

## Politecnico di Torino

Ingegneria Aerospaziale LM-20 A.a. 2020/2021 Sessione di Laurea Luglio 2021

# Comportamento presa in regime supersonico

Relatori:

Prof. Francesco Larocca Prof. Andrea Ferrero Candidati:

Damiano Vangieri



#### Ringraziamenti

Ringrazio il prof. Larocca e il prof. Ferrero per l'opportunità del lavoro di tesi. Grazie ai miei genitori per avermi sempre incoraggiato e spronato in questi anni. Ringrazio i miei amici che mi hanno supportato in questi anni difficili. Un sentito ringraziamento a Gabriele che mi ha supportato negli ultimi giorni di stesura.

Ringrazio Annamaria che è stata sempre vicina ad un passo dal cuore.

#### Sommario

Il presente lavoro è dedicato alla simulazione del campo di moto in prese d'aria supersoniche. Si sono fatte una serie di simulazioni allo scopo di effettuare una validazione con i dati sperimentali disponibili. In seguito si è effettuato uno studio delle prestazioni al variare del Mach di volo, in maniera da quantificare la robustezza delle varie geometrie considerate.

## Indice

El	enco	delle f	igure	3				
1	Intr	oduzio	ne	5				
	1.1	Studio	bibliografico	7				
		1.1.1	CFD 2D	16				
		1.1.2	CFD 3D	17				
2	Modello fisico 21							
	2.1	Volum	e di controllo finito	22				
	2.2	Equazi	ioni di Navier-Stokes in forma integrale	23				
		2.2.1	Legge di conservazione della massa (o di continuità)	23				
		2.2.2	Legge della quantità di moto	23				
		2.2.3	Equazione dell'energia	24				
		2.2.4	Tensore degli sforzi	25				
		2.2.5	Sistema completo delle equazioni di Navier-Stokes	26				
3	Ran	ıs mod	el	28				
4	Metodo ai volumi finiti							
	4.1	Flux-d	ifference splitting schemes	34				
	4.2		a celle centrato	35				
	4.3		ifference splitting schemes Roe	36				
		4.3.1	Roe Upwind scheme	36				
5	Risi	ultati		37				
	5.1		urazione sperimentale	37				
	5.2		i CFD	38				
	U	5.2.1	Configurazione A-C	41				
		5.2.2	Configurazione B-C					
		5.2.3	Configurazione C-C					
	<b>E</b> 2		vioni	E 2				

Bibliografia 54

# Elenco delle figure

1.1	Presa Pitot configurazione campo di moto in regime critico [1]	6
1.2	Presa Pitot configurazione campo di moto in regime sub-critico,	
	critico e super-critico $[1]$	6
1.3	Presa Pitot con rampa prominente e configurazione d'urto [1]	7
1.4	Visualizzazione Schlieren di campo subcrtico (sx) e critico (dx) di	
	Presa Pitot con rampa prominente [1]	8
1.5	Geometria: presa a compressione esterna (a), presa a compressione	
	mista (b) [10]	10
1.6	Definizione delle condizioni al contorno [10]	12
1.7	Confronto dati sperimentali	12
1.8	confronto dati sperimentali	13
1.9	Dati sperimentali	14
1.10	Campo di Mach per presa non avviata	16
1.11	Campo di Mach per presa avviata	17
1.12	Campo di moto canale interno	18
1.13	Geometria presa d'aria	19
2.1	Definizione di volume di controllo finito (fisso nello spazio) $[13]$	22
5.1	Confronto tra dati sperimentali e numerici per la configurazione A-C	
	a $M=3$	39
5.2	Confronto tra dati sperimentali e numerici per la configurazione B-C	
	a $M=3$	39
5.3	Confronto tra dati sperimentali e numerici per la configurazione C-C	
	a $M=3$	40
5.4	Rapporto di pressione totale mediato con la portata nella sezione	
	di uscita del canale per le tre geometrie al vaiare del numero di Mach	41
5.5	campo di pressione statica	42
5.6	campo di Mach	42
5.7	campo di pressione totale	42
5.8	campo di pressione statica	43

5.9	campo di Mach	43
5.10	campo di pressione totale	43
5.11	campo di pressione statica	44
5.12	campo di Mach	44
5.13	campo di pressione totale	44
	Campo di pressione statica	45
5.15	Campo di Mach	45
5.16	Campo di pressione totale	46
5.17	Campo di pressione statica	46
	Campo di Mach	
	Campo di pressione totale	
	Campo di pressione statica	
	Campo di Mach	
	Campo di pressione totale	
	Campo di pressione statica	
	Campo di Mach	49
	Campo di pressione totale	50
	Campo di pressione statica	
	Campo di Mach	
	Campo di pressione totale	
	Campo di pressione statica	
	Campo di Mach	
	Campo di pressione totale	

## Capitolo 1

## Introduzione

Le prese d'aria aeronautiche svolgono un ruolo importante nella propulsione di tipo airbreathing, in quanto sono l'elemento necessario per poter fornire al motore la portata d'aria necessaria. Se il Mach esterno alla presa è supersonico e il mach richiesto dal motore a valle è subsonico, bisognerà rallentare il flusso cercando di minimizzare le perdite di pressione totale e fornire al propulsore un flusso più uniforme possibile.

Per poter ricreare quanto richiesto bisogna progettare la presa in maniera da far avvenire tale evoluzione fluidodinamica. Per ottenere una presa efficiente è necessario riconoscere i diversi campi di moto, suddividendoli in funzione del numero di Mach:

$$Ma = V/a$$

- $\bullet$  v = velocità della corrente del fluido
- **c** = velocità del suono (grandezza termodinamica che indica con quale velocità viaggiano le piccole perturbazioni).

Si può suddividere il campo di moto nelle seguenti regioni:

- Basso subsonico  $M \leq 0.3$ ;
- Alto subsonico 0.3 < M < 0.8;
- Transonico 0.8 < M < 1.2;
- Supersonico 1.2 < M < 4;
- Ipersonico M > 4;

Nell'evoluzione dei velivoli supersonici si sono realizzate diverse tipologie di prese. La prima tipologia di presa è la presa Tipo Pitot.

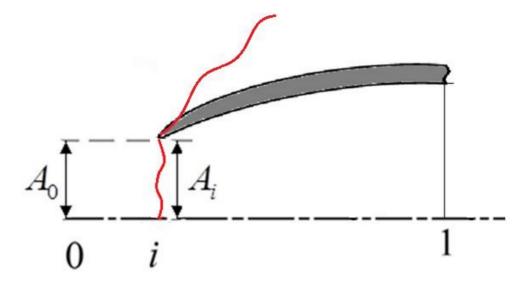


Figura 1.1: Presa Pitot configurazione campo di moto in regime critico [1]

Questa tipologia di presa è la più svantaggiosa in quanto lavora bene solo in condizioni di progetto. La causa di ciò risiede nella geometria della presa, in quanto la compressione della corrente dettata dalle condizioni richieste a valle avviene solo attraverso un'onda d'urto retta, altamente dissipativa che si traduce in termini di forti perdite di pressione totale.

Dall'immagine si evidenzia la geometria della presa, essa ha un labbro aguzzo dove si verifica in certe condizioni un'onda d'urto obliqua. Fuori progetto la presa può lavorare in regime sub-critico o supercritico. Inoltre, essa può incombere in fenomeni di instabilità dell'onda d'urto chiamati buzz. Si visualizza una rappresentazione della presa tipo Pitot nei diversi regimi di funzionamento.

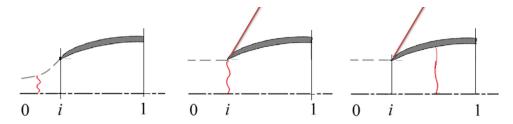


Figura 1.2: Presa Pitot configurazione campo di moto in regime sub-critico, critico e super-critico [1]

Per poter migliorare le prestazioni rispetto a quella della presa della presa tipo Pitot è stata aggiunta una rampa prominente di geometria conica, riportata in fig.1.12. La compressione della corrente avviene all'esterno attraverso un sistema

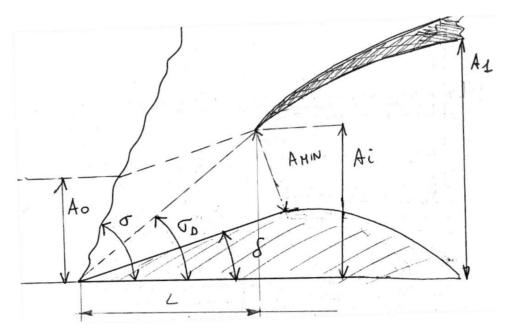
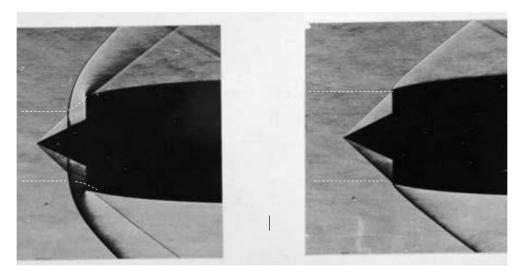


Figura 1.3: Presa Pitot con rampa prominente e configurazione d'urto [1]

di urti obliqui e un urto retto interno al canale. Questo rende l'evoluzione della corrente meno dissipativa, aumentandone così l'efficienza aerodinamica della presa. Anche qui è possibile avere un regime sub-critico, critico e super-critico. La differenza tra questi diversi regimi risiede nella natura dissipativa del sistema di onde d'urto. Nel supercritico il numero di mach è più elevato cosicché si ha una maggiore forza nell'onda d'urto che genera maggiore dissipazione di pressione totale. Si riporta una rappresentazione in regime sub-critico e super-critico di una presa di Pitot con rampa prominente. 1.4 Questa tipologia di presa, usata per i velivoli in campo supersonico è sensibile rispetto all'angolo di incidenza della corrente di monte. Queste prese possono essere realizzate sia con geometrie lineari che assialsimmetriche, che si sviluppa solo ad incidenza nulla. Quando la presa è posta ad incidenza si genera un campo di moto non simmetrico in cui si verificano zone di mixing layer, altamente dissipativi.

## 1.1 Studio bibliografico

Le prese d'aria giocano un ruolo importante nella generazione della spinta all'interno dei propulsori supersonici. Il compito principale di tutte le prese è quello di catturare la portata di flusso d'aria richiesta dal propulsore aumentandone la pressione statica con il minimo di perdite di pressione totali possibili. Inoltre, la presa d'aria dovrebbe fornire un flusso più uniforme possibile alle componenti a



**Figura 1.4:** Visualizzazione Schlieren di campo subcrtico (sx) e critico (dx) di Presa Pitot con rampa prominente [1]

valle di essa, che possono essere un compressore, fan o combustore. La presa d'aria deve poter aumentare l'efficienza di tutto il velivolo o combustore, a seconda dell'architettura del motore. Per poter realizzare ciò, è possibile operare utilizzando un modello base e attuare uno studio parametrico della geometria della presa, per poterne poi trovare l'ottimo. Esistono tre tipologie di prese:

- a compressione esterna: tutte le onde d'urto avvengono all'esterno della presa;
- a compressione interna: tutte le onde d'urto avvengono all'interno della presa;
- a compressione mista: gli urti avvengono all'esterno e all'interno della presa.

Lo studio svolto su prese a compressione interna, presa convergente-divergente (CD) e presa Kantrovitz-Donaldson a geometria variabile, evidenzia il problema dell'avviamento, delle forti perdite dovute alle onde d'urto rette e all'instabilità d'urto buzz. Nel corso degli anni diversi ricercatori hanno condotto analisi sperimentali e numeriche, analizzando gli effetti dei parametri geometrici e di flusso sulle prese d'aria supersoniche per poterne studiare le prestazioni. Tra i vari parametri che influenzano le prestazioni vi è l'angolo di deflessione del bordo di attacco del labbro della presa, con un angolo di variazione tra 30° e 60°, e la posizione del bordo di attacco del labbro stesso. Sulle prestazioni di una presa laterale tridimensionale (3D) di uno scramjet analizzata da Holland [2] in maniera computazionale, la simulazione è stata svolta a  $M_{\infty}=10$  e  $Re=7.06x10^6$ ; i parametri prestazionali

considerati sono stati la quantità di portata catturata, il numero di Mach in gola, e la pressione totale di recupero (TPR-Total-Pressure-Recovery), definita come

$$TPR = \frac{P_{0e}}{P_{0\infty}} \tag{1.1}$$

Si è dimostrato che l'ottimo di progetto lo si otteneva per un angolo di deflessione del bordo di attacco pari a 45°.

Boredeau e Al. 3 hanno sviluppato uno strumento di ottimizzazione delle prestazioni per prese supersoniche. La capacità di questo strumento è stato validato attraverso un solutore delle equazioni di Navier-Stokes mediate alla Reynolds (Reynolds-averaged Navier-Stokes RANS). Gokhale e Kumar [4] hanno introdotto un codice numerico capace di simulare fenomeni fisici internamente ed esternamente alla presa. Questo solutore è servito a valutare il ruolo del numero di Mach di volo di monte sulle prestazioni. Si valutava l'effetto di avanzamento e arretramento della rampa rispetto al labbro, osservando in funzione del numero di Mach di infinito monte gli effetti della posizione centrale della rampa rispetto al labbro. I risultati indicavano che nello spostare la rampa verso monte, il flusso presentava un numero minore di urti, causando una diminuzione del TPR e della portata rispetto alla posizione della rampa verso valle. Thangadpai e al. [5] hanno simulato una presa d'aria supersonica a compressione mista integrata con una camera di combustione e ugello. Dopo aver validato il codice con i dati sperimentali, hanno esaminato gli effetti del numero di Mach di infinito monte sulle prestazioni della presa. Ran e Mavris 6 hanno presentato un metodo per il design preliminare di una presa d'aria a compressione mista supersonica. L'obiettivo di questa ottimizzazione era quello di massimizzare il TPR provvedendo sufficiente portata per la presa d'aria in progetto e fuori progetto. Xiong e al. [7] hanno esaminato numericamente gli effetti di differenti numeri di Mach, di diversi angolo di attacco, di diversi valori della pressione statica a fine presa e dei differenti tipi di bordo d'attacco del labbro sulle prestazioni di una presa supersonica. I risultati indicavano che l'onda d'urto si collocava più vicino all'uscita della presa se il contorno del labbro del bordo d'attacco era più aguzzo. Inoltre, si registrava una diminuzione del TPR e un aumento nella frazione in massa di portata. Das and Prasad [8] tramite uno studio di tipo numerico, hanno investigato gli effetti della deflessione d'angolo della superficie del labbro inferiore. Evidenziando come una piccola deflessione d'angolo risulta migliorare le prestazioni.

Javad Sepahi-Younsi e Behzad Forouzi Feshalami [9] hanno condotto uno studio parametrico sulla valutazione delle prestazioni di prese supersoniche a compressione esterna e mista. Le prese d'aria utilizzate in questo studio sono riportate in fig.1.5.

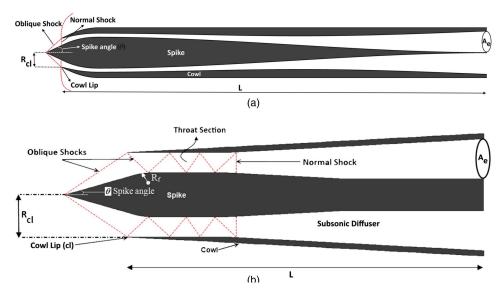


Figura 1.5: Geometria: presa a compressione esterna (a), presa a compressione mista (b) [10]

Nella figura sono rappresentati i parametri geometrici e le configurazioni d'urto. Le geometrie di partenza sono state realizzate tenendo conto dello stesso numero di Mach di infinito monte, di temperatura esterna, di pressione di infinito monte, di portata, di lunghezza massima e di superficie di uscita della presa. Lo studio valuta le prestazioni delle prese per differenti:

- valori geometrici;
- angolo di deflessione della rampa  $(\vartheta)$ ;
- area di uscita canale  $(A_e)$ ;
- la lunghezza massima delle prese (L) a incidenza nulla.

In seguito sono stati valutati l'effetto del numero di Mach di infinito monte e del back pressure ratio (BPR). Le prese d'aria sono di tipo assialsimmetrico e sono progettate per un numero di Mach di 2.0. Si vuole evidenziare quale sia la presa più sensibile ai parametri geometrici. Un parametro usato per valutare le prestazioni delle prese supersoniche è la pressione totale di recupero (TPR), definita come rapporto tra la pressione totale alla sezione d'uscita del canale interno rispetto la pressione totale di monte infinito. La pressione totale nella sezione d'uscita del canale viene ricavata calcolandone il valore medio su tutta la sezione di outlet. Un altro parametro utilizzato per valutare le prestazioni della presa è il mass flow ratio (frazione di portata), che è definita come il rapporto tra la portata attuale

che attraversa la presa d'aria e la massima portata ottenibile, riportato in figura frazioneportata:

$$MFR = \frac{\dot{m}_i}{\dot{m}_{\infty}} = \frac{A_i}{A_{\infty}} \tag{1.2}$$

Inoltre, può essere riportata la distorsione di flusso come parametro per valutare l'uniformità di esso nella sezione di uscita del canale, definita come:

$$FD = \frac{(P_0)_{max} - (P_0)_{min}}{(P_0)avg}$$
 (1.3)

Inoltre, è possibile valutare la compressione del fluido con il parametro back pressure ratio (BPR), definito come il rapporto tra la pressione statica di outlet su pressione statica di infinito:

$$BPR = \frac{P_{back}}{P_{soc}} \tag{1.4}$$

Con questi parametri si valutano le prestazioni della presa. Per avere una presa efficiente è richiesto un TPR e MFR elevato, un basso FD e un coefficiente di resistenza  $(C_D)$  basso.

Si ricorda che nelle prese d'aria supersoniche a compressione esterna e mista, gli urti obliqui sono seguiti da un urto retto. La posizione dell'urto retto relativo alla sezione di gola della presa definisce il suo funzionamento. La presa è in funzionamento supercritico se la condizione dell'urto retto è collocata a valle della gola, è in funzionamento critico se l'urto si verifica molto vicino nella sezione minima (sezione di gola), è in funzionamento sub-critico se l'urto si verifica a monte della sezione di gola. Una condizione molto particolare, è la condizione subcritica, in quanto la presa d'aria può incombere nella situazione in cui si verificano delle onde d'urto che oscillano all'interno e all'esterno del canale chiamata buzz (fenomeno non stazionario). Nello studio di Javad Sepahi-Younsi e Behzad Forouzi Feshalami preso dalla letteratura riguarda una presa in funzionamento supercritico.

Il lavoro svolto da Javad Sepahi-Younsi e Behzad Forouzi Feshalami è stato utilizzato un solutore CFD per fluidi bidimensionali assialsimmetrici. Il codice utilizzato discretizza le equazioni di Navier-Stokes mediate alla Reynolds con un metodo esplicito ai volumi finiti. I flussi convettivi sono stati calcolati con un solutore al secondo ordine accurato ROE (si veda capitolo 4). E' stato utilizzato un modello di turbolenza shear-stress-transport SST  $k-\omega$  usato per trovare il coefficiente di eddy viscosity. Le condizioni al contorno sono riportate nella Fig.1.6.

E' stata generata una griglia strutturata di alta qualità tramite un generatore di griglie ellittico. Per poter assicurare una buona approssimazione al metodo è stata impostata una  $y^+$  approssimativamente di 1. Sono stati utilizzati dei dati sperimentali per poter validare i dati ottenuti tramite il codice numerico. Le figure 1.7 e 1.8 mostrano un buon accordo tra risultati numerici e dati sperimentali.

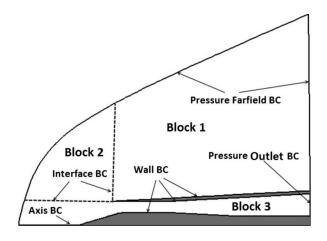


Figura 1.6: Definizione delle condizioni al contorno [10]

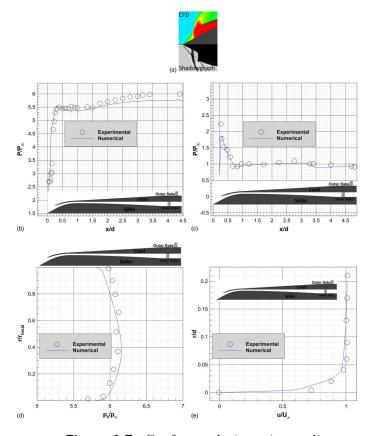


Figura 1.7: Confronto dati sperimentali

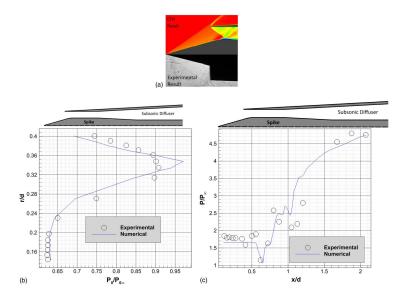


Figura 1.8: confronto dati sperimentali

I risultati delle analisi numeriche mostrano dalla figura sperimentali3 che il TPR aumenta all'aumentare del BPR per i diversi numeri di mach. La figura 1.9(a-a) mostra la distribuzione sulla parete della punta per diversi valori di BPR. Il salto di pressione è dovuto alla presenza dell'onda d'urto che comprime la corrente. Quando il BPR cresce, l'urto retto si sposta a valle e si situa in una posizione con una sezione trasversale minore. Al crescere della sezione trasversale del flusso cresce anche il numero di Mach per via del flusso supersonico. Se il BPR aumenta e l'onda d'urto si sposta in una zona con sezione trasversale minore, di conseguenza la forza dell'onda d'urto diminuisce, in quanto il salto avviene per numeri di Mach minori. All'aumentare del numero di Mach il TPR diminuisce in quanto l'urto retto si verifica per numeri di mach maggiori, inoltre l'onda d'urto retta si verifica più a valle nella presa come si vede in figura 1.9. Si richiede un flusso poco distorto, dagli studi effettuati su queste due prese, si registra un aumento in distorsione del flusso all'aumentare del BPR figura 1.9(a-b). Questo è dovuto alla posizione dell'onda d'urto che si verifica più a monte all'aumentare del BPR, registrando una più debole interazione tra strato limite e onda d'urto. La separazione diminuisce in quanto si verifica un gradiente di pressione avverso più debole, si ottiene così un flusso più uniforme. Inoltre, all'aumentare del BPR l'onda d'urto si sposta sempre più a monte e il flusso separato ha uno spazio più elevato per poter mischiarsi con quello non separato e diventare più uniforme.

Le prese d'aria supersoniche sono richieste anche per la propulsione di ramjet, è necessario dunque realizzare delle geometrie e massimizzarne l'efficienza. Nello studio realizzato da J.-L. Moerel e al. viene studiata una presa d'aria per motori airbreathing di tipo militare, es. missili. Viene studiato il campo di moto di

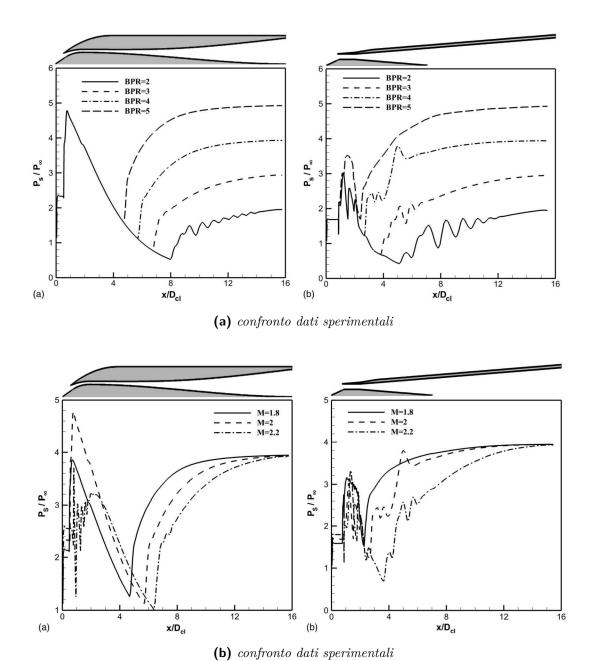


Figura 1.9: Dati sperimentali

una presa d'aria a compressione mista. Il lavoro di questo studio si concentra su tutta l'evoluzione del flusso che viene ingerito dalla presa per poi essere mandato alla camera di combustione del Rocket. Per modellare il flusso interno è stato sviluppato un codice, DRCORE, che calcola la spinta del razzo come funzione delle condizioni operatrici (numero di Mach, altitudine e manetta di mandata). La simulazione include:

- la precompressione del flusso attorno al corpo esterno del missile;
- il processo di compressione esterna e interna;
- la generazione di gas ricchi di combustibile dal generatore di gas;
- la miscelazione e la combustione del fluido nel bruciatore del ramjet;
- l'accelerazione dei gas caldi bruciati nell'ugello.

Il codice risolve prese d'aria rettangolari e assialsimmetriche. Inoltre, è possibile valutare anche le condizioni di funzionamento da sub-critico a super-critico in funzione del numero di mach. Si riporta una generica geometria in figurageometria della presa d'aria con le rispettive linee rosse dovute alla presenza di onde d'urto e fasci di espansioni, evidenziando anche l'onda d'urto retta nella posizione critica. I parametri geometrici della presa sono espressi a pag.5 del dato articolo [11].

Il progetto della presa è composto da un blocco dove viene fatta l'aspirazione della portata (bleed block) sulla rampa isoentropica e sul labbro. Le condizione di flusso libero a monte variano in un range 2 < Mach < 3, il numero di Reynolds varia tra  $2.8 \times 10^6 < Re < 4.2 \times 10^6$  (per un altitudine pari a 3 km), e un angolo di incidenza che varia  $0^\circ < \alpha < 15^\circ$ . Per poter creare un design di partenza per la presa d'aria sono stati utilizzati "Handbook methods", progettata ad un numero di Mach di 2.5 e angolo di incidenza nullo. Attraverso l'uso di tale metodo si è ricreata la geometria in figura geometria2. Il blocco dove avviene il bleed della portata è progettato in modo che la sua uscita sia critica. Viene fatta una stima della pressione di bleed nella cavità pari a 3.25 volte la pressione statica di infinito monte. Progettata la presa è stata effettuata un'analisi CFD 2D e 3D allo stesso numero di Reynolds ricreato nella camera di prova della galleria del vento per un numero di Mach pari a 2.5 e angolo di incidenza nulla. Per l'analisi CFD è stato utilizzato:

- modello di turbolenza: Spalart-Allmaras;
- griglia: strutturata, multiblocco, rifinimento della griglia per avere  $Y^+ = 1$ ;
- inizializzazione: condizione di flusso a infinito monte;

• schema numerico: schema centrato al secondo ordine con dissipazione artificiale, Lower-Upper Gauss Seidel (Lu-SG) semi implicit time integration.

Si riportano i risultati CFD.

#### 1.1.1 CFD 2D

La prima simulazione CFD indica una presa non avviata propriamente per via della separazione dello strato limite sulla rampa, in Fig.1.10.

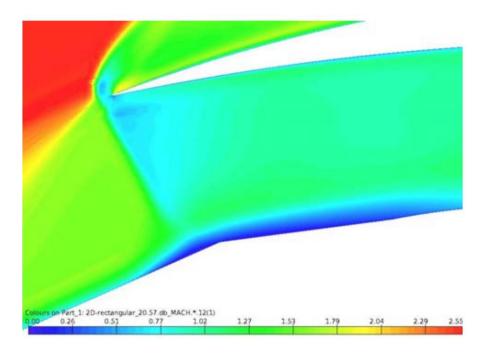


Figura 1.10: Campo di Mach per presa non avviata

Per ricreare la parete di suzione viene modificata la geometria, mettendo una condizione di parete porosa e una condizione al contorno di pressione statica pari a 3.25 volte quella di infinito monte.

Grazie a questa soluzione è possibile notare nella Fig.1.11 l'avviamento della presa correttamente. L'onda d'urto retta in fronte al bordo d'attacco scompare e si verifica la serie di onde di compressione aspettate per la presa d'aria all'interno del canale.

Nelle immagini 1.12a e 1.12b viene visualizzato il flusso all'interno di tutto il condotto. Il flusso rimane supersonico e accelera nella parte divergente. L'accelerazione convettiva del flusso viene terminata da un'onda d'urto normale che causa una grande zona di separazione lungo la parete.

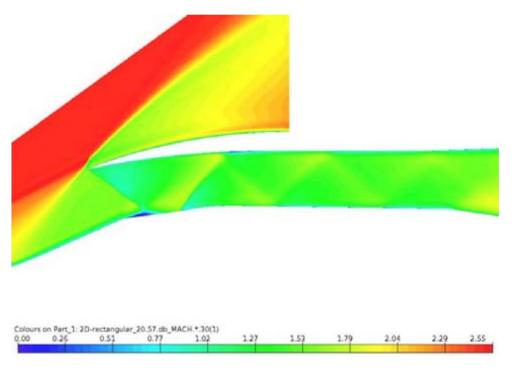
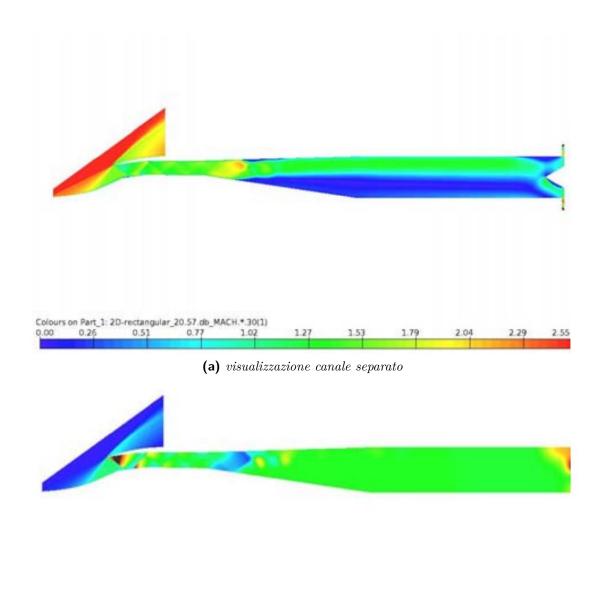


Figura 1.11: Campo di Mach per presa avviata

Sono state effettuate diverse simulazioni CFD con differenti valori di valvola prismatica. L'obiettivo è trovare quale inserzione della valvola nella presa lavora in regime critico. Il risultato si ottiene quando il treno di onde d'urto arriva a fine della parete porosa. Ciò si verifica per una valvola prismatica di inserzione di profondità di 29.57 mm, poiché aumenta lo spillamento di portata. Le figure 1.4a e 1.4b mostrano i risultati per una valvola prismatica di profondità di 29.57 mm. Per avere una risoluzione realistica del problema è necessaria ricreare la cavità nella presa e vederne il comportamento al suo funzionamento.

#### 1.1.2 CFD 3D

Per la simulazione numerica 3D è stato utilizzato il codice commerciale Fluent di ANSYS. Il metodo utilizzato è un metodo ai volumi finiti risolvendo le equazioni di Navier-Stokes mediate alla Reynols 3D, utilizzando il modello di turbolenza  $k-\omega$ . E' stata utilizzata una griglia multiblocco tetraedrica ed esaedrica. Si riporta la mesh generata attraverso il software Gridgen, essendo una presa dotata





(b) campo di moto del canale

Figura 1.12: Campo di moto canale interno

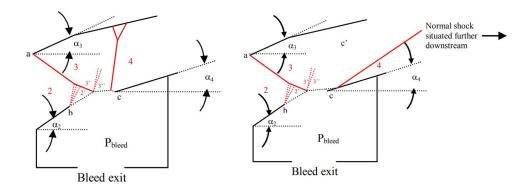


Figura 1.13: Geometria presa d'aria

di simmetria trasversale, solo metà del CAD è stato meshato. Le condizioni al contorno utilizzate sono numero di Mach di infinito monte pari a 2.5 e angolo di incidenza nulla, con valvola prismatica di profondità di inserzione di 20.57 mm. Si presentano i risultati CFD. Nella soluzione di moto nella figura CFD7 si visualizza un campo di moto in cui si ha il treno di onde d'urto e si forma una regione di separazione nella maggiore parte del canale.

Il lavoro svolto da TOKUNAGA e al. [12] riguarda il funzionamento di una presa supersonica a compressione esterna per variable flow ducted rocket engine (VF-DRE) valutato con un'analisi CFD e confrontato con i risultati sperimentali. Questo tipo di presa è stata progettata per missili con missioni di volo a lunga durata, variazioni di quota e manovre ad alta velocità. E' necessario dunque realizzare una presa efficiente e prestazionale nelle diverse configurazioni di volo. La compressione della corrente avviene all'esterno attraverso onde d'urto oblique e con un'onda d'urto nella sezione di gola che rendono il flusso subsonico. Esso può decelerare all'interno del condotto fino alla camera di combustione. La presa ha una sezione rettangolare ed è suddivisa in diffusore supersonico e sezione di gola, diffusore subsonico e condotto per provvedere la quantità di flusso alla camera di combustione. La presa lavora in campo super-critico. La compressione esterna avviene per mezzo di due rampe. Il sistema di spillamento di portata è realizzato con un parete con più fori e slot nella sezione di gola, per avere una buona stabilizzazione dell'onda d'urto e ottenere un'efficiente pressione di recupero. Si riporta la geometria della posizione della presa affiancata al rocket. Fig. 1.13.

Inoltre, si visualizza la simulazione numerica risolvendo le equazioni di Navier-Stokes 2D.

La soluzione mostra la generazione di due onde d'urto oblique sul bordo del labbro

e l'onda d'urto retta che genera un flusso subsonico a valle. Inoltre, nell'evoluzione del flusso subsonico nella parte di diffusore non vi è separazione di strato limite. Si riportano le prestazioni in termini di Pressure recovery della presa in funzione del mass flow ratio (MFR) per diversi numeri di mach nella figura. La figura mostra che al diminuire del numero di mach le onde d'urto oblique si indeboliscono generando minor perdite di pressione totale. Nonostante ciò, si entra in un regime subcritico generando spillamento di portata.

Quando il numero di mach aumenta, le perdite aumentano poiché una maggiore dissipazione di pressione totale anche se lo spillamento non esiste in quanto ci si trova in regime supercritico. Nella figura 1.12 si evidenzia la perdita di pressione totale in funzione del numero di Mach, confronto tra analisi numerica e sperimentale.

## Capitolo 2

## Modello fisico

Per poter descrivere il comportamento di un fluido è necessario avere un modello matematico. Una formulazione esatta è composta dal set di equazioni di Navier-Stokes che richiede la validità dell'ipotesi del continuo. Un fluido si definisce continuo se, il numero di particelle al suo interno è abbastanza elevato da considerare le sue grandezze intensive (densità, velocità media macroscopica, temperatura...) macroscopicamente continue. Attraverso la risoluzione del set di equazioni, è possibile ricavare tutte le proprietà intensive del fluido.

Le equazioni possono essere ricavate applicando la legge di conservazione ad un volumetto di fluido elementare. Esse sono definite come:

- 1. legge di conservazione della massa;
- 2. legge di conservazione della quantità di moto;
- 3. legge di conservazione dell'energia.

Una proprietà importante delle leggi è che la variazione temporale di una qualsiasi grandezza all'interno di un volume di controllo, in assenza di eventuali termini sorgenti, è dovuta soltanto a quello che accade sulla superficie di contorno.

Il flusso può essere suddiviso in due parti:

- una parte che riguarda i termini convettivi;
- una parte che riguarda la parte diffusiva molecolare legata al fluido stesso.

Il termine diffusivo nasce solo in casi di gradienti presenti all'interno del flusso; in casi di flusso con grandezze omogenee tale termine può essere trascurato. Il modello matematico viene sviluppato applicando la legge di conservazione ad un volume di controllo finito, fisso nello spazio e che non varia nel tempo. E' inoltre necessario definire il volume di controllo finito.

#### 2.1 Volume di controllo finito

Si considera un flusso in generale e si definisce attraverso una superficie di controllo  $\partial\Omega$  un volume finito  $\Omega$  come in Fig.2.1. Si considera un elemento infinitesimo a parete (dS) definito da un vettore unitario  $\vec{n}$  uscente dalla superficie e normale ad esso. La legge di conservazione applicata ad una grandezza scalare per unità di volume U, afferma che:

La variazione di tale grandezza nel tempo all'interno del volume di controllo  $\Omega$  è uguale alla somma dei flussi convettivi, diffusivi e da sorgenti superficiali o volumiche ( $\vec{Q}_S, Q_V$ ).

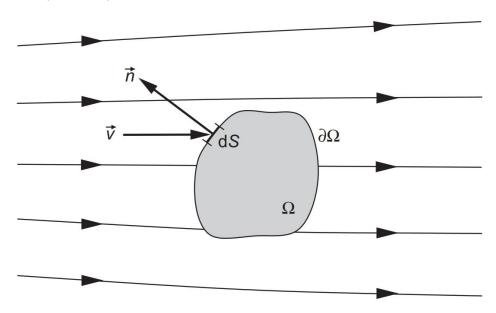


Figura 2.1: Definizione di volume di controllo finito (fisso nello spazio) [13]

Applicando la formulazione stessa ad una grandezza vettoriale, i termini convettivi e diffusivi dei flussi non saranno più grandezze vettoriali ma tensoriali; il termine sorgente superficiale diviene un tensore e il termine volumico un vettore. Otteniamo così una legge di conservazione integrale:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \vec{U} d\Omega + \oint_{\partial \Omega} \left[ \left( \overline{\overline{F_C}} - \overline{\overline{F_D}} \right) \cdot \vec{n} \right] dS = \int_{\Omega} \vec{Q}_V d\Omega + \oint_{\partial \Omega} (\overline{\overline{Q}}_s \cdot \vec{n}) dS \tag{2.1}$$

Questa formulazione è utile poiché la variazione delle grandezze in esame dipende solo dai flussi attraverso la superficie di contorno. All'interno del volume di controllo,infatti, gli effetti scambiati da ogni volumetto sono uguali e contrari cosicché solo i flussi agenti in superficie determinano la variazione della grandezza nel tempo. Questo tipo di scrittura in forma integrale è detta **conservativa** e

rimane valida anche in caso di discontinuità quali onde d'urto o superfici di contatto. Dalle leggi di conservazione di Eulero 1D, è possibile formulare le relazioni di salto di Rankine-Hugoniot per catturare cosa accade a monte e a valle di una discontinuità.

## 2.2 Equazioni di Navier-Stokes in forma integrale

. Considerando il volume di controllo appena descritto, è possibile formulare le leggi della fluidodinamica in forma integrale. Le equazioni del moto per un fluido viscoso si ottengono dall'applicazione di tre principi: [?]

- conservazione della massa: la massa non può essere né creata né distrutta;
- conservazione della quantità di moto: la variazione della quantità di moto rimane costante alle forze applicate;
- conservazione dell'energia:così come la massa, l'energia non può essere né creata né distrutta.

## 2.2.1 Legge di conservazione della massa (o di continuità)

Procediamo prendendo in esame un volumetto infinitesimo di fluido. Dal momento che non vi sono sorgenti all'interno di esso, ovvero non vi è generazione ma solo trasporto di massa, possiamo scrivere la legge della conservazione della massa in forma integrale:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \varrho d\Omega + \oint_{\partial \Omega} \varrho(\vec{v} \cdot \vec{n}) dS = 0 \tag{2.2}$$

## 2.2.2 Legge della quantità di moto

La legge della quantità di moto viene derivata applicando al volumetto infinitesimo di fluido, la seconda legge di Newton. La variazione nel tempo della quantità di moto è causata da un flusso convettivo di tale grandezza. Notiamo che il termine diffusivo è inesistente in quanto la velocità relativa è nulla e ciò comporta la mancanza di fenomeni di diffusione molecolare.

Le forze applicate al volume esterno possono essere di superficie o volumiche; le

forze volumiche riguardano la massa della particella elementare, mentre quelle di superficie sono forze dovute al tensore di sforzo superficiale. Esso è composto da una parte isotropa dovuta alla componente di pressione e dal tensore degli stress viscosi. Compresa la natura di questi termini si passa alla formulazione integrale, scritta come segue:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \rho \vec{v} d\Omega + \oint_{\partial \Omega} \rho \vec{v} (\vec{v} \cdot \vec{n}) dS = \int_{\Omega} \rho \vec{f}_e d\Omega - \oint_{\partial \Omega} \rho \vec{n} dS + \oint_{\partial \Omega} (\overline{\tau} \cdot \vec{n}) dS \qquad (2.3)$$

#### 2.2.3 Equazione dell'energia

La formulazione matematica dell'equazione dell'energia viene realizzata applicando il primo principio della termodinamica. Considerando il volume di controllo finito, si ha che la variazione nel tempo dell'energia totale per unità di massa, è causata dal lavoro delle forze che agiscono su di esso e dal flusso netto di calore attraverso quest'ultimo. Si considera l'energia totale di un sistema come il contributo di energia interna e energia cinetica macroscopica per unità di massa, definita in una terna cartesiana:

$$E = e + \frac{|\vec{v}|^2}{2} = e + \frac{u^2 + v^2 + w^2}{2}$$
 (2.4)

La variazione nel tempo dell'energia totale all'interno di un volume fisso nello spazio, può essere scritta come:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \varrho E d\Omega \tag{2.5}$$

Ad essa si somma il contributo di flusso convettivo che trasporta l'energia totale attraverso la superficie di contorno

$$-\oint_{\partial\Omega} \varrho E(\vec{v} \cdot \vec{n}) dS. \tag{2.6}$$

Nello scrivere l'equazione dell'energia si deve tener conto anche della diffusione molecolare all'interno del volume di controllo, che genera dei flussi di calore. Questi si ottengono dalla legge di Fourier che mette in relazione la natura diffusiva del fluido, attraverso il coefficiente di conduttiva termica  $\kappa$  e i gradienti di temperatura statica:

$$\vec{F}_D = -\kappa \nabla T \tag{2.7}$$

Nell'equazione dell'energia si deve tener conto di termini sorgente di calore volumico e superficiale. Il termine di sorgente volumico tiene conto del lavoro fatto dalle forze di volume  $\vec{f_e}$  e da sorgenti di calore per unità di tempo. Le sorgenti di

tipo superficiale sono legate al lavoro compiuto dalla pressione e dal tensore degli sforzi. Esse agiscono sul contorno della superficie di controllo.

$$Q_V = \varrho \vec{f_e} \cdot \vec{v} + \dot{q}_h \tag{2.8}$$

$$\vec{Q}_S = -p\vec{v} + \overline{\tau} \cdot \vec{v} \tag{2.9}$$

Per ottenere la formulazione completa dell'energia è possibile sommare tutti i contributi sopracitati, ottenendo tale equazione:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \varrho E d\Omega + \oint_{\partial \Omega} \varrho E(\vec{v} \cdot n) dS = \oint_{\partial \Omega} \kappa (\nabla T \cdot \vec{n}) dS + \int_{\Omega} \left( \varrho \vec{f_e} \cdot \vec{v} + \dot{q}_h \right) d\Omega + \oint_{\partial \Omega} (\overline{\overline{\tau}} \cdot \vec{v}) \cdot \vec{n} dS$$
(2.10)

#### 2.2.4 Tensore degli sforzi

Nelle equazioni della quantità di moto e dell'energia compare il tensore degli sforzi viscosi  $\overline{\tau}$ . Le componenti in un sistema cartesiano sono nove, ma solo sei sono indipendenti, in quanto la matrice degli sforzi è simmetrica. E' possibile scrivere:

$$\overline{\overline{\tau}} = \begin{bmatrix} \tau_{xx} & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{yx} & \tau_{yy} & \tau_{yz} \\ \tau_{zx} & \tau_{zy} & \tau_{zz} \end{bmatrix}$$
(2.11)

Inoltre, per un fluido Newtoniano lo sforzo di attrito è proporzionale al gradiente di velocità. Una relazione che lega lo sforzo d'attrito alla presenza di gradienti di velocità, è la legge costitutiva. Le componenti del tensore degli sforzi diventano:

$$\tau_{xx} = \lambda \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) + 2\mu \frac{\partial u}{\partial x}$$
 (2.12)

$$\tau_{yy} = \lambda \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) + 2\mu \frac{\partial v}{\partial y}$$
 (2.13)

$$\tau_{xx} = \lambda \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) + 2\mu \frac{\partial w}{\partial z}$$
 (2.14)

$$\tau_{xy} = \tau_{yx} = \mu \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \tag{2.15}$$

$$\tau_{xz} = \tau_{zx} = \mu \left( \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \tag{2.16}$$

$$\tau_{yz} = \tau_{zy} = \mu \left( \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \tag{2.17}$$

dove  $\mu$  è la viscosità dinamica e  $\lambda$  rappresenta il secondo coefficiente. Considerando l'ipotesi di Stokes

 $\lambda + \frac{2}{3}\mu = 0\tag{2.18}$ 

dove si definisce la *bulk viscosity* che rappresenta la dissipazione di energia legata alla variazione in volume di un fluido, si ottengono le seguenti relazioni

$$\tau_{xx} = 2\mu \left(\frac{\partial u}{\partial x} - \frac{1}{3}div\vec{v}\right) \tag{2.19}$$

$$\tau_{yy} = 2\mu \left(\frac{\partial v}{\partial y} - \frac{1}{3}div\vec{v}\right) \tag{2.20}$$

$$\tau_{zz} = 2\mu \left(\frac{\partial w}{\partial z} - \frac{1}{3}div\vec{v}\right) \tag{2.21}$$

#### 2.2.5 Sistema completo delle equazioni di Navier-Stokes

E' possibile riordinare le precedenti equazioni in un unico sistema. Formalmente possono essere riscritte in un'unica equazione nella quale compaiono i termini legati ai flussi di natura convettiva  $\vec{F}_C$ , di natura diffusiva  $\vec{F}_V$  e i termini sorgente. Si ottiene così una legge conservativa integrale del tipo:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \vec{W} d\Omega + \oint_{\partial \Omega} (\vec{F}_C - \vec{F}_V) dS = \int_{\Omega} \vec{Q} d\Omega$$
 (2.22)

Un problema fluidodinamico nelle tre dimensioni richiede la risoluzione di un sistema di 5 equazioni: due di natura scalare (massa ed energia) e tre di natura vettoriale legate alla quantità di moto. Si definisce il termine delle variabili conservative  $\vec{W}$  come

$$\vec{W} = \begin{bmatrix} \varrho \\ \varrho u \\ \varrho v \\ \varrho w \\ \varrho E \end{bmatrix}$$
 (2.23)

Il termine del vettore dei flussi convettivi:

$$\vec{F}_C = \begin{bmatrix} \varrho V \\ \varrho uV + n_x p \\ \varrho vV + n_x p \\ \varrho wV + n_z p \\ \varrho (E + p/\varrho) V \end{bmatrix}$$
(2.24)

il termine dei flussi viscosi

$$\vec{F}_{V} = \begin{bmatrix} 0 \\ n_{x}\tau_{xx} + n_{y}\tau_{xy} + n_{z}\tau_{xz} \\ n_{x}\tau_{yx} + n_{y}\tau_{yy} + n_{z}\tau_{yz} \\ n_{x}\tau_{zx} + n_{x}\tau_{zy} + n_{z}\tau_{zz} \\ n_{x}\Theta_{x} + n_{y}\Theta_{y} + n_{z}\Theta_{z} \end{bmatrix}$$
(2.25)

Dove

$$\Theta_{x} = u\tau_{xx} + v\tau_{xy} + w\tau_{xz} + k\frac{\partial T}{\partial x}\Theta_{y} = u\tau_{yx} + v\tau_{yy} + w\tau_{yz} + k\frac{\partial T}{\partial y}\Theta_{z} = u\tau_{zx} + v\tau_{zy} + w\tau_{zz} + k\frac{\partial T}{\partial z}$$
(2.26)

ed infine il termine sorgente

$$\vec{Q} = \begin{bmatrix} 0 \\ \varrho f_{e,x} \\ \varrho f_{e,y} \\ \varrho f_{e,z} \\ \varrho \vec{f}_e \cdot \vec{v} + \dot{q}_h \end{bmatrix}$$
(2.27)

Il sistema così descritto contiene ben sedici incognite,  $\varrho$ , u,v,w, sei componenti del tensore degli sforzi viscosi  $\overline{\tau},e$  l'energia interna, tre flussi termici  $q_T,p,T$ . Per poter chiudere il sistema si sono riscritti i termini dei flussi termici attraverso la legge di Fourier e i termini viscosi con le equazioni costitutive. Inoltre, viene utilizzata la legge di stato dei gas perfetti e la relazione che lega la temperatura all'energia interna

$$\frac{p}{\varrho} = \frac{R}{M}T\tag{2.28}$$

$$e = c_v T (2.29)$$

Dove R è la costante dei gas perfetti e M è la massa molare dei gas,  $c_v$  è il coefficiente di calore specifico a volume costante. Infine, è possibile calcolare la viscosità dinamica in funzione della temperatura attraverso la legge di Sutherland.

$$\mu = \frac{1.45T^{3/2}}{T + 110} \cdot 10^{-6} \tag{2.30}$$

dove la temperatura è espressa in gradi Kelvin (K). Il coefficiente di diffusività termica k è espresso dalla relazione

$$\kappa = c_p \frac{\mu}{Pr} \tag{2.31}$$

Dove Pr esprime il numero di Prandtl che può essere assunto costante è pari a Pr=0.72 per l'aria.

## Capitolo 3

## Rans model

Le equazioni di governo possono essere risolte senza particolari difficoltà nel caso di flusso inviscido o laminare. Simulare un flusso turbolento richiede tuttavia una risoluzione completa delle equazioni di governo, ciò è possibile numericamente effettuando una direct numerical simulation (DNS). Questo è possibile soltanto in semplici casi dove il numero di Reynolds non è troppo elevato. La risoluzione spaziale della griglia ha una scala che va con  $Re^{9/4}$  e questo implicherebbe un costo computazionale molto elevato, qualora si applicasse l'approccio DNS con i valori di Reynolds tipici delle prese supersoniche. Un approccio alternativo è stato proposto da nel 1895 Reynolds presentò una approssimazione delle equazioni di Navier-Stokes, ovvero le equazioni di Navier-Stokes mediate alla Reynolds (RANS). Questo modello presentato da Reynolds si basa sulla decomposizione di variabili di flusso in una parte media e in una fluttuante intorno ad essa. Inserendo le variabili decomposte (parte media e fluttuante) nelle equazioni di Navier-Stokes e mediandole, otteniamo una forma simile alle equazioni di partenza tranne per la presenza di due nuovi termini. Infatti nella formulazione RANS vengono introdotti il tensore degli stress di Reynolds:  $\tau^R_{ij} = -\varrho \overline{v''_i v''_j}$  [14] le cui componenti  $v_i \ v_j$  sono le parti fluttuanti mediate con la densità delle componenti di velocità u,v,w.

Il tensore degli stress di Reynolds rappresenta il trasporto della quantità di moto dovuto alle fluttuazioni turbolenti. Inoltre, al termine di flusso di calore diffusivo  $k\nabla T$  viene aggiunto il vettore di flusso di calore turbolento. Questi due termini devono essere modellati.

Le equazioni si presentano come:

$$\frac{\partial \bar{\varrho}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\varrho}\hat{u}}{\partial x_j} = 0 \tag{3.1}$$

$$\frac{\partial(\bar{\varrho}\hat{u}_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\varrho}\hat{u}_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{\sigma}_{ij}}{\partial x_j} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j}$$
(3.2)

$$\frac{\partial(\bar{\varrho}\hat{E}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\hat{u}_j\bar{\varrho}\hat{H}) = \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\sigma}_{ij}\hat{u}_i + \overline{\sigma_{ij}u_i''}) - \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{q}_j + c_p\varrho u_j^{"}T'' - \hat{u}_i\tau_{ij} + \frac{1}{2}\overline{\varrho u_i''u_i''u_j''})$$
(3.3)

Dove

$$\hat{H} = \hat{E} + \bar{p}/\bar{\rho} \tag{3.4}$$

$$\bar{q}_j = -k_T \partial \bar{T} / \partial x_j \tag{3.5}$$

e il tensore degli sforzi viscosi è:

$$\bar{\sigma_{ij}} \approx 2\hat{\mu} \left( \hat{S_{ij}} - \frac{1}{3} \frac{\partial \hat{u_k}}{\partial x_k} \delta_{ij} \right)$$
(3.6)

il termine  $\tau_{ij}$ =- $rhou''_iu''_j$  è il tensore degli sforzi di Reynolds, generato dalle fluttuazioni di natura turbolenta.

Definiamo il termine  $c_p$  che è il coefficiente di calore a pressione costante, Pr è il numero di Prandtl. Quando si media alla Reynolds la scala temporale deve essere lunga abbastanza da essere comparata con le fluttuazioni turbolente, e corta rispetto alla instazionarietà del flusso medio. Il segno rappresenta la media di Favre (pesata sulla densità)  $\hat{f} = \bar{\varrho f}/\bar{\varrho}$ . La viscosità dinamica,  $\hat{\mu}$ , viene calcolata con la legge di Sutherland, nella quale si ha una relazione tra la viscosità dinamica e la temperatura. Si riporta la seguente formula:

$$\mu = \mu \left(\frac{T}{T_0}\right)^{3/2} \left(\frac{T_0 + S}{T + S}\right) \tag{3.7}$$

dove

$$\mu_0 = 1,716 \times 10^{-5} \quad \left[\frac{kg}{ms}\right] \qquad T_0 = 273.15 \quad [K] \qquad S = 110.4 \quad [K]$$

L'equazione di stato dei gas è:

$$\bar{p} = (\gamma - 1)[\bar{\varrho}\hat{E} - \frac{1}{2}\bar{\varrho}(\hat{u}^2\hat{v}^2 + \hat{w}^2) - \bar{\varrho}k]$$
 (3.8)

dove k è l'energia cinetica turbolenta locale(l'energia cinetica associata alle fluttuazioni turbolente del campo):  $k = [(\hat{u}_i'')^2 + (\hat{v}_i'')^2 + (\hat{w}_i'')^2]/2$ . Il rapporto tra i coefficienti di calore  $(\gamma)$  per un gas ideale viene considerato costante è pari a 1.4 per l'aria, considerandolo gas biatomico. Nella mediazione di Favre compaiono dei nuovi termini che devono essere modellati:

$$\tau_{ij}$$
 (3.9)

$$c_p \overline{\varrho u_i'' T''} \tag{3.10}$$

$$\overline{\sigma_{ij}u_i''} \tag{3.11}$$

$$\frac{1}{2}\overline{\varrho u_i''u_i''u_j''} \tag{3.12}$$

I modelli di turbolenza solitamente operano sul tensore degli stress di Reynolds  $(\tau_{ij})$ . L'approssimazione più comune ed utilizzata è quella di Boussinesq:

$$\tau_{ij} = 2\hat{\mu}_t \left( \hat{S}_{ij} - \frac{1}{3} \frac{\partial \hat{u}_k}{\partial x_k} * \delta_{ij} \right) - \frac{2}{3} \bar{\varrho} k \delta_{ij}$$
 (3.13)

dove  $\hat{S}_{ij} = (\partial \hat{u}_i/\partial x_j + \partial \hat{u}_j/\partial x_i)/2$ , e  $\hat{\mu}_t$  è la eddy viscosity che si ottiene tramite un modello di turbolenza. Il termine  $(2/3)\bar{\varrho}k\delta_{ij}$  tiene conto degli effetti dei flussi supersonici.

Per poter modellare gli altri termini si utilizza l'analogia di Reynolds così che il flusso di calore turbolento possa essere riscritto in tal maniera:

$$c_p \overline{\varrho u_j'' T''} \approx -\frac{c_p \hat{\mu}_t}{P r_t} \frac{\partial \hat{T}}{\partial x_i}$$
 (3.14)

Il termine  $Pr_t$  è il numero di Prandtl turbolento, di solito viene considerato costante ( per l'aria si ha 0.9).

Il terzo termine e il quarto termine evidenziati, sono associati alla diffusione molecolare e al trasporto turbolento. Essi, nell'equazione dell'energia, possono essere modellati in modi differenti. Un esempio può essere il seguente:

$$\overline{\sigma_{ij}u_i''} - \frac{1}{2}\overline{\varrho u_i''u_i''u_j''} \approx \left(\hat{m}u + \frac{\hat{m}u_t}{\sigma_k}\right)\frac{\partial k}{\partial x_i}$$
(3.15)

Il termine  $\sigma_k$  è un termine associato al tipo di modello che si utilizza per l'equazione legata a k (energia turbolenta).

Come citato precedentemente esistono diversi modelli di turbolenza, uno molto utilizzato nel campo aeronautico/aerospaziale e implementato in diversi codici commerciali, è il modello "Shear Stress Transport Turbulence Model proposto da Menter  $(k-\omega)$ . Questo modello di turbolenza considera la eddy viscosity lineare. Esso opera sull'assunzione di Boussinesq per la relazione costitutiva:

$$\tau_{ij} = 2\hat{\mu}_t \left( \hat{S}_{ij} - \frac{1}{3} \frac{\partial \hat{u}_k}{\partial x_k} * \delta_{ij} \right) - \frac{2}{3} \bar{\varrho} k \delta_{ij}$$
 (3.16)

La chiusura del problema è data dall'aggiunta di due equazioni: [15]

$$\frac{\partial(\varrho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\varrho u_j k)}{\partial x_j} = P - \beta * \varrho \omega k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right]$$
(3.17)

$$\frac{(\varrho\omega}{\partial t} + \frac{(\varrho u_j\omega)}{\partial x_j} = \frac{\gamma}{\nu_t} P - \beta \varrho\omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\mu + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial\omega}{\partial x_j} \right] + 2(1 - F_1) \frac{\varrho\sigma_{\omega 2}}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial\omega}{\partial x_j}$$
(3.18)

I coefficienti che compaiono nelle equazioni sono:

$$P = \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \tag{3.19}$$

$$\tau_{ij} = \mu_t \left( 2S_{ij} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) - \frac{2}{3} \varrho k \delta_{ij}$$
 (3.20)

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \tag{3.21}$$

e il termine di eddy viscosity è calcolato da:

$$\mu_t = \frac{\varrho a_1 K}{\max(a_1 \omega, \Omega F_2)} \tag{3.22}$$

Ognuna delle costanti presenti è una miscela di una costante interna (1) ed esterna (2), miscelate tramite:

$$\varphi = F_1 \varphi_1 + (1 - F_1) \varphi_2 \tag{3.23}$$

dove  $\varphi_1$  rappresenta la costante 1 e  $\varphi_2$  rappresenta la costante 2. Le funzioni addizionali sono espresse come:

$$F_1 = \tanh(arg_1^4) \tag{3.24}$$

$$\arg_{1} = \min \left[ \max \left( \frac{\sqrt{k}}{\beta^{*} \omega d}, \frac{500\nu}{d^{2} \omega} \right), \frac{4\varrho \sigma_{omega2} k}{C D_{k\omega} d^{2}} \right]$$
(3.25)

$$CD_{k\omega} = max \left( 2\varrho \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i}, 10^{-20} \right)$$
(3.26)

$$F_2 = \tanh \operatorname{arg}_2^2 \tag{3.27}$$

$$\arg_2 = \max\left(2\frac{\sqrt{k}}{beta^*\omega d}, \frac{500\nu}{d^2\omega}\right) \tag{3.28}$$

 $\varrho$  è la densità,  $\nu_t = \mu_t/\varrho$  è la viscosità cinematica turbolenta,  $\mu$  è la viscosità dinamica, d è la distanza tra il punto del campo di moto e il punto più vicino a parete, e  $\omega = \sqrt{2W_{ij}W_{ij}}$  è il modulo della vorticità, con

$$W_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \tag{3.29}$$

In generale è raccomandato l'uso di un limitatore [16]. Il termine P nell'equazione k è sostituito con:

$$\min(P, 20\beta^* \rho \omega k) \tag{3.30}$$

Dalla letteratura le condizioni al contorno raccomandate sono:

$$\frac{U_{\infty}}{L} < \omega_{farfield} < 10 \frac{U_{\infty}}{L} \tag{3.31}$$

$$\frac{10^{-5}U_{\infty}^{2}}{Re_{L}} < k_{farfield} < 0.1 \frac{U_{\infty}^{2}}{Re_{L}}$$
 (3.32)

$$\omega_w all = 10 \frac{6\nu}{\beta_1 (\Delta d_1)^2} \tag{3.33}$$

$$k_{wall} = 0 (3.34)$$

Dove L è la lunghezza caratteristica del dominio computazionale.

Le costanti utilizzate sono:

$$\gamma_1 = \frac{\beta_1}{\beta^*} - \frac{\sigma_{\omega 1} k^2}{\sqrt{\beta^*}} \tag{3.35}$$

$$\sigma_{k1} = 0.85 \quad \sigma_{\omega_1} = 0.5 \quad \beta_1 = 0.075$$
 (3.36)

$$\sigma_{k2} = 1 \quad \sigma_{\omega_1} = 0.856 \quad \beta_2 = 0.0828$$
 (3.37)

$$\beta^* = 0.09 = 0.41 \quad a_1 = 0.31$$
 (3.38)

Il termine di produzione nel modello di turbolenza a due equazioni è spesso approssimato da  $P = \mu_t S^2$ . Questa espressione è valida per i flussi incompressibili, ed è una approssimazione valida per i flussi in cui non si realizza un numero di mach troppo elevato (fino a Mach=5).

# Capitolo 4

## Metodo ai volumi finiti

Per poter risolvere le equazioni di Navier-Stokes numericamente è necessario discretizzare spazialmente il volume di controllo definito nella figura 1.10 a pagina 16. La discretizzazione è necessaria ai fini di poter calcolare i flussi di natura convettiva e diffusiva, come anche i termini sorgente, questo permetterà di integrare le equazioni nel tempo facendo evolvere la soluzione fintanto che non si raggiunge la soluzione stazionaria. Vi sono diverse metodologie di discretizzazione del dominio di calcolo, si possono generare griglie di natura strutturata o non strutturata. La differenza tra le due tipologie risiede nella indicizzazione dei punti della griglia (vertici o nodi). Nella griglia strutturata è possibile individuare i suoi punti attraverso i soli indici i.j.k. Le celle della griglia sono quadrilateri in 2D e esaedri in 3D. Se la griglia viene creata per poter adeguarsi al corpo solido, essa viene chiamata griglia curvilinea conforme. Si riportano degli esempi di griglia strutturata. Nelle griglie non strutturate non è possibile identificare i vicini di un elemento scorrendo gli indici di griglia ma si deve tener conto esplicitamente delle connessioni. Tuttavia questa tipologia di griglia permette di discretizzare geometrie complesse. Inoltre, per risolvere accuratamente lo strato limite, è possibile creare una griglia in cui, vicino a parete, sia composta da elementi rettangolari e perpendicolari ad essa e all'esterno dello strato limite si usino elementi triangolari per risolvere il campo di moto esterno. Dopo avere generato la griglia ai fini di risolvere il campo di moto è necessario discretizzare le equazioni di governo.

Il metodo dei volumi finiti opera direttamente sulle leggi di conservazione, ovvero le equazioni di Navier-Stokes scritte in forma integrale o formulazione conservativa (metti il riferimento alle equazioni integrali), in cui la variazione della variabile conservativa dipende dai flussi generati attraverso il contorno del volume. Il metodo ai volumi finiti, come già espresso, applica le leggi di conservazione ad ogni volumetto creato dalla suddivisione, è necessario dunque, valutare i flussi all'interfaccia utilizzando un opportuno schema numerico. Lo schema numerico utilizzato per valutare i flussi determina l'accuratezza della discretizzazione spaziale

Esistono essenzialmente due tipologie di schemi:

- Cell-centered scheme, ovvero i flussi sono valutati con le variabili conservative allocate a centro cella.
- Cell-Vertex scheme, i flussi sono calcolati con le variabili conservative allocate ai vertici delle celle di calcolo.

Lo schema utilizzato nella simulazione numerica è di tipo upwind, esso si basa sulle proprietà fisiche delle equazioni di Eulero, distinguendo le influenze dei segnali che provengono da monte o valle (propagazione dei segnali). I metodi upwind possono essere suddivisi in 4 principali gruppi:

- flux-vector splitting;
- flux-difference splitting;
- total variation diminishing (TVD);
- fluctuation-splitting schemes.

Il solutore commerciale scelto per questa analisi è "Ansys FLuent" che utilizza il metodo upwind flux-difference splitting schemes proposto da Roe.

### 4.1 Flux-difference splitting schemes

Questo schema è basato sulla soluzione locale delle equazioni unidimensionali di Eulero per discontinuità presenti alla interfaccia tra una cella e l'altra. Questa metodologia si basa sulla risoluzione di un problema di Riemann (tubo d'urto). Risolvere in maniera esatta un problema di Riemann, per tutte le interfacce del dominio di calcolo, richiederebbe un costo computazionale troppo elevato. Infatti, sono stati realizzati dei solutori di Riemann approssimati. Il solutore di Roe rappresenta un esempio di solutore approssimato del problema di Riemann e viene spesso utilizzato in quanto risolve in maniera eccellente lo strato limite e la presenza di eventuali discontinuità all'interno del dominio di calcolo. L'accuratezza scelta nel risolutore è del secondo ordine. Per poter realizzare ciò nelle griglie strutturate sono richieste differenze unilaterali. Per ricreare invece uno schema di secondo ordine è richiesto il calcolo dei gradienti delle variabili conservative per poter valutare con i valori medi quelli di sinistra e destra dell'interfaccia.

#### 4.2 Schema celle centrato

Per poter risolvere il campo di moto numericamente è necessario passare dal continuo al discreto. Tale passaggio deve essere fatto anche per l'equazione delle variabili conservative scritte in forma integrale. La riscrittura deve essere applicata all'integrale temporale e agli integrali di superficie e di volume. L'integrale nel tempo della variabile conservativa può essere scritto, in maniera esatta, come valore medio derivato nel tempo per il volume di controllo:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \vec{W} d\Omega = \Omega \frac{\partial \overline{\vec{W}}}{\partial t} \tag{4.1}$$

L'equazione (devo richiamarla) diventa:

$$\frac{\partial \overline{\vec{W}}}{\partial t} = -\frac{1}{\Omega} \left[ \oint_{\partial \Omega} (\vec{F}_c - \vec{F}_v) dS - \int_{\Omega} \vec{Q} d\Omega \right]$$
 (4.2)

Questa equazione può essere riformulata rimanendo esatta e riferita ad un volume di controllo  $\Omega_{I,J,K}$ , ottenendo:

$$\frac{\partial \vec{W}_{I,J,K}}{\partial t} = -\frac{1}{\Omega_{I,J,K}} \left[ \sum_{m=1}^{N_F} (\vec{F}_C - \vec{F}_V)_m \Delta S_m - (\vec{Q}\Omega)_{I,J,K} \right]$$
(4.3)

Nell'espressione sopra, gli indici (I,J,K) riferiscono il volume nello spazio computazionale, questo è possibile solo per alcune griglie e schemi numerici.  $N_F$  denota il numero di superfici del volume di controllo.  $\Delta S_m$  è l'area della superficie mesima. Il termine di destra nella parentesi quadra può essere anche denominato come residuo. Infatti l'equazione sopra può essere riscritta come:

$$\frac{\partial \overline{\vec{W}}_{I,J,K}}{\partial t} = -\frac{1}{\Omega_{I,J,K}} \vec{R}_{I,J,K} \tag{4.4}$$

L'equazione sopra va applicata a tutti i volumi di controllo  $\Omega_{I,J,K}$ , ottenendo così un sistema di equazioni differenziali ordinarie al primo ordine. Questo tipo di equazioni sono iperboliche nel tempo. Inoltre, devono essere imposte le determinate condizioni al contorno per i flussi inviscidi (flussi convettivi) e diffusivi. Lo schema utilizzato è lo schema cell-centered scheme, dove il volume di controllo coincide con la cella della griglia e le variabili del flusso sono allocate nel centroide di tale cella. Nell'equazione (metti quella di sopra) si dimostra che i flussi sono in funzione delle variabili conservative, queste non sono note in quanto sono allocate nei centroidi. E' necessario dunque utilizzare uno schema per valutare i flussi sulle facce di contorno.

### 4.3 Flux-difference splitting schemes Roe

Il solutore Ansys Fluent utilizza il flux-difference splitting schemes Roe.

Questo schema valuta i flussi convettivi all'interfaccia del volume di controllo considerando cosa accade a sinistra e a destra dell'interfaccia (in generale, numericamente, è sempre presente una discontinuità all'interfaccia tra una cella e l'altra). Esso segue la propagazione dei segnali e le onde stesse, si risolve quello che è un problema di Riemann in maniera approssimata, utilizzando il solutore Roe. Questo metodo è molto accurato nello strato limite e risolve bene la presenza di eventuali discontinuità (urti).

#### 4.3.1 Roe Upwind scheme

Questo solutore può essere implementato utilizzando uno schema cell-centered. Esso Si basa sulla decomposizione della differenza dei flussi all'interfaccia del volume di controllo nella somma di più onde, garantendo le proprietà conservative delle equazioni di Eulero. Sulla faccia denotata dall'indice (I+1/2), la differenza è espressa come

$$(\vec{F}_C)_R - (\vec{F}_C)_L = (\overline{A}_{Roe})_{I+1/2} (\vec{W}_R - \vec{W}_L)$$
 (4.5)

dove  $\overline{A}_{Roe}$  è la matrice di Roe, e L o R sta per sinistra e destra dell'interfaccia. Nel solutore vengono usate dei valori mediati tramite le variabili di sinistra e di destra. Giungendo ad una equazione in cui compare la diagonalizzazione della matrice Roe,  $\overline{A}_{Roe} = \overline{T} \overline{\Lambda}_C \overline{T}^{-1}$ 

$$(\vec{F}_C)_R - (\vec{F}_C)_L = \overline{T}\Lambda_C(\vec{C}_R - \vec{C}_L)$$
(4.6)

Le matrici degli autovettori di sinistra e di destra e la matrice degli autovalori sono valutati usando la media di Roe. Nell'equazione sopra le variabili caratteristiche  $\vec{C}$  rappresentano l'ampiezza delle onde, gli autovalori  $\Lambda_c$  sono associati alla velocità delle onde di propagazione del problema approssimato di Riemann, gli autovalori di destra sono le onde stesse. I flussi convettivi sono così valutati all'interfaccia di controllo secondo la formula

$$(\vec{F}_C)_{I+1/2}) = \frac{1}{2} \left[ \vec{F}_C(\vec{W}_R) + \vec{F}_C(\vec{W}_L) - |\overline{A}_{Roe}|_{I+1/2} (\vec{W}_R - \vec{W}_L) \right]$$
(4.7)

Il prodotto di  $|\overline{A}_{Roe}|$  e le differenze delle variabili di sinistra e di destra può essere valutato come

$$|\overline{A}_{Roe}|(\vec{W}_R - \vec{W}_L) = |\Delta \vec{F}_1| + |\Delta \vec{F}_{2,3,4}| + |\Delta \vec{F}_5|$$
 (4.8)

le componenti a destra dell'uguale consistono nelle variabili mediate alla Roe trasportate dai segnali  $|\tilde{V}|, |\tilde{V} + \tilde{c}|, |\tilde{V} - \tilde{c}|$ . Questo schema non riconosce il punto sonico, per poter risolvere ciò il modulo dell'autovalore è modificato usando *l'entropy correction di Harten*.

# Capitolo 5

### Risultati

Il lavoro di tesi si basa sulle prestazioni valutate per una presa d'aria ipersonica a compressione mista. Lo studio svolto da Schneider e al. valuta il sistema di onde d'urto all'interno del canale per diverse geometrie. Lo studio è stato svolto allo Special Collaborative Research Center on Hypersonic (SFB 253) al Aachen University of Technology. Le analisi sperimentali si prefiggono di ricercare la geometria per la quale è possibile influenzare l'interazione urto/urto e urto/strato limite senza l'uso di possibili spillamenti. La ricerca si focalizza sul fenomeno di separazione. Lo studio e la ricerca su questa tipologia di presa ipersonica sono fondamentali per lo sviluppo di velivoli ipersonici. L'esperimento condotto sulla presa a compressione mista vuole evidenziare la struttura del campo di moto al suo interno. Si verificano fenomeni di onde d'urto, di espansioni e di strati limite. L'interazione di questi fenomeni porta alla produzione di effetti 3D che influenzano molto il campo di moto, soprattutto l'interazione strato limite/onda d'urto. Questi sono legati alle condizione in ingresso della presa e alla sua geometria. Le tipologie di prese a compressione mista sono comunemente usate per motori ramjet e scramjet per arrivare a numeri di mach di volo ipersonici mantenendo buone prestazioni. Un problema generale legato alle prese è l'avviamento. Infatti, all'aumentare del numero di Mach non si ottiene all'interno della presa un campo di moto supersonico se il rapporto tra la l'aria in gola e l'aria di cattura è troppo basso. Il flusso interno rimane sub-critico e la presa va in choked.

### 5.1 Configurazione sperimentale

La sezione di camera di prova è connessa ad un compressore. Esso apporta una quantità di flusso d'aria continua pari a 5.5 kg/s ad un rapporto di compressione di 5.6. La temperatura totale dell'ingresso della camera di prova è mantenuta tra 290K e 380K grazie ad un sistema di raffreddamento. Vengono usati due ugelli

separati per ottenere il numero di mach in ingresso pari a 2.5 e 3. Gli ugelli sono connessi ad una camera in cui è realizzata bassa pressione, grazie ad un sistema di eiezione per realizzare il rapporto di pressione necessario a far avvenire l'espansione, così da ottenere la velocità richiesta in ingresso. Un secondo eiettore è utilizzato per far evacuare il flusso di entrata con il quale vengono simulate le prestazioni caratteristiche della presa a differenti condizioni di manetta. Si riporta lo schema di configurazione della camera di prova. E' possibile visualizzare la camera di prova attraverso finestre per avere un accesso ottico.

#### 5.2 Analisi CFD

Per poter effettuare un'analisi a differenti numeri di Mach di volo è stato necessario, innanzitutto, confrontare i dati sperimentali con quelli numerici. L'articolo[riferimento] riporta i dati sperimentali della pressione statica a parete per un numero di Mach di volo pari a 3 per diverse configurazioni geometriche. I dati ottenuti in maniera numerica sono stati calcolati risolvendo le equazioni di Navier-Stokes mediate alla Reynolds, con un modello di turbolenza k- $\omega$  SST. Il solutore utilizzato è un secondo ordine upwind Roe, con schema implicito. Il CAD della geometria è stato creato con i programmi di Ansys Design Modeler e Space Claim, la mesh è stata creata con il programma Meshing. Nel modello di turbolenza scelto si è aggiunta, la correzione per numeri di Reynolds bassi e la correzione dovuta alla compressibilità del fluido. Inoltre, per poter catturare e ottenere una buona risoluzione del modello k- $\omega$  il primo strato a parete è stato scelto al fine di avere una  $y^+ \approx 1$ . Le mesh utilizzate sono state di tipo strutturate per alcune simulazioni e non strutturate per altre. Ottenuti i campi di moto per tre geometrie diverse, è stato fatto il confronto tra analisi numerica dei dati di pressione statica a parete e di quelli sperimentali, ottenendo un buon accordo, come si può vedere nelle Fig5.1, 5.3.

Nel valutare le prestazioni sono state scelte le configurazioni geometriche A-C, B-C, C-C, per tre diversi numeri di Mach di volo in ingresso alle stesse condizioni ambiente (stessa altitudine). Per poter evidenziare il funzionamento delle prese sono stati realizzati due grafici. In essi sono valutati il rapporto di pressione totale media  $(P_{02})$  su portata(m) in uscita outlet per i diversi numeri di Mach in ingresso, e il rapporto di pressione totale media in outlet su pressione totale di infinito monte  $(P_{0\infty})$  in funzione del numero di Mach. Nel grafico 1 si mostra che il primo parametro aumenta all'aumentare del numero di mach, mentre il secondo parametro decresce all'aumentare del numero di mach. Ciò è dovuto all'intensità del sistema di onde d'urto che aumenta all'aumentare del numero di mach, creando una dissipazione maggiore di pressione totale.

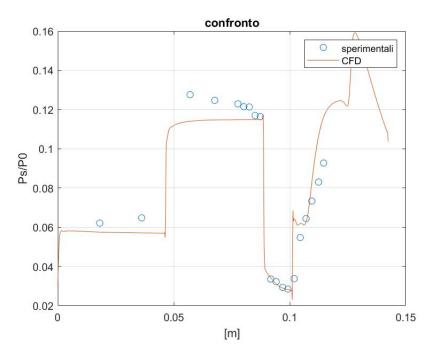


Figura 5.1: Confronto tra dati sperimentali e numerici per la configurazione A-C a  ${\cal M}=3$ 

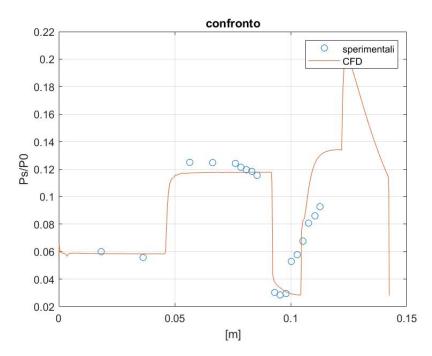


Figura 5.2: Confronto tra dati sperimentali e numerici per la configurazione B-C a  ${\cal M}=3$ 

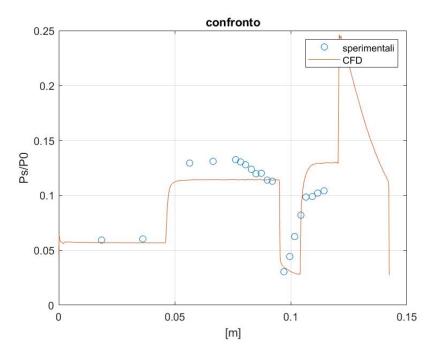
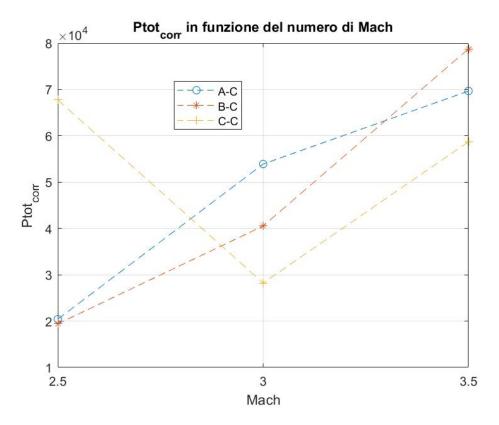


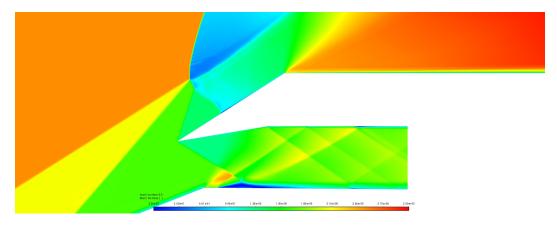
Figura 5.3: Confronto tra dati sperimentali e numerici per la configurazione C-C a  ${\cal M}=3$ 

Si presentano i campi di moto ottenuti per numeri di Mach di volo 2.5, 3, 3.5 per le prese geometriche A-C,B-C,C-C. Si valutano le prestazioni in termini di pressione totale media (mediata con la portata) alla fine della presa al variare del numero di mach.



**Figura 5.4:** Rapporto di pressione totale mediato con la portata nella sezione di uscita del canale per le tre geometrie al vaiare del numero di Mach

### 5.2.1 Configurazione A-C



 $\textbf{Figura 5.5:} \ \text{campo di pressione statica}$ 

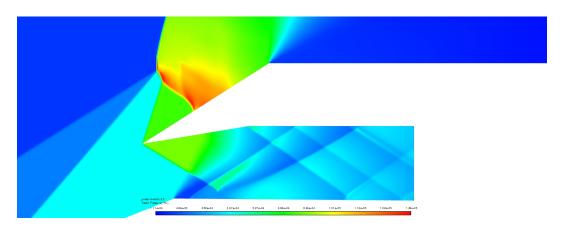


Figura 5.6: campo di Mach

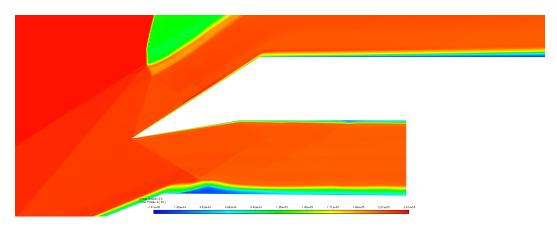


Figura 5.7: campo di pressione totale

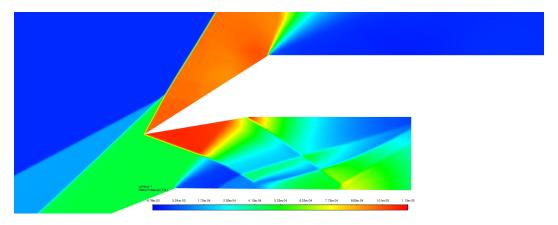


Figura 5.8: campo di pressione statica

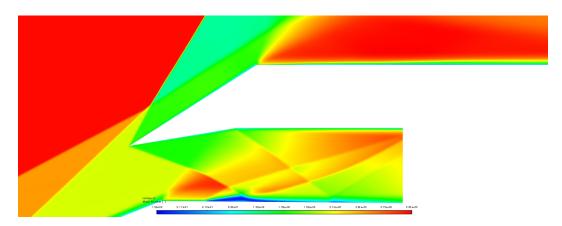


Figura 5.9: campo di Mach

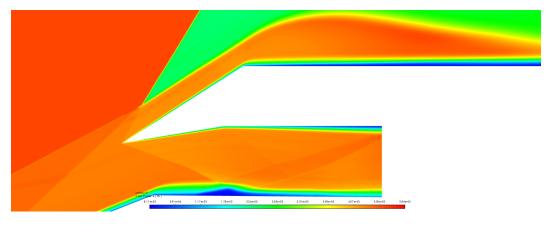
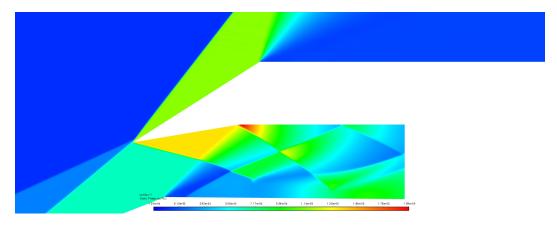


Figura 5.10: campo di pressione totale



 $\textbf{Figura 5.11:} \ \text{campo di pressione statica}$ 

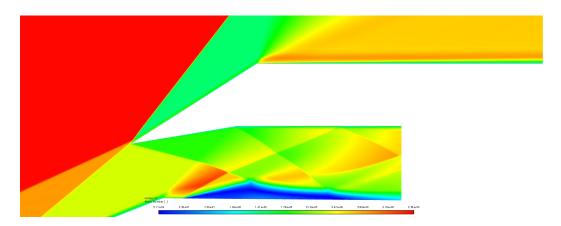


Figura 5.12: campo di Mach

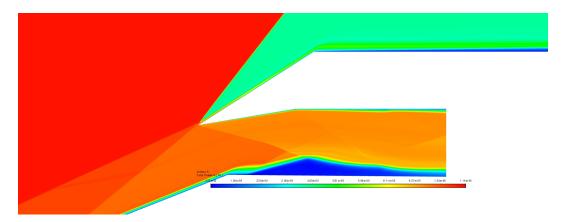


Figura 5.13: campo di pressione totale

## 5.2.2 Configurazione B-C

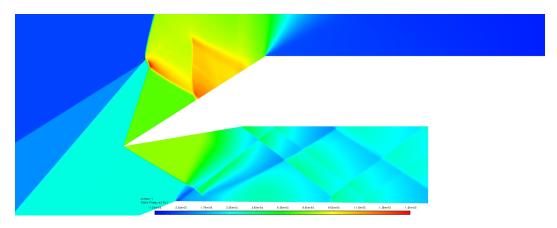


Figura 5.14: Campo di pressione statica

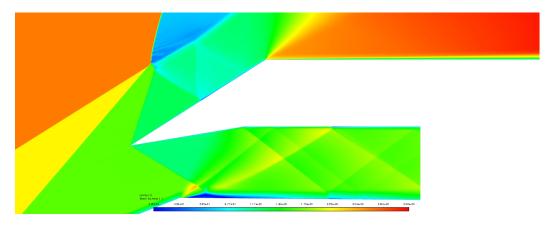


Figura 5.15: Campo di Mach

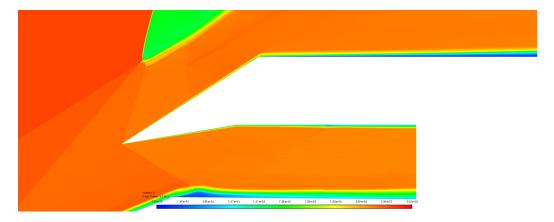


Figura 5.16: Campo di pressione totale

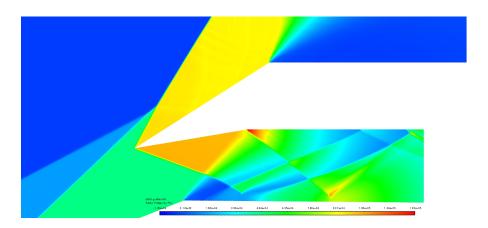


Figura 5.17: Campo di pressione statica

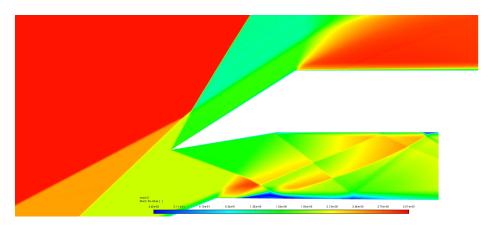


Figura 5.18: Campo di Mach

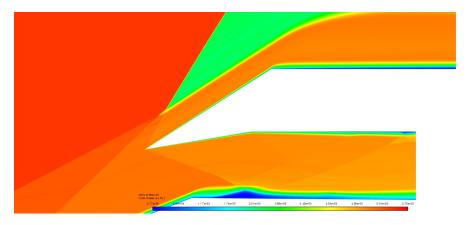


Figura 5.19: Campo di pressione totale

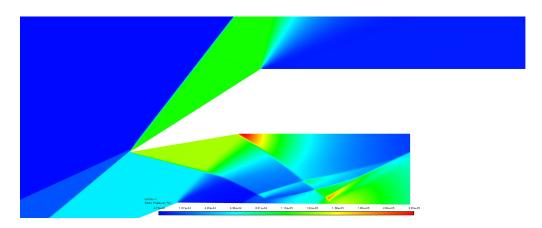


Figura 5.20: Campo di pressione statica

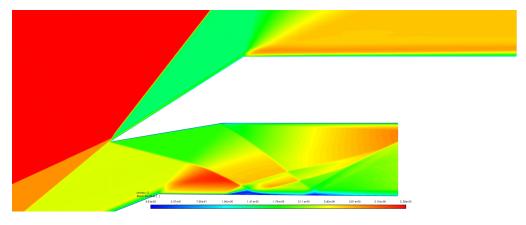


Figura 5.21: Campo di Mach

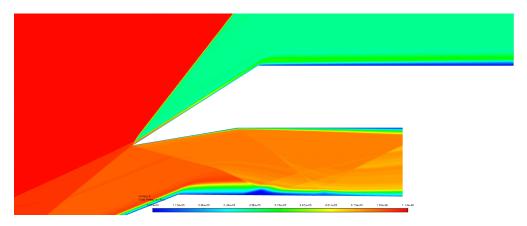


Figura 5.22: Campo di pressione totale

## 5.2.3 Configurazione C-C

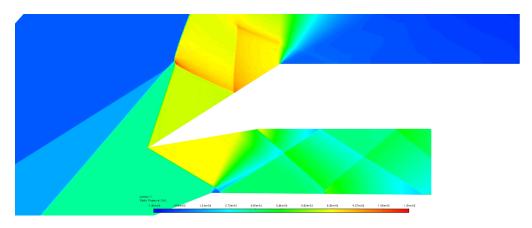


Figura 5.23: Campo di pressione statica

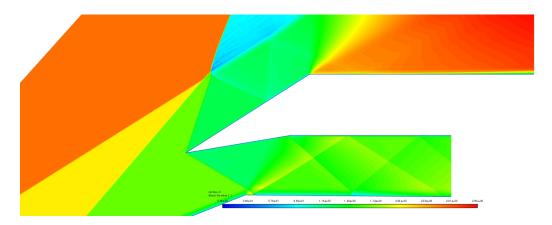


Figura 5.24: Campo di Mach

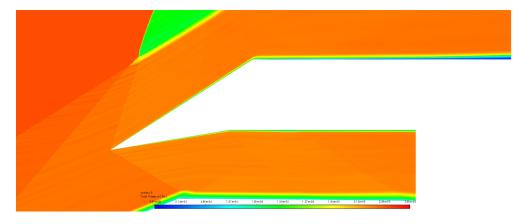


Figura 5.25: Campo di pressione totale

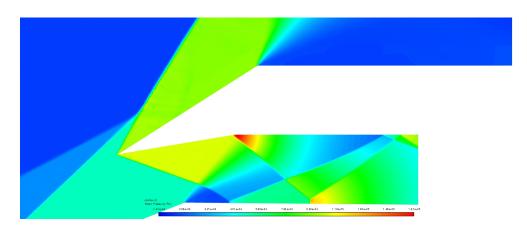


Figura 5.26: Campo di pressione statica

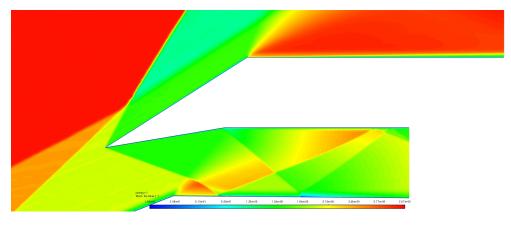


Figura 5.27: Campo di Mach

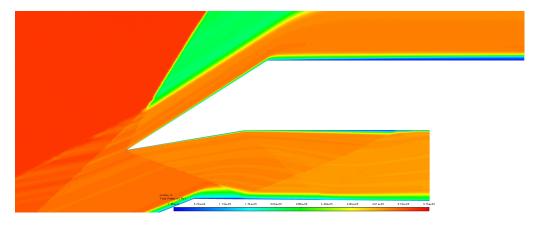


Figura 5.28: Campo di pressione totale

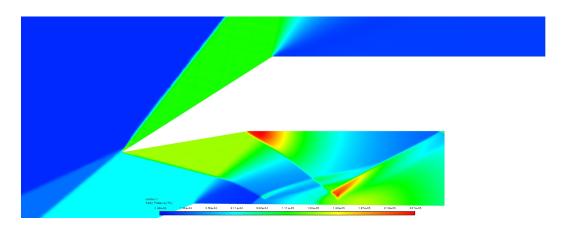


Figura 5.29: Campo di pressione statica

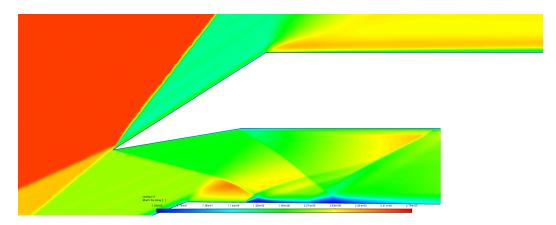


Figura 5.30: Campo di Mach

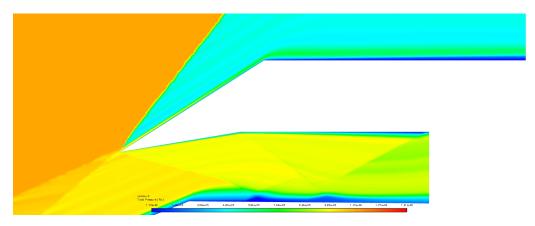


Figura 5.31: Campo di pressione totale

### 5.3 Conclusioni

Si sono effettuate delle simulazioni RANS per studiare il campo di moto all'interno di prese supersoniche. Si è fatta una prima validazione su tre diverse geometrie per cui si conoscono dei dati sperimentali di riferimento. Si è poi fatto uno studio andando a variare il Mach di volo in modo da capire quanto le prestazioni sono influenzate dal Mach di volo.

# Bibliografia

- [1] Prof. D. Pastrone AA 2016 -17 "Prese d'aria: Prestazioni e Prese Supersoniche a Compressione Esterna", Motori per aeromobili
- [2] Washington, DC: National Aeronautics and Space Administration "Computational parametric study of sidewall-compression scramjet inlet performance at Mach 10", Technical Note NASA-TM-4411
- [3] Bourdeau, C., G. Carrier, D. Knight, and K. Rasheed. 1999 "Three dimensional optimization of supersonic inlets."
  In Proc., 35th Joint Propulsion Conf. and Exhibit Reston, VA: American Institute of Aeronautics and Astronautics
- [4] Gokhale, S. S., and V. R. Kumar. 2001 "Numerical computations of supersonic inlet flow.
   Int. J. Numer. Methods Fluids 36 (5): 597-617. https://doi.org/10.1002/fld.147
- [5] Thangadpai, G. R. S., B. S. Chandran, V. Babu, and T. Sundararajan. 2004. "Numerical investigation of the intake flow characteristics for a ramjet engine with and without heat addition in the combustion chamber" Defence Sci. J. 54 (1): 3–16. https://doi.org/10.14429/dsj.54.2016
- [6] Ran, H., and D. Mavris. 2005 Preliminary design of a 2D supersonic inlet to maximize total pressure recovery. In Proc., AIAA 5th ATIO and 16th Lighter-Than-Air Systems Technology and Balloon Systems Conf.Reston, VA: American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- [7] Xiong, C., Z. Ya, Z. Changsheng, and J. Yutao. 2005. ""Numerical simulation on ramjet inlet with different cowl leading edge"
   In Proc., 35th AIAA Fluid Dynamics Conf. and Exhibit. Reston, VA:American Institute of Aeronautics and Astronautics.

- [8] Das, S., and J. Prasad. 2009. ""Cowl deflection angle in a supersonic air intake", Defence Sci. J. 59 (2): 99–105. https://doi.org/10.14429/dsj.59.1496.
- [9] Javad Sepahi-Younsi e Behzad Forouzi Feshalami,2019 "Performance Evaluation of External and Mixed Compression Supersonic Air Intakes: Parametric Study" American Society of Civil Engineers
- [10] Soltani, M. R., J. Sepahi-Younsi, and V. F. Khanaposhtani. 2015b ""Numerical investigation of the unstart suppression in a supersonic air intake", Iranian J. Sci. a Technol. Trans. Mech. Eng. 39 (M2):413-426. https://doi.org/10.22099/IJSTM.2015.3249.
- [11] J.-L. Moerell, R.G. Veraar2, W.H.C. Halswijk3 TNO Defence, Security and Safety, Rijswijk, The Netherlands, R. Pimentel4, D. Corriveau5, N. Hamel6, F. Lesage7 DRDC, Valcartier, Canada J.B. Vos8 "INTERNAL FLOW CHARACTERISTICS OF A RECTANGULAR RAMJET AIR INTAKE"
  - Computational Fluids and Structures Engineering (CFS), Lausanne, Switzerland
- [12] Hidenori TOKUNAGA 1 and Kenji KOORI 2 Aerospace Company, Kawasaki Heavy Industries, Ltd. Yoshiyuki IKEGAMI 3, Junichi SATO 4 and Akihiko YOSHIDA 5 "Development of Wide-range Supersonic Intake for Variable Flow Ducted Rocket Engine"

  Technical Research and Development Institute, Ministry of Defense.
- [13] JIRI BLAZEK, 2015 ""COMPUTATIONAL FLUID DYNAMICS Principles and Applications"
- [14] ""Turbulence Modeling Resource" https://turbmodels.larc.nasa.
- [15] Menter, F.R. ""Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications" AIAA Jouornal, Vol. 32, No.8, August 1994, pp.1598-1605
- [16] Menter, F.R. ""Zonal Two Equation k-ω Turbulence Models for Aerodynamic Flows" AIAA Paper 93-2906, July 1994