asse x allineato alla corda dello stesso. L'analisi spettrale riportata in figura 3.16(a), mette in evidenza il picco tonale relativo al vortex shedding, che avviene ad una frequenza adimensionale, $\mu_0 = \pi fc/c_\infty(1 - M_\infty^2)$, pari a 5.036. Questo valore è stato ottenuto per tutte le simulazioni condotte sulle varie griglie ed è assolutamente paragonabile con il valore di 5.05 trovato in letteratura.

Anche per questa configurazione, il rumore aeroacustico prodotto è stato valutato quantitativamente mediante l'andamento della fluttuazione di pressione lungo una circonferenza che, in questo caso, ha origine nel Trailing Edge del profilo e un raggio pari a 2 volte la corda dello stesso. In figura 3.16(b) è possibile notare come la pulsazione della portanza domini rispetto alla pulsazione della forza di resistenza, dando origine ad un dipolo acustico con asse parallelo alla corda del profilo alare. Inoltre è possibile notare come la griglia G1 sia del tutto inadeguata per la valutazione del campo acustico mentre le griglie G3 e G4, caratterizzate da circa 100 elementi per lunghezza d'onda nella zona di estrazione dei dati, forniscono dati praticamente identici tra loro. L'andamento di p'_{rms} , tuttavia, non ricalca fedelmente i dati di letteratura ma, tale differenza risulta essere accettabile se si considera il trattamento peculiare del TE adottato da Sandberg nel suo codice di alto ordine alle differenze finite, [66].



(a) $\overline{c_p}-x/c$

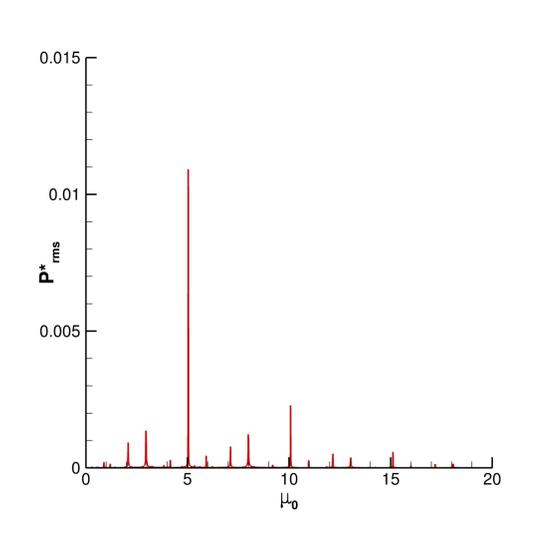


(b) $\overline{c_f}-x/c$

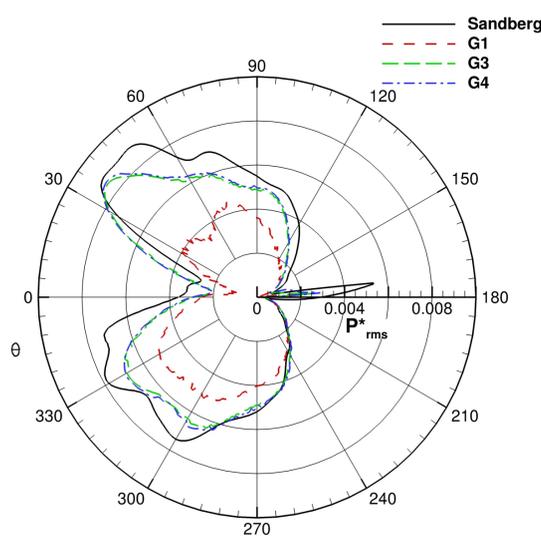
Figura 3.15: NACA 0012, $Re = 5 \cdot 10^4$, $M_\infty = 0.4$, $\alpha = 5^\circ$. Coefficiente di pressione e coefficiente di attrito viscoso a parete.

3.2 *Profilo NACA 0012 in regime turbolento*

Tale tecnica, infatti, prevede l'utilizzo del valore medio al bordo di uscita tra le variabili calcolate dallo stencil a 5 punti proveniente dall'estradosso e quello proveniente dall'intradosso al fine di non avere discordanza di valore in uno stesso punto. Nel solutore sviluppato e utilizzato in questo lavoro non è necessario applicare tale media e questo, unitamente al fatto che il TE è la sorgente sonora principale, giustifica la differenza tra i risultati derivanti dall'approccio proposto e quello di Sandberg.



(a) Spettro delle frequenze.



(b) Diagramma polare p'_{rms} , $\mu_0 = 5.036$

Figura 3.16: NACA 0012, $Re = 5 \cdot 10^4$, $M_\infty = 0.4$, $\alpha = 5^\circ$. Dati acustici.

Capitolo 4

Effetto della temperatura superficiale di parete sull'emissione acustica

In questo capitolo si vuole approfondire l'impatto di condizioni termiche di parete sull'emissione acustica.

E' stato dimostrato che l'incremento della temperatura di parete tende a ridurre la pulsazione della portanza e della resistenza generata dal distacco dei vortici di Von Karman. Tali effetti sono stati studiati sperimentalmente da Lecordier [12, 13]. Effetti simili sono stati riscontrati in profili alari operanti a bassi numeri di Reynolds, per i quali l'aumento di temperatura di parete produce un'aumento di resistenza e una diminuzione di portanza in condizioni stazionarie [14, 15, 16].

E' chiaro che, vista l'origine del rumore aeroacustico prodotto nei casi analizzati precedentemente, la riduzione della fluttuazione delle forze aerodinamiche può tradursi nella riduzione della perturbazione aerocustica.

4.1 Temperatura di parete imposta, viscosità dinamica costante

La valutazione dell'effetto della temperatura superficiale di parete sull'emissione acustica è stata suddivisa in diversi step per isolare e investigare singolarmente il contributo dovuto all'effetto termico sulla pressione e quello dovuto alla variazione locale della viscosità. Per questo motivo, per tutti i casi affrontati nei prossimi paragrafi, la viscosità dinamica, μ , è stata mantenuta costante al fine di mettere in luce l'effetto termico sulla sola pressione e, conseguentemente, sul rumore aeroacustico che ne deriva.

Per questo tipo di indagine sono state selezionate due configurazioni già affrontate in fase di validazione e descritte nel paragrafo 3.1. In particolare sono stati affrontati i casi relativi flusso laminare intorno al cilindro isolato a sezione quadrata (paragrafo 3.1.2), operante a $Re = 150$, $M_\infty = 0.2$ e al cilindro isolato

a sezione circolare investito da un flusso caratterizzato dallo stesso regime di moto (paragrafo 3.1.1). Si ricorda che per questi tipi di flussi, il campo aeroacustico è caratterizzato da un singolo tono Eoliano generato dal distacco periodico di strutture vorticosi dal corpo. Tale fenomeno causa una fluttuazione di pressione sulla superficie del cilindro, producendo una pulsazione in termini di portanza e resistenza. Queste perturbazioni possono essere assimilate ad un quadrupolo acustico che, però, vista la maggiore entità di fluttuazione riscontrata nella forza diretta perpendicolarmente al flusso indisturbato, si comporta, di fatto, com un dipolo. [70].

A partire dalle configurazioni di riferimento, nelle quali le pareti sono state considerate adiabatiche ($\partial T/\partial n|_w = 0$), si è imposta una temperatura dei bordi esterni dei cilindri, T_w , prima pari a $T_w = 2T_\infty$ e poi $T_w = 3T_\infty$. Gli altri boundary sono stati trattati come nel caso adiabatico di riferimento, la griglia utilizzata è la stessa descritta per il caso base, così come è rimasto inalterato il settaggio dello sponge layer.

Infine, per valutare quantitativamente l'effetto termico sul campo di pressione, verrà analizzato il livello di potenza sonora. A partire dall'intensità acustica attraverso una circonferenza di raggio r' , la potenza acustica è definita come:

$$W = \int_0^{2\pi} I_a (r = r', \theta) R d\theta \quad (4.1)$$

dove $I_a = (p'_{rms})^2 / \rho c$. Quindi, il livello di potenza sonora si ottiene come:

$$L_w = 10 \log_{10} \frac{W}{W_0} \quad (4.2)$$

dove W_0 è il valore di potenza di riferimento.

4.1.1 Cilindro isolato a sezione quadrata – Temperatura di parete imposta, viscosità dinamica costante

In prima analisi si riportano i risultati ottenuti per il cilindro isolato a sezione quadrata. Già dal confronto dei campi di dilatazione mostrati in figura 4.1 si può notare qualitativamente come la scia si modifichi visibilmente. Le strutture vorticosi che si staccano dal cilindro, infatti, tendono ad espandersi sempre più all'aumentare della temperatura e, al contempo, si esauriscono tanto più vicino al corpo quanto più la temperatura di parete è maggiore. Il comportamento della scia sopra descritto si traduce, effettivamente, in una modifica dei valori dei coefficienti aerodinamici: in tabella 4.1 è mostrato, infatti, come l'aumento della temperatura di parete conduca ad un incremento del coefficiente di resistenza medio, $\langle C_D \rangle$, e riduca il valore efficace del coefficiente di portanza, $C_{L,rms}$. L'effetto termico sul campo di pressione non si limita solo al valore

4.1 Temperatura di parete imposta, viscosità dinamica costante

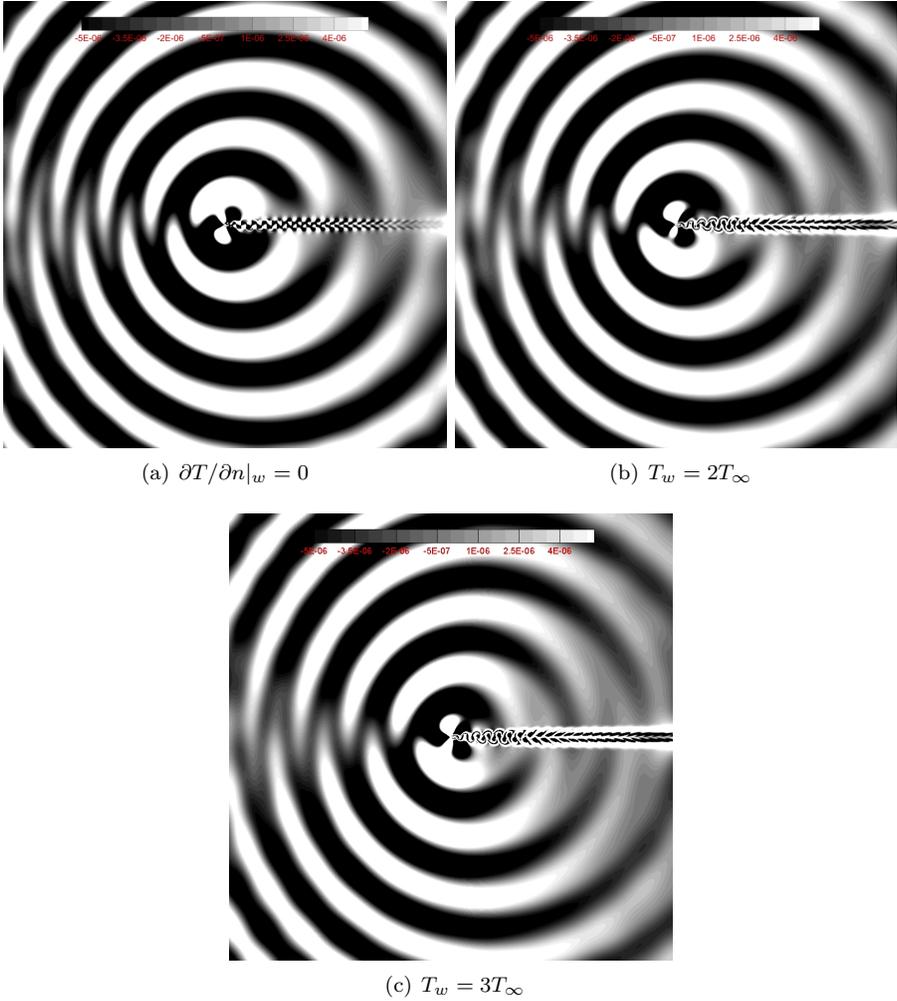


Figura 4.1: Cilindro a sezione quadrata, $Re = 150$, $M_\infty = 0.2$. Effetto di temperatura sul campo di velocità di dilatazione $\partial u_j / \partial x_j$.

Tabella 4.1: Cilindro a sezione quadrata, $Re = 150$, $M_\infty = 0.2$. Effetto termico sui coefficienti aerodinamici.

	$\partial T/\partial n _w = 0$	$T_w = 2T_\infty$	$T_w = 3T_\infty$
$\langle C_D \rangle$	1.431	1.485	1.505
$C_{L,rms}$	0.274	0.251	0.201
$\Delta C_D \cdot 10^2$	2.01	1.65	1.16
ΔC_L	0.387	0.354	0.283
St	0.152	0.148	0.145

medio delle forze, bensì modifica anche la pulsazione dei coefficienti in termini di ampiezza, ΔC_D e ΔC_L , e frequenza. In Tabella 4.1, infatti, è evidente come l'incremento di temperatura di parete sfoci nello smorzamento dell'oscillazione di C_D e C_L e abbassi la frequenza di distacco dei vortici (valutabile dal numero di Strouhal, St), direttamente correlati all'emissione acustica.

Come possibile notare dal diagramma polare contenente il valore efficace della fluttuazione di pressione in figura 4.2, infatti, tutto ciò che è stato osservato in termini di variazione dei parametri aerodinamici, si traduce in una diminuzione di emissione sonora passando dal caso adiabatico a quelli in cui $T_w = 2T_\infty$ e $T_w = 3T_\infty$. Si precisa che, per valutare al meglio l'effetto termico sul campo acustico, i valori di p'_{rms} sono riferiti ad una circonferenza che ha origine nel centro del cilindro e raggio pari a 40 volte il diametro dello stesso ($r' = r/D = 40$).

Per confermare che l'effetto osservato non sia legato alla sola configurazione

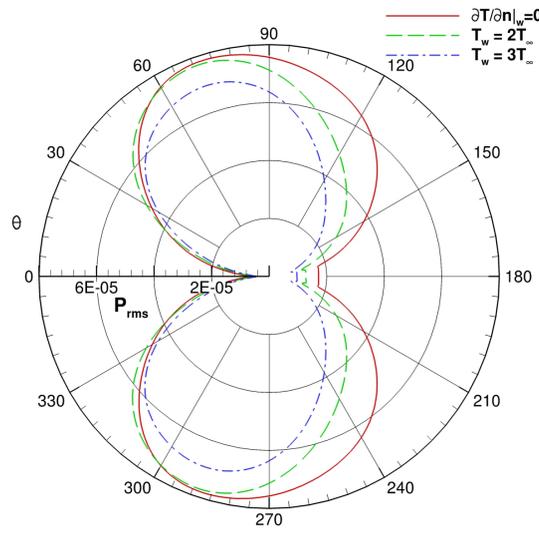
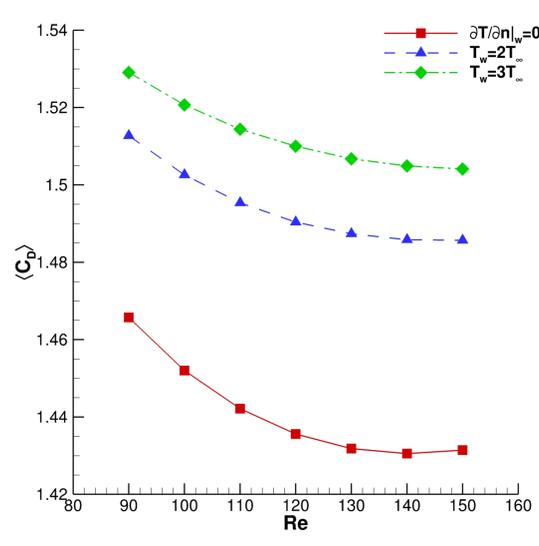


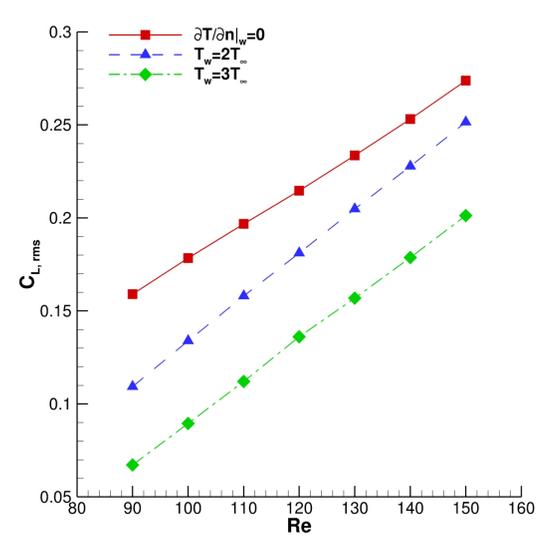
Figura 4.2: Cilindro a sezione quadrata, $Re = 150$, $M_\infty = 0.2$. Effetto della temperatura sulla p'_{rms} , $r/D = 40$.

4.1 Temperatura di parete imposta, viscosità dinamica costante

presa in esame, sono state condotte una serie di simulazioni variando il numero di Reynolds in un range $90 \leq Re \leq 150$ con passo di 10. Osservando l'andamento delle forze mostrate da figura 4.3 a figura 4.4 e del numero di Strouhal in figura 4.5, è evidente che il trend descritto precedentemente è il medesimo per tutti i regimi di flusso presi in esame, facendo emergere, come mostrato in figura 4.6, che il rumore prodotto dal vortex shedding diminuisce per effetto della temperatura di parete. Questo è tanto più marcato quanto più ci si riferisce a numeri di Reynolds più bassi: si passa da una riduzione di livello di potenza sonora di circa 3 dB per $Re = 150$ ad un abbattimento di L_w di 5 dB per il caso a $Re = 90$, imponendo la temperatura di parete $T_w = 3T_\infty$. Nelle figure 4.7 – 4.9 si riportano, per completezza, i diagrammi polari di p'_{rms} per tutti i Reynolds analizzati, a riprova dell'effettivo smorzamento dell'onda di pressione acustica per effetto termico.



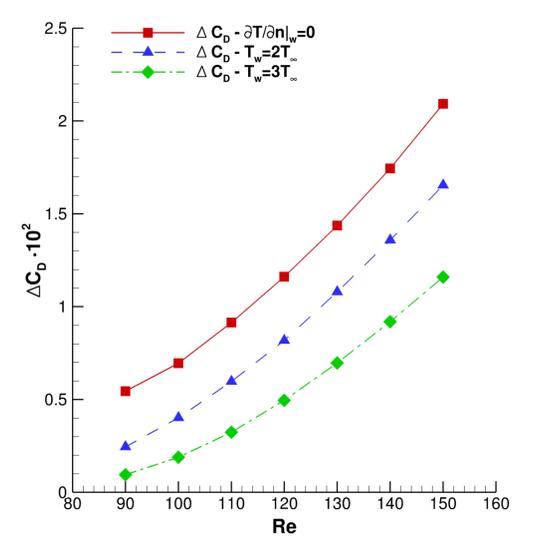
(a) Coefficiente di resistenza medio.



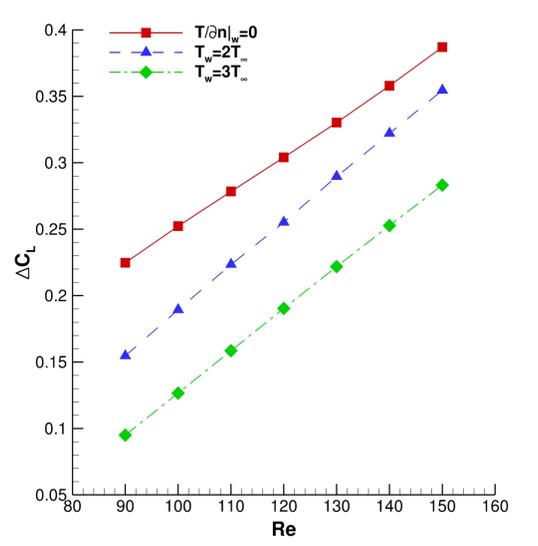
(b) Valore efficace del coefficiente di portanza.

Figura 4.3: Cilindro a sezione quadrata, $90 \leq Re \leq 150$, $M_\infty = 0.2$. Effetto della temperatura sui coefficienti aerodinamici.

4.1 Temperatura di parete imposta, viscosità dinamica costante



(a) Fluttuazione del coefficiente di resistenza.



(b) Fluttuazione del coefficiente di portanza.

Figura 4.4: Cilindro a sezione quadrata, $90 \leq Re \leq 150$, $M_\infty = 0.2$. Effetto della temperatura sulla fluttuazione dei coefficienti aerodinamici.

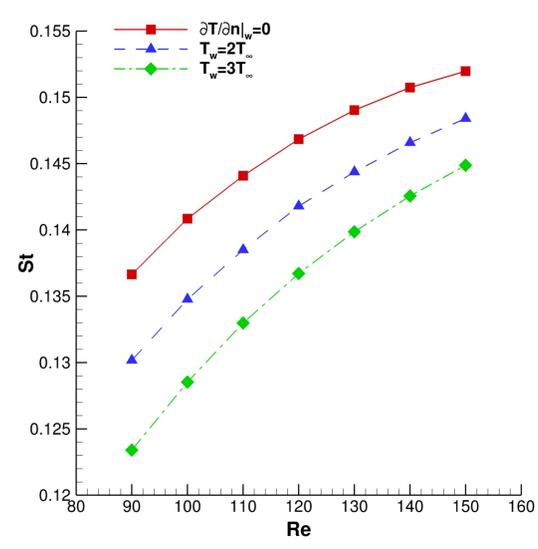


Figura 4.5: Cilindro a sezione quadrata, $90 \leq Re \leq 150$, $M_\infty = 0.2$. Effetto della temperatura sul numero di Strouhal.

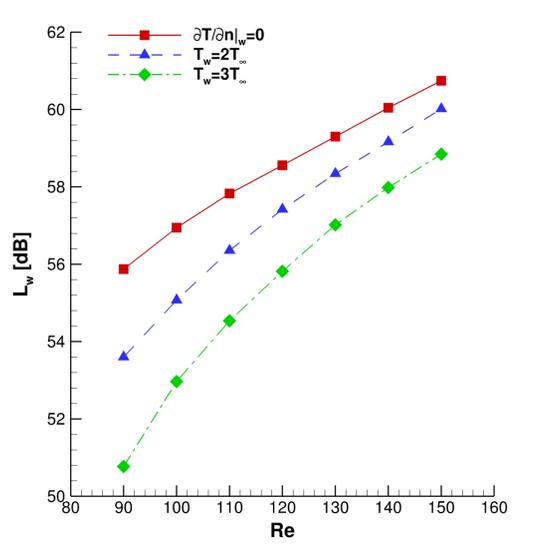
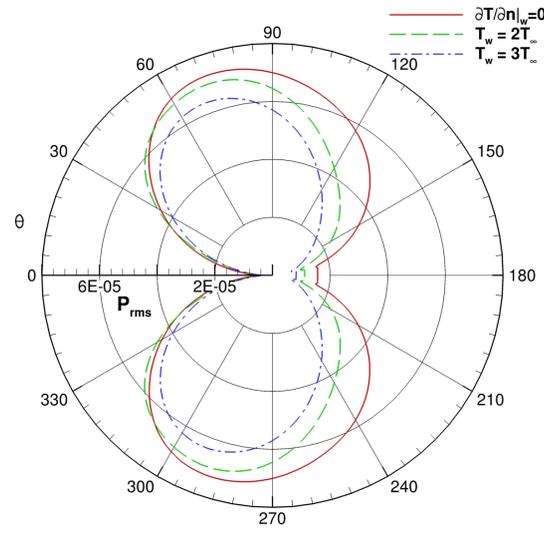
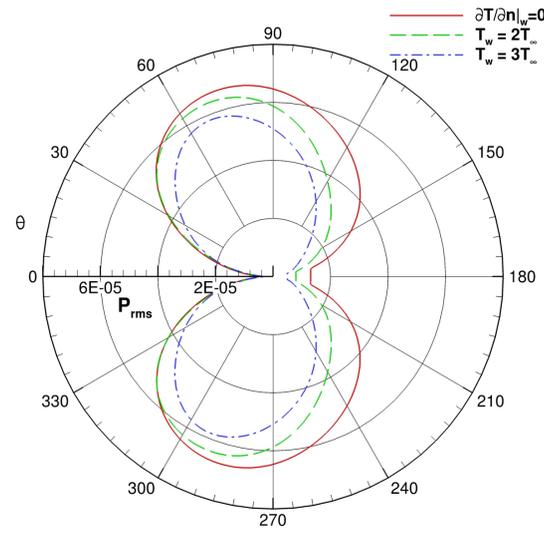


Figura 4.6: Cilindro a sezione quadrata, $90 \leq Re \leq 150$, $M_\infty = 0.2$. Effetto della temperatura sul livello di potenza sonora.

4.1 Temperatura di parete imposta, viscosità dinamica costante

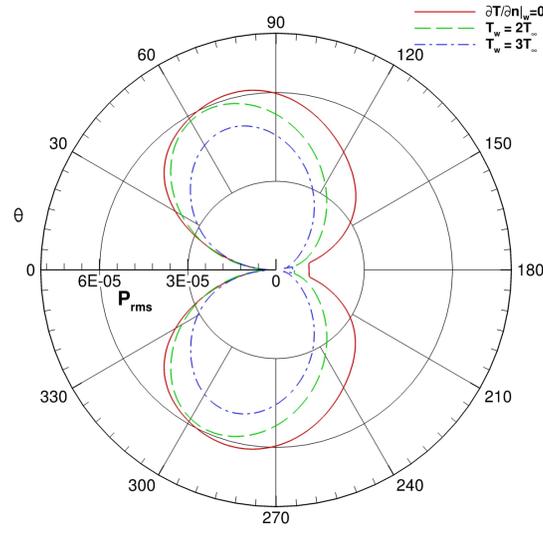


(a) $Re = 140$

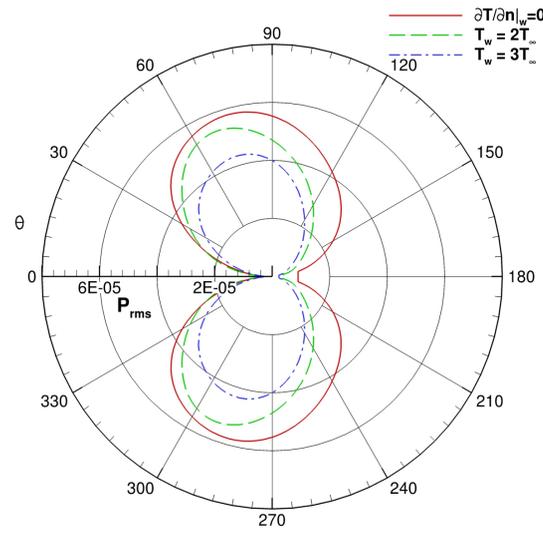


(b) $Re = 130$

Figura 4.7: Cilindro a sezione quadrata, $Re = 140 - 130$, $M_\infty = 0.2$. Effetto della temperatura sulla p'_{rms} , $r/D = 40$.



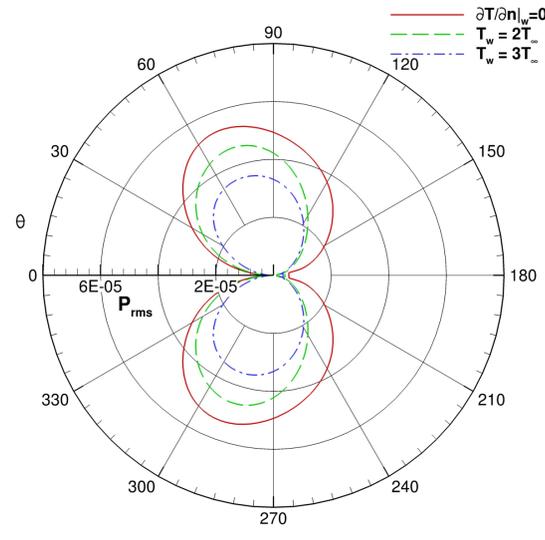
(a) $Re = 120$



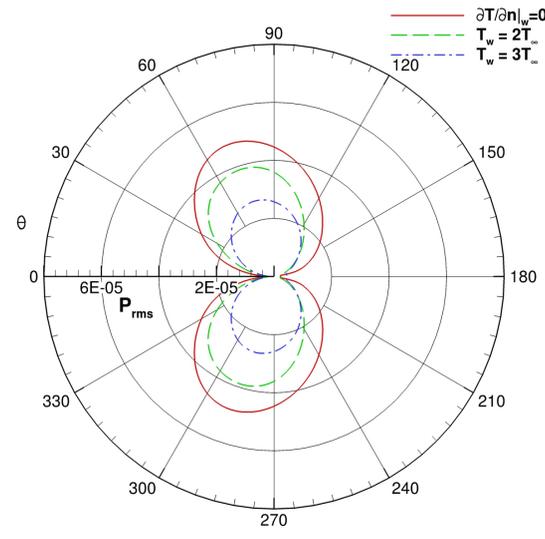
(b) $Re = 110$

Figura 4.8: Cilindro a sezione quadrata, $Re = 120 - 110$, $M_\infty = 0.2$. Effetto della temperatura sulla p'_{rms} , $r/D = 40$.

4.1 Temperatura di parete imposta, viscosità dinamica costante



(a) $Re = 100$



(b) $Re = 90$

Figura 4.9: Cilindro a sezione quadrata, $Re = 100 - 90$, $M_\infty = 0.2$. Effetto della temperatura sulla p'_{rms} , $r/D = 40$.

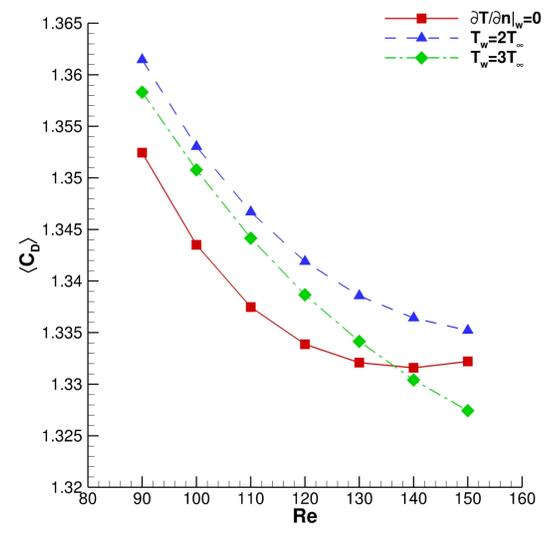
4.1.2 Cilindro isolato a sezione circolare – Temperatura di parete imposta, viscosità dinamica costante

Il secondo caso considerato per la valutare la possibilità di adottare l'incremento di temperatura superficiale come tecnica di controllo del rumore aeroacustico, è quello del cilindro isolato a sezione circolare. Anche per questa configurazione si è partiti dal setting numerico adottato nel paragrafo 3.1.1, per poi aumentare la temperatura di parete ponendola prima pari al doppio di quella del flusso indisturbato, $T_w = 2T_\infty$, e poi pari a $T_w = 3T_\infty$. Parimenti a quanto fatto precedentemente per il cilindro isolato a sezione quadrata, l'analisi è stata effettuata per un range di numeri di Reynolds compresi tra 90 e 150 e tutti i valori di p'_{rms} mostrati sono relativi ad una circonferenza concentrica al cilindro e di raggio $r = 40 D$.

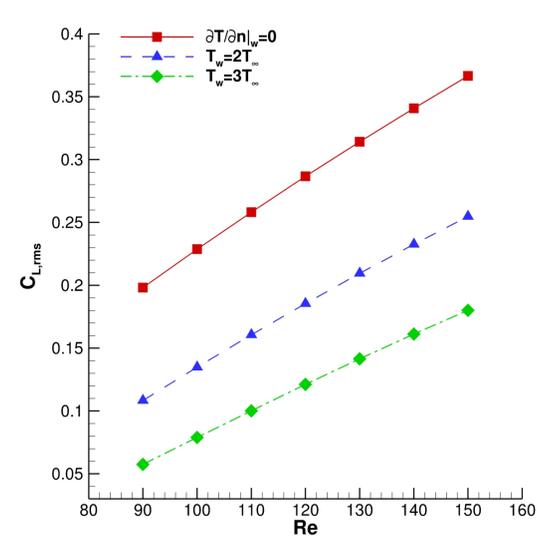
In questo caso, l'effetto termico sui coefficienti aerodinamici è molto più evidente sul valore efficace del C_L che sul valore medio del C_D . In figura 4.10, infatti, si può notare come $C_{L,rms}$ si riduca notevolmente con l'aumentare della temperatura di parete, mentre $\langle C_D \rangle$ aumenta lievemente per $90 \leq Re \leq 130$. Più interessante dal punto di vista aeroacustico, è lo smorzamento prodotto nella fluttuazione delle forze mostrato in figura 4.11 e nell'aumento della lunghezza d'onda del disturbo di pressione che ne deriva, apprezzabile dalla diminuzione del numero di Strouhal in figura 4.12.

Tutto ciò si traduce in una riduzione del rumore prodotto dall'interazione flusso/cilindro quando quest'ultimo è più caldo della corrente che lo investe come si può notare dai diagrammi polari in figura da 4.14 a 4.17. E' importante puntualizzare che l'effetto descritto è tanto più marcato quanto più il numero di Reynolds è basso, come confermato dalla figura 4.13, nella quale è apprezzabile una diminuzione di livello di potenza sonora di oltre 7 dB per il caso a $Re = 90$ e imponendo una temperatura di parete pari al triplo di quella del flusso indisturbato.

4.1 Temperatura di parete imposta, viscosità dinamica costante

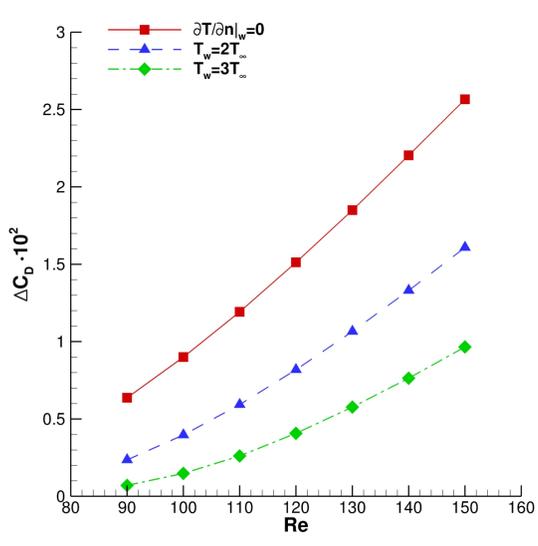


(a) Coefficiente di resistenza medio.

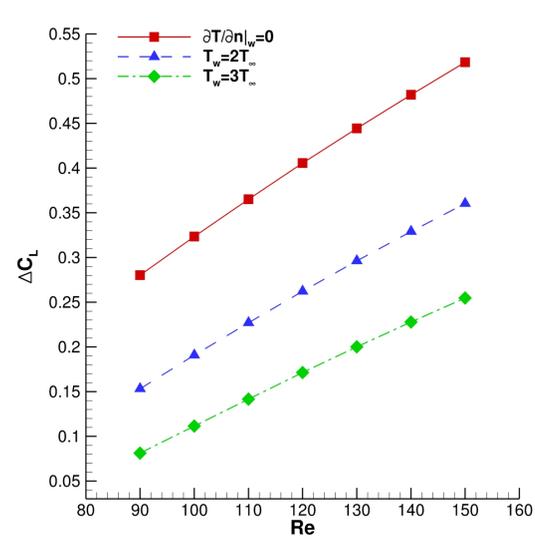


(b) Valore efficace del coefficiente di portanza.

Figura 4.10: Cilindro a sezione circolare, $90 \leq Re \leq 150$, $M_\infty = 0.2$. Effetto della temperatura sui coefficienti aerodinamici.



(a) Fluttuazione del coefficiente di resistenza.



(b) Fluttuazione del coefficiente di portanza.

Figura 4.11: Cilindro a sezione circolare, $90 \leq Re \leq 150$, $M_\infty = 0.2$. Effetto della temperatura sulla fluttuazione dei coefficienti aerodinamici.

4.1 Temperatura di parete imposta, viscosità dinamica costante

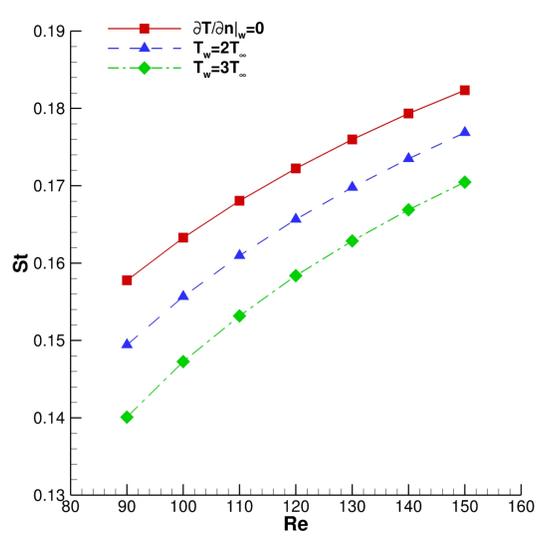


Figura 4.12: Cilindro a sezione circolare, $90 \leq Re \leq 150$, $M_\infty = 0.2$. Effetto della temperatura sul numero di Strouhal.

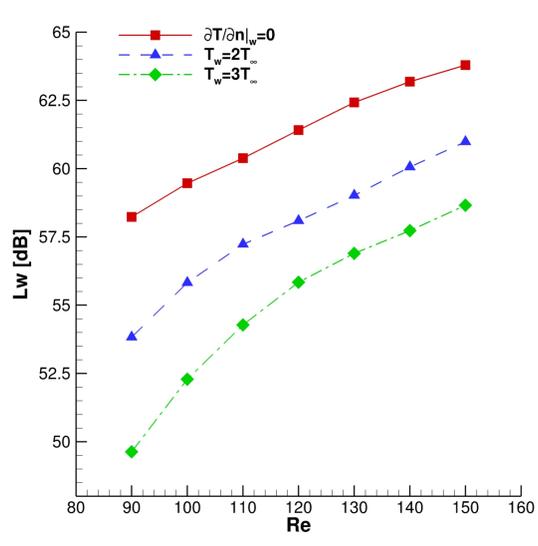
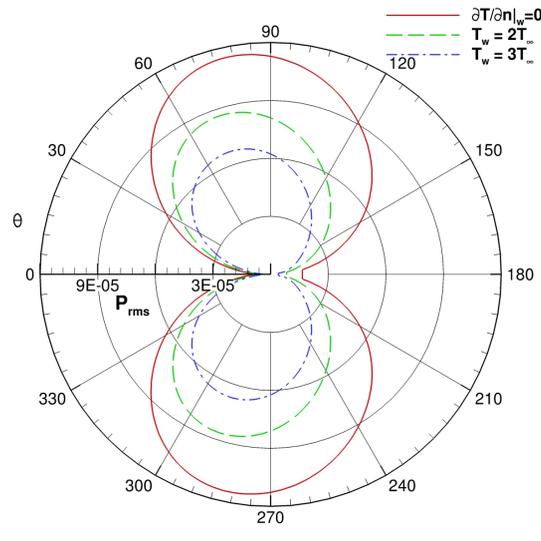
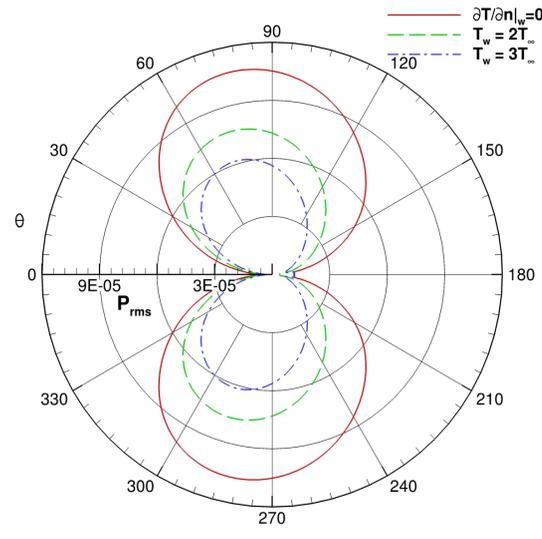


Figura 4.13: Cilindro a sezione circolare, $90 \leq Re \leq 150$, $M_\infty = 0.2$. Effetto della temperatura sul livello di potenza sonora.



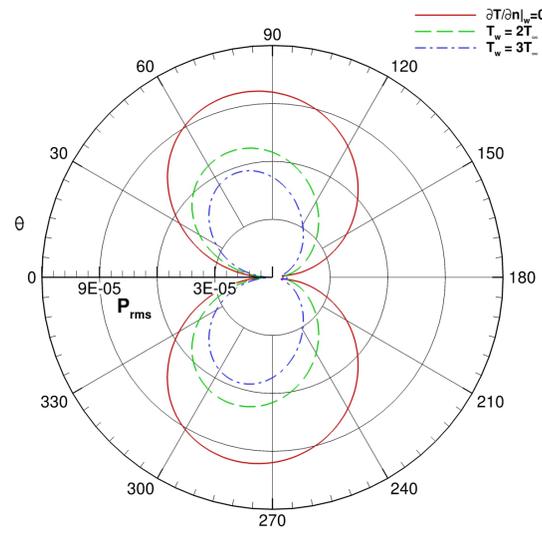
(a) $Re = 150$



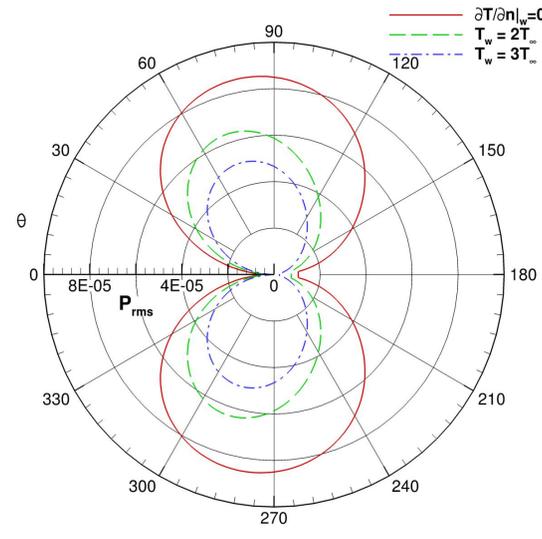
(b) $Re = 140$

Figura 4.14: Cilindro a sezione circolare, $Re = 150 - 140$, $M_\infty = 0.2$. Effetto della temperatura sulla p'_{rms} , $r/D = 40$.

4.1 Temperatura di parete imposta, viscosità dinamica costante

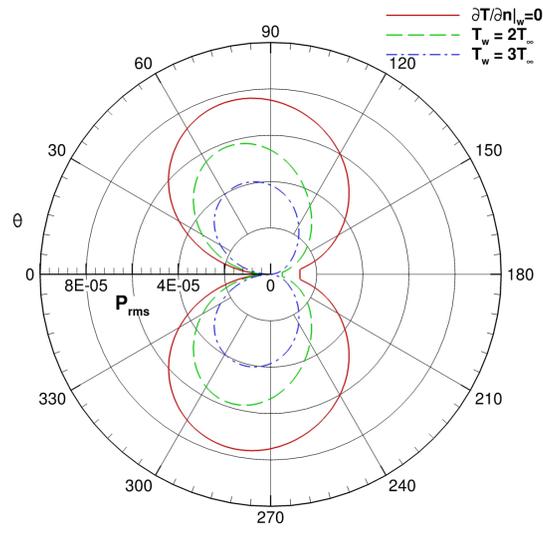


(a) $Re = 130$

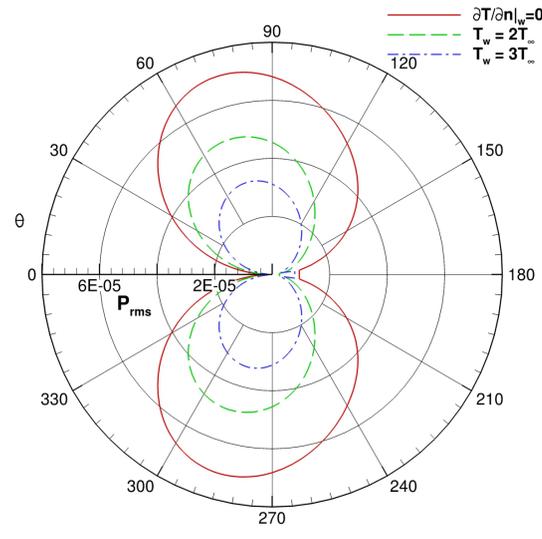


(b) $Re = 120$

Figura 4.15: Cilindro a sezione circolare, $Re = 130 - 120$, $M_\infty = 0.2$. Effetto della temperatura sulla p'_{rms} , $r/D = 40$.



(a) $Re = 110$



(b) $Re = 100$

Figura 4.16: Cilindro a sezione circolare, $Re = 110 - 100$, $M_\infty = 0.2$. Effetto della temperatura sulla p'_{rms} , $r/D = 40$.

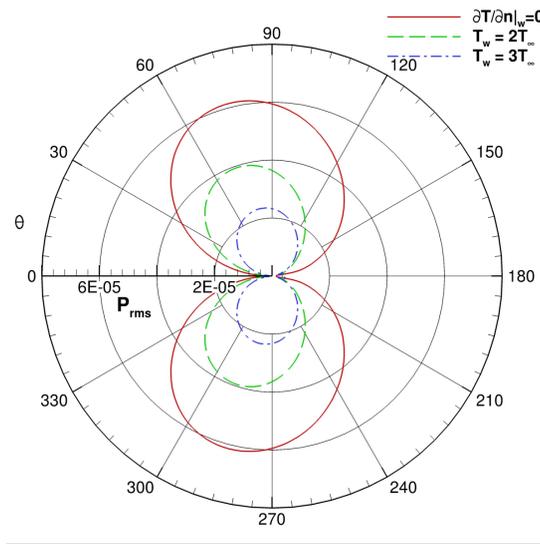


Figura 4.17: Cilindro a sezione circolare, $Re = 90$, $M_\infty = 0.2$. Effetto della temperatura sulla p'_{rms} , $r/D = 40$.

4.2 Flusso termico imposto, viscosità dinamica dipendente dalla temperatura

Una volta isolato e valutato l'effetto delle condizioni al contorno termiche sul campo di pressione e sulla relativa emissione acustica, si è indagato quanto sia impattante o meno l'adozione di un modello termofisico per la viscosità dinamica sull'abbattimento dell'emissione sonora. In questo paragrafo, infatti, μ non viene più mantenuta costante, bensì è dipendente dalla temperatura, $\mu(T)$, secondo la legge di Sutherland [69], permettendo di apprezzare non solo gli effetti termici sulla pressione, essendo $p \propto T$, ma anche quelli sull'attrito viscoso a parete, τ_w , che in questo caso sarà influenzato dalla temperatura.

A partire dalla configurazione base del cilindro isolato a sezione circolare (paragrafo 3.1.1), sono state eseguite simulazioni DNS considerando due differenti tipi di condizioni al contorno termiche di parete: temperatura imposta ($T_w = 2T_\infty$ and $T_w = 3T_\infty$) e gradiente di temperatura a parete imposto ($\partial T/\partial n|_w = 0.5$, $\partial T/\partial n|_w = 1$ and $\partial T/\partial n|_w = 2$). Il settaggio di `cafoam` è stato mantenuto come descritto in precedenza, così come lo `sponge layer`, che ha una forza pari a $\eta_{target} = 40$ e una lunghezza adimensionale $(L_{sp} \cdot f)/c_\infty = 0.5$. La griglia di calcolo utilizzata è la G2 descitta nel pragrafo 3.1.1 e la costante di Sutherland adimensionale, S/T_∞ , è stata imposta pari a 0.3855.

Dalle tabelle 4.2 e 4.3 è possibile notare come l'adozione della legge di Sutherland per considerare l'effetto della temperatura sulla viscosità modifichi

Tabella 4.2: Cilindro a sezione circolare, $Re = 150$, $M_\infty = 0.2$, $\mu = \text{cost}$.
Effetto termico sui coefficienti aerodinamici.

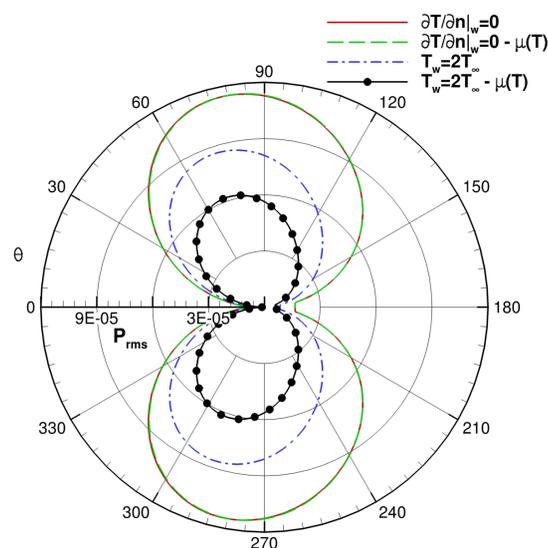
Case	ΔC_L	$C_{L,rms}$	$\Delta C_D \cdot 10^2$	$\langle C_D \rangle$	St
$\partial T / \partial n _w = 0$	0.52	0.37	2.56	1.333	0.182
$\partial T / \partial n _w = 0.5$	0.49	0.35	2.45	1.333	0.182
$\partial T / \partial n _w = 1$	0.46	0.33	2.25	1.327	0.181
$\partial T / \partial n _w = 2$	0.41	0.29	1.96	1.323	0.180
$T_w = 2T_\infty$	0.36	0.25	1.61	1.335	0.177
$T_w = 3T_\infty$	0.25	0.18	0.96	1.327	0.170

Tabella 4.3: Cilindro a sezione circolare, $Re = 150$, $M_\infty = 0.2$, $\mu = \mu(T)$.
Effetto termico sui coefficienti aerodinamici.

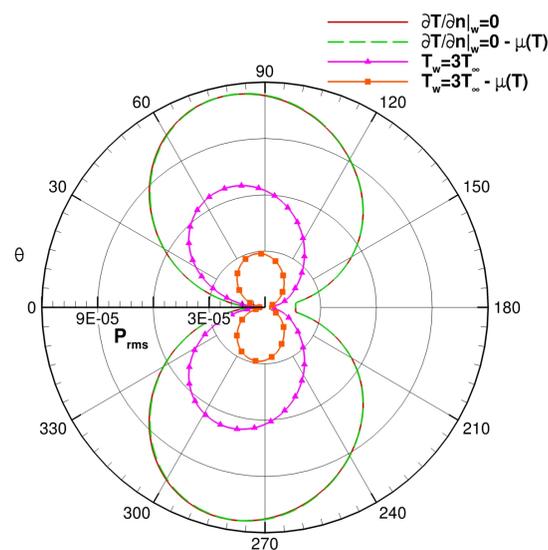
Case	ΔC_L	$C_{L,rms}$	$\Delta C_D \cdot 10^2$	$\langle C_D \rangle$	St
$\partial T / \partial n _w = 0$	0.52	0.36	2.56	1.333	0.182
$\partial T / \partial n _w = 0.5$	0.47	0.33	2.21	1.329	0.180
$\partial T / \partial n _w = 1$	0.41	0.29	1.84	1.325	0.178
$\partial T / \partial n _w = 2$	0.31	0.22	1.14	1.315	0.173
$T_w = 2T_\infty$	0.24	0.17	0.67	1.382	0.161
$T_w = 3T_\infty$	0.08	0.06	0.07	1.402	0.139

profondamente i valori dei coefficienti aerodinamici, sia per il caso a temperatura di parete imposta, sia per il caso a gradiente termico imposto. Trascurare questo effetto, infatti, porterebbe ad una sottostima dell'abbassamento di ΔC_L e ΔC_D e del numero di Strouhal ottenibile con il trattamento termico di parete. Ciò è confermato anche dai diagrammi polari contenenti la p'_{rms} estratta su una circonferenza di raggio $r = 40 D$ riportati nelle figure 4.18 e 4.19 nei quali è evidente come il contributo viscoso giochi un ruolo fondamentale nella valutazione dell'effettiva riduzione di emissione acustica per mezzo del riscaldamento di parete. Visti i risultati ottenuti, si ritiene necessario, al fine di valutare fedelmente i fenomeni descritti, l'adozione di un modello termofisico per la viscosità dinamica. Inoltre, considerando la possibilità di ridurre il rumore aeroacustico anche adottando una condizione di gradiente di temperatura imposto a parete come mostrato in figura 4.19, si preferisce questa opzione rispetto al mantenimento della parete a temperatura costante perchè più facilmente riproducibile sperimentalmente (per esempio attraverso un riscaldamento per effetto Joule).

4.2 Flusso termico imposto, viscosità dinamica dipendente dalla temperatura

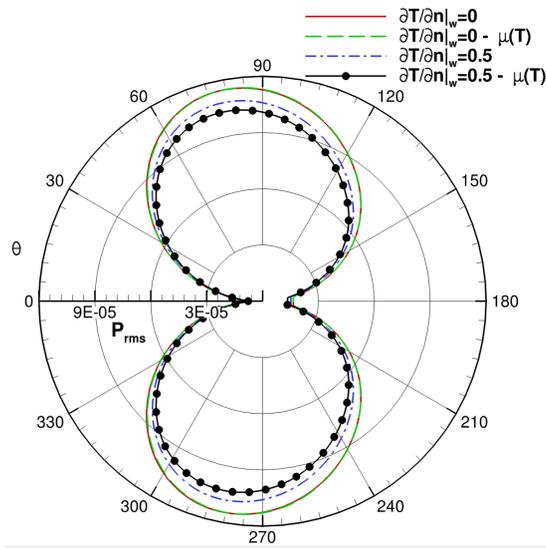


(a) $T_w = 2$

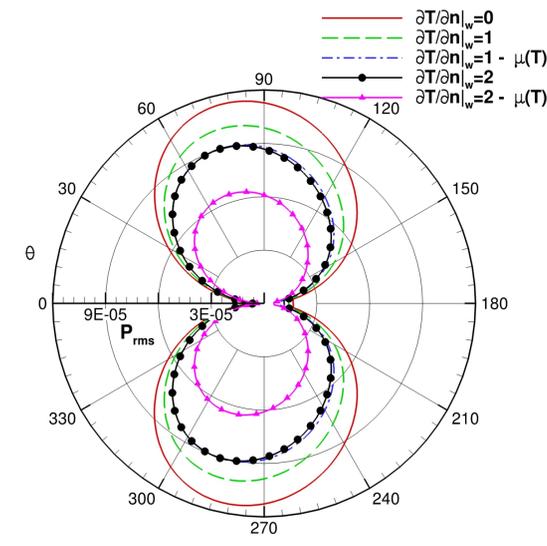


(b) $T_w = 3$

Figura 4.18: Cilindro a sezione circolare, $Re = 150$, $M_\infty = 0.2$. Effetto della temperatura di parete imposta sulla p'_{rms} , $r/D = 40$.



(a) $\partial T/\partial n|_w = 0$ and 0.5



(b) $\partial T/\partial n|_w = 0, 1$ and 2

Figura 4.19: Cilindro a sezione circolare, $Re = 150$, $M_\infty = 0.2$. Effetto del gradiente di temperatura di parete imposto sulla p'_{rms} , $r/D = 40$.

4.3 Effetto del riscaldamento di parete localizzato

Per comprendere meglio la possibilità di realizzare un controllo attivo del rumore aeroacustico per effetto termico, si è indagato sull'eventualità che un riscaldamento localizzato possa essere comunque efficace rendendo, di fatto, questa tecnica proposta più appetibile e semplice da realizzare. Per valutare questa ipotesi sono stati condotte simulazioni, a partire sempre dal caso di cilindro isolato a sezione circolare operante a Reynolds pari a 150 e Mach di free-stream 0.2. Le simulazioni hanno previsto tre differenti configurazioni, chiamate C1, C2 e C3, nelle quali la condizione termica è stata applicata solo per alcuni settori angolari della parete del cilindro ma sempre mantenendo la simmetria di condizioni al contorno rispetto al piano passante per il centro di quest'ultimo e parallelo al flusso indisturbato (in modo da non snaturare il regime di moto di riferimento).

La configurazione C1 è composta da due casi: nel primo è stato imposto un gradiente di temperatura $\partial T/\partial n|_w = 1$ per $0^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$ e una condizione di adiabaticità, $\partial T/\partial n|_w = 0$, per $90^\circ < \theta \leq 180^\circ$; viceversa, nel secondo si applica condizioni opposte a quelle appena descritte imponendo $\partial T/\partial n|_w = 0$ per $0^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$ e $\partial T/\partial n|_w = 1$ per $90^\circ < \theta \leq 180^\circ$. Si noti che l'angolo θ è positivo percorrendo il cilindro in senso orario dal suo bordo di entrata ($\theta = 0^\circ$), al suo bordo di uscita ($\theta = 180^\circ$). Per la configurazione C2 il cilindro è stato suddiviso in 6 parti equispaziate di estensione pari a $\Delta\theta = 60^\circ$, ottenendo 3 coppie di settori angolari. Come per la configurazione C1, anche in questo caso il gradiente di temperatura a parete non nullo è stato applicato solo ad una coppia di settori alla volta, mantenendo gli altri due adiabatici. Infine, la configurazione C3 presenta lo stesso modo operandi delle precedenti, fatta eccezione per l'estensione angolare delle coppie di settori che, in questo caso, è pari a $\Delta\theta = 30^\circ$, dando luogo a 6 differenti casi di studio.

Dall'analisi del diagramma polare del valore efficace di fluttuazione di pressione in figura 4.20, si evince che l'applicazione del flusso termico nella parte anteriore del cilindro, non produce effetti significativi sul campo acustico. Al contrario, quando si impone $\partial T/\partial n|_w = 1$ per $90^\circ < \theta \leq 180^\circ$, i risultati ottenuti in termini di abbattimento di emissione aeroacustica sono quasi equivalenti all'applicazione dello stesso flusso termico su tutta la superficie.

Passando poi alla configurazione C2 per restringere il campo di indagine, si può notare da figura 4.21 che la quasi totalità dell'effetto termico sul rumore prodotto dal distacco di vortici in scia al cilindro, si ottiene quando il gradiente di temperatura a parete è imposto per la zona compresa nel range angolare $120^\circ < \theta \leq 180^\circ$.

Infine, se si considera la risoluzione angolare di 30° per l'applicazione del flusso termico caratteristica dei casi della configurazione C3, si può notare da

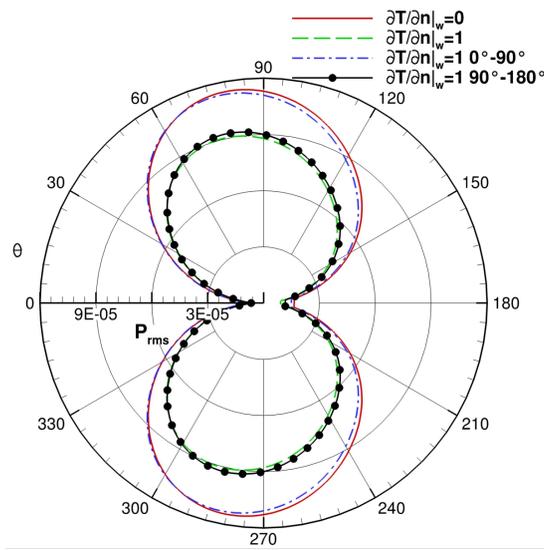


Figura 4.20: Cilindro a sezione circolare, $Re = 150$, $M_\infty = 0.2$, configurazione C1. p'_{rms} , $r/D = 40$.

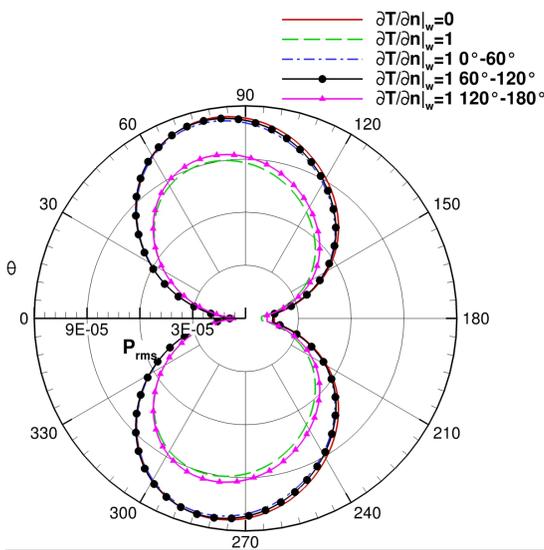
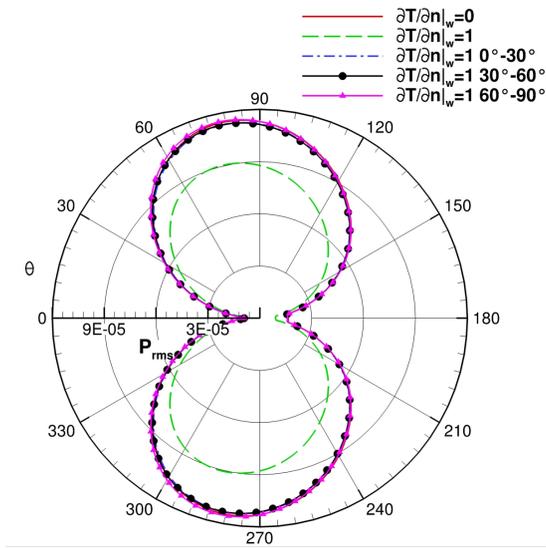


Figura 4.21: Cilindro a sezione circolare, $Re = 150$, $M_\infty = 0.2$, configurazione C2. p'_{rms} , $r/D = 40$.

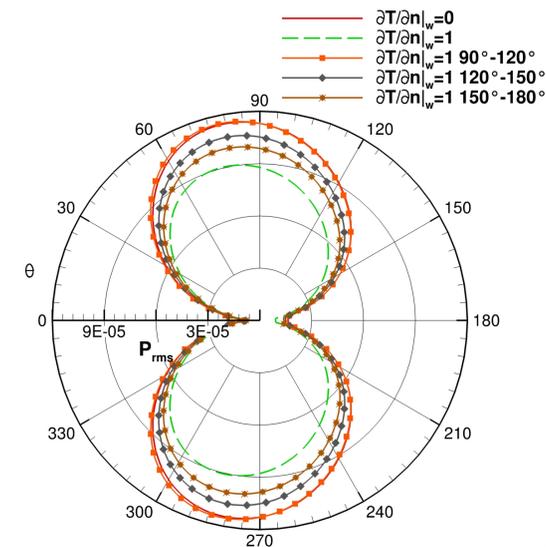
4.3 Effetto del riscaldamento di parete localizzato

figura 4.22 che le zone $120^\circ < \theta \leq 150^\circ$ e $150^\circ < \theta \leq 180^\circ$, sono le uniche responsabili della riduzione di emissione sonora e, se riscaldate singolarmente, contribuiscono rispettivamente a circa il 40% e il 60% dell'effetto totale ottenuto imponendo $\partial T / \partial n|_w = 1$ su tutto il corpo.

Alla luce dei risultati riportati, si può affermare che un riscaldamento localizzato è sufficiente per ottenere una riduzione della fluttuazione di pressione e del conseguente campo acustico. In particolare, il condizionamento termico della zona di flusso separata sembra essere il punto chiave per ottenere tale scopo.



(a) $0^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$



(b) $90^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$

Figura 4.22: Cilindro a sezione circolare, $Re = 150$, $M_\infty = 0.2$, configurazione C3. p'_{rms} , $r/D = 40$.

4.4 Effetto termico sull'emissione sonora del profilo NACA 0012

Tutte le informazioni ricavate dalle analisi fatte per corpi tozzi in flussi laminari viste prima, sono state utilizzate per verificare se il trattamento termico di parete è in grado di alterare il campo aeroacustico anche in regime turbolento. Per fare questo sono stati condotti calcoli DNS sul profilo alare NACA 0012 operante a Reynolds $Re = 5 \cdot 10^4$, numero di Mach di free-stream $M_\infty = 0.4$ e angolo di attacco $\alpha = 5^\circ$, già affrontato nel paragrafo 3.2.

Nello specifico, viste le considerazioni fatte nel paragrafo 4.2, è stato adottato il modello di Sutherland per tener conto della dipendenza della viscosità dinamica dalla temperatura ed è stato imposto un gradiente di temperatura a parete. Inoltre, condiserando la possibilità di controllare termicamente il rumore prodotto dall'interazione flusso/corpo attraverso un riscaldamento localizzato nella regione del flusso separato, come dimostrato nel paragrafo 4.3, si è deciso di fornire un flusso termico al solo estradosso del profilo alare, come mostrato in Fig. 4.23. Tale scelta è stata fatta vista la presenza della lunga bolla di separazione laminare presente sulla parte superiore del profilo e dei vortici che si producono nel suo punto di riattacco sulla superficie come visibile da figura 3.14(a) nel paragrafo 3.2.

A partire dal caso adiabatico di riferimento, sono state analizzate due condi-



Figura 4.23: NACA 0012, $Re = 5 \cdot 10^4$, $M_\infty = 0.4$. Applicazione del flusso termico.

zioni di flusso termico a parete: nella prima è stata imposto $\partial T / \partial n|_w = 1$ e nella seconda il gradiente di temperatura adimensionale è stato fissato pari a 5.

In figura 4.24 si riporta il diagramma polare della pressione acustica estratta lungo una circonferenza che ha origine nel Trailing Edge del profilo e un raggio pari a 2 volte la corda dello stesso. La p'_{rms} è relativa alla frequenza adimensionale, $\mu_0 = \pi fc / a_\infty (1 - M_\infty^2)$, per la quale si apprezza il picco tonale trovato nel caso adiabatico, $\mu_0 = 5.036$. Per tale frequenza si ottiene, effettivamente, una riduzione di emissione sonora proporzionalmente all'entità del flusso termico somministrato a parete.

Tuttavia, bisogna mettere in evidenza che l'adozione di una parete non adiabatica sposta il picco tonale verso frequenze più alte, come apprezzabile dalla tabella 4.4. Questo è in contrasto con quanto osservato nei casi laminari, per i

Tabella 4.4: NACA 0012, $Re = 5 \cdot 10^4$, $M_\infty = 0.4$. Effetto termico sui coefficienti aerodinamici.

	$\partial T/\partial n _w = 0$	$\partial T/\partial n _w = 1$	$\partial T/\partial n _w = 5$
$\overline{C_L}$	0.484	0.484	0.484
$\overline{C_D} \cdot 10^2$	3.17	3.17	3.20
$C_{L_{RMS}} \cdot 10^2$	1.87	1.88	1.91
$C_{D_{RMS}} \cdot 10^3$	2.02	2.05	2.16
μ_0	5.036	5.044	5.061

quali l'effetto termico sfociava in un abbassamento del numero di Strouhal. Se poi si fa riferimento, per ogni configurazione, alla propria frequenza con massimo contenuto energetico si può notare, dalle figure 4.25 e 4.26, che l'emissione sonora rimane pressoché la stessa del caso con estradosso non riscaldato.

Ad onor del vero, se si considera il contributo complessivo della pressione acustica su tutte le frequenze, si osserva un leggero aumento della p'_{rms} , come apprezzabile da figura 4.27. Ciò è dovuto all'effetto del flusso termico sulle forze aerodinamiche, che subiscono una modifica in controtendenza rispetto a quanto visto nei flussi laminari. Infatti, in questa configurazione, il riscaldamento localizzato produce una piccola amplificazione della pulsazione dei coefficienti aerodinamici, come mostrato in tabella 4.4.

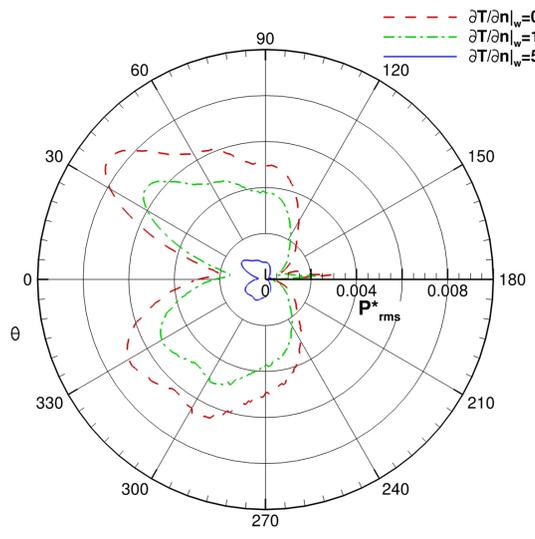


Figura 4.24: NACA 0012, $Re = 5 \cdot 10^4$, $M_\infty = 0.4$, $\mu_0 = 5.036$. Effetto termico sulla p'_{rms} , $r/C = 2$

4.4 Effetto termico sull'emissione sonora del profilo NACA 0012

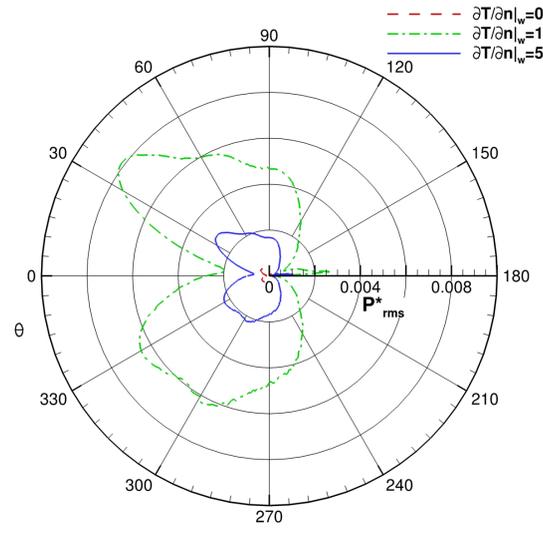


Figura 4.25: NACA 0012, $Re = 5 \cdot 10^4$, $M_\infty = 0.4$, $\mu_0 = 5.044$. Effetto termico sulla p'_{rms} , $r/C = 2$

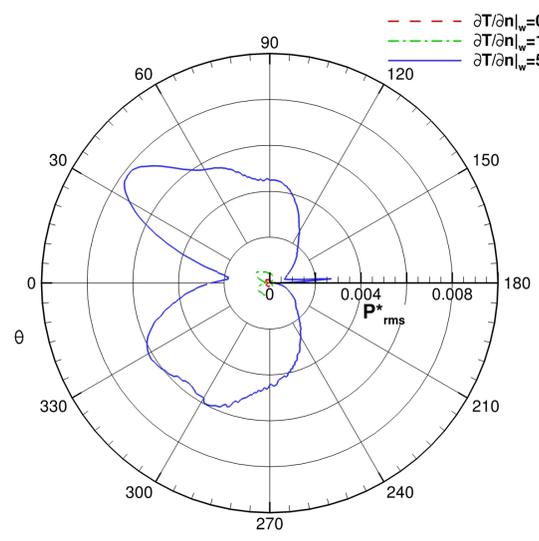


Figura 4.26: NACA 0012, $Re = 5 \cdot 10^4$, $M_\infty = 0.4$, $\mu_0 = 5.061$. Effetto termico sulla p'_{rms} , $r/C = 2$

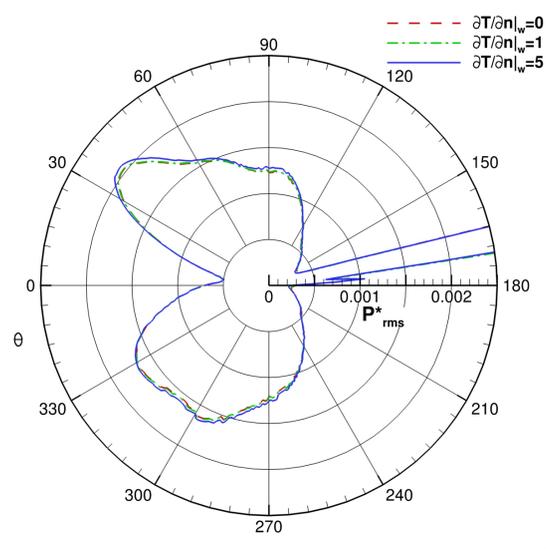


Figura 4.27: NACA 0012, $Re = 5 \cdot 10^4$, $M_\infty = 0.4$, contributo complessivo.
Effetto termico sulla p'_{rms} , $r/C = 2$

Capitolo 5

Equazioni di governo e approssimazione numerica per la diffusione di droplet

Lo studio del trasporto di fluidi organici, nel contesto della diffusione del SARS-CoV-2, è stato effettuato conducendo simulazioni numeriche adottando un approccio Euleriano-Lagrangiano "two-way coupling", nel quale il campo di moto Euleriano influenza il comportamento delle particelle Lagrangiane e viceversa, di seguito descritto.

5.1 Fase Euleriana

La fase Euleriana, costituita dall'aria umida atmosferica e da quella espulsa durante l'attività respiratoria considerata, è modellata secondo le equazioni RANS comprimibili qui riportate:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_j) &= s_m, \\ \frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \tilde{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j) &= -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial \hat{\tau}_{ij}}{\partial x_j} + \bar{\rho} g \delta_{i3} + s_{m,i}, \\ \frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \tilde{E}) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_j \tilde{H}) &= -\frac{\partial q_j}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\tilde{u}_i \hat{\tau}_{ij}) + s_e, \\ \frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \tilde{Y}_k) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_j \tilde{Y}_k) &= -\frac{\partial m_{k,j}}{\partial x_j} + s_{Y_k},\end{aligned}\tag{5.1}$$

nelle quali $\bar{\rho}$, \tilde{u}_i , \bar{p} , \tilde{T} e \tilde{Y}_k rappresentano rispettivamente densità, componente di velocità in direzione x_i , pressione, temperatura e frazione di massa della specie chimica k . \tilde{E} e \tilde{H} sono, invece, l'energia interna totale e l'entalpia. I simboli $(\tilde{\cdot})$ e $(\bar{\cdot})$ sono operatori di filtraggio e rappresentano, rispettivamente, la media pesata sulla densità e la media non pesata.

Il sistema formato dalle equazioni 5.1 è chiuso dalle seguenti relazioni per le componenti del vettore flusso termico e del vettore flusso di diffusione della

specie:

$$\begin{aligned} q_j &= -c_p \left(\frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_t}{Pr_t} \right) \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_j}, \\ m_{k,j} &= - \left(\frac{\mu}{Sc_k} + \frac{\mu_t}{Sc_{k,t}} \right) \frac{\partial \tilde{Y}_k}{\partial x_j}. \end{aligned} \quad (5.2)$$

nell'equazione 5.2, c_p rappresenta il calore specifico a pressione costante e μ è la viscosità dinamica. Pr and Sc_k sono i numeri di Prandtl e Schmidt molecolari, mentre la loro versione turbolenta è indicata con il pedice t . Il tensore degli sforzi viscosi $\hat{\tau}_{ij}$ è valutato come segue:

$$\hat{\tau}_{ij} = 2\mu \left(\tilde{S}_{ij} - \frac{1}{3} \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) + \tau_{ij} \quad (5.3)$$

dove

$$\tau_{ij} = 2\mu_t \left(\tilde{S}_{ij} - \frac{1}{3} \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) - \frac{2}{3} \bar{\rho} \bar{k} \delta_{ij}, \quad (5.4)$$

\bar{k} è l'energia cinetica turbolenta media e \tilde{S}_{ij} è il tensore velocità di deformazione. Il modello di turbolenza adottato è il $k-\omega$ SST sviluppato da Menter[71]. E' stata utilizzata l'equazione di stato polinomiale, così come sono state adottate correlazioni polinomiali per il calcolo delle proprietà termofisiche.

I termini sorgenti s_m , $s_{m,i}$, s_e e s_{Y_k} forniscono l'accoppiamento tra la fase Euleriana e quella Lagrangiana in termini di massa, quantità di moto, energia e frazione di massa della specie rispettivamente. Tali termini sono trattati secondo il metodo particle-source-in-cell (PSI-Cell) [72].

5.2 Fase Lagrangiana

Le micro-gocce di saliva sono tracciate utilizzando un approccio Lagrangiano all'interno del dominio di calcolo. E' importante puntualizzare che, all'interno della libreria "Lagrangian" presente in OpenFOAM, viene adottato il concetto di parcel per migliorare l'efficienza in termini di tempo computazionale: le droplet sono raggruppate in piccoli cluster, chiamati appunto parcel. Ogni parcel ha proprietà omogenee e rappresenta il centro di massa delle particelle che la compongono. Da qui in poi ci si riferirà alle parcel immesse durante le attività respiratorie simulate come cloud. Le droplet sono modellate sferiche e si assume che non si scontrino tra loro. Alla luce di queste ipotesi, la loro posizione e velocità sono calcolate dalle equazioni della traiettoria e della quantità di moto:

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{x}_{P,i}}{dt} &= \mathbf{u}_{P,i}, \\ m_{P,i} \frac{d\mathbf{u}_{P,i}}{dt} &= \mathbf{F}_{P,i}^G + \mathbf{F}_{P,i}^D, \end{aligned} \quad (5.5)$$

nelle quali $\mathbf{u}_{P,i}$ è la velocità della particella, $m_{P,i}$ la sua massa e $\mathbf{x}_{P,i}$ la sua posizione. Per quanto riguarda le forze agenti sulla generica particella i -esima nell'equazione 5.5, si possono isolare due contributi: quello della forza peso ($\mathbf{F}_{P,i}^G$) e quello della forza di resistenza aerodinamica ($\mathbf{F}_{P,i}^D$). Il primo contributo tiene conto anche della forza di galleggiamento:

$$\mathbf{F}_{P,i}^G = m_{P,i} \mathbf{g} \left(1 - \frac{\bar{\rho}}{\rho_P} \right), \quad (5.6)$$

dove ρ_P è la densità di una generica particella nella fase discreta. La forza di resistenza aerodinamica è data da:

$$\mathbf{F}_{P,i}^D = \bar{\rho} C_D \frac{\pi D_{P,i}^2}{8} (\tilde{\mathbf{u}} - \mathbf{u}_{P,i}) |\tilde{\mathbf{u}} - \mathbf{u}_{P,i}|, \quad (5.7)$$

nella quale il coefficiente di resistenza aerodinamica, C_D , è calcolato secondo le correlazioni di Putnam [73], funzione del numero di Reynolds basato sul diametro della droplet, $D_{P,i}$. Le forze di pressione, virtual mass, di Basset e Browniane sono trascurate, seguendo le linee guida presenti in letteratura [74, 75, 76]. Infatti, le particelle considerate nelle successive analisi, sono sufficientemente piccole da poter trascurare le forze di pressione e virtual mass e sufficientemente grandi da poter trascurare il termine Browniano [75, 77, 78]. L'equazione di conservazione della massa può essere scritta come:

$$\frac{dm_{P,i}}{dt} = -\dot{m}_{P,i}^{ev}, \quad (5.8)$$

dove il termine di evaporazione, $\dot{m}_{P,i}^{ev}$, è dipendente dal flusso diffusivo del vapore e il coefficiente di trasporto di massa è dato dalle correlazioni di Ranz–Marshall [79].

Infine, la temperature della i -esima particella, deriva dal calcolo della soluzione analitica dell'equazione dell'energia:

$$m_{P,i} c_{p,i} \frac{dT_{P,i}}{dt} = h A_{P,i} (T_{P,i} - \tilde{T}) + \dot{Q}_{ev}. \quad (5.9)$$

Nell'equazione 5.9 il coefficiente di scambio termico convettivo, h , deriva dalle correlazioni di Ranz–Marshall [79] per il calcolo del numero di Nusselt e \dot{Q}_{ev} è il termine che tiene conto dello scambio termico tra fase discreta e fase continua, causato dall'evaporazione delle droplet.

5.3 Modello di inattivazione biologica tramite UV-C

In questo paragrafo viene presentato il modello sviluppato per valutare la presenza di virus o batteri all'interno di un cloud di droplet emesse da un soggetto infetto studiare la loro inattivazione biologica prodotta dalla radiazione UV-C

Questo è un problema multifisico complesso ed è stato affrontato in letteratura utilizzando un'equazione di trasporto per la concentrazione del virus [80, 81, 34]. Un approccio di questo tipo può essere efficace per le soluzioni diluite, ma non risulta essere appropriato per l'analisi dell'interazione tra radiazione UV-C e gocce di saliva, soprattutto in un framework Euleriano-Lagrangiano come quello utilizzato in questo lavoro.

Nell'approccio sviluppato, il numero di particelle che presentano una carica virale attiva, $N_{a,i}$, è calcolata partendo dalle particelle raggruppate in una parcel, $N_{p,i}$, come segue:

$$N_{a,i} = N_{p,i} - I_{a,i} \quad (5.10)$$

dove

$$I_{a,i} \left(t^{(k)} \right) = \sum_{k=1}^{N_{ts}} N_{a,i} \left(t^{(k-1)} \right) F_{a,i} \quad (5.11)$$

$$F_{a,i} = 1 - e^{-ZE_p(\mathbf{x}_{P,i}, t^{(k)})\Delta t}.$$

Nell'equazione 5.11 il termine $I_{a,i}$ è il numero di particelle inattivate dalla radiazione UV-C, riferite alla parcel che si trova nel punto $\mathbf{x}_{P,i}$, mentre il parametro N_{ts} , è l'indice che tiene conto dei time-step effettuati.

Il coefficiente di inattivazione, $F_{a,i}$, deriva dalla cinetica del primo ordine di Chick-Watson:

$$\frac{N(t)}{N_0} = e^{-ZE_p t}. \quad (5.12)$$

$N(t)$ e N_0 nell'equazione 5.12 rappresentano, rispettivamente, il numero di particelle attive in generico istante di tempo t e quelle inizialmente attive (al tempo $t = 0$). Z , invece, è la suscettività del microrganismo considerato alla radiazione ultravioletta e E_p è l'irradianza media del campo UV-C. La suscettività è stata fissata pari a $Z = 8.5281 \cdot 10^{-2} \text{ m}^2/J$, che è il valore sperimentale medio ottenuto per il SARS-CoV-2 irradiato da luce UV ad una lunghezza d'onda $\lambda = 254 \text{ nm}$ [82].

L'irradianza E_p è calcolata utilizzando il metodo dei fattori di vista, "thermal radiation view factors method" [83]. E' stata scelta questa tecnica perché ritenuta molto efficace nel descrivere il campo di intensità di radiazione generato da una lampada UV tubolare [84].

La frazione dell'intensità di radiazione emessa, che viene assorbita da una

parcel perpendicolare all'asse della lampada e posizionata in corrispondenza del bordo di quest'ultima, è data da:

$$F = \frac{L_l}{\pi H_l} \left[\frac{1}{L_l} \arctan \left(\frac{L_l}{\sqrt{H_l^2 - 1}} \right) - \arctan(M) + \frac{X - 2H_l}{\sqrt{XY}} \arctan \left(M \sqrt{\frac{X}{Y}} \right) \right]. \quad (5.13)$$

I parametri introdotti nell'equazione 5.13 sono riferiti alla lunghezza della lampada, l , il suo raggio, r , e la distanza tra la parcel e lampada stessa, d e sono calcolati nel seguente modo:

$$H_l = \frac{d}{r}, \quad L_l = \frac{l}{r}, \quad X = (1 + H_l^2) + L_l^2 \\ Y = (1 - H_l^2) + L_l^2, \quad M = \sqrt{\frac{H_l - 1}{H_l + 1}}. \quad (5.14)$$

Per calcolare l'irradianza su ognuna delle parcel costituenti il cloud, viene utilizzato il fattore di vista totale, F_{tot} . Per tutte le parcel che si trovano nello spazio compreso tra i bordi della lampada, F_{tot} è calcolato come somma di due diversi contributi:

$$F_{tot} = F(l_1) + F(l_2). \quad (5.15)$$

l_1 e l_2 sono segmenti derivanti dalla suddivisione della lunghezza della lampada in due parti rispetto al punto dove è posizionata la parcel. Successivamente $F(l_1)$ e $F(l_2)$ derivano dall'applicazione dell'equazione 5.13 per la porzioni di lampada di lunghezza l_1 e l_2 . Per le parcel che si trovano al di fuori dello spazio descritto prima, viene considerata una lunghezza "ghost", l_g , pari alla distanza assiale tra la parcel e il bordo della lampada più vicino. In questo caso il fattore di vista totale è calcolato nel seguente modo:

$$F_{tot} = F(l + l_g) - F(l_g). \quad (5.16)$$

Infine, F_{tot} , è utilizzato per valutare l'intensità del campo UV-C che agisce su ogni particella presente nel dominio in funzione dalla sua distanza dalla sorgente ultravioletta e della potenza totale della lampada W_l :

$$E_p = \frac{W_l}{2\pi r l} F_{tot}. \quad (5.17)$$

5.4 Approssimazione numerica

La soluzione delle equazioni di governo viste prima è ottenuta mediante l'utilizzo della libreria OpenFOAM, quindi viene adottato il metodo ai volumi finiti

non strutturati e co-locali per la discretizzazione nello spazio. Per integrazione temporale viene adottato uno schema implicito a tre livelli del secondo ordine di accuratezza. Viene, inoltre, utilizzata la tecnica del time-step dinamico per mantenere il numero di Courant (Co) locale al di sotto di un valore scelto (Co_{max}). L'interpolazione dei flussi convettivi è stata effettuata con uno schema linear-upwind, mentre i termini diffusivi sono discretizzati utilizzando uno schema centrale del secondo ordine standard. L'accoppiamento tra pressione e velocità viene gestito tramite la procedura Pressure-Implicit with Splitting Operators (PISO) [85].

Per quanto riguarda i solutori lineari, l'equazione della pressione è risolta con il metodo PCG – Preconditioned Coniugate Gradient, adottando il preconditionatore Simplified Diagonal-based Incomplete Cholesky (DIC). Per le altre equazioni è stato utilizzato metodo PBiCG, Preconditioned Bi-Conjugate Gradient, con preconditionatore Simplified Diagonal-based Incomplete LU (DILU). Per la pressione è stata imposta un'accuratezza locale pari a 10^{-7} , mentre per gli altri sistemi lineari si considera avvenuta convergenza quando i residui raggiungono lo zero macchina.

Per le equazioni di massa e quantità di moto relative alla fase Lagrangiana, viene utilizzato lo schema Euler standard per l'integrazione temporale, mentre l'equazione dell'energia è risolta analiticamente.

5.4.1 Griglie di calcolo

Per simulare la diffusione di un cloud di particelle emesse durante un colpo di tosse è stato generato un dominio di calcolo tridimensionale come mostrato in figura 5.1. Esso rappresenta un volume di aria umida che parte dalla bocca di una persona in piedi che emette un colpo di tosse e si estende per una lunghezza $L = 4\text{ m}$ in direzione x , una larghezza $W = 1\text{ m}$ in direzione y e un'altezza pari ad $H = 3\text{ m}$ in direzione Z . La bocca è approssimata con un rettangolo di lunghezza $l_m = 0.04\text{ m}$ e avente area complessiva $A_m = 2 \cdot 10^{-4}\text{ m}^2$. L'estensione del dominio, così come i parametri descrittivi della bocca, sono stati scelti in accordo con Dbouk e Drikakis [29]. Il centro del boundary di immissione (mouth) è posizionato in $P_m = (0, 0, 1.63)$.

Il dominio è stato discretizzato realizzando un set di tre mesh completamente strutturate chiamate $S1$, $S2$ e $S3$, i cui dettagli sono riassunti in tabella 5.1. Per tutte le griglie sono state utilizzate 160 celle per discretizzare la zona di immissione delle droplet in ambiente, così come è stato adottato un'infiltramento degli elementi in prossimità della stessa, in modo da ottenere un'appropriata discretizzazione spaziale nella zona di trasporto delle particelle (figura 5.2). L'altezza della prima cella a parete, in prossimità del suolo, z_c , è stata imposta pari a 10^{-3} m .

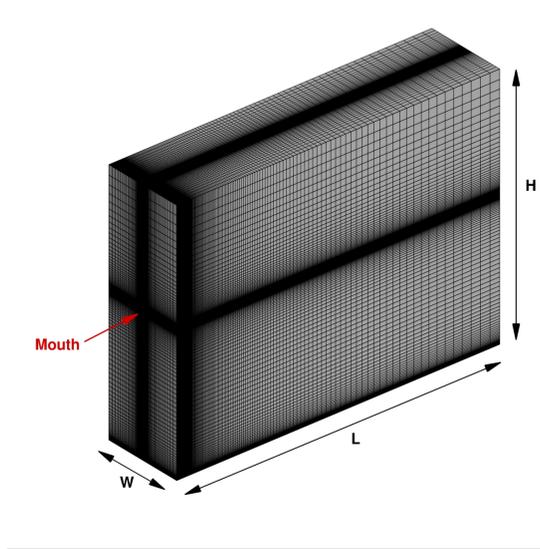


Figura 5.1: Rappresentazione della griglia di calcolo.

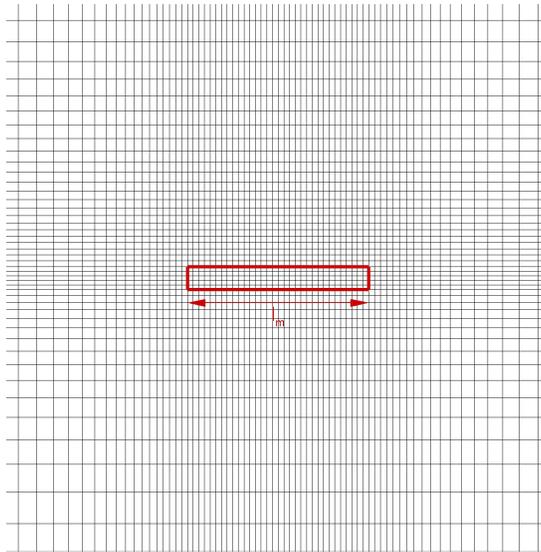


Figura 5.2: Rappresentazione della griglia di calcolo - refinement in prossimità del boundary "mouth".

Tabella 5.1: Caratteristiche delle mesh di calcolo.

Grid	L points	W points	H points	Total
S1	170	112	150	$2.856 \cdot 10^6$
S2	221	136	194	$5.830 \cdot 10^6$
S3	270	158	231	$9.854 \cdot 10^6$

5.4.2 Condizioni iniziali e al contorno

Il colpo di tosse è stato modellato tramite un ingresso a gradino di aria e particelle per un tempo di 0.12 s. La velocità di ingresso nel dominio per entrambe le fasi è stata scelta sulla base delle misure effettuate da Scharfman [86] e pari a 8.5 m/s in direzione x . Completano le condizioni al contorno per il boundary "mouth" l'intensità di turbolenza Tu fissata al 15% e la lunghezza di rimescolamento pari a $7 \cdot 10^{-3}$. Inoltre, la massa totale di particelle di fluido muco-salivare iniettata nel dominio per un singolo colpo di tosse è pari a 7.7 mg, come da dati sperimentali di letteratura [87]. La saliva, in generale, è composta principalmente da una soluzione di acqua e sale e una piccola frazione di massa immiscibile di muco. Tuttavia, nelle prime simulazioni presentate e fino a dove non diversamente specificato, essa è considerata, con buona approssimazione [88], come composta da sola acqua. Per questo motivo l'effetto termico della radiazione UV-C sulle droplet è stato trascurato. La restante parte del piano $y-z$ passante per $x = 0$ m, è stata trattata in modo che tutte le variabili attraverso esso abbiano gradiente nullo. Il suolo è modellato come una parete standard e per i boundary laterali ($y = \pm 0.5$ m), è stata imposta una condizione di simmetria. Anche nella parte superiore del dominio fluido tutte le variabili hanno gradiente nullo, eccezion fatta per la pressione, a cui è stato assegnato il suo valore idrostatico relativo all'altezza H del volume considerato. Infine, il piano $y-z$ a $x = 4$ m è stato trattato come un tipico outflow, nel quale la pressione decresce linearmente in z a partire dal suo valore atmosferico a $z = 0$.

L'ambiente è stato ipotizzato ad una temperatura di 20° C e umidità relativa del 50%. Il suolo, invece, è ad una temperatura fissa di 25° C, mentre l'aria e le particelle emesse durante il colpo di tosse hanno una temperatura iniziale di 34° C. L'aria emessa dal boundary rappresentativo della bocca è ipotizzata in condizioni di saturazione.

L'occorrenza dei diametri delle particelle immesse nel dominio durante l'attività respiratoria investigata, segue la distribuzione di Rosin-Rammler [89]:

$$f = \frac{n}{\overline{D}_P} \left(\frac{D_{P,i}}{\overline{D}_P} \right)^{n-1} \exp \left[- \left(\frac{D_{P,i}}{\overline{D}_P} \right)^n \right] \quad (5.18)$$

Al fine di ottenere una corretta modellazione delle particelle immesse durante un colpo di tosse, n è stato fissato pari a 8, e il diametro medio delle particelle, \overline{D}_p , è stato imposto pari a 80 μm , come suggerito da Dbouk and Drikakis [30] che hanno regredito i dati sperimentali di Xie [87]. Il range di diametri considerati è compreso tra un minimo di 10 μm e un massimo di 280 μm .

Viste le condizioni iniziali adottate in termini di velocità del fluido e diametri delle particelle, il massimo numero di Weber, $We_{D,i} = \bar{\rho} (\bar{\mathbf{u}} - \mathbf{u}_{P,i})^2 D_{P,i} / \sigma$, raggiungibile nel caso analizzato è minore di quello critico [90]. Per questo mo-

tivo non si è reso necessario l'utilizzo di alcun modello di breakup per valutare la rottura delle gocce.

Considerando la natura del caso che si è voluto investigare, nel quale particelle derivanti da attività respiratorie straordinarie vengono immesse in ambiente, si è deciso di inizializzare il campo Euleriano con una simulazione preventiva al colpo di tosse, al fine di generare un campo più descrittivo delle condizioni atmosferiche, sia in termini di pressione che di turbolenza. In questa fase non viene introdotta massa nel dominio e l'inizializzazione viene portata avanti per un tempo fisico di 15 s, fino ad ottenere il corretto campo di pressione idrostatica. E' importante notare come questo tipo di trattamento iniziale abbia una forte influenza sulla successiva diffusione del cloud di droplet iniettate nel dominio. Come è possibile notare in figura 5.3, l'evoluzione della posizione del centro di massa del cloud (definito nel capitolo 6), è profondamente diversa se si adotta un'inizializzazione di campo. In particolare, quando questa è assente, si ha una sottostima della penetrazione assiale delle particelle.

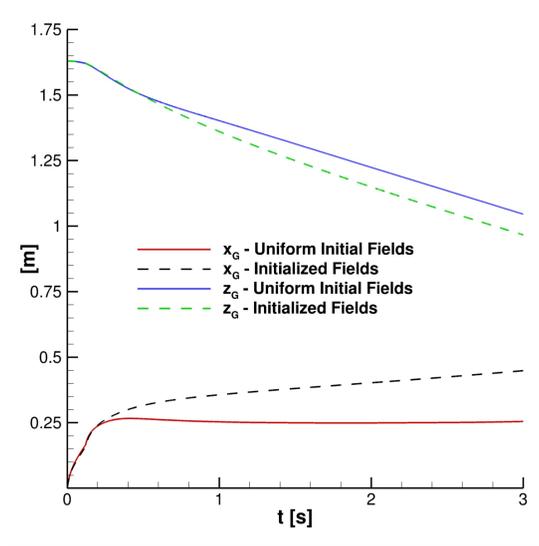


Figura 5.3: Effetto delle condizioni iniziali sull'evoluzione del cloud di particelle. Griglia S2, $Co_{max} = 0.2$.

Capitolo 6

Diffusione di droplet in attività respiratorie straordinarie

In questo capitolo si riportano i risultati ottenuti dalle simulazioni di colpi di tosse con l'approccio precedentemente descritto. Tali risultati sono presentati in termini dei seguenti parametri caratteristici del cloud di particelle, per meglio valutare la diffusione di queste ultime e la loro interazione con la radiazione UV-C: (i) centro di massa del cloud, (ii) lunghezza di penetrazione del liquido in direzione del flusso principale, (iii) frazione di particelle presenti in uno specifico volume di riferimento, (iv) frazione di particelle contenenti virus attivo in uno specifico volume di riferimento, (v) diametro medio delle particelle.

Il baricentro del cloud è così definito:

$$\mathbf{G} = \frac{\sum_{i=1}^{\widehat{N}_p(\Omega_0)} m_{P,i} \mathbf{x}_{P,i}}{\sum_{i=1}^{\widehat{N}_p(\Omega_0)} m_{P,i}}, \quad (6.1)$$

dove $\widehat{N}_p(\Omega_0)$ è il numero di particelle introdotte nel dominio, Ω_0 , dopo un dato istante di tempo. Di seguito si farà riferimento anche alle componenti del vettore centro di massa, $\mathbf{G} = (x_G, y_G, z_G)$.

La lunghezza di penetrazione del liquido in direzione del flusso principale, LPL_x , è definita come la massima distanza raggiunta in direzione x da una parcel che ha mantenuto almeno il 95 % della sua massa iniziale. Sono stati introdotti due indici per descrivere la distribuzione spaziale e il tasso di inattivazione biologica delle droplet costituenti il cloud. Il primo indice è il rapporto tra il numero di particelle presenti in un volume di riferimento, Ω_i , e il numero totale delle droplet immesse nell'intero dominio, Ω_0 , per un dato istante di tempo:

$$\Phi_{\Omega_i} = \frac{\sum_{k=1}^{\widehat{N}_p(\Omega_i)} N_{p,k}}{\sum_{k=1}^{\widehat{N}_p(\Omega_0)} N_{p,k}} \quad (6.2)$$

Il secondo indice è, invece, definito come segue:

$$\Phi_{A,ij} = \frac{\sum_{k=1}^{\widehat{N}_p(\Omega_j)} N_{a,k}}{\sum_{k=1}^{\widehat{N}_p(\Omega_i)} N_{p,k}} \quad (6.3)$$

$\Phi_{A,ij}$ è il rapporto tra il numero di particelle contenenti virus attivo in un volume Ω_j e il numero di particelle presenti nel volume Ω_i . L'indice $\Phi_{A,ij}$ è stato introdotto con lo scopo di valutare quantitativamente l'efficacia dell'inattivazione biologica tramite la radiazione ultravioletta.

I dati che verranno presentati successivamente si riferiscono a 4 volumi, aventi le seguenti caratteristiche:

$$\Omega_i = [0, \alpha_i] \times [-0.5, 0.5] \times [1.3, 1.8] \quad (6.4)$$

Il parametro α_i spazia nel range di valori 0.5 m, 1.0 m, 1.2 m, 1.5 m. Tali dimensioni sono state scelte per valutare l'adeguata distanza di sicurezza da mantenere per limitare la trasmissione del SARS-CoV-2. L'estensione dei volumi in y è tale da coprire l'intero dominio computazionale, mentre la dimensione in z è stata selezionata in modo da coprire un range sufficientemente ampio di altezza di possibili soggetti riceventi.

Infine, viene valutato l'impatto dell'evaporazione delle droplet analizzando l'evoluzione nel tempo del loro diametro medio, D_{10} :

$$D_{10} = \frac{\sum_{i=1}^{\widehat{N}_p(\Omega_0)} N_{P,i} D_{P,i}}{\sum_{i=1}^{\widehat{N}_p(\Omega_0)} N_{P,i}}. \quad (6.5)$$

6.1 Studio di convergenza di griglia

Vista l'assenza di dati di confronto, è stato effettuato uno studio di convergenza di griglia e dei principali parametri computazionali, al fine di fornire risultati più veritieri possibile. Per prima cosa è stato eseguito uno studio di indipendenza di griglia, valutando l'andamento dei profili di velocità, reattivi alla fase Euleriana, in direzione del flusso principale prodotto dal colpo di tosse. In figura 6.1 e 6.2 sono mostrati i profili della componente streamwise di velocità, U_x , in prossimità del boundary "mouth": i risultati forniti dalle mesh $S2$ e $S3$ sono in buon accordo tra loro sia immediatamente dopo la fase di immissione, sia dopo qualche secondo che questa è avvenuta. La griglia $S1$, invece, dà luogo a fluttuazioni non fisiche nella zona di entertainment. Tutte le considerazioni fatte sono valide anche quando il flusso evolve nel dominio, come apprezzabile nelle figure 6.3 e 6.4.

Per quanto riguarda l'evoluzione del cloud, invece, sono stati analizzati nel

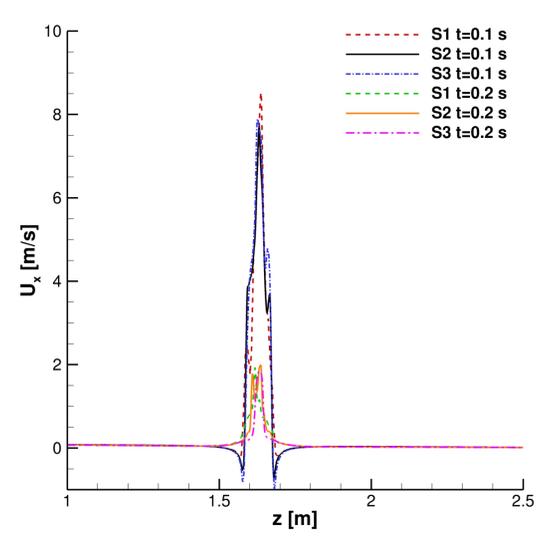


Figura 6.1: Profili di velocità streamwise velocity profiles. $x = 0.15$ m, $y = 0$ m, $t = 0.1$ s, 0.2 s.

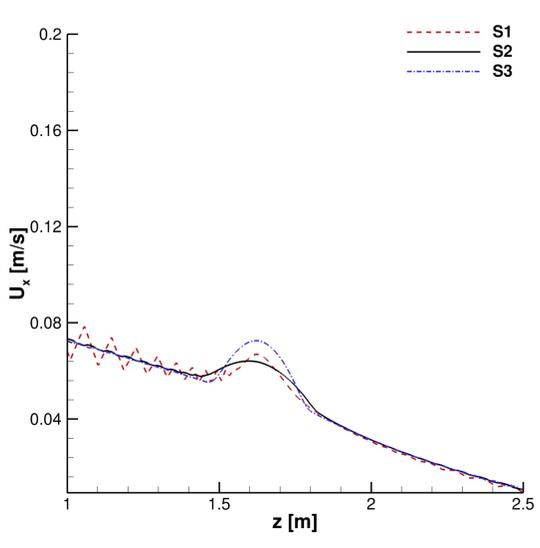


Figura 6.2: Profili di velocità streamwise velocity profiles. $x = 0.15$ m, $y = 0$ m, $t = 1$ s.

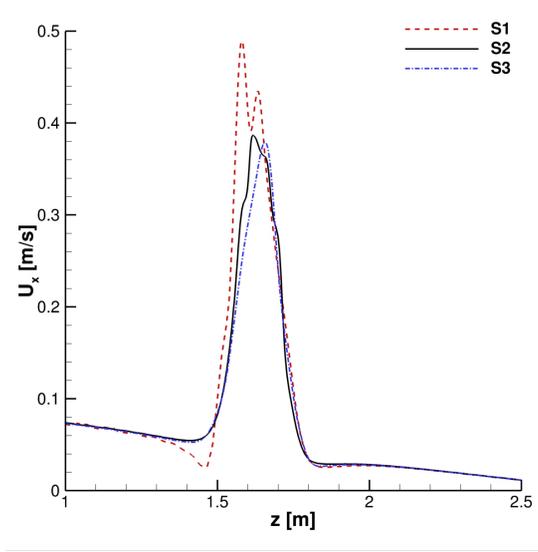


Figura 6.3: Profili di velocità streamwise. $x = 0.5$ m, $y = 0$ m, $t = 1$ s.

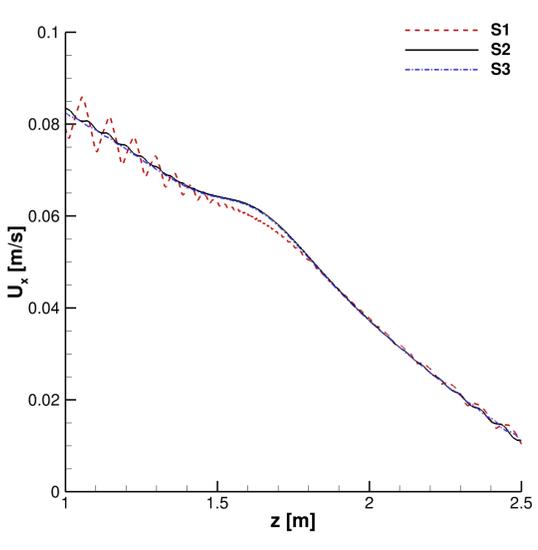


Figura 6.4: Profili di velocità streamwise. $x = 1$ m, $y = 0$ m, $t = 1$ s.

tempo la posizione del suo baricentro e la lunghezza di penetrazione del liquido LPL_x . Osservando figura 6.5 che, anche in questo caso, $S2$ e $S3$ forniscono andamenti molto simili del centro di massa. Ciò è vero anche per quanto riguarda LPL_x mostrato in figura 6.6. Visti i risultati ottenuti, si è ritenuto giusto utilizzare per le simulazioni successive la mesh $S2$, in quanto rappresenta il miglior compromesso tra accuratezza della soluzione e onere computazionale richiesto.

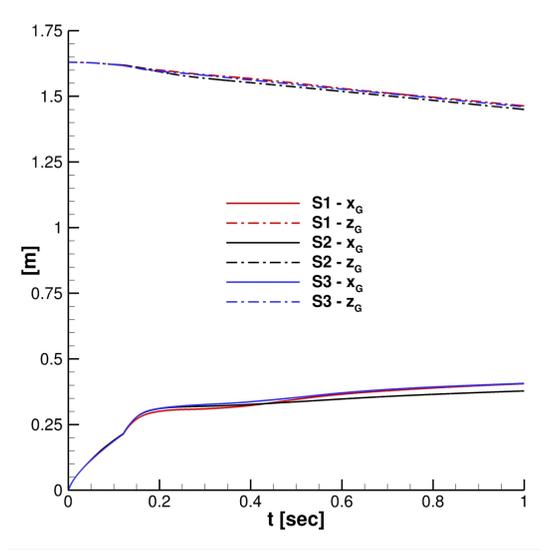


Figura 6.5: Posizione del centro di massa del cloud di particelle. Effetto di griglia.

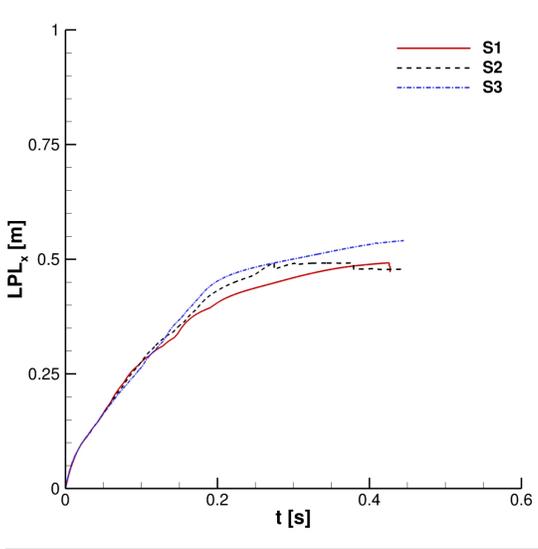


Figura 6.6: Lunghezza di penetrazione del liquido. Effetto di griglia.

6.2 Effetto del numero di Courant

Come già anticipato nel paragrafo 5.4, è stata adottata la tecnica del time-step dinamico. In questo contesto è fondamentale valutare il giusto Co_{max} da utilizzare. Per questo motivo sono stati valutati 5 diversi numeri di Courant massimo, 0.04, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, e ne è stato analizzato l'effetto sulle proprietà del cloud. In figura 6.7 è mostrato come per $Co_{max} \leq 0.2$, il baricentro \mathbf{G} percorre la stessa traiettoria. Infatti, l'evoluzione temporale sia di x_G che di z_G è praticamente la stessa per i primi tre casi.

La lunghezza di penetrazione del liquido in direzione x , tuttavia, mostra un andamento diverso adottando $Co_{max} = 0.2$ rispetto ai casi in cui il massimo Courant imposto è più basso. In ogni caso, considerando che la differenza in termini di LPL_x mostrata in figura 6.8 è accettabile, si è scelto di adottare $Co_{max} = 0.2$ anche per assicurare tempi di calcolo accettabili.

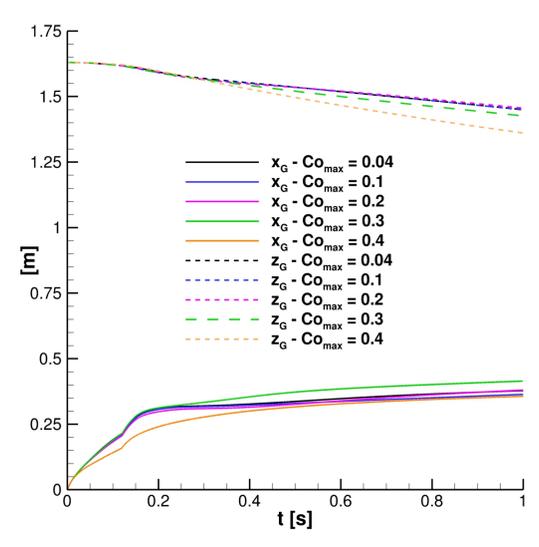


Figura 6.7: Posizione del centro di massa del cloud di particelle. Effetto del numero di Courant.

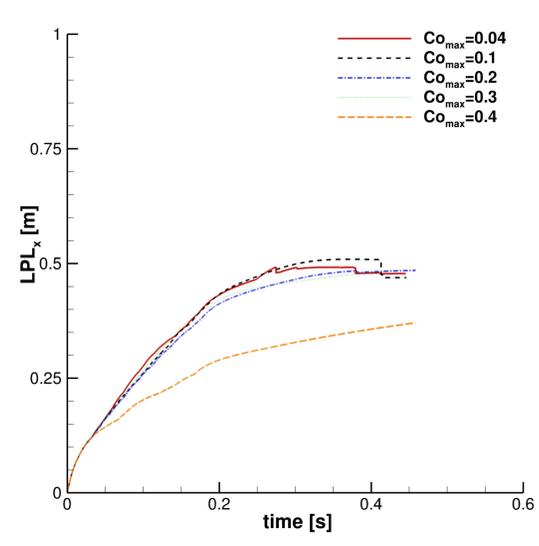


Figura 6.8: Lunghezza di penetrazione del liquido. Effetto del numero di Courant.

6.3 Effetto del numero di particelle per parcel

Tutte le analisi fatte precedentemente sono relative ad un setup dell'immissione di droplet tale da avere un numero di particelle per parcel $\bar{N}_{p,i} \approx 10$. Questo ha permesso di garantire un'efficienza accettabile in termini di accoppiamento tra fase Euleriana e Lagrangiana.

Con lo scopo di completare lo studio di sensibilità della soluzione dai parametri di settaggio di simulazione, si è valutato l'effetto di $\bar{N}_{p,i}$ sull'evoluzione del cloud di droplet. E' evidente che per $\bar{N}_{p,i} \rightarrow 1$ ogni particella è indipendente, così come la sua interazione con il fluido descritto dalla fase Euleriana e, quindi, i parametri caratteristici del cloud non risentono dell'approssimazione data dal metodo PSI-Cell. Inoltre, come riscontrabile in figura 6.9 l'utilizzo di $\bar{N}_{p,i} \approx 1$, permette una migliore corrispondenza tra i diametri emessi durante il colpo di tosse e la distribuzione analitica (Probability Density Function – PDF), fornita dalla funzione di Rosin-Rammler.

Per i motivi appena evidenziati, si è deciso di adottare un numero di particelle per parcel tendente a 1 con lo scopo di modellare al meglio il cloud in termini di diametri iniziali delle droplet immesse nel dominio.

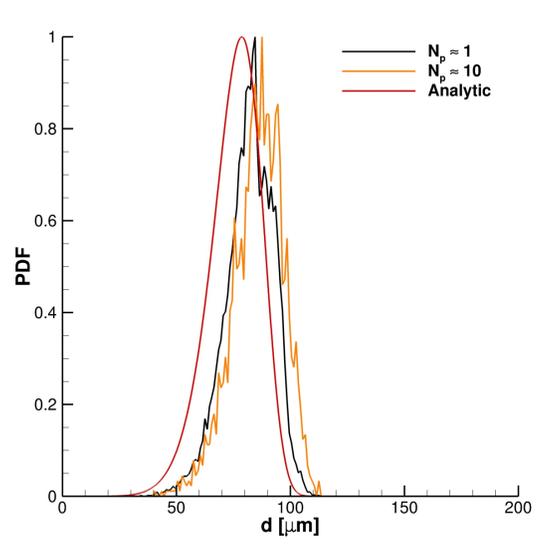


Figura 6.9: Probability Density Function dei diametri delle droplet. Effetto del numero di particelle per parcel.

6.4 Diffusione di gocce di saliva in ambiente

In questo paragrafo si analizzano le principali caratteristiche di un cloud di particelle emesse durante colpi di tosse e l'impatto di queste sulla trasmissione

del SARS-CoV-2. Tutti i risultati qui presentati sono ottenuti dalle simulazioni fatte adottando la mesh $S2$ e $Co_{\max} = 0.2$ in accordo con lo studio fatto nei paragrafi 6.1 e 6.2. Il tempo fisico simulato è pari a ~ 18 s (a seconda dell'attività respiratoria considerata), visto che dopo questo tempo non ci sono più particelle nel dominio. Nelle figure 6.10 e 6.11 si riportano le distribuzioni di droplet in ambiente rispettivamente dopo 4 e 10 secondi dalla loro immissione. Le particelle sono colorate in base al loro diametro: è evidente quanto questo si riduca nel tempo a causa dell'evaporazione. Tale effetto è approfondito nei grafici mostrati nelle figure 6.12–6.14, dove sono mostrate le occorrenze dei diametri delle particelle in bin da $5 \mu m$. Al tempo $t = 0.12$ s, fine dell'evento respiratorio, il numero di droplet con diametro inferiore a $40 \mu m$ è trascurabile. Lo scenario cambia radicalmente nel tempo: la distribuzione dei diametri si sposta verso valori più piccoli e, dopo dieci secondi, anche il bin relativo a $0 \leq D_{P,i} \leq 5 \mu m$ è significativamente popolato.

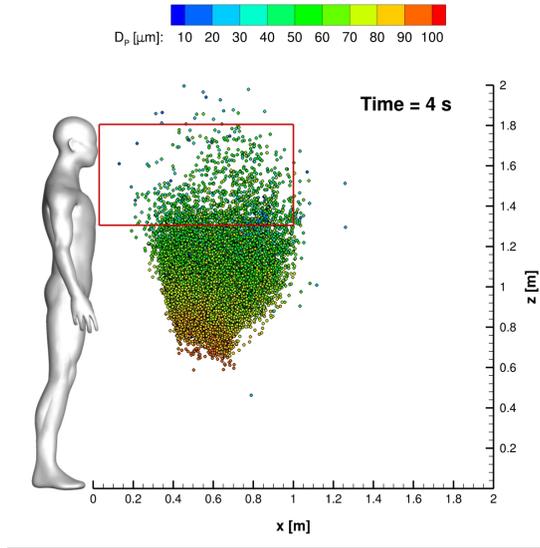


Figura 6.10: Rappresentazione del cloud a $t = 4$ s. Le parcels sono colorate con il diametro delle particelle. Il rettangolo rosso è il volume Ω_2 .

In figura 6.15 vengono confrontate le frazioni di particelle, rispetto al totale, presenti nei quattro volumi di riferimento descritti precedentemente. È interessante notare che le curve relative all'indice Φ_{Ω_i} sono assolutamente comparabili per $2 \leq i \leq 4$. Questo mette in luce che adottare una distanza di sicurezza compresa tra 1.0 m e 1.5 m per limitare le possibilità di contagio è praticamente equivalente. Lo studio non è stato effettuato solo per un singolo evento, ma anche per colpi di tosse ripetuti: sono stati simulati fino a tre eventi che si ripetono ciclicamente ogni 0.38 s [30]. Nelle figure successive ci si riferirà

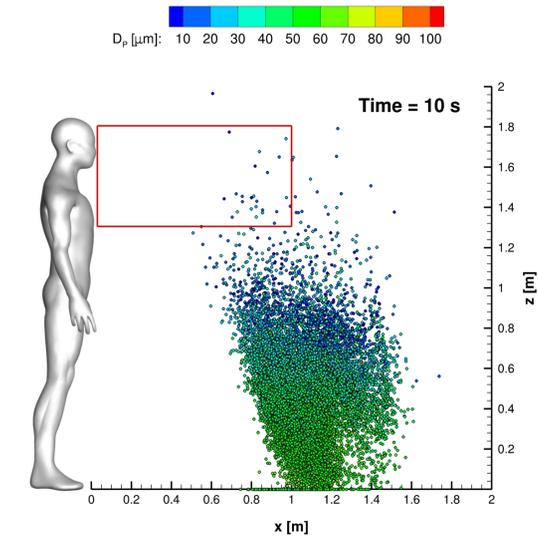


Figura 6.11: Rappresentazione del cloud a $t = 4$ s. Le parcels sono colorate con il diametro delle particelle. Il rettangolo rosso è il volume Ω_2 .

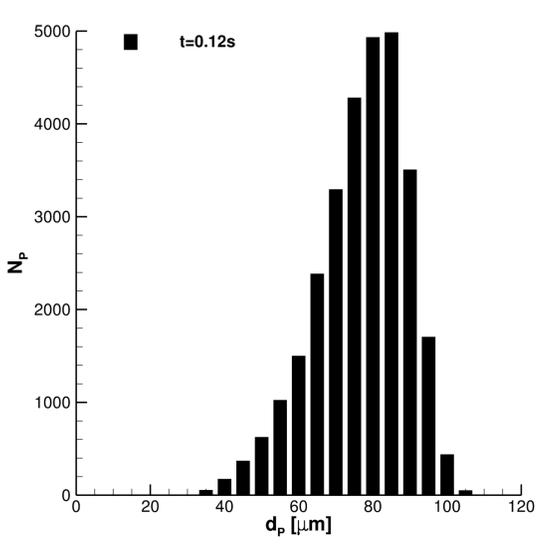


Figura 6.12: Distribuzione dei diametri delle particelle a $t = 0.12$ s. Singolo colpo di tosse. $D_{min} = 33.47 \mu m$, $D_{max} = 108.90 \mu m$, $\bar{D}_p = 81.37 \mu m$

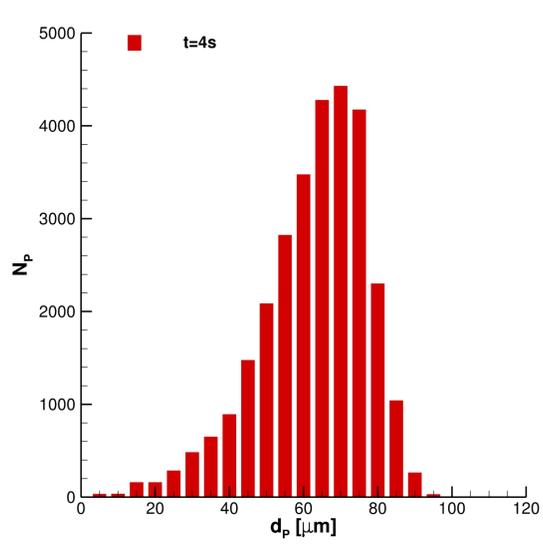


Figura 6.13: Distribuzione dei diametri delle particelle a $t = 4 s$. Singolo colpo di tosse. $D_{min} = 2.85 \mu m$, $D_{max} = 98.34 \mu m$, $\overline{D}_p = 67.81 \mu m$

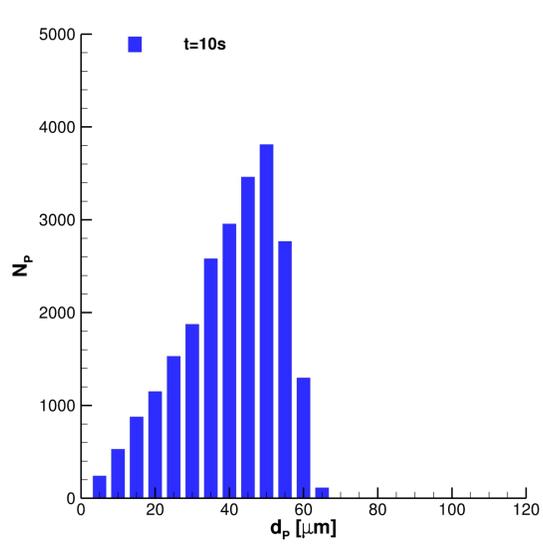


Figura 6.14: Distribuzione dei diametri delle particelle a $t = 10 s$. Singolo colpo di tosse. $D_{min} = 1.06 \mu m$, $D_{max} = 66.45 \mu m$, $\overline{D}_p = 43.07 \mu m$

al singolo colpo di tosse con la sigla 1E, due colpi di tosse sono contrassegnati dalla sigla 2E, mentre 3E rappresenta tre eventi respiratori.

In figura 6.16 si può notare che anche per questa configurazione i volumi Ω_2 e Ω_3 sono popolati allo stesso modo. I risultati relativi a Ω_4 non sono stati inclusi per non compromettere la leggibilità del grafico e sono, comunque, del tutto analoghi a quelli presentati.

In figura 6.17 si riporta l'andamento nel tempo della lunghezza di penetra-

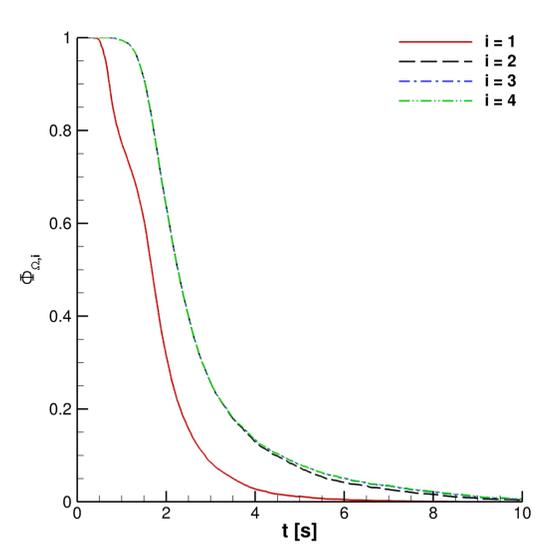


Figura 6.15: Φ_{Ω_i} per un colpo di tosse.

zione del liquido LPL_x . Essa raggiunge circa 0.5 m nel caso di singolo colpo di tosse e, all'aumentare del numero degli eventi, raggiunge il valore di circa 0.8 m. E' interessante notare che, dopo la prima immissione, la pendenza della curva LPL_x aumenta significativamente e, comunque, le particelle che conservano almeno il 95 % della loro massa iniziale non raggiungono mai la distanza di 1m.

Anche la traiettoria percorsa dal baricentro del cloud sul piano $x-z$ non cambia in maniera significativa al variare del numero di colpi di tosse, fatta eccezione per l'ultima parte, come riscontrabile in figura 6.18. Analizzando meglio il grafico si può osservare che, nel primo tratto, la traiettoria segue un andamento balistico fino a $x_G \simeq 0.35m$. Da questo punto in poi la curva x_G, z_G segue un andamento pressoché lineare fino a $x_G \simeq 1m$ a causa dell'annullamento del termine inerziale. Nell'ultima parte della curva gli effetti di evaporazione e interazione delle parcel con il suolo danno luogo ad un andamento complesso. In ultima analisi, dalla traiettoria del baricentro del cloud di particelle si evince che ci sono droplets che superano la distanza di 1.5 m dall'emettitore. Tutta-

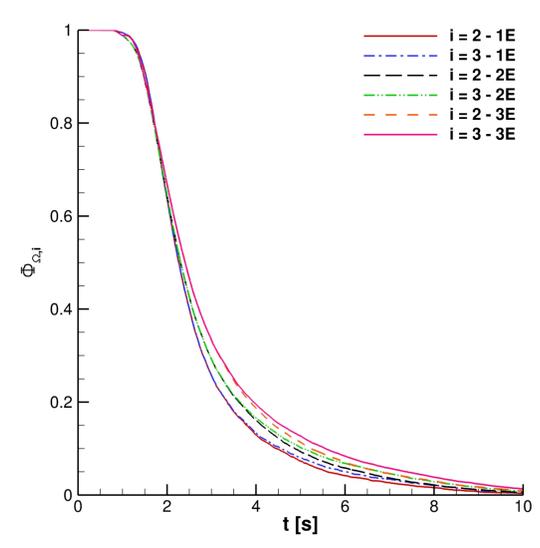


Figura 6.16: Φ_{Ω_i} per colpi di tosse multipli. In legenda $1E$ è per una emissione, $2E$ è per due emissioni, $3E$ è per tre emissioni.

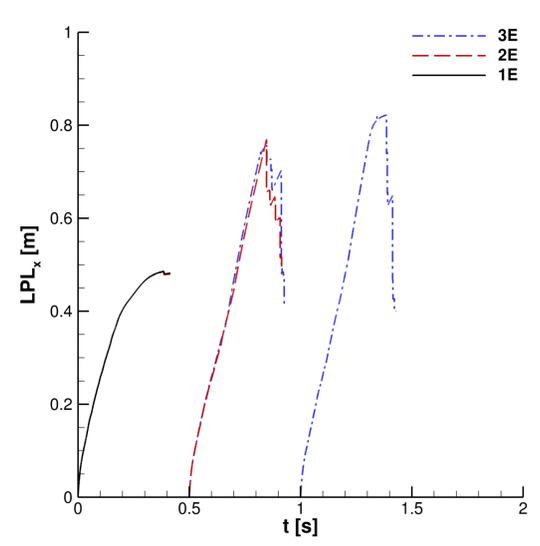


Figura 6.17: Lunghezza di penetrazione del liquido per colpi di tosse multipli.

via, solo un numero esiguo di queste si trova nel range $1.3\text{m} \leq z \leq 1.8\text{m}$.

Come già visto precedentemente dall'occorrenza di distribuzione di diame-

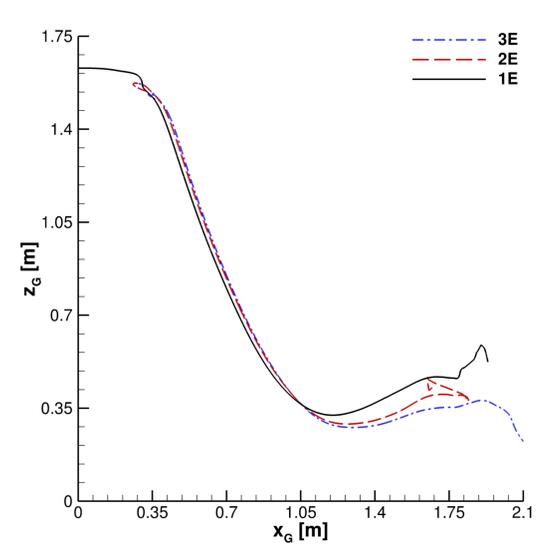


Figura 6.18: Traiettoria del centro di massa del cloud di particelle.

tri, le dimensioni delle droplet immesse nel dominio si riducono nel tempo a causa dell'evaporazione. Questo fenomeno è ulteriormente analizzato tramite l'evoluzione temporale del D_{10} mostrata in figura. 6.19. E' evidente che per un tempo $t > 15$ s dopo l'evento respiratorio, le parcel raggiungono diametri tipici degli aerosol e pochi secondi dopo evaporano completamente. Questo conferma che, partendo da una distribuzione di diametri iniziali come quella usata in questo caso, le particelle di piccole dimensioni rimangono in sospensione per poco tempo come già notato da Busco [74].

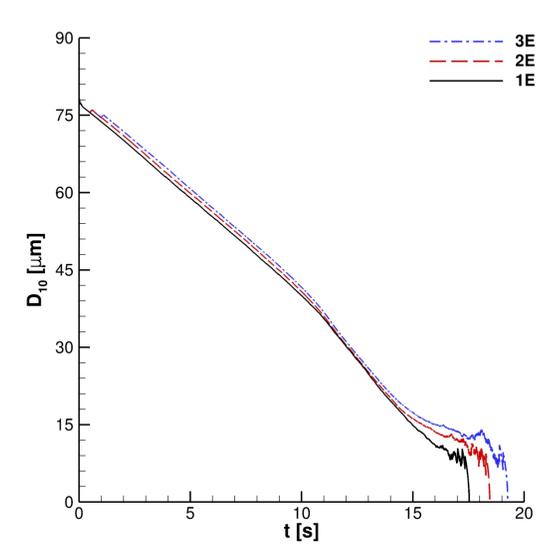


Figura 6.19: Andamento temporale del diametro medio, D_{10} .

6.5 Interazione di droplet con la radiazione UV-C

In questo paragrafo si valuta la compatibilità tra il potere di inattivazione biologica della radiazione UV-C con il tempo di residenza delle particelle in un certo volume di riferimento. L'effetto viricida è stato valutato partendo dall'ipotesi che le particelle di saliva sono completamente attive (inteso come carica virale) quando emesse durante il colpo di tosse. La sorgente UV-C, invece, è stata selezionata tra quelle disponibili in commercio: in particolare è stata scelta una lampada cilindrica avente raggio pari a 1.4 cm e una lunghezza di 90 cm.

La lampada è stata posizionata sulla parte superiore del dominio e ne è stato analizzato l'effetto per due differenti orientazioni: nel primo caso l'asse della sorgente UV-C è allineato all'asse x (streamwise) e il bordo più vicino al punto di immissione di droplet è posizionato in (0.5m, 0m, 3m); la seconda configurazione prevede l'asse della lampada perpendicolare all'asse del flusso (crossflow) e il suo centro è posizionato in (1m, 0m, 3m), come mostrato in figura 6.20. Il modello di lampada selezionato è disponibile in commercio per diverse potenze. In questo caso sono state considerate quelle da 25 W e 55 W. Questi valori sono stati scelti in modo da garantire che la dose UV-C eventualmente assorbita dalla persona che viene irradiata durante il tempo di volo delle droplet, non sia tale da provocare danni temporanei o permanenti su cute e occhi, come da linee guida fornite nell'Ultraviolet Radiation Guide pubblicata dal Navy Environmental Health Center (USA) [91]. In tabella 6.1 si riportano i valori di dose

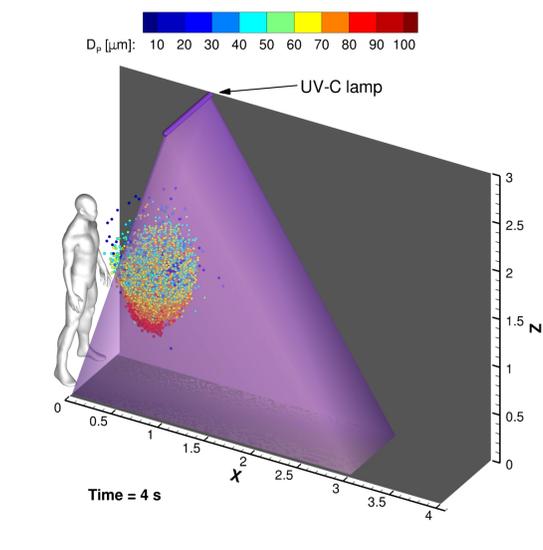


Figura 6.20: Disposizione della lampada con layout crossflow.

Tabella 6.1: Dose UV-C massima e media ricevuta in 10 s dal manichino in figura 6.21.

Case	Dose media [J/m^2]	Dose massima [J/m^2]
Streamwise - 55W	8.37	15.21
Crossflow - 55W	10.16	20.89
Crossflow - 25W	4.62	9.49

UV-C massima e media, ricevuta dopo 10 s e riferita al manichino posizionato in prossimità del boundary "mouth". Tali valori sono sempre al di sotto della soglia di rischio di $60 J/m^2$ [91] e sono stati ottenuti dall'integrazione del campo UV-C prodotto dalla lampada, valutato secondo il metodo dei fattori di vista descritto nel paragrafo 5.3, sulla parte anteriore del manichino mostrato in figura 6.21.

L'effetto dell'orientazione della lampada è appena percettibile, in favore della configurazione crossflow, come riscontrabile dall'andamento nel tempo dell'indice $\Phi_{A,00}$ mostrato in figura 6.22. Al contrario, l'utilizzo della lampada con potenza di 25 W ha un'effetto inattivante inferiore rispetto a quello prodotto dalla sorgente da 55 W. Per questi motivi è stata scelta quest'ultima, in configurazione crossflow, per condurre le analisi presentate successivamente.

L'effetto di inattivazione biologica della radiazione UV-C è ripotato nelle figure 6.23, 6.24 e 6.25, rispettivamente per uno, due e tre colpi di tosse. Lo studio si è focalizzato solo sul volume Ω_2 , che si estende per 1 m in direzione

6.5 Interazione di droplet con la radiazione UV-C

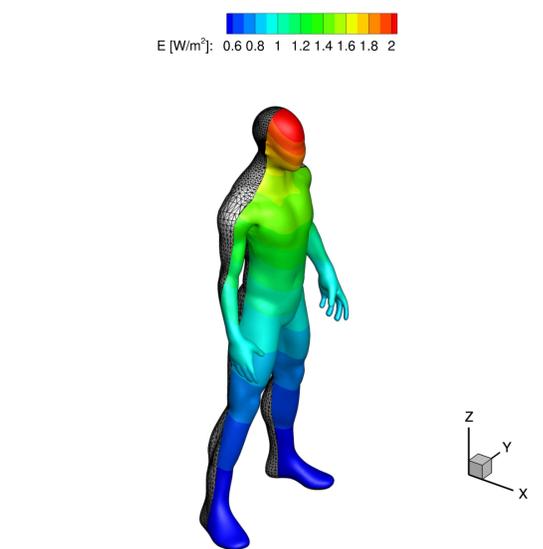


Figura 6.21: Radiazione UV-C ricevuta da un manichino posizionato all'inizio del dominio. Lampada da 55 W con orientazione crossflow.

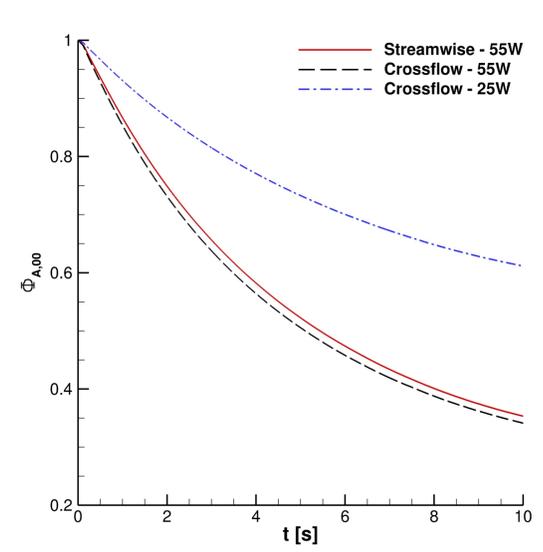


Figura 6.22: Effetto della potenza e dell'orientazione della sorgente UV-C.

x , dal momento che, come visto nel paragrafo 6.4, è del tutto equivalente a Ω_3 e Ω_4 in termini di presenza delle droplet. E' importante evidenziare che, per tutti i casi considerati, il tempo di permanenza delle particelle nel volume Ω_2 è di circa 10 s, come è possibile apprezzare qualitativamente in figura 6.11. In questo lasso di tempo la radiazione UV-C ha un ottimo impatto sull'inattivazione del virus presente nelle gocce di saliva. L'indice $\Phi_{A,22}$, infatti, decresce rapidamente nel tempo e, dopo 4 s, la carica virale è praticamente dimezzata fino ad arrivare a circa il 20 % del suo valore iniziale. Si può affermare, quindi, che questa tecnica di disinfezione real-time è molto efficace e promettente nel contesto della riduzione del rischio di contagio da SARS-CoV-2.

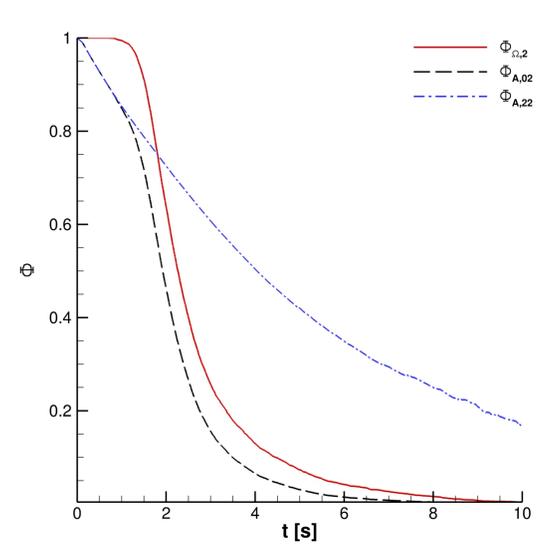


Figura 6.23: Effetto della radiazione UV-C su un cloud prodotto da un colpo di tosse.

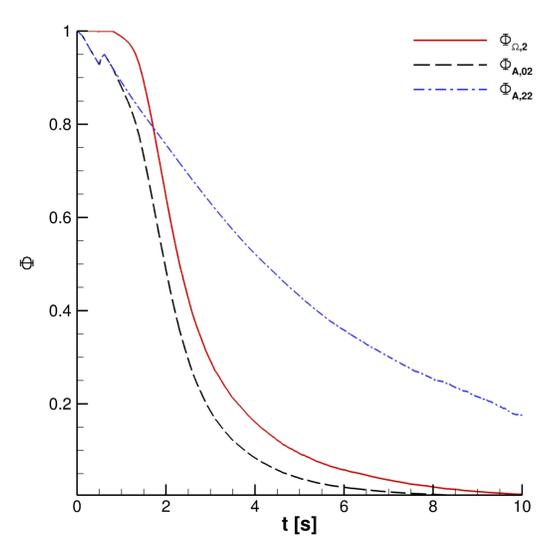


Figura 6.24: Effetto della radiazione UV-C su un cloud prodotto da due colpi di tosse.

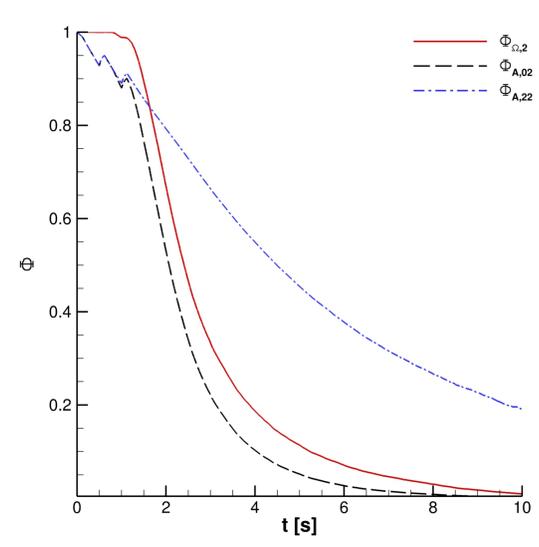


Figura 6.25: Effetto della radiazione UV-C su un cloud prodotto da tre colpi di tosse.

6.6 Formazione di nuclei secchi di saliva per cristallizzazione

Visti i risultati ottenuti e descritti nel paragrafo precedente, soprattutto in termini dell'impatto che l'evaporazione ha sulla diminuzione di diametro delle droplet, si è deciso di indagare l'influenza che potrebbe avere la formazione di nuclei secchi di saliva sulla diffusione in ambiente di virus aerotrasportati. La saliva, infatti, è composta principalmente da una soluzione di acqua e sale e una piccola frazione di massa immiscibile di muco. L'evaporazione della parte acquosa del fluido muco-salivare, può produrre una soluzione supersatura di cloruro di sodio (NaCl), innescando la formazione di nuclei cristallizzati e il loro successivo accrescimento. Questo processo può sfociare nella formazione di nuclei secchi (chiamati anche droplet nuclei), aventi diametri di pochi micrometri e che rimangono in sospensione in aria per molto tempo, aumentando il rischio di contagio.

6.6.1 Population Balance Equation

Per simulare la nucleazione e la crescita di cristalli di sale all'interno delle gocce di saliva, è stata accoppiata la population balance equation (PBE) al metodo PSI-Cell. La PBE è risolta all'interno di ogni parcel al fine di valutare la formazione di nuclei secchi e, per processi di cristallizzazione non omogenei, può essere espressa secondo la formulazione proposta da Woo [92]:

$$\frac{\partial N_j}{\partial t} + \nabla \cdot (N_j \mathbf{u}_p) - \nabla \cdot (D_t \nabla N_j) = - \sum_j \frac{\partial [G_j N_j]}{\partial r_j} + B \prod_j \delta(r_j - r_{j0}) + h \quad (6.6)$$

dove N_j è la densità di numero di cristalli di cloruro di sodio all'interno di una parcel, D_t è la diffusività turbolenta locale, G_j è il tasso di crescita del cristallo di NaCl, r_j è la coordinata interna alla particella, r_{j0} è la coordinata interna alla particella per il nucleo cristallizzato, δ è la funzione di Dirac, B_j è il tasso di nucleazione del cristallo di sale e h è il tasso di generazione e distruzione dei cristalli per aggregazione, agglomerazione e rottura.

E' importante precisare che, visto lo scopo di questo lavoro, si è tenuto conto dei soli termini di nucleazione e accrescimento e, ipotizzando le particelle ben miscelate nella fase Euleriana e tracciate indipendentemente nel framework Lagrangiano, i termini convettivi e diffusivi possono essere trascurati.

L'equazione 6.6 integrata su r , può essere riscritta come segue:

$$\frac{df_j}{dt} = H \quad (6.7)$$

dove f_j è la popolazione media nella parcel e H è definito come:

$$H = -\frac{1}{\Delta r} G_{j+1/2} \left(f_j + \frac{\Delta r}{2} (f_r)_j \right) + \frac{1}{\Delta r} G_{j-1/2} \left(f_j + \frac{\Delta r}{2} (f_r)_i j - 1 \right) + B_{j=0} \quad (6.8)$$

Il termine di nucleazione, invece, è valutato solamente in r_{j_0} e, a partire dalla soluzione dell'equazione 6.7, la massa di sale cristallizzato può essere calcolata nel seguente modo:

$$N_{w,j} = \frac{1}{4} \rho_c k_v f_i \left(r_{j+1/2}^4 - r_{j-1/2}^4 \right) \quad (6.9)$$

ρ_c nell'equazione 6.10 è la densità del cristallo, mentre k_v è il suo fattore di forma. Combinando le equazioni 6.7 e 6.10 si ottiene la forma semidiscreta della PBE:

$$\frac{\partial N_{w,j}}{\partial t} = \frac{\rho_c k_v}{4} \left(r_{j+1/2}^4 - r_{j-1/2}^4 \right) \times \max(\text{sign}(\Delta c), 0) H \quad (6.10)$$

Nell'equazione sopra $\Delta c = c - c^*$ è la supersaturazione, mentre c e c^* sono rispettivamente la concentrazione di sale e la sua solubilità in acqua. Per i valori del tasso di crescita e di nucleazione del cristallo si faccia riferimento ai dati sperimentali riportati in [93, 94].

La Population Balance Equation è risolta utilizzando un schema temporale ad alta stabilità ed elevato ordine di accuratezza (Strong Stability Preserving Runge–Kutta – SSPRK) [95]. Tale schema è caratterizzato da 9 passi e ordine di accuratezza 5. Infine, i termini $(f_r)_j$ in equazione 6.8 sono approssimati con lo schema min–mod [92].

6.6.2 Effetto della formazione di droplet nuclei sulla diffusione di gocce di saliva

A partire dal setup base (in termini di dominio computazionale, condizioni iniziali e condizioni al contorno) affrontato nei paragrafi precedenti e integrando il modello presentato per la previsione della formazione di droplet nuclei, è stata condotta una simulazione per un singolo colpo di tosse. La saliva è stata modellata come una soluzione di acqua e cloruro di sodio in cui quest'ultimo è lo 0.75 % della massa totale della droplet, come riportato nel lavoro di Rosti [96]. Si riportano, di seguito, i risultati preliminari ottenuti.

Confrontando la distribuzione spaziale del cloud di partcelle in figura 6.26 con quello in figura 6.27, si può notare come già dopo 10 secondi dall'evento respiratorio la cristallizzazione del sale produca un effetto evidente: la zona di rischio, qui considerata di estensione in x di 1.3 m, è notevolmente più popolata per il caso in figura 6.27 e rimane tale per un tempo più lungo rispetto al caso in cui si considera la saliva composta da sola acqua. Questo è confermato anche

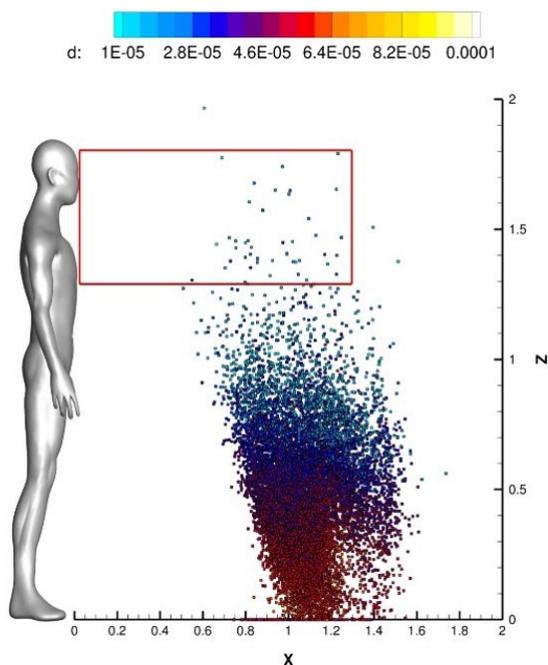


Figura 6.26: Rappresentazione del cloud a $t = 10$ s. Le droplet sono modellate come costituite da sola acqua.

dall'andamento temporale dell'indice Φ_{Ω} mostrato in figura 6.28. È importante evidenziare che le particelle contenute nel volume di rischio Ω , sono droplet nuclei aventi diametri di circa $10 \mu m$ per i quali si stima un tempo di volo di circa 60 s. La traiettoria compiuta dal centro di massa del cloud sul piano $x-z$, invece, non sembra risentire particolarmente della formazione di nuclei secchi fino a $x_G \approx 1$, come mostrato in figura 6.29. Da questo punto in poi, tuttavia, le piccole particelle derivanti dalla cristallizzazione della quota parte salina delle droplet permettono al cloud di raggiungere distanze ben superiori rispetto al caso in cui questo effetto venga trascurato. Si precisa che, per $x_G > 2$, il dato relativo alla traiettoria del baricentro è estrapolato, dal momento che il flusso di background prodotto dal colpo di tosse si è ormai esaurito e le particelle si muovono con velocità uniforme.

In ogni caso, alla luce di queste analisi preliminari, è evidente che la formazione di nuclei secchi di saliva non è trascurabile nello studio della diffusione aerea di virus aerotrasportati e saranno necessari ulteriori studi per valutare il loro impatto sul rischio di contagio e sull'entità della distanza interpersonale di sicurezza.

6.6 Formazione di nuclei secchi di saliva per cristallizzazione

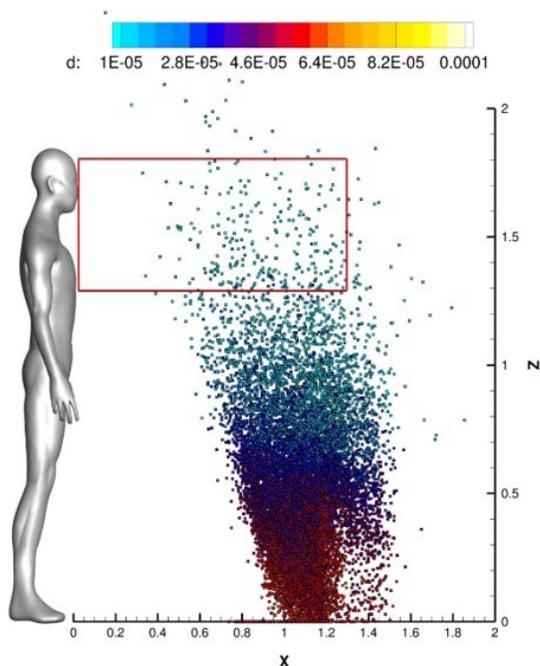


Figura 6.27: Rappresentazione del cloud a $t = 10$ s. Le droplet sono modellate come costituite da una soluzione di acqua e cloruro di sodio.

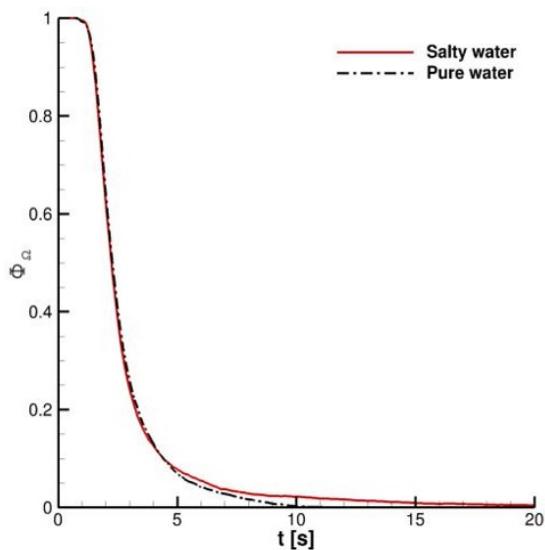


Figura 6.28: Φ_Ω per un colpo di tosse. Effetto della formazione di droplet nuclei.

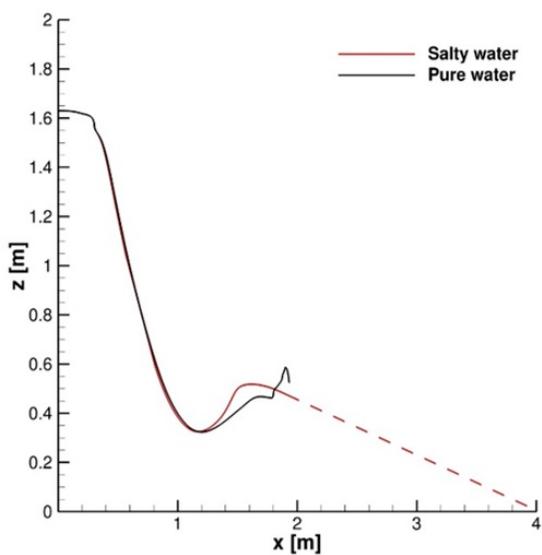


Figura 6.29: Posizione del centro di massa del cloud di particelle. Effetto della formazione di droplet nuclei.

Capitolo 7

Conclusioni

In questo lavoro di tesi sono stati approfonditi due temi di attualità e forte interesse ingegneristico: l'emissione aeroacustica prodotta da oggetti investiti da un flusso d'aria e la diffusione aerea di micro-particelle di fluido organico veicolanti virus. E' stato utilizzato un approccio numerico per indagare le problematiche relative a tali fenomeni, sviluppando modelli specifici per i casi presi in esame all'interno della libreria OpenFOAM.

E' stato sviluppato un solutore, chiamato `caafoam`, in grado di condurre DNS aeroacustiche. Esso adotta schemi Runge–Kutta espliciti di ordine di accuratezza da 2 a 4 per l'integrazione temporale, nonché un trattamento non-riflettivo per i boundary esterni del dominio attraverso l'introduzione di uno sponge layer. Sono stati impiegati gli schemi Kurganov–Noelle–Petrova e energy conserving di Pirozzoli per l'approssimazione dei termini convettivi, dando luogo alle due versioni `caafoam-m1` e `caafoam-m2`, rispettivamente. Il solutore ha evidenziato ottime prestazioni parallele, dimostrando di essere particolarmente interessante per affrontare problemi di grandi dimensioni, come quelli tipici del contesto aeroacustico.

Il solutore è stato ampiamente testato con benchmark di letteratura sia per casi riguardanti i toni Eoliani prodotti da corpi tozzi in flussi laminari, che per il rumore generato da un profilo alare operante in regime turbolento. I risultati ottenuti hanno mostrato la capacità di `caafoam` di prevedere correttamente il campo di pressione acustica per i casi analizzati anche se, solamente la versione `m2`, è risultata stabile e accurata anche con l'adozione di mesh di calcolo completamente non strutturate.

E' stata indagata, inoltre, la possibilità di adottare il riscaldamento di parete quale controllo attivo dell'emissione aeroacustica. Dalle simulazioni effettuate per casi inerenti corpi tozzi in flussi laminari, si evince che l'adozione di una temperatura di parete superiore a quella del flusso indisturbato o l'imposizione di un gradiente di temperatura, produce una riduzione dell'oscillazione delle forze agenti sul corpo sia in termini di ampiezza che di frequenza. Tale effetto si traduce in una minore fluttuazione di pressione e, quindi, in un abbattimento del rumore prodotto. E' stato verificato, inoltre, che, in questo contesto, l'ef-

fetto termico sulla viscosità dinamica non è trascurabile: quando quest'ultima viene modellata come dipendente dalla temperatura, la riduzione di emissione acustica che ne deriva è maggiore rispetto al caso con viscosità costante. L'utilizzo di tale tecnica di controllo del rumore aeroacustico sembra quindi essere efficace, soprattutto considerando che può essere effettuata anche solo riscaldando una parte del corpo: si è visto, infatti, che il condizionamento termico della sola zona di corpo interessata da separazione del flusso produce lo stesso effetto ottenuto riscaldando tutta la parete del corpo stesso. L'applicazione del metodo di controllo attivo dell'emissione acustica in flussi turbolenti provoca, tuttavia, risultati opposti rispetto a quanto detto fino ad ora: nel caso del profilo alare NACA 0012 con estradosso riscaldato, infatti, si apprezza un lieve aumento della pressione acustica complessiva e della frequenza per la quale si manifesta il picco tonale rispetto al caso in cui non viene applicato carico termico. Tale risultato rende necessario approfondire ulteriormente l'effetto termico sulla pressione acustica ma, nonostante tutto, la tecnica di controllo proposta risulta essere promettente.

Per quanto riguarda il trasporto di fluidi organici nel contesto della diffusione del SARS-CoV-2, è stato sviluppato un modello numerico con approccio Euliano-Lagrangiano per valutare il comportamento in ambiente di un cloud di particelle di saliva derivanti da varie attività respiratorie. È stato effettuato uno studio di convergenza di griglia e dei maggiori parametri di simulazione, così come dell'effetto delle condizioni iniziali, al fine di fornire risultati quanto più accurati e veritieri possibile riguardo la diffusione di particelle di fluido muco-salivare derivante da colpi di tosse. È stato studiato il comportamento delle gocce emesse in termini di traiettoria percorsa dal baricentro del cloud e di lunghezza di penetrazione del liquido in direzione del flusso principale.

Dai risultati ottenuti si evince che alcune particelle raggiungono una distanza superiore a 1.5m, tuttavia solo poche di queste rientrano nel range verticale $1.3\text{m} \leq z \leq 1.8\text{m}$, altezze per le quali potrebbe avvenire una trasmissione diretta per un adulto di statura media. Ciò è vero anche dopo pochissimi secondi dall'inizio del colpo di tosse. Per meglio quantificare l'entità del rischio di contagio, sono stati introdotti due indici rappresentativi del numero di particelle presenti in un volume considerato "di rischio" e della presenza di copie di virus biologicamente attive nel volume stesso. Analizzando tali indici, si può confermare che la distanza di sicurezza di 1.0 m è sufficiente per ridurre notevolmente il contagio da trasmissione diretta.

È stata valutata, inoltre, la possibilità di utilizzare la radiazione UV-C a 254 nm come metodo di disinfezione real-time. Per fare ciò, è stato sviluppato un nuovo approccio per accoppiare il metodo dei fattori di vista al framework Euliano-Lagrangiano. Dalle simulazioni condotte si evince che l'utilizzo di lampade UV-C commerciali sono in grado di abbattere di circa l'80 % la carica

virale di un cloud di particelle emesse in colpi di tosse. Questo avviene compatibilmente con i tempi di volo delle stesse e senza superare la soglia massima di dose UV-C ricevibile da un essere umano.

Dalle simulazioni condotte sulla diffusione di droplet si è visto che l'evaporazione delle stesse provoca una notevole diminuzione delle loro dimensioni e quindi, è stato studiato l'effetto della formazione di nuclei secchi di saliva sui tempi di volo delle particelle. E' stato sviluppato un modello multiscala, introducendo la Population Balance Equation nel framework Euleriano-Lagrangiano già utilizzato, per simulare la formazione e la crescita di cristalli di sale all'interno delle gocce di saliva. Le analisi preliminari condotte, hanno evidenziato che la formazione di nuclei secchi dà origine a particelle dal diametro di pochi micron che rimangono in sospensione per un tempo ben più lungo rispetto a quanto succede se queste sono modellate come costituite da sola acqua. Questo aspetto, quindi, non è assolutamente trascurabile nella valutazione della diffusione aerea di virus e nella determinazione del rischio di contagio.

Bibliografia

- [1] T. F. Brooks and R. H. Schlinker. Progress in rotor broadband noise research. *Vertica*, 7(4):287–307, January 1983.
- [2] Siegfried Wagner, Rainer Bareiß, and Gianfranco Guidati. Wind turbine noise. 1996.
- [3] Michael S. Howe. Trailing edge noise at low mach numbers. *Journal of Sound and Vibration*, 225:211–238, 1999.
- [4] S. K. Lele and J.W. Joseph. A second golden age of aeroacoustics? *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 372(2022), 2014.
- [5] M. S. Howe. Noise produced by a sawtooth trailing edge. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 90(1):482–487, 1991.
- [6] T. Tim Colonius and S.K. Lele. Computational aeroacoustics: progress on nonlinear problems of sound generation. *Progress in Aerospace Sciences*, 40(6):345 – 416, 2004.
- [7] C.K.W. Tam. Computational aeroacoustics: An overview of computational challenges and applications. *International Journal of Computational Fluid Dynamics*, 18(6):547–567, 2004.
- [8] P.J. Morris, L.N. Long, T.E. Scheidegger, and S. Boluriaan. Simulations of supersonic jet noise. *International Journal of Aeroacoustics*, 1(1):17–41, 2002.
- [9] M. Lorteau, F. Clero, and F. Vuillot. Analysis of noise radiation mechanisms in hot subsonic jet from a validated les solution. *Physics of Fluids*, 27(17), 2015.
- [10] H.M. Frank and C.D. Munz. Direct aeroacoustic simulation of acoustic feedback phenomena on a side-view mirror. *Journal of Sound and Vibration*, 371:132 – 149, 2016.
- [11] B. Cockburn, G.E. Karniadakis, and C.W. Shu. *Discontinuous Galerkin Methods – Theory, Computations and Applications*. Springer-Verlag, Berlin, 2000.

- [12] J.C. Lecordier, L. Hamma, and P. Paranthoen. The control of vortex shedding behind heated circular cylinders at low reynolds numbers. *Experiments in Fluids*, 10(4):224–229, 1991.
- [13] J.-C. Lecordier, L.W.B. Browne, S. Le Masson, F. Dumouchel, and P. Paranthoen. Control of vortex shedding by thermal effect at low reynolds numbers. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 21(4):227–237, 2000.
- [14] Kim, J., and Koratkar, N., and Rusak, Z. Small-Scale Airfoil Aerodynamic Efficiency Improvement by Surface Temperature and Heat Transfer. *AIAA Journal*, 41:2105–2112, 2012.
- [15] Bekka, N. and Sellam, M. and Chpoun, A. Numerical Study of Heat Transfer Around the Small Scale Airfoil Using Various Turbulence Models. *Numerical Heat Transfer, Part A: Applications*, 56:946–969, 2009.
- [16] Hinz, F.D., and Alighanbari, H., and Breitsamter, C. Influence of heat transfer on the aerodynamic performance of a plunging and pitching NACA0012 airfoil at low Reynolds numbers. *Journal of Fluids and Structures*, 37:88–99, 2013.
- [17] J.D. Siegel, E. Rhinehart, M. Jackson, and L. Chiarello. Guideline for Isolation Precautions: Preventing Transmission of Infectious Agents in Healthcare Settings, 2007. The Healthcare Infection Control Practices Advisory Committee, Atlanta, GA: U.S. Department of Health and Human Services.
- [18] R. Mittal, R. Ni, and J.-H. Seo. The flow physics of COVID-19. *Journal of Fluid Mechanics*, 894, 2020.
- [19] Z.T. Ai and Melikov A.K. Airborne spread of expiratory droplet nuclei between the occupants of indoor environments: A review. *Indoor*, 28:500–524, 2018.
- [20] P.V. Nielsen. Fifty years of CFD for room air distribution. *Building and Environment*, 91:78 – 90, 2015. Fifty Year Anniversary for Building and Environment.
- [21] Wang, H. and Li, Z. and Zhang, X. and Zhu, L. and Liu, Y. and Wang, S. The motion of respiratory droplets produced by coughing. *Physics of Fluids*, 32(12):125102, 2020.
- [22] Verma, S. and Dhanak, M. and Frankenfield, J. Visualizing the effectiveness of face masks in obstructing respiratory jets. *Physics of Fluids*, 32(6):061708, 2020.

- [23] Verma, S. and Dhanak, M. and Frankenfield, J. Visualizing droplet dispersal for face shields and masks with exhalation valves. *Physics of Fluids*, 32(9):091701, 2020.
- [24] Staymates, M. Flow visualization of an N95 respirator with and without an exhalation valve using schlieren imaging and light scattering. *Physics of Fluids*, 32(11):111703, 2020.
- [25] Arumuru, V. and Pasa, J. and Samantaray, S.S. . Experimental visualization of sneezing and efficacy of face masks and shields. *Physics of Fluids*, 32(11):115129, 2020.
- [26] V. Vuorinen, M. Aarnio, M. Alava, M. Alopaeus, N. Atanasova, M. Auvinen, N. Balasubramanian, Bordbar. H., P. Erasto, R. Grande, N. Hayward, A. Hellsten, S. Hostikka, J. Hokkanen, O. Kaario, A. Karvinen, I. Kivistö, M. Korhonen, R. Kosonen, J. Kuusela, S. Lestinen, E. Laurila, H.J. Nieminen, P. Peltonen, J. Pokki, A. Puisto, P. Raback, H. Salmenjoki, T. Sironen, and M. Osterberg. Modelling aerosol transport and virus exposure with numerical simulations in relation to SARS-CoV-2 transmission by inhalation indoors. *Safety Science*, 130:104866, 2020.
- [27] Khosronejad, A. and Santoni, C. and Flora, K. and Zhang, Z. and Kang, S. and Payabvash, S. and Sotiropoulos, F. . Fluid dynamics simulations show that facial masks can suppress the spread of COVID-19 in indoor environments. *AIP Advances*, 10(12):125109, 2020.
- [28] M.R. Pendar and J.C. Pascoa. Numerical modeling of the distribution of virus carrying saliva droplets during sneeze and cough. *Physics of Fluids*, 32(8):083305, 2020.
- [29] T. Dbouk and D. Drikakis. On coughing and airborne droplet transmission to humans. *Physics of Fluids*, 32(5), 2020.
- [30] T. Dbouk and D. Drikakis. On respiratory droplets and face masks. *Physics of Fluids*, 32(6):063303, 2020.
- [31] T. Dbouk and D. Drikakis. Weather impact on airborne coronavirus survival. *Physics of Fluids*, 32(9):093312, 2020.
- [32] Fontes, D. and Reyes, J. and Ahmed, K. and Kinzel, M. . A study of fluid dynamics and human physiology factors driving droplet dispersion from a human sneeze. *Physics of Fluids*, 32(11):111904, 2020.
- [33] H.G. Weller, G. Tabor, H. Jasak, and C. Fureby. A tensorial approach to computational continuum mechanics using object-oriented techniques. *Computational Physics*, 12(6):620–631, 1998.

- [34] A.G. Buchan, L. Yang, and K. D. Atkinson. Predicting airborne coronavirus inactivation by far-UVC in populated rooms using a high-fidelity coupled radiation-CFD model. *Scientific Reports*, 10(1), Nov 2020.
- [35] G. Kreiss, B. Krank, and G. Efraimsson. Analysis of stretched grids as buffer zones in simulations of wave propagation. *Applied Numerical Mathematics*, 107:1 – 17, 2016.
- [36] M. Israeli and S.A. Orszag. Approximation of radiation boundary conditions. *Journal of Computational Physics*, 41:115–135, 1981.
- [37] D.J. Bodony. Analysis of sponge zone for computational fluid mechanics. *Journal of Computational Physics*, 212:681–702, 2006.
- [38] T. Ikeda, T. Takashi Atobe, and S. Takagi. Direct simulations of trailing-edge noise generation from two-dimensional airfoils at low Reynolds numbers. *Journal of Sound and Vibration*, 331(3):556 – 574, 2012.
- [39] A. Mani. Analysis and optimization of numerical sponge layers as a nonreflective boundary treatment. *Journal of Computational Physics*, 231(2):704–716, 2012.
- [40] A. Kurganov, S. Noelle, and G. Petrova. Semidiscrete central-upwind schemes for hyperbolic conservation laws and Hamilton–Jacobi equations. *SIAM Journal on Scientific Computing*, 23:707–740, 2001.
- [41] C.J. Greenshields, H.G. Weller, L. Gasparini, and J.M. Reese. Implementation of semi-discrete, non-staggered central schemes in a collocated, polyhedral, finite volume framework, for high-speed viscous flows. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 63(1):1–21, 2010.
- [42] S. Pirozzoli. Generalized conservative approximations of split convective derivative operators. *Journal of Computational Physics*, 229(19):7180 – 7190, 2010.
- [43] F. Ducros, V. Ferrand, F. Nicoud, C. Weber, D. Darracq, C. Gache-riou, and T. Poinsot. Large-Eddy Simulation of the Shock/Turbulence Interaction. *Journal of Computational Physics*, 152(2):517 – 549, 1999.
- [44] S. Pirozzoli. Numerical methods for high-speed flows. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 43:163–194, 2011.
- [45] M. S. Liou. A sequel to AUSM, Part II: AUSM+-up for all speeds. *Journal of Computational Physics*, 214(1):137 – 170, 2006.
- [46] J.H. Ferziger and M. Peric. *Computational Methods for Fluid Dynamics*. Springer, 1999.

- [47] J.H. Williamson. Low-storage Runge–Kutta schemes. *Journal of Computational Physics*, 35(1):48 – 56, 1980.
- [48] C.A. Kennedy, M.H. Carpenter, and R.M. Lewis. Low-storage, explicit Runge–Kutta schemes for the compressible Navier–Stokes equations. *Applied Numerical Mathematics*, 35(3):177 – 219, 2000.
- [49] M.H. Carpenter and C.A. Kennedy. Third order 2N-storage Runge–Kutta schemes with error control. Technical Memorandum 109111, NASA, 1994.
- [50] V. Vuorinen, J.-P. Keskinen, C. Duwig, and B.J. Boersma. On the implementation of low-dissipative Runge–Kutta projection methods for time dependent flows using OpenFOAM. *Computers & Fluids*, 93:153 – 163, 2014.
- [51] OpenCFD Ltd. OpenFOAM programmer’s guide, 2016. www.openfoam.com.
- [52] G. Axtmann and U. Rist. Scalability of OpenFOAM with Large Eddy Simulation and DNS on HPC Systems. In *High Performance Computing in Science and Engineering*, Germany, 2016.
- [53] M. Culp. Current Bottlenecks in the Scalability of OpenFOAM on Massively Parallel Clusters, 2011. PRACE white paper, available on www.prace-ri.eu.
- [54] V. D’Alessandro, S. Montelpare, and R. Ricci. Detached-eddy simulations of the flow over a cylinder at $Re = 3900$ using OpenFOAM. *Computers & Fluids*, 136:152–156, 2016.
- [55] www.prace-ri.eu. Partnership for Advanced Computing in Europe.
- [56] B. Muller. High order numerical simulation of aeolian tones. *Computers and Fluids*, 37:450–462, 2008.
- [57] O. Inoue and N. Hatakeyama. Sound generation by a two-dimensional circular cylinder in a uniform flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 471:285–314, 2002.
- [58] M. Dumbser. Arbitrary high order PNPM schemes on unstructured meshes for the compressible Navier–Stokes equations. *Computers & Fluids*, 39(1):60–76, 2010.
- [59] N. Ganta, B. Mahato, and Y.G. Bhumkar. Analysis of sound generation by flow past a circular cylinder performing rotary oscillations using direct simulation approach. *Physics of Fluids*, 31(2), 2019.

- [60] N. Ganta, B. Mahato, and Y.G. Bhumkar. Modulation of sound waves for flow past a rotary oscillating cylinder in a non-synchronous region. *Physics of Fluids*, 31(9), 2019.
- [61] Ruixian Ma, Zhansheng Liu, Guanghui Zhang, Con J. Doolan, and Danielle J. Moreau. Control of Aeolian tones from a circular cylinder using forced oscillation. *Aerospace Science and Technology*, 94:105370, 2019.
- [62] D. Modesti and S. Pirozzoli. A low-dissipative solver for turbulent compressible flows on unstructured meshes, with OpenFOAM implementation. *Computers & Fluids*, 152:14 – 23, 2017.
- [63] C.H.K. Williamson. Vortex dynamics in the cylinder wake. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 28:477–539, 1996.
- [64] O. Inoue, M. Mori, and N. Hatakeyama. Aeolian tones radiated from flow past two square cylinders in tandem. *Physics of Fluids*, 18(4), 2006.
- [65] O. Inoue, W. Iwakami, and N. Hatakeyama. Aeolian tones radiated from flow past two square cylinders in a side-by-side arrangement. *Physics of Fluids*, 18, 2006.
- [66] Sandberg, R.D. and Jones, L.E. and Sandham, N.D. and Joseph, P.F. Direct numerical simulations of tonal noise generated by laminar flow past airfoils. *J. of Sound Vib.*, 320(4):838–58, 2009.
- [67] Jones, L. E. and Sandberg, R. D. and Sandham, N. D. Direct numerical simulations of forced and unforced separation bubbles on an airfoil at incidence. *J. Fluid Mech.*, 602:175–207, 2008.
- [68] Ricciardi, T.R. and Arias-Ramirez, W. and Wolf, W.R. On secondary tones arising in trailing-edge noise at moderate Reynolds numbers. *European Journal of Mechanics - B/Fluids*, 79:54–66, 2020.
- [69] Sutherland, W. . The viscosity of gases and molecular force. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 36(223):507–531, 1893.
- [70] W. Blake. *Mechanics of flow-induced sound and vibrations*. Elsevier, New York, 2017.
- [71] F.R. Menter. Two-Equation Eddy Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications. *AIAA Journal*, 32(1-4):1598 – 1695, 1994.
- [72] C. T. Crowe, M. P. Sharma, and D. E. Stock. The Particle-Source-In Cell (PSI-CELL) Model for Gas-Droplet Flows. *Journal of Fluids Engineering*, 99(2):325–332, 06 1977.

- [73] A. Putnam. Integratable form of droplet drag coefficient. *ARS J.*, 31:1467 – 1468, 1961.
- [74] G. Busco, S.R. Yang, J. Seo, and Y. A. Hassan. Sneezing and asymptomatic virus transmission. *Physics of Fluids*, 32(7):073309, 2020.
- [75] Abuhegazy, M. and Talaat, K. and Anderoglu, O. and Poroseva, S. V. . Numerical investigation of aerosol transport in a classroom with relevance to COVID–19. *Physics of Fluids*, 32(10):103311, 2020.
- [76] Li,H. and Leong, F.Y. and Xu, G. and Ge, Z. and Kang,C.W. and Lim, K.H. . Dispersion of evaporating cough droplets in tropical outdoor environment. *Physics of Fluids*, 32(11):113301, 2020.
- [77] Longest, P.W. and Jinxiang Xi, J. . Effectiveness of Direct Lagrangian Tracking Models for Simulating Nanoparticle Deposition in the Upper Airways. *Aerosol Science and Technology*, 41(4):380–397, 2007.
- [78] Zhao, B. and Zhang, Y. and Li, X. and Yang, X. and Huang, D. Comparison of indoor aerosol particle concentration and deposition in different ventilated rooms by numerical method. *Building and Environment*, 39(1):1 – 8, 2004.
- [79] W. E. Ranz and W. R. Marshall. Evaporation from drops. *Chem. Eng. Prog.*, 48:141 – 146, 1952.
- [80] Beggs, C.B. and Kerr, K.G. and Donnelly, J.K. and Sleigh, P.A. and Mara, D.D. and Cairns, G. An engineering approach to the control of Mycobacterium tuberculosis and other airborne pathogens: A UK hospital based pilot study. *Transactions of the Royal Society of Tropical Medicine and Hygiene*, 94(2):141–146, 2000.
- [81] C.J. Noakes and L.A. Fletcher and C.B. Beggs and P.A. Sleigh and K.G. Kerr. Development of a numerical model to simulate the biological inactivation of airborne microorganisms in the presence of ultraviolet light. *Journal of Aerosol Science*, 35(4):489 – 507, 2004.
- [82] Kowalski, W.J. Walsh, T.J. and Petraitis, V. 2020 COVID-19 Coronavirus ultraviolet susceptibility, 2020.
- [83] M. Modest. *Radiative Heat Transfer*. Elsevier, 2014.
- [84] W. J. Kowalski, W. P. Bahnfleth, D. L. Witham, B. F. Severin, and T. S. Whittam. Mathematical Modeling of Ultraviolet Germicidal Irradiation for Air Disinfection. *Quantitative Microbiology*, 2(3):249–270, Oct 2000.

- [85] R.I. Issa. Solution of the implicitly discretised fluid flow equations by operator-splitting. *Journal of Computational Physics*, 62(1):40–65, 1986.
- [86] Scharfman, B. E. and Techet, A. H. and Bush, J. W. M. and Bourouiba, L. Visualization of sneeze ejecta: steps of fluid fragmentation leading to respiratory droplets. *Experiments in Fluids*, 57(2):24, Jan 2016.
- [87] X. Xie, Y. Li, H. Sun, and L. Liu. Exhaled droplets due to talking and coughing. *J R Soc Interface*, 12 2012.
- [88] Van Der Reijden, W.A. and Veerman, E.C.I. and Nieuw Amerongen, A.V. Shear rate dependent viscoelastic behavior of human glandular salivas. *Biorheology*, 30(2):141–152, 1993.
- [89] R. A. Mugele and H. D. Evans. Droplet Size Distribution in Sprays. *Industrial & Engineering Chemistry*, 43(6):1317–1324, Jun 1951.
- [90] Sula, C. and Grosshans, H. and Papalexandris, M. V. Assessment of Droplet Breakup Models for Spray Flow Simulations. *Flow, Turbulence and Combustion*, 105(3):889–914, Sep 2020.
- [91] Navy Environmental Health Center–USA. Ultraviolet Radiation Guide, 1992.
- [92] Xing Woo, Reginald Tan, Pui Chow, and Richard Braatz. Simulation of mixing effects in antisolvent crystallization using a coupled cfd-pdf-pbe approach. *Crystal Growth & Design - CRYST GROWTH DES*, 6, 06 2006.
- [93] Julie Desarnaud, Hannelore Derluyn, Jan Carmeliet, Daniel Bonn, and Shahidzadeh Noushine. Metastability limit for the nucleation of nacl crystals in confinement. *The Journal of Physical Chemistry Letters*, 5:890–895, 01 2014.
- [94] A. Naillon, P. Joseph, and M. Prat. Sodium chloride precipitation reaction coefficient from crystallization experiment in a microfluidic device. *Journal of Crystal Growth*, 463:201–210, 2017.
- [95] Steven Ruuth and Raymond Spiteri. High-order strong-stability-preserving runge–kutta methods with downwind-biased spatial discretizations. *SIAM J. Numerical Analysis*, 42:974–996, 01 2004.
- [96] Marco Rosti, Stefano Olivieri, M. Cavaola, Agnese Seminara, and A. Mazzino. Fluid dynamics of covid-19 airborne infection suggests urgent data for a scientific design of social distancing. *Scientific Reports*, 10, 12 2020.