

Dipartimento di Ingegneria Meccanica e Aerospaziale



**Politecnico  
di Torino**

**Corso di Laurea in Ingegneria Aerospaziale**

**Studio numerico della mitigazione acustica in  
configurazioni con e senza guide tube per getti  
supersonici sovraespansi**

Relatore:  
**Prof. Emanuele Martelli**

Candidato:  
**Matteo Piras**

**Anno Accademico 2024/2025**



# Abstract

Il lancio di un vettore spaziale è accompagnato dalla generazione di intense onde di pressione, originate dall'interazione tra il getto supersonico del motore e le strutture del launch pad. Tali fenomeni acustici possono generare carichi vibroacustici dannosi per il carico utile e per la struttura stessa del lanciatore, rendendo necessarie strategie di mitigazione.

Il presente lavoro di tesi si propone di analizzare, mediante simulazioni CFD, il comportamento di un getto supersonico sovraespanso in uscita da un ugello conico, in diverse configurazioni geometriche. Il lavoro si articola in due fasi principali. Nella prima viene analizzato un caso di riferimento, rappresentato da un getto supersonico in configurazione libera, al fine di studiare la formazione di onde d'urto, le strutture instabili e le componenti di pressione associate. A questo scopo, è stato realizzato un modello numerico bidimensionale, inviscido, in regime compressibile, implementato nel software ANSYS Fluent.

Successivamente, viene introdotto un dispositivo di mitigazione passiva, denominato *guide tube*, con l'obiettivo di valutarne l'efficacia nella riduzione dei carichi acustici. Sono state considerate tre configurazioni geometriche, variando il raggio d'apertura del condotto. Per ciascuna configurazione sono stati analizzati: il campo medio di Mach, le visualizzazioni Schlieren, le fluttuazioni di pressione rilevate in punti significativi del dominio, e il contenuto spettrale del segnale acustico. È stata inoltre valutata la pressione media agente sulle pareti interne del *guide tube*, indicatore utile in ottica strutturale.

A completamento dello studio, è stato introdotto un ulteriore caso, nel quale il getto impatta contro una parete solida posta alla stessa distanza del *guide tube*.

Il lavoro si conclude con una riflessione sulle potenzialità offerte dai dispositivi di mitigazione passiva e con alcune proposte di sviluppi futuri.



# Indice

<b>Abstract</b>	<b>I</b>
<b>1 Propulsione spaziale</b>	<b>1</b>
1.1 Endoreattori a propellente solido . . . . .	2
1.2 Endoreattori a propellente liquido . . . . .	2
1.3 Endoreattori a propellente ibrido . . . . .	4
1.4 Relazioni fondamentali . . . . .	5
1.4.1 La spinta . . . . .	5
1.4.2 L'impulso totale e l'impulso specifico . . . . .	6
1.4.3 L'equazione del razzo di Tsiolkovsky . . . . .	6
1.5 Relazioni termodinamiche e teoria degli ugelli . . . . .	8
1.5.1 Modello di propulsore ideale . . . . .	8
1.6 Ugelli reali . . . . .	11
1.6.1 Geometrie tipiche . . . . .	12
<b>2 Separazione del flusso</b>	<b>17</b>
2.1 Fenomeni legati allo strato limite . . . . .	17
2.2 Interazioni onda d'urto - strato limite . . . . .	19
2.3 Separazione negli ugelli aerospaziali . . . . .	21
2.3.1 Free Shock Separation . . . . .	21
2.3.2 Restricted Shock Separation . . . . .	23
<b>3 Acustica del lancio</b>	<b>27</b>
3.1 Introduzione . . . . .	27
3.2 Generazione e propagazione del rumore . . . . .	27
3.3 Fonti di rumore al lift-off . . . . .	28
3.4 Tecniche di mitigazione . . . . .	31
<b>4 Analisi numerica</b>	<b>35</b>
4.1 Caso di riferimento: Getto libero . . . . .	35
4.1.1 Impostazione fisica del problema . . . . .	35
4.1.2 Griglia computazionale e setup della simulazione . . . . .	37
4.1.3 Risultati del getto libero . . . . .	39
4.2 Inserimento del guide tube . . . . .	47

4.2.1	Modifiche al dominio computazionale e alla geometria . . . . .	47
4.2.2	Risultati con guide tube . . . . .	49
4.3	Impatto con parete solida . . . . .	56
4.4	Confronto tra i casi . . . . .	62
4.4.1	Visualizzazioni Schlieren . . . . .	62
4.4.2	Fluttuazioni di pressione . . . . .	63
4.4.3	Analisi spettrale . . . . .	66
<b>5</b>	<b>Considerazioni finali e sviluppi futuri</b>	<b>71</b>
5.1	Sintesi dei risultati principali . . . . .	71
5.2	Limitazioni del lavoro . . . . .	72
5.3	Sviluppi futuri . . . . .	72
<b>A</b>	<b>Fluidodinamica computazionale</b>	<b>75</b>
A.1	Equazioni di governo . . . . .	75
A.1.1	Conservazione della massa . . . . .	76
A.1.2	Conservazione della quantità di moto . . . . .	76
A.1.3	Conservazione dell'energia . . . . .	77
A.2	Metodi numerici . . . . .	77
A.2.1	Metodi di discretizzazione . . . . .	77
A.2.2	Griglie numeriche . . . . .	80
A.3	Flussi turbolenti . . . . .	81
A.3.1	Direct Numerical Simulation (DNS) . . . . .	82
A.3.2	Reynolds-averaged Navier–Stokes (RANS) . . . . .	83
A.3.3	Large-Eddy Simulation (LES) . . . . .	84
	<b>Elenco delle figure</b>	<b>85</b>
	<b>Elenco delle tabelle</b>	<b>88</b>
	<b>Bibliografia</b>	<b>89</b>

# Capitolo 1

## Propulsione spaziale

La propulsione costituisce uno dei pilastri dell'ingegneria aerospaziale. Senza la capacità di generare una spinta, nessun veicolo sarebbe in grado di compiere manovre orbitali o di viaggiare oltre l'atmosfera terrestre.

In ambito spaziale, è di massima importanza lo studio dei cosiddetti *rocket engines*, o endoreattori, una particolare classe di propulsori che produce spinta dall'espulsione ad alta velocità dei gas di scarico.

I sistemi di propulsione a razzo possono essere classificati secondo vari criteri, come il tipo di propellente utilizzato o la sorgente energetica impiegata.

Le principali sorgenti energetiche utilizzate nei sistemi di propulsione spaziale sono:

- **Energia termica.** Il propellente viene riscaldato e successivamente accelerato tramite un ugello. La fonte di calore utilizzata identifica a sua volta nuove categorie, come propulsione chimica, nucleare e solare;
- **Energia elettrica.** Il propellente viene accelerato da un campo elettro-magnetico. Questa è una fonte energetica molto efficiente, ma adatta per basse spinte;
- **Energia nucleare.** Sfruttano i prodotti della reazione di fissione nucleare come propellente.

Possiamo dunque distinguere diverse classi di endoreattori:

- **Endoreattori a propellente solido** o *Solid Rocket Motors, SRMs*;
- **Endoreattori a propellente liquido** o *Liquid Rocket Engines, LREs*;
- **Endoreattori a propellente ibrido** o *Hybrid Rocket Engines, o HREs*.

Ogni tipologia di endoreattore presenta vantaggi e svantaggi legati al proprio funzionamento. La scelta del sistema propulsivo dipenderà da fattori specifici della missione, quali la spinta e l'impulso specifico richiesto, oltre che dalla durata temporale e dalla necessità di determinate manovre.[1] [2] [3]

## 1.1 Endoreattori a propellente solido

Il propellente è immagazzinato in forma solida direttamente nella camera di combustione, all'occorrenza chiusa ermeticamente per lunghi tempi di conservazione (5-20 anni). La combustione viene attivata da un *igniter*.

Anche se alcuni sono dotati di parti mobili, in generale hanno un funzionamento più semplice rispetto ai LREs, hanno bisogno di meno manutenzione e sono più facilmente integrabili al resto del razzo.

Inoltre, permettono spinte elevate e accensione rapida, rendendoli adatti ad applicazioni come booster del primo stadio dei lanciatori e missili balistici.

Il principale svantaggio degli SRM è l'impossibilità di regolare la spinta, il che li rende inadatti per missioni che richiedono un profilo di spinta variabile.

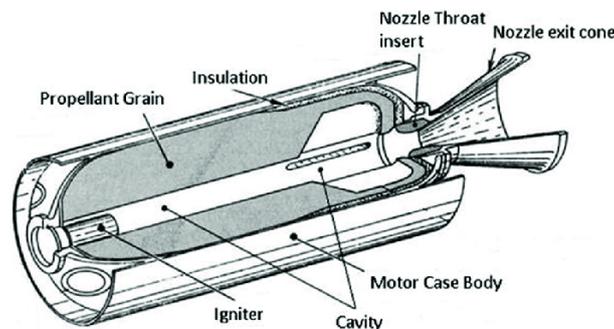


Figura 1.1: Schema semplificato di un tipico endoreattore a propellente solido [1]

## 1.2 Endoreattori a propellente liquido

I Liquid Rocket Engines sfruttano un propellente in forma liquida, che può essere monopropellente (es. Hydrazine) o bipropellente (fuel + oxidizer). Tipicamente è possibile ottenere impulsi specifici maggiori utilizzando la combinazione combustibile + ossidante; per questo, le applicazioni dei monopropellenti sono limitate a LREs di piccole dimensioni e propulsione di satelliti.

Nei sistemi bipropellenti, i due componenti del propellente sono immagazzinati in serbatoi separati. Attraverso il sistema di alimentazione vengono immessi nella camera di combustione. Questo tipo di propulsori permette la regolazione della spinta, oltre allo spegnimento e riaccensione del motore. A seconda del sistema di alimentazione distinguiamo:

- **Sistemi pressurizzati**, se il trasporto dei propellenti avviene grazie a un gas pressurizzante (es. elio, azoto). Per evitare un aumento di peso troppo elevato, questi sistemi sono limitati a stadi di piccole dimensioni;

- **Sistemi a turbopompe**, se aumentano la pressione del propellente tramite turbopompe prima dell'immissione nella camera di combustione. Permettono un sistema più leggero, tuttavia aumentandone la complessità.

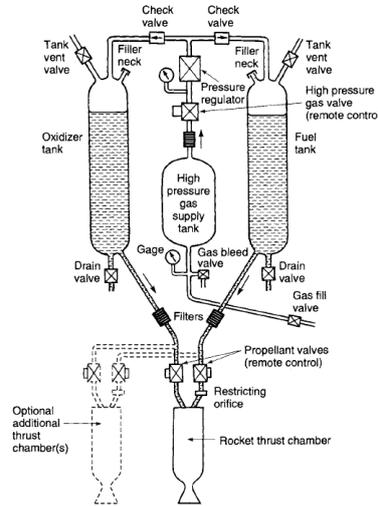


Figura 1.2: Schema semplificato di un endoreattore a propellente liquido con sistema di alimentazione pressurizzato [1]

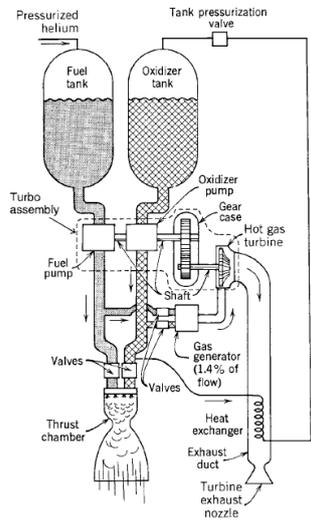


Figura 1.3: Schema semplificato di un endoreattore a propellente liquido con sistema di alimentazione a turbopompa [1]

## 1.3 Endoreattori a propellente ibrido

A metà strada tra i SRMs e i LREs troviamo gli HREs. Questi utilizzano un combustibile in forma solida, mentre l'ossidante rimane in forma liquida e viene successivamente immesso nella camera di combustione. Essendo la spinta del motore proporzionale alla portata di ossidante, ciò vuol dire che è possibile regolare il livello di spinta generata.

Gli endoreattori ibridi sono più sicuri rispetto ai solidi, conservando fuel e oxidizer separati ed evitando esplosioni indesiderate. Rispetto ai liquidi, invece, presentano un funzionamento più semplice. Dal punto di vista prestativo, gli impulsi specifici medi si assestano su valori intermedi tra i propellenti solidi e liquidi.

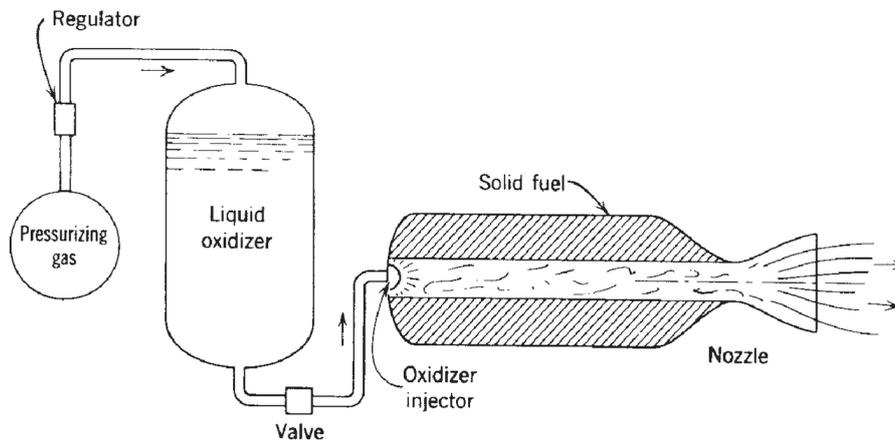


Figura 1.4: Schema semplificato di un tipico endoreattore a propellente ibrido [1]

## 1.4 Relazioni fondamentali

### 1.4.1 La spinta

Come discusso in precedenza, la propulsione è il risultato della spinta generata dall'espulsione ad alta velocità del propellente attraverso un ugello.

A partire dalla conservazione della quantità di moto, è possibile ricavare un'espressione della spinta. Esprimendo con  $m$  la massa di propellente espulsa dall'ugello, la spinta  $F$  sarà data da:

$$F = \dot{m}u_e + (p_e - p_a)A_e \quad (1.1)$$

dove

- $\dot{m}$  è la portata in massa di propellente;
- $u_e$  è la velocità assiale di scarico;
- $p_e$  è la pressione all'uscita dell'ugello;
- $p_a$  è la pressione ambiente;
- $A_e$  è la sezione di uscita dell'ugello.

Il primo termine rappresenta la spinta nel caso di ugello adattato ( $p_e = p_a$ ), mentre il secondo termine tiene conto della differenza di pressione all'uscita dall'ugello, particolarmente importante ad alta quota.

La figura 1.5 mostra uno schema della pressione esterna uniforme agente sulle superfici esterne di una camera di combustione, nonché delle variazioni di pressione dei gas all'interno di un tipico endoreattore termico. La direzione e la lunghezza delle frecce indicano l'entità relativa delle forze di pressione. La spinta assiale può essere determinata integrando tutte le pressioni agenti sulle superfici che presentano una proiezione sul piano normale all'asse dell'ugello. Eventuali forze agenti radialmente verso l'esterno possono essere significative, ma non contribuiscono alla spinta nei casi in cui le camere del razzo presentano simmetria assiale. Si ottiene la spinta

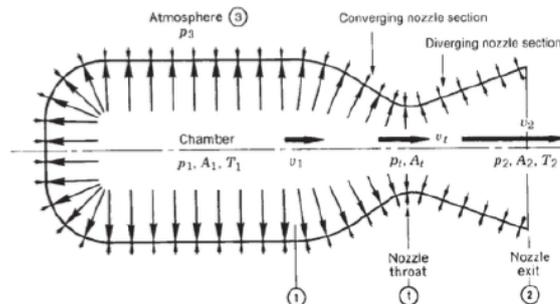


Figura 1.5: Distribuzione di pressione semplificata per un endoreattore [1]

massima in ambiente spaziale, dove la pressione  $p_e = 0$  e quindi:

$$F = \dot{m}u_e + p_e A_e \quad (1.2)$$

### 1.4.2 L'impulso totale e l'impulso specifico

L' *impulso totale*  $I_t$  viene ricavato integrando la spinta  $F$  rispetto al tempo  $t$ :

$$I_t = \int_0^t F dt \quad (1.3)$$

Nel caso di spinta costante, si semplifica in:

$$I_t = Ft \quad (1.4)$$

In altri termini, l'impulso totale indica la quantità di spinta che il motore è in grado di fornire per un determinato intervallo di tempo.

Relativamente all'efficienza propulsiva, tuttavia, è di maggiore interesse il valore dell'*impulso specifico*  $I_s$ .

L'impulso specifico di un razzo è una misura della sua efficienza nell'utilizzo del propellente. Maggiore sarà il suo valore, migliore sarà l'efficienza. Viene definito come:

$$I_s = \frac{\int_0^t F dt}{g_0 \int_0^t \dot{m} dt} = \frac{I_t}{m_p g_0} \quad (1.5)$$

dove  $m_p$  indica la massa di propellente espulsa e  $g_0$  l'accelerazione gravitazionale terrestre al livello del mare.

Con spinta e portata di propellente costanti nel tempo, l'equazione 1.5 diventa:

$$I_s = \frac{Ft}{\dot{m}_p t g_0} = \frac{F}{\dot{m}_p g_0} = \frac{c}{g_0} \quad (1.6)$$

dove  $c$  indica la *velocità efficace di scarico*.

$$c = I_s g_0 = \frac{F}{\dot{m}} \quad (1.7)$$

La velocità efficace di scarico rappresenta una velocità media o equivalente in massa con cui il propellente viene espulso dal veicolo spaziale.

Differendo solo per la costante  $g_0$ , i termini  $c$  e  $I_s$  possono essere entrambi usati per esprimere l'efficienza del propulsore.

### 1.4.3 L'equazione del razzo di Tsiolkovsky

L'equazione fondamentale che governa la variazione di velocità  $\Delta v$  di un razzo è data dalla legge del razzo di Tsiolkovsky.

Questa relazione costituisce la base per la progettazione di un sistema propulsivo: dato un certo profilo di missione  $\Delta v$  e l'impulso specifico  $I_s$ , essa fornisce indicazioni sul rapporto in massa  $\frac{m_0}{m_f}$  necessario per ottenere il guadagno di velocità desiderato.

$$\Delta v = I_s g_0 \ln \left( \frac{m_0}{m_f} \right) = c \ln \left( \frac{m_0}{m_f} \right) \quad (1.8)$$

dove:

- $m_0$  è la massa iniziale del razzo;
- $m_f$  è la massa finale del razzo.

Questa equazione evidenzia l'importanza di avere un elevato rapporto  $\frac{m_0}{m_f}$  e un sistema propulsivo efficiente per ottenere variazioni di velocità significative.

**TABLE 2–1.** Ranges of Typical Performance Parameters for Various Rocket Propulsion Systems

Engine Type	Specific Impulse <sup>a</sup> (sec)	Maximum Temperature (°C)	Thrust-to-Weight Ratio <sup>b</sup>	Propulsion Duration	Specific Power <sup>c</sup> (kW/kg)	Typical Working Fluid	Status of Technology
Chemical—solid or liquid bipropellant, or hybrid	200–468	2500–4100	$10^{-2}$ –100	Seconds to a few minutes	$10^{-1}$ – $10^3$	Liquid or solid propellants	Flight proven
Liquid monopropellant	194–223	600–800	$10^{-1}$ – $10^{-2}$	Seconds to minutes	0.02–200	N <sub>2</sub> H <sub>4</sub>	Flight proven
Resistojet	150–300	2900	$10^{-2}$ – $10^{-4}$	Days	$10^{-3}$ – $10^{-1}$	H <sub>2</sub> , N <sub>2</sub> H <sub>4</sub>	Flight proven
Arc heating—electrothermal	280–800	20,000	$10^{-4}$ – $10^{-2}$	Days	$10^{-3}$ –1	N <sub>2</sub> H <sub>4</sub> , H <sub>2</sub> , NH <sub>3</sub>	Flight proven
Electromagnetic including pulsed plasma (PP)	700–2500	—	$10^{-6}$ – $10^{-4}$	Weeks	$10^{-3}$ –1	H <sub>2</sub> Solid for PP	Flight proven
Hall effect	1220–2150	—	$10^{-4}$	Weeks	$10^{-1}$ – $5 \times 10^{-1}$	Xenon	Flight proven
Ion—electrostatic	1310–7650	—	$10^{-6}$ – $10^{-4}$	Months, years	$10^{-3}$ –1	Xenon	Flight proven
Solar heating	400–700	1300	$10^{-3}$ – $10^{-2}$	Days	$10^{-2}$ –1	H <sub>2</sub>	In development

<sup>a</sup>At  $p_1 = 1000$  psia and optimum gas expansion at sea level ( $p_2 = p_3 = 14.7$  psia).

<sup>b</sup>Ratio of thrust force to full propulsion system sea level weight (with propellants, but without payload).

<sup>c</sup>Kinetic power per unit exhaust mass flow.

Figura 1.6: Prestazioni tipiche per diversi tipi di sistemi propulsivi [1]

La tabella in Figura 1.6 presenta un confronto tra i principali parametri prestazionali di diversi sistemi di propulsione a razzo, suddivisi per tipologia di motore. Vengono messi in evidenza parametri chiave quali l'impulso specifico, la temperatura massima operativa, il rapporto spinta/peso, la potenza specifica e i propellenti tipici utilizzati in ciascun sistema. Inoltre, è riportata la durata operativa, fornendo un'indicazione sul tempo durante il quale ciascun tipo di motore può funzionare efficacemente.

I sistemi di propulsione chimica, inclusi i razzi a propellente solido, bipropellente liquido e ibrido, mostrano alti rapporti spinta/peso ma durate operative relativamente brevi. Al contrario, i sistemi di propulsione elettrica e solare, come i propulsori ionici e quelli a effetto Hall, offrono impulsi specifici molto più elevati a fronte però di rapporti spinta/peso significativamente inferiori, rendendoli più adatti a missioni spaziali di lunga durata.

La tabella riporta anche lo stato tecnologico di ciascun sistema propulsivo, indicando se si tratta di tecnologie già validate in volo oppure ancora in fase di sviluppo, come nel caso della propulsione solare termica. Questo confronto consente di valutare i compromessi tra efficienza, potenza e fattibilità operativa a seconda del profilo di missione.

## 1.5 Relazioni termodinamiche e teoria degli ugelli

Nei sistemi di propulsione a razzo, gli strumenti matematici utilizzati per analizzare le prestazioni e definire alcuni parametri progettuali fondamentali si basano sui principi della dinamica dei gas e della termodinamica. Queste discipline descrivono i processi che avvengono all'interno della camera di combustione e dell'ugello del razzo. Le relazioni derivate da tali principi sono fondamentali anche per confrontare le prestazioni tra diversi tipi di sistemi propulsivi, poiché permettono di prevedere i parametri di funzionamento di qualsiasi motore che sfrutti l'espansione termodinamica dei gas in un ugello supersonico. Grazie a queste formule è possibile determinare le dimensioni e la geometria ottimale dell'ugello in base ai requisiti prestazionali richiesti.

### 1.5.1 Modello di propulsore ideale

Il modello di propulsore ideale è utile perché permette di esprimere i principi base della termodinamica tramite relazioni matematiche semplici.[3][4]

Un propulsore è ideale se sono valide le seguenti assunzioni:

- Il fluido è omogeneo, dunque nel caso dei bipropellenti combustibile e ossidante hanno miscelamento perfetto;
- Il fluido è un gas perfetto a  $\gamma$  costante;
- Il fluido è in equilibrio chimico in camera di combustione;
- Il fluido ha composizione costante nell'ugello (es. *frozen composition flow*);
- L'espansione è adiabatica, non sono presenti scambi di calore con le pareti;
- Gli effetti dell'attrito a parete e dello strato limite sono trascurabili;
- Gli effetti di urti o altre discontinuità sono trascurabili;
- Gli effetti dei transitori (es. accensione e spegnimento) sono trascurabili;
- Il flusso è unidimensionale in uscita;
- Il flusso è stazionario in uscita;
- La velocità in uscita è assiale;

L'ipotesi di adiabaticità del flusso, unita all'assenza di fenomeni irreversibili quali urti e strato limite, consente l'assunzione di un'espansione isentropica all'interno dell'ugello.

Applicando il principio della conservazione dell'energia è possibile ricavare la velocità di scarico  $u_e$  in funzione della temperatura in camera di combustione  $T_c$ . La velocità del fluido all'interno della camera  $u_c$  è assunta nulla.

$$h_c = h_e + \frac{u_e^2}{2} \quad (1.9)$$

$$c_p T_c = c_p T_e + \frac{u_e^2}{2} \quad (1.10)$$

Si ricava dunque:

$$u_e = \sqrt{2c_p T_c \left(1 - \frac{T_e}{T_c}\right)} = \sqrt{2c_p T_c \left(1 - \frac{1}{\beta_e^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}}\right)} \quad (1.11)$$

dove  $\beta_e = \frac{p_c}{p_e}$  rappresenta il rapporto di pressioni tra la camera e l'uscita dall'ugello.

La portata in massa in un qualsiasi punto dell'ugello può essere derivata utilizzando l'equazione di continuità, la definizione della velocità del suono  $a = \sqrt{\gamma RT}$  e il numero di Mach  $M = \frac{u}{a}$ , oltre che alle relazioni per il flusso isentropico.

$$\dot{m} = \sqrt{\gamma} \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right)^{-\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \frac{p_c A M}{\sqrt{RT_c}} \quad (1.12)$$

Per il caso specifico della portata nella gola dell'ugello, dove  $M_t = 1$  e  $A = A_t$ , l'espressione si semplifica in:

$$\dot{m}_t = \sqrt{\gamma} \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \frac{p_c A_t}{\sqrt{RT_c}} = \Gamma \frac{p_c A_t}{\sqrt{RT_c}} \quad (1.13)$$

Poiché la portata massica  $\dot{m}$  si conserva lungo tutto l'ugello, uguagliando le espressioni relative a sezioni diverse si ottiene la relazione per il rapporto di aree, che definisce il rapporto tra l'area della generica sezione  $A$  e quella della gola  $A_t$  necessario per raggiungere un dato numero di Mach  $M$ .

$$\frac{A}{A_t} = \frac{1}{M} \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \quad (1.14)$$

Il rapporto tra l'area di uscita dell'ugello  $A_e$  e l'area di gola  $A_t$  è detto *rapporto di espansione* dell'ugello ed è indicato con la lettera greca  $\epsilon$ .

$$\epsilon = \frac{A_e}{A_t} \quad (1.15)$$

Il rapporto di espansione ottimale dipende fortemente dall'altitudine operativa del motore. A livello del mare, sono preferibili ugelli con un rapporto di espansione più basso, poiché un'espansione eccessiva porterebbe a fenomeni instabili legati alla separazione del flusso. In condizioni di vuoto, invece, rapporti di espansione più elevati consentono di massimizzare le prestazioni, sfruttando appieno l'espansione del gas per generare spinta.

Ricordando l'equazione 1.2 per la spinta, questa può essere riformulata come:

$$F = p_c A_t \left[ \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1}} \Gamma \left(1 - \left(\frac{p_e}{p_c}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}\right) + \frac{A}{A_t} \left(\frac{p_e}{p_c} - \frac{p_a}{p_c}\right) \right] \quad (1.16)$$

Questa equazione evidenzia come la spinta dipenda dalla pressione in camera  $p_c$  e dall'area di gola dell'ugello  $A_t$ , mentre non è legata in modo diretto alla temperatura di combustione  $T_c$ . A partire da questa relazione si può definire il *coefficiente di spinta*  $C_F$ :

$$C_F = \frac{F}{p_c A_t} = \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1}} \Gamma \left(1 - \left(\frac{p_e}{p_c}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}\right) + \frac{A}{A_t} \left(\frac{p_e}{p_c} - \frac{p_a}{p_c}\right) \quad (1.17)$$

Il coefficiente di spinta può essere interpretato come un fattore di amplificazione della spinta dovuto all'espansione dei gas in un ugello supersonico, rispetto a quella che si otterrebbe se la pressione in camera agisse unicamente sull'area della gola. Si tratta di un parametro utile per valutare come varia la spinta al variare della pressione in camera o della quota operativa, e consente anche di correggere i risultati ottenuti a livello del mare per condizioni di volo in quota.

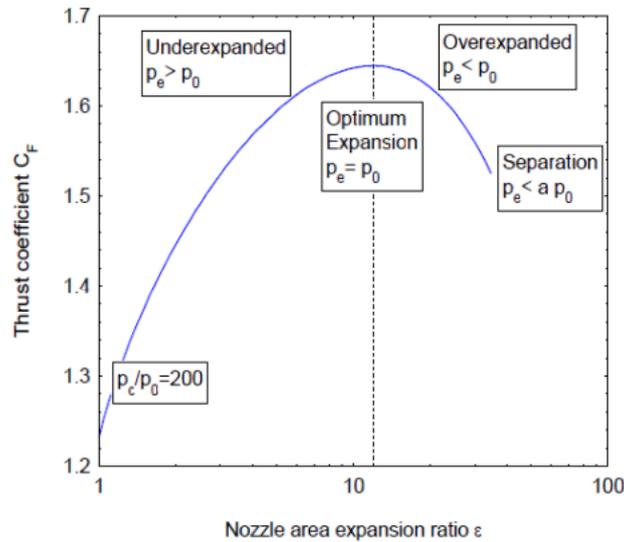


Figura 1.7: Legame  $C_F - \epsilon$  a quota fissata [4]

In figura 1.7 è graficato il legame tra  $C_F$  e il rapporto di espansione. Il coefficiente raggiunge il valore massimo in condizione di adattamento ( $p_e = p_a$ ). Il rapporto  $\epsilon$  presenta un limite superiore per evitare separazione del flusso.

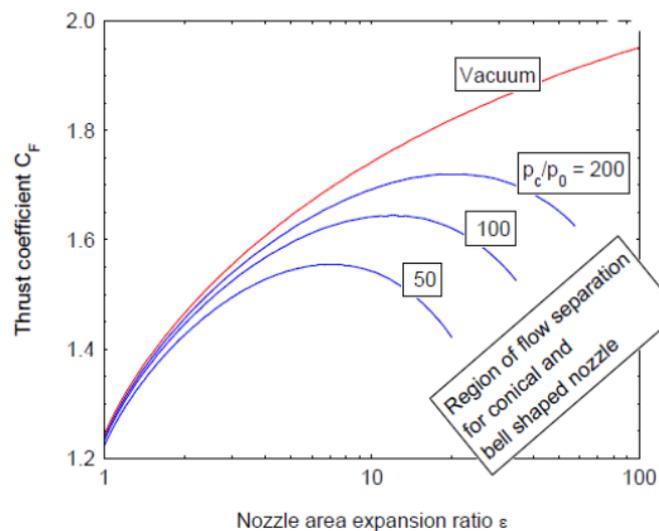


Figura 1.8: Legame  $C_F - \frac{p_c}{p_a}$  [4]

La figura 1.8 rappresenta il legame tra  $C_F$  e il rapporto di pressione tra la camera di combustione e l'ambiente esterno. Con la diminuzione della pressione ambiente, il punto di

massimo coefficiente di spinta si verifica a rapporti di espansione maggiori, poiché il flusso deve espandersi ulteriormente per raggiungere un'adeguata adattabilità all'ambiente esterno.

Il massimo teorico si ottiene dunque nel vuoto, dove il rapporto  $\frac{p_c}{p_a} \rightarrow \infty$ .

## 1.6 Ugelli reali

Un ugello è definito sottoespanso quando la pressione all'uscita è superiore alla pressione esterna, indicando che l'espansione del flusso non è completa all'interno del condotto e continua a valle dell'ugello. Al contrario, un ugello sovraespanso presenta una pressione di uscita inferiore a quella atmosferica, a causa di un'eccessiva espansione interna dovuta a un rapporto di espansione superiore a quello ottimale.[1] [2] [5]

Tali comportamenti sono illustrati nella figura 1.9, che mostra l'andamento del flusso durante il lancio di un razzo a tre stadi. Il primo stadio, caratterizzato da una spinta elevata e da un basso rapporto di espansione, genera un flusso lievemente sottoespanso. All'opposto, il terzo stadio, che opera a quote più elevate, presenta il rapporto di espansione più elevato, con conseguente flusso fortemente sottoespanso.

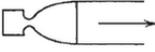
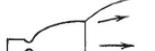
Stage	$A_2/A_1$	During flight		During sea level static tests	
		$h$ (km)	$I_s$ (sec)	$h$ (km)	$I_s$ (sec)
Booster or first stage	6	0	267	0	267
		 Nozzle flows full, slight underexpansion		 Nozzle flows full	
Second stage	10	24	312	0	254
		 Underexpansion		 Overexpansion, slight contraction	
Third stage	40	100	334	0	245
		 Underexpansion		 Flow separation caused by overexpansion	

Figura 1.9: Raffigurazione del comportamento dei gas di scarico per tre ugelli [1]

La configurazione del flusso dipende fortemente dalla quota operativa. Ogni ugello è infatti progettato per una specifica condizione di adattamento, corrispondente a una determinata quota. Per ottenere un'espansione ottimale lungo l'intera traiettoria, sarebbe necessario impiegare ugelli a geometria variabile, in grado di modificare dinamicamente il rapporto di espansione. Tuttavia, la complessità costruttiva e i costi elevati di tali sistemi ne limitano l'applicazione a contesti altamente specializzati. Qualsiasi regime di funzionamento non corrispondente al punto di progetto, sia esso caratterizzato da una condizione sovraespansa o sottoespansa, determina inevitabilmente perdite prestazionali. Tali perdite, imputabili alla mancata adattabilità del flusso in presenza di ugelli a geometria fissa, possono raggiungere valori prossimi al 15% rispetto a quelli ottenibili in condizioni di espansione perfettamente adattata lungo tutto

il profilo di missione.

Nei voli atmosferici, i razzi devono operare su un ampio intervallo di quote. A pressione di camera fissa, ciò comporta un corrispondente intervallo di rapporti di pressione dell'ugello. In tali condizioni, l'ugello più efficace non è necessariamente quello che assicura un'espansione ottimale, ma piuttosto quello che consente le migliori prestazioni globali del veicolo lungo l'intero profilo di missione.

### 1.6.1 Geometrie tipiche

La quasi totalità degli ugelli aerospaziali adotta una geometria convergente-divergente, il cui funzionamento si basa sul comportamento differente del flusso, a seconda che esso sia subsonico o supersonico, in relazione alla variazione della sezione del condotto.[5]

Un flusso subsonico ( $M < 1$ ) in ingresso viene accelerato nella parte convergente dell'ugello, raggiungendo la condizione di sonicità ( $M = 1$ ) nella sezione di gola. Oltre tale sezione, nella parte divergente, il flusso continua ad accelerare in regime supersonico fino all'uscita.

Durante questa espansione, l'energia termica del gas, e quindi la sua temperatura, diminuisce convertendosi in energia cinetica.

Storicamente, la forma della sezione divergente degli ugelli è stata prevalentemente conica, in quanto più semplice da realizzare e costruire. Gli ugelli conici operano convertendo i gas esausti in spinta assiale, ottenendo le migliori prestazioni quando la spinta lungo l'asse dell'ugello è uniforme. Angoli di incidenza ridotti ( $\alpha \approx 15^\circ$ ) massimizzano la produzione di spinta assiale, comportando tuttavia sezioni divergenti più lunghe e pesanti, creando problematiche legate all'integrazione del propulsore. Al contrario, l'impiego di angoli più ampi consente di ridurre l'ingombro dell'ugello, ma introduce perdite per divergenza, in quanto parte della spinta viene generata con una componente radiale, riducendo così l'efficienza complessiva.

Con l'avanzare della comprensione dei fenomeni aerotermodinamici nei condotti convergenti-divergenti, la geometria conica tradizionale è stata progressivamente sostituita da profili più evoluti, ottimizzati per minimizzare le perdite fluidodinamiche.

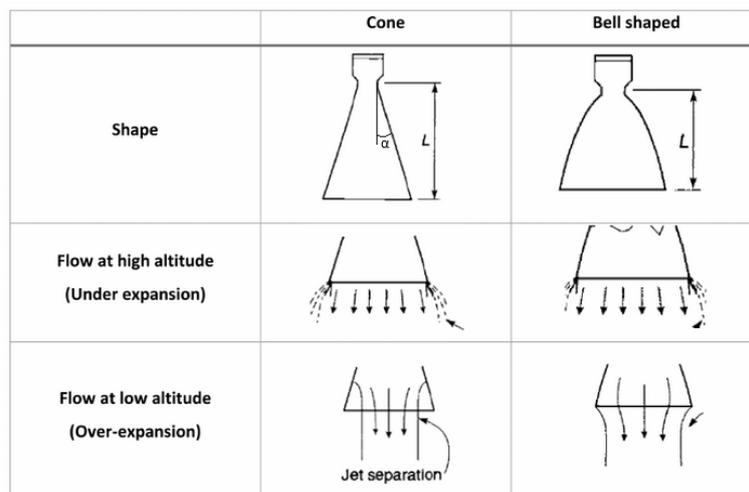


Figura 1.10: Schema semplificato dell'ugello conico e parabolico [5]

L'ugello ideale è progettato per eliminare completamente le perdite per divergenza, garantendo un flusso in uscita assiale e uniformemente distribuito sulla sezione. La sua geometria è determinata tramite il metodo delle caratteristiche (MOC)[6]. Tuttavia, tale configurazione comporta un'eccessiva lunghezza assiale, con conseguente incremento del peso. Per ovviare a questo limite, è stato introdotto l'ugello TIC (*Truncated Ideal Contoured*), ottenuto mediante la troncatura dell'ugello ideale fino a raggiungere il Mach di progetto. Questa soluzione consente una riduzione significativa di ingombri e masse, risultando particolarmente vantaggiosa nelle applicazioni aerospaziali.

In figura 1.11 è tracciato con la linea blu continua l'ugello ideale derivato dal metodo delle caratteristiche. Con la linea blu tratteggiata invece è indicata la posizione della troncatura per definire il TIC. Un'altra configurazione sono gli ugelli TOC (*Thrust Optimized Contoured*).

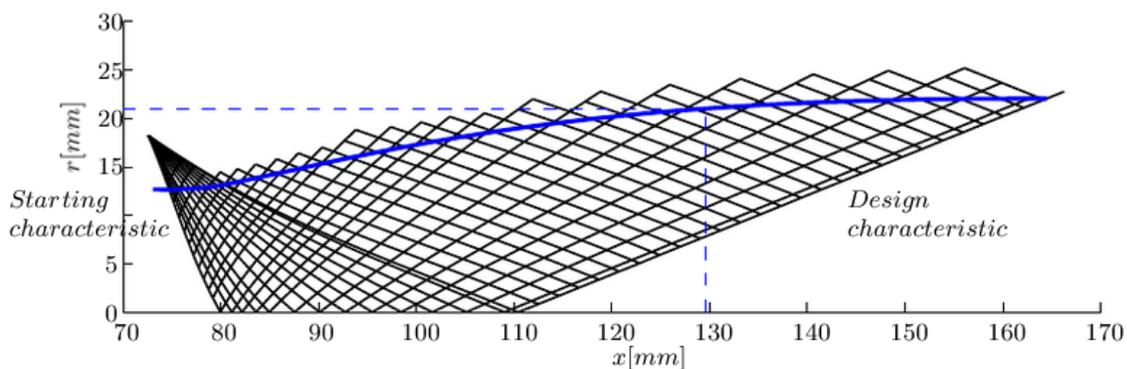


Figura 1.11: Ugello ideale e ugello TIC [6]

Questi ugelli, sempre ottenuti mediante il metodo delle caratteristiche, mirano a massimizzare la spinta. Essendo essi di complessa realizzazione, si preferisce la versione semplificata TOP (*Thrust Optimized Parabola*). Al giorno d'oggi, per le applicazioni spaziali vengono preferiti TIC e TOP.

In fase di progettazione di un ugello [7], i principali requisiti da rispettare sono :

1. Massimizzare l'impulso specifico nel vuoto;
2. Minimizzare i carichi laterali all'accensione;
3. Evitare la separazione del flusso nelle fasi a funzionamento stazionario.

Il primo requisito è rispettato da entrambe le configurazioni, TIC e TOP.

Tuttavia, emergono differenze significative in relazione agli altri aspetti progettuali. Il TIC, essendo derivato dall'ugello ideale, garantisce un flusso *shock-free*, per cui la separazione che può verificarsi è unicamente di tipo FSS (*Free Shock Separation*), ovvero una separazione libera del getto dalla parete, senza interazioni turbolente.

Nel caso del TOC, invece, la presenza di un'onda d'urto interna nei pressi della sezione di gola rende possibile l'instaurarsi di una separazione di tipo RSS (*Restricted Shock Separation*), caratterizzata dalla formazione di una bolla di ricircolo a valle del punto di separazione e dal

successivo riattaccamento del flusso. La transizione tra FSS e RSS nei TOP introduce carichi laterali sensibilmente più elevati, rendendo la configurazione più critica dal punto di vista strutturale.

Infine, il terzo requisito risulta meglio soddisfatto dai TOP, in quanto la maggiore pressione mantenuta in prossimità della sezione di uscita contribuisce a ritardare la separazione del flusso. Per unire i vantaggi e ridurre gli svantaggi delle due configurazioni, è stato sviluppato il profilo TICTOP. Nel caso di un ugello TOP, solo una porzione limitata del profilo contribuisce alla formazione dell'onda d'urto interna. Questo approccio consiste nel selezionare un profilo TIC per la parte iniziale dell'ugello, in prossimità della gola, e successivamente raccordarlo con un tratto a parabola, come illustrato in Figura 1.12.

Il profilo ideale nella zona adiacente alla gola garantisce un flusso *shock-free*, mentre la parabola a valle può essere opportunamente definita per ottenere una pressione di uscita sufficientemente elevata.

È fondamentale che la transizione tra i due tratti avvenga in maniera continua, evitando discontinuità che potrebbero generare onde d'urto indesiderate.

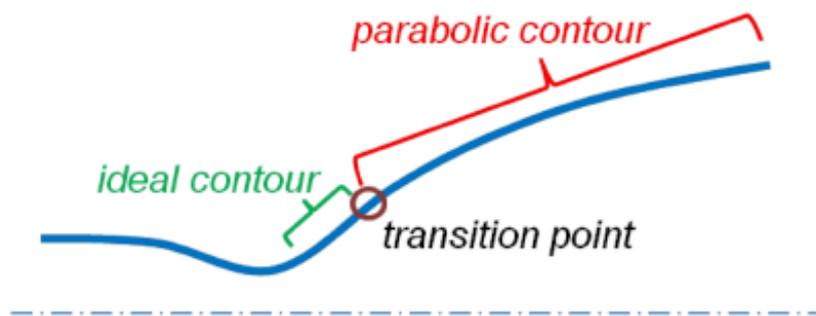


Figura 1.12: Principio di progettazione del TICTOP [7]

Ognuna delle forme tradizionali di ugelli convergenti-divergenti trattate genera un flusso interno con caratteristiche ben distinte. La forma dell'ugello influisce infatti in modo diretto su come si sviluppa il campo di moto al suo interno e di conseguenza su come avviene la separazione del flusso.

La figura 1.13 mostra la distribuzione del numero di Mach all'interno di ciascuna configurazione. La linea nera presente all'interno dei campi indica la posizione approssimata dell'onda d'urto interna. Come previsto, nella geometria TIC non si formano onde d'urto, mentre nei TOC e TOP queste sono presenti.

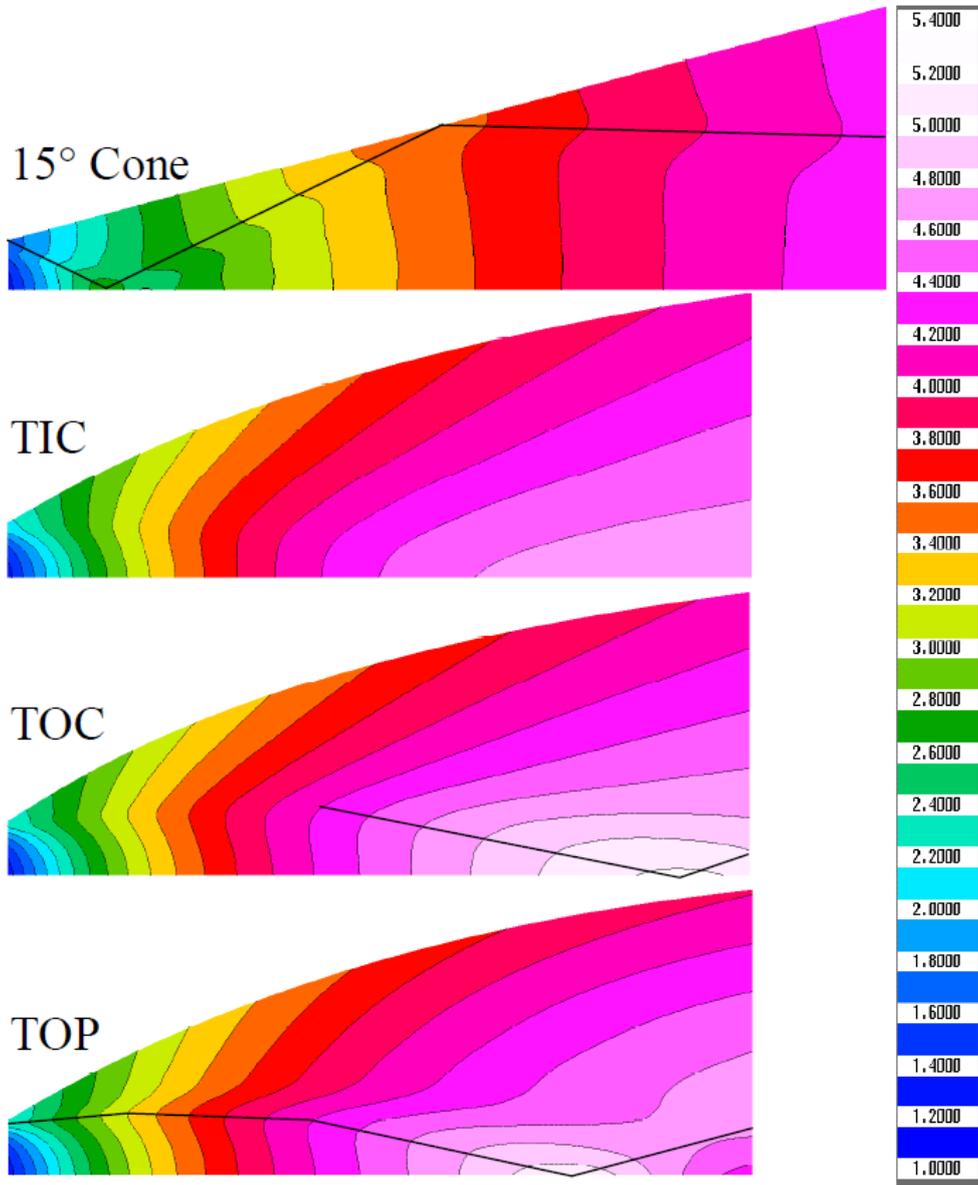


Figura 1.13: Distribuzione del numero di Mach per varie geometrie [8]



# Capitolo 2

## Separazione del flusso

Sebbene la progettazione degli ugelli *bell-type* in condizioni di flusso completamente aderente sia supportata dalla letteratura e da dati sperimentali, la previsione della separazione del flusso e dei carichi laterali rappresenta ancora un ambito di ricerca attivo [9]. Allo stato attuale della tecnologia, non è possibile garantire un funzionamento stabile se non si assicura l'aderenza completa del flusso al livello del mare, imponendo dunque un'importante sottoespansione ad alte quote. Se fosse possibile ridurre i carichi laterali, oppure prevederli con sufficiente precisione, si potrebbero adottare ugelli con un rapporto di espansione maggiore  $\epsilon$ , migliorando così le prestazioni in condizioni di vuoto.

Negli ultimi anni sono stati proposti diversi dispositivi per il controllo della separazione del flusso, con l'obiettivo principale di mitigare i carichi laterali. Tuttavia, la realizzazione e l'impiego di tali dispositivi è ancora in fase sperimentale, poiché rimangono incerti i meccanismi fondamentali che regolano la separazione del flusso e i relativi carichi asimmetrici. I carichi laterali derivano da una combinazione di cause, dipendenti dal profilo dell'ugello, dalle caratteristiche strutturali e dalle condizioni ambientali. Una previsione affidabile dei carichi laterali richiede quindi, come primo passo, l'identificazione accurata dei fenomeni predominanti nel caso specifico.

### 2.1 Fenomeni legati allo strato limite

Il fenomeno della separazione del flusso non è limitato agli ugelli supersonici né esclusivo del settore aerospaziale. In realtà, ogni volta che un fluido scorre in prossimità di una superficie solida, il comportamento del flusso varia sensibilmente in funzione della distanza dalla parete [8]. In prossimità di essa si sviluppa una sottile regione detta *strato limite*, all'interno della quale gli effetti viscosi risultano predominanti. In questa zona le particelle fluide sono sottoposte a una condizione di *no-slip*, cioè la velocità del fluido rispetto alla parete è nulla o prossima allo zero. Al di fuori dello strato limite, invece, l'effetto dell'attrito sul flusso può essere trascurato. La separazione dello strato limite dalla parete è influenzata principalmente dalla presenza di gradienti di pressione, che possono essere favorevoli o avversi alla direzione del flusso principale. Quando è presente un gradiente avverso, ovvero un incremento della pressione nella direzione del moto, l'energia cinetica delle particelle fluide tende a convertirsi in energia potenziale.

Essendo l'energia cinetica delle particelle nello strato limite ridotta, questa è spesso insufficiente a contrastare l'aumento di pressione. Il fluido subisce dunque un progressivo rallentamento, fino ad arrestarsi o invertire il proprio moto. Questo processo causa il distacco dello strato limite e la conseguente formazione di una zona di ricircolo a ridosso della parete.

La separazione del flusso avviene solo se coesistono due condizioni: la presenza di attrito e un gradiente di pressione avverso. Se una di queste due condizioni viene eliminata, allora il distacco può essere evitato.

Quando il gradiente di pressione è debole, lo scambio di quantità di moto normale alla parete può fornire alle particelle un'energia cinetica sufficiente a contrastare il gradiente senza separazione. Per questo motivo uno strato limite turbolento, caratterizzato da una maggiore capacità di rimescolamento e trasferimento energetico, tende a separarsi più tardi rispetto a uno laminare.

Nel punto di separazione di uno strato limite bidimensionale lo sforzo di taglio a parete vale zero:

$$\tau_w = \mu \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)_w = 0 \quad (2.1)$$

dove  $u$  è la componente di velocità del flusso parallela alla parete e  $y$  è la coordinata in direzione normale alla parete.

Per comprendere più a fondo i processi di separazione, si considera la forma non conservativa del bilancio della quantità di moto nella direzione parallela alla parete:

$$\begin{aligned} \rho \left( \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) = & - \frac{\partial p}{\partial x} + \\ & + \frac{\partial}{\partial x} \left[ 2\mu \left( \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\nabla \cdot \mathbf{V}}{3} \right) \right] + \\ & + \frac{\partial}{\partial y} \left[ \mu \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] + \\ & + \frac{\partial}{\partial z} \left[ \mu \left( \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \right] \end{aligned} \quad (2.2)$$

Applicando la condizione *no slip*, in un generico punto a parete si avrà  $u = v = w = 0$ . Inoltre saranno nulle le derivate delle velocità rispetto al tempo e alle direzioni  $x$  e  $z$ .

Sostituendo  $\nabla \cdot \vec{V} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z}$  e assumendo la viscosità costante su tutto lo strato limite, l'equazione 2.2 diventa:

$$0 = - \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \mu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (2.3)$$

Ricordando che  $\frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial v}{\partial y} \right) = \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\partial v}{\partial x} \right)$ , il secondo termine a destra dell'uguale si annulla.

Per un punto a parete è dunque valida la relazione:

$$\mu \left( \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right)_w = \frac{\partial p_w}{\partial x} \quad (2.4)$$

Ricordando l'equazione 2.1 si può riscrivere:

$$\frac{\partial \tau_w}{\partial y} = \frac{\partial p_w}{\partial x} \quad (2.5)$$

Tale relazione è valida per ogni punto della parete, incluse le zone di separazione e ricircolo. A partire dall'equazione 2.1, è possibile notare che nel punto di separazione

$$\tau_w = 0 \implies \left( \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) > 0 \quad (2.6)$$

Essendo la viscosità dinamica  $\mu$  sempre positiva, allora affinché si verifichi separazione il gradiente di pressione a parete deve essere avverso:

$$\left( \frac{\partial p_w}{\partial x} \right)_{x, separation} > 0 \quad (2.7)$$

## 2.2 Interazioni onda d'urto - strato limite

La trattazione precedente è applicabile sia a flussi subsonici che supersonici. Tuttavia, nel contesto aerospaziale, risulta di particolare interesse il caso di un flusso supersonico turbolento soggetto a separazione in presenza di un gradiente di pressione avverso [8]. In tali condizioni, il flusso si adatta al nuovo livello di pressione mediante la formazione di un sistema di onde d'urto. Diventa quindi fondamentale analizzare l'interazione tra tale sistema e lo strato limite. Nel caso di un flusso esterno uniforme che scorre su una superficie piana, le configurazioni dell'interazione tipiche sono tre e sono rappresentate schematicamente nella figura 2.1.

La configurazione più elementare è rappresentata dal flusso su un cuneo (o rampa). In questo caso, una discontinuità nell'inclinazione della parete genera un'onda d'urto obliqua che induce una deviazione del flusso supersonico pari all'angolo della rampa, indicato con  $\alpha$ . (Figura 2.1a). Una seconda tipologia di configurazione prevede l'interazione tra un'onda d'urto obliqua incidente e la superficie solida. L'urto con la parete comporta una variazione di direzione del flusso in ingresso (Figura 2.1b). Per ristabilire la condizione di parallelismo del flusso con la parete a valle del punto di impatto, si rende necessaria la formazione di un'onda riflessa che si origina proprio da tale punto di interazione.

Infine, una terza configurazione si verifica in presenza di un gradino di altezza  $h$  che ostacola il flusso in arrivo (Figura 2.1c). Questo dislivello geometrico determina una separazione del flusso in corrispondenza del punto S. Il repentino incremento della pressione associato al fenomeno di separazione dà origine a un'onda d'urto generata in prossimità del punto di separazione. Tra quest'ultimo e il gradino si sviluppa una regione di flusso separato.

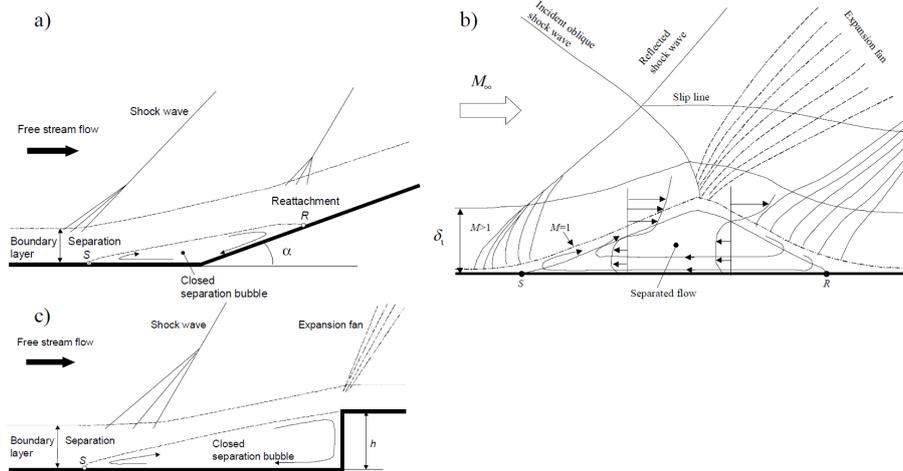


Figura 2.1: Interazioni fondamentali onda d'urto - strato limite in flusso supersonico: a) Flusso su rampa; b) Riflessione dell'onda d'urto; c) Separazione indotta da gradino [8]

Si osserva sperimentalmente come le principali caratteristiche dell'interazione tra onda d'urto e strato limite risultino pressoché indipendenti dalla causa che ha innescato la separazione del flusso. L'andamento della pressione statica sulla parete, infatti, risulta simile nelle diverse configurazioni sperimentali considerate, come illustrato in Figura 2.2.

In corrispondenza dell'inizio dell'interazione, indicato con il punto I, si osserva un rapido incremento della pressione sulla parete. Successivamente, il flusso si separa dalla superficie nel punto S, situato a una distanza  $L_s$  dal punto di inizio dell'interazione. A partire da S, la pressione sulla parete tende gradualmente a stabilizzarsi, raggiungendo un valore quasi costante denominato pressione di plateau  $p_p$ . L'estensione di tale plateau rappresenta la dimensione della zona di ricircolo, e  $p_p$  rappresenta la pressione al suo interno. Avvicinandosi al punto di riattacco del flusso, indicato con R, si registra un ulteriore incremento della pressione. È importante notare come queste caratteristiche risultino sostanzialmente indipendenti dalla geometria a valle dell'interazione. Di fatto, il comportamento globale del flusso sembra essere interamente determinato dalle condizioni locali presenti all'inizio dell'interazione.

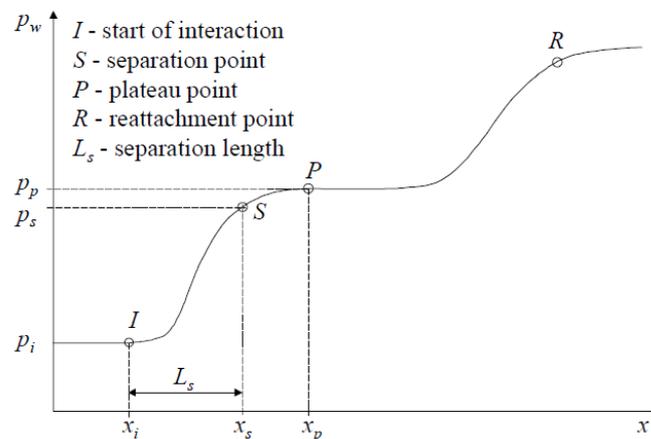


Figura 2.2: Distribuzione tipica della pressione a parete [8]

## 2.3 Separazione negli ugelli aerospaziali

Un flusso sottoposto a un gradiente di pressione avverso sufficientemente intenso può determinare la separazione dello strato limite dalla superficie. Nella sezione precedente è stata analizzata l'influenza di tali gradienti, indotti dalla presenza di diversi tipi di ostacoli. Una condizione analoga si verifica quando un ugello opera in regime di sovraespansione.

Si ricorda che, definita la *pressione teorica di parete all'uscita*  $p_{e,vac}$  come la pressione che il flusso eserciterebbe in corrispondenza della sezione di uscita qualora venisse espulso nel vuoto, è possibile classificare il regime operativo di un ugello in base al rapporto tra tale pressione e la pressione ambiente:

$$n = \frac{p_{e,vac}}{p_a} \quad (2.8)$$

In funzione del valore assunto da  $n$ , si distinguono le seguenti condizioni operative:

- Sovraespanso, se  $n < 1$ ;
- Adattato, se  $n = 1$ ;
- Sottoespanso, se  $n > 1$ .

Quando il parametro  $n$  scende al di sotto dell'unità, si instaura un gradiente di pressione avverso che determina la formazione di un sistema di onde d'urto oblique a partire dal bordo di uscita dell'ugello. Una riduzione più marcata del rapporto, tipicamente per  $n \approx 0.4 - 0.8$ , conduce alla separazione del flusso dalla parete, in quanto lo strato limite viscoso non è più in grado di sostenere il gradiente imposto.

Si distinguono due differenti regimi di separazione del flusso all'interno degli ugelli: la *Free Shock Separation* (FSS) e la *Restricted Shock Separation* (RSS) [8].

### 2.3.1 Free Shock Separation

Nel regime di Free Shock Separation, il flusso sovraespanso all'interno dell'ugello si separa completamente dalla parete quando il rapporto tra la pressione di parete e la pressione ambiente scende al di sotto di un certo valore critico. L'andamento della pressione di parete risulta governato principalmente dall'interazione tra onde d'urto e strato limite tipica di un flusso supersonico. Nel punto in cui ha inizio l'interazione, la pressione a parete subisce un primo scostamento dal profilo teorico in vuoto. Questo valore viene identificato come *pressione incipiente di separazione*  $p_i$ . Segue un rapido incremento della pressione fino a raggiungere una *pressione di plateau*  $p_p$  tipicamente leggermente minore di quella ambiente. Questa brusca variazione è attribuibile alle fluttuazioni del fronte d'urto. Lo strato limite si separa dalla parete dell'ugello poco prima del raggiungimento di  $p_p$ . Nella zona di ricircolo che si sviluppa a valle del punto di separazione, la pressione continua ad aumentare gradualmente fino a raggiungere la *pressione di uscita*  $p_e$ .

Per prevedere la posizione del punto di separazione è necessario conoscere il rapporto  $\frac{p_i}{p_a}$ . A partire dal profilo teorico di pressione in vuoto è poi possibile individuare il punto in cui avviene

la separazione. Il rapporto di pressioni può essere espresso come:

$$\frac{p_i}{p_a} = \frac{p_i}{p_p} \cdot \frac{p_p}{p_a} \quad (2.9)$$

Naturalmente, il rapporto di pressione  $\frac{p_i}{p_a}$  incorpora sia l'effetto dell'aumento di pressione localizzato nel punto di separazione, sia il contributo dell'incremento graduale di pressione che si manifesta nella zona di ricircolo a valle.

Ad oggi non è disponibile un metodo analitico in grado di prevedere con precisione la posizione del punto di separazione del flusso dalla parete, poiché tale fenomeno dipende da molteplici fattori, tra cui la geometria dell'ugello, il campo di pressione, la temperatura a parete, nonché le proprietà termofisiche del gas.

Esistono tuttavia dei criteri empirici:

- Criterio di Summerfield:  $\frac{p_i}{p_a} \approx 0.4$ ;
- Criterio di Schmucker:  $\frac{p_i}{p_a} = (1.88M_i - 1)^{-0.64}$ , dove  $M_i$  è il Mach inviscido.

La precisione di questi criteri ha un margine intorno al 20%. Il limite nel raggiungimento di stime più accurate è attribuibile al fatto che si adotta un'unica formulazione per descrivere un fenomeno influenzato da due meccanismi fisici distinti per natura.

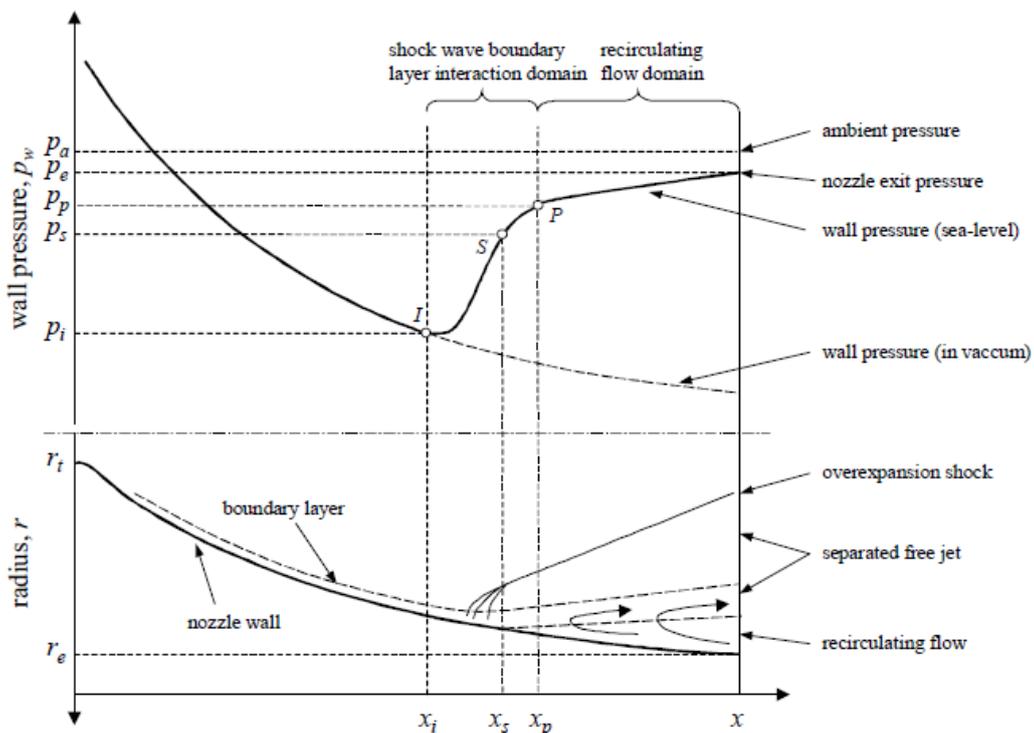


Figura 2.3: Andamento schematico della pressione nel caso FSS [8]

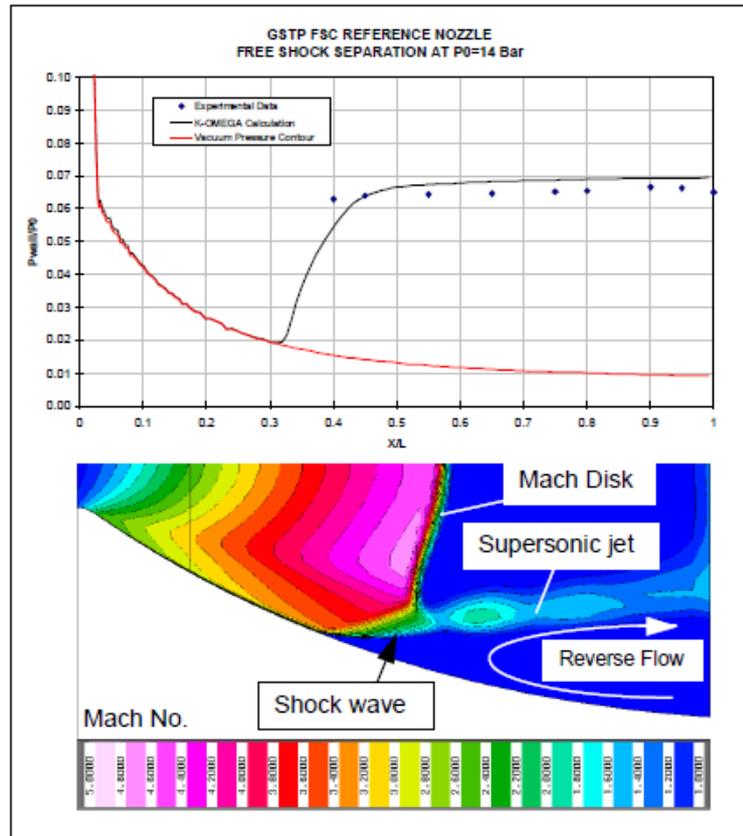


Figura 2.4: Confronto dati teorici e sperimentali su ugello VOLVO S1 [8]

### 2.3.2 Restricted Shock Separation

Questo comportamento venne osservato per la prima volta nei primi anni '70, durante le prove sperimentali condotte per lo sviluppo di un nuovo motore. In condizioni di forte sovraespansione e per specifici rapporti di pressione, fu rilevato che la pressione a valle del punto di separazione presentava un andamento irregolare, con valori che in alcuni casi superavano la pressione ambiente. Questo fenomeno è stato attribuito a una parziale riadesione del flusso separato alla parete dell'ugello, che dà origine a una sequenza di onde d'urto e onde di espansione. A causa della limitata estensione della zona di separazione, tale configurazione venne denominata *Restricted Shock Separation*.

Durante la fase di accensione del motore (*start-up*), il flusso all'interno dell'ugello si presenta inizialmente in regime di Free Shock Separation. La transizione verso il regime di Restricted Shock Separation avviene al raggiungimento di un ben definito rapporto di pressione, al di sopra del quale si forma una zona di ricircolo chiusa, caratterizzata da pressioni statiche significativamente inferiori alla pressione ambiente. Tale transizione è associata a un brusco spostamento a valle del punto di separazione. Nel regime RSS, a valle del punto di riadesione, il flusso supersonico prosegue lungo la parete interna dell'ugello, generando un sistema di onde d'urto che può produrre picchi di pressione a parete superiori alla pressione ambiente. Un ulteriore incremento del rapporto di pressione della camera di spinta comporta una progressiva traslazione della zona di ricircolo verso l'uscita dell'ugello, fino a quando il punto di riadesione raggiunge il

bordo terminale. In questa condizione, la zona di ricircolo si apre verso l'esterno, causando un aumento della pressione nella regione a valle dell'onda di separazione, che spinge nuovamente il punto di separazione a monte. Questo innesca una nuova chiusura della zona di ricircolo, accompagnata da una riduzione della pressione statica e conseguente ulteriore traslazione del punto di separazione verso valle. Il risultato è un comportamento pulsante, legato all'alternarsi dell'apertura e della chiusura della zona di separazione.

Fenomeni analoghi si osservano anche durante la fase di spegnimento (*shut-down*).

Diverse ipotesi sono state formulate per spiegare l'origine del fenomeno RSS. Nasuti e Onofri ipotizzarono che la formazione del vortice centrale all'interno dell'ugello agirebbe come un ostacolo per il getto supersonico, inducendone una deviazione verso la parete e facilitando quindi il passaggio da FSS a RSS.

Un'interpretazione alternativa è fornita da Frey e Hagemann, secondo i quali il riattacco del flusso è causato dal *cap-shock pattern*, dovuto all'interazione tra onda d'urto di separazione e la riflessione dell'onda d'urto interna. Tale configurazione si verifica esclusivamente in geometrie di ugelli che presentano un'onda d'urto interna.

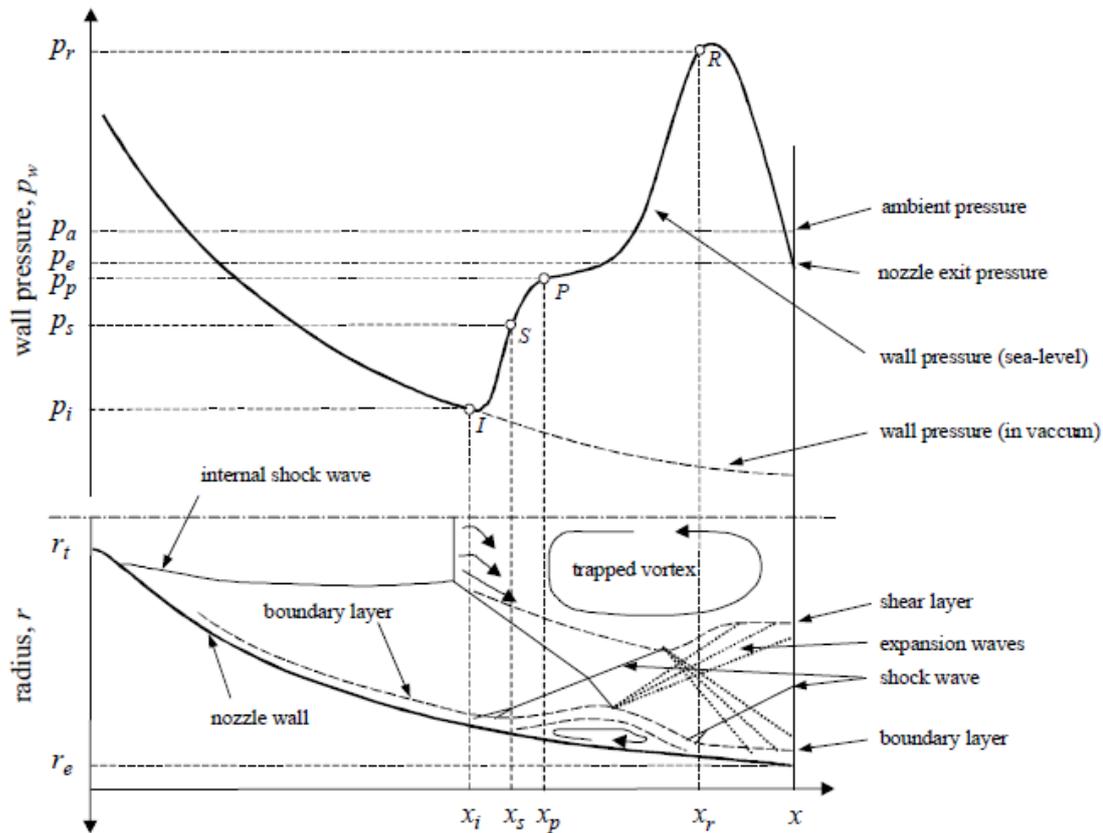


Figura 2.5: Andamento schematico della pressione nel caso RSS [8]

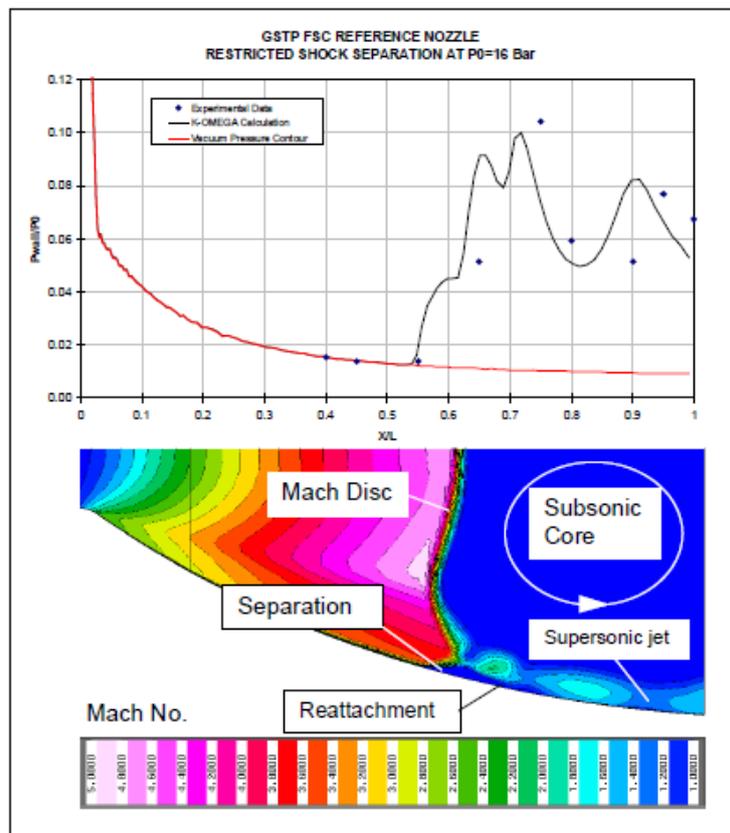


Figura 2.6: Confronto dati teorici e sperimentali su ugello VOLVO S1 [8]



# Capitolo 3

## Acustica del lancio

### 3.1 Introduzione

Durante la fase di *lift-off*, il veicolo di lancio e il carico utile sono esposti a condizioni estreme, caratterizzate da carichi statici e dinamici elevati. Queste sollecitazioni includono onde di pressione, vibrazioni e accelerazioni che possono interferire con il funzionamento dei sistemi di bordo e compromettere l'integrità strutturale del razzo. La progettazione del lanciatore e della piattaforma di lancio deve quindi tenere conto di tali effetti per garantire la riuscita della missione [10].

In particolare, il momento di accensione dei motori rappresenta l'istante in cui il satellite è soggetto ai carichi massimi: il rumore prodotto dall'espulsione dei gas esausti e dalle loro riflessioni sulle strutture del *launch pad* genera intense sollecitazioni vibroacustiche che si propagano fino al *fairing* e al *payload*, compromettendone potenzialmente la funzionalità.

Per contenere questi effetti, sono stati sviluppati numerosi sistemi di mitigazione acustica, tra cui l'iniezione d'acqua in prossimità dell'ugello e l'adozione di protezioni dedicate per il carico utile. Comprendere il comportamento delle onde di pressione e i meccanismi che regolano la generazione e propagazione del rumore è quindi essenziale per lo sviluppo di strategie efficaci di protezione.

### 3.2 Generazione e propagazione del rumore

Il suono può essere descritto come una variazione della pressione all'interno di un mezzo elastico, che si propaga attraverso gas, liquidi o solidi sotto forma di onde meccaniche. Nell'aria, il suono nasce da una perturbazione che genera una sequenza di onde di pressione che si diffondono in tutte le direzioni. Quando queste variazioni raggiungono l'orecchio umano, inducono vibrazioni nel timpano che, trasmesse al cervello tramite il nervo acustico, vengono percepite come suono. Quando tali vibrazioni superano determinati livelli o interferiscono con l'ambiente, si parla di rumore.

La propagazione del suono dipende da tre elementi principali: la sorgente, il mezzo trasmissivo e il ricevitore. A seconda del mezzo attraversato, il suono può diffondersi come perturbazioni pressorie nei fluidi o come onde elastiche nei solidi. Nei lanci spaziali, l'energia sonora generata

dai motori si trasmette sia per via aerea che attraverso le strutture. Si distinguono quindi due percorsi principali:

- **Via aerea:** il getto supersonico espulso dall'ugello interagisce con la superficie della rampa di lancio, generando riflessioni e un campo acustico che colpisce direttamente il veicolo e, in particolare, la carenatura del payload. Le oscillazioni di pressione attraversano le pareti del fairing e si riflettono al suo interno, intaccando direttamente la struttura del carico utile;
- **Via strutturale:** i propulsori, fissati rigidamente alla struttura del lanciatore, trasmettono vibrazioni lungo le interfacce meccaniche, sollecitando pannelli e componenti interni. Le vibrazioni strutturali possono convertire parte dell'energia meccanica in suono, causando ulteriori sollecitazioni vibroacustiche sul carico utile.

Il rumore originato da getti supersonici è un fenomeno complesso, legato sia a effetti aerodinamici che acustici. Le onde d'urto riflesse e le instabilità del flusso, che variano nel tempo e nello spazio, contribuiscono alla distribuzione del campo sonoro. A livello acustico, le componenti a bassa frequenza (tipicamente sotto i 1000 Hz) sono particolarmente dannose perché penetrano facilmente nelle strutture, generando vibrazioni dannose per i sistemi sensibili del carico utile. All'interno della carenatura, il campo acustico diventa diffuso e può eccitare in modo incontrollato le superfici del satellite. Sistemi leggeri e con ampia superficie, come antenne e pannelli solari, risultano particolarmente vulnerabili, mentre componenti più compatti e pesanti sono generalmente meno sensibili al rumore diretto ma possono subire vibrazioni indotte da elementi adiacenti.

Con l'evoluzione dei sistemi spaziali — ad esempio, l'uso di grandi antenne per l'osservazione della Terra e telecomunicazioni — la sensibilità ai carichi acustici in fase di lancio è diventata una problematica critica. Per questo motivo, risulta indispensabile sviluppare e adottare strategie efficaci di mitigazione del rumore, al fine di proteggere il carico utile e garantire la riuscita della missione.

### 3.3 Fonti di rumore al lift-off

Durante l'accensione e la fase iniziale del lancio di un veicolo spaziale, le principali fonti di rumore sono rappresentate dai gas di scarico del motore e dalla loro interazione con le strutture del launch pad.

Nel corso dell'ascesa, il campo di moto dei gas evolve continuamente, ma è soprattutto durante il lift-off, quando il veicolo è ancora vicino al suolo, che i carichi acustici risultano più intensi. In questa fase, il getto supersonico impatta contro la piattaforma di lancio, il deflettore e il terreno circostante. Il flusso risultante da tale impatto si distingue in tre zone principali: la regione di getto libero (o *free jet region*), la zona di impatto (o *impingement region*) e la zona di getto a parete (o *wall jet region*) [10].

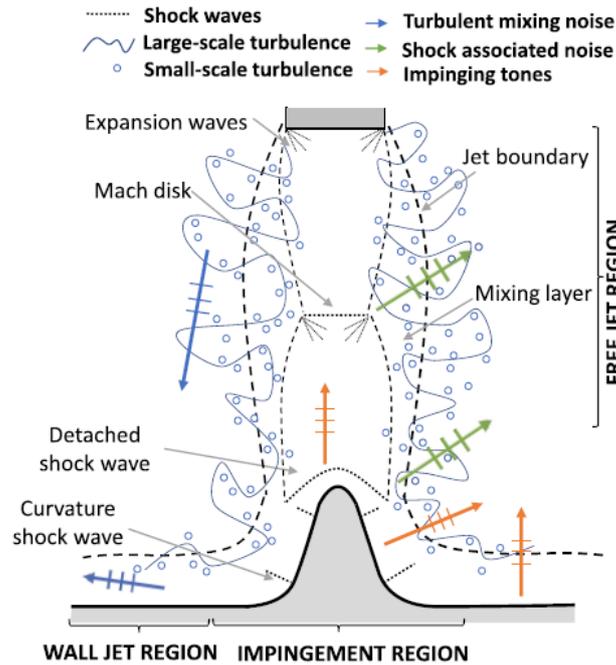


Figura 3.1: Schema semplificato delle fonti di rumore dei gas esausti [10]

A causa del dislivello di pressione tra i gas esausti e l'aria atmosferica, si generano onde di espansione e compressione che formano strutture caratteristiche come i cosiddetti *Mach diamonds*, composti da onde d'urto oblique e normali. Nelle regioni periferiche del getto, il gradiente di velocità dà origine a uno strato di taglio noto come *mixing layer*, in cui possono verificarsi fenomeni di post-combustione.

Quando il getto raggiunge il deflettore, rallenta e forma un punto di ristagno che segna l'inizio della zona di impatto. A seguire, il flusso si espande radialmente lungo la superficie della parete, accelerando nuovamente fino a raggiungere velocità supersoniche e generando nuove strutture d'urto.

Il rumore emesso dal getto comprende tre componenti principali: *turbulent mixing noise* (TMN), *shock-associated noise* (SAN) e *impinging tones*.

Il TMN si suddivide in tre contributi: onde di Mach generate dalla turbolenza su piccola scala, onde di Mach da turbolenza su larga scala e *mixing noise* su piccola scala. Le prime sono prodotte da piccoli vortici vicino all'uscita dell'ugello e generano onde ad alta frequenza, la cui direzione dipende dalla velocità di perturbazione convettiva. Le onde di Mach su larga scala derivano da vortici di maggiori dimensioni che si sviluppano oltre il nucleo del getto e producono rumore direzionale a bassa frequenza nel *far-field*. Il *mixing noise* è invece associato a vortici instabili e produce un segnale a banda larga orientato ortogonalmente all'asse del getto. In generale, il TMN aumenta con il numero di Mach e la temperatura del getto, e domina la componente a bassa frequenza del rumore verso valle.

Il SAN nasce dall'interazione tra strutture turbolente nello strato di taglio e le onde d'urto, generando un rumore a banda larga denominato *Broadband Shock-Associated Noise* (BBSAN). Questo rumore si concentra alle alte frequenze, con distribuzione omnidirezionale, e presenta

maggiore intensità verso monte, dunque verso il veicolo. Una seconda componente, denominata *screech tones*, può emergere nei getti liberi a causa di un meccanismo di feedback tra i vortici turbolenti generati al labbro dell'ugello e le celle d'urto. I toni di *screech* si manifestano a frequenze inferiori rispetto alla BBSAN.

Gli *impinging tones* si verificano quando il getto colpisce una parete posta a distanza definita. I piccoli vortici che si generano all'uscita dell'ugello si amplificano lungo lo strato di taglio, evolvendo in strutture più grandi che, colpendo la parete, generano onde di pressione che si propagano verso monte. Queste onde innescano nuovi vortici all'uscita dell'ugello, creando un loop. All'avvicinarsi della parete all'ugello, i toni di *screech* tendono a scomparire e a lasciare spazio a toni di impatto dominanti a frequenze più elevate.

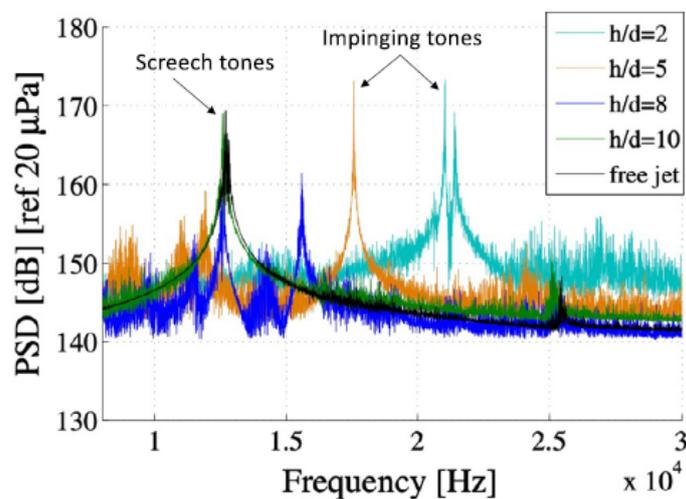


Figura 3.2: Distribuzione della PSD per diverse distanze di impatto [10]

Per controllare l'impingement, le piattaforme di lancio utilizzano deflettori inclinati che deviano il getto, modificando le riflessioni acustiche e mitigandone gli effetti sul razzo.

Infine, il comportamento dei gas esausti cambia con la distanza tra razzo e launch pad. Durante le fasi iniziali, l'interazione del getto con la struttura di lancio è massima, ma si riduce man mano che il razzo si allontana dalla piattaforma. Le diverse fasi sono chiaramente osservabili in sequenze video di lanci come quello del VEGA.



(a) Accensione dei motori



(b) Primi istanti di ascesa



(c) Ascesa

Figura 3.3: Fase iniziale del lancio di un veicolo VEGA [10]

## 3.4 Tecniche di mitigazione

Il lancio di veicoli spaziali comporta condizioni ambientali estremamente severe. I carichi acustici e le vibrazioni cui è sottoposto il payload possono causare danni significativi, con conseguenze economiche e operative rilevanti. Durante la fase di lift-off, le onde di pressione impattano direttamente sulla struttura del veicolo e sui suoi componenti, rendendo necessarie delle misure di mitigazione del rumore per garantire l'integrità strutturale e la sicurezza della missione. Ciò è ancora più critico per le missioni con equipaggio.

Nei veicoli spaziali, è fondamentale considerare sia il rumore trasmesso per via aerea, generato dai gas di scarico, sia quello trasmesso per via strutturale, prodotto dalle vibrazioni indotte dalle pressioni del motore. Le soluzioni comprendono materiali fonoassorbenti, modifiche all'ugello e barriere acustiche per l'attenuazione del rumore aereo, oltre a isolatori e materiali smorzanti per ridurre il rumore strutturale.

Per quanto riguarda il rumore trasmesso per via aerea, la mitigazione può avvenire sia a livello della piattaforma di lancio, sia all'interno della carenatura. Le tecniche utilizzate puntano all'assorbimento o alla dispersione delle onde sonore, convertendo l'energia acustica in altre forme o diffondendola in più direzioni per ridurre l'intensità.

Le principali strategie adottate per abbassare il livello di pressione sonora (SPL) nelle vicinanze del launch pad si basano sull'aumento dell'assorbimento acustico, che in atmosfera è naturalmente basso, sulla riduzione delle riflessioni dirette verso il veicolo e sulla limitazione del rumore emesso dalla sorgente. Dato l'ampio spettro di frequenze coinvolte, queste soluzioni sono prevalentemente passive [10].

L'iniezione di acqua intorno alla piattaforma rappresenta la tecnica più diffusa per aumentare l'assorbimento acustico, riuscendo a mitigare tutte le principali componenti del rumore generato dal getto supersonico. Questo sistema agisce riducendo sia la velocità che la temperatura del getto, con effetti benefici sull'intensità acustica. Lo scambio di quantità di moto tra il getto e l'acqua, sia in fase liquida che gassosa, attenua le fluttuazioni di velocità e le sollecitazioni turbolente.

I sistemi di soppressione acustica a base d'acqua possono essere implementati in due configurazioni principali: l'iniezione localizzata sotto la piattaforma (*below-deck*) oppure la distribuzione uniforme sull'intero volume (*above-deck*), come nel caso dello Space Shuttle. L'efficacia di questi metodi ha portato alla loro diffusione in centri come il Kennedy Space Center (USA), il Cosmodromo di Baikonur (Kazakhstan) e il Centro Spaziale della Guyana Francese. Tuttavia, è importante considerare anche gli svantaggi: l'acqua può danneggiare materiali e influenzare le prestazioni dei deflettori. Inoltre, man mano che il razzo si allontana, l'efficacia dell'iniezione idrica tende a ridursi, rendendo necessario agire anche sulle riflessioni provenienti dalla piattaforma stessa.

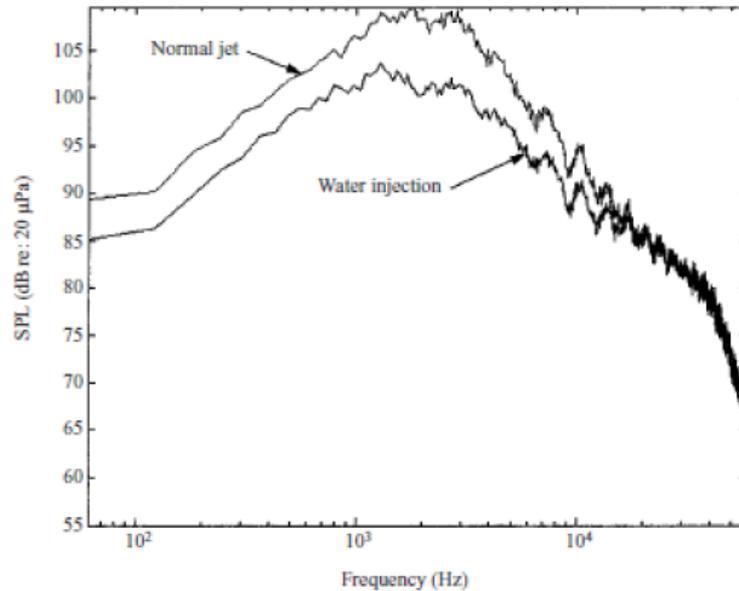


Figura 3.4: Effetto dell'iniezione d'acqua sul livello di pressione sonora (SPL) [11]

Le strutture tipiche del launch pad includono la torre di servizio, i canali di scarico e i deflettori, orientati principalmente a gestire i gas esausti nella fase di lift-off. Mentre la torre consente l'accesso al veicolo per operazioni logistiche e di carico, i deflettori sono essenziali per deviare in sicurezza i gas di scarico. I materiali refrattari delle pareti e del fondo dei canali sono buoni riflettori acustici, dunque non ottimali per l'attenuazione del rumore.

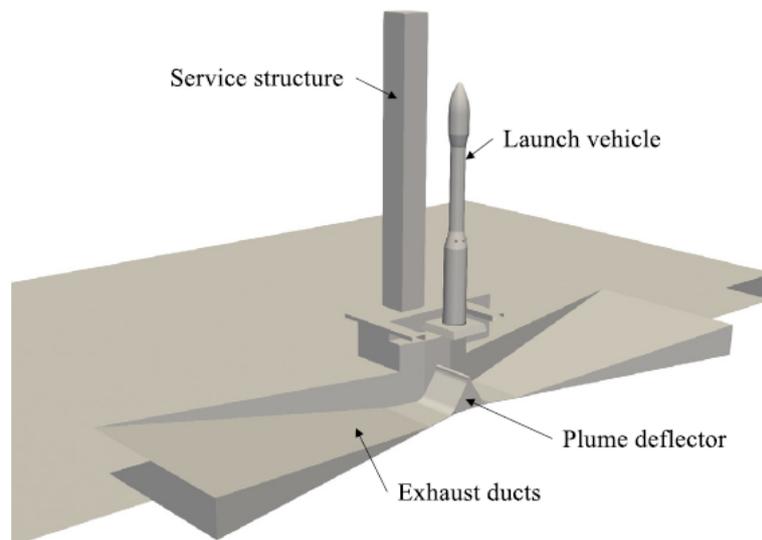


Figura 3.5: Schema di una tipica piattaforma di lancio [10]

Di fondamentale importanza sono anche i meccanismi di controllo del rumore all'interno della carenatura, il cui obiettivo è la protezione del payload dagli effetti potenzialmente dannosi delle sollecitazioni acustiche durante il lancio. Il fairing, posizionato sulla sommità del lanciatore, ha la funzione di racchiudere e proteggere il carico utile durante le fasi di lancio e attraversamento

dell'atmosfera. È generalmente costituito da due semi-gusci, ed è studiato per ridurre al minimo la resistenza aerodinamica.

Le condizioni acustiche all'interno della carenatura dipendono da diversi fattori, tra cui il volume interno, l'area superficiale e le caratteristiche meccaniche della struttura. Per ridurre la massa complessiva e massimizzare la capacità di carico del razzo, la carenatura è spesso realizzata con materiali compositi leggeri. Allo stesso tempo, la struttura deve essere sufficientemente rigida per mantenere la forma e prevenire qualsiasi contatto tra le pareti e il payload. Nella maggior parte dei casi, la carenatura è costituita da un composito sandwich formato da almeno tre strati. Lo strato centrale (nucleo) è solitamente composto da materiali a bassa densità, come schiume o strutture a nido d'ape. Questo nucleo è inserito tra due strati esterni costituiti da materiali ad alta resistenza e rigidità, come fibre di vetro, carbonio o Kevlar.

Tuttavia, l'adozione di carenature sempre più leggere ha un effetto negativo sulle prestazioni acustiche, poiché l'incremento di massa è uno dei metodi più efficaci per ridurre la trasmissione passiva del suono. Per questo motivo la principale strategia per contenere il rumore all'interno delle carenature composite consiste nell'applicazione di materiali fonoassorbenti sulla superficie interna.



# Capitolo 4

## Analisi numerica

Nei capitoli precedenti sono stati introdotti i concetti teorici fondamentali per l'analisi dei fenomeni fluidodinamici che si sviluppano all'interno di un ugello. Al fine di rappresentare in modo realistico un'applicazione in ambito aerospaziale, si considera un ugello supersonico di tipo convergente-divergente.

In questo capitolo viene presentata la configurazione numerica implementata nel software ANSYS Fluent, finalizzata allo studio dell'evoluzione del flusso all'interno dell'ugello e dell'interazione con il campo esterno, con particolare attenzione agli effetti sul campo acustico e sulle sollecitazioni indotte sulla struttura del lanciatore.

Verrà inoltre introdotta l'implementazione di un dispositivo di contenimento del getto, denominato *guide tube*, con l'obiettivo di valutare la sua efficacia nella riduzione dei carichi acustici e delle pressioni agenti sulle strutture, attraverso un confronto diretto con il caso di getto libero.

### 4.1 Caso di riferimento: Getto libero

Come primo passo nell'analisi numerica, si considera il caso di riferimento costituito da un getto supersonico in uscita da un ugello convergente-divergente, privo di dispositivi di contenimento o deviazione del flusso. Questa configurazione rappresenta la base di partenza per lo studio delle caratteristiche del getto e delle onde di pressione generate, che verranno successivamente confrontate con i risultati ottenuti mediante l'inserimento del *guide tube*.

#### 4.1.1 Impostazione fisica del problema

L'analisi condotta in questo lavoro è limitata ai primi istanti del lancio, durante la fase di *lift-off*. In tale condizione, i gas esausti vengono espulsi in un ambiente a pressione superiore rispetto a quella prevista per il funzionamento nominale dell'ugello, generando una condizione di sovraespansione del getto.

Per una maggiore semplicità dei calcoli, l'aria viene assunta come gas ideale con calore specifico costante  $\gamma = 1.4$  e temperatura di ristagno iniziale pari a  $T = 300K$ .

La geometria adottata per l'ugello è quella di un profilo conico semplice, con angolo di semiapertura pari a  $\alpha = 15^\circ$  e raggio di gola  $r_t = 1 \text{ cm}$ . Al fine di rappresentare realisticamente

una situazione di lift-off in ambiente atmosferico, è stato imposto un *Nozzle Pressure Ratio*  $NPR = 10$  da cui si ricava il numero di Mach all' uscita:

$$M_j = \sqrt{\frac{2}{\gamma - 1} \left[ (NPR)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right]} \quad (4.1)$$

ottenendo  $M_e = 3.1$ .

Assumendo una pressione ambiente pari a  $p_{amb} = 1 \text{ bar}$  e nota la relazione:

$$NPR = \frac{p_i}{p_{amb}} \quad (4.2)$$

si ricava la pressione all'ingresso dell'ugello  $p_i = 10 \text{ bar}$ , che viene imposta come condizione di ristagno.

Per la definizione della geometria del profilo ugello si adottano le relazioni già introdotte nel Capitolo 1.5, in particolare la formulazione per la portata massica e il rapporto delle aree:

$$\dot{m} = \sqrt{\gamma} \left( 1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \right)^{-\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \frac{p_c A M}{\sqrt{RT_c}} \quad (4.3)$$

$$\frac{A}{A_t} = \frac{1}{M} \left( 1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \quad (4.4)$$

Imponendo i valori di Mach noti  $M_t = 1$  e  $M_e = 3.1$ , si ottiene il rapporto tra le aree  $\frac{A_e}{A_t}$ , da cui si ricava il raggio d'uscita  $r_e$ , mediante:

$$\frac{A_e}{A_t} = \left( \frac{r_e}{r_t} \right)^2 \quad (4.5)$$

Le lunghezze caratteristiche dell'ugello sono state determinate a partire dall'angolo di semiapertura  $\alpha$ . In particolare, la lunghezza del tratto convergente è stata assunta pari alla metà di quella del tratto divergente, per una configurazione compatta ma rappresentativa.

Per analizzare l'evoluzione del flusso e la sua influenza sul comportamento acustico del sistema, è stato aggiunto un campo esterno a valle dell'ugello. Tale dominio presenta una distanza orizzontale pari a dieci volte il raggio d'uscita  $r_e$ , valore ritenuto adeguato a garantire uno sviluppo regolare del getto e a minimizzare gli effetti del bordo del dominio sulla simulazione.

Grandezza	Simbolo	Valore [cm]
Raggio di gola	$r_t$	1
Raggio di uscita	$r_e$	2.058
Lunghezza tratto convergente	$L_c$	2.0401
Lunghezza tratto divergente	$L_d$	4.0802
Angolo di semiapertura	$\alpha$	15°
Distanza orizzontale dominio esterno	$L_{dom}$	20.58

Tabella 4.1: Parametri geometrici del modello

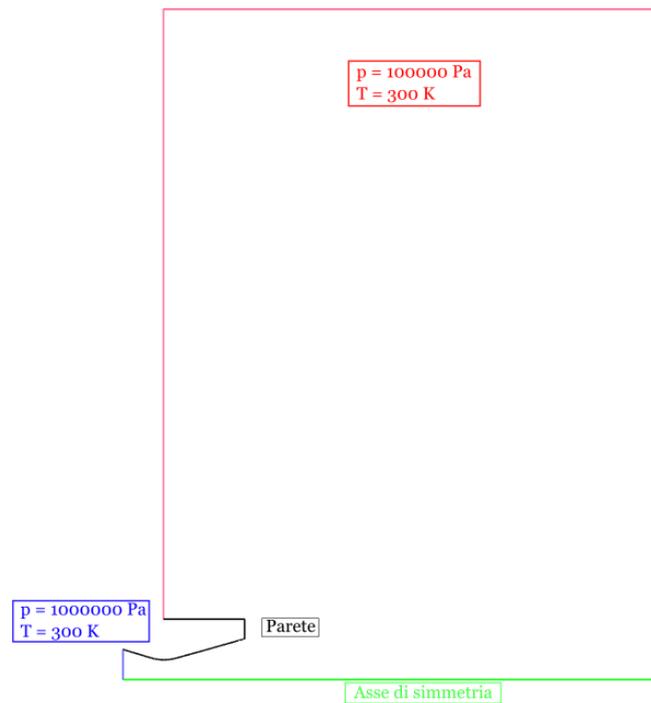


Figura 4.1: Condizioni al contorno del dominio computazionale

### 4.1.2 Griglia computazionale e setup della simulazione

L'obiettivo principale della simulazione è analizzare l'evoluzione del flusso in uscita dall'ugello e il modo in cui esso, interagendo con il campo esterno, generi onde di pressione che si riflettono verso monte, coinvolgendo l'ugello e il lanciatore stesso. Questo fenomeno è di particolare rilevanza nella fase di lancio, in quanto concorre alla determinazione dei carichi acustici che agiscono sulle strutture primarie del vettore e sul carico utile.

Per lo studio di tali fenomeni è stata adottata un'impostazione di tipo euleriana, basata su un modello di flusso ideale e inviscido. Questa scelta è motivata dal fatto che, per una prima analisi qualitativa della generazione e propagazione delle onde di pressione, gli effetti viscosi e termici possono essere trascurati senza compromettere la validità fisica dei risultati. Ciò consente al contempo di ridurre significativamente i costi computazionali e di focalizzare l'attenzione sui meccanismi principali di interazione fluido-struttura.

Questa configurazione consente l'utilizzo di una mesh strutturata, caratterizzata da una disposizione regolare delle celle e priva di infittimenti nelle regioni prossime alle pareti, che risulterebbero altrimenti necessari per risolvere lo strato limite e i gradienti viscosi. Nonostante ciò, si è ritenuto opportuno introdurre un affinamento locale della griglia nelle zone di maggiore interesse, in particolare all'interno dell'ugello e nella sua proiezione nel campo esterno, al fine di catturare con maggiore accuratezza i fenomeni di propagazione e riflessione delle onde di pressione.

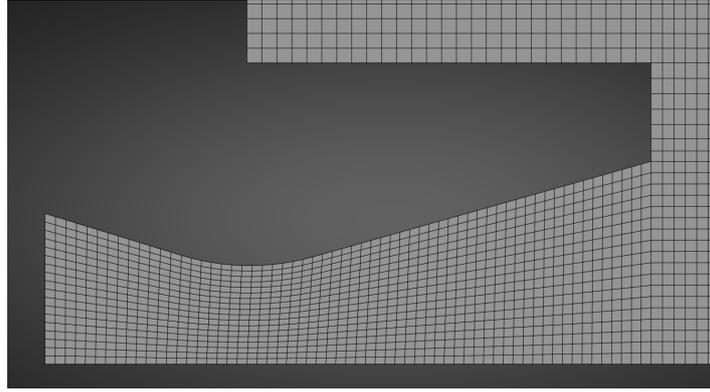


Figura 4.2: Dettaglio della mesh dell'ugello

Come descritto nell'Appendice A, relativa ai fondamenti teorici utilizzati per le simulazioni fluidodinamiche, la soluzione numerica del problema viene ottenuta risolvendo le tre equazioni di governo fondamentali: conservazione della massa, della quantità di moto e dell'energia. Considerate le ipotesi di flusso ideale e inviscido, risulta sufficiente risolvere il sistema delle equazioni di Eulero, che descrive il comportamento di un flusso compressibile e potenzialmente asimmetrico.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (4.6)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) = -\nabla p \quad (4.7)$$

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} E) = -\nabla \cdot (p \mathbf{v}) \quad (4.8)$$

La simulazione è stata eseguita utilizzando il software ANSYS Fluent, selezionando un'impostazione *density-based*, particolarmente adatta per la risoluzione di flussi compressibili ad alta velocità. È stato adottato un approccio transitorio per poter catturare l'evoluzione temporale delle onde di pressione e le loro interazioni con il campo esterno. Data la geometria del dominio e la natura del fenomeno analizzato, la simulazione è stata condotta in configurazione asimmetrica bidimensionale, al fine di riprodurre realisticamente le condizioni operative.

Per quanto riguarda l'implementazione numerica, è stato utilizzato un metodo implicito, che consente una maggiore stabilità nel trattamento delle equazioni in regime transitorio, anche con time-step relativamente piccoli. La risoluzione del flusso è stata effettuata usando uno schema AUSM (Advection Upstream Splitting Method), noto per la sua efficacia nella gestione delle discontinuità di pressione e velocità, come onde d'urto e superfici di espansione. La discretizzazione spaziale è stata effettuata con un metodo *upwind* del secondo ordine, che garantisce una buona accuratezza nel calcolo dei gradienti anche in presenza di variazioni brusche di densità o pressione. La discretizzazione temporale, anch'essa di secondo ordine implicita, è stata selezionata per minimizzare gli errori numerici associati alla risoluzione nel tempo.

L'intervallo temporale analizzato ha una durata complessiva di 0.05 s, suddiviso in 10000 time-steps di  $5 \times 10^{-6}$  s ciascuno. Questa risoluzione temporale è stata ritenuta adeguata per catturare con sufficiente dettaglio i fenomeni transitori di interesse.

Ai fini della stabilità numerica e della corretta risoluzione delle onde caratteristiche del flusso, è stato adottato un numero di *Courant-Friedrichs-Lewy* (CFL) pari a 2.5. Tale valore,

compatibile con l'approccio implicito scelto, consente di mantenere un buon compromesso tra stabilità e accuratezza temporale, garantendo al contempo tempi di calcolo gestibili per l'intera simulazione.

Parametro	Valore
Modello di calcolo	Density-based
Regime temporale	Transitorio
Tipo di simulazione	Asimmetrica bidimensionale
Metodo di soluzione	Implicito
Schema di flusso convettivo	AUSM
Discretizzazione spaziale	Second order upwind
Discretizzazione temporale	Second order implicit
Tempo simulato	0.05 s
Time-step	$5 \times 10^{-6}$ s
Numero totale di time-step	10000
Numero di Courant (CFL)	2.5

Tabella 4.2: Parametri numerici principali della simulazione CFD

### 4.1.3 Risultati del getto libero

Viene mostrato il campo di Mach medio ottenuto tramite una media temporale sul dominio simulato. Questa rappresentazione consente di identificare le strutture tipiche di un flusso sovraespanso e di valutarne l'estensione e la geometria. Il profilo di Mach evidenzia la presenza di onde d'urto deboli seguite da zone di espansione, alternate secondo la struttura a diamante caratteristica di questi flussi.

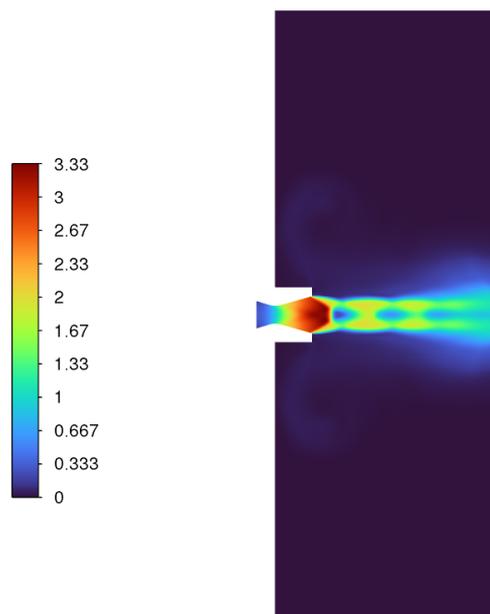


Figura 4.3: Campo di Mach medio

## Visualizzazione Schlieren

Per caratterizzare la dinamica del campo di moto e analizzare l'interazione tra le onde generate dal getto, è stata adottata una visualizzazione di tipo *Schlieren*. Questa tecnica numerica consente di mettere in evidenza con chiarezza le discontinuità di densità associate a onde d'urto, superfici di espansione e onde acustiche. Le interazioni tra queste strutture generano fenomeni complessi di riflessione e interferenza, che possono contribuire in modo significativo alla formazione dei carichi acustici sul sistema.

Le immagini seguenti mostrano l'evoluzione temporale del campo di densità attraverso una sequenza di istantanee, acquisite in diversi momenti della simulazione.

Nelle Figure 4.4 e 4.5 è visibile l'innesco del campo di moto dovuto al rapido transitorio di accensione dell'ugello. Il getto supersonico genera un fronte d'onda che si propaga nel dominio computazionale. In questa fase iniziale, si evidenzia una netta discontinuità di densità all'uscita dell'ugello, indicativa della formazione delle prime onde di pressione associate all'espansione del flusso.

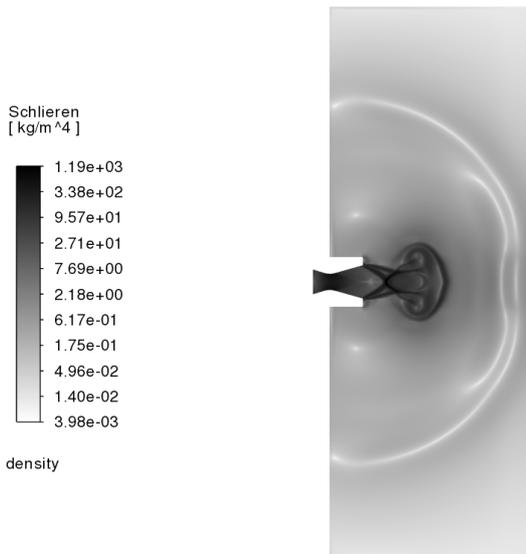


Figura 4.4:  $t = 1.25 \times 10^{-3} \text{ s}$

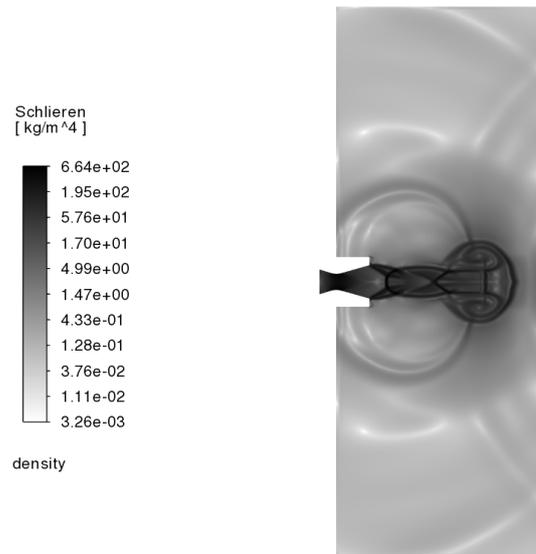


Figura 4.5:  $t = 2 \times 10^{-3} \text{ s}$

Le Figure 4.6 e 4.7 mostrano l'interazione tra l'onda di pressione e il confine del dominio, rappresentato da una "parete" di uscita a pressione ambiente. L'impatto induce fenomeni di riflessione delle onde d'urto e l'instaurarsi di regioni di flusso instabile. Iniziano a generarsi vortici e strutture turbolente, che contribuiscono all'insorgenza di fluttuazioni di pressione. L'onda riflessa comincia a propagarsi a ritroso verso l'ugello.

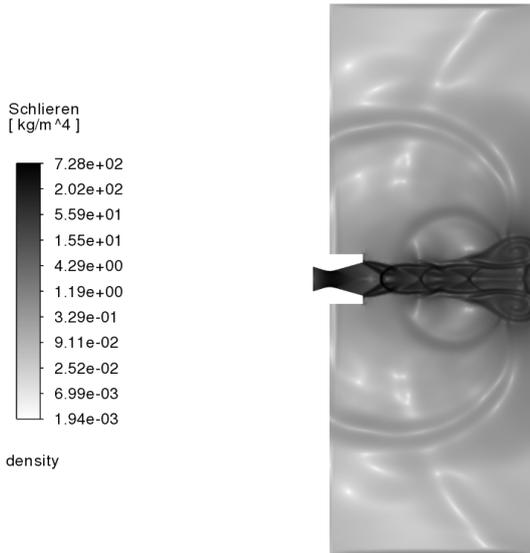


Figura 4.6:  $t = 2.5 \times 10^{-3} \text{ s}$

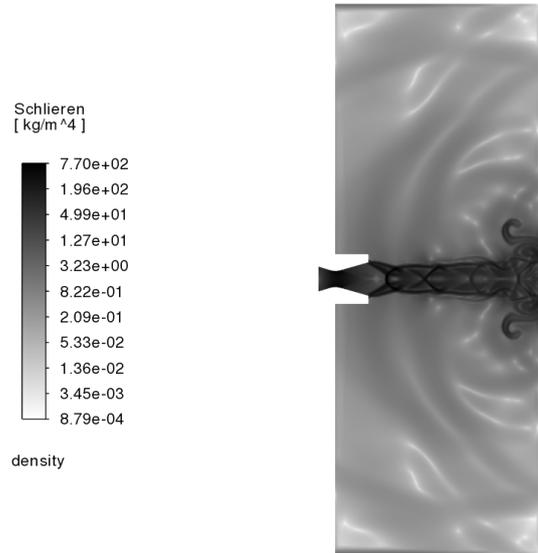


Figura 4.7:  $t = 3.75 \times 10^{-3} \text{ s}$

Nei successivi istanti temporali (Figure 4.8 e 4.9), la zona caratterizzata da instabilità si estende considerevolmente. Le onde riflesse proseguono il loro percorso verso monte e interagiscono con il getto principale. Il flusso mostra segni di separazione e formazione di strutture vorticosi su larga scala. In particolare, si osserva la propagazione di vortici verso l'ugello.

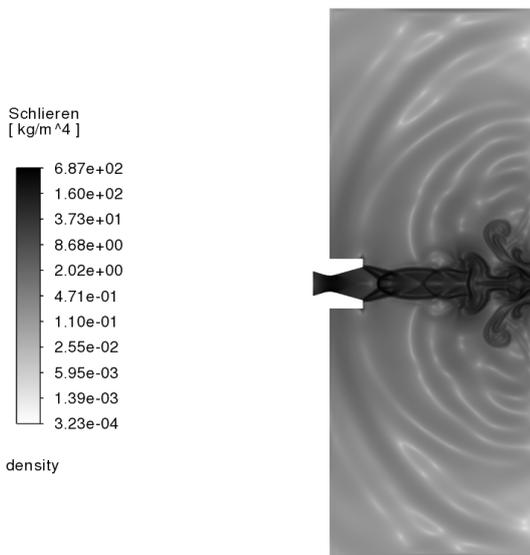


Figura 4.8:  $t = 5.25 \times 10^{-3} \text{ s}$

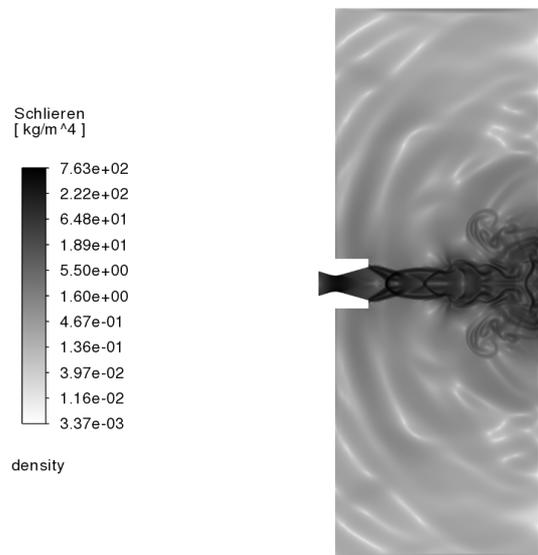


Figura 4.9:  $t = 7.5 \times 10^{-3} \text{ s}$

Nelle Figure 4.10 e 4.11, le strutture vorticosose di grande scala raggiungono la regione prossima all'ugello.

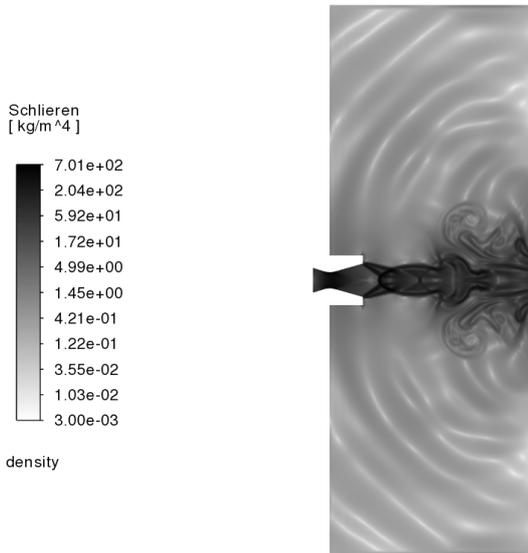


Figura 4.10:  $t = 1 \times 10^{-2} \text{ s}$

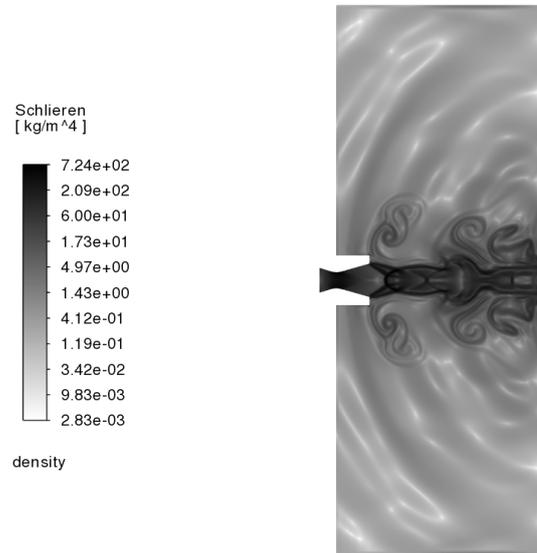


Figura 4.11:  $t = 1.875 \times 10^{-2} \text{ s}$

L'analisi temporale del campo Schlieren ha permesso di identificare con chiarezza le fasi principali dell'evoluzione del getto supersonico nella configurazione di getto libero. Il transitorio iniziale è dominato dalla propagazione di onde impulsive ad alta energia, che interagiscono con il dominio e danno origine a complesse dinamiche di riflessione. In seguito, la formazione di regioni instabili e la generazione di vortici su larga scala indicano l'insorgere di fenomeni turbolenti che influenzano significativamente la struttura del campo acustico. Queste osservazioni costituiscono la base per l'analisi quantitativa delle fluttuazioni di pressione e per il confronto con configurazioni dotate di sistemi di mitigazione del rumore.

### Fluttuazioni di pressione

Per integrare le osservazioni qualitative del campo di moto, è stata condotta un'analisi quantitativa delle fluttuazioni di pressione in due punti di monitoraggio (sonde virtuali), posizionati strategicamente all'interno del dominio simulato. Tali sonde permettono di acquisire segnali di pressione locale nel tempo, fondamentali per caratterizzare il contenuto acustico e turbolento del flusso.

Le sonde sono state posizionate rispettivamente:

- **Sonda 1:** posizionata sulla parete verticale in prossimità dell'uscita dell'ugello, con l'obiettivo di rilevare le onde di pressione riflesse;
- **Sonda 2:** situata all'esterno del core del getto, in una regione di potenziale influenza acustica e turbolenta, per monitorare le instabilità a valle.

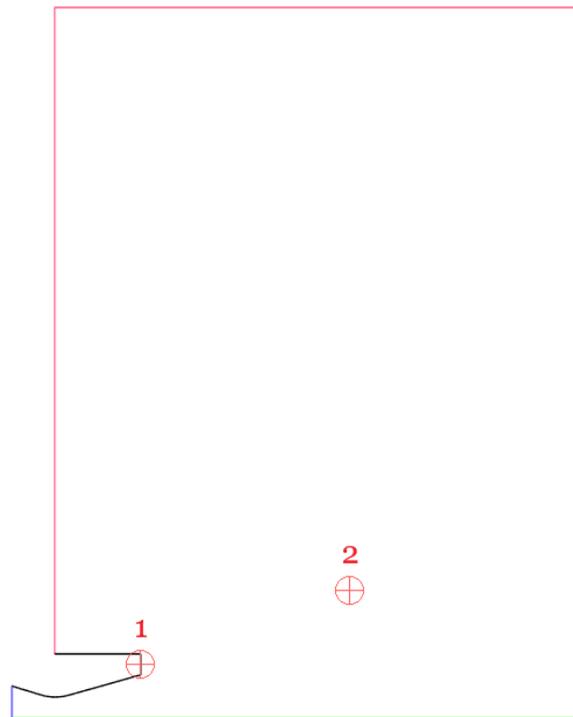


Figura 4.12: Posizione delle sonde di pressione

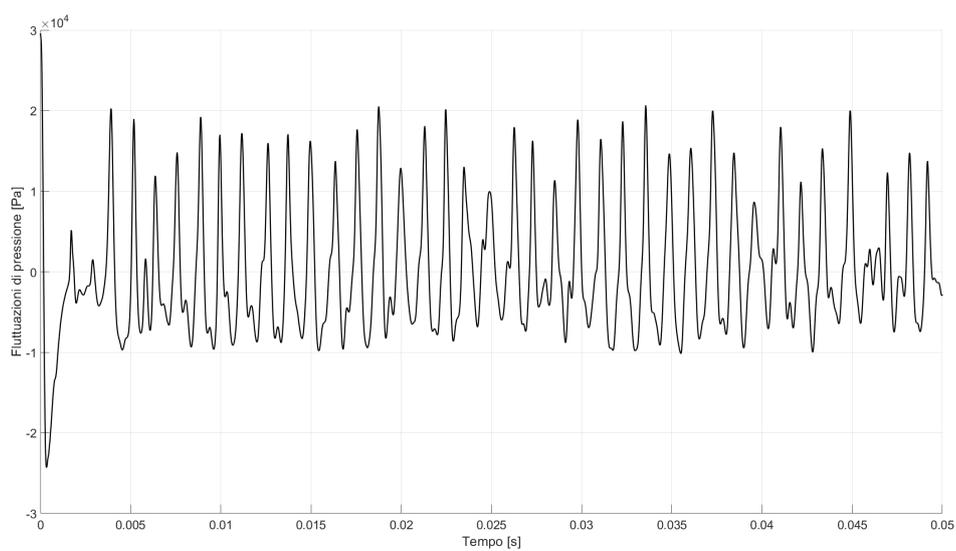


Figura 4.13: Evoluzione temporale delle fluttuazioni di pressione rilevate dalla sonda 1

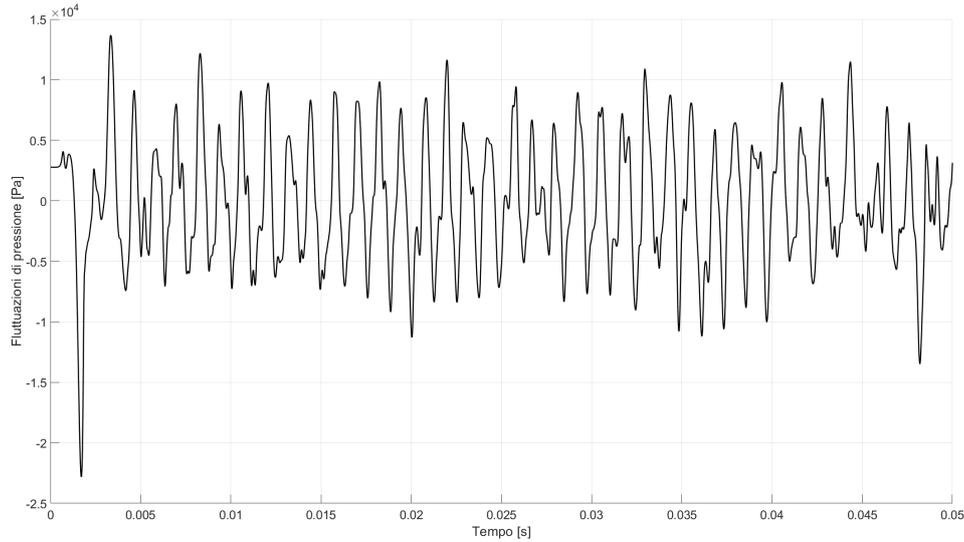


Figura 4.14: Evoluzione temporale delle fluttuazioni di pressione rilevate dalla sonda 2

### Analisi spettrale

Per una comprensione più approfondita dei fenomeni acustici associati al getto supersonico, non è sufficiente limitarsi all'analisi temporale delle fluttuazioni di pressione: è infatti essenziale analizzare il contenuto spettrale del segnale per identificare le componenti dominanti in frequenza e valutare l'impatto acustico del flusso. L'analisi in frequenza permette di distinguere tra rumore a bassa frequenza associato a instabilità su larga scala e contributi ad alta frequenza legati a turbolenza fine e onde d'urto.

A tale scopo, è stata applicata la trasformata di Fourier ai segnali temporali acquisiti dalle due sonde virtuali. La trasformata di Fourier consente infatti di scomporre i segnali di pressione nelle loro componenti armoniche, fornendo informazioni sul contenuto spettrale e sulle frequenze dominanti associate ai meccanismi di generazione del rumore [12] [13]. In particolare, sono stati adottati due approcci per la stima della *Power Spectral Density* (PSD):

- Il **periodogramma**, che fornisce una stima diretta della PSD sull'intero segnale, garantendo elevata risoluzione in frequenza, ma affetta da maggiore varianza statistica;
- Il metodo di **Welch**, che migliora la robustezza statistica tramite segmentazione del segnale in finestre sovrapposte e media delle stime, al prezzo di una riduzione della risoluzione spettrale.

L'impiego congiunto di entrambe le tecniche consente una caratterizzazione più completa del contenuto spettrale, bilanciando risoluzione in frequenza e stabilità della stima [14].

Dalle PSD ottenute è stato calcolato il *Sound Pressure Level* (SPL), secondo la definizione:

$$\text{SPL}(f) = 10 \log_{10} \left( \frac{\text{PSD}(f)}{p_{\text{ref}}^2} \right) \quad (4.9)$$

dove  $PSD(f)$  rappresenta la Power Spectral Density del segnale di pressione e  $p_{\text{ref}} = 2 \times 10^{-5}$  Pa è la pressione di riferimento.

Questa analisi consente di quantificare l'energia acustica associata a ciascuna banda di frequenza e di confrontare l'intensità sonora percepita nei due punti di misura, offrendo un quadro completo della distribuzione spettrale del rumore generato dal getto.

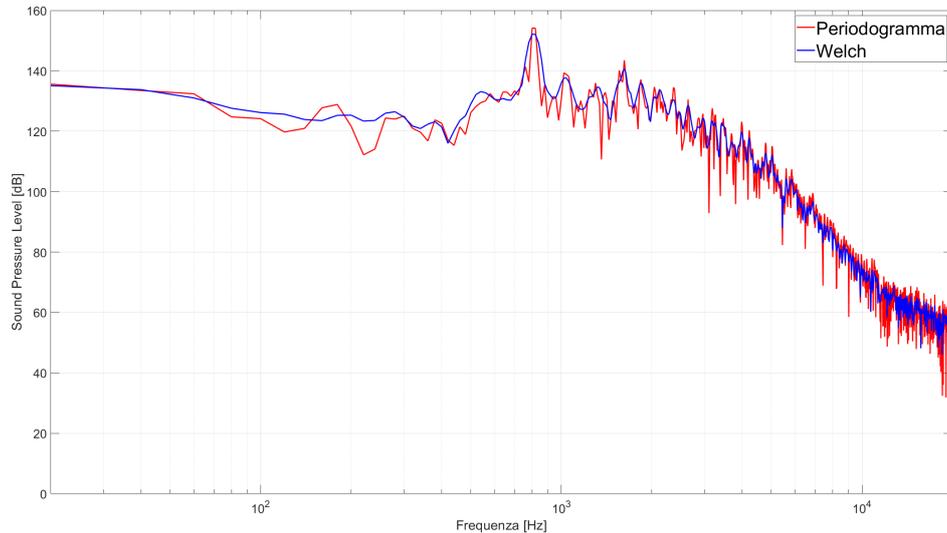


Figura 4.15: Sound Pressure Level (SPL) misurato dalla sonda 1 in funzione della frequenza

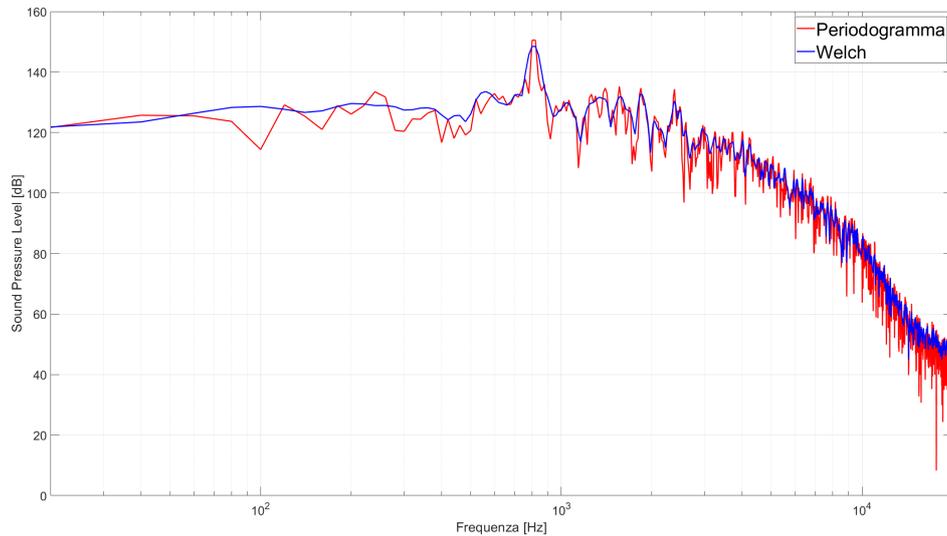


Figura 4.16: Sound Pressure Level (SPL) misurato dalla sonda 2 in funzione della frequenza

Dall'analisi spettrale condotta sui segnali di pressione acquisiti nelle due sonde, si osserva in entrambi i casi un massimo del SPL attorno a  $10^3$  Hz, indicativo della presenza di componenti acustiche dominanti a questa frequenza. Per frequenze superiori, il SPL decresce rapidamente,

seguendo un andamento simile per entrambe le sonde. Le principali differenze si riscontrano invece nel range delle basse frequenze, dove la sonda 1 registra livelli di pressione sonora generalmente più elevati rispetto alla sonda 2. Ciò è coerente con la posizione più prossima della sonda 1 alla parete, dove le onde riflesse e i disturbi a bassa frequenza risultano più intensi. Nonostante queste differenze, in entrambi i casi i fenomeni prevalenti risultano essere ad alta frequenza, associati alla turbolenza del getto e alla generazione di rumore aeroacustico [10].

In conclusione, la simulazione del getto libero ha evidenziato l'insorgenza di strutture di onde d'urto ed espansione tipiche dei flussi sovraespansi, nonché l'importante ruolo delle onde riflesse nella generazione di carichi acustici potenzialmente dannosi. Tali osservazioni motivano l'adozione di soluzioni ingegneristiche atte a contenere e deviare il flusso, come il guide tube, analizzato nella sezione seguente.

## 4.2 Inserimento del guide tube

Durante il lancio di un veicolo spaziale, l'interazione tra il getto del motore e le strutture del launchpad genera onde d'urto e riflessioni acustiche che possono causare sollecitazioni pericolose sul carico utile e sul razzo stesso. Per mitigare questi effetti, sono state sviluppate diverse soluzioni ingegneristiche, tra cui sistemi di soppressione acustica attiva a base d'acqua (*deluge systems*) o sistemi passivi come deflettori di spinta (*flame deflectors*) e particolari configurazioni geometriche pensate per guidare il flusso lontano dalla zona critica.

Tra queste soluzioni, una configurazione di particolare interesse è quella che prevede l'inserimento di condotti guida, o guide tubes, progettati per convogliare il flusso in modo controllato lontano dalla piattaforma. Il guide tube agisce come una struttura canalizzante, favorendo l'espansione del getto in un ambiente più confinato rispetto al getto libero, e limitando così la formazione di onde riflesse e di instabilità acustiche ad alta frequenza.

In questa sezione si analizza il comportamento del flusso in presenza del guide tube tramite simulazioni CFD, valutandone l'impatto rispetto al caso di riferimento precedentemente analizzato. Verranno discusse le modifiche introdotte al dominio computazionale, la configurazione geometrica adottata e i risultati ottenuti in termini di distribuzione di pressione, andamento delle onde di shock-espansione e potenziale riduzione dei carichi acustici.

### 4.2.1 Modifiche al dominio computazionale e alla geometria

Per poter studiare l'efficacia del guide tube nella mitigazione del carico acustico generato durante la fase di lancio, si è proceduto con un aggiornamento del modello numerico. In particolare, sono state apportate modifiche al dominio computazionale e alla geometria del sistema, descritte di seguito.

La distanza tra l'uscita dell'ugello e l'imbocco del tubo è stata mantenuta costante a circa  $10r_e$ , dove  $r_e$  rappresenta il raggio di uscita dell'ugello. Il tubo, con una lunghezza pari a  $2.36r_e$ , riprende il parametro  $GT_{ref}$  riportato nel lavoro *Experimental study of the acoustic interaction of a subscale rocket nozzle exhaust jet and different guide tubes* [15]. A valle del tubo, il dominio computazionale è stato esteso con un prolungamento di circa  $10r_e$ , con l'obiettivo di minimizzare l'influenza delle condizioni al contorno sullo sviluppo del getto.

In particolare, sono state considerate tre configurazioni distinte del condotto, caratterizzate da raggi di apertura pari a  $1.5r_e$ ,  $1r_e$  e  $0.85r_e$ , per analizzare l'influenza della sezione d'imbocco sulle prestazioni del sistema e sulle sollecitazioni di pressione sulla parete del condotto.

La mesh è stata opportunamente raffinata nelle zone dell'ugello, del suo prolungamento e all'interno del tubo guida, dove si osservano gradienti più marcati di pressione e velocità, mentre nelle regioni periferiche è stata adottata una griglia meno fitta, in modo da ottimizzare il costo computazionale senza compromettere l'accuratezza dei risultati.

Si riporta di seguito una rappresentazione schematica della geometria computazionale utilizzata, in cui sono sovrapposte le tre configurazioni analizzate. Il confronto visivo consente di apprezzare le differenze nella sezione d'imbocco del guide tube, mantenendo costanti gli altri parametri geometrici.

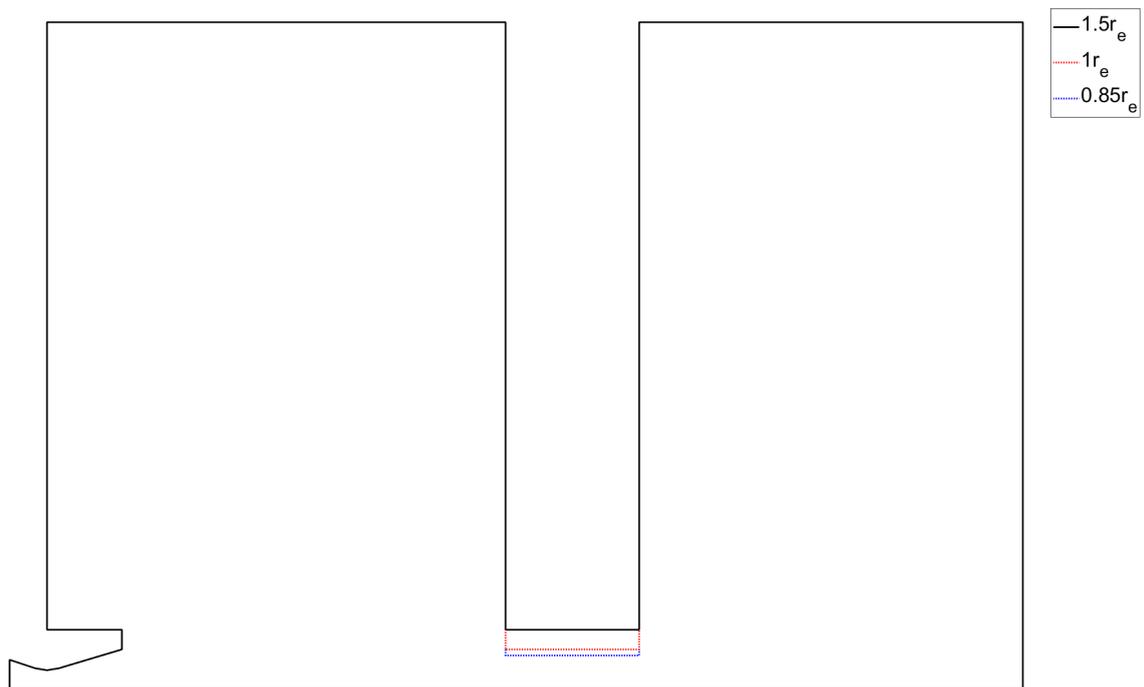


Figura 4.17: Vista schematica della geometria computazionale con le tre configurazioni di guide tube sovrapposte

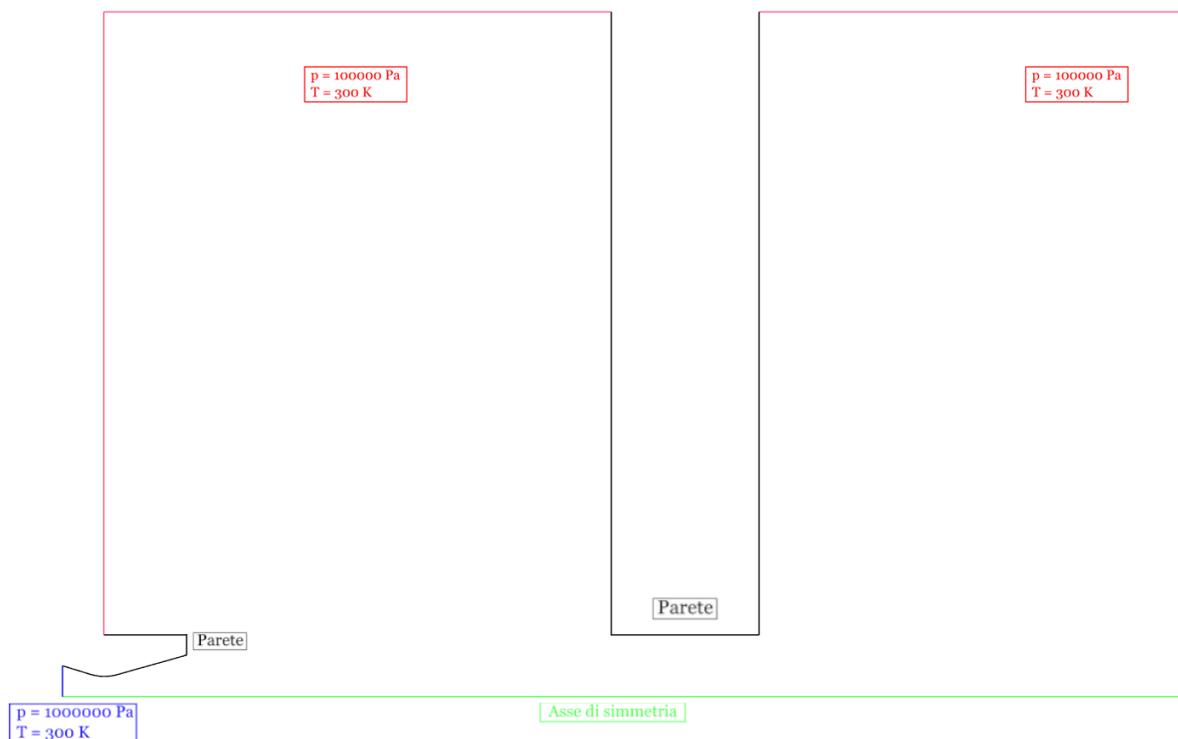


Figura 4.18: Condizioni al contorno del dominio computazionale del caso  $1.5r_e$

### 4.2.2 Risultati con guide tube

Al fine di analizzare la struttura del getto in presenza del guide tube, si riporta di seguito il campo di Mach medio e le visualizzazioni Schlieren ottenute per la configurazione con raggio d'apertura pari a  $1.5r_e$ . Tale configurazione, pur rappresentativa, presenta andamenti qualitativi del flusso sostanzialmente analoghi a quelli osservati nei restanti due casi, giustificando così la scelta di limitarne la visualizzazione dettagliata al solo caso di maggiore apertura. Le analisi quantitative e i confronti tra le tre configurazioni sono comunque approfonditi nelle sezioni successive.

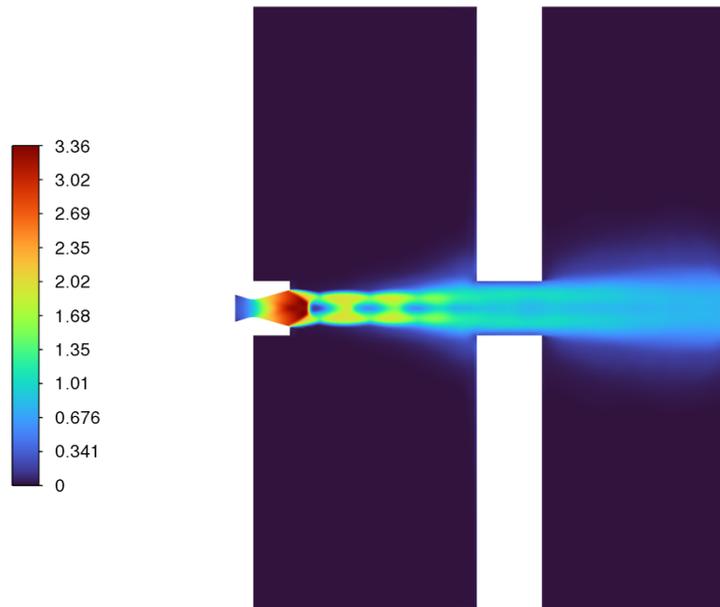


Figura 4.19: Campo di Mach medio del caso  $1.5r_e$

#### Visualizzazione Schlieren

Le istantanee riportate nelle figure seguenti rappresentano l'evoluzione del campo di densità per la configurazione con guide tube di raggio  $1.5r_e$ , agli stessi istanti temporali utilizzati per il caso del getto libero, al fine di garantire un confronto diretto e coerente tra le due configurazioni. Le prime tre immagini (Figure 4.20 – 4.22) mostrano la fase iniziale della simulazione, durante la quale il getto non ha ancora raggiunto il condotto. In particolare, la Figura 4.22 rappresenta l'istante in cui il fronte d'onda impatta sull'imbocco del tubo, corrispondente al momento in cui, nel caso del getto libero, il flusso raggiunge il confine del dominio computazionale. Fino a questo punto, la configurazione con guide tube presenta un'evoluzione pressoché identica a quella osservata nel getto libero, confermando che l'influenza del condotto si manifesta solo in seguito all'interazione.

A partire dai frame successivi, l'interazione tra il flusso supersonico e le pareti interne del guide tube modifica in modo significativo la dinamica del getto. Rispetto al caso di getto libero, si

osserva una netta riduzione nella formazione di strutture turbolente e vorticose nella regione a monte del condotto. Queste strutture risultano più smorzate, mentre i fenomeni di maggiori dimensioni tendono a concentrarsi a valle del tubo, riducendo la loro influenza diretta sulla zona circostante il lanciatore.

Nel complesso, il condotto ha un effetto stabilizzante nella regione iniziale del dominio, mentre a valle, dove il flusso torna libero, le interazioni tra le onde diventano nuovamente intense e le strutture turbolente ricompaiono in modo più evidente. L'attenuazione delle strutture turbolente nella fase iniziale lascia intuire un possibile beneficio in termini di riduzione dei carichi acustici, aspetto che verrà approfondito nelle analisi quantitative successive.

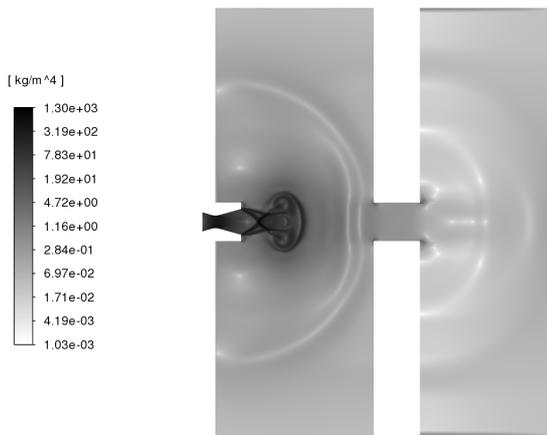


Figura 4.20:  $t = 1.25 \times 10^{-3} \text{ s}$

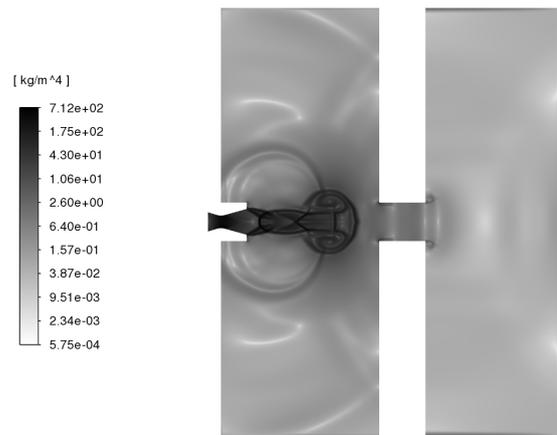


Figura 4.21:  $t = 2 \times 10^{-3} \text{ s}$

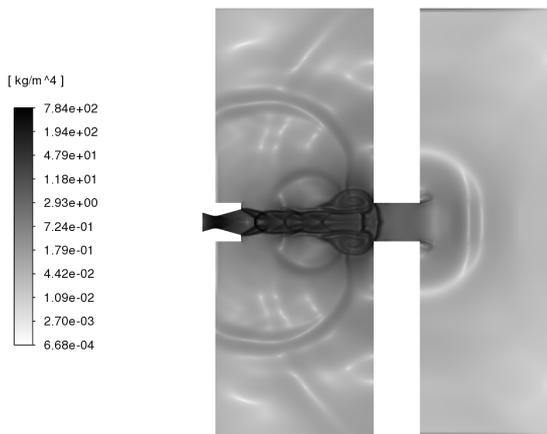


Figura 4.22:  $t = 2.5 \times 10^{-3} \text{ s}$

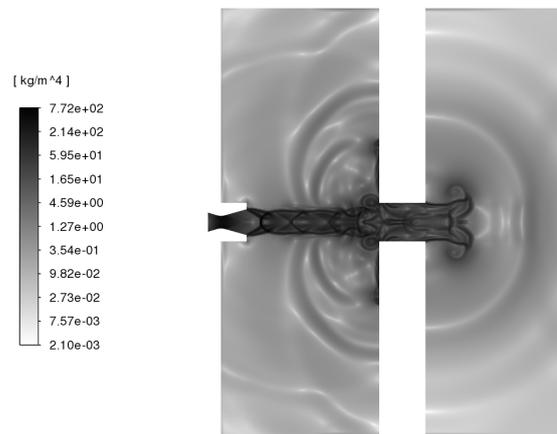
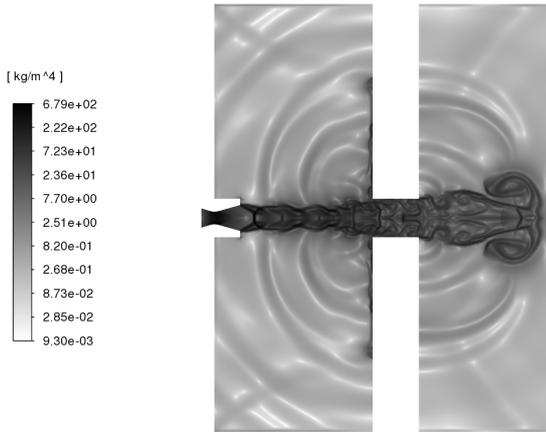
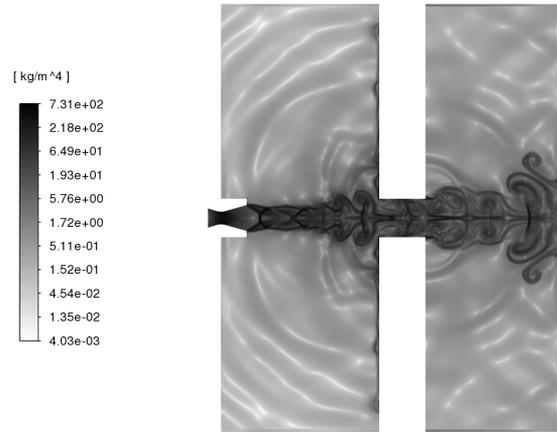
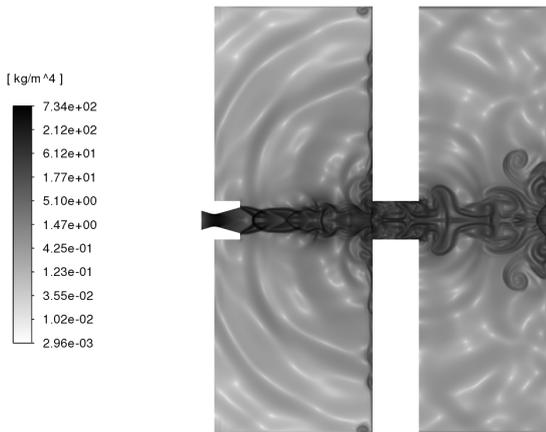
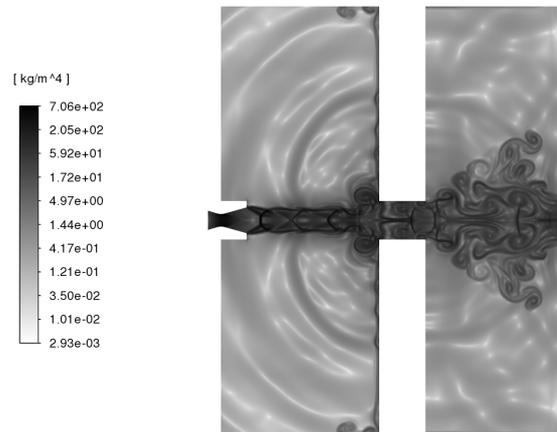


Figura 4.23:  $t = 3.75 \times 10^{-3} \text{ s}$

Figura 4.24:  $t = 5.25 \times 10^{-3} \text{ s}$ Figura 4.25:  $t = 7.5 \times 10^{-3} \text{ s}$ Figura 4.26:  $t = 1 \times 10^{-2} \text{ s}$ Figura 4.27:  $t = 1.875 \times 10^{-2} \text{ s}$ 

### Fluttuazioni di pressione

Anche per i tre casi con guide tube è stata condotta un'analisi temporale delle fluttuazioni di pressione, utilizzando le stesse due sonde virtuali descritte nella sezione precedente. Il mantenimento delle stesse posizioni permette un confronto diretto tra le diverse configurazioni.

Nelle Figure 4.29 e 4.30 sono riportati i segnali acquisiti rispettivamente dalla Sonda 1 e dalla Sonda 2, per ciascun raggio di apertura del condotto ( $1.5r_e$ ,  $1r_e$  e  $0.85r_e$ ). I grafici, ottenuti sovrapponendo i tre segnali, permettono di valutare l'influenza della geometria del tubo sulla dinamica delle fluttuazioni di pressione in ciascun punto monitorato.

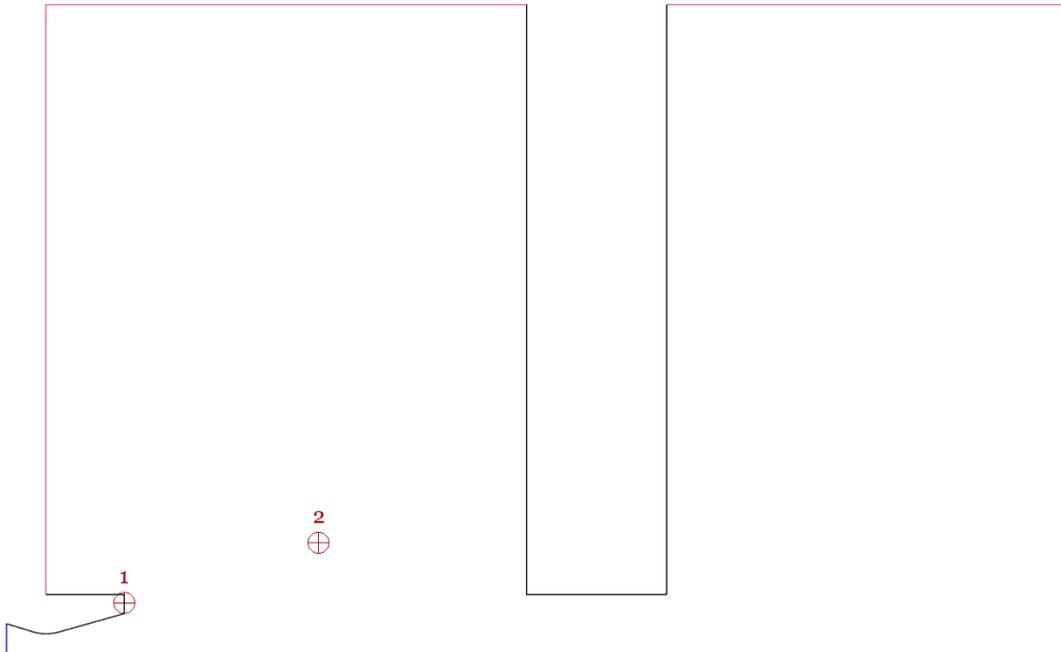
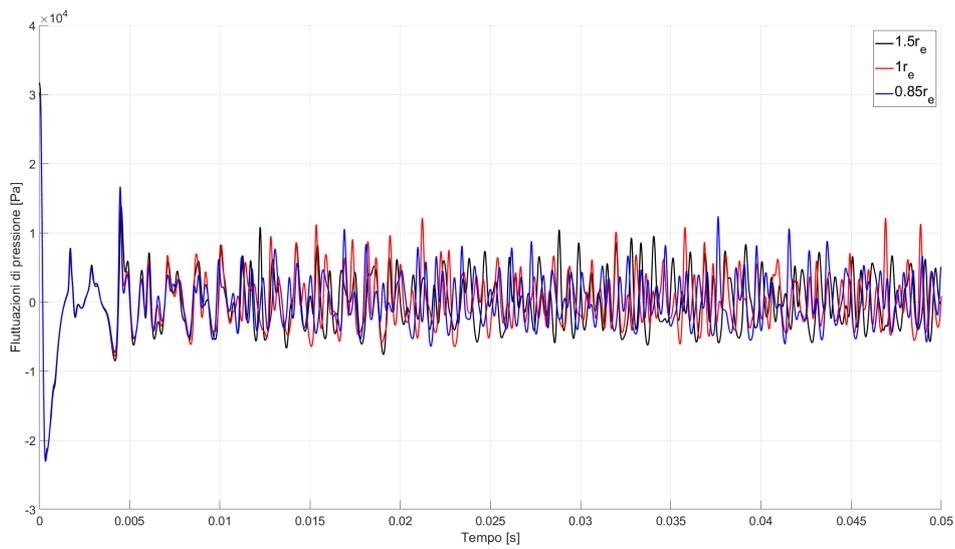
Figura 4.28: Posizione delle sonde di pressione del caso  $1.5r_e$ 

Figura 4.29: Evoluzione temporale delle fluttuazioni di pressione rilevate dalla sonda 1

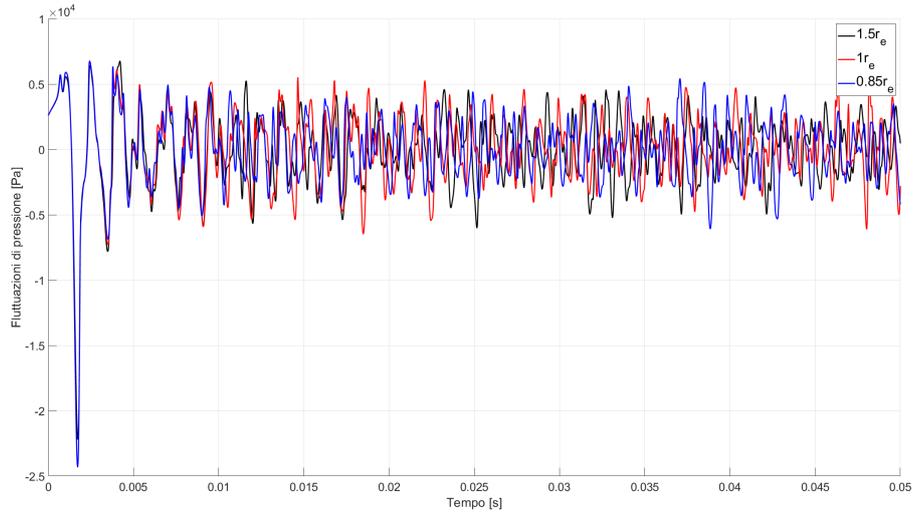


Figura 4.30: Evoluzione temporale delle fluttuazioni di pressione rilevate dalla sonda 2

### Analisi spettrale

Come per le fluttuazioni di pressione, viene proposto il confronto tra le tre configurazioni di guide tube attraverso l'analisi spettrale dei segnali acquisiti dalle due sonde virtuali. I grafici riportano l'andamento del *Sound Pressure Level* (SPL) in funzione della frequenza, consentendo di valutare le eventuali differenze nel contenuto acustico dei tre casi.

Per garantire una lettura più chiara dei risultati, l'analisi si basa esclusivamente sul metodo di Welch, che fornisce una stima più stabile del contenuto in frequenza, attenuando la varianza statistica tipica del periodogramma, pur a discapito di una minore risoluzione. Questo compromesso risulta tuttavia adatto a evidenziare le tendenze generali del contenuto spettrale e le differenze più rilevanti tra le configurazioni.

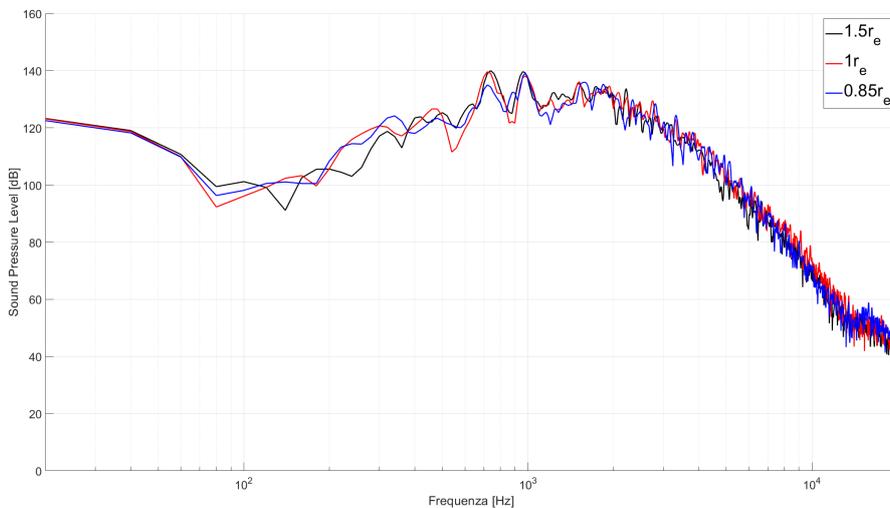


Figura 4.31: Sound Pressure Level (SPL) misurato dalla sonda 1 in funzione della frequenza

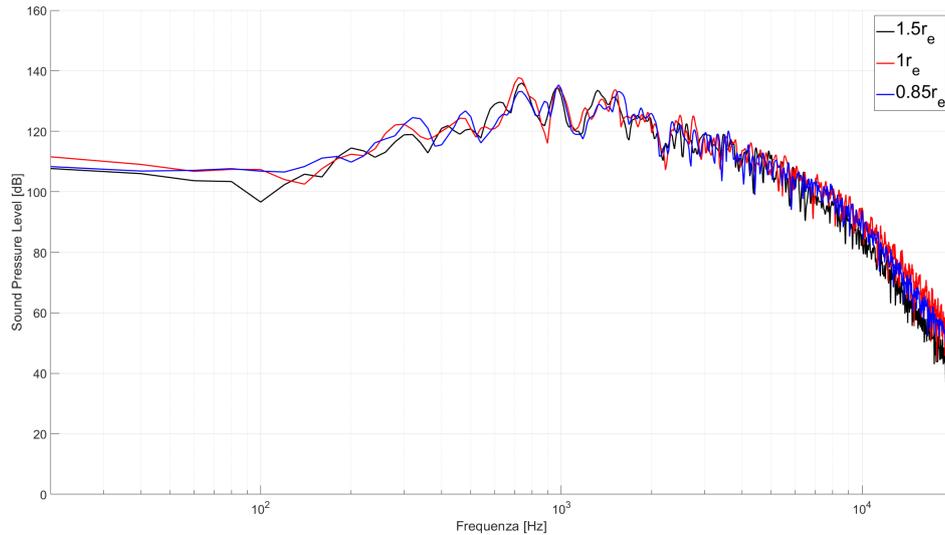


Figura 4.32: Sound Pressure Level (SPL) misurato dalla sonda 1 in funzione della frequenza

In tutte le configurazioni, i valori massimi di SPL si collocano nuovamente nel range delle basse-medie frequenze, attorno a  $10^3$  Hz, in accordo con quanto osservato nel caso di getto libero e coerentemente con i valori tipici riportati in letteratura per getti supersonici.

Nel complesso, il contenuto spettrale delle fluttuazioni di pressione risulta simile per tutte le geometrie considerate, suggerendo che la variazione del raggio di apertura del guide tube non influisce in modo significativo sulla distribuzione in frequenza del rumore percepito nei punti di monitoraggio.

### Pressione media a parete

Un parametro aggiuntivo, esclusivo delle configurazioni con guide tube, è rappresentato dalla distribuzione della pressione media nel tempo sulla parete interna del condotto. Questo valore risulta utile per valutare le sollecitazioni statiche cui le pareti del guide tube sono sottoposte. Nel grafico seguente si riporta l'andamento della pressione media lungo la parete, normalizzata rispetto alla lunghezza del condotto, per le tre configurazioni analizzate. I risultati mostrano che la configurazione con apertura maggiore ( $1.5r_e$ ) è quella soggetta alle pressioni medie più contenute lungo la maggior parte del condotto, suggerendo una minore sollecitazione complessiva. Al contrario, la configurazione più stretta ( $0.85r_e$ ) risulta la più sollecitata. Come prevedibile, il punto di massimo carico si concentra in corrispondenza dell'ingresso del condotto, dove si registra un picco di pressione particolarmente marcato. Anche in questo caso, il valore massimo è sensibilmente più basso nella configurazione più ampia, evidenziando un ulteriore vantaggio in termini di sollecitazioni meccaniche.

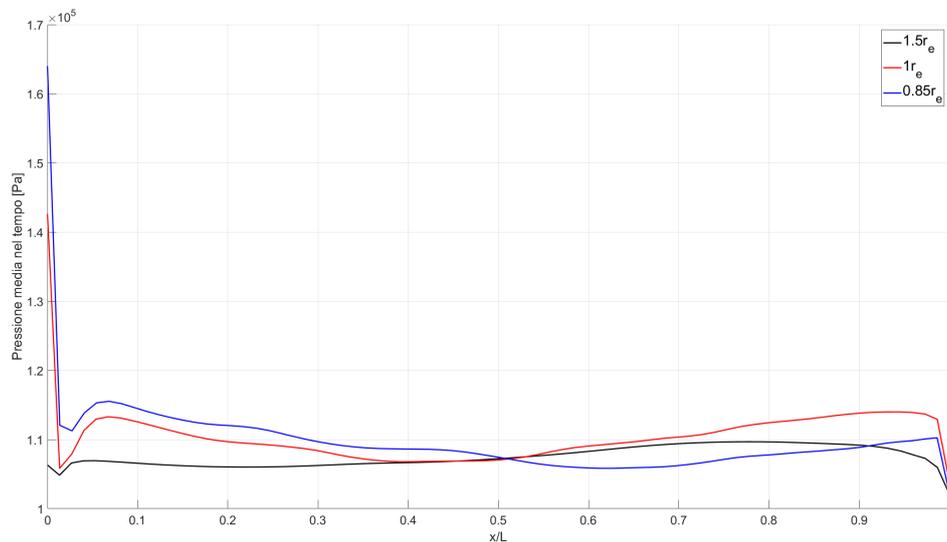


Figura 4.33: Pressione media nel tempo misurata sulla parete interna del guide tube

### 4.3 Impatto con parete solida

Al fine di isolare l'effetto del confinamento geometrico introdotto dal guide tube, è stata condotta un'ulteriore simulazione in cui il dominio computazionale del getto libero viene modificato sostituendo il contorno di uscita con una parete solida. In questo scenario, il flusso in uscita dall'ugello impatta direttamente su una superficie rigida, senza possibilità di espansione libera. Di seguito è presentata la modifica al dominio computazionale e alle condizioni al contorno.

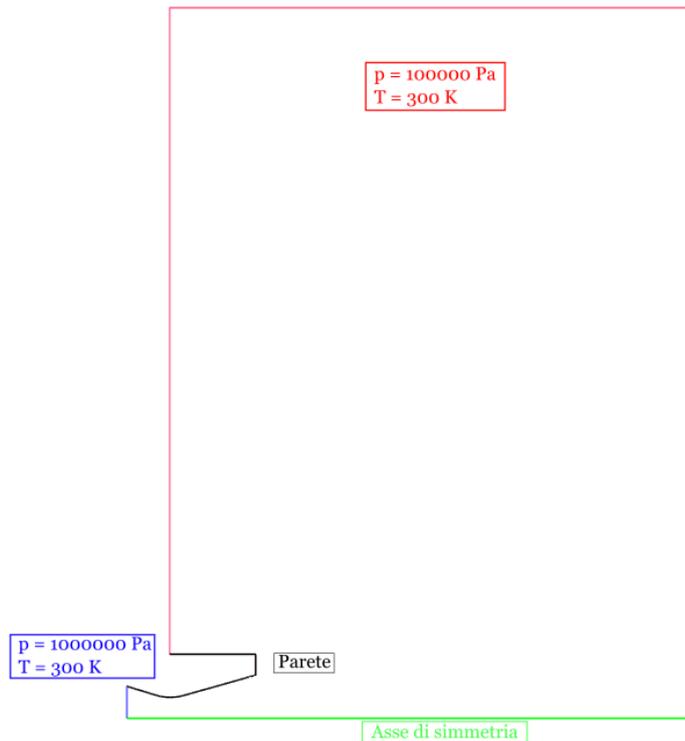


Figura 4.34: Condizioni al contorno del dominio computazionale del caso con parete solida

L'analisi del campo di Mach medio evidenzia che, fino alla distanza corrispondente alla posizione della parete, il comportamento del getto è sostanzialmente identico a quello osservato nella configurazione a getto libero. La struttura a onde d'urto ed espansione si sviluppa regolarmente, delineando la classica configurazione a diamante caratteristica dei flussi sovraespansi. Tuttavia, in corrispondenza dell'impatto con la parete, si osserva una differenza significativa: il flusso viene bruscamente arrestato, formando una zona di ristagno dove la velocità si annulla e la pressione raggiunge un massimo locale.

Questa interazione forza una deviazione laterale del flusso, alterando la distribuzione del campo di moto.

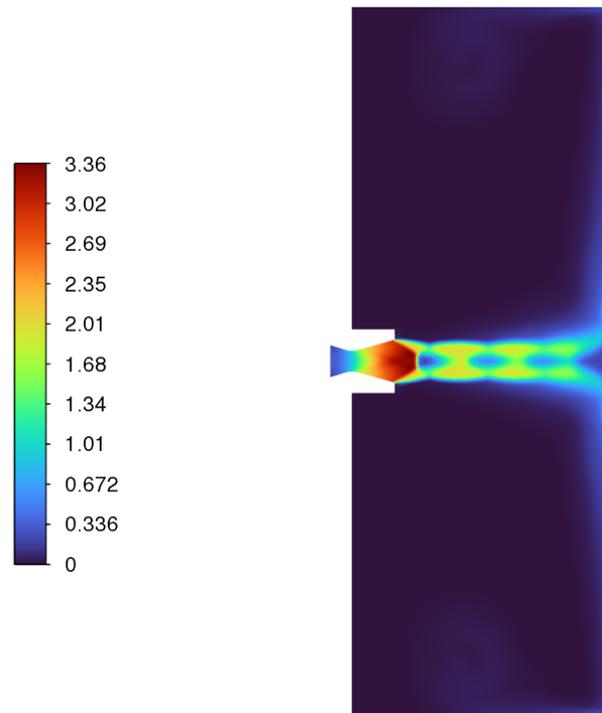


Figura 4.35: Campo di Mach medio del caso con parete solida

### Visualizzazione Schlieren

Le visualizzazioni Schlieren relative al caso con parete solida confermano la formazione di un punto di ristagno nella zona di impatto, coerentemente con quanto osservato nel campo di Mach medio. A valle dell'interazione, è evidente la presenza di un disco di Mach e di onde riflesse originate dal contatto tra il getto e la superficie rigida.

Dopo l'impatto, le strutture instabili e turbolente si sviluppano principalmente lungo la parete, seguendo la direzione radiale del flusso deflesso, suggerendo che l'energia del getto viene in parte dissipata nella zona di ristagno e successivamente redistribuita nella cosiddetta *wall jet region* [10]. La deviazione del flusso lungo la parete riduce la propagazione delle onde di pressione verso monte, limitando l'influenza diretta del getto sulle strutture situate in prossimità dell'ugello.

Nel complesso, l'effetto canalizzante della parete guida l'energia del getto lontano dalle regioni più critiche per il lanciatore, generando un comportamento qualitativamente simile a quello osservato nel caso del guide tube, sebbene ottenuto tramite un meccanismo diverso.

Tuttavia, è importante sottolineare che questo risultato è strettamente legato alla configurazione geometrica analizzata: la distanza tra l'ugello e la parete è tale da permettere uno sviluppo parziale del getto prima dell'impatto. Ulteriori studi, in particolare con distanze inferiori, potrebbero rivelare differenze più marcate tra il comportamento del guide tube e quello di una semplice parete solida.

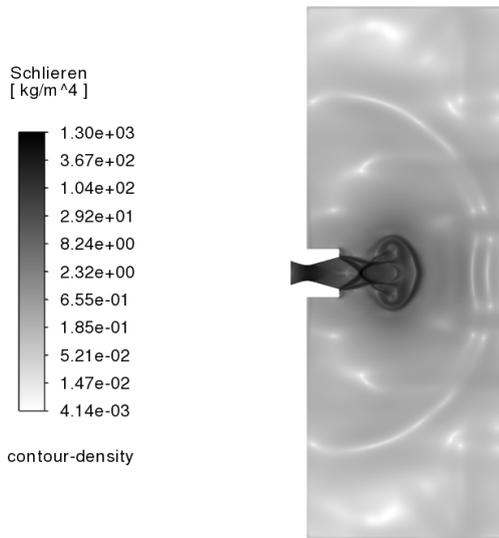


Figura 4.36:  $t = 1.25 \times 10^{-3} \text{ s}$

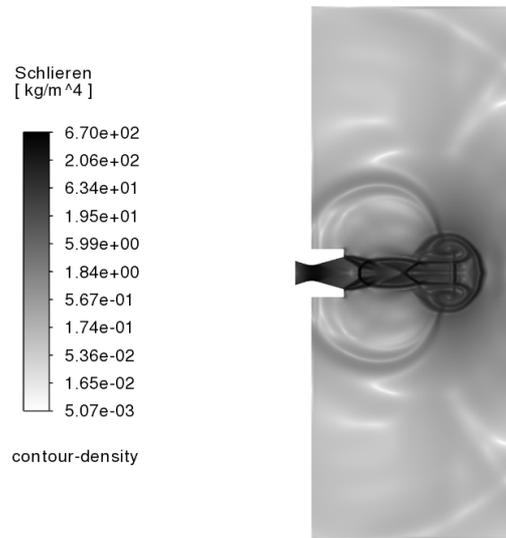


Figura 4.37:  $t = 2 \times 10^{-3} \text{ s}$

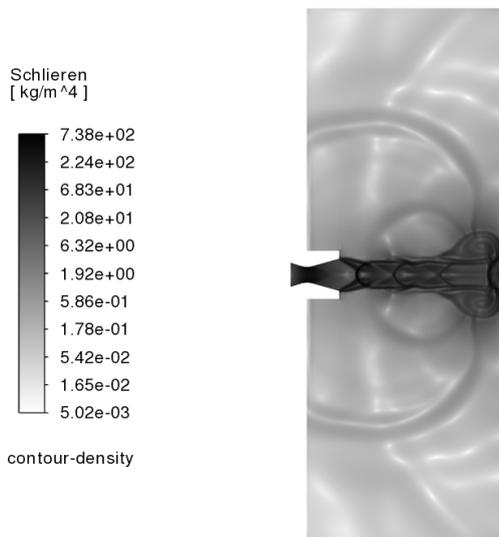


Figura 4.38:  $t = 2.5 \times 10^{-3} \text{ s}$

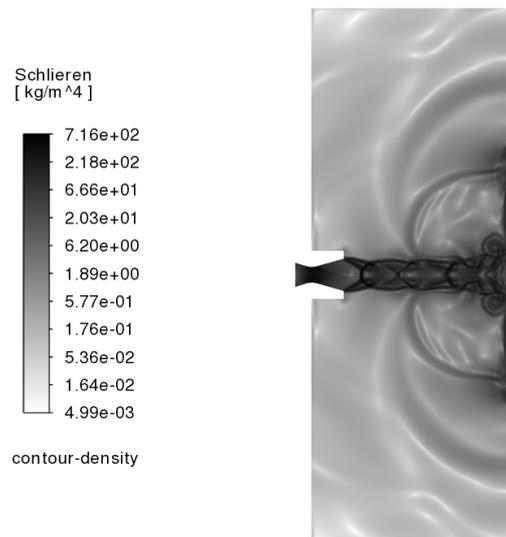


Figura 4.39:  $t = 3.75 \times 10^{-3} \text{ s}$

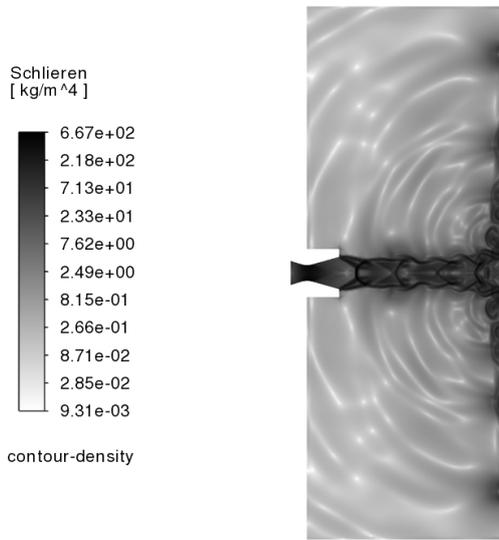


Figura 4.40:  $t = 5.25 \times 10^{-3} s$

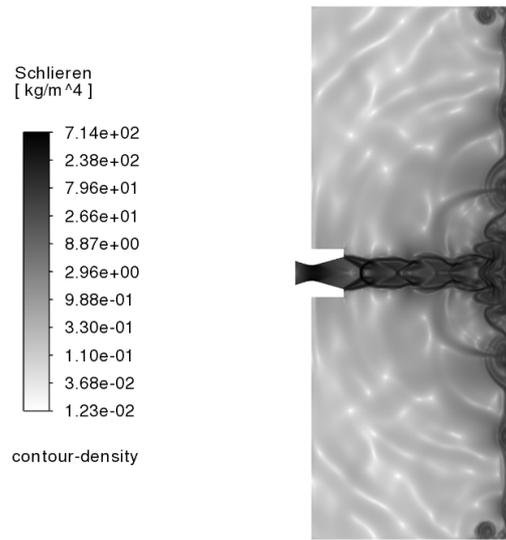


Figura 4.41:  $t = 7.5 \times 10^{-3} s$

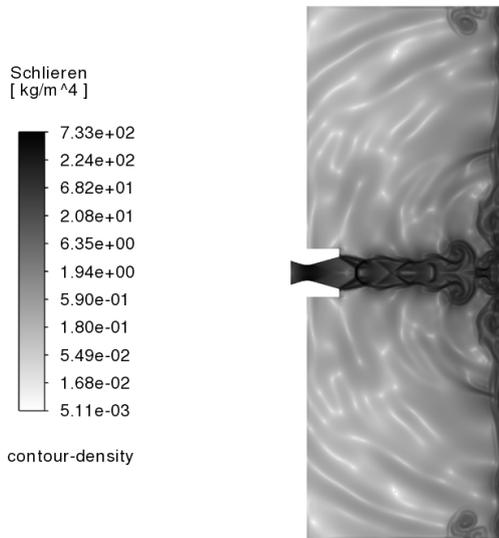


Figura 4.42:  $t = 1 \times 10^{-2} s$

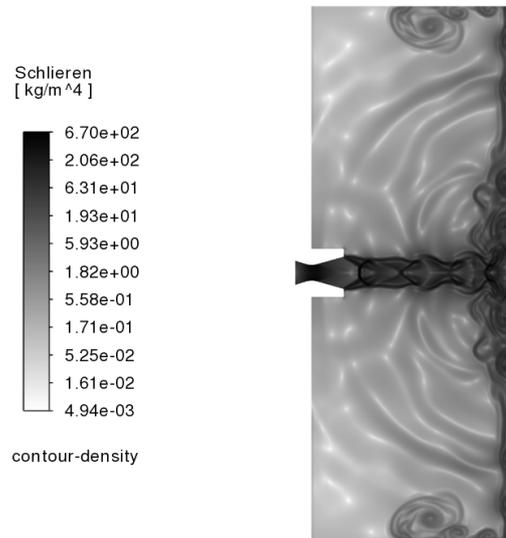


Figura 4.43:  $t = 1.875 \times 10^{-2} s$

### Fluttuazioni di pressione

Le figure seguenti mostrano l'andamento temporale delle fluttuazioni di pressione rilevate dalle due sonde acustiche nel caso con parete solida. I segnali, acquisiti in corrispondenza delle stesse posizioni già utilizzate per il caso di getto libero e per le configurazioni con guide tube, permettono una valutazione coerente degli effetti legati alla presenza della parete.

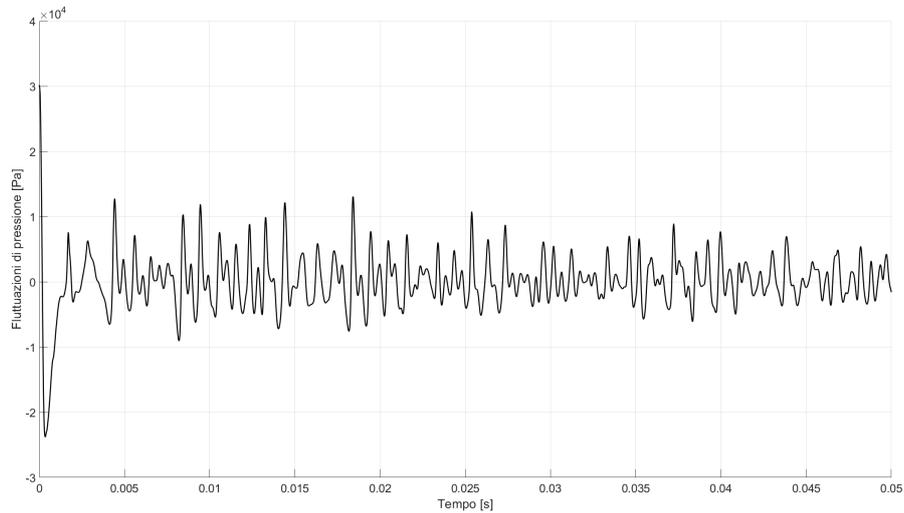


Figura 4.44: Evoluzione temporale delle fluttuazioni di pressione rilevate dalla sonda 1 del caso con parete solida

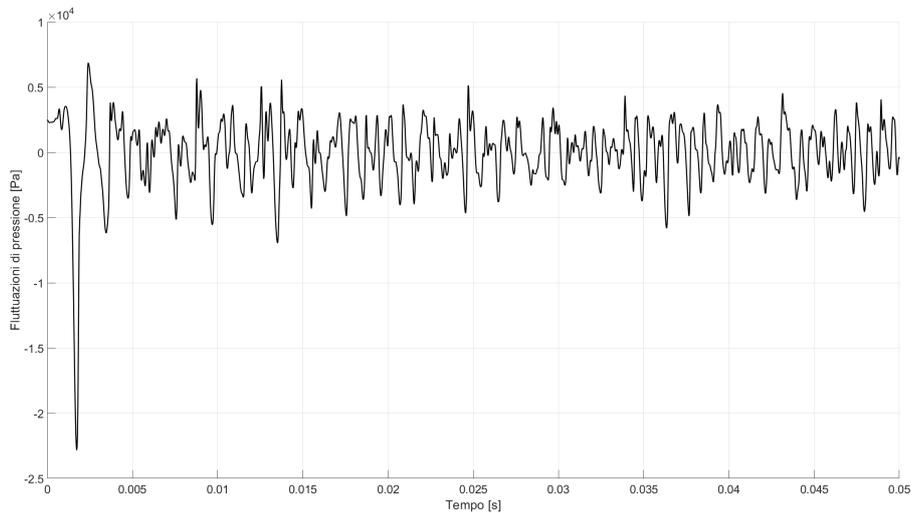


Figura 4.45: Evoluzione temporale delle fluttuazioni di pressione rilevate dalla sonda 2 del caso con parete solida

### Analisi spettrale

I grafici riportano lo *Sound Pressure Level* (SPL) in funzione della frequenza, offrendo una descrizione quantitativa della distribuzione energetica del contenuto acustico nel caso con parete solida.

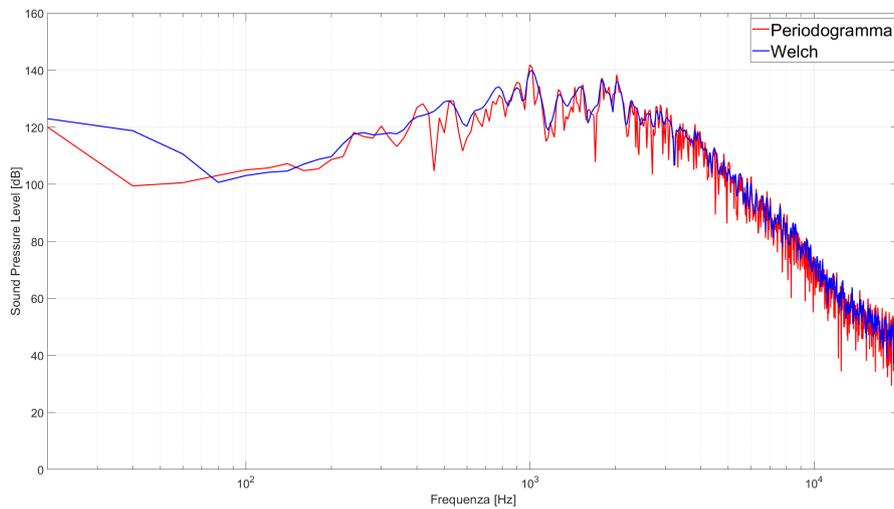


Figura 4.46: Sound Pressure Level (SPL) misurato dalla sonda 1 in funzione della frequenza

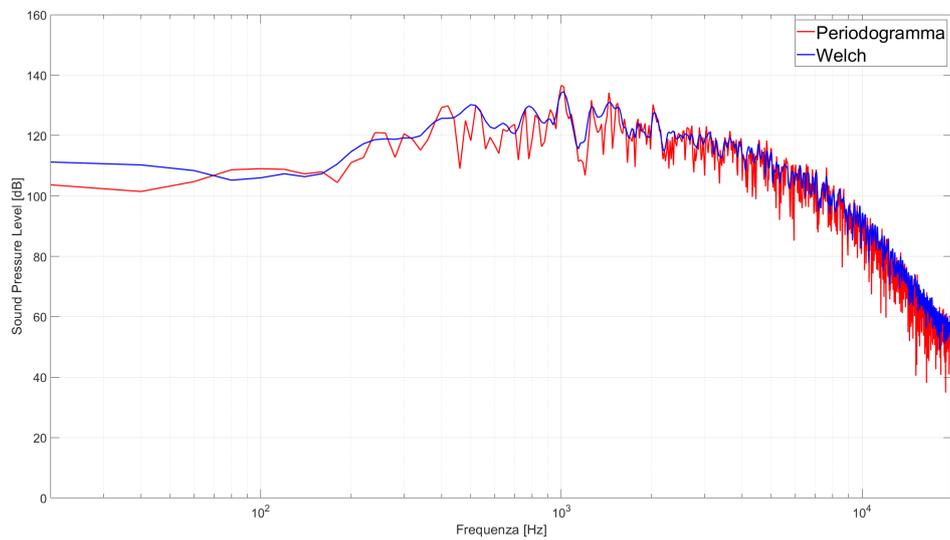


Figura 4.47: Sound Pressure Level (SPL) misurato dalla sonda 1 in funzione della frequenza

## 4.4 Confronto tra i casi

In questa sezione vengono messi a confronto i tre casi simulati — getto libero, guide tube e parete solida — al fine di valutare in che modo ciascuna configurazione influenzi le caratteristiche del flusso e il comportamento acustico durante la fase iniziale del lancio. Le sottosezioni seguenti riportano, rispettivamente, i risultati relativi alle visualizzazioni Schlieren, alle fluttuazioni temporali di pressione e all'analisi spettrale, commentando sia le analogie sia le differenze tra le tre configurazioni.

### 4.4.1 Visualizzazioni Schlieren

Le istantanee Schlieren per i tre casi (getto libero, guide tube e parete solida) mostrano analogie nelle fasi iniziali fino al momento in cui il fronte d'onda generato dall'accensione raggiunge il confine del dominio o l'ingresso del condotto. In particolare:

- **Getto libero:** fino al tempo  $t = 2.5 \times 10^{-3}$  s l'evoluzione del getto è dominata dalle onde d'urto deboli e dalle superfici di espansione, con la formazione del tipico schema a diamante. Nelle immagini successive, si osserva l'interazione con il bordo del dominio, la riflessione delle onde di pressione verso monte e la generazione di strutture instabili e turbolente;
- **Guide tube:** fino all'istante in cui il fronte d'onda impatta sull'imbocco del tubo, le immagini schlieren risultano pressoché sovrapponibili a quelle del getto libero. A partire da tale istante, l'interazione con le pareti del guide tube modifica sensibilmente la struttura del getto, smorzando le fluttuazioni turbolente nella regione a monte e concentrando i fenomeni più intensi nella zona a valle del condotto. Questa dinamica, assente nel caso di getto libero, suggerisce un effetto stabilizzante del guide tube che potrebbe contribuire a una riduzione dei carichi acustici e delle sollecitazioni sulle strutture del lanciatore e del carico utile;
- **Parete solida:** analogamente al guide tube, il getto libero e il caso parete solida coincidono fino all'impatto. Al momento in cui il getto raggiunge la parete, si genera un punto di ristagno caratterizzato da velocità nulla e alta pressione locale. A valle, si osserva il disco di Mach e le onde riflesse dovute all'urto contro la superficie rigida. Successivamente, le strutture instabili si sviluppano principalmente lungo la parete, seguendo il flusso radiale deflesso, con ridotta influenza sulla zona di monte e sulle strutture dell'ugello.

### 4.4.2 Fluttuazioni di pressione

In questa sezione si confronta l'evoluzione temporale delle fluttuazioni di pressione registrate dalle due sonde acustiche per le tre configurazioni di guide tube analizzate, per il caso di getto libero e per il dominio con parete solida.

Si osserva che, fino all'istante in cui il fronte d'onda raggiunge l'ostacolo, le fluttuazioni di pressione nei tre casi sono molto simili. Tuttavia, le configurazioni guide tube e parete solida mostrano picchi lievemente più marcati del getto libero, verosimilmente a causa di riflessioni precoci generate dal confinamento iniziale. Dopo l'interazione:

- **Guide tube:** i picchi di pressione si attenuano visibilmente rispetto al getto libero. Questo risultato conferma l'effetto di smorzamento esercitato dal guide tube, che limita lo sviluppo di strutture turbolente e la propagazione diretta delle onde di pressione verso il lanciatore. L'attenuazione osservata è coerente con quanto già discusso nell'analisi qualitativa delle visualizzazioni Schlieren, rafforzando l'ipotesi di un potenziale beneficio in termini di mitigazione del carico acustico;
- **Parete solida:** anche nel caso della parete si osserva un'attenuazione dei picchi, che risulta molto simile a quella ottenuta con il guide tube. Ciò suggerisce che, per la distanza impiegata ( $10 r_e$ ), l'effetto canalizzante della parete rigida è comparabile a quello del guide tube.

Nelle pagine seguenti sono riportati i risultati ottenuti dalle sonde virtuali *Sonda 1* e *Sonda 2*, con un confronto diretto tra il caso di getto libero, il caso con parete solida e ciascuna delle configurazioni di guide tube analizzate. Questa analisi consente di valutare in modo dettagliato l'influenza delle diverse geometrie sulla risposta acustica del sistema.

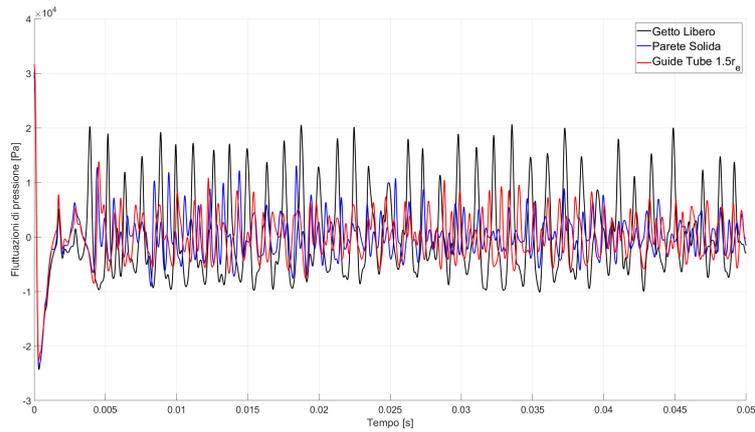


Figura 4.48: Confronto dell'evoluzione temporale delle fluttuazioni di pressione rilevate dalla sonda 1 del caso  $1.5r_e$

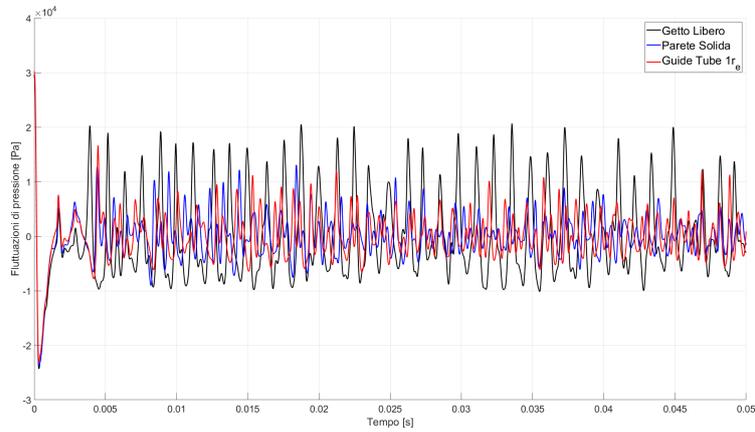


Figura 4.49: Confronto dell'evoluzione temporale delle fluttuazioni di pressione rilevate dalla sonda 1 del caso  $1r_e$

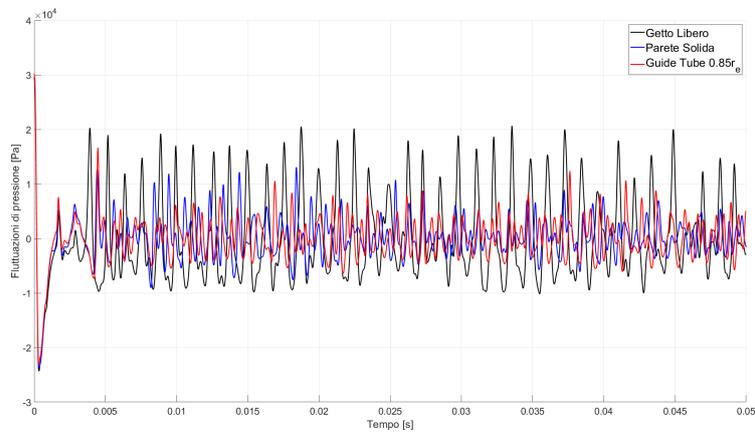


Figura 4.50: Confronto dell'evoluzione temporale delle fluttuazioni di pressione rilevate dalla sonda 1 del caso  $0.85r_e$

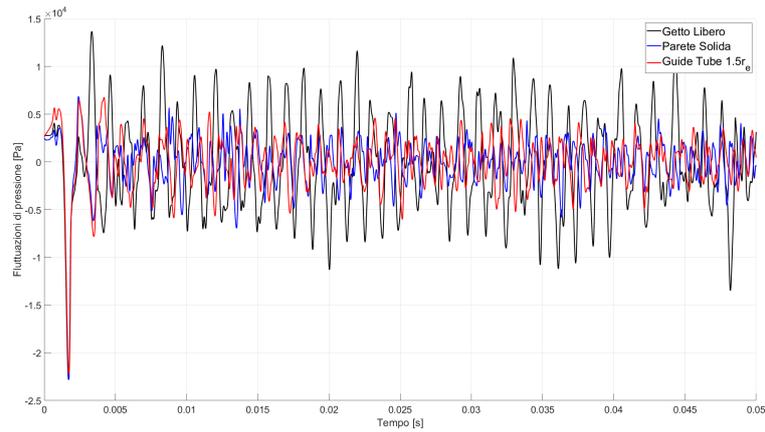


Figura 4.51: Confronto dell'evoluzione temporale delle fluttuazioni di pressione rilevate dalla sonda 2 del caso  $1.5r_e$

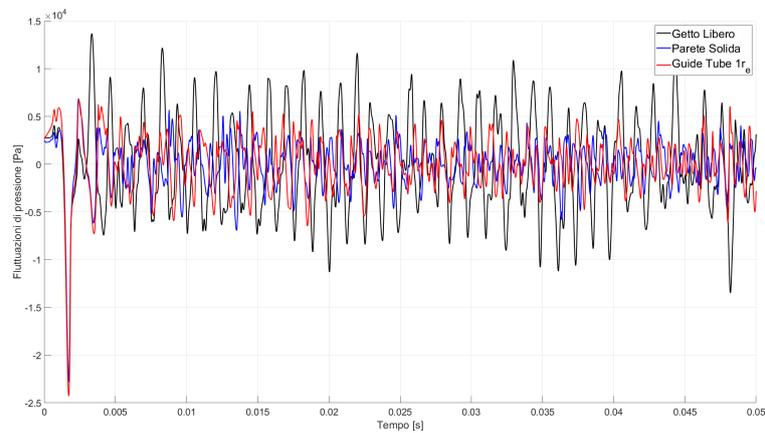


Figura 4.52: Confronto dell'evoluzione temporale delle fluttuazioni di pressione rilevate dalla sonda 2 del caso  $1r_e$

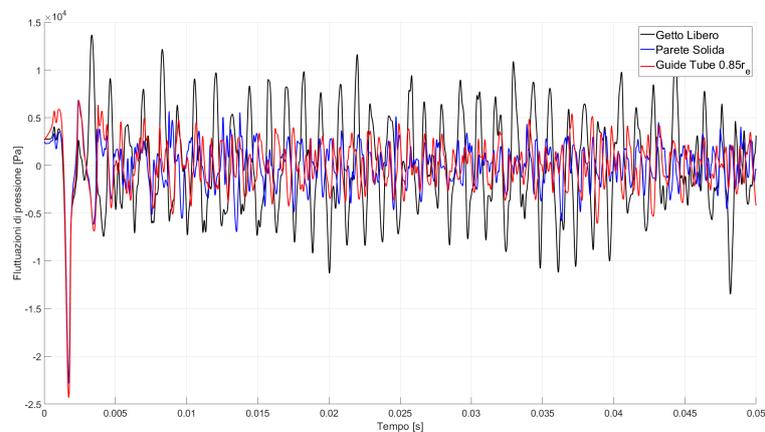


Figura 4.53: Confronto dell'evoluzione temporale delle fluttuazioni di pressione rilevate dalla sonda 2 del caso  $0.85r_e$

### 4.4.3 Analisi spettrale

Per valutare l'effetto delle guide tube e della parete solida sul campo acustico, nelle figure seguenti si confrontano gli spettri di SPL con quelli del getto libero, misurati in entrambe le sonde. L'analisi, condotta con il metodo di Welch, garantisce una stima stabile del SPL grazie alla riduzione della varianza statistica (mediante segmentazione e finestrazione), sacrificando marginalmente la risoluzione in frequenza — compromesso accettabile per identificare le tendenze dominanti in segnali tipicamente affetti da rumore a banda larga.

Si nota che:

- Rispetto al getto libero, sia il guide tube sia la parete solida diminuiscono il contenuto energetico spettrale, confermando l'effetto di smorzamento sulle componenti acustiche dominanti;
- La riduzione del SPL è evidente soprattutto alle basse-medie frequenze (sotto  $10^3$  Hz), dove si concentrano i contributi energetici più critici e le principali fonti di sollecitazione per le strutture del lanciatore e del carico utile;
- Le differenze tra guide tube e parete solida appaiono minime. Tuttavia, in particolare rispetto ai risultati ottenuti presso la sonda 1, le configurazioni con guide tube permettono un'ulteriore riduzione per le frequenze comprese tra  $10^2$  e  $10^3$  Hz.

Come già anticipato, questa osservazione è strettamente legata alla distanza tra ugello e parete, in questo studio fissata a  $10r_e$ . In condizioni di minore distanza, dove l'impatto avviene in una regione a più elevata energia cinetica, è plausibile attendersi differenze più significative tra le due configurazioni, legate alla capacità delle guide tube di ridurre ulteriormente la riflessione delle onde di pressione verso monte.

#### Overall Sound Pressure Level

Oltre alle analisi nel dominio della frequenza (SPL), la valutazione dei risultati è stata arricchita dall'introduzione del livello complessivo di pressione sonora (*Overall Sound Pressure Level*). L'OASPL è calcolato come l'integrale dell'energia acustica su tutta la gamma di frequenze analizzate, ed è espresso anch'esso in *dB* [16]. Questo valore fornisce una misura sintetica dell'intensità sonora complessiva e rappresenta un indicatore per confrontare l'efficacia delle diverse configurazioni. In particolare, le differenze osservate tra i profili SPL si traducono in variazioni globali dell'OASPL che confermano e quantificano l'impatto delle modifiche progettuali sul carico acustico totale.

$$\text{OASPL} = 10 \log_{10} \left( \frac{1}{p_{\text{ref}}^2} \int_{f_{\text{min}}}^{f_{\text{max}}} \text{PSD}(f) df \right) \quad (4.10)$$

dove  $\text{PSD}(f)$  è la densità spettrale di potenza del segnale di pressione e  $p_{\text{ref}} = 2 \times 10^{-5}$  Pa è la pressione di riferimento.

Configurazione	OASPL [dB]
Getto libero	171.7
Guide tube $1.5 r_e$	165.5
Guide tube $1.0 r_e$	165.1
Guide tube $0.85 r_e$	164.5

Tabella 4.3: Overall Sound Pressure Level (OASPL) – Sonda 1

Configurazione	OASPL [dB]
Getto libero	168.1
Guide tube $1.5 r_e$	161.1
Guide tube $1.0 r_e$	160.6
Guide tube $0.85 r_e$	160.3

Tabella 4.4: Overall Sound Pressure Level (OASPL) – Sonda 2

Le tre aperture mostrano variazioni di circa  $1 \text{ dB}$  tra loro. Poiché la scala è logaritmica, una tale differenza corrisponde a una riduzione di circa  $21\%$  dell'energia acustica complessiva. Tuttavia, questo effetto si rivela limitato rispetto ai vantaggi strutturali garantiti dalla configurazione di apertura maggiore, che comporta pressioni inferiori sulle pareti del condotto.

Effettuando un confronto con il getto libero, la presenza del guide tube riduce l'OASPL di  $6.2 \text{ dB}$  e  $7 \text{ dB}$  (rispettivamente per la sonda 1 e 2 nella configurazione di apertura  $1.5 r_e$ ), corrispondenti a una diminuzione energetica di  $76\%$  e  $80\%$ . Questo conferma l'efficacia del guide tube non solo nel mitigare specifiche bande di frequenza, ma anche nel contenere il carico acustico totale trasmesso verso il razzo e le strutture circostanti.

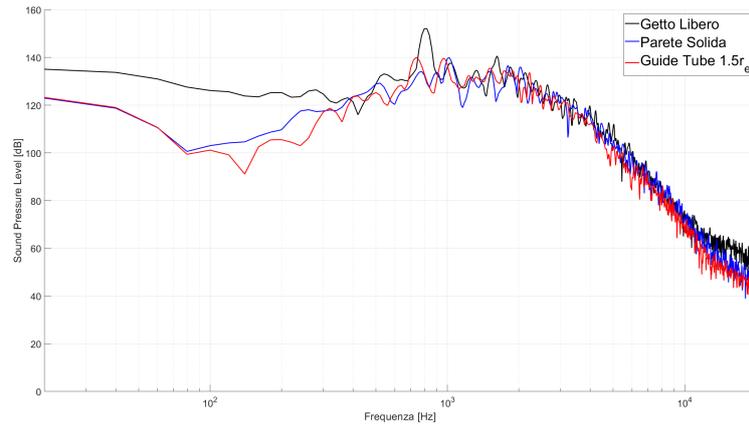


Figura 4.54: Confronto dell'evoluzione temporale delle fluttuazioni di pressione rilevate dalla sonda 1 del caso  $1.5r_e$

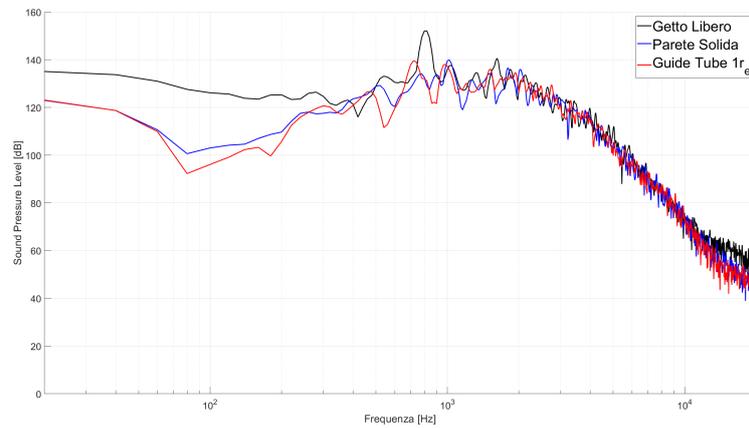


Figura 4.55: Confronto dell'evoluzione temporale delle fluttuazioni di pressione rilevate dalla sonda 1 del caso  $1r_e$

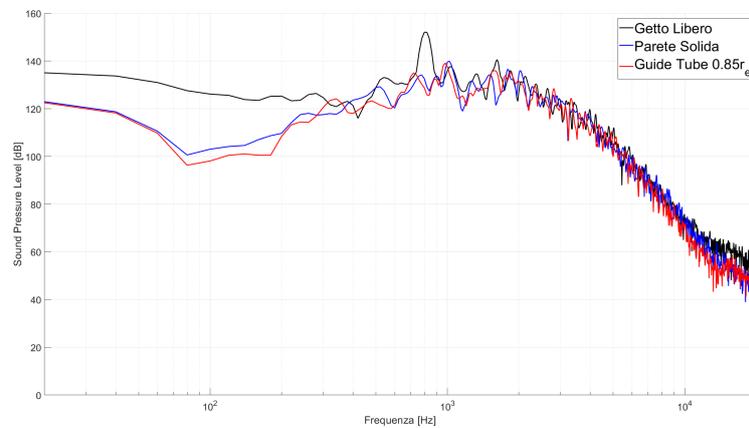


Figura 4.56: Confronto dell'evoluzione temporale delle fluttuazioni di pressione rilevate dalla sonda 1 del caso  $0.85r_e$

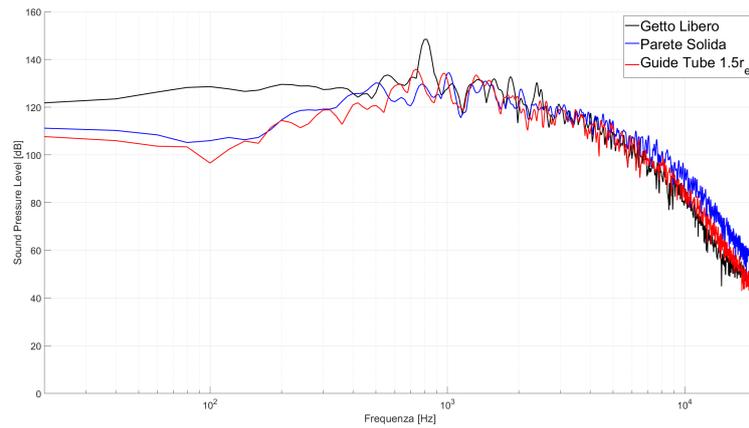


Figura 4.57: Confronto dell'evoluzione temporale delle fluttuazioni di pressione rilevate dalla sonda 2 del caso  $1.5r_e$

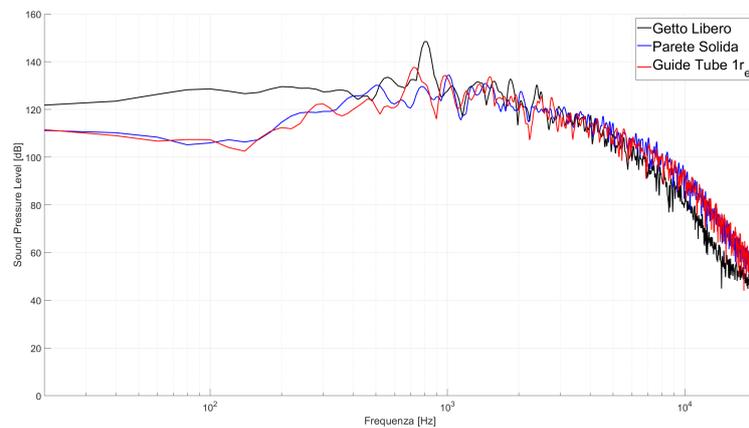


Figura 4.58: Confronto dell'evoluzione temporale delle fluttuazioni di pressione rilevate dalla sonda 2 del caso  $1r_e$

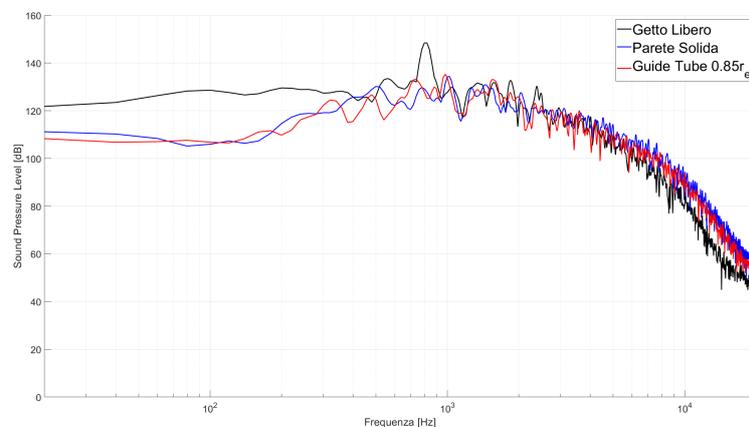


Figura 4.59: Confronto dell'evoluzione temporale delle fluttuazioni di pressione rilevate dalla sonda 2 del caso  $0.85r_e$



# Capitolo 5

## Considerazioni finali e sviluppi futuri

### 5.1 Sintesi dei risultati principali

Lo studio numerico condotto mediante il software ANSYS Fluent ha permesso di analizzare in dettaglio il comportamento fluidodinamico e acustico di un ugello supersonico convergente-divergente durante la fase iniziale di lift-off. La configurazione di riferimento, rappresentata dal getto libero, ha evidenziato la formazione di strutture complesse tipiche dei flussi sovraespansi, caratterizzate da onde d'urto, espansioni e instabilità turbolente. L'interazione tra il getto e il campo esterno ha generato onde di pressione riflesse verso monte, con significativi carichi acustici agenti sulla struttura del lanciatore.

L'introduzione del guide tube ha dimostrato un'efficacia rilevante nella mitigazione di tali fenomeni. In particolare:

- **Smorzamento delle instabilità turbolente:** il condotto ha ridotto la formazione di strutture vorticosi nella regione a monte, concentrando i fenomeni turbolenti a valle;
- **Riduzione delle fluttuazioni di pressione:** le sonde virtuali hanno registrato un'attenuazione dei picchi di pressione, specialmente dopo l'interazione del getto con le pareti del tubo;
- **Contenimento acustico:** l'analisi spettrale ha evidenziato una riduzione generalizzata del Sound Pressure Level (SPL), particolarmente marcata alle basse frequenze ( $< 10^3 \text{ Hz}$ ), dove risiedono i contributi energetici più critici per le sollecitazioni strutturali.

Tra le varie configurazioni considerate, quella con raggio di apertura pari a  $1.5r_e$  si è distinta per le minori sollecitazioni statiche sulla parete interna, suggerendo un miglior compromesso tra efficacia acustica e carichi meccanici.

I risultati confermano il potenziale del guide tube come soluzione passiva per la riduzione del rumore aerodinamico durante il lancio di veicoli spaziali. La stabilizzazione del flusso a monte del condotto limita la propagazione diretta delle onde di pressione verso il lanciatore, riducendo il rischio di danni al carico utile e alle strutture primarie.

È stata inoltre analizzata l'interazione del getto con una superficie rigida collocata a una distanza di  $10r_e$  dall'ugello. L'impatto con la parete genera un punto di ristagno caratterizzato

da velocità nulla e la formazione di un disco di Mach, chiaramente visibile nel campo medio di Mach. Le visualizzazioni Schlieren confermano la presenza di strutture turbolente che si sviluppano lungo la parete nella cosiddetta *wall jet region*, riducendo l'interazione diretta tra il getto e l'ugello. Dal punto di vista qualitativo, il comportamento del flusso risulta simile a quello osservato nelle configurazioni con guide tube. Le fluttuazioni di pressione registrate indicano un'attenuazione comparabile a quella prodotta dal condotto, mentre l'analisi spettrale mostra una riduzione delle componenti a bassa frequenza leggermente inferiore rispetto ai casi con guide tube.

## 5.2 Limitazioni del lavoro

Lo studio presenta alcune semplificazioni che meritano di essere evidenziate:

- **Modello fluidodinamico ideale:** l'ipotesi di flusso inviscido e l'assunzione di gas ideale ( $\gamma = 1.4$ ) non catturano gli effetti viscosi e termici, rilevanti in condizioni reali (es., strato limite, dissipazione turbolenta);
- **Geometria 2D:** La simulazione bidimensionale trascura effetti tridimensionali, influenti sulla propagazione acustica;
- **Transitorio limitato:** L'intervallo temporale analizzato (0.05 s) è sufficiente per la fase iniziale, ma non copre l'intero ciclo di lancio;
- **Distanza ugello-parete/condotto fissa:** l'analisi è stata condotta imponendo una distanza costante pari a  $10r_e$  tra l'ugello e la parete (o l'imbocco del guide tube). Questa configurazione potrebbe attenuare le differenze tra i vari casi: è possibile che la distanza adottata limiti la capacità di distinguere in modo chiaro i diversi effetti della parete solida rispetto a quelli del guide tube.

## 5.3 Sviluppi futuri

I risultati ottenuti aprono diverse possibilità per sviluppi futuri:

- **Analisi tridimensionale del flusso:** estendere lo studio a simulazioni tridimensionali permetterebbe di catturare con maggiore accuratezza le dinamiche del flusso e le interazioni turbolente, fornendo una comprensione più completa dei fenomeni osservati. Inoltre, implementare modelli di turbolenza e considerare gli effetti viscosi permetterebbe una rappresentazione più realistica dello strato limite e della miscelazione turbolenta;
- **Variazione della distanza ugello - parete/guide tube:** approfondire l'effetto della distanza tra l'ugello e l'ostacolo (parete o imbocco del condotto) potrebbe evidenziare differenze oggi non visibili e portare all'individuazione di una configurazione ottimale per la mitigazione acustica. In particolare, ridurre tale distanza potrebbe amplificare le differenze tra guide tube e parete solida, fornendo elementi per preferire una soluzione all'altra in funzione dell'efficacia o delle sollecitazioni generate;

- **Validazione sperimentale:** confrontare i risultati numerici con dati sperimentali ottenuti tramite test in galleria del vento o prove di lancio reali contribuirebbe a validare i modelli utilizzati e a rafforzare le conclusioni dello studio.
- **Studio dell'interazione con il carico utile:** l'inserimento nel dominio computazionale della struttura del lanciatore permetterebbe di valutare direttamente l'effetto delle onde di pressione e dei carichi acustici sul payload;
- **Materiale del condotto:** esplorare differenti materiali per la costruzione del guide tube potrebbe portare a soluzioni più efficaci in termini di resistenza strutturale e prestazioni acustiche;
- **Sistemi di soppressione attiva:** l'integrazione di sistemi a base d'acqua o di dispositivi attivi di riduzione del rumore, già impiegati in diversi centri di lancio, rappresenta un'opzione promettente da integrare nelle future simulazioni.

In conclusione, l'utilizzo di guide tube si conferma una strategia promettente per la riduzione dei carichi acustici durante il lancio, con potenziali benefici significativi per la sicurezza e l'integrità strutturale dei veicoli spaziali. Ulteriori ricerche e sviluppi in questa direzione potranno contribuire a ottimizzare le prestazioni dei lanciatori e a garantire missioni più sicure ed efficienti.



# Appendice A

## Fluidodinamica computazionale

La fluidodinamica computazionale, o CFD (dall'inglese *Computational Fluid Dynamics*), rappresenta una tecnologia di analisi numerica utilizzata per lo studio della dinamica dei fluidi, del trasporto di calore e, in alcuni casi, delle reazioni chimiche accoppiate. Tale approccio risulta fondamentale, poiché la risoluzione analitica di questi problemi richiede l'integrazione di complesse equazioni di governo.

La soluzione numerica viene ottenuta attraverso metodi di discretizzazione, i quali consentono di approssimare le equazioni differenziali del moto in un sistema di equazioni algebriche, definite su un dominio discreto nello spazio e nel tempo. Questo approccio permette di calcolare le proprietà del campo di moto in punti specifici, fornendo così una rappresentazione dettagliata e localizzata dell'evoluzione del flusso [17].

### A.1 Equazioni di governo

Le leggi fondamentali che governano il moto dei fluidi possono essere derivate considerando una regione spaziale detta *volume di controllo* (Control Volume, CV), all'interno della quale si analizzano le proprietà intensive del fluido, come la densità e la velocità. Si preferisce lavorare con grandezze intensive piuttosto che estensive, poiché risulta più conveniente descrivere il comportamento del flusso all'interno di un dato volume (approccio euleriano) anziché seguire il moto di una singola particella fluida (approccio lagrangiano), ciascuna con la propria massa e quantità di moto.

Indicando con  $\phi$  una generica grandezza intensiva, è possibile esprimere la corrispondente proprietà estensiva  $\Phi$  sul volume di controllo  $V$  come:

$$\Phi = \int_V \rho \phi dV \quad (\text{A.1})$$

È dunque possibile scrivere la generica equazione di conservazione per un volume di controllo:

$$\frac{d\Phi}{dt} = \frac{d}{dt} \int_V \rho \phi dV + \int_S \mathbf{n} \cdot \mathbf{v} (\rho \phi) dS = \Sigma f_\phi \quad (\text{A.2})$$

dove  $S$  rappresenta la superficie del volume di controllo con normale  $\mathbf{n}$  e  $\mathbf{v}$  è la velocità del fluido. Il secondo integrale indica il *flusso convettivo* della proprietà  $\Phi$  attraverso la superficie. L'equazione esprime dunque la variazione della proprietà estensiva  $\Phi$  come somma del

contributo dovuto alla variazione locale all'interno del volume di controllo e di quello legato al trasporto attraverso la superficie che lo delimita. Il termine  $f_\phi$  rappresenta invece tutti gli effetti aggiuntivi che influenzano la proprietà intensiva  $\phi$ , come la diffusione, la dissipazione o eventuali sorgenti o pozzi interni.

### A.1.1 Conservazione della massa

L'equazione di conservazione della massa, o equazione di continuità, viene ricavata imponendo  $\phi = 1$  nell'equazione A.2.

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho dV + \int_S \rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} dS = 0 \quad (\text{A.3})$$

Il termine  $f_\phi$  è nullo, poiché non sono presenti sorgenti o pozzi di massa nel volume di controllo. Applicando il teorema della divergenza di Gauss al termine convettivo, è possibile passare dalla formulazione integrale a quella differenziale:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (\text{A.4})$$

### A.1.2 Conservazione della quantità di moto

L'equazione di conservazione della quantità di moto viene ricavata imponendo  $\phi = \mathbf{v}$  nell'equazione A.2.

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho \mathbf{v} dV + \int_S \rho \mathbf{v} \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} dS = \Sigma f \quad (\text{A.5})$$

In questo caso il termine convettivo introduce non linearità nell'equazione. Inoltre, il termine  $f$  comprende due tipi di forze:

- forze di superficie, come il contributo del tensore degli sforzi viscoso  $\mathbf{T}$ ;
- forze di volume  $\mathbf{b}$ , come la gravità.

Tenendo presente questa suddivisione, è possibile riscrivere l'equazione A.5 come:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho \mathbf{v} dV + \int_S \rho \mathbf{v} \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} dS = \int_V \mathbf{T} \cdot \mathbf{n} dS + \int_V \rho \mathbf{b} dV \quad (\text{A.6})$$

Affinché il sistema di equazioni sia chiuso, si assuma il fluido di tipo *Newtoniano*. In queste condizioni, il tensore degli sforzi  $\mathbf{T}$  è:

$$\mathbf{T} = -(p + \lambda \nabla \cdot \mathbf{v}) \mathbf{I} + 2\mu \mathbf{D} \quad (\text{A.7})$$

dove  $\mu$  e  $\lambda$  sono primo e secondo coefficiente viscoso,  $\mathbf{I}$  è il tensore unitario,  $p$  è la pressione statica e  $\mathbf{D}$  è il tensore delle deformazioni:

$$\mathbf{D} = \frac{1}{2} [\nabla \mathbf{v} + (\nabla \mathbf{v})^T] \quad (\text{A.8})$$

Scomponendo il tensore delle deformazioni, riscriviamo l'equazione A.7 come:

$$\mathbf{T} = - \left[ p + \left( \lambda + \frac{2}{3} \mu \right) \nabla \cdot \mathbf{v} \right] \mathbf{I} + 2\mu D_0 \quad (\text{A.9})$$

dove il termine  $D_0$  indica il termine deviatorico del tensore degli stress.

Applicando il teorema di Gauss al termine convettivo e diffusivo e considerando l'unica forza di volume quella di gravità  $\mathbf{g}$ , si ottiene la formulazione differenziale a partire dall'equazione A.5:

$$\frac{\partial(\rho\mathbf{v})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho\mathbf{v}\mathbf{v}) = \nabla \cdot \mathbf{T} + \rho\mathbf{g} \quad (\text{A.10})$$

### A.1.3 Conservazione dell'energia

L'equazione di conservazione dell'energia viene ricavata imponendo  $\phi = E$  nell'equazione A.2. Con  $E$  viene indicata l'energia totale come somma dei contributi cinetici, potenziali e interni.

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho E dV + \int_S \rho E \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} dS = \int_S (\mathbf{v} \cdot \mathbf{T}) \cdot \mathbf{n} dS - \int_S \mathbf{q} \cdot \mathbf{n} dS \quad (\text{A.11})$$

I termini a destra dell'uguale corrispondono rispettivamente a:

- *lavoro meccanico* per unità di tempo;
- *flusso di calore*, espresso dalla *legge di Fourier* come  $\mathbf{q} = -k\nabla T$ , con  $k$  =conducibilità termica.

L'equazione A.10 può essere dunque riscritta come:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho E dV + \int_S \rho \left( E + \frac{p}{\rho} \right) \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} dS = \int_S \mathbf{v} \cdot (2\mu D_0) \cdot \mathbf{n} dS + \int_S k \nabla T \cdot \mathbf{n} dS \quad (\text{A.12})$$

Infine, applicando il teorema di Gauss al termine convettivo e diffusivo si ricava la formulazione differenziale:

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \nabla \cdot \left[ \rho \left( E + \frac{p}{\rho} \right) \mathbf{v} \right] = \nabla \cdot (\mathbf{v} \cdot 2\mu D_0) + \nabla \cdot (k \nabla T) \quad (\text{A.13})$$

## A.2 Metodi numerici

Il punto di partenza di qualsiasi metodo numerico è il modello matematico, ovvero l'insieme di equazioni differenziali parziali (o integro-differenziali) e delle relative condizioni al contorno. La scelta del modello dipende dall'applicazione di interesse (ad esempio: flusso incomprimibile, inviscido, turbolento; bi o tridimensionale).

Non esiste un metodo di soluzione universale adatto a ogni situazione: ciascun sistema di equazioni richiede un approccio numerico specifico, in grado di garantire le migliori prestazioni in termini di accuratezza e stabilità [17].

### A.2.1 Metodi di discretizzazione

Le equazioni precedentemente ricavate ammettono una soluzione analitica solo in casi estremamente semplificati, come nel caso del flusso potenziale (stazionario, incomprimibile e inviscido). Le soluzioni numeriche, invece, permettono di superare questi limiti risolvendo le equazioni discretizzate in punti discreti del dominio fluido. Esistono diversi approcci alla discretizzazione delle equazioni in forma differenziale parziale (PDE):

- **Metodo delle differenze finite (FD).**

Questo metodo venne introdotto da Eulero nel XVIII secolo. Rappresenta l'approccio più semplice e vede come base di partenza le equazioni di conservazione in forma differenziale. Il dominio di calcolo viene suddiviso tramite una griglia, e in ciascun punto nodale l'equazione differenziale viene approssimata sostituendo le derivate parziali con espressioni che coinvolgono i valori della variabile nei nodi vicini. Il risultato è un sistema di equazioni algebriche, una per ogni nodo, dove compaiono come incognite i valori della variabile in quel nodo e nei nodi adiacenti.

In linea di principio, il metodo delle differenze finite (FD) può essere applicato a qualsiasi tipo di griglia. Tuttavia, nella pratica, è quasi sempre utilizzato su griglie strutturate, dove le linee della griglia fungono da coordinate locali.

L'approssimazione delle derivate prime e seconde avviene solitamente tramite lo sviluppo in serie di Taylor o tramite l'interpolazione polinomiale.

Tra gli svantaggi principali vi è il fatto che il principio di conservazione non è garantito, a meno di particolari accorgimenti. Inoltre, la limitazione a geometrie semplici rappresenta un ostacolo significativo nell'analisi di flussi complessi.

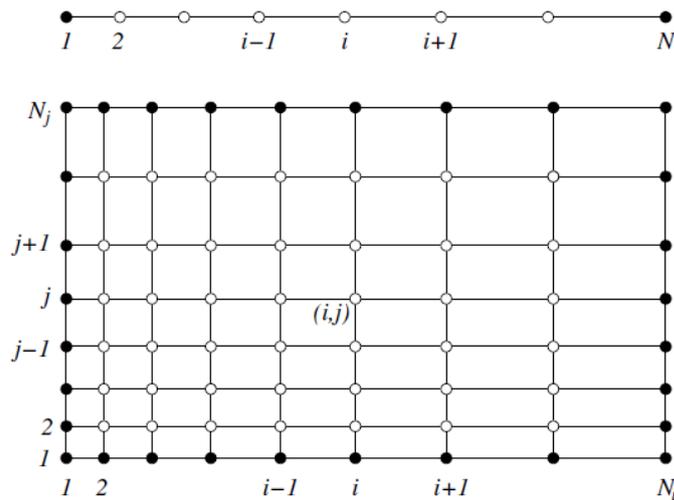


Figura A.1: Esempio di griglia 1D (sopra) e 2D (sotto) per il metodo delle differenze finite [17]

- **Metodo dei volumi finiti (FV).**

Il metodo dei volumi finiti utilizza come punto di partenza la forma integrale delle equazioni di conservazione.

Il dominio di calcolo viene suddiviso in un numero finito di volumi di controllo (CV) adiacenti tra loro, e le equazioni di conservazione vengono applicate a ciascun volume. Al centro di ogni CV si trova un nodo computazionale in cui si calcolano i valori delle variabili. Per esprimere i valori delle variabili sulla superficie del CV in funzione dei valori nei nodi (cioè nei centri dei volumi), si ricorre all'interpolazione. Gli integrali di superficie e di volume vengono approssimati utilizzando formule di quadratura. Il risultato finale è un'equazione algebrica per ciascun CV, in cui compaiono i valori nodali dei volumi adiacenti.

Il metodo dei volumi finiti può essere applicato su qualsiasi tipo di griglia, ed è quindi adatto anche a geometrie complesse. La griglia serve solo a definire i confini dei volumi di controllo e non deve essere necessariamente allineata a un sistema di coordinate. Il metodo è conservativo per costruzione, purché gli integrali di superficie (che rappresentano i flussi convettivi e diffusivi) siano calcolati in modo coerente per i CV che condividono la stessa faccia.

Nonostante sia forse il metodo più intuitivo da comprendere e programmare, richiede tre livelli di approssimazione: interpolazione, derivazione e integrazione, risultando dunque in un metodo più pesante dal punto di vista computazionale.

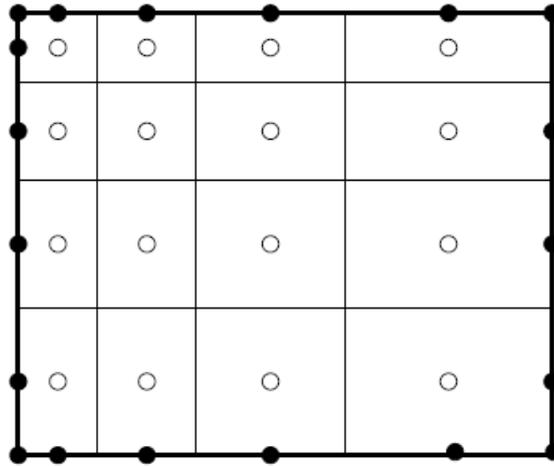


Figura A.2: Esempio di griglia usata per il metodo dei volumi finiti [17]

- **Metodo degli elementi finiti (FE).**

Il metodo degli elementi finiti (FE) è simile al metodo dei volumi finiti (FV) sotto molti aspetti. Il dominio è suddiviso in un insieme di volumi discreti o elementi finiti, che sono generalmente non strutturati; in 2D, si utilizzano solitamente triangoli o quadrilateri, mentre in 3D sono più comuni tetraedri o esaedri.

La caratteristica distintiva dei metodi FE è che la soluzione è approssimata per ogni elemento tramite una funzione di forma, lineare nei casi più semplici, garantendo la continuità della soluzione alle intersezioni tra gli elementi. Questa approssimazione viene poi sostituita nelle equazioni di governo in forma integrale, imponendo che la derivata dell'integrale rispetto a ciascun valore nodale sia nulla, ovvero selezionando la soluzione con il residuo minore. Il risultato è un sistema di equazioni algebriche non lineari.

Un vantaggio importante dei metodi agli elementi finiti è la loro capacità di trattare geometrie arbitrarie; esiste infatti un'ampia letteratura dedicata alla costruzione di griglie per tali metodi. Le griglie possono inoltre essere raffinate facilmente suddividendo ulteriormente gli elementi.

Lo svantaggio principale, comune a tutti i metodi che utilizzano griglie non strutturate, è che le matrici delle equazioni linearizzate non sono ben strutturate come nel caso delle griglie regolari, il che rende più complessa la ricerca di metodi di soluzione efficienti.

## A.2.2 Griglie numeriche

Come accennato precedentemente, il dominio fisico in analisi deve essere discretizzato tramite una suddivisione in un numero finito di sottodomini, siano essi elementi, volumi di controllo, ecc.

Questa discretizzazione consente di approssimare le equazioni differenziali continue in un insieme finito di equazioni algebriche, le quali possono essere risolte numericamente per ottenere una stima delle variabili di interesse nei punti della griglia.

La precisione e l'efficienza del metodo numerico dipendono fortemente dalla tecnica di discretizzazione adottata [17].

Distinguiamo due classi di griglie computazionali, o *mesh*:

- **Griglie strutturate.**

Sono caratterizzate da una disposizione ordinata di nodi ed elementi, che consente una semplice e univoca indicizzazione tramite un set di due o tre coordinate, a seconda che il dominio sia bidimensionale o tridimensionale.

Le griglie strutturate sono ampiamente utilizzate grazie alla loro semplicità di implementazione, al ridotto utilizzo di memoria e all'elevata efficienza computazionale. Risultano particolarmente vantaggiose nei casi di geometrie semplici o campi di moto con variazioni graduali, dove l'ortogonalità della griglia può contribuire a ridurre la diffusione numerica. Tuttavia, in presenza di geometrie complesse, è spesso necessario ricorrere a trasformazioni curvilinee o a raffinate discretizzazioni della mesh, con conseguente aumento del costo computazionale e possibile introduzione di errori numerici dovuti alla distorsione della griglia.

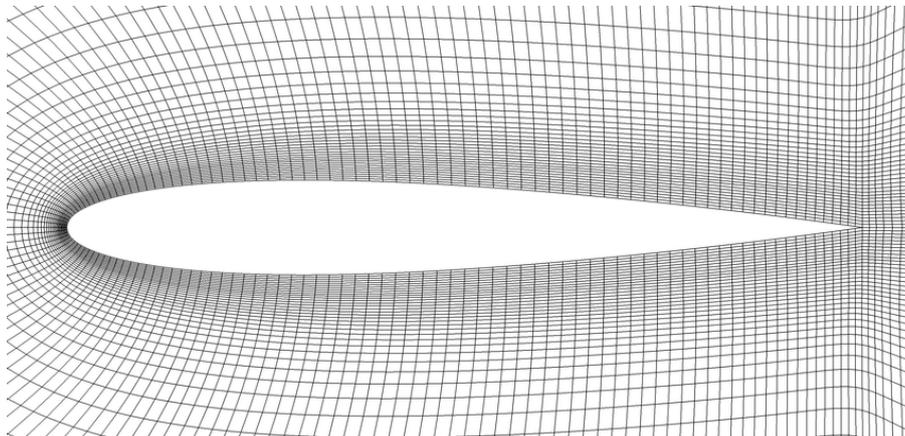


Figura A.3: Griglia strutturata del profilo alare NACA 0012

- **Griglie non strutturate.**

A differenza delle griglie strutturate, quelle non strutturate non seguono uno schema regolare e sono composte da elementi di forma arbitraria, come triangoli in 2D o tetraedri in 3D. Queste griglie offrono maggiore flessibilità nell'adattarsi a geometrie complesse, rendendole adatte a simulazioni che coinvolgono contorni intricati e domini irregolari.

Vengono generate tramite algoritmi di *meshing* automatici permettendo un affinamento

localizzato nelle zone più critiche in cui è richiesta una maggiore risoluzione.

Le griglie non strutturate richiedono uno sforzo computazionale maggiore per la gestione dei dati e della connettività, con conseguente aumento dell'utilizzo di memoria e dei tempi di calcolo rispetto alle griglie strutturate.

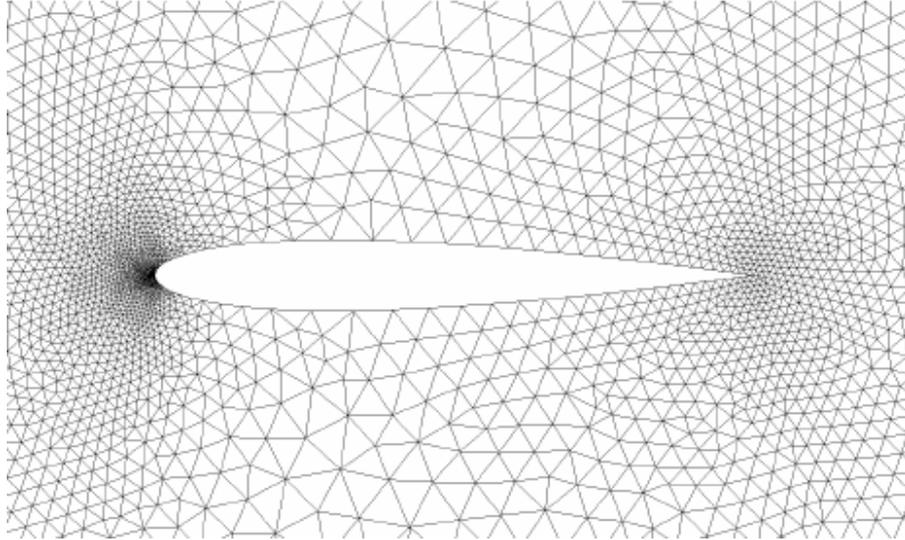


Figura A.4: Griglia non strutturata del profilo alare NACA 0012

### A.3 Flussi turbolenti

Per definire il regime di flusso, viene introdotto il *numero di Reynolds*:

$$Re = \frac{\rho v L}{\mu} \quad (\text{A.14})$$

dove  $\rho$  è la densità,  $\mu$  è la viscosità dinamica,  $v$  è la velocità locale e  $L$  è la lunghezza caratteristica del fluido [18].

Questo parametro rappresenta il rapporto tra le forze d'inerzia e le forze viscosive agenti sul fluido. A seconda del suo valore, il regime di flusso viene classificato in:

- **laminare** se  $Re < Re_{cr}$ . Un flusso in regime laminare è regolare e gli strati adiacenti di fluido scorrono l'uno sull'altro in modo ordinato.
- **turbolento** se  $Re > Re_{cr}$ . Un flusso turbolento presenta un comportamento caotico, caratterizzato dalla formazione di vortici e strutture rotazionali su diverse scale.
- **di transizione** per valori intermedi. Questo regime combina caratteristiche di entrambi i casi precedenti ed è soggetto a instabilità che possono evolvere in turbolenza.

Il numero di Reynolds critico  $Re_{cr}$  viene determinato sperimentalmente e consente di individuare il punto in cui si verifica la transizione da flusso laminare a turbolento. Per l'aria, i flussi esterni tendono a diventare turbolenti per valori  $Re_{cr} \approx 5 \times 10^5$ , mentre nei flussi interni la transizione

avviene tipicamente per  $Re_{cr} \approx 2200$  [19].

Nella maggioranza dei casi aerospaziali, il flusso in analisi è in regime turbolento e richiede dunque un trattamento differente rispetto al caso laminare [17][20]. I flussi turbolenti sono caratterizzati da diverse proprietà, tra cui un'elevata instazionarietà, effetti tridimensionali, la presenza di un ampio spettro di scale di velocità ed energia, fenomeni di mescolamento e irreversibilità. Per ottenere una soluzione CFD fisicamente valida di un campo di moto turbolento, è necessario tenere conto di tutti questi effetti.

Per la modellazione numerica di questo regime di moto vengono presentate diverse tecnologie:

- *Reynolds-averaged Navier–Stokes (RANS)*;
- *Large-Eddy Simulation (LES)*
- *Direct Numerical Simulation (DNS)*

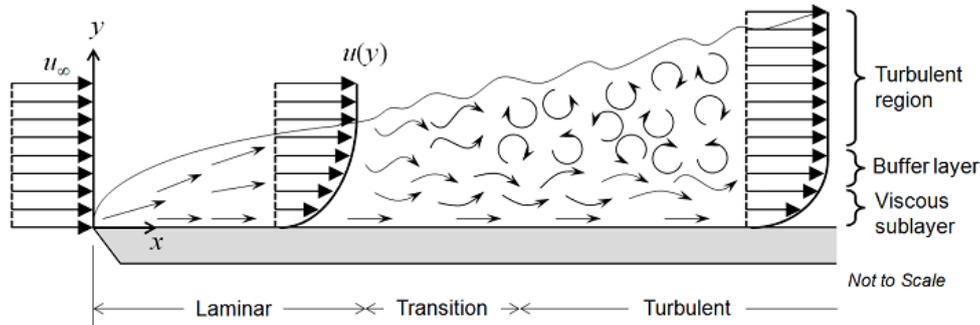


Figura A.5: Schema di flusso laminare, di transizione e turbolento su una lamina piana [21]

### A.3.1 Direct Numerical Simulation (DNS)

L'approccio più accurato alla simulazione della turbolenza consiste nel risolvere le equazioni di Navier–Stokes senza medie o approssimazioni, se non quelle introdotte dalla discretizzazione numerica. Da un punto di vista concettuale, è anche il metodo più semplice. In tali simulazioni, tutti i moti presenti nel flusso vengono completamente risolti. Questo approccio prende il nome di simulazione numerica diretta (DNS, Direct Numerical Simulation).

Affinché una DNS possa catturare tutte le strutture significative della turbolenza, il dominio computazionale deve essere almeno grande quanto il dominio fisico considerato o quanto il più grande vortice turbolento. Una simulazione valida deve inoltre catturare tutta la dissipazione dell'energia cinetica, che avviene alle scale più piccole, dove agisce la viscosità. Di conseguenza, la dimensione della griglia deve essere dell'ordine di una scala determinata dalla viscosità, nota come *scala di Kolmogorov*,  $\eta$ .

Tipicamente, la risoluzione necessaria è determinata da:

$$k_{max}\eta = \frac{\pi}{\Delta}\eta \geq 1.5 \quad (\text{A.15})$$

dove  $\Delta$  rappresenta la minima distanza tra i punti della griglia. Idealmente,  $\Delta \leq 2\eta$  per garantire una risoluzione sufficiente dei processi dissipativi. A causa dell'elevato costo computazionale associato alla DNS, tali simulazioni sono generalmente limitate a configurazioni geometricamente semplici e a numeri di Reynolds relativamente bassi, rendendo la DNS impraticabile per la maggior parte delle applicazioni ingegneristiche, dove i numeri di Reynolds sono significativamente più alti.

### A.3.2 Reynolds-averaged Navier–Stokes (RANS)

I metodi Reynolds-Averaged Navier-Stokes (RANS) mirano a una descrizione statistica del flusso. Viene infatti impiegata una media temporale al fine di ridurre il range di scale presenti nei flussi turbolenti. Il tempo considerato per effettuare la media è molto più lungo della scala temporale massima delle fluttuazioni turbolente; di conseguenza, si ottengono equazioni di conservazione che descrivono l'evoluzione delle sole grandezze medie del flusso.

Nel caso di flusso stazionario, le quantità del flusso, come la velocità e la pressione, vengono scomposte in una componente media e una componente di fluttuazione secondo la decomposizione di Reynolds.

$$\phi(x_i, t) = \bar{\phi}(x_i) + \phi'(x_i, t) \quad (\text{A.16})$$

dove  $\bar{\phi}(x_i)$  rappresenta il termine medio e  $\phi'(x_i, t)$  la fluttuazione.

Il valore medio viene valutato sull'intervallo di tempo considerato  $T$ :

$$\bar{\phi}(x_i) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \phi(x_i, t) dt \quad (\text{A.17})$$

Se l'intervallo  $T$  è sufficientemente grande, il valore medio  $\bar{\phi}(x_i)$  non dipende dall'istante iniziale della media.

L'applicazione del metodo RANS introduce termini aggiuntivi noti come *sforzi di Reynolds* rappresentati come  $\overline{\rho u'_i u'_j}$ . Questi termini esprimono l'effetto delle fluttuazioni turbolente sul moto medio e non possono essere calcolati direttamente a partire dalle equazioni mediate, rendendo necessario chiudere il sistema di equazioni effettuando delle approssimazioni [17].

Si introducono dunque delle relazioni di chiusura, note anche come modelli di turbolenza. Esistono diversi modelli, che variano in complessità e accuratezza:

- **Modelli a zero equazioni**, come il modello di *mixing length* di Prandtl, semplici ma applicabili solo a flussi molto specifici e semplici;
- **Modelli a una equazione**, ad esempio, il modello di *Spalart–Allmaras*, che introduce una singola equazione aggiuntiva per una variabile legata alla turbolenza, spesso l'energia cinetica turbolenta  $k$ ;
- **Modelli a due equazioni**, i più usati in ambito ingegneristico, come il  $k - \epsilon$  o il  $k - \omega$ , che modellano rispettivamente l'energia cinetica turbolenta  $k$  e la sua dissipazione  $\epsilon$  o la frequenza specifica  $\omega$ .

- **Modelli più avanzati**, come i *Reynolds Stress Models* (RSM), che risolvono direttamente equazioni per ciascuna componente del tensore degli sforzi di Reynolds, offrendo maggiore accuratezza in cambio di un maggior costo computazionale.

### A.3.3 Large-Eddy Simulation (LES)

La Large Eddy Simulation (LES) rappresenta un compromesso tra l'accuratezza della Direct Numerical Simulation (DNS) e l'efficienza computazionale dei metodi Reynolds-Averaged Navier-Stokes (RANS).

In questo approccio, le equazioni di Navier-Stokes vengono mediate spazialmente: la griglia computazionale agisce come un filtro che separa le scale turbolente del moto. Le strutture più grandi della dimensione del filtro vengono risolte direttamente, mentre quelle più piccole vengono modellate tramite appositi modelli sub-griglia.

Secondo la letteratura [19], una simulazione può essere considerata LES quando la griglia è sufficientemente fine da risolvere almeno l'80% dell'energia turbolenta in ogni punto del dominio. Se questa soglia non viene raggiunta, si parla più correttamente di *Very Large Eddy Simulation* (VLES).

A parità di configurazione del flusso, il metodo LES risulta più oneroso del RANS, ma decisamente meno rispetto al DNS.

Per quanto riguarda le grandezze calcolate, è necessario esprimere il campo di velocità in modo da includere solo le componenti su larga scala, escludendo quelle modellate. Questo viene fatto applicando un'operazione di filtraggio spaziale, che restituisce un'espressione del campo di velocità filtrato:

$$\bar{u}_i(x) = \int G(x, x') u_i(x') dx' \quad (\text{A.18})$$

dove  $G$  è il *filter kernel*, che agisce da filtro ed elimina tutti i termini che eccedono un limite imposto.

Si noti come il processo di filtraggio non dipenda esplicitamente dalla griglia computazionale. Ogni filtro utilizzato è caratterizzato da una scala spaziale associata, indicata comunemente con  $\Delta$ . In termini pratici, i vortici (eddies) di dimensioni maggiori di  $\Delta$  vengono considerati *large eddies* e sono risolti direttamente dalla simulazione, mentre quelli di dimensioni inferiori, gli *small eddies*, devono essere modellati.

Applicando il processo di filtraggio, viene introdotta una nuova quantità chiamata *subgrid-scale Reynolds stress*  $\tau_{ij}^s$ .

$$\tau_{ij}^s = -\rho (\overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j) \quad (\text{A.19})$$

Il termine  $\tau_{ij}^s$  rappresenta il flusso di quantità di moto associato alle scale turbolente non risolte e viene trattato nei modelli come una tensione, anche se la sua natura fisica è diversa.

Per chiudere il sistema di equazioni, è necessario introdurre modelli che rappresentino l'effetto di queste scale piccole. Tra i più comuni c'è il modello di viscosità turbolenta di Smagorinsky, che assume che i vortici piccoli agiscano come una viscosità aggiuntiva [22].

# Elenco delle figure

1.1	Schema semplificato di un tipico endoreattore a propellente solido [1] . . . . .	2
1.2	Schema semplificato di un endoreattore a propellente liquido con sistema di alimentazione pressurizzato [1] . . . . .	3
1.3	Schema semplificato di un endoreattore a propellente liquido con sistema di alimentazione a turbopompa [1] . . . . .	3
1.4	Schema semplificato di un tipico endoreattore a propellente ibrido [1] . . . . .	4
1.5	Distribuzione di pressione semplificata per un endoreattore [1] . . . . .	5
1.6	Prestazioni tipiche per diversi tipi di sistemi propulsivi [1] . . . . .	7
1.7	Legame $C_F - \epsilon$ a quota fissata [4] . . . . .	10
1.8	Legame $C_F - \frac{p_c}{p_a}$ [4] . . . . .	10
1.9	Raffigurazione del comportamento dei gas di scarico per tre ugelli [1] . . . . .	11
1.10	Schema semplificato dell'ugello conico e parabolico [5] . . . . .	12
1.11	Ugello ideale e ugello TIC [6] . . . . .	13
1.12	Principio di progettazione del TICTOP [7] . . . . .	14
1.13	Distribuzione del numero di Mach per varie geometrie [8] . . . . .	15
2.1	Interazioni fondamentali onda d'urto - strato limite in flusso supersonico: a) Flusso su rampa; b) Riflessione dell'onda d'urto; c) Separazione indotta da gradino [8] . . . . .	20
2.2	Distribuzione tipica della pressione a parete [8] . . . . .	20
2.3	Andamento schematico della pressione nel caso FSS [8] . . . . .	22
2.4	Confronto dati teorici e sperimentali su ugello VOLVO S1 [8] . . . . .	23
2.5	Andamento schematico della pressione nel caso RSS [8] . . . . .	24
2.6	Confronto dati teorici e sperimentali su ugello VOLVO S1 [8] . . . . .	25
3.1	Schema semplificato delle fonti di rumore dei gas esausti [10] . . . . .	29
3.2	Distribuzione della PSD per diverse distanze di impatto [10] . . . . .	30
3.3	Fase iniziale del lancio di un veicolo VEGA [10] . . . . .	30
3.4	Effetto dell'iniezione d'acqua sul livello di pressione sonora (SPL) [11] . . . . .	32
3.5	Schema di una tipica piattaforma di lancio [10] . . . . .	32
4.1	Condizioni al contorno del dominio computazionale . . . . .	37
4.2	Dettaglio della mesh dell'ugello . . . . .	38
4.3	Campo di Mach medio . . . . .	39

4.4	$t = 1.25 \times 10^{-3} s$	40
4.5	$t = 2 \times 10^{-3} s$	40
4.6	$t = 2.5 \times 10^{-3} s$	41
4.7	$t = 3.75 \times 10^{-3} s$	41
4.8	$t = 5.25 \times 10^{-3} s$	41
4.9	$t = 7.5 \times 10^{-3} s$	41
4.10	$t = 1 \times 10^{-2} s$	42
4.11	$t = 1.875 \times 10^{-2} s$	42
4.12	Posizione delle sonde di pressione	43
4.13	Evoluzione temporale delle fluttuazioni di pressione rilevate dalla sonda 1	43
4.14	Evoluzione temporale delle fluttuazioni di pressione rilevate dalla sonda 2	44
4.15	Sound Pressure Level (SPL) misurato dalla sonda 1 in funzione della frequenza	45
4.16	Sound Pressure Level (SPL) misurato dalla sonda 2 in funzione della frequenza	45
4.17	Vista schematica della geometria computazionale con le tre configurazioni di guide tube sovrapposte	48
4.18	Condizioni al contorno del dominio computazionale del caso $1.5r_e$	48
4.19	Campo di Mach medio del caso $1.5r_e$	49
4.20	$t = 1.25 \times 10^{-3} s$	50
4.21	$t = 2 \times 10^{-3} s$	50
4.22	$t = 2.5 \times 10^{-3} s$	50
4.23	$t = 3.75 \times 10^{-3} s$	50
4.24	$t = 5.25 \times 10^{-3} s$	51
4.25	$t = 7.5 \times 10^{-3} s$	51
4.26	$t = 1 \times 10^{-2} s$	51
4.27	$t = 1.875 \times 10^{-2} s$	51
4.28	Posizione delle sonde di pressione del caso $1.5r_e$	52
4.29	Evoluzione temporale delle fluttuazioni di pressione rilevate dalla sonda 1	52
4.30	Evoluzione temporale delle fluttuazioni di pressione rilevate dalla sonda 2	53
4.31	Sound Pressure Level (SPL) misurato dalla sonda 1 in funzione della frequenza	53
4.32	Sound Pressure Level (SPL) misurato dalla sonda 1 in funzione della frequenza	54
4.33	Pressione media nel tempo misurata sulla parete interna del guide tube	55
4.34	Condizioni al contorno del dominio computazionale del caso con parete solida	56
4.35	Campo di Mach medio del caso con parete solida	57
4.36	$t = 1.25 \times 10^{-3} s$	58
4.37	$t = 2 \times 10^{-3} s$	58
4.38	$t = 2.5 \times 10^{-3} s$	58
4.39	$t = 3.75 \times 10^{-3} s$	58
4.40	$t = 5.25 \times 10^{-3} s$	59
4.41	$t = 7.5 \times 10^{-3} s$	59
4.42	$t = 1 \times 10^{-2} s$	59
4.43	$t = 1.875 \times 10^{-2} s$	59

4.44	Evoluzione temporale delle fluttuazioni di pressione rilevate dalla sonda 1 del caso con parete solida . . . . .	60
4.45	Evoluzione temporale delle fluttuazioni di pressione rilevate dalla sonda 2 del caso con parete solida . . . . .	60
4.46	Sound Pressure Level (SPL) misurato dalla sonda 1 in funzione della frequenza .	61
4.47	Sound Pressure Level (SPL) misurato dalla sonda 1 in funzione della frequenza .	61
4.48	Confronto dell'evoluzione temporale delle fluttuazioni di pressione rilevate dalla sonda 1 del caso $1.5r_e$ . . . . .	64
4.49	Confronto dell'evoluzione temporale delle fluttuazioni di pressione rilevate dalla sonda 1 del caso $1r_e$ . . . . .	64
4.50	Confronto dell'evoluzione temporale delle fluttuazioni di pressione rilevate dalla sonda 1 del caso $0.85r_e$ . . . . .	64
4.51	Confronto dell'evoluzione temporale delle fluttuazioni di pressione rilevate dalla sonda 2 del caso $1.5r_e$ . . . . .	65
4.52	Confronto dell'evoluzione temporale delle fluttuazioni di pressione rilevate dalla sonda 2 del caso $1r_e$ . . . . .	65
4.53	Confronto dell'evoluzione temporale delle fluttuazioni di pressione rilevate dalla sonda 2 del caso $0.85r_e$ . . . . .	65
4.54	Confronto dell'evoluzione temporale delle fluttuazioni di pressione rilevate dalla sonda 1 del caso $1.5r_e$ . . . . .	68
4.55	Confronto dell'evoluzione temporale delle fluttuazioni di pressione rilevate dalla sonda 1 del caso $1r_e$ . . . . .	68
4.56	Confronto dell'evoluzione temporale delle fluttuazioni di pressione rilevate dalla sonda 1 del caso $0.85r_e$ . . . . .	68
4.57	Confronto dell'evoluzione temporale delle fluttuazioni di pressione rilevate dalla sonda 2 del caso $1.5r_e$ . . . . .	69
4.58	Confronto dell'evoluzione temporale delle fluttuazioni di pressione rilevate dalla sonda 2 del caso $1r_e$ . . . . .	69
4.59	Confronto dell'evoluzione temporale delle fluttuazioni di pressione rilevate dalla sonda 2 del caso $0.85r_e$ . . . . .	69
A.1	Esempio di griglia 1D (sopra) e 2D (sotto) per il metodo delle differenze finite [17]	78
A.2	Esempio di griglia usata per il metodo dei volumi finiti [17] . . . . .	79
A.3	Griglia strutturata del profilo alare NACA 0012 . . . . .	80
A.4	Griglia non strutturata del profilo alare NACA 0012 . . . . .	81
A.5	Schema di flusso laminare, di transizione e turbolento su una lamina piana [21] .	82

# Elenco delle tabelle

4.1	Parametri geometrici del modello . . . . .	36
4.2	Parametri numerici principali della simulazione CFD . . . . .	39
4.3	Overall Sound Pressure Level (OASPL) – Sonda 1 . . . . .	67
4.4	Overall Sound Pressure Level (OASPL) – Sonda 2 . . . . .	67

# Bibliografia

- [1] George P. Sutton e Oscar Biblarz. *Rocket Propulsion Elements*. 9th. Hoboken, NJ: John Wiley & Sons, 2017. ISBN: 9781523110513.
- [2] Stephen Heister. *Rocket Propulsion*. 1st. Cambridge Aerospace Series ; 47. Cambridge, England: Cambridge University Press, 2018. ISBN: 9781108395069.
- [3] Lorenzo Casalino. *Dispense di Propulsione spaziale*. Materiale didattico del corso di Propulsione spaziale, Politecnico di Torino, a.a. 2023/2024.
- [4] Andrea Ferrero. *Dispense di Endoreattori*. Materiale didattico del corso di Endoreattori, Politecnico di Torino, a.a. 2023/2024.
- [5] Raman Baidya, Apostolos Pesyridis e Maxim Cooper. «Ramjet Nozzle Analysis for Transport Aircraft Configuration for Sustained Hypersonic Flight». In: *Applied Sciences* 8.4 (2018), p. 574. ISSN: 2076-3417.
- [6] D. Saile e A. Gulhan. «Design of the TIC-nozzle and Definition of the Instrumentation». In: *Annual Report 2009 of DFG SFB/Transregio 40*. Conference paper. Gen. 2009.
- [7] Manuel Frey, Konrad Makowka e Thomas Aichner. «The TICTOP nozzle: a new nozzle contouring concept». In: *CEAS Space Journal* 9.2 (2017), pp. 175–181. ISSN: 1868-2502.
- [8] Jan Östlund. *Flow Processes in Rocket Engine Nozzles with Focus on Flow Separation and Side-Loads*. Rapp. tecn. Technical Report, pp. 1–3. Stockholm, Sweden: Royal Institute of Technology, Department of Mechanics, mag. 2002.
- [9] Madhavi Thanniru, S. Alka e M. Satyanarayana Gupta. «Design and Optimization of Scarfed Nozzle». In: *International Journal & Magazine of Engineering, Technology, Management and Research* 3.9 (2016). ISSN: 2348-4845.
- [10] Mara S. Escartí-Guillem, Lluís Miguel Garcia-Raffi e Sergio Hoyas. «Review of Launcher Lift-Off Noise Prediction and Mitigation». eng. In: *Results in Engineering* 23 (2024). © 2024 The Author(s), p. 102679. ISSN: 2590-1230.
- [11] Iván Herrero-Durá. «Acoustic Noise Reduction Methods for the Launch Pad». Ph.D. thesis. Universidad Politécnica de Valencia, mag. 2020. DOI: 10.4995/Thesis/10251/146650.
- [12] Ronald Newbold Bracewell. *The Fourier transform and its applications / Ronald N. Bracewell*. 2nd ed. McGraw-Hill series in electrical engineering. Circuit and systems. New York: McGraw-Hill, 1986.

- [13] Alfonso Pagani. *Dispense di Strutture per veicoli aerospaziali*. Materiale didattico del corso di Strutture per veicoli aerospaziali, Politecnico di Torino, a.a. 2024/2025.
- [14] Dah-Jing Jwo, Wei-Yeh Chang e I-Hua Wu. «Windowing Techniques, the Welch Method for Improvement of Power Spectrum Estimation». In: *Computers, Materials & Continua* 67 (gen. 2021), pp. 3983–4003. DOI: 10.32604/cmc.2021.014752.
- [15] Ralf Stark et al. «Experimental Study of the Acoustic Interaction of a Subscale Rocket Nozzle Exhaust Jet and Different Guide Tubes». In: *International Journal of Energetic Materials and Chemical Propulsion* 22.4 (2023), pp. 43–57. ISSN: 2150-766X.
- [16] NASA. *Acoustic Noise Requirement*. Technical Report PD-ED-1259. National Aeronautics e Space Administration, mag. 1996. URL: <https://llis.nasa.gov/lesson/787>.
- [17] Joel H. Ferziger, Milovan Perić e Robert L. Street. *Computational Methods for Fluid Dynamics*. 4th. Cham, CH: Springer, 2020. ISBN: 9783319996912.
- [18] Gioacchino Cafiero. *Dispense di Gasdinamica*. Materiale didattico del corso di Gasdinamica, Politecnico di Torino, a.a. 2024/2025.
- [19] Stephen B. Pope. *Turbulent flows / Stephen B. Pope*. eng. Cambridge: Cambridge University Press, 2000. ISBN: 0-521-59886-9.
- [20] Ferry Roelofs e Afaque Shams. «CFD—Introduction». In: *Thermal Hydraulics Aspects of Liquid Metal Cooled Nuclear Reactors*. Duxford: Woodhead Publishing, 2019. Cap. 6. ISBN: 9780081019818. DOI: 10.1016/B978-0-08-101980-1.00006-5.
- [21] Ali Hassan Khan. «Numerical investigation of two-phase flow in a coolant tank using OpenFOAM». Tesi di dott. University of Rostock, faculty of Mechanical Engineering e Marine Technologies, mar. 2019. DOI: 10.13140/RG.2.2.28239.71842.
- [22] J. Smagorinsky. «General circulation experiments with the primitive equations: I. The basic experiment». eng. In: *Monthly weather review* 91.3 (1963), pp. 99–164. ISSN: 0027-0644.
- [23] Jan Östlund. *Supersonic Flow Separation with Application to Rocket Engine Nozzles*. Rapp. tecn. Research conducted at VAC’s Space Propulsion Division within European space cooperation. Stockholm, Sweden: Royal Institute of Technology, Department of Mechanics, 2004.
- [24] Gustavo Luiz Olichevis Halila. «A Numerical Study on Transitional Flows by Means of a Correlation-Based Transition Model». M.Eng. thesis. Brazil: Instituto Tecnológico de Aeronáutica (ITA), nov. 2014.
- [25] Luca Boccaletto. «Solving the Flow Separation Issue: a New Nozzle Concept». In: *AIAA* 2008-5234 (lug. 2008). DOI: 10.2514/6.2008-5234.
- [26] A.-S. Mouronval e A. Hadjadj. «Numerical Study of the Starting Process in a Supersonic Nozzle». In: *Journal of Propulsion and Power* 21.2 (mar. 2005). DOI: 10.2514/1.6122.
- [27] K. Hanjalic. «Closure models for incompressible turbulent flows». In: *Von Karman Lecture Series 2004/2005*. A cura di C. Benocci e J.P.A.J. van Beeck. Von Karman Institutes Fluid Dynamics, 2004, pp. 1–75. ISBN: 2-930389-55-9.

- [28] Henk Kaarle Versteeg e W. Malalasekera. *An Introduction to Computational Fluid Dynamics: The Finite Volume Method*. 2nd. Harlow, England: Pearson, 2007. ISBN: 9780131274983.
- [29] Ralf Stark, Carla Rieping e Thomas Esch. «The Impact of Guide Tubes on Flow Separation in Rocket Nozzles». In: *Aerospace Europe Conference 2023 / Joint 10th EUCASS – 9th CEAS Conference*. Lausanne, Switzerland, 2023.
- [30] Brenda Henderson. «The connection between sound production and jet structure of the supersonic impinging jet». In: *The Journal of the Acoustical Society of America* 111.2 (2002), pp. 735–747. ISSN: 0001-4966.
- [31] Mathieu Varé e Christophe Bogey. «Flow and Acoustic Fields of Rocket Jets Impinging on a Perforated Plate». eng. In: *AIAA Journal* 60.8 (2022), pp. 4614–4627. ISSN: 0001-1452. DOI: 10.2514/1.J061253.
- [32] Emanuele Martelli. *Dispense di Endoreattori avanzati e accesso allo spazio*. Materiale didattico del corso di Endoreattori avanzati e accesso allo spazio, Politecnico di Torino, a.a. 2023/2024.
- [33] Michele Ferlauto. *Dispense di Propulsione aerospaziale avanzata*. Materiale didattico del corso di Propulsione aerospaziale avanzata, Politecnico di Torino, a.a. 2023/2024.