



**Politecnico
di Torino**

Politecnico di Torino

Corso di Laurea Magistrale in Ingegneria Aerospaziale
Anno Accademico 2024/2025

Analisi numerica della separazione del flusso in un ugello TOP con dispositivo Aerospike

Relatori:
Prof. Emanuele Martelli

Candidati:
Mattia Marinelli

Sommario

L'obiettivo di questo lavoro di tesi è l'analisi numerica, mediante simulazioni CFD, del comportamento del flusso all'interno di un ugello assialsimmetrico di tipo TOP (Thrust Optimized Parabolic Nozzle), equipaggiato con un dispositivo Aerospike. In particolare, l'attenzione è focalizzata sull'evoluzione e lo spostamento del punto di separazione del flusso in due configurazioni principali: una in cui il dispositivo Aerospike è presente ma inattivo, e una in cui esso è invece attivo. L'attivazione del dispositivo permette di ritardare o prevenire la separazione del flusso lungo la parete dell'ugello, rendendo possibile il funzionamento stabile anche a valori di NPR (Nozzle Pressure Ratio) inferiori rispetto al caso senza attivazione.

Successivamente, vengono analizzati i risultati di simulazioni effettuate al variare della pressione di camera, al fine di valutare l'impatto sulle condizioni di funzionamento del dispositivo e, in particolare, sulla variazione della portata secondaria iniettata. Tale indagine è volta a comprendere meglio il legame tra la pressione di camera, l'efficacia dell'Aerospike e il controllo della separazione.

Infine, viene eseguito un test preliminare sul solo ugello, privo di Aerospike, in presenza di una superficie orizzontale posta ad una certa altezza dall'ugello. Lo studio ha l'obiettivo di osservare la variazione della distribuzione e del valore della pressione statica nella regione a valle dell'ugello, in presenza del flusso che interagisce con tale superficie. Questo consente una prima valutazione delle condizioni di scarico in un contesto che simula un'installazione realistica, utile per interpretare il comportamento del campo di pressione a valle.

Per ricavare i risultati ottenuti sono state svolte delle simulazioni RANS che hanno il fine di confermare l'efficacia dell'utilizzo del dispositivo Aerospike sul controllo della separazione del flusso; i benefici osservati aprono la strada a futuri studi sull'ottimizzazione della geometria e sulle condizioni operative per applicazioni in ambito propulsivo.

Indice

Elenco delle figure	III
1 Introduzione	1
2 Ugelli di primo stadio	4
2.1 Prestazioni di un endoreattore	6
2.2 Categorie di ugello	9
3 Separazione del flusso	12
3.1 Introduzione alla separazione del flusso	12
3.1.1 Modello di Chapman	13
3.2 Regimi di separazione	17
3.2.1 Regime di separazione FSS	17
3.2.2 Metodi per prevedere la posizione del punto di separazione .	19
3.2.3 Regime di separazione RSS	20
3.2.4 Transizione FSS→RSS	22
4 Prima analisi: Flusso non viscoso	24
4.1 Geometria e condizioni al contorno	25
4.1.1 NPR = 10	29
4.1.2 Commento risultati	32
5 Seconda analisi: Flusso viscoso	33
5.1 Flusso viscoso	33
5.1.1 Geometria e condizioni al contorno	34
5.1.2 NPR = 10	40
5.1.3 NPR = 15	46
5.1.4 NPR = 20	49
5.1.5 NPR = 25	52
5.1.6 NPR = 30	55
5.1.7 NPR = 35	58

5.1.8	NPR = 40	61
5.1.9	NPR = 45	64
5.1.10	Commento risultati	67
5.1.11	Isteresi del punto di separazione	68
5.2	Variazione della pressione di ristagno dell'Aerospike	71
5.2.1	Mach d'ingresso = 1.5	71
5.2.2	Mach d'ingresso = 2	80
5.2.3	Mach d'ingresso = 2.5	81
5.2.4	Mach d'ingresso = 3	82
5.2.5	Variazione della portata secondaria	83
5.2.6	Commento risultati per la variazione della pressione di ristagno Aerospike	83
6	Inserimento di una superficie orizzontale nel dominio di calcolo	84
6.1	Geometria e mesh dell'ugello	84
6.2	Risultati ottenuti dalle simulazioni	88
6.2.1	Contour ottenuti	88
6.2.2	NPR=10	88
6.2.3	NPR=15	89
6.2.4	NPR=20	90
6.2.5	NPR=25	91
6.2.6	NPR=30	92
6.2.7	NPR=35	93
6.2.8	NPR=40	94
6.2.9	NPR=45	95
6.2.10	Commento risultati	96
7	Conclusioni	101
	Bibliografia	103

Elenco delle figure

2.1	Ugello schematizzato	5
2.2	Ugello schematizzato	6
2.3	Coefficiente di spinta al variare di NPR	8
2.4	Profilo ugello ideale tramite metodo delle linee caratteristiche . . .	10
2.5	Ottimizzazione dei valori degli angoli	11
3.1	Interazione strato limite-urto per flusso su rampa	14
3.2	Profilo di pressione a parete in caso di flussi supersonici	15
3.3	Modello d'interazione libera di Chapman	16
3.4	Configurazione interna FSS	18
3.5	Andamento della pressione a parete per FSS	19
3.6	Configurazione interna RSS	20
3.7	Andamento della pressione a parete per RSS	21
4.1	Dimensioni del profilo	26
4.2	Condizioni al contorno dell'ugello	27
4.3	Mesh Euleriana dell'ugello	28
4.4	Mesh Euleriana dell'ugello, particolare del raggio di gola	28
4.5	Contour del Mach per NPR=10	29
4.6	Contour del modulo della velocità per NPR=10	29
4.7	Contour della velocità assiale per NPR=10	29
4.8	Contour della velocità radiale per NPR=10	30
4.9	Contour della temperatura statica per NPR=10 (scala logaritmica)	30
4.10	Contour della pressione statica per NPR=10 (scala logaritmica) . .	30
4.11	Contour della densità per NPR=10	31
4.12	Andamento della pressione a parete e lungo l'asse di simmetria per NPR=10	31
5.1	Geometria del sistema	35
5.2	Dominio di calcolo	36
5.3	Mesh del dominio di calcolo	37

5.4	Particolare mesh dell'ugello	37
5.5	Particolare mesh del farfield	38
5.6	Particolare mesh dello strato limite	39
5.7	Contour del Mach per NPR=10 - Aerospike OFF	40
5.8	Contour del Mach per NPR=10 - Aerospike ON	40
5.9	Contour del modulo della velocità per NPR=10 - Aerospike OFF	41
5.10	Contour del modulo della velocità per NPR=10 - Aerospike ON	41
5.11	Contour della pressione statica per NPR=10 - Aerospike OFF	42
5.12	Contour della pressione statica per NPR=10 - Aerospike ON	42
5.13	Contour della temperatura statica per NPR=10 - Aerospike OFF	43
5.14	Contour della temperatura statica per NPR=10 - Aerospike ON	43
5.15	Contour della viscosità per NPR=10 - Aerospike OFF	44
5.16	Contour della viscosità per NPR=10 - Aerospike ON	44
5.17	Confronto della pressione a parete tra Aerospike Off ed On per NPR=10	45
5.18	Contour del Mach per NPR=15 - Aerospike OFF	46
5.19	Contour del Mach per NPR=15 - Aerospike ON	46
5.20	Contour della pressione statica per NPR=15 - Aerospike OFF	47
5.21	Contour della pressione statica per NPR=15 - Aerospike ON	47
5.22	Confronto della pressione a parete tra Aerospike Off ed On per NPR=15	48
5.23	Contour del Mach per NPR=20 - Aerospike OFF	49
5.24	Contour del Mach per NPR=20 - Aerospike ON	49
5.25	Contour della pressione statica per NPR=20 - Aerospike OFF	50
5.26	Contour della pressione statica per NPR=20 - Aerospike ON	50
5.27	Confronto della pressione a parete tra Aerospike Off ed On per NPR=20	51
5.28	Contour del Mach per NPR=25 - Aerospike OFF	52
5.29	Contour del Mach per NPR=25 - Aerospike ON	52
5.30	Contour della pressione statica per NPR=25 - Aerospike OFF	53
5.31	Contour della pressione statica per NPR=25 - Aerospike ON	53
5.32	Confronto della pressione a parete tra Aerospike Off ed On per NPR=25	54
5.33	Contour del Mach per NPR=30 - Aerospike OFF	55
5.34	Contour del Mach per NPR=30 - Aerospike ON	55
5.35	Contour della pressione statica per NPR=30 - Aerospike OFF	56
5.36	Contour della pressione statica per NPR=30 - Aerospike ON	56
5.37	Confronto della pressione a parete tra Aerospike Off ed On per NPR=30	57
5.38	Contour del Mach per NPR=35 - Aerospike OFF	58
5.39	Contour del Mach per NPR=35 - Aerospike ON	58

5.40	Contour della pressione statica per NPR=35 - Aerospike OFF . . .	59
5.41	Contour della pressione statica per NPR=35 - Aerospike ON . . .	59
5.42	Confronto della pressione a parete tra Aerospike Off ed On per NPR=35	60
5.43	Contour del Mach per NPR=40 - Aerospike OFF	61
5.44	Contour del modulo della velocità per NPR=40 - Aerospike OFF .	61
5.45	Contour della pressione statica per NPR=40 - Aerospike OFF . . .	62
5.46	Contour della temperatura statica per NPR=40 - Aerospike OFF .	62
5.47	Contour della viscosità per NPR=40 - Aerospike OFF	63
5.48	Confronto della pressione a parete tra Aerospike Off ed On per NPR=40	63
5.49	Contour del Mach per NPR=45 - Aerospike OFF	64
5.50	Contour del modulo della velocità per NPR=45 - Aerospike OFF .	64
5.51	Contour della pressione statica per NPR=45 - Aerospike OFF . . .	65
5.52	Contour della temperatura statica per NPR=45 - Aerospike OFF .	65
5.53	Contour della viscosità per NPR=45 - Aerospike OFF	66
5.54	Confronto della pressione a parete tra Aerospike Off ed On per NPR=45	66
5.55	Pressioni a parete al variare di NPR - Aerospike OFF	67
5.56	Pressioni a parete al variare di NPR - Aerospike ON	67
5.57	Isteresi dei punti di separazione con Aerospike Off ed On	68
5.58	Isteresi dei punti di separazione con Aerospike On	69
5.59	Contour del Mach per $P_0 = 6$ bar	71
5.60	Contour del modulo della velocità per $P_0 = 6$ bar	72
5.61	Contour della pressione statica per $P_0 = 6$ bar	72
5.62	Contour della temperatura statica per $P_0 = 6$ bar	72
5.63	Contour della viscosità per $P_0 = 6$ bar	73
5.64	Contour del Mach per $P_0 = 9$ bar	73
5.65	Contour del modulo della velocità per $P_0 = 9$ bar	74
5.66	Contour della pressione statica per $P_0 = 9$ bar	74
5.67	Contour della temperatura statica per $P_0 = 9$ bar	74
5.68	Contour della viscosità per $P_0 = 9$ bar	75
5.69	Contour del Mach per $P_0 = 12$ bar	75
5.70	Contour del modulo della velocità per $P_0 = 12$ bar	75
5.71	Contour della pressione statica per $P_0 = 12$ bar	76
5.72	Contour della temperatura statica per $P_0 = 12$ bar	76
5.73	Contour della viscosità per $P_0 = 12$ bar	76
5.74	Contour del Mach per $P_0 = 15$ bar	77
5.75	Contour del modulo della velocità per $P_0 = 15$ bar	77
5.76	Contour della pressione statica per $P_0 = 15$ bar	78
5.77	Contour della temperatura statica per $P_0 = 15$ bar	78

5.78	Contour della viscosità per $P_0 = 15$ bar	78
5.79	Andamento della pressione a parete al variare della pressione di ristagno dell'Aerospike - Mach=1.5	79
5.80	Andamento della pressione a parete al variare della pressione di ristagno dell'Aerospike - Mach=2	80
5.81	Andamento della pressione a parete al variare della pressione di ristagno dell'Aerospike - Mach=2.5	81
5.82	Andamento della pressione a parete al variare della pressione di ristagno dell'Aerospike - Mach=3	82
6.1	Geometria del dominio di calcolo del profilo	85
6.2	Mesh del profilo	86
6.3	Particolare della mesh dell'ugello	86
6.4	Particolare della mesh della superficie orizzontale	87
6.5	Contour del Mach per NPR=10	88
6.6	Contour della pressione statica per NPR=10	88
6.7	Contour del Mach per NPR=15	89
6.8	Contour della pressione statica per NPR=15	89
6.9	Contour del Mach per NPR=20	90
6.10	Contour della pressione statica per NPR=20	90
6.11	Contour del Mach per NPR=25	91
6.12	Contour della pressione statica per NPR=25	91
6.13	Contour del Mach per NPR=30	92
6.14	Contour della pressione statica per NPR=30	92
6.15	Contour del Mach per NPR=35	93
6.16	Contour della pressione statica per NPR=35	93
6.17	Contour del Mach per NPR=40	94
6.18	Contour della pressione statica per NPR=40	94
6.19	Contour del Mach per NPR=45	95
6.20	Contour della pressione statica per NPR=45	95
6.21	Andamento delle pressioni a parete per Aerospike Off nei casi precedenti	96
6.22	Andamento delle pressioni a parete per ugello con inserimento della superficie orizzontale	97
6.23	Isteresi del punto di separazione in presenza ed assenza della super- ficie orizzontale	97
6.24	Andamento delle pressioni sull'outlet	99
6.25	Andamento delle pressioni sull'outlet	99

Capitolo 1

Introduzione

I motori a razzo rappresentano un sistema di propulsione fondamentale per le applicazioni aerospaziali, e sono infatti uno degli argomenti più studiati e sperimentati degli ultimi decenni nell'industria aerospaziale. Di conseguenza, si è generata una notevole spinta verso il miglioramento delle prestazioni di questi motori, basata sulla conversione dell'energia chimica del propellente in energia termica tramite la combustione in camera, e successivamente in energia cinetica mediante l'espansione dei gas combusti attraverso l'ugello. Il getto che ne risulta genera la spinta necessaria secondo il principio di conservazione della quantità di moto.

L'efficienza globale del sistema propulsivo è fortemente influenzata dalla geometria dell'ugello, la cui funzione principale è espandere i gas combusti fino a condizioni di pressione e temperatura tali da massimizzare la velocità di uscita e quindi la spinta. In particolare, l'efficienza dell'ugello, definita come il rapporto tra l'energia cinetica effettiva del getto in uscita e l'energia cinetica teorica che si otterrebbe attraverso un'espansione isentropica, è legata alla capacità di adattare la pressione del flusso in uscita alla pressione ambientale. In condizioni ideali, l'espansione è ottimale, ovvero la pressione di uscita è uguale a quella esterna. Tuttavia, nella pratica operativa, questa condizione è raramente raggiunta lungo tutto il profilo di volo, soprattutto nei motori a razzo a bassa quota come quelli del primo stadio, dove la pressione ambientale varia sensibilmente.

Quando l'espansione dei gas avviene in condizioni sovraespansive (overexpanded), ovvero quando la pressione statica del flusso in uscita dall'ugello è inferiore alla pressione atmosferica ($P_e < P_a$), si può verificare il fenomeno della separazione del flusso. Questo si manifesta tipicamente quando il gradiente di pressione lungo l'ugello diventa sufficientemente elevato da causare il distacco dello strato limite dalla parete. In queste condizioni, la decelerazione del flusso genera uno spessore dello strato limite crescente, che può portare a un'inversione del gradiente di pressione locale (adverse pressure gradient). Il risultato è una separazione del flusso

che dà origine a zone di ricircolo, distribuzioni di pressione asimmetriche e possibili carichi laterali (side loads) sul motore [1], in grado di compromettere la stabilità strutturale o la direzionalità del veicolo.

Ad esempio, basti pensare alla separazione del flusso che si riscontra nei lanciatori a propellente liquido, nei quali il concetto di staging è impiegato per suddividere il lanciatore in più sezioni, chiamate "stadi, ottimizzando le prestazioni e la massa del veicolo. In particolare, l'endoreattore del primo stadio, responsabile della fase di liftoff, opera in condizioni atmosferiche dense, tipicamente al livello del mare. In questa fase iniziale, l'ugello, progettato per funzionare in condizioni di quota (quindi con bassa pressione ambientale), risulta sovraespanso, e ciò può indurre la separazione del flusso al suo interno.

Durante lo startup del motore, quando il regime di funzionamento è ancora instabile e la pressione di camera non ha raggiunto il valore nominale, la separazione si manifesta in maniera non simmetrica, generando forti sbilanciamenti di pressione laterale lungo la parete dell'ugello. Questi side loads transitori possono raggiungere valori significativi e rappresentano una sfida ingegneristica sia dal punto di vista strutturale che per quanto riguarda il controllo del veicolo.

Il fenomeno della separazione del flusso è quindi di particolare interesse nell'ambito della progettazione e ottimizzazione degli ugelli, poiché rappresenta un limite operativo critico, soprattutto nei regimi transitori (come il decollo o le manovre atmosferiche).

Il seguente lavoro di tesi ha come finalità principale quella di simulare e verificare il funzionamento di un ugello parabolico TOP equipaggiato di un dispositivo Aero-spike in grado di emettere un getto secondario coassiale in corrispondenza della sezione d'uscita dell'ugello. In particolare, verrà studiato lo spostamento del punto di separazione nei due casi di Aerospike spento ed acceso al variare del rapporto di pressione dell'ugello NPR, al fine di verificare gli effettivi benefici derivanti dall'utilizzo del dispositivo.

Successivamente, verrà simulato un secondo caso in cui l'ugello è privo del dispositivo Aerospike, ed in cui il flusso è ostacolato da una superficie orizzontale, al fine di verificare anche in questo caso l'isteresi del punto di separazione, oltre che le variazioni della pressione statica derivanti dall'incontro tra il flusso e l'ostacolo introdotto.

Per l'analisi del comportamento del flusso e per la valutazione dell'efficacia del dispositivo Aerospike, è stata condotta una serie di simulazioni numeriche basata sulle equazioni medie di Navier-Stokes (RANS – Reynolds-Averaged Navier-Stokes). Nello specifico, tale elaborato ha come fine:

- costruire una mesh ottimale per lo studio numerico da effettuare tramite il software Ansys FLUENT, riproducendo vari test al variare delle condizioni di progetto, in particolare del rapporto di pressione dell'ugello NPR;

- valutare i risultati ottenuti, deducendone le giuste considerazioni con particolare attenzione agli andamenti di pressione lungo il profilo e all'isteresi del punto di separazione nei vari casi, estrapolando eventuali correlazioni tra modello studiato, NPR e posizione del punto di separazione;
- valutare gli effetti prodotti dall'accensione dell'Aerospike sull'isteresi del punto di separazione;
- valutare i risultati prodotti in seguito all'inserimento della superficie orizzontale (che funge da ostacolo).

Capitolo 2

Ugelli di primo stadio

Nell'ambito della propulsione spaziale un ruolo fondamentale è ricoperto dall'endoreattore, nel quale viene immagazzinato il propellente che viene poi espulso attraverso l'ugello, generando così una forza propulsiva detta *spinta*. Nello specifico, nell'ugello si verificano rispettivamente la conversione dell'energia potenziale disponibile in camera di combustione in energia cinetica attraverso i gas combusti, i quali producono la spinta, definita dalla seguente formula:

$$T = \dot{m}u_e + A_e(P_e - P_a) \quad (2.1)$$

Nella (2.1) si ha:

- $\dot{m}$ è la portata di flusso;
- u_e è la velocità d'uscita del flusso;
- A_e è l'area della sezione d'uscita;
- P_e è la pressione del flusso all'uscita;
- P_a è la pressione ambiente.

Dall'equazione (2.1), la spinta risulta massima in condizione di flusso adattato, ossia quando $P_e = P_a$.

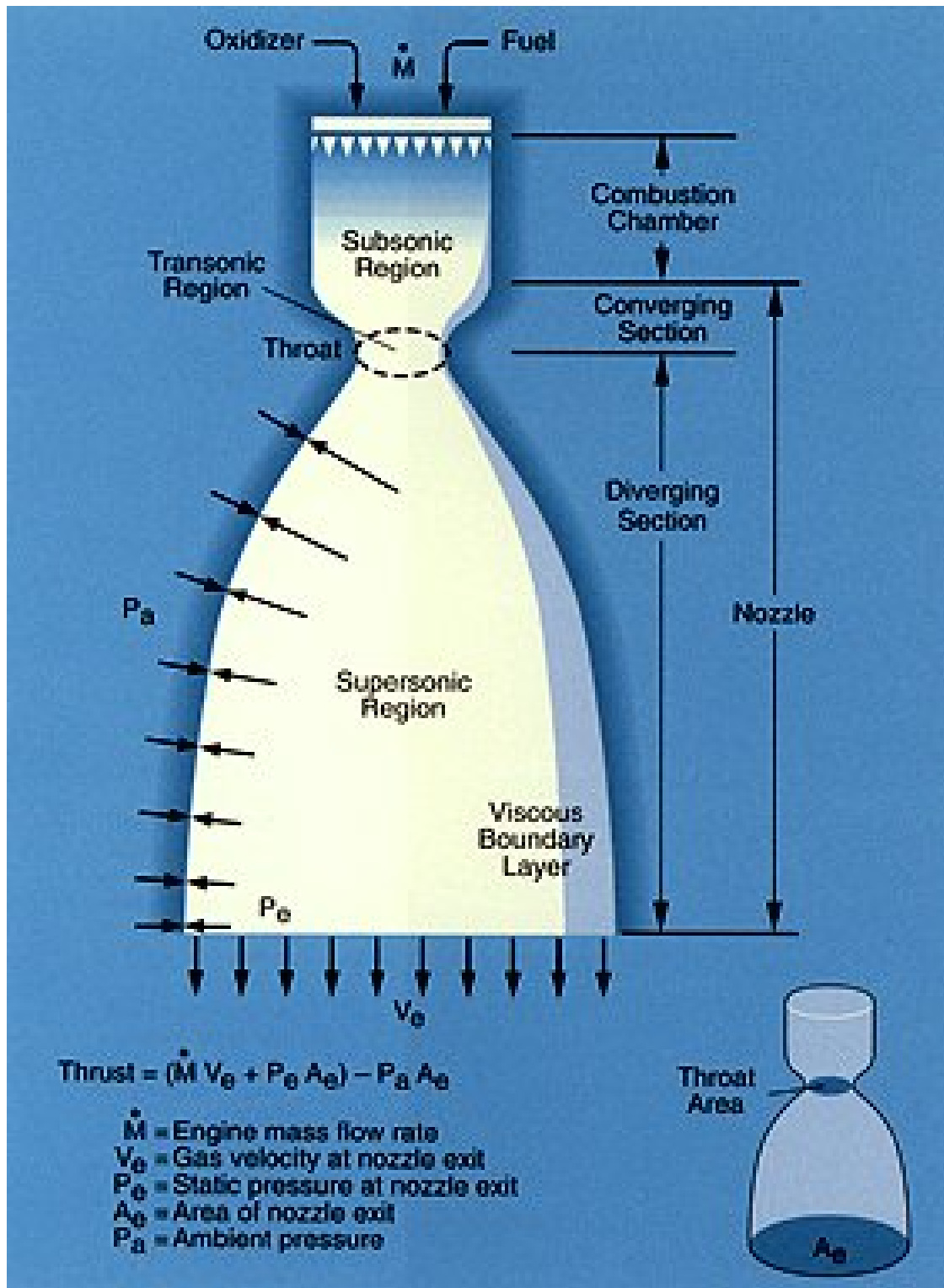


Figura 2.1: Ugello schematizzato

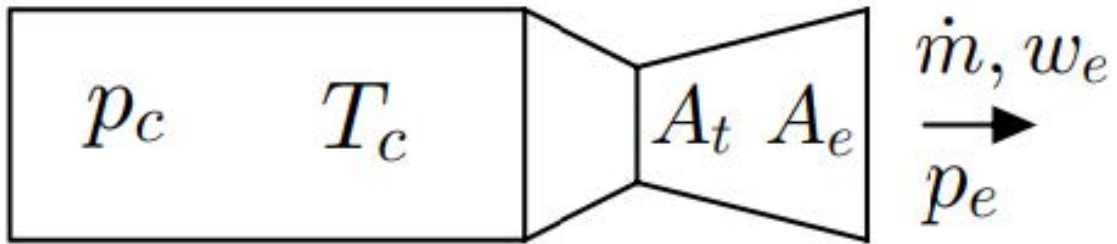


Figura 2.2: Ugello schematizzato

L'ugello è composto da due sezioni principali: nella prima sezione convergente il flusso subsonico ($M < 1$) viene accelerato fino alla gola, dove diventa sonico ($M = 1$). Successivamente, nella sezione divergente, l'area cresce e il flusso viene ulteriormente accelerato fino a raggiungere velocità supersoniche ($M > 1$), necessaria per ottenere una spinta significativa.

Pertanto, definire un profilo ottimale per la sezione divergente risulta essenziale al fine di determinare un adeguato rapporto d'espansione ε , definito come il rapporto tra l'area d'uscita A_e e l'area di gola A_t , e di conseguenza la velocità d'uscita dei gas, fondamentale per la sua influenza sulle prestazioni complessive del motore a razzo.

2.1 Prestazioni di un endoreattore

L'analisi delle prestazioni di un endoreattore parte dalla definizione di un *endoreattore ideale*, un modello teorico semplificato che consente di ricavare espressioni analitiche significative per il progetto e la valutazione di un sistema propulsivo. Tale modello si basa sull'assunzione delle seguenti ipotesi:

- il flusso è stazionario;
- il flusso è un gas perfetto;
- l'espansione è isentropica;
- il flusso è uniforme ed unidimensionale all'uscita, quindi la velocità è solo assiale;
- equilibrio chimico in camera di combustione e modello di espansione di tipo "frozen".

Dalla definizione di spinta si ricava un primo parametro di prestazione, ossia la velocità efficace di scarico c , definita come il rapporto tra la spinta effettiva e la

portata di propellente consumato:

$$c = \frac{T}{\dot{m}}$$

Inoltre, moltiplicando numeratore e denominatore per il prodotto tra pressione in camera ed area di gola si esplicitano altri due parametri che ricoprono un ruolo importante nella definizione delle prestazioni di un endoreattore, ossia la velocità caratteristica c^* ed il coefficiente di spinta C_F , come segue:

$$c = \frac{T}{\dot{m}} = \frac{P_c A_t}{\dot{m}} \cdot \frac{T}{P_c A_t} = c^* \cdot C_F$$

In particolare, si analizza il coefficiente di spinta: esso dipende dal rapporto di espansione ϵ , dal parametro γ e dal rapporto delle pressioni di camera e pressione ambiente NPR (*Nozzle Pressure Ratio*).

Dal modello di endoreattore ideale l'espressione del coefficiente di spinta è la seguente:

$$C_F(\epsilon, \gamma, \frac{P_c}{P_a}) = \Gamma \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1} \left[1 - \left(\frac{P_e}{P_c} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right]} + \epsilon \left(\frac{P_e}{P_c} - \frac{P_a}{P_c} \right) = C_{FVAC} - \epsilon \left(\frac{P_a}{P_c} \right)$$

in cui Γ è una funzione di γ e di C_{FVAC} .

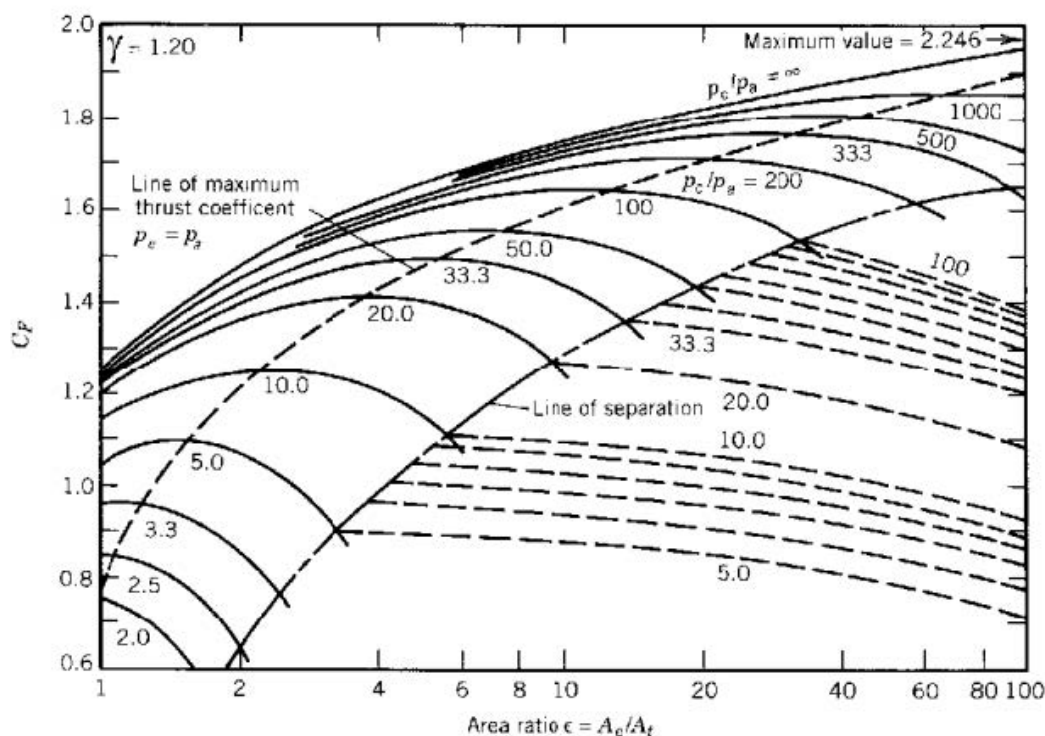


Figura 2.3: Coefficiente di spinta al variare di NPR

La figura precedente mette in relazione il $C_F(\epsilon)$ al variare di NPR: si osserva che ogni curva del coefficiente di spinta ha un massimo in corrispondenza del rapporto d'espansione tale che il getto esca in condizioni adattate con l'ambiente esterno. Si nota inoltre come, fissato ϵ , C_F aumenti con NPR, ossia all'aumentare della pressione di camera oppure della quota: tale incremento è ancora più significativo per ϵ crescenti.

Di conseguenza, si pone particolare attenzione alla scelta del rapporto d'espansione dell'ugello per ottenere le migliori condizioni operative: si potrebbe infatti pensare che scegliere un ϵ elevato porti ad avere delle prestazioni ottimali ad alta quota e ad un ottimo valore di C_F . Tuttavia, aumentare eccessivamente il rapporto d'espansione porterebbe all'insorgere del fenomeno della separazione del flusso a causa delle condizioni di forte sovraespansione, e quindi alla nascita di picchi di carico laterale potenzialmente capaci di generare gravi danni strutturali.

La scelta del rapporto d'espansione rappresenta, quindi, una prima ed importante decisione nella definizione delle prestazioni dell'endoreattore.

Infine, si definisce l'impulso specifico I_s [s], che nel caso di endoreattore ideale, cioè

assumendo $c \approx \text{cost}$, viene definito da:

$$I_s = \frac{c}{g_0} = \frac{c^* \cdot C_F}{g_0}$$

mentre nel vuoto:

$$I_{sVAC} = \frac{c^* \cdot C_{FVAC}}{g_0}$$

Si pone ora l'attenzione sull'impulso specifico: per massimizzare I_{sVAC} si dovrebbe fissare c più alto possibile ma ciò porterebbe ad avere la separazione del getto in condizioni di regime.

Quindi, al fine di ottimizzare le prestazioni di un endoreattore, è necessario trovare un compromesso nella scelta del valore del rapporto d'espansione, cercando di arrivare ad un valore più alto possibile senza oltrepassare la soglia critica di separazione.

2.2 Categorie di ugello

Nel seguente paragrafo vengono illustrate le caratteristiche delle principali specie di ugello: gli ugelli troncati ideali (TIC) e gli ugelli parabolici ottimizzati per la spinta (TOP). Nel caso di un flusso bidimensionale, supersonico, stazionario e omoentropico, è possibile impiegare il metodo delle linee caratteristiche (MOC) per progettare la sezione divergente di un ugello in modo da evitare l'intersezione delle linee caratteristiche. Questo accorgimento consente di prevenire la formazione di onde d'urto interne, le quali comporterebbero una perdita di pressione totale. Attraverso tale tecnica, è inoltre possibile ottenere un getto in uscita uniforme e parallelo all'asse dell'ugello, minimizzando le perdite legate alla divergenza del flusso.

L'ugello che ne deriva è definito "ugello ideale" ed ha come unico parametro di progetto il Mach di design che fissa il valore di Θ_N che definisce la lunghezza della regione d'espansione iniziale.

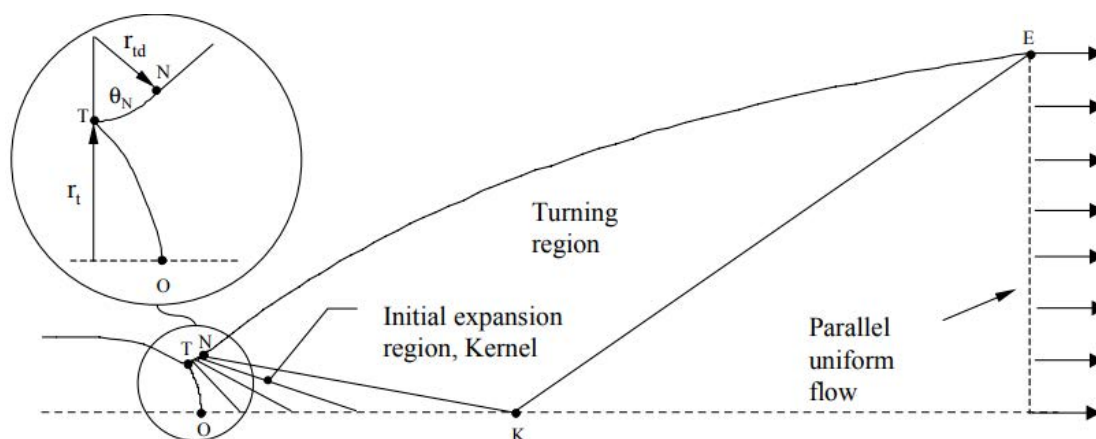


Figura 2.4: Profilo ugello ideale tramite metodo delle linee caratteristiche

Il punto K, mostrato nella Figura 2.4, indica la posizione sull'asse in cui è raggiunto il Mach di design. Questa soluzione è tipicamente adottata per gallerie del vento supersoniche, dove la lunghezza dell'ugello non è un problema.

Tuttavia, l'ugello ideale non viene adottato nell'ambito dei lanciatori a causa della sua eccessiva lunghezza, con profili curvi che si estendono ben oltre i limiti pratici imposti da peso, ingombro e fabbricazione. Inoltre, il contributo alla spinta dato dall'ultimo tratto dell'ugello ideale risulta trascurabile.

Di conseguenza, si ricerca la geometria di un ugello privo di urti interni. La soluzione potrebbe essere rappresentata dall'ugello troncato ideale TIC (Thrust Optimized Contour Nozzle). Nel TIC, oltre al Mach di design, esiste un secondo parametro di progetto, ossia la lunghezza del divergente l_{div} che indica dove troncare l'ugello ideale.

Tuttavia, negli ugelli TIC lo strato limite si separa dalla parete e procede come getto libero senza riattaccarsi, e inoltre il flusso d'uscita non è allineato assialmente. Questa dinamica prende il nome di *Free Shock Separation (FSS)*, e verrà maggiormente analizzata nel Capitolo 3. In aggiunta, pur scegliendo angoli ridotti per diminuire le perdite per divergenza, si ottiene comunque un ugello lungo e pesante, con una notevole superficie laterale che richiede raffreddamento. Pertanto, si scelgono angoli tra i 12 ed i 18 gradi come compromesso.

Sono state poi proposte molte soluzioni: negli anni '60, Rao propose una soluzione al fine di massimizzare la spinta, ossia l'ugello TOC (Thrust Optimized Contour), caratterizzato da un grande angolo di divergenza dopo la gola, evitando la separazione grazie al notevole gradiente di pressione favorevole. L'angolo di divergenza è poi ridotto verso l'uscita, al fine di rendere l'ugello parallelo all'asse nella sezione di uscita, così da compensare i disallineamenti. La soluzione del problema d'ottimizzazione di Rao è principalmente determinata dalla lunghezza d'ugello e dall' ϵ scelto. In particolare, la lunghezza è espressa come percentuale L_f

della lunghezza di un ugello conico ($\theta = 15^\circ$) con lo stesso rapporto d'espansione. Tuttavia, il progetto dell'ugello TOC era molto complesso da un punto di vista industriale: Rao notò quindi che l'ugello poteva essere accuratamente approssimato da una parabola, definita dall'angolo iniziale θ_i , dall'angolo d'uscita θ_e , e naturalmente dalla lunghezza del divergente e dal rapporto d'espansione. Fissando il punto d'uscita, la parabola di questa categoria di ugelli definiti TOP (Thrust Optimized Parabolic Nozzle) viene individuata tramite uno studio iterativo sui due angoli di progetto, trovando una combinazione che ottimizzi la spinta.

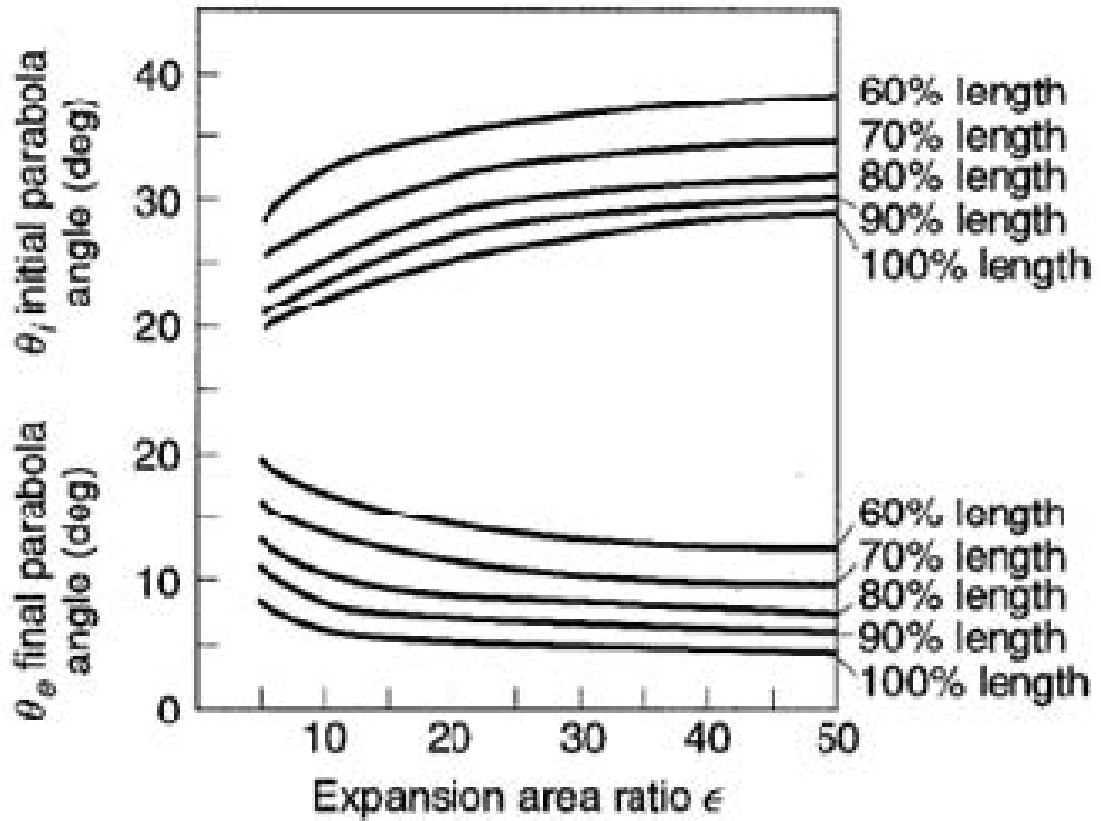


Figura 2.5: Ottimizzazione dei valori degli angoli

Oltre alla configurazione di separazione di tipo FSS, qualora all'interno dell'ugello si generi un'onda d'urto, può manifestarsi — per un determinato intervallo di NPR — una seconda modalità detta *Restricted Shock Separation (RSS)*. Questa è contraddistinta dalla presenza di un sistema di onde d'urto, noto come *cap shock pattern*, e in particolare dal riattacco dello strato limite alla parete a valle del punto di separazione originario, con conseguente formazione di una bolla di ricircolo chiusa [1].

Capitolo 3

Separazione del flusso

Come menzionato nei capitoli precedenti, negli ugelli che operano a livello del mare, specialmente nelle condizioni di start-up come accade agli ugelli di primo stadio, si verifica la separazione dello strato limite a causa di un gradiente di pressione avverso sufficientemente intenso.

In questo capitolo verranno analizzate le due configurazioni di separazione che si verificano per le categorie di ugello che presentano urti interni, ossia la *Free Shock Separation (FSS)* e la *Restricted Shock Separation (RSS)*. Inoltre, per i numeri di Reynolds tipici degli endoreattori, il manifestarsi di uno dei due regimi di separazione dipende soltanto dal rapporto di pressione di camera con la pressione ambiente, precedentemente citato e denominato *Nozzle Pressure Ratio (NPR)*.

3.1 Introduzione alla separazione del flusso

Nel 1904, Ludwig Prandtl introdusse il concetto di strato limite, evidenziando che un flusso a contatto con una superficie solida può essere suddiviso in due regioni distinte. La prima, a ridosso della parete, è una sottile zona in cui gli effetti viscosi non possono essere trascurati e dominano il comportamento del fluido. La seconda è una regione esterna, in cui l'azione della viscosità è trascurabile e il flusso può essere trattato come inviscido.

All'interno dello strato limite, il fluido subisce un rallentamento progressivo fino ad annullare la velocità al contatto con la parete, secondo la condizione di aderenza (no-slip). Al contrario, il flusso potenziale esterno agisce per accelerare il fluido lungo la direzione del moto. Poiché lo spessore dello strato limite è generalmente ridotto, si può assumere che la pressione statica non vari significativamente lungo la direzione normale alla parete: essa è determinata essenzialmente dal flusso esterno. La separazione dello strato limite si verifica quando il gradiente di pressione lungo la direzione del flusso diventa positivo, ovvero si instaura un gradiente di

pressione avverso. In tale condizione, l'energia cinetica delle particelle fluide viene parzialmente convertita in energia di pressione. Tuttavia, nello strato limite, dove la velocità del fluido è inferiore rispetto alla regione esterna, questa energia è spesso insufficiente a contrastare l'aumento di pressione. Il risultato è un rallentamento crescente del flusso, che può portare fino all'inversione della direzione del moto e alla conseguente separazione del flusso dalla parete, accompagnata dalla formazione di zone di ricircolo.

Affinché si verifichi la separazione, è quindi necessaria la combinazione di attrito viscoso (che rende presente lo strato limite) e di un gradiente di pressione positivo sufficientemente intenso. In alcuni casi, i meccanismi di trasferimento di quantità di moto perpendicolari alla parete possono fornire energia aggiuntiva agli strati più lenti del fluido, aiutandoli a resistere alla separazione. Questo spiega perché uno strato limite turbolento, caratterizzato da un più efficiente rimescolamento dell'energia, tende a separarsi più lontano rispetto a uno laminare.

Dal punto di vista analitico, la condizione necessaria alla separazione di uno strato limite bidimensionale si manifesta quando lo sforzo tangenziale alla parete si annulla:

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

dove:

- μ è la viscosità dinamica del fluido;
- $\frac{\partial u}{\partial y}$ è il gradiente della velocità longitudinale nella direzione normale alla parete.

Da un punto di vista analitico, partendo dalla forma non conservativa del bilancio della quantità di moto lungo la direzione x parallela alla parete, considerando un punto a parete ed imponendo la condizione no slip ($u=v=w=0$), si ricava che nel punto di separazione si avrà:

$$x = x_{\text{sep}} : \begin{cases} \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} > 0 & (\text{da } \tau_w = 0) \\ \frac{\partial p_w}{\partial x} > 0 & (\text{dal gradiente di pressione avverso}) \end{cases}$$

3.1.1 Modello di Chapman

Il modello teorico noto come interazione libera di Chapman, citato in [2], rappresenta un importante riferimento analitico per lo studio delle interazioni tra lo strato limite e le onde d'urto nei flussi supersonici soggetti a separazione.

Un aspetto fondamentale di questo approccio è che le caratteristiche principali dell'interazione risultano largamente indipendenti dalla causa fisica che genera la separazione. Ciò significa che, dal punto di vista del comportamento del flusso,

non è determinante se la separazione sia indotta da un ostacolo geometrico (come un gradino o una rampa) oppure da un'onda d'urto incidente.

Per chiarire il concetto, si consideri ad esempio un flusso supersonico che impatta su una superficie inclinata con angolo α , come mostrato dalla figura seguente. Questo scenario rappresenta una configurazione tipica in cui il flusso è costretto a deviare, generando un'onda d'urto obliqua e un'interazione complessa con lo strato limite, potenzialmente portando alla separazione del flusso dalla superficie.

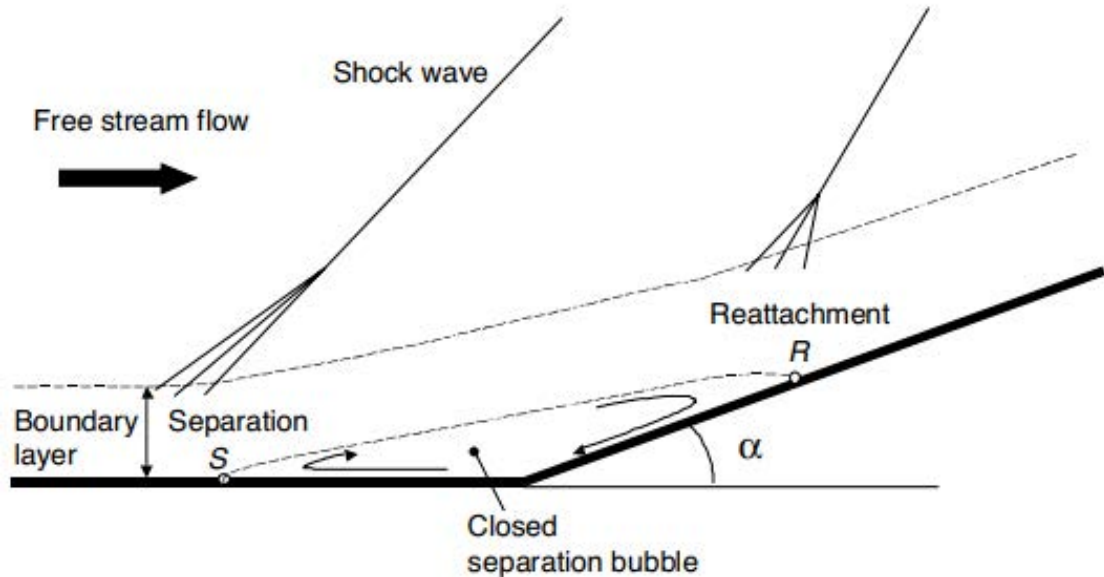


Figura 3.1: Interazione strato limite-urto per flusso su rampa

Nella realtà si dimostra che il profilo di pressione a parete che caratterizza questo caso è comune ad altri casi d'interazione strato limite-urto presenti in letteratura (come osservabile in [2]). Il tipico profilo di pressione è mostrato nella figura seguente:

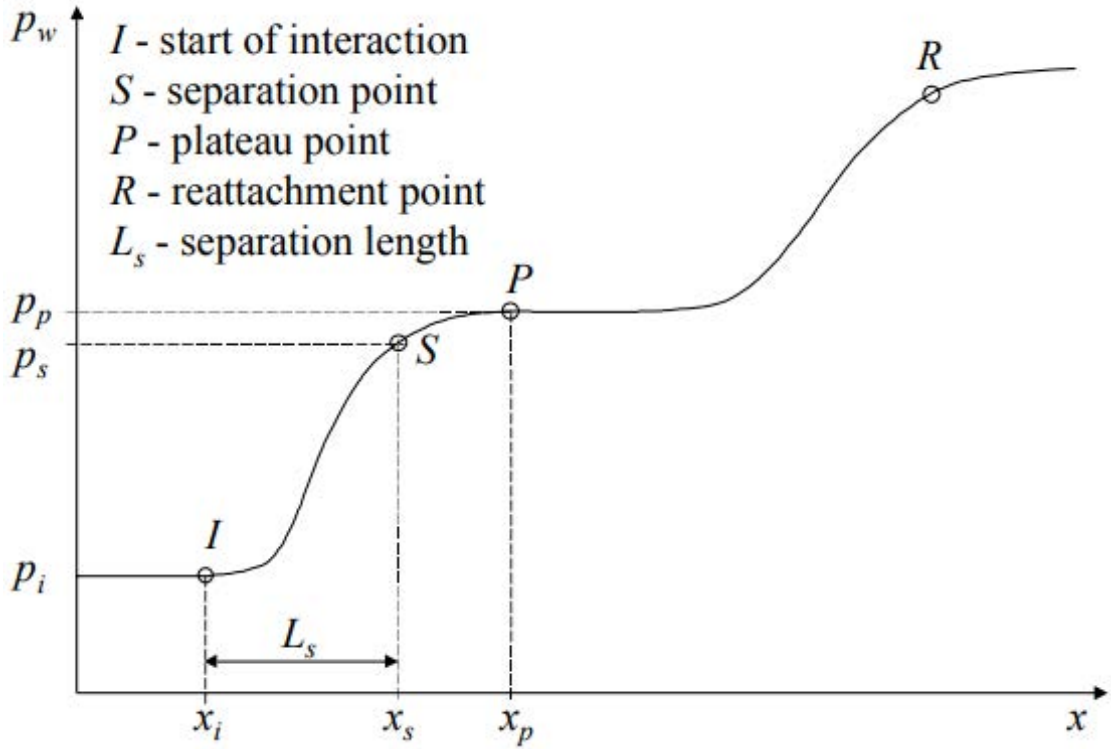


Figura 3.2: Profilo di pressione a parete in caso di flussi supersonici

All'inizio dell'interazione tra lo strato limite e l'onda d'urto, in corrispondenza del punto indicato con I , si registra un repentino incremento della pressione sulla parete. Nel punto successivo, denotato con S e distante L_s da I , il flusso si separa dalla superficie.

Oltre il punto di separazione, la pressione lungo la parete mostra un aumento graduale, fino a stabilizzarsi in una regione quasi piatta, il cosiddetto plateau di pressione. Il valore assunto in questa zona, indicato con p_p , rappresenta la pressione interna alla bolla di ricircolo chiusa che si sviluppa a valle della separazione. La lunghezza di questa regione riflette direttamente l'estensione della bolla stessa. In prossimità del punto di riattacco R , si osserva infine un ulteriore incremento di pressione, legato al ristabilirsi del contatto tra il flusso e la superficie.

È stato dimostrato che questo andamento della distribuzione di pressione, e la struttura complessiva dell'interazione, non dipendono in modo significativo dalla geometria locale (come, ad esempio, una rampa o una cavità), il che ha consentito l'elaborazione di un modello analitico generale basato sul concetto di interazione libera di Chapman.

In tale modello, l'interazione viene descritta assumendo un flusso supersonico piano, uniforme e adiabatico, su cui si innesta un'onda d'urto che interagisce con lo strato

limite. Le proprietà del flusso indisturbato a monte sono definite dal numero di Mach M_i e dalla pressione statica p_i . Le caratteristiche dello strato limite vengono invece descritte attraverso il coefficiente d'attrito C_{f_i} e lo spessore di spostamento δ^* , mentre l'angolo di deflessione θ quantifica la deviazione del flusso rispetto alla direzione della corrente principale.

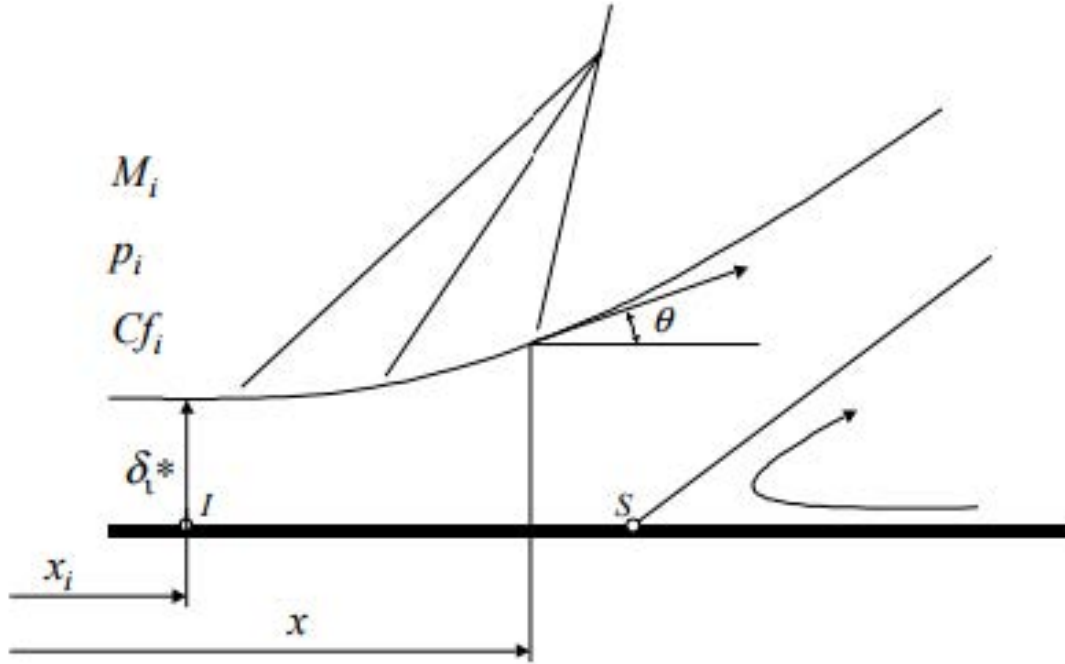


Figura 3.3: Modello d'interazione libera di Chapman

Chapman assume due ipotesi base:

1. strato limite che rispetta il principio di similarità;
2. deviazione del flusso esterno inviscido definito dall'evoluzione dello spessore di spostamento dello strato limite:

$$\frac{d\delta^*}{dx} = \theta - \theta_i$$

Dalle due ipotesi precedenti, e dopo una serie di passaggi matematici, si ricava sperimentalmente la funzione $F(s)$ che segue, indipendentemente dai numeri di Mach e di Reynolds.

$$F(s) = \frac{p - p_i}{q_i} \cdot \sqrt{\frac{M_i^2 - 1}{2C_{f_i}}} \quad (3.1)$$

Nell'equazione 3.1 è riportata la correlazione sperimentale di Erdos e Pallone [2], dalla quale nel 1962 si ricavò un criterio di separazione attraverso il quale è possibile determinare la pressione di parete p_s nel punto di separazione S e la pressione p_p nella regione di ricircolo associata al tratto di plateau, una volta noto il valore di pressione incipiente p_i :

$$\frac{p_s}{p_i} = 1 + 4.22\gamma M_i^2 \sqrt{\frac{C_{fi}}{2\sqrt{M_i^2} - 1}} \quad (3.2)$$

$$\frac{p_p}{p_i} = 1 + 6.0\gamma M_i^2 \sqrt{\frac{C_{fi}}{2\sqrt{M_i^2} - 1}} \quad (3.3)$$

I rapporti descritti dalle equazioni (3.2) e (3.3) crescono all'aumentare di M_i e diminuiscono al diminuire di C_{fi} .

Concludendo, esse riproducono fedelmente i risultati sperimentali per $Re_{\delta_i} < 10^5$ e $M_i < 5$. Al di fuori dell'intervallo delimitato da queste due condizioni è necessario adottare teorie e correlazioni alternative.

3.2 Regimi di separazione

Verrà analizzata adesso la fenomenologia della separazione del flusso per flussi sovraespansi ($p_{e,vac} < p_a$) all'interno di ugelli che presentano urti interni.

Come detto in precedenza, la presenza di un gradiente di pressione avverso porta alla separazione dello strato limite del flusso supersonico che evolve lungo le pareti dell'ugello. In particolare, quando il flusso è molto sovraespanso possono verificarsi due regimi di separazione caratteristici, che vengono analizzati nei paragrafi successivi.

3.2.1 Regime di separazione FSS

Come spesso accade nei casi di ugelli operanti a livello del mare nelle prime fasi, la differenza tra la pressione di camera e la pressione ambiente risulta minima; pertanto il flusso separa all'interno dell'ugello secondo il modello del *Free Shock Separation FSS*. Questo modello prevede che il flusso separi completamente dalla parete al raggiungimento di un certo rapporto di pressione NPR, senza mai riattaccarsi a valle. Nella figura seguente viene mostrata la tipica configurazione interna che si verifica per questo regime di separazione:

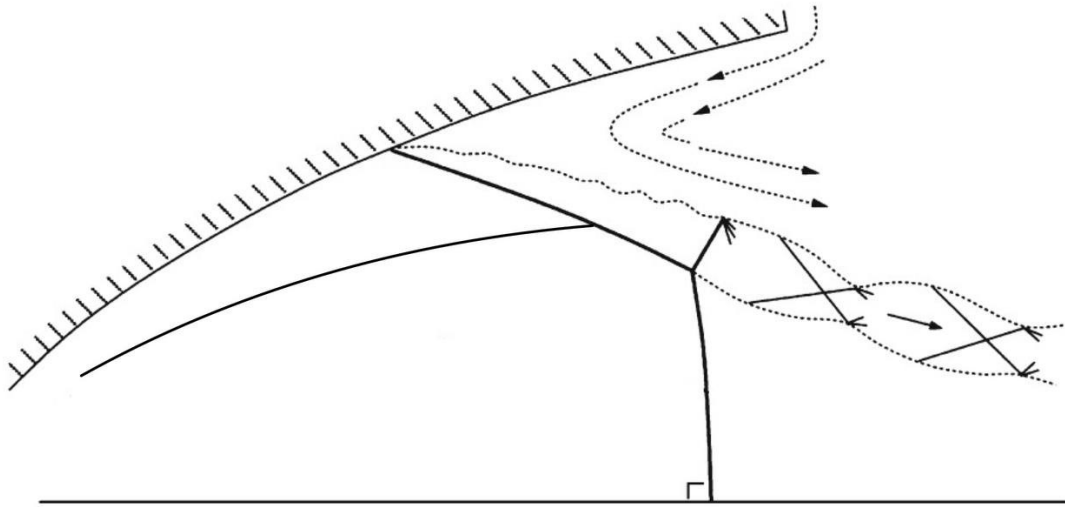


Figura 3.4: Configurazione interna FSS

La separazione del flusso [3] comporta la formazione di una regione di ricircolo, accompagnata dalla comparsa di un'onda d'urto obliqua in prossimità della parete dell'ugello (i_2). Quest'onda d'urto si riflette sull'asse del condotto, dando luogo a una riflessione di Mach. Il punto di interazione tra l'urto obliquo incidente e il disco di Mach (MD) genera un'onda riflessa, e la zona in cui queste tre strutture si incontrano è nota come punto triplo (TP). A valle della separazione, il getto evolve come flusso supersonico libero (SJ), tendendo a deviare verso l'asse, mentre il fluido esterno viene risucchiato all'interno dell'ugello, contribuendo all'alimentazione della zona di ricircolo. Si può notare la presenza di strati di taglio (shear layers) che racchiudono il getto supersonico. La Figura 3.4 mostra inoltre l'onda d'urto interna (i_1), tipica delle configurazioni di ugelli TIC, TOC e TOP. Di seguito viene mostrato il tipico andamento della pressione a parete p_w che caratterizza il regime di separazione FSS:

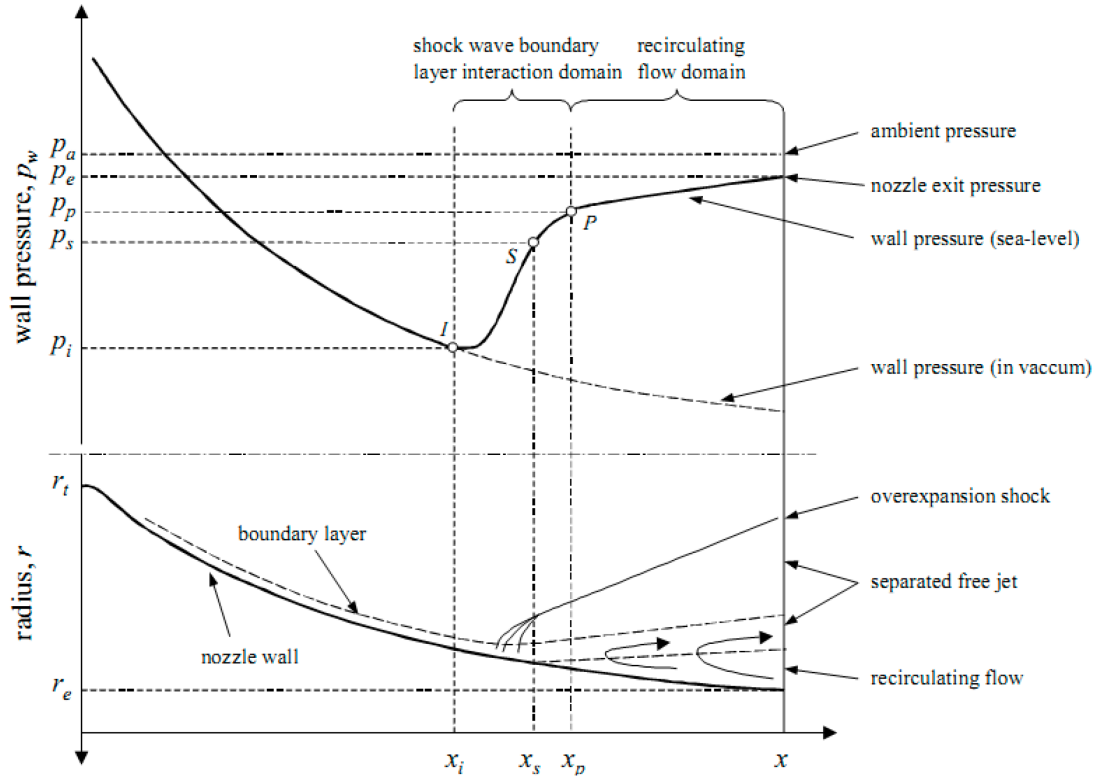


Figura 3.5: Andamento della pressione a parete per FSS

Si osserva che, a partire dal punto d'incipiente separazione associato alla pressione p_i si ha un ripido aumento di pressione fino al valore di plateau p_p . Inoltre, come spiegato in [2], la posizione del punto effettivo di separazione x_s , da cui scaturisce l'urto obliquo, oscilla a metà tra la posizione del punto d'incipiente separazione x_i e quella del punto di plateau x_p . Successivamente, si osserva un secondo e graduale aumento di pressione dalla p_p fino alla pressione p_e in uscita. Quindi, ricapitolando, l'aumento di pressione che si osserva in tutto il grafico può essere così diviso: il primo tratto è da attribuirsi all'oscillazione del fronte d'urto di separazione tra x_i e x_p , mentre il secondo è causato dal flusso esterno, il quale provoca un aumento di pressione nella zona di ricircolo.

3.2.2 Metodi per prevedere la posizione del punto di separazione

Un primo metodo intuitivo che può essere utilizzato per prevedere la posizione del punto di separazione del flusso consiste tipicamente nell'analizzare il profilo di espansione nel vuoto dell'ugello considerato e leggere la posizione x_i della pressione

d'incipiente separazione p_i . Da un punto di vista analitico, si calcola il rapporto di pressione p_i/p_a e si ricava il numeratore moltiplicando per la pressione ambiente. Si citano due criteri di separazione maggiormente utilizzati per prevedere la posizione del punto di separazione del flusso in regime FSS:

- Criterio di Summerfield: $p_i/p_a \approx 0,4$;
- Criterio di Schmucker: $\frac{p_i}{p_a} = (1,88 \cdot M_i - 1)^{-0,64}$

3.2.3 Regime di separazione RSS

Durante lo sviluppo del motore J-2S della NASA [4], negli anni '70, furono osservate delle instabilità di separazione del flusso nei test a terra che non rientravano nei modelli noti all'epoca. Queste osservazioni portarono all'identificazione di un nuovo regime di separazione, successivamente definito come *Restricted Shock Separation (RSS)*. Tale regime si verifica solo in condizioni estremamente sovraespansive e a specifici rapporti di pressione NPR.

In questo fenomeno, il flusso separato riattacca la parete dell'ugello, causando un comportamento irregolare della pressione a valle del punto di separazione, che può raggiungere valori superiori alla pressione ambiente. Nella figura seguente è mostrata la tipica configurazione della separazione RSS:

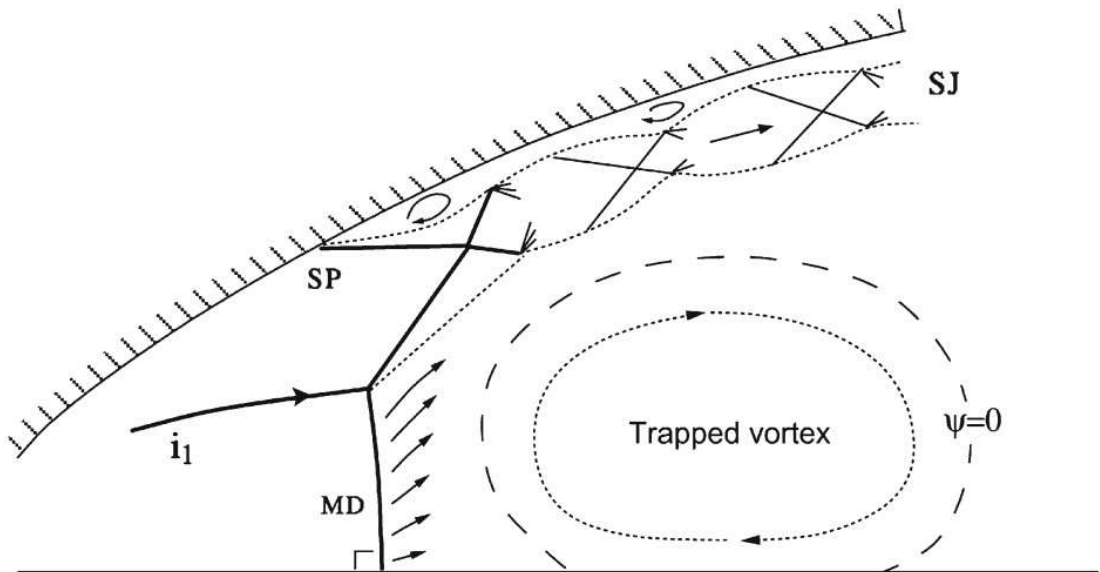


Figura 3.6: Configurazione interna RSS

La configurazione caratteristica degli urti in questo regime è comunemente denominata *cap shock pattern*. Essa è contraddistinta dalla presenza di un punto

triplo [3], in cui convergono l'urto interno (i_1), il disco di Mach (MD) e l'urto riflesso generato dall'interazione tra questi. Quest'ultimo, a sua volta, interagisce con l'urto obliquo di separazione, dando origine a una struttura più complessa nota come punto quadruplo, da cui si dirama una coppia di urti riflessi. Inoltre, si nota la presenza di un flusso supersonico SJ che interagisce con lo strato limite, provocandone il riattacco in diversi punti della parete del ugello. Infine, oltre a delle bolle di ricircolo, si osserva un vortice a valle del disco di Mach MD, a causa di un gradiente di pressione avverso. Di seguito viene invece riportato l'andamento della pressione di parete p_w nel caso RSS, da confrontare con la 3.5.

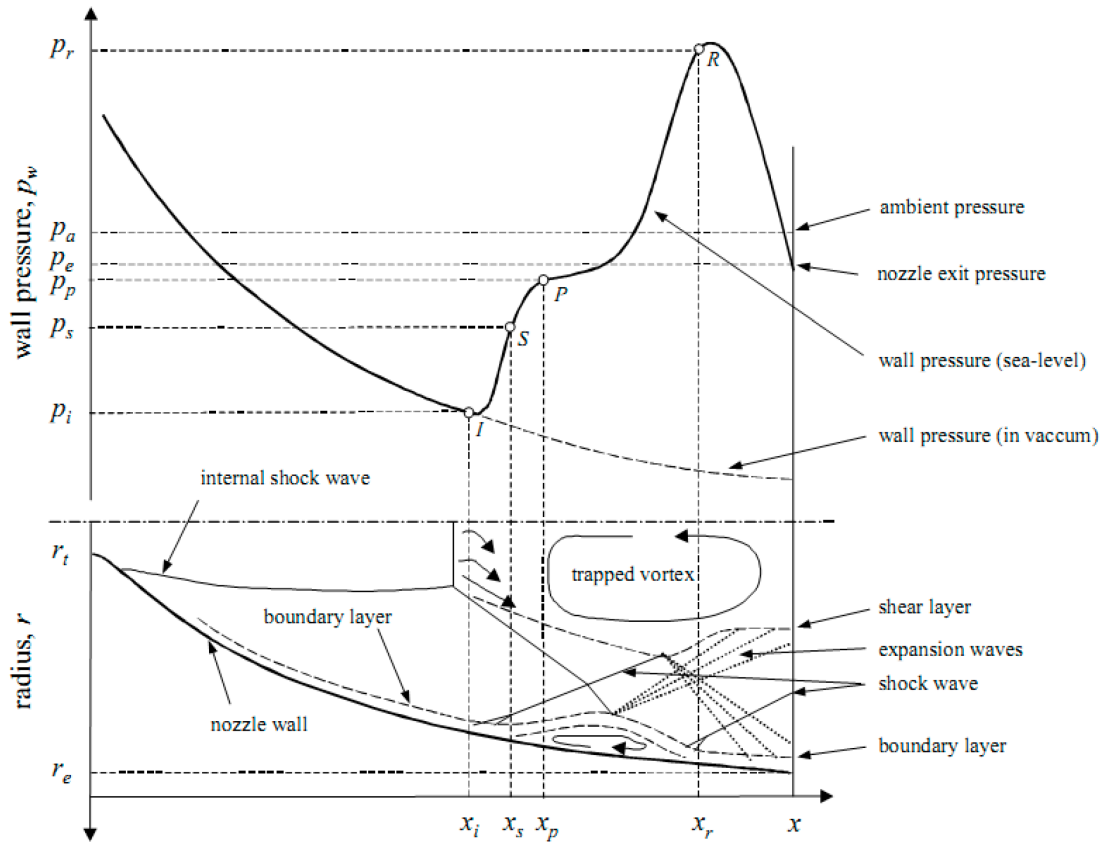


Figura 3.7: Andamento della pressione a parete per RSS

Come detto in precedenza, si osserva subito che la pressione raggiunge valori superiori rispetto alla pressione ambiente; ciò succede nei punti di riattacco dello strato limite. A valle di tali punti ci saranno delle oscillazioni di pressione, causate da un sistema di fasci d'espansione ed urti obliqui che adattano il getto supersonico alle condizioni dell'ambiente esterno.

3.2.4 Transizione FSS→RSS

Nel seguente paragrafo verrà descritta la transizione [3] che si verifica tra i due regimi di separazione, da FSS a RSS, fissato un certo valore del rapporto NPR.

Nelle fasi iniziali dello start-up, il flusso presenta un regime di separazione di tipo FSS, caratterizzato dall'interazione tra l'urto interno e l'urto obliquo di separazione, i quali si incontrano in una posizione posta a monte del punto triplo. Da tale interazione ha origine un urto di coalescenza, che va a intersecare il disco di Mach proprio in corrispondenza del punto triplo, generando un urto riflesso. Con l'incremento graduale del rapporto di pressione ugello/ambiente (NPR), sia il punto di separazione sia il disco di Mach si spostano verso valle. Di conseguenza, il punto d'incontro tra l'urto interno e quello di separazione si avvicina progressivamente al punto triplo, riducendo l'estensione della zona di coalescenza.

Al raggiungimento di un valore critico di NPR, l'urto interno arriva a intersecare direttamente il punto triplo associato alla configurazione FSS. In questo caso, l'urto di coalescenza scompare: l'urto riflesso risulta ora dall'interazione diretta tra l'urto interno, quello obliquo di separazione e il disco di Mach. Il punto triplo si trasforma così in un punto quadruplo, fulcro di una configurazione temporanea che segna l'inizio della transizione verso il regime RSS.

Durante questa transizione, il punto quadruplo si scinde in due punti tripli, collegati da un disco di Mach anulare, ovvero un urto normale secondario. Nel punto triplo superiore convergono l'urto di separazione, il disco di Mach anulare e l'urto riflesso, mentre nel punto triplo inferiore si incontrano l'urto interno, il disco di Mach principale e quello anulare.

Successivamente, l'urto anulare si inclina sotto l'effetto dell'interazione tra l'urto interno e il disco di Mach, assumendo la forma di un urto conico. Questo induce una deflessione del flusso a valle verso la parete dell'ugello, mentre il punto triplo superiore evolve nuovamente in un punto quadruplo, da cui si originano due urti riflessi a seguito dell'interazione con l'urto di separazione. Si giunge infine alla configurazione cap shock pattern.

Nel corso della formazione della configurazione cap shock pattern, si sviluppano numerose strutture vorticosi lungo l'asse dell'ugello, localizzate a valle del disco di Mach. L'incremento della pressione in questa zona genera una forza contraria all'avanzamento del disco di Mach, ostacolandone la traslazione verso valle. Questo effetto determina una progressiva riduzione della distanza assiale tra il punto di separazione e il disco stesso, accompagnata da una fase transitoria.

Durante tale processo, si osserva un accorciamento dell'urto obliquo di separazione e una contemporanea estensione dell'urto conico. Tali dinamiche intensificano la deflessione del getto supersonico verso la parete dell'ugello e favoriscono lo sviluppo delle strutture vorticosi situate a valle del disco di Mach. Queste, con il tempo, tendono a consolidarsi in un singolo vortice dominante, associato a un marcato

gradiente di pressione avverso.

Infine, l'interazione del getto con la parete porta al riattacco locale in alcune regioni, intrappolando al loro interno diverse bolle di ricircolo. In queste condizioni, il sistema raggiunge una configurazione stabile che corrisponde al regime di separazione RSS.

Capitolo 4

Prima analisi: Flusso non viscoso

Il primo studio affrontato nel seguente lavoro di tesi si basa sull'ipotesi di flusso non viscoso, anche detto *inviscido*. Tipico delle correnti caratterizzate da alti numeri di Reynolds, gli effetti della viscosità e della conducibilità termica sono confinati in sottili regioni, risultando perciò trascurabili nella gran parte del dominio. In questo tipo di fluido, pertanto, l'attrito tra le particelle viene trascurato e non ci sono sforzi tangenziali, bensì solo normali alla superficie. Il comportamento dei fluidi inviscidi viene descritto dalle equazioni di Eulero, ossia un sistema di tre equazioni di bilancio rispettivamente di massa, quantità di moto ed energia:

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \\ \frac{\partial(\rho \mathbf{u})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u} + p \mathbf{I}) = 0 \\ \frac{\partial E_{\text{tot}}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u} (E_{\text{tot}} + p)) = 0 \end{cases} \quad (4.1)$$

Nel caso delle simulazioni seguenti si assume il modello di gas ideale (o perfetto), il cui comportamento viene descritto dalle seguente relazione:

$$p = \rho R T \quad (4.2)$$

nella quale la costante $R = \frac{\mathcal{R}}{M}$ è il rapporto tra la costante universale dei gas $\mathcal{R} = 8314 \frac{J}{\text{K Mole}}$ e la massa molare M . Inoltre, l'energia interna e l'entalpia del gas sono descritte dalle relazioni che seguono:

$$e = c_v T \quad (4.3)$$

$$h = c_p T \quad (4.4)$$

$$c_p = \left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_{p=\text{cost}} \quad (4.5)$$

$$c_v = \left(\frac{\partial e}{\partial T} \right)_{v=\text{cost}} \quad (4.6)$$

dove c_p e c_v rappresentano rispettivamente i calori specifici a pressione e volume costante. Nel caso delle simulazioni che seguono, i calori specifici a pressione e volume costante non dipendono linearmente dalla temperatura; pertanto, si può assumere gas non solo ideale ma anche caloricamente perfetto. Si definisce gamma come $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$, per cui si ricava:

$$c_p = \frac{\gamma R}{\gamma - 1} \quad (4.7)$$

$$c_v = \frac{R}{\gamma - 1} \quad (4.8)$$

In questo elaborato si assume un valore di $\gamma = 1.4$. Essendo il gas caloricamente perfetto, si evince la presenza di una legge lineare fra energia interna e temperatura e fra entalpia e temperatura:

$$h = e + \frac{p}{\rho} = (c_v + R) T = c_p T \quad (4.9)$$

Infine, la viscosità del gas viene descritta dalla legge di Sutherland:

$$\mu = \mu_0 \left(\frac{T}{T_0} \right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{T_0 + S}{T + S} \right) \quad (4.10)$$

nella quale:

- T_0 è la temperatura di riferimento;
- μ_0 è la viscosità dinamica alla temperatura di riferimento T_0 ($\mu_0 = 1.72 \times 10^{-5}$);
- S è la costante di Sutherland ($T_0 = 110,56$ K per l'aria).

4.1 Geometria e condizioni al contorno

La geometria e le dimensioni dell'ugello parabolico TOP preso in esame sono mostrate nella figura seguente:



Figura 4.1: Dimensioni del profilo

Vengono indicati con r_i , r_e ed r_t rispettivamente il raggio della sezione d'ingresso dell'ugello, il raggio della sezione d'uscita ed il raggio della sezione di gola. Con L , invece, si indica la distanza tra la sezione d'ingresso del flusso e la sezione d'uscita dell'ugello ($L = 10.43cm$).

Tramite i valori geometrici dalla figura seguente è possibile ricavare il rapporto tra le aree da cui, di conseguenza, i valori del Mach in ingresso ed in uscita:

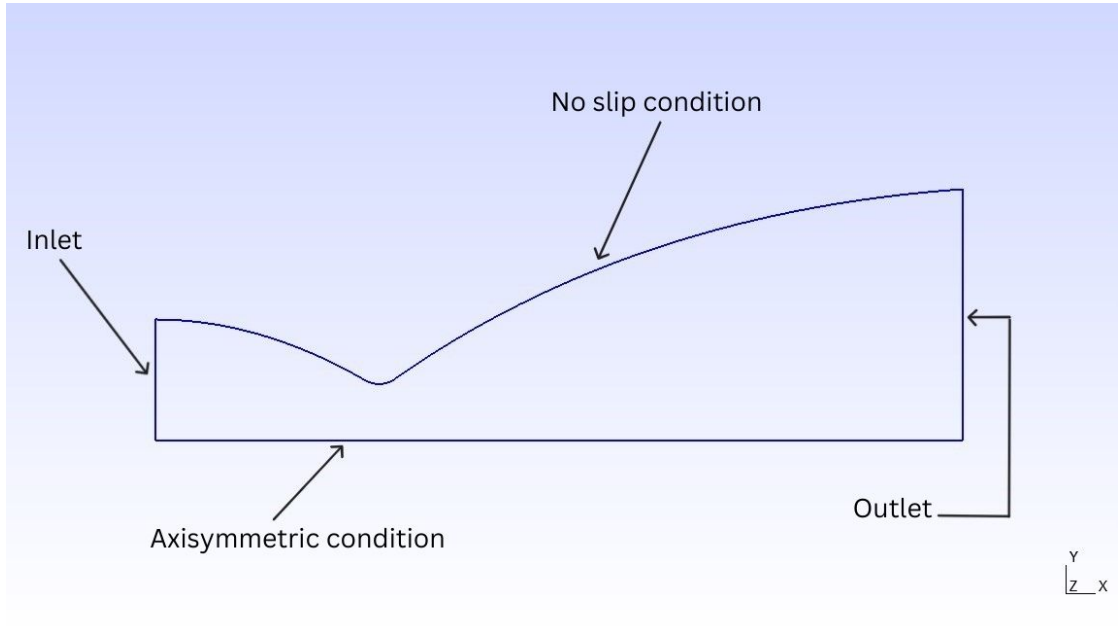
$$\frac{A_i}{A_t} = 4.62 \quad \rightarrow \quad M_i \approx 0.13 \quad (4.11)$$

$$\frac{A_e}{A_t} = 4.73 \quad \rightarrow \quad M_e \approx 3.12 \quad (4.12)$$

I valori del Mach in ingresso ed uscita sono stati ricavati mediante l'utilizzo di un calcolatore che utilizza la legge delle aree per flussi istentropici.

Infine, dal rapporto $NPR=p_i/p_c$ si ricavano i valori della pressione iniziale e di ristagno.

A questo punto, vengono definite le condizioni al contorno del problema, come mostrato nella figura seguente:

**Figura 4.2:** Condizioni al contorno dell'ugello

Per l'inlet, si ha:

$$p_c = \text{NPR} \cdot p_a \quad (4.13)$$

$$\frac{p_i}{p_c} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_i^2\right)^{-\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \quad (4.14)$$

$$T_i = 300 \text{ K} \quad (4.15)$$

Per l'outlet, si ha:

$$\frac{p_e}{p_c} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_e^2\right)^{-\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \quad (4.16)$$

$$T_i = 300 \text{ K} \quad (4.17)$$

Nella simulazione viene imposta l'*Axysimmetric condition* per quanto riguarda l'asse di simmetria dell'ugello, mentre per il dorso del profilo si impone la *No slip condition*, ovvero la condizione di velocità nulla a parete. Tuttavia, come specificato in precedenza, si tratta di una simulazione Euleriana; pertanto, solo la componente normale di velocità a parete sarà nulla.

È stata generata una mesh strutturata per l'intero dominio dell'ugello, ovvero seguendo un pattern geometrico ben definito, con un raffinamento locale nella zona

della gola, dove il raggio è minimo.

Questa scelta è stata effettuata al fine di catturare con maggiore precisione le variazioni più rapide delle grandezze di flusso, tipiche di quest'area critica, migliorando così l'accuratezza della simulazione numerica e di conseguenza la visualizzazione e la comprensione dei risultati.

Nelle seguenti figure viene mostrata la mesh utilizzata per la simulazione inviscida, con uno zoom sulla zona del raggio di gola per visualizzare al meglio l'infillimento impostato al fine di ottenere risultati più precisi in quel punto:

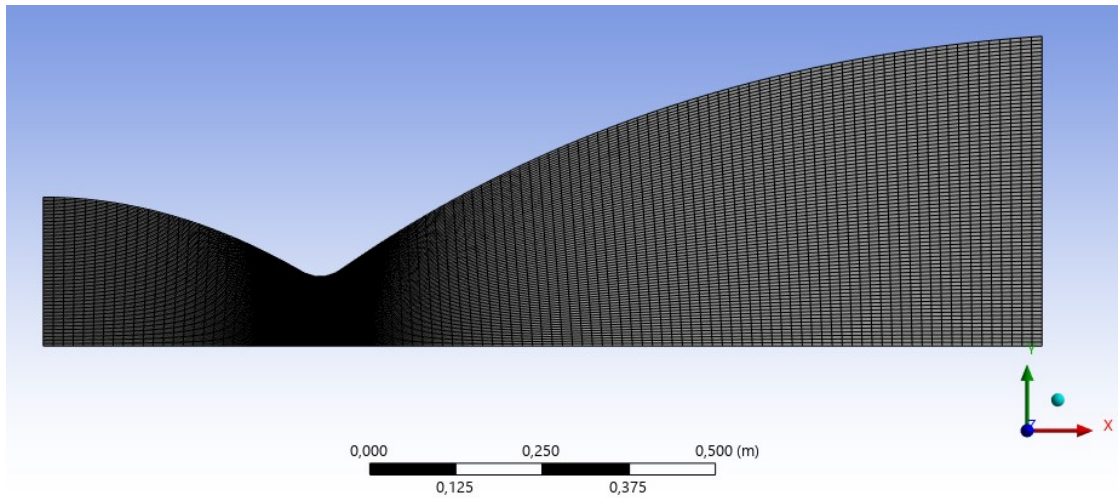


Figura 4.3: Mesh Euleriana dell'ugello

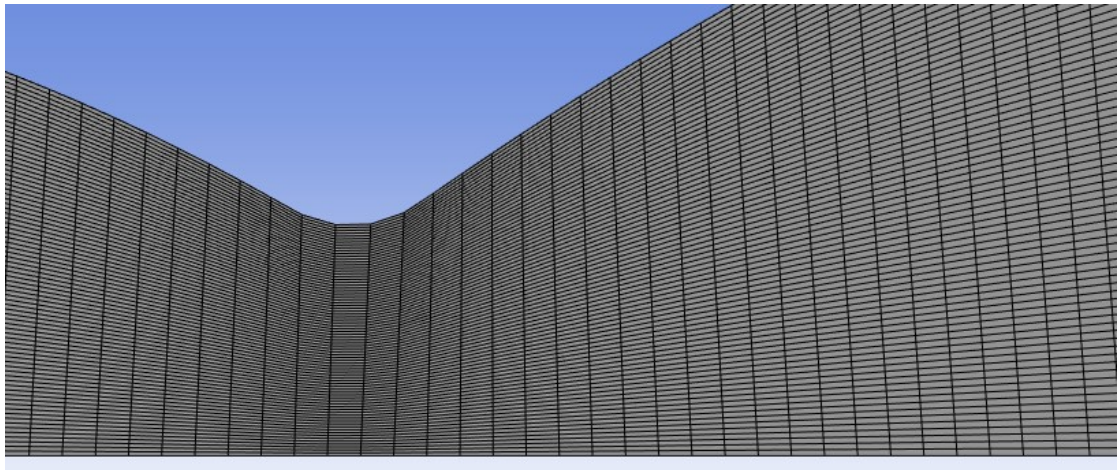


Figura 4.4: Mesh Euleriana dell'ugello, particolare del raggio di gola

4.1.1 NPR = 10

Di seguito vengono riportati i risultati ottenuti dalla simulazione inviscida utilizzando come rapporto di pressione dell'ugello un valore di $NPR = 10$:

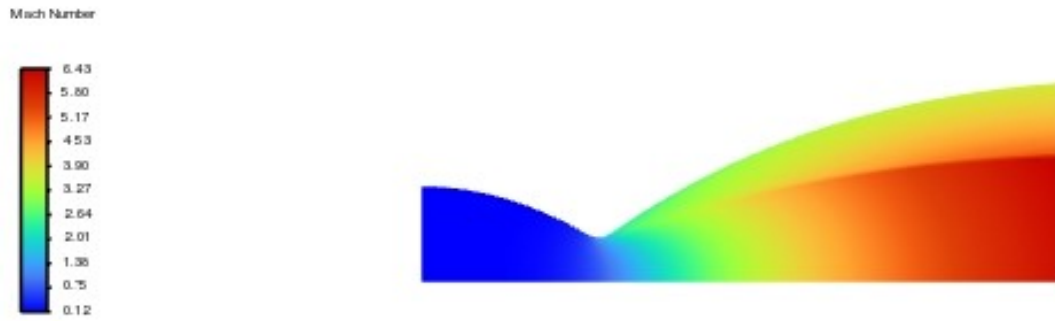


Figura 4.5: Contour del Mach per NPR=10

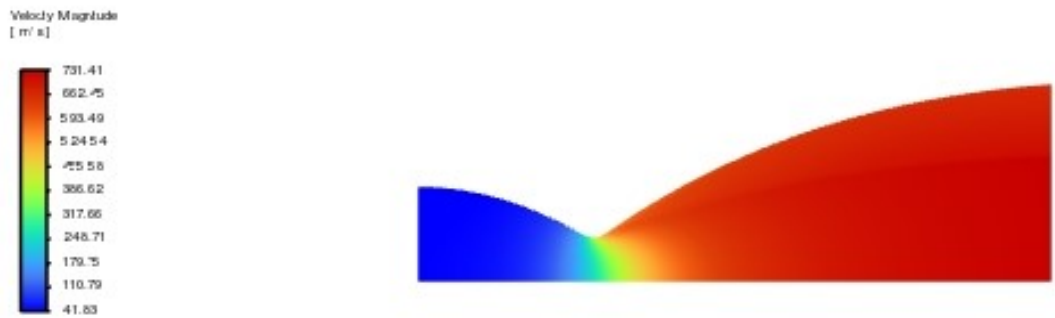


Figura 4.6: Contour del modulo della velocità per NPR=10

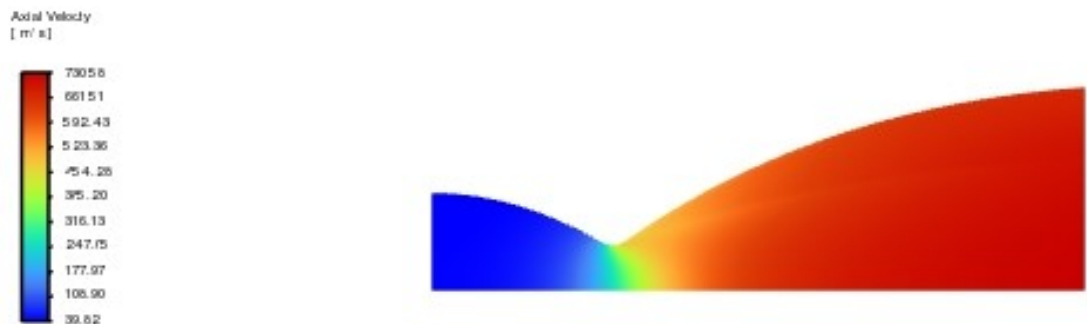


Figura 4.7: Contour della velocità assiale per NPR=10

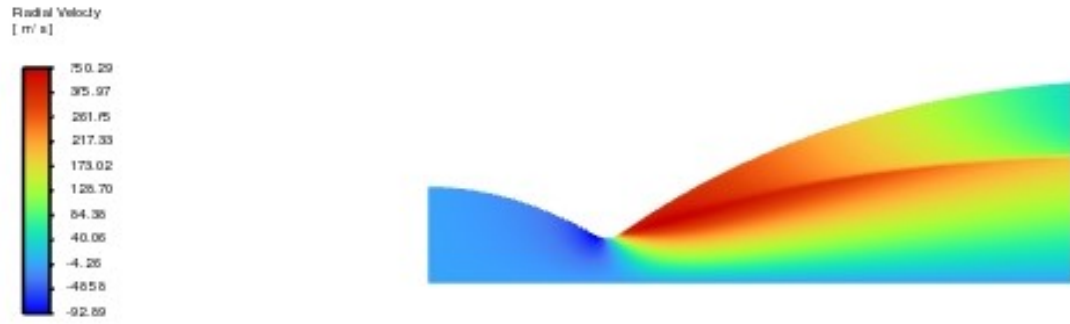


Figura 4.8: Contour della velocità radiale per NPR=10

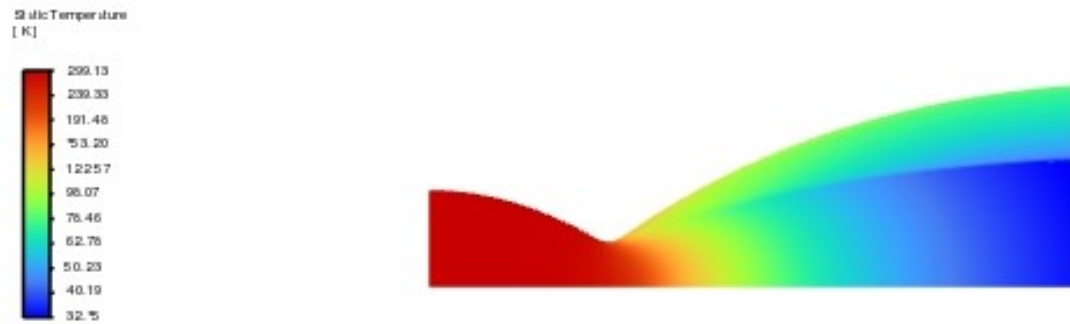


Figura 4.9: Contour della temperatura statica per NPR=10 (scala logaritmica)

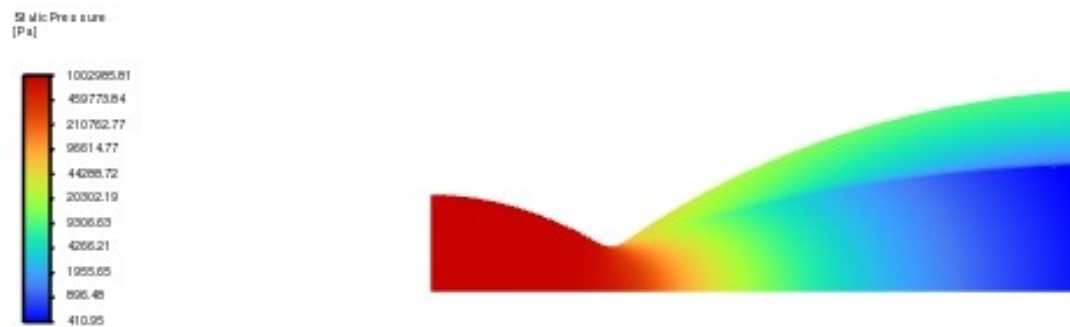


Figura 4.10: Contour della pressione statica per NPR=10 (scala logaritmica)

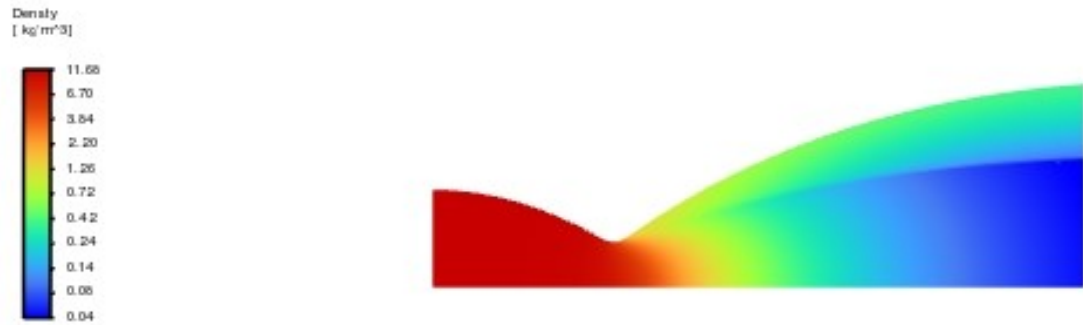


Figura 4.11: Contour della densità per NPR=10

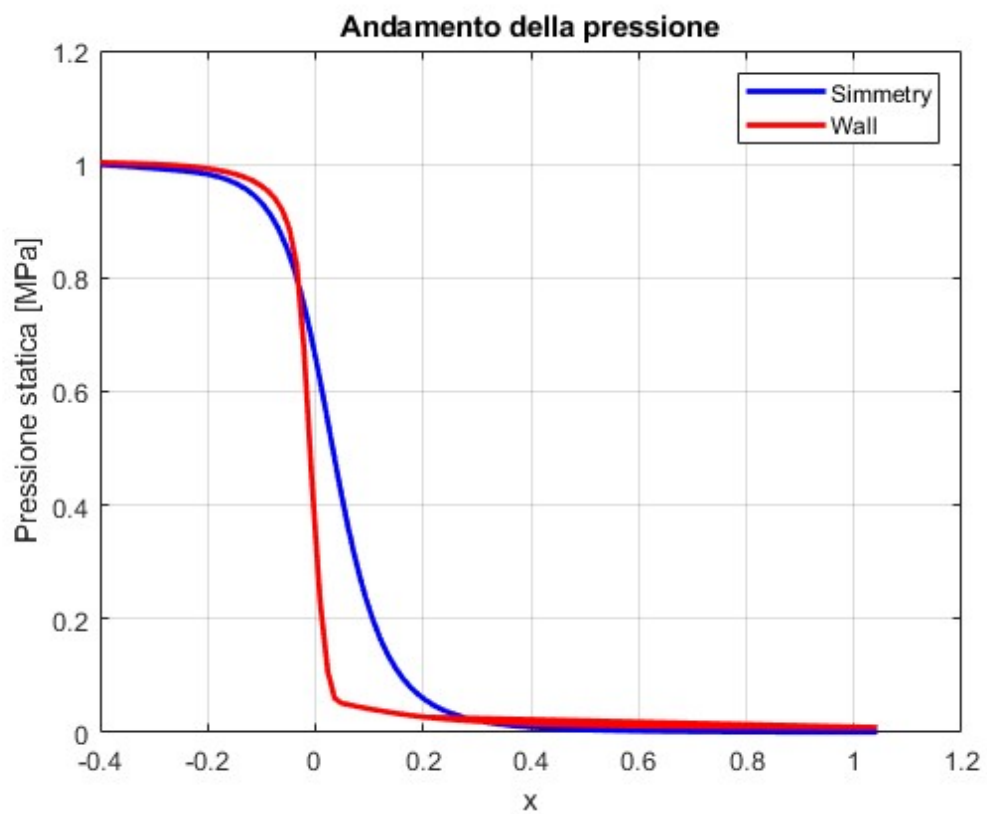


Figura 4.12: Andamento della pressione a parete e lungo l'asse di simmetria per NPR=10

4.1.2 Commento risultati

Dalle simulazioni effettuate su un flusso Euleriano nell'ugello TOC preso in esame utilizzando un rapporto di pressione dell'ugello $NPR = 10$ si evince chiaramente che il flusso subsonico nella zona convergente raggiunge un valore unitario del Mach nella zona della gola, diventando poi supersonico nella sezione divergente dell'ugello, dove accelera. Ciò è osservabile dal contour del Mach, dove inoltre è evidenziata la formazione di un'onda d'urto estesa dalla gola fino alla sezione d'uscita dell'ugello: come noto dalla teoria e rappresentato nella Figura 4.5, all'interno dell'onda d'urto il flusso si espande rapidamente, dando quindi luogo ad una diminuzione della pressione statica e della velocità del flusso, insieme ad un aumento della temperatura.

Osservando il contour della velocità radiale si osserva come la componente normale della velocità del flusso sia pressochè nulla nella direzione perpendicolare all'asse di simmetria e maggiore sull'onda d'urto.

La componente assiale della velocità, invece, aumenta rapidamente dopo l'onda d'urto e raggiunge un massimo in prossimità della parete dell'ugello.

La pressione statica raggiunge un massimo lungo i punti di curvatura: infatti, il flusso deve deviare per seguire la curvatura dell'ugello, e di conseguenza la pressione statica diminuisce lungo la parete.

Come prevedibile dalla teoria e dalle equazioni di conservazione, la densità aumenta nella zona di compressione e diminuisce nella zona di espansione.

Infine, trattandosi di una simulazione di tipo inviscido, non è presente uno strato limite.

Capitolo 5

Seconda analisi: Flusso viscoso

5.1 Flusso viscoso

Il concetto di flusso viscoso descrive il comportamento di un fluido reale, in cui gli effetti della viscosità non possono essere trascurati: nello specifico, la viscosità, che rappresenta la resistenza interna al moto relativo tra strati adiacenti di fluido, influenza il moto delle particelle, ovvero ogni particella esercita una certa influenza sulle particelle circostanti.

A differenza del flusso inviscido, nel caso di flusso viscoso si assiste alla formazione di uno strato limite, ossia di una zona sottilissima di fluido che si sviluppa a contatto con una superficie solida, all'interno della quale il fluido subisce un fortissimo gradiente di velocità: proprio sulla parete la velocità è zero (condizione di no-slip), mentre aumenta progressivamente man mano che ci si allontana dalla superficie, fino a raggiungere il valore della velocità del flusso esterno.

Al di fuori dello strato limite le ipotesi di flusso viscoso e di flusso inviscido producono gli stessi risultati, ovvero una resistenza fluidodinamica nulla.

Nel caso di flusso viscoso si pone particolare attenzione all'effetto dell'attrito: esso produce uno sforzo tangenziale sul corpo direttamente proporzionale al coefficiente di viscosità dinamica μ e al gradiente della velocità massima in prossimità della parete.

Viene quindi definita la **skin friction drag**, ossia la resistenza d'attrito:

$$\tau_w = \mu \left. \frac{dV}{dy} \right|_{y=0} \quad (5.1)$$

A differenza del flusso ideale, descritto dalle equazioni di Eulero e caratterizzato dall'assenza di attriti interni, il flusso viscoso è governato dalle equazioni di Navier-Stokes, che includono tutti i contributi della parte deviatorica del tensore degli sforzi nonché i termini di conduzione termica nel flusso di calore. In termini differenziali:

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \\ \frac{\partial(\rho \mathbf{u})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u}) = \nabla \cdot \mathbf{T} + \rho \mathbf{b} \\ \frac{\partial(\rho E_{\text{tot}})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho E_{\text{tot}} \mathbf{u}) = \nabla \cdot (\mathbf{u} \otimes \mathbf{T}) - \nabla \cdot (-k \nabla T) \end{cases} \quad (5.2)$$

Tuttavia, a causa della loro non linearità, è possibile risolvere analiticamente le equazioni di Navier-Stokes solo in pochi casi (piani paralleli, flusso di Couette, flusso di Poiseuille).

Nella maggior parte dei casi è invece possibile ottenere una soluzione approssimata utilizzando dei metodi numerici, come nel caso delle simulazioni eseguite in questo elaborato.

Inoltre, per ottenere una soluzione completa, è necessario specificare le condizioni al contorno e quelle iniziali, ovvero le condizioni iniziali imposte al tempo zero.

Infine, nel caso di una miscela di gas, le equazioni possono essere integrate con l'equazione di stato dei gas perfetti e le equazioni di conservazione delle singole specie gassose.

5.1.1 Geometria e condizioni al contorno

Le dimensioni e la geometria dell'ugello nell'analisi di flusso viscoso vengono visualizzate nella figura seguente:

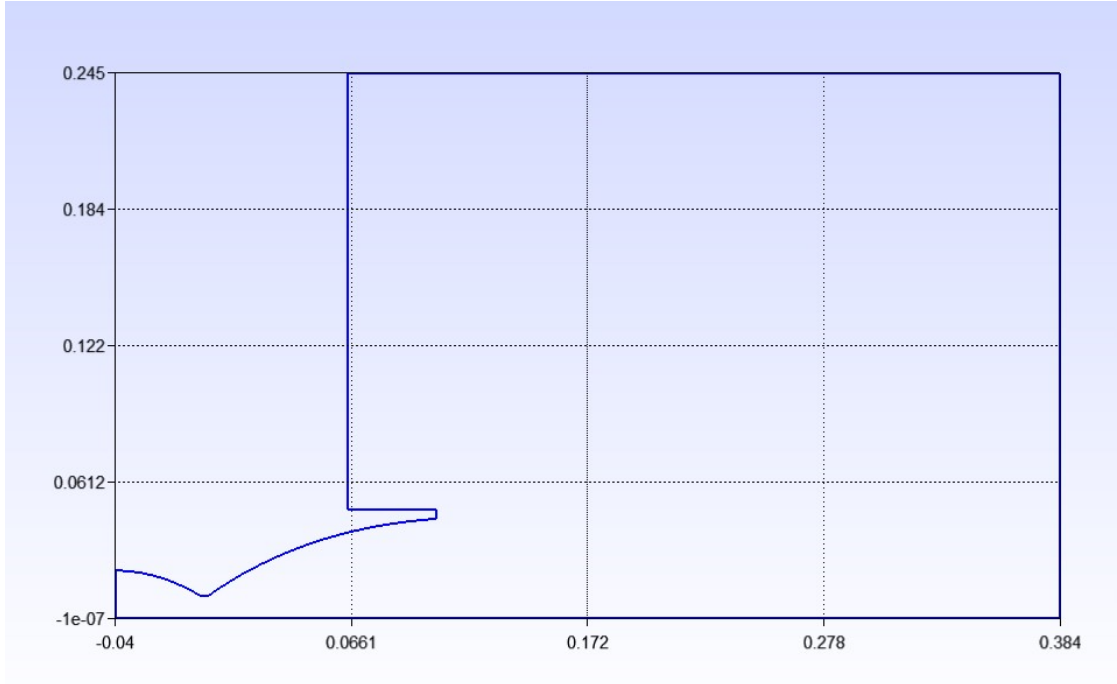


Figura 5.1: Geometria del sistema

Come facilmente osservabile, è stato utilizzato un dominio esterno al fine di simulare le condizioni di flusso sovraespanso. Le dimensioni dell'ugello sono le stesse del caso precedente, mentre il sistema è stato progettato in modo tale da costruire un dominio esterno esteso su una distanza verticale pari a $5r_e$ (5 volte il raggio d'uscita a valle dell'ugello) e in orizzontale pari a $7r_e$. Inoltre, è stata costruita un'altra parete della stessa lunghezza del raggio di uscita per garantire una soluzione indipendente dal bordo. Per quanto riguarda le condizioni al contorno della simulazione, sono mostrate nella figura che segue:

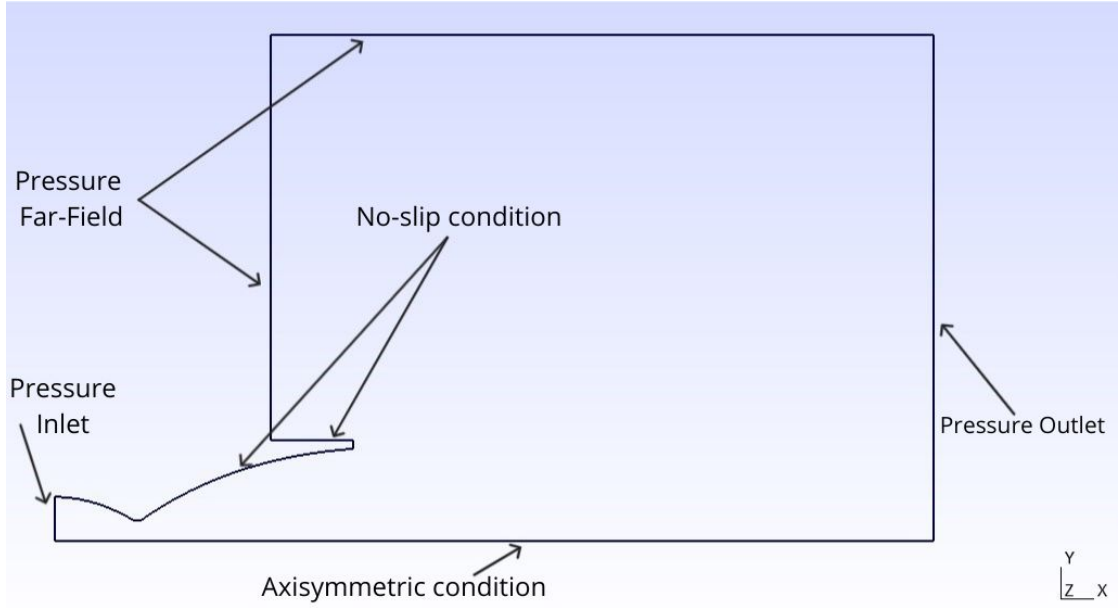


Figura 5.2: Dominio di calcolo

Per l'inlet, si ha:

$$p_c = \text{NPR} \cdot p_a \quad (5.3)$$

$$\frac{p_i}{p_c} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_i^2\right)^{-\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \quad (5.4)$$

$$T_i = 300 \text{ K} \quad (5.5)$$

Per ottenere la condizione di sovraespansione, si estende la condizione di pressione dell'ambiente esterno su ogni bordo che circonda l'ugello, insieme ad una temperatura pari a $T=300\text{K}$.

Infine, per il pressure far-field si utilizza per questa simulazione un valore di Mach pari a $M=0.01$.

Viene considerato un flusso congelato con un valore di $\gamma = 1.4$.

Poiché il NPR controlla la transizione tra FSS e RSS, vengono eseguiti diversi calcoli stazionari per valori di pressione della camera di combustione diversi. Ad ogni calcolo NPR successivo, il campo di flusso precedente viene utilizzato come condizione iniziale. Questa scelta non influisce sui risultati della transizione del pattern di shock, poiché la variazione della pressione della camera di combustione in una situazione reale è molto più lenta rispetto alla scala temporale gasdinamica. Pertanto, è una buona approssimazione utilizzare una serie di soluzioni stazionarie per studiare la transizione.

Il modello di turbolenza utilizzato è il $k - \omega$ SST.
Di seguito viene visualizzato il tipo di mesh utilizzato per questa simulazione:

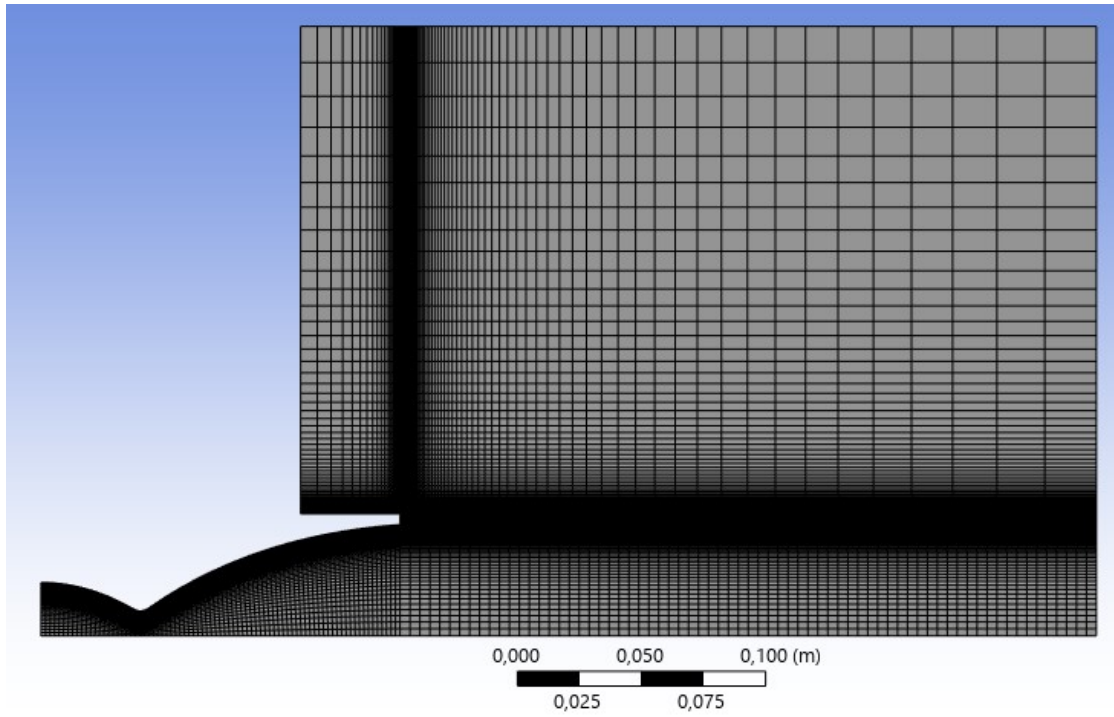


Figura 5.3: Mesh del dominio di calcolo

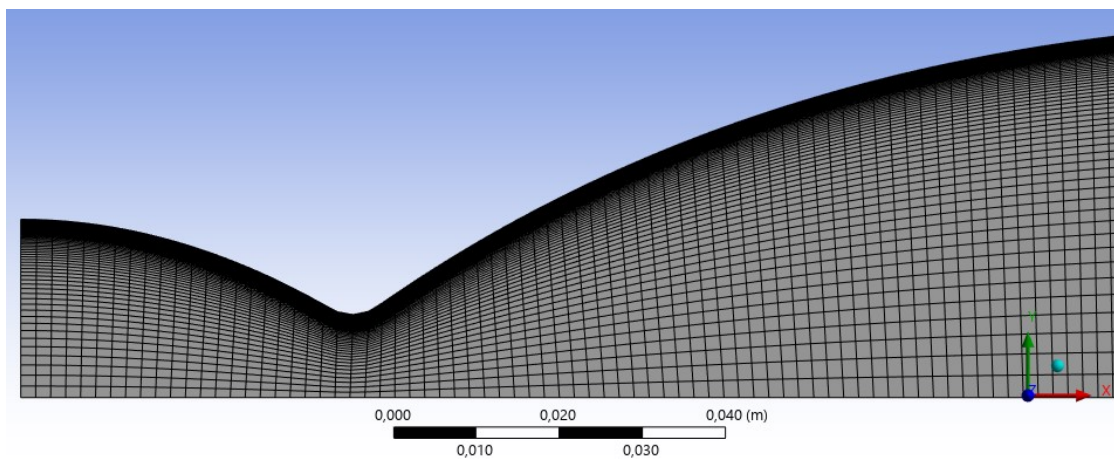


Figura 5.4: Particolare mesh dell'ugello

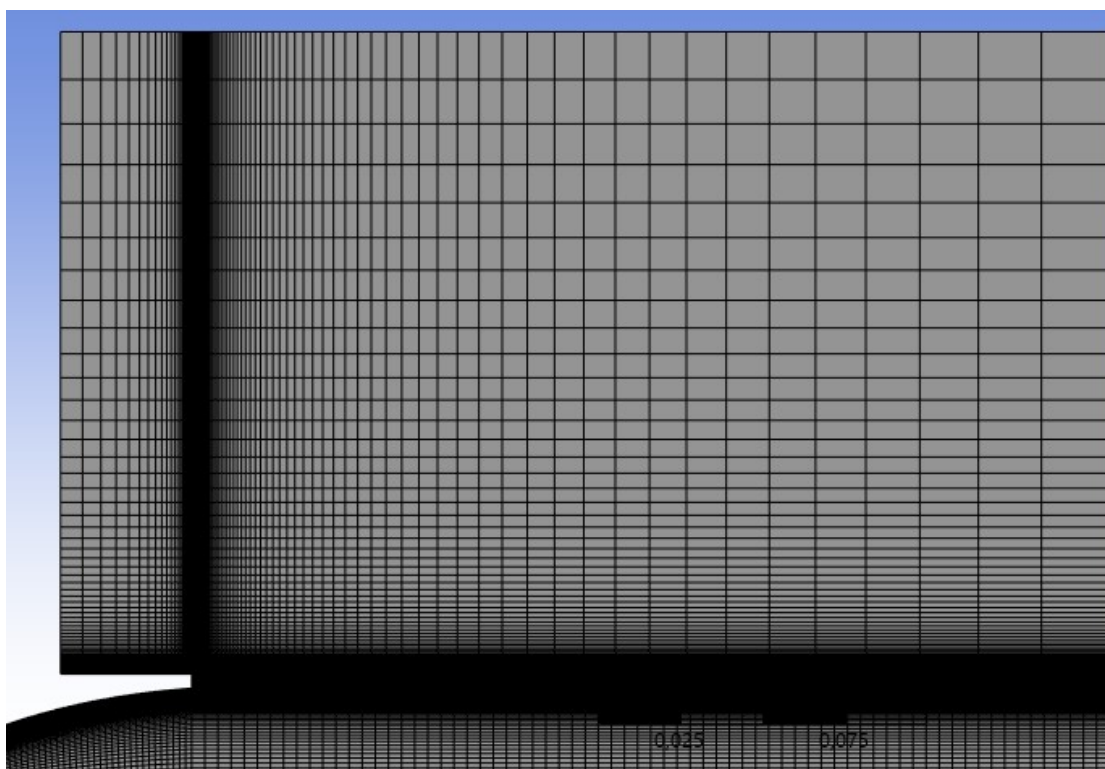


Figura 5.5: Particolare mesh del farfield

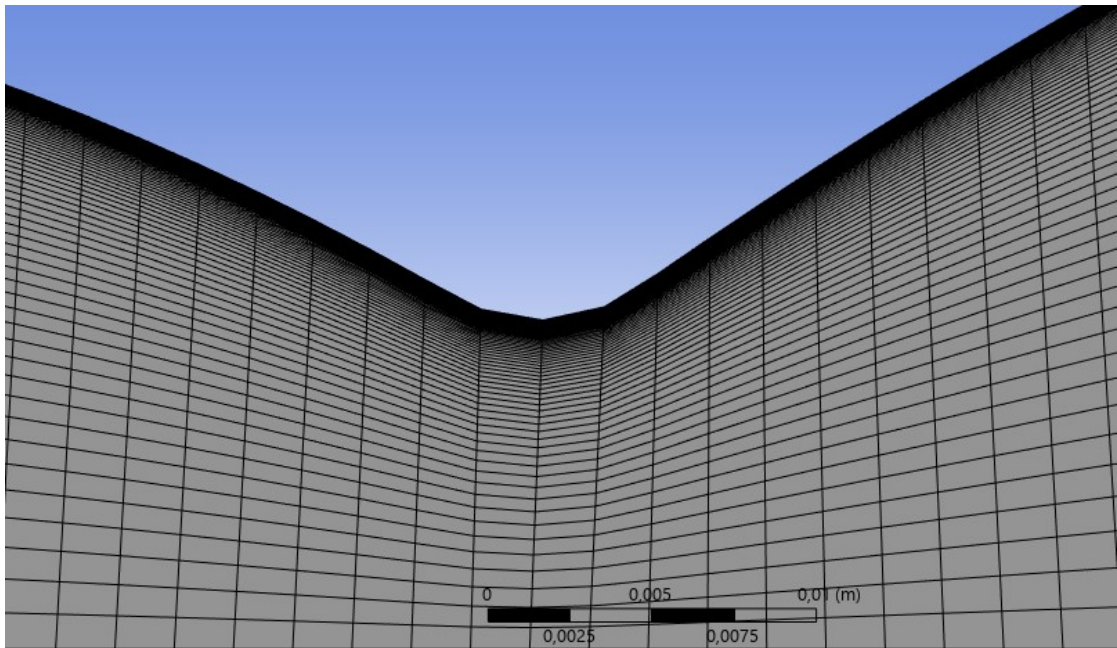


Figura 5.6: Particolare mesh dello strato limite

5.1.2 NPR = 10

Di seguito si riportano i risultati ottenuti dalla simulazione utilizzando un valore di NPR=10:

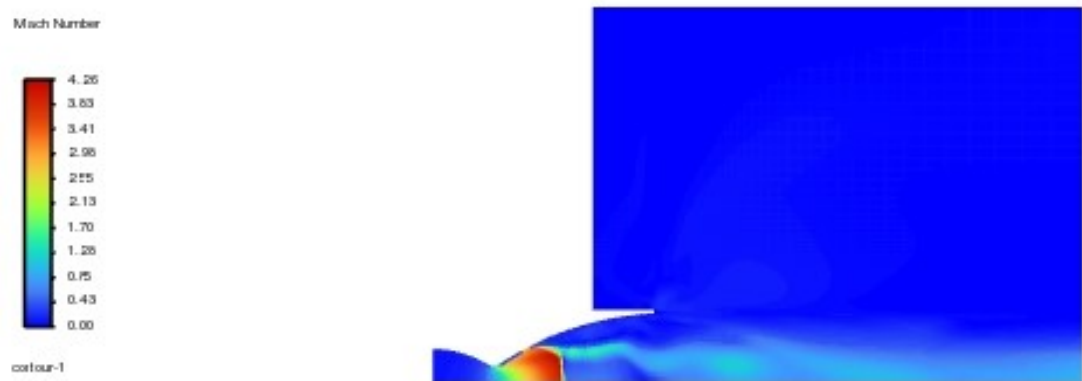


Figura 5.7: Contour del Mach per NPR=10 - Aerospike OFF

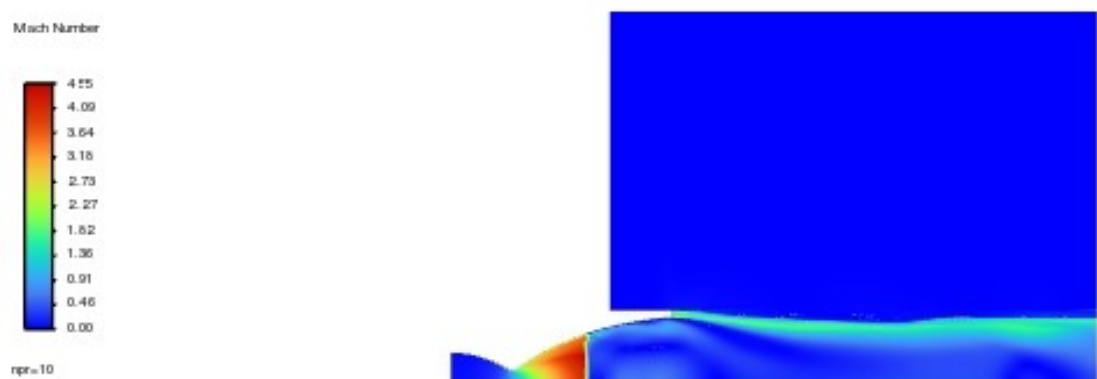


Figura 5.8: Contour del Mach per NPR=10 - Aerospike ON

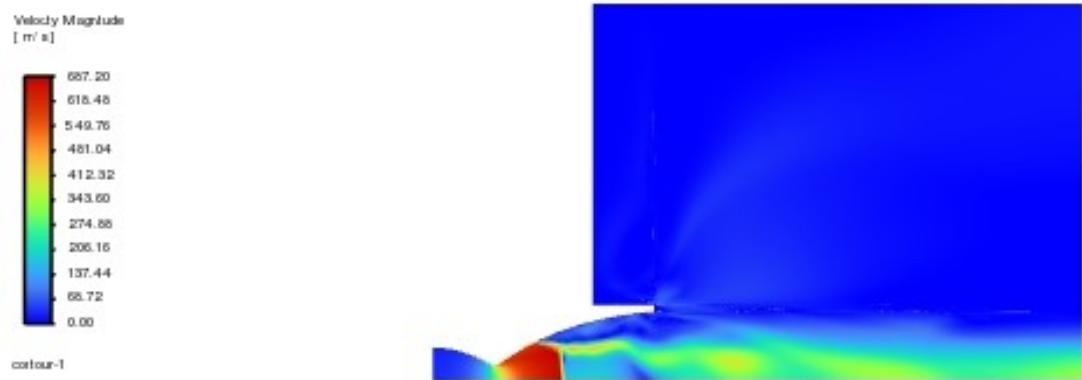


Figura 5.9: Contour del modulo della velocità per NPR=10 - Aerospike OFF

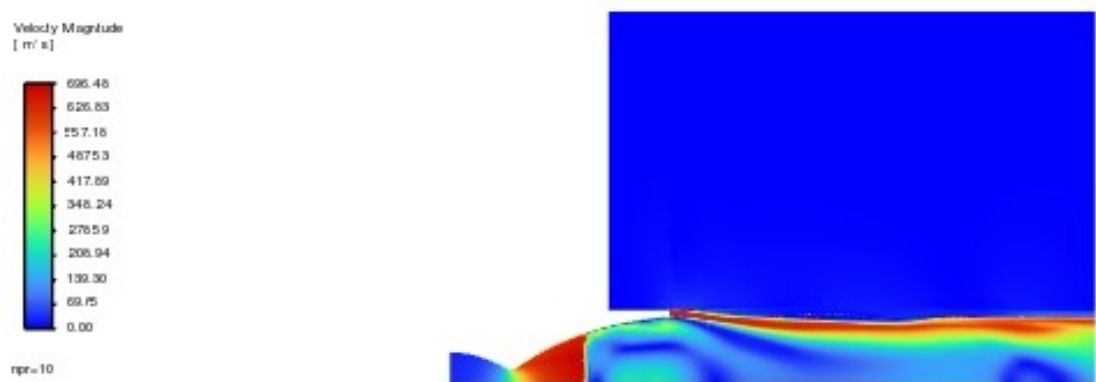


Figura 5.10: Contour del modulo della velocità per NPR=10 - Aerospike ON



Figura 5.11: Contour della pressione statica per NPR=10 - Aerospike OFF



Figura 5.12: Contour della pressione statica per NPR=10 - Aerospike ON

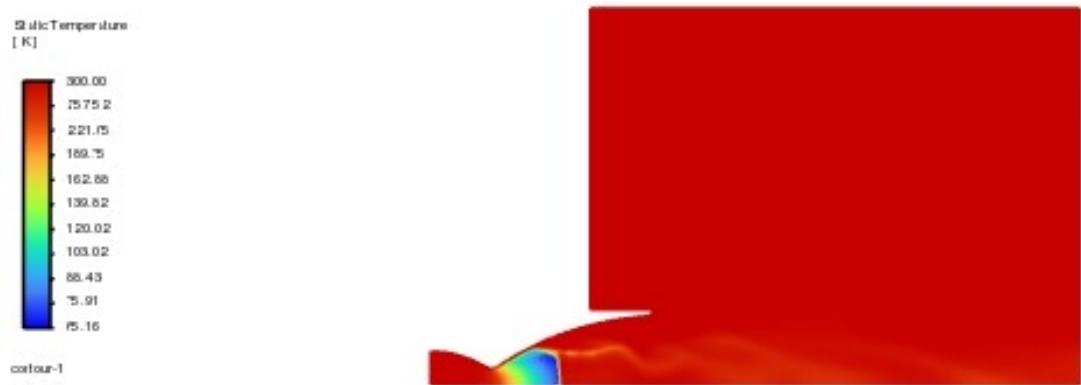


Figura 5.13: Contour della temperatura statica per NPR=10 - Aerospike OFF



Figura 5.14: Contour della temperatura statica per NPR=10 - Aerospike ON

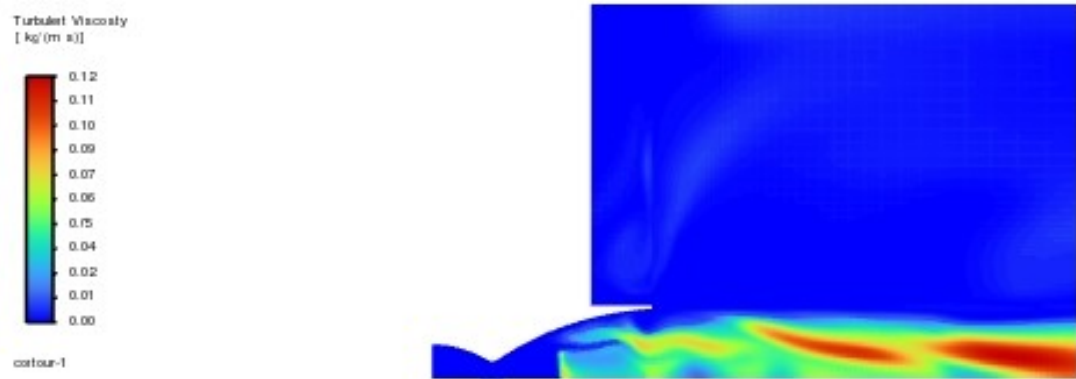


Figura 5.15: Contour della viscosità per NPR=10 - Aerospike OFF

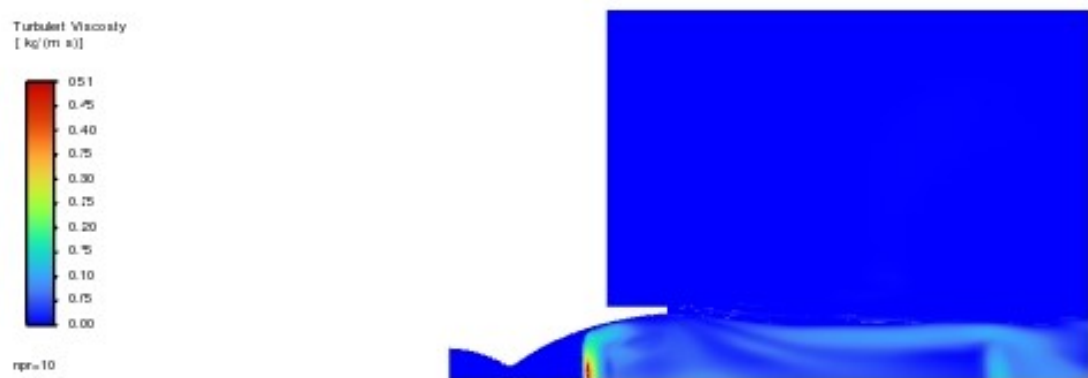


Figura 5.16: Contour della viscosità per NPR=10 - Aerospike ON

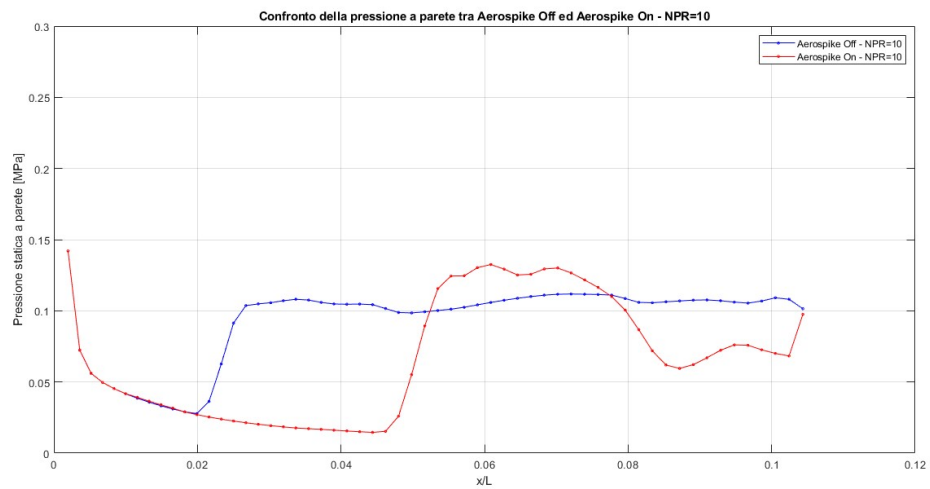


Figura 5.17: Confronto della pressione a parete tra Aerospike Off ed On per NPR=10

5.1.3 NPR = 15

Di seguito si riportano i risultati ottenuti dalla simulazione utilizzando un valore di NPR=15:

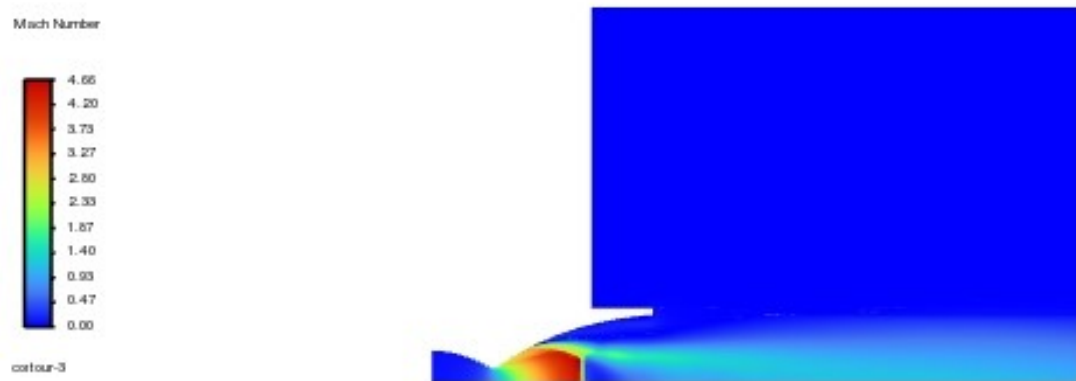


Figura 5.18: Contour del Mach per NPR=15 - Aerospike OFF

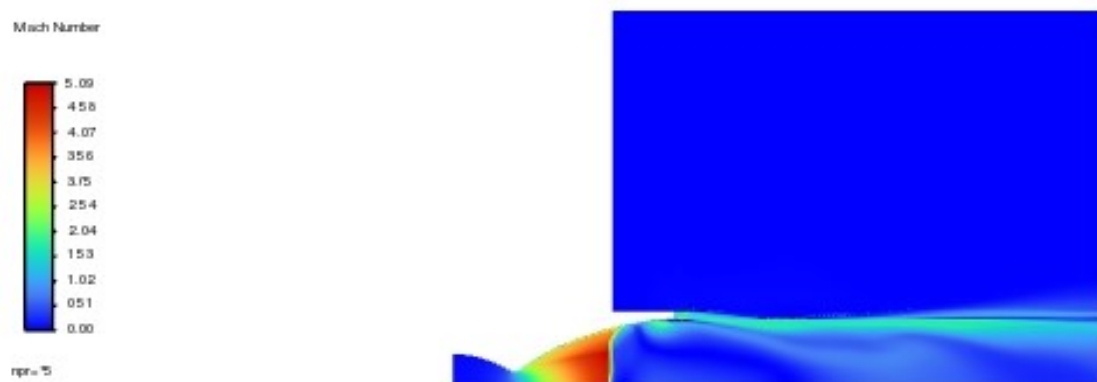


Figura 5.19: Contour del Mach per NPR=15 - Aerospike ON



Figura 5.20: Contour della pressione statica per NPR=15 - Aerospike OFF

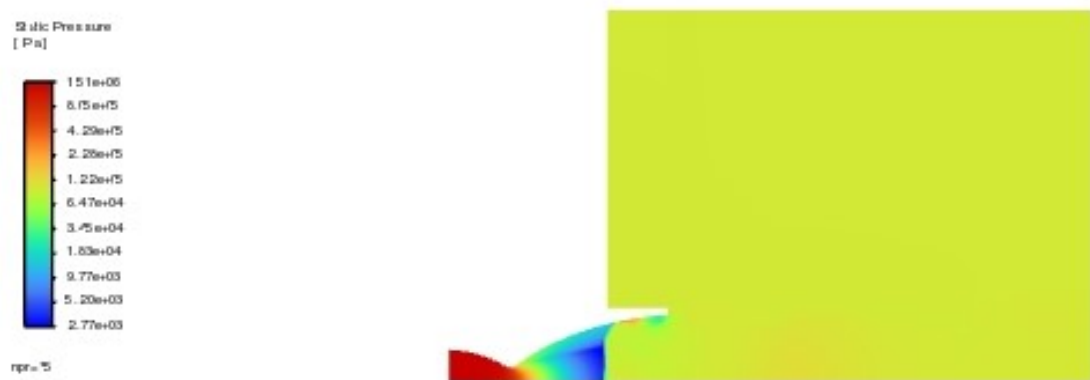


Figura 5.21: Contour della pressione statica per NPR=15 - Aerospike ON

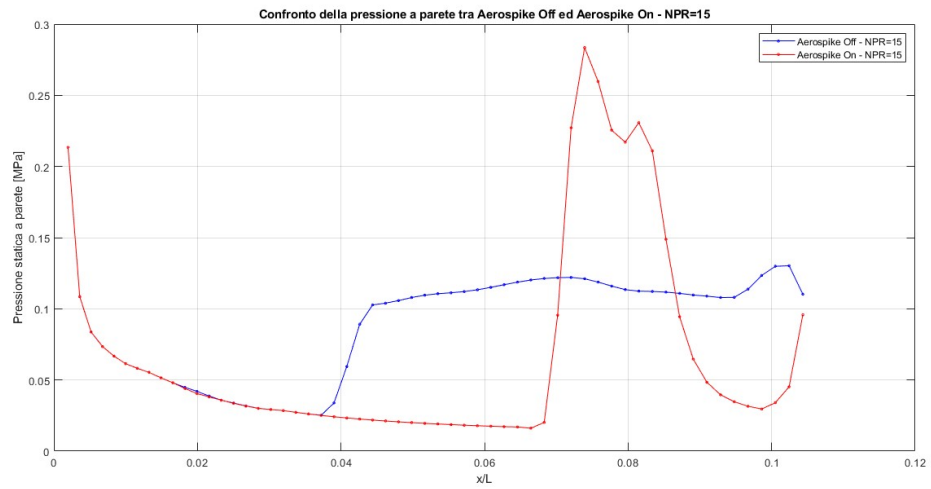


Figura 5.22: Confronto della pressione a parete tra Aerospike Off ed On per NPR=15

5.1.4 NPR = 20

Di seguito si riportano i risultati ottenuti dalla simulazione utilizzando un valore di NPR=20:

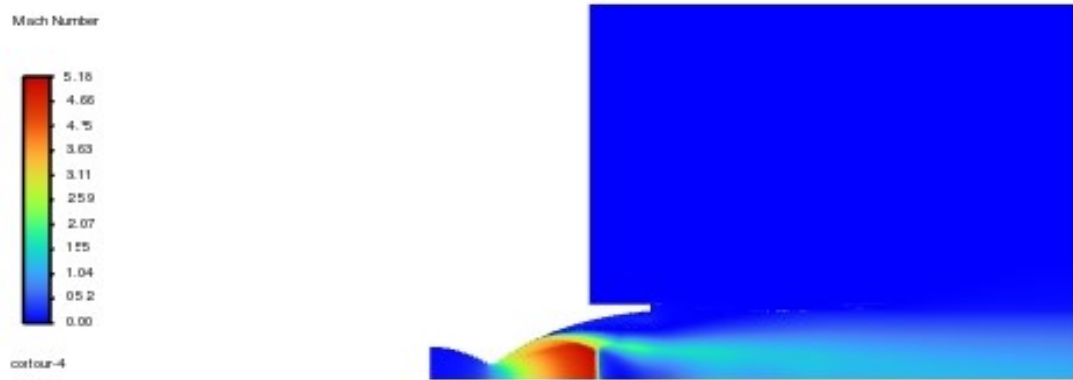


Figura 5.23: Contour del Mach per NPR=20 - Aerospike OFF

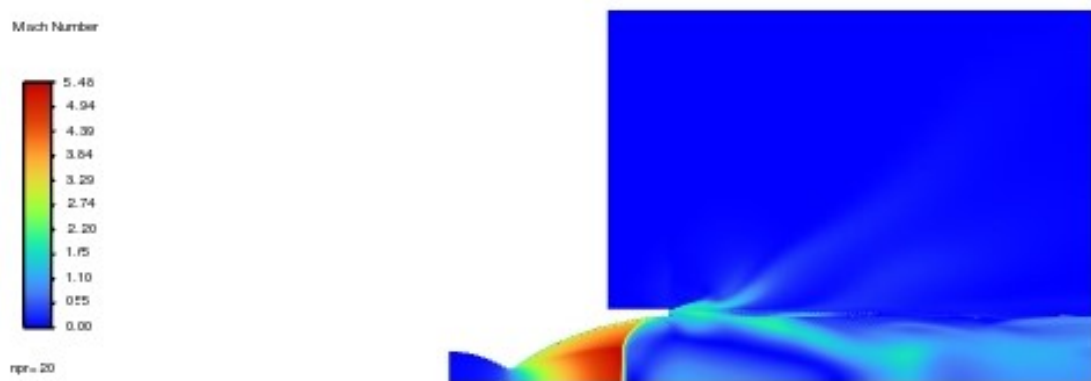


Figura 5.24: Contour del Mach per NPR=20 - Aerospike ON

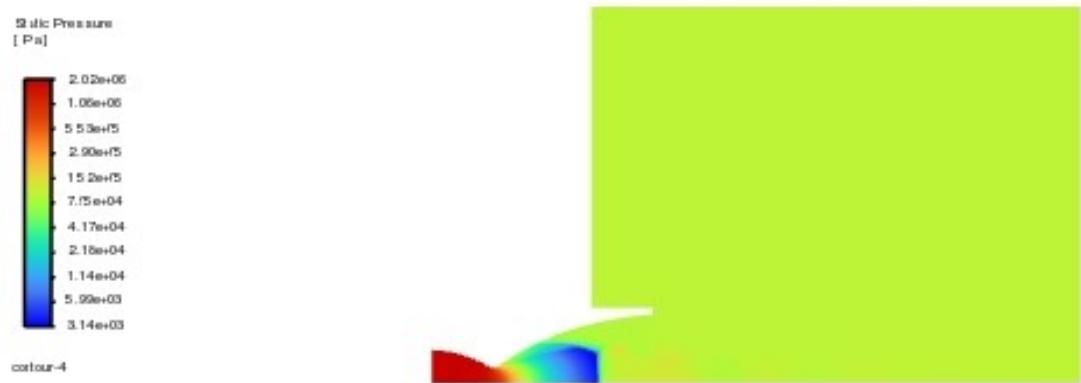


Figura 5.25: Contour della pressione statica per NPR=20 - Aerospike OFF

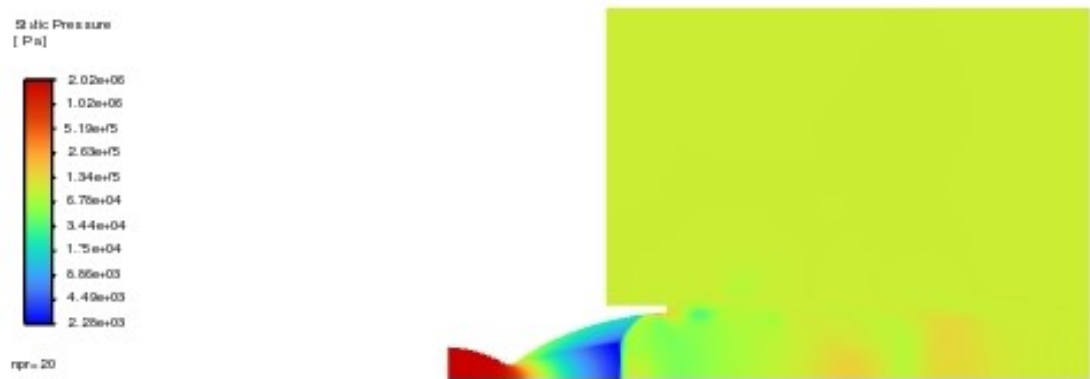


Figura 5.26: Contour della pressione statica per NPR=20 - Aerospike ON

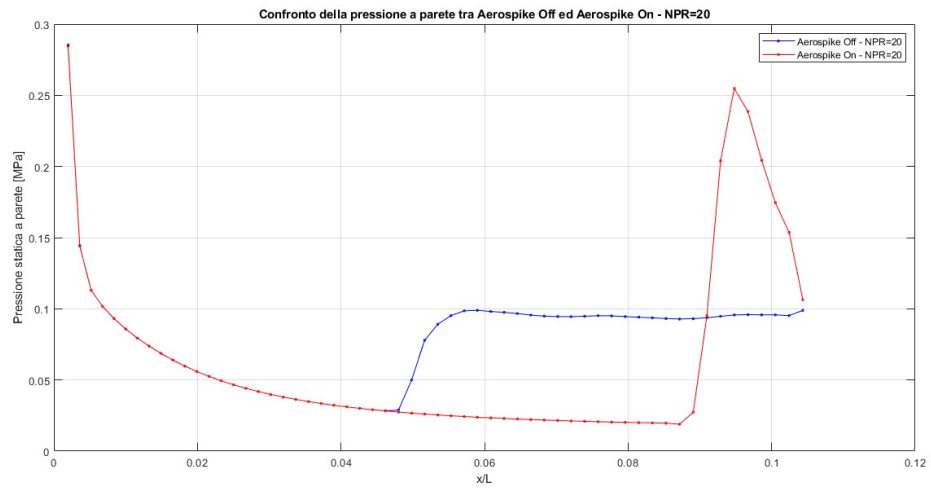


Figura 5.27: Confronto della pressione a parete tra Aerospike Off ed On per NPR=20

5.1.5 NPR = 25

Di seguito si riportano i risultati della simulazione ottenuti utilizzando un valore di NPR=25:

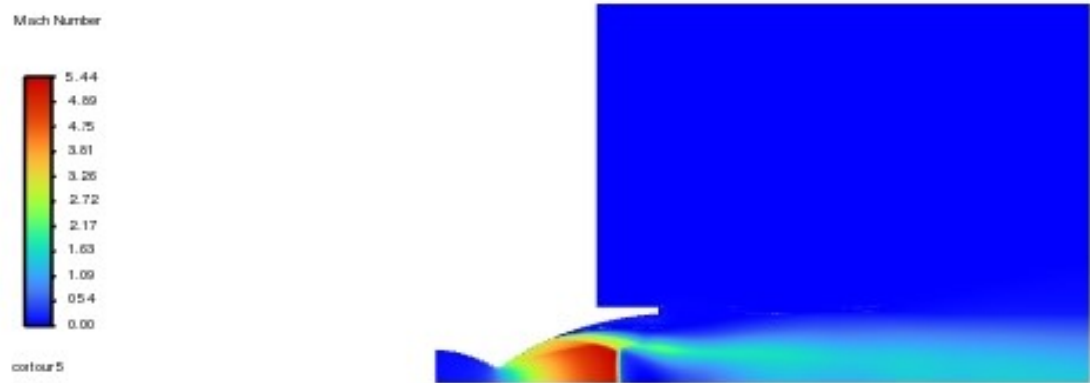


Figura 5.28: Contour del Mach per NPR=25 - Aerospike OFF

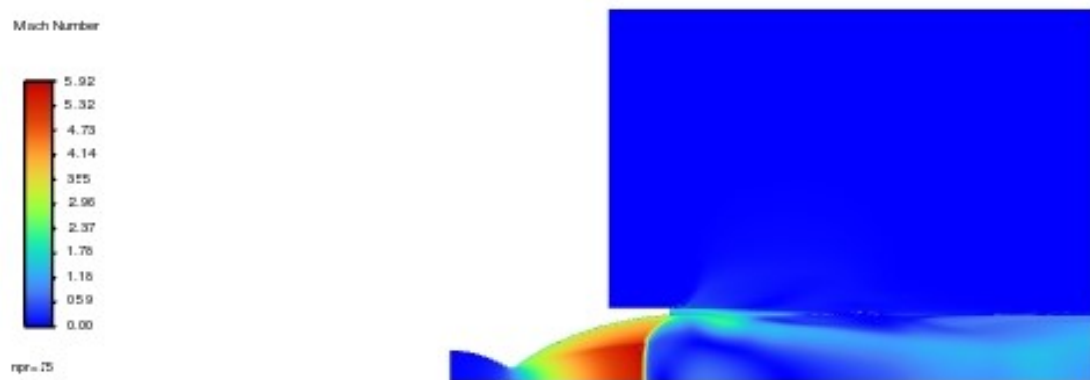


Figura 5.29: Contour del Mach per NPR=25 - Aerospike ON



Figura 5.30: Contour della pressione statica per NPR=25 - Aerospike OFF

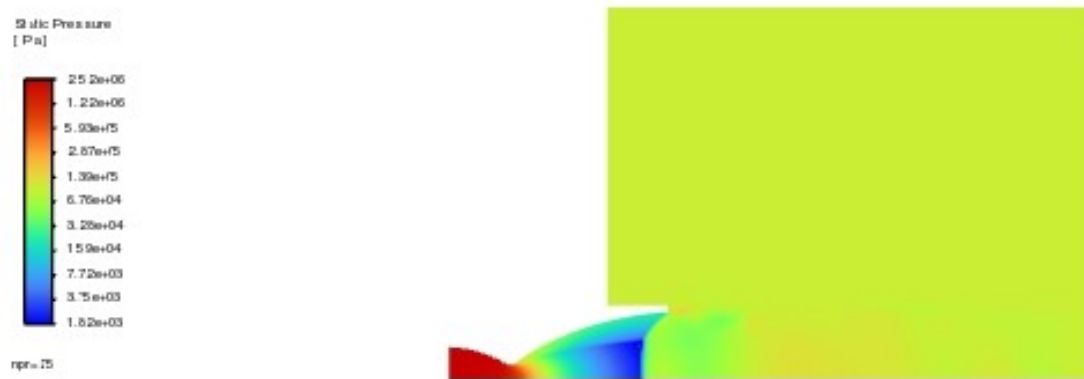


Figura 5.31: Contour della pressione statica per NPR=25 - Aerospike ON

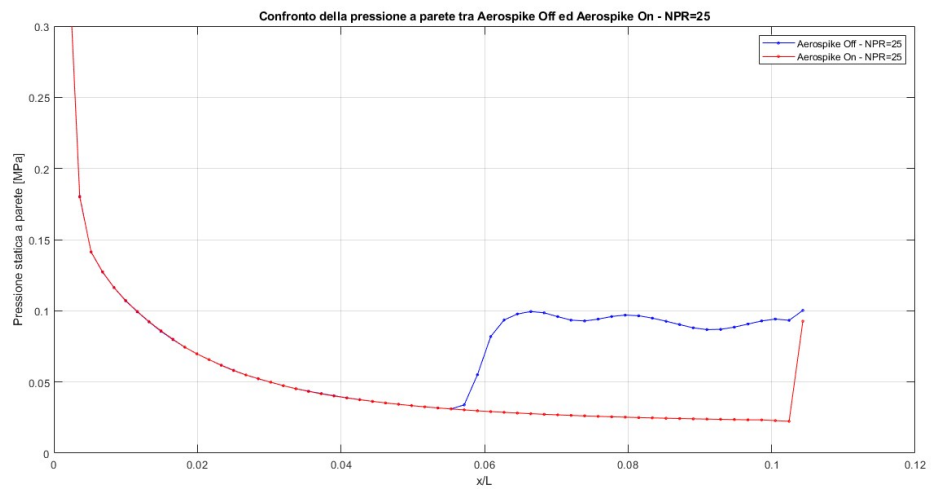


Figura 5.32: Confronto della pressione a parete tra Aerospike Off ed On per NPR=25

5.1.6 NPR = 30

Di seguito si riportano i risultati ottenuti dalla simulazione utilizzando un valore di NPR=30:

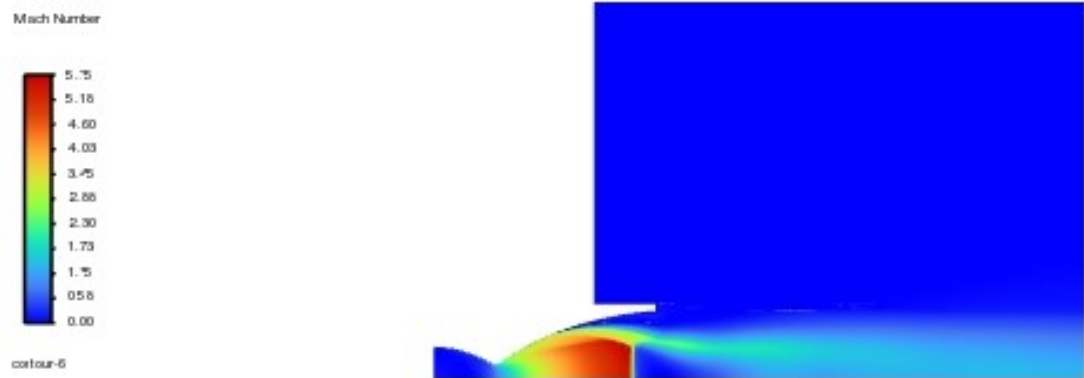


Figura 5.33: Contour del Mach per NPR=30 - Aerospike OFF

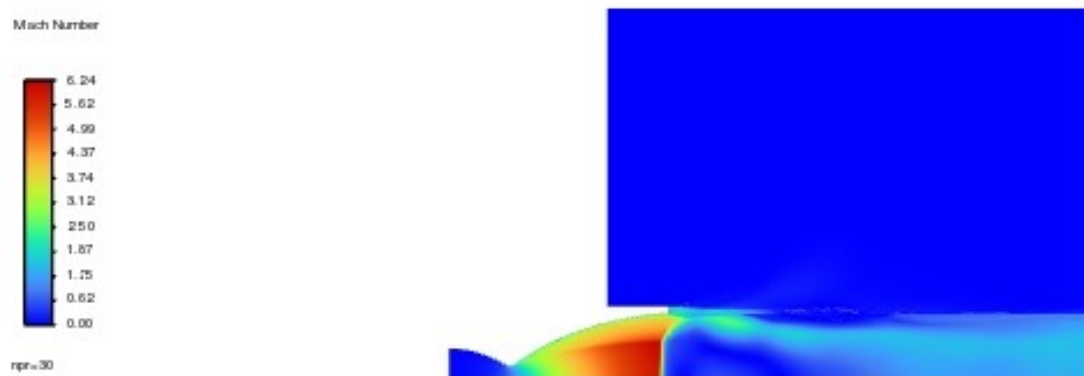


Figura 5.34: Contour del Mach per NPR=30 - Aerospike ON



Figura 5.35: Contour della pressione statica per $NPR=30$ - Aerospike OFF

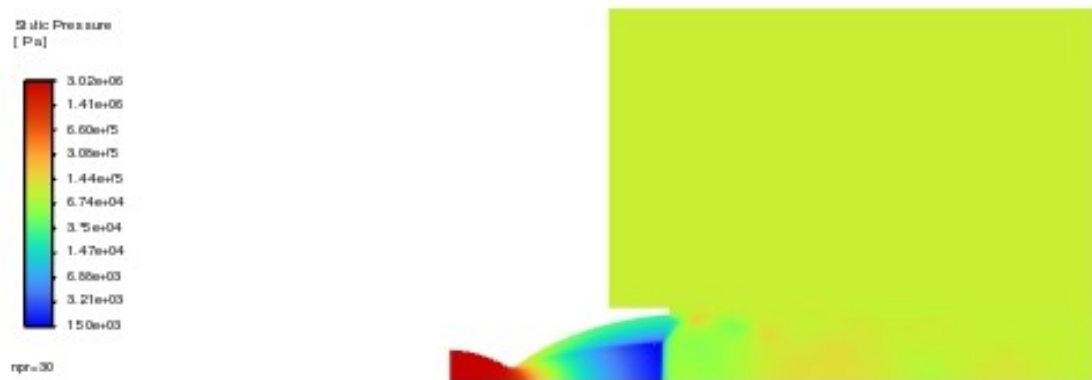


Figura 5.36: Contour della pressione statica per $NPR=30$ - Aerospike ON

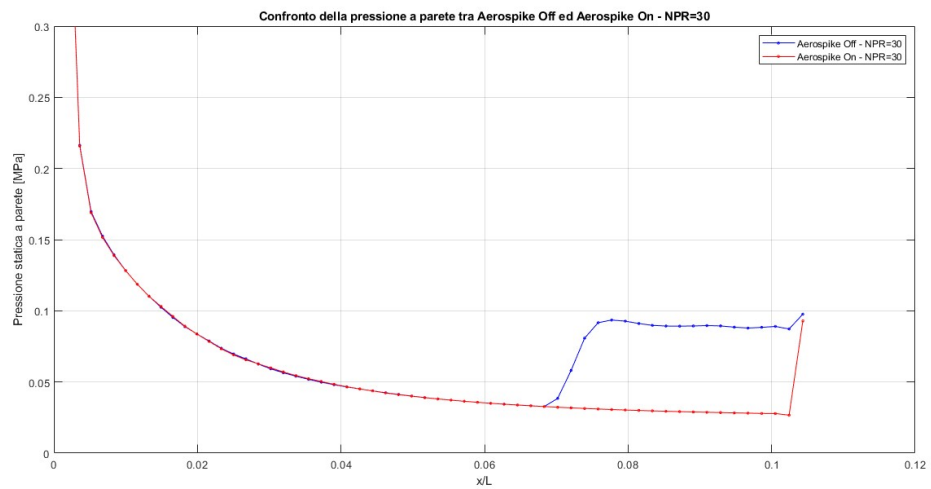


Figura 5.37: Confronto della pressione a parete tra Aerospike Off ed On per NPR=30

5.1.7 NPR = 35

Di seguito sono riportati i risultati ottenuti dalla simulazione utilizzando un valore di NPR=35:

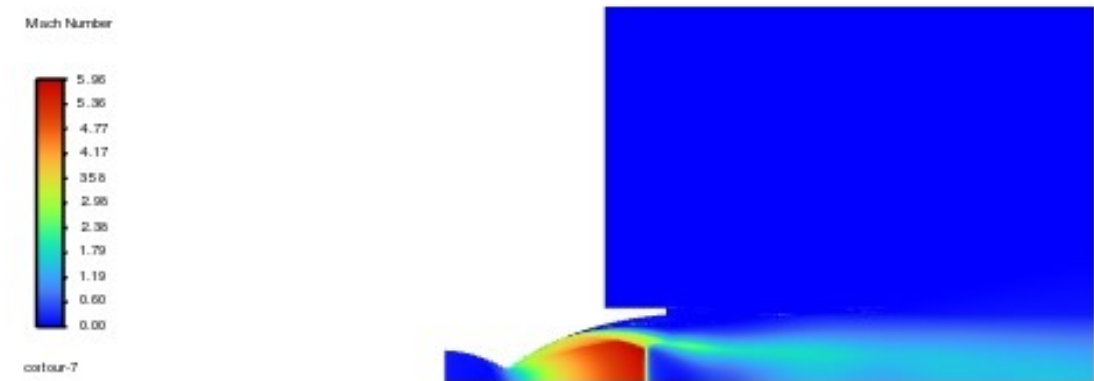


Figura 5.38: Contour del Mach per NPR=35 - Aerospike OFF

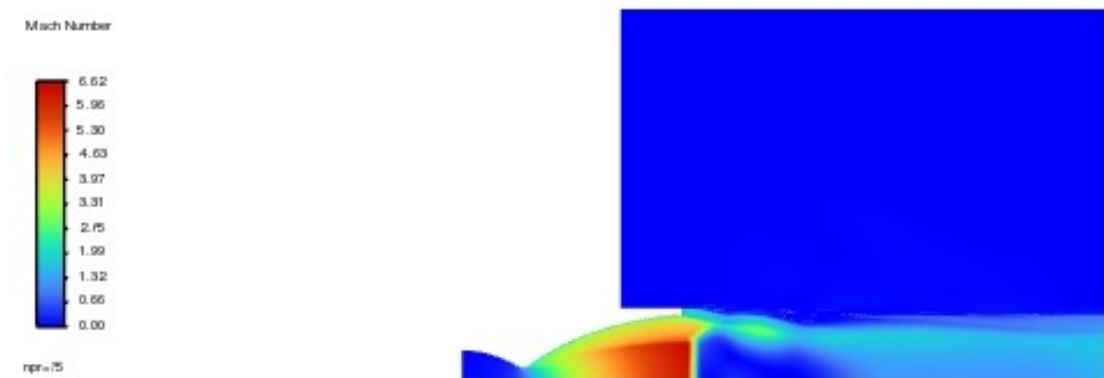


Figura 5.39: Contour del Mach per NPR=35 - Aerospike ON

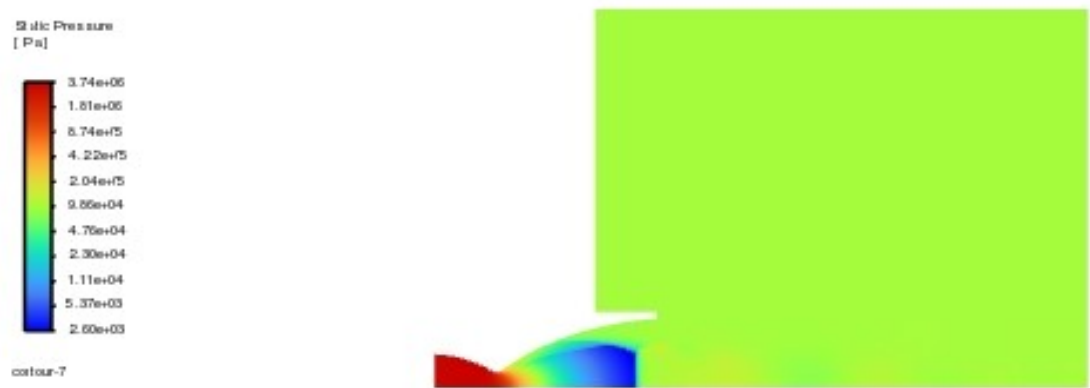


Figura 5.40: Contour della pressione statica per NPR=35 - Aerospike OFF

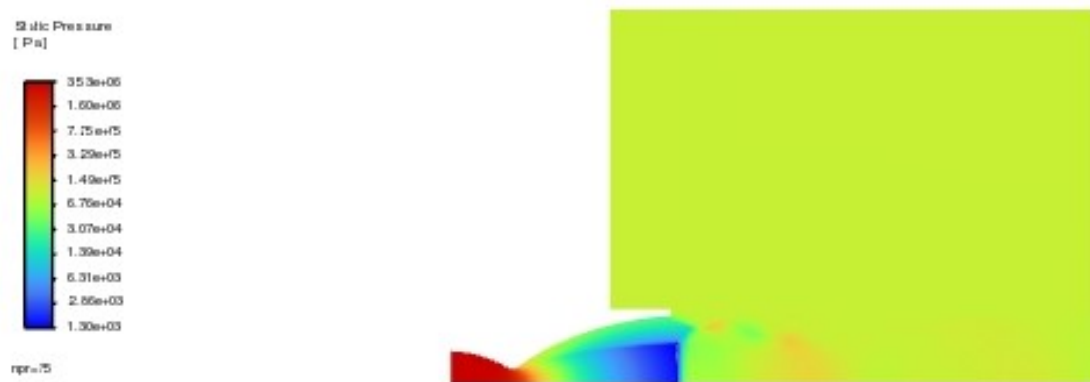


Figura 5.41: Contour della pressione statica per NPR=35 - Aerospike ON

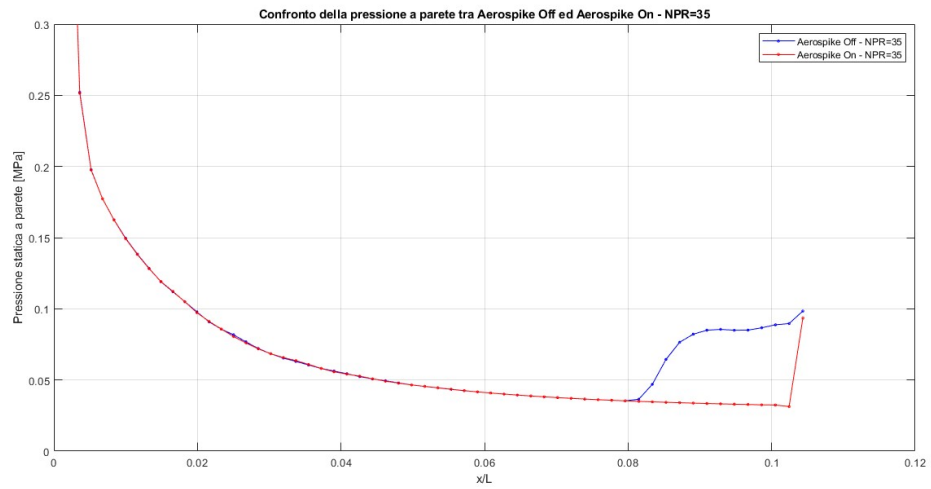


Figura 5.42: Confronto della pressione a parete tra Aerospike Off ed On per NPR=35

5.1.8 NPR = 40

Di seguito sono riportati i risultati ottenuti dalla simulazione utilizzando un valore di NPR=40:

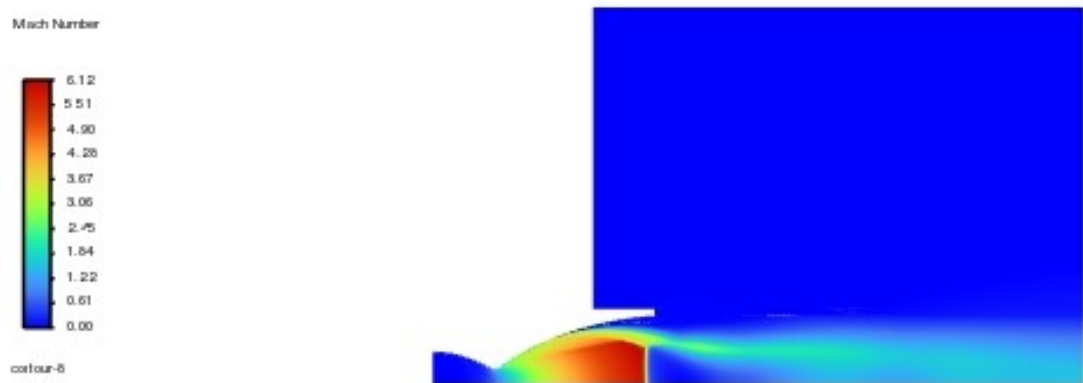


Figura 5.43: Contour del Mach per NPR=40 - Aerospike OFF

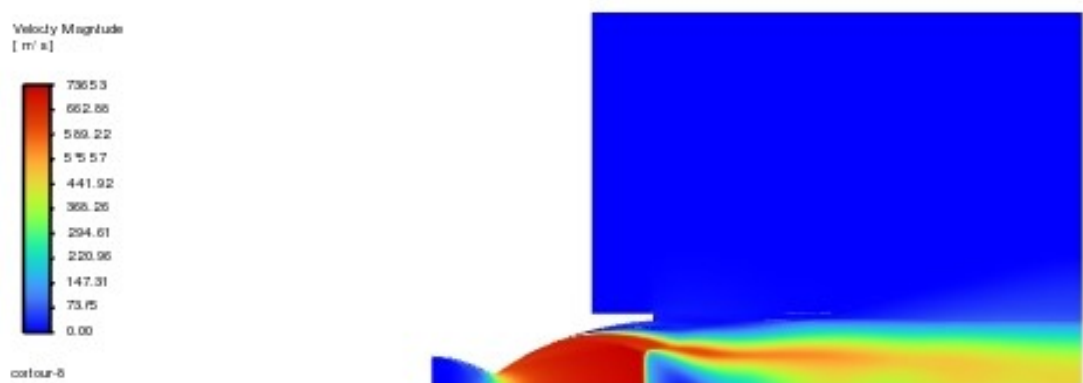


Figura 5.44: Contour del modulo della velocità per NPR=40 - Aerospike OFF



Figura 5.45: Contour della pressione statica per NPR=40 - Aerospike OFF

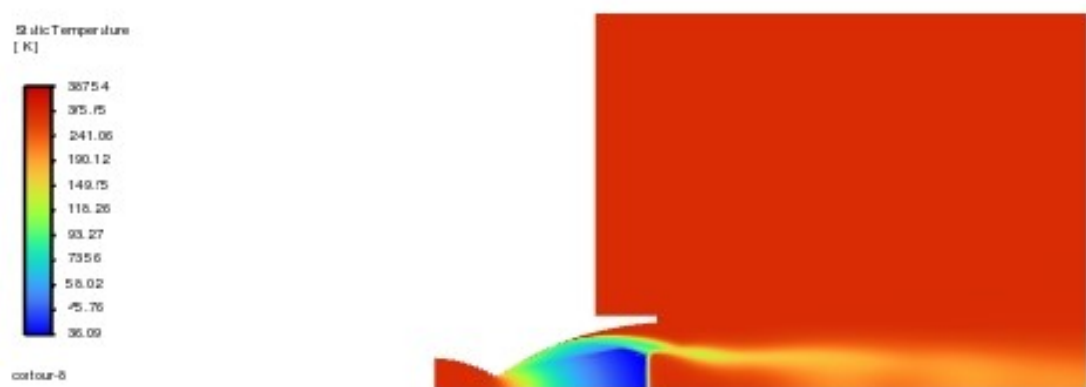


Figura 5.46: Contour della temperatura statica per NPR=40 - Aerospike OFF

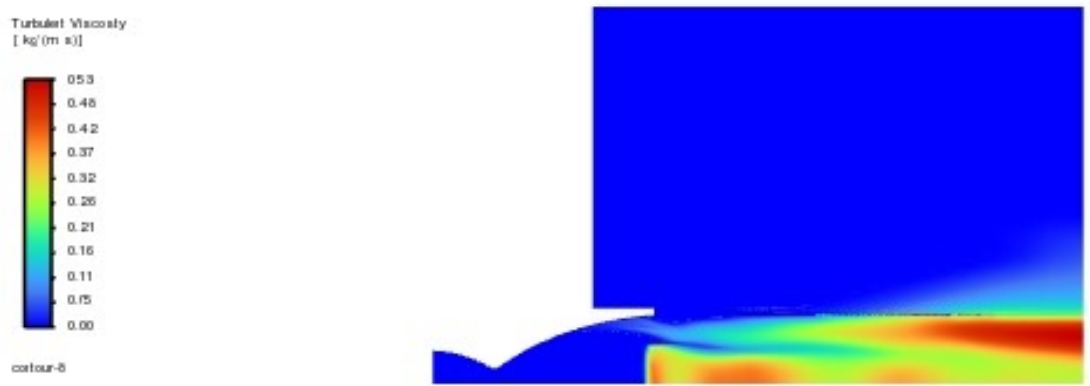


Figura 5.47: Contour della viscosità per NPR=40 - Aerospike OFF

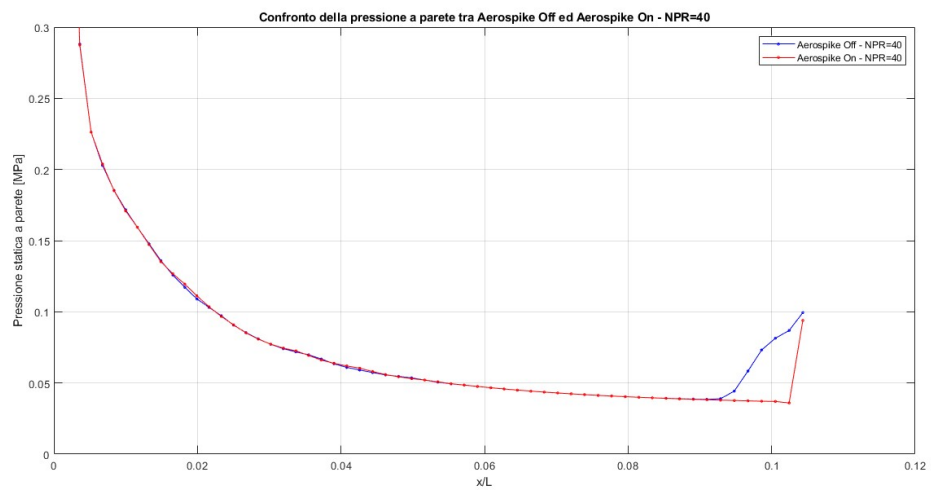


Figura 5.48: Confronto della pressione a parete tra Aerospike Off ed On per NPR=40

5.1.9 NPR = 45

Di seguito sono riportati i risultati ottenuti dalla simulazione utilizzando un valore di NPR=45:

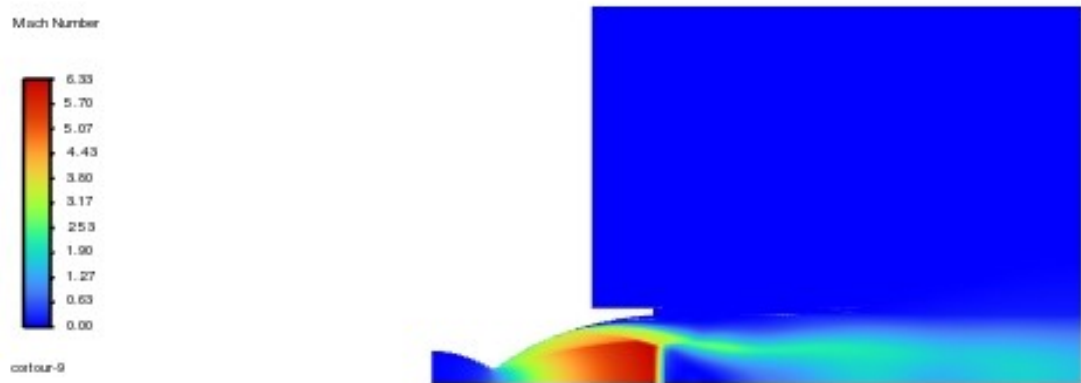


Figura 5.49: Contour del Mach per NPR=45 - Aerospike OFF

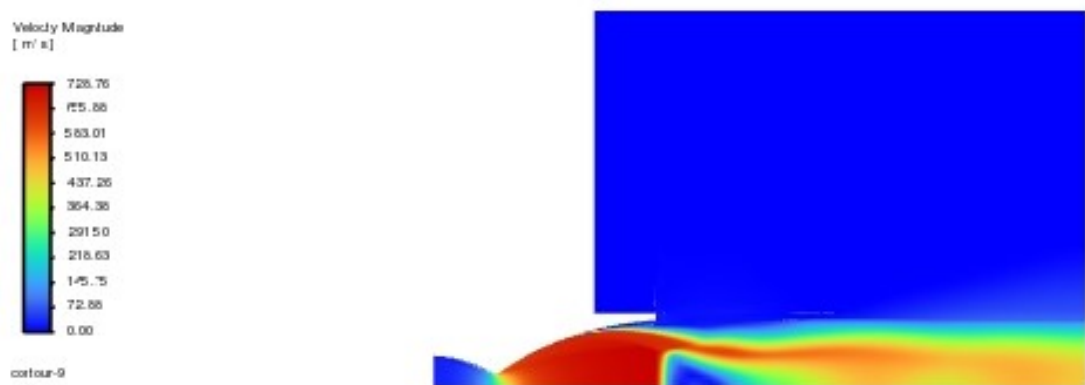


Figura 5.50: Contour del modulo della velocità per NPR=45 - Aerospike OFF

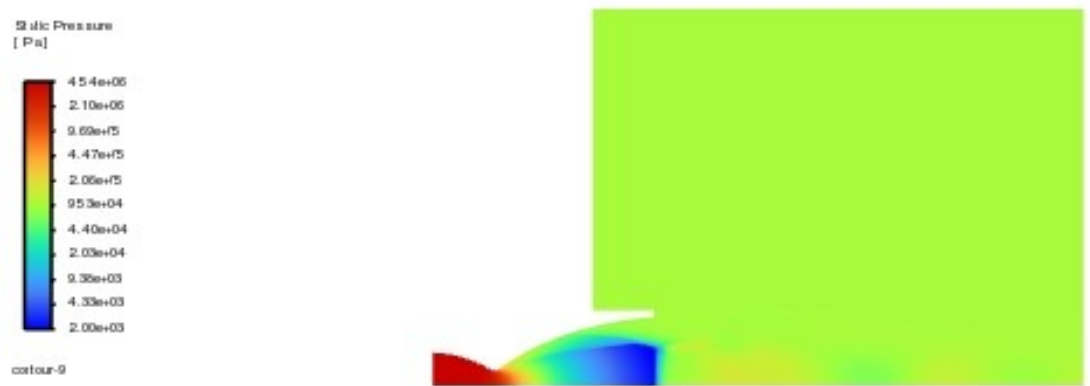


Figura 5.51: Contour della pressione statica per NPR=45 - Aerospike OFF

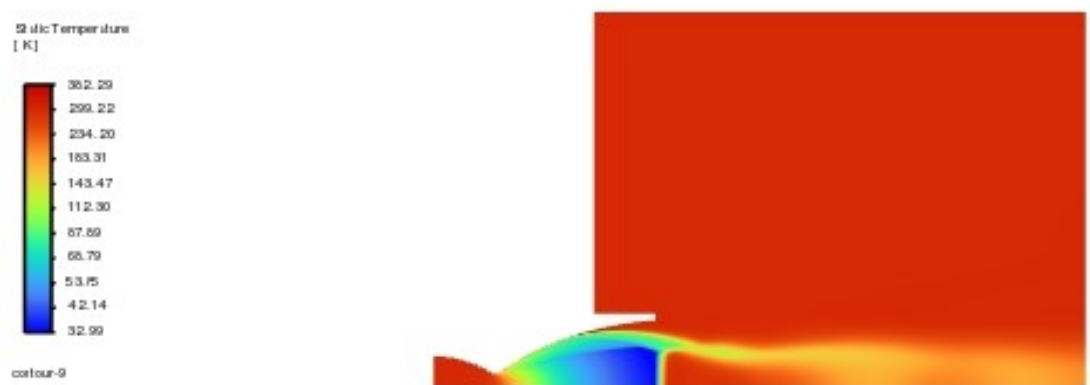


Figura 5.52: Contour della temperatura statica per NPR=45 - Aerospike OFF

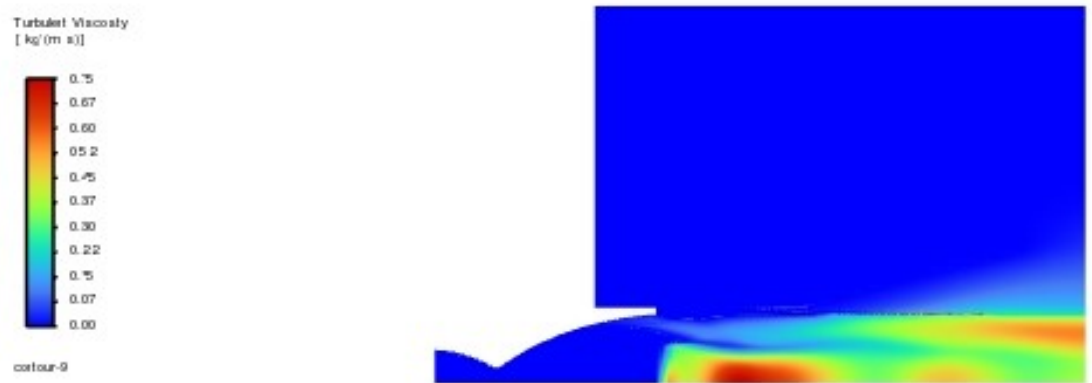


Figura 5.53: Contour della viscosità per NPR=45 - Aerospike OFF

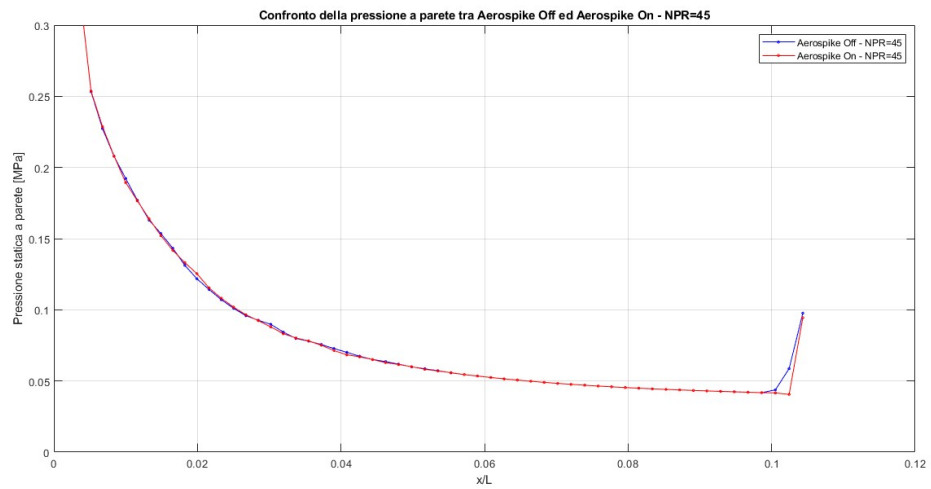


Figura 5.54: Confronto della pressione a parete tra Aerospike Off ed On per NPR=45

5.1.10 Commento risultati

Osservando i risultati ottenuti mostrati nei grafici precedenti si evince che l'utilizzo del dispositivo secondario previene la separazione del flusso e permette l'utilizzo del motore a valori di NPR inferiori, senza incorrere nel rischio di separazione. Di seguito vengono riportati gli andamenti della pressione a parete nelle due simulazioni, ossia nel caso di Aerospike spento ed acceso:

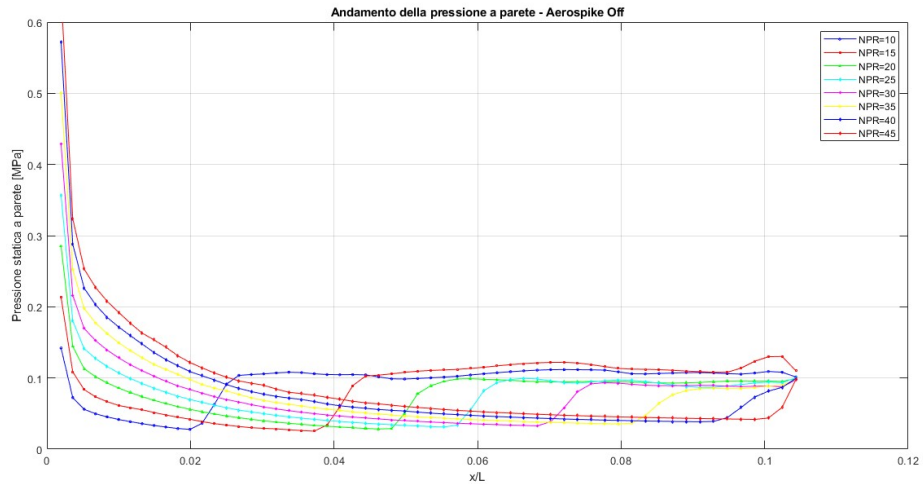


Figura 5.55: Pressioni a parete al variare di NPR - Aerospike OFF

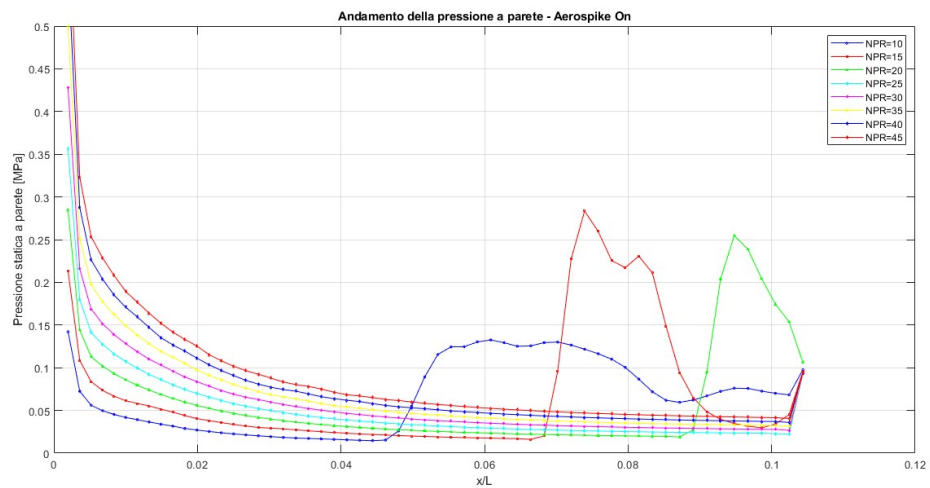


Figura 5.56: Pressioni a parete al variare di NPR - Aerospike ON

Come evidenziato dalla Figura 5.55, in assenza di flusso secondario, per evitare la separazione del flusso è necessario un utilizzo del motore ad un valore di NPR non inferiore a 45. Con l'accensione del dispositivo secondario Aerospike con condizione operativa di pressione in camera di 6 bar, invece, si osserva che il flusso rimane attaccato alla parete anche con una condizione operativa di NPR=25, come osservabile dalla Figura 5.56.

Di conseguenza, sarebbe necessaria una pressione in camera molto minore, e ciò permetterebbe di realizzare una struttura più leggera, diminuendo il peso del motore.

Inoltre, sempre in condizioni di Aerospike ON, la transizione da flusso FSS a RSS avviene a valori di NPR più bassi.

5.1.11 Isteresi del punto di separazione

Di seguito vengono riportati gli andamenti del punto di separazione con dispositivo secondario acceso e spento:

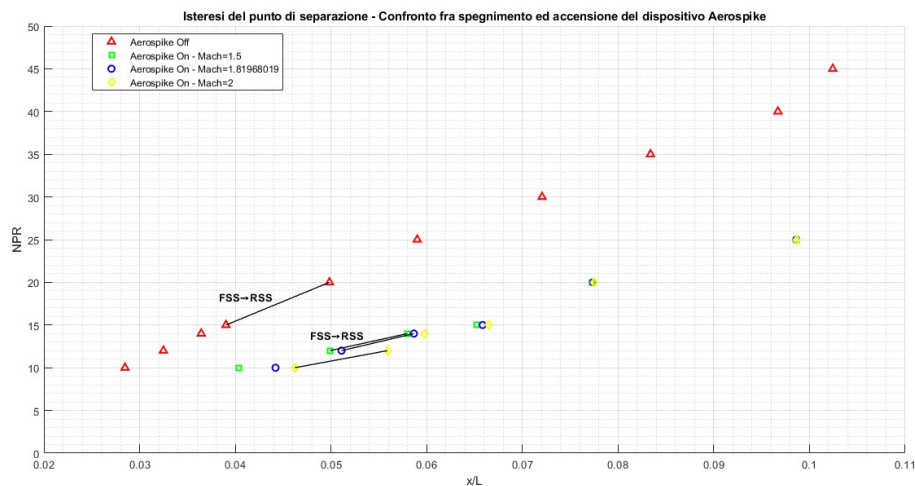


Figura 5.57: Isteresi dei punti di separazione con Aerospike Off ed On

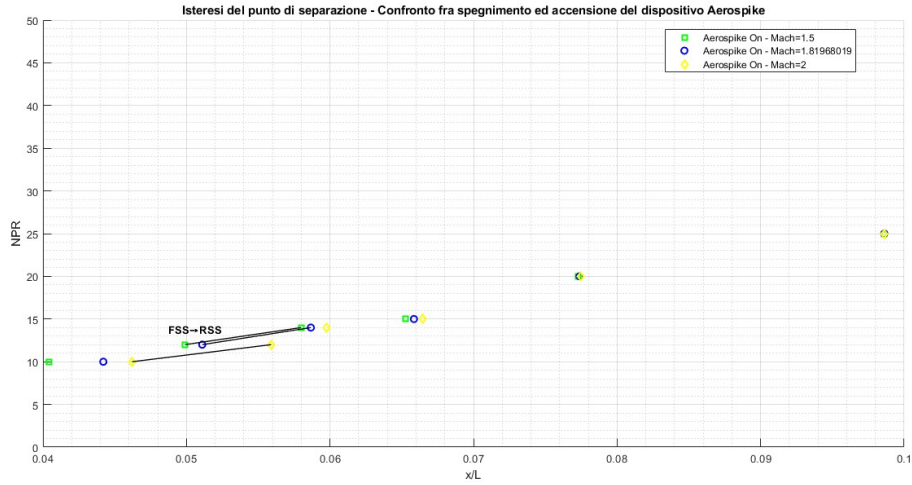


Figura 5.58: Isteresi dei punti di separazione con Aerospike On

La Figura 5.57 mette in evidenza i risultati ottenuti dalle simulazioni eseguite: nello specifico, vengono mostrati gli andamenti dei punti di separazione per il caso di dispositivo secondario spento e per i tre casi di Aerospike acceso con Mach pari rispettivamente a 1.5, 1.81968019 e 2. Si noti come per ogni caso analizzato la transizione da regime di separazione FSS a regime RSS sia indicato con una linea continua nera.

Si osserva come:

- Per $NPR \in [10, 15]$, il punto di separazione si sposta più a valle al crescere del Mach del dispositivo secondario.
- Per $NPR \in [10, 15]$, nello specifico per $NPR=10$, i casi analizzati con Aerospike ON sono tutti in regime di separazione FSS.
Nello specifico, per $NPR=12$ si nota che il caso con dispositivo secondario a $M=2$ subisce la transizione al regime di separazione RSS: infatti, si osserva un netto spostamento a valle del punto di separazione.
Per $NPR=14$ si osserva la transizione a regime RSS per entrambi i casi con dispositivo secondario a $M=1.8$ e $M=1.6$, con punti di separazione sempre più vicini.
- Infine, per $NPR \in [16, 30]$ tutte le simulazioni effettuate con Aerospike acceso mostrano punti di separazione pressoché coincidenti.

In conclusione, l'utilizzo del dispositivo secondario Aerospike capace di emettere un flusso secondario porta ad uno spostamento del punto di separazione sempre più a valle, permettendo un utilizzo dell'ugello a valori di NPR più bassi che, in

caso di dispositivo spento, porterebbero alla separazione del flusso. Inoltre, sempre con l'accensione di tale dispositivo, la transizione da regime di separazione FSS a RSS avviene a valori di NPR più bassi.

Di conseguenza, si potrebbe pensare di dimensionare il profilo dell'ugello in modo da operare ad un valore di pressione in camera molto inferiore, permettendo di realizzare una struttura più leggera diminuendo il peso del motore, oltre che dei costi di progetto.

5.2 Variazione della pressione di ristagno dell'Aerospike

In questa sezione viene analizzato il comportamento del flusso al variare della pressione di ristagno del dispositivo secondario, osservando la variazione della portata secondaria del getto.

In particolare, si prende come caso di riferimento la situazione di dispositivo secondario Aerospike acceso, con valore di $NPR=18$, e si studia l'andamento della portata secondaria al variare della pressione di camera del dispositivo. Si consideri che nelle analisi precedenti il valore della pressione in camera del dispositivo era di 6 bar.

L'analisi viene ripetuta al variare del Mach in ingresso.

5.2.1 Mach d'ingresso = 1.5

Di seguito vengono riportati i risultati ottenuti dalle simulazioni imponendo un valore di Mach in ingresso pari a 1.5, al variare della pressione di ristagno dell'Aerospike da 6 bar fino a 15 bar, con $NPR=18$.

Pressione di ristagno Aerospike = 6 bar

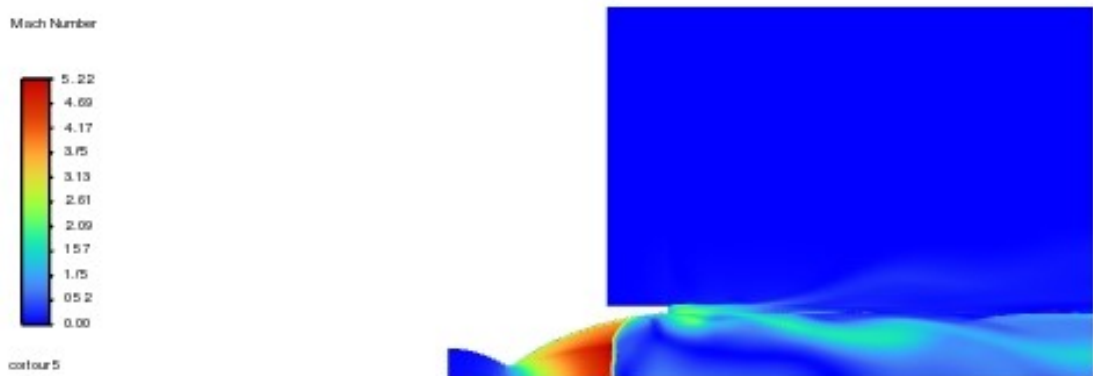


Figura 5.59: Contour del Mach per $P_0 = 6$ bar

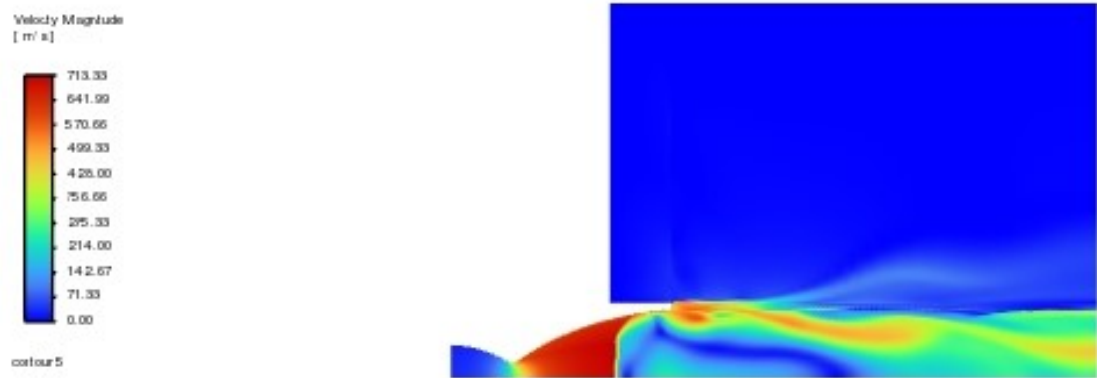


Figura 5.60: Contour del modulo della velocità per $P_0 = 6$ bar

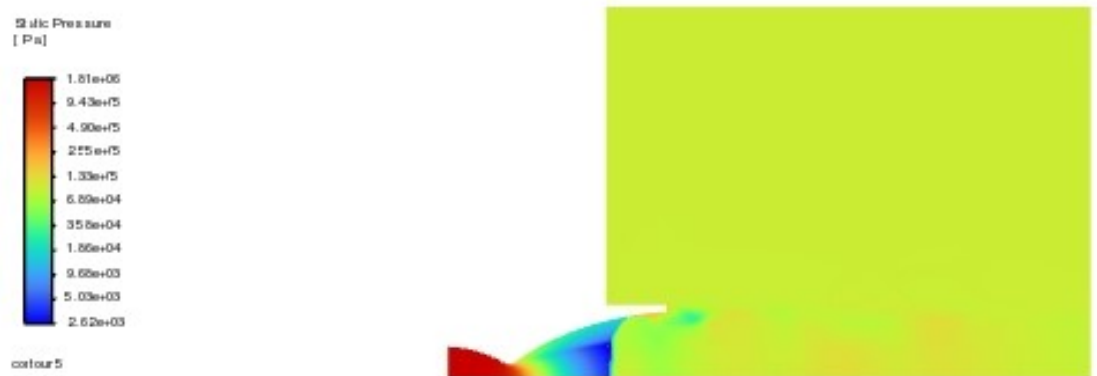


Figura 5.61: Contour della pressione statica per $P_0 = 6$ bar

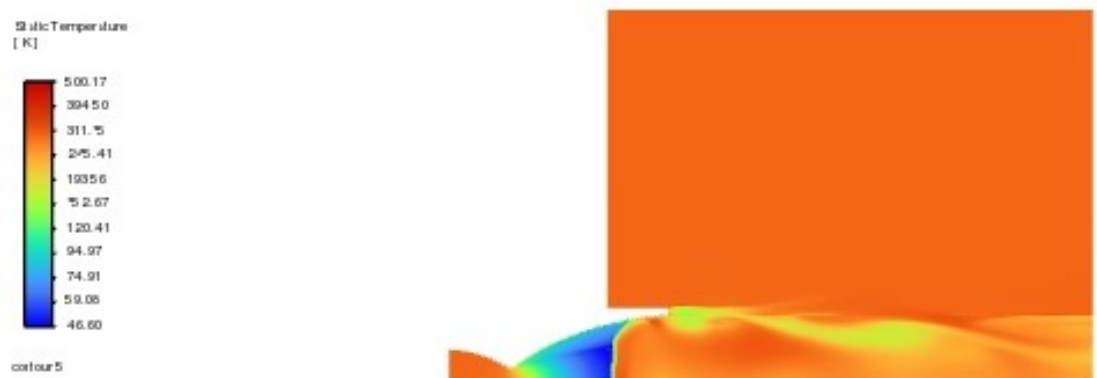


Figura 5.62: Contour della temperatura statica per $P_0 = 6$ bar

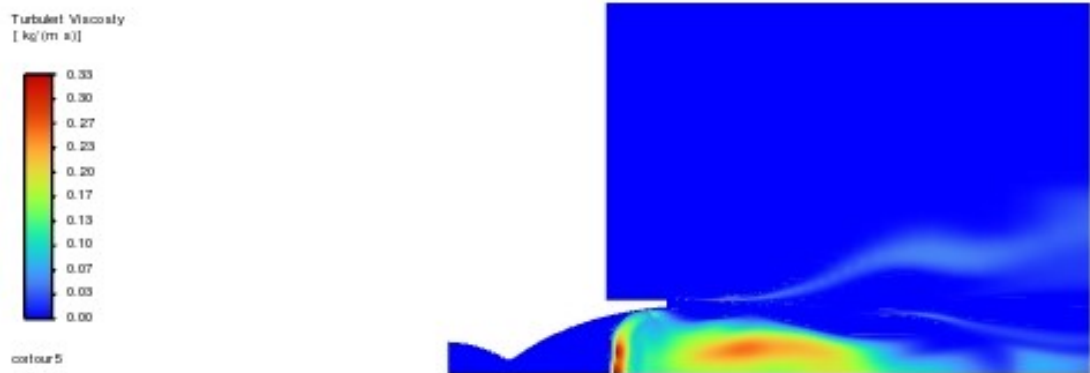


Figura 5.63: Contour della viscosità per $P_0 = 6$ bar

Pressione di ristagno Aerospike = 9 bar

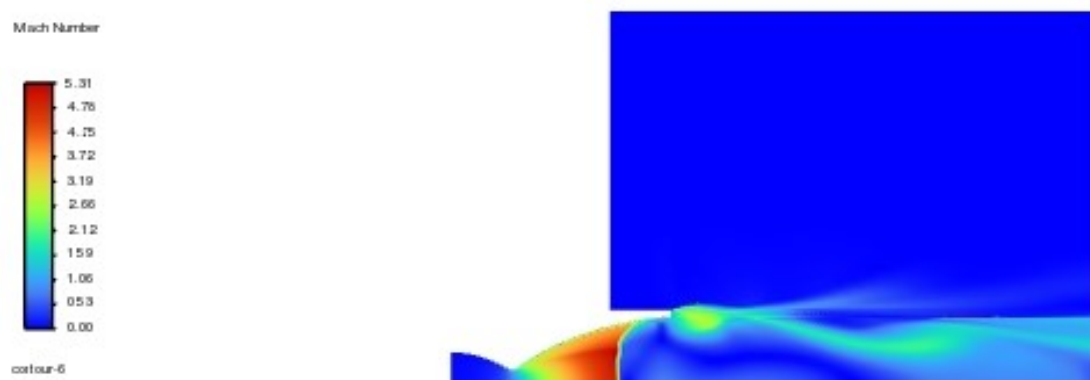


Figura 5.64: Contour del Mach per $P_0 = 9$ bar

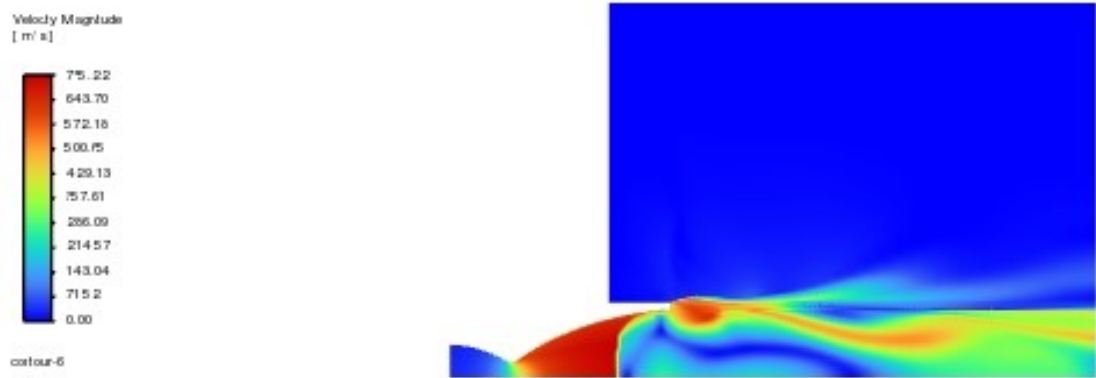


Figura 5.65: Contour del modulo della velocità per $P_0 = 9$ bar

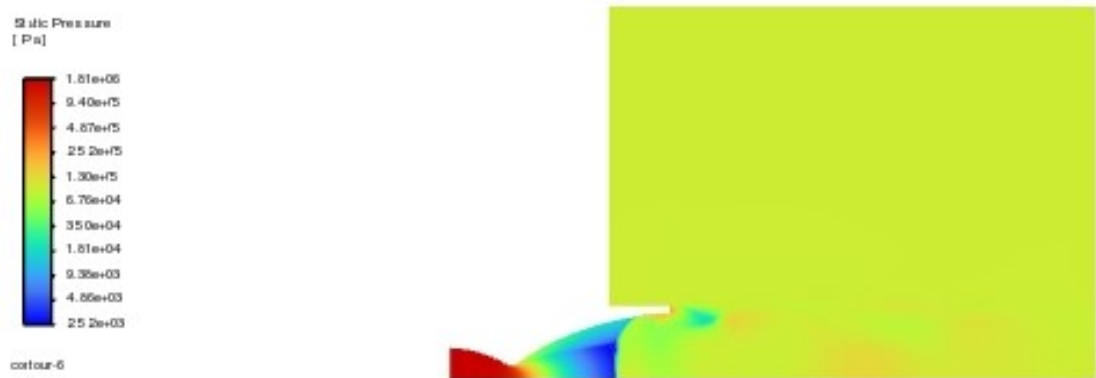


Figura 5.66: Contour della pressione statica per $P_0 = 9$ bar

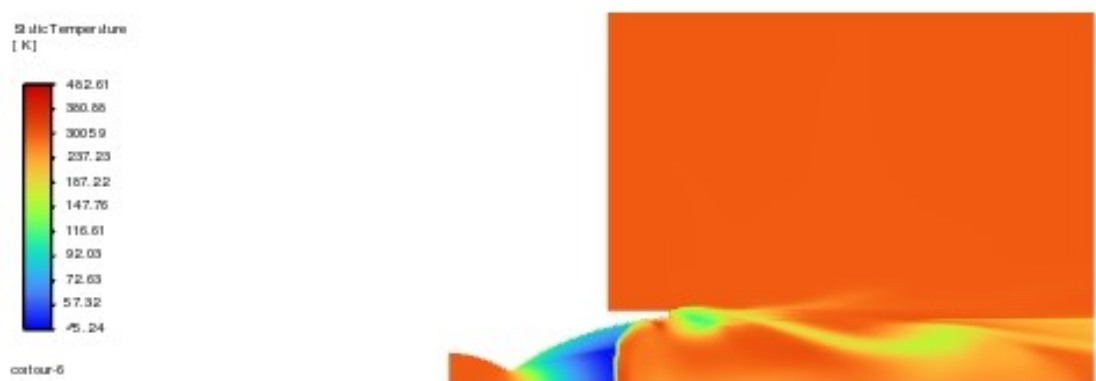


Figura 5.67: Contour della temperatura statica per $P_0 = 9$ bar

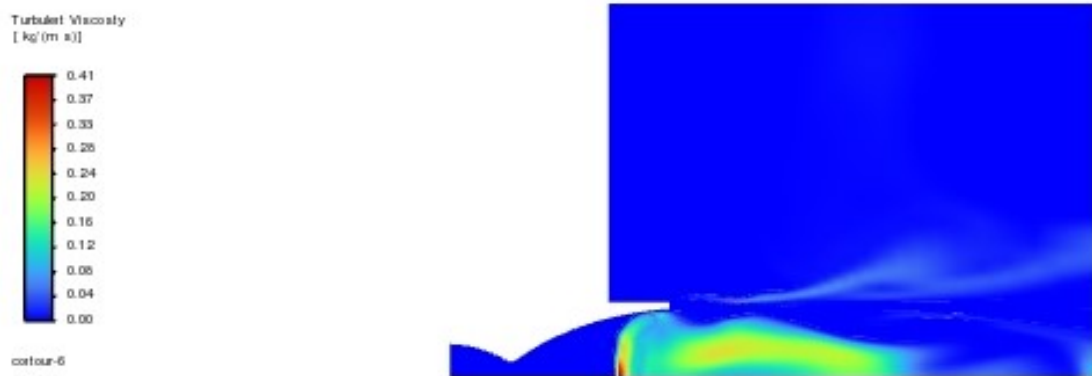


Figura 5.68: Contour della viscosità per $P_0 = 9$ bar

Pressione di ristagno Aerospike = 12 bar

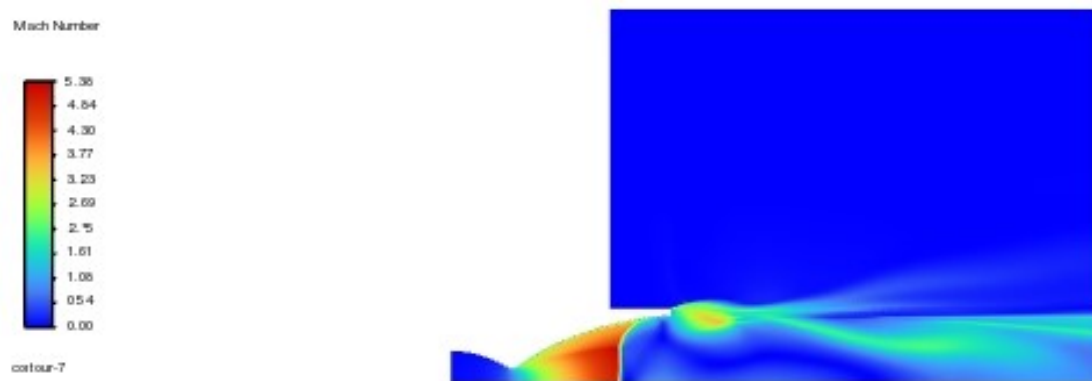


Figura 5.69: Contour del Mach per $P_0 = 12$ bar

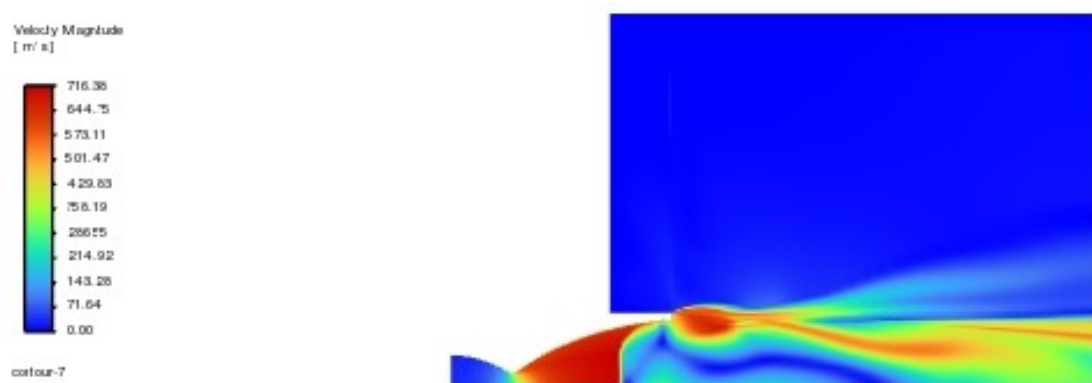


Figura 5.70: Contour del modulo della velocità per $P_0 = 12$ bar

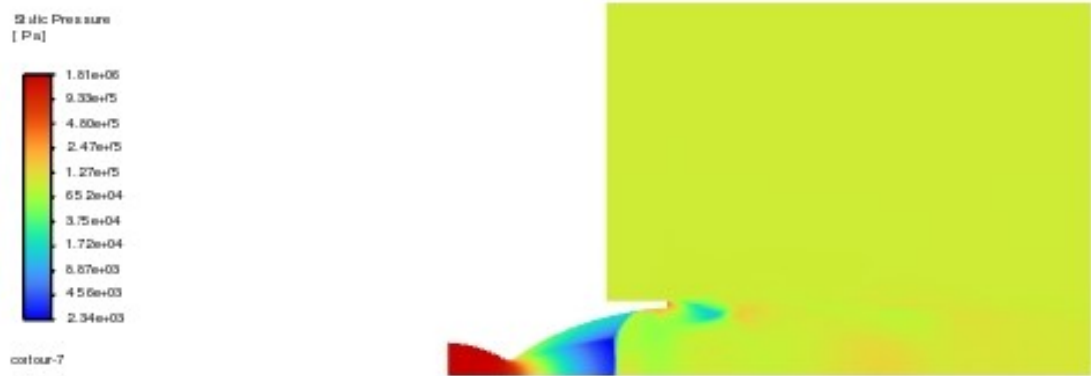


Figura 5.71: Contour della pressione statica per $P_0 = 12$ bar

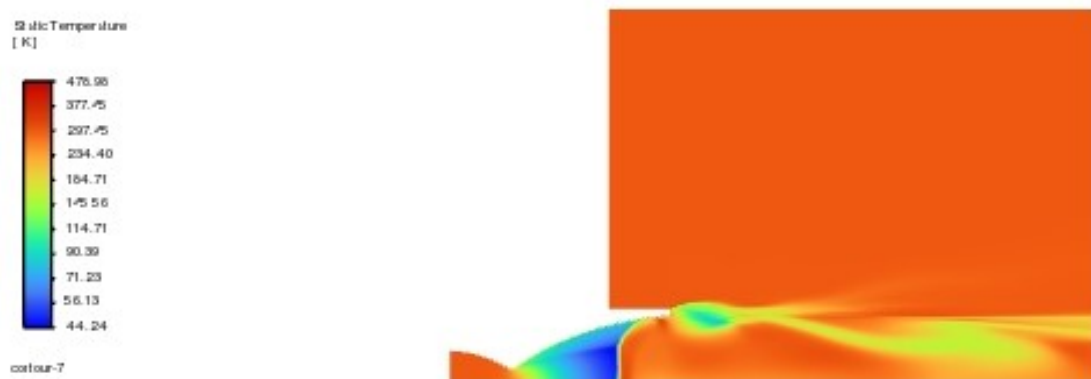


Figura 5.72: Contour della temperatura statica per $P_0 = 12$ bar

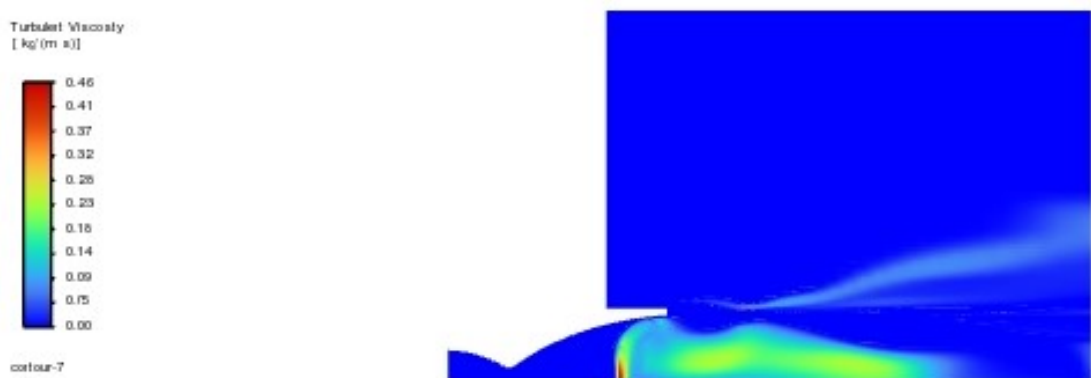


Figura 5.73: Contour della viscosità per $P_0 = 12$ bar

Pressione di ristagno Aerospace = 15 bar

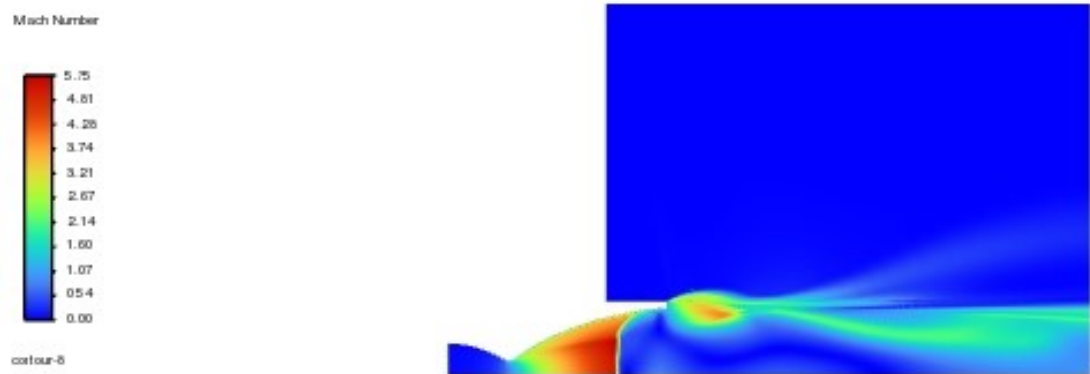


Figura 5.74: Contour del Mach per $P_0 = 15$ bar

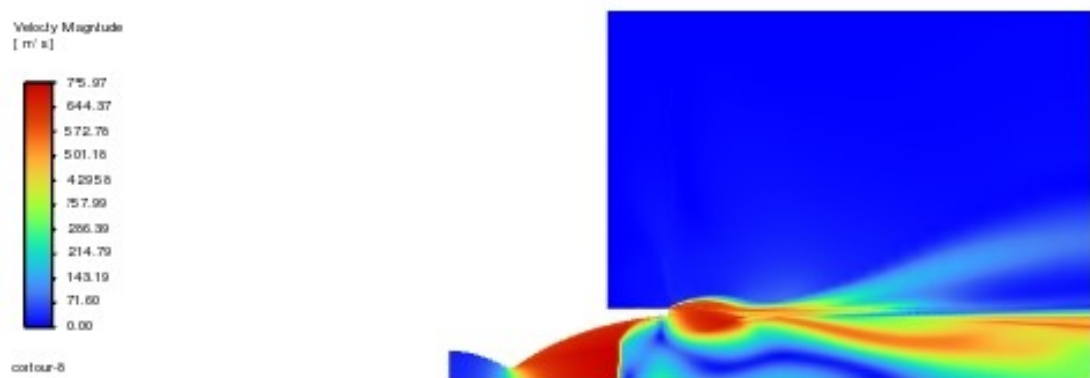


Figura 5.75: Contour del modulo della velocità per $P_0 = 15$ bar

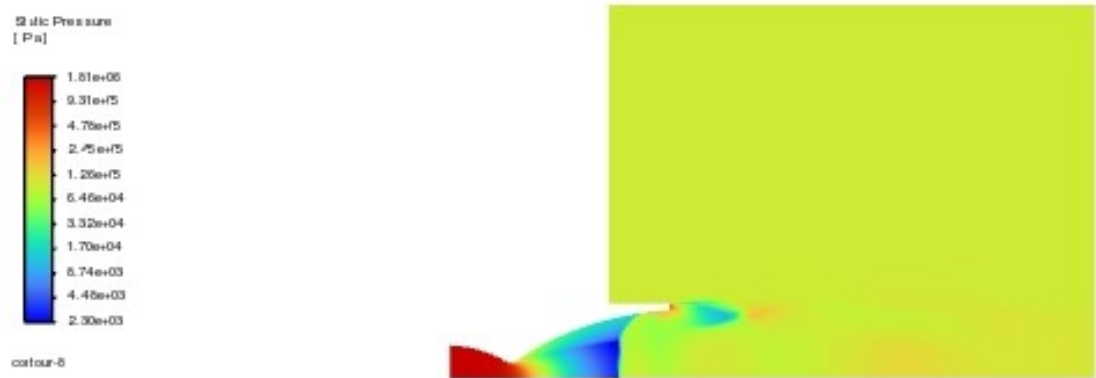


Figura 5.76: Contour della pressione statica per $P_0 = 15$ bar

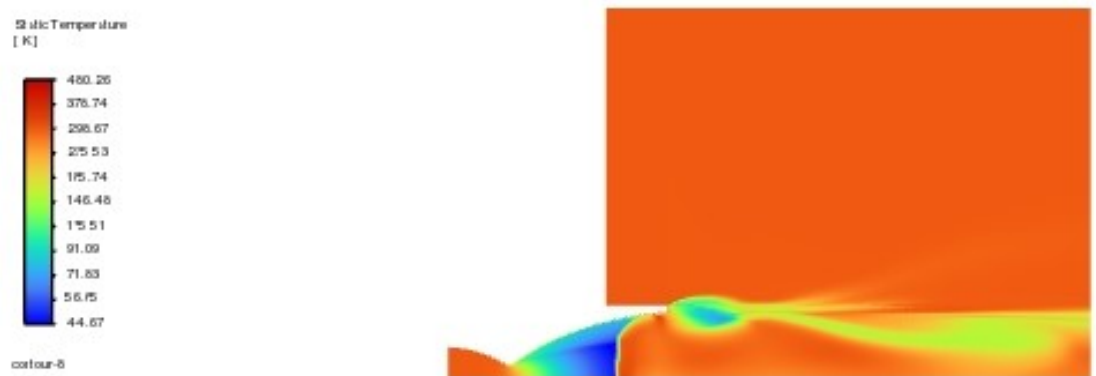


Figura 5.77: Contour della temperatura statica per $P_0 = 15$ bar

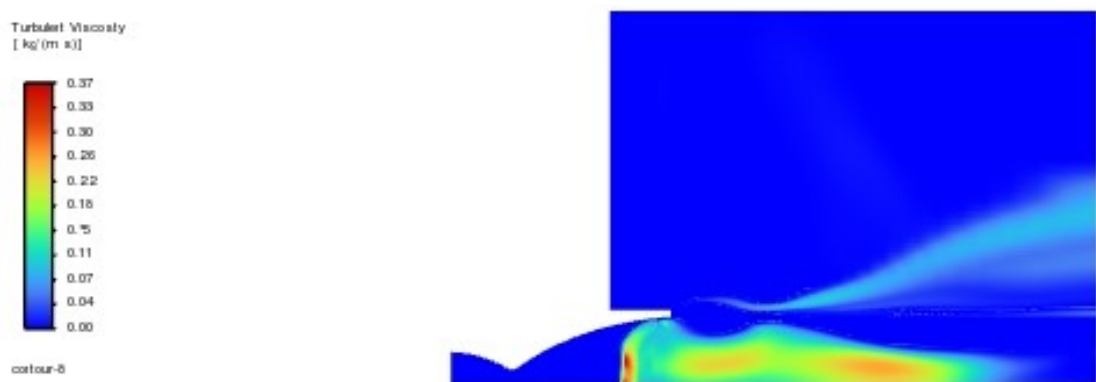


Figura 5.78: Contour della viscosità per $P_0 = 15$ bar

Andamento pressioni a parete

Dai risultati ottenuti si evidenzia come la variazione della pressione di ristagno dell'Aerospike non abbia un'influenza significativa sulla separazione del flusso, come confermato dagli andamenti della pressione a parete riportati nella figura seguente:

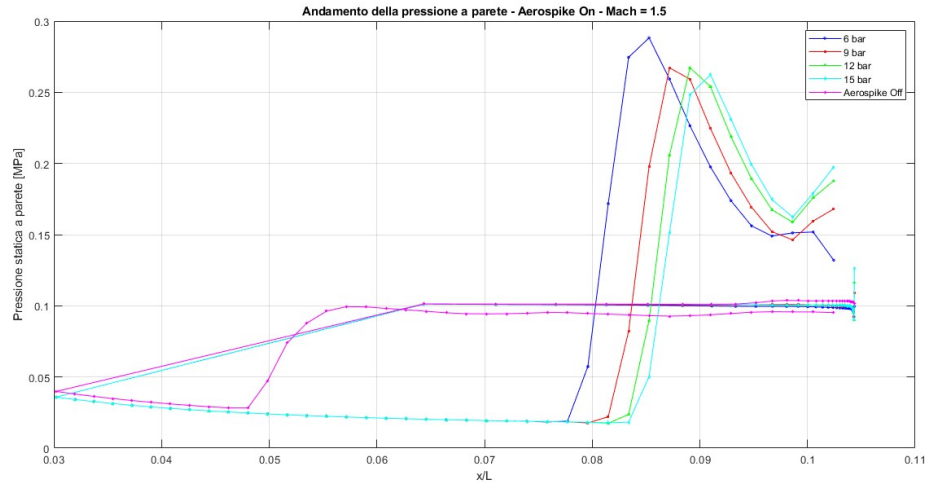


Figura 5.79: Andamento della pressione a parete al variare della pressione di ristagno dell'Aerospike - Mach=1.5

5.2.2 Mach d'ingresso = 2

Di seguito non verranno riportati tutti i contour ottenuti dalle simulazioni effettuate impostando un Mach d'ingresso pari a 2 al variare della pressione di ristagno dell'Aerospike in quanto estremamente simili a quelli riportati per il caso precedente. Pertanto si riporta soltanto il grafico relativo agli andamenti della pressione a parete per evidenziarne l'evoluzione del comportamento all'aumentare della pressione di ristagno del dispositivo secondario:

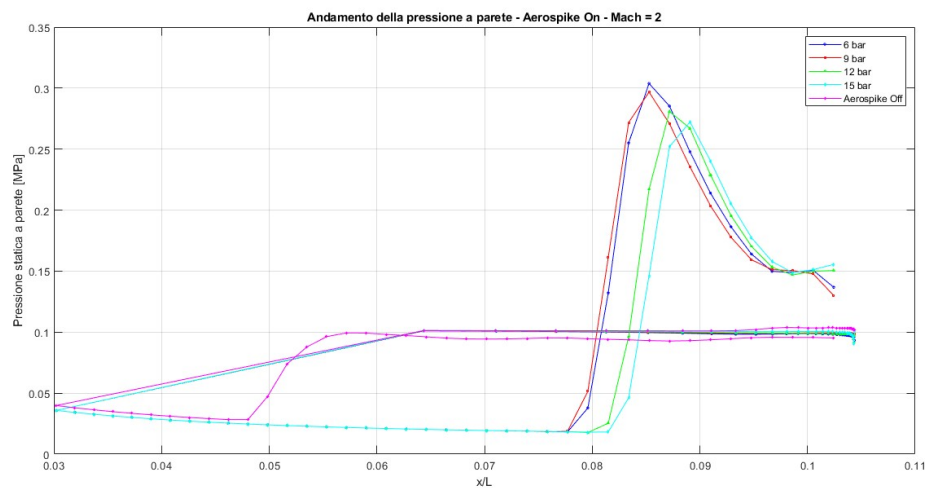


Figura 5.80: Andamento della pressione a parete al variare della pressione di ristagno dell'Aerospike - Mach=2

5.2.3 Mach d'ingresso = 2.5

Come nel caso precedente, si riporta soltanto il grafico relativo agli andamenti della pressione a parete per evidenziarne l'evoluzione del comportamento all'aumentare della pressione di ristagno del dispositivo secondario:

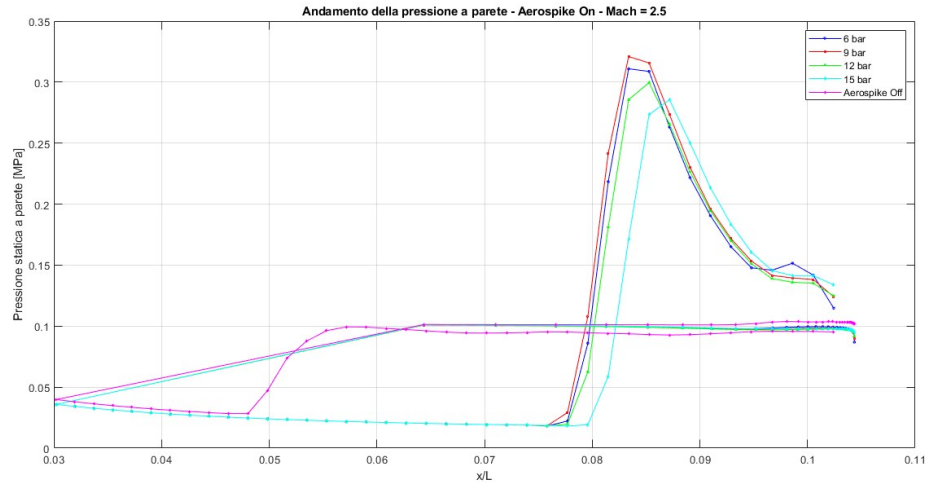


Figura 5.81: Andamento della pressione a parete al variare della pressione di ristagno dell'Aerospike - Mach=2.5

5.2.4 Mach d'ingresso = 3

Come nel caso precedente, si riporta soltanto il grafico relativo agli andamenti della pressione a parete per evidenziarne l'evoluzione del comportamento all'aumentare della pressione di ristagno del dispositivo secondario:

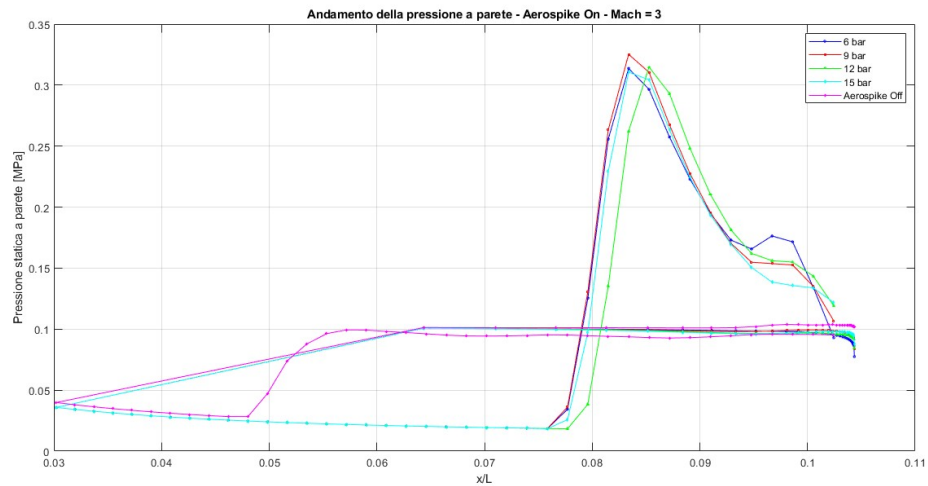


Figura 5.82: Andamento della pressione a parete al variare della pressione di ristagno dell'Aerospike - Mach=3

5.2.5 Variazione della portata secondaria

Nella tabella seguente vengono riportati i risultati ottenuti dalle simulazioni effettuate:

Tabella 5.1: Analisi dei parametri al variare della pressione in camera per diversi valori di Mach

Mach d'ingresso	Pressione [bar]	Portata [kg/s]	Mach	Temperatura [K]
1.5	6	1.504,964	1.575,496	206.873
	9	2.259,28	1.591,632	206.993,5
	12	3.013,595	1.606,61	207.053,7
	15	3.767,908	1.615,746	207.089,9
2	6	1.044,728	1.986,756	166.415,2
	9	1.574,454	2.031,31	166.830,3
	12	2.096,823	2.032,581	166.726,7
	15	2.626,535	2.038,563	166.913
2.5	6	0.670,288,2	2.418,626	133.398,3
	9	1.011,17	2.423,328	133.759,4
	12	1.340,576	2.441,635	133.398,3
	15	1.681,464	2.465,654	133.615,3
3	6	0.412,608	2.487,348	106.707,3
	9	0.635,174,2	2.863,639	107.96
	12	0.841,512,9	2.932,555	107.65
	15	1.047,838	2.861,771	107.46

5.2.6 Commento risultati per la variazione della pressione di ristagno Aerospike

Dai risultati ottenuti dalle simulazioni effettuate si può concludere che la variazione della pressione di ristagno del dispositivo Aerospike non influenza significativamente il comportamento del flusso. Si osserva infatti come all'aumentare del Mach in ingresso il comportamento del flusso sia sempre meno invariato al crescere della pressione di ristagno del dispositivo secondario, come evidenziato dalle Figure 5.79, 5.80, 5.81 e 5.82.

Inoltre, come mostrato dalla Tabella 5.1, la variazione della pressione di ristagno del flusso secondario comporta chiaramente una variazione della portata secondaria. Nello specifico, all'aumentare di P_0 segue un aumento della portata secondaria $\dot{m}$. Ciò vale anche all'aumentare del Mach in ingresso, nonostante in tal caso si osservi una diminuzione dei valori di portata secondaria raggiunti.

Capitolo 6

Inserimento di una superficie orizzontale nel dominio di calcolo

In questo capitolo viene introdotta una superficie orizzontale all'interno del dominio di calcolo dell'ugello, con l'obiettivo di analizzare l'effetto di tale configurazione sulla distribuzione della pressione all'uscita.

6.1 Geometria e mesh dell'ugello

La superficie orizzontale che viene inserita nel dominio di calcolo deve rappresentare un ostacolo al flusso indisturbato, e rispetta le seguenti condizioni geometriche:

- lunghezza pari alla lunghezza del dominio di calcolo;
- posto ad un'altezza pari al diametro di gola $d_t = 2 \times 10^{-2}$ m;
- spessore pari al raggio di gola $r_t = 1 \times 10^{-2}$ m.

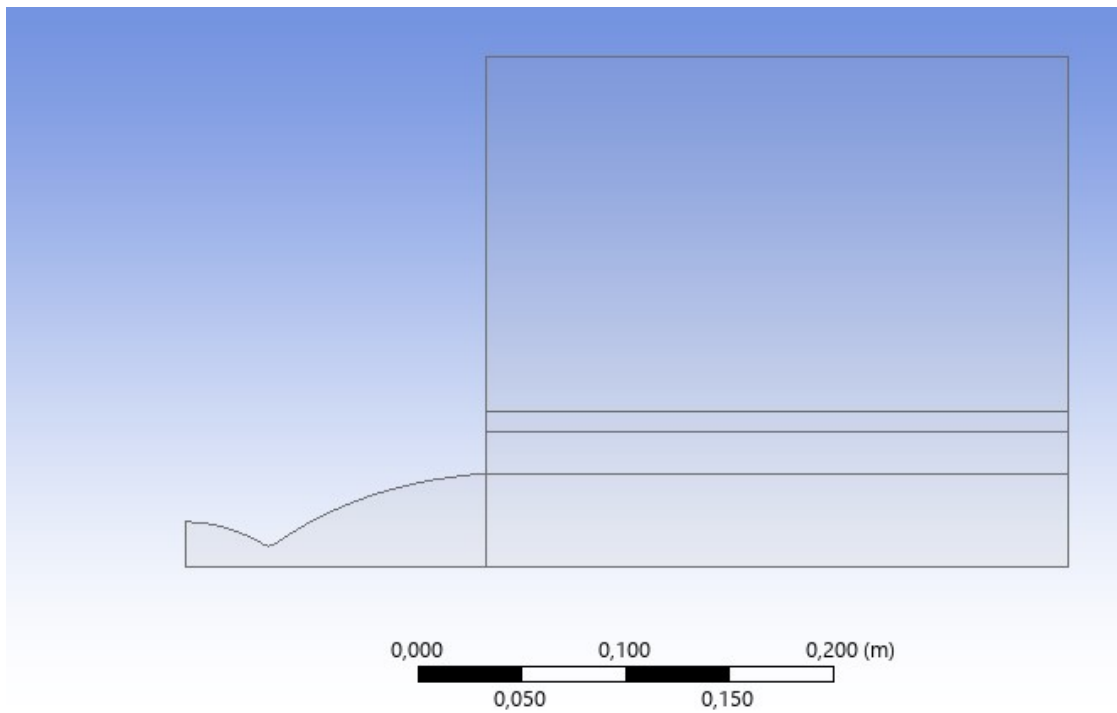


Figura 6.1: Geometria del dominio di calcolo del profilo

Per quanto riguarda la mesh, si è deciso di seguire lo stesso schema dei capitoli precedenti, infittendo ulteriormente la zona del dominio di calcolo dov'è stata inserita la superficie orizzontale, come osservabile dalle seguenti figure.

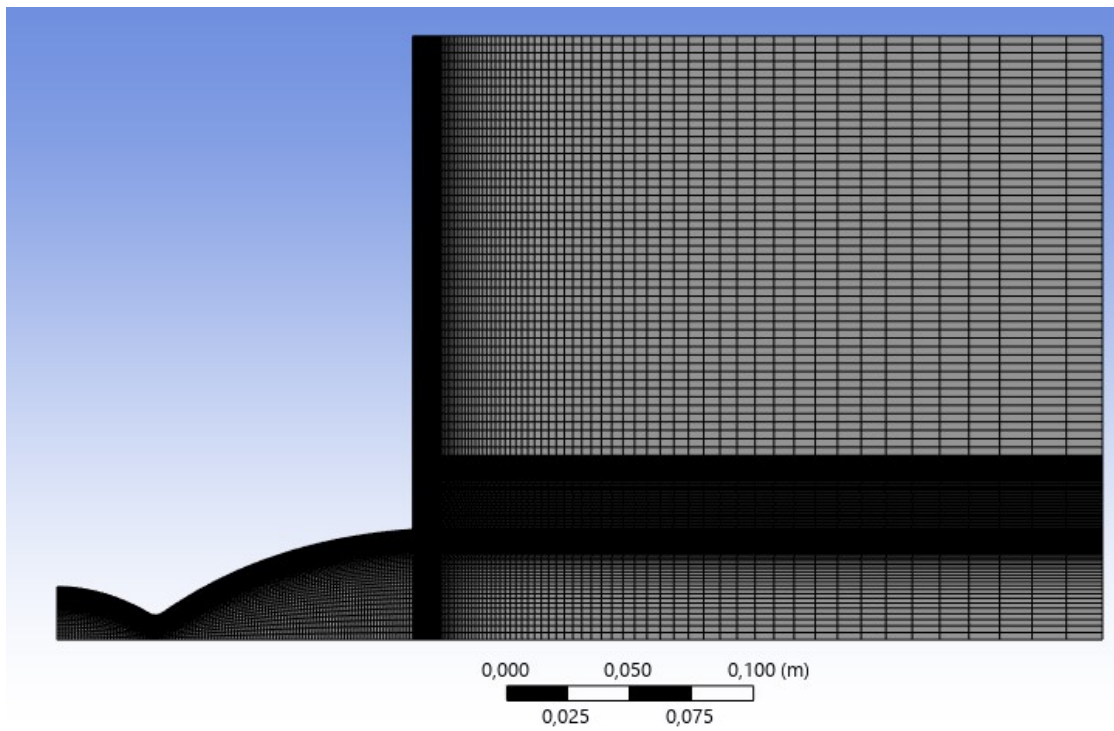


Figura 6.2: Mesh del profilo

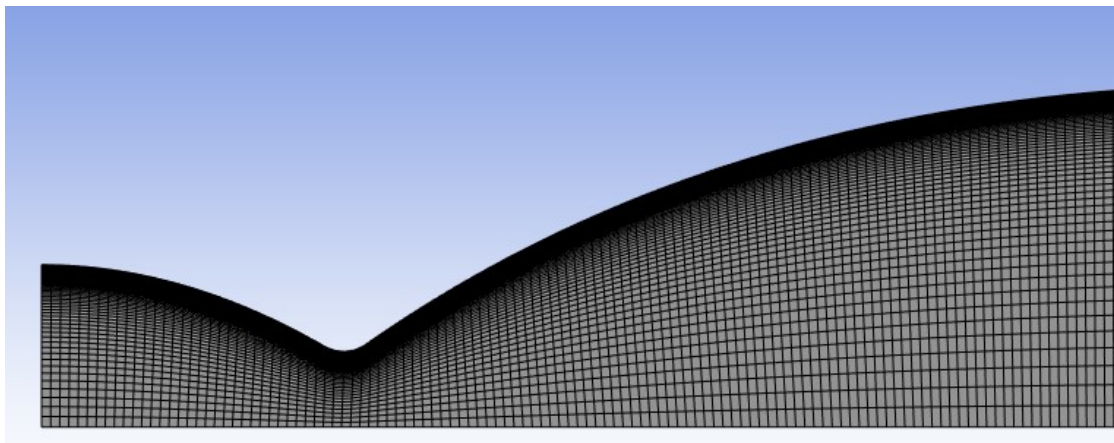


Figura 6.3: Particolare della mesh dell'ugello

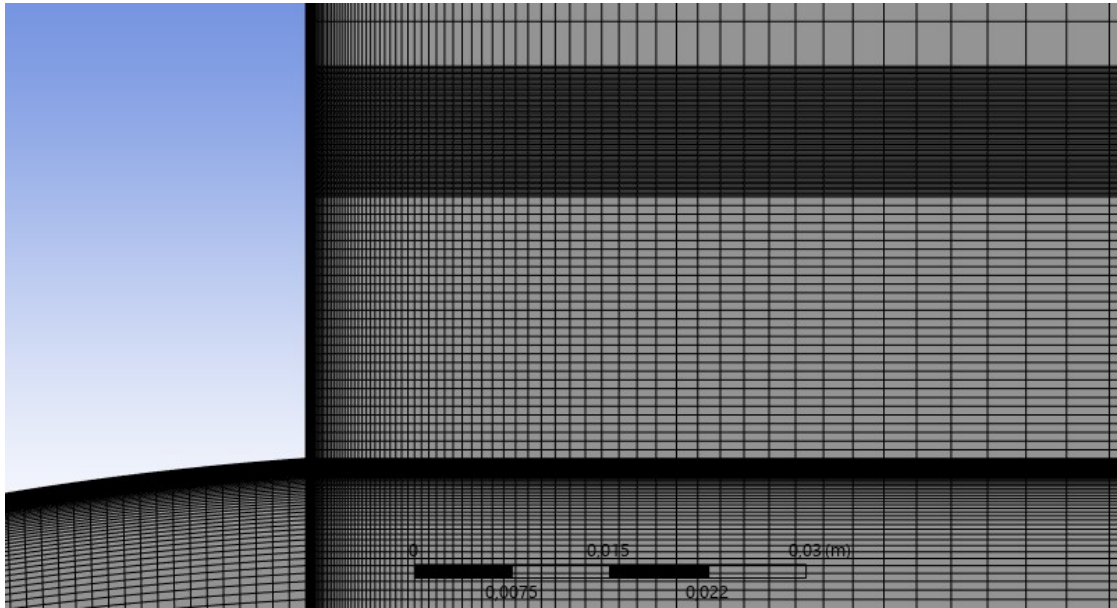


Figura 6.4: Particolare della mesh della superficie orizzontale

Nell'analisi svolta sono state inserite le seguenti condizioni al contorno per il profilo:

- *inlet* per l'ingresso del flusso;
- *outlet* per l'uscita del flusso dal dominio di calcolo;
- *wall* per il dorso del profilo e per i quattro lati della superficie orizzontale;
- *axis* per l'asse di simmetria del profilo.

Infine, sono state effettuate delle simulazioni al variare del rapporto di pressione dell'ugello NPR, con $P_{\text{amb}} = 101325 \text{ Pa}$ e $M=0.01$: ci si aspetta che la pressione ambiente locale vicino l'uscita della superficie orizzontale risulti ridotta rispetto alla pressione ambiente di riferimento. Questa analisi permette di comprendere meglio le variazioni pressorie indotte dalla presenza di ostacoli o superfici nel campo di flusso e di validare l'accuratezza del modello CFD adottato.

6.2 Risultati ottenuti dalle simulazioni

6.2.1 Contour ottenuti

Di seguito vengono riportati i contour ottenuti dalle simulazioni effettuate: si pone particolare attenzione agli andamenti del Mach e della pressione statica al variare di NPR.

6.2.2 NPR=10

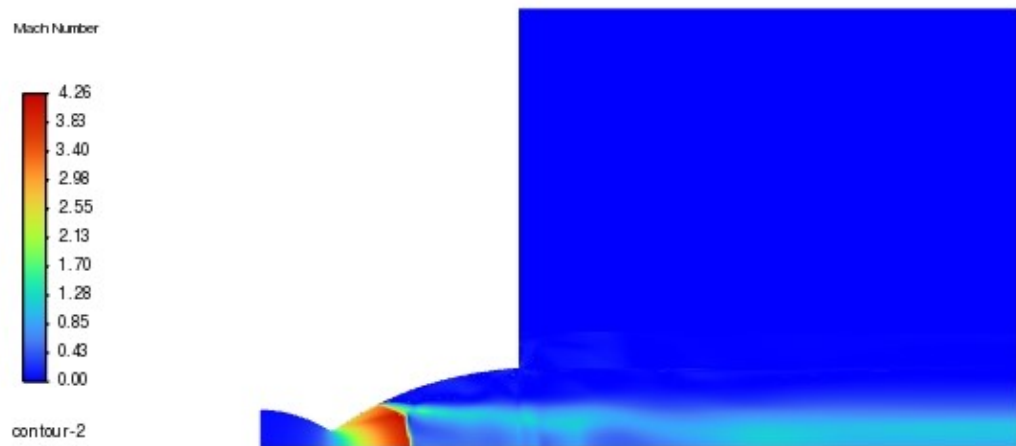


Figura 6.5: Contour del Mach per NPR=10

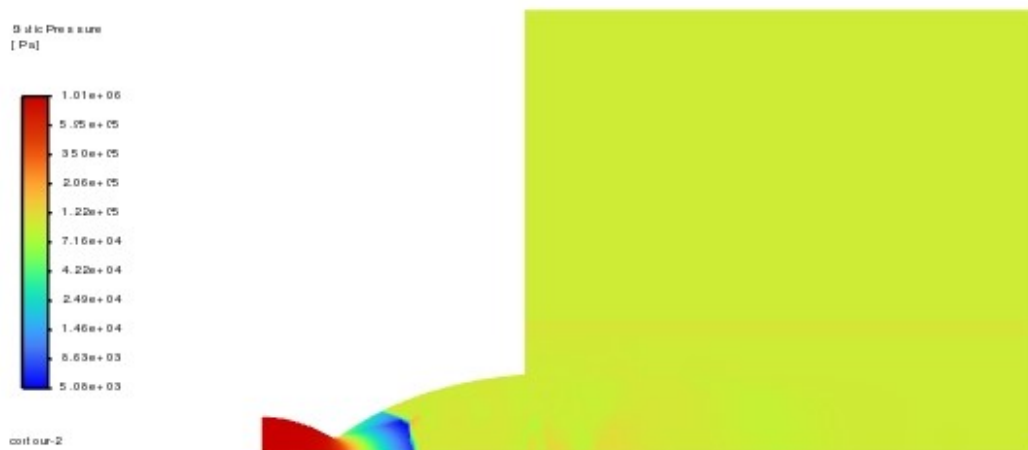


Figura 6.6: Contour della pressione statica per NPR=10

6.2.3 NPR=15

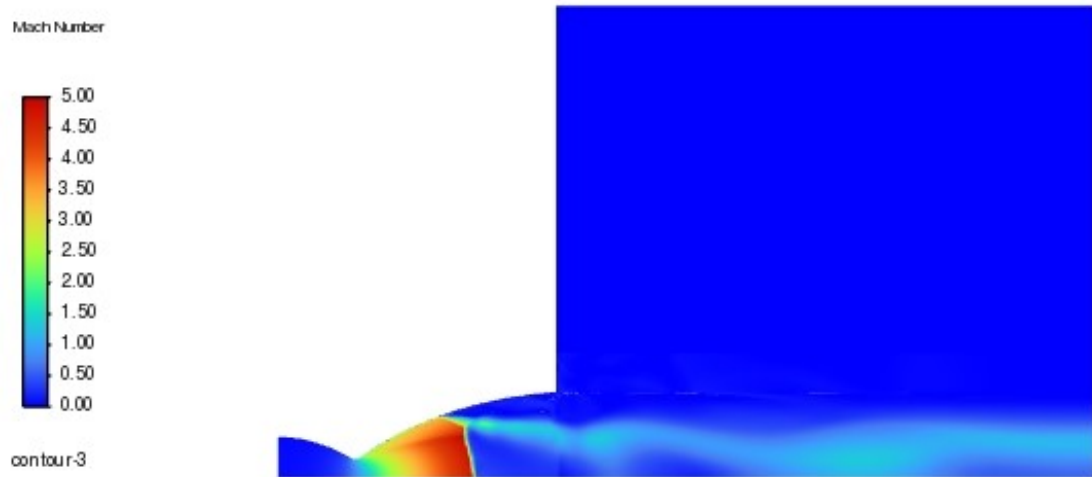


Figura 6.7: Contour del Mach per NPR=15

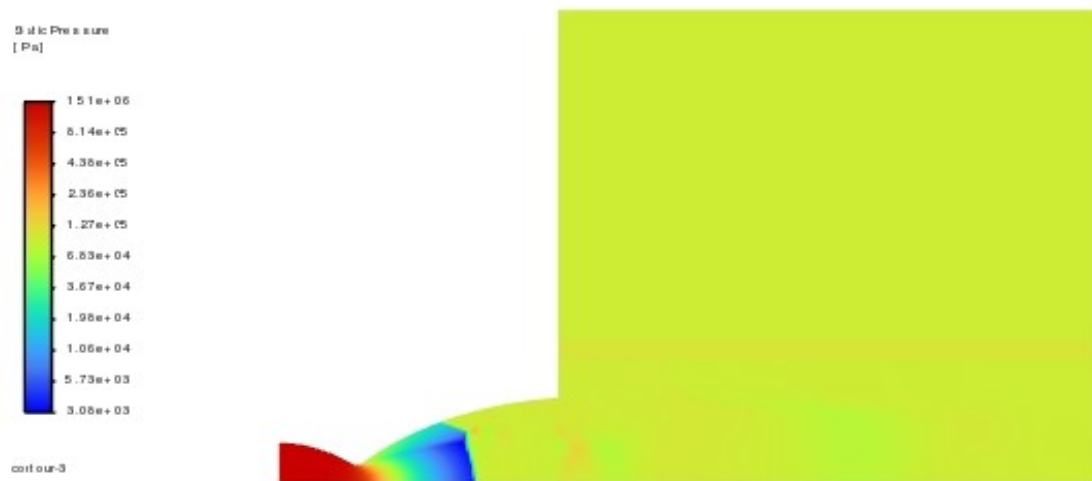


Figura 6.8: Contour della pressione statica per NPR=15

6.2.4 NPR=20

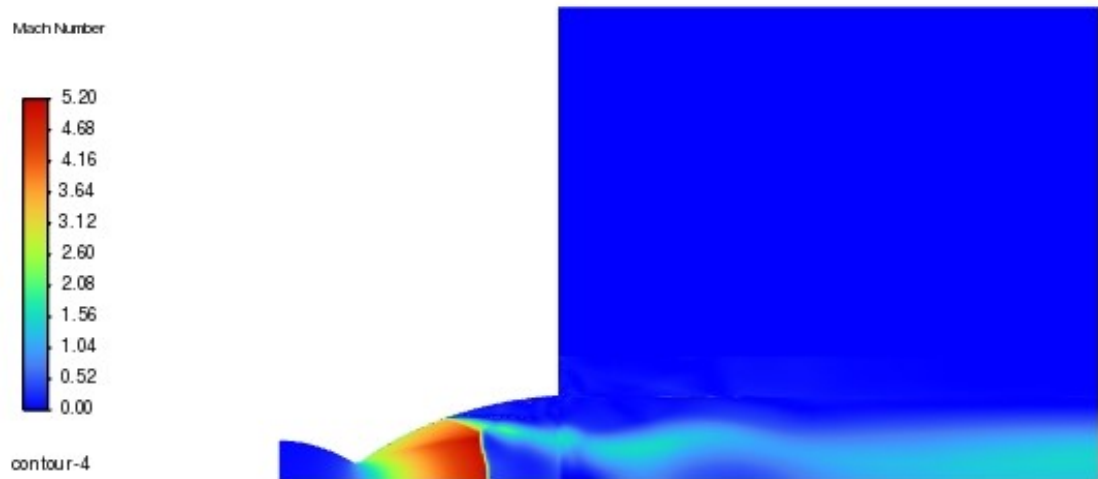


Figura 6.9: Contour del Mach per NPR=20

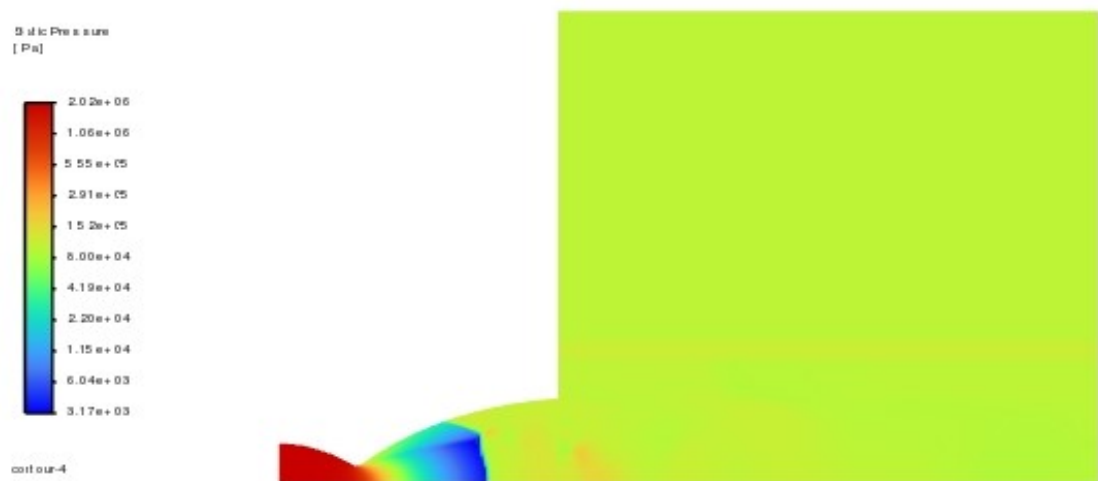


Figura 6.10: Contour della pressione statica per NPR=20

6.2.5 NPR=25

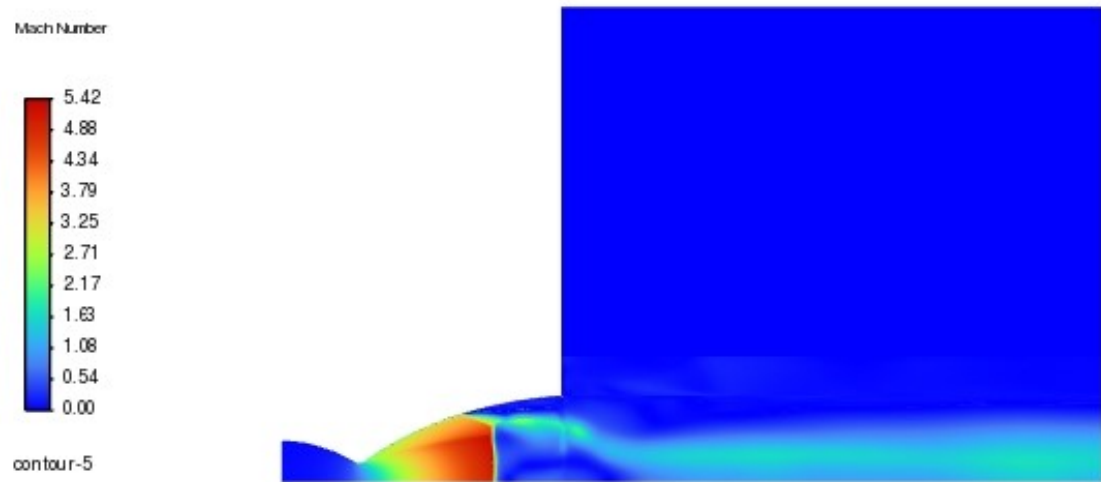


Figura 6.11: Contour del Mach per NPR=25

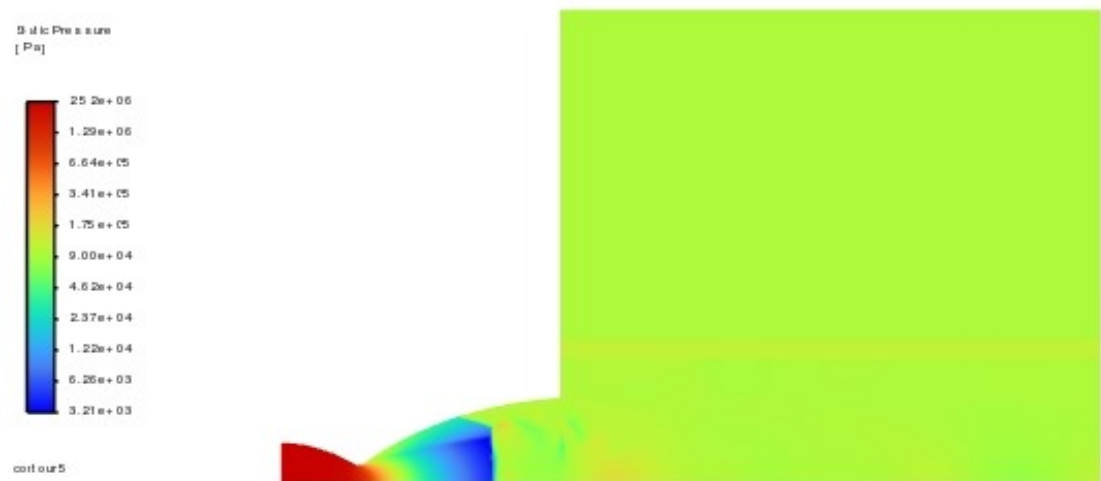


Figura 6.12: Contour della pressione statica per NPR=25

6.2.6 NPR=30

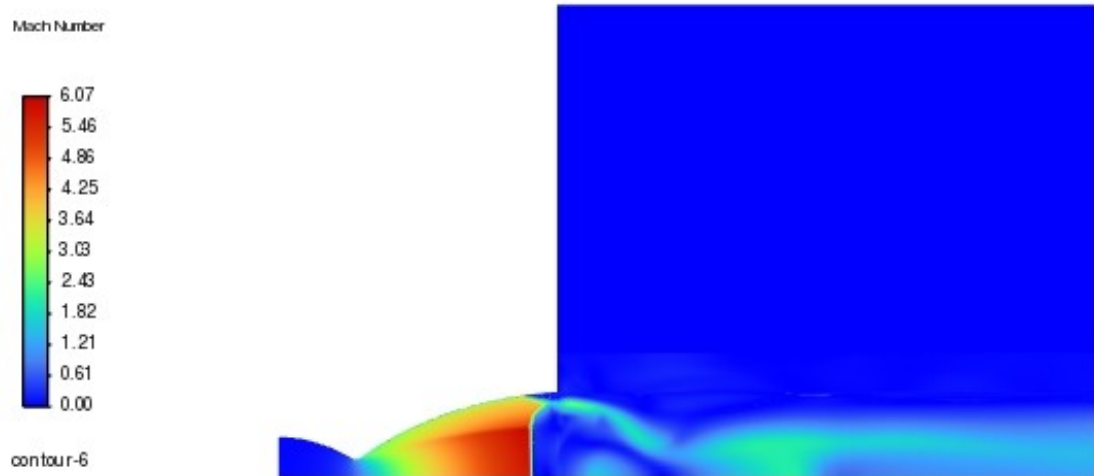


Figura 6.13: Contour del Mach per NPR=30

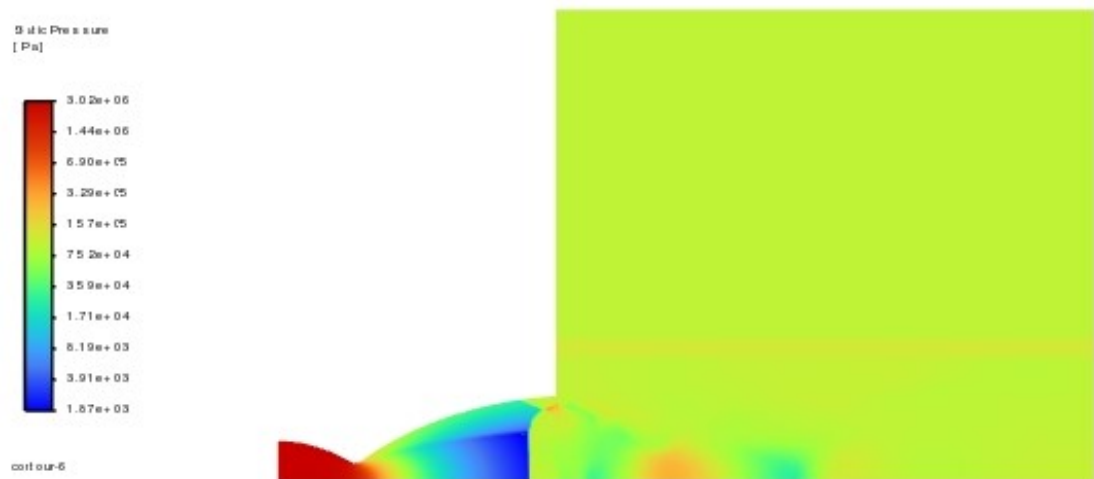


Figura 6.14: Contour della pressione statica per NPR=30

6.2.7 NPR=35

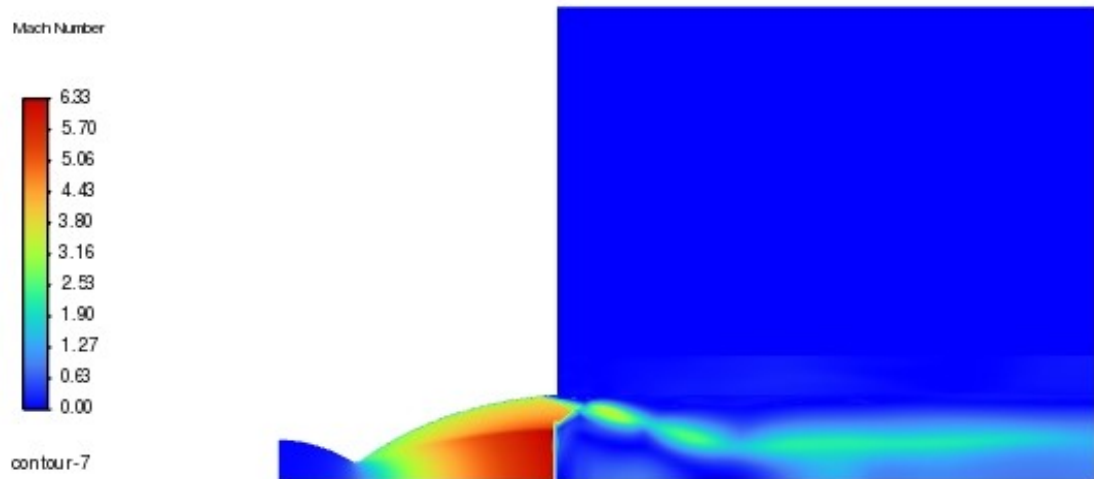


Figura 6.15: Contour del Mach per NPR=35

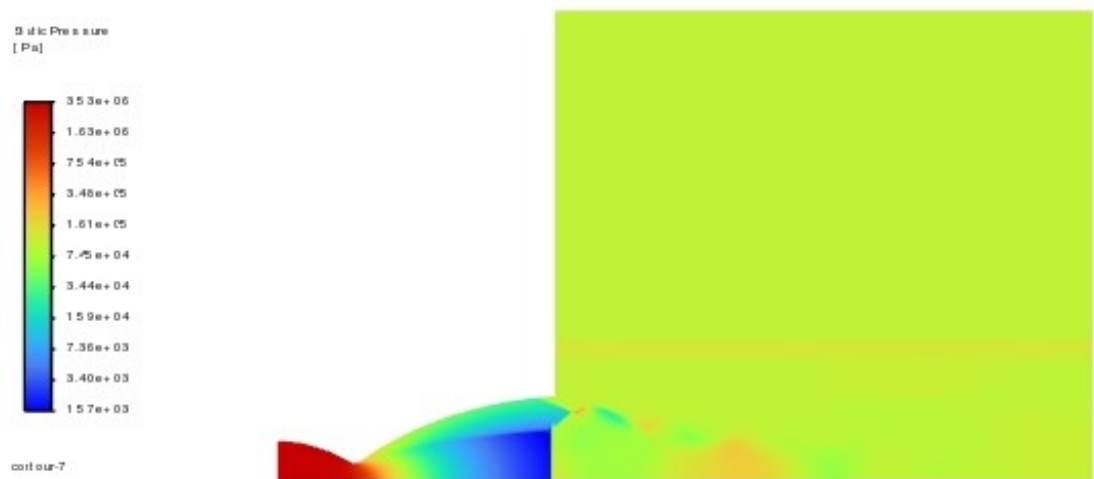


Figura 6.16: Contour della pressione statica per NPR=35

6.2.8 NPR=40

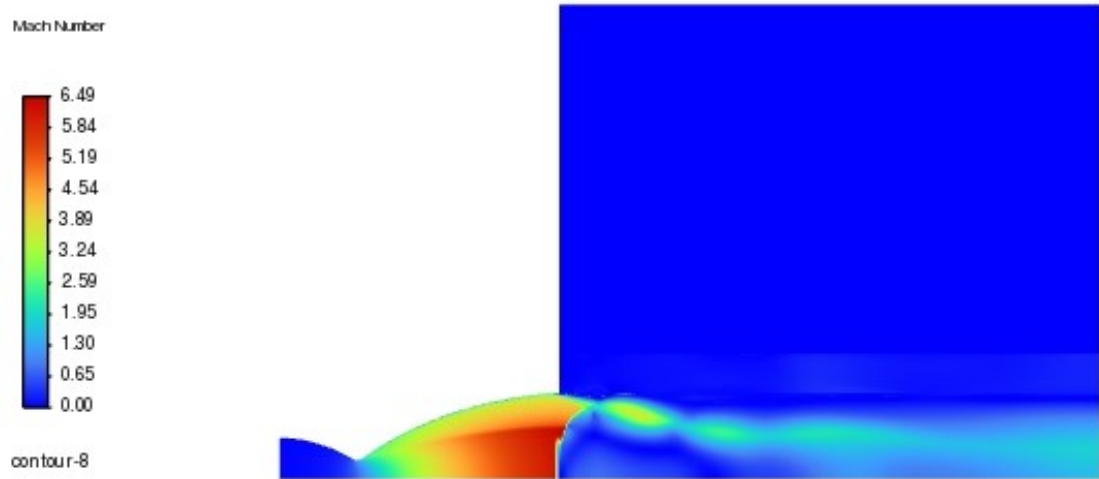


Figura 6.17: Contour del Mach per NPR=40

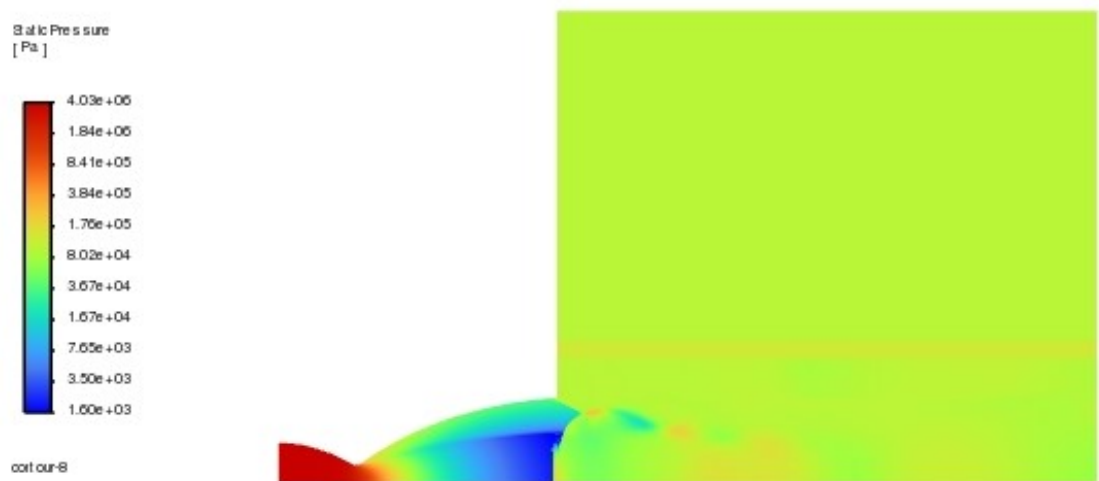


Figura 6.18: Contour della pressione statica per NPR=40

6.2.9 NPR=45

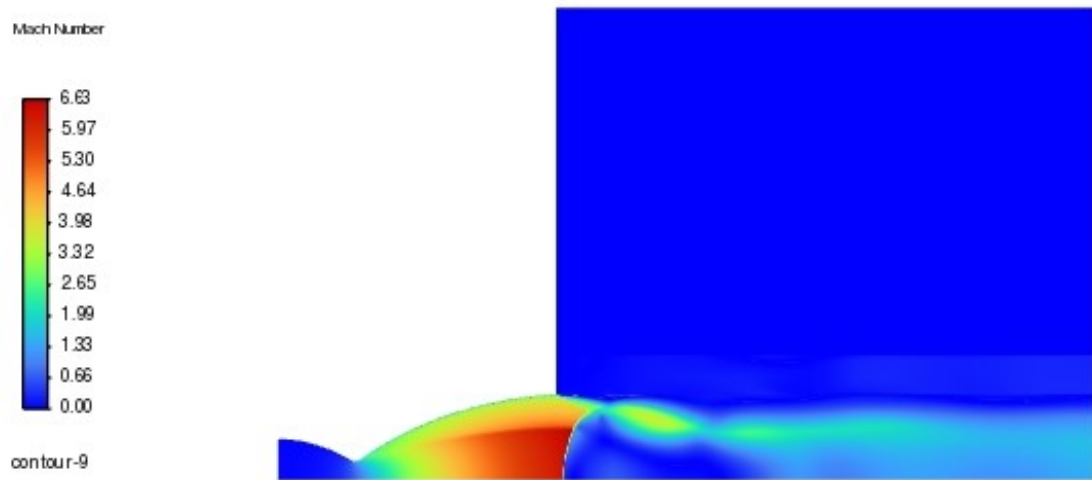


Figura 6.19: Contour del Mach per NPR=45

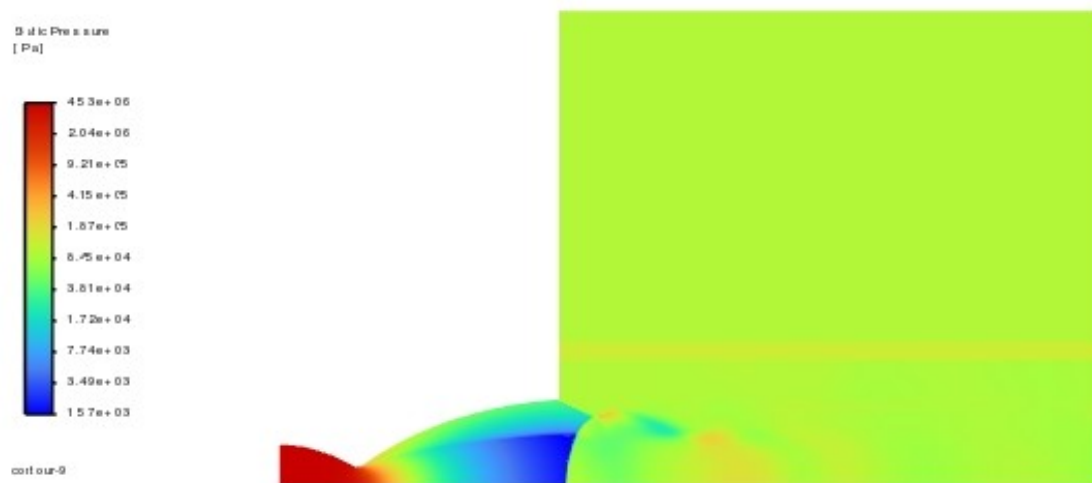


Figura 6.20: Contour della pressione statica per NPR=45

6.2.10 Commento risultati

Come si osserva dai contour riportati in precedenza, l'andamento del flusso è molto simile, come prevedibile, a quello del caso analizzato nei capitoli precedenti con dispositivo secondario spento. Di seguito viene infatti riportato un confronto fra gli andamenti generali della pressione statica a parete in questi due casi, al variare dell'NPR.

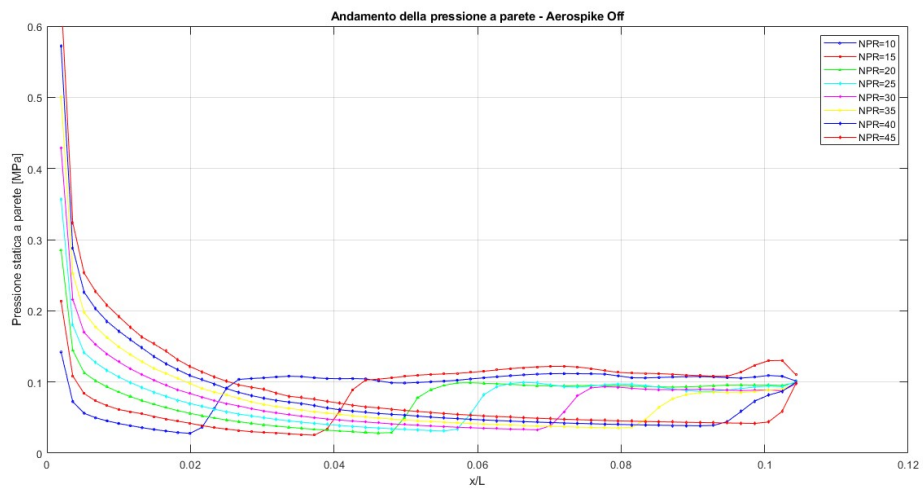


Figura 6.21: Andamento delle pressioni a parete per Aerospike Off nei casi precedenti

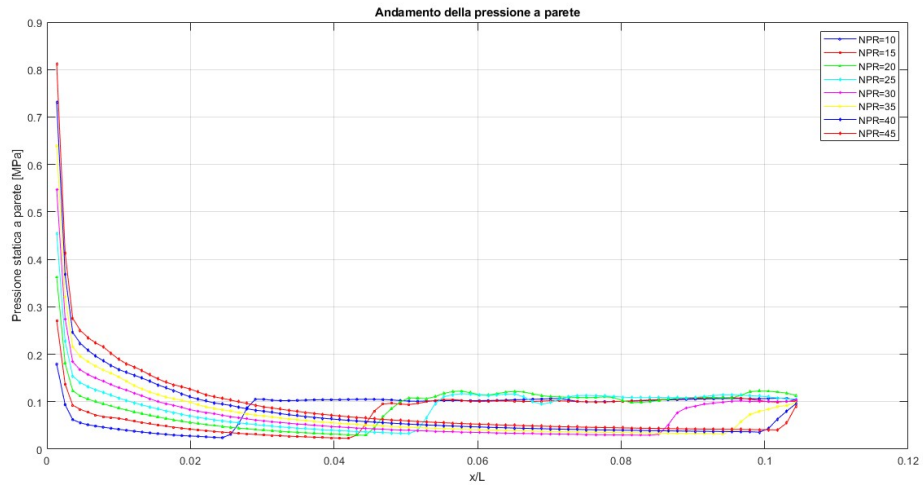


Figura 6.22: Andamento delle pressioni a parete per ugello con inserimento della superficie orizzontale

Di seguito viene invece riportato un confronto tra l'andamento del punto di separazione del profilo in assenza ed in presenza della superficie orizzontale al variare di NPR:

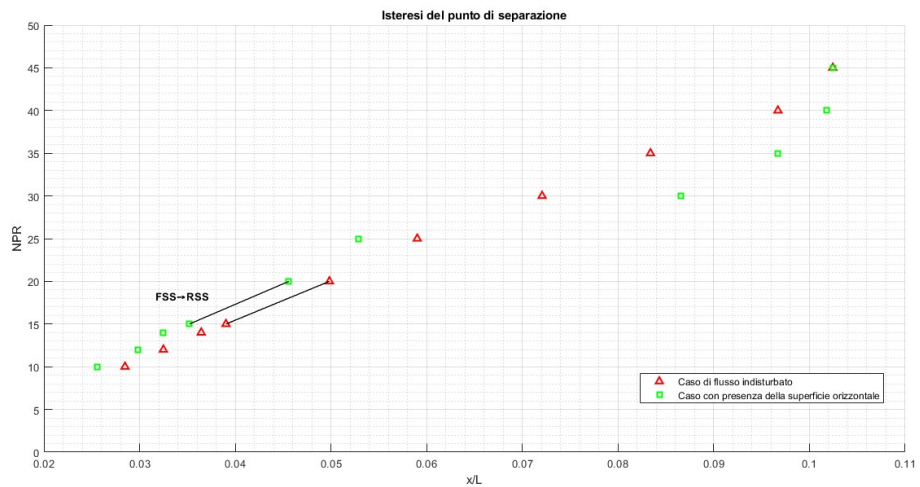


Figura 6.23: Isteresi del punto di separazione in presenza ed assenza della superficie orizzontale

Dall'analisi condotta e come mostrato in Figura 6.23, si osserva che, confrontando il caso con la superficie orizzontale nel dominio di calcolo con quello senza superficie

il punto di separazione all'interno dell'ugello si comporta in modo differente al variare del rapporto di pressione NPR.

Per valori più bassi di NPR (fino a circa 25), si osserva che il punto di separazione tende a spostarsi più a monte nel caso con la superficie. Questo comportamento può essere spiegato dal fatto che, a NPR ridotti, il flusso è meno espanso e quindi maggiormente influenzato dalla presenza della superficie nel dominio. Quest'ultima genera una perturbazione nella distribuzione di pressione, con possibili zone di depressione seguite da un rapido incremento della pressione statica. Tale configurazione comporta un gradiente di pressione avverso più marcato, che favorisce un distacco anticipato dello strato limite rispetto al caso senza superficie.

Per valori più alti di NPR, invece, il punto di separazione nel caso con superficie si sposta più a valle rispetto al caso base. Questo è attribuibile al fatto che, con NPR maggiori, il flusso è più espanso e dotato di maggiore energia cinetica. In tali condizioni, l'influenza locale esercitata dalla superficie sullo strato limite risulta meno significativa: il flusso riesce quindi a mantenersi aderente alla parete più a lungo, ritardando la separazione.

In sintesi, la presenza della superficie orizzontale altera la distribuzione di pressione in maniera più incisiva per bassi NPR, causando una separazione anticipata, mentre il suo effetto si riduce all'aumentare del rapporto di pressione, con un conseguente ritardo del distacco.

Per quanto riguarda la pressione ambiente in uscita dalla zona della superficie orizzontale, dai risultati ottenuti si osserva che la pressione statica rilevata in prossimità dell'outlet, nella zona immediatamente adiacente all'uscita della superficie orizzontale, risulta inferiore rispetto alla pressione ambiente inizialmente imposta (101325 Pa). Questo comportamento è coerente con quanto atteso e può essere spiegato in termini di espansione del getto supersonico.

Infatti, a valle dell'ugello, il flusso tende ad espandersi liberamente nell'ambiente circostante. In presenza di una superficie orizzontale, questa espansione viene parzialmente confinata, generando una zona in cui la pressione scende al di sotto della pressione ambiente. Questo effetto è associato all'interazione tra il flusso supersonico e la superficie stessa, che induce una rarefazione locale.

Inoltre, la presenza di gradienti di pressione e l'accelerazione del flusso in uscita contribuiscono a generare un'area di pressione ridotta rispetto a quella imposta in condizioni iniziali o ideali.

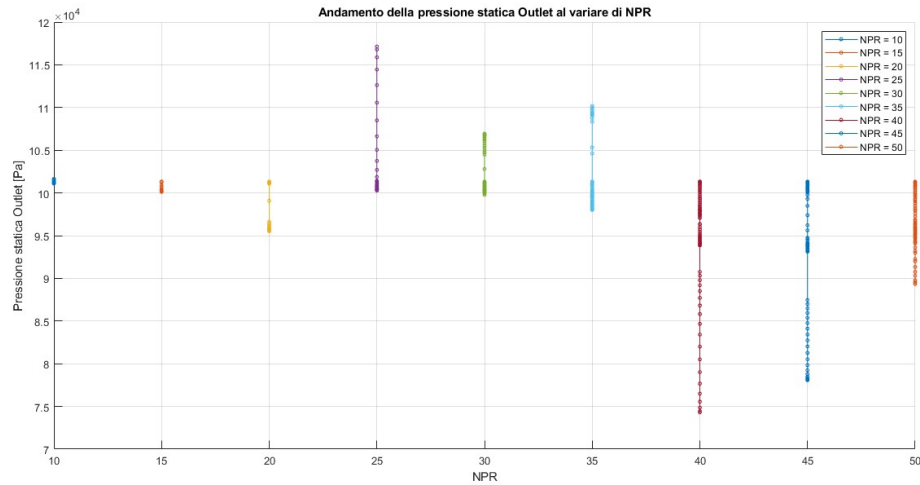


Figura 6.24: Andamento delle pressioni sull'outlet

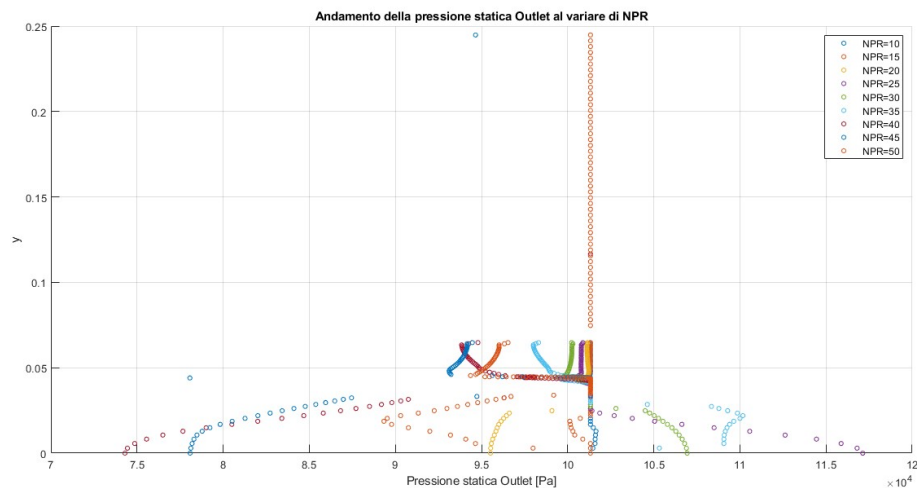


Figura 6.25: Andamento delle pressioni sull'outlet

Si segnala che, in alcune delle simulazioni effettuate, si osservano piccole regioni localizzate presso l'outlet in cui la pressione risulta leggermente superiore alla pressione ambiente iniziale.

Tali anomalie possono essere attribuite a diversi fattori. Da un lato, la qualità della mesh in prossimità dell'uscita può influenzare l'accuratezza nella cattura dei gradienti di pressione. Dall'altro lato, è possibile che tali aumenti locali di pressione siano dovuti alla formazione di deboli onde di riflessione o ricircoli indotti dalla

geometria del dominio e dalla presenza della superficie orizzontale, che possono perturbare temporaneamente il campo di pressione nella zona di espansione.

Complessivamente, l'analisi dimostra che l'inserimento della superficie orizzontale ha un impatto significativo sull'evoluzione del flusso in uscita, confermando la sensibilità del campo di pressione a variazioni geometriche nel dominio. I risultati ottenuti rafforzano quindi la tesi iniziale secondo cui la pressione ambiente effettiva, in presenza di ostacoli o superfici, può divergere localmente dal valore teorico imposto, con implicazioni importanti per la progettazione e l'analisi di sistemi propulsivi in ambiente aperto.

Capitolo 7

Conclusioni

Nel seguente elaborato di tesi è stato simulato il funzionamento di un ugello di tipo TOP dotato di un dispositivo Aerospike in due condizioni operative, a seconda che il dispositivo secondario fosse spento oppure acceso.

Nello specifico, sono state svolte delle simulazioni CFD mediante il software Ansys FLUENT: si è definita correttamente una mesh adeguata per il caso studiato e sono state svolte delle analisi in entrambe le condizioni operative di Aerospike OFF ed ON al variare del rapporto di pressione dell'ugello NPR.

Dai risultati ottenuti, ossia dai contours delle grandezze analizzate e, in particolar modo, dagli andamenti della pressione di parete, si è potuto dedurre che l'utilizzo del dispositivo Aerospike permette un funzionamento del motore a valori di NPR più bassi senza incorrere nel rischio della separazione del flusso. Infatti, in condizioni di Aerospike OFF è necessario un utilizzo del motore ad un valore di NPR non inferiore a 45 per evitare il rischio di separazione; nel caso di Aerospike ON, invece, il flusso rimane attaccato alla parete anche con una condizione operative di $\text{NPR}=25$.

Inoltre, osservando l'isteresi del punto di separazione nei casi analizzati si è potuto constatare che l'utilizzo di un dispositivo secondario che garantisca una portata secondaria oltre a quella principale porta ad uno spostamento sempre più a valle del punto di separazione. In aggiunta, si osserva che la transizione di regime di separazione FSS-RSS avviene a valori di NPR più bassi.

Di conseguenza, si potrebbe pensare di dimensionare e progettare il profilo dell'ugello in modo da poter operare ad un valore di pressione di camera molto inferiore, realizzando così una struttura più leggera, diminuendo il peso del motore ed i costi di progetto.

Successivamente, è stata svolta una nuova analisi sullo stesso ugello, privo del dispositivo Aerospike, ma con l'introduzione di una superficie orizzontale all'interno del dominio di calcolo, la quale doveva fungere da ostacolo al flusso; il fine di questo nuovo studio era analizzare le variazioni della posizione del punto di separazione e della distribuzione della pressione statica all'uscita.

Dai risultati ottenuti simulando diversi valori del rapporto NPR, si è osservato uno spostamento del punto di separazione più a monte rispetto al caso di Aerospike OFF fino a $\text{NPR} \approx 25$; per valori di NPR più alti, invece, il punto di separazione si sposta più a valle. Inoltre, si è osservato che la pressione statica all'uscita tende a diminuire, similmente a ciò che accade con il motore Vulcain usato sull'Ariane 5, nel quale si sfrutta la diminuzione della pressione ambiente all'aumentare della quota per utilizzare una specie di "seconda spinta".

Questa osservazione può quindi confermare la tesi iniziale e rappresentare un punto di partenza per lo sviluppo di nuove geometrie e/o nuovi dispositivi in ambito propulsivo per l'ugello analizzato, al fine di migliorarne le prestazioni.

Bibliografia

- [1] Joseph H. Ruf, David M. McDaniels e Andrew M. Brown. *Nozzle Side Load Testing and Analysis at Marshall Space Flight Center*. Technical Report. Accessed: 2025-06-15. Huntsville, Alabama 35812: NASA Marshall Space Flight Center, 2009. URL: <https://ntrs.nasa.gov/api/citations/20090029319/downloads/20090029319.pdf> (cit. alle pp. 2, 11).
- [2] J. Ostlund. *Flow Processes in Rocket Engine Nozzles with Focus on Flow Separation and Side-Loads*. Technical Report. S-100 44 Stockholm, Sweden: Royal Institute of Technology, Department of Mechanics, 2002 (cit. alle pp. 13, 14, 17, 19).
- [3] Riccardo Aceti. «Studio numerico di un flusso secondario coassiale per il controllo della separazione in ugello TOP durante il transitorio di start-up». Relatore: Emanuele Martelli. Tesi di Laurea Magistrale. Politecnico di Torino, 2025 (cit. alle pp. 18, 21, 22).
- [4] L. H. Nave e G. A. Coffey. «Sea-level side-loads in high area ratio rocket engines». In: *AIAA Paper No. 73-1284*. 1973 (cit. a p. 20).
- [5] Per Marklund e Stefan Eriksson. «On Flow Separation in Rocket Nozzles». In: *39th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. AIAA Paper 2001-3684. AIAA, 2001.
- [6] A. Shams, S. Girard e P. Comte. «Numerical simulation of shock-induced separated flows in overexpanded rocket nozzles». In: *Progress in Flight Physics* 3 (gen. 2012), pp. 169–190.
- [7] E. Martelli, F. Nasuti e M. Onofri. «Numerical calculation of FSS/RSS transition in highly overexpanded rocket nozzle flows». In: *Shock Waves* 20 (gen. 2010), pp. 139–146. DOI: 10.1007/s00193-009-0244-4.
- [8] Valentyn Kulchytskyy. «Studio numerico del controllo della separazione del flusso in ugelli supersonici tramite getti coassiali». Tesi di laurea mag. Università degli studi della Campania, 2023.

- [9] A. Ferrero et al. «Parametric study of transition fluidic control in a dual bell nozzle». In: *Proceedings of the 9th European Conference for Aeronautics and Space Sciences (EUCASS)*. 2022. DOI: 10.13009/EUCASS2022-4803.
- [10] Luca Niero. «Appunti di Endoreattori». Appunti personali condivisi durante il corso al Politecnico di Torino. 2024.
- [11] Prof. Andrea Ferrero. *Dispense del corso di Endoreattori*. Materiale del corso, Politecnico di Torino. Non pubblicato ufficialmente. 2022.
- [12] R. Stark e G. Hagemann. *Current Status of Numerical Flow Prediction for Separated Nozzle Flows*. Technical Report. DLR – German Aerospace Center, 2005.
- [13] Zhihong Wang, Chunguang Wang e Weiping Tian. «Study on Separation Characteristics of Nozzles with Large Expansion Ratio of Solid Rocket Motors». In: *Aerospace* 10.1 (dic. 2022), p. 4. DOI: 10.3390/aerospace10010004.
- [14] Renzo Arina. *Fondamenti di Aerodinamica*. 2^a ed. Torino: Levrotto & Bella, 2015.
- [15] Mitchell Boots. *Ansys Software Tutorial – Introduction to Ansys Fluent #1: First CFD Simulation*. PDF tutorial. Accessed for educational use. 2024.
- [16] Ansys Inc. *Ansys Fluent User’s Guide*. PDF manual. Ansys Inc. 2025.
- [17] Franziska Zilker. «Aerothermal Analysis of Re-usable First Stage during Rocket Retro-propulsion». Advisers: Tobias Ecker (DLR), Jens von Wolfersdorf (ITLR). Bachelor’s thesis. Universität Stuttgart, gen. 2018.