

POLITECNICO DI TORINO
Corso di Laurea Magistrale in Ingegneria Aerospaziale



Tesi di Laurea Magistrale

**Simulazione numerica e validazione di esperimenti di
retropropulsione supersonica**

Relatori: Prof. Domenic D'Ambrosio
Prof. Roberto Marsilio

Co-relatore: Prof. Luigi Vigevano

Candidato: Giacomo Uffreduzzi

Ottobre 2020

Abstract

L'inevitabile incremento del payload per le future missioni su Marte rende necessaria l'introduzione di sistemi di decelerazione innovativi, quali ad esempio gli Inflatable Aerodynamic Devices (IAD) o la retropropulsione supersonica (SRP). Quest'ultima, che può presentare una configurazione single o peripheral nozzle, prevede l'accensione di thruster quando il veicolo si trova ancora a Mach maggiori dell'unità, determinando una forza di decelerazione totale dovuta sia alla spinta dei getti che alla resistenza aerodinamica agente. L'obiettivo di questa trattazione è quello di presentare la simulazione numerica della SRP, effettuando la validazione dei risultati ottenuti su STAR-CCM+ mediante il confronto con i dati sperimentali del Nasa Langley Research Center del 2010. Nei capitoli introduttivi viene fornita una panoramica sui sistemi di entry, descent and landing (EDL) impiegati durante il rientro in atmosfera marziana. Si andranno ad evidenziare dunque le sfide principali che si incontrano in fase di design, dovute soprattutto alla necessità di decelerare il veicolo in una finestra temporale molto ristretta, a causa dell'elevata rarefazione dell'atmosfera, ed i limiti delle soluzioni attuali. Dopo una prima descrizione del setup sperimentale ed un'analisi dei risultati ottenuti si procede con la simulazione numerica. Innanzitutto, si riporta il caso con ugello centrale: il campo di moto prevede un meccanismo di sfilamento di vortici dal punto triplo che, propagando verso valle, impattano sul forebody e vengono riflessi, perturbando il jet plume. Il setup numerico vede lo studio di un caso assialsimmetrico, con l'implementazione di tre diverse griglie, con diverso raffinamento, e di tre diversi modelli, laminare, $k-\omega$ e Spalart-Allmaras. La capacità del codice di descrivere la generazione ed il trasporto delle onde di pressione influenza in modo diretto la distribuzione di C_p sulla superficie ed il conseguente accordo con i dati sperimentali. In particolare, l'effetto della mesh o del modello implementato risulta tanto più evidente quanto maggiore è il coefficiente di spinta C_T . Segue quindi una simulazione mediante un modello 3D, per verificare l'effettiva assialsimmetria del campo di moto. Si analizza, infine, una configurazione con tre ugelli, disposti a 120° . Nonostante la forte instazionarietà del campo di moto, che risulta ben più complesso rispetto al caso precedente, la distribuzione di C_p ottenuta risulta nuovamente in linea con i valori di galleria. In conclusione, le diverse simulazioni condotte riportano dei risultati incoraggianti, sia nel confronto code-to-test che code-to-code, gettando le basi per gli step successivi, che vedranno l'introduzione di gas caldi ed un'analisi sulle prestazioni che diverse geometrie della capsula possono garantire, sia in termini di decelerazione che di stabilità.

Sommaro

Indice delle figure	
Indice delle tabelle	
1. Introduzione	1
2. Entry, Descent and Landing Systems	3
2.1 Introduzione	3
2.2 Mars Landing	4
2.3 Evoluzione dei sistemi EDL	7
2.3.1 Viking	7
2.3.2 Mars Pathfinder e Mars Exploration Rover	10
2.3.3 Mars Science Laboratory	10
2.4 Limiti	11
2.5 Soluzioni alternative	12
2.5.1 Inflatable Aerodynamics Decelerators	12
2.5.2 Supersonic Retropropulsion	13
2.6 Conclusione	14
3. Campo di moto	16
3.1 Introduzione	16
3.2 Getto	16
3.2.1 Ugello convergente	16
3.2.2 Ugello convergente-divergente	18
3.2.3 Getto sottoespanso	21
3.3 Bow shock	23
3.4 Retropropulsione supersonica	27
3.4.1 Introduzione	27
3.4.2 Single Nozzle	28
3.4.3 Peripheral Nozzles	30
4. Equazioni di governo e Metodi numerici	33
4.1 Introduzione	33
4.2 Equazioni di Navier-Stokes	33
4.3 Equazioni di Navier-Stokes mediate alla Reynolds (RANS)	35
4.3.1 Spalart-Allmaras One-Equation Model	37
4.3.2 $k-\varepsilon$ Two-Equations Model	38
4.3.3 $k-\omega$ Two-Equations Model	39
4.3.4 Menter Shear Stress Transport (SST) Two-equations Model	40
4.4 Large Eddy Simulation (LES) e Detached Eddy Simulation (DES)	40

4.5	Metodo ai volumi finiti	41
5.	Analisi CFD di un getto sottoespanso	45
5.1	Introduzione	45
5.2	Setup numerico	46
5.2.1	Dominio	46
5.2.2	Mesh	46
5.2.3	Modello fisico	47
5.2.4	Solvers.....	48
5.3	Risultati.....	48
5.4	Confronto.....	50
5.5	Conclusione	57
6.	Analisi CFD retropropulsione supersonica ' <i>single nozzle</i> '	58
6.1	Introduzione	58
6.2	Setup sperimentale	58
6.3	Risultati sperimentali	60
6.4	Test Case	62
6.5	Setup numerico	63
6.4.1	Dominio	63
6.4.2	Mesh	64
6.4.3	Modello fisico	67
6.4.5	Solvers.....	68
6.5	Run 283	68
6.6	Run 165: modello assialsimmetrico.....	71
6.6.1	Effetto della griglia	71
6.6.2	Confronto risultati sperimentali	79
6.6.3	Confronto risultati numerici	85
6.6.4	Effetto del <i>CT</i> : Run 167.....	88
6.7	Run 165: modello 3D.....	93
6.7.1	Modello a 45°	93
6.7.2	Modello a 90°	98
6.7.3	Modello a 360°.....	100
6.7.4	Campo di temperatura	105
6.8	Conclusione	107
7.	Analisi CFD retropropulsione supersonica ' <i>triple nozzle</i> '	110
7.1	Introduzione	110
7.2	Risultati sperimentali	110

7.3	Test Case	112
7.4	Setup numerico	113
7.4.1	Dominio	113
7.4.2	Mesh	113
7.5	Risultati	115
7.6	Conclusione	119
8.	Scenari futuri della retropropulsione supersonica	120
8.1	Introduzione	120
8.2	Sfide principali	120
8.2.1	Configurazione del veicolo	120
8.2.2	Sistema propulsivo	121
8.2.3	Aerodinamica ed aerotermodinamica	121
8.2.4	Test di volo	121
9.	Conclusioni	123
	Bibliografia	126
	Ringraziamenti	128

Indice delle figure

Figura 2-1 Variazione densità con la quota (2)	4
Figura 2-2 Differente topologia della superficie (2).....	5
Figura 2-3 Traiettoria balistica al variare del coefficiente β (3)	6
Figura 2-4 Confronto tra le traiettorie balistiche sulla Terra e Marte (2)	6
Figura 2-5 Confronto tra le velocità terminali sulla Terra e su Marte (2).....	7
Figura 2-6 Paracaduti supersonici Disk Gap Band (1)	8
Figura 2-7 Sequenza EDL Viking.....	9
Figura 2-8 Mars Science Laboratory (5)	10
Figura 2-9 Regione di deployment ottimale del paracadute supersonico (2)	11
Figura 2-10 Esempio di Inflatable Aerodynamic Decelerator (IAD).....	12
Figura 2-11 Profilo pressione dinamica Mars Scientific Laboratory (3).....	13
Figura 2-12 Concept retropropulsione supersonica (6).....	14
Figura 3-1 Portata in uscita ugello (7).....	17
Figura 3-2 Pressione ugello semplicemente convergente (7)	18
Figura 3-3 Getto Sovraespanso (8)	20
Figura 3-4 Getto Sottoespanso (8).....	20
Figura 3-5 Pressione ugello convergente divergente (7)	20
Figura 3-6 Getto moderatamente sottoespanso (7).....	22
Figura 3-7 Getto altamente sottoespanso (7)	22
Figura 3-8 Getto estremamente sottoespanso (7)	23
Figura 3-9 Bow Shock (8)	24
Figura 3-10 Diagramma δ - β - <i>Mach</i>	26
Figura 3-11 Campo di moto configurazione nozzle singolo.....	28
Figura 3-12 Confronto BPM e LPM (8).....	29
Figura 3-13 Coefficiente di forza assiale totale per una configurazione a singolo nozzle (8)	30
Figura 3-14 Campo di moto configurazione nozzle periferica (8)	30
Figura 3-15 Coefficiente di forza assiale totale per una configurazione periferica (8).....	31
Figura 3-16 Meccanismo di coalescenza tra i getti per una configurazione periferica (8).....	32
Figura 4-1 Volume di controllo (11).....	33
Figura 4-2 Discretizzazione del dominio di calcolo	42
Figura 4-3 Celle di calcolo	43
Figura 5-1 Dominio di calcolo	46
Figura 5-2 Mesh Case B.....	47
Figura 5-3 Dettaglio mesh Case B	47
Figura 5-4 Numero di Mach Case A	49
Figura 5-5 Numero di Mach Case B	49
Figura 5-6 Numero di Mach Case C	49
Figura 5-7 Struttura del jet plume	50
Figura 5-8 Frazione in massa ossido di azoto <i>YNO</i> Case A (18)	51
Figura 5-9 Frazione in massa ossido di azoto <i>YNO</i> Case B (18)	51
Figura 5-10 Frazione in massa ossido di azoto <i>YNO</i> Case C (18)	51
Figura 5-11 Frazione in massa ossido di azoto <i>YNO</i> Case A STAR-CCM+.....	52
Figura 5-12 Frazione in massa ossido di azoto <i>YNO</i> Case B STAR-CCM+	52
Figura 5-13 Frazione in massa ossido di azoto <i>YNO</i> Case C STAR-CCM+	52
Figura 5-14 Confronto PLIF (alto) e CFI (basso) Case A (18)	53
Figura 5-15 Mappa di fluorescenza Star-CCM+ Case A	53

Figura 5-16 Confronto PLIF (alto) e CFI (basso) Case B (18).....	54
Figura 5-17 Mappa di fluorescenza Star-CCM+ Case B.....	54
Figura 5-18 Confronto PLIF (alto) e CFI (basso) Case C (18).....	54
Figura 5-19 Mappa di fluorescenza Star-CCM+ Case C.....	55
Figura 5-20 Confronto posizione del disco di Mach (18)	55
Figura 5-21 Confronto lunghezza d'onda del getto (18).....	56
Figura 5-22 Confronto diametro del disco di Mach (18).....	56
Figura 6-1 Schema della UPWT Test Section 2 (20)	59
Figura 6-2 Disposizione delle prese di pressione sul modello	59
Figura 6-3 Schlieren configurazione single nozzle (20).....	61
Figura 6-4 Distribuzione di C_p al variare del numero di Mach (20)	61
Figura 6-5 Schlieren: campo di moto al variare del C_T (20).....	62
Figura 6-6 Distribuzione del C_p al variare del C_T (20).....	62
Figura 6-7 Dominio di calcolo Run 165	64
Figura 6-8 Coarse mesh Run 165 (sx) e dettaglio (dx)	65
Figura 6-9 Medium mesh Run 165 (sx) e dettaglio (dx).....	66
Figura 6-10 Fine mesh Run 165 (sx) e dettaglio (dx).....	66
Figura 6-11 Mesh Run 283	66
Figura 6-12 Schlieren Run 283 (20).....	69
Figura 6-13 Pseudo Schlieren Run 283 $k-\omega$ (sx), laminare (centro) e Spalart-Allmaras (dx).....	69
Figura 6-14 Coefficiente di pressione sul forebody Run 283	70
Figura 6-15 Numero di Mach - Coarse Mesh	71
Figura 6-16 Numero di Mach - Medium Mesh.....	71
Figura 6-17 Numero di Mach - Fine Mesh	72
Figura 6-18 Confronto mesh: pressione totale lungo l'asse (Laminare).....	73
Figura 6-19 Confronto Mesh: numero di Mach lungo l'asse (Laminare)	73
Figura 6-20 Confronto Mesh: distribuzione C_p forebody (Laminare).....	74
Figura 6-21 Pseudo Schlieren - Coarse Mesh.....	75
Figura 6-22 Pseudo Schlieren - Medium Mesh	75
Figura 6-23 Pseudo Schlieren - Fine Mesh.....	75
Figura 6-24 Confronto Mesh: distribuzione C_p forebody ($k-\omega$).....	76
Figura 6-25 Confronto Mesh: distribuzione C_p forebody (Spalart-Allmaras).....	76
Figura 6-26 Temperatura totale media lungo l'asse	77
Figura 6-27 Mappa di temperatura totale - Coarse mesh	78
Figura 6-28 Mappa di temperatura totale - Medium mesh.....	78
Figura 6-29 Mappa di temperatura totale - Fine mesh.....	78
Figura 6-30 Temperatura totale media - Fine Mesh	79
Figura 6-31 Visualizzazione Schlieren Run 165 (20).....	79
Figura 6-32 Confronto Schlieren e pseudo Schlieren Run 165	80
Figura 6-33 Dimensioni principali campo di moto (20).....	81
Figura 6-34 Numero di Mach lungo l'asse Run 165	81
Figura 6-35 Coefficiente di pressione sul forebody Run 165	82
Figura 6-36 Frequenze dominanti Run 165 (23)	83
Figura 6-37 Coefficiente di forza assiale totale Run 165.....	84
Figura 6-38 Power Spectral Density Run 165.....	84
Figura 6-39 Pseudo Schlieren con diversi codici CFD Run 165 (19)	86
Figura 6-40 Confronto coefficiente di pressione forebody Run 165 (21)	86
Figura 6-41 Confronto coefficiente di pressione side Run 165 (21)	87

Figura 6-42 Confronto coefficiente di forza assiale totale (24)	88
Figura 6-43 Numero di Mach Run 167 - Coarse Mesh.....	89
Figura 6-44 Numero di Mach Run 167 - Medium Mesh	89
Figura 6-45 Numero di Mach Run 167 - Fine Mesh.....	89
Figura 6-46 Confronto mesh: pressione totale lungo l'asse ($k-\omega$)	90
Figura 6-47 Confronto Mesh: distribuzione C_p forebody ($k-\omega$)	90
Figura 6-48 Confronto distribuzione C_p Run 165 e Run 167	91
Figura 6-49 Distribuzione C_p Run 167	92
Figura 6-50 Pseudo-Schlieren Run 167	92
Figura 6-51 Dominio di calcolo 45°	93
Figura 6-52 Parti geometriche per i controlli volumetrici Run 165	94
Figura 6-53 Mesh 45°	95
Figura 6-54 Pseudo Schlieren 45°	96
Figura 6-55 Numero di Mach e pressione totale lungo l'asse: assialsimmetrico vs 45°	96
Figura 6-56 Coefficiente di pressione medio 45°	97
Figura 6-57 $C_{A_{tot}}$ modello 45° laminare.....	97
Figura 6-58 Dominio di calcolo 90°	98
Figura 6-59 Mesh 90°	98
Figura 6-60 Coefficiente di pressione medio 90°	99
Figura 6-61 $C_{A_{tot}}$ modello 90° laminare.....	99
Figura 6-62 Coefficiente di pressione medio (CAD STAR-CCM+).....	100
Figura 6-63 Dominio di calcolo Run 165 (360°)	100
Figura 6-64 mean(log grad(Mach)) (sx) e parametro di mesh refinement (dx) Run 165 (360°). 102	
Figura 6-65 Mesh Run 165 (360°)	102
Figura 6-66 Pseudo-Schlieren Run 165 (360°)	103
Figura 6-67 Distribuzione C_p medio forebody Run 165 (360°).....	104
Figura 6-68 Dettaglio instabilità punto triplo	104
Figura 6-69 Coefficiente di forza assiale totale (360°).....	105
Figura 6-70 Campo di temperatura totale Run 165 (45°).....	106
Figura 6-71 Campo di temperatura totale Run 165 (90°).....	106
Figura 6-72 Campo di temperatura totale Run 165 (360°).....	106
Figura 7-1 Schlieren configurazione tri-nozzle (20)	110
Figura 7-2 Distribuzione di C_p al variare del numero di Mach (20).....	111
Figura 7-3 Stabilità dell'onda d'urto al variare del C_T (20).....	111
Figura 7-4 Distribuzione di C_p al variare del C_T (20)	112
Figura 7-5 Dominio di calcolo 120°	113
Figura 7-6 Parti geometriche per i controlli volumetrici	114
Figura 7-7 Mesh Run 248 (sx) e dettaglio (dx) (120°)	115
Figura 7-8 Pseudo Schlieren Run 248 (120°) - $k-\omega$	115
Figura 7-9 Pseudo Schlieren Run 248 (120°) - Laminare	116
Figura 7-10 Pseudo-Schlieren Run 248 (120°) - Spalart-Allmaras	116
Figura 7-11 C_p medio $k-\omega$ (sx), laminare (centro), Spalart-Allmaras (dx) Run 248 (120°)	117
Figura 7-12 Distribuzione C_p media forebody Run 248 (120°)	117
Figura 7-13 Confronto jet plumes: laminare (sx), k-w (centro) e Spalart-Allmaras (dx)	118
Figura 7-14 Confronto coefficiente di forza assiale totale Run 248	118
Figura 8-1 Possibili configurazioni del veicolo: legged lander (sx) vs skycrane (dx) (6).....	120
Figura 8-2 Regime di volo durante l'entry burn del Falcon 9 (26)	122

Indice delle tabelle

Tabella 2-1 Differenze tra l'atmosfera marziana e terrestre	4
Tabella 2-2 Confronto tra i sistemi EDL per missioni marziane (4).....	9
Tabella 5-1 Condizioni dei test.....	45
Tabella 5-2 Proprietà modello fisico	48
Tabella 5-3 Solvers	48
Tabella 5-4 Dimensioni del Jet Plume	50
Tabella 6-1 Fattore di incertezza dei risultati sperimentali (22).....	60
Tabella 6-2 Condizioni di free stream	63
Tabella 6-3 Parametri getto sottoespanso	63
Tabella 6-4 Parametri geometrici del modello	63
Tabella 6-5 Default Controls	65
Tabella 6-6 Surface Control.....	65
Tabella 6-7 Volumetric Control.....	65
Tabella 6-8 Proprietà modello fisico Run 165.....	67
Tabella 6-9 Solvers Run 165.....	68
Tabella 6-10 Dimensioni campo di moto Run 283.....	69
Tabella 6-11 Dimensioni campo di moto Run 165.....	82
Tabella 6-12 Parametri Run 167	88
Tabella 6-13 Dimensioni campo di moto Run 167.....	91
Tabella 6-14 Default Controls	94
Tabella 6-15 Surface Control.....	94
Tabella 6-16 Volumetric Control.....	94
Tabella 6-17 Settaggi prism layer.....	95
Tabella 7-1 Parametri galleria Run 248.....	112
Tabella 7-2 Parametri getto Run 248.....	112
Tabella 7-3 Mesh Controls	114
Tabella 7-4 Surface Control.....	114
Tabella 7-5 Volumetric Control.....	115

CAPITOLO 1

1. Introduzione

Gli attuali sistemi di *Entry, Descent and Landing (EDL)* marziani si basano su una progressiva ottimizzazione delle tecnologie implementate durante il programma *Viking* degli anni Settanta. Tra le caratteristiche principali troviamo l'impiego di capsule *sphere-to-cone* con angolo di semiapertura pari a 70° . Il rientro atmosferico vede dapprima una fase caratterizzata da un regime di volo ipersonico, con forti carichi termici e strutturali agenti sul veicolo. Segue poi una riconfigurazione dello stesso, con l'apertura di paracaduti supersonici e, raggiunto un regime subsonico, il contatto morbido con la superficie può essere ottenuto mediante sistemi differenti, che possono prevedere l'impiego di *thrusters*, airbag o configurazioni più avanzate come lo *skycrane*. Questa architettura si è rivelata ottimale fino ad oggi, garantendo l'invio di *payload* robotici, fino a masse di circa 1 tonnellata con il *Mars Science Laboratory (MSL)*. Tuttavia, per il futuro del programma marziano, tali sistemi potrebbero risultare inefficienti. Difatti, per permettere l'esplorazione umana, è opportuno aumentare i carichi in gioco fino ad almeno 10 tonnellate. Questo comporta un netto incremento dei coefficienti balistici che, a causa della ridotta densità dell'atmosfera marziana, potrebbe rendere impraticabile l'impiego di paracaduti, impedendo il raggiungimento di una velocità terminale tale da garantire l'integrità del veicolo. In aggiunta, si va ad osservare una conseguente difficoltà nell'attuare delle manovre tali da deviare il carico verso luoghi di interesse, poiché la decelerazione avviene negli strati più bassi dell'atmosfera. Per questo motivo, il futuro dei sistemi *EDL* richiede l'introduzione di nuove tecnologie per scrivere il nuovo capitolo dell'esplorazione marziana. Ad oggi, buona parte della ricerca è rivolta verso l'implementazione della *retropropulsione supersonica (SRP)*. Questa tecnologia prevede la decelerazione del veicolo quando questo si trova ancora in regime supersonico, mediante l'impiego di uno o più *thruster*. In questo modo, alla forte resistenza aerodinamica, dovuta principalmente alla formazione del *bow shock* a monte del corpo, si aggiunge il contributo della spinta fornita dai motori: ciò consente di ritardare la decelerazione a quote inferiori ai 5 km, in confronto ai precedenti 20 km, dove la densità è maggiore ed il grado di incertezza è ben ridotto. Questo sistema è dunque in grado di aumentare la forza complessiva agente sul veicolo, permettendo di svolgere missioni caratterizzate da masse più elevate ed aumentando inoltre la finestra temporale necessaria per l'attuazione di manovre correttive. Tuttavia, al fine di rendere questa tecnologia sufficientemente matura per l'implementazione, è fondamentale studiare l'interazione che si

origina tra i getti sottoespansi in uscita dagli ugelli con il flusso supersonico che investe il veicolo. Data la grande complessità che si incontra nella simulazione in galleria del vento di una condizione di retropropulsione supersonica marziana, l'impiego di codici di fluidodinamica computazionale diventa un requisito fondamentale. È dunque necessario procedere con la validazione di questi ultimi, mediante un confronto sia con i test sperimentali che con codici differenti, al fine di comprendere approfonditamente il fenomeno e stabilire l'effettiva attendibilità dei risultati.

CAPITOLO 2

2. Entry, Descent and Landing Systems

2.1 Introduzione

Con *Entry, Descent and Landing (EDL) systems* si intendono quell'insieme di tecnologie che collaborano al fine di controllare l'ingresso di un veicolo spaziale in atmosfera planetaria, garantendo l'integrità di quest'ultimo dall'ingresso orbitale fino al contatto con la superficie. Si possono distinguere due fasi, la *high energy phase* e la *terminal phase*. La prima interessa gli strati più alti dell'atmosfera, dove il regime di volo è di tipo ipersonico ($M \gg 1$). In particolare, il rientro in atmosfera marziana avviene ad una quota di circa 125 km dalla superficie, con una velocità di 5.5-7.5 km/s, nel caso di ingresso diretto, o 3.3-5 km/s, nel caso di ingresso orbitale. Tra gli obiettivi primari troviamo la dissipazione dell'energia cinetica orbitale del veicolo, al fine di portare la velocità a valori compatibili con i sistemi di decelerazione, supersonici o subsonici, previsti per le fasi terminali. Inoltre, si deve garantire la sopravvivenza del veicolo agli elevati carichi termici, mediante i *Thermal Protection Systems (TPS)*, ed ai *g-load*. Una volta raggiunto un regime a $Mach \sim 1$, può avere inizio la seconda fase, che vedrà una riconfigurazione della capsula, mediante paracaduti supersonici e *thrusters* subsonici, al fine di permettere un contatto morbido e sicuro nella zona di atterraggio prestabilita.

Il livello di affidabilità di queste tecnologie deve essere molto elevato, in quanto piccoli errori potrebbero comportare esiti disastrosi sull'integrità dei *landers*. In particolare, è necessario dissipare tra il 99.9995 % ed il 99.99999 %, dell'energia iniziale del veicolo e minimizzare l'errore sulla *landing zone* a meno di una decina di chilometri (1). Da qui nasce il forte interesse, da parte dell'industria aerospaziale, verso l'implementazione di sistemi sempre più precisi e sofisticati, ed i costanti investimenti nello sviluppo di nuove tecnologie. È importante tenere in considerazione come l'efficienza di un sistema *EDL* vari in modo significativo al variare della geometria del velivolo e delle caratteristiche atmosferiche e topologiche del pianeta. Da questo punto di vista, Marte si presenta come uno dei corpi celesti più complessi, a causa della sua atmosfera, ben diversa da quella terrestre, imponendo dei vincoli significativi in fase di design. Le difficoltà principali che si incontrano durante il rientro marziano verranno descritte nei capitoli successivi.

2.2 Mars Landing

Atterrare su Marte porta con sé una serie di sfide più o meno complesse che vanno ad influenzare in modo significativo il progetto dei sistemi *EDL*. Uno dei problemi principali è da ritrovare nelle caratteristiche dell'atmosfera stessa, la quale risulta ben più rarefatta rispetto a quella terrestre. Conseguentemente, l'efficienza dei sistemi di controllo e decelerazione aerodinamica risulta fortemente compromessa, imponendo dei limiti sul *payload* trasportato. L'atmosfera marziana è composta per la maggior parte da anidride carbonica ($CO_2 \approx 95.3\%$), azoto ($N_2 \approx 2.6\%$) ed argon ($Ar \approx 1.6\%$). In termini di valori medi, la pressione p e la temperatura T sulla superficie valgono rispettivamente 6.1 mbar e 215 K , mentre la densità atmosferica ρ è di circa 0.0147 kg/m^3 . Questi valori sono soggetti a delle forti escursioni, a seconda del ciclo giornaliero o della stagione, e variano a seconda dell'emisfero selezionato: ciò rende la previsione delle caratteristiche atmosferiche una sfida molto impegnativa, andando ad incidere sui margini di incertezza in fase di progetto. Nella tabella 2-1 si riporta il confronto tra l'atmosfera marziana e quella terrestre:

<i>Proprieta'</i>	<i>Marte</i>	<i>Terra</i>	<i>Rapporto</i>
<i>Densità superficie [kg/m³]</i>	0.0147	1.225	~1/80
<i>Pressione superficie [bar]</i>	0.0061	1	~1/165
<i>Elevazione atmosfera [km]</i>	11.1	8.5	~4/3
<i>Gravità superficie [m/s²]</i>	3.71	9.81	~3/8
<i>Velocità in LEO [km/s]</i>	3.55	7.91	~1/2

Tabella 2-1 Differenze tra l'atmosfera marziana e terrestre

Nell'ambito dei sistemi di decelerazione del veicolo, le differenze più significative sono da ritrovare nella densità atmosferica di Marte, la cui evoluzione con la quota è riportata nell'immagine seguente:

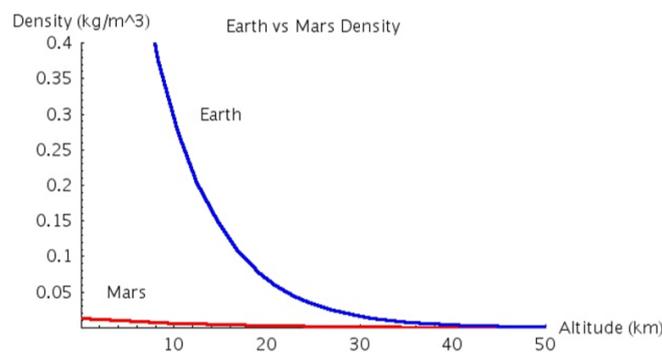


Figura 2-1 Variazione densità con la quota (2)

L'atmosfera rarefatta marziana va ad inficiare in modo significativo sulle forze aerodinamiche agenti sul veicolo. Come risultato, la maggior parte della dissipazione energetica avviene in una regione ben più prossima alla superficie, tra i 10 e i 50 km, oltre la quale è possibile attuare i sistemi di decelerazione supersonici o subsonici previsti (1). Dunque, la finestra temporale disponibile per preparare il veicolo al contatto con il suolo risulta essere fortemente ridotta e, per *payload* molto elevati, questa potrebbe risultare insufficiente al raggiungimento del *soft touchdown*. Possiamo dunque osservare come, sebbene la Terra e Marte presentino delle forte differenze in termini di dimensioni e massa, le quali vanno ad influenzare direttamente la velocità di ingresso in atmosfera, le principali differenze in termini di sistemi *EDL* sono da attribuire quasi unicamente alle caratteristiche atmosferiche (2).

A questo si aggiunge un'altra complicazione, dovuta alla topologia del pianeta. Su Marte, infatti, troviamo un'elevazione del terreno di circa 2-3 volte maggiore di quella terrestre (fig 2-2). Per questo motivo, gli attuali sistemi *EDL* non sono in grado di garantire l'atterraggio su buona parte della superficie, in quanto la decelerazione fornita non è sufficiente al raggiungimento della *terminal velocity* (3). Ciò ha escluso l'emisfero sud dall'esplorazione, data la sua elevazione media di +2 km *MOLA*. La totalità dei *landers* marziani ha dunque visto zone di atterraggio al di sotto di -1.3 km *MOLA*.

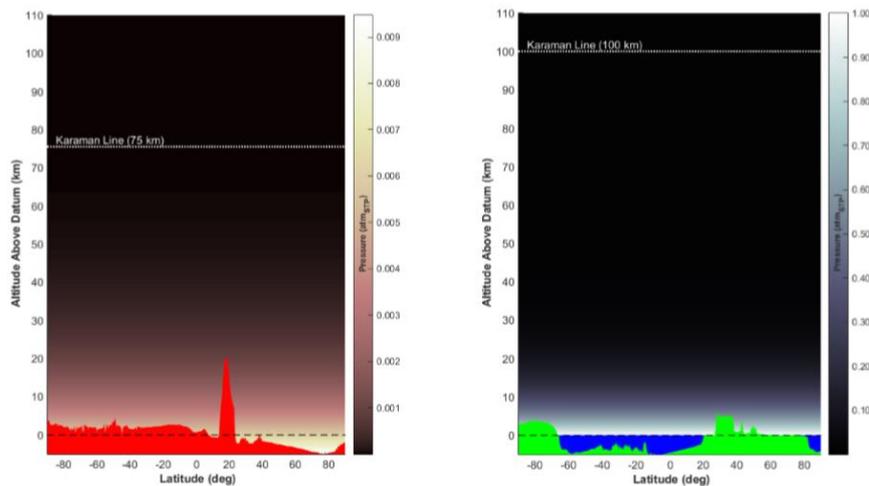


Figura 2-2 Differenti topologie della superficie (2)

Tutti questi fattori hanno influenzato in modo significativo il *payload* che può essere portato in superficie, così come la selezione della *landing zone*.

Andando a considerare la traiettoria balistica di un veicolo in rientro atmosferico. Un parametro fondamentale è il coefficiente balistico:

$$\beta = \frac{m}{C_D \cdot A} \quad (2.1)$$

dove m è la massa del veicolo, C_D è il coefficiente di resistenza aerodinamica ed A è la superficie investita dalla corrente.

Nella figura 2-3 possiamo osservare come si modifichi la traiettoria per diversi valori di β . Il veicolo si trova dapprima in regime ipersonico e, laddove la densità atmosferica diventa rilevante, decelera man mano che si abbassa di quota, fino a raggiungere la velocità terminale con cui impatta la superficie.

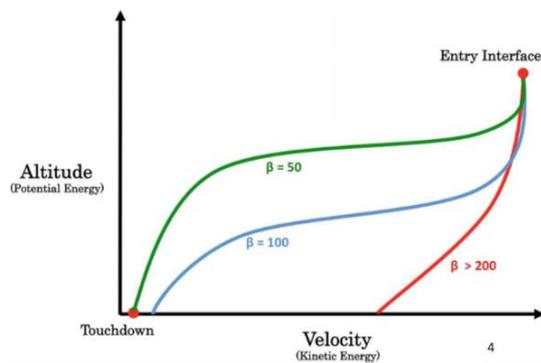


Figura 2-3 Traiettoria balistica al variare del coefficiente β (3)

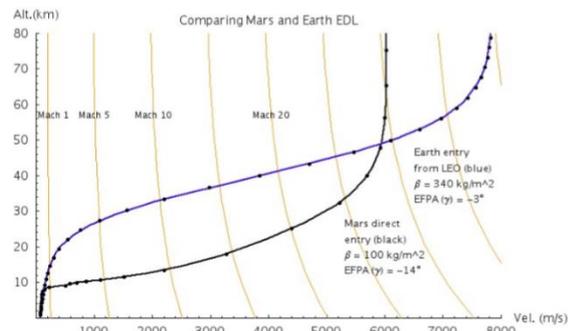


Figura 2-4 Confronto tra le traiettorie balistiche sulla Terra e Marte (2)

Ovviamente, incrementare il coefficiente balistico fa sì che il corpo penetri più a fondo nell'atmosfera prima che le forze aerodinamiche diventino sufficientemente intense per arrestarne la discesa, determinando una maggiore velocità di *touchdown*. In figura 2-4 possiamo invece osservare il confronto tra due tipiche traiettorie balistiche sulla Terra e su Marte, considerando nel primo caso un rientro orbitale a $\beta = 340 \text{ kg/m}^2$ e nel secondo un ingresso diretto a $\beta = 100 \text{ kg/m}^2$. Sebbene il coefficiente balistico considerato sia pari a circa un terzo di quello terrestre, su Marte avremo una maggiore penetrazione del veicolo nell'atmosfera prima che i sistemi *EDL* riescano a rallentarlo. Poiché la forza aerodinamica deve essere tale che:

$$F_a \propto qA \propto \rho V^2 A \quad (2.2)$$

in base ai valori riportati nella Tabella 2-1 concludiamo che, affinché il regime di volo sia esattamente identico a quello marziano, il veicolo terrestre dovrebbe presentare una velocità di volo di circa 9 volte maggiore (3)

Infine, ragionando in termini di velocità terminale, per far sì che il veicolo raggiunga un regime subsonico è necessario operare con valori di β intorno ai 50 kg/m^2 (2). Questa condizione verrà raggiunta in una regione molto prossima alla superficie, al di sotto dei 10 km , come possiamo osservare nella figura 2-5:

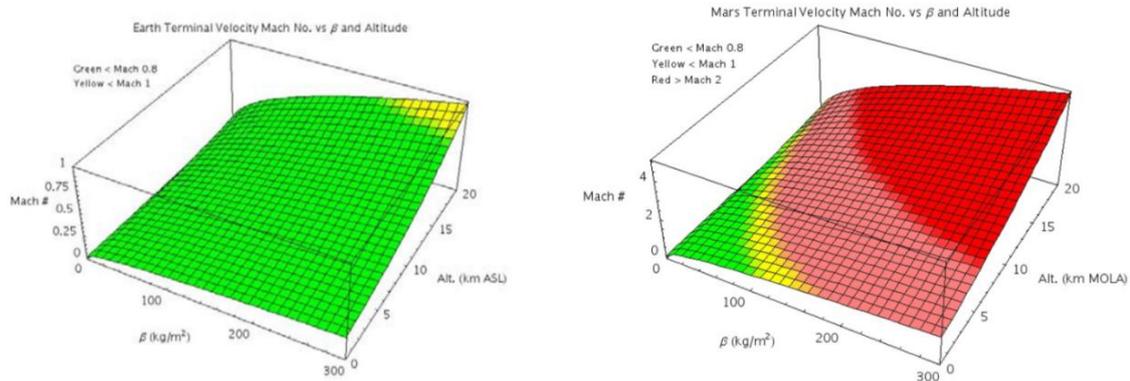


Figura 2-5 Confronto tra le velocità terminali sulla Terra e su Marte (2)

Una volta analizzate le sfide che si incontrano durante il progetto dei sistemi *EDL* marziani, procediamo con la descrizione delle principali soluzioni che hanno caratterizzato le missioni di successo dagli anni '70 ad oggi.

2.3 Evoluzione dei sistemi EDL

I successi dell'esplorazione marziana cominciano nel 1976 con il programma *Viking*, che ha visto il *soft landing* di due veicoli spaziali, il *Viking 1* e *2*, sulla superficie del pianeta. A questo sono seguiti il *Mars Pathfinder*, nel 1997, il *Mars Exploration Rover (MER) A* e *B*, nel 2004, il programma *Phoenix*, nel 2008, il *Mars Science Laboratory*, nel 2012, e, recentemente, l'ultimo traguardo è stata la missione *InSight*, nel 2018. I sistemi *EDL* di ognuna di queste missioni si basano su una costante evoluzione di quelli che hanno segnato il successo del programma *Viking* e che andiamo a descrivere di seguito.

2.3.1 Viking

Le soluzioni adottate nel programma *Viking* si sono dimostrate come le più efficienti, sia da un punto di vista delle prestazioni che da quello dei costi. Per generare la resistenza aerodinamica sufficiente a decelerare il veicolo dal regime ipersonico a quello supersonico, la scelta della geometria è ricaduta su un *aeroshell sphere-cone*, con coefficiente balistico β pari a 64 kg/m^2 e coefficiente di resistenza ipersonico $C_D \approx 1.68$. La parte frontale presenta un'apertura di 70° , al fine di minimizzare il flusso di calore convettivo ($q \propto 1/R$), ed il *Thermal Protection*

System prevede l'impiego di materiale ablativo *Silica Lightweight ablator (SLA-561)*. Questa geometria si dimostra aerodinamicamente stabile anche se si considera un angolo di attacco non nullo, ottenibile mediante l'*offset* del centro di massa rispetto all'asse del veicolo. In questo modo, è possibile ottenere un *Lift to Drag ratio* di circa 0.18, particolarmente importante in quanto, in combinazione con i sistemi inerziali, consente di ridurre notevolmente l'incertezza sulla zona di atterraggio (1).

La discesa libera prosegue fino ad una quota di circa 5.79 km , laddove il veicolo ha ormai raggiunto un Mach pari a 1.1 e la pressione dinamica è di 350 Pa . A questo punto è prevista l'apertura del paracadute supersonico, dal diametro di 16 m , al fine di incrementare β e conferire stabilità alla discesa durante il regime transonico. La geometria viene definita come *disk gap band (DGB)* ed è riportata in figura 2-6:

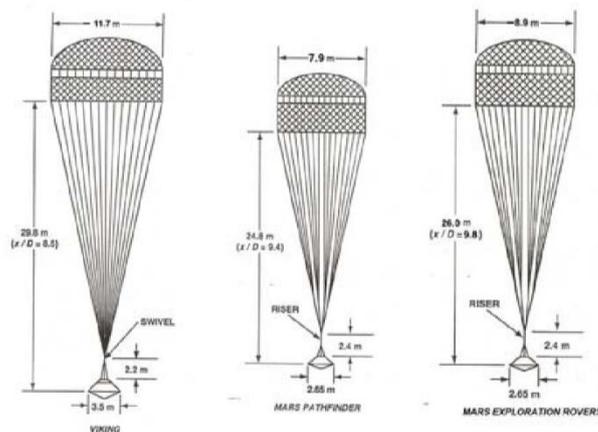


Figura 2-6 Paracaduti supersonici Disk Gap Band (1)

A questo punto lo scudo termico non è più necessario, dunque viene separato dall'*aeroshell* ed il veicolo può misurare la quota e la velocità di discesa mediante un altimetro radar ed un Doppler Radar. Tuttavia, la velocità è ancora troppo elevata per garantire un contatto sicuro con la superficie, conseguentemente, alla quota di circa 1.5 km , il *lander* si separa dal paracadute e la decelerazione finale viene ottenuta mediante l'accensione di *thrusters* subsonici monopropellente, alimentati con idrazina N_2H_4 . Si raggiunge infine la superficie con una velocità verticale di circa 2.4 m/s ed una velocità orizzontale minore di 1 m/s (2). I vari step appena descritti sono riassunti nell'immagine seguente:

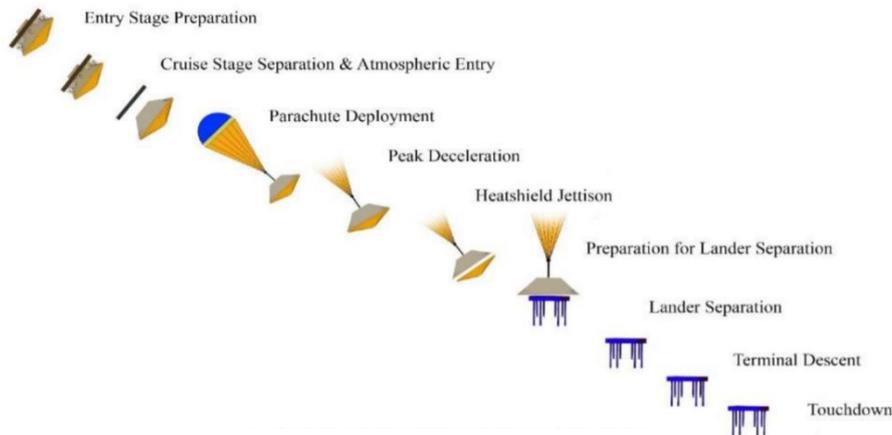


Figura 2-7 Sequenza EDL Viking

Come già anticipato, i successi del programma *Viking* hanno profondamente influenzato il progetto delle missioni successive. Nella tabella 2-2 si riporta il confronto tra le caratteristiche dei diversi veicoli spaziali che hanno raggiunto Marte, fino al 2012:

	Viking 1 & 2	Pathfinder	MER A & B	Phoenix	MSL
Aeroshell Shape (to scale)					
Aeroshell Diameter (m)	3.5	2.65	2.65	2.65	4.5
Entry Mass (t)	0.99	0.58	0.83	0.60	3.38
Ballistic Coefficient (kg/m^2)	64	63	94	70	140
Relative Entry Velocity (km/s)	4.5	7.6	5.5	5.5	5.9
Hypersonic L/D	0.18	0	0	0	0.24
Parachute Diameter (m)	16	12.5	14	11.7	21.5
Parachute Deployment Mach	1.1	1.57	1.77	1.65	2.1
Total Landed Mass (t)	0.590	0.360	0.539	0.364	1.7
Lander or Rover Mass (t)	0.244	0.092	0.173	0.167	0.9
Landing Site Elevation (km)	-3.5	-2.5	-1.9/-1.4	-3.5	-1.45

Tabella 2-2 Confronto tra i sistemi EDL per missioni marziane (4)

Possiamo subito notare come tutte le soluzioni prevedano un *aeroshell* con apertura di 70° e con un diametro che varia tra 2.65 e 4.5 m. Raggiunto il regime supersonico, la decelerazione è nuovamente affidata ad un paracadute *DGB*, per un range di valori di Mach tra 1.1 e 2.1. Il coefficiente balistico β , invece, ha subito un progressivo incremento fino a raggiungere un valore di circa $140 \text{ kg}/\text{m}^2$ con il *Mars Science Laboratory*. Sebbene queste configurazioni risultino molto simili fra loro, le principali differenze tra i diversi sistemi *EDL* sono da riscontrare nei sistemi di decelerazione impiegati nelle fasi terminali della discesa, laddove il veicolo si trova ormai in regime subsonico, a meno di 5 km dalla superficie. Sia *Phoenix* che *Insight*, prevedono l'accensione di *thrusters* subsonici, analogamente a quanto visto per *Viking*. Soluzioni differenti sono invece state adottate per *Pathfinder*, *MER* e *MSL*.

2.3.2 Mars Pathfinder e Mars Exploration Rover

Nel caso del *MPF* e del *MER* le fasi iniziali sono pressoché identiche, con il veicolo che viene decelerato dapprima mediante l'interazione con l'atmosfera, in regime ipersonico, e poi mediante l'impiego di paracaduti supersonici. Una volta raggiunta una velocità di circa 65 m/s , il *lander* comincia a separarsi dal resto del corpo, scendendo lungo una fune, della lunghezza di circa 20 m . A questo punto entrano in gioco i radar che valutano la quota e la velocità di discesa, andando a calcolare il tempo di accensione dei *thrusters*. Alla quota di circa 300 m vengono gonfiati degli airbag attorno al *lander* e si ha l'accensione di razzi a propellente solido, che arrestano la discesa a circa 20 m dalla superficie. Infine, viene tagliata la fune ed il *payload* viene fatto cadere fino ad impattare con la superficie con una velocità di circa 25 m/s . Dunque, gli airbag dovranno essere progettati opportunamente al fine di resistere ad un numero elevato di impatti, fino a 40 g . Questa soluzione consente di ridurre notevolmente i costi rispetto ad una replica del sistema *Viking*, sebbene risulti ben più complessa da testare.

2.3.3 Mars Science Laboratory

Nel 2010, con il *Mars Science Laboratory*, la decelerazione nelle fasi terminali della discesa è stata affidata alla tecnologia *sky crane*. Gli elementi principali che costituiscono il veicolo spaziale sono riportati nella figura seguente:

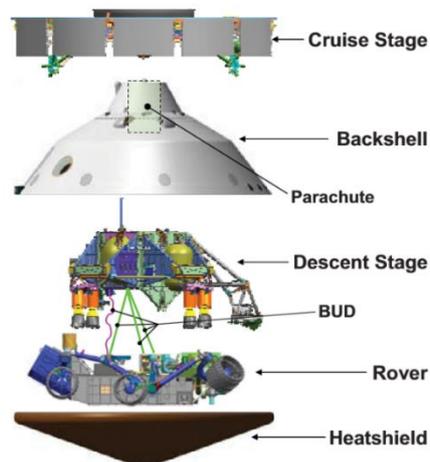


Figura 2-8 Mars Science Laboratory (5)

Il *cruise stage* viene impiegato al fine di mantenere pari a zero l'offset del centro di gravità durante le fasi di crociera, per poi fornire un angolo d'incidenza di 18° durante l'ingresso atmosferico, che raggiunge poi i 20° prima dell'apertura del paracadute. In questo modo si ottiene un rapporto $L/D = 0.22$. Il *Descent Stage (DS)* ed il *Rover* costituiscono invece il *Powered Descent Vehicle (PDV)*.

Il paracadute, dal diametro di 4.5 m , consente di dissipare il 95% dell'energia cinetica rimasta in soli 50-90 secondi. Durante questo intervallo temporale, lo scudo termico viene separato esponendo i sensori di discesa terminale (*TDS*). Poco dopo, anche il *backshell* è rimosso dal *PDV*. A questo punto vengono attivati i *Mars Lander Engines*, 8 motori ad idrazina N_2H_4 , mentre il *rover* viene calato lungo una fune, separandosi dal *DS*. Una volta che il veicolo ha toccato il suolo, comincia la fase *Flyaway*, con la fune che viene tagliata mentre il *Descent Stage* viene allontanato dalla zona di atterraggio (5).

2.4 Limiti

Sebbene l'impiego di *blunt body* con paracaduti supersonici rappresenti ormai la norma per le missioni marziane, tali configurazioni entrano inevitabilmente in crisi quando guardiamo al futuro dell'esplorazione marziana. Come già evidenziato nella tabella 2-2, con il proseguire degli anni si è visto un progressivo incremento dei coefficienti balistici β in gioco, fino a raggiungere un massimo di 140 kg/m^2 con il *MSL*. A ciò si accompagna un inevitabile incremento delle dimensioni del paracadute supersonico, necessario per arrestare la discesa della capsula prima del contatto con la superficie. Affinché quest'ultimo sia efficace, è fondamentale che la traiettoria balistica del veicolo ricada all'interno di un'opportuna regione, detta '*Mach-Q box*', delimitata da un numero di Mach compreso tra 1.1 e 2.1, una pressione dinamica tra i 250 Pa e i 1200 Pa ad una altitudine tra i 5 km ed i 20 km (2), come riportato in figura:

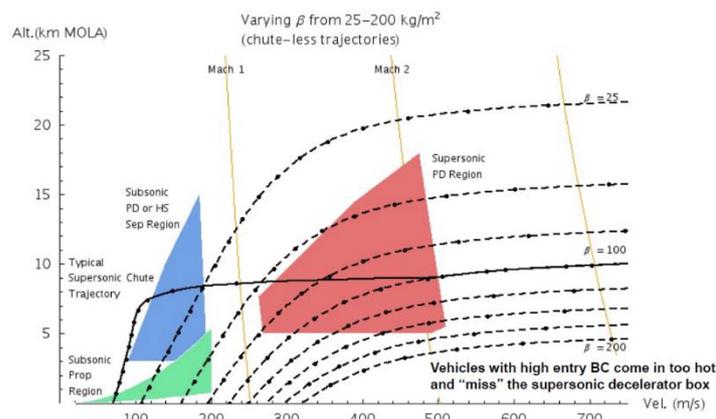


Figura 2-9 Regione di deployment ottimale del paracadute supersonico (2)

Possiamo osservare come, per valori di β maggiori di circa 150 kg/m^2 , la traiettoria non è più in grado di intercettare la regione di *deployment* ottimale, rendendo dunque inefficace l'impiego di paracaduti *DGB*. A questo si accompagna anche un netto incremento

dell'incertezza sulla regione di atterraggio che, come già anticipato, è un aspetto particolarmente critico nel caso di missioni su Marte. Diventa dunque necessario introdurre delle innovazioni nell'ambito dei sistemi *EDL*.

2.5 Soluzioni alternative

Poiché il futuro dell'esplorazione marziana prevede veicoli caratterizzati da masse molto elevate, anche prossime alle 10 tonnellate, e coefficienti balistici maggiori di 300 kg/m^2 , diventa necessario ricercare delle soluzioni alternative per garantire la decelerazione ottimale della capsula fino al contatto con la superficie, intervenendo non tanto nella *terminal phase* quanto più nella *high energy*. Attualmente, le opzioni principali sono due:

- *Inflatable Aerodynamics Decelerators (IAD)*
- *Supersonic retropropulsion (SRP)*

Di seguito andremo a fornire una breve descrizione per entrambe.

2.5.1 Inflatable Aerodynamics Decelerators

Tale soluzione prevede l'impiego di strutture che vengono gonfiate una volta superato il picco di riscaldamento, al fine di incrementare la superficie del veicolo e, conseguentemente, la resistenza agente su di esso, senza un effettivo aumento della massa complessiva (fig. 2-10).

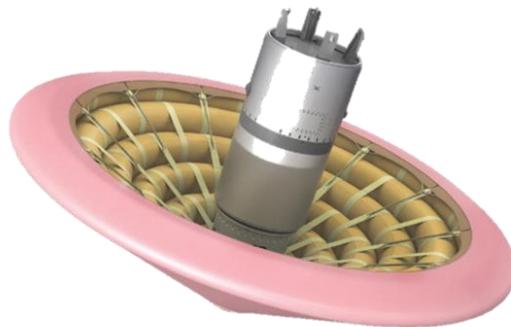


Figura 2-10 Esempio di Inflatable Aerodynamic Decelerator (IAD)

Ciò comporta una forte riduzione del coefficiente balistico β , riportando la traiettoria del veicolo all'interno del range ottimale per l'apertura del paracadute supersonico. Questi sistemi consentirebbero di ridurre il flusso termico agente sulla superficie, andando dunque a semplificare i requisiti dei sistemi di protezione termica. Inoltre, fornendo una certa asimmetria, è possibile ottenere un contributo di portanza L in grado di ridurre i carichi agenti sul *payload* (3). Tuttavia, l'efficienza di questi sistemi è strettamente correlata alla velocità a

cui si trova il velivolo, dunque al valore della pressione dinamica agente sulla superficie. In figura si riporta il profilo della *dynamic pressure* q per il *Mars Scientific Laboratory*:

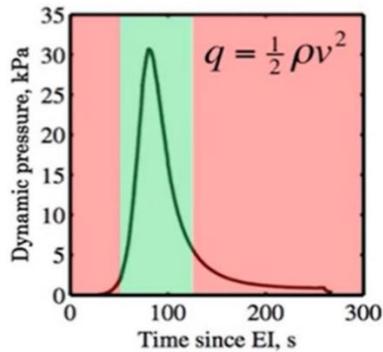


Figura 2-11 Profilo pressione dinamica Mars Scientific Laboratory (3)

La regione in verde evidenzia la finestra temporale all'interno della quale i deceleratori aerodinamici sono in grado di rallentare efficacemente la capsula: prima di questa la quota è troppo elevata, dunque la densità dell'atmosfera è insufficiente, mentre dopo la velocità è troppo bassa. Questo aspetto compromette in modo significativo uno dei requisiti fondamentali che caratterizza la fase di *descent and landing*, ovvero il controllo del veicolo e dunque la selezione della regione di atterraggio. Per questo motivo, nonostante i notevoli vantaggi in termini di *payload* che si è in grado di trasportare, le future missioni con equipaggio umano richiedono l'implementazione di sistemi alternativi, caratterizzati da una precisione dell'ordine dei 100 m, requisito che può essere soddisfatto mediante la retropropulsione supersonica.

2.5.2 Supersonic Retropropulsion

Durante la descrizione dei sistemi *EDL* basati sull'eredità del programma *Viking*, è stato possibile osservare come buona parte di questi affidi la fase terminale di discesa del veicolo all'accensione di opportuni *thrusters* subsonici. L'idea di retropropulsione supersonica prevede di anticipare l'accensione di tali propulsori, quando il veicolo si trova a numeri di Mach pari a circa 3-4. In questo modo, si ha una combinazione tra il contributo della resistenza aerodinamica, data dal *bow shock*, e quello della spinta dei motori, incrementando la forza di decelerazione complessiva. I vantaggi derivanti da questa soluzione sono molteplici, primo fra tutti l'eliminazione del paracadute. Ciò, infatti, consente di aumentare la massa del veicolo di rientro, fino alla regione di interesse per missioni con equipaggio umano, con $\beta = 300\text{-}450 \text{ kg/m}^2$. Inoltre, diventa possibile operare oltre il '*Mach Q-box*', ritardando la fase di decelerazione a quote inferiori di 5 km, laddove la densità atmosferica è maggiore e le

incertezze sono minime (6). Infine, a differenza degli *IAD*, l'impiego di *thrusters* supersonici garantisce un controllo ottimale del veicolo in tutte le fasi di discesa, aumentando la precisione di atterraggio. Tuttavia, ciò comporta inevitabilmente un incremento dei consumi e, dunque, valori di β ancora maggiori (3). Nella figura 2-10, è riportato lo schema di un rientro atmosferico mediante la tecnologia *SRP*:

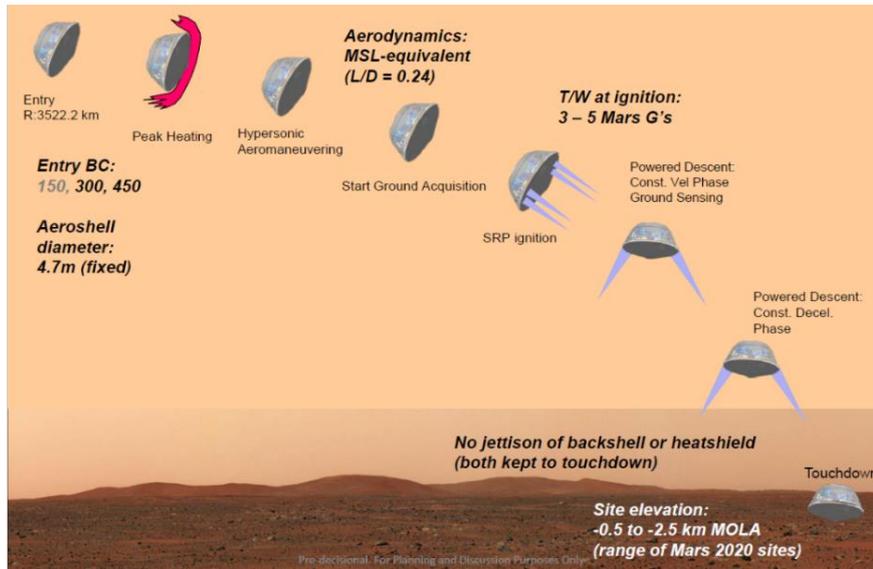


Figura 2-12 Concept retropropulsione supersonica (6)

Nei capitoli successivi ci andremo a focalizzare proprio su questa soluzione. Verrà dunque proposta una descrizione più approfondita del campo di moto che si origina, così come l'analisi di quest'ultimo mediante il software di fluidodinamica computazionale *STAR-CCM+*.

2.6 Conclusione

Atterrare su Marte rappresenta una sfida molto impegnativa, principalmente a causa delle forti differenze con la Terra in termini di atmosfera e topologia della superficie. La necessità di inviare sulla superficie del pianeta rosso robot sempre più complessi, assieme alla volontà di iniziare il programma di esplorazione umana nel prossimo decennio, prevede un inevitabile incremento delle masse e dei coefficienti balistici dei veicoli di rientro, che mettono in evidenza i limiti degli attuali sistemi *EDL*, basati sulla configurazione introdotta con il programma *Viking* negli anni 70. Tra le alternative proposte, vediamo come la retropropulsione supersonica si presenti come una delle soluzioni più promettenti per le missioni del futuro. È necessaria, dunque, un'analisi approfondita della complessa interazione fluidodinamica che si origina tra il getto supersonico, in uscita dai *nozzles*, ed il *bow shock* che si origina quando la corrente supersonica, o ipersonica, investe la superficie del *forebody*. Tutto ciò al fine di dimensionare

opportunamente i *thrusters* e valutare il contributo di decelerazione complessiva che è possibile ottenere. Nel capitolo successivo verrà proposta una prima descrizione del campo di moto che si origina in condizioni di *SRP*.

CAPITOLO 3

3. Campo di moto

3.1 Introduzione

Per studiare il campo di moto che si origina attorno al veicolo, durante la fase di rientro atmosferico con retropropulsione supersonica, è opportuno fornire una descrizione accurata dei vari elementi in gioco. Come già anticipato, i sistemi *SRP* prevedono l'attivazione di uno o più motori per decelerare la capsula, quando quest'ultima si trova ancora in regime supersonico. Dunque, la situazione iniziale è quella di un classico corpo tozzo investito da un flusso con *Mach* maggiori dell'unità. Ne risulta dunque un campo di moto caratterizzato dalla formazione di un urto curvo e staccato (*bow shock*) che determina delle brusche variazioni delle grandezze fluidodinamiche in gioco, comportando un forte contributo di resistenza. A questa configurazione, è necessario aggiungere gli effetti indotti dall'accensione dei motori, che comportano all'uscita dei rispettivi ugelli dei getti supersonici sottoespansi. La forza di decelerazione complessiva che agirà sul veicolo dovrà dunque tener conto di come vanno ad interagire questi due campi, che andremo a descrivere di seguito.

3.2 Getto

Consideriamo un volume contenente un fluido pressurizzato, con pressione P_0 maggiore di quella dell'ambiente esterno P_∞ . Andando a mettere in comunicazione queste due regioni, si ottiene un campo di moto che viene definito come *getto*. A seconda del salto di pressione P_0/P_∞ e della configurazione geometrica, si ottengono situazioni ben distinte. Di seguito si fornisce una rapida descrizione del comportamento di un flusso in uscita da un ugello convergente e convergente-divergente, per poi focalizzarsi sull'analisi del getto di nostro interesse, ovvero quello sottoespanso.

3.2.1 Ugello convergente

Consideriamo dapprima una configurazione con ugello semplicemente convergente. Possiamo supporre che il flusso all'interno di esso evolva in modo isentropico, vale a dire che si trascurano sia le perdite che gli scambi di calore. Le grandezze totali saranno dunque legate alle loro controparti statiche dalle seguenti relazioni:

$$\frac{p^o}{p} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \quad (3.1)$$

$$\frac{T^o}{T} = 1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \quad (3.2)$$

$$\frac{\rho^o}{\rho} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right)^{\frac{1}{\gamma-1}} \quad (3.3)$$

Innanzitutto, vediamo come evolve la portata in uscita \dot{m} al variare della pressione ambiente. Le due grandezze sono legate dalla seguente relazione:

$$\dot{m} = \frac{P_0 A}{\sqrt{RT^o}} \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1} \left[\left(\frac{P_\infty}{P_0}\right)^{\frac{2}{\gamma}} - \left(\frac{P_\infty}{P_0}\right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma}} \right]} \quad (3.4)$$

dove la P_0 coincide con la pressione totale P^o del fluido.

Si osserva come la portata vada ad aumentare progressivamente tanto minore è il rapporto P_∞/P_0 , vale a dire quanto più $P_0 > P_\infty$. In particolare, per $P_\infty/P_0 = P^*/P_0$, la portata in uscita raggiunge il valore massimo. Se andassimo a ridurre ulteriormente questo rapporto, aumentando la pressione di stagnazione o riducendo la pressione esterna, sebbene da un punto di vista matematico la curva dovrebbe scendere fino a tendere ad un valore nullo, sperimentalmente si osserva che la portata in uscita si mantiene costante.

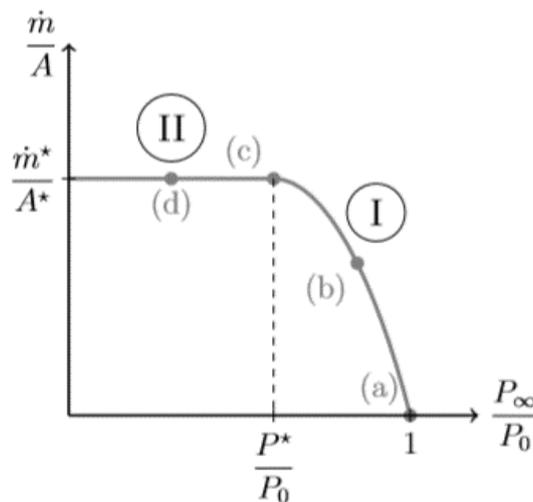


Figura 3-1 Portata in uscita ugello (7)

Ciò avviene poiché in prossimità della gola il flusso raggiunge *Mach* pari a 1, dunque la velocità con cui la corrente fuoriesce dal *nozzle* è maggiore di quella con cui i segnali risalgono il condotto. Di conseguenza, il flusso dipenderà unicamente dalle condizioni totali. In questo caso l'ugello viene detto *strozzato* ('choked'). Definiamo P^* come la *pressione critica* e, conseguentemente, il rapporto P^*/P_0 come *rapporto di pressione critica*.

Vediamo ora come evolve la pressione all'interno dell'ugello. Per $P_\infty/P_0 > P^*/P_0$, la corrente si espande progressivamente fino a raccordarsi al valore di pressione P_∞ alla sezione di uscita, a $M < 1$. Dunque, il segnale di pressione dell'ambiente è in grado di risalire il flusso consentendo a quest'ultimo di raggiungere la condizione di adattamento $P_e = P_\infty$. Per rapporti inferiori a quello critico, invece, in base a quanto descritto precedentemente, la corrente non è più in grado di seguire le condizioni ambientali, dunque avremo una pressione di uscita $P_e = P^* > P_\infty$. In questo caso, l'equilibrio di pressione verrà raggiunto solo al di fuori dell'ugello, dando origine ad un getto cosiddetto *sottoespanso*.

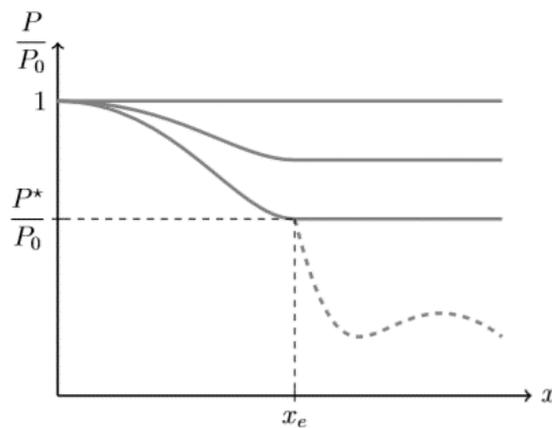


Figura 3-2 Pressione ugello semplicemente convergente (7)

Sostituendo alla (3.1), un *Mach* di uscita pari a 1, otteniamo il valore del rapporto di pressione critica:

$$\frac{P^*}{P_0} = \left(\frac{\gamma + 1}{2}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} = 0.528 \quad (3.5)$$

Dunque, con un ugello semplicemente convergente, è possibile ottenere al massimo un flusso di uscita sonico. Se volessimo accelerare ulteriormente la corrente e necessario aumentare la sezione del condotto, dunque è necessario introdurre un tratto divergente.

3.2.2 Ugello convergente-divergente

Nuovamente, possiamo distinguere diversi casi a seconda del valore della pressione esterna P_∞ :

1. La corrente accelera all'interno del convergente fino ad arrivare in gola con rapporto di pressione $P/P_0 > P^*/P_0$. In questo caso il flusso rimane subsonico e sarà dunque decelerato lungo il divergente, raggiungendo infine la pressione ambiente.

2. Riduciamo ulteriormente la pressione ambiente finché il rapporto di pressione in gola diventa uguale a quello critico, dunque l'ugello è in condizioni di *choking*. Il *Mach* di gola diventa $M_t = 1$ e la portata è massima. Distinguiamo un valore $P_\infty = P_1$, al di sopra del quale la corrente evolve nel divergente, decelerando. Valutiamo tale valore di pressione, a partire dalla relazione che, per correnti stazionarie isentropiche, lega il numero di *Mach* in uscita M_e alla geometria dell'ugello, definita dal rapporto tra le aree di uscita e di gola A_e/A_t :

$$\frac{A_e}{A_t} = \frac{1}{M_e} \left[\frac{2}{\gamma + 1} \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_e^2 \right) \right]^{\frac{\gamma + 1}{2(\gamma - 1)}} \quad (3.6)$$

Fissato un certo valore di A_e/A_t , si ottengono due diversi valori di M_e , relativi ad una corrente in uscita subsonica $M_{e,1}$ o supersonica $M_{e,2}$. Con il primo di questi, possiamo determinare P_1 :

$$P_1 = \frac{P_0}{\left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_{e,1}^2 \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}}} \quad (3.7)$$

3. Per $P_\infty < P_1$, il flusso continua ad essere *strozzato* e la corrente evolve accelerando lungo il divergente. La condizione di adattamento $P_e = P_\infty$ è raggiunta solo per una ben precisa pressione di uscita, detta *pressione di design*, che indichiamo con P_2 . Possiamo determinare quest'ultima in modo analogo a quanto visto per la P_1 , noto $M_{e,2}$:

$$P_2 = \frac{P_0}{\left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_{e,2}^2 \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}}} \quad (3.8)$$

Per valori più alti, si osserva la nascita di onde d'urto all'interno del divergente che, man mano che P_∞ si riduce, si spostano verso valle fino a coincidere con la sezione di uscita. Ciò avviene per un valore di pressione P_3 che, dalle relazioni dell'urto retto, vale:

$$P_3 = P_2 \frac{2\gamma M_{e,2}^2 - (\gamma - 1)}{\gamma + 1} \quad (3.9)$$

4. Per $P_2 < P_\infty < P_3$ si parla di getto *sovraespanso*, vale a dire che l'equilibrio di pressione viene raggiunto all'esterno mediante la nascita di onde d'urto oblique.

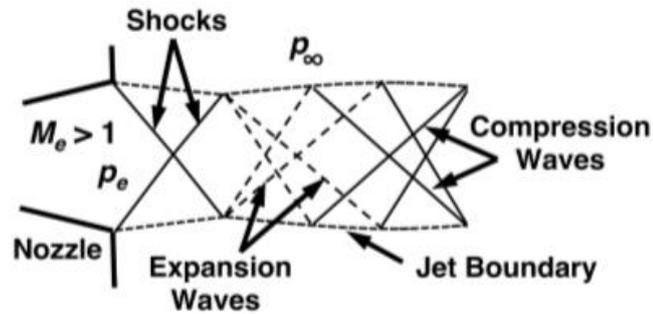


Figura 3-3 Getto Sovraespanso (8)

5. Per $P_\infty < P_2$ si parla di getto *sottoespanso*, dunque l'equilibrio di pressione viene raggiunto mediante un ventaglio di espansione.

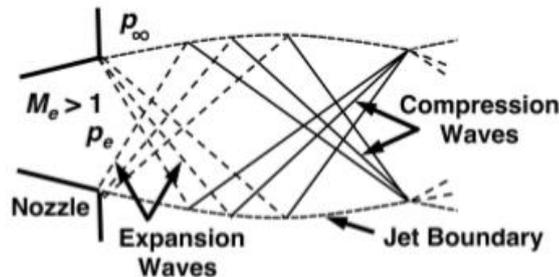


Figura 3-4 Getto Sottoespanso (8)

Di seguito si riportano l'andamento delle pressioni nelle varie condizioni descritte:

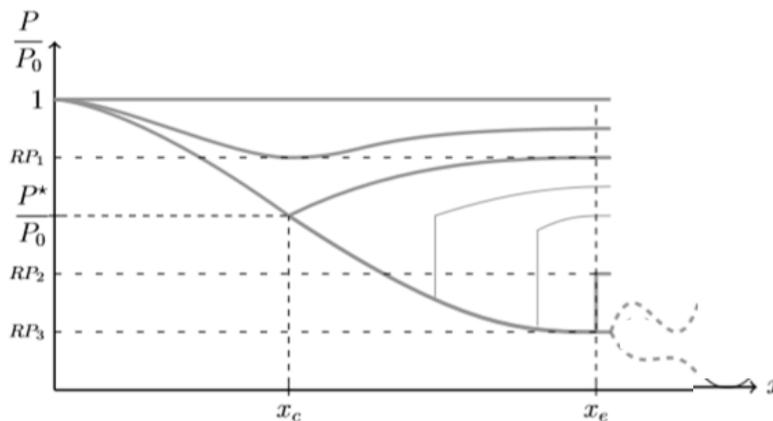


Figura 3-5 Pressione ugello convergente divergente (7)

Nell'ambito della propulsione, la condizione di impiego ideale corrisponde a quella di ugello adattato. Difatti, in condizione di sovraespansione, la nascita delle onde d'urto in prossimità della sezione di uscita può determinare la separazione della corrente, comportando delle

asimmetrie di spinta che possono anche danneggiare il *nozzle* stesso. Una condizione di sottoespansione invece, seppur da preferire a quella precedente, presenta un'efficienza ben minore rispetto al caso ideale. Quest'ultima è quella che osserviamo nell'ambito della *retropropulsione supersonica*, complici le spinte elevate necessarie per la decelerazione e la ridotta pressione ambientale (9).

3.2.3 Getto sottoespanso

Introduciamo innanzitutto il coefficiente di pressione totale η_0 e quello della pressione di uscita η_e , pari rispettivamente a:

$$\eta_0 = \frac{P_0}{P_\infty} \quad (3.10)$$

$$\eta_e = \frac{P_e}{P_\infty} \quad (3.11)$$

η_e può essere anche definito come *jet pressure ratio (JPR)*. In base a quanto visto precedentemente, possiamo subito osservare che, affinché all'uscita dell'ugello si origini un getto sottoespanso, è necessario che $\eta_0 \geq P_0/P^*$ e $\eta_e > 1$. Questi due parametri vanno ad influenzare maggiormente il campo di moto immediatamente a valle della sezione di uscita, detto anche *campo vicino*. Vediamo nello specifico le diverse configurazioni (7):

- Per $1 < \eta_e \leq 1.1$ o $1 \leq \eta_0 \leq 1.9$, il flusso è lievemente sottoespanso, dunque si può semplicemente osservare un'onda d'urto normale in prossimità della sezione di uscita.
- Per $1.1 < \eta_e \leq 1.3$ o $2 \leq \eta_0 \leq 4$, si parla di getto moderatamente sottoespanso. Visivamente, si osserva una struttura del campo di moto a 'X'. Facendo riferimento alla figura, osserviamo che, alla sezione di uscita, il flusso attraversa un fascio di espansione di *Prandtl-Mayer*, al fine di riportarlo al valore della pressione esterna. Questi si riflettono in prossimità dell'asse e vanno ad incidere con le pareti del getto, laddove la pressione coincide con quella ambiente. Dunque, si ha un'ulteriore riflessione, questa volta come onde di compressione. Queste vanno a coalescere dando origine ad un'onda d'urto obliqua, detta *intercepting shock*. Riflettendosi sull'asse, si genera il *reflected shock*. A questo punto, la pressione del getto sarà nuovamente maggiore di quella ambiente, dunque si origina un nuovo fascio di espansione e tale struttura si ripete proseguendo verso valle.

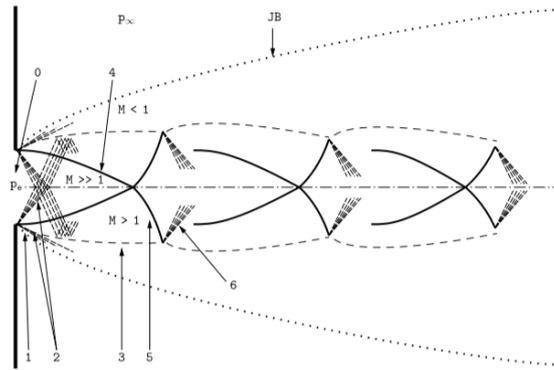


Figura 3-6 Getto moderatamente sottoespanso (7)

- Per $2 < \eta_e \leq 4$ o $4 - 5 \leq \eta_0 \leq 7$, si parla di getto altamente sottoespanso, che vede la nascita di un *disco di Mach*.

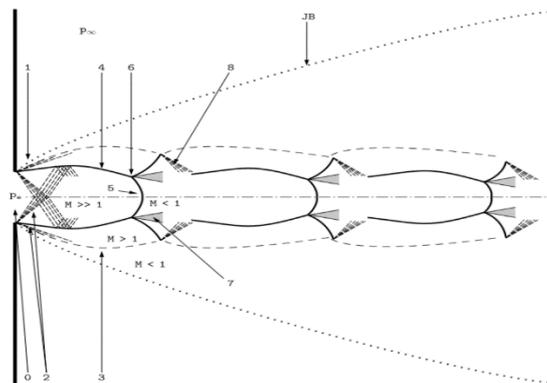


Figura 3-7 Getto altamente sottoespanso (7)

Nuovamente vediamo la riflessione del fascio di *Prandtl_Mayer* che, all'incontro con la linea di pressione costante, dà origine a delle onde di compressioni, le quali coalescendo generano un *barrel shock*. Questo va a separare il flusso in espansione dall'ambiente esterno, mentre in prossimità delle pareti si origina un forte rimescolamento, a causa degli alti gradienti di velocità. Dati i rapporti di pressione elevati, non vediamo più la riflessione degli *intercepting shock* sull'asse, bensì questi due vengono connessi da un'onda d'urto retta, nota come *disco di Mach*. All'intersezione tra quest'ultimo e il *barrel shock* si origina nuovamente l'urto riflesso. Questo punto viene definito come *triple point*. Il flusso a valle dell'urto retto è subsonico mentre attraverso gli urti obliqui si mantiene supersonico. Infine, il *reflected shock* intercetta le pareti del getto generano un nuovo fascio di espansione. Sebbene la maggior parte della corrente in uscita sia supersonica, possiamo distinguere uno

strato limite subsonico. All'uscita del *nozzle*, questo può essere deflessa fino a 180° : si origina certo flusso di ritorno, all'esterno dell'ugello, che può determinare un progressivo riscaldamento sia del veicolo che del sistema propulsivo .

- Infine, per $\eta_e \geq 4$ o $\eta_0 \geq 7$, si parla di getto estremamente sottoespanso, la cui struttura è dominata da un unico *barrel shock*.

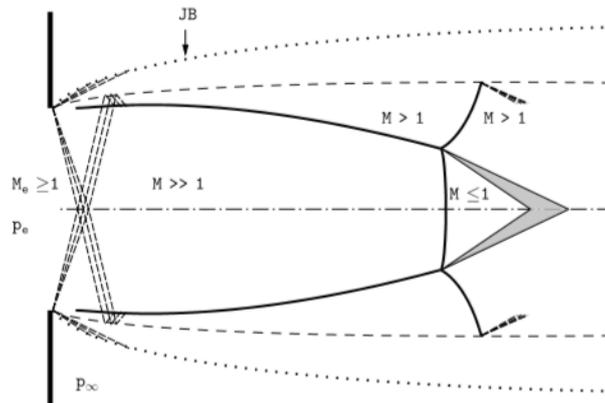


Figura 3-8 Getto estremamente sottoespanso (7)

In questo caso, il numero di *shock cells* diminuisce fortemente, finché il cuore potenziale non è dominato quasi interamente dalla prima di queste. Per queste condizioni, il *disco di Mach* non può più essere considerato come un urto retto bensì tende a curvarsi. Inoltre, aumentando fortemente i gradienti di velocità alle pareti del getto, si ha un netto incremento dei fenomeni di *entrainment*, determinando una progressiva riduzione del diametro ed un allungamento del *jet plume*.

A valle del *nozzle* possiamo poi distinguere la regione di *campo lontano*, dove i profili normalizzati tendono a mantenersi invariati. In questo caso, si dice che il getto ha raggiunto la condizione di *self similarità*. Tuttavia, questa regione non è rilevante per lo studio della retropropulsione supersonica.

3.3 Bow shock

Durante il rientro atmosferico, il veicolo si trova ad operare in diversi regimi, i quali possono essere distinti in base al valore assunto dal numero di *Knudsen*:

$$Kn = \frac{l}{L} \quad (3.12)$$

con l che corrisponde al libero cammino medio mentre L è la lunghezza caratteristica del corpo. Per $Kn < 100$, si parla di *free molecular flow*. In questo caso si opera con un gas fortemente rarefatto, in cui le collisioni molecolari sono pressoché assenti. Tale condizione è quella che si osserva durante le prime fasi del rientro atmosferico ed il suo studio non risulta essere particolarmente rilevante per la nostra analisi. Segue poi il regime transizionale, per $0.01 < Kn < 100$, in cui si cominciano ad osservare le prime interazioni tra i campi di forza delle molecole. In questo caso il problema può essere approssimato mediante una *Direct Simulation Monte Carlo (DSMC)*. Infine, per $Kn < 0.01$, il flusso viene definito continuo e può dunque essere descritto mediante le equazioni di *Navier Stokes*.

Il picco di surriscaldamento della superficie viene generalmente raggiunto alla fine del regime transizionale: in questa fase il flusso che investe il corpo è caratterizzato da un'intensa onda d'urto curva e staccata (fig. 3-9) (10):

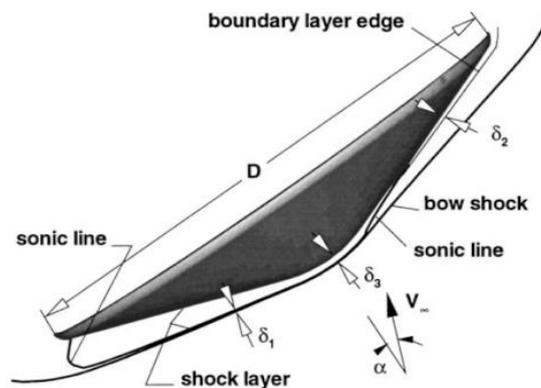


Figura 3-9 Bow Shock (8)

Per numeri di Reynolds molto elevati, quest'ultima può essere considerata come una superficie di discontinuità e la geometria può essere determinata mediante un'analisi di natura euleriana, trascurando dunque i fenomeni diffusivi. In questo caso non stiamo considerando i fenomeni di alta temperatura, per cui possiamo supporre γ costante e pari a 1.4. Laddove la corrente incontra il *bow shock*, si osserva un brusco salto delle variabili termodinamiche, le quali possono essere valutate mediante le relazioni di *Rankine-Hugoniot*:

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} p_2 + 1}{\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} + \frac{p_2}{p_1}} \quad (3.13)$$

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \frac{\rho_2}{\rho_1} - 1}{\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} - \frac{\rho_2}{\rho_1}} \quad (3.14)$$

A partire da queste, è possibile ricavare i rapporti tra le grandezze a monte e valle dell'urto in funzione del numero di Mach della corrente incidente M_1 :

$$\frac{p_2}{p_1} = 1 + \frac{2\gamma}{\gamma + 1} (M_1^2 \sin^2 \beta - 1) \quad (3.15)$$

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{(\gamma + 1)M_1^2 \sin^2 \beta}{(\gamma - 1)M_1^2 \sin^2 \beta + 2} \quad (3.16)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(1 + \frac{2\gamma}{\gamma + 1} (M_1^2 \sin^2 \beta - 1) \right) \left(\frac{(\gamma + 1)M_1^2 \sin^2 \beta}{(\gamma - 1)M_1^2 \sin^2 \beta + 2} \right)^{-1} \quad (3.17)$$

$$M_2^2 = \frac{(\gamma - 1)M_1^2 + 2}{2\gamma M_1^2} \quad (3.18)$$

Indichiamo con Δ la *shock stand off distance*, che corrisponde alla distanza tra l'onda d'urto e la superficie. Quest'ultima sarà tanto minore quanto maggiore è il numero di Mach della corrente che investe il corpo.

Il flusso, dunque, risente della presenza del corpo solo in prossimità dell'onda d'urto, laddove subirà una deflessione di un angolo δ . È possibile correlare l'angolo di deflessione δ con la pendenza locale dell'urto β ed il Mach della corrente a monte M_∞ mediante la seguente relazione:

$$\tan \delta = 2 \cot \beta \frac{M_\infty^2 \sin^2 \beta - 1}{M_\infty^2 (\gamma + 1 - 2 \sin^2 \beta) + 2} \quad (3.19)$$

Andando a graficare questa espressione, si ottiene un diagramma che prende anche il nome di *cardioide*, riportato in figura:

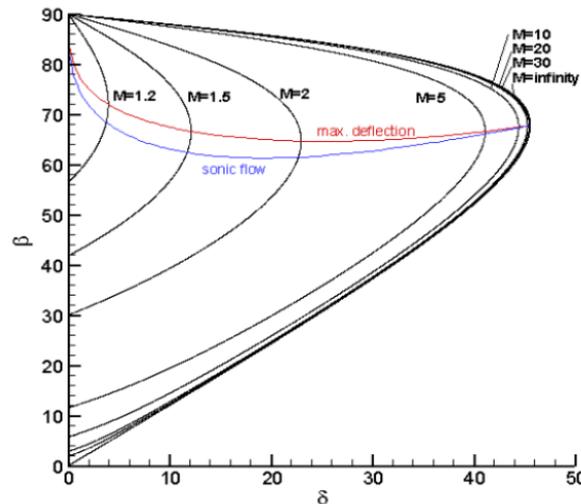


Figura 3-10 Diagramma δ - β -Mach

In particolare, nel caso di *bow shock*, si ottiene l'involuppo di tutti i punti della curva, fissato un certo valore di M_∞ . In prossimità del punto di arresto si ha una configurazione di urto retto, altamente dissipativo, che decelera la corrente a *Mach* minore di 1. Man mano che ci allontaniamo dall'asse, l'intensità dell'urto si riduce e si osserva il passaggio ad una configurazione di urto obliquo. Questo a sua volta si può distinguere in due regioni distinte: urto forte e debole. Nella prima, la corrente a valle sarà subsonica, andando a costituire la cosiddetta '*subsonic pocket*', mentre nella seconda si mantiene un regime supersonico. Si distingue un certo valore di δ per cui la corrente viene decelerata fino a $M = 1$: congiungendo tutti i punti in cui si verifica questa condizione si ottiene la cosiddetta *linea sonica*. Le caratteristiche del flusso dipendono fortemente dalla posizione di quest'ultima. Se è prossima al *nose* della capsula, la distribuzione di pressione a valle si mantiene pressoché piatta sul *forebody* e può essere valutata mediante metodi *Newtoniani*. Se questa invece è più spostata verso la spalla, la pressione decresce man mano che ci allontaniamo dal *nose*, dunque tali metodi entrano in crisi. In particolare, si avrà una sovrastima della distribuzione di pressione in prossimità dell'asse del veicolo mentre si avrà una sottostima man mano che vi ci allontaniamo (10).

In assenza di retropropulsione, una volta che il flusso raggiunge la spalla, questo separa, portando alla creazione di un'ampia scia. La presenza di uno o più getti supersonici, invece, comporta delle forti modifiche nella struttura dell'onda d'urto, e del campo di moto nella sua interezza, come vediamo di seguito.

3.4 Retropropulsione supersonica

3.4.1 Introduzione

Le caratteristiche aerodinamiche del veicolo durante la retropropulsione supersonica sono strettamente legate alla spinta fornita dal getto in uscita dal *nozzle* e dall'interazione di quest'ultimo con il *bow shock* che si origina a monte del corpo. Il campo di moto risultante determina la distribuzione di pressione effettiva sulla superficie del veicolo: nota quest'ultima, è possibile valutare la forza assiale complessiva che va a decelerare il *payload*.

Definiamo il coefficiente di spinta C_T :

$$C_T = \frac{T}{P_o A^*} \quad (3.20)$$

Dove A^* corrisponde all'area della gola.

Questo coefficiente viene utilizzato per caratterizzare la struttura del getto sottoespanso in condizioni di corrente a monte fissata, alternativamente si fa riferimento al rapporto di pressioni η_0 o η_e (10).

La decelerazione effettiva della capsula può essere dunque valutata andando a definire un coefficiente di forza assiale $C_{A_{tot}}$ (8):

$$C_{A_{tot}} = C_T + C_D \quad (3.21)$$

La principale complessità nell'ambito della *SRP* è dovuta alla dipendenza tra il coefficiente di resistenza agente sul corpo e quello di spinta, fornito dai motori. Convenzionalmente, infatti, il C_D è funzione della quota, delle proprietà del flusso incidente e dal numero di Mach. Le caratteristiche del sistema propulsivo, dunque, non concorrono nella caratterizzazione delle proprietà aerodinamiche del velivolo (3). Nel caso che stiamo considerando, invece, interagendo con la corrente di *freestream*, il getto in uscita comporta una superficie virtuale più grande, spostando la posizione dell'urto più a monte. Tale area crossazionale sarà tanto maggiore quanto più gli ugelli vengono spostati verso l'esterno, determinando un *bow shock* più ampio. Tutto ciò comporta una forte variazione del comportamento aerodinamico del veicolo e, in alcuni casi, può determinare una brusca riduzione del coefficiente di resistenza stesso. Tenendo conto di tali considerazioni, la relazione 3.21 può essere riscritta come:

$$C_{A_{tot}} = C_T(T, V, \rho) + C_D(C_T(T, V, \rho), \alpha, V) \quad (3.22)$$

Di seguito andiamo a descrivere cosa accade al campo di moto per due diverse configurazioni: nella prima si considera un singolo ugello in posizione centrale mentre per la seconda si prevede una disposizione periferica di tre diversi *thrusters*.

3.4.2 Single Nozzle

Consideriamo il caso con un singolo ugello in posizione assiale. In figura 3-11 si riporta la struttura del campo di moto nel caso di getto altamente sottoespanso:

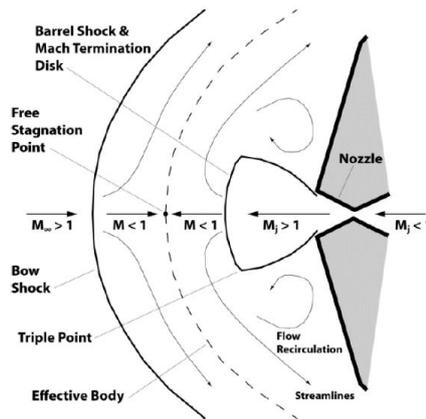


Figura 3-11 Campo di moto configurazione nozzle singolo

Vediamo come gli elementi principali che costituiscono il campo di moto sono il *bow shock*, il punto di stagnazione, il disco di Mach e le regioni di ricircolazione. La struttura e la stabilità di ognuno di questi risulta essere fortemente dipendente dal rapporto tra la pressione totale del getto e quella della corrente a monte, che può essere anche rappresentata dal coefficiente di spinta C_T , come visto precedentemente (10). La corrente di *freestream* supersonica viene decelerata fino ad un regime subsonico attraverso l'onda d'urto, mentre il getto subisce una transizione analoga mediante il disco di Mach. Le due regioni subsoniche sono poi separate fra di loro da una superficie di contatto: qui troviamo il punto di stagnazione, in cui la velocità va a zero. La corrente incidente verrà dunque deflessa in risposta all'ostruzione effettiva creata dal flusso in uscita dal *nozzle*, considerando la superficie di contatto come un impedimento solido (9).

Raggiunta quest'ultima, per $C_T > 0.2$, il flusso in uscita dal getto viene deflesso assialsimmetricamente verso valle, portando alla creazione di ampie regioni di ricircolo sulla superficie del corpo. Ciò comporta uno schermaggio del *forebody* dalla corrente di *freestream*, garantendo una pressione pressoché costante e minore di quella misurata nel punto di stagnazione. Per $C_T > 2$ questo va a riattaccarsi e, per $C_T \approx 6$, la pressione sul *forebody*

coincide con quella di valle. Infine, si osserva una netta estensione della scia a valle del corpo, a causa dell'incremento virtuale della superficie investita (8).

Relativamente alla configurazione del campo di moto risultante, è possibile distinguere due diverse situazioni, una pressoché stabile, detta *blunt penetration mode (BPM)*, ed una altamente instabile, detta *long penetration mode (LPM)*. Nella prima, il getto penetra nello *shock layer* determinando uno spostamento complessivo dell'onda d'urto a monte del corpo. In questo caso, le principali instazionarietà si trovano in prossimità del punto triplo. Nel secondo caso, invece, il flusso in uscita dall'ugello attraversa il *bow shock*, determinando una deformazione locale molto intensa, anche di 6-7 diametri, ed una complessiva dissoluzione dello stesso. Ciò dà origine ad un campo fortemente dinamico e ben più imprevedibile. Abbiamo descritto nel capitolo dedicato come, per un getto sovraespanso, al fine di far coincidere la pressione in uscita con quella dell'ambiente esterno, si origini un'intensa onda d'urto: ciò fa sì che gli urti riflessi non dispongano della forza necessaria alla perturbazione della corrente incidente. In un caso altamente sottoespanso, invece, la pressione in uscita viene riportata a quella ambiente mediante una *shock cell*, terminante in un disco di Mach. Per un getto moderatamente sottoespanso, invece, la pressione viene portata al valore esterno mediante una serie di espansioni e compressioni, le quali determinano una superficie di contatto più obliqua e dunque una maggior perturbazione dell'onda d'urto. Conseguentemente, nei primi due casi si ha una *blunt penetration* mentre nell'ultimo si parla di *long penetration* (8). Quanto descritto finora è riportato nell'immagine seguente:

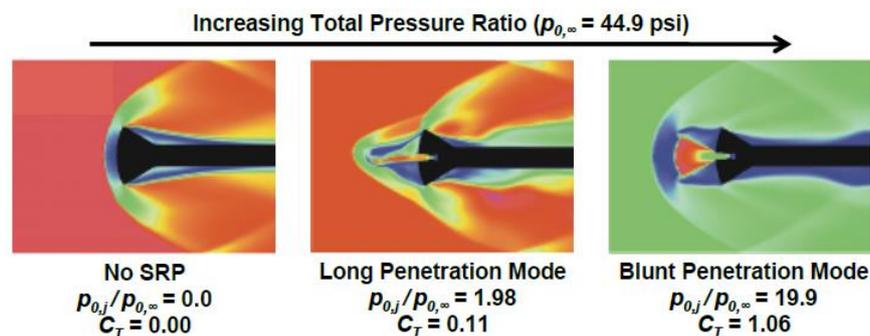


Figura 3-12 Confronto BPM e LPM (8)

Poiché le missioni future saranno caratterizzate da masse elevate e dunque coefficienti di spinta molto alti, è possibile confidare sulla maggiore stabilità della configurazione *BPM*.

Sebbene sia semplice da implementare, una configurazione con *nozzle* centrale non è tuttavia ottimale dal punto di vista aerodinamico, in quanto si osserva una netta riduzione del

coefficiente di resistenza C_D . Tale condizione è pressoché indipendente dal numero di Mach della corrente a monte ed è invece influenzata dal coefficiente di spinta C_T . Nella figura 3-13 si può notare come, aumentando quest'ultimo, il C_D crolli fino al 10% del valore iniziale per poi mantenersi costante:

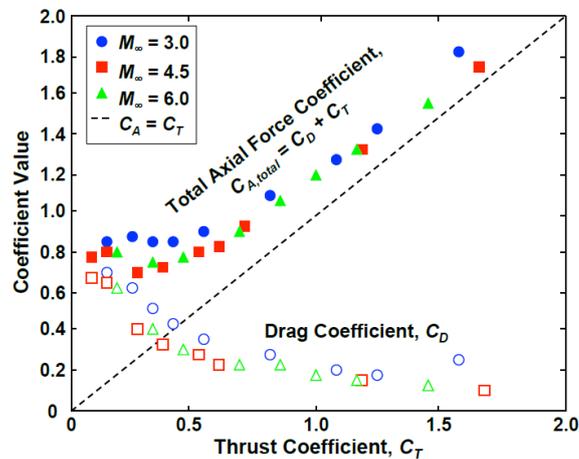


Figura 3-13 Coefficiente di forza assiale totale per una configurazione a singolo nozzle (8)

All'aumentare del C_T , infatti, lo schermaggio indotto dal getto comporta una riduzione della pressione agente sulla superficie. Inoltre, si misura una brusca riduzione della pressione di stagnazione, la quale comporta un urto progressivamente più obliquo e dunque meno intenso. Osserviamo, infine, come la spinta fornita dal *thruster* determini la maggior parte della forza complessiva agente sul veicolo e diventi il contributo predominante per $C_T \geq 1.5$.

3.4.3 Peripheral Nozzles

Una disposizione periferica di tre *nozzle* risulta essere ben più efficiente dal punto di vista aerodinamico, sebbene il campo di moto risultante sia ben più complesso. La configurazione generale del flusso è schematizzata nell'immagine seguente:

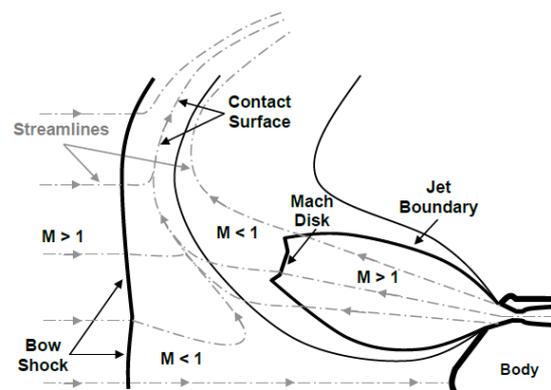


Figura 3-14 Campo di moto configurazione nozzle periferica (8)

Nuovamente ritroviamo la superficie di contatto, la quale può essere vista come una combinazione tra i *jet boundaries* e la superficie del veicolo stesso. In prossimità di quest'ultima, si avrà la deflessione dei getti che, a differenza del caso precedente, non sarà più assialsimmetrica. Per valori di spinta modesti, questa configurazione tende a perturbare in modo meno significativo l'onda d'urto nella regione interna agli ugelli, consentendo di mantenere una distribuzione di alta pressione: è più modesta, infatti, la schermatura dal *freestream* che caratterizzava la soluzione con *nozzle* centrale. Tutto ciò consente di preservare il contributo di resistenza aerodinamica per un certo range di coefficienti di spinta C_T (9). La *shock standoff distance* Δ continua ad aumentare al crescere del rapporto di pressione, tuttavia la disposizione periferica dei motori consente di appiattare il *bow shock*, incrementando la superficie aerodinamica effettiva investita dalla corrente di monte e dunque la resistenza agente (3). Nella figura 3-15 si riporta il confronto tra il coefficiente di forza $C_{A_{tot}}$ agente al variare del C_T , per le due configurazioni a Mach 2:

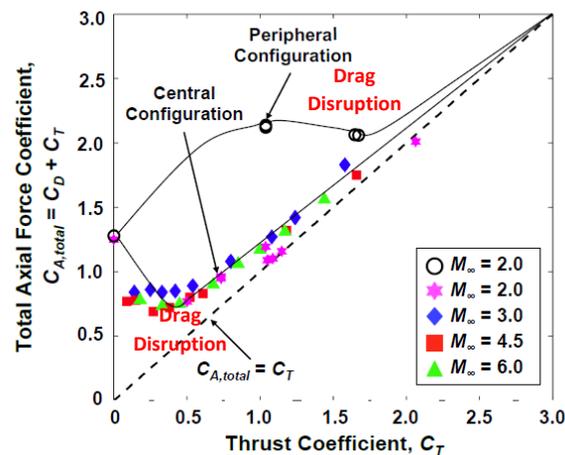


Figura 3-15 Coefficiente di forza assiale totale per una configurazione periferica (8)

Vediamo come, al crescere del coefficiente di spinta C_T , mentre per la configurazione con *nozzle* centrale si misura un rapido crollo della resistenza, noto come *drag disruption*, per una disposizione periferica questo fenomeno è fortemente ritardato. In particolare, si riscontra come, per $C_T < 1.5$, una buona parte del coefficiente $C_{A_{tot}}$ sia composto dal C_D : in queste condizioni il veicolo è in grado di beneficiare sia della decelerazione indotta dall'onda d'urto che da quella generata dai *thrusters*. Per valori di $C_T \geq 1.5$, invece, i singoli getti cominciano a coalescere fra di loro, creando delle strutture analoghe a quanto visto per il caso di singolo *nozzle* centrale. Conseguentemente, si osserva una maggior perturbazione dell'onda d'urto e si riduce la regione di alta pressione, a causa della maggior schermatura della superficie, determinando una riduzione del C_D . Questo fenomeno è schematizzato nella figura 3-16:

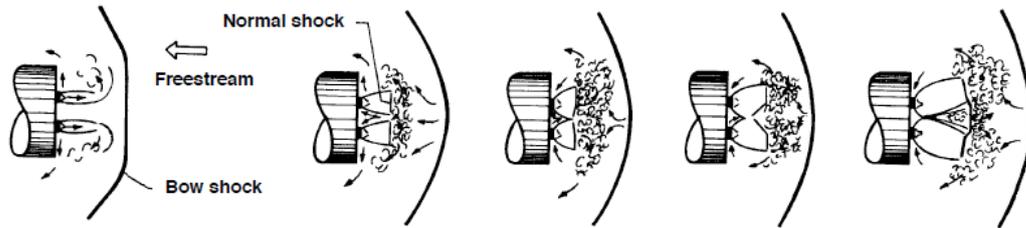


Figura 3-16 Meccanismo di coalescenza tra i getti per una configurazione periferica (8)

Infine, le caratteristiche aerodinamiche delle due soluzioni vanno praticamente a coincidere per $C_T > 3$.

CAPITOLO 4

4. Equazioni di governo e Metodi numerici

4.1 Introduzione

In questo capitolo andremo a fornire una breve descrizione delle equazioni di governo della fluidodinamica, ovvero le equazioni di *Navier-Stokes*, ed una delle loro possibili formulazioni per lo studio di flussi turbolenti: le *Reynolds Averaged Navier-Stokes (RANS)*. Successivamente, andremo a definire i possibili modelli di turbolenza necessari alla chiusura del problema. Seguirà infine un'analisi dei metodi numerici implementati nella fluidodinamica computazionale.

4.2 Equazioni di *Navier-Stokes*

Le equazioni di *Navier-Stokes* esprimono il principio di conservazione di massa, quantità di moto ed energia di un flusso. Consideriamo un certo volume di riferimento fisso nello spazio attraversato da una corrente fluida (fig 4-1): in questo caso si parla di approccio *euleriano*.

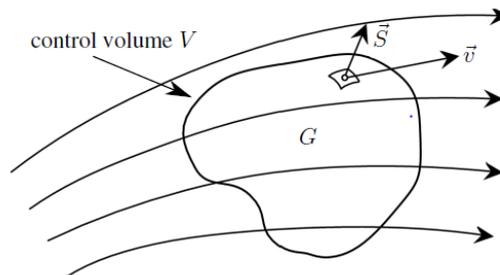


Figura 4-1 Volume di controllo (11)

L'equazione di conservazione può essere scritta nel seguente modo (12):

$$\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho\vec{V}\phi) = \nabla \cdot (\Gamma\phi\nabla\phi) + Q^\phi \quad (4.1)$$

Tale relazione esprime la variazione nel tempo di una certa quantità ϕ come somma tra il flusso convettivo $\nabla \cdot (\vec{V}\phi)$ e diffusivo $\nabla \cdot (\Gamma\nabla\phi)$ della stessa attraverso la superficie ed i meccanismi di generazione Q^ϕ all'interno del volume di riferimento.

Sostituendo nella 4.1 il termine relativo alla massa, alla quantità di moto ed all'entalpia per unità di volume, si ottiene il seguente set di equazioni differenziali (13):

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (4.2) \\ \frac{\partial(\rho v_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v_j v_i)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{i,j}}{\partial x_j} \quad (4.3) \\ \frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \left(h + \frac{1}{2} v_i v_j \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\rho v_j \left(h + \frac{1}{2} v_i v_j \right) \right] = \frac{\partial(v_i \tau_{i,j})}{\partial x_j} - \frac{\partial q}{\partial x_j} \quad (4.4) \end{array} \right.$$

$$h = e + \frac{p}{\rho} \quad (4.5)$$

$$\tau_{i,j} = \mu \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu \delta_{i,j} \frac{\partial v_k}{\partial x_k} \quad (4.6)$$

$$q = -k \frac{\partial T}{\partial x_j} \quad (4.7)$$

dove τ è il tensore degli sforzi viscosi e q rappresenta il contributo dei flussi termici, modellizzato mediante l'equazione di *Fourier*. Compaiono inoltre le proprietà di trasporto, relative ai fenomeni di natura diffusiva, quali la viscosità dinamica μ e la conducibilità termica k .

Introduciamo l'equazione di stato dei gas perfetti, che correla la pressione, la densità e la temperatura del fluido considerato:

$$p = \rho RT \quad (4.8)$$

con R costante universale dei gas.

Infine, per un gas caloricamente perfetto, il calore specifico a pressione costante c_p ed a volume costante c_v sono indipendenti dal valore assunto dalla temperatura, per cui:

$$e = c_v T \quad (4.9)$$

$$h = c_p T \quad (4.10)$$

Abbiamo dunque introdotto un set di equazioni differenziali alle derivate parziali in cui compaiono dei termini non lineari. Conseguentemente, ad eccezione di alcuni casi molto semplificati, ottenere una soluzione puramente analitica delle equazioni di *Navier-Stokes* è pressoché impossibile. Da qui nasce l'interesse nella fluidodinamica computazionale, il cui obiettivo primario è quello di convertire tale sistema differenziale in un sistema di equazioni algebriche, la cui risoluzione risulta più semplice, disponendo della giusta capacità di calcolo. La risoluzione numerica può prevedere approcci più o meno complessi, specie a seconda del

modello di turbolenza che si sta implementando. In ordine crescente di costo computazionale, troviamo le *Reynolds Averaged Navier-Stokes (RANS)*, la *Large Eddy Simulation (LES)* ed infine la *Direct Numerical Simulation (DNS)*.

4.3 Equazioni di *Navier-Stokes* mediate alla *Reynolds (RANS)*

Nelle maggior parte delle applicazioni industriali è sufficiente conoscere il comportamento medio globale di un certo flusso. Conseguentemente, i modelli *RANS* si presentano come una delle soluzioni migliori, complici i tempi di calcolo modesti e il buon livello di accuratezza fornito da essi. In particolare, questi prevedono la definizione di una generica quantità del campo di moto $g(x, t)$ come somma di due contributi: un valore medio ed una fluttuazione attorno ad esso. Possiamo dunque scrivere:

$$g(\vec{x}, t) = \bar{g}(\vec{x}, t) + g'(\vec{x}, t) \quad (4.11)$$

La quantità $\bar{g}(x, t)$ può essere valutata mediante una media temporale, nel caso di turbolenza stazionaria, o spaziale, se invece questa è omogenea (13). Più comunemente, si è soliti definire una media di insieme:

$$\bar{g}(\vec{x}, t) = \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n g(\vec{x}, t) \quad (4.12)$$

Consideriamo per semplicità un flusso non stazionario ed incomprimibile. In questo caso, le uniche equazioni necessarie alla risoluzione del campo di moto sono quelle di conservazione della massa e della quantità di moto, che diventano (14):

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (4.13) \\ \rho \frac{\partial u_i}{\partial t} + \rho u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{i,j}}{\partial x_j} \quad (4.14) \end{array} \right.$$

Introduciamo l'operazione di decomposizione lineare per la velocità e per la pressione:

$$u_i = U_i + u'_i \quad (4.15)$$

$$p = P + p' \quad (4.16)$$

Sostituendo nell'equazione di continuità si ottiene:

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (4.17)$$

$$\frac{\partial u'_i}{\partial x_i} = 0 \quad (4.18)$$

Vediamo come la linearità dell'equazione di partenza viene mantenuta. Ben più complessa è la situazione nel caso dell'equazione della quantità di moto, all'interno della quale troviamo il termine non lineare $u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j}$. Applicando la decomposizione di *Reynolds* e successivamente la media d'insieme, si ottiene:

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} \left[-P \delta_{i,j} + \mu \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \rho \overline{u'_i u'_j} \right] \quad (4.19)$$

All'interno della parentesi quadra ritroviamo il contributo di tre sforzi distinti: quelli isotropici, determinati dalla pressione idrostatica, quelli viscosi, relativi alla diffusione molecolare, ed un nuovo termine, non lineare, che prende il nome di *tensore degli sforzi di Reynolds* . Quest'ultimo tiene conto del flusso di quantità di moto indotto all'interno del campo dalle fluttuazioni turbolente, le quali determinano dei meccanismi di scambio a lungo raggio. L'introduzione di 6 nuove incognite, data la simmetria del tensore, mette in evidenza il *problema della chiusura* che caratterizza lo studio dei flussi turbolenti. Ci troviamo infatti ad operare con un set di sole 4 equazioni per un numero di incognite pari a 10, rendendo il sistema irrisolvibile. Conseguentemente, si è soliti andare a modellizzare il tensore degli sforzi di *Reynolds* appena introdotto.

Molti di questi modelli si basano sull'approssimazione di *Boussinesq* :

$$-\rho \overline{u'_i u'_j} + \frac{2}{3} \rho k \delta_{i,j} = \rho \nu_T \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) = 2 \rho \nu_T S_{i,j} \quad (4.20)$$

in cui compare la viscosità turbolenta $\nu_T(\vec{x}, t)$, la quale non è più una caratteristica del mezzo bensì dipende dal comportamento del flusso, e l'energia cinetica turbolenta $k = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i}$.

Sostituendo nell'equazione 4.19, si ottiene:

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} \left[- \left(P + \frac{2}{3} \rho k \right) \delta_{i,j} + \rho \nu_{eff} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \right] \quad (4.21)$$

dove $\nu_{eff} = \nu + \nu_T(\vec{x}, t)$ è la viscosità effettiva, che tiene conto sia dei meccanismi diffusivi che di quelli inerziali, indotti dalle fluttuazioni turbolente.

Il focus del problema si va dunque a spostare sulla valutazione del coefficiente $\nu_T(\vec{x}, t)$, il quale può essere considerato proporzionale al prodotto tra una velocità u^* e la scala delle strutture turbolente più grandi l^* , in ogni punto del dominio considerato. Per fare ciò, è possibile ricorrere a diversi modelli di turbolenza, classificati in:

- *Zero-equation models*, si basano su delle semplici relazioni algebriche
- *One-equation models*, prevedono un' equazione di trasporto ed una relazione algebrica
- *Two-equation models*, valutano le grandezze necessarie al calcolo della viscosità turbolenta ν_T mediante due equazioni di trasporto

Di seguito ci andremo a concentrare sugli ultimi due modelli.

4.3.1 Spalart-Allmaras One-Equation Model

Il modello di turbolenza introdotto da *Spalart and Allmaras* in (15) è tra i più utilizzati in campo aeronautico, in quanto robusto e caratterizzato da un costo computazionale ben ridotto rispetto ai modelli a due equazioni. Questo definisce la viscosità turbolenta cinematica ν_T come (13):

$$\nu_T = \tilde{\nu} f_{\nu 1} \quad (4.22)$$

$\tilde{\nu}$ è una variabile introdotta dal modello, la quale viene ricavata mediante la seguente equazione di trasporto:

$$\frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial t} + U_j \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} = c_{b1} \tilde{S} \tilde{\nu} - c_{w1} f_w \left(\frac{\tilde{\nu}}{d} \right)^2 + \frac{1}{\sigma} \frac{\partial}{\partial x_k} \left[(v + \tilde{\nu}) \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_k} \right] + \frac{c_{b2}}{\sigma} \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_k} \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_k} \quad (4.23)$$

Di seguito si riportano i coefficienti e le relazioni ausiliari necessarie alla chiusura del problema:

$$c_{b1} = 0.1355; \quad c_{b2} = 0.622; \quad c_{\nu 1} = 7.1; \quad \sigma = \frac{2}{3}; \quad (4.24)$$

$$c_{w1} = \frac{c_{b1}}{\kappa^2} + \frac{1 + c_{b2}}{\sigma}; \quad c_{w2} = 0.3; \quad c_{w3} = 2; \quad \kappa = 0.41; \quad (4.25)$$

$$f_{\nu 1} = \frac{\chi^3}{\chi^3 + c_{\nu 1}^3}; \quad f_{\nu 2} = 1 - \frac{\chi}{1 + \chi f_{\nu 1}}; \quad f_w = g \left[\frac{1 + c_{w3}^6}{g^6 + c_{w3}^6} \right]^{\frac{1}{6}} \quad (4.26)$$

$$\chi = \frac{\tilde{\nu}}{\nu}; \quad g = r + c_{w2}(r^6 - r); \quad r = \frac{\tilde{\nu}}{\tilde{S} \kappa^2 d^2} \quad (4.27)$$

$$\tilde{S} = S + \frac{\tilde{\nu}}{\kappa^2 d^2} f_{\nu 2}; \quad S = \sqrt{2\Omega_{ij}\Omega_{ij}} \quad (4.28)$$

dove $\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right)$ è il tensore di rotazione e d è la distanza dalla superficie più prossima.

Il modello di turbolenza *Spalart-Allmaras* è in grado di fornire risultati molto accurati per diverse applicazioni aeronautiche, quali ad esempio il flusso che investe un'ala, tuttavia presenta diverse limitazioni. Ad esempio, si dimostra particolarmente inaccurato nel caso di flussi di taglio *jet-like* o nella modellizzazione di campi di moto caratterizzati da complesse ricircolazioni. Inoltre, non è in grado di valutare il decadimento della viscosità turbolenta ν_T nel caso di turbolenza isotropa (14). Nonostante tali aspetti, questo verrà implementato nella simulazione di un caso di retropropulsione supersonica su *Star-CCM+*, al fine di effettuare un confronto con modelli più rigorosi.

4.3.2 k - ε Two-Equations Model

Il modello di turbolenza k - ε riportato da *Wilcox* in (13), prevede la chiusura del problema mediante due equazioni, una relativa all'energia cinetica turbolenta k mentre l'altra al rateo di dissipazione di quest'ultima ε . Mediante queste due quantità è possibile ricavare una scala spaziale $L \sim k^{3/2}/\varepsilon$ ed una scala temporale $t \sim k/\varepsilon$. La viscosità turbolenta cinematica ν_T viene invece fornita dalla seguente relazione:

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (4.29)$$

Le due equazioni di trasporto sono riportate di seguito:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \tau_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_T}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (4.30)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + U_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \tau_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_T}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] \quad (4.31)$$

Infine, si riportano i coefficienti e le relazioni ausiliari necessarie alla chiusura del problema:

$$C_{\varepsilon 1} = 1.44; \quad C_{\varepsilon 2} = 1.92; \quad C_\mu = 0.09; \quad \sigma_k = 1.0; \quad \sigma_\varepsilon = 1.3 \quad (4.32)$$

Tra le limitazioni principali del modello $k - \varepsilon$ ritroviamo una certa inaffidabilità dei risultati nel caso di flussi caratterizzati da alta separazione, alta curvatura delle linee di corrente ed elevati gradienti di pressione (14). Per questo motivo, non si presenta come la soluzione ottimale da implementare per il problema che stiamo analizzando, in base a quanto descritto nel capitolo 3.4.2.

4.3.3 k - ω Two-Equations Model

Nuovamente vediamo l'introduzione di due equazioni di trasporto ma, a differenza del modello precedente, le variabili considerate sono l'energia cinetica turbolenta k ed il rateo di dissipazione specifica $\omega = k/\varepsilon$. La viscosità turbolenta cinematica ν_T viene dunque calcolata come (13):

$$\nu_T = k/\tilde{\omega} \quad (4.33)$$

Con $\tilde{\omega} = \max \left\{ \omega, C_{lim} \sqrt{\frac{2S_{ij}S_{ij}}{\beta^*}} \right\}$ e $C_{lim} = 7/8$.

Le due equazioni di trasporto sono:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \tau_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \beta^* k \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \sigma^* \frac{k}{\omega} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (4.34)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + U_j \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = \alpha \frac{\omega}{k} \tau_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \beta \omega^2 + \frac{\sigma_d}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_k} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \sigma \frac{k}{\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] \quad (4.35)$$

Infine, si riportano i coefficienti e le relazioni ausiliari necessarie alla chiusura del problema:

$$\alpha = \frac{13}{25}; \beta = \beta_o f_\beta; \beta^* = \frac{9}{100}; \sigma = \frac{1}{2}; \sigma^* = \frac{3}{5}; \sigma_{do} = \frac{1}{8} \quad (4.36)$$

$$\sigma_d = \begin{cases} 0 & \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \leq 0 \\ \sigma_{do} & \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} > 0 \end{cases} \quad (4.37)$$

$$\beta_o = 0.0708; f_\beta = \frac{(1 + 85\chi_\omega)}{1 + 100\chi_\omega}; \chi_\omega = \left| \frac{\Omega_{ij}\Omega_{jk}S_{ki}}{(\beta^*\omega)^3} \right| \quad (4.38)$$

dove $\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right)$ e $S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right)$ sono rispettivamente i tensori medi di rotazione e dilatazione.

A differenza dei modelli descritti precedentemente, tale formulazione del k - ω , descritta da *Wilcox* in (16), presenta una serie di vantaggi. In particolare, risulta molto accurata nella descrizione di flussi attaccati e mediamente separati. Inoltre, permette una modellizzazione dei flussi di taglio migliore rispetto a quanto visto con il modello *Spalart-Allmaras*. Tuttavia, presenta una certa sensibilità dalle condizioni al contorno, specie dal valore di ω .

4.3.4 Menter Shear Stress Transport (SST) Two-equations Model

Il modello di turbolenza introdotto da *Menter* in (17), prevede una combinazione dell'accuratezza in prossimità delle pareti del k - ω con l'indipendenza dalle condizioni di *freestream* del k - ε . Troviamo nuovamente due equazioni di trasporto, che riportiamo di seguito:

$$\frac{D\rho k}{Dt} = \tau_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \beta^* \rho \omega k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_k \mu_T) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (4.39)$$

$$\frac{D\rho \omega}{Dt} = \frac{\gamma}{\nu_T} \tau_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \beta \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_\omega \mu_T) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + 2\rho(1 - F_1) \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (4.40)$$

Con F_1 si indica una funzione peso che permette di passare da un modello all'altro man mano che ci avviciniamo a parete. Indicando con ϕ_1 i coefficienti del modello k - ω e con ϕ_2 quelli del k - ε , i coefficienti di chiusura ϕ sono descritti dalla seguente relazione:

$$\phi = F_1 \phi_1 + (1 - F_1) \phi_2 \quad (4.41)$$

In particolare, in prossimità della superficie $F_1 \rightarrow 1$, mentre se vi ci allontaniamo $F_1 \rightarrow 0$.

La viscosità turbolenta cinematica ν_T viene valutata mediante la seguente relazione:

$$\nu_T = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega; S F_2)} \quad (4.42)$$

in cui compare un'altra funzione peso F_2 , la quale va ad 1 nello strato limite mentre tende a 0 allontanandosi dalla parete.

Questo modello risulta ottimale nel caso di gradienti di pressione molto elevati e descrive in modo accurato i meccanismi di separazione e le interazioni risultanti, viscosi e non. Per questo motivo, nonostante richieda un costo computazionale più elevato rispetto a *Spalart-Allmaras*, anch'esso verrà implementato nella simulazione della retropropulsione supersonica su *Star-CCM+*.

4.4 Large Eddy Simulation (LES) e Detached Eddy Simulation (DES)

Un approccio di tipo *LES* prevede una risoluzione diretta delle strutture turbolente tridimensionali più grandi mentre le piccole scale, che sono le più complesse da risolvere dal punto di vista computazionale, vengono opportunamente modellizzate. Dal punto di vista dell'accuratezza, tale modello si pone a metà strada tra le *RANS*, più rapide ma meno rigorose, e la *DNS*, molto più precisa ma con costi di calcolo proibitivi (14). Al fine di effettuare la

suddivisione tra le scale si implementa una funzione di filtro *passa-basso*, che può essere vista come un'operazione di media spaziale e temporale che elimina le informazioni relative ai piccoli vortici. Il modello *LES* risulta particolarmente vantaggioso nello studio di fenomeni quali combustione o *mixing*, tuttavia richiede un numero di celle molto elevato in prossimità delle pareti. Per questo motivo è possibile introdurre un modello *DES* (*Detached Eddy Simulation*), che si propone di eliminare tale problema applicando le *RANS* vicino alle superfici, laddove la scala turbolenta è minore della dimensione massima della griglia, e la *LES* nel resto del campo. Nonostante la maggiore difficoltà nella realizzazione della *mesh*, il ridotto costo computazionale rende tale approccio un'ottima alternativa in un numero sempre crescente di simulazioni.

4.5 Metodo ai volumi finiti

Andando ad aggiungere a 4.17 e 4.21, il sistema di equazioni relative al modello di chiusura implementato, è possibile procedere con la risoluzione numerica. Di seguito andremo a descrivere il metodo implementato su *Star-CCM+*, ovvero quello ai *volumi finiti*: in questo caso il set di equazioni differenziali risultanti viene riscritto in forma integrale. Mediante il teorema di *Gauss*, è possibile trasformare l'integrale di volume della divergenza di una certa quantità come il flusso della stessa attraverso la superficie. L'equazione 4.1 diventa:

$$\int_V \frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} dV + \int_S \rho\phi(\vec{V} \cdot \vec{n}) dS = \int_S \Gamma\phi(\nabla\phi \cdot \vec{n}) dS + \int_V Q\phi dV \quad (4.43)$$

È necessario definire il dominio di calcolo, il quale dovrà essere sufficientemente grande, in modo da descrivere accuratamente l'evoluzione del campo di moto nello spazio, prestando però attenzione a non incrementare eccessivamente il costo computazionale. Questo viene poi discretizzato in un numero finito di celle, le quali possono essere triangolari, quadrilatere o poligonali, che costituiscono i volumi di controllo V_c su cui vengono integrate le equazioni. Andiamo a considerare uno schema *cell centered*. In questo caso il nodo computazionale coincide con il centro della cella mentre le condizioni al contorno vengono assegnate sulle pareti del dominio.

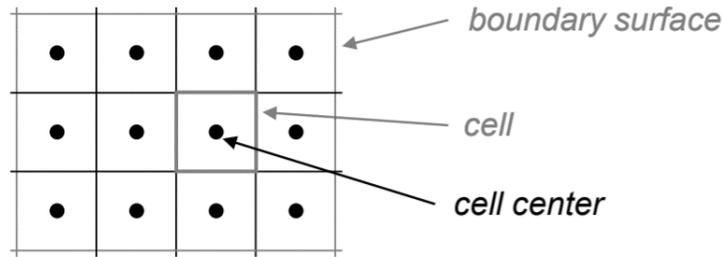


Figura 4-2 Discretizzazione del dominio di calcolo

Si procede quindi con le seguenti approssimazioni:

$$\int_{V_c} q dV \approx q_c \Delta V \quad (4.44)$$

$$\int_{S_c} \vec{F} \cdot \vec{n} dS = \sum_k \int_{S_k} \vec{F} \cdot \vec{n} dS = \sum_k \int_{S_k} f dS \approx \sum_k f_k S_k \quad (4.45)$$

Gli integrali di volume vengono sostituiti con il prodotto tra la generica variabile q al centro della cella ed il volume della cella stessa, ottenendo un approssimazione del secondo ordine. Per gli integrali di superficie, invece, si considera la sommatoria delle componenti di flusso f normali alle k superfici che delimitano il volume di controllo. Il valore di f_k può essere valutato in diversi modi. Facendo riferimento alla figura 4.4-2 si parla di *midpoint rule* quando l'integrale viene approssimato dal valore medio di f sulla superficie della cella, che viene fatto coincidere con il valore assunto al centro di essa:

$$\int_{S_e} f dS = \overline{f_e S_e} \approx f_e S_e \quad (4.46)$$

Alternativamente si può ricorrere alla *trapezoid rule*, che garantisce un'accuratezza del secondo ordine:

$$\int_{S_e} f dS \approx \frac{1}{2} (f_{ne} + f_{se}) S_e \quad (4.47)$$

Infine, introduciamo la *Simpson rule*, con accuratezza del quarto ordine:

$$\int_{S_e} f dS \approx \frac{1}{6} (f_{ne} + 4f_e + f_{se}) S_e \quad (4.48)$$

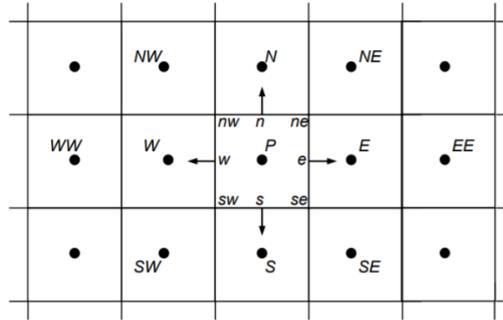


Figura 4-3 Celle di calcolo

Relativamente alle *boundary conditions*, si parla di condizioni di *Dirichlet*, quando il valore assunto dalla quantità ϕ sulla superficie al contorno è noto. Invece, nell'ipotesi in cui venga definito il flusso, si parla di condizioni di *Neumann*.

Se siamo interessati allo studio di un fenomeno non stazionario, è necessario effettuare anche un'integrazione nel tempo dell'equazione 4.43. Otteniamo dunque:

$$\int_t^{t+\Delta t} \left[\int_{V_c} \frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} dV \right] dt + \int_t^{t+\Delta t} \left[\sum_k \int_{S_k} \rho\phi(\vec{V} \cdot \vec{n}) dS \right] dt = \int_t^{t+\Delta t} \left[\sum_k \int_{S_k} \Gamma\phi(\nabla\phi \cdot \vec{n}) dS \right] dt + \int_t^{t+\Delta t} \left[\int_{V_c} Q^\phi dV \right] dt \quad (4.49)$$

Nell'ipotesi in cui il volume e la superficie di ogni elemento della griglia siano costanti, usando la *midpoint rule* si ottiene:

$$\int_t^{t+\Delta t} \frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} V_c dt + \int_t^{t+\Delta t} \left[\sum_k (\rho\phi\vec{V} \cdot \vec{n})_k \cdot S_k \right] dt = \int_t^{t+\Delta t} \left[\sum_k (\Gamma\phi\nabla\phi \cdot \vec{n})_k \cdot S_k \right] dt + \int_t^{t+\Delta t} Q_C^\phi V_c dt \quad (4.50)$$

Isolando e discretizzando la derivata temporale mediante uno schema *forward*:

$$\rho(\phi^{n+1} - \phi^n)V_c = \int_t^{t+\Delta t} \left[\sum_k (\Gamma\phi\nabla\phi \cdot \vec{n})_k \cdot S_k \right] dt - \int_t^{t+\Delta t} \left[\sum_k (\rho\phi\vec{V} \cdot \vec{n})_k \cdot S_k \right] dt + \int_t^{t+\Delta t} Q_C^\phi V_c dt \quad (4.51)$$

A questo punto è possibile distinguere due diversi approcci: esplicito ed implicito. Nel primo caso l'argomento degli integrali di volume e di superficie viene valutato all'istante n -esimo e supposto costante nell'intervallo di integrazione Δt . In questo modo tutti i termini all'interno dell'equazione sono noti ad eccezione di ϕ^{n+1} , che viene calcolato in modo diretto. Nel

secondo, invece, l'argomento degli integrali dipende anche dalle condizioni del campo di moto all'istante $n + 1$, il quale è incognito. Questo determina un sistema di equazioni, accoppiate fra di loro che viene risolto mediante opportuni metodi numerici, diretti od iterativi. Sebbene siano caratterizzati da un costo computazionale più elevato, i metodi impliciti sono in grado di garantire maggiore stabilità alla soluzione, consentendo di operare con step temporali Δt più elevati rispetto al caso esplicito.

Infine, un elemento fondamentale da tenere in conto per garantire l'effettiva convergenza del metodo numerico è la condizione di *Courant-Friedrichs-Lewy* (*CFL*). Il soddisfacimento di quest'ultima prevede che la distanza a cui viaggia l'informazione durante uno step temporale sia minore della distanza tra due elementi contigui della *mesh*. In questo modo si ha la certezza che il segnale propaghi unicamente tra celle immediatamente adiacenti fra loro. Per un caso unidimensionale, tale condizione si esprime nel seguente modo:

$$C = \frac{u\Delta t}{\Delta x} \leq C_{max}$$

dove u è il modulo della velocità.

Nel caso in cui si stia analizzando un metodo esplicito, il valore di C_{max} è tipicamente 1, mentre può essere maggiore nel caso implicito, come anticipato precedentemente. Andando a considerare un caso a n -dimensioni, la condizione *CFL* si modifica nel seguente modo:

$$C = \Delta t \left(\sum_{i=1}^n \frac{u_{x_i}}{\Delta x_i} \right) \leq C_{max}$$

CAPITOLO 5

5. Analisi CFD di un getto sottoespanso

5.1 Introduzione

In preparazione alla risoluzione numerica di un caso di retropropulsione supersonica, può essere sicuramente d'aiuto andare ad effettuare una prima analisi CFD di un getto sottoespanso, al fine di investigare le caratteristiche del campo già descritte nel capitolo 3.2. Come *test case*, si è fatto riferimento al lavoro svolto da *Wilkes et al.*, nel paper '*Fluorescence Imaging of Underexpanded Jets and Comparison with CFD*' (18). Qui, viene effettuato un confronto tra i risultati sperimentali e numerici sulla fluorescenza emessa da getti sottoespansi di azoto N_2 insemiati con il 5% di monossido di azoto NO , emessi da un ugello semplicemente convergente, con il diametro di uscita $D_e = 2.4 \text{ mm}$. Il gas pressurizzato viene preriscaldato a circa 500 K e poi fatto sfociare all'interno di una camera a vuoto, con pressioni dell'ordine del centinaio di Pascal. Per la visualizzazione del flusso è stata implementata una tecnica *PLIF* (*Planar Laser-Induced Fluorescence*) mentre l'analisi computazionale è stata effettuata mediante il software *GASP* ('*General Aerodynamic Simulation Program*') della *AeroSoft, Inc.* Il confronto dei risultati è stato effettuato prendendo in considerazione tre casi distinti, riportati nella tabella seguente:

TEST CASE	JPR	Re_{exit}	T_0 [K]	p_0 [Pa]	p_a [Pa]
<i>A</i>	4.2	835	588	5090	646
	(3.8)	(846)	(544)	(4710)	(657)
<i>B</i>	18.2	1101	605	6941	201
	(16.8)	(1095)	(559)	(6290)	(198)
<i>C</i>	31.4	1230	580	7379	124
	(27.6)	(1136)	(590)	(6950)	(133)

Tabella 5-1 Condizioni dei test

Si vede come per ognuno dei parametri sono riportati due valori: i primi sono quelli a cui sono state effettuate la analisi CFD mentre quelli tra parentesi sono relativi alle visualizzazioni del flusso. Tali differenze sono da attribuire a delle limitazioni a livello hardware.

I risultati ottenuti nel *paper* sono stati poi confrontati con quelli ottenuti su *Star-CCM+*: di seguito si riportano gli step principali, dall'impostazione della simulazione al *post-processing* dei risultati.

5.2 Setup numerico

5.2.1 Dominio

Innanzitutto, è stato costruito il dominio di calcolo mediante il *CAD* interno al software, andando a riprodurre sia il *nozzle* che la camera di espansione del getto, attraverso la funzione *sketch*. Quest'ultima è stata realizzata mediante un rettangolo, con lunghezza e larghezza pari a rispettivamente 100 e 20 volte il diametro di uscita. Successivamente si è proseguito con l'estrusione, scegliendo come spessore 0.1 *mm*, essendo interessati ad un'analisi *2D*. Si è poi proseguito andando a rinominare le singole facce, distinguendo la parete di stagnazione del *nozzle* da quelle del convergente e della regione a valle.

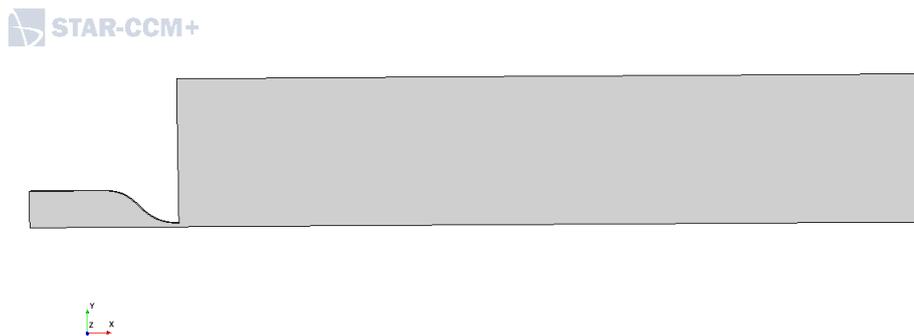


Figura 5-1 Dominio di calcolo

5.2.2 Mesh

Una volta terminata la definizione della geometria, si è proseguito con l'operazione di *meshing*, ovvero di generazione della griglia di calcolo. Per fare ciò, dato il dominio bidimensionale, si è proseguito con un *badge for 2D meshing*, seguito da un *automated mesh (2D)*. Si è selezionata una griglia polinomiale e, per effettuare un'analisi preliminare del getto, si è scelta una griglia uniforme con le dimensioni di 1 *mm*, piuttosto grossolana considerato il diametro della sezione di uscita. Questa è stata poi seguita da una *mesh adattiva*, mediante il seguente script:

```


$$\begin{aligned}
 & (\log_{10}(\text{abs}(\text{grad}(\text{Mach}))) > 4) ? \{csize\_min\} * \text{pow}(2,0) : (\log_{10}(\text{abs}(\text{grad}(\text{Mach}))) > 3) \&\& \\
 & (\log_{10}(\text{abs}(\text{grad}(\text{Mach}))) < 4) ? \{csize\_min\} * \text{pow}(2,1) : (\log_{10}(\text{abs}(\text{grad}(\text{Mach}))) > 2) \&\& \\
 & (\log_{10}(\text{abs}(\text{grad}(\text{Mach}))) < 3) ? \{csize\_min\} * \text{pow}(2,2) : (\log_{10}(\text{abs}(\text{grad}(\text{Mach}))) > 1) \&\& \\
 & (\log_{10}(\text{abs}(\text{grad}(\text{Mach}))) < 2) ? \{csize\_min\} * \text{pow}(2,3) : (\log_{10}(\text{abs}(\text{grad}(\text{Mach}))) > 0) \&\& \\
 & (\log_{10}(\text{abs}(\text{grad}(\text{Mach}))) < 1) ? \{csize\_min\} * \text{pow}(2,4) : (\log_{10}(\text{abs}(\text{grad}(\text{Mach}))) > -1) \&\&
 \end{aligned}$$


```

$$(\log_{10}(\text{abs}(\text{grad}(\text{Mach})))) < 0 ? \text{csize_min} * \text{pow}(2,5) : (\log_{10}(\text{abs}(\text{grad}(\text{Mach})))) < -1 ? \\ \text{csize_min} * \text{pow}(2,5) : 0$$

dove la dimensione minima $csize_min$ è pari ad un cinquantesimo del diametro del *nozzle*. Quest'ultimo consente di dimensionare la griglia mediante le informazioni ottenute sul gradiente del numero di Mach all'interno del dominio di calcolo, in scala opportunamente logaritmica per apprezzarne meglio le variazioni. Di seguito si riporta un esempio di *mesh* rifinita, ottenuta per il *Case B*:

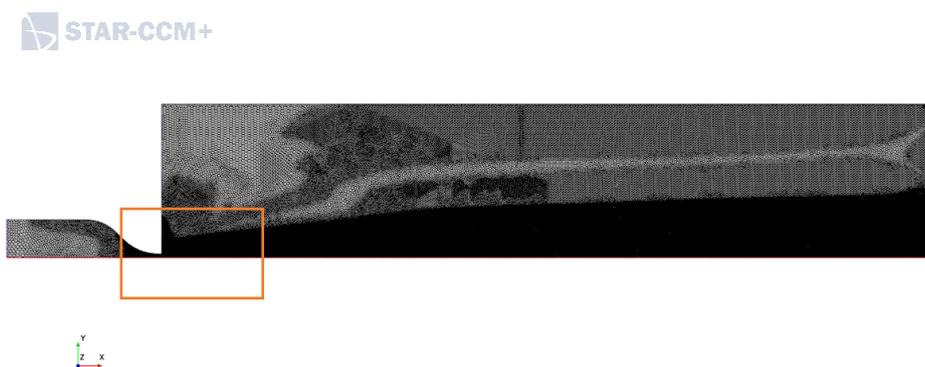


Figura 5-2 Mesh Case B

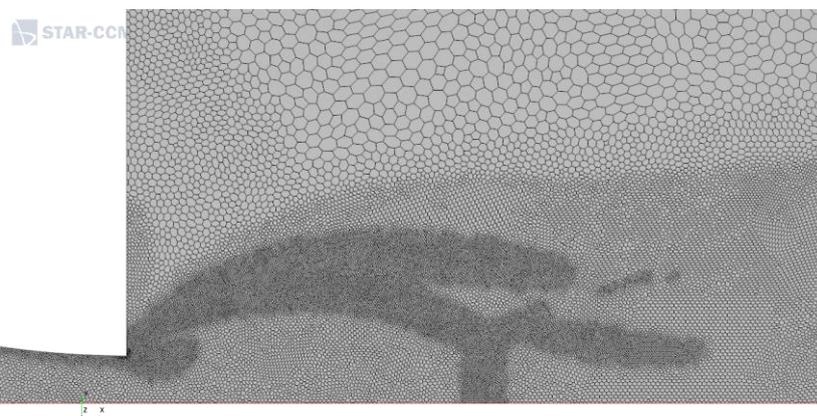


Figura 5-3 Dettaglio mesh Case B

5.2.3 Modello fisico

Le proprietà del modello fisico implementato sono riportate nella seguente tabella:

Proprietà modello fisico

Steady

Assialsimmetrico

Coupled Flow

Coupled Species

Gas ideale

Gas multicomponente
Non reagente
Laminare

Tabella 5-2 Proprietà modello fisico

Per simulare le condizioni dell'esperimento, si è inizializzato il problema andando a considerare una miscela di N_2 e NO all'interno dell'ugello, con frazioni in massa pari rispettivamente al 0.5 % ed il 99.5 %, mentre nella regione esterna si è considerata dell'aria, con il 29 % di O_2 ed il 71 % di N_2 . Sia la viscosità dinamica che la conducibilità termica sono state modellizzate con il metodo *Mathur-Saxena Averaging*, mentre per la diffusività molecolare si è considerata la teoria cinetica. Queste impostazioni si sono dimostrate ottimali al fine di garantire una diminuzione costante dei residui, eliminando le oscillazioni. Infine, si è considerato un modello implicito al secondo ordine con schema *AUSM +*.

5.2.4 Solvers

Per il problema in questione, *Star-CCM+* impiega 3 diversi solutori, riportati nella tabella seguente:

Solvers
<i>Steady</i>
<i>Partitioning</i>
<i>Coupled Implicit</i>

Tabella 5-3 Solvers

Particolare attenzione deve essere prestata al numero di *Courant*. Come già anticipato, il soddisfacimento della condizione *CFL* consente di garantire la stabilità del modello nella risoluzione numerica delle equazioni differenziali alle derivate parziali. Nel nostro caso si è implementata la funzione di rampa lineare, la quale consente di ridurre tale valore in modo graduale, a partire da un valore iniziale di 0.8, man mano che si raggiunge la convergenza. Infine, si è selezionata la funzione *expert driver*, un sistema di controllo automatico del numero di *Courant*, in grado di incrementare sia la robustezza che la velocità della simulazione.

5.3 Risultati

Di seguito si riportano le mappe del numero di Mach per i tre casi:

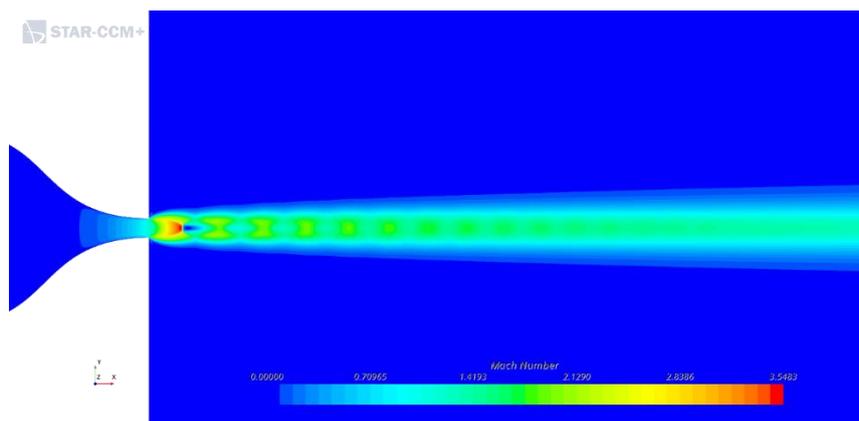


Figura 5-4 Numero di Mach Case A

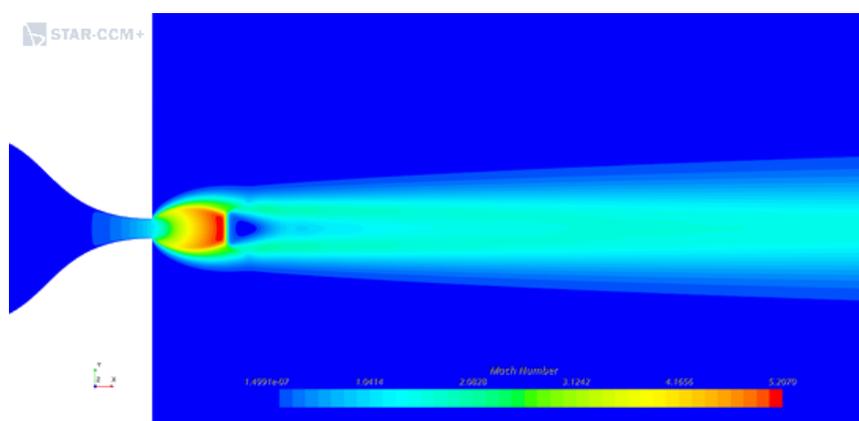


Figura 5-5 Numero di Mach Case B

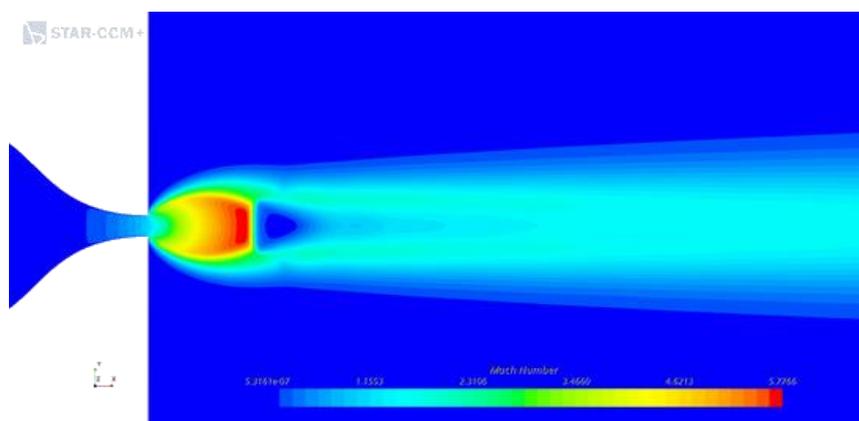


Figura 5-6 Numero di Mach Case C

In base a quanto visto nel capitolo 3.2.1, per il caso A con $JPR = \eta_e \approx 4$, ci troviamo al limite di getto altamente sottoespanso, mentre per gli altri due siamo ampiamente nel caso di getto estremamente sottoespanso. In ognuno di questi, è chiaramente osservabile la struttura dell'urto a barile che termina in un disco di Mach, dalla cui estremità si origina l'urto riflesso.

Vediamo inoltre come, per rapporti di pressione statica η_e ben maggiori di 4, si ha una brusca riduzione delle celle d'urto, con il campo di moto dominato interamente dalla prima di queste.

Facendo riferimento all'immagine seguente, riportiamo nella tabella 5-4 il diametro del disco di Mach D_m , la sua posizione rispetto all'uscita del *nozzle* x_m e la lunghezza d'onda del getto w :

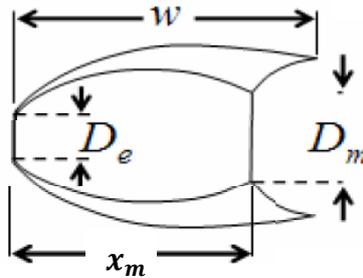


Figura 5-7 Struttura del jet plume

<i>Test Case</i>	JPR	D_m [mm]	w [mm]	x_m [mm]
<i>A</i>	4.2	0.89	5.48	4.08
<i>B</i>	18.2	3.81	8.93	10.75
<i>C</i>	31.4	5.22	14.14	11.62

Tabella 5-4 Dimensioni del Jet Plume

Ognuno di questi parametri tende a crescere all'aumentare del *jet pressure ratio*. Ciò vuol dire che, all'aumentare del rapporto di pressioni, e conseguentemente del coefficiente di spinta C_T dell'ugello, si ottiene una *shock cell* più allungata, che termina con un disco di Mach di diametro maggiore.

5.4 Confronto

Si è dunque visto come la struttura del getto sottoespanso, per i tre casi considerati, risulti consistente con la descrizione qualitativa fornita nei capitoli precedenti. Resta tuttavia da stabilire l'effettiva affidabilità dei risultati ottenuti con *Star-CCM+*. Per fare ciò, è possibile effettuare un confronto tra questi ed i risultati numerici e sperimentali riportati nel paper. Il livello di fluorescenza emesso dal getto, osservabile mediante la tecnica *PLIF*, dipende da diversi parametri del flusso, in particolare dalla frazione molare dell'ossido di azoto χ_{NO} , dalla temperatura T e dalla pressione p . Noti i valori assunti da tali grandezze all'interno del campo di moto, è possibile determinare l'intensità di fluorescenza S_f mediante la seguente relazione semiempirica (18):

$$S_f \propto \chi_{NO}(-0.0018 T^{-2.12} p^2 + 46 T^{-1.9} p) \quad (5.1)$$

Il calcolo delle mappe di fluorescenza a partire dalla risoluzione numerica del campo in questione viene definito come *Computational Flow Imaging (CFI)*.

Innanzitutto, andiamo a confrontare le mappe relative alla distribuzione della frazione in massa di ossido di azoto Y_{NO} all'interno del dominio di calcolo. Nel documento sono riportati i seguenti risultati, ottenuti mediante il software *GASP*:

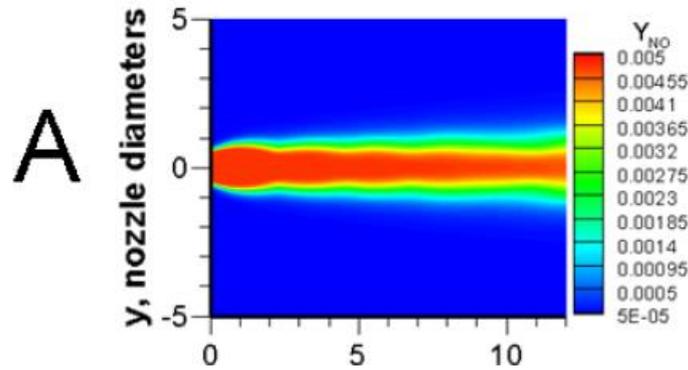


Figura 5-8 Frazione in massa ossido di azoto Y_{NO} Case A (18)

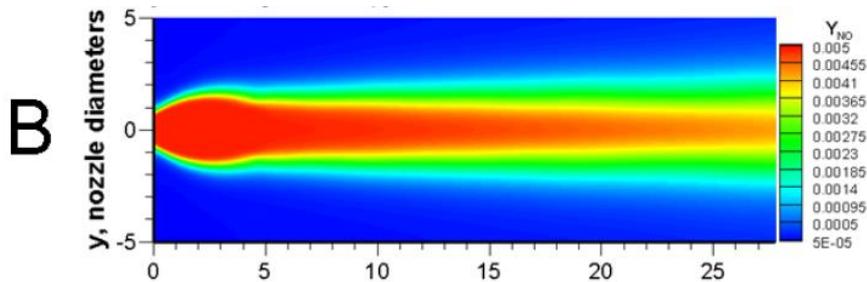


Figura 5-9 Frazione in massa ossido di azoto Y_{NO} Case B (18)

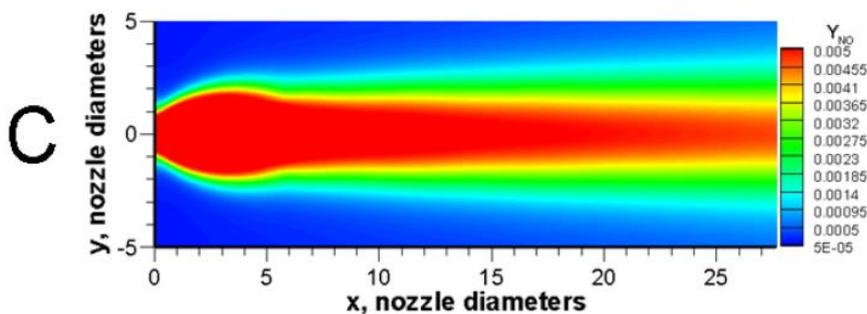


Figura 5-10 Frazione in massa ossido di azoto Y_{NO} Case C (18)

Andando a confrontare tali mappe con quelle ottenute su *Star-CCM+*, si osserva un'ottima analogia tra i risultati, come vediamo di seguito:

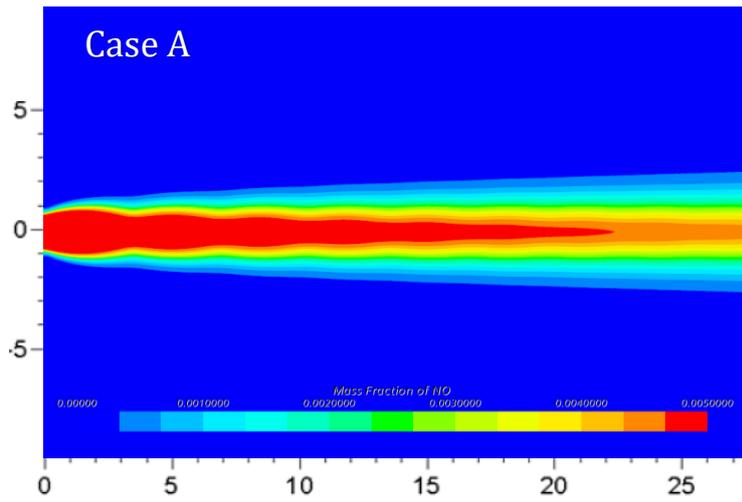


Figura 5-11 Frazione in massa ossido di azoto Y_{NO_2} Case A STAR-CCM+

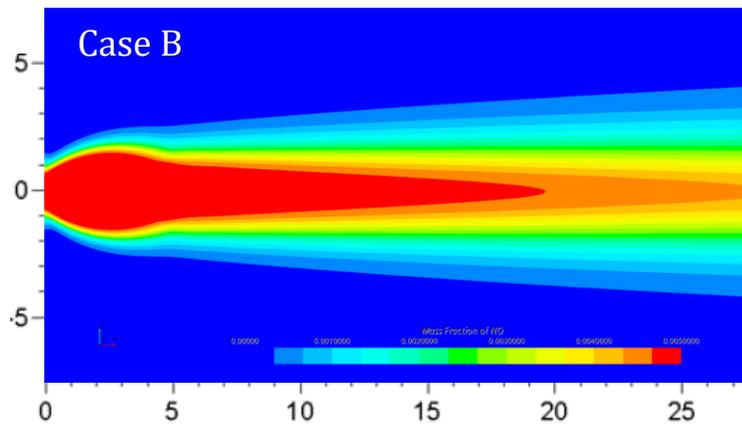


Figura 5-12 Frazione in massa ossido di azoto Y_{NO_2} Case B STAR-CCM+

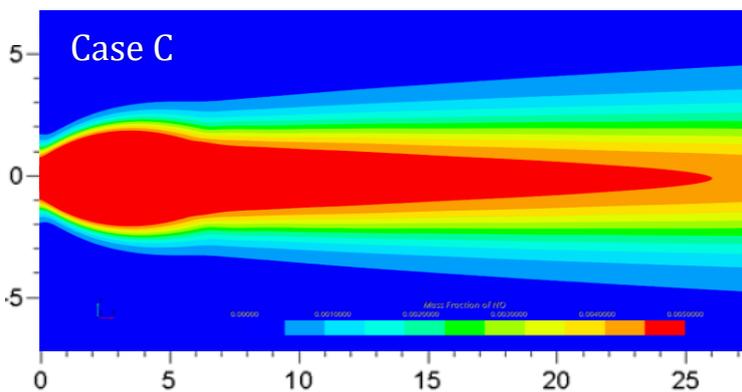


Figura 5-13 Frazione in massa ossido di azoto Y_{NO_2} Case C STAR-CCM+

In particolare, possiamo osservare come i fenomeni diffusivi si presentino in modo progressivamente più intenso proseguendo verso valle, determinando un maggior

rimescolamento della corrente con il flusso esterno. Poiché la massa molecolare di NO , N_2 e dell'aria sono molto simili fra loro, la frazione in massa Y è pressoché analoga alla frazione molare χ . È dunque possibile confrontare i risultati ottenuti con quelli sperimentali, riportando le mappe di fluorescenza, valutate mediante la relazione 5.1:

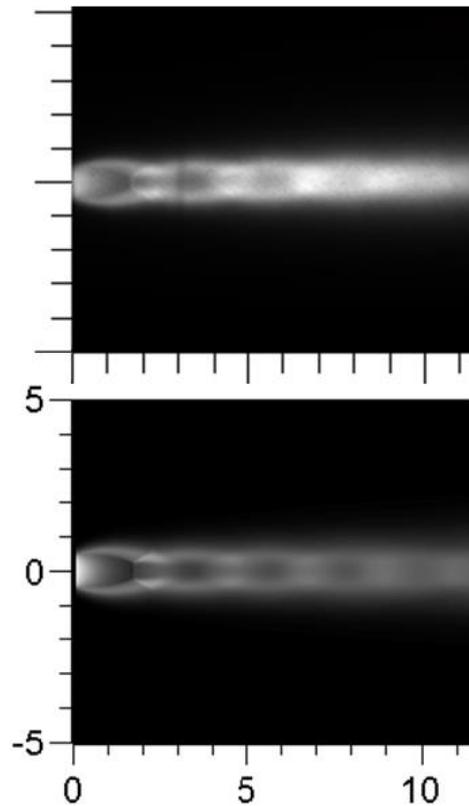


Figura 5-14 Confronto PLIF (alto) e CFI (basso) Case A (18)

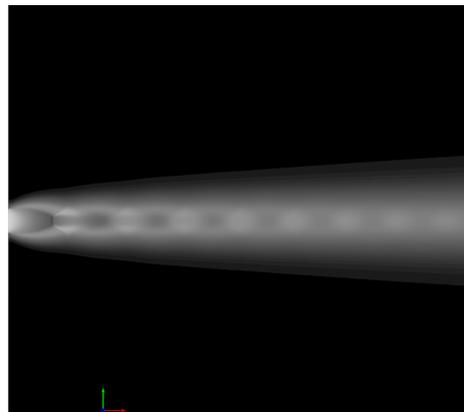


Figura 5-15 Mappa di fluorescenza Star-CCM+ Case A

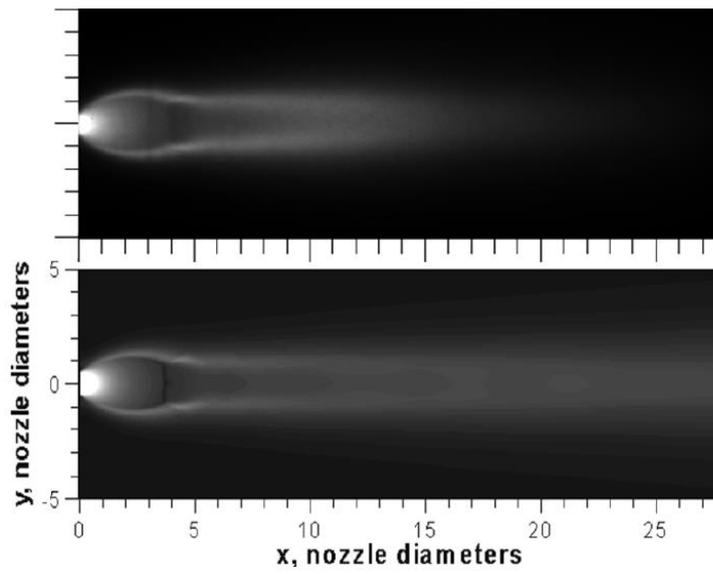


Figura 5-16 Confronto PLIF (alto) e CFI (basso) Case B (18)

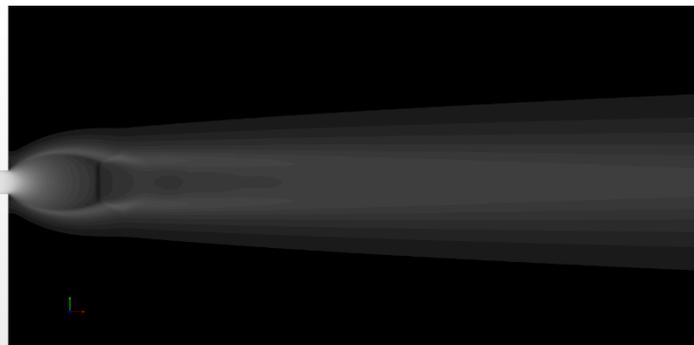


Figura 5-17 Mappa di fluorescenza Star-CCM+ Case B

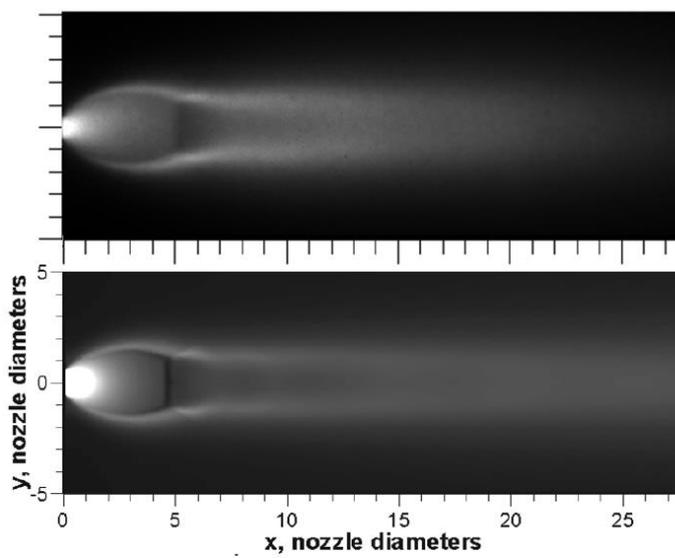


Figura 5-18 Confronto PLIF (alto) e CFI (basso) Case C (18)

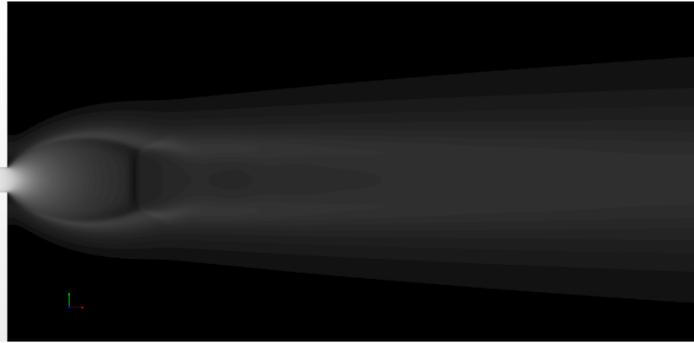


Figura 5-19 Mappa di fluorescenza Star-CCM+ Case C

Sebbene tale confronto sia puramente qualitativo, è possibile osservare delle forti analogie sia con i risultati sperimentali che con quelli numerici. Le differenze principali sono da attribuire alla risoluzione delle lenti, che rendono le immagini della *PLIF* lievemente più sfocate, così come l'effetto di *quenching* della luminescenza indotto dall'ossigeno O_2 , non considerato all'interno del modello.

Come ultima verifica, è possibile effettuare uno studio quantitativo della struttura del getto sottoespanso, comparando i risultati ottenuti con la *PLIF* e *GASP*. Inoltre, si riporta una relazione semiempirica derivante da studi numerici e sperimentali condotti da *Love et al.* riportati nel paper di *Wilkes et al.* Nelle immagini seguenti, è possibile osservare i valori relativi al diametro del disco di Mach D_m , alla sua distanza x_m ed alla lunghezza d'onda del getto w , opportunamente normalizzati con il diametro di uscita D_e , al variare del *jet pressure ratio* *JPR*:

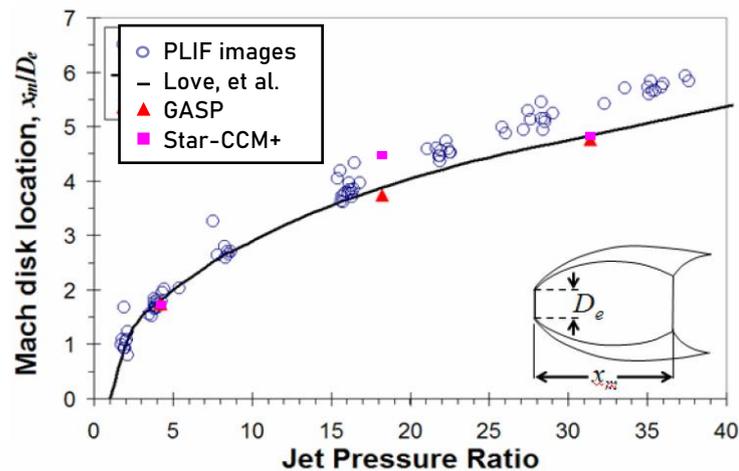


Figura 5-20 Confronto posizione del disco di Mach (18)

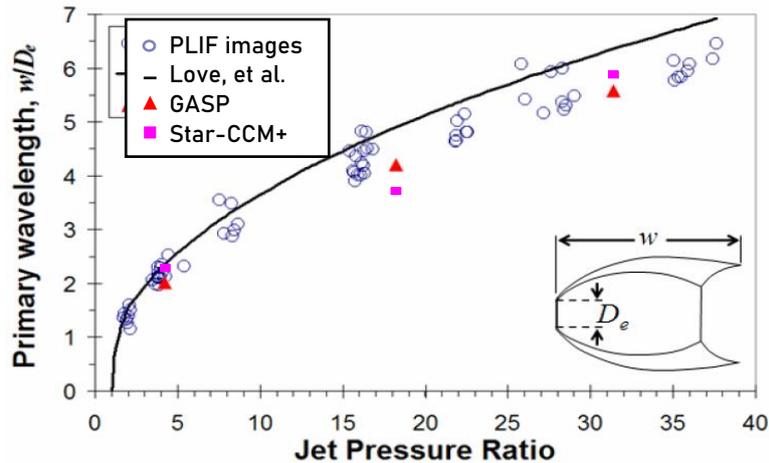


Figura 5-21 Confronto lunghezza d'onda del getto (18)

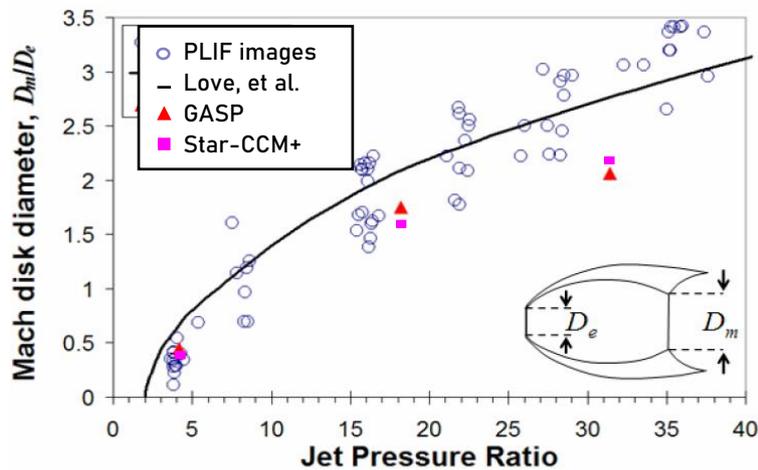


Figura 5-22 Confronto diametro del disco di Mach (18)

Relativamente alla posizione del disco di Mach x_m , si riscontra un'ottima analogia tra i risultati e la relazione semiempirica, mentre per gli altri due parametri cominciano ad emergere dei lievi scostamenti. La lunghezza d'onda w valutata da *Love et al.* tende infatti ad essere più elevata per alti rapporti di pressione, dunque per il *Case B* e *C*. Tuttavia, questo andamento è in accordo con quello previsto dal documento, in cui si evidenzia la sovrastima indotta da tale relazione, per numeri di Mach di uscita M_e sufficientemente bassi. Per quanto riguarda il diametro del disco di Mach D_m , analogamente a quanto riportato per *GASP*, vediamo come i risultati numerici tendono a sottostimare questo valore, all'aumentare del *jet pressure ratio JPR*. Per il *Case B* troviamo infatti un'errore di circa il 15%, che cresce al 30% per il *Case C*.

5.5 Conclusione

In questo capitolo sono stati descritti i passaggi fondamentali per la simulazione su *Star-CCM+* di un getto sottoespanso in uscita da un ugello semplicemente convergente. È stato dunque possibile confrontare la struttura del campo di moto, per diversi rapporti di pressione η_e , con le descrizioni qualitative riportate nel capitolo 3.2, riscontrando un'ottima corrispondenza. Successivamente, si è proseguito con la verifica e la validazione dei risultati, mediante il confronto sia con i dati sperimentali di una visualizzazione *PLIF* che con quelli numerici, ottenuti mediante il software di analisi fluidodinamica *GASP*. Tutto ciò ha consentito di acquistare dimestichezza nell'impiego di *Star-CCM+*, andando ad investigare più nel dettaglio uno degli elementi fondamentali che caratterizza la retropropulsione supersonica. Nel capitolo successivo, si entrerà nel merito della *SRP*, procedendo nella simulazione di un getto supersonico sottoespanso investito da una corrente supersonica.

CAPITOLO 6

6. Analisi CFD retropropulsione supersonica 'single nozzle'

6.1 Introduzione

Come già descritto nel capitolo 3.4, la retropropulsione supersonica determina un flusso particolarmente complesso, caratterizzato dalla presenza di onde d'urto, regioni di ricircolazione e superfici di contatto, la cui stabilità è fortemente dipendente dal coefficiente di spinta C_T fornito dal *nozzle*. Una modellizzazione opportuna di questo campo di moto consente di valutare con buona accuratezza le distribuzioni di pressione sulla superficie del veicolo e, conseguentemente, permette di valutare le forze ed i momenti agenti. Tutto ciò è necessario al fine di determinare il coefficiente di forza assiale complessivo $C_{A_{tot}}$ e dunque l'entità della decelerazione che è possibile ottenere in fase di rientro atmosferico. Poiché lo svolgimento di test a terra è molto complesso, data la difficoltà nel simulare opportunamente le condizioni operative su Marte, ed i costi elevati che ne derivano, la validazione di avanzati codici *CFD* diventa un requisito fondamentale (19). Per fare ciò, è possibile confrontare i risultati forniti da diversi software di simulazione fluidodinamica con i dati sperimentali ottenuti mediante i vari test in galleria del vento. Nei capitoli successivi, andremo a focalizzare la nostra attenzione sui test sperimentali condotti dalla *NASA Exploration Technology Development Program* all'interno della *Langley Supersonic 4x4 foot Unitary Plan Wind Tunnel (LRC UPWT)* nel 2010 e descritti da *Berry and Rhode* in (20). Seguirà successivamente il confronto con i valori numerici di *Kleb et al*, riportati in (21).

6.2 Setup sperimentale

La *NASA LaRc UPWT* è una galleria del vento a circuito chiuso, dotata di due *test section* rettangolari con sezione trasversale $4 \times 4 \text{ ft}$ ($1.22 \times 1.22 \text{ m}$) e lunga 7 ft (2.13 m). Il numero di Mach ottenibile nelle due camere di prova appartiene rispettivamente ad un range di 1.5-2.86 e 2.30-4.63. La pressione di stagnazione arriva fino ad un massimo di 50 psia ($3.45 \cdot 10^5 \text{ Pa}$) nella prima e fino a 100 psia ($6.89 \cdot 10^5 \text{ Pa}$) nella seconda. Al fine di evitare la liquefazione del gas impiegato, ovvero l'aria, è previsto un riscaldamento dei serbatoi fino a 150°F ($\sim 65^\circ$). L'accelerazione del flusso fino ad un regime supersonico viene garantita mediante un blocco scorrevole all'interno del *nozzle*, riportato in figura 6-1:

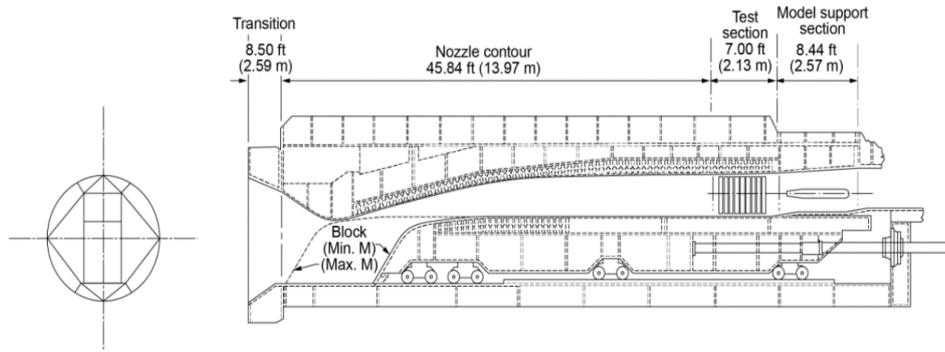


Figura 6-1 Schema della UPWT Test Section 2 (20)

Per lo studio della retropropulsione supersonica, è stata impiegata la *Test Section 2*, al fine di sfruttare i numeri di Mach più elevati, in linea con le condizioni raggiunte durante il rientro in atmosfera marziana (20).

Il modello impiegato è uno *sphere-cone cylinder* con diametro pari a 5 in (0.127 m) ed angolo di apertura di 70° , seguito da un *afterbody* cilindrico di 9.55 in (~ 0.24 m). Sono presenti quattro diversi ugelli, che possono essere collegati o meno al fine di ottenere una configurazione centrale (*single nozzle*), periferica (*peripheral nozzle*) o una combinazione delle due. Uno di questi è posizionato al centro del *forebody* mentre i restanti sono disposti a 120° , a metà del raggio. Il coefficiente di spinta ottenibile varia da 0.5 a 3, fino ad arrivare a test isolati con $C_T = 6$. Al fine di disporre di un quantitativo di dati sufficiente alla validazione dei codici *CFD* e semplificare inoltre le analisi di incertezza nel *post-processing*, troviamo 167 prese di pressione, di cui 49 sull'*afterbody* ($0-2.4 \pm 0.003$ psid) e le restanti 118 sul *forebody* ($0-5 \pm 0.005$ psid) (fig. 6-2). Tra quest'ultime, vi sono anche 7 trasduttori di pressione *Kulite XCS-062-5A* ($0-5 \pm 0.013$ psia), con risposta in frequenza di 40 kHz, al fine di seguire in modo accurato le forti fluttuazioni che si generano sulla superficie del modello.

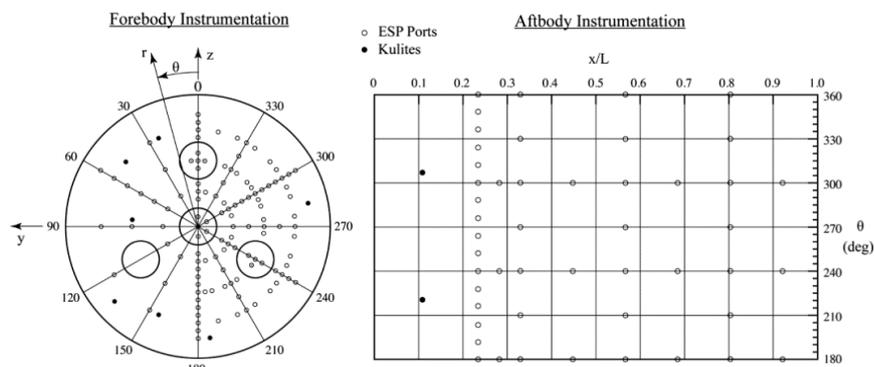


Figura 6-2 Disposizione delle prese di pressione sul modello

Per valutare le incertezze relative alle misure di pressione effettuate, in (22) *Rhode et al* propongono un approccio puramente statistico, andando a considerare il contributo delle diverse sorgenti di errore, relative ad effetti randomici, a non uniformità del flusso ed a incertezze nella geometria del modello e nella strumentazione. Si è quindi proseguito con il calcolo della deviazione standard totale σ , per i tre diversi numeri di Mach impiegati nella simulazione, riportati nella tabella seguente:

Mach	Uncertainty Source	# Records, L	# Residuals, N	σ	% Total Variance
2.4	Random	210	31,544	0.00111	8
	Flowfield	830	126,108	0.00341	75
	Geometry	786	60,990	0.00160	17
	Total	1826	218,642	0.00394	100
3.5	Random	75	11,087	0.00183	10
	Flowfield	780	118,332	0.00531	80
	Geometry	528	37,720	0.00190	10
	Total	1383	167,139	0.00593	100
4.6	Random	68	10,016	0.00294	15
	Flowfield	410	62,010	0.00637	71
	Geometry	320	28,392	0.00276	13
	Total	798	100,418	0.00754	100

Tabella 6-1 Fattore di incertezza dei risultati sperimentali (22)

Si osserva come il fattore di incertezza dovuta ai singoli componenti cresce all'aumentare del numero di Mach, probabilmente a causa della maggiore angolarità del flusso, riscontrata sperimentalmente, ed il contributo del campo di moto risulta dominante per i tre casi, data l'elevata non uniformità di quest'ultimo. Nel confronto dei coefficienti di pressione sperimentali con quelli numerici, si considera dunque un'incertezza associata al C_p di $\pm 3\sigma$.

Infine, viene effettuata anche l'acquisizione delle immagini mediante tecnica *Schlieren*, con frame rate tra i 5000 ed i 10000 *fps*, necessarie al fine di effettuare un confronto qualitativo della struttura del getto e dei fenomeni di instabilità descritti precedentemente.

6.3 Risultati sperimentali

Di seguito si riportano le visualizzazioni *Schlieren* del campo di moto al variare del Mach di *freestream*, per un coefficiente di spinta pari a 2:



Figura 6-3 Schlieren configurazione single nozzle (20)

In ognuno dei casi si riscontra una configurazione del campo di moto di tipo *blunt penetration mode*, con il getto che termina con il disco di Mach senza penetrare il bow shock. Le differenze principali si ritrovano per lo più nella struttura dell'onda d'urto stessa, che è tanto più prossima alla superficie quanto maggiore è la velocità della corrente di monte. Il campo di moto che si origina è pressoché stazionario, ad eccezione dell'oscillazione del punto triplo all'incontro tra il *barrel shock*, il *Mach disk* e l'urto riflesso. In termini di distribuzione di C_p sulla superficie, i dati delle *pressure taps* sono all'incirca piatti, indicativi della regione di separazione dovuta alla ricircolazione del getto, e presentano valori che crescono con l'aumentare del numero di Mach, a causa della maggiore intensità dell'urto.

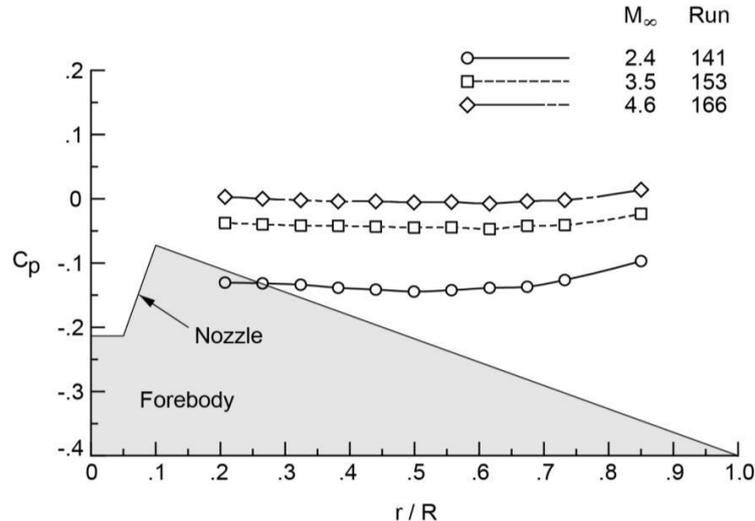


Figura 6-4 Distribuzione di C_p al variare del numero di Mach (20)

Mantenendo invariato il numero di Mach ed aumentando il C_T si osserva invece un drastico incremento della *shock standoff distance*, accompagnato dunque da un allungamento del getto e da un diametro del *Mach disk* più elevato.

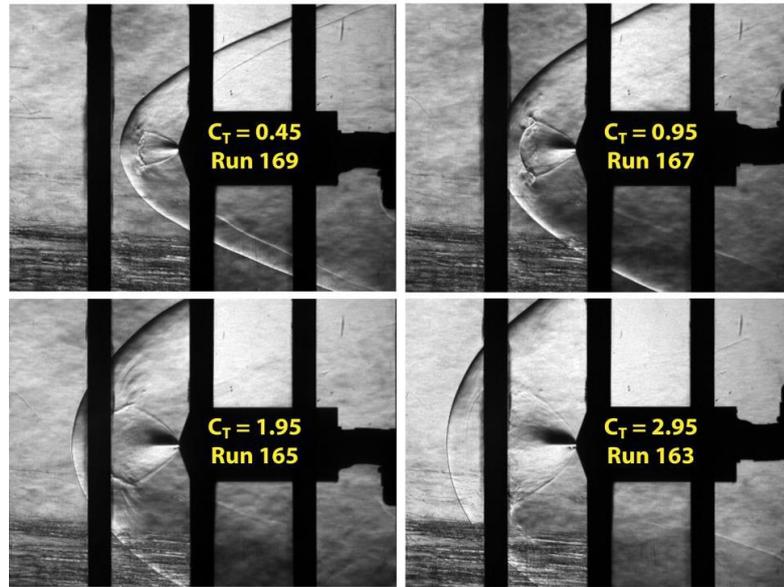


Figura 6-5 Schlieren: campo di moto al variare del C_T (20)

La distribuzione di pressione, invece, evidenzia un flusso che è per lo più separato, dunque le differenze principali in termini di C_p si manifestano soprattutto in prossimità della spalla del modello.

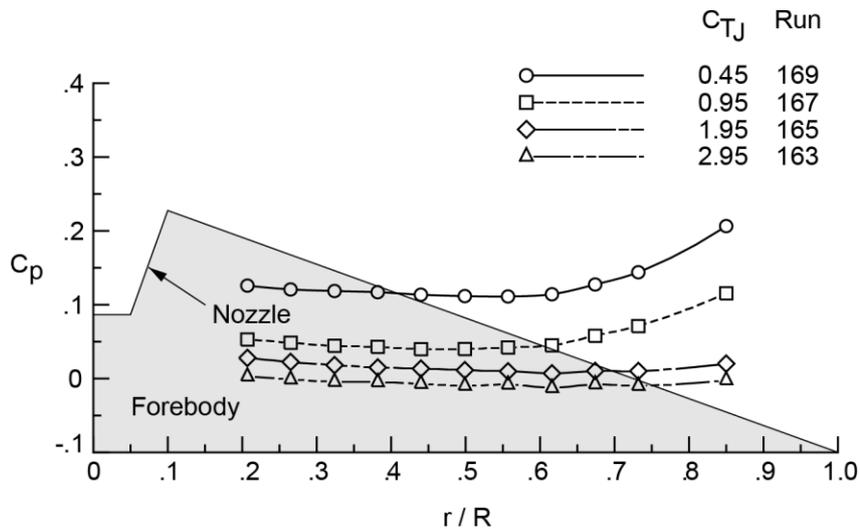


Figura 6-6 Distribuzione del C_p al variare del C_T (20)

6.4 Test Case

I casi selezionati per il confronto con i risultati numerici sono quelli relativi ad un numero di Mach di *freestream* di 4.6, al fine ridurre la probabilità di interferenza con le pareti, con numero di Reynolds della galleria di $1.5 \cdot 10^6 / ft$. Ci concentreremo soprattutto sulla configurazione con singolo *nozzle* centrale, posto ad incidenza $\alpha = 0^\circ$, della *Run 165*. Quest'ultima, infatti, rappresenta uno dei casi più semplici descritto in (20), data la struttura del campo di moto pressoché assialsimmetrica, con sfilamento di vortici quasi periodico in corrispondenza del

punto triplo. Inoltre, in letteratura troviamo un'ampia trattazione di tale *test case* dal punto di vista numerico [(19), (21)], il che risulta ottimale al fine di effettuare un confronto tra i risultati ottenuti mediante diversi modelli di calcolo. Altrettanto importante è la *Run 283*, in cui è assente la retropropulsione. Dal confronto tra le due è dunque possibile valutare le forti differenze in termini di pressioni agenti sulla superficie, descritte qualitativamente nei capitoli precedenti.

Fissato il numero di Mach, le condizioni in camera di prova sono le seguenti:

p_{∞} [Pa]	536.26
T_{∞} [K]	64.72
ρ_{∞} [kg/m ³]	0.003

Tabella 6-2 Condizioni di free stream

Relativamente al getto, per la *Run 165*, si hanno i seguenti parametri:

p_{0j}/p_{∞}	7724
T_{0j}/T_{∞}	5.34
C_T	1.97
\dot{m} [kg/s]	0.28

Tabella 6-3 Parametri getto sottoespanso

Una volta selezionato il caso da studiare, si prosegue con il settaggio della soluzione numerica.

6.5 Setup numerico

6.4.1 Dominio

Le caratteristiche geometriche del modello in galleria del vento sono riportate in (20), nell'appendice, e vengono riassunte nella seguente tabella:

Diametro Forebody [mm]	127
Diametro di gola [mm]	6.36
Diametro di uscita [mm]	12.7
Lunghezza Afterbody [mm]	240
Angolo convergente [°]	20
Angolo divergente [°]	15

Tabella 6-4 Parametri geometrici del modello

Per la regione di monte si è considerato un rettangolo della lunghezza di 420 mm ed alto 500 mm. Una volta realizzato lo *sketch*, si è proseguito con l'estrusione. Nuovamente, poiché siamo interessati ad un'analisi di tipo assialsimmetrica, la selezione dello spessore è totalmente arbitraria. Il dominio risultante è riportato di seguito:

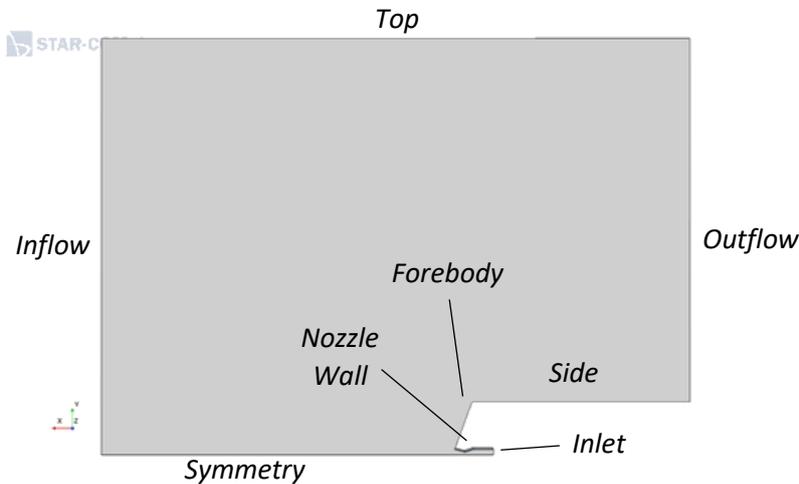


Figura 6-7 Dominio di calcolo Run 165

Si procede con la definizione delle singole regioni su cui verranno poi impostate le condizioni al contorno. In particolare distinguiamo:

- *Inflow*, *Outflow* e *Top* con condizioni di *free stream*
- *Forebody*, *Side* e *Nozzle Wall* con condizioni di *no slip wall*
- *Inlet* con condizioni di *stagnation inlet*
- *Symmetry* con condizioni di *axis*

Al fine di simulare la condizione di rientro in assenza di retropropulsione, dunque il semplice caso di corpo tozzo investito da corrente supersonica, si è realizzato un dominio alternativo in cui è stato eliminato il *nozzle*, in modo tale da poter effettuare le misure di pressione anche in corrispondenza del punto di arresto.

6.4.2 Mesh

Per la *mesh* si è selezionata una griglia polinomiale con *prism layer*, al fine di investigare anche lo strato limite sulla superficie del corpo. Inizialmente si è implementata una griglia uniforme, con dimensione minima di 2 mm ed un numero di celle pari a 109512, al fine di ridurre i tempi di calcolo ed ottenere un'analisi preliminare della struttura del flusso. Poiché a monte dell'onda d'urto la corrente è supersonica, eventuali disturbi indotti dal corpo non sono in grado di perturbare il *freestream*. Conseguentemente, una volta delineato il *bow shock*, si è proseguito

andando a rifinire la griglia, mediante opportuni *volumetric* e *surface controls*, unicamente all'interno dello *shock layer* e sulla superficie del modello. Sono state considerate tre diverse *mesh*: *coarse*, *medium* e *fine*. Nella tabella seguente vengono riportati i settaggi:

Default Controls

<i>Base Size</i>	5 mm
<i>Target Surface Size</i>	0.025 m
<i>Minimum Surface Size</i>	0.0025 m
<i>Surface Curvature</i>	36 Pts/circle
<i>Surface Growth Rate</i>	1.3
<i>Number of Prism Layer</i>	10
<i>Prism Layer Near Wall Thickness</i>	1.0E-5 m
<i>Prism Layer Total Thickness</i>	2.0E-4 m

Tabella 6-5 Default Controls

Surface Control	Coarse	Medium	Fine
<i>Target Surface Size</i>	0.00125 m	5.0E-4 m	1.0E-4 m
<i>Minimum Surface Size</i>	5.0E-4 m	2.5E-4 m	5.0E-5 m

Tabella 6-6 Surface Control

Volumetric Control	Coarse	Medium	Fine
<i>Custom Size</i>	2 mm	1.25 mm	0.5 mm

Tabella 6-7 Volumetric Control

Di seguito si riportano le griglie risultanti:

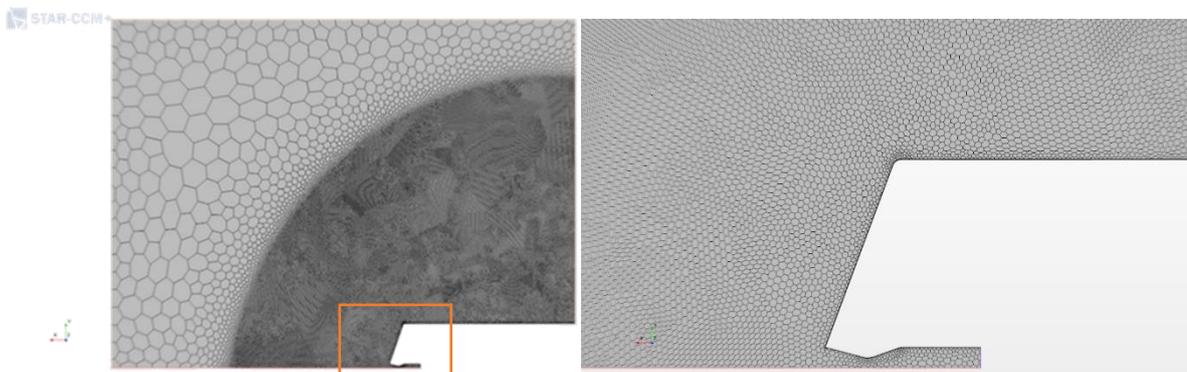


Figura 6-8 Coarse mesh Run 165 (sx) e dettaglio (dx)

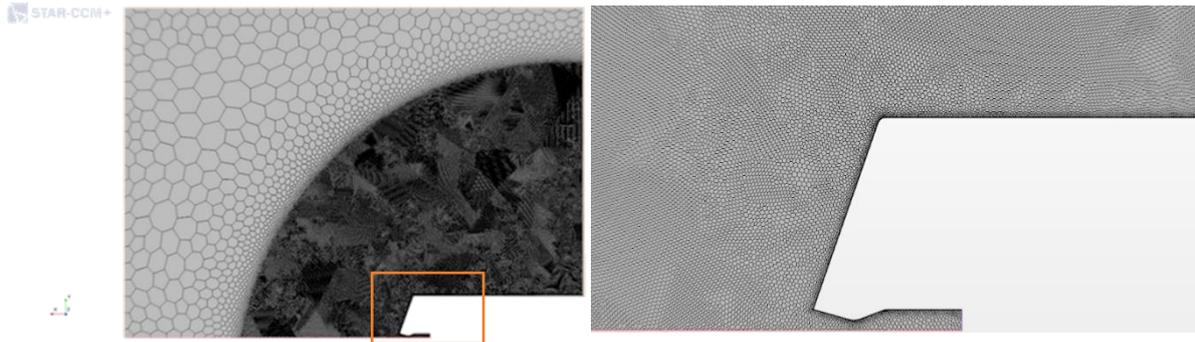


Figura 6-9 Medium mesh Run 165 (sx) e dettaglio (dx)

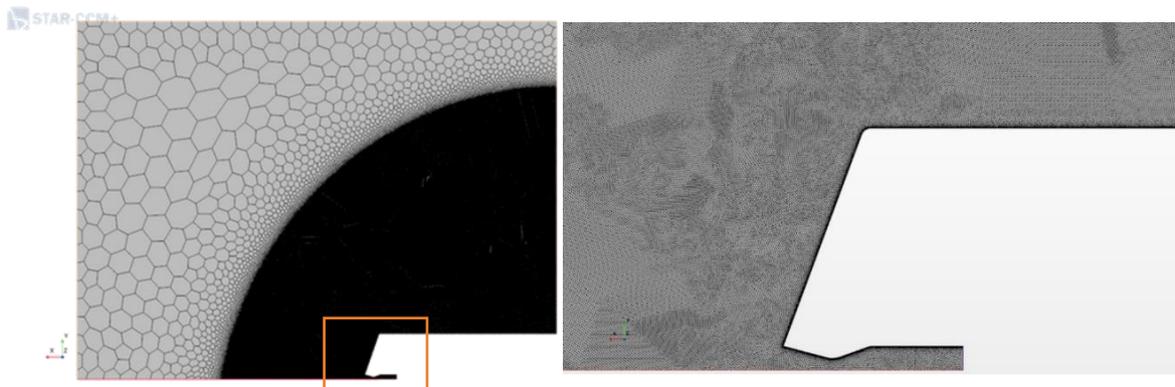


Figura 6-10 Fine mesh Run 165 (sx) e dettaglio (dx)

Data la forte dinamicità del campo di moto, un raffinamento adattivo della griglia mediante il gradiente del numero di Mach, come visto nella simulazione del getto sottoespanso, non è la soluzione ottimale. Quest'ultima è invece stata applicata per la simulazione della *Run 283*, la quale prevede un flusso pressoché stazionario.

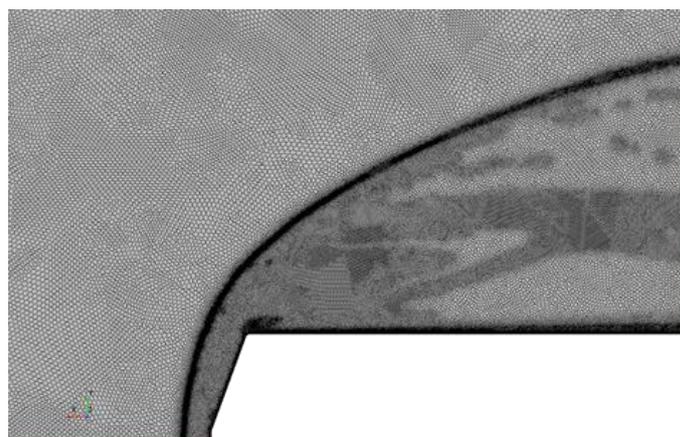


Figura 6-11 Mesh Run 283

Da queste immagini si può già evincere la diversa struttura del *bow shock* che si origina a monte del corpo a seconda della presenza o meno del getto opposto alla corrente di *free stream*. Queste differenze verranno investigate più nel dettaglio nei paragrafi successivi.

6.4.3 Modello fisico

Data la forte instabilità del flusso, come modello risolutivo si è implementata un'analisi instazionaria implicita con discretizzazione temporale del secondo ordine e *time step* di 10^{-6} s. Al fine di valutare il metodo che più si avvicina ai risultati sperimentali, si è analizzato il problema sia mediante un approccio laminare che turbolento e, in quest'ultimo caso, con un modello di turbolenza *SST k- ω* e *Spalart-Allmaras*. I valori iniziali di pressione e temperatura sono stati posti uguali a quelli totali all'interno dell'ugello mentre nel resto del dominio sono stati mantenuti quelli ambientali, in modo da eliminare errori di *floating point*. Sia la viscosità dinamica che la conducibilità termica sono state modellizzate mediante la legge di *Sutherland*. Infine, si è considerato un modello implicito al secondo ordine con schema *AUSM +*, particolarmente indicato per casi supersonici ed ipersonici. Di seguito si riportano le proprietà dei modelli fisici per le tre analisi effettuate:

Proprietà modello fisico

Laminare	K-Omega	Spalart-Allmaras
-	All y+ Wall Treatment	All y+ Wall Treatment
Axisymmetric	Axisymmetric	Axisymmetric
Coupled Energy	Coupled Energy	Coupled Energy
Coupled Flow	Coupled Flow	Coupled Flow
Gas	Gas	Gas
Gradients	Gradients	Gradients
Ideal Gas	Ideal Gas	Ideal Gas
Implicit Unsteady	Implicit Unsteady	Implicit Unsteady
Laminar	Turbulent	Turbulent
Wall Distance	Wall Distance	Wall Distance
-	K-Omega Turbulence	Spalart-Allmaras Turbulence
-	RANS	RANS
Solution Interpolation	Solution Interpolation	Solution Interpolation
-	SST (Menter) K-Omega	Standard Spalart-Allmaras

Tabella 6-8 Proprietà modello fisico Run 165

6.4.5 Solvers

Nella tabella seguente si riportano i solutori implementati per le tre diverse analisi:

Solvers		
Laminare	K-Omega	Spalart-Allmaras
Implicit Unsteady	Implicit Unsteady	Implicit Unsteady
Partitioning	Partitioning	Partitioning
Wall Distance	Wall Distance	Wall Distance
Coupled Implicit	Coupled Implicit	Coupled Implicit
-	K-Omega Turbulence	Spalart-Allmaras Turbulence
-	K-Omega Turbulence Viscosity	Spalart-Allmaras Turbulence Viscosity

Tabella 6-9 Solvers Run 165

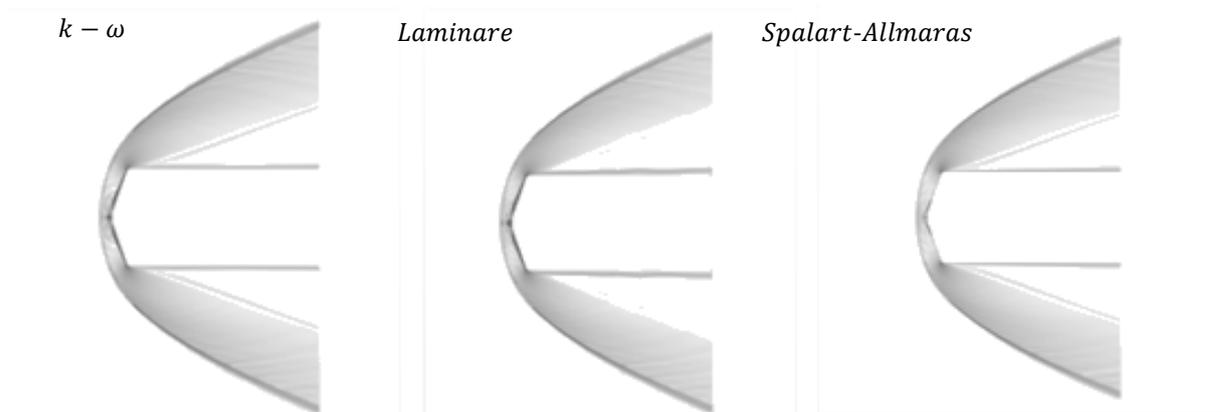
Il controllo del numero di *Courant* viene effettuato mediante una rampa lineare a partire da un valore di 0.8. Infine, si è selezionata la funzione *expert initialization*, per aumentare sia la robustezza del codice che la velocità di convergenza.

6.5 Run 283

Come già anticipato, la *Run 283* è relativa ad un semplice caso di corpo tozzo investito da una corrente supersonica, che dà origine ad un flusso fortemente stazionario caratterizzato dall'onda d'urto curva e staccata a monte del modello. La visualizzazione del campo di moto è stata effettuata andando a valutare le mappe del modulo del gradiente della densità, al fine di ottenere delle rappresentazioni simili a quelle riportate nel paper di *Berry et al*, ottenute mediante tecnica *Schlieren*. Di seguito (fig. 6-12, 6-13) si riporta il confronto tra le immagini sperimentali e quelle ottenute mediante i tre modelli definiti precedentemente: laminare, $k - \omega$ e *Spalart-Allmaras*.



Figura 6-12 Schlieren Run 283 (20)

Figura 6-13 Pseudo Schlieren Run 283 $k-\omega$ (sx), laminare (centro) e Spalart-Allmaras (dx)

Da un punto di vista puramente qualitativo si evince una buona corrispondenza tra i vari campi di moto. In particolare, dalle visualizzazioni ottenute su *Star-CCM+*, è chiaramente osservabile sia l'onda d'urto curva e staccata che il fascio di espansione che si origina in prossimità della spalla del *forebody*. Per ottenere un riscontro di tipo quantitativo, è possibile comparare la distanza L_s ed il raggio R_s del *bow shock* misurati sperimentalmente con i valori ottenuti numericamente. Andando ad osservare le posizioni in cui si ha il crollo del numero di Mach lungo l'asse del modello e lungo una *line probe* perpendicolare ad esso, si ottengono i seguenti valori:

	L_s [m]	R_s [m]
Dati sperimentali	0.0173	0.0744
Laminare	0.0168	0.0753
$k-\omega$	0.0169	0.0746
Spalart-Allmaras	0.0159	0.0742

Tabella 6-10 Dimensioni campo di moto Run 283

Notiamo come la distanza L_s fornita dal modello *Spalart-Allmaras* presenti uno scostamento ben più marcato rispetto agli altri, pari a circa l'8%. Nonostante tali differenze, la struttura del campo di moto ottenuta mediante *Star-CCM+* segue con buona accuratezza quella osservata sperimentalmente.

Possiamo ora valutare la distribuzione del coefficiente di pressione medio sulla superficie del *forebody*, riportato nel grafico seguente:

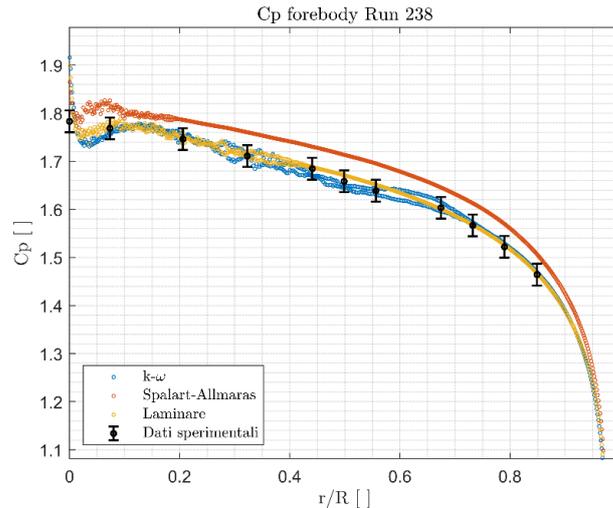


Figura 6-14 Coefficiente di pressione sul forebody Run 283

Per i dati sperimentali si è considerato un livello di incertezza pari a tre volte la deviazione standard σ , in base a quanto riportato nel paragrafo 6.2. Ne risulta un errore sul coefficiente di pressione ΔC_p pari a 0.0226. Teoricamente, dalle relazioni dell'urto retto, è possibile determinare il valore massimo del C_p , assunto nel punto di arresto, mediante la seguente equazione:

$$C_{p^o} = \frac{2(p_2^o - p_\infty)}{\rho_\infty V_\infty^2} = \frac{2}{\gamma M_\infty^2} \left\{ \left[\frac{(\gamma + 1)^2 M_\infty^2}{4\gamma M_\infty^2 - 2(\gamma - 1)} \right]^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \left[\frac{2\gamma M_\infty^2 - (\gamma - 1)}{\gamma + 1} \right] - 1 \right\} \quad (6.1)$$

Da quest'ultima si ottiene, considerato $M_\infty = 4.6$ e $\gamma = 1.4$, un $C_{p^o} \simeq 1.8$.

Confrontando i risultati, notiamo come il modello *Spalart-Allmaras* tenda a sovrastimare leggermente la pressione agente sulla superficie del *forebody*. Gli altri due casi, invece, forniscono dei valori che ricadono all'interno del range di incertezza dei dati sperimentali. Osserviamo inoltre delle lievi fluttuazioni, specie in prossimità del punto di arresto, relative ad instabilità di natura numerica. Comparando il valore massimo C_{p^o} , i dati ottenuti in galleria del

vento forniscono un valore di 1.78, lievemente minore di quelli teorico, mentre i risultati numerici sono caratterizzati da un valore più elevato, prossimo a 1.9. Infine, è possibile valutare il coefficiente di resistenza C_D agente sull'intero modello: per l'adimensionalizzazione si è considerata un'area di 2015 mm^2 , corrispondente alla sezione frontale divisa per 2π , in quanto stiamo considerando un'analisi assialsimmetrica. Dai tre modelli implementati, risulta lo stesso valore pari a circa 1.5.

6.6 Run 165: modello assialsimmetrico

6.6.1 Effetto della griglia

In questo capitolo andremo ad investigare come un progressivo raffinamento della griglia vada ad influenzare la soluzione, concentrandosi per lo più sul caso laminare. Come già anticipato, sono state considerate tre diverse *mesh*, da quella più grossolana, con 53426 celle, a quella più rifinita, con 824018 celle. Di seguito si riportano le mappe del numero di Mach:

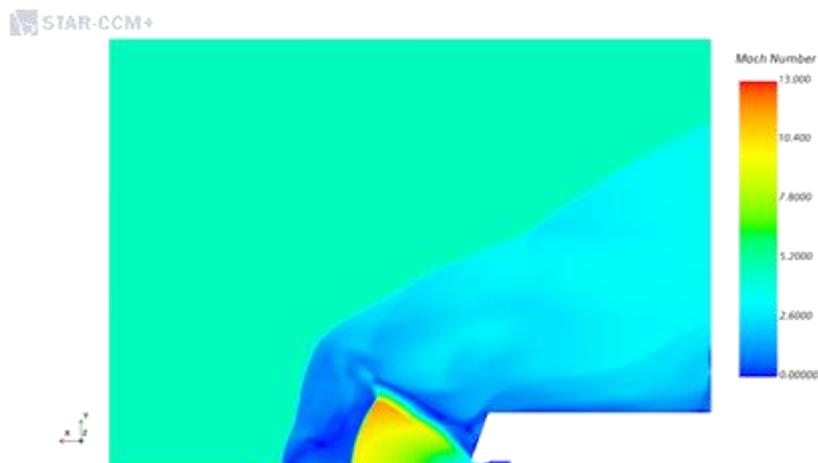


Figura 6-15 Numero di Mach - Coarse Mesh

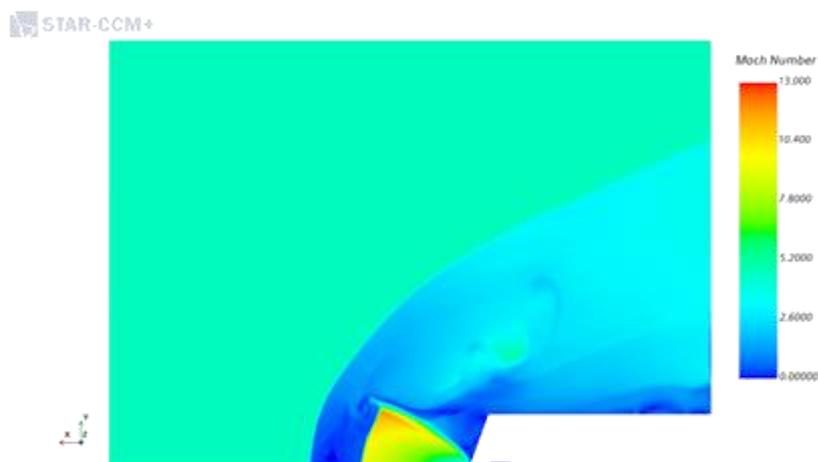


Figura 6-16 Numero di Mach - Medium Mesh

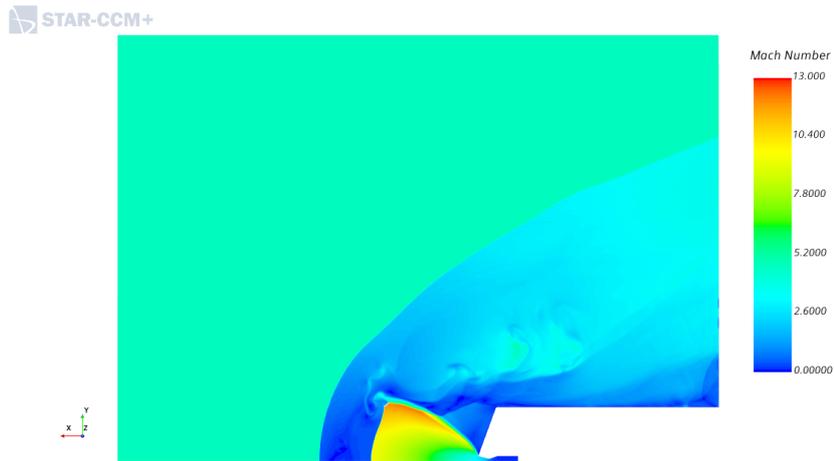


Figura 6-17 Numero di Mach - Fine Mesh

Come avevamo descritto qualitativamente nel capitolo 3.4, rispetto alla *Run 283*, la retropropulsione supersonica comporta uno spostamento dell'onda d'urto a monte: la configurazione risultante è quella relativa ad un *blunt penetration mode*, a causa dell'alto rapporto di pressione totale considerato. Per ognuna delle griglie è possibile distinguere chiaramente la presenza del *bow shock*, attraverso il quale si misura un crollo del numero di Mach della corrente di *free stream*, così come il getto sottoespanso, che termina con il *Mach disk*. Vediamo inoltre come per la *coarse mesh* l'onda d'urto curva e staccata presenta una struttura irregolare, indice di una maggiore perturbazione indotta dalla corrente in uscita dal *nozzle*. Le differenze nella struttura del getto che si evincono dalle immagini sono dovute all'instazionarietà del campo di moto che, come anticipato, si manifesta nell'oscillazione del punto triplo. Questo fenomeno comporta la nascita di onde di pressione che si propagano sia verso il *bow shock*, determinando una lieve perturbazione dello stesso, che verso il modello. Qui, tali strutture vengono poi riflesse e vanno ad impattare il *barrel shock*, deformando la struttura del getto e causando un'ulteriore oscillazione. Una delle differenze principali tra le diverse simulazioni viene riscontrata nell'andamento della pressione totale all'uscita del *nozzle*. Proseguendo verso monte, questa dovrebbe mantenersi costante e pari al valore di stagnazione, per poi subire un brusco crollo in prossimità del disco di Mach. Andando a valutare la p_o lungo l'asse di simmetria si ottiene:

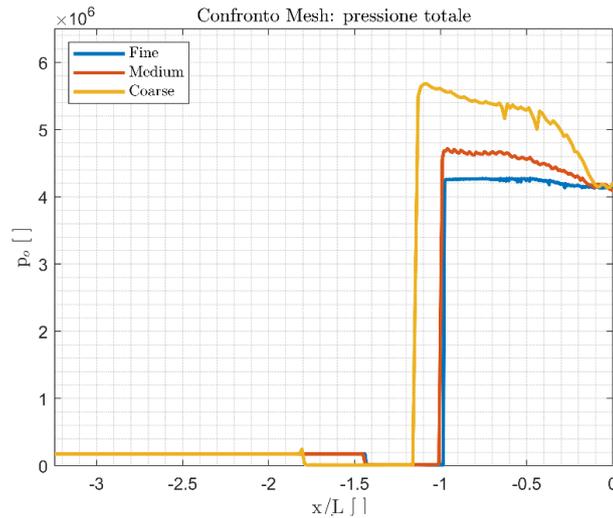


Figura 6-18 Confronto mesh: pressione totale lungo l'asse (Laminare)

Possiamo osservare come in ognuno dei tre casi la pressione totale all'uscita dell'ugello sia pari a circa $4.14 \cdot 10^6 \text{ Pa}$, in accordo con quanto atteso. Successivamente però gli andamenti tendono a discostarsi in modo significativo, specie per la griglia *coarse*, in cui la p_o cresce fino a $\sim 5.6 \cdot 10^6 \text{ Pa}$, per poi crollare attraverso l'onda d'urto. Segue poi un ulteriore salto in prossimità del *bow shock*, oltre il quale la pressione totale si raccorda al valore di *free stream* di $1.75 \cdot 10^5 \text{ Pa}$. Una crescita analoga, seppur più contenuta, si ritrova anche per la griglia intermedia, mentre per la *fine grid* si ha un valore pressoché costante. Andando ad osservare il punto in cui si trova il disco di Mach si può evincere come tale incremento di p_o determini un progressivo stiramento del *jet plume* ed un aumento del diametro terminale, come discusso nel capitolo 5. Ciò è ben più evidente per la griglia *coarse* piuttosto che per quella *medium*. Di seguito si riporta l'evoluzione del numero di Mach medio lungo l'asse:

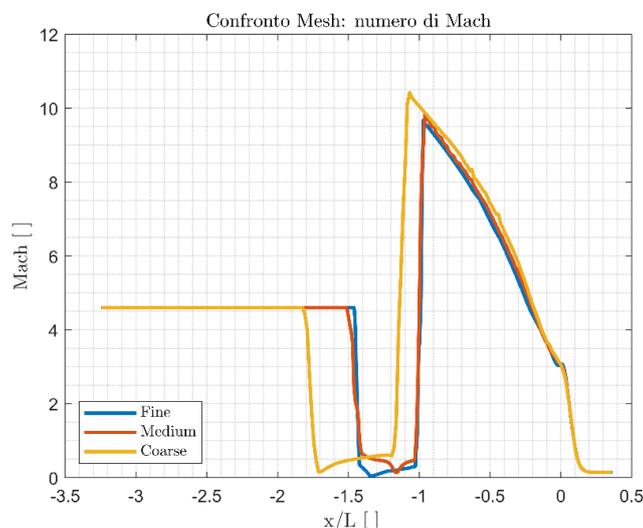


Figura 6-19 Confronto Mesh: numero di Mach lungo l'asse (Laminare)

Notiamo come il diverso raffinamento della griglia, oltre ad un incremento della pressione totale, comporta anche una variazione del numero di Mach in prossimità del *Mach disk*, che per i motivi appena descritti, risulta maggiore per la griglia grossolana. Inoltre, per la *fine mesh* è possibile individuare con chiarezza la posizione del punto di stagnazione, laddove il numero di Mach va a 0 e la corrente si arresta, che risulta molto prossimo al *bow shock*.

Possiamo infine valutare come le diverse griglie influenzino la distribuzione di pressione sulla superficie del modello, risultato fondamentale per andare ad effettuare il successivo confronto con i dati sperimentali e numerici. Dato il comportamento non stazionario del campo di moto, si valuta la distribuzione media del C_p sul *forebody*:

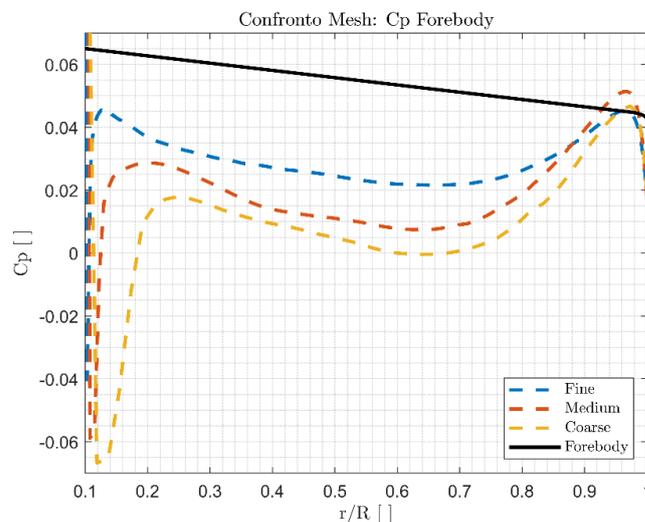


Figura 6-20 Confronto Mesh: distribuzione C_p forebody (Laminare)

Notiamo come, in prossimità della spalla del modello, il valore del coefficiente di pressione tenda a coincidere per le tre diverse *mesh*. Questo può suggerire come il comportamento del flusso in questa regione sia determinato da aspetti puramente geometrici, che non dipendono dunque dal meccanismo di interazione tra il getto sottoespanso e la corrente incidente. Spostandoci verso l'ugello invece si osservano delle forti differenze, con un C_p che è tanto più elevato quanto maggiore il grado di raffinamento della griglia. Il motivo di tale discostamento è da ricercare nella diversa struttura del *jet plume* descritta precedentemente, che influenza lo sfilamento dei vortici in prossimità del *triple point* ed il conseguente impatto con la superficie del modello. Per analizzare questo fenomeno è possibile fare riferimento alle visualizzazioni *pseudo Schlieren*, riportando il modulo del gradiente della densità:

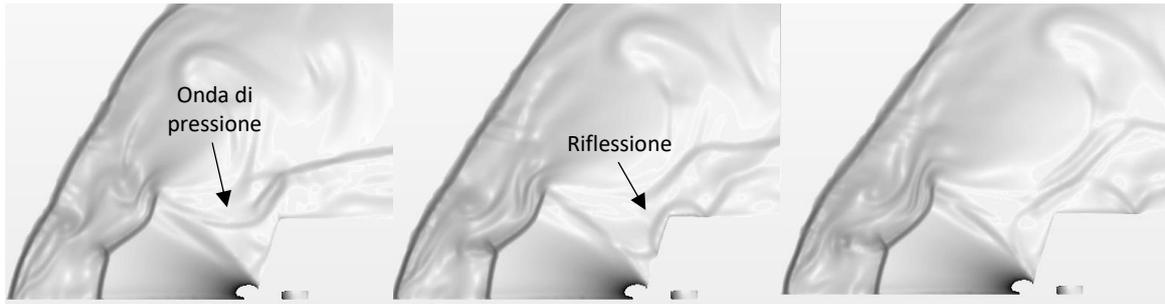


Figura 6-21 Pseudo Schlieren - Coarse Mesh

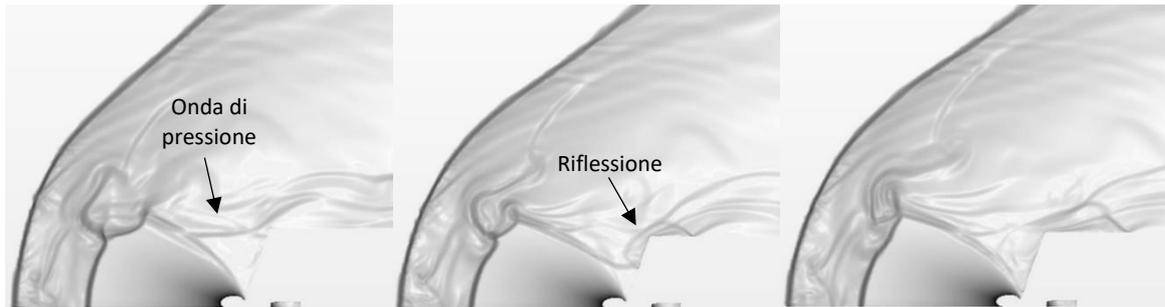


Figura 6-22 Pseudo Schlieren - Medium Mesh

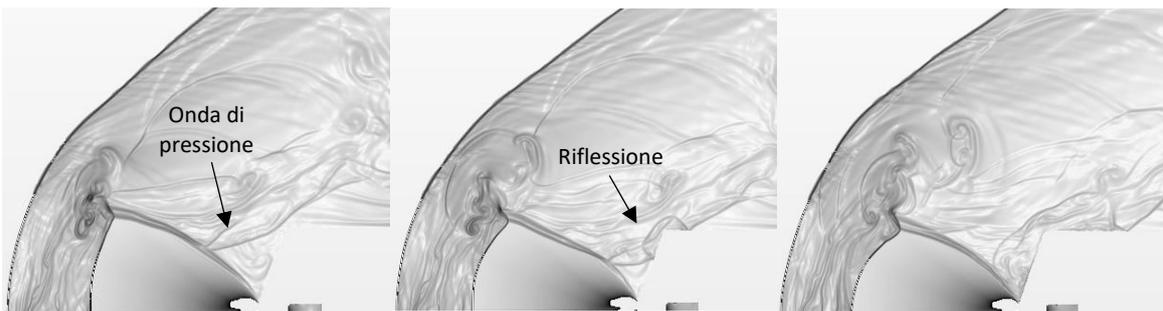


Figura 6-23 Pseudo Schlieren - Fine Mesh

In ognuno dei tre casi è possibile osservare la presenza dell'onda di pressione che a partire dal punto triplo si propaga verso valle. Per le griglie *coarse* e *medium*, la maggiore estensione del *jet plume* determina una perturbazione che impatta principalmente la spalla del modello piuttosto che la regione prossima al *nozzle*, laddove si osserva un effetto minimo. Si ottiene dunque una maggiore schermatura della superficie rispetto al caso con *mesh* più rifinita. Per quest'ultimo, infatti, l'onda tende ad investire il *forebody* nella sua interezza, determinando un duplice picco di pressione di simile intensità. Conseguentemente, la regione prossima all'uscita dell'ugello si presenta come un'area particolarmente critica nella configurazione di retropropulsione *single nozzle*, e richiede un numero di celle via via maggiore al fine di catturare in modo corretto il propagarsi delle onde di pressione. Questa regione si presenta come un'area particolarmente critica anche in termini di stabilità numerica. Difatti, le celle in corrispondenza della *nozzle exit* si dimostrano inclini a forti instabilità numeriche, registrando

bruschi incrementi del numero di Mach fino ad addirittura qualche centinaio. Intervendendo opportunamente sulla qualità del *prism layer* questi problemi possono essere risolti, sebbene il loro effetto venga definitivamente eliminato solo dopo molte iterazioni.

Un comportamento analogo si riscontra anche implementando il modello $k-\omega$:

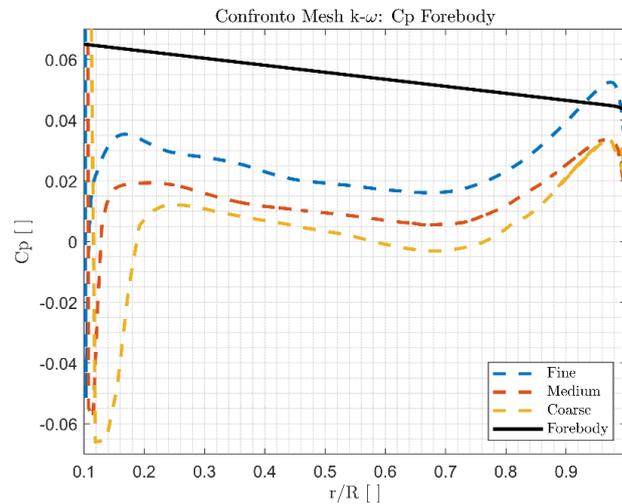


Figura 6-24 Confronto Mesh: distribuzione C_p forebody ($k-\omega$)

Infine, le distribuzioni di C_p sul *forebody* valutate mediante il modello *Spalart-Allmaras* tendono a discostarsi dall'andamento osservato finora. Difatti, come riportato in figura 6-25 al variare della *mesh* non si riscontrano delle evidenti differenze tra i risultati. Questo accade poiché, a differenza dei modelli precedenti, in questo caso si ha un fenomeno di dissoluzione dei vortici che si originano dal punto triplo prima che essi vadano ad investire il *forebody*. Conseguentemente, la regione prossima alla sezione di uscita risulta perfettamente schermata da parte del getto, rendendo minimi gli effetti dell'infittimento della griglia. Questo fenomeno verrà descritto nel dettaglio nei paragrafi successivi.

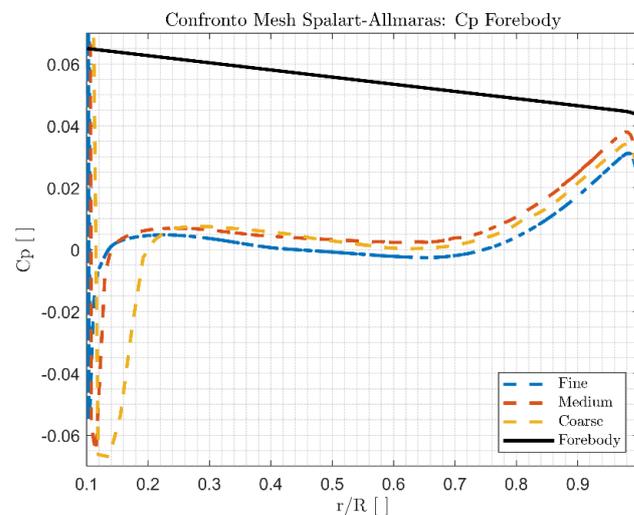


Figura 6-25 Confronto Mesh: distribuzione C_p forebody (*Spalart-Allmaras*)

Prima di proseguire con la validazione dei risultati numerici mediante quelli sperimentali, è importante soffermarci sul valore assunto della temperatura all'interno del dominio. La temperatura totale in camera di stagnazione è pari a 347 K mentre per la corrente di *freestream* si hanno 340 K . Poiché le due onde d'urto, sia il disco di Mach che il *bow shock*, inducono delle trasformazioni di tipo adiabatico, il valore della T_o dovrebbe mantenersi costante attraverso di esse, per poi raggiungere un valor medio in corrispondenza del punto di stagnazione. Nella realtà, possiamo osservare come, istantaneamente, la temperatura all'interno di questa regione sia caratterizzata da delle forti oscillazioni, di natura puramente numerica. Procediamo dunque riportando il valor medio di tale grandezza lungo l'asse di simmetria:

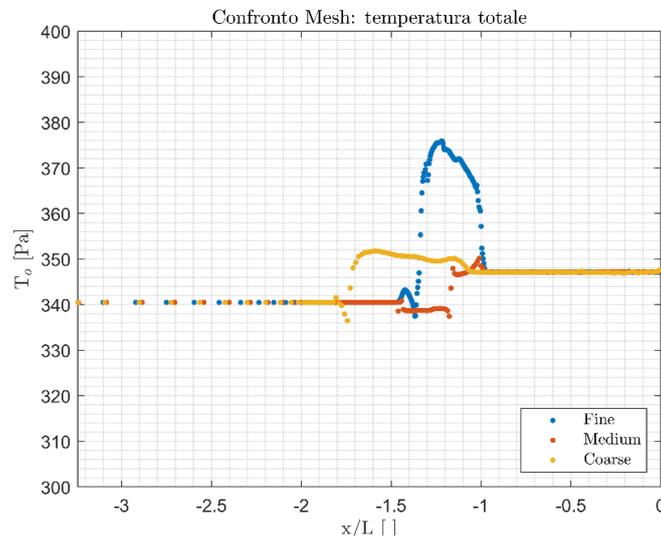


Figura 6-26 Temperatura totale media lungo l'asse

Dal grafico notiamo come, per la griglia più rifinita, la temperatura totale presenti un picco fino ad un valore di circa 375 K . Tuttavia, con il procedere delle iterazioni queste oscillazioni vengono progressivamente smorzate, fino a raggiungere un'evoluzione della corrente consistente con il principio di conservazione dell'energia, come osserviamo per le due *mesh* più grossolane. Andando a confrontare la distribuzione della T_o nel resto del dominio, invece, si ritrovano delle regioni critiche in corrispondenza dei vortici che si originano dal punto triplo e propagano verso valle. Qui, infatti, la temperatura della corrente supera i 600 K , quasi il doppio del valore massimo di 347 K del getto. Riportiamo nuovamente i risultati per le tre diverse griglie:

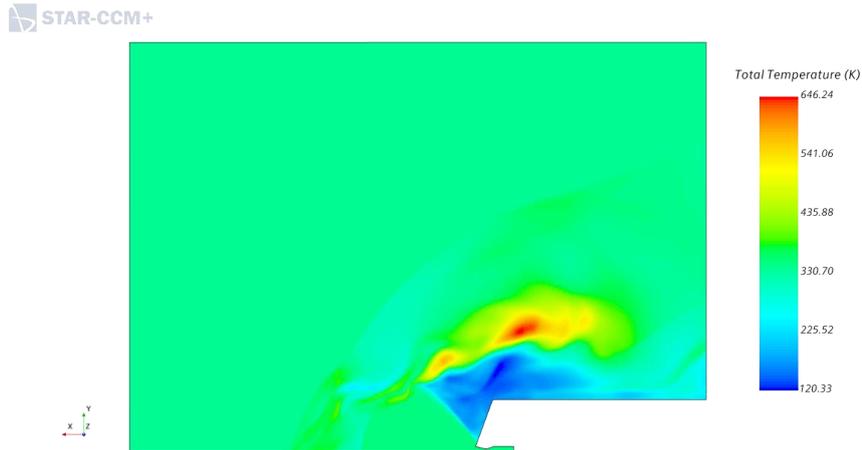


Figura 6-27 Mappa di temperatura totale - Coarse mesh

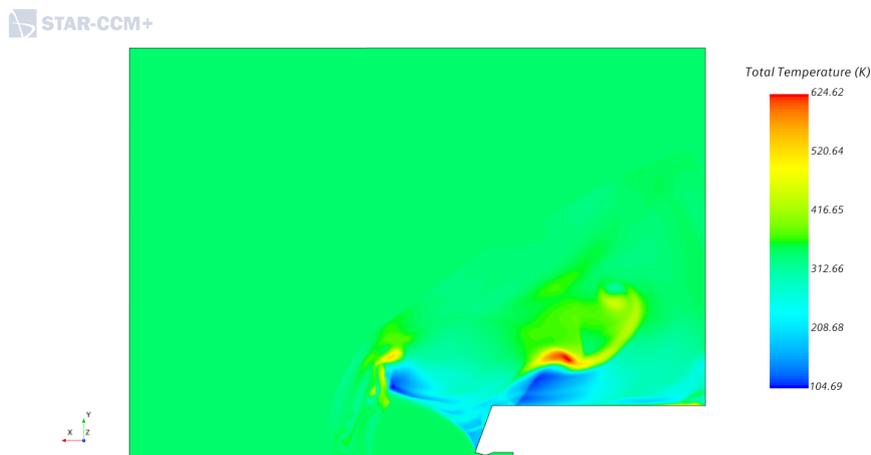


Figura 6-28 Mappa di temperatura totale - Medium mesh

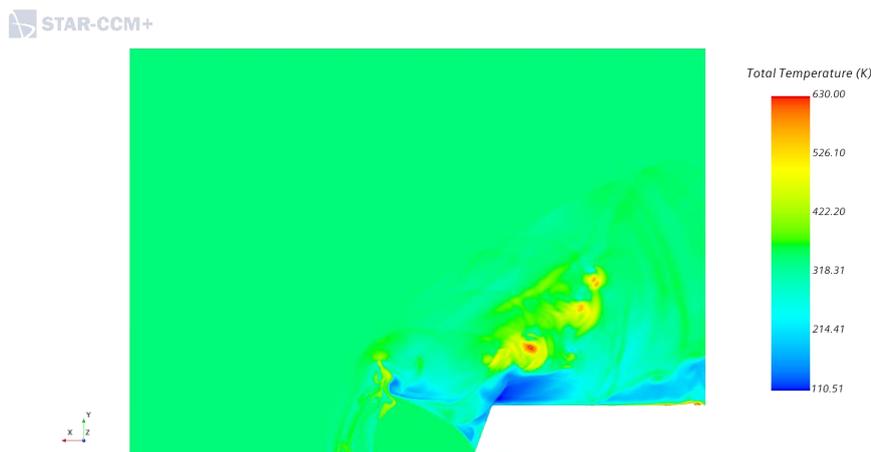


Figura 6-29 Mappa di temperatura totale - Fine mesh

Possiamo osservare come l'estensione di questi *hot-spot* tenda progressivamente a diminuire quanto più la *mesh* è raffinata, con una conseguente riduzione della temperatura massima. Inoltre, questi picchi vengono raggiunti istantaneamente all'interno dei vortici e scompaiono qualora si vada a riportare la temperatura totale media:

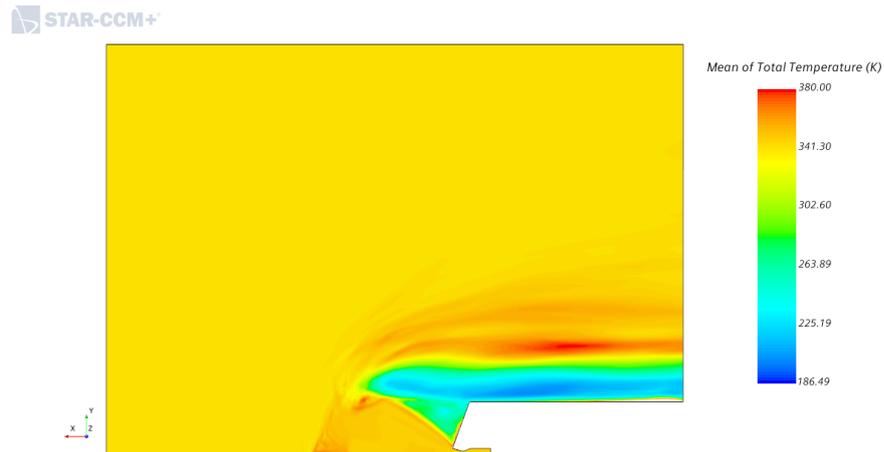


Figura 6-30 Temperatura totale media - Fine Mesh

I possibili motivi di questo forte incremento della T_0 verranno investigati successivamente. In particolare, la presenza di queste regioni può risultare particolarmente critica nel momento in cui si volessero considerare anche i fenomeni relativi all'aerotermodinamica, analisi necessaria qualora si volessero introdurre dei gas caldi in uscita dall'ugello, originati dalla combustione del propellente.

Nei capitoli seguenti andremo ad effettuare la validazione e la verifica dei risultati numerici, ottenuti mediante i diversi modelli proposti, prendendo come riferimento unicamente la *fine mesh*.

6.6.2 Confronto risultati sperimentali

Possiamo effettuare un primo confronto con i risultati sperimentali andando a riportare le visualizzazioni *Schlieren* sperimentali (fig 6-31) con le *pseudo Schlieren* numeriche (fig 6-32). Sebbene le immagini non corrispondano agli stessi istanti temporali, questa analisi consente di evidenziare le principali differenze tra un modello numerico e l'altro, che si andranno poi a riflettere sulle diverse distribuzioni di pressione sulla superficie del *forebody*. Inoltre, è possibile valutare le dimensioni dei principali elementi che costituiscono il flusso, quali ad esempio la distanza del *bow shock* o del disco di Mach.



Figura 6-31 Visualizzazione Schlieren Run 165 (20)

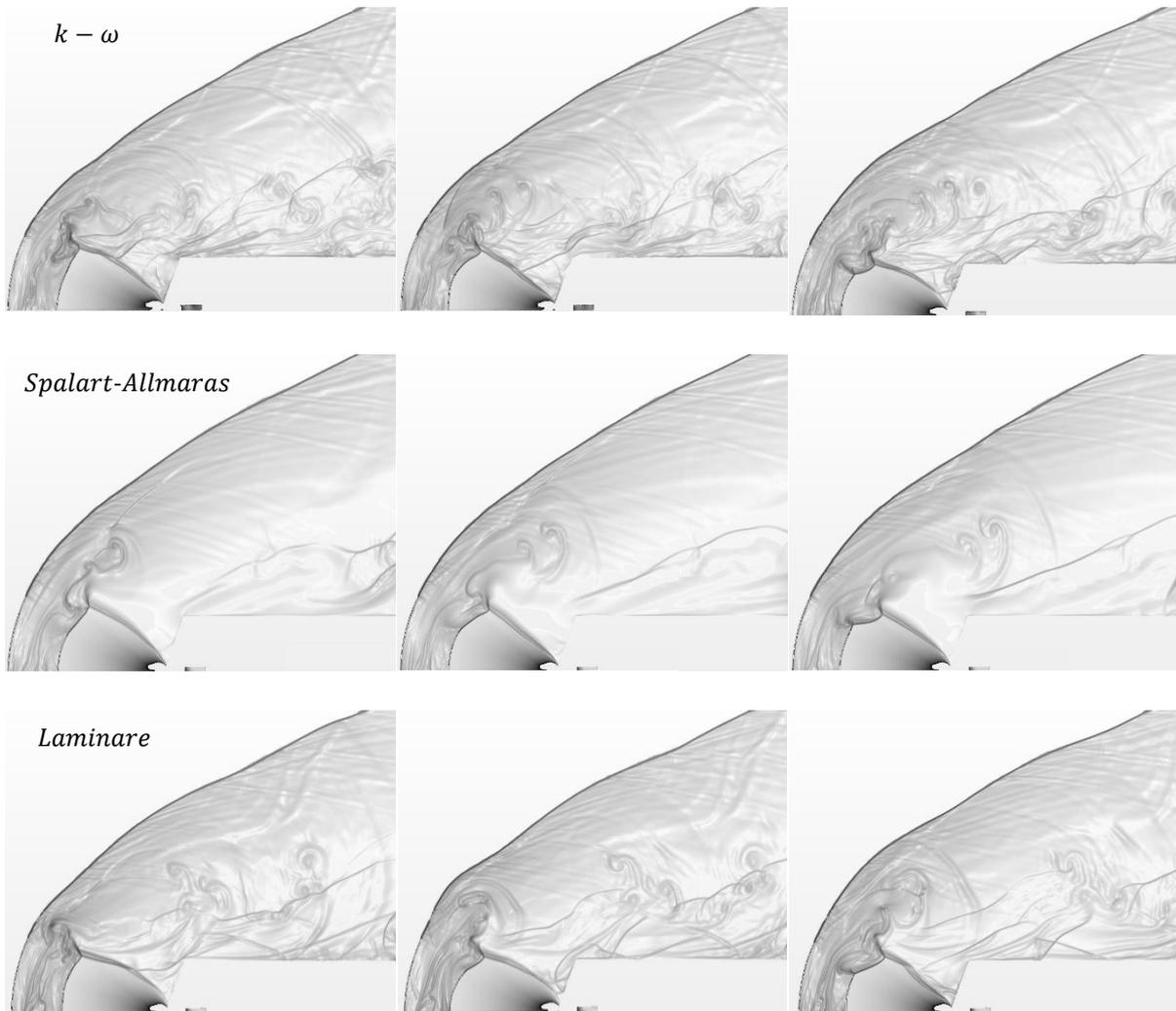


Figura 6-32 Confronto Schlieren e pseudo Schlieren Run 165

Nuovamente possiamo osservare lo sfilamento di vortici, in corrispondenza del punto triplo che impattano sulla superficie del *forebody*. Da un confronto qualitativo, si può osservare come questo fenomeno sia molto più intenso per il modello laminare ed il $k - \omega$, che evidenziano una maggiore instazionarietà, mentre è quasi assente per *Spalart-Allmaras*. Ad eccezione di questo meccanismo di *triple point flapping*, il resto del campo di moto può essere considerato come quasi stazionario.

Di seguito si riporta un confronto della struttura del campo di moto (fig. 6-33), confrontando i valori ricavati dalla *Schlieren* con quelli forniti da *Star-CCM+*.

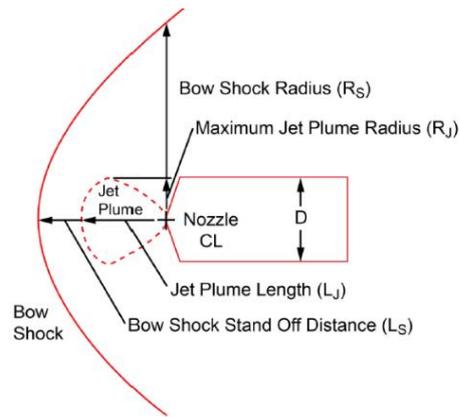


Figura 6-33 Dimensioni principali campo di moto (20)

La posizione del *bow shock* L_s e del *terminal shock* del getto L_j possono essere valutate andando ad individuare i valori di x per cui si ha un crollo del numero di Mach lungo l'asse del dominio, opportunamente mediato nel tempo (fig 6-34).

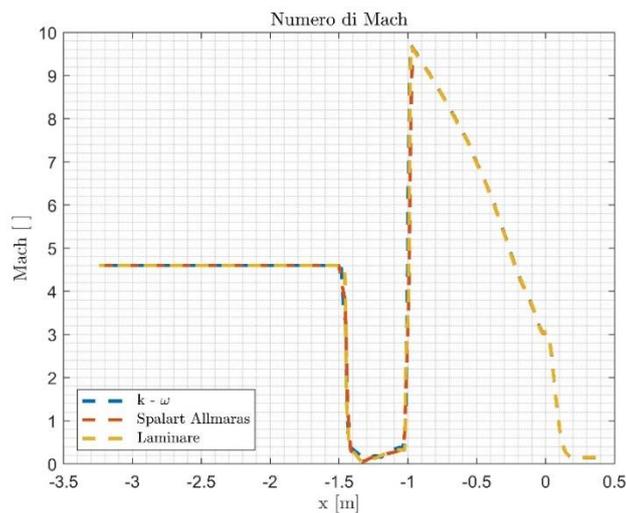


Figura 6-34 Numero di Mach lungo l'asse Run 165

Vediamo come, in prossimità della sezione di uscita, la brusca espansione della corrente si traduce in un forte incremento del numero di Mach, fino ad un valore di circa 10. Segue poi il *Mach disk* che comporta la transizione del flusso da un regime supersonico ad uno subsonico. In particolare, è evidente la presenza del punto di arresto, laddove il Mach tende a zero, che individua la superficie di contatto. Infine, individuiamo un ulteriore salto attraverso il *bow shock*, con la corrente che ritorna alle condizioni di *free stream* con $M_\infty = 4.6$. Per i tre casi considerati, le curve vanno praticamente a sovrapporsi, evidenziando dunque l'indipendenza di tali parametri dal modello implementato. Si è quindi proseguito con la misura del raggio massimo del getto R_j e quello del *bow shock* R_s , ottenendo nuovamente dei valori pressoché

identici per le diverse simulazioni. Il confronto con i dati sperimentali è riportato nella tabella seguente:

	L_s [m]	R_s [m]	L_j [m]	R_j [m]
Dati sperimentali Run 283	0.0173	0.0744	-	-
Dati sperimentali Run 165	0.183	0.246	0.129	0.077
Star-CCM+ Run 165	0.184	0.247	0.127	0.073

Tabella 6-11 Dimensioni campo di moto Run 165

Notiamo innanzitutto come la presenza del getto determini un forte spostamento del *bow shock* verso valle, comportando un incremento di circa il 90% della *shock stand off distance* Δ . Dal confronto con i risultati numerici, invece, si osserva un'ottima corrispondenza tra i diversi valori, con lo scostamento maggiore misurato per il raggio massimo del getto R_j , pur sempre inferiore al 5%. Dunque, possiamo concludere come la struttura del campo di moto ottenuta su *Star-CCM+* rispecchi fedelmente quella osservata in galleria del vento.

Resta ora da studiare cosa accade all'interno dello *shock layer*. Come già anticipato, il diverso comportamento del flusso evidenziato in figura 6-32 si riflette in una diversa distribuzione del coefficiente pressione medio sulla superficie frontale del modello, riportato nel grafico seguente:

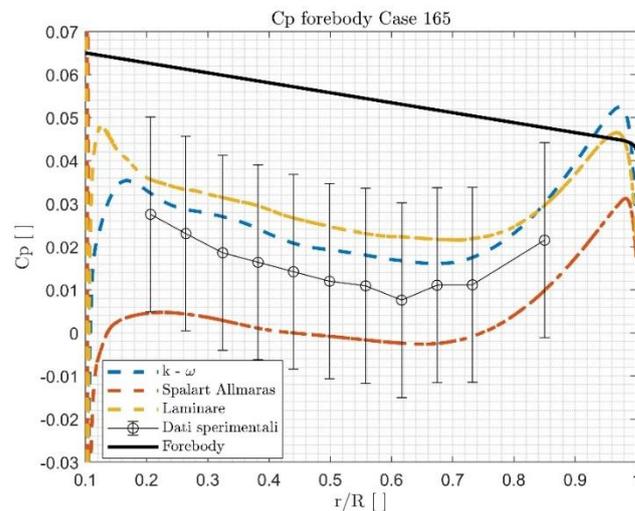


Figura 6-35 Coefficiente di pressione sul forebody Run 165

Vediamo subito come l'errore sul coefficiente di pressione ΔC_p , pari a 0.0226, risulti piuttosto elevato, considerato il brusco crollo di pressione che si riscontra nel caso di retropropulsione. Confrontando i diversi modelli, vediamo come *Spalart-Allmaras* tenda complessivamente a sottostimare la pressione, specie in prossimità del *nozzle*. In questo caso viene effettivamente

garantita l'operazione di *shielding* della superficie, descritta nel capitolo 3.4.2, con la corrente che impatta la superficie unicamente nella regione più esterna del *forebody*. I modelli restanti presentano un andamento simile in prossimità della spalla per poi discostarsi man mano che ci spostiamo verso l'uscita del *nozzle*. In particolare, si evidenzia una sovrastima del coefficiente di pressione rispetto ai dati sperimentali, specie per il laminare, mentre il $k-\omega$ presenta un accordo lievemente migliore. Purtroppo, da questa analisi si osserva come tutti i risultati numerici ricadano all'interno del range di incertezza della galleria del vento. Inoltre, non si dispone di un numero sufficiente di prese in grado di misurare il contributo della pressione nelle immediate vicinanze dell'ugello e per $r/R \sim 1$.

In (23) viene effettuata un'accurata analisi delle frequenze di picco misurate dalle sette prese di pressione *Kulite* poste sulla superficie del *forebody*, come visto nella figura 6-2. I risultati sono riportati di seguito:

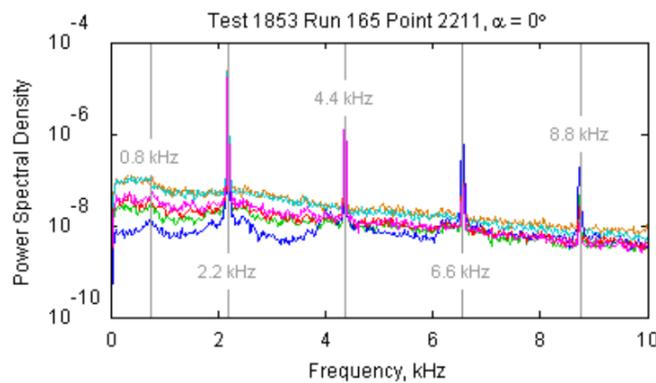


Figura 6-36 Frequenze dominanti Run 165 (23)

È possibile osservare un picco della *Power Spectrum Density* per circa 2.2 kHz , seguito da delle armoniche a $4.4, 6.5$ e 8.7 kHz . Al fine di confrontare questa informazione con i risultati numerici, si è innanzitutto valutato il coefficiente di forza assiale totale $C_{A_{tot}}$ agente sull'intero modello, considerando sia il *forebody* che la superficie laterale. Nuovamente, si adimensionalizza il coefficiente di resistenza con un'area di riferimento pari a 2015 mm^2 . Questo viene poi sommato al coefficiente di spinta considerato, $C_T \sim 2.0$. Dai risultati riportati in figura 6-37, si osserva la periodicità del caso in questione e si evince inoltre come la quasi totalità del coefficiente $C_{A_{tot}}$ sia costituito dal contributo della spinta fornito dal *nozzle*, in accordo con quanto descritto nel capitolo 6.3.2. Nuovamente si ottiene una buona corrispondenza tra i risultati del modello laminare e quelli del $k-\omega$: il meccanismo di distacco di vortici in corrispondenza del punto triplo, osservato nella visualizzazione *pseudo Schlieren*, comporta delle oscillazioni di pressione, e dunque del coefficiente di resistenza agente, ben più

marcate rispetto a *Spalart-Allmaras*, per il quale si misurano delle lievi fluttuazioni attorno ad un valor medio $C_{A_{tot}} \sim 2$:

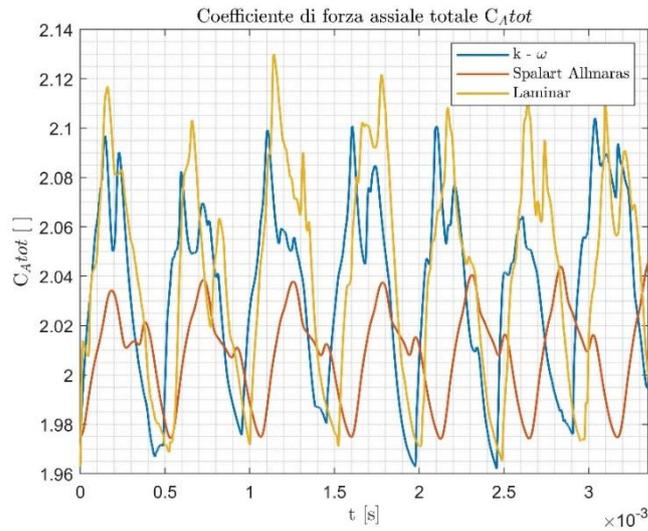


Figura 6-37 Coefficiente di forza assiale totale Run 165

Rispetto alla configurazione senza ugello, per cui si aveva un $C_{A_{tot}} = C_D = 1.5$, il caso presentato nella *Run 165* comporti un incremento di tale coefficiente di circa il 25%. Tuttavia, si perde la quasi totalità del contributo decelerante indotto dal *bow shock* in favore del solo coefficiente di spinta C_T , come descritto in (8).

Per valutare le frequenze dominanti si è proceduto con una *Fast Fourier Transform (FFT)*:

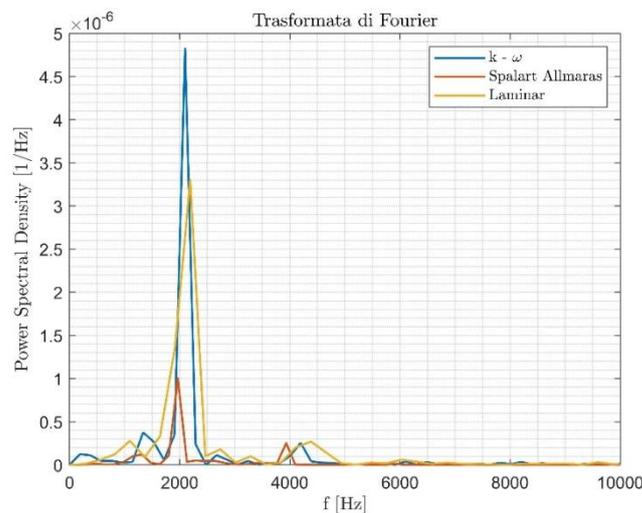


Figura 6-38 Power Spectral Density Run 165

Si ottiene un picco di frequenza di 2.1 kHz per il modello $k - \omega$, di 1.97 kHz per *Spalart-Allmaras* e di 2.19 kHz per il caso laminare, seguiti poi da un'ulteriore massimo a circa 4 kHz, in analogia con i risultati sperimentali riportati in figura 6-36.

6.6.3 Confronto risultati numerici

Di seguito andremo ad effettuare il confronto tra i risultati ottenuti mediante *Star-CCM+* con quelli valutati da *Kleb et al* in (21) e da *Schauerhamer et al* in (19). Tali paper riportano la simulazione della *Run 165* mediante quattro codici *CFD* distinti:

- *DPLR*: codice ad elementi finiti per griglie strutturate che risolve le equazioni di *Navier-Stokes* mediate alla Reynolds (*RANS*) per un flusso continuo. Si considera un'accuratezza temporale del primo ordine, con schema *upwind* del terzo ordine e *minmod limiter*. I termini viscosi vengono invece valutati con un'accuratezza spaziale del secondo ordine, mediante un approccio alle differenze centrate. Il modello di turbolenza impiegato è invece il *Menter shear-stress transport (SST)*, senza correzioni di compressibilità.
- *FUN3D*: codice ad elementi finiti per griglie non strutturate con *Low Dissipation Flux Splitting Scheme (LDFSS)* e *Van Albada limiter*. Come modello di turbolenza si impiega una *Detached-eddy simulation (DES)*, con *Spalart-Allmaras* come sottomodello vicino alla parete, indicato come *SA-DES*.
- *OVERFLOW*: risolutore implicito delle *RANS* che impiega griglie strutturate. Include tutti i termini viscosi e la turbolenza viene modellata mediante un modello ibrido *SST-DES*. Lo schema risultante è accurato al secondo ordine sia nel tempo che nello spazio.
- *US3D*: presenta le stesse caratteristiche del *DPLR* ma consente di operare con griglie non strutturate. Per lo studio della turbolenza impiega un modello *SA-DES*.

È importante tenere conto che, rispetto alle simulazioni condotte finora su *Star-CCM+*, in questo caso si considera un modello completo a 360°, dunque si sta operando in un dominio tridimensionale. Tuttavia, il confronto dei risultati è sicuramente utile, al fine di effettuare una prima verifica dell'effettiva assialsimmetria del campo di moto.

Ognuno di questi codici evidenzia la condizione di oscillazione del punto triplo e di generazione delle onde di pressione descritti precedentemente:

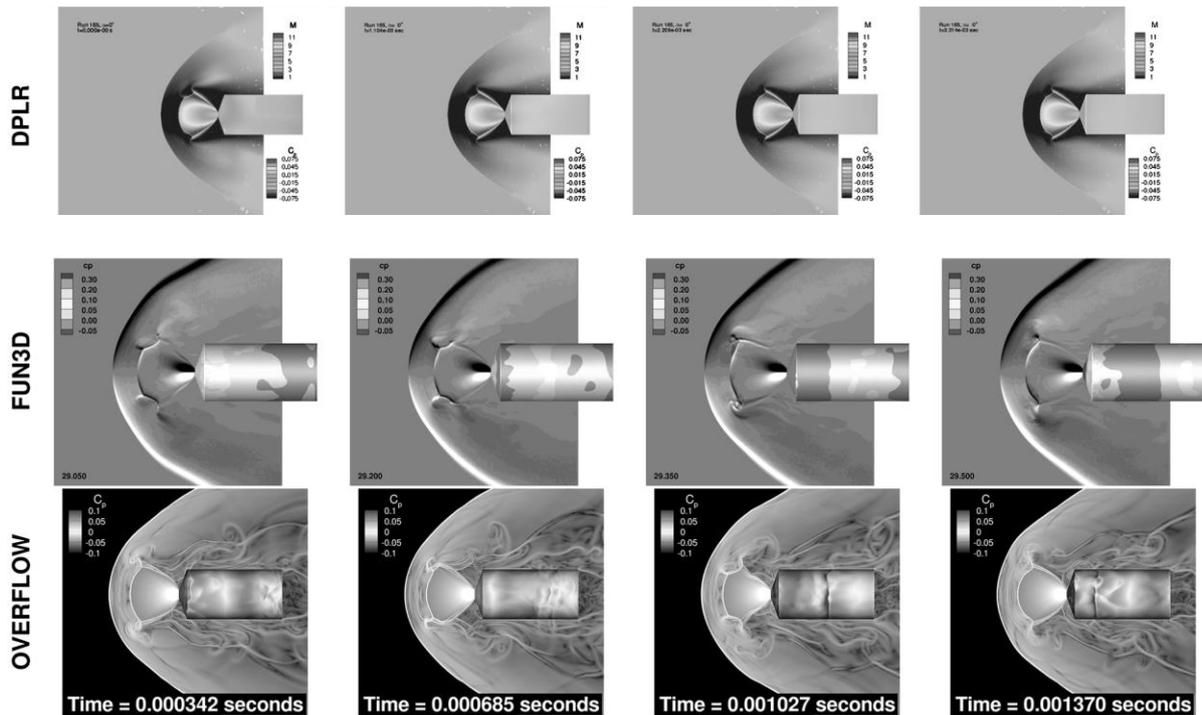


Figura 6-39 Pseudo Schlieren con diversi codici CFD Run 165 (19)

Il grado di instabilità viene catturato diversamente a seconda del modello di turbolenza implementato e del affinamento della griglia: come osservato nel capitolo precedente, i codici che catturano la riflessione delle onde di pressione sul *forebody* sono caratterizzati da valori di pressione media più elevati. Di seguito riportiamo il confronto tra la diversa distribuzione del C_p sulla sezione frontale:

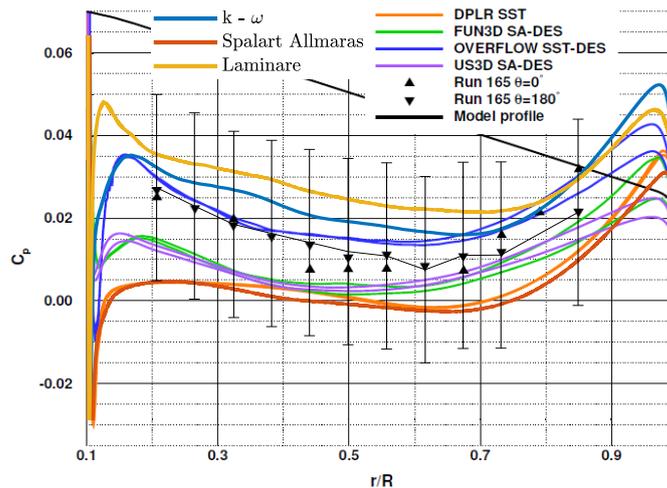


Figura 6-40 Confronto coefficiente di pressione forebody Run 165 (21)

Vediamo riportati due diversi valori per i risultati sperimentali, relativi ad una disposizione del modello per $\phi = 0^\circ$ e $\phi = 180^\circ$: le differenze tra queste due condizioni sono molto modeste,

data l'assialsimmetria del flusso. Confrontando i risultati numerici, notiamo innanzitutto come tutti ricadano all'interno del range di incertezza della galleria del vento. In (21), si descrive come il valore di pressione misurato sul *forebody* sia correlato alla risoluzione della griglia, come era stato possibile osservare nel paragrafo 6.6.1. *OVERFLOW*, ad esempio, ha la maggior concentrazione di punti e misura valori più elevati. *FUN3D* presenta invece un picco più basso in prossimità del *nozzle*, condizione che troviamo con *US3D* vicino alla spalla, regioni in cui le due griglie hanno rispettivamente meno punti. Il codice *DPLR* vede invece una distribuzione di pressione globalmente più bassa, specie in prossimità del *nozzle*. Sebbene il modello di turbolenza implementato sia differente, i risultati forniti da *Spalart-Allmaras* ed quelli del *DPLR* tendono praticamente a sovrapporsi. In entrambi i casi, infatti, si osserva una dissoluzione dei vortici che, originandosi dal punto triplo, impattano sulla superficie del modello, determinando una sottostima della pressione (21). La curva relativa al modello $k-\omega$ risulta più in linea con gli andamenti forniti da *OVERFLOW*, nonostante una lieve sovrastima in corrispondenza della spalla e per r/R compreso tra 0.3 e 0.6. Il modello laminare, invece, segue i risultati sperimentali del modello *SST-DES* per $r/R > 0.8$, ma presenta un discostamento via via più marcato spostandosi verso l'uscita del *nozzle*. Relativamente alla superficie laterale, si ottiene la seguente distribuzione di C_p :

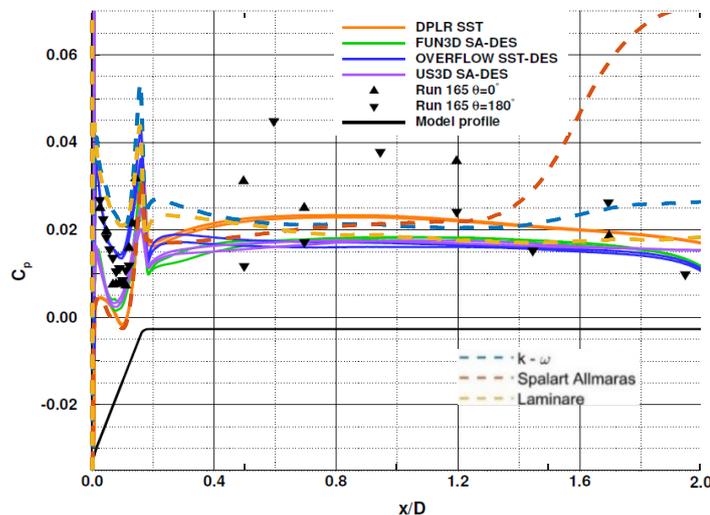


Figura 6-41 Confronto coefficiente di pressione side Run 165 (21)

Nuovamente ritroviamo un buono accordo con i risultati numerici, fino a $x/D \sim 1.4$, con un C_p che si mantiene all'incirca costante e pari a 0.2. Gli scostamenti si fanno invece più rilevanti in prossimità del bordo di fuga, specie per il modello *Spalart-Allmaras*, sebbene il brusco incremento da esso misurato possa essere eliminato, andando a modificare le condizioni al contorno sulla superficie di *outflow* della corrente.

Il diverso livello di instabilità del campo di moto catturato dai vari codici *CFD* può essere valutato andando a misurare il coefficiente di forza assiale totale $C_{A_{tot}}$, riportato di seguito:

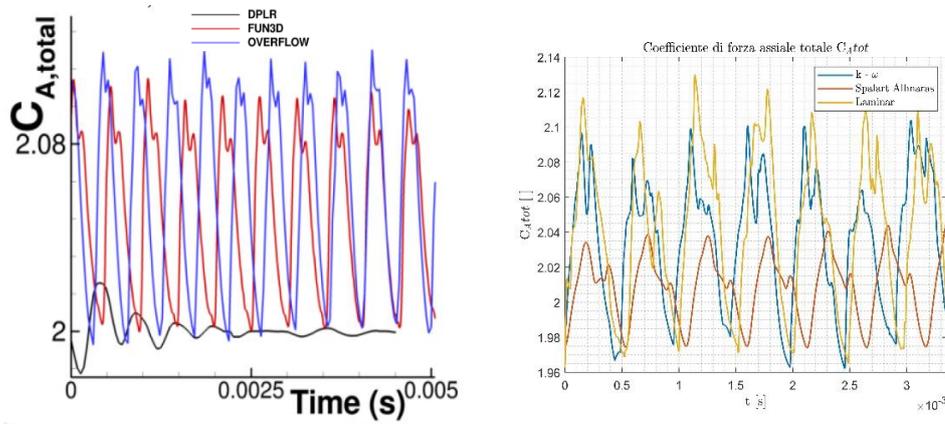


Figura 6-42 Confronto coefficiente di forza assiale totale (24)

Catturando il meccanismo di riflessione delle onde di pressione sulla superficie del *forebody*, *OVERFLOW* e *FUN3D* riportano un'oscillazione di ampiezza ben maggiore rispetto al codice *DPLR*. Tali fluttuazioni sono simili a quelle valutate mediante il modello laminare ed il $k-\omega$, sebbene quest'ultime riportino dei valori minimi leggermente più bassi. Inoltre, per il *DPLR* si osserva una soluzione che tende ad una condizione di stazionarietà, fenomeno non riscontrato su *Star-CCM+*. Possiamo infine confrontare la frequenza dominante del campo di moto, valutata mediante una *Fast Fourier Transform (FFT)*, pari a 2.1 kHz per tutti i codici ad eccezione di *Us3D*, per cui si ottiene un valore di 1.7 kHz (21). Tali risultati sono in accordo sia con i dati sperimentali che con quelli numerici ottenuti precedentemente.

6.6.4 Effetto del C_T : Run 167

Prima di proseguire con la simulazione della *Run 165* utilizzando un modello tridimensionale, in questo capitolo andremo ad osservare come varia la soluzione ed i risultati forniti dai tre modelli mantenendo invariate le condizioni di *freestream* e modificando il rapporto di pressione e temperatura dell'ugello, dunque il coefficiente di spinta fornito dal getto. Al fine di poter effettuare nuovamente un confronto con i dati sperimentali, prendiamo come caso test la *Run 167* (20), i cui parametri sono riportati nella tabella seguente:

p_{0j} [Pa]	$2.06 \cdot 10^6$
T_{0j} [K]	342.85
C_T	0.94
\dot{m} [kg/s]	0.134

Tabella 6-12 Parametri Run 167

Come per il caso precedente, si considerano tre diverse griglie, i cui settaggi sono riportati nelle tabelle 6-5, 6-6, 6-7. Riportiamo innanzitutto le mappe del numero di Mach per le tre *mesh*:

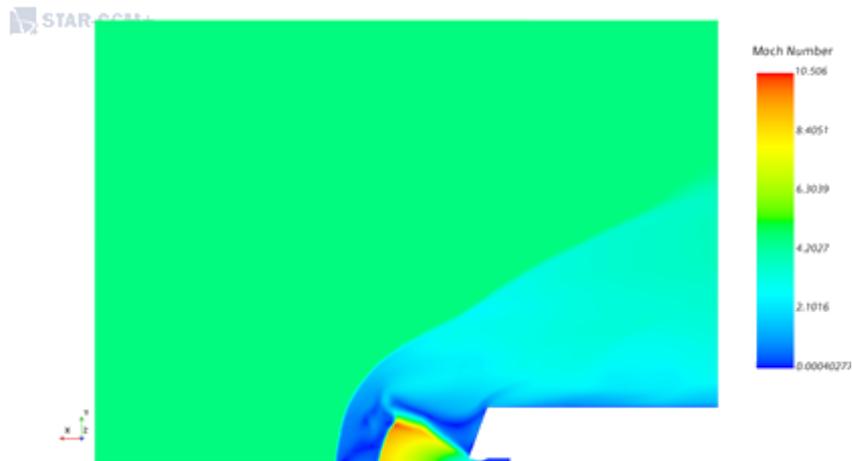


Figura 6-43 Numero di Mach Run 167 - Coarse Mesh

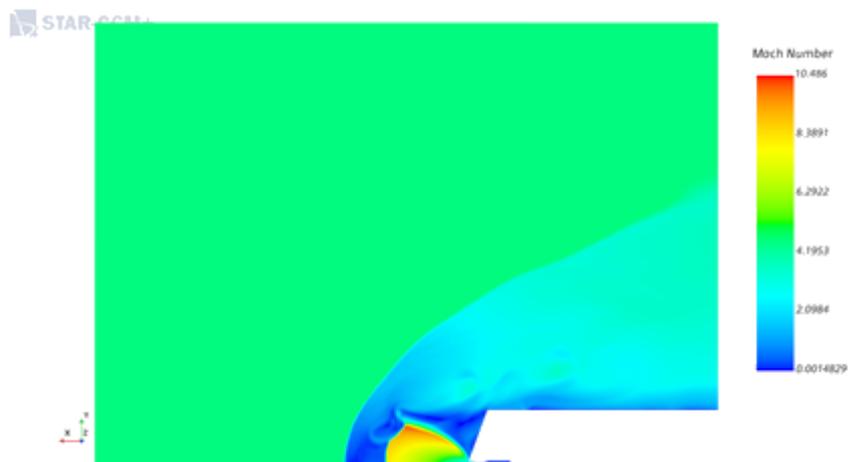


Figura 6-44 Numero di Mach Run 167 - Medium Mesh

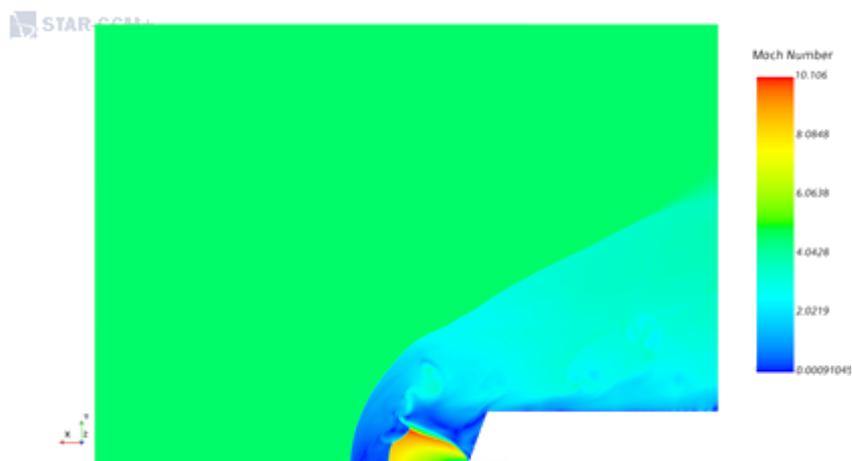


Figura 6-45 Numero di Mach Run 167 - Fine Mesh

Da una prima analisi qualitativa, si osserva come il ridotto coefficiente di spinta C_T determini una minore estensione del *jet plume* e dunque una minore perturbazione dell'onda d'urto. Analogamente al caso precedente, ritroviamo una condizione di *blunt penetration mode* con il medesimo meccanismo di *flapping* del punto triplo, ed il progressivo raffinamento della griglia comporta una riduzione sia della lunghezza che del diametro del getto. Come avevamo già discusso nei capitoli precedenti, il motivo di questo comportamento è da ricercare nella mancata conservazione della pressione totale lungo l'asse, che presenta un brusco incremento quanto più la *mesh* è grossolana (fig. 6-46).

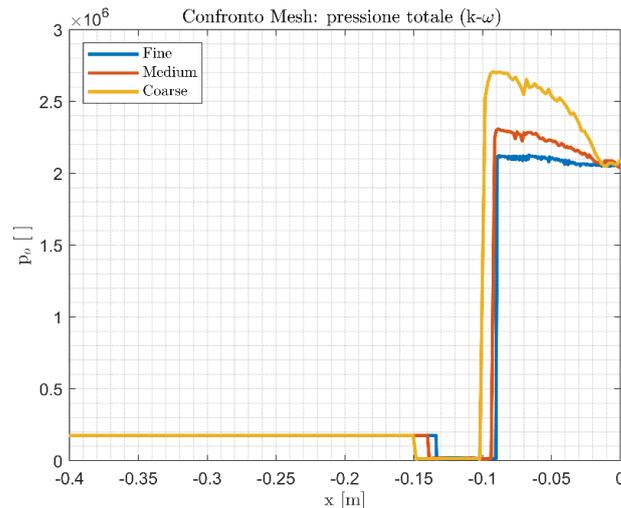


Figura 6-46 Confronto mesh: pressione totale lungo l'asse ($k-\omega$)

Nel capitolo 6.6.1 era stato possibile evidenziare come il grado di rifinitura della *mesh* determini delle notevoli differenze in termini di distribuzione del coefficiente di pressione sulla superficie del *forebody*. Di seguito andiamo a riportare il medesimo confronto, utilizzando come modello di riferimento il $k-\omega$:

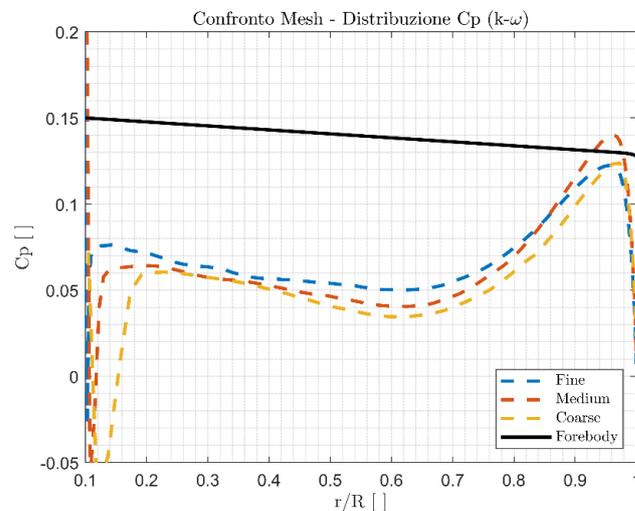


Figura 6-47 Confronto Mesh: distribuzione C_p forebody ($k-\omega$)

Vediamo come un progressivo raffinamento della griglia determini un lieve incremento del C_p , sebbene non si riscontrino le forti discrepanze in prossimità dell'uscita del *nozzle* che caratterizzavano la *Run 165*. Ciò può essere dovuto dal fatto che, riducendo il coefficiente di spinta da 1.97 a 0.94, l'estensione del getto si riduce drasticamente, dunque viene meno il fenomeno di *shielding* indotto dal *plume* nei confronti della corrente di *freestream*. Conseguentemente, le onde di pressione che si originano a partire dal punto triplo si propagano verso valle, impattando la totalità del *forebody*, con una minore dipendenza dal numero di celle in prossimità del *nozzle exit*. Inoltre, la maggiore intensità del *bow shock* comporta una pressione a valle dell'urto più elevata. In particolare, come riportato in figura 6-48, tra la *Run 165* e 167 si misura un incremento medio della distribuzione di C_p pari a circa il 63 %:

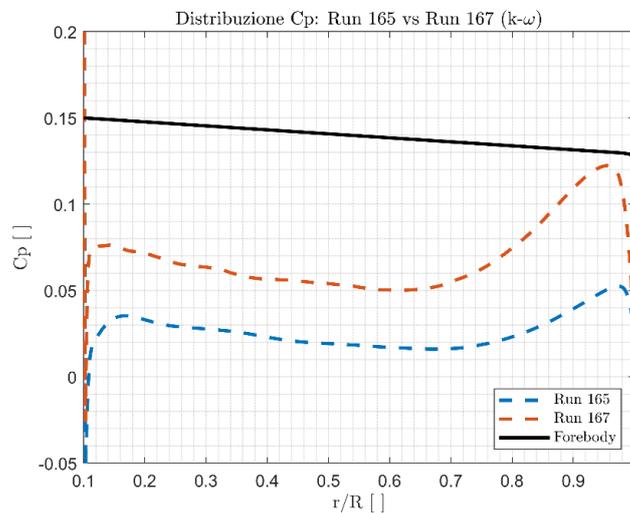


Figura 6-48 Confronto distribuzione C_p Run 165 e Run 167

Successivamente, si è effettuato il confronto tra i risultati forniti dai vari modelli, comparandoli con i dati sperimentali. Per quanto riguarda la struttura del campo di moto, possiamo nuovamente fare riferimento all'andamento del numero di Mach lungo l'asse al fine di valutare la posizione del *bow shock* e del disco di Mach. I risultati sono riportati nella seguente tabella:

	L_s [m]	R_s [m]	L_j [m]	R_j [m]
Dati sperimentali Run 165	0.183	0.246	0.129	0.077
Star-CCM+ Run 165	0.184	0.247	0.127	0.073
Dati sperimentali Run 167	0.136	0.177	0.094	0.049
Star-CCM+ Run 167	0.134	0.176	0.090	0.050

Tabella 6-13 Dimensioni campo di moto Run 167

Ancora una volta i risultati numerici presentano un ottimo accordo con i dati sperimentali. Nel dettaglio, si osserva come la riduzione del coefficiente di spinta comporti una contrazione del *jet plume* del 27 % ed una riduzione del diametro del disco di Mach del 36 %. La minore penetrazione del getto comporta inoltre una riduzione della *shock stand off distance* Δ di circa il 31 %.

Possiamo infine valutare la distribuzione di C_p per i diversi modelli:

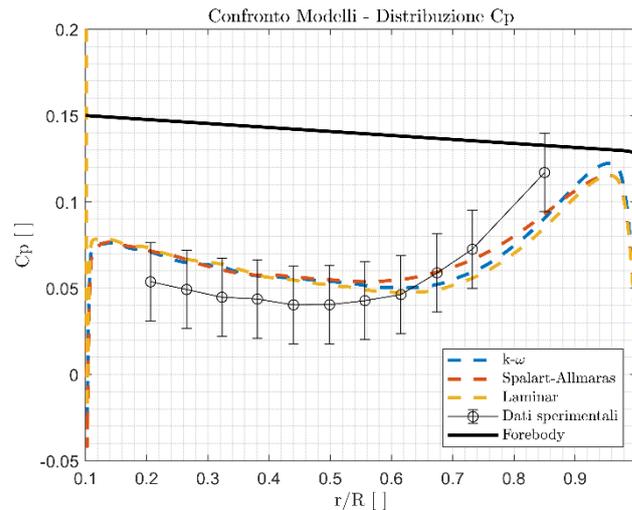


Figura 6-49 Distribuzione C_p Run 167

Anche in questo caso, otteniamo dei risultati pressochè identici, con le varie curve che vanno a sovrapporsi, seguendo con buona accuratezza i dati sperimentali e ricadendo all'interno del *range* di incertezza di ± 0.0226 . Sebbene il campo sia nuovamente più regolare, in questo caso è assente il meccanismo di dissoluzione dei vortici che caratterizzava i risultati di *Spalart-Allmaras* nella *Run 165*, come è possibile osservare nelle visualizzazioni *pseudo-Schlieren* (fig. 6-50).



Figura 6-50 Pseudo-Schlieren Run 167

6.7 Run 165: modello 3D

Nei capitoli precedenti è stato possibile riscontrare come una simulazione della *Run 165* mediante un modello assialsimmetrico sia in grado di fornire risultati che presentano un buon accordo sia con i dati sperimentali che con quelli numerici. Ovviamente ciò risulta molto vantaggioso dal punto di vista dei tempi di calcolo, dato il costo computazionale fortemente ridotto che ne consegue. In questo capitolo siamo invece interessati ad osservare come evolve la soluzione andando ad introdurre la tridimensionalità all'interno del problema. Questo è utile al fine di investigare l'effettiva assialsimmetria del campo di moto, di cui viene fatto riferimento in letteratura [(20) (21)].

6.7.1 Modello a 45°

Ci concentriamo su di un caso laminare, riportando gli step principali del *setup* della simulazione. Innanzitutto, si è proseguito con la modifica del dominio descritto nel capitolo 6.4.1, sfruttando le informazioni ottenute dalla simulazione assialsimmetrica. Si considera dunque un rettangolo di altezza 230 mm e lungo 330 mm , al fine di ridurre il numero delle celle di calcolo e dunque il tempo di convergenza. Successivamente si procede con l'estrusione in rivoluzione dello *sketch*. Come prima analisi, piuttosto che considerare il modello nella sua interezza, si considera un angolo di 45° (fig. 6-51).

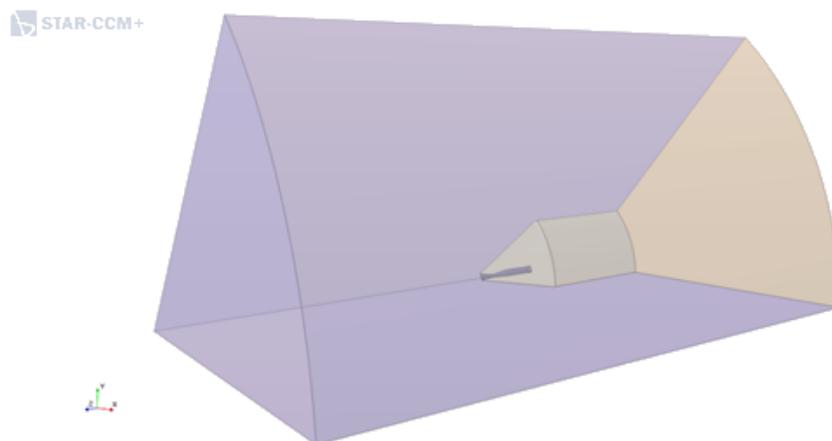


Figura 6-51 Dominio di calcolo 45°

Le simulazioni descritte nei capitoli precedenti sono state fondamentali per costruire la nuova *mesh* poliedrica, prestando particolare attenzione ad infittire la griglia nelle regioni che si sono dimostrate particolarmente critiche, quali ad esempio la sezione di uscita dell'ugello. Per fare ciò, sono state introdotte nuove parti geometriche, su cui sono poi stati impostati dei *volumetric controls*. Innanzitutto si è introdotto un cono, tale da racchiudere il getto, seguito

poi da tre cilindri, uno in corrispondenza del *nozzle exit* e gli altri, concentrici, nel resto del dominio (fig. 6-52).

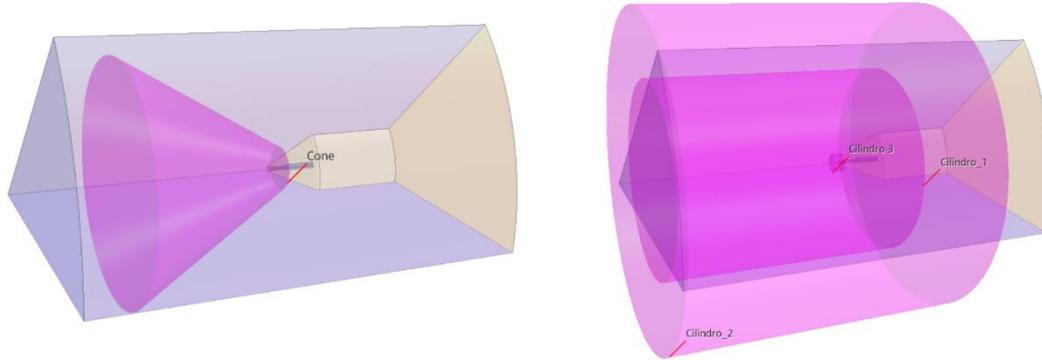


Figura 6-52 Parti geometriche per i controlli volumetrici Run 165

I settaggi della *mesh* vengono riportati nelle seguenti tabelle:

Default Controls

<i>Base Size</i>	0.005 m
<i>Target Surface Size</i>	0.0025 m
<i>Minimum Surface Size</i>	0.0025 m
<i>Surface Curvature</i>	36 Pts/circle
<i>Surface Growth Rate</i>	1.3
<i>Number of Prism Layer</i>	8
<i>Prism Layer Total Thickness</i>	2.0E-4 m

Tabella 6-14 Default Controls

Surface Control

<i>Target Surface Size</i>	1.25 mm
<i>Minimum Surface Size</i>	5.0E-4 m

Tabella 6-15 Surface Control

Volumetric Control

<i>Getto</i>	1.25 mm
<i>Nozzle Exit</i>	0.5 mm
<i>Cilindro_1</i>	2 mm
<i>Cilindro_2</i>	5 mm

Tabella 6-16 Volumetric Control

Inoltre, per mantenere il *prism layer* anche in corrispondenza della sezione di uscita, sono stati modificati i parametri di *default* come segue:

Prism Layer Meshers

<i>Gap Fill Percentage</i>	1.0
<i>Minimum Thickness Percentage</i>	0.01
<i>Layer Reduction Percentage</i>	0
<i>Boundary March Angle</i>	85.0
<i>Concave Angle Limit</i>	0.0
<i>Convex Angle Limit</i>	360.0
<i>Near Core Layer Aspect Ratio</i>	2.0

Tabella 6-17 Settaggi prism layer

La griglia risultante è la seguente

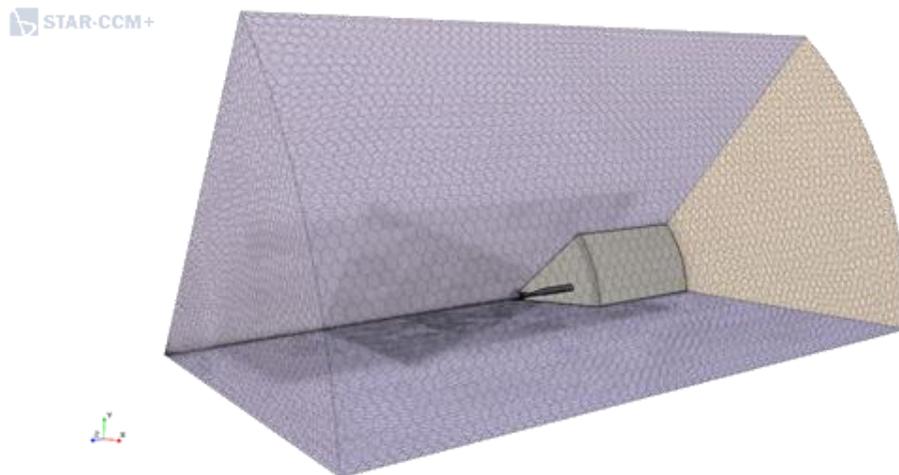


Figura 6-53 Mesh 45°

Il resto del settaggio è esattamente analogo a quello descritto precedentemente, con la sola differenza che questa volta si seleziona una simulazione tridimensionale. Inoltre, è necessario creare una interfaccia tra i piani di simmetria, impostando la condizione di *periodic boundaries*: ciò garantisce il passaggio ciclico delle informazioni da un piano all'altro, consentendo di operare con una porzione del modello.

L'evoluzione del campo di moto può essere osservata mediante le visualizzazioni *pseudo-Schlieren*:

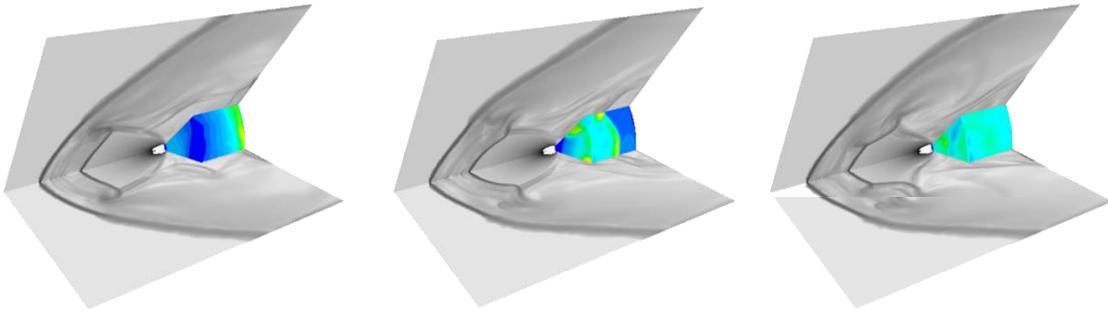


Figura 6-54 Pseudo Schlieren 45°

Anche in questo caso è chiaramente osservabile l'oscillazione del punto triplo assieme al meccanismo di riflessione delle onde di pressione sulla superficie del *forebody*, il quale determina dei picchi di C_p . Inoltre, misurando la posizione del disco di Mach e del *bow shock*, si ottengono risultati in linea con la simulazione assialsimmetrica:

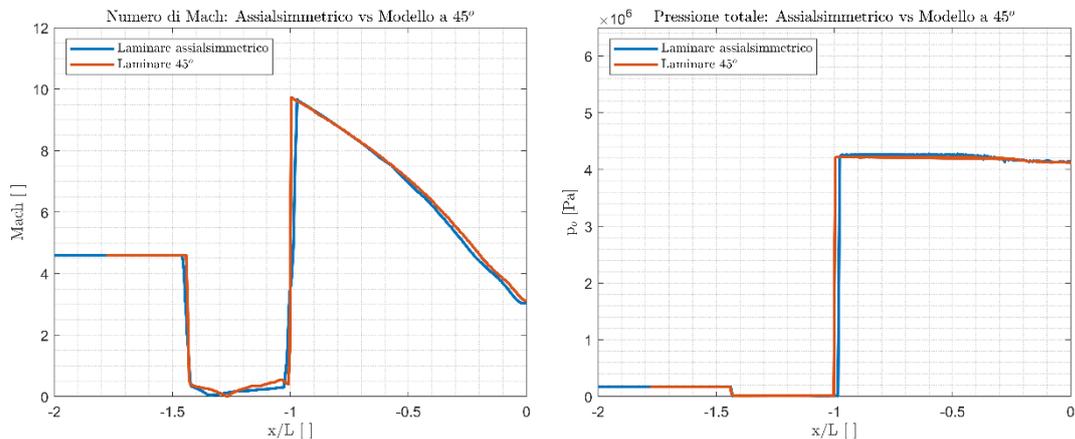


Figura 6-55 Numero di Mach e pressione totale lungo l'asse: assialsimmetrico vs 45°

Sebbene il raffinamento della griglia lungo l'asse del getto preveda un controllo volumetrico di 1.25 mm , non ritroviamo il fenomeno di incremento di pressione totale descritto precedentemente. Ciò accade poiché, dato il modello a 45°, *Star-CCM+* tende ad infittire in modo automatico il numero di celle in corrispondenza dello spigolo. Complessivamente, la struttura del campo di moto risulta analoga a quella ottenuta precedentemente e dunque in linea con i risultati sperimentali.

Resta da valutare la distribuzione del coefficiente di pressione sul *forebody*, il cui valor medio è riportato di seguito:

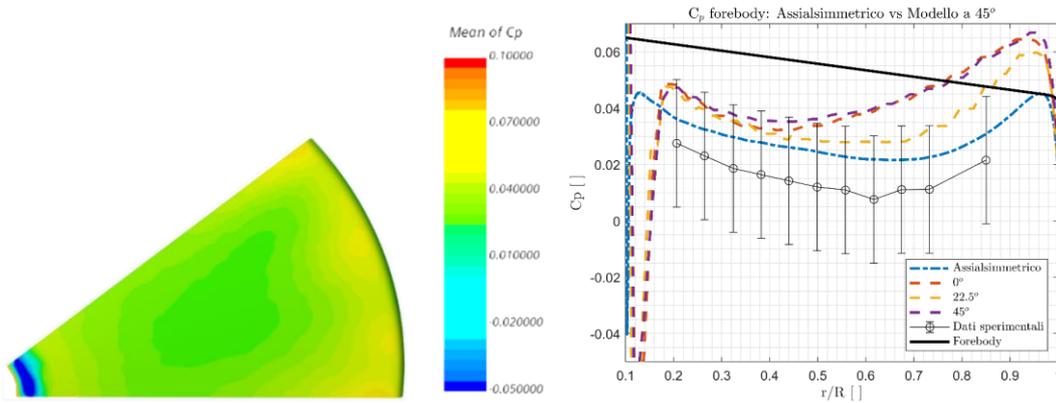


Figura 6-56 Coefficiente di pressione medio 45°

Possiamo osservare come, per il modello 3D a 45°, si misuri una distribuzione di C_p più elevata rispetto alla controparte assialsimmetrica, specie in prossimità della spalla del modello. Il valore medio assunto dal coefficiente di pressione non riporta tuttavia delle forti variazioni sulla superficie del *forebody*, indice dell'effettiva assialsimmetria del campo di moto.

Possiamo quindi valutare il coefficiente di forza assiale totale $C_{A_{tot}}$, integrando la distribuzione di pressione sulla superficie. Per adimensionalizzare il coefficiente di resistenza si considerano le condizioni di pressione e velocità a monte dell'onda d'urto, mentre per la sezione di riferimento si prende l'area del *forebody*, pari a circa 1734 mm^2 . Sommando ad esso il coefficiente di spinta $C_T \approx 2$, otteniamo il seguente andamento:

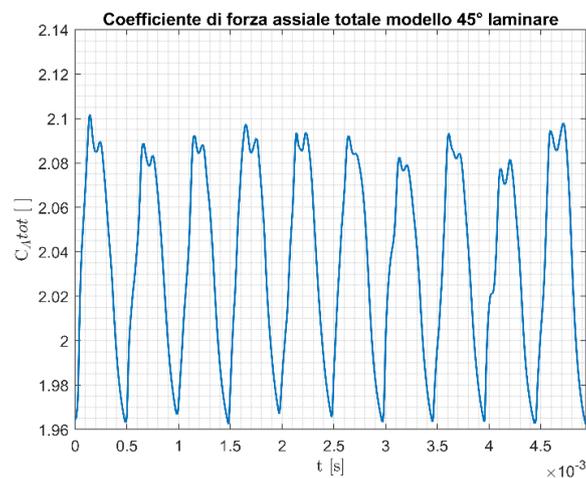


Figura 6-57 $C_{A_{tot}}$ modello 45° laminare

Tali risultati risultano ben in linea con le fluttuazioni misurate da *Kleb* in (21) e già riportate in figura 6-42. Rispetto al caso assialsimmetrico, si ritrova dunque una distribuzione più regolare, grazie alla capacità, dato il modello a 45°, di seguire l'impatto di onde di pressione tridimensionali sulla superficie del modello. La frequenza risulta nuovamente pari a circa 2 kHz , in accordo con i dati sperimentali.

6.7.2 Modello a 90°

Per questo caso, il dominio di calcolo è stato realizzato in *SolidWorks* e poi importato in *STAR-CCM+*. Ciò è stato necessario in quanto, mediante la semplice estrusione in rivoluzione dello *sketch* nel *CAD* interno al software, si ottengono dei risultati che possono suggerire un'errata implementazione delle condizioni di interfaccia periodiche, che andremo a descrivere di seguito. Il dominio risultante è il seguente:

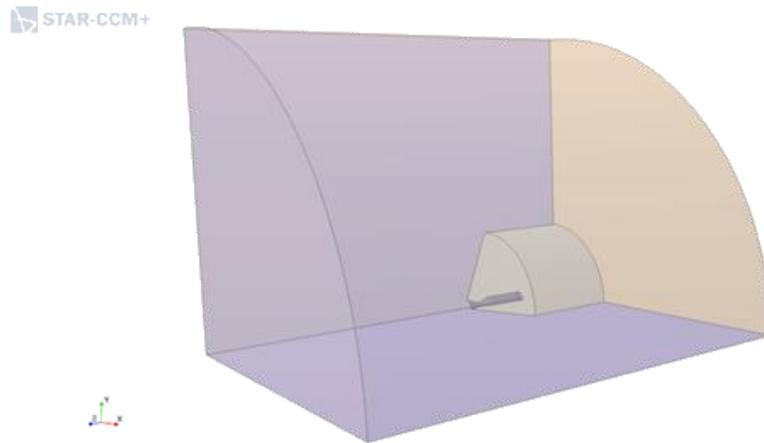


Figura 6-58 Dominio di calcolo 90°

Per la realizzazione della *mesh* sono stati mantenuti gli stessi settaggi della simulazione precedente. Tuttavia, poiché senza l'apporto di opportune modifiche si riscontrerebbe nuovamente il fenomeno di incremento della pressione totale lungo l'asse, si introduce un cilindro del raggio di 6.35 mm , coincidente con quello di uscita dell'ugello, e concentrico ad esso, sul quale si imposta un controllo volumetrico di 1 mm . La griglia risultante è riportata di seguito:

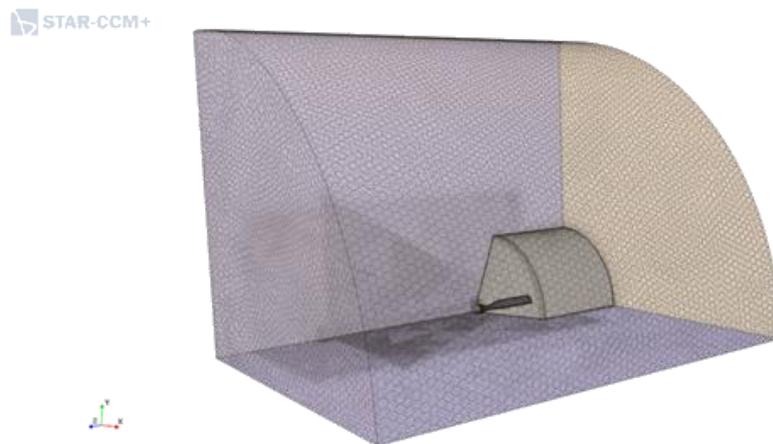


Figura 6-59 Mesh 90°

L'inizializzazione della simulazione è stata effettuata impiegando la soluzione del modello a 45°, il cui campo di moto risultava ormai completamente sviluppato. Per fare ciò, come prima

cosa sono state esportate le tabelle relative al campo di pressione, temperatura e velocità. Quindi è stata applicata una matrice di riflessione considerando un angolo di $\pi/4$. Tale procedimento consente di abbattere in modo significativo i tempi di calcolo e verrà implementato anche in seguito per passare al modello completo.

Possiamo quindi osservare come varia la distribuzione di pressione sulla superficie:

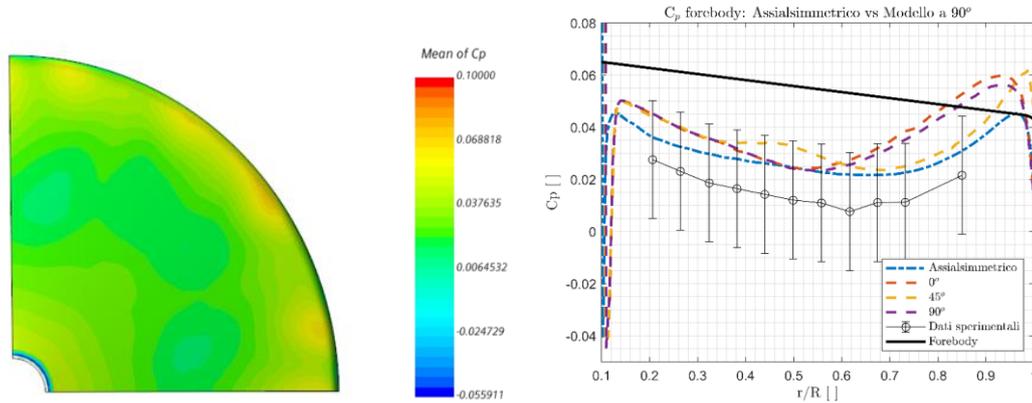


Figura 6-60 Coefficiente di pressione medio 90°

Rispetto al modello di 45°, in questo caso possiamo osservare una distribuzione di C_p più in linea con i risultati forniti dal caso assialsimmetrico, specie per $r/R < 0.6$, mentre in prossimità della spalla questa tende nuovamente ad aumentare. Sebbene l'operazione di media sia stata condotta per un intervallo temporale modesto, maggiore del periodo caratteristico del campo di moto, riscontriamo nuovamente una distribuzione del coefficiente di pressione che tende ad una condizione di assialsimmetria.

Relativamente al coefficiente di forza assiale totale, otteniamo:

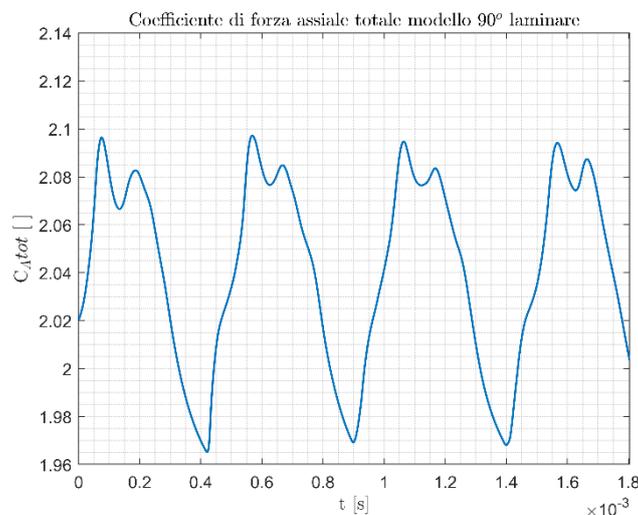


Figura 6-61 $C_{A_{tot}}$ modello 90° laminare

Ritroviamo delle oscillazioni analoghe a quanto per il modello a 45° e perfettamente in linea con i risultati numerici di *Kleb* (21).

Lanciando la medesima simulazione, questa volta ricavando il dominio direttamente nel CAD di *STAR-CCM+*, si ottengono risultati differenti in termini di C_p :

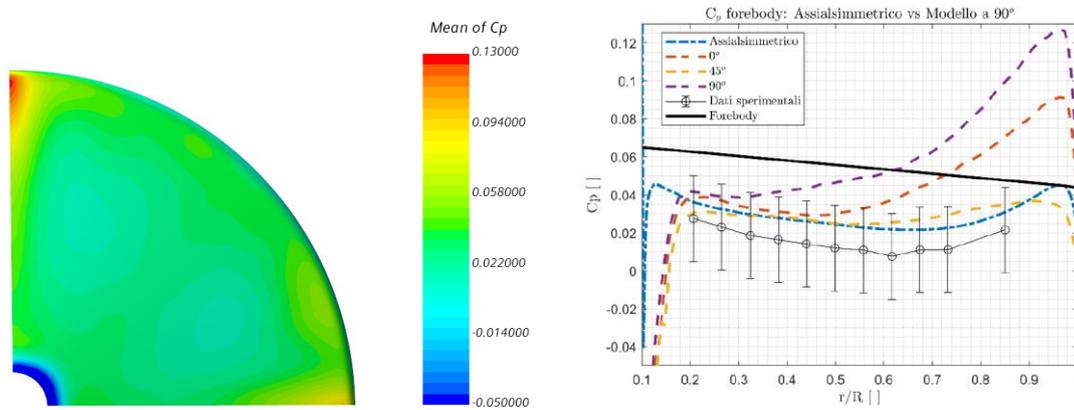


Figura 6-62 Coefficiente di pressione medio (CAD STAR-CCM+)

In questo caso possiamo infatti osservare la presenza di forti picchi di pressione in corrispondenza dei piani di simmetria, i quali possono essere dovuti ad un'errata implementazione delle condizioni di *periodic boundaries* in corrispondenza di questi ultimi. Il motivo di ciò potrebbe derivare da errori da parte del CAD interno al software di valutare in modo automatico i versori normali ai piani.

6.7.3 Modello a 360°

In questo capitolo andiamo ad effettuare un estrusione in rivoluzione di 360° dello *sketch*, al fine di ottenere la configurazione completa, eliminando dunque la necessità di introdurre *periodic boundaries*, in quanto assenti i piani di simmetria. Il dominio risultante è il seguente:

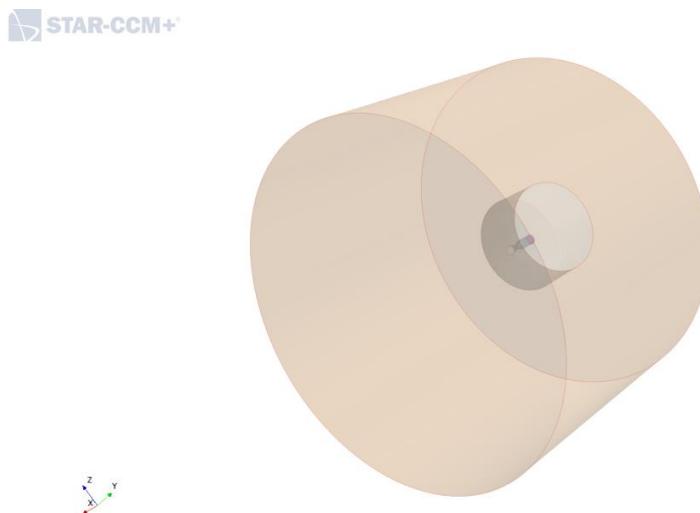


Figura 6-63 Dominio di calcolo Run 165 (360°)

Per la realizzazione della griglia si è proceduto in modo differente rispetto ai capitoli precedenti. Come già ampiamente descritto, il campo di moto che si origina in condizioni di retropropulsione supersonica risulta fortemente dinamico, come evidenzia il meccanismo di *flapping* del punto triplo, con la conseguente nascita di onde di pressione che, una volta riflesse sulla superficie del modello, perturbano il *jet plume*. Questa condizione ha portato all'impiego di *mesh* opportunamente rifinite nelle regioni più critiche, sia dal punto di vista di evoluzione del campo di moto che da quello relativo a problemi instabilità numerica, vale a dire il getto e la sezione di uscita dell'ugello. Per il modello a 360° si è invece introdotta una *mesh* adattiva, utilizzando come parametro per definire il grado di raffinamento non più il logaritmo del modulo del gradiente del numero di Mach, bensì il suo valore medio, ponendo la dimensione minima pari a 0.25 mm. Lo script implementato è il seguente:

```

    (${meanoflog10(abs(grad(Mach)))Monitor} > 4) ? ${csize_min}*pow(2,0) :
    (${meanoflog10(abs(grad(Mach)))Monitor} > 3) && (${meanoflog10(abs(grad(Mach)))Monitor} < 4) ?
    ${csize_min}*pow(2,1) : (${meanoflog10(abs(grad(Mach)))Monitor} > 2) &&
    (${meanoflog10(abs(grad(Mach)))Monitor} < 3) ? ${csize_min}*pow(2,2) :
    (${meanoflog10(abs(grad(Mach)))Monitor} > 1) && (${meanoflog10(abs(grad(Mach)))Monitor} < 2) ?
    ${csize_min}*pow(2,3) : (${meanoflog10(abs(grad(Mach)))Monitor} > 0) &&
    (${meanoflog10(abs(grad(Mach)))Monitor} < 1) ? ${csize_min}*pow(2,4) :
    (${meanoflog10(abs(grad(Mach)))Monitor} > -1) && (${meanoflog10(abs(grad(Mach)))Monitor} < 0) ?
    ${csize_min}*pow(2,5) : (${meanoflog10(abs(grad(Mach)))Monitor} < -1) ? ${csize_min}*pow(2,5) : 0

```

In questo modo è possibile ottenere una griglia di calcolo caratterizzata da opportuni infittimenti nelle regioni più delicate del dominio di calcolo, applicati in modo totalmente automatico. Ovviamente, per seguire in modo opportuno l'evoluzione della corrente, è necessario andare ad effettuare nuovamente l'operazione di *meshing* qualora il campo di moto andasse a presentare dei progressivi scostamenti dalla struttura evidenziata dalla griglia. Anche in questo caso, l'inizializzazione della simulazione è stata effettuata andando ad implementare le tabelle di pressione, temperatura e velocità ottenute per il modello a 90°, apportando le opportune trasformazioni mediante matrici di riflessione. Tuttavia, poiché le correzioni descritte alla fine del capitolo precedente, con la realizzazione del CAD su *SolidWorks*, sono state applicate successivamente al *setup* del modello a 360°, la condizione iniziale della simulazione presenta inevitabilmente i picchi del coefficiente di pressione in corrispondenza dei piani a 0° e 90°, che andranno poi a scomparire man mano che si procede con il calcolo. Di

seguito si riporta la distribuzione del valor medio del $\log_{10}|grad(Mach)|$ ed il conseguente parametro di *mesh refinement*:

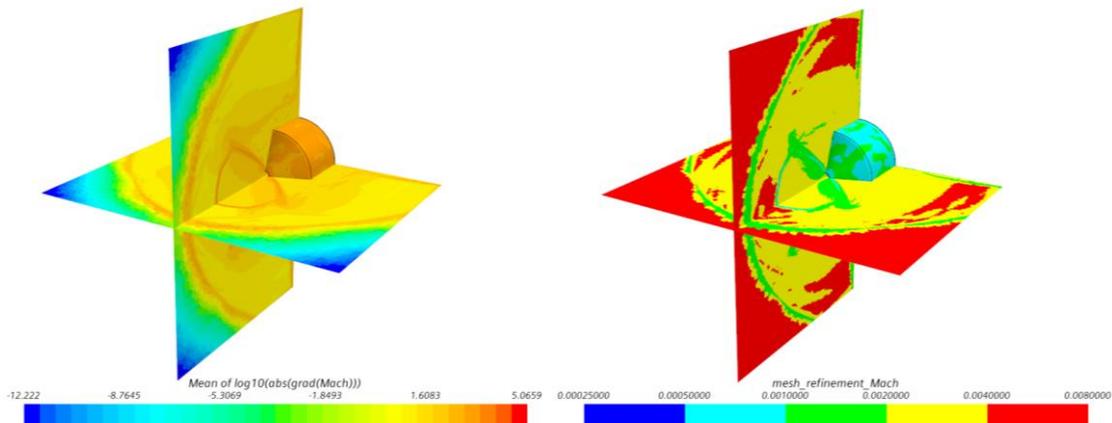


Figura 6-64 $mean(\log|grad(Mach)|)$ (sx) e parametro di mesh refinement (dx) Run 165 (360°)

Ovviamente, i gradienti più intensi si misurano in corrispondenza delle pareti del getto e dell'onda d'urto, che presentano dunque il grado di raffinamento della griglia più elevato. Questo assumerà invece la dimensione minima a monte del *bow shock*, laddove la corrente è uniforme con Mach 4.6 ed in corrispondenza del punto di stagnazione, ovvero il punto in cui il flusso in uscita dal getto e quello di *freestream* si incontrano, rendendo nulla la velocità. La griglia risultante è la seguente:

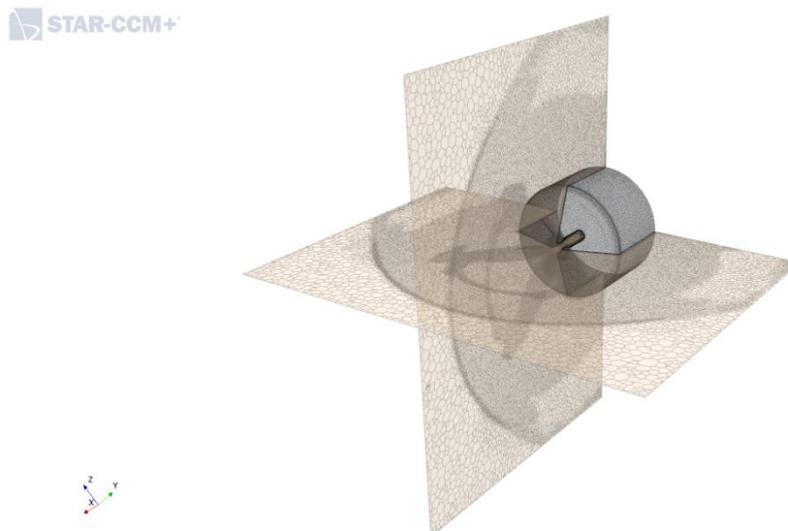


Figura 6-65 Mesh Run 165 (360°)

Poiché si ottiene un numero di celle pari a circa 5 milioni, il costo computazionale diventa di gran lunga elevato rispetto alle simulazioni precedenti, richiedendo dunque molta memoria da parte del calcolatore. Per questo motivo si è deciso di far girare questo modello nel *cluster* del Politecnico di Torino. Come già anticipato, l'obiettivo di questa analisi consiste principalmente

nel verificare l'effettiva assialsimmetria del campo di moto, andando ad individuare eventuali differenze con le simulazioni condotte in 6.6. Innanzitutto, andiamo ad analizzare il campo di moto:

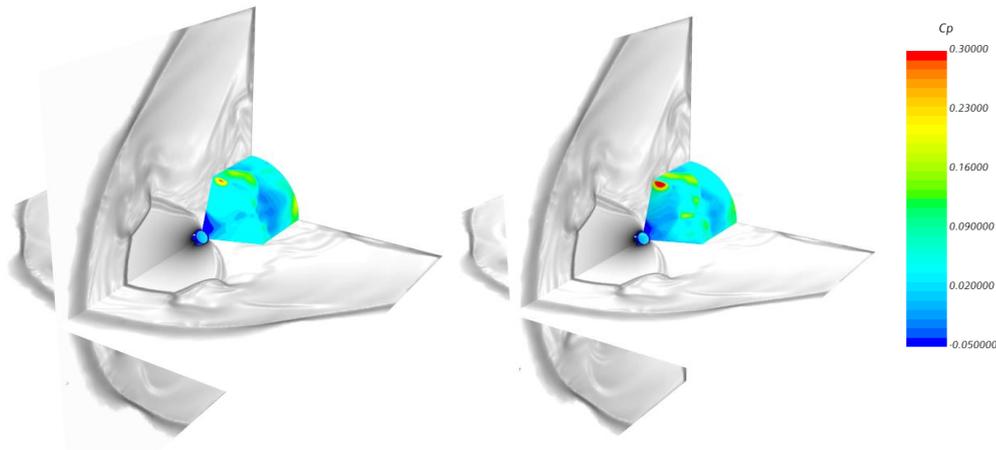


Figura 6-66 Pseudo-Schlieren Run 165 (360°)

La struttura è perfettamente in linea con quanto osservato finora, con la solita instabilità del *triple point* e le onde di pressione che da quest'ultimo propagano verso valle, impattando il *forebody* e determinando una distribuzione del C_p istantanea irregolare, con dei picchi laddove il vortice viene riflesso dalla superficie. Possiamo osservare come la mappa del gradiente della densità perda progressivamente di definizione in corrispondenza del *bow shock*, a differenza di quanto è stato possibile osservare dalle *pseudo-Schlieren* precedenti. Ciò è un chiaro segnale di come sarebbe opportuno andare a ricostruire la *mesh*, in modo da infittire le celle in quella regione.

Per il calcolo del coefficiente di pressione medio sulla superficie del *forebody* si è proseguito in modo lievemente differente rispetto a quanto visto nei capitoli precedenti. Difatti, prima si andava ad effettuare l'operazione di media fino ad ottenere una soluzione costante nel tempo, che ha dunque raggiunto una condizione di convergenza. Per questa simulazione, invece, si è deciso di implementare una *sliding window*, ovvero il valor medio viene valutato su di un numero prefissato di iterazioni. Nota la periodicità del campo di moto pari a circa 2 kHz , corrispondenti a $5 \cdot 10^{-4}\text{ s}$, e dato il *time step* di 10^{-6} , è stato selezionato un intervallo di 500 iterazioni. Di seguito si riporta la distribuzione media del C_p sul *forebody*:

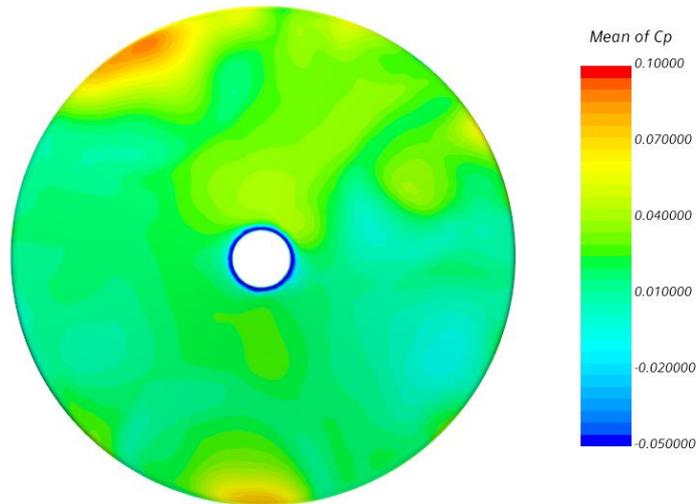


Figura 6-67 Distribuzione C_p medio forebody Run 165 (360°)

Come si può evincere chiaramente, in questo caso non si ritrova una perfetta condizione di assialsimmetria, che invece veniva soddisfatta dalle porzioni a 45° e 90° del dominio, come riportato in 6-56 e 6-60. Difatti, possiamo osservare la presenza di *spot* in cui il coefficiente di pressione raggiunge dei picchi prossimi a 0.1, in disaccordo sia con i dati sperimentali di *Berry and Rhode* che quelli numerici di *Kleb*. Andiamo dunque ad osservare la struttura istantanea del *jet plume* per due piani perpendicolari a $\pm 45^\circ$:

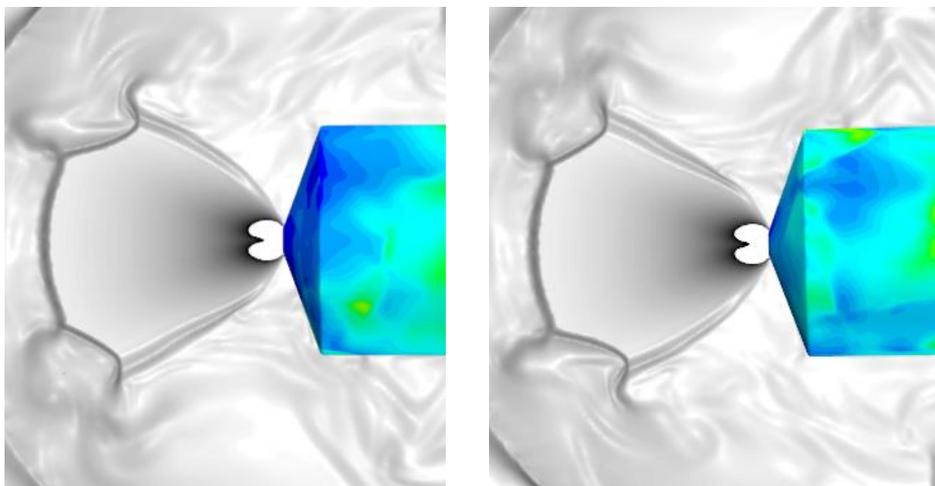


Figura 6-68 Dettaglio instabilità punto triplo

A differenza di quanto riportato in 6-39, le fluttuazioni del punto triplo non risultano assialsimmetriche. Questo comportamento può essere attribuito alla struttura della *mesh*. Infatti, come già descritto nei capitoli precedenti, il grado di raffinamento della griglia influisce in modo diretto sulla capacità del codice di seguire i vortici originati dal punto triplo e la loro riflessione. Conseguentemente, utilizzando un raffinamento adattivo, si rischia di descrivere

diversamente tale fenomeno, determinando uno sfilamento di strutture vorticose in modo alternato, che determina la distribuzione di C_p irregolare già riportata in figura 6-66. Questa maggiore irregolarità nel meccanismo di sfilamento dei vortici può essere evidenziata riportando il coefficiente di forza assiale totale:

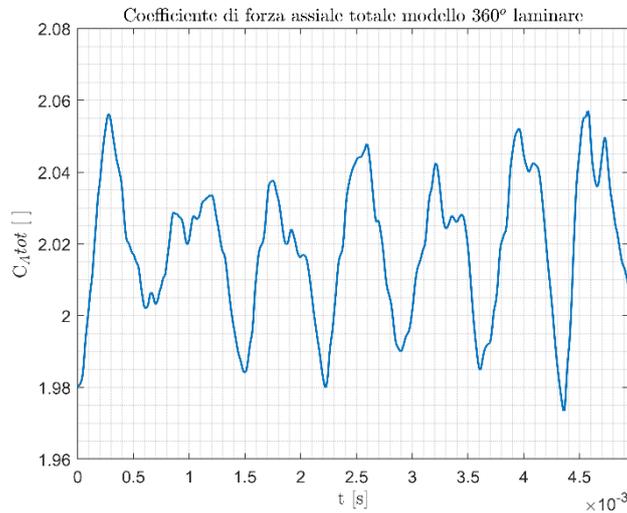


Figura 6-69 Coefficiente di forza assiale totale (360°)

Rispetto a quanto riportato in figura 6-57, otteniamo delle fluttuazioni più modeste e che non presentano la medesima regolarità, discostandosi sensibilmente anche dai risultati numerici rinvenibili in letteratura. Per valutare la veridicità di questa ipotesi, sarebbe opportuno verificare se una *mesh* analoga a quanto visto per il modello a 45° e 90° sua in grado di ristabilire l'assialsimmetria attesa.

6.7.4 Campo di temperatura

Un aspetto particolarmente critico, già accennato nei capitoli precedenti, riguarda il campo di temperatura totale. In 6.3.1 avevamo già osservato come, per il modello laminare assialsimmetrico, tale grandezza tendesse ad assumere valori piuttosto elevati in corrispondenza dei vortici originati dal *triple point*, raggiungendo anche i 600 K, rispetto al valore massimo di 347 K. Ciò risulta in disaccordo con il principio di conservazione dell'entalpia totale, requisito fondamentale dato il sistema isolato. Di seguito andiamo ad osservare i valori istantanei assunti dalla T_o per le diverse simulazioni 3D:

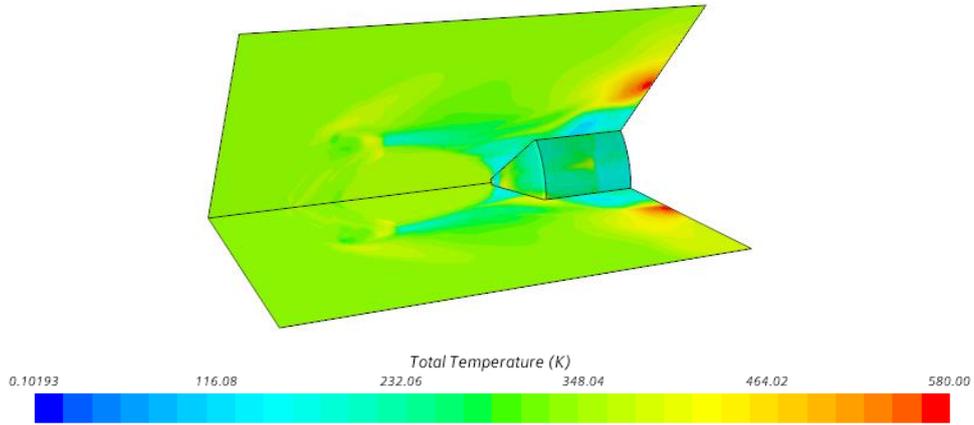


Figura 6-70 Campo di temperatura totale Run 165 (45°)

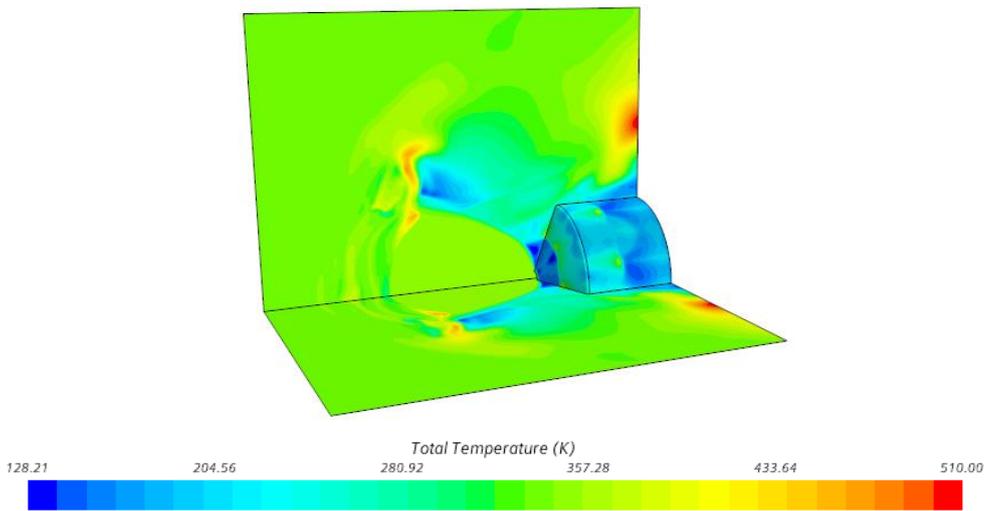


Figura 6-71 Campo di temperatura totale Run 165 (90°)

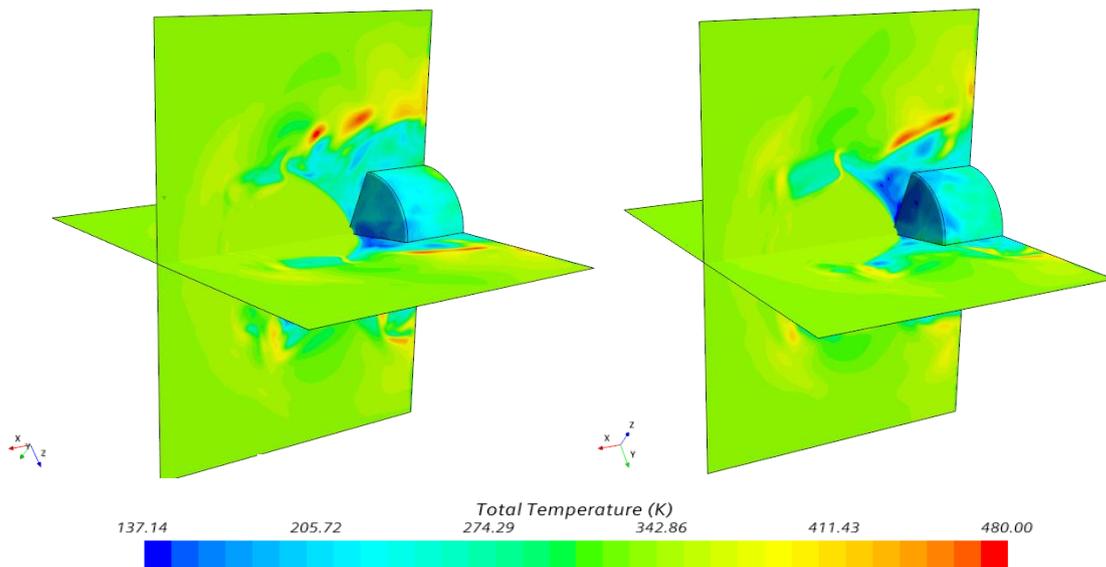


Figura 6-72 Campo di temperatura totale Run 165 (360°)

Notiamo come lungo l'asse del getto, in corrispondenza del punto di stagnazione, la temperatura totale presenti nuovamente delle brusche fluttuazioni dovute unicamente a

instabilità numeriche e che, come osservato nei capitoli precedenti, tendono a scomparire andando a valutare il campo di temperatura medio. Permangono inoltre gli *hotspot* in corrispondenza del punto triplo, con valori di T_o dell'ordine dei 450 K, più modesti rispetto quanto osservato precedentemente. Questi vengono poi trasportati verso valle dalla corrente di *freestream*. Per il modello a 45° e 90° notiamo come queste regioni risultano particolarmente più estese in prossimità della sezione di *outflow*, laddove la griglia risulta più grossolana, analogamente a quanto osservato nel capitolo 6.6.1. Inoltre, qui la temperatura tende ad aumentare progressivamente fino a superare i 500 K, e potrebbe dipendere dalle condizioni al contorno di *freestream* imposte. Una condizione analoga si riscontra per il modello a 360°, che tuttavia riporta una distribuzione asimmetrica di queste regioni, per i motivi precedentemente descritti. Come già anticipato, la presenza di queste regioni ad alta temperatura potrebbe risultare particolarmente critica qualora si volesse simulare una condizione di retropropulsione supersonica in ambiente marziano, la quale rende necessario l'implementazione di gas caldi in uscita dal *nozzle*. È dunque necessario comprendere il meccanismo che determina tale fenomeno e, attualmente, è possibile solo fare delle ipotesi. La più semplice è che il punto triplo, essendo una regione particolarmente complessa e soggetta a delle brusche fluttuazioni, possa essere soggetta a delle instabilità numeriche che vengono poi trasportate verso valle per convezione. Alternativamente, si è visto come la regione prossima all'uscita dell'ugello risulti essere particolarmente critica ed incline a condizioni di *overshoot*, con degli incrementi esponenziali del numero di Mach fino al valore di qualche centinaio, che poi tendono a scomparire man mano che si sopraggiunge alla condizione di convergenza. Tali celle potrebbero dunque comportarsi come degli iniettori dell'energia all'interno del campo di moto, 'generando' entalpia totale che, trascinata dalle pareti del getto fino al punto triplo, si diffonde poi nel resto del campo di moto. Nonostante le varie ipotesi, le incongruenze sul campo di temperatura totale rimangono dunque un problema aperto, e sarà tra gli aspetti principali dei futuri studi sull'argomento.

6.8 Conclusione

Una configurazione di retropropulsione supersonica *single nozzle* determina un campo di moto globalmente stazionario, per coefficienti di spinta tali da generare una condizione di *blunt penetration mode*, caratterizzato tuttavia da forti fluttuazioni in corrispondenza del punto triplo. L'assialsimmetria del flusso descritta in letteratura, consente di ridurre significativamente il tempo di calcolo necessario per la simulazione. La capacità del codice di

catturare il meccanismo di generazione e trasporto di vortici che ne consegue, influenza in modo marcato la distribuzione di pressione sulla superficie del modello ed il conseguente accordo con i dati sperimentali. Particolarmente critica è la regione prossima all'uscita dell'ugello, la quale richiede un opportuno infittimento della griglia al fine di seguire correttamente le onde di pressione e la loro riflessione sulla sezione frontale. Questa dipendenza dalla *mesh* risulta inoltre tanto più evidente quanto maggiore è il coefficiente di spinta del getto. Difatti, la *Run 167*, che vede un C_T all'incirca dimezzato rispetto alla *Run 165*, presenta delle distribuzioni di coefficiente di pressione pressoché indipendenti dal grado di raffinamento, complice la minore estensione del *jet plume* e dunque il minor schermaggio della superficie. Considerando le griglie più rifinite, il confronto con i dati sperimentali vede invece un ottimo accordo con la struttura del campo di moto, misurato a partire dalle visualizzazioni *Schlieren*, risultando indipendente dal modello implementato. L'effetto di quest'ultimo si riproietta invece sul *vortex shedding*, specie per la *Run 165*, con *Spalart-Allmaras* che riporta un meccanismo di dissoluzione dei vortici e quindi un campo di moto complessivamente più regolare rispetto al laminare ed il $k-\omega$. Questo aspetto influenza in modo significativo la distribuzione di pressione, che risulta ben minore rispetto ai dati sperimentali, indice di un effettivo *shielding* da parte del getto, mentre gli altri due modelli presentano una lieve sovrastima, sebbene il $k-\omega$ sia caratterizzato da un miglior accordo. Tuttavia, tutti i risultati ricadono all'interno del range di incertezza della galleria del vento. Questa dipendenza dal modello va invece a scomparire per la *Run 167*, che sarà caratterizzata da una distribuzione di C_p ben maggiore rispetto alla *Run 165*, a causa della maggiore perturbazione dell'onda d'urto e dunque minor *drag disruption*. Complessivamente, le simulazioni numeriche riportano dei risultati molto positivi, descrivendo un campo di moto che, seppur complesso, presenta un ottimo accordo con i risultati del *Langley Research Center*, sia in termini qualitativi che quantitativi. Inoltre, gli studi condotti su di un modello tridimensionale consentono di verificare l'effettiva assialsimmetria del campo di moto, come osservato per le porzioni di 45° e 90° del dominio completo. Ciò, a patto di introdurre dei raffinamenti omogenei della griglia nelle regioni più critiche, quali il getto e la sezione di uscita del *nozzle*. L'impiego di una *mesh* adattiva si dimostra invece inadatto alla descrizione del campo di moto, determinando delle fluttuazioni asimmetriche del punto triplo e dunque la presenza di picchi di pressione in corrispondenza del *forebody*, come osservato per il caso a 360°. Particolari criticità si riscontrano inoltre per il campo di temperatura, con forti crescite di entalpia totale in corrispondenza del *triple point*. Il

motivo di tale fenomeno non è ancora stato compreso a fondo e necessita di ulteriori analisi sia sul modello di calcolo implementato che sul raffinamento della griglia.

7. Analisi CFD retropropulsione supersonica 'triple nozzle'

7.1 Introduzione

Nei capitoli precedenti è stata concentrata l'attenzione sullo studio di un caso piuttosto semplificato, che vede l'impiego di un singolo getto, posizionato al centro del *forebody*, per decelerare il modello. Come già anticipato, e come è possibile osservare dai risultati ottenuti nel capitolo 6, questa configurazione è caratterizzata da un contributo di forza assiale totale che è tanto minore quanto maggiore è il coefficiente di spinta considerato a causa del fenomeno di *drag disruption*, che vede un crollo del coefficiente di resistenza. Si ritrovano inoltre delle forti fluttuazioni delle pressioni agenti sul corpo stesso, a causa dello sfilamento di vortici dal punto triplo ed il conseguente impatto con la superficie della capsula, che potrebbe compromettere la stabilità del veicolo. Per questo motivo, al fine di aumentare l'efficienza della retropropulsione supersonica e migliorare il controllo della discesa, è possibile pensare ad una disposizione alternativa dei *thrusters*, spostandoli verso l'esterno al fine di ridurre la perturbazione del *bow shock* in corrispondenza del *nose*. In questo capitolo andremo dunque a studiare un caso di *SRP* con configurazione *peripheral nozzle*, andando ad individuare nuovamente il setup numerico ottimale e confrontando i risultati ottenuti su *Star-CCM+* con quelli sperimentali riportati in (20).

7.2 Risultati sperimentali

Dai test condotti nella galleria del vento del *Nasa Langley Research Center*, si osserva come una configurazione *tri-nozzle* determini una struttura dell'onda d'urto molto più instazionaria rispetto al caso con *nozzle* singolo (fig. 7-1), rendendo ben più complesso il calcolo della *shock stand off distance*.



Figura 7-1 Schlieren configurazione tri-nozzle (20)

Confrontando i profili di pressione medi sulla superficie, al variare del numero di Mach, si osserva come ad un progressivo incremento della velocità di *freestream* si accompagni un aumento della pressione esercitata dalla corrente in prossimità dell'asse (fig. 7-2). Ritroviamo

dunque il fenomeno di *drag preservation* in corrispondenza del *nose* del modello, descritto in 3.4.3.

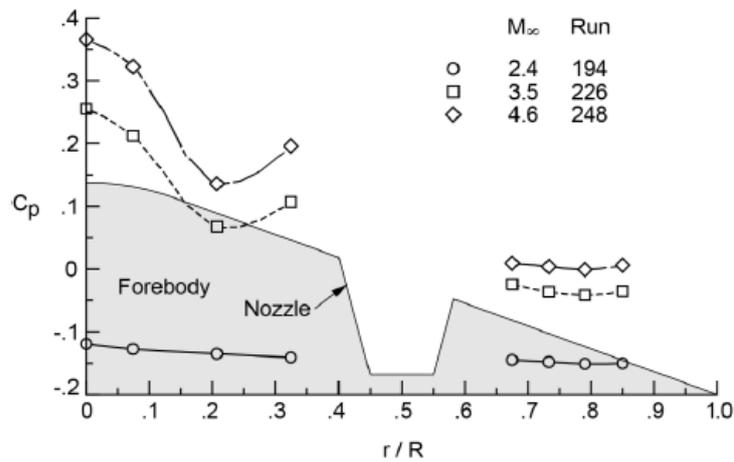


Figura 7-2 Distribuzione di C_p al variare del numero di Mach (20)

A parità del numero di Mach, all'aumentare del coefficiente di spinta si ha una riduzione della pressione agente sul *forebody*. In particolare, per valori di C_T ben inferiori dell'unità la configurazione del campo di moto presenta un *long penetration mode*, altamente instabile. Aumentando il rapporto di pressione si osserva invece un progressivo incremento dell'estensione dei getti che tendono a coalescere (fig. 7-3), spostando il *bow shock* verso valle e garantendo una maggiore schermatura della superficie, che vede un crollo del C_p . Ci riconduciamo dunque alla condizione di *blunt penetration mode*, sebbene rapporti di pressione molto elevati comportino soluzioni meno stabili.

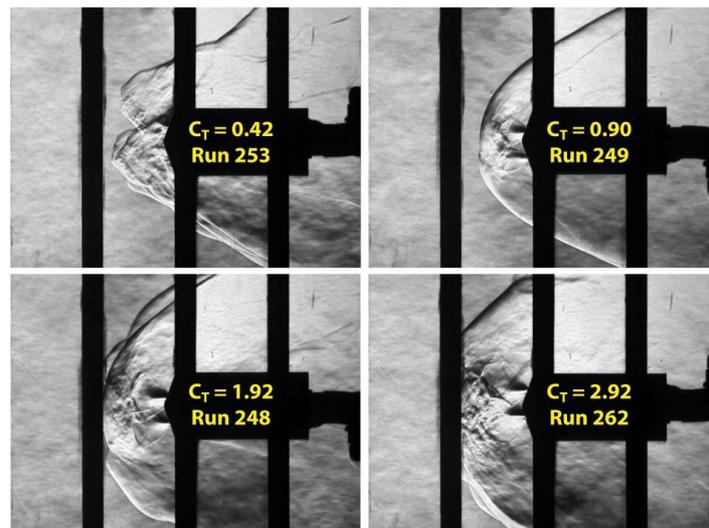


Figura 7-3 Stabilità dell'onda d'urto al variare del C_T (20)

In figura si riportano i risultati sperimentali ottenuti per un numero di Mach pari a 4.6:

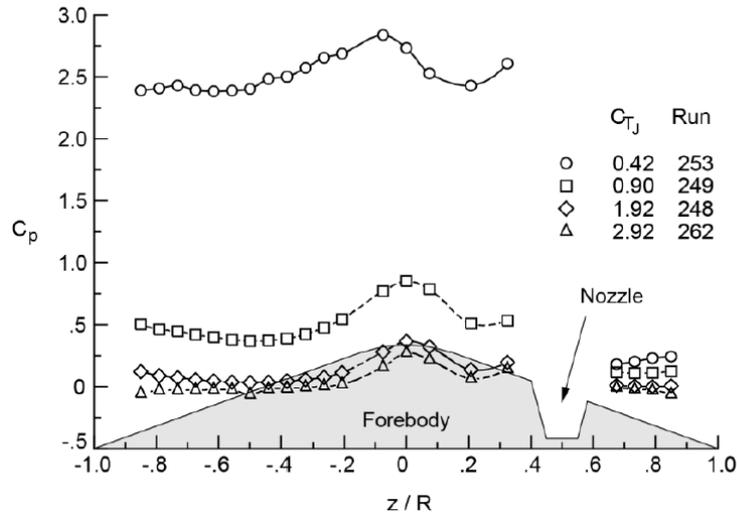


Figura 7-4 Distribuzione di C_p al variare del C_T (20)

7.3 Test Case

Nei capitoli successivi andremo a concentrare l'attenzione sulla *Run 248*, che vede un Mach di *freestream* di 4.6 al quale vengono opposti tre getti sottoespansi ad un angolo di incidenza di 0° . I *thrusters* sono disposti a 120° su di un diametro di 63.5 mm, come già osservato in figura 6-2. Le condizioni all'interno della galleria sono riportate nella tabella seguente:

p_∞ [Pa]	536.26
T_∞ [K]	64.72
ρ_∞ [kg/m ³]	0.003

Tabella 7-1 Parametri galleria Run 248

I parametri relativi ai tre getti sono invece:

p_{0j} [Pa]	$1.4 \cdot 10^6$
T_{0j} [k]	349.6
C_T	1.93
\dot{m} [kg/s]	0.272

Tabella 7-2 Parametri getto Run 248

A causa dell'instazionarietà del *bow shock* e le complessità nel quantificarne la distanza dal modello, il confronto quantitativo tra i risultati verrà effettuato facendo riferimento alla sola distribuzione del coefficiente di pressione sulla superficie del *forebody*.

7.4 Setup numerico

7.4.1 Dominio

Il dominio di calcolo per questa nuova configurazione è stato realizzato in *SOLIDWORKS* ed importato successivamente in *STAR-CCM+*. In particolare, data la disposizione degli ugelli, non è più possibile studiare il campo di moto mediante un dominio bidimensionale, sul quale si opera con una simulazione assialsimmetrica, bensì è necessario considerare il modello nella sua interezza. Al fine di ridurre il costo computazionale, si è operato con una porzione di soli 120° . Nuovamente, si è proceduto realizzando dapprima lo *sketch*, considerando una lunghezza pari a 320 mm e larghezza di 250 mm , per poi effettuare un'estrusione in rivoluzione. Il dominio risultante è riportato in figura:

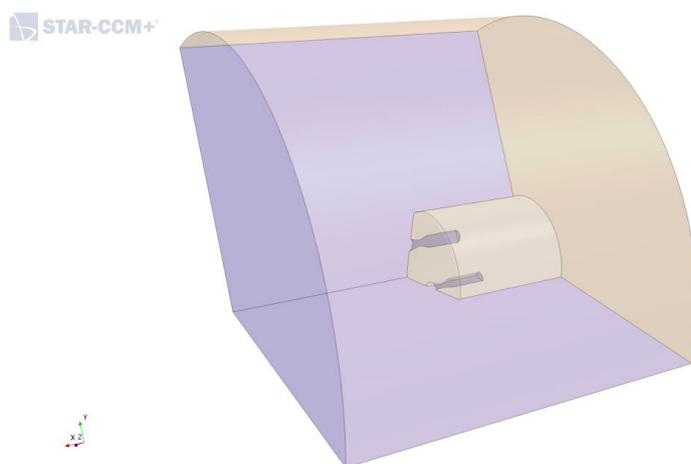


Figura 7-5 Dominio di calcolo 120°

Una volta costruito il dominio, si procede con la creazione delle singole regioni e la selezione delle condizioni al contorno, esattamente analoghe a quelle della *Run 165*. Infine, si impostano le condizioni di *periodic boundaries* in corrispondenza dei piani di simmetria.

7.4.2 Mesh

Per la realizzazione della griglia di calcolo si è operato cercando di minimizzare il numero di celle, garantendo un minor costo computazionale, infittendo però la *mesh* nelle regioni più critiche ed eliminando possibili errori di *floating point* o instabilità numeriche. Per fare ciò, sono state costruite delle parti geometriche sulla quale sono stati poi impostati dei *volumetric controls*. In particolare, è stato necessario aumentare il numero di celle in corrispondenza dei getti, mediante l'introduzione di due coni, e in corrispondenza delle sezioni di uscita degli ugelli, regioni che anche nelle simulazioni precedenti si sono dimostrate critiche. Infine, sono

stati applicati dei controlli anche in prossimità del *nose*. Di seguito si riportano più nel dettaglio le differenti *Parts*:

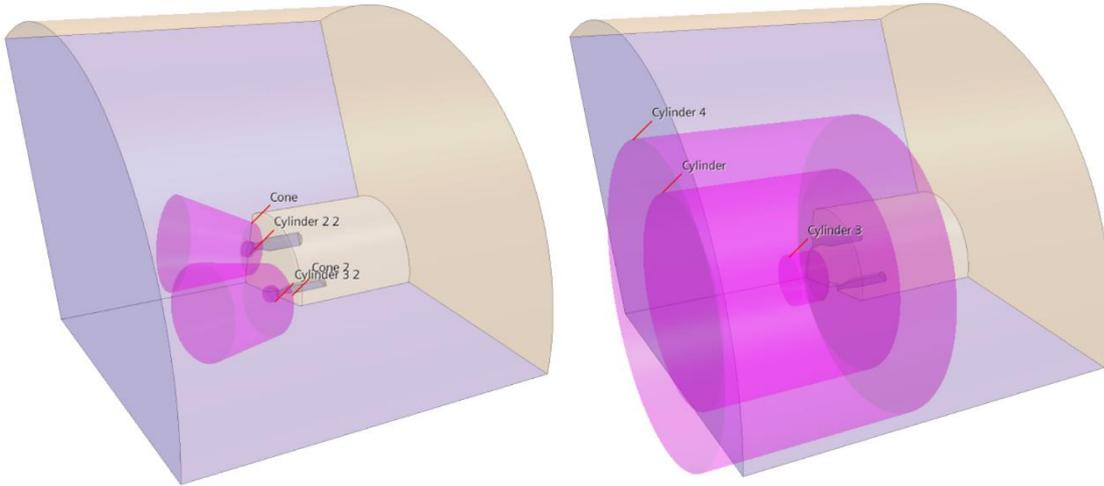


Figura 7-6 Parti geometriche per i controlli volumetrici

I differenti settaggi della *mesh* sono riportati nelle tabelle seguenti:

Default Controls

<i>Base Size</i>	0.005 m
<i>Target Surface Size</i>	0.0025 m
<i>Minimum Surface Size</i>	0.0025 m
<i>Surface Curvature</i>	36 Pts/circle
<i>Surface Growth Rate</i>	1.3
<i>Number of Prism Layer</i>	8
<i>Prism Layer Total Thickness</i>	2.0E-4 m

Tabella 7-3 Mesh Controls

Surface Control

<i>Target Surface Size</i>	7.5E-4 m
<i>Minimum Surface Size</i>	5.0E-4 m

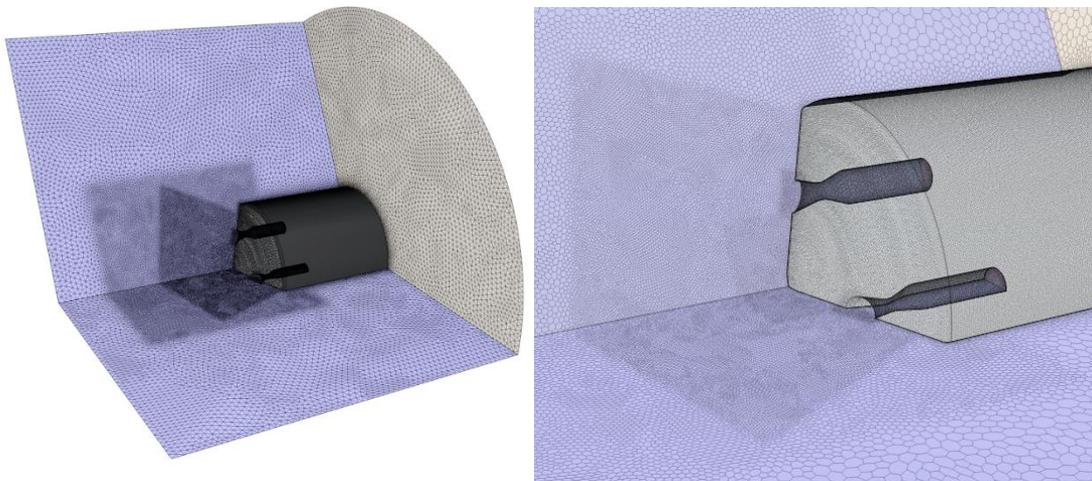
Tabella 7-4 Surface Control

Volumetric Control

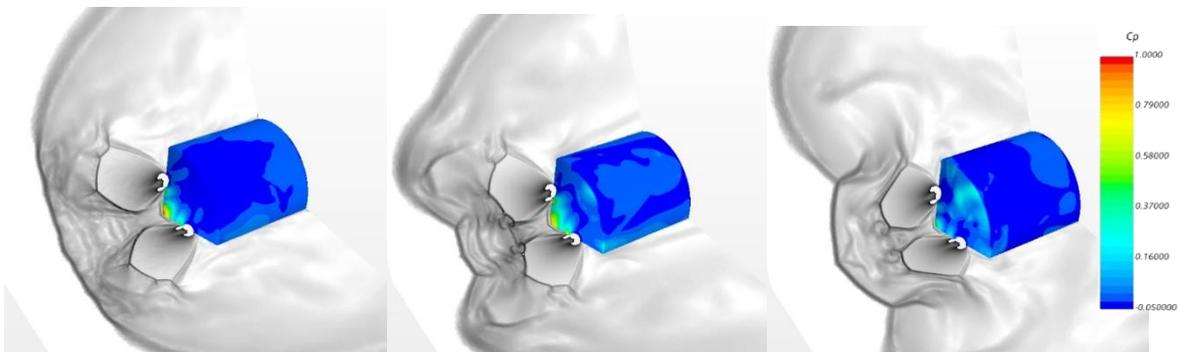
Getto	1 mm
Nozzle Exit	0.5 mm
Cilindro_1	0.75 mm
Cilindro_2	2 mm
Cilindro_3	5 mm

Tabella 7-5 Volumetric Control

La *mesh* risultante, di 1935186 celle, è riportata di seguito:

**Figura 7-7** Mesh Run 248 (sx) e dettaglio (dx) (120°)**7.5 Risultati**

Studiamo il campo di moto risultante, a partire dalle visualizzazioni *pseudo-Schlieren* per i vari modelli:

**Figura 7-8** Pseudo Schlieren Run 248 (120°) - $k-\omega$

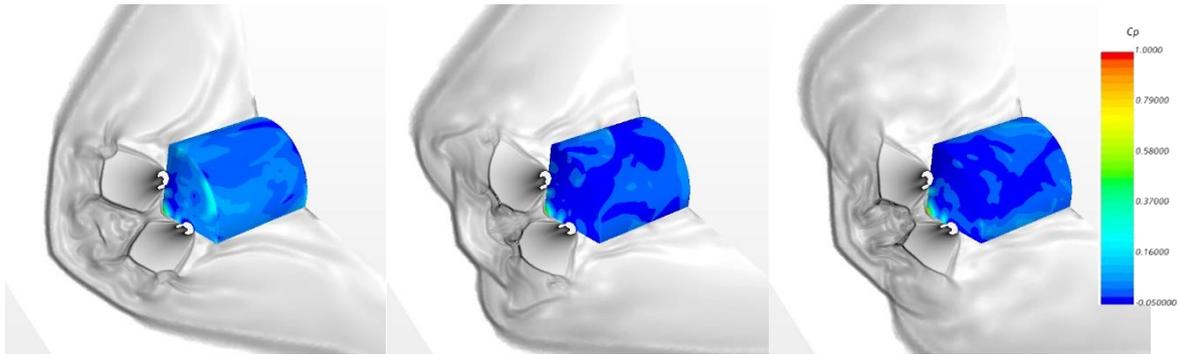


Figura 7-9 Pseudo Schlieren Run 248 (120°) - Laminare

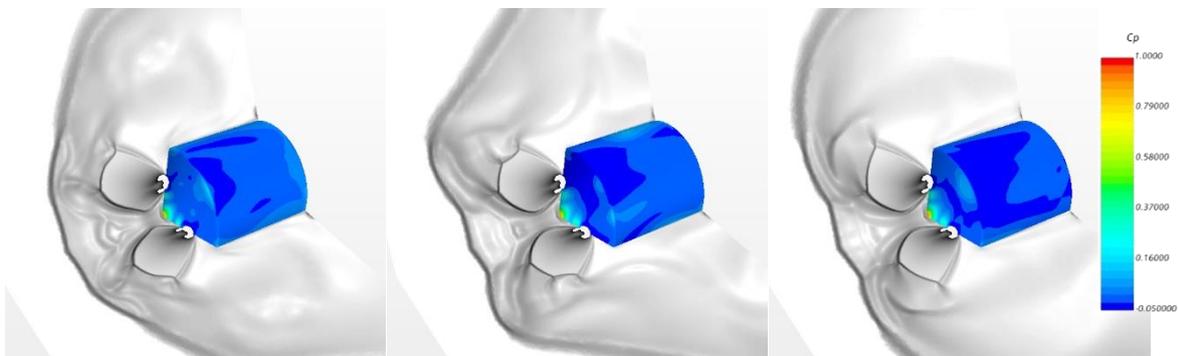


Figura 7-10 Pseudo-Schlieren Run 248 (120°) - Spalart-Allmaras

Considerando innanzitutto il modello laminare ed il $k-\omega$, è possibile osservare un campo di moto che dapprima appare piuttosto regolare, con i getti che spingono l'onda d'urto verso monte, senza che avvenga nessuna penetrazione. Successivamente si originano delle onde di pressione che, a partire dal punto triplo in prossimità del *nose*, si propagano verso il *bow shock*, determinando una deformazione periferica dello stesso. Si creano dunque delle bolle di ricircolo che vengono poi deviate verso valle, determinando un'ulteriore deflessione del *jet plume*. Il modello *Spalart-Allmaras* descrive invece una condizione ben diversa: terminato il transitorio appena descritto, il campo di moto diventa pressoché stazionario, con la scomparsa dei fenomeni di instabilità dei getti. Dunque, come già visto per la configurazione con ugello centrale, il modello *Spalart-Allmaras* determina un flusso globalmente più regolare, in disaccordo tuttavia con le visualizzazioni *Schlieren* sperimentali. Relativamente al coefficiente di pressione sulla superficie, notiamo come la presenza dei getti sia in grado di garantire lo *shielding* della regione periferica, con un C_p prossimo a 0.1, mentre in prossimità del *nose* si ottengono valori decisamente più intensi. In particolare, a seconda della struttura assunta dal *jet plume*, in questa regione possiamo trovare un'ulteriore onda d'urto.

Proseguiamo dunque con il calcolo della distribuzione media del coefficiente di pressione sulla superficie frontale del modello:

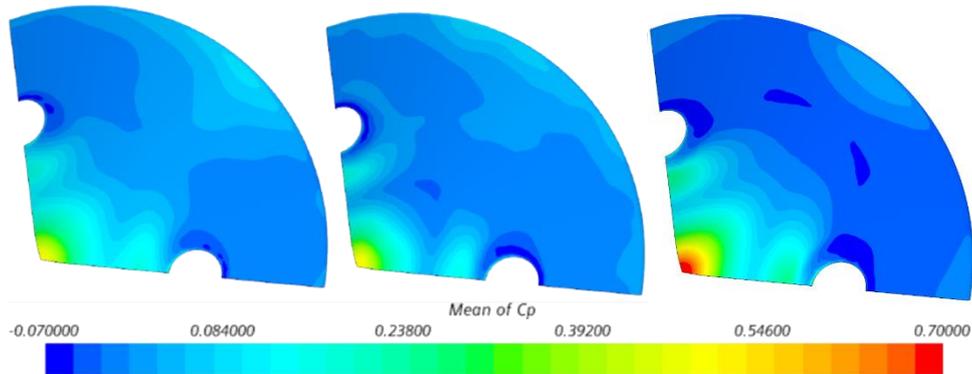


Figura 7-11 C_p medio $k-\omega$ (sx), laminare (centro), Spalart-Allmaras (dx) Run 248 (120°)

In ognuno dei tre casi si può evincere la presenza di un picco di pressione in corrispondenza del *nose* del modello, a causa dello spostamento verso l'esterno degli ugelli che permettono una maggiore preservazione del *bow shock* lungo l'asse. Da un primo confronto, si osserva come il modello laminare ed il $k-\omega$ riportino delle distribuzioni di C_p molto simili mentre Spalart-Allmaras è caratterizzato da valori più elevati. Vediamo queste differenze più nel dettaglio nel grafico seguente:

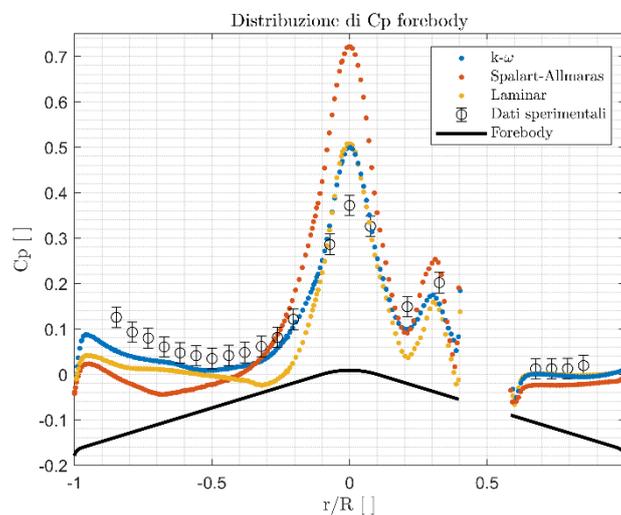


Figura 7-12 Distribuzione C_p media forebody Run 248 (120°)

Ognuno dei modelli presenta una sovrastima della pressione al *nose* rispetto ai dati sperimentali. Questa è ben più marcata per il modello Spalart-Allmaras, il quale prevede un C_p maggiorato di circa il 45%, piuttosto che per il laminare ed il $k-\omega$, per cui invece si misura un incremento del 20%. Ad eccezione di questa regione critica, le cui discrepanze potrebbero anche essere attribuite all'operazione di media effettuata dalle *pressure taps*,

complessivamente il modello $k-\omega$ segue ben più fedelmente i valori di galleria. I risultati suggeriscono inoltre come la soluzione ottenuta con *Spalart-Allmaras* presenti una minore coalescenza tra i *jet plume*, come si osserva in figura 7-13, comportando un minore schermaggio della superficie rispetto a quanto misurato sia sperimentalmente che dagli altri modelli.

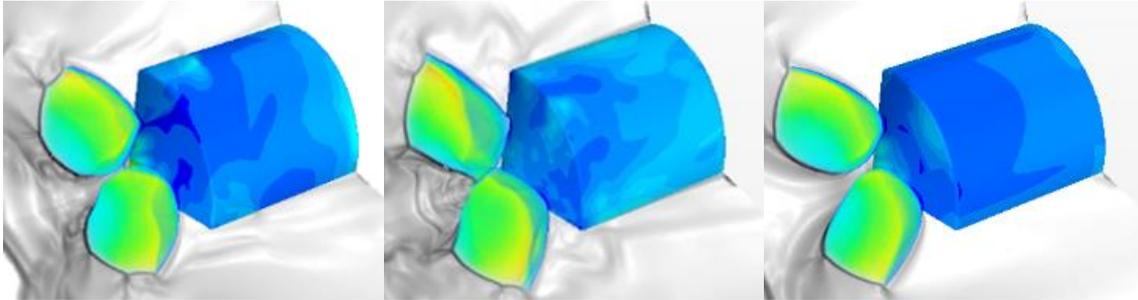


Figura 7-13 Confronto jet plumes: laminare (sx), $k-w$ (centro) e *Spalart-Allmaras* (dx)

Procediamo infine con il calcolo del coefficiente di forza assiale totale, andando a sommare al contributo di spinta $C_T \sim 2$ la resistenza agente sul modello:

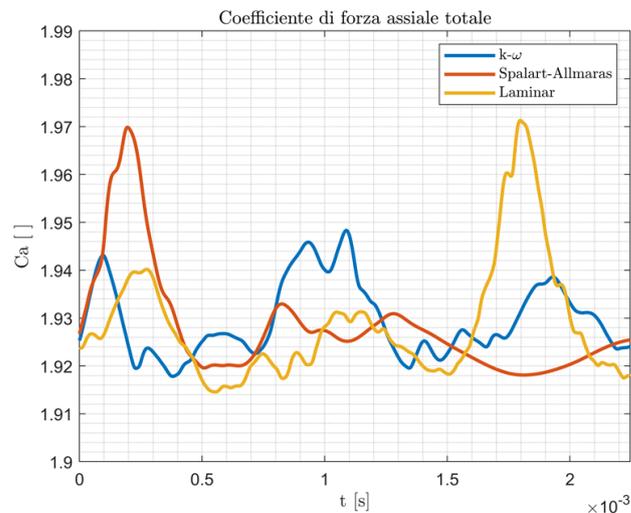


Figura 7-14 Confronto coefficiente di forza assiale totale Run 248

I risultati evidenziano un $C_{A_{tot}}$ che non presenta la stessa regolarità riscontrata con le configurazioni *single nozzle*, la quale era strettamente correlata al meccanismo di sfilamento ed impatto periodico dei vortici. Nel dettaglio, nonostante la disposizione periferica dei *thrusters*, ritroviamo il fenomeno di *drag disruption*, con il coefficiente di spinta C_T che risulta predominante. Il motivo è da attribuire alla progressiva coalescenza dei getti che, sebbene siano in grado di preservare in parte il contributo di pressione in corrispondenza del *nose*, comportano la schermatura di buona parte della superficie. Tuttavia, le oscillazioni di $C_{A_{tot}}$

risultano essere più modeste rispetto alla configurazione con ugello centrale, dunque ciò si potrebbe tradurre in una maggiore stabilità del veicolo durante il rientro atmosferico. Il modello *Spalart-Allmaras* vede invece una prima fluttuazione, relativa al transitorio, per poi tendere ad un valore stazionario, per i motivi appena descritti.

7.6 Conclusione

La configurazione *triple nozzle* determina un campo di moto ben più complesso rispetto al caso con singolo ugello centrale, fortemente instazionario e dominato da fenomeni di instabilità sia dei getti che dell'onda d'urto. Per numero di Mach pari a 4.6 e $C_T \approx 2$, i test sperimentali evidenziano un meccanismo di penetrazione periferica del *bow shock*, con una progressiva coalescenza dei *jet plumes*. Ciò determina la schermatura di buona parte della superficie dalla corrente di *freestream*, ad eccezione del *nose* del modello, laddove il crollo del coefficiente di pressione risulta meno brusco. Confrontando i risultati ottenuti su *Star-CCM+*, osserviamo come *Spalart-Allmaras* descriva un campo di moto caratterizzato da una progressiva stazionarietà, contrariamente a quanto si può evincere dalle osservazioni *Schlieren* sperimentali, mentre il modello laminare ed il $k-\omega$ riportano un'evoluzione più in linea con esse. Data la complessità nell'andare a quantificare opportunamente le dimensioni dei singoli elementi del flusso, il confronto quantitativo si basa unicamente sulla distribuzione del coefficiente di pressione medio sulla superficie del *forebody*. Ad eccezione di una lieve sovrastima in corrispondenza del *nose*, il modello $k-\omega$ segue i dati di galleria con buona accuratezza, assieme al laminare. *Spalart-Allmaras* si dimostra invece inadatto per il caso considerato. Ovviamente, risulta opportuno investigare maggiormente tale configurazione, andando a considerare un modello completo, implementando *mesh* differenti ed osservando come si comportano i modelli per diversi coefficienti di spinta, al fine di individuare la condizione ottimale in grado di preservare il *bow shock*, aumentando dunque la forza assiale totale agente.

CAPITOLO 8

8. Scenari futuri della retropropulsione supersonica

8.1 Introduzione

I risultati ottenuti nei capitoli precedenti rappresentano uno step fondamentale per il raggiungimento della maturità tecnologica nell'ambito della retropropulsione supersonica. Questa viene anche definita come *Technology Readiness Level (TRL)* e può essere valutata mediante le linee guida stabilite dalla *NASA* e riportate in (25). In particolare, si distinguono sei livelli distinti: si parte da una prima osservazione del fenomeno, seguita dall'elaborazione di un modello analitico, per poi proseguire con test sperimentali di validazione condotti in laboratorio. Infine, si arriva alla progettazione di un prototipo, testato nell'ambiente di riferimento, che in questo caso dovrà riflettere le caratteristiche dell'atmosfera marziana. Di seguito andremo a fornire una rapida descrizione delle principali sfide che è necessario affrontare al fine di garantire l'integrazione della retropropulsione supersonica nei futuri sistemi *EDL* marziani.

8.2 Sfide principali

8.2.1 Configurazione del veicolo

Relativamente alla configurazione della capsula di rientro è possibile distinguere due diverse soluzioni: la prima prevede l'integrazione del sistema propulsivo all'interno dello scudo termico del veicolo, al di sotto del *payload*, mentre la seconda si basa su una configurazione analoga al modello *skycrane* descritto nel capitolo 2.3.3, con i motori inclusi nel *backshell* che vengono accesi dopo l'espulsione dell'*heatshield*. Vediamo dunque come il design della retropropulsione supersonica sia fortemente vincolato all'evoluzione a cui va incontro il veicolo durante le fasi di rientro atmosferico, a sua volta correlato all'architettura *EDL* considerata. Inoltre, è importante valutare come la geometria del veicolo e dei motori potrebbe influire sulle interazioni tra getto e onda d'urto descritte precedentemente (26).

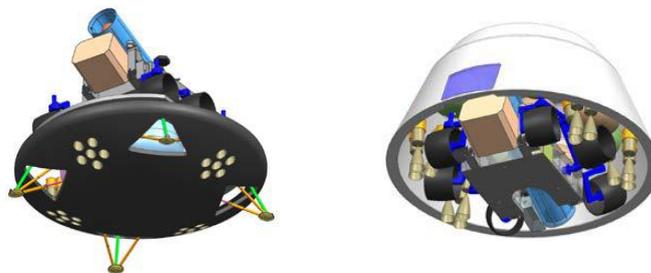


Figura 8-1 Possibili configurazioni del veicolo: *legged lander* (sx) vs *skycrane* (dx) (6)

8.2.2 Sistema propulsivo

Nel caso di missioni su Marte, si prevede l'impiego di motori LO_2/LCH_4 capaci di fornire spinte molto elevate, dell'ordine di $\sim 100 \text{ kN}$, e capaci di controllare in modo efficace la traiettoria del veicolo, con un rapporto di *throttling* di 10:1 (4). Ovviamente, tra i requisiti fondamentali troviamo innanzitutto la necessità di garantire l'integrità degli ugelli durante le fasi di rientro. Inoltre, è necessario verificare la capacità di accensione dei motori in condizioni di corrente supersonica incidente. Anche in questo caso, la configurazione del veicolo ha un effetto rilevante sul dimensionamento dei vari sistemi, facendo sorgere problemi relativi all'espulsione del calore, specie nel caso di motori interni. Per coefficienti balistici compresi tra i 300 ed i 400 kg/m^2 , si prevedono rapporti spinta-peso T/W dell'ordine di 3-5, con frazione in massa del propellente di circa il 25%, contro il 19% del *Mars Science Laboratory*. Prossimi al *touchdown*, si prevede invece una $T/W \sim 1$, ottenibile sia mediante *throttling* che attraverso lo spegnimento di uno o più motori. Per questo motivo, le configurazioni con più *nozzles* sono da preferire, consentendo di semplificare le operazioni di regolazione della spinta (6).

8.2.3 Aerodinamica ed aerotermodinamica

Gli studi precedenti hanno visto la validazione di codici CFD al fine di simulare e comprendere il meccanismo di interazione tra i getti ed il *bow shock*, permettendo dunque il calcolo del coefficiente di forza assiale totale. Tuttavia, il meccanismo di sfilamento e riflessione delle strutture vorticosi che caratterizza le diverse *Run* ha sicuramente un impatto sui momenti agenti sul veicolo e dunque sulla complessiva stabilità dello stesso, specie durante il transitorio di accensione dei motori. Altrettanto critica risulta la deflessione del getto verso valle, in corrispondenza del punto di stagnazione, il quale determina un meccanismo di scambio termico convettivo e radiativo, da quantificare al fine di procedere con l'opportuno dimensionamento dei sistemi di protezione termica. A ciò si aggiungono rischi di contaminazione chimica per effetto dei gas di scarico. Conseguentemente, avendo ottenuto buoni risultati relativamente ai test in galleria del vento con aria preriscaldata a circa 300 K , è necessario procedere andando ad introdurre gas caldi, originati dalla combustione all'interno della camera di stagnazione, valutando il surriscaldamento della superficie e validando i risultati CFD attraverso nuovi test sperimentali.

8.2.4 Test di volo

Tra i requisiti fondamentali per l'implementazione della retropropulsione supersonica per le future missioni marziane troviamo ovviamente il successo di test di volo, condotti in condizioni

tali da ricreare quelle di un possibile rientro atmosferico. Ad oggi, l'unica compagnia che ha introdotto l'impiego di motori a razzo al fine di decelerare un veicolo a velocità supersonica è stata *SpaceX*, con il *Falcon 9*. L'obiettivo primario è quello di permettere il recupero dei *booster* del lanciatore, al fine di garantirne il riutilizzo ed abbattere dunque i costi delle future missioni spaziali. I primi test risalgono al 2013, ma è solo nel 2015 che si è completato con successo il rientro del primo stadio, ottenendo il *soft touchdown*. I dati di volo misurati nelle missioni successive hanno inoltre consentito di valutare la controllabilità del veicolo, sia durante il transitorio di accensione che durante la retropropulsione, dimostrando un'ottima stabilità. Inoltre, il primo stadio si trova ad essere investito da gas di scarico ad una temperatura di 1000 K , rendendo fondamentale un'analisi aerotermodinamica, al fine di valutare i carichi termici agenti sulla superficie (11). Oltre a rappresentare una svolta per l'industria aeronautica, l'implementazione della *SRP* in atmosfera terrestre può essere in grado di fornire importanti informazioni anche per le applicazioni su Marte. Difatti, dalle telemetrie di volo si osserva come, durante il cosiddetto *entry burn*, la traiettoria balistica del veicolo ricada all'interno di un range di Mach e pressione dinamica molto prossimo a quello ipotizzato per la retropropulsione supersonica marziana (26). In figura si riportano i dati registrati per l'*F9-10* e *13*:

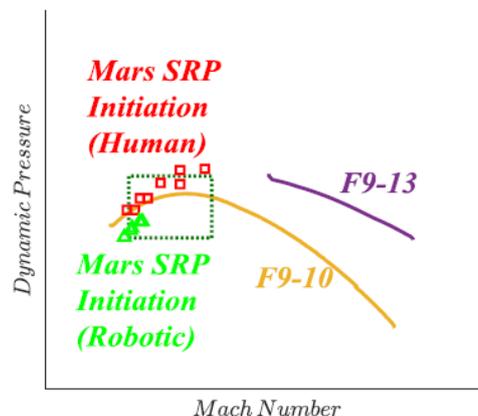


Figura 8-2 Regime di volo durante l'*entry burn* del *Falcon 9* (26)

Questi risultati evidenziano come non esistano particolari limiti relativamente all'implementazione della *SRP* per le future missioni su Marte. Conseguentemente, una volta studiata la fenomenologia del campo di moto ed avendo individuato il setup numerico ottimale, il confronto dei risultati forniti da codici *CFD* con i parametri misurati dalla sensoristica durante l'*entry burn* del *Falcon 9*, può sicuramente fornire preziose informazioni e far progredire il processo di validazione.

CAPITOLO 9

9. Conclusioni

Se raggiungere Marte rappresenta già di per sé una sfida impegnativa, garantire l'atterraggio morbido di un veicolo spaziale sulla sua superficie risulta ancor più complesso. L'atmosfera fortemente rarefatta e la superficie irregolare del pianeta, ricca di ostacoli, crateri e vette, sono solo alcuni dei fattori che rendono il design dei sistemi di *Entry, Descent and Landing* una grande sfida tecnologica. Il successo delle missioni dagli anni Settanta ad oggi hanno potuto beneficiare di *payload* modesti, con un carico massimo pari a circa 1 tonnellata raggiunto con il *Mars Science Laboratory*. La dissipazione dell'energia cinetica mediante l'impiego di paracaduti supersonici si presenta tuttavia come una soluzione inefficiente per il futuro dell'esplorazione marziana, complici le masse dell'ordine delle decine di tonnellate ed alti coefficienti balistici, con veicoli progressivamente più avanzati e capaci di ospitare un equipaggio umano. In questo scenario, la retropropulsione supersonica, ipotizzata già ai tempi del programma *Viking* e di nuovo al centro dell'attenzione dagli inizi del duemila, si presenta come una delle soluzioni più promettenti, anticipando la *powered descent* quando il veicolo si trova ancora a Mach maggiori dell'unità. Lo studio del campo di moto di questa configurazione rappresenta dunque un requisito fondamentale per studiarne l'efficienza e, data la grande complessità nel condurre test sperimentali in grado di ricreare le condizioni di un rientro marziano, prevede l'impiego di codici CFD, che prima devono essere validati. Le analisi dei diversi *test case* mediante *Star-CCM+* forniscono risultati promettenti. Relativamente alla configurazione con ugello centrale, i modelli considerati consentono di ottenere la medesima struttura del campo di moto, con le differenze principali rinvenibili nel meccanismo di oscillazione del punto triplo ed il conseguente sfilamento di vortici. La sezione di uscita del *nozzle* si presenta come una regione particolarmente critica, incline ad instabilità numeriche, necessitando inoltre di una griglia ben rifinita al fine di seguire il meccanismo di impatto delle onde di pressione con la superficie frontale del modello. Il modello laminare e soprattutto il $k-\omega$ SST consentono di ottenere una distribuzione del coefficiente di pressione in linea con i dati sperimentali, mentre *Spalart-Allmaras*, complice la maggiore regolarità del campo di moto, tende a sottostimare questi ultimi. La dipendenza sia dal modello che dalla griglia tende tuttavia a scomparire andando a ridurre il coefficiente di spinta del getto. Permangono delle criticità riguardo al campo di temperatura, con la presenza di zone calde in corrispondenza del punto triplo che, inevitabilmente, vengono diffuse nel resto del campo di moto, proseguendo

verso valle. Eliminare queste regioni, la cui nascita è probabilmente legata ad instabilità numeriche precedentemente citate, è un requisito fondamentale al fine di poter investigare gli aspetti aerodinamici, particolarmente rilevanti durante il rientro atmosferico. L'analisi dei modelli tridimensionali consente di verificare l'effettiva assialsimmetria del campo di moto, che può dunque essere investigato andando a ridurre notevolmente il costo computazionale della simulazione. Anche in questo caso però, la selezione della *mesh* assume un ruolo chiave: un raffinamento omogeneo, in corrispondenza del getto e della sezione di uscita, consente di ottenere un campo di moto ben più in linea con i risultati sperimentali e numerici rispetto ad una griglia adattiva. La retropropulsione mediante disposizione periferica dei motori origina invece un campo di moto notevolmente più complesso, caratterizzato da forti instazionarietà. Nuovamente, il modello $k-\omega$ SST ed il laminare consentono di ottenere risultati soddisfacenti relativamente alla distribuzione del coefficiente di pressione sulla superficie del *forebody*, anche considerando una sola porzione di 120° del modello. Effettuare dei confronti relativamente al campo di moto risulta invece ben più complesso, a causa dell'irregolarità del flusso e l'assenza di dati rinvenibili in letteratura. Tuttavia, è possibile verificare come un coefficiente di spinta di circa 1.93, per un Mach di *freestream* di 4.6, determini una coalescenza dei getti tale da determinare nuovamente il crollo della resistenza agente sul modello, affidando la quasi totalità della decelerazione alla spinta fornita dai motori. Questa trattazione ha dunque consentito di gettare le basi per i futuri studi sull'argomento, avendo fornito un'analisi delle principali caratteristiche della retropropulsione supersonica, per le due configurazioni principali, una descrizione delle diverse criticità che si incontrano durante la sua simulazione con codici CFD, ed i principali accorgimenti da seguire durante il setup numerico al fine di ottenere una buona corrispondenza con i risultati sperimentali. Ovviamente, al fine di garantire una futura implementazione di questa tecnologia, è ancora necessario raggiungere il giusto grado di maturità, andando a risolvere gli interrogativi principali ancora aperti. Sarà dunque necessario intervenire in modo diretto sulla geometria del veicolo impiegato, al fine di analizzare come quest'ultimo vada ad influire sulla complessa interazione tra il getto ed onda d'urto, così come gli effetti in termini di stabilità. Inoltre, è opportuno investigare come evolve il campo di moto introducendo gas caldi, frutto della combustione di miscele di ossigeno liquido e kerosene o originati da motori ad idrazina. Infine, sarà necessario condurre simulazioni relative ad un possibile scenario di missione, andando a comparare i risultati con quelli ottenuti da test di volo. A tale proposito, durante il rientro atmosferico del primo stadio dei lanciatori progettati dalla *Space-X*, i *booster* si trovano ad implementare la retropropulsione supersonica

a quote tanto elevate da intercettare, per una breve finestra temporale, le condizioni raggiunte per un rientro marziano. Questi dati potrebbero dimostrarsi dunque particolarmente preziosi per approfondire questa tecnologia e garantirne l'implementazione per le missioni su Marte del prossimo decennio.

Bibliografia

1. **Manning, R.M. and Adler, M.** '*Landing on Mars*'. California : AIAA-2005-6742 Session : SR-6 AIAA Space 2005 Conference.
2. **Braun, R. D. and Manning, R. M.** '*Mars Exploration Entry, Descent and Landing Challenges.*' s.l. : Journal of Spacecraft and Rockets, Vol. 44, No. 2, pp. 310–323., 2007.
3. **Fagin, M. H.** *Payload Mass Improvements of Supersonic Retropropulsive Flight for Human Class Missions to Mars*. Purdue University : s.n., 2015.
4. **Edquist, K. T., et al.** *Development of Supersonic Retro-Propulsion for Future Mars Entry, Descent, and Landing Systems*. s.l. : AIAA Paper 2010-504, July 2010.
5. **Burkhart, P. D.** *Mars Science Laboratory Entry, Descent, and Landing System Overview*. s.l. : Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, April 2008.
6. **Wolf, A.** *Supersonic Retropropulsion (SRP) for Robotic Mars Landers*. s.l. : Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, August 2016.
7. **Franquet, E. et al.** *Free underexpanded jets in a quiescent medium: A Review*. s.l. : Université de Pau et des Pays de l'Adour, September 2015.
8. **Korzun, A. M.** *Aerodynamic And Performance Characterization Of Supersonic Retropropulsion For Application To Planetary Entry And Descent*. s.l. : Georgia Institute of Technology, Thesis, May 2012.
9. **Cordell, C. E.** *Computational Fluid Dynamics And Analytical Modeling Of Supersonic Retropropulsion Flowfield Structures Across A Wide Range Of Potential Vehicle Configurations*. s.l. : Georgia Institute of Technology, PhD Thesis, December 2013.
10. **Korzun, A. M. et al.** *A Survey of Supersonic Retropropulsion Technology for Mars Entry, Descent, and Landing*. Atlanta : IEEE Aerospace Conference Proceedings, April 2008.
11. **Zilker, F. B.** *Aerothermal Analysis of Re-usable First Stage during Rocket Retro-propulsion*. s.l. : Institut für Thermodynamik der Luft- und Raumfahrt (ITLR), Master Thesis, January 2018.
12. **Moukalled, F., Mangani, L., Darwish, M.** *The Finite Volume Method in Computational Fluid Dynamics*. s.l. : Springer, Cham, August 2015.
13. **Wilcox, D.** *Turbulence Modeling for CFD*. s.l. : DCW Industries. Inc, 2006.
14. **Pope, S. B.** *Turbulent Flows*. s.l. : Cambridge University Press, 2000.
15. **Spalart, P. R. and Allmaras, S. R.** *A one-equation turbulence model for aerodynamic flows*. s.l. : La Recherche Aérospatiale, (1):5–21, 1994.
16. **Wilcox, D.** *Formulation of the k-w Turbulence Model Revisited*. s.l. : DCW Industries, Inc., La Cañada, California 91011.
17. **Menter, F. R.** *Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications*. s.l. : NASA Ames Research Center, Moffett Field, California 94035, August 1994.
18. **Wilkes, J. A. et al.** *Fluorescence Imaging of Underexpanded Jets and Comparison with CFD*. s.l. : NASA Langley Research Center, Hampton VA, 23681-2199, August 2019.

-
19. **Schauerhamer, D. G.** *Supersonic Retropropulsion Computational Fluid Dynamics Validation with Langley 4x4 Foot Test Data*. s.l. : JOURNAL OF SPACECRAFT AND ROCKETS, Vol. 51, No. 3, May–June 2014.
 20. **Berry, S. A. and Rhode, M. N.** *Supersonic Retropropulsion Test 1853 in NASA LaRC Unitary Plan Wind Tunnel Test Section 2*. s.l. : Langley Research Center, Hampton, Virginia. NASA/TP–2014-218256.
 21. **Kleb, B. et al.** *Toward Supersonic Retropropulsion CFD Validation*. March 2018.
 22. **Rhode, M. N. and Oberkampf, W. L.** *Estimation of Uncertainty for a Supersonic Retro-Propulsion Model Validation Experiment in a Wind Tunnel*. s.l. : 42nd AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit: Conference Paper, June 2012.
 23. **Codoni, J. R. and Berry, S. A.** *Analysis of Dynamic Data from Supersonic Retropropulsion Experiments in NASA Langley’s Unitary Plan Wind Tunnel*. New Orleans, Louisiana : 42nd AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit, September 2012.
 24. **Schauerhamer, D. G.** *Validation of OVERFLOW for Supersonic Retropropulsion*. s.l. : Jacobs/NASA JSC, October 2012.
 25. **Mankins, J.** *Technology Readiness Levels: A White Paper*. s.l. : NASA Office of Space Access and Technology, Advanced Concepts Office, April 1995.
 26. **Braunn, R. D., Sforzo, B., Campbell, C. H.** *Advancing Supersonic Retropropulsion Using Mars-Relevant Flight Data: An Overview*. s.l. : AIAA, 2017.

Ringraziamenti

Ringrazio i professori Domenic D'Ambrosio e Roberto Marsilio del Politecnico di Torino ed il professor Luigi Vigevano del Politecnico di Milano per avermi seguito in modo costante in questi mesi, fornendomi tutte le conoscenze necessarie al raggiungimento dei miei obiettivi.

Ringrazio la mia famiglia, per aver sempre creduto in me. Grazie ai miei genitori e mio fratello, ai miei nonni, zii, cugini e a Nina.

Ringrazio i miei amici, per essere stati sempre al mio fianco. Spero che rimarremo sempre uniti, qualsiasi cosa ci riservi il futuro.

Ringrazio Jesi, Genova, Torino e Borgo Fornari per questi cinque anni che, tra alti e bassi, so bene che rimpiangerò.

Grazie a tutti, spero che in futuro io possa rendervi orgogliosi di me.