

POLITECNICO DI MILANO  
Scuola di Ingegneria Industriale e dell'Informazione  
Corso di Laurea Magistrale in Ingegneria Energetica  
Dipartimento di Energia



**POLITECNICO**  
**MILANO 1863**

**SIMULAZIONE DELL'INIEZIONE DI GAS NEI CONDOTTI DI  
ASPIRAZIONE DI UN MCI MEDIANTE MODELLAZIONE  
FLUIDODINAMICA 1D**

Relatore: Prof. Gianluca MONTENEGRO  
Correlatore: Ing. Tarcisio CERRI  
Correlatore: Ing. Stefano GOLINI

Tesi di laurea di:  
Simone BUSNELLI Matr. 818044  
Manuela TRAINA Matr. 817115

Anno Accademico 2015–2016



# Ringraziamenti

Desideriamo ringraziare il professor Gianluca MONTENEGRO per averci sempre sostenuto ed aiutato durante questi mesi di lavoro. La sua grande esperienza e le sue conoscenze ci hanno aiutato a superare le difficoltà incontrate, e ci hanno sempre spinto alla ricerca della soluzione migliore e non della soluzione più semplice.

Desideriamo ringraziare il professor Tarcisio CERRI, con il quale abbiamo ampiamente collaborato per tutta la tesi. La sua visione globale del motore ci ha permesso di identificare e risolvere le problematiche ponendo attenzione ai parametri motoristici fondamentali. Ci auguriamo che quanto imparato con Lei possa essere importante per la nostra carriera professionale.

Desideriamo ringraziare anche il professor Angelo ONORATI, per averci dato la grande possibilità di collaborare con il Gruppo Motori del Politecnico di Milano. Senza di Lei non ci saremmo potuti appassionare ai motori a combustione interna. I suoi consigli nel corso della tesi sono sempre risultati estremamente utili.

Ringraziamo l'ingegner Stefano GOLINI del CNH Industrial per averci fornito i dati sperimentali necessari alle simulazioni. Speriamo che il lavoro da noi svolto le sia gradito.

Ringraziamo infine tutto il Gruppo Motori del Politecnico di Milano, diventato in un certo senso la nostra seconda casa in quest'anno di tesi.

Simone e Manuela

Ringrazio la mia famiglia per avermi sempre sostenuto durante questi anni di studio intenso. Mi avete sempre spronato a dare il meglio di me stesso e incoraggiato con ogni mezzo. Ancora una volta grazie, perché una non è abbastanza.

Ringrazio i miei amici Manuel e Alberto, e le mie amiche Valentina, Serena ed Irma con i quali ho condiviso questi anni e che mi sono sempre stati accanto, anche nelle pazzie. Siete la mia seconda famiglia!

Ringrazio i miei ex-coinquilini Erasmus, perché mi hanno semplicemente cambiato la vita. Mi mancate un sacco!

Un grosso grazie infine ai miei compagni di università Andrea, Luca, Edoardo, Lorenzo e Davide perché senza di voi questi anni non sarebbero stati gli stessi. Spero di poter continuare a lavorare e condividere il mio tempo con voi! Un caloroso grazie va però al mio compagno Edoardo, per tutti Eddy, senza i nostri ragionamenti pomeridiani sulle condizioni al contorno forse la mia tesi non sarebbe conclusa!

Desidero infine ringraziare la mia compagna di tesi Manuela per la pazienza dimostrata nei miei confronti, ma soprattutto perché di Pikachu ce n'è una sola!

Simone

Desidero sicuramente ringraziare la mia famiglia, che mi è sempre stata vicina in questi anni, nonostante non siano sempre stati facili. Mi avete sempre sostenuta con pazienza, dalla scelta di seguire questo percorso, fino alla sua fine. Ve ne sarò sempre grata!

Un sincero grazie va poi ai miei amici, senza i quali sarebbe stato tutto più difficile! Gre, Cathe, Marco e Berto, ci siete sempre stati per me e mi siete stati vicini in ogni momento, supportandomi e sicuramente anche sopportandomi e per questo vi ringrazio davvero tantissimo. Le nostre serate assieme sono sempre le migliori!

Vorrei infine ringraziare anche Simone, perché nonostante le difficoltà ci siamo sempre sostenuti a vicenda per arrivare in fondo! Quindi grazie, anche se mi chiami Pikachu!

Manuela

# Sommario

Il presente lavoro di tesi riguarda lo sviluppo di un modello di iniezione indiretta di gas naturale nel collettore di aspirazione di un motore a combustione interna. Attraverso un modello fluidodinamico monodimensionale si è analizzato il comportamento del motore turbo-sovralimentato Cursor 13, prodotto da FPT Industrial (brand del gruppo CNH Industrial), utilizzando come fluido di lavoro gas perfetto. In seguito, per verificare la maggiore accuratezza dei risultati ottenibili utilizzando come fluido di lavoro un miscela ideale di gas ideali, si è implementata l'iniezione del gas naturale nel collettore di aspirazione, in un modello finale a cinque specie, quali  $O_2$ ,  $N_2$ ,  $H_2O$ ,  $CO_2$  e GAS NATURALE. In ultima analisi si è verificata l'incidenza della mesh e della geometria utilizzata per la schematizzazione sui risultati ottenuti, confrontando le diverse soluzioni con i valori sperimentali gentilmente forniteci da FPT Industrial. Il software utilizzato per la simulazione è il GASDYN, sviluppato dal Gruppo Motori ICE del Politecnico di Milano, con cui abbiamo avuto la grande opportunità di collaborare.

***Parole chiave:** Iniezione indiretta, modellazione 1D, Cursor 13, gas naturale, Gasdyn, modello gas perfetto, modello miscela di gas ideali*



# Abstract

The present work relates to development of a model for natural gas indirect injection into the intake manifold of an internal combustion engine. A 1D fluid-dynamic model is used to analyze the behavior of the turbo-charged engine Cursor 13 produced by FPT Industrial (a brand of CNH Industrial group), using a perfect gas as working fluid. Then, to search for higher accuracy of the results, an ideal mixture of ideal gases working fluid is used. In this case, a natural gas injection is implemented into the intake manifold, for a final five species model:  $O_2$ ,  $N_2$ ,  $H_2O$ ,  $CO_2$  and NATURAL GAS. Finally, we analyzed the incidence of different type of mesh and schematic geometry used for the simulations, in comparison with the experimental values kindly provided by FPT Industrial. The software used for the simulation is GASDYN, developed by ICE Motors Group of «Politecnico di Milano», with whom we had the great opportunity to cooperate.

**Key words:** *Indirect injection, 1D modeling, Cursor 13, natural gas, Gasdyn, ideal gas model, mixture of ideal gases model*





# Indice

<b>Introduzione</b>	<b>1</b>
<b>1 Il gas naturale</b>	<b>5</b>
1.1 IL GAS NATURALE NEI MOTORI A COMBUSTIONE INTERNA	6
1.1.1 Tecnologie per l'iniezione del gas naturale nei MCI	9
1.1.2 La conversione di un motore Diesel in un motore a gas naturale	12
<b>2 Le equazioni del gas perfetto</b>	<b>15</b>
2.1 LE EQUAZIONI CARDINALI	15
2.1.1 Le equazioni indefinite di conservazione	15
2.2 IL MODELLO MONODIMENSIONALE PER GAS PERFETTO	17
2.2.1 Il modello monodimensionale	17
2.2.2 L'equazione di continuità	18
2.2.3 L'equazione di conservazione della quantità di moto	18
2.2.4 L'equazione di conservazione dell'energia	19
2.2.5 La formulazione delle equazioni in forma conservativa	20
2.2.6 Il gas perfetto	21
2.3 I METODI NUMERICI	22
2.3.1 Introduzione alla modellazione numerica	22
2.3.2 Il metodo delle caratteristiche per gas perfetto	22
2.3.3 I metodi Shock-Capturing	29
2.3.4 Il metodo di Lax-Wendroff	30
2.3.5 Il metodo di MacCormack	33
2.3.6 Il problema delle oscillazioni spurie	34
2.3.6.1 Schemi risolutivi TVD	35
2.3.6.2 La tecnica FCT	36
<b>3 La modellazione del motore Cursor 13</b>	<b>39</b>
3.1 MODELLAZIONE DEL CURSOR 13 IN GASDYN PRE 3	39
3.1.1 Descrizione del motore	39
3.1.2 Il collettore di aspirazione	42
3.1.3 Cilindri e valvole	45

3.1.4	Il collettore di scarico . . . . .	47
3.1.5	Turbomacchine . . . . .	48
3.2	LE CURVE CARATTERISTICHE DELLE TURBOMACCHINE . .	48
3.2.1	Il compressore . . . . .	49
3.2.2	La turbina radiale . . . . .	51
3.2.3	L'approccio semi-teorico . . . . .	54
3.2.4	L'approccio statistico . . . . .	56
3.3	MODELLAZIONE FLUIDODINAMICA DELL'INTERCOOLER . .	58
<b>4</b>	<b>I risultati ottenuti con fluido di lavoro modellato come gas perfetto</b>	<b>63</b>
4.1	ANALISI DI CONVERGENZA DEL TURBO COMPRESSORE . .	63
4.2	ANALISI DELLE PORTATE . . . . .	67
4.3	ANALISI DI PRESSIONI E TEMPERATURE . . . . .	69
4.4	ANALISI DELLE GRANDEZZE CARATTERISTICHE DEL MOTORE . . . . .	73
4.5	OSSERVAZIONI SUL MODELLO GAS PERFETTO TURBO SOVRALIMENTATO . . . . .	74
4.6	LA SEMPLIFICAZIONE DEL MODELLO TURBO SOVRALIMENTATO DEL CURSOR 13 . . . . .	75
<b>5</b>	<b>Le equazioni del gas ideale</b>	<b>79</b>
5.1	IL MODELLO MONODIMENSIONALE PER MISCELA DI GAS IDEALI . . . . .	79
5.1.1	Le equazioni della miscela di gas ideali . . . . .	79
5.2	L'ENERGIA INTERNA DELLA SPECIE FUEL . . . . .	85
5.2.1	La determinazione dei coefficienti $\alpha_1$ e $\alpha_2$ per la specie FUEL . . . . .	86
5.3	IL METODO DELLE CARATTERISTICHE PER MISCELA DI GAS IDEALI . . . . .	90
5.3.1	La determinazione delle variabili di Riemann per miscela di gas ideali . . . . .	90
5.3.2	Il metodo ibrido per la determinazione delle variabili di Riemann nel caso di miscela di gas ideali . . . . .	94
5.3.3	Le pathline . . . . .	94
<b>6</b>	<b>Gli sviluppi apportati al codice GASDYN</b>	<b>97</b>
6.1	LE MODIFICHE AL CODICE GASDYN . . . . .	97
6.1.1	La specie FUEL e la sua iniezione . . . . .	97
6.1.2	Le specie aria e combustibile all'interno del cilindro e il rapporto aria-combustibile . . . . .	98
6.1.3	Il metodo di regolazione di iniezione nel caso di gas naturale . . . . .	100

---

6.1.4	Il volume zero-dimensionale, il metodo delle caratteristiche per miscela di gas ideali e le pathline . . . . .	102
6.1.4.1	Il volume 0-D . . . . .	105
6.1.4.2	Il metodo delle caratteristiche per miscela di gas ideali e la sua applicazione al volume 0-D . . . . .	106
6.1.4.3	Le pathline . . . . .	108
6.1.5	La validazione delle modifiche apportate sul motore monocilindrico . . . . .	108
6.1.6	La validazione della conservazione delle specie su un motore tri-cilindrico . . . . .	111
<b>7</b>	<b>I risultati ottenuti con fluido di lavoro modellato come miscela di gas ideali</b>	<b>119</b>
7.1	NUOVA MODELLAZIONE DEL MOTORE CURSOR 13 . . . . .	119
7.2	ANALISI DI CONVERGENZA DELLA PORTATA D'ARIA . . . . .	122
7.3	ANALISI DELLE PORTATE D'ARIA . . . . .	123
7.4	ANALISI DI PRESSIONI E TEMPERATURE . . . . .	127
7.5	ANALISI DELLE GRANDEZZE CARATTERISTICHE . . . . .	128
7.6	CONFRONTO DI DIVERSE SOLUZIONI . . . . .	130
7.6.1	Analisi e confronto di tre mesh differenti . . . . .	130
7.6.2	Semplificazione del modello per la geometria del collettore di scarico . . . . .	135
7.7	CONFRONTO RIASSUNTIVO . . . . .	140
	<b>Conclusioni</b>	<b>143</b>
	<b>Bibliografia</b>	<b>146</b>
	<b>A I grafici delle turbomacchine con gas perfetto</b>	<b>147</b>
	<b>B I grafici di oscillazione delle portate con miscela di gas ideali</b>	<b>155</b>



# Elenco delle figure

1.1	Schema tipico di un motore CNG - Compressed Natural Gas . . . . .	9
1.2	Schematizzazione delle differenti configurazioni di iniezione possibili . . . . .	10
1.3	Schematizzazione del sistema di iniezione elettronica di tipo «multi point» mediante utilizzo del «common rail» . . . . .	11
2.1	Volume di controllo monodimensionale . . . . .	17
2.2	Rappresentazione delle linee caratteristiche tra tre punti di mesh . . . . .	26
2.3	Diagramma T-s, processo isoentropico . . . . .	27
2.4	Rappresentazione del metodo di Lax-Wendroff a due passi . . . . .	32
2.5	Rappresentazione del metodo di MacCormack, fase predictor . . . . .	33
2.6	Rappresentazione del metodo di MacCormack, fase corrector . . . . .	34
3.1	Il motore turbo-sovralimentato Cursor 13 a gas naturale nella forma più completa modellizzata . . . . .	40
3.2	Incremento delle temperature di parete per lo scambio termico dei condotti al variare del regime simulato, riferimento a 1200 RPM . . . . .	42
3.3	Implementazione dei parametri nel preprocessore necessari all'ottenimento di un condotto curvo . . . . .	43
3.4	Elemento critico del collettore d'aspirazione, caratterizzato da una forte componente tridimensionale, adibito alla suddivisione dell'aria in ingresso al motore tra i cilindri . . . . .	45
3.5	Andamento del coefficiente di efflusso teorico di una valvola a fungo in funzione del rapporto alzata/diametro valvola . . . . .	46
3.6	La geometria del collettore di scarico in prossimità della turbina al fine di simulare una turbina a doppio ingresso . . . . .	47
3.7	Curve del pressure ratio in funzione della portata ridotta per il compressore . . . . .	50
3.8	Curve di efficienza in funzione della portata ridotta per il compressore . . . . .	50
3.9	Curve teoriche del pressure ratio in funzione della portata ridotta in turbina . . . . .	51
3.10	Curve teoriche di efficienza in funzione del BSR della turbina . . . . .	52

3.11	Dati sperimentali disponibili per il rapporto di espansione in funzione della portata ridotta della turbina . . . . .	53
3.12	Dati sperimentali disponibili per l'efficienza in funzione del BSR della turbina . . . . .	53
3.13	Curve sperimentali ricostruite del rapporto di espansione in funzione della portata ridotta in turbina . . . . .	56
3.14	Grafico esplicativo della curva utilizzata per la ricostruzione dell'efficienza in funzione del BSR della turbina . . . . .	57
3.15	Curve sperimentali ricostruite dell'efficienza in funzione del BSR della turbina . . . . .	58
3.16	Schema della giunzione filtro utilizzata per la modellazione semplificata dell'intercooler . . . . .	59
3.17	Curva che lega il numero di condotti che costituiscono la giunzione filtro al diametro dello stesso . . . . .	60
4.1	Analisi di convergenza del gruppo turbina-compressore a 1200 RPM	64
4.2	Analisi di convergenza del gruppo turbina-compressore a 1900 RPM	65
4.3	Mappe e punti di funzionamento delle turbomacchine a 1200 RPM .	66
4.4	Mappe e punti di funzionamento delle turbomacchine a 1900 RPM .	66
4.5	Andamento delle portate di aria e di combustibile nel campo di regimi considerato . . . . .	67
4.6	Confronto degli errori commessi sulle portate di aria e di combustibile rispetto ai valori sperimentali con fluido gas perfetto . . . . .	68
4.7	Confronto di temperature e pressioni a cavallo del compressore nel campo di regimi considerato . . . . .	69
4.8	Confronto delle pressioni a cavallo dell'intercooler nel campo di regimi considerato . . . . .	70
4.9	Confronto del $\Delta T$ a cavallo dell'intercooler nel campo di regimi considerato . . . . .	70
4.10	Pressione e temperatura immediatamente dopo la valvola a farfalla nel campo di regimi considerato . . . . .	71
4.11	Pressioni e temperature a cavallo della turbina nel campo di regimi considerato . . . . .	72
4.12	Confronto del coefficiente di riempimento e della BMEP tra dati sperimentali e risultati del modello nel campo di regimi considerato . . .	73
4.13	Andamento degli errori commessi sul coefficiente di riempimento e sulla BMEP nel campo di regimi considerato . . . . .	74
4.14	Modello del motore turbo-sovralimentato Cursor 13 nella sua versione 'aspirata' con le opportune condizioni al contorno . . . . .	75

4.15 Confronto tra la portata di aria ottenuta dal modello completo (tratto viola) e dal modello semplificato (tratto verde) . . . . .	76
4.16 Confronto tra la portata di combustibile ottenuta dal modello completo (tratto viola) e dal modello semplificato (tratto verde) . . . . .	76
4.17 Confronto tra la BMEP ottenuta dal modello completo (tratto viola) e dal modello semplificato (tratto verde) . . . . .	77
5.1 L'entalpia reale e l'entalpia 'termodinamica' . . . . .	87
5.2 Andamento dell'energia interna per alcune specie rilevanti . . . . .	88
5.3 Andamento dell'energia interna e dell'entalpia per la specie FUEL . . . . .	89
5.4 Integrale\int della variabile di Riemann $\lambda$ . . . . .	91
5.5 Rappresentazione delle pathline (tratto verde) e delle caratteristiche (tratto blu) . . . . .	95
6.1 Legge di variazione del fattore di regolazione dell'iniezione in funzione del rapporto aria-combustibile normalizzato . . . . .	101
6.2 Schema del motore monocilindrico utilizzato per lo studio e lo sviluppo del codice . . . . .	103
6.3 Conservazione delle specie chimiche sul motore monocilindrico con Lax-Wendroff + TVD o FCT Smoothing a 1900 RPM . . . . .	104
6.4 La giunzione volume 0-D e i condotti adiacenti: rappresentazione delle linee caratteristiche e delle pathline . . . . .	107
6.5 La conservazione delle portate massiche sulla giunzione volume 0-D del motore monocilindrico 1900 RPM . . . . .	109
6.6 Andamento delle portate delle specie chimiche in aspirazione a 1900 RPM del motore monocilindrico . . . . .	110
6.7 La conservazione delle portate massiche sulla giunzione Benson del motore monocilindrico 1900 RPM . . . . .	111
6.8 Schema del motore tri-cilindrico con un solo iniettore di gas naturale utilizzato per la validazione . . . . .	112
6.9 Conservazione delle specie nel motore tri-cilindrico con un solo iniettore a 1900 RPM . . . . .	112
6.10 Schema del motore tri-cilindrico con tre iniettori di gas naturale utilizzato per la validazione . . . . .	113
6.11 Conservazione delle specie nel motore tri-cilindrico: primo iniettore a 1900 RPM . . . . .	113
6.12 Conservazione delle specie nel motore tri-cilindrico: secondo iniettore a 1900 RPM . . . . .	114
6.13 Conservazione delle specie nel motore tri-cilindrico: terzo iniettore a 1900 RPM . . . . .	114

6.14	La portata d'aria e di gas naturale per il motore monocilindrico a 1900 RPM . . . . .	115
6.15	La portata d'aria e di gas naturale per il motore tri-cilindrico con un iniettore a 1900 RPM . . . . .	116
6.16	La portata d'aria e di gas naturale per il motore tri-cilindrico con tre iniettori a 1900 RPM . . . . .	116
7.1	C13 nella configurazione 'aspirata' con le opportune condizioni al contorno. Da notare la presenza degli iniettori. . . . .	120
7.2	Scheda con le grandezze obiettivo per ogni singolo iniettore . . . . .	122
7.3	Oscillazioni della portata di aria ottenute con il modello miscela di gas ideali a 1900 RPM . . . . .	123
7.4	Oscillazioni della portata di aria ottenute con il modello miscela di gas ideali a 1200 RPM . . . . .	123
7.5	Portate di aria e combustibile ottenute dal modello con fluido di lavoro miscela di gas ideali . . . . .	124
7.6	Errori sulle portate di aria e di combustibile ottenuti dal modello con fluido di lavoro miscela di gas ideali . . . . .	124
7.7	Confronto degli errori percentuali sulla portata di aria tra il modello con gas perfetto (tratto viola) ed il modello nuovo con miscela di gas ideali (tratto verde) . . . . .	125
7.8	Differenze assolute tra portata di aria sperimentale e calcolata, per il modello con gas perfetto (tratto viola) e per il modello nuovo con miscela di gas ideali . . . . .	126
7.9	Andamento del rapporto aria-combustibile e relativo errore percentuale tra dato sperimentale (tratto blu) e risultato ottenuto con il modello con miscela di gas ideali (tratto rosso) . . . . .	126
7.10	Andamento del $\Delta T$ a cavallo dell'intercooler . . . . .	127
7.11	Andamento delle pressioni a cavallo dell'intercooler per tutti i regimi sperimentali . . . . .	128
7.12	Confronto della BMEP con i dai sperimentali per ogni regime . . . . .	129
7.13	Errore percentuale commesso sulla BMEP . . . . .	129
7.14	Confronto tra gli errori sulla portata d'aria nelle tre diverse mesh testate	131
7.15	Confronto tra gli errori sulla portata di combustibile nelle tre diverse mesh testate . . . . .	131
7.16	Confronto delle oscillazioni di portata di aria tra le tre mesh testate . . . . .	132
7.17	Confronto degli errori commessi sul rapporto aria-combustibile tra le tre mesh testate . . . . .	133
7.18	Confronto degli errori commessi sulla BMEP tra le tre mesh testate . . . . .	133



7.19 Confronto dei tempi di simulazione, adimensionalizzati rispetto al tempo di riferimento per le tre mesh testate . . . . .	135
7.20 C13 con collettore di scarico semplificato con i due volumi. Il resto della geometria è invariata. . . . .	136
7.21 Confronto degli errori di portata d'aria tra disegno semplificato allo scarico e originale per tutti gli RPM . . . . .	137
7.22 Confronto degli errori di portata di combustibile tra disegno semplificato allo scarico e originale per tutti gli RPM . . . . .	137
7.23 Confronto degli errori sul rapporto aria-combustibile tra disegno semplificato allo scarico e originale per tutti gli RPM . . . . .	138
7.24 Confronto degli errori sulla BMEP tra disegno semplificato allo scarico e originale per tutti gli RPM . . . . .	139
7.25 Confronto dei tempi tra tutte le quattro soluzioni analizzate su tutti gli RPM . . . . .	139
7.26 Riduzione dei tempi ottenibile semplificando la geometria allo scarico del motore rispetto alla geometria originale di partenza, a parità di mesh utilizzata . . . . .	140
7.27 Confronto della portata d'aria fra dati sperimentali, modello con gas perfetto e modello con miscela di gas ideali con mesh ibrida e geometria sia originale che semplificata allo scarico . . . . .	141
7.28 Confronto della portata di combustibile fra dati sperimentali, modello con gas perfetto e modello con miscela di gas ideali con mesh ibrida e geometria sia originale che semplificata allo scarico . . . . .	141
7.29 Confronto sulla BMEP fra dati sperimentali, modello con gas perfetto e modello con miscela di gas ideali con mesh ibrida e geometria sia originale che semplificata allo scarico . . . . .	142
A.1 Convergenza turbo a 600 RPM . . . . .	147
A.2 Mappe turbo a 600 RPM . . . . .	148
A.3 Convergenza turbo a 800 RPM . . . . .	148
A.4 Mappe turbo a 800 RPM . . . . .	149
A.5 Convergenza turbo a 1000 RPM . . . . .	149
A.6 Mappe turbo a 1000 RPM . . . . .	150
A.7 Convergenza turbo a 1100 RPM . . . . .	150
A.8 Mappe turbo a 1100 RPM . . . . .	151
A.9 Convergenza turbo a 1400 rpm . . . . .	151
A.10 Mappe turbo a 1400 RPM . . . . .	152
A.11 Convergenza turbo a 1600 RPM . . . . .	152
A.12 Mappe turbo a 1600 RPM . . . . .	153
A.13 Convergenza turbo a 1700 RPM . . . . .	153

A.14	Mappe turbo a 1700 RPM . . . . .	154
B.1	Oscillazioni della portata di aria a 600 RPM con mesh ibrida . . . . .	155
B.2	Oscillazioni della portata di aria a 800 RPM con mesh ibrida . . . . .	156
B.3	Oscillazioni della portata di aria a 1000 RPM con mesh ibrida . . . . .	156
B.4	Oscillazioni della portata di aria a 1100 RPM con mesh ibrida . . . . .	156
B.5	Oscillazioni della portata di aria a 1200 RPM con mesh ibrida . . . . .	157
B.6	Oscillazioni della portata di aria a 1400 RPM con mesh ibrida . . . . .	157
B.7	Oscillazioni della portata di aria a 1600 RPM con mesh ibrida . . . . .	157
B.8	Oscillazioni della portata di aria a 1700 RPM con mesh ibrida . . . . .	158
B.9	Oscillazioni della portata di aria a 1900 RPM con mesh ibrida . . . . .	158
B.10	Oscillazioni della portata di aria a 600 RPM con mesh lasca . . . . .	158
B.11	Oscillazioni della portata di aria a 800 RPM con mesh lasca . . . . .	159
B.12	Oscillazioni della portata di aria a 1000 RPM con mesh lasca . . . . .	159
B.13	Oscillazioni della portata di aria a 1100 RPM con mesh lasca . . . . .	159
B.14	Oscillazioni della portata di aria a 1400 RPM con mesh lasca . . . . .	160
B.15	Oscillazioni della portata di aria a 1600 RPM con mesh lasca . . . . .	160
B.16	Oscillazioni della portata di aria a 1700 RPM con mesh lasca . . . . .	160

# Elenco delle tabelle

3.1	I dati geometrici riguardanti la testa del motore Cursor 13 a gas naturale	40
3.2	Il rapporto aria-combustibile imposto ai cilindri per i regimi di interesse	45
5.1	I valori termodinamici tabulati di $\Delta H$ di formazione . . . . .	87
5.2	Composizione molare del FUEL reale ed approssimata . . . . .	89
5.3	$\alpha_1$ e $\alpha_1$ per le diverse specie . . . . .	89
7.1	Le caratteristiche delle 5 specie utilizzate dal modello di miscela di gas ideali . . . . .	120
7.2	Tempi di simulazione con le tre diverse mesh testate . . . . .	134



# Introduzione

I motori a combustione interna, dal momento della loro invenzione ad oggi, hanno subito grandi cambiamenti grazie al progresso tecnologico, all'affinazione delle tecniche di realizzazione e alle varie soluzioni disponibili per i diversi componenti. Benché queste macchine, relativamente semplici, abbiano già raggiunto un livello di sviluppo straordinario, per quanto riguarda parametri importanti come potenza-peso, consumo specifico di combustibile ed emissioni, la nuove tecnologie e il progresso nella conoscenza rendono tutt'ora la sfida del miglioramento di tali motori attuale e stimolante. I motori a combustione interna, sono caratterizzati come dice il nome, dal fatto che all'interno di essi sia presente una specie chimica capace di essere ossidata, rilasciando energia utilizzata per produrre potenza. Un grande campo di sviluppo da questo punto di vista riguarda la ricerca combustibili: in passato per tradizione i combustibili per eccellenza sono stati Benzina e Gasolio, oggi si assiste alla nascita e all'ingresso nel mercato di nuovi prodotti, quali Bio-Diesel, GPL e Gas Naturale, che sono caratterizzati da minor impatto ambientale, ma da una maggior difficoltà di impiego. L'ingegneria motoristica, nel corso degli anni, ha saputo affinare le tecniche di analisi e previsione del comportamento dei motori a combustione interna, rendendoli macchine sempre più complicate, anche grazie all'utilizzo della modellazione numerica. L'avvento del calcolatore, ha infatti permesso di simulare completamente il motore, in ogni suo condotto mediante la risoluzione di quelle equazioni, dette di conservazione, che descrivono il moto dei fluidi nei condotti e la trasformazione delle specie ad opera della combustione nel cilindro. I vantaggi apportati da una modellazione numerica sono rilevanti, in quanto è possibile testare differenti soluzioni ed ottenerne una previsione del comportamento reale, permettendo così la realizzazione di solo quei componenti che risultano essere più promettenti. È possibile inoltre ottenere informazioni riguardo a grandezze sperimentalmente non misurabili o correggere in modo opportuno risultati sperimentali. L'idea nata con la modellazione numerica è di analizzare il comportamento di un motore in tutti i suoi componenti con grande precisione, senza la necessità di una realizzazione pratica del pezzo. Lo svantaggio di una analisi dettagliata, quale può essere uno studio tri-dimensionale, è tuttavia l'onere computazionale necessario ad ottenere risultati concreti in tempi ragionevoli, onere che al giorno d'oggi risulta ancora troppo elevato per poter pensare

di prevedere e definire completamente il comportamento di un motore a combustione interna. In quest'ottica, nasce la modellazione monodimensionale, che sottostando ad opportune ipotesi e semplificazioni, permette in tempi ragionevoli, con onere computazionale molto ridotto, di simulare completamente un motore a combustione interna ed ottenere informazioni preziose sugli sviluppi più promettenti, a cui in seguito è possibile applicare studi tri-dimensionali o sperimentali. La modellazione 1-D, nasce quindi dall'esigenza di prevedere in ottica industriale il comportamento di un motore in tempistiche ragionevoli. Durante il nostro lavoro di tesi, abbiamo avuto l'opportunità di lavorare con il software GASDYN, sviluppato dal Gruppo Motori ICE del Politecnico di Milano, per la simulazione monodimensionale dei motori a combustione interna.

Lo scopo della tesi è lo studio degli effetti dell'iniezione indiretta di gas naturale all'interno del collettore di aspirazione di un motore a combustione interna, nell'ottica di prevedere il comportamento di un motore che utilizza un combustibile alternativo, quale il gas naturale, che oggi assume sempre maggiore importanza nell'industria. Per studiare gli effetti dell'iniezione di gas naturale nel collettore di aspirazione, si è utilizzato il motore turbo-sovralimentato Cursor 13, prodotto dal CNH Industrial. Tale motore, che nasce come motore Diesel, è stato sottoposto a modifiche opportune in modo da poter essere adibito all'utilizzo del gas naturale. La tesi si sviluppa inizialmente prevedendo i parametri caratteristici del motore quali portata d'aria aspirata, coppia, BMEP e molti altri, tramite simulazioni in cui il fluido di lavoro è considerato come gas perfetto, caratterizzato da calore specifico costante, e confrontandoli con i dati sperimentali che ci sono stati resi disponibili, senza dunque iniezione di gas naturale e distinzione tra specie chimiche. Sulla base dei risultati, non completamente soddisfacenti, ottenuti mediante una simulazione monodimensionale sottoposta all'ipotesi precedente di fluido gas perfetto, si è sviluppato un modello di iniezione indiretta di gas naturale nel collettore di aspirazione, considerando come fluido di lavoro una miscela ideale di gas ideali, in cui vengono trasportate alcune specie chimiche rilevanti. In particolare, si è scelto di simulare il comportamento del motore utilizzando un modello a cinque specie chimiche, quali i due maggiori componenti dell'aria azoto ed ossigeno, il combustibile gas naturale, e i due principali prodotti di combustione quali acqua e anidride carbonica. L'utilizzo delle equazioni di trasporto specie, tuttavia come si vedrà ampiamente nel seguito, hanno reso l'onere computazionale delle simulazioni più rilevante, fatto che ci ha indotto a considerare, per quanto riguarda il modello a cinque specie chimiche, una versione definibile 'aspirata' del motore Cursor 13, ovvero una versione del motore priva del gruppo turbo-compressore, dove però le condizioni al contorno di ingresso e scarico del fluido dal motore sono state sostituite da condizioni opportune. In particolare in aspirazione si è imposto come condizioni al contorno le condizioni sperimentali riscontrate a valle del compressore, mentre allo scarico si sono imposte

le condizioni sperimentali a monte della turbina. I risultati ottenuti in questo caso sono molto buoni se confrontati con i dati sperimentali disponibili. Il lavoro di tesi si conclude infine con una analisi dell'accuratezza dei valori ottenuti al variare della mesh utilizzata per la simulazione numerica, e con lo sviluppo di una versione semplificata del Cursor 13, dove il collettore di scarico è semplificato nella sua geometria, alla fine di ridurre il tempo e l'onere computazionale, mantenendo bontà nei risultati. Come già detto, per la simulazione del Cursor 13, si è utilizzato il software GASDYN, software che è previsto di una interfaccia grafica, denominata GASDYN PRE, che permette tramite l'imposizione di alcuni parametri e il disegno del motore (o di alcune sue parti) di generare quei valori che successivamente il codice GASDYN utilizza nella simulazione. Nel seguito è presentata la struttura della tesi, suddivisa per capitoli, così da facilitare la ricerca dei punti salienti e permettere a colpo d'occhio di cogliere lo schema logico a cui è sottoposta la trattazione:

- Capitolo 1: introduzione al gas naturale considerando i vantaggi, il suo uso all'interno dei motori a combustione interna e gli ulteriori utilizzi in ambito energetico.
- Capitolo 2: descrizione delle equazioni di conservazione e dei metodi numerici utilizzati considerando il fluido di lavoro come gas perfetto.
- Capitolo 3: modellazione del motore Cursor 13 mediante preprocessore GASDYN PRE. Si descrive lo sviluppo del disegno sulla base dei dati forniti, il modello utilizzato per ricostruire correttamente le curve di funzionamento delle turbomacchine a partire dai valori sperimentali ed il modello semplificato di schematizzazione dell'intercooler.
- Capitolo 4: risultati del modello a gas perfetto e confronto con i valori sperimentali. Si prosegue con la presentazione del motore Cursor 13 semplificato nella versione 'aspirata' per la valutazione del modello successivo a miscela ideale di gas ideali.
- Capitolo 5: descrizione delle equazioni di conservazione per miscela ideale di gas ideali. Sviluppo della parte di teoria numerica riguardante le curve caratteristiche e le pathline nel caso di miscela ideale di gas ideali.
- Capitolo 6: sviluppo apportato al codice GASDYN per l'introduzione del modello di trasporto a cinque specie con iniezione indiretta di gas naturale e validazione.
- Capitolo 7: risultati del modello a miscela di gas ideali con iniezione di combustibile e confronto con i dati sperimentali. Analisi dei risultati al variare della mesh utilizzata durante la simulazione e semplificazione del disegno del motore

Cursor 13 con relativi risultati. Confronto critico tra le simulazioni effettuate, con particolare attenzione agli errori percentuali commessi e al tempo di simulazione.



# Capitolo 1

## Il gas naturale

Negli ultimi anni la sensibilità verso l'ambiente e verso l'efficienza energetica sono notevolmente aumentate, spingendo così la ricerca verso nuovi combustibili e tecnologie orientate alla diminuzione dei consumi e dell'inquinamento locale e globale. Questa tendenza ha portato anche nel campo automotive all'utilizzo di combustibili alternativi ai classici gasolio e benzina, come appunto gas naturale, GPL, idrogeno e biocombustibili.

Il gas naturale è una miscela di idrocarburi allo stato gassoso che si può trovare in giacimenti nel sottosuolo, quasi sempre associato al petrolio. Esso è costituito per la maggior parte da metano e da piccole quantità di etano, propano e butano; sono anche presenti altri componenti che però non sono idrocarburi quali  $H_2S$ ,  $He$ ,  $N_2$ ,  $CO_2$  in piccole percentuali. Un parametro importante per caratterizzare la bontà di un combustibile è costituito dal potere calorifico. Esso è definito come la quantità di calore sviluppata da una combustione completa dell'unità di massa del combustibile considerato. In particolare, per il gas naturale esso varia attorno ai  $47.7 MJ/kg$  (potere calorifico inferiore) a seconda della composizione. Per quanto riguarda le emissioni il gas naturale è l'idrocarburo considerato più pulito, avendo il maggiore rapporto H/C, libera quindi la minor quantità di carbonio durante la combustione. Il suo utilizzo nei motori a combustione interna permette una riduzione delle emissioni di  $CO_2$  di circa il 25% rispetto alla benzina e del 30% rispetto al gasolio.

Il gas naturale non si limita ad essere un possibile combustibile nell'ambito dei trasporti, ma è anche uno dei combustibili più usati per la produzione di energia elettrica: difatti i grandi impianti di turbine a gas ed i cicli combinati lo utilizzano. Le turbine a gas sono motori a combustione interna, ovvero lavorano direttamente con i gas di scarico prodotti dalla combustione, i quali si espandono nella turbina. È dunque necessario che i gas combusti non siano aggressivi nei confronti della macchina, ossia non comportino eccessivi problemi di erosione, corrosione, sporcamento ed intasamento. Questo impone dei limiti per quanto riguarda i combustibili utilizzabili, rendendo il gas naturale il candidato ottimale.

Anche i cicli a combustione esterna possono usare come combustibile del gas naturale, come opzione più pulita rispetto al carbone. In questo caso il gas verrebbe bruciato in caldaia per produrre il vapore necessario a far lavorare le turbine. I gas combusti in questo caso non vengono usati come fluido di lavoro, ma vengono trattati e liberati in ambiente, pertanto non c'è più la necessità di un combustibile particolarmente pulito, anzi uno dei punti di forza di questo tipo di cicli è proprio quello di poter usare qualsiasi tipo di combustibile, a patto ovviamente di utilizzare dei sistemi di post trattamento adeguati. Questo fattore unito al costo più basso del carbone fa sì che quest'ultimo resti il combustibile più utilizzato negli impianti a vapore. Tuttavia i vantaggi dal punto di vista ambientale sono evidenti. Analizziamo ad esempio le emissioni specifiche prodotte dalla combustione di metano rispetto quelle prodotte dal carbone.

$$e_{CO_2} \left[ \frac{\text{tonn}}{\text{MWh}} \right] = \frac{1}{\eta \cdot PCI} \cdot x_{CO_2} \cdot 3.6 \cdot \frac{MM_{CO_2}}{MM_{GN}} \quad (1.1)$$

Supponendo che il gas naturale sia composto solo da  $CH_4$ , la frazione molare di  $CO_2$  prodotta a partire da esso sarà pari ad uno; ipotizziamo poi un rendimento di centrale pari a 0.55 ed otteniamo così 0.3774 *tonn/MWh* di  $CO_2$  prodotte.

$$e_{CO_2} \left[ \frac{\text{tonn}}{\text{MWh}} \right] = \frac{1}{\eta \cdot PCI} \cdot x_C \cdot 3.6 \cdot \frac{MM_{CO_2}}{MM_C} \quad (1.2)$$

Per i dati del carbone, prendiamo un carbone con PCI pari a 24.2 *MJ/kg* e con un tenore di carbonio di 0.6 ed un rendimento di centrale pari a 0.4. Con questi dati otteniamo 0.8182 *tonn/MWh* di  $CO_2$ , valore più che doppio rispetto all'equivalente del gas naturale. Scegliere il gas naturale come combustibile diviene quindi un investimento per il futuro, per quanto riguarda la sostenibilità ambientale, e per tale motivo oggi giorno è la ricerca in questo ambito è ancor più grande rispetto al passato.

## 1.1 IL GAS NATURALE NEI MOTORI A COMBUSTIONE INTERNA

Per quanto riguarda l'uso specifico nei motori a combustione interna, un combustibile deve rispettare determinate esigenze quali abbondante disponibilità a basso costo, alta densità energetica e facilità di trasporto e stoccaggio, rapidità e completezza di combustione, assenza di depositi carboniosi sulle pareti della camera di combustione. Queste esigenze hanno fatto sì che nel campo dei motori a combustione interna i combustibili prescelti fossero i distillati liquidi del petrolio, in particolare la benzina e il gasolio. Tuttavia negli ultimi anni si è sempre più spesso cercata

un'alternativa ad essi, come ad esempio il gas naturale, in rispetto e promozione delle politiche ambientali recentemente approfondite in ambito mondiale.

Uno dei maggiori ostacoli all'utilizzo del gas naturale come combustibile nei motori a combustione interna è costituito dal suo stato gassoso a pressioni e temperature ambiente. Questo comporta diversi problemi quali bassa densità energetica, difficoltà di stoccaggio e scarsa autonomia, soprattutto se confrontati con i valori dei combustibili liquidi attualmente in uso. Per quanto riguarda la densità energetica, essa è limitata a valori di circa  $8.5 \text{ MJ/dm}^3$  contro i  $33 \text{ MJ/dm}^3$  della benzina e i  $36 \text{ MJ/dm}^3$  del gasolio. Inoltre, l'alto volume specifico tipico di un gas, comporta la necessità di comprimere il gas all'interno di opportuni serbatoi per poter stoccare il combustibile a bordo del veicolo in quantità sufficienti a garantire un'autonomia accettabile.

La problematiche principali nello stoccaggio di un gas all'interno di un serbatoio posto all'interno di un veicolo adibito al trasporto sono sostanzialmente due: la prima riguarda la diminuzione dello spazio disponibile a bordo, fatto che attualmente dà al gas naturale una prospettiva più interessante di impiego su quei mezzi in cui non sono presenti grandi problemi di spazio, quali ad esempio i camion, la seconda invece riguarda la sicurezza del trasporto in caso di incidenti stradali o simili. La scelta del serbatoio di combustibile è spesso un elemento critico, in quanto deriva da un'ottimizzazione di costi e pesi; bisognerà infatti tenere conto di alcuni elementi, fondamentali alla scelta di tale componente critico, quali: peso del veicolo, peso del serbatoio, ingombro del serbatoio, autonomia del veicolo, costo del serbatoio e costo del combustibile. Tutte queste variabili saranno poi funzione della pressione di stoccaggio del gas: sicuramente all'aumentare di quest'ultima, avremo un aumento dei costi di serbatoio e combustibile ed un aumento del peso e dell'ingombro del serbatoio stesso, ma un aumento di combustibile stoccato. Nonostante poi il gas venga compresso, la quantità trasportabile all'interno del serbatoio rimane limitata rispetto a quella che si potrebbe immagazzinare con un combustibile liquido. La conseguenza diretta di questi due svantaggi è un'autonomia ancora scarsa, non paragonabile a quelle ottenibili da benzina o gasolio. In quest'ottica sarebbero necessari, per uno sviluppo radicale dei motori a gas naturale, almeno tanti punti di rifornimento quanti disponibili per i combustibili liquidi tradizionali.

È ora utile passare ad una analisi delle caratteristiche del gas naturale per quanto riguarda il suo utilizzo all'interno del motore. Per la combustione corretta nel cilindro di un motore a ciclo Otto una proprietà fondamentale è la resistenza alla detonazione. Essa si può esprimere attraverso il numero di ottano NO, definito [9] come il numero intero più vicino alla percentuale in volume di una miscela di isoottano e di normaleptano, le cui caratteristiche antidetonanti siano equivalenti a quelle del carburante in esame. La resistenza alla detonazione è infatti definita su una scala utilizzando due combustibili di riferimento: l'isoottano e il normaleptano. L'isoottano

ha una struttura molecolare particolarmente compatta e ciò lo rende particolarmente resistente alla detonazione, quindi convenzionalmente prende il numero di ottano pari a 100; il normaleptano al contrario è facilmente soggetto a detonazione e prende quindi il valore di 0.

Il gas naturale, avendo una molecola semplice e compatta, ha un'ottima resistenza alla detonazione, si comporta anzi ancora meglio dell'isoottano ed ha un valore di NO superiore a 120. Di conseguenza le prestazioni in termini di rendimento potrebbero essere migliori rispetto ad un motore a benzina, se il motore fosse appositamente riprogettato, consentendo così un aumento del rapporto di compressione ed un conseguente aumento del rendimento teorico, secondo la formula:

$$\eta_{th} = 1 - \frac{1}{r^{k-1}} \quad (1.3)$$

Se consideriamo invece il numero di cetano, che caratterizza invece l'accendibilità di un combustibile, il gas naturale non ha un buon comportamento per poter essere utilizzato in un motore ad accensione per compressione, se non con particolari accorgimenti, come ad esempio un'accensione pilota di gasolio. Il numero di cetano del gas naturale è infatti piuttosto basso se paragonato a quello del gasolio. Un utilizzo attualmente promettente del gas naturale nel settore automotive, consiste nel suo utilizzo nei motori ad accensione comandata ibridi, ovvero quei particolari motori in grado di funzionare sia con gas naturale che con benzina. Per l'autotrazione pesante invece le soluzioni possibili sono diverse: motori ottimizzati per l'alimentazione con gas naturale, che spesso sono motori originariamente Diesel convertiti a gas naturale nel corso della loro evoluzione tramite opportuni accorgimenti e modifiche, o motori Diesel dual-fuel che bruciano contemporaneamente gas naturale e gasolio. In particolare nel primo caso, il gas naturale può essere compresso (CNG Compressed Natural Gas) o liquefatto (LNG Liquefied Natural Gas). Nel caso di un motore di derivazione Diesel, la struttura originaria viene trasformata per adattarsi ad un motore a ciclo otto, aggiungendo quindi le candele e riducendo il rapporto di compressione, in quanto come già menzionato l'accendibilità del gas non è adatta ad un utilizzo mediante ciclo Diesel tradizionale. La versione a gas liquefatto prevede che il gas sia immagazzinato allo stato liquido a temperature criogeniche, così da aumentare la quantità stoccata, e venga poi convertito allo stato gassoso prima di essere iniettato nel motore. Nel caso di dual-fuel invece la struttura del motore resta pressoché inalterata ed in caso di necessità è possibile utilizzare il motore con solo gasolio. Rispetto al classico motore Diesel, dal punto di vista ambientale, vengono notevolmente ridotte le emissioni di particolato,  $NO_x$  e  $CO_2$  ma anche le emissioni sonore risultano più basse garantendo quindi un grande miglioramento ambientale. Il motore da noi esaminato rientra nella categoria dei motori CNG, riportiamo dunque uno schema tipico:

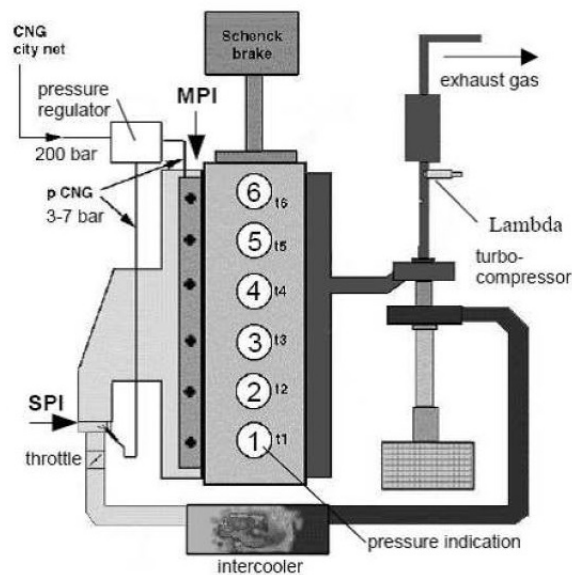


Figura 1.1: Schema tipico di un motore CNG - Compressed Natural Gas

Nella figura sopra riportata possiamo osservare lo schema di un tipico motore turbo a gas naturale compresso. Si può dunque notare la presenza del regolatore di pressione, necessario per ridurre la pressione del gas da quella del serbatoio (che può raggiungere i 200 bar) a quella di iniezione che generalmente è notevolmente inferiore (massimo di 7 bar). È presente inoltre una valvola a farfalla necessaria alla regolazione ai carichi parziali, una sonda lambda nella sezione dei gas combusti ed un sistema di iniezione opportuna, tipicamente la «multi point injection», in quanto permette una regolazione migliore della quantità di gas presente in ogni cilindro al momento della chiusura delle valvole di aspirazione. Analizzando dal punto di vista economico il gas naturale, attualmente ha un costo di acquisto decisamente inferiore rispetto al gasolio o alla benzina e questo consentirebbe di tagliare notevolmente i costi di esercizio del veicolo, nell'ipotesi che una diffusione maggiore nel settore trasporti non faccia lievitare il prezzo di acquisto. Il metano che viene erogato nei punti di rifornimento, costa ad oggi mediamente 0.981 €/kg, contro 1.485 €/l per la benzina e 1.303 €/l per il gasolio. Vediamo nel seguito una panoramica più approfondita delle tecnologie di utilizzo nel metano all'interno dei motori a combustione interna, con particolare attenzione alla CNG di derivazione da motore Diesel, che sarà poi oggetto del lavoro presentato nel seguito.

### 1.1.1 Tecnologie per l'iniezione del gas naturale nei MCI

Le principali tecnologie disponibili per l'utilizzo del gas naturale nei motori a combustione interna sono quattro [1], quali: accensione comandata con carica premiscelata e carburatore, iniezione di tipo «port injection», dual-fuel o iniezione pilota ed infine l'iniezione diretta. La maggior parte degli attuali motori a gas naturale è

costituita da motori ad accensione comandata e iniezione di tipo «port injection». Il vantaggio dell'utilizzo di questa tecnologia associata ad un motore a ciclo otto è costituito dalle minori emissioni di particolato prodotte rispetto alle emissioni derivanti dall'utilizzo del gas sui motori Diesel. Lo svantaggio tuttavia si paga in termini di prestazioni raggiungibili, sicuramente inferiori. I motori a carica premiscelata e carburatore sono invece una versione alterativa e più datata rispetto alla configurazione presentata precedentemente in quanto non permettono di stabilire direttamente la quantità di combustibile iniettata nel collettore di aspirazione. La tecnologia dual-fuel è invece molto interessante, in quanto permette di utilizzare il gas naturale associandolo ad un altro combustibile quale il gasolio: per ovviare la problematica di accensione della miscela di metano all'interno di un Diesel, viene infatti iniettata una piccola quantità di gasolio direttamente nel cilindro per ogni ciclo di lavoro, quantità che ha la capacità di accendersi e propagare il fronte di fiamma attraverso il resto della miscela costituita da metano ed aria. In questo caso si ha una notevole diminuzione delle emissioni. È anche possibile aumentare la quantità di gasolio iniettata, fino ad ottenere un motore Diesel tradizionale, che in questo caso opererà tuttavia con un rendimento più basso rispetto al consueto in quanto il rapporto di compressione nel cilindro è stato precedentemente ridotto. L'iniezione di combustibile direttamente nel cilindro è invece la più problematica e forse anche la più promettente per il futuro, sebbene presenti ancora delle problematiche nell'applicazione sui motori turbo-sovralimentati, per la possibile sorgenza della detonazione. Nel lavoro da noi svolto, si utilizzerà una versione «port injection», ed è per questa motivazione che approfondiamo nel dettaglio questa configurazione. Il sistema «port injection» permette di ottenere un controllo preciso del rapporto aria-combustibile ed un miscelamento omogeneo tra i due fluidi aria e gas in ingresso al cilindro, al fine di minimizzare le emissioni e mantenere una buona performance, limitando quindi il consumo specifico e permettendo di seguire gli eventuali cambi di marcia del veicolo con facilità. Attualmente tra i sistemi di iniezione più utilizzati è bene ricordare il «single point injection», il «multi point injection» e l'iniezione diretta. Di seguito si riporta un'immagine esplicativa:

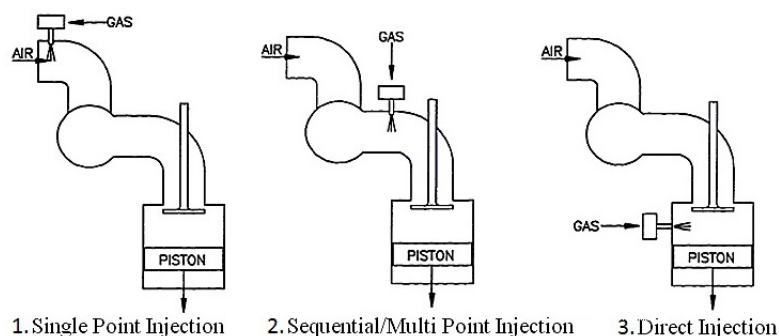


Figura 1.2: Schematizzazione delle differenti configurazioni di iniezione possibili

La «single point injection» consiste nell'iniettare il gas e miscelarlo con l'aria aspirata in un solo punto del collettore di aspirazione. In questo caso il compito di distribuire il combustibile equamente tra tutti i cilindri è lasciato alla geometria del collettore di aspirazione che diviene quindi fondamentale. L'iniezione «multi point injection» consiste invece nell'utilizzo di più punti di iniezione all'interno del collettore di aspirazione, tipicamente uno per ogni cilindro. In questo caso gli iniettori sono posti a monte delle valvole di aspirazione ed ognuno ha la capacità di regolare autonomamente la quantità di combustibile iniettata all'interno del cilindro. Considerando i due tipi di iniezione appena presentati, per un funzionamento ottimale del motore, il miscelamento tra combustibile e aria deve avvenire prima dell'accensione della carica. L'iniezione diretta consiste invece nell'iniettare il combustibile all'interno del cilindro tramite un particolare iniettore posto nella camera, che mediante opportuni parametri, quali angolo di iniezione, pressione, velocità del getto e geometria dell'ugello permettono di ottenere una perfetta dosatura e miscelamento del combustibile. L'accuratezza del rapporto aria-combustibile può essere ulteriormente migliorata attraverso l'utilizzo di un'iniezione di tipo elettronico, gestito quindi dall'ECU (Engine Control Unity). La tecnologia sfruttata nel caso del motore che verrà esaminato in questa tesi, è la «multi point injection». Analizzando in dettaglio tale configurazione [7], i componenti principali risultano essere il serbatoio di combustibile che mantiene il gas naturale ad alta pressione, il riduttore di pressione, il distributore di combustibile di tipo «common rail» (nella configurazione attualmente più diffusa ed efficace) e gli iniettori stessi. La schematizzazione tipica è quella illustrata nello schema seguente:

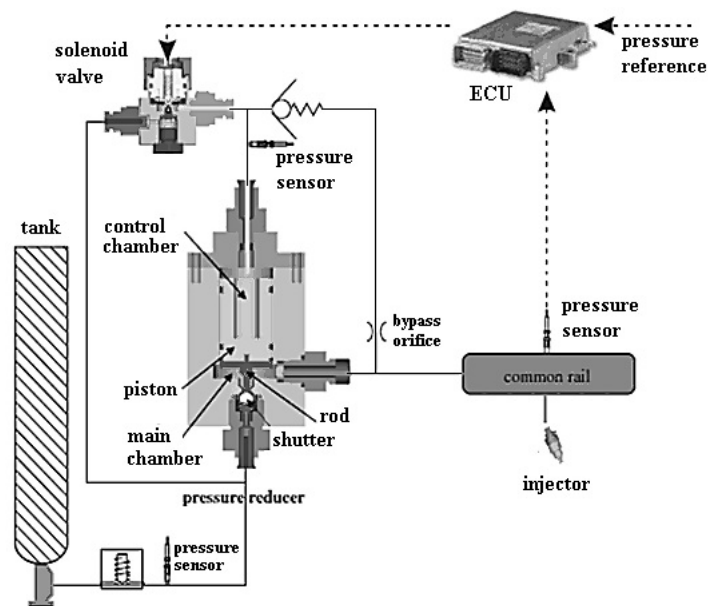


Figura 1.3: Schematizzazione del sistema di iniezione elettronica di tipo «multi point» mediante utilizzo del «common rail»

Il combustibile proveniente dal serbatoio alimenta il riduttore di pressione, per poi essere inviato al «common rail» e quindi agli iniettori. Nel caso di utilizzo di un sistema di tipo «common rail», il volume esteso aiuta a smorzare le oscillazioni di pressione generate dai sistemi di riduzione e dagli iniettori stessi, permettendo un dosaggio più corretto. Tutte le relazioni non meccaniche tra i suddetti componenti sono gestite dall'ECU.

### 1.1.2 La conversione di un motore Diesel in un motore a gas naturale

Come accennato in precedenza, le opzioni per utilizzare il gas naturale all'interno di un motore Diesel sono sostanzialmente due. La prima consiste nella soluzione dual-fuel, la seconda invece in un motore ottimizzato per gas naturale. I motori di tipo dual-fuel possono essere alimentati con una miscela di gasolio e gas naturale, oppure possono funzionare anche con il 100% di Diesel. Il gas naturale, avendo un basso numero di cetano, non è particolarmente adatto ad un motore ad accensione per compressione, dunque è necessaria un'iniezione pilota di gasolio per poter accendere il gas naturale. Operando con questa modalità si può sostituire tra il 50% e il 75% del gasolio con il gas naturale. I motori invece direttamente ottimizzati all'uso del gas naturale possono essere derivati da motori Diesel pre-esistenti o progettati appositamente. La pratica di conversione dei motori Diesel in motori ad accensione comandata per l'uso con gas naturale implica l'aggiunta del sistema di accensione, mentre gli iniettori di gasolio vengono quindi sostituiti con le candele di accensione. Inoltre il pistone viene modificato per poter ridurre il rapporto di compressione e il sistema di iniezione viene spostato sul collettore di aspirazione, appositamente modificato. In questo tipo di motori, spesso la tecnologia di iniezione utilizzata è quella «multi point». Il vantaggio di ciò consiste nel poter controllare con maggior efficienza la dosatura di ogni singolo cilindro ed inoltre è possibile posizionare gli iniettori più vicini alla camera di combustione, rispetto a quanto avverrebbe con un'iniezione «single point». Con l'utilizzo dell'iniezione «multi point» inoltre, il flusso di gas ad alta velocità è indirizzato direttamente nella camera di combustione attraversando la valvola di aspirazione aperta, causando effetti di turbolenza e stratificazione della carica, cosa che avviene in modo particolare durante il funzionamento ai carichi parziali, migliorando il processo di combustione del gas naturale.

Per quanto riguarda l'alimentazione di questa tipologia di motori, la dosatura utilizzata è quella stechiometrica o poco differente da quest'ultima. La dosatura stechiometrica infatti consente di raggiungere il massimo di potenza ottenibile, per una data cilindrata ed un dato livello di sovralimentazione, al prezzo di emissioni di  $NO_x$  relativamente alte ed un discreto consumo di combustibile. Qualora si privilegiasse la riduzione delle emissioni di  $NO_x$ , il gas naturale si presta bene anche ad



una combustione molto diluita, fattore che garantisce la possibilità di utilizzare EGR spinti. In definitiva con gli accorgimenti presentati in precedenza è possibile ottenere un risultato in termini di potenza del tutto confrontabile con quello raggiunto dal motore Diesel originale.



## Capitolo 2

# Le equazioni del gas perfetto

### 2.1 LE EQUAZIONI CARDINALI

#### 2.1.1 Le equazioni indefinite di conservazione

Il moto di un fluido in un motore a combustione interna è tipicamente molto complesso, presentando importanti effetti instazionari che comportano cambiamenti nelle proprietà del fluido quali viscosità, comprimibilità e composizione chimica sia nello spazio che nel tempo. I condotti divengono quindi sede di forti gradienti di temperatura, pressione, velocità ed entropia, comportando fenomeni fluidodinamici per cui una soluzione esatta richiede la risoluzione delle equazioni di Navier-Stokes tridimensionali. Tuttavia, il modello matematico risultante non ammette soluzione analitica per la maggior parte dei casi di studio ed è quindi necessario far ricorso all'analisi numerica per determinarne una soluzione, comportando però oneri computazionali eccessivi al fine di ottenere una simulazione completa di tutti i sistemi di aspirazione e scarico del motore.

Una semplificazione accettabile, che tuttavia permette di ottenere con buona approssimazione risultati comparabili con quelli sperimentali, è considerare il flusso all'interno dei collettori di scarico e aspirazione come monodimensionale e instazionario, e di considerare un modello quasi-stazionario per le condizioni al contorno del modello numerico, presupponendo che la velocità di variazione delle proprietà del fluido in esame lungo la coordinata spaziale siano molto maggiori rispetto alla variazione lungo la coordinata temporale.

Un parametro fondamentale per la modellazione monodimensionale è il livello di entropia presente in ogni zona del condotto al variare dello spazio-tempo. Si definisce quindi flusso omoentropico, un flusso caratterizzato da entropia costante nello spazio e nel tempo, mentre si definisce flusso non-omoentropico, un flusso in cui zone differenti del motore sono soggette a livelli di entropia differenti. Si vedrà nel seguito della trattazione, che la scelta di considerare un flusso omoentropico semplifi-

ca di molto le equazioni, facendo però attenzione a prestare particolare riguardo alla modellazione del motore che si sta considerando mediante particolari accorgimenti.

Si analizzano ora le leggi fondamentali della fluidodinamica [3], quali conservazione della massa, della quantità di moto e dell'energia, applicate al modello che stiamo considerando e opportunamente semplificato sulla base di ipotesi restrittive.

Considerando un volume di controllo generico di dimensioni infinitesime, che presenti facce ortogonali agli assi del sistema di riferimento del condotto, è possibile scrivere il seguente sistema di equazioni differenziali alle derivate parziali, che descrivono il moto del fluido.

### Conservazione della massa

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho v)_1}{\partial x_1} + \frac{\partial (\rho v)_2}{\partial x_2} + \frac{\partial (\rho v)_3}{\partial x_3} = 0 \quad (2.1)$$

### Conservazione della quantità di moto:

$$\begin{cases} \rho \cdot \left( -\frac{dv_1}{dt} \right) = \frac{\partial \sigma_1}{\partial x_1} + \frac{\partial \tau_3}{\partial x_2} + \frac{\partial \tau_2}{\partial x_3} \\ \rho \cdot \left( -\frac{dv_2}{dt} \right) = \frac{\partial \tau_3}{\partial x_1} + \frac{\partial \sigma_2}{\partial x_2} + \frac{\partial \tau_1}{\partial x_3} \\ \rho \cdot \left( -\frac{dv_3}{dt} \right) = \frac{\partial \tau_2}{\partial x_1} + \frac{\partial \tau_1}{\partial x_2} + \frac{\partial \sigma_3}{\partial x_3} \end{cases} \quad (2.2)$$

### Conservazione dell'energia

$$\dot{e} - \dot{q} = \frac{1}{\rho} \cdot \sum \sum t_{ij} \cdot v_{ij} \quad (2.3)$$

Ovviamente queste equazioni generali, per poter essere risolte devono sottostare ad una serie di ipotesi semplificative riassunte brevemente nell'elenco seguente:

- **FLUIDO COMPRIMIBILE:** nel seguito si adotterà inizialmente il modello di gas perfetto a calore specifico costante e successivamente un modello di miscela di gas ideali, con calori specifici variabili con la temperatura, pressione e composizione chimica.
- **MOTO INSTAZIONARIO:** il fluido si muove nei condotti con moto tipicamente instazionario nel tempo
- **MOTO NON ADIABATICO:** si considera uno scambio termico tra gas e parete del condotto

- MOTO NON ISOENTROPICO: la presenza di forze viscosse, variazioni di sezione, variazioni di composizione e flussi di calore alle pareti sono considerate come termini sorgenti di entropia
- MOTO MONODIMENSIONALE: questa ipotesi è alla base del modello utilizzato per le simulazioni e consiste nel considerare le proprietà del fluido solo in funzione della coordinata assiale  $x$  e del tempo  $t$  all'interno dei condotti, considerando trascurabili gli effetti tridimensionali. Sostanzialmente questa è la più grande limitazione del modello, limitazione che tuttavia rende possibile la risoluzione delle equazioni per i collettori di aspirazione e scarico nel complesso.

## 2.2 IL MODELLO MONODIMENSIONALE PER GAS PERFETTO

### 2.2.1 Il modello monodimensionale

Introducendo il modello dimensionale le leggi fondamentali della fluidodinamica possono essere riscritte facendo riferimento ad un condotto a sezione variabile come quello indicato nella figura seguente:

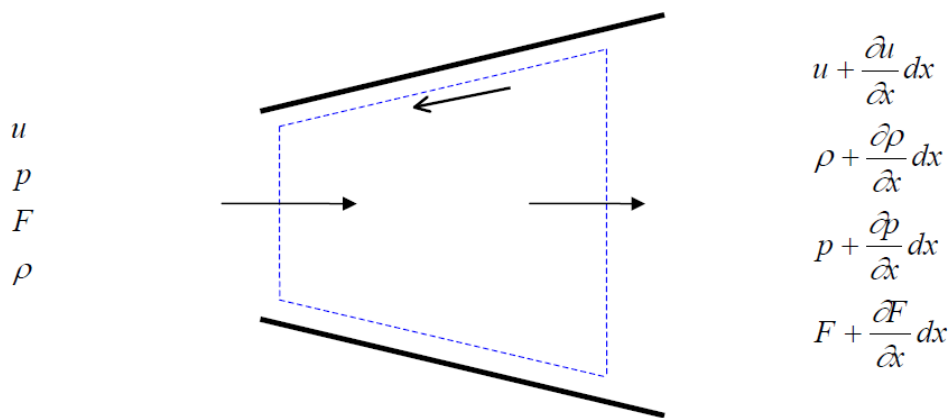


Figura 2.1: Volume di controllo monodimensionale

dove:

$u$ =velocità del fluido

$p$ =pressione

$\rho$ =densità

$F$ =sezione di passaggio

Ricaviamo ora le equazioni di continuità, conservazione della quantità di moto e dell'energia per il volume di controllo tratteggiato.

### 2.2.2 L'equazione di continuità

Iniziamo con l'equazione di continuità, ovvero l'equazione di conservazione della massa. Considerando il volumetto infinitesimo facciamo un bilancio tra portata entrante ed uscente dal volumetto:

**Portata massica entrante**

$$\rho u F \quad (2.4)$$

**Portata massica uscente**

$$\left( \rho + \frac{\partial \rho}{\partial x} dx \right) \cdot \left( u + \frac{\partial u}{\partial x} dx \right) \cdot \left( F + \frac{\partial F}{\partial x} dx \right) \quad (2.5)$$

Il bilancio sul volume di controllo è quindi:

$$\left( \rho + \frac{\partial \rho}{\partial x} dx \right) \cdot \left( u + \frac{\partial u}{\partial x} dx \right) \cdot \left( F + \frac{\partial F}{\partial x} dx \right) - \rho u F = -\frac{\partial}{\partial t} (\rho F dx) \quad (2.6)$$

che sviluppato considerando i termini infinitesimi fino al primo ordine porta alla seguente equazione:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u)}{\partial x} + \frac{\rho u}{F} \cdot \frac{\partial F}{\partial x} = 0 \quad (2.7)$$

### 2.2.3 L'equazione di conservazione della quantità di moto

Considerando il volume di controllo, si determinano la somma dei flussi di quantità di moto uscenti ed entranti nel volume e la somma delle forze di pressione ed attrito sulla superficie di controllo.

**Forze di pressione**

$$pF - \left( p + \frac{\partial p}{\partial x} dx \right) \cdot \left( F + \frac{\partial F}{\partial x} dx \right) + p \frac{\partial F}{\partial x} dx = \left[ -\frac{\partial (pF)}{\partial x} dx + p \frac{\partial F}{\partial x} dx \right] \quad (2.8)$$

**Forze di attrito**

$$sforzo: \tau = f \cdot \frac{1}{2} \rho u^2 \implies F_{attrito} = -f \frac{\rho u^2}{2} \cdot (\pi D dx) \quad (2.9)$$

**Variazione nel tempo della quantità di moto**

$$\frac{\partial(\rho u F dx)}{\partial t} = \frac{\partial(\rho F dx \cdot u)}{\partial t} \quad (2.10)$$

La combinazione delle equazioni precedenti nel bilancio globale conduce alla seguente espressione:

$$\left(\rho + \frac{\partial\rho}{\partial x} dx\right) \cdot \left(u + \frac{\partial u}{\partial x} dx\right)^2 \cdot \left(F + \frac{\partial F}{\partial x} dx\right) - \rho F u^2 = \frac{\partial(\rho F u^2)}{\partial x} dx \quad (2.11)$$

sommando i contributi sopracitati e introducendo l'equazione di continuità otteniamo:

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\rho u}{F} \cdot \frac{\partial F}{\partial x} = 0 \quad (2.12)$$

da cui è possibile ricavare l'espressione finale:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} + G = 0 \quad (2.13)$$

dove

$$G = f \cdot \frac{u^2}{2} \cdot \frac{u}{|u|} \cdot \frac{4}{D} \quad (2.14)$$

**2.2.4 L'equazione di conservazione dell'energia**

Partendo dal secondo principio di termodinamica, l'equazione di conservazione dell'energia può essere scritta nella seguente forma originale:

$$\dot{Q} - \dot{L} = \frac{\partial E}{\partial t} + \phi_{entalpia-ristagno-netto} \quad (2.15)$$

I termini che compongono l'equazione possono essere meglio espressi tenendo conto dei vari contributi che li costituiscono. Vediamoli dunque nel dettaglio.

**Potenza termica entrante**

$$\dot{Q} = q \cdot \rho F dx + \Delta H_{reazione} \cdot F dx \quad (2.16)$$

dove con q si intende la potenza termica trasmessa per unità di massa attraverso il volume di controllo, mentre con ΔH di reazione la potenza termica per unità di volume liberata da eventuali reazioni chimiche presenti nel volume considerato.

### Entalpia di ristagno

$$h_0 = c_v T + \frac{p}{\rho} + \frac{u^2}{2} \quad (2.17)$$

### Variatione nel tempo dell'energia

$$\frac{\partial E}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \left[ (\rho F dx) \cdot \left( c_v T + \frac{u^2}{2} \right) \right] \quad (2.18)$$

### Flusso netto di entalpia di ristagno

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[ (\rho u F) \cdot \left( c_v T + \frac{p}{\rho} + \frac{u^2}{2} \right) \right] dx \quad (2.19)$$

sostituendo dunque i vari termini considerati nell'equazione dell'energia inizialmente scritta otteniamo:

$$\begin{aligned} q\rho F dx + \Delta H_{\text{reazione}} \cdot F dx = \\ = \frac{\partial}{\partial t} \left[ (\rho F dx) \cdot \left( c_v T + \frac{u^2}{2} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left[ (\rho u F) \cdot \left( c_v T + \frac{p}{\rho} + \frac{u^2}{2} \right) \right] dx \end{aligned} \quad (2.20)$$

## 2.2.5 La formulazione delle equazioni in forma conservativa

Il sistema di tre equazioni ottenuto, è detto non lineare iperbolico, e per la sua corretta risoluzione si è soliti utilizzare una formulazione conservativa, secondo la quale le equazioni predefinite assumono la seguente forma:

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho F}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u F)}{\partial x} = 0 & \text{continuità} \\ \frac{\partial (\rho u F)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u^2 + p) F}{\partial x} - \frac{pdF}{dx} + \rho G F = 0 & \text{momento} \\ \frac{\partial (\rho e_0 F)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u h_0 F)}{\partial x} - \rho q F = 0 & \text{energia} \end{cases} \quad (2.21)$$

Per poter risolvere numericamente il sistema considerato, è tuttavia necessario implementarlo in forma matriciale, così da rendere possibile una semplice applicazione dei metodi numerici del tipo shock-capturing che verranno ampiamente esaminati in seguito. Si introducono quindi tre vettori, che contengono rispettivamente le variabili conservate, i flussi e i termini sorgente delle tre equazioni fondamentali:



**Vettore delle variabili conservate**

$$\bar{W} = \begin{bmatrix} \rho F \\ \rho u F \\ \rho e_0 F \end{bmatrix} \quad (2.22)$$

**Vettore dei flussi**

$$\bar{F} = \begin{bmatrix} \rho u F \\ (\rho u^2 + p) F \\ \rho u h_0 F \end{bmatrix} \quad (2.23)$$

**Vettore dei termini sorgente**

$$\bar{C} = \begin{bmatrix} 0 \\ -p \frac{dF}{dx} \\ 0 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 \\ \rho G F \\ -\rho q F \end{bmatrix} \quad (2.24)$$

A questo punto è immediato riscrivere il sistema iperbolico nella forma compatta:

$$\frac{\partial}{\partial t} \bar{W} + \frac{\partial}{\partial x} \bar{F} + \bar{C} = 0 \quad (2.25)$$

È ben evidente che il problema attualmente presentato non è risolvibile in quanto costituito da un sistema di quattro incognite, ovvero  $\rho$ ,  $u$ ,  $e$ ,  $p$  in sole tre equazioni. Per tanto, è necessario introdurre una quarta equazione per la chiusura del problema che descriva il comportamento del fluido.

### 2.2.6 Il gas perfetto

Un primo metodo semplificato per cercare di tener conto del comportamento del fluido è quello di considerarlo come gas perfetto a calori specifici costanti. L'equazione di stato utilizzata sarà dunque:

$$p \cdot \frac{V}{N} = R \cdot T \quad (2.26)$$

Sotto l'ipotesi di gas perfetto, le relazioni di energia interna ed entalpia di ristagno assumono la seguente formulazione, chiudendo di fatto il problema:

$$e_0 = e + \frac{u^2}{2} = c_v T + \frac{u^2}{2} = \frac{p}{\rho(k-1)} + \frac{u^2}{2} \quad (2.27)$$

$$h_0 = h + \frac{u^2}{2} = c_p T + \frac{u^2}{2} = \frac{kp}{\rho(k-1)} + \frac{u^2}{2} \quad (2.28)$$

Come vedremo nei prossimi capitoli, questo modello è troppo semplificato per ottenere dei buoni risultati quando la modellazione del motore implica l'utilizzo di gas

naturale come combustibile, e sarà per tanto necessario assumere un modello di gas più generico, ovvero considerare il fluido nei condotti come miscela di gas ideali.

## 2.3 I METODI NUMERICI

### 2.3.1 Introduzione alla modellazione numerica

Come descritto precedentemente, il problema iperbolico nato dalla risoluzione delle equazioni fondamentali per fluido comprimibile e instazionario, non ammette una soluzione analitica esatta, se non introducendo drastiche semplificazioni, e per tale motivo è necessario ricorrere alla modellazione numerica. Esistono diversi metodi disponibili in letteratura [3] per la risoluzione del problema in questione, in particolare è possibile distinguere la risoluzione delle condizioni al contorno del problema dalla risoluzione delle equazioni nelle regioni interne, utilizzando quindi metodi differenti più adatti ad una o all'altra condizione. Il codice GASDYN utilizza un metodo del primo ordine proposto da Riemann per la risoluzione delle condizioni al contorno chiamato metodo delle caratteristiche, mentre utilizza dei metodi shock-capturing con un'accuratezza del secondo ordine o più per le regioni interne. Questi metodi, essendo del secondo ordine, garantiscono una migliore precisione nei risultati e possono essere distinti in due grandi classi: i metodi upwind anche detti 'characteristic based' che offrono migliori risultati in termini di risoluzione delle discontinuità ma che richiedono elevati tempi di calcolo per risolvere in ogni maglia il problema di Riemann, e i metodi non-upwind, detti anche simmetrici o centrati, che applicano in tutti i nodi lo stesso schema alle differenze finite per poter esprimere i termini alle derivate parziali. Rientrano in questa seconda classe i metodi di Lax-Wendroff e MacCormack utilizzati nel codice. Vediamo di seguito una descrizione del metodo delle caratteristiche e dei metodi shock-capturing, rimandando ai capitoli successivi per gli ulteriori sviluppi ed approfondimenti che sono stati da noi implementati nel codice.

### 2.3.2 Il metodo delle caratteristiche per gas perfetto

Il metodo delle caratteristiche, come già menzionato, è un metodo numerico utile al giorno d'oggi per la modellazione delle regioni al contorno, dove è preferito a tecniche più complicate e computazionalmente più onerose. Tale metodo si basa sulla trasformazione delle equazioni alle derivate parziali del sistema iperbolico precedentemente descritto ad equazioni alle derivate totali lungo alcune particolari linee del campo di flusso, di coordinate  $x$  e  $t$ , dette appunto linee caratteristiche. Il sistema, adeguatamente semplificato lungo le caratteristiche, presenta quindi una soluzione calcolabile in modo semplice. Il metodo delle caratteristiche, tuttavia, presenta alla base alcune ipotesi molto restrittive che ne limitano l'utilizzo nel caso si ricerchi una

soluzione particolarmente accurata, in particolare il limite maggiore è l'approssimazione lineare che il metodo compie nello spazio-tempo per determinare le grandezze fondamentali tra due nodi consecutivi nella mesh (metodo del primo ordine), inoltre sono da tenere in considerazione la mancata capacità di tener conto di discontinuità nella soluzione quali ad esempio le onde d'urto, che vengono distribuite sui nodi di calcolo, ed infine il modello di gas utilizzato per la descrizione del comportamento del fluido in questione. All'interno del codice GASDYN è implementata una soluzione del metodo delle caratteristiche sotto l'ipotesi di gas perfetto, di seguito presentata, mentre si lasciano ai capitoli successivi ulteriori sviluppi del metodo per le problematiche che seguiranno.

Si riscrivono quindi le equazioni di conservazione derivate precedentemente, sotto l'ipotesi di gas perfetto, in modo da ottenere tramite la loro combinazione lineare delle nuove equazioni, valutabili lungo le linee caratteristiche [13]:

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\rho u}{F} \cdot \frac{dF}{dx} = 0 \\ \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + G = 0 \\ \left( \frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} \right) - a^2 \cdot \left( \frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} \right) - (k-1) \cdot \rho \cdot (q + uG) = 0 \end{cases} \quad (2.29)$$

e combinandole linearmente si ottiene:

$$\begin{cases} \left[ \frac{\partial \rho}{\partial t} + (u+a) \cdot \frac{\partial \rho}{\partial x} \right] + \rho \cdot a \cdot \left[ \frac{\partial u}{\partial t} + (u+a) \cdot \frac{\partial u}{\partial x} \right] + \Delta_1 + \Delta_2 + \Delta_3 = 0 \\ \left[ \frac{\partial \rho}{\partial t} + (u-a) \cdot \frac{\partial \rho}{\partial x} \right] - \rho \cdot a \cdot \left[ \frac{\partial u}{\partial t} + (u-a) \cdot \frac{\partial u}{\partial x} \right] + \Delta_1 + \Delta_2 - \Delta_3 = 0 \\ \left[ \frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} \right] - a^2 \cdot \left[ \frac{\partial \rho}{\partial t} + u \cdot \frac{\partial \rho}{\partial x} \right] + \Delta_1 = 0 \end{cases} \quad (2.30)$$

dove i termini  $\Delta$  rappresentano rispettivamente lo scambio termico, la variazione di sezione con la coordinata spaziale del condotto  $x$ , e l'attrito:

$$\begin{cases} \Delta_1 = -(k-1) \cdot \rho \cdot (q - uG) \\ \Delta_2 = a^2 \cdot \frac{\rho u}{F} \cdot \frac{dF}{dx} \\ \Delta_3 = \rho \cdot a^2 \cdot G \end{cases} \quad (2.31)$$

È importante osservare che i termini  $\Delta_1$  e  $\Delta_3$  nel caso di flusso omoentropico, ovvero caratterizzato da entropia costante nello spazio-tempo, sono nulli, mentre il termine  $\Delta_2$ , che rappresenta la variazione di sezione con la coordinata spaziale, è di natura conservativa e non influenza la omoentropicità del flusso, contribuendo però ugualmente alla curvatura delle linee caratteristiche nel piano  $(x,t)$ . I differenziali ordinari delle variabili  $p$ ,  $\rho$ ,  $u$ , rappresentati tra parentesi nell'equazione precedente, calcolati lungo le linee caratteristiche presentano una pendenza dipendente dalle proprietà del flusso come segue:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dx}{dt} = u + a \\ \frac{dx}{dt} = u - a \\ \frac{dx}{dt} = u \end{array} \right. \quad (2.32)$$

Le equazioni appena descritte sono chiamate equazioni di direzione. Dall'analisi delle equazioni di direzione si evince che le prime due derivate non sono altro che la velocità di propagazione delle onde di pressione nel tubo, mentre la terza derivata permette di tracciare il percorso delle particelle attraverso lo spazio-tempo, fornendo le informazioni sul livello entropico. È importante sottolineare che le linee caratteristiche tracciate nel piano  $(x,t)$  suddividono la superficie in due regioni dove le grandezze fluidodinamiche differiscono per quantità infinitesime, mentre le loro derivate differiscono per quantità finite, definendo quindi zone di continuità delle grandezze fluidodinamiche e di discontinuità delle loro derivate.

Il sistema iperbolico, dunque, valutato lungo le linee caratteristiche appena descritte per mezzo delle equazioni di direzione, presenta derivate totali in luogo di derivate parziali e può essere riassunto nella seguente forma:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dx}{dt} = u + a \implies \frac{dp}{dt} + \rho \cdot a \cdot \frac{du}{dt} + \Delta_1 + \Delta_2 + \Delta_3 \\ \frac{dx}{dt} = u - a \implies \frac{dp}{dt} - \rho \cdot a \cdot \frac{du}{dt} + \Delta_1 + \Delta_2 - \Delta_3 \\ \frac{dx}{dt} = u \implies \frac{dp}{dt} - a^2 \cdot \frac{d\rho}{dt} + \Delta_1 \end{array} \right. \quad (2.33)$$

dove le nuove equazioni ottenute sono chiamate equazioni di compatibilità.

Per rendere più immediata l'applicazione del metodo delle caratteristiche presentato nel seguito, si introducono d'ora in avanti le ipotesi di flusso omoentropico e condotto a sezione costante lungo la coordinata spaziale, ipotesi che verranno rimosse nel seguito quando verrà presentata la soluzione generale per gas perfetto. Ricordando che i termini tramite cui si tiene conto la non omoentropicità del flusso

sono i  $\Delta$ , è possibile riscrivere le equazioni di compatibilità nel seguente modo:

$$\begin{cases} \frac{1}{\rho a} \cdot dp \pm du = 0 & \implies \frac{dx}{dt} = u \pm a \\ dp - a^2 \cdot d\rho = 0 & \implies \frac{dx}{dt} = u \end{cases} \quad (2.34)$$

sapendo che per un flusso omoentropico la variazione di entropia è nulla si può ottenere la seguente equazione:

$$dp = \rho \cdot dh \quad (2.35)$$

inoltre l'entalpia di un gas perfetto (a calore specifico costante) è funzione della velocità del suono e del rapporto tra i calori specifici. Derivando tale equazione si ricava:

$$h = c_p \cdot T = \frac{kRT}{k-1} \implies dh = \frac{2a}{k-1} \cdot da \quad (2.36)$$

sostituendo le due equazioni appena ricavate, nell'equazione di compatibilità per gas perfetto, otteniamo una nuova equazione integrabile tra due punti 1 e 2 del dominio rappresentato dal piano dello spazio-tempo:

$$da \pm \frac{k-1}{2} du = 0 \implies \int_1^2 da \pm \frac{k-1}{2} \int_1^2 du = 0 \quad (2.37)$$

l'integrazione dell'equazione porta così alla definizione delle costanti di Riemann, che hanno la caratteristica di essere due valori costanti all'interno del dominio lungo la linea caratteristica che si sta considerando:

$$\lambda = a + \frac{k-1}{2} \cdot u \quad \beta = a - \frac{k-1}{2} \cdot u \quad (2.38)$$

Conseguentemente, una volta note le due costanti di Riemann, è sempre possibile determinare la velocità del suono e la velocità del fluido lungo la caratteristica per un flusso omoentropico e gas perfetto al tempo  $t$  e nodo  $i$  per mezzo delle seguenti equazioni:

$$a = \frac{\lambda + \beta}{2} \quad u = \frac{\lambda - \beta}{k-1} \quad (2.39)$$

Reintroducendo ora i termini non omoentropici rappresentati dai  $\Delta$ , si ha come unica differenza nella trattazione fin qui esposta, la comparsa di termini differenziali aggiuntivi alle costanti di Riemann, così definiti:

$$d\lambda = \frac{(k-1)}{2} \cdot \frac{T}{a} \cdot ds - \frac{k-1}{2\rho a} \cdot (\Delta_1 + \Delta_2 + \Delta_3) \cdot dt \quad (2.40)$$

$$d\beta = \frac{(k-1)}{2} \cdot \frac{T}{a} \cdot ds - \frac{k-1}{2\rho a} \cdot (\Delta_1 + \Delta_2 - \Delta_3) \cdot dt \quad (2.41)$$

Le costanti di Riemann, a questo punto non più costanti, vengono quindi chiamate variabili di Riemann:

$$\lambda^{n+1} = \lambda^n + d\lambda \quad \beta^{n+1} = \beta^n + d\beta \quad (2.42)$$

È importante notare come le costanti di Riemann siano costanti quando il flusso è omoentropico, mentre le variabili di Riemann siano tali poiché cambiano di un valore infinitesimo durante il loro percorso lungo le linee caratteristiche nello spazio-tempo. Il metodo delle caratteristiche, prevede l'interpolazione lineare tra le variabili di Riemann in due nodi adiacenti al tempo  $t$  per determinare il valore della variabile di Riemann al time-step successivo  $t+1$ . La seguente rappresentazione risulterà utile alla comprensione:

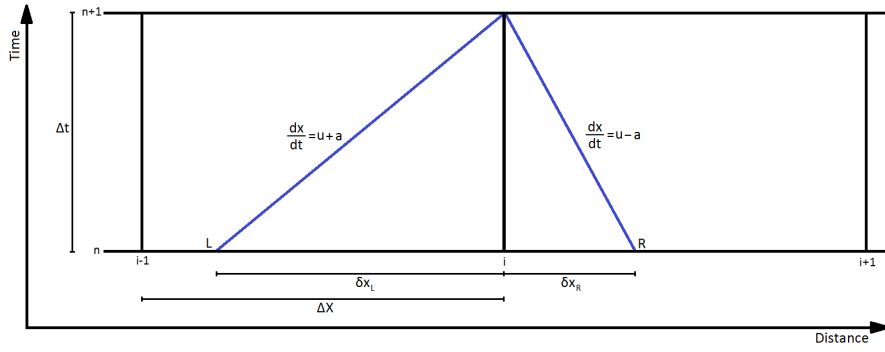


Figura 2.2: Rappresentazione delle linee caratteristiche tra tre punti di mesh

Considerando quindi tre nodi di mesh consecutivi ( $i-1, i, i+1$ ) e due punti L ed R interni alla mesh, posizionati sopra le caratteristiche che descrivono le variabili di Riemann al time-step successivo  $n+1$ , le variabili di Riemann nei punti L ed R al tempo  $n$  possono essere calcolate tramite interpolazione lineare dei nodi di mesh al medesimo tempo  $n$ , in quanto i valori nei nodi di mesh sono noti dal time-step precedente. Le variabili di Riemann si ricavano dunque mediante le seguenti equazioni:

$$\lambda_L^n = \lambda_i^n - \frac{\delta X_L}{\Delta X} \cdot (\lambda_i^n - \lambda_{i-1}^n) \quad \beta_R^n = \beta_i^n - \frac{\delta X_R}{\Delta X} \cdot (\beta_{i+1}^n - \beta_i^n) \quad (2.43)$$

Considerando ora solo il punto L, tenendo presente che il punto R può essere sottoposto alla medesima procedura, l'equazione che descrive l'interpolazione della variabile di Riemann  $\lambda_L$ , dipende dal gradiente  $\delta X_L / \Delta X$ , che è definito nel seguente modo:

$$\frac{\delta X_L}{\Delta X} = u_L^n + a_L^n \quad (2.44)$$

e può essere ricavato per mezzo di semplici sostituzioni, in funzione delle variabili di Riemann e di alcuni termini costanti nel caso di fluido descritto come gas perfetto, in quanto il rapporto tra i calori specifici è sempre lo stesso per definizione:

$$\psi = \frac{k+1}{2 \cdot (k-1)} \quad \phi = \frac{3-k}{2 \cdot (k-1)} \quad (2.45)$$

$$\frac{\delta X_L}{\Delta X} = \frac{\psi \cdot \lambda_i^n - \phi \cdot \beta_i^n}{\frac{\Delta X}{\Delta t} + \psi \cdot (\lambda_i^n - \lambda_{i-1}^n) - \phi \cdot (\beta_i^n - \beta_{i-1}^n)} \quad (2.46)$$

A questo punto, il valore delle variabili di Riemann al time-step successivo  $n+1$ , e al nodo  $i$ -esimo considerato, sarà pari al valore appena ricavato più le variazioni intercorse nel caso di flusso non omoentropico come descritto precedentemente.

Per una applicazione computazionalmente meno onerosa, e per una maggiore accuratezza dei risultati, storicamente le equazioni fin qui presentate sono sempre state implementate nei codici di calcolo in modo adimensionale, e così è stato anche per il codice GASDYN. Si fa riferimento al grafico seguente, per quanto esposto nel seguito:

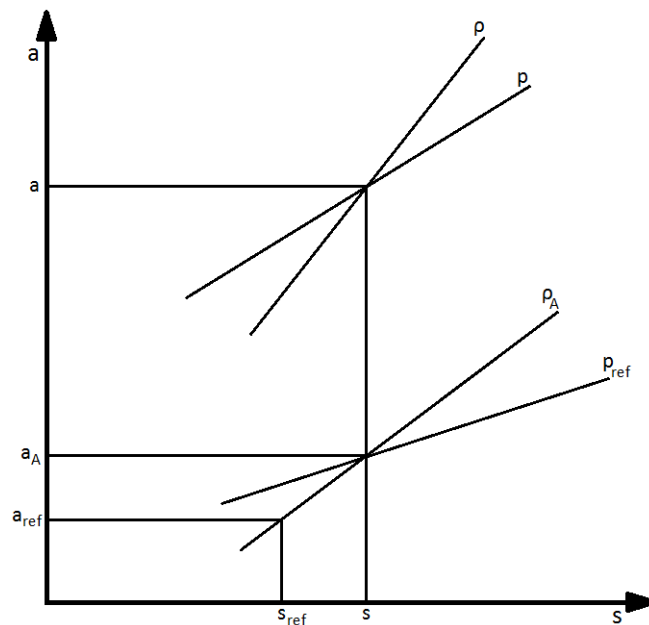


Figura 2.3: Diagramma T-s, processo isoentropico

Considerando un gas perfetto, valgono le seguenti relazioni per descriverne il comportamento:

$$\frac{p}{\rho^k} = \text{cost} \quad \frac{\rho}{\rho_A} = \left( \frac{p}{p_{ref}} \right)^{1/k} \quad \frac{p}{p_{ref}} = \left( \frac{a}{a_A} \right)^{2k/(k-1)} \quad (2.47)$$

dove:

$$a^2 = \frac{kp}{\rho} \quad a_A^2 = \frac{kp_{ref}}{\rho_A} \quad (2.48)$$

Differenziando le seguenti equazioni, e sostituendole all'interno delle equazioni di compatibilità, è possibile ricavare una nuova espressione per tale equazione nel caso di flusso non omoentropico:

$$\frac{2}{k-1} da + du - \frac{2}{k-1} a \frac{da_A}{a_A} - \frac{k-1}{a} \left( q + \frac{4fu^4}{2D|u|} \right) dt + \frac{au}{F} \frac{dF}{dx} dt + \frac{4fu^3}{2D|u|} dt \quad (2.49)$$

Utilizzando ora le quantità adimensionali seguenti:

$$A = \frac{a}{a_{ref}} \quad U = \frac{u}{u_{ref}} \quad A_A = \frac{a_A}{a_{ref}} \quad Z = \frac{a_{ref} \cdot t}{x_{ref}} \quad X = \frac{x}{x_{ref}} \quad (2.50)$$

è possibile riscrivere l'equazione di compatibilità per gas perfetto in modo analogo a quanto visto dimensionalmente, e ricavare quindi le variabili di Riemann nel caso generale di flusso non omoentropico:

$$\lambda, \beta = A \pm \frac{k-1}{2} U \quad (2.51)$$

$$d\lambda, \beta = A \frac{dA_A}{A_A} - \frac{(k-1)AU}{2F} \frac{dF}{dX} dZ \pm (k-1) \frac{f}{D} x_{ref} \frac{U^3}{|U|} \left[ 1 \pm (k-1) \frac{U}{A} \right] dZ \quad (2.52)$$

$$+ \frac{(k-1)^2}{2} q \frac{x_{ref}}{a_{ref}^3} \frac{1}{A} dZ$$

La velocità del suono e la velocità del fluido adimensionali assumono quindi le seguenti espressioni:

$$A = \frac{\lambda + \beta}{2} \quad U = \frac{\lambda - \beta}{k-1} \quad (2.53)$$

La determinazione delle variabili di Riemann al time-step successivo, avverrà quindi sempre mediante interpolazione dei valori di tali variabili ai nodi adiacenti al punto considerato, in modo del tutto analogo al caso dimensionale.



### 2.3.3 I metodi Shock-Capturing

Considerando la parte interna dei condotti di aspirazione e scarico dei motori a combustione interna, le discontinuità di contatto dovute a porzioni di fluido a diversa temperatura e/o con diversa composizione chimica, sono la principale difficoltà che il metodo numerico è chiamato a risolvere per il calcolo delle grandezze gasdinamiche. La tipologia di metodi numerici più adatti alla risoluzione di queste problematiche è quella che va sotto il nome di shock-capturing. In questo tipo di approccio le discontinuità vengono calcolate direttamente applicando nei nodi lo schema numerico. In precedenza è stato definito il vettore  $W(x,t)$ , che ha la caratteristica di caratterizzare completamente il modo di un fluido comprimibile:

$$\bar{W} = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho e_0 \end{bmatrix} \quad (2.54)$$

Per poter procedere con la modellazione numerica, è necessario utilizzare una griglia computazionale caratterizzata dai passi  $\Delta x$  e  $\Delta t$ . Si deve quindi sostituire il vettore  $W(x,t)$  con una approssimazione che consideri la coordinata spaziale considerata  $i$ , ed il tempo considerato  $n$ , in modo da ottenere un vettore  $W_i^n$  definito come  $W(i,n)$ . Il punto di partenza sono le equazioni di Eulero, ricavate annullando i termini sorgente  $C(W(x,t))$  delle equazioni fondamentali scritte in forma conservativa 2.21, che descrivono un flusso omoentropico all'interno di un condotto a sezione costante. Sotto queste ipotesi, tali equazioni possono essere riscritte in forma matriciale nel seguente modo:

$$\frac{\partial \bar{W}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{F}(\bar{W})}{\partial x} = 0 \quad (2.55)$$

Integrando quest'ultima equazione nello spazio  $x$ , e nel tempo  $t$ , applicando il teorema della divergenza di Gauss è possibile ottenere:

$$\int_t^{t+\Delta t} \int_x^{x+\Delta x} \left( \frac{\partial \bar{W}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{F}(\bar{W})}{\partial x} \right) dx dt = 0 \quad (2.56)$$

da cui:

$$(\bar{W}_i^{n+1} - \bar{W}_i^n) \cdot \Delta x + \left( \bar{F}_{i+\frac{1}{2}}^n - \bar{F}_{i-\frac{1}{2}}^n \right) \cdot \Delta t = 0 \quad (2.57)$$

dove i termini  $W$  ed  $F$  sono ricavati dalle seguenti equazioni:

$$\bar{W}_i = \frac{1}{\Delta x} \int_{x_{i-\frac{1}{2}}}^{x_{i+\frac{1}{2}}} W \cdot dx \quad (2.58)$$

$$\bar{F}_{i\pm\frac{1}{2}} = \frac{1}{\Delta x} \int_{t^n}^{t^{n+1}} \bar{F} \cdot dt$$

La formulazione integrale appena ottenuta, ha il grande vantaggio di trattare le discontinuità di contatto anche non conoscendo a priori la localizzazione di tali fenomeni, da cui la denominazione shock-capturing. Tale formulazione ha inoltre la proprietà di telescopicità, ovvero affiancando due volumi di controllo, la legge integrale continua a mantenere la stessa forma anche se riferita al volume totale, poiché i flussi che attraversano la superficie di separazione saranno uguali ed opposti, annullandosi a vicenda. Riorganizzando l'equazione in modo più opportuno si può scrivere che:

$$\frac{\bar{W}_i^{n+1} - \bar{W}_i^n}{\Delta t} + \frac{\bar{F}_{i+\frac{1}{2}}^n + \bar{F}_{i-\frac{1}{2}}^n}{\Delta x} = 0 \quad (2.59)$$

In questa formulazione è evidente la discretizzazione del continuo spazio-temporale che è necessario eseguire utilizzando metodi alle differenze finite. Da qui l'utilizzo di una griglia di mesh per la risoluzione numerica delle equazioni. Sommando a questo punto le differenze lungo x su tutto il campo di definizione si ottiene:

$$\Delta x \cdot \sum_{i,max}^{i,min} \bar{W}_i^{n+1} = \Delta x \cdot \sum_{i,max}^{i,min} \bar{W}_i^n + \Delta t \cdot \left( \bar{F}_{i,min-\frac{1}{2}}^n - \bar{F}_{i,max-\frac{1}{2}}^n \right) \quad (2.60)$$

dove il primo membro rappresenta la massa, la quantità di moto e l'energia totali al nuovo istante temporale, mentre il secondo membro rappresenta il flusso delle quantità conservate attraverso l'estremità del dominio spaziale considerata (ad esempio le estremità di un condotto). Definito cosa significa utilizzare un metodo shock-capturing, si introducono ora i due metodi numerici di tale tipologia implementati all'interno del codice di calcolo.

### 2.3.4 Il metodo di Lax-Wendroff

Il metodo numerico di Lax-Wendroff è uno dei metodi più utilizzati per la risoluzione numerica delle equazioni di conservazione, ed è quello che verrà utilizzato nel seguito della tesi per la modellazione del motore. Il primo passo da compiere per lo sviluppo di questo metodo numerico, consiste nell'esprimere il vettore W, al tempo n, sviluppandolo tramite serie di Taylor:

$$\bar{W}_i^{n+1} = \bar{W}_i^n + \frac{\partial W}{\partial t} \cdot \Delta t + \frac{\partial^2 W}{\partial t^2} \cdot \frac{\Delta t^2}{2!} + O(\Delta t^3) \quad (2.61)$$

dove però:

$$\frac{\partial W}{\partial t} = -\frac{\partial F}{\partial x} \quad (2.62)$$

$$\frac{\partial^2 W}{\partial t^2} = -\frac{\partial}{\partial x} \cdot \left( \frac{\partial F}{\partial t} \right)$$

Sapendo che vale anche la seguente relazione:

$$\frac{\partial F}{\partial t} = \frac{\partial F}{\partial W} \cdot \frac{\partial W}{\partial t} \quad (2.63)$$

è possibile determinare la seguente quantità:

$$\frac{\partial F}{\partial t} = \frac{\partial F}{\partial W} \cdot \left( -\frac{\partial F}{\partial x} \right) = -A \cdot \left( \frac{\partial F}{\partial x} \right) \quad (2.64)$$

dove A è una matrice Jacobiana, definita nel modo seguente:

$$[A] = \frac{\partial \bar{F}}{\partial \bar{W}} \quad \implies \quad a_{ij} = \frac{\partial F_i}{\partial W_j} \quad (2.65)$$

Tramite sostituzione dell'ultima equazione ricavata nella precedente, si ottiene :

$$\frac{\partial^2 W}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial x} \cdot \left( A \cdot \frac{\partial F}{\partial x} \right) \quad (2.66)$$

Sviluppando quindi in serie di Taylor:

$$\bar{W}_i^{n+1} = \bar{W}_i^n + \frac{\partial F}{\partial x} \cdot \Delta t + \frac{\partial}{\partial x} \cdot \left( A \cdot \frac{\partial F}{\partial x} \right) \cdot \frac{\Delta t^2}{2!} + O(\Delta t^3) \quad (2.67)$$

Infine approssimando le derivate parziali con i metodi alle differenze finite centrate ed eseguendo le opportune sostituzioni, si ottiene l'espressione finale del metodo di Lax-Wendroff ad un passo:

$$\bar{W}_i^{n+1} = \bar{W}_i^n - \frac{\Delta t}{2 \cdot \Delta x} \cdot [A] \cdot (\bar{W}_{i+1}^n - \bar{W}_{i-1}^n) + \quad (2.68)$$

$$+ \frac{\Delta t^2}{2 \cdot \Delta x^2} \cdot [A]^2 \cdot (\bar{W}_{i+1}^n - 2\bar{W}_i^n + \bar{W}_{i-1}^n)$$

che permette di calcolare il vettore soluzione W al tempo n+1 conoscendo il valore dello stesso al tempo n. Questo metodo è quindi un metodo shock-capturing alle differenze finite di tipo simmetrico, con una accuratezza del secondo ordine, conservativo ed esplicito nel tempo. La formulazione ad un passo porta alla formulazione della matrice A, identificativa dello Jacobiano per ogni passo temporale. Richtmyer [12] ha risolto questo inconveniente introducendo il metodo di Lax-Wendroff a due passi. Nel seguente grafico è riassunto lo schema a due passi:

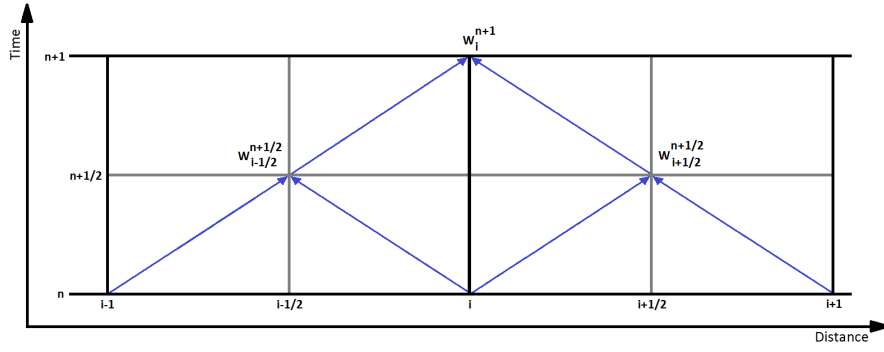


Figura 2.4: Rappresentazione del metodo di Lax-Wendroff a due passi

Introducendo i due passi temporali utilizzati si ottengono le seguenti equazioni:

Primo passo:

$$\begin{aligned}\bar{W}_{i+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} &= \frac{1}{2} (\bar{W}_{i+1}^n + \bar{W}_i^n) - \frac{\Delta t}{2 \cdot \Delta x} \cdot (\bar{F}_{i+1}^n - \bar{F}_i^n) \\ \bar{W}_{i-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} &= \frac{1}{2} (\bar{W}_i^n + \bar{W}_{i-1}^n) - \frac{\Delta t}{2 \cdot \Delta x} \cdot (\bar{F}_i^n - \bar{F}_{i-1}^n)\end{aligned}\quad (2.69)$$

Secondo passo:

$$\bar{W}_i^{n+1} = \bar{W}_i^n - \frac{\Delta t}{\Delta x} \cdot \left( \bar{F}_{i+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - \bar{F}_{i-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} \right) \quad (2.70)$$

Vediamo a questo punto il metodo di Lax-Wendroff applicato al caso generale di flusso non omoentropico, ottenuto semplicemente aggiungendo i termini sorgente opportunamente discretizzati:

$$\left\{ \begin{aligned} \bar{W}_{i+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} &= \frac{1}{2} (\bar{W}_{i+1}^n + \bar{W}_i^n) - \frac{\Delta t}{2} \left( \frac{\bar{F}_{i+1}^n - \bar{F}_i^n}{\Delta x} \right) - \frac{\Delta t}{4} (\bar{C}_{i+1}^n + \bar{C}_i^n) & 1^\circ p \\ \bar{W}_{i-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} &= \frac{1}{2} (\bar{W}_i^n + \bar{W}_{i-1}^n) - \frac{\Delta t}{2} \left( \frac{\bar{F}_i^n - \bar{F}_{i-1}^n}{\Delta x} \right) - \frac{\Delta t}{4} (\bar{C}_i^n + \bar{C}_{i-1}^n) & \\ \bar{W}_i^{n+1} &= \bar{W}_i^n - \frac{\Delta t}{\Delta x} \left( \bar{F}_{i+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - \bar{F}_{i-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} \right) - \frac{\Delta t}{2} \left( \bar{C}_{i+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} + \bar{C}_{i-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} \right) & 2^\circ p \end{aligned} \right. \quad (2.71)$$

Con questo metodo, come nel caso del metodo delle caratteristiche, per stabilire la dimensione del passo temporale si utilizza il criterio di stabilità di Corant-Friedrichs-Lewy, secondo cui il massimo passo ammissibile è uguale a:

$$\Delta t = \nu \cdot \left( \frac{\Delta x}{|u| + a} \right) \quad (2.72)$$

dove  $v \leq 1$ , mentre per  $u$  ed  $a$  si considerano quelli del nodo in cui la loro somma è pari al valore massimo.

### 2.3.5 Il metodo di MacCormack

Il metodo di MacCormack è basato anch'esso sullo sviluppo in serie di Taylor del vettore soluzione, ed è quindi conservativo, simmetrico ed esplicito rispetto al tempo, shock-capturing e con una accuratezza del secondo ordine. Questo metodo, rispetto al precedente, ricorre a due diverse fasi di calcolo:

1. Una prima fase detta predictor, per mezzo della quale viene stimato il vettore soluzione al tempo  $t$  provvisorio;
2. Una seconda fase detta corrector, nella quale partendo dal valore stimato durante la fase predictor, si ricava il valore finale del vettore soluzione.

Riconsiderando dunque le equazioni di conservazione nel caso di flusso omoentropico:

$$\frac{\partial \bar{W}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{F}(\bar{W})}{\partial x} = 0 \quad (2.73)$$

durante la fase predictor, per mezzo del metodo alle differenze finite in avanti, si fornisce il vettore  $\bar{W}^*$  che in questo modo rappresenta la soluzione provvisoria ricavata al tempo  $t^*$ :

$$\frac{\bar{W}_i^* - \bar{W}_i^n}{\Delta t} + \frac{\bar{F}_{i+1}^n - \bar{F}_i^n}{\Delta x} = 0 \quad (2.74)$$

Con il valore di  $\bar{W}^*$  ottenuto, si calcola quindi il vettore  $\bar{F}^*$ , per calcolare in seguito il vettore  $\bar{W}_i^{n+\frac{1}{2}}$ , ottenuto facendo la media tra il valore stimato al tempo  $t^*$  e quello al tempo  $t^n$ :

$$\bar{W}_i^{n+\frac{1}{2}} = \frac{1}{2} \cdot (\bar{W}_i^n + \bar{W}_i^*) \quad (2.75)$$

Rappresentando graficamente quanto discusso si ottiene:

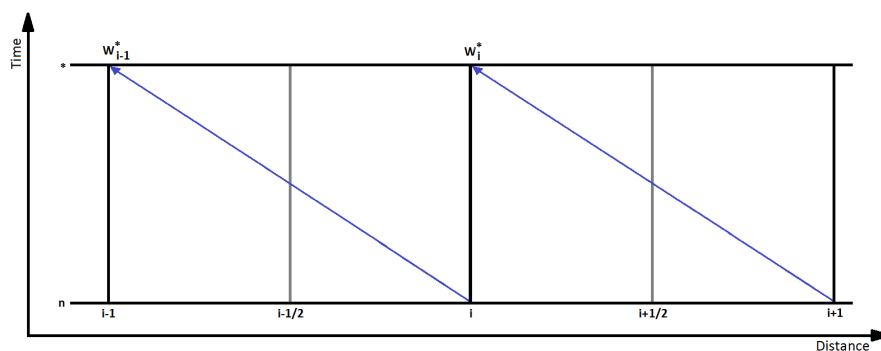


Figura 2.5: Rappresentazione del metodo di MacCormack, fase predictor

Durante la fase successiva, chiamata appunto corrector, si applica invece un metodo alle differenze finite all'indietro tra il tempo  $n+1/2$  e  $n+1$ , determinando così il vettore soluzione definitivo al passo temporale  $n+1$ :

$$\bar{W}_i^{n+1} = \bar{W}_i^{n+1/2} - \frac{1}{2} \cdot \Delta t \cdot \left( \frac{\bar{F}_i^* - \bar{F}_{i-1}^*}{\Delta x} \right) \quad (2.76)$$

Ancora una volta, graficamente lo schema è il seguente:

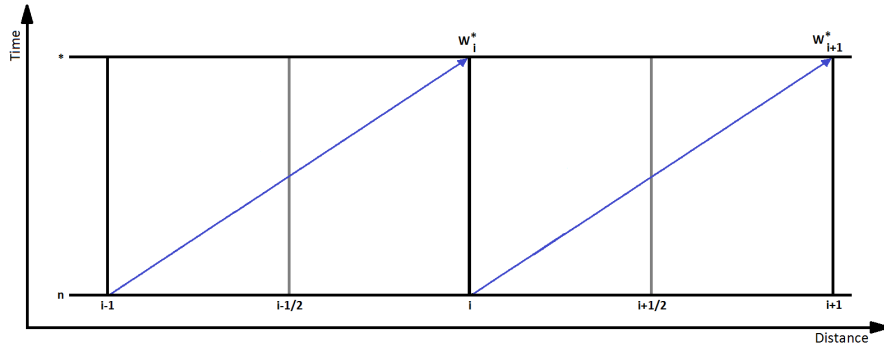


Figura 2.6: Rappresentazione del metodo di MacCormack, fase corrector

Il metodo di MacCormack così come è stato definito, è nella forma forward predictor - backward corrector. È anche possibile cambiare la configurazione in backward predictor - forward corrector, tuttavia da rilievi sperimentali si è appurato che uno schema alle differenze finite in avanti nella fase predictor da risultati migliori quando si va nella direzione di propagazione delle discontinuità. Anche in questo metodo di utilizza un criterio di stabilità CFL, così definito:

$$cfl = (a + |u|) \cdot \frac{\Delta t}{\Delta x} \leq 1 \quad (2.77)$$

### 2.3.6 Il problema delle oscillazioni spurie

I metodi di Lax-Wendroff e di MacCormack presentano, come tutti i metodi del secondo ordine, il cosiddetto problema delle oscillazioni spurie, ovvero oscillazioni numeriche in corrispondenza delle discontinuità. Una breve spiegazione di tale comportamento viene evidenziata dal teorema di Godunov:

#### Teorema di Godunov

Il teorema di Godunov evidenzia l'ostacolo maggiore che i metodi numerici possono incontrare nella risoluzione dei problemi iperbolici e fornisce le motivazioni per cui i metodi di ordine elevato producono oscillazioni non fisiche quando si incontrano delle discontinuità. Per il teorema di Godunov, tutti gli schemi numerici con accuratezza superiore al primo ordine sono riconducibili ad uno schema a coefficienti costanti del tipo:

$$\bar{W}_i^{n+1} = \sum_k c_k \cdot \bar{W}_{i+k}^n \quad (2.78)$$

presentando delle oscillazioni non fisiche in corrispondenza di discontinuità della soluzione. Questo risultato è ottenuto dimostrando che, affinché non nascano delle oscillazioni in corrispondenza delle discontinuità, se  $W_i^0$  è una funzione monotona di  $i$ , allora anche  $W_i^n$  è una funzione monotona di  $i$ . Condizione necessaria e sufficiente perché sia garantita tale monotonicità è che nessuno dei coefficienti  $c_k$  sia negativo, dimostrando così l'impossibilità di tale condizione, che implicherebbe la violazione della disuguaglianza di Cauchy. Strettamente connesso al concetto di monotonicità della soluzione è il criterio di Harten che indica le condizioni sufficienti che deve soddisfare un metodo numerico per evitare l'insorgere delle oscillazioni spurie. Definendo la variazione totale TV di una soluzione  $\bar{W}^n$  al passo  $n$  come:

$$TV(\bar{W}_i^n) = \sum | \bar{W}_{i+1}^n - \bar{W}_i^n | \quad (2.79)$$

se, con l'avanzamento dello step temporale, la somma TV non cresce:

$$TV(\bar{W}_i^{n+1}) \leq TV(\bar{W}_i^n) \quad (2.80)$$

allora lo schema numerico ammette soluzione monotona e viene detto TVD, ovvero «Total Variation-Diminishing». Attraverso tale criterio si può dimostrare che i metodi LW e MCK non sono metodi TVD, rimanendo però la possibilità di renderli tali.

### 2.3.6.1 Schemi risolutivi TVD

Il teorema di Godunov ci dice dunque che gli schemi numerici con accuratezza superiore al primo ordine non sono TVD se costruiti utilizzando dei coefficienti costanti. Si tratterà pertanto di modificare opportunamente tali schemi in modo tale che detti coefficienti dipendano dalla soluzione stessa. Gli schemi TVD vengono divisi in due classi:

1. SCHEMI PRE-PROCESSING: caratterizzati in genere dal fatto che il complesso dei dati viene modificato prima di aggiornare la soluzione.
2. SCHEMI POST-PROCESSING: questi metodi consistono nell'aggiornare di volta in volta la soluzione attraverso il metodo numerico scelto per poi modificarla in modo tale da soddisfare i requisiti degli schemi TVD. Rientra in questo gruppo la tecnica FCT.

### 2.3.6.2 La tecnica FCT

Il Flux Corrected Transport, indicato più sinteticamente con la sigla FCT, è una tecnica di smorzamento delle oscillazioni spurie introdotta da Boris e Book nel 1973 [4] che consta di tre passaggi fondamentali. Mettiamo adesso in evidenza come e dove questi metodi agiscono. In primo luogo la soluzione viene ottenuta attraverso uno dei metodi numerici già presentati, quindi interviene il metodo FCT vero e proprio, il quale introduce una diffusione numerica nella soluzione sufficiente ad eliminare le oscillazioni non fisiche (diffusion-stage). In ultimo si applica l'antidiffusion stage, il cui scopo è introdurre un flusso antidiffusivo che cancelli gli effetti indesiderati della prima fase, avendo questa alterato la soluzione negli intervalli privi di oscillazioni.

**Transport stage:** La soluzione provvisoria viene ottenuta mediante i metodi di Lax-Wendroff o MacCormack:

$$\bar{W}^{n+1} = \bar{W}^n + T(\bar{W}^n) \quad (2.81)$$

**Diffusion stage:** Il flusso diffusivo introdotto, è definito come:

$$\begin{aligned} \phi_{i+\frac{1}{2}}(\bar{W}) &= \frac{1}{8} \cdot (\bar{W}_{i+1} - \bar{W}_i) \\ \phi_{i-\frac{1}{2}}(\bar{W}) &= \frac{1}{8} \cdot (\bar{W}_i - \bar{W}_{i-1}) \end{aligned} \quad (2.82)$$

mediante cui è possibile ricavare l'operatore di diffusione D:

$$\bar{D}_i = \phi_{i+\frac{1}{2}}(\bar{W}) - \phi_{i-\frac{1}{2}}(\bar{W}) \quad (2.83)$$

È possibile quindi sviluppare il metodo in due modi differenti:

**Alternativa Damping:** Nel calcolo dell'operatore di diffusione viene utilizzato il vettore relativo al livello temporale n:

$$\bar{W}_D^{n+1} = \bar{W}^{n+1} + \bar{D}(\bar{W}^n) \quad (2.84)$$

**Alternativa Smoothing:** Nel calcolo dell'operatore di diffusione viene utilizzato il vettore soluzione relativo al nuovo livello temporale n+1:

$$\bar{W}_D^{n+1} = \bar{W}^{n+1} + \bar{D}(\bar{W}^{n+1}) \quad (2.85)$$

L'alternativa Damping permette di eliminare quasi completamente le oscillazioni spurie ma rende instabile il metodo numerico. Bisogna quindi ridurre lo step temporale in modo che sia  $\Delta t' = 0.866\Delta t$ , dove  $\Delta t$  è il valore calcolato tramite il criterio del CFL, appesantendo però il processo computazionale.



**Anti-Diffusion stage** Si introduce l'operatore non lineare anti-diffusivo  $A$ , che rimuove dove non è necessaria, la diffusione introdotta in maniera uniforme nella fase precedente. Tale operatore, permette il calcolo del vettore soluzione finale  $\bar{W}_{DA}^{n+1}$  secondo una delle alternative qui proposte:

$$\bar{W}_{DA}^{n+1} = \bar{W}_D^{n+1} + \bar{A}(\bar{W}^n)$$

$$\bar{W}_{DA}^{n+1} = \bar{W}_D^{n+1} + \bar{A}(\bar{W}_D^{n+1}) \quad (2.86)$$

$$\bar{W}_{DA}^{n+1} = \bar{W}_D^{n+1} + \bar{A}(\bar{W}^{n+1})$$

dove l'operatore  $\bar{W}_D^{n+1}$  può essere calcolato secondo l'alternativa Damping o secondo l'alternativa Smoothing. L'operatore  $A$  è dato da:

$$\bar{A}(\bar{W}^{n+1}) = -\psi_{i+\frac{1}{2}}^{n+1} + \psi_{i-\frac{1}{2}}^{n+1} \quad (2.87)$$

dove

$$\psi_{i+\frac{1}{2}}^{n+1}(\bar{W}) = \bar{s} \cdot \max \left[ 0, \min \left( \frac{5}{8} \cdot \bar{s} \cdot \Delta_{i-\frac{1}{2}}^{n+1}, \frac{1}{8} \cdot |\Delta_{i+\frac{1}{2}}^{n+1}|, \frac{5}{8} \cdot \bar{s} \cdot \Delta_{i+\frac{3}{2}}^{n+1} \right) \right] \quad (2.88)$$

è detto flusso anti-diffusivo, con:

$$\bar{s} = \text{sgn} \left( \Delta_{i+\frac{1}{2}}^{n+1} \right) \quad (2.89)$$

$$\Delta_{i+\frac{1}{2}}^{n+1} = \bar{W}_{i+1}^{n+1} - \bar{W}_i^{n+1}$$

$$\Delta_{i-\frac{1}{2}}^{n+1} = \bar{W}_i^{n+1} - \bar{W}_{i-1}^{n+1} \quad (2.90)$$

$$\Delta_{i+\frac{3}{2}}^{n+1} = \bar{W}_{i+2}^{n+1} - \bar{W}_{i+1}^{n+1}$$



## Capitolo 3

# La modellazione del motore

## Cursor 13

### 3.1 MODELLAZIONE DEL CURSOR 13 IN GASDYN PRE 3

#### 3.1.1 Descrizione del motore

Il Cursor 13 nasce come un motore Diesel, convertito successivamente a gas naturale abbassando il rapporto di compressione ed introducendo l'accensione comandata. Nella nuova configurazione, il motore è provvisto di un sistema di iniezione di combustibile nel collettore di aspirazione, mentre sono allo studio dei sistemi di iniezione del gas direttamente nel cilindro. Il Cursor 13 è un motore a sei cilindri, disposti secondo una configurazione in linea, sovralimentato mediante una turbina a doppio ingresso a palettatura fissa ed una valvola wastegate per permettere il lavoro in condizioni ottimali del turbo-gruppo. Essendo dotato di un compressore, come spesso accade nei motori turbo-sovralimentati, è presente anche un intercooler per il raffreddamento della carica in ingresso al motore, aumentando in questo modo la massa d'aria presente nei cilindri alla chiusura delle valvole di aspirazione. Il motore, inoltre, è previsto di un filtro a monte del compressore, utilizzato per l'abbattimento di polveri in ingresso al motore, e di una valvola a farfalla, utilizzata per la regolazione ai carichi parziali poiché il motore è stato convertito ad accensione comandata. Si precisa inoltre che tutte le simulazioni che verranno effettuate nel seguito, così come le analisi sperimentali prese in considerazione, sono ottenute mediante lo studio a pieno carico dei regimi di funzionamento del motore, lasciando ad analisi successive il comportamento ai carichi parziali. Non è invece presente un EGR esterno per cui, nella trattazione successiva, non si terrà conto delle emissioni, focalizzandosi invece su altre grandezze fluidodinamiche e motoristiche. Nella tabella seguente, si riassumono le caratteristiche geometriche principali del Cursor 13, per quanto riguarda la

testa del motore:

Tipo motore	4 tempi
Combustibile	Gas naturale
Numero di cilindri	6, in linea
Numero di valvole per cilindro	4 (2 aspirazione + 2 scarico)
Tipo di aspirazione	Turbo
Alesaggio [mm]	135
Corsa [mm]	150
Cilindrata totale [cm <sup>3</sup> ]	12882.5
Rapporto di compressione	12
Ordine di accensione	1-4-2-6-3-5

Tabella 3.1: I dati geometrici riguardanti la testa del motore Cursor 13 a gas naturale

Per la simulazione completa del motore Cursor 13, è stato necessario dapprima utilizzare il preprocessore GASDYN PRE, software che permette, inserendo i dati geometrici opportuni, di disegnare uno schema monodimensionale del motore, schematizzando tutti i suoi componenti. L'interfaccia grafica in questione, dunque, permette di scegliere la geometria che si vuole simulare e le semplificazioni che si vogliono introdurre al fine di ottenere un comportamento del modello più simile rispetto alle condizioni reali. Nella figura seguente, è schematizzato il motore Cursor 13 nella sua versione più completa:

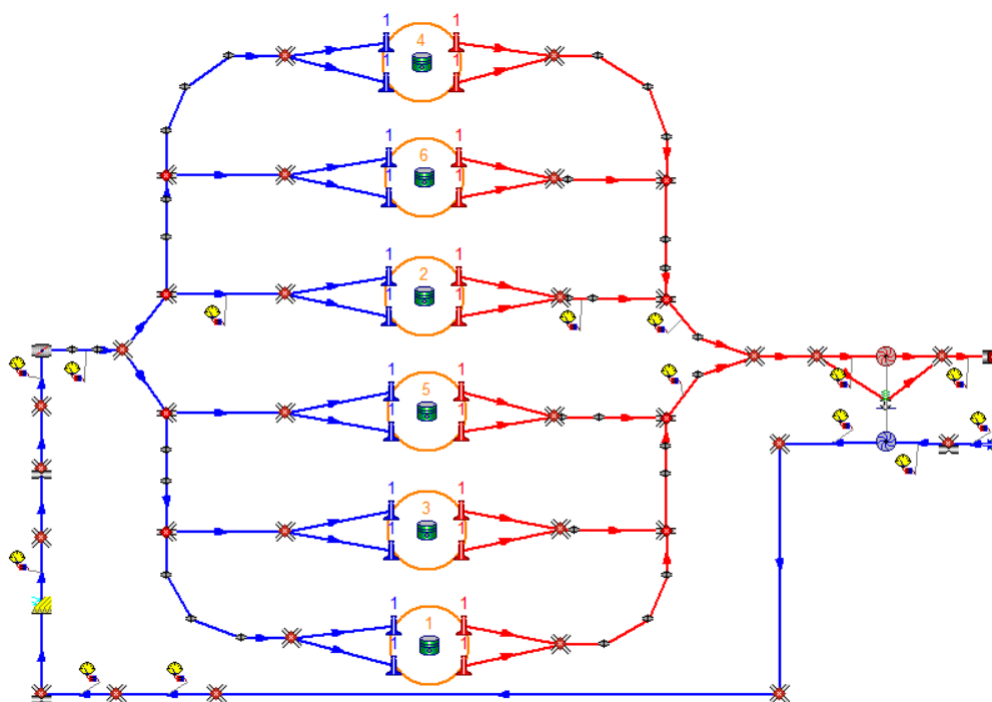


Figura 3.1: Il motore turbo-sovralimentato Cursor 13 a gas naturale nella forma più completa modellizzata

Nella modellazione presentata, è possibile vedere come sono stati modellati i differenti componenti del motore, a partire dal turbo-compressore per arrivare ai collettori di aspirazione e scarico ed infine al cilindro. In corrispondenza di alcuni componenti del motore, è possibile notare come siano stati aggiunti dei sensori per verificare le grandezze d'interesse e confrontarle con i dati sperimentali disponibili, al fine di verificare la bontà del modello e poter quindi validare i risultati ottenuti. Il preprocessore è previsto inoltre di sezioni non visibili nel grafico precedente, dove è però possibile imporre quei parametri aggiuntivi, ma ancora una volta necessari, alla simulazione monodimensionale completa del Cursor 13. All'interno della sezione GENERAL si impostano alcuni parametri fondamentali quali il metodo numerico interno che si è scelto di utilizzare, i regimi che si vogliono simulare, eventuali correlazioni per tenere conto dell'attrito e transitori termici necessarie alla messa a punto del modello nelle più svariate condizioni di funzionamento. Per la simulazione del Cursor 13 con gas perfetto si è scelto di utilizzare il metodo numerico di McCormack, in quanto nel caso in questione le problematiche relative all'ottenimento dei risultati sono minori rispetto agli altri metodi del secondo ordine. È possibile in ogni caso scegliere un metodo del primo ordine, senza compromettere i risultati, qualora si volesse diminuire l'onere computazionale delle simulazioni, benché siano già veloci in termini di tempo impiegato. I dati sperimentali che ci sono stati gentilmente forniti da FPT Industrial per la validazione del modello, riguardano i regimi a 600, 800, 1000, 1100, 1200, 1400, 1600, 1700 e 1900 RPM, anche se al regime più basso non risulta essere di grande interesse la validazione. È possibile selezionare il fluido da utilizzare come fluido di lavoro durante la simulazione, che in questo caso come già menzionato è stato posto gas perfetto. Sono possibili anche ulteriori opzioni che verranno utilizzate nel seguito, quali fluido di lavoro considerato miscela di gas ideali a composizione calcolata o imposta allo scarico, nel caso non sia necessario lo studio dell'abbattimento delle emissioni mediante catalizzatori o altri sistemi.

Per quanto riguarda le varie correlazioni per tener conto dell'attrito nel motore, la formula utilizzata è la correlazione modificata di Chen-Flynn che definisce la *f<sub>mep</sub>* (friction mean effective pressure) come una funzione del volume e della pressione massima nel cilindro:

$$f_{mep} [bar] = imep - bmep \quad (3.1)$$

$$= a + b \cdot p_{max,cil} + c \cdot V_{pistone} + d \cdot V_{pistone}^2$$

I valori dei coefficienti sono stati resi disponibili sperimentalmente e sono  $a=0.4$  bar,  $b=0.01$ ,  $c=0.04$  bar · s/m,  $d=0.02$  bar · s<sup>2</sup>/m<sup>2</sup>.

Non vengono selezionate le opzioni di calcolo automatico delle temperature di parete, in quanto nelle simulazioni non si analizzano i transitori termici. Per lo scambio

termico dei condotti con l'esterno, è presente un'apposita sezione in cui è possibile settare i coefficienti di incremento delle temperature di parete per i diversi regimi, dato un regime di riferimento a cui sono state definite in modo arbitrario tali temperature. La variazione introdotta in questo modo è del tipo lineare, permettendo quindi di seguire i dati sperimentali per un ampio numero di regimi, con approssimazione più grande allontanandosi dalle condizioni di riferimento. Il regime di riferimento da noi scelto è un regime intermedio tra quelli disponibili sperimentalmente, ovvero 1200 RPM. Nel grafico seguente vi è la rappresentazione della variazione della temperatura di parete nei condotti di aspirazione (blu) e di scarico (rossi) in funzione del numero di giri motore considerato:

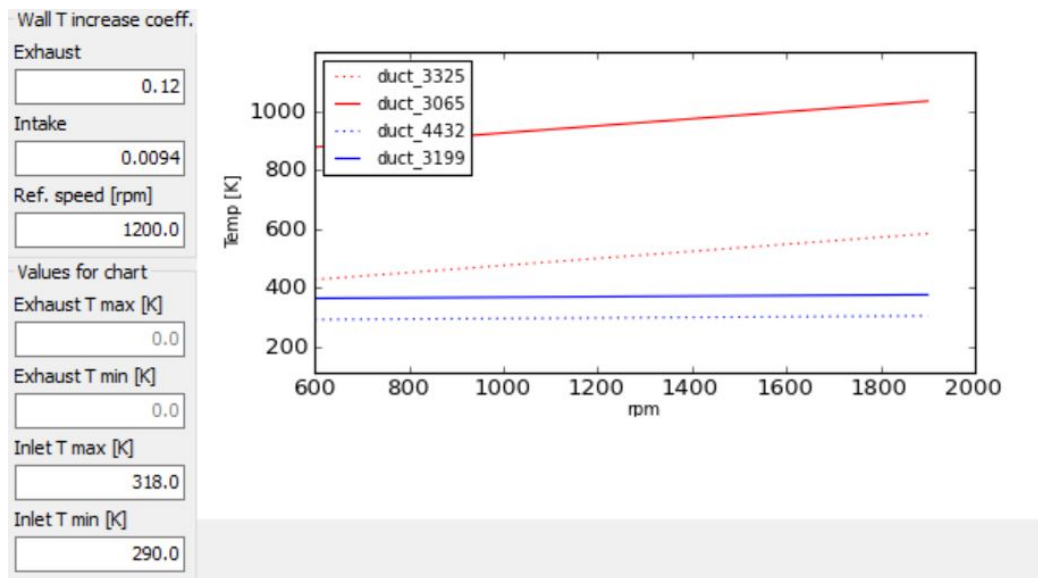


Figura 3.2: Incremento delle temperature di parete per lo scambio termico dei condotti al variare del regime simulato, riferimento a 1200 RPM

### 3.1.2 Il collettore di aspirazione

Il collettore di aspirazione è la parte più importante del Cursor 13 per quanto riguarda il lavoro di tesi da noi svolto. È importante infatti notare che le modifiche al modello per la successiva introduzione degli iniettori avverranno in questa sezione. Sono importanti anche alcuni elementi di modellazione, caratterizzati da forte tridimensionalità, che garantiscono la distribuzione della portata in modo uniforme tra i cilindri e le perdite di pressione che hanno luogo nel fluido che attraversa determinati componenti. Il primo componente che ci si trova a dover modellare seguendo il percorso dell'aria aspirata all'interno del motore è il filtro per l'abbattimento delle polveri. Tale componente, che è possibile schematizzare in differenti modi, è stato semplificato come una giunzione con perdita concentrata di pressione, tenendo dunque solo in considerazione la variazione di pressione che intercorre in aspirazione

per la presenza dell'elemento stesso. L'effetto di questa perdita è ovviamente una minor pressione in ingresso al compressore, che sarà quindi soggetto ad un rapporto tra le pressioni monte-valle maggiore, per fornire la pressione di boost richiesta. La giunzione con perdita concentrata di pressione opera sotto l'ipotesi di adiabaticità e l'equazione che la caratterizza è la seguente:

$$Loss\ coefficient = \frac{k}{2} \cdot \frac{\Delta p}{(0.5 \cdot \rho \cdot u^2)} \quad (3.2)$$

dove  $k$  è il rapporto tra i calori specifici  $C_p/C_v$ ,  $\Delta p$  è la perdita di pressione richiesta, posta quindi pari a quella ricavabile dai dati sperimentali, mentre  $u$  è la velocità del gas nella sezione considerata; per la determinazione della velocità e della densità nel punto dove è schematizzata la giunzione, è possibile eseguire dapprima una simulazione senza perdita, da cui si ricavano i dati per il calcolo di un coefficiente di perdita iniziale, e successivamente proseguire per via iterativa alla ricerca del miglior compromesso. La densità è calcolata ovviamente utilizzando la legge del gas perfetto, conoscendo pressione e temperatura. Valori tipici di questo coefficiente variano tra 0.3 e 100, nel nostro caso il coefficiente è stato posto pari a 1.679. In seguito, addentrando all'interno del motore, si incontrano il compressore e l'intercooler, separati da qualche condotto, la cui schematizzazione è però rimandata e trattata più in dettaglio nelle sezioni successive. Il layout del collettore di aspirazione ci è stato fornito in modo completo, riportando forma e dimensione di ogni condotto. Anche in questo caso è possibile modellare la forma e la dimensione di ogni singolo condotto, andando nella sezione apposita del preprocessore. Di seguito una rappresentazione della modellazione di un condotto curvo, dove raggio di curvatura ed angolo impongono la lunghezza della voluta:

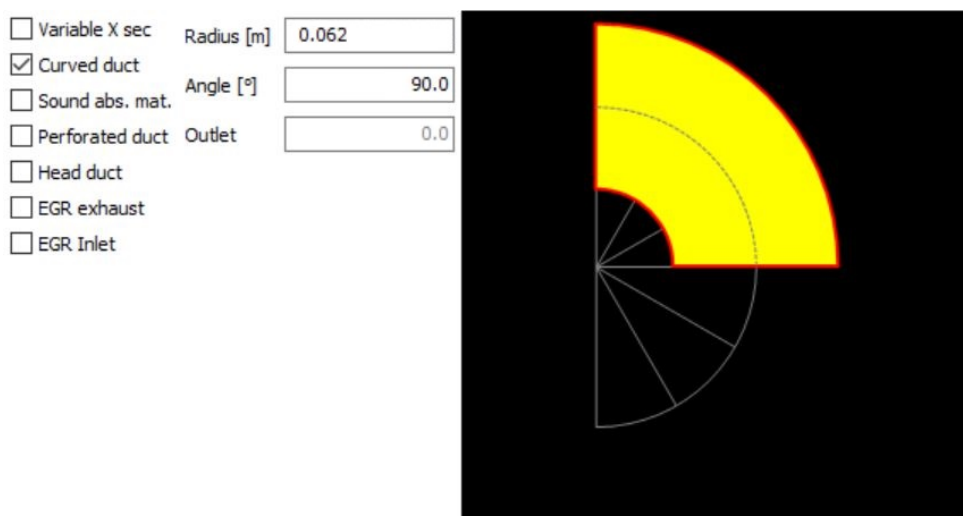



Figura 3.3: Implementazione dei parametri nel preprocessore necessari all'ottenimento di un condotto curvo

Capita sovente nei motori a combustione interna di imbattersi in repentine variazioni di sezione all'interno dei collettori di scarico e aspirazione, volte all'ottimizzazione del riempimento del cilindro o dei vari componenti presenti. Di questo caso è un esempio il condotto che dall'uscita del compressore porta all'intercooler, dove sono presenti diverse lievi variazioni di diametro. In particolare il preprocessore GASDYN PRE, presenta una apposita giunzione da utilizzare in questi casi, che permette di simulare una repentina variazione di sezione . L'equazione semi-empirica a cui si fa riferimento per modellare questo tipo di perdita concentrata di pressione è la seguente:

$$C_d = 1 - 0.2 \cdot \left[ 1 - \left( \frac{d}{D} \right)^4 \right] \quad (3.3)$$

dove con  $d$  si indica il diametro minore e con  $D$  il diametro maggiore della sezione. Le variazioni di pressione introdotte nel caso del Cursor 13, per via delle basse velocità del gas all'interno dei condotti di aspirazione, sono tuttavia trascurabili, assumendo valori massimi di 350 Pa, ottenuti con simulazioni al regime più elevato di 1900 RPM a pieno carico. Nella maggior parte dei casi quindi queste giunzioni sono state sostituite da giunzioni Benson senza perdita di pressione, semplificando il modello senza comprometterne i risultati. La valvola a farfalla, della quale ci sono stati forniti i dati di pressione per ogni angolo di apertura e il diametro di riferimento, è stata modellizzata con l'apposito comando. All'interno delle opzioni della valvola è necessario inserire i valori di  $\Psi_0$  e di  $\Psi$  che sono rispettivamente l'angolo di completa chiusura della valvola e l'angolo di apertura. È necessario inoltre selezionare un coefficiente correttivo che tenga conto dell'area effettiva di efflusso rispetto all'area geometrica della valvola, nel nostro caso è stato selezionato un coefficiente automatico, calcolato attraverso una formula semi-empirica. L'ultimo parametro da inserire è il coefficiente di riflessione; questo parametro tiene conto del fatto che l'onda di pressione viene parzialmente riflessa dalla parte centrale della valvola; nel nostro caso è stato posto pari a 0.5 in quanto la valvola si trova in aspirazione. In tutto questo è necessario considerare che la valvola a farfalla rimane sempre aperta completamente durante le simulazioni ai regimi disponibili, in quanto come già più volte menzionato le simulazioni sono svolte a pieno carico. Nel collettore di aspirazione vi è anche un pezzo di geometria non ben definita, al cui interno si ha una forte componente tridimensionale del fluido che lo attraversa. Questo condotto ha la funzione di dividere l'aria in ingresso al motore tra i cilindri, garantendo un buon riempimento per ognuno di essi e si posiziona immediatamente dopo la valvola a farfalla. Nella figura seguente vi è una rappresentazione tridimensionale dell'elemento in questione:



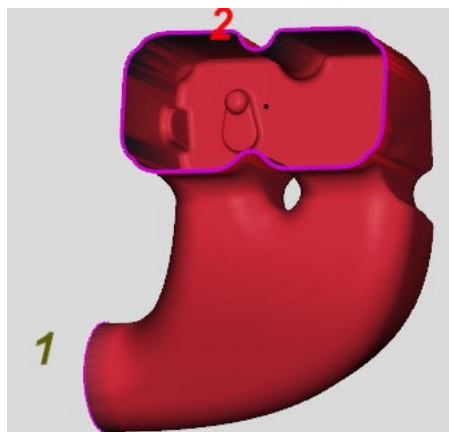


Figura 3.4: Elemento critico del collettore d'aspirazione, caratterizzato da una forte componente tridimensionale, adibito alla suddivisione dell'aria in ingresso al motore tra i cilindri

La sezione indicata in figura con il numero 1 è quella che si collega alla valvola, mentre la sezione indicata col numero 2 porta alle restanti parti del collettore di aspirazione. La modellazione è stata effettuata in modo semplificato, cercando di approssimare in modo corretto la geometria. È stato infatti disegnato come un condotto retto che si sdoppia a sua volta in due condotti curvi, con raggio di  $90^\circ$ , mantenendo nell'approssimazione il volume totale di progetto.

### 3.1.3 Cilindri e valvole

Per quanto riguarda l'alimentazione di combustibile, il motore Cursor 13 prevede un'iniezione indiretta, effettuata per mezzo di iniettori posti nel collettore di aspirazione. Il modello a gas perfetto, tuttavia non prevede la presenza di un iniettore, in quanto non tiene conto nella sua semplicità delle differenti specie chimiche che percorrono il collettore di aspirazione, considerandole come un'unica specie con un rapporto opportuno tra i calori specifici. In questo caso, dunque, l'aggiunta del combustibile necessario al funzionamento del motore avviene all'interno dei cilindri, dove è possibile imporre per ogni regime simulato il rapporto A/F target:

Regimi	600	800	1000	1100	1200	1400	1600	1700	1900
A/F	15.8	16	15.9	16	16.1	16.3	16.2	16.2	16.1

Tabella 3.2: Il rapporto aria-combustibile imposto ai cilindri per i regimi di interesse

Una volta inseriti i cilindri all'interno del modello utilizzato, è possibile per prima cosa stabilire l'ordine di combustione dei medesimi, disponibile dai dati sperimentali. All'interno delle opzioni del cilindro è poi possibile inserire tutte le caratteristiche fisiche della camera di combustione quali: alesaggio, corsa, lunghezza della biella, rapporto di compressione e surface ratio. Il surface ratio, definito come area della

testa del pistone su area della sezione del cilindro, è stato imposto pari a 1.2 per mancanza dei dati geometrici necessari al calcolo. Nelle altre schede di questa sezione è possibile scegliere il tipo di ciclo, se Otto o Diesel e se imporre come target il rapporto A/F o la massa di combustibile iniettata. Nel caso in cui si utilizzi gas naturale come combustibile, è tuttavia possibile scegliere solo il rapporto aria-combustibile come target. Per quanto riguarda le condizioni al contorno del cilindro, si è scelto come modello di scambio termico il modello di Woschni, con tutti i coefficienti lasciati pari ai valori standard, in quanto non è stata fatta un'ottimizzazione di tali coefficienti, coerentemente con l'obiettivo della tesi. Infine, come modello di combustione è stato scelto il modello ad M zone avanzato, così da rendere il modello più generico possibile per poter essere utilizzato per future estensioni. In questo caso non è imposta la curva di massa bruciata nel cilindro, ma viene calcolata direttamente dal modello.

Le valvole di aspirazione e scarico giocano un ruolo fondamentale nel comportamento del motore, oggi più che in passato. Per modellizzare correttamente il flusso attraverso le valvole a fungo, caratteristiche dei motori a combustione interna, viene sfruttata la definizione del coefficiente di efflusso, definito come rapporto tra la massa effettiva che passa attraverso la valvola e la portata teorica che passerebbe nel caso di flusso ideale attraverso la sezione trasversale della sede della valvola. È poi possibile riportare l'andamento di tale coefficiente in funzione del rapporto adimensionale  $h/D_v$ , così da relazionare il comportamento della valvola alla sua alzata per ogni condizione possibile. L'andamento teorico è riportato nella seguente figura:

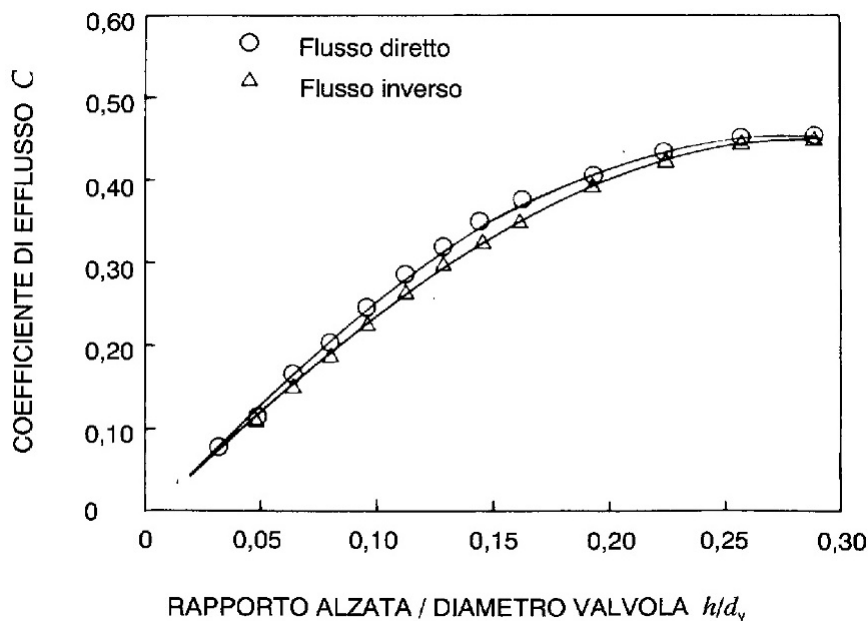


Figura 3.5: Andamento del coefficiente di efflusso teorico di una valvola a fungo in funzione del rapporto alzata/diametro valvola

Nei dati sperimentali ci sono state fornite l'alzata delle valvole al variare dell'angolo di manovella, l'andamento dei coefficienti di efflusso diretti ed inversi ed i valori di  $h/D_v$ , sia per le valvole di aspirazione che per quelle di scarico, oltre ovviamente le dimensioni fisiche delle stesse. Importando la tabella contenente i valori del rapporto  $h/D_v$  e dei coefficienti di efflusso diretti ed inversi il preprocessore disegna automaticamente il grafico  $h/D_v$ , che segue perfettamente l'andamento teorico sopra riportato. Infine, importando anche la tabella con l'andamento dell'alzata delle valvole in funzione dell'angolo di manovella, viene automaticamente calcolata l'area di passaggio attraverso le valvole, fornendone anche in questo caso una rappresentazione grafica. Inoltre, dopo aver inserito i corretti valori di IVO (Intake Valve Open), BTDC (Before Top Dead Center), EVO (Exhaust Valve Open) e BBDC (Before Bottom Dead Center) è possibile visualizzare il diagramma angolare del motore. In questo caso gli angoli di apertura delle valvole sono gli stessi per tutti i regimi di funzionamento, non essendo il motore dotato di valvole ad alzata variabile.

### 3.1.4 Il collettore di scarico

Il collettore di scarico assume grande importanza quando si considera un motore turbo-sovralimentato poiché i gas combusti in uscita dal cilindro sono pesantemente influenzati dalla geometria del collettore prima di giungere in turbina per poi espandersi. Nel caso del Cursor 13, il collettore allo scarico si presenta costituito di due blocchi separati, che collegano i cilindri di tre in tre, e che si ricongiungono nella turbina provvista di un doppio ingresso, così da sfruttare al meglio l'energia disponibile nei gas combusti. La geometria del collettore di scarico ci è stata fornita ancora una volta molto dettagliatamente. Il problema principale, in questo caso, è la modellazione della turbina a doppio ingresso. Il codice GASDYN, difatti non prevede una simile tipologia di espansore, per cui è necessario ricorrere a delle semplificazioni per poter simulare tale componente. Nella figura seguente è rappresentata la geometria del collettore in ingresso alla turbina.

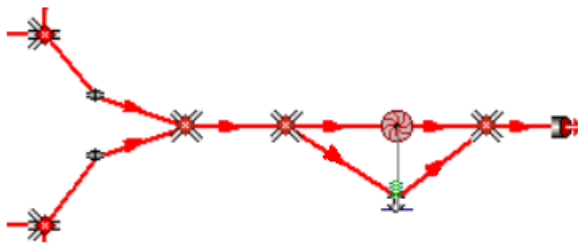


Figura 3.6: La geometria del collettore di scarico in prossimità della turbina al fine di simulare una turbina a doppio ingresso

La turbina a doppio ingresso è quindi schematizzata come una turbina a singolo ingresso, in cui i flussi provenienti dai due blocchi del collettore di scarico sono

ricongiunti in uno solo a monte dalla macchina, estraendo quindi il condotto interno ad essa, adibito alla miscelazione dei due flussi. In questo caso, viste le dimensioni sperimentali di tali condotti interni alla turbomacchina, si è preferito utilizzare una giunzione di tipo Benson senza perdita concentrata in luogo di una giunzione con perdita di pressione. Le dimensioni di tali condotti sono state imposte in modo arbitrario pari a 3 cm, in modo tale da non interferire con le dimensioni della mesh che verrà utilizzata. È utilizzata anche una valvola wastegate, di cui però non si hanno dati geometrici, anch'essa schematizzata in modo arbitrario: si ipotizza un diametro di 2.5 cm e una lunghezza del condotto che porta alla valvola di 3 cm, sempre per non interferire con le dimensioni della mesh adottata. Ovviamente la mancanza di dati più precisi riguardo queste sezioni, così come la mancanza di un modello vero e proprio di turbina a doppio ingresso, possono incidere sull'efficienza prevista della turbina e sugli effetti d'onda alle valvole di scarico aperte o chiuse che siano.

### 3.1.5 Turbomacchine

Nel caso del motore Cursor 13 oggetto di modellazione, il turbocompressore è il modello GARRETT GTC4594BD. Nella sezione dedicata al compressore in GASDYN PRE è necessario inserire il momento di inerzia del gruppo, nel nostro caso pari a  $0.00016664 \text{ kg} \cdot \text{m}^2$ , l'efficienza meccanica qualora non fosse già compresa nella curva di efficienza sperimentale ed il tipo di mappa inserita, se Total to Total o Total to Static. Nel nostro caso l'efficienza meccanica è già stata considerata nelle curve sperimentali, è quindi stata posta pari al 100%; le mappe forniteci sono di tipo Total to Static. Per quanto riguarda la turbina, va inserito il suo diametro, pari a 87 mm. Per entrambe le turbomacchine vanno importate le diverse curve di funzionamento, la cui modellazione è descritta dettagliatamente nelle sezioni successive.

## 3.2 LE CURVE CARATTERISTICHE DELLE TURBOMACCHINE

Un aspetto fondamentale nella modellazione fluidodinamica monodimensionale di un motore turbo-sovralimentato consiste nel riuscire a caratterizzare correttamente il comportamento di parti complesse che hanno una fluidodinamica tipicamente tridimensionale. È questo il caso del gruppo turbocompressore. Come è stato descritto nel capitolo 2, i metodi numerici implementati nel codice di simulazione permettono il trasporto delle informazioni fondamentali da un nodo all'altro della griglia di mesh utilizzando metodi del secondo ordine per i punti interni e il metodo delle caratteristiche per le condizioni al contorno. Da ciò consegue che il gruppo turbocompressore possa essere visto come una discontinuità nel flusso tra i condotti che

precedono rispettivamente compressore e turbina ed i condotti che seguono. Per questo motivo la modellazione di questi componenti ricade nel calcolo delle condizioni al contorno delle equazioni utilizzate per il trasporto. In letteratura [9], tra i metodi disponibili, si è trovato che la tecnica più efficace per caratterizzare completamente negli aspetti fluidodinamici fondamentali compressore e turbina, è quella di approssimare i punti di funzionamento attraverso delle mappe, dette mappe caratteristiche, che definiscono i valori di portata, pressione e temperatura, per ogni condizione di funzionamento ritenuta possibile all'interno del motore. La determinazione di tali mappe è svolta a livello sperimentale mediante prove di laboratorio, tuttavia i valori così raccolti, risultano sempre essere esigui rispetto alle necessità, dal momento che le caratteristiche dei banchi prova non permettono di raggiungere tutte le condizioni possibili.

Un'altra problematica di rilievo consiste nel considerare che durante le simulazioni, per via delle oscillazioni numeriche prima che si raggiunga la convergenza dei valori misurati ai valori ricercati, può capitare che il gruppo turbocompressore si trovi a lavorare in condizioni che fisicamente non vengono raggiunte all'interno del motore reale. Queste problematiche inducono ad utilizzare delle curve caratteristiche complete per caratterizzare il turbo-gruppo, rendendo quindi necessario estendere attraverso metodi matematici i valori ricavati sperimentalmente in laboratorio.

Compressore e turbina, come spiegato a breve, presentano tuttavia problematiche differenti di caratterizzazione. Un'ultima importante menzione è necessaria sull'utilizzo delle curve caratteristiche ad opera del codice GASDYN, in quanto i valori ottenuti dalle curve, sono in seguito utilizzati tramite interpolazione degli stessi, per caratterizzare adeguatamente il funzionamento reale del turbo, e per tale motivo un numero più alto di curve sperimentali permette di ottenere risultati più precisi.

#### 3.2.1 Il compressore

Per quanto riguarda il compressore non vi sono in realtà particolari problemi nell'ottenere i punti sperimentali su un'ampia gamma di valori di funzionamento, la problematica principale consiste quindi nell'infittire i punti sperimentali ed estendere le curve caratteristiche oltre la linea che rappresenta lo stallo del compressore, poiché potrebbe verificarsi che durante una parte della simulazione il motore porti il turbo-gruppo a lavorare in condizioni non fisiche, come già prima menzionato. Vediamo di seguito le curve caratteristiche del compressore:

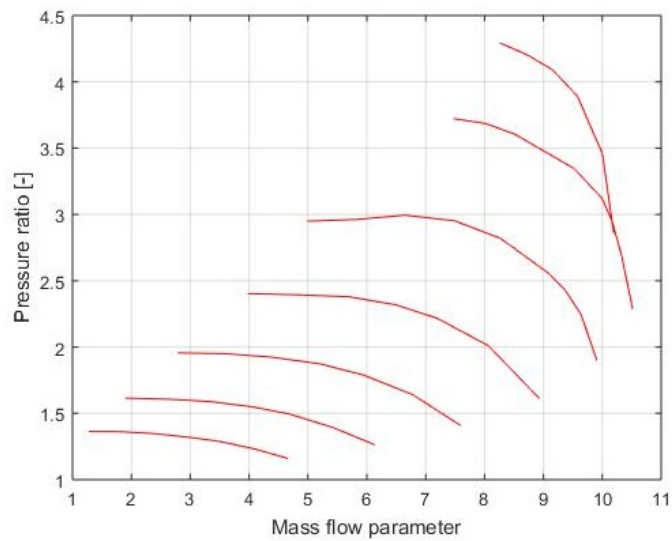


Figura 3.7: Curve del pressure ratio in funzione della portata ridotta per il compressore

Osserviamo dunque che il grafico rappresenta il rapporto tra le pressioni di mandata e aspirazione che il compressore deve fornire in funzione della portata ridotta che lo attraversa, definita sulle condizioni del fluido in ingresso nel seguente modo:

$$\dot{m}_{rid,compr} \left[ \frac{kg \cdot \sqrt{K}}{s \cdot bar} \right] = \dot{m}_{in,compr} \cdot \frac{\sqrt{T_{ref}}}{p_{ref}} \quad (3.4)$$

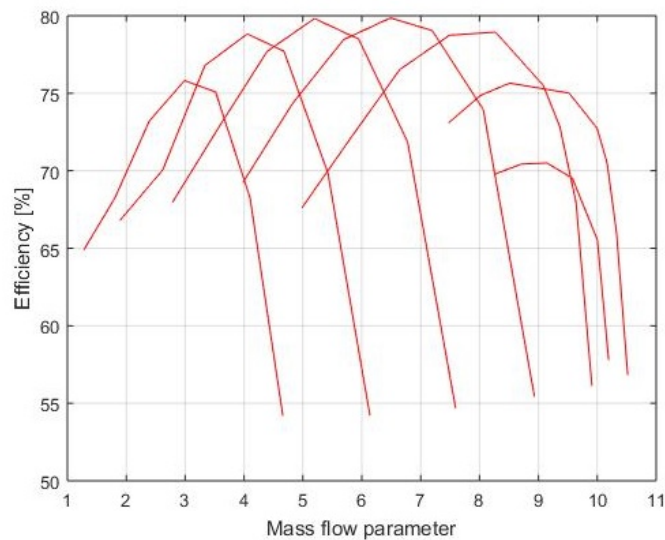


Figura 3.8: Curve di efficienza in funzione della portata ridotta per il compressore

Il secondo grafico invece fornisce informazioni sull'efficienza del compressore in funzione sempre della portata ridotta. È importante notare che le curve rappresen-

tate in entrambe i grafici differiscono tra loro per la differente velocità di rotazione del compressore a cui sono state ricavate, velocità che è tenuta in considerazione per mezzo dello speed parameter, così definito:

$$\text{speed parameter} \left[ \frac{\text{rps}}{\sqrt{K}} \right] = \frac{\text{RPM}}{60 \cdot \sqrt{T_{ref}}} \quad (3.5)$$

Le curve sono state ottenute considerando una temperatura di riferimento di 288 K ed una pressione di riferimento di 1.01325 bar.

### 3.2.2 La turbina radiale

La modellazione della turbina radiale presenta, al contrario del compressore, problematiche non indifferenti per la mappatura completa di tutti i punti di funzionamento possibili in accoppiamento al motore. Difatti è possibile ottenere solo un numero limitato di punti sperimentali all'interno di un intervallo limitato di portate ridotte per uno speed parameter definito. Da letteratura [9], è noto che le curve caratteristiche della turbina hanno un andamento qualitativo simile ai grafici riportati di seguito:

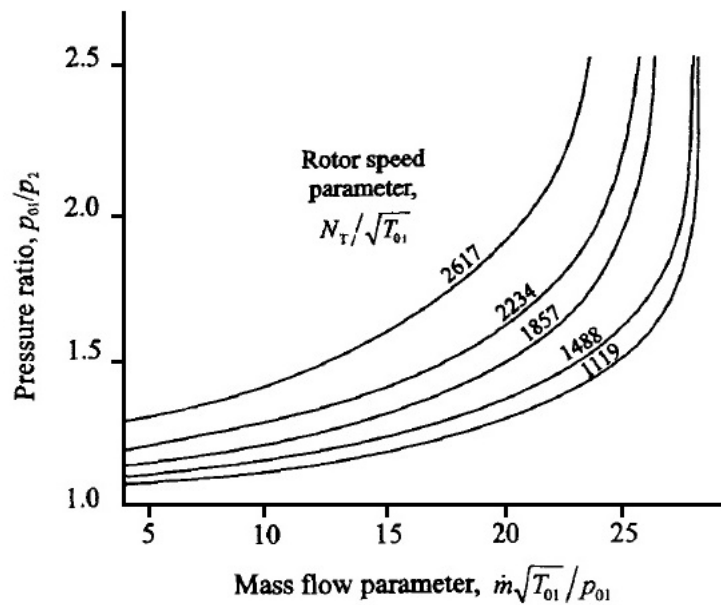


Figura 3.9: Curve teoriche del pressure ratio in funzione della portata ridotta in turbina

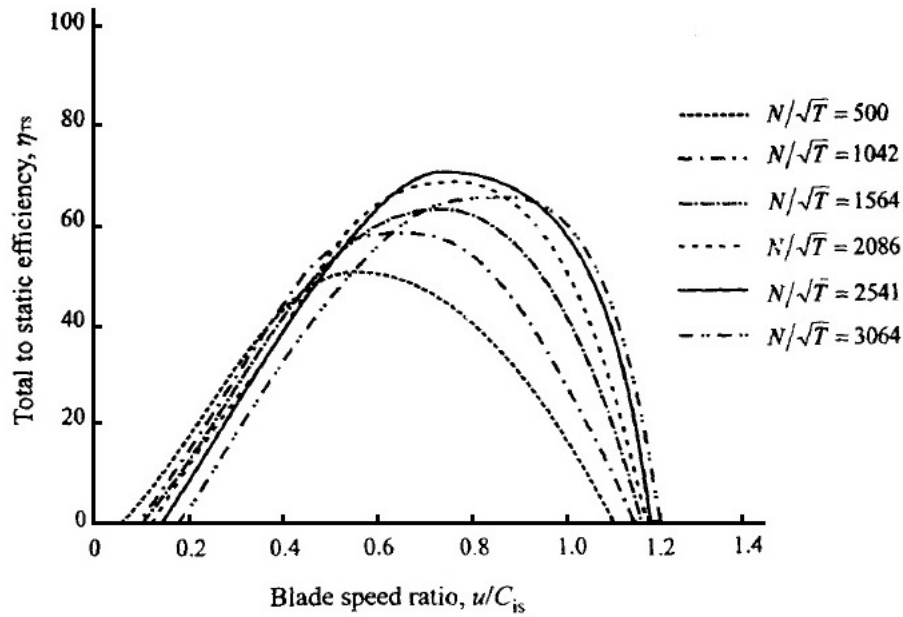


Figura 3.10: Curve teoriche di efficienza in funzione del BSR della turbina

I parametri utilizzati per descrivere la turbina sono portata ridotta, speed parameter ed efficienza definiti nello stesso modo e nelle stesse condizioni del compressore. Per quanto riguarda il Blade Speed Ratio, esso è definito come il rapporto tra la velocità periferica all'apice delle pale della girante e la velocità che si ottiene espandendo isoentropicamente dalla pressione totale a monte alla pressione statica a valle della turbina:

$$BSR = \frac{u}{C_{is}} = \frac{\pi \cdot rps \cdot D_{turb}}{\sqrt{2 \cdot Cp \cdot T_{in,turb} \cdot \left[ 1 - \left( \frac{p_{in,turb}}{p_{out,turb\ tot}} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}} \quad (3.6)$$

Le curve caratteristiche sperimentali che ci sono state fornite sono rappresentate nei due grafici seguenti, utilizzando come unità di misura degli assi quelle descritte in precedenza:





approccio chiamato semi-teorico che cerca di ricondurre il comportamento ricavato sperimentalmente ad un modello fluidodinamico di turbina reale mediante equazioni di bilancio energetico e analisi statistica. Nel nostro caso, seguiremo un modello semi-teorico per la ricostruzione delle curve caratteristiche del rapporto di espansione in turbina in funzione della portata ridotta, e un approccio statistico ben consolidato per la ricostruzione dell'efficienza in funzione del Blade Speed Ratio.

### 3.2.3 L'approccio semi-teorico

Utilizzando un modello semi-teorico, è possibile rappresentare fluidodinamicamente una turbina come condizione al contorno di un modello monodimensionale, considerandola un ugello equivalente, secondo la teoria proposta da Zinner e Bulaty [5, 14]. In questo modello, la turbina è rappresentata come un'area di passaggio equivalente ed un coefficiente di efflusso derivato da dati sperimentali, secondo l'equazione descritta di seguito:

$$\dot{m}_{turb} \left[ \frac{kg}{s} \right] = A_{eff} \cdot p_{in,turb} \cdot \sqrt{\frac{2}{R \cdot T_{in,turb}}} \cdot \varphi \quad (3.7)$$

Dove i termini indicano:  $A_{eff}$  l'area di passaggio effettiva del flusso attraverso la turbina;  $p_{in,turb}$  e  $T_{in,turb}$  le condizioni di riferimento totali a monte della turbina;  $\varphi$  è il coefficiente di efflusso che dipende dal rapporto di espansione in turbina e vale:

$$\varphi = \sqrt{\frac{k}{k-1} \cdot \left[ \left( \frac{1}{\beta_{turb}} \right)^{\frac{2}{k}} - \left( \frac{1}{\beta_{turb}} \right)^{\frac{k+1}{1}} \right]} \quad (3.8)$$

valida per flusso subsonico, oppure:

$$\varphi = \left( \frac{2}{k+1} \right)^{\frac{1}{k-1}} \cdot \sqrt{\frac{k}{k+1}} \quad (3.9)$$

valida per flusso sonico.

Nel modello è anche considerata la possibilità che vengano raggiunte le condizioni critiche in turbina, per cui oltre un certo valore di espansione la portata rimane costante. Per una maggiore accuratezza nel disegno delle curve, Eriksson [8] ha ripreso l'equazione di Zinner e Bulaty, introducendo una correzione che tiene conto del grado di reazione delle turbine radiali. È infatti noto che le turbine radiali, utilizzate per la turbo-sovralimentazione di motori a combustione interna, hanno un grado di reazione circa pari a 0.5, nel caso in cui la geometria della turbina sia fissa (FGT). Considerando quindi un grado di reazione pari a 0.5, il rapporto di espansione si divide equamente su rotore e statore secondo la nota equazione:

$$\beta_{turb} = \beta_{rot} \cdot \beta_{stat} = \beta_{rot}^2 \implies \beta_{rot} = \sqrt{\beta_{turb}} \quad (3.10)$$

È quindi possibile approssimare la turbina come due ugelli in serie, per cui vale l'equazione di flusso attraverso un ugello equivalente, e determinare la portata ridotta che la attraversa facendo riferimento al beta sul solo rotore: difatti la portata massica che attraversa il rotore sarà uguale a quella che attraversa lo statore, e il rapporto di espansione totale sarà il prodotto dei rapporti di espansione attraverso rotore e statore. Quindi una volta nota la portata massica sul solo rotore, la curva caratteristica sarà data dalla portata così calcolata e dal rapporto di espansione totale. Il coefficiente di efflusso, nel caso in cui il flusso attraverso l'ugello sia subsonico, cambia dunque nel seguente modo:

$$\varphi = \sqrt{\frac{k}{k-1} \cdot \left[ \left( \frac{1}{\beta_{rot}} \right)^{\frac{2}{k}} - \left( \frac{1}{\beta_{rot}} \right)^{\frac{k+1}{1}} \right]} \quad (3.11)$$

I dati sperimentali confermano che questa dipendenza dalla radice del rapporto di espansione migliora vistosamente i risultati così calcolati. Un'ultima modifica è stata apportata infine da Jensen [11], per permettere di tenere in considerazione la variazione dell'area di passaggio effettiva attraverso la turbina, al variare del numero di giri al secondo. L'equazione proposta è:

$$A_{eff\ corr} = \frac{A_{eff}}{\sqrt{R}} = \frac{1}{\beta_{turb}} \cdot \left( k_{11} \cdot \frac{rps}{\sqrt{T_{in,turb}}} + k_{12} \right) + \left( k_{21} \cdot \frac{rps}{\sqrt{T_{in,turb}}} + k_{22} \right) \quad (3.12)$$

dove  $k_{ii}$  sono i coefficienti da ottenere mediante regressione. L'equazione finale nel caso di flusso subsonico è dunque:

$$\dot{m}_{turb} \left[ \frac{kg}{s} \right] = A_{eff\ corr} \cdot \frac{p_{in,turb}}{\sqrt{T_{in,turb}}} \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot k}{k-1} \cdot \left[ \left( \frac{1}{\beta_{rot}} \right)^{\frac{2}{k}} - \left( \frac{1}{\beta_{rot}} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right]} \quad (3.13)$$

È possibile a questo punto manipolare l'equazione, così da ottenere la portata ridotta calcolata sulle condizioni di temperatura di riferimento di 288 K e pressione di riferimento pari a 1.01325 bar:

$$\begin{aligned} \dot{m}_{rid,turb} \left[ \frac{kg \cdot \sqrt{K}}{s \cdot bar} \right] &= \dot{m}_{turb} \cdot \frac{\sqrt{T_{ref}}}{p_{ref}} = \\ &= A_{eff\ corr} \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot k}{k-1} \cdot \left[ \left( \frac{1}{\beta_{rot}} \right)^{\frac{2}{k}} - \left( \frac{1}{\beta_{rot}} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right]} \end{aligned} \quad (3.14)$$

Partendo dai dati sperimentali disponibili sulla turbina, si ricavano quindi le portate ridotte sulle condizioni di riferimento e partendo dai rapporti di espansione

sperimentali si calcolano le portate ridotte sulle condizioni di riferimento ottenute mediante l'equazione precedentemente ricavata. A questo punto con una regressione è possibile minimizzare l'errore quadratico medio tra le portate ridotte calcolate nei due modi e ottenere i regressori dell'equazione. Noti i parametri di regressione è possibile estrapolare la curva lungo tutto il campo di funzionamento richiesto. La mappa ottenuta è rappresentata nella figura seguente:

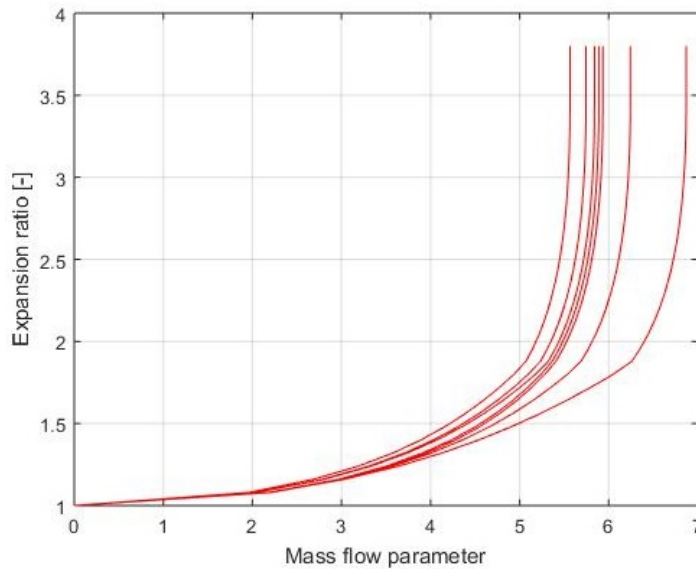


Figura 3.13: Curve sperimentali ricostruite del rapporto di espansione in funzione della portata ridotta in turbina

Ovviamente la capacità previsionale del metodo diminuisce allontanandosi di molto dalle condizioni sperimentali, in quanto il modello di estrapolazione è semi-empirico e l'ipotesi di poter considerare la turbina come un ugello di efflusso viene meno in determinate condizioni di temperatura e pressione. Da notare che il modello presenta un rapporto di espansione pari ad uno per portata massica nulla.

### 3.2.4 L'approccio statistico

Per la determinazione delle curve di efficienza della turbina in funzione del Blade Speed Ratio, si è invece scelto di utilizzare un modello statistico molto diffuso in letteratura [2] chiamato GT-POWER. Per introdurre il metodo, è fondamentale definire due grandezze normalizzate nel seguente modo:

$$\eta_{NORM} = \frac{\eta}{\eta_{max}} \quad (3.15)$$

$$BSR_{NORM} = \frac{BSR}{BSR_{ottimo}} \quad (3.16)$$

Si fa riferimento al grafico seguente per chiarire i concetti esposti nel seguito della trattazione:

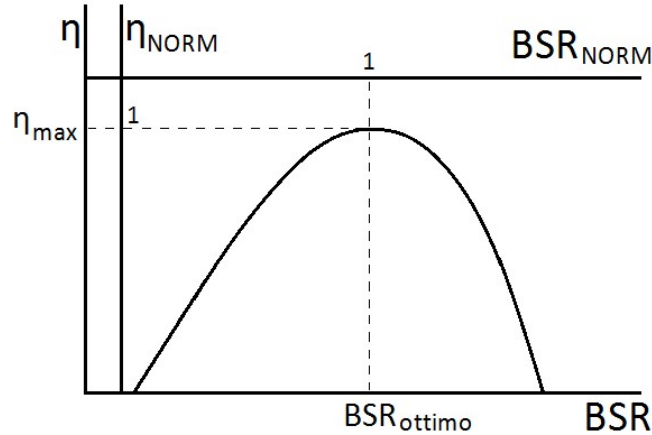


Figura 3.14: Grafico esplicativo della curva utilizzata per la ricostruzione dell'efficienza in funzione del BSR della turbina

Il metodo prevede di utilizzare due distinte curve di regressione a seconda che il BSR normalizzato sia maggiore o minore di uno:

$$\eta_{NORM} = 1 - (1 - BSR_{NORM})^b \text{ con } BSR_{NORM} < 1 \quad (3.17)$$

$$\eta_{NORM} = 1 - C \cdot (BSR_{NORM} - 1)^2 \text{ con } BSR_{NORM} > 1 \quad (3.18)$$

Per mezzo del grafico precedente è possibile osservare che in corrispondenza del  $BSR_{NORM}$  pari ad uno, il BSR assume il suo valore ottimo, così come l'efficienza assume il suo valore massimo. A questo punto si procede ipotizzando i valori di BSR ottimo, efficienza ottima e del parametro  $b$ . Si calcolano in seguito i valori reali e previsti per gli stessi punti sperimentali utilizzando la prima delle due equazioni sopracitate, utilizzando il metodo di minimizzazione dei quadrati per ridurre lo scarto quadratico medio tra i valori previsti e quelli corrispondenti calcolati dai dati sperimentali. È possibile quindi individuare il valore corretto dei tre parametri precedentemente ipotizzati. Si esegue la procedura anche per la seconda curva, utilizzando il metodo di minimizzazione dello scarto quadratico medio per determinare il valore del coefficiente  $C$ . Una volta ottenuti i parametri di regressione è possibile estrapolare le curve di efficienza in funzione del BSR lungo tutto il campo di funzionamento. Di seguito sono presentati i risultati ottenuti:

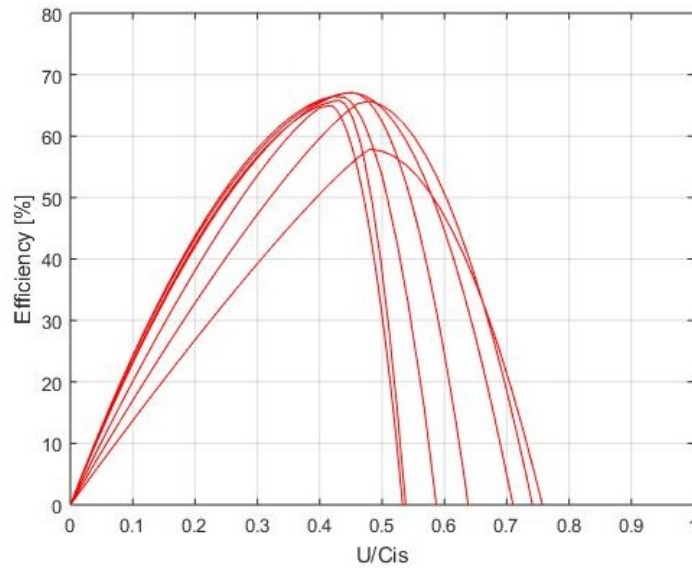


Figura 3.15: Curve sperimentali ricostruite dell'efficienza in funzione del BSR della turbina

### 3.3 MODELLAZIONE FLUIDODINAMICA DELL'INTERCOOLER

Gli effetti della sovralimentazione di un motore a combustione interna sono sostanzialmente legati all'aumento di potenza erogata dal motore, per effetto della maggiore quantità di aria intrappolata nel cilindro. La legge di variazione della massa è semplicemente ottenibile considerando il volume del cilindro e la legge dei gas perfetti secondo la nota relazione:

$$m_{cyl}[kg] = \rho_{cyl} \cdot V_{cyl} = \frac{p_{cyl}}{R^* \cdot T_{cyl}} \cdot V_{cyl} \quad (3.19)$$

Nella sovralimentazione l'aumento della densità è dovuto alla compressione dell'aria in aspirazione mediante il turbo-compressore. Schematizzando quindi il compressore come isoentropico, dalla nota legge di variazione della pressione con la temperatura, data dalla trasformazione considerata, si evince che la temperatura dell'aria aumenterà per l'aumento di pressione e aumenterà ancor più considerando che la compressione subita dall'aria è reale e non isoentropica. Ne segue necessariamente che la densità dell'aria in ingresso aumenta per l'aumento di pressione ma diminuisce, seppur in modo meno marcato, per l'aumento della temperatura. Nasce quindi l'idea di interporre tra il turbo-compressore e il motore un intercooler, che permetta il raffreddamento della carica in ingresso, consentendo un recupero della densità. Il programma GASDYN PRE permette di schematizzare un intercooler in differenti modi in grado di tener conto degli effetti reali di raffreddamento al variare del numero

di regime del motore, in maniera più precisa aumentando la complessità della schematizzazione. Il primo metodo utilizzato consiste nel considerare l'intercooler come un volume 0-D, dotato di superficie, coefficiente di scambio termico e temperatura di parete. In questa schematizzazione l'equazione che descrive la potenza termica sottratta alla carica in uscita dal compressore è:

$$\dot{q}_{th}[kW] = S_{vol} \cdot U_{tot} \cdot \Delta T_{int-ext} \quad (3.20)$$

$$= \dot{m}_{intercooler} \cdot C_{p,aria} \cdot \Delta T_{in-out intercooler}$$

Questa schematizzazione presenta però alcune problematiche, quali la mancata perdita di carico che l'aria subisce attraversando il componente, e la mancata capacità del sistema di raffreddare la carica in modo differente a seconda del regime considerato. Questo implica che l'intercooler darà risultati corretti al regime per cui è stato messo a punto, mentre darà risultati sempre più approssimativi, allontanandosi da tali condizioni. Una schematizzazione migliore dell'intercooler, che è anche quella da noi utilizzata per le simulazioni del C13, consiste nel modellarlo come giunzione filtro. Nella figura seguente sono schematizzate le grandezze che verranno utilizzate nel seguito per il dimensionamento:

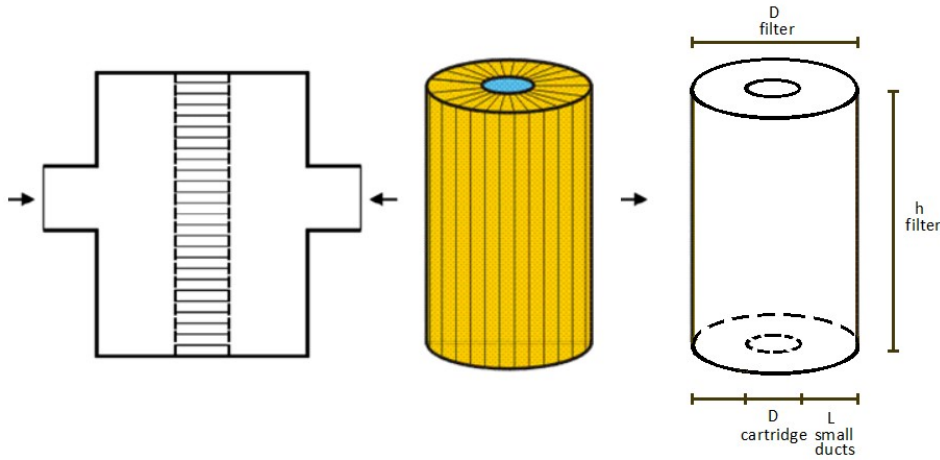


Figura 3.16: Schema della giunzione filtro utilizzata per la modellazione semplificata dell'intercooler

Dalla definizione di area frontale del filtro, si ricava il diametro totale della giunzione filtro, definito come:

$$D_{filt}[m] = D_{cartridge} + 2 \cdot L_{small duct} \quad (3.21)$$

$$A_{frontale}[m^2] = \frac{\pi \cdot D_{filt}^2}{4} = \frac{V_{tot intercooler}}{h_{filt}} \quad (3.22)$$

$$D_{filt}[m] = \sqrt{\frac{4 \cdot A_{frontale}}{\pi}} \quad (3.23)$$

L'area normale del filtro sarà quindi ricavabile dalla seguente relazione:

$$A_{normale}[m^2] = A_{frontale} \cdot OFA \quad (3.24)$$

dove OFA vale 0.8 in default. Definendo N come il numero di condotti di dimensioni infinitesime che compongono la giunzione filtro, il GASDYN PRE restituisce il numero N in funzione del diametro del filtro. È quindi possibile interpolare alcuni valori così da ottenere una funzione che legni i due parametri:

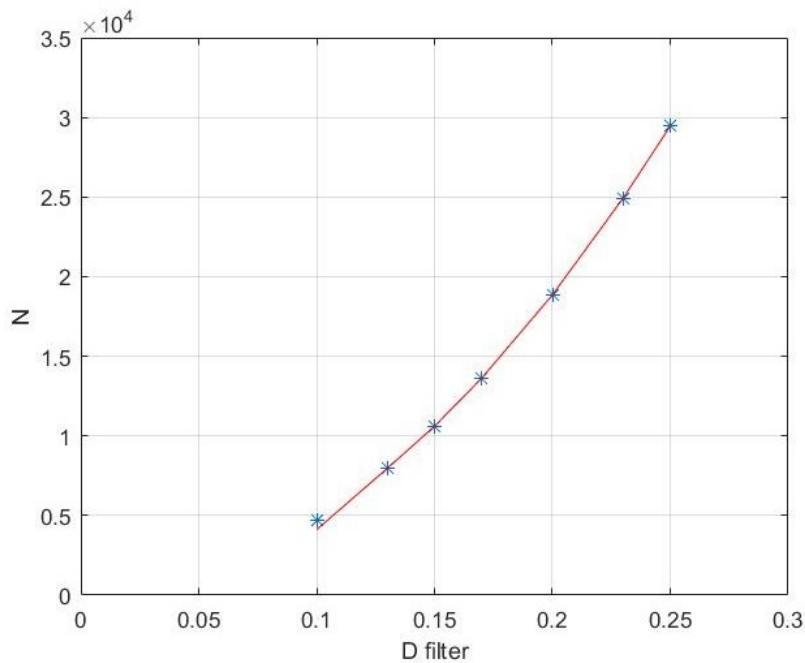


Figura 3.17: Curva che lega il numero di condotti che costituiscono la giunzione filtro al diametro dello stesso

La funzione cercata risulta essere:

$$N = 471118 \cdot D_{cartridge}^2 + 44.379 \cdot D_{cartridge} - 3.6807 \quad (3.25)$$

Si innesca quindi un procedimento iterativo, che ci permetterà di rispettare il volume totale sperimentale occupato dall'intercooler modellandolo come filtro. Dapprima si ipotizza un diametro D e si calcolano quindi le lunghezze L dei condotti che lo compongono:

$$L_{small duct}[m] = \frac{D_{filt} - D_{cartridge}}{2} \quad (3.26)$$

Si calcola quindi il volume occupato dall'aria all'interno del filtro:



$$V_{tot\ intercooler}[m^3] = \frac{\pi \cdot d_{small\ duct}^2}{4} \cdot L_{small\ duct} \cdot N + \frac{\pi \cdot D_{cartridge}^2}{4} \cdot h_{filt} \quad (3.27)$$

e si ottiene un valore pari a  $0.00475\ m^3$ . Deve essere valida infine la seguente equazione:

$$A_{normale}[m^2] = \frac{\pi \cdot d_{small\ duct}^2}{4} \cdot N \quad (3.28)$$

Impostando quindi il problema in EXCEL ed utilizzando la funzione risolutore è possibile far variare il diametro interno ed il volume totale dell'intercooler così che siano rispettati i due vincoli e si possa dimensionare quindi il componente.



## Capitolo 4

# I risultati ottenuti con fluido di lavoro modellato come gas perfetto

In questo capitolo verranno presentati i risultati delle simulazioni effettuate sulla base di quanto illustrato nel secondo e terzo capitolo. In particolare, verrà analizzata la convergenza del gruppo turbo-compressore, verrà verificata la corrispondenza con i valori sperimentali delle pressioni e delle temperature calcolate dal modello di simulazione ed infine verrà verificata la corrispondenza con i valori sperimentali per le grandezze caratteristiche del motore.

È importante sottolineare ancora una volta, che tutte le simulazioni che saranno illustrate sono state effettuate considerando i regimi a pieno carico. Inoltre, alcuni risultati illustrati da qui in avanti verranno normalizzati rispetto ad un valore massimo. La mesh utilizzata per le simulazioni si è imposta di 1 cm per il collettore di aspirazione e 2 cm per il collettore di scarico, così da privilegiare la velocità di simulazione senza compromettere eccessivamente i risultati adottando mesh ancora più lasche.

### 4.1 ANALISI DI CONVERGENZA DEL TURBO COMPRESSORE

Analizzando un motore turbo-sovralimentato, è fondamentale assicurarsi che i risultati ottenuti siano accurati, valutando nel numero di cicli che ci si è prefissi di simulare la convergenza in termini di matching turbina-compressore, convergenza data dal raggiungimento della pressione di boost del compressore e dalla stabilizzazione delle grandezze rilevanti per il turbo. Non è infatti scontato che i cicli imposti siano sufficienti a far sì che le turbomacchine trovino il punto di funzionamento corretto e

che quindi venga raggiunto il matching, in quanto il processo richiede un numero di cicli variabile in base sia alla complessità del motore che al regime simulato.

L'analisi del gruppo turbo, è stata effettuata mediante lo scrip MATLAB turbo-Post, analizzando i file di output inerenti alle turbomacchine forniti dal programma GASDYN. In particolare vengono analizzati il pressure ratio, la velocità di rotazione delle macchine, la differenza di potenza tra le turbomacchine e l'alzata della valvola wastegate. Nel seguito sono riportati i risultati ottenuti solo per i regimi 1200 RPM e 1900 RPM, scelti considerando che il modello del Cursor 13 è stato calibrato a 1200 RPM, mentre il regime di 1900 RPM è il più elevato tra quelli disponibili sperimentalmente.

Come si può vedere dai grafici sottostanti, nel caso di fluido di lavoro gas perfetto sono stati eseguiti 80 cicli di simulazione, verificando tuttavia che i parametri inerenti al turbo-compressore si stabilizzano molto prima, indicativamente al quarantesimo ciclo. Per completezza, i grafici riguardanti tutti gli altri regimi sono riportati nell'appendice A.

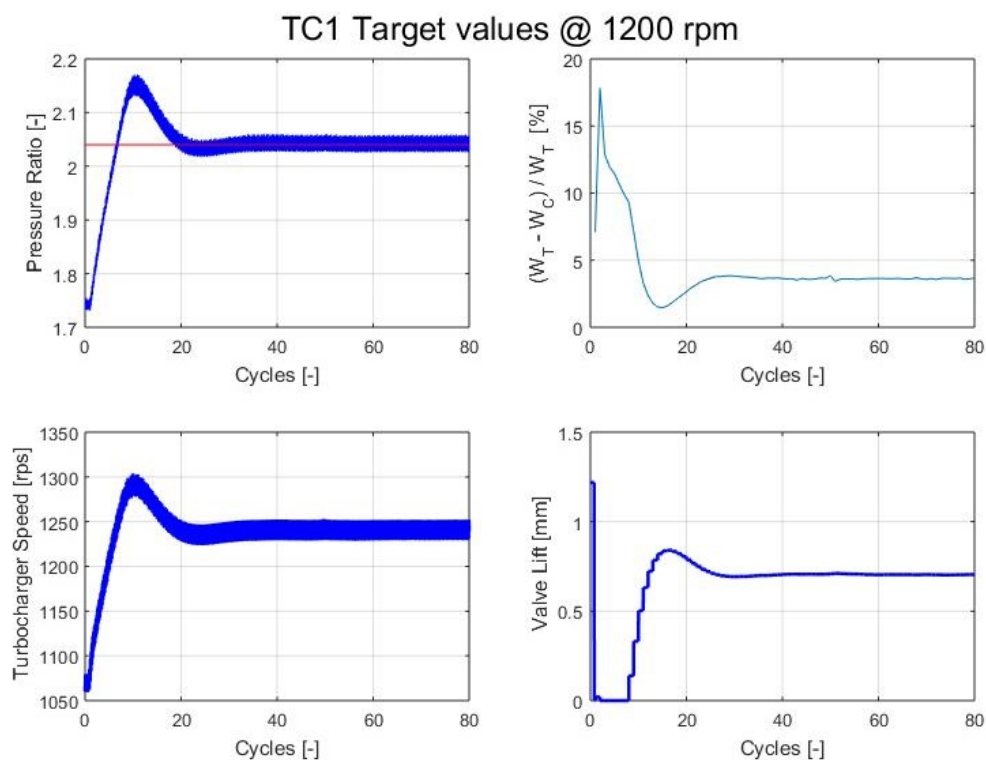


Figura 4.1: Analisi di convergenza del gruppo turbina-compressore a 1200 RPM

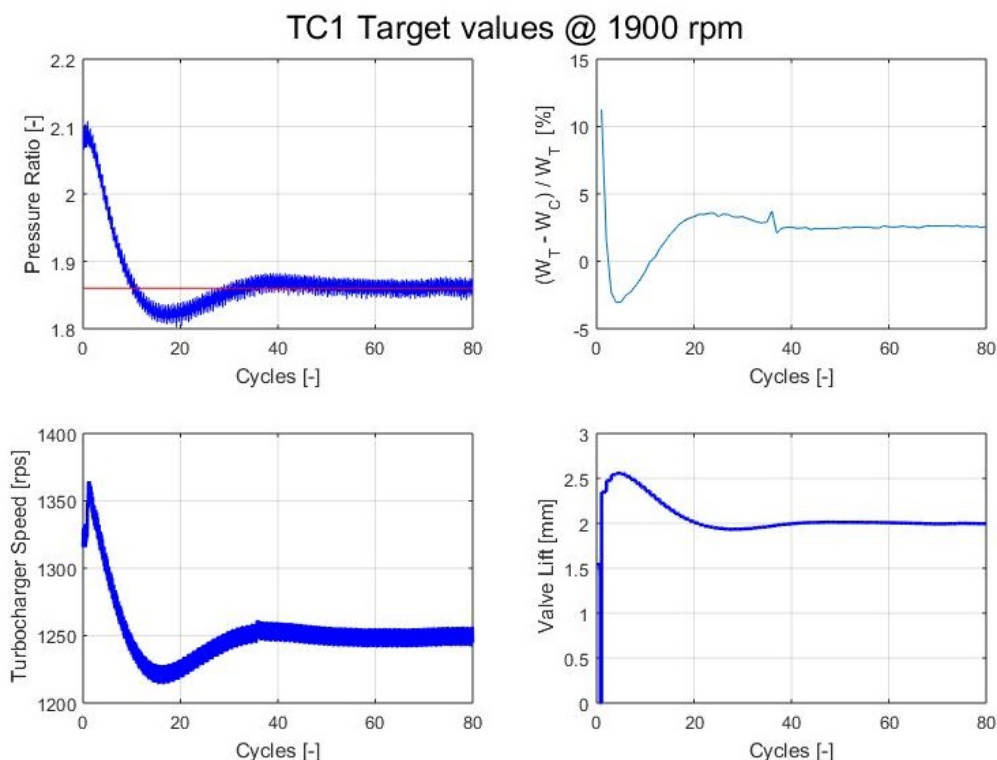


Figura 4.2: Analisi di convergenza del gruppo turbina-compressore a 1900 RPM

La linea rossa indicata nel grafico del pressure ratio rappresenta il valore sperimentale, quindi il target da raggiungere. Per entrambi i regimi possiamo affermare che 80 cicli siano sufficienti per arrivare alla convergenza sulle grandezze osservate, in quanto il valore della pressione di boost raggiunge quello ricercato e si stabilizza su tale valore, non variando significativamente con l'aumentare del numero di cicli. La differenza percentuale di potenza tra le turbomacchine è indicativa del bilancio di energia scambiato tra esse, e quando il matching è raggiunto deve essere di poco superiore a zero, considerando le perdite meccaniche di trasmissione del gruppo. Nel nostro caso, entrambe i regimi si trovano nelle condizioni sperate ed è possibile dunque affermare che sia stato raggiunto il matching fluidodinamico. Anche la velocità di rotazione, rimane invariata a partire da un numero di cicli molto inferiore agli 80 imposti, confermando dunque la stabilità del gruppo turbo nel punto di funzionamento definitivo. Osserviamo infine che anche l'alzata della valvola wastegate resta stabile e pari a 2 mm, benché dai dati sperimentali si nota che a 1200 RPM dovrebbe trovarsi in posizione di riposo, cosa che dovrebbe avvenire per tutti i regimi più lenti a partire dal regime in questione. Se ne deduce quindi che la portata di gas di scarico prevista dal modello è eccessiva, con conseguente apertura ed utilizzo della valvola wastegate per garantire un funzionamento efficiente della turbina nelle sue condizioni di progetto. Infine, sempre attraverso lo stesso script MATLAB, è possibile ottenere un grafico indicativo dei punti di funzionamento delle turbomacchine compressore e

turbina durante l'intero ciclo motore, con output circa ogni 20° di manovella:

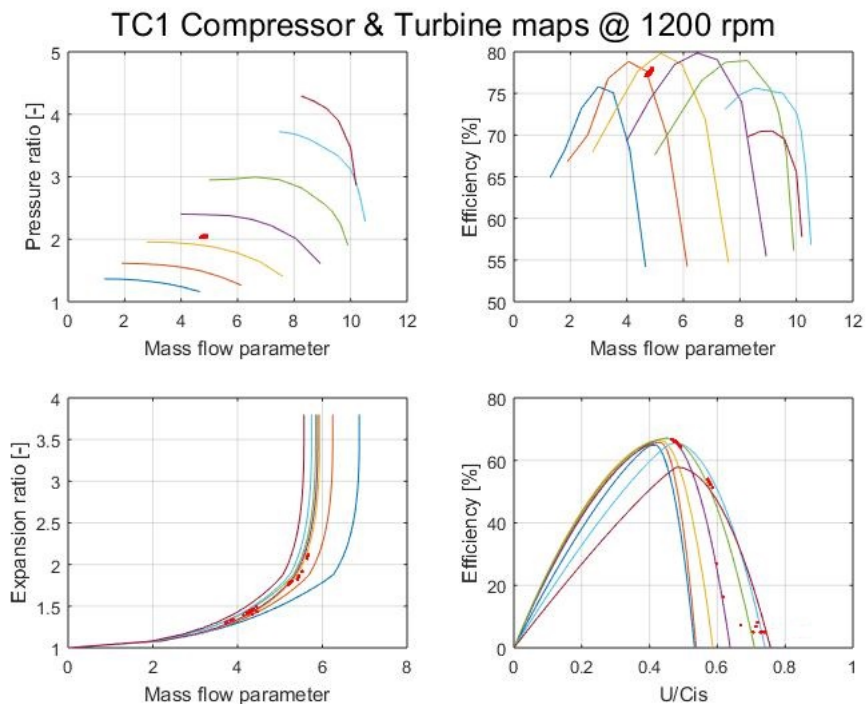


Figura 4.3: Mappe e punti di funzionamento delle turbomacchine a 1200 RPM

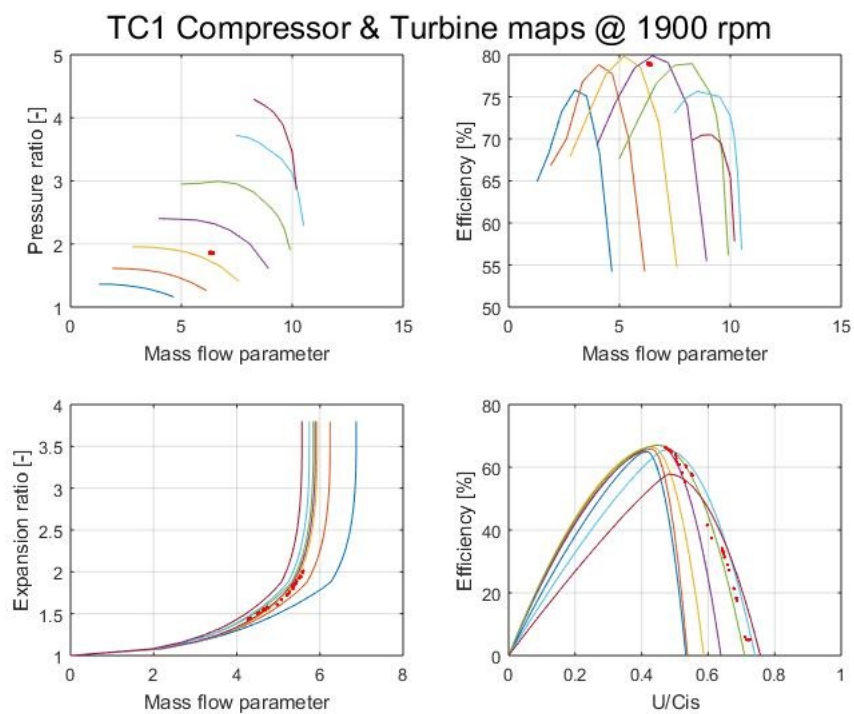


Figura 4.4: Mappe e punti di funzionamento delle turbomacchine a 1900 RPM

Per maggior chiarezza visiva, nei grafici sopra riportato sono stati rappresentati solamente i punti di funzionamento a regime, non mostrando invece quelli inerenti al transitorio numerico. È ben evidente che i punti di funzionamento ricavati mediante le simulazioni ricadono all'interno delle curve previste, nonostante le possibili incertezze derivanti dagli esigui punti delle curve sperimentali e dalla mancanza di dati precisi quali la temperatura a cui sono state ottenute le curve della turbina.

## 4.2 ANALISI DELLE PORTATE

A partire dai dati che il programma GASDYN restituisce in output, mediante una successiva rielaborazione con l'ausilio di MATLAB è possibile rappresentare graficamente l'andamento di alcune grandezze fondamentali nell'analisi di un motore a combustione interna, quali la portata d'aria e di combustibile, il coefficiente di riempimento e la BMEP presentate nel seguito del capitolo. In un motore a combustione interna, aria e combustibile sono di fondamentale interesse, in quanto influenzano direttamente i parametri principali quali potenza, pressione media nel cilindro e coppia fornita, ed è su questo che si concentra la maggior parte del lavoro di tesi. Si riportano dunque gli andamenti delle portate d'aria e di combustibile in funzione dei regimi simulati:

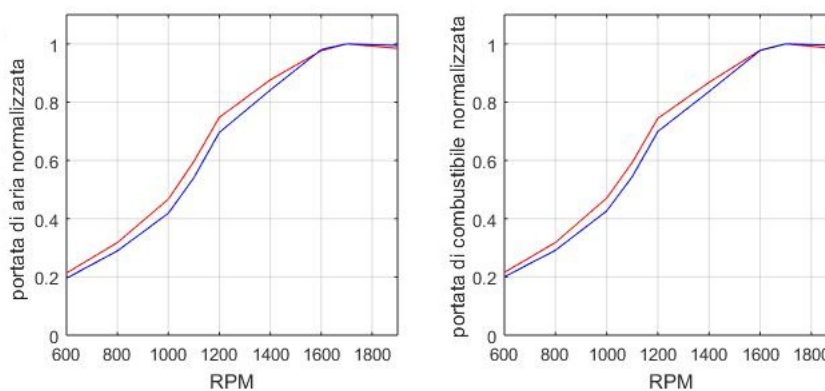


Figura 4.5: Andamento delle portate di aria e di combustibile nel campo di regimi considerato

In rosso è riportato l'andamento dei risultati ottenuti dalla simulazione, mentre in blu è rappresentato l'andamento delle portate sperimentali. La forma delle due curve è del tutto simile, tuttavia possiamo vedere come ci sia sempre una sovrastima delle portate da parte del modello del Cursor 13 fin qui elaborato. La distanza tra le due curve è maggiore ai regimi bassi, mentre le due curve tendono ad avvicinarsi maggiormente ai regimi più alti, comportando quindi una sovrastima crescente al decrescere dei regimi di funzionamento. Per quanto riguarda la portata di combustibile, non essendo questo modello dotato di iniettori esterni, essa è direttamente

iniettata nel cilindro, come conseguenza dell'imposizione di un rapporto A/F obiettivo da seguire. Le due portate sono quindi legate dal rapporto aria-combustibile e, per tale motivo, l'errore commesso sulla portata di combustibile è dello stesso ordine di grandezza di quello commesso sulla portata di aria, così come la forma della curva. Questo fatto risulta più evidente graficando l'andamento dell'errore percentuale commesso confrontando le portate sperimentali con quelle derivanti dalla simulazione numerica:

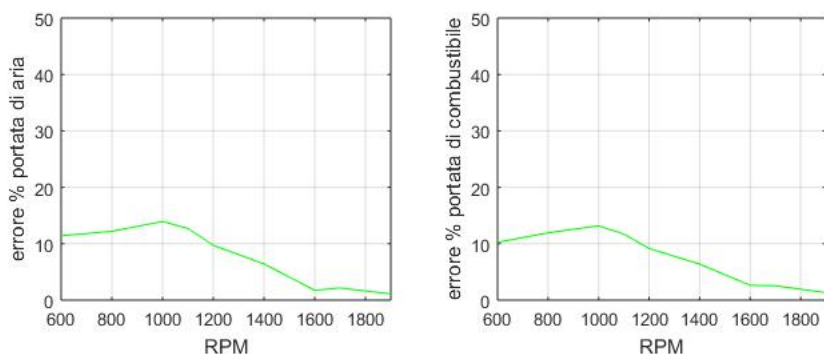


Figura 4.6: Confronto degli errori commessi sulle portate di aria e di combustibile rispetto ai valori sperimentali con fluido gas perfetto

Osservando i precedenti grafici, risulta più chiaro come gli errori vadano diminuendo al crescere del regime e siano dello stesso ordine di grandezza per entrambe le portate, proprio perché il codice segue come target il rapporto A/F, quindi un errore sulla portata d'aria si ripercuote inevitabilmente sul combustibile iniettato all'interno del cilindro. Errori abbastanza importanti come quelli appena presentati, sono da imputare al fluido di lavoro utilizzato: l'ipotesi di gas perfetto a calori specifici costanti, difatti, non permette di tener conto della variazione del rapporto tra i calori specifici  $k$  che avviene all'interno del collettore di aspirazione nel momento in cui viene iniettata all'interno una specie con caratteristiche termodinamiche differenti. Conseguenza necessaria è che rimanendo sempre invariato il rapporto tra i calori specifici, il fluido di lavoro trasportato non possa mai cambiare proprietà, conservando inevitabilmente il volume specifico dell'aria, sovrastimandone così la portata. Inevitabilmente quindi l'iniezione della specie combustibile deve essere effettuata all'interno del cilindro, dove sono sempre considerate le differenti specie chimiche. Riepilogando, la portata d'aria viene sovrastimata per via della mancata iniezione di combustibile nel collettore di aspirazione, e a sua volta una portata di aria sovrastimata implica una maggior quantità di combustibile iniettata nel cilindro per inseguire il rapporto aria-combustibile target, in quanto unico tipo di regolazione disponibile per il gas naturale. Questo errore si riflette poi su tutte le altre grandezze del motore, come la scorretta apertura della valvola wastegate riportata nei grafici 4.1 e 4.2 ed altri parametri operativi come illustrato successivamente.



### 4.3 ANALISI DI PRESSIONI E TEMPERATURE

In questa sede analizzeremo l'andamento delle grandezze pressione e temperatura in sezioni di interesse del motore, confrontandole con i rispettivi valori sperimentali. Per quanto riguarda l'aspirazione, ci sono stati forniti i dati di pressione e temperatura in ingresso e in uscita dal compressore ai vari regimi del motore, ed inserendo quindi nel preprocessore gli appositi sensori nelle posizioni opportune è possibile ottenere i valori di interesse dal nostro modello. Vediamo nel grafico seguente il confronto:

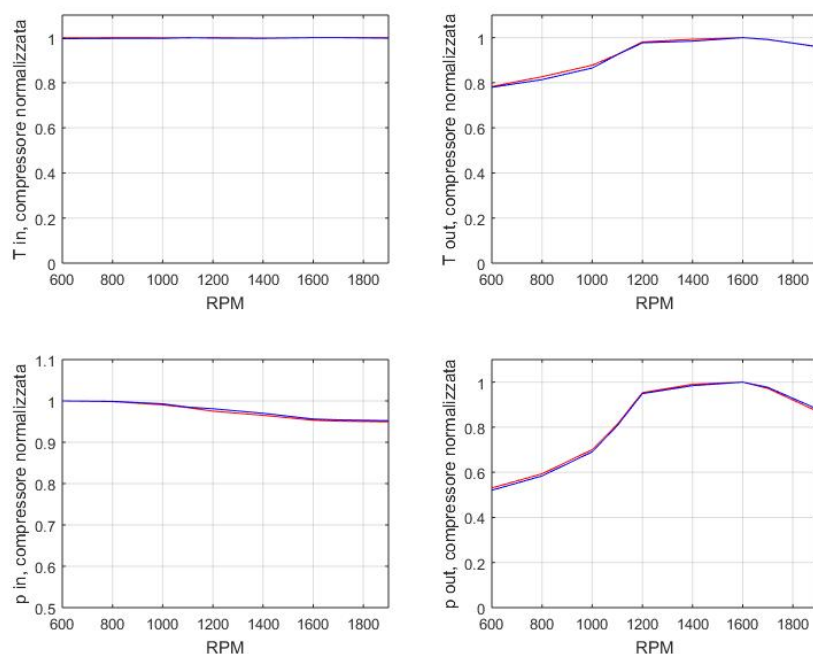


Figura 4.7: Confronto di temperature e pressioni a cavallo del compressore nel campo di regimi considerato

In rosso possiamo vedere i valori ottenuti da GASDYN, mentre in blu sono riportati i valori sperimentali in nostro possesso. Abbiamo un'ulteriore conferma che il compressore lavori correttamente, dato che gli andamenti delle curve sperimentali e calcolate sono molto vicini tra di loro per ogni regime analizzato, sia in termini di pressione che di temperatura. La pressione in ingresso al compressore in GASDYN è stata ottenuta grazie alla giunzione filtro con il suo coefficiente di perdita opportunamente tarato, come spiegato nel capitolo 3. Proseguendo lungo il collettore di aspirazione, dopo il compressore, analizziamo i dati inerenti all'intercooler.

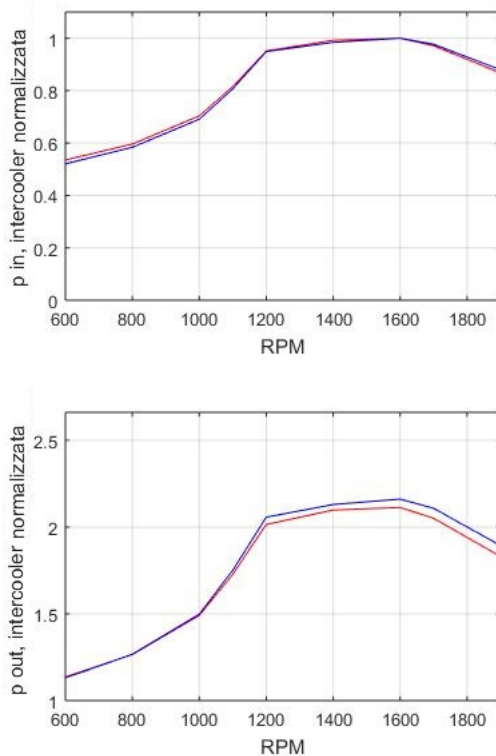


Figura 4.8: Confronto delle pressioni a cavallo dell'intercooler nel campo di regimi considerato

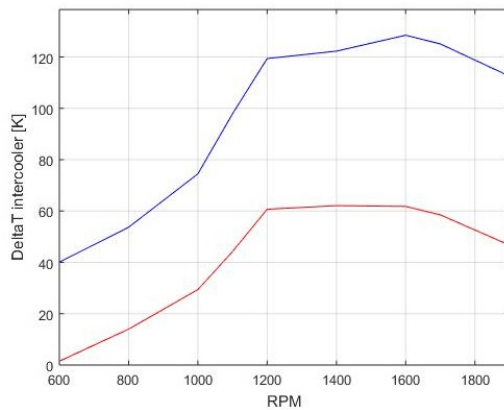


Figura 4.9: Confronto del  $\Delta T$  a cavallo dell'intercooler nel campo di regimi considerato

Per quanto riguarda l'andamento delle pressioni prima e dopo l'intercooler, la curva rossa segue bene l'andamento di quella blu ed i valori assoluti sono molto vicini tra di loro. Anche in questo caso le pressioni corrette sono state ottenute calibrando il coefficiente della giunzione filtro fino ad ottenere la caduta di pressione

corrispondente a quella dei dati sperimentali. Vediamo invece dall'ultimo grafico, che la variazione di temperatura del fluido di lavoro all'interno dell'intercooler segue l'andamento della curva sperimentale, tuttavia i valori assoluti ottenuti dalle simulazioni sono notevolmente più bassi, con differenze anche di 60 K rispetto al salto di temperatura dell'intercooler reale. In questo caso le motivazioni di tali differenze sono riconducibili a due fattori: il primo e più importante è la sovrastima della portata d'aria, mentre il secondo è la variazione lineare della temperatura di parete del componente con il numero di giri al motore, cosa che consente di modellizzare correttamente l'intercooler solo in prossimità della zona di calibrazione. Sviscerando nel dettaglio il primo fattore, è bene considerare che il componente intercooler è stato modellato rispettando le informazioni geometriche reali quali il volume totale e la sua superficie di scambio, ne risulta quindi che la potenza termica scambiata dipende solamente dalla temperatura di parete e del fluido. Supponendo dunque che le condizioni in ingresso all'intercooler non siano in termini di temperatura molto differenti da quelle sperimentali, la potenza termica massima scambiabile è definita per ogni regime. Considerando dunque la seguente equazione:

$$\dot{Q} = \dot{m} \cdot C_p \cdot \Delta T \quad (4.1)$$

ne risulta che a parità di potenza termica scambiata e a parità di calore specifico a pressione costante (aria), avendo una portata di fluido maggiore del dovuto in ingresso, la differenza di temperatura ottenibile sarà necessariamente inferiore. Il secondo fattore invece, incide sulla forma della curva, tuttavia gli effetti della portata d'aria sovrastimata sono in questo caso molto superiori. Il secondo fattore sarà più evidente nei capitoli successivi, dove verrà presentata la soluzione con miscela di gas ideali. Gli ultimi dati riguardanti l'aspirazione sono quelli di pressione e temperatura subito a valle della valvola a farfalla.

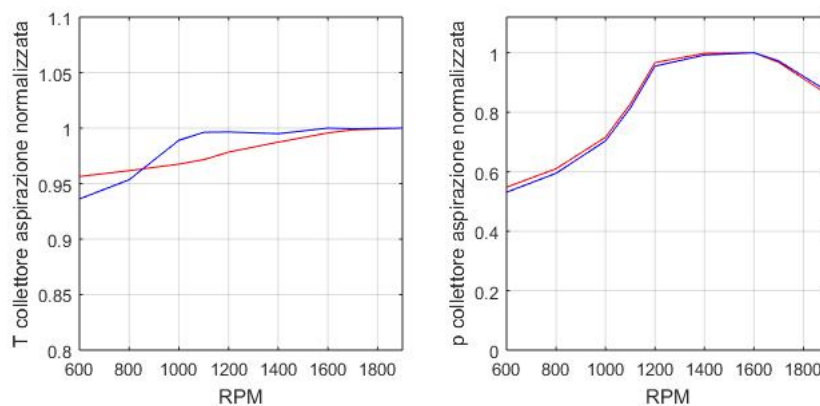


Figura 4.10: Pressione e temperatura immediatamente dopo la valvola a farfalla nel campo di regimi considerato

Per quanto riguarda la temperatura, gli andamenti delle due curve sono nettamente differenti. Ovviamente questi risultati hanno a che vedere con quanto descritto per l'intercooler: difatti non raffreddando la carica a sufficienza, anche i condotti e i componenti posti successivamente a quest'ultimo risentiranno di temperature più elevate. Le pressioni invece hanno un andamento molto più simile, in quanto le perdite lungo il condotto di aspirazione fino alla valvola rispecchiano quelle del motore reale, come mostrato dai grafici precedenti. Per quanto riguarda il collettore di scarico, ci sono state rese disponibili le misure di pressione e temperatura a cavallo della turbina, ed è quindi necessario verificare che nella sezione di ingresso si abbiano i giusti valori di temperatura e pressione per garantire le corrette condizioni di lavoro.

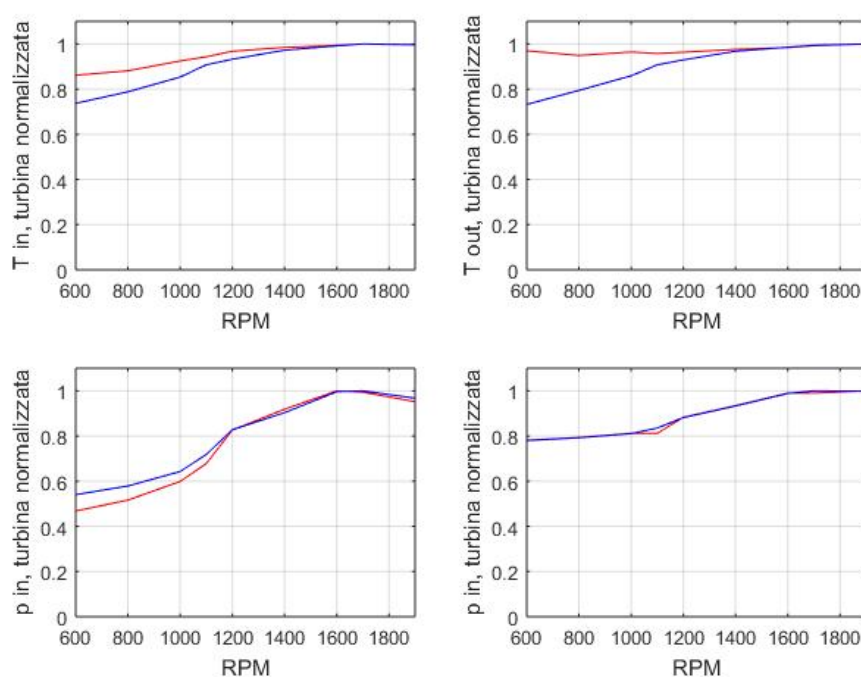


Figura 4.11: Pressioni e temperature a cavallo della turbina nel campo di regimi considerato

Sia in ingresso che in uscita, le temperature presentano molti gradi di differenza soprattutto per i regimi più bassi, mentre ai regimi più alti lo scostamento si riduce. La turbina vede dunque al suo ingresso dei gas di scarico più caldi del dovuto, probabilmente perché le temperature raggiunte dalla combustione sono troppo alte loro stesse. Se non si ha infatti una combustione corretta, i gas in uscita dal cilindro si troveranno ad una temperatura maggiore di quella sperimentale, non consentendo così alla turbina di lavorare correttamente. I punti della curva di pressione in ingresso hanno anch'essi errori rilevanti, con variazioni di pressione fino a 0.5 bar, mentre le pressioni in uscita presentano un andamento pressoché sovrapposto ai dati sperimentali. La turbina nonostante veda delle temperature e delle pressioni scorrette

al suo ingresso, riesce comunque a lavorare in condizioni accettabili sulle mappe di funzionamento, per via della sovrastima della portata. Questo comporta però una temperatura di uscita dei gas dal motore più alta rispetto ai dati sperimentali.

## 4.4 ANALISI DELLE GRANDEZZE CARATTERISTICHE DEL MOTORE

Passiamo ora all'analisi dei parametri caratteristici del motore quali BMEP (Brake Mean Effective Pressure), potenza netta, coppia netta e coefficiente di riempimento  $\lambda$ . Riportiamo per brevità solamente i grafici inerenti al coefficiente di riempimento e alla BMEP, in quanto potenza e coppia dipendono dalla pressione media effettiva nel cilindro, e conseguentemente ne rispecchiano l'andamento.

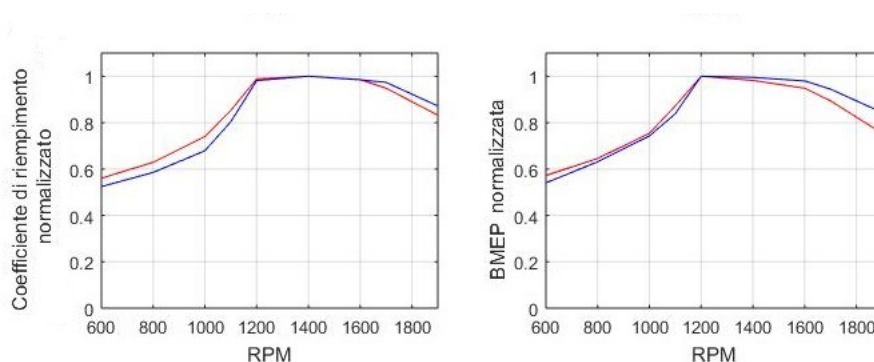


Figura 4.12: Confronto del coefficiente di riempimento e della BMEP tra dati sperimentali e risultati del modello nel campo di regimi considerato

Possiamo osservare come per ogni regime simulato le curve ottenute mediante simulazione presentino sempre valori maggiori rispetto a quelle sperimentali. In particolare, dal grafico del coefficiente di riempimento è ben evidente come l'aria effettiva presente nel cilindro al momento della chiusura delle valvole di aspirazione sia sempre maggiore. Osserviamo infine come le differenze siano sempre più accentuate ai regimi inferiori, mentre aumentando di regime le due curve tendano a riavvicinarsi. Per osservare meglio questo particolare, riportiamo i grafici con gli errori percentuali commessi:

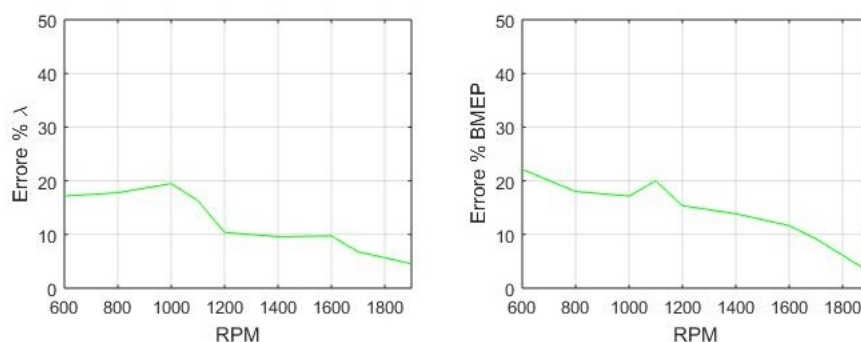


Figura 4.13: Andamento degli errori commessi sul coefficiente di riempimento e sulla BMEP nel campo di regimi considerato

È evidente come gli errori decrescano al crescere del regime, per entrambe le grandezze osservate. Ancora una volta un errore così alto va ricercato nella scorretta previsione della portata d'aria. Osservando infatti questi grafici e confrontandoli con quelli riportati in figura 4.6 notiamo come l'andamento degli errori sia del tutto simile.

## 4.5 OSSERVAZIONI SUL MODELLO GAS PERFETTO TURBO SOVRALIMENTATO

Il modello del Cursor 13 con fluido di lavoro gas perfetto dalle analisi presentate segue abbastanza correttamente l'andamento delle curve sperimentali, sia per quanto riguarda il gruppo turbo-compressore, sia per l'andamento dei parametri caratteristici quali coppia, potenza e BMEP, benché in valore assoluto i risultati siano molto differenti a causa della sovrastima della quantità d'aria. È corretto dedurre che la modellazione del motore risulta buona in tutte le sue parti fondamentali, dal disegno alle curve caratteristiche delle turbomacchine. La mancata presenza dell'iniezione indiretta porta, tuttavia, ad ottenere degli errori troppo marcati su ogni grandezza caratteristica del motore per essere ritenuti accettabili, in particolare ai bassi regimi di funzionamento. Per questo motivo, nei capitoli successivi verranno introdotti i modelli e gli schemi necessari all'introduzione nel codice dell'iniezione indiretta di combustibile nel collettore di aspirazione mediante un fluido di lavoro considerato miscela ideale di gas ideali. Potendo simulare infatti l'iniezione di gas naturale nel collettore di aspirazione, ci si aspetta un miglioramento della previsione della portata di aria aspirata dal motore e di conseguenza della portata di combustibile iniettata per il corretto raggiungimento del rapporto aria-combustibile.

## 4.6 LA SEMPLIFICAZIONE DEL MODELLO TURBO SOVRALIMENTATO DEL CURSOR 13

In seguito alle conclusioni precedentemente presentate, un primo passo per l'introduzione dell'iniezione di gas naturale, consiste nel semplificare la geometria del motore Cursor 13, per via dell'aggravio computazionale che sarà aggiunto considerando il trasporto di diverse specie chimiche nei condotti di aspirazione e scarico. Si presenta quindi una versione del motore, definibile «aspirata», dove il gruppo turbo-compressore è eliminato dal modello di simulazione e le condizioni al contorno di aspirazione e scarico sono opportunamente modificate. Per quanto riguarda l'aspirazione, si impongono le condizioni di temperatura e pressione sperimentali ricavate a valle del compressore, mentre per quanto riguarda lo scarico si impongono le condizioni a monte della turbina. Un ulteriore vantaggio di questa configurazione è il fatto che il modello diviene indipendente dalle curve caratteristiche del turbo gruppo, sempre soggette a grande incertezza sperimentale. Uno svantaggio possibile di questa configurazione può tuttavia essere una differente propagazione delle onde all'interno dei collettori di aspirazione e scarico, con effetti sul coefficiente di riempimento del volume. Nella figura seguente si presenta lo schema semplificato:

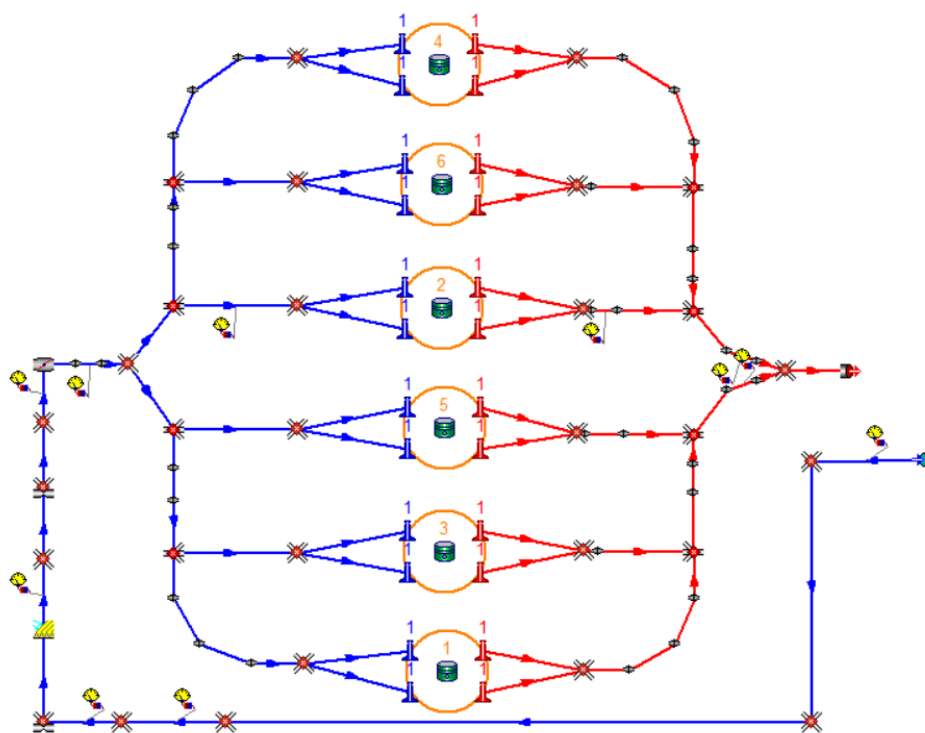


Figura 4.14: Modello del motore turbo-sovralimentato Cursor 13 nella sua versione 'aspirata' con le opportune condizioni al contorno

Per l'utilizzo di questo nuovo modello, si sono eseguite quindi delle simulazioni al

fine di verificarne l'effettiva bontà e individuare invece quali sono i punti deboli della configurazione scelta. Si analizzano quindi le portate d'aria e combustibile previste in questa configurazione e successivamente le variazioni che intercorrono sulla pressione media effettiva, sapendo come già descritto in precedenza che da questi parametri dipendono in gran parte i risultati di tutte le altre grandezze caratteristiche:

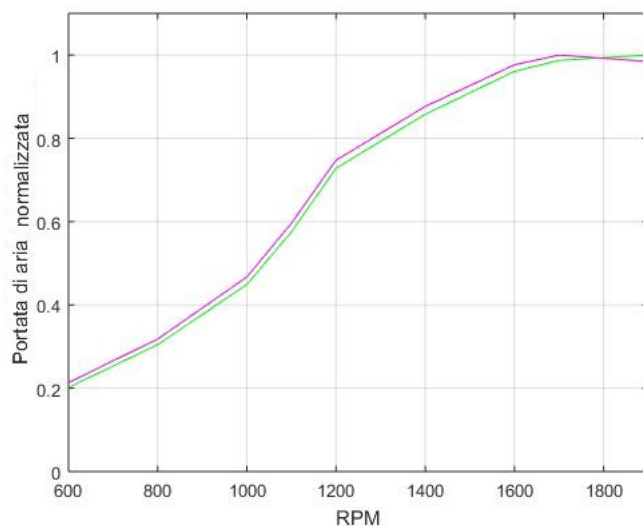


Figura 4.15: Confronto tra la portata di aria ottenuta dal modello completo (tratto viola) e dal modello semplificato (tratto verde)

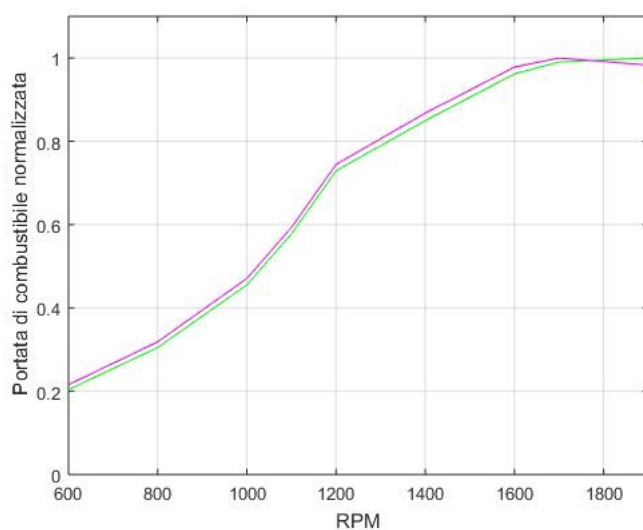


Figura 4.16: Confronto tra la portata di combustibile ottenuta dal modello completo (tratto viola) e dal modello semplificato (tratto verde)



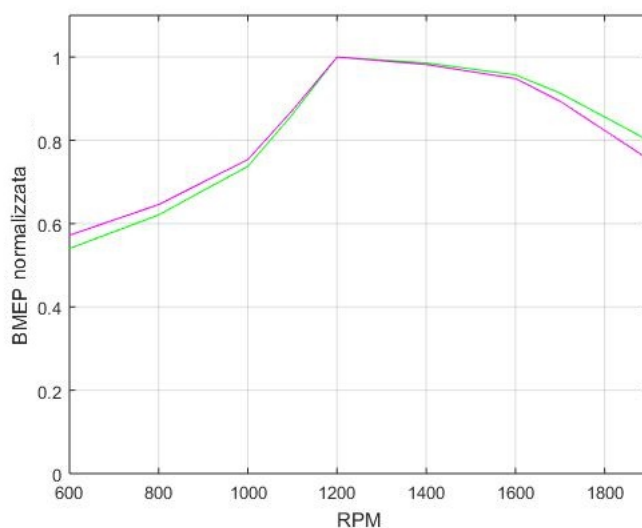


Figura 4.17: Confronto tra la BMEP ottenuta dal modello completo (tratto viola) e dal modello semplificato (tratto verde)

Dai grafici precedenti si deduce che ai bassi regimi le differenze tra i due modelli sono trascurabili, mentre il motore semplificato nella configurazione «aspirata» sembra sovrastimare la portata d'aria ai regimi più elevati. Una prima spiegazione ragionevole può essere data considerando che a bassi regimi le velocità del fluido nei condotti di aspirazione e scarico sono molto basse, fornendo quindi poca importanza a quegli effetti d'onda e di inerzia che sono ovviamente differenti rispetto al motore completo. In ogni caso, per le analisi successive, le approssimazioni introdotte si sono ritenute di piccola entità e quindi accettabili.



# Capitolo 5

## Le equazioni del gas ideale

### 5.1 IL MODELLO MONODIMENSIONALE PER MISCELA DI GAS IDEALI

Abbiamo visto, nel secondo capitolo, come si perviene alla formulazione conservativa del sistema di equazioni non lineari iperbolico, costituito dall'equazione di continuità, dall'equazione della quantità di moto e dell'energia. Come già menzionato precedentemente, il problema non è risolvibile se non introducendo una relazione che permetta di descrivere il comportamento del fluido in funzione dei parametri incogniti nel sistema di equazioni appena descritto. In questa sezione, si sviluppa la teoria che permette di introdurre un modello di miscela di gas ideali per la rappresentazione del fluido, modello sicuramente più generale e meno restrittivo rispetto al gas perfetto sviluppato nel secondo capitolo. Il motivo dell'introduzione di un modello più complesso per la descrizione del comportamento del fluido è da ricercare nella più corretta previsione delle portate d'aria entranti nel motore, per via di una migliore approssimazione termodinamica dei gas in aspirazione e scarico.

#### 5.1.1 Le equazioni della miscela di gas ideali

Si definisce gas ideale, un gas che abbandona l'ipotesi di gas perfetto a calore specifico costante, per una ipotesi meno restrittiva di calori specifici in funzione della temperatura, della pressione e della composizione chimica del sistema. L'introduzione di un modello di gas ideale, tenendo in considerazione mediante i calori specifici le differenti componenti vibrazionali e rotazionali delle molecole, nonché i differenti moti elettronici e il comportamento a livello intramolecolare, permette una migliore descrizione della realtà e permette inoltre di tenere in considerazione eventuali discontinuità di contatto che si possono generare sulle condizioni al contorno in condotti percorsi da fluidi caratterizzati da proprietà anche molto differenti. Introducendo nella modellazione un approccio di questo tipo, le equazioni del sistema iperbolico devono essere riscritte sostituendo le variabili globali  $u$ ,  $p$ ,  $e$ ,  $\rho$  con quelle

relative ad ogni specie chimica trasportata  $u_j$ ,  $p_j$ ,  $e_j$ ,  $\rho_j$ . Importante sottolineare che la pressione parziale  $p_i$  e la densità parziale  $\rho_i$  sono definite come la pressione e la densità alla quale si troverebbe ogni singola specie chimica se occupasse l'intero volume della miscela ad una determinata temperatura. Di fondamentale importanza per il calcolo del calore specifico della miscela, è la determinazione delle frazioni molari di ogni singola specie presente nel fluido. A partire dall'equazione di stato del gas ideale

$$p \cdot \frac{V}{N} = R \cdot T \quad (5.1)$$

e dall'equazione di stato del gas ideale valida per ogni singola specie chimica

$$p_j \cdot \frac{V}{N_j} = R \cdot T \quad (5.2)$$

è immediato ottenere la seguente relazione:

$$\frac{p_j}{p} = X_j = \frac{N_j}{N} \quad (5.3)$$

che mette in relazione le frazioni molari delle specie con le pressioni parziali presenti nel sistema. In modo analogo è possibile ricavare la frazione massica di ogni specie presente nella miscela, sapendo che  $M_j$  è la massa della specie  $j$ :

$$\frac{\rho_j}{\rho} = \frac{M_j}{M} = Y_j \quad (5.4)$$

La relazione esistente tra le due frazioni appena calcolate, molto utilizzata all'interno del codice GASDYN, è pertanto:

$$X_j = \frac{Y_j/M_j}{\sum Y_j/M_j} \quad (5.5)$$

La pressione parziale di ogni specie chimica è quindi ricavabile dall'equazione del gas ideale riscritta nel seguente modo:

$$p_j = \frac{\rho_j}{\sum X_j M_j} \cdot R \cdot T \quad (5.6)$$

Veniamo ora al calcolo dell'energia interna del fluido considerato come miscela di gas ideali. L'energia interna può essere definita per ogni specie chimica da un'espressione polinomiale funzione della temperatura nel seguente modo:

$$e_j(T) = \sum \alpha_{jk} T^k \quad (5.7)$$

dove i coefficienti  $\alpha_{jk}$  sono ricavati dalla letteratura (nella sezione successiva sarà spiegato in dettaglio come ottenere i coefficienti per ogni specie chimica). I coefficienti

globali di miscela sono quindi ottenuti mediante interpolazione pesata sulle frazioni molari nella miscela dei singoli componenti:

$$\alpha_k = \sum \alpha_{jk} X_j \quad (5.8)$$

Si verifica che è possibile approssimare l'energia interna di una miscela di gas ideali mediante polinomi di differente ordine, anche molto elevato. Tuttavia, all'interno del codice GASDYN si è preferito arrestarsi ai polinomi del secondo ordine per la descrizione dell'energia interna, non complicando troppo il sistema e mantenendo in ogni caso una buona descrizione del comportamento reale dei fluidi nell'intervallo di temperatura consono ai motori a combustione interna. La legge di variazione dell'energia interna in funzione della temperatura (della pressione e della composizione chimica in quanto contenute nei coefficienti interpolati) è quindi la seguente:

$$e(T) = \alpha_1 T + \alpha_2 T^2 \quad (5.9)$$

Differenziando a questo punto l'equazione dell'energia in funzione della temperatura otteniamo:

$$de = c_v(T) \cdot dT \quad (5.10)$$

È possibile quindi calcolare la temperatura del fluido conoscendo l'energia interna dello stesso ricavata dalla soluzione del sistema di equazioni conservative iperboliche non lineari di partenza:

$$T = \left[ -\alpha_1 + \sqrt{\alpha_1^2 + 4 \cdot \alpha_2 \cdot e(T)} \right] \cdot \frac{1}{2 \cdot \alpha_2} \quad (5.11)$$

Si ricava quindi il calore specifico a volume costante della miscela mediante la relazione differenziale descritta sopra e la temperatura appena ottenuta:

$$c_v = \frac{de(T)}{dT} = \alpha_1 + 2 \cdot \alpha_2 \cdot T \quad (5.12)$$

È importante osservare che esistono altre strade per il calcolo del calore specifico a volume costante oltre a quella proposta, prima fra tutte quella che utilizza la relazione di Einstein, tuttavia risultano molto più complesse e costose dal punto di vista computazionale e si preferisce quindi non elencarle. Una volta noto il calore specifico a volume costante, è agevole passare ad un calore specifico a pressione costante e successivamente al calcolo del rapporto tra i calori specifici della miscela:

$$k = \frac{c_v + R}{c_v} \quad (5.13)$$

Si osserva che, nelle condizioni di funzionamento del motore, è concesso considerare il coefficiente di comprimibilità presente nell'equazione di stato dei gas ideali come

unitario, semplificando di molto le problematiche relative alla sua gestione e alla sua valutazione. Mettendo in relazione l'energia interna e la pressione parziale di ogni specie chimica si ottiene il comportamento della specie in funzione delle sue grandezze parziali descritte nel sistema iperbolico:

$$\begin{cases} e_j(T) = \sum \alpha_{jk} T^k \\ p_j = \frac{\rho_j}{\sum X_j M_j} \cdot R \cdot T \end{cases} \quad \Longrightarrow \quad p_j = p_j(\rho_j, e_j) \quad (5.14)$$

Ogni specie chimica avrà quindi un proprio sistema di equazioni iperboliche riferite alle specifiche grandezze parziali. Considerando a questo punto la diffusione molecolare delle diverse specie chimiche, l'equazione di continuità deve essere riscritta nel seguente modo:

$$\frac{\partial(\rho Y_j F)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u Y_j F)}{\partial x} = \omega_j \quad (5.15)$$

dove  $u_j$  è la velocità della specie j-esima,  $\omega_j$  è la velocità di comparsa/scomparsa per unità di volume ed ha il compito di tener in considerazione l'effetto delle reazioni chimiche che possono avvenire nei condotti del motore (cosa che accade ad esempio nel catalizzatore). Il problema che si ottiene a questo punto sembra essere chiuso, considerando le quattro equazioni disponibili e le quattro incognite  $\rho_i$ ,  $u_i$ ,  $p_i$ ,  $e_i$  riferite alle singole specie. I vettori del sistema risolutivo si presentano dunque nella seguente forma:

$$\frac{\partial}{\partial t} \bar{W}_j + \frac{\partial}{\partial t} \bar{F}_j + \bar{C}_j = 0 \quad (5.16)$$

dove

$$\bar{W}_j = \begin{bmatrix} \rho_j \cdot F \\ \rho_j \cdot u_j \cdot F \\ \rho_j \cdot e_{oj} \cdot F \end{bmatrix} \quad (5.17)$$

$$\bar{F}_j = \begin{bmatrix} \rho_j \cdot u_j \cdot F \\ (\rho_j \cdot u_j^2 + p_j) \cdot F \\ \rho_j \cdot u_j \end{bmatrix} \quad (5.18)$$

$$\bar{C}_j = \begin{bmatrix} 0 \\ -p \cdot \frac{dF}{dx} \\ 0 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \omega_j \\ \rho_j \cdot G_j \cdot F \\ -(\rho_j \cdot q_j + \Delta H_{reaz,j}) \cdot F \end{bmatrix} \quad (5.19)$$

A questo punto il problema parrebbe essere in forma chiusa, avendo 4 equazioni in 4 incognite  $\rho_j, u_j, e_j, p_j$ . Sarebbe necessario tuttavia introdurre nel vettore  $\bar{C}_j$  delle sorgenti le forze e le potenze di origine meccanica (urti elastici) e termica che si scambiano i diversi gas costituenti la miscela, ottenibili attraverso un modello complesso che tenga conto delle masse molari nonché della diffusione delle varie specie chimiche. Le potenze scambiate per interazioni di tipo elettromagnetico sarebbero in ogni caso da trascurare, poiché il modello di gas ideale non prevede l'esistenza di tali forze. Per semplificare il problema si utilizza di conseguenza un approccio basato sulla velocità del centro di massa. In base a quanto detto fino a questo momento non è possibile definire una velocità di miscela  $u$ , nonostante si siano definite le velocità  $u_j$  relative a ciascun componente. In presenza di gradienti di temperatura, di concentrazione e di pressione lungo l'asse del condotto, ogni specie muta la sua distribuzione nello spazio in base a fenomeni di convezione, diffusione molecolare e termica governati da costanti diverse per ogni specie e dipendenti dalla massa e dalla complessità molecolare. Trascurando i fenomeni di diffusione termica, il flusso di un componente è dato da due processi distinti, ovvero un processo convettivo e un processo diffusivo. Per il primo fenomeno la molecola di gas acquista velocità a causa di un'azione perturbatrice esterna quale il gradiente di pressione, per il secondo fenomeno la molecola si muove per l'azione di forze interne alla miscela, generate dalle collisioni casuali con le altre molecole. La velocità del centro di massa può essere definita attraverso la seguente media:

$$u_e = \sum_{j=1}^{N_s} \frac{\rho_j \cdot u_j}{\rho} \quad (5.20)$$

Si può quindi definire il flusso diffusivo della specie  $j$  nel seguente modo:

$$J_j = \rho_j \cdot (u_j - u_c) \quad (5.21)$$

Si osserva quindi che la specie  $j$ -esima non diffonde se la sua velocità coincide con quella del centro di massa definito sopra. Si definisce  $\phi_j$  il flusso di molecole della specie  $j$  che attraversano la sezione  $A$  del condotto a causa dei due distinti processi:

$$\phi_j = \phi_j^D + \phi_j^C = n_j \cdot u_j \cdot A \quad (5.22)$$

dove  $\phi_j$  è una portata in termini di numero di molecole nell'unità di tempo e  $n_j$  rappresenta il numero di molecole per unità di volume. Confrontando i tempi caratteristici del fenomeno diffusivo con quelli di trasporto convettivo appare lecito

trascurarne gli effetti, definendo così la velocità di ogni singola specie mediante la seguente relazione:

$$u_j = \frac{\phi_j^C}{A \cdot n_j} = \mu_j \cdot F \quad (5.23)$$

dove  $\mu_j$  rappresenta il rapporto tra il tempo medio fra due collisioni molecolari e la massa molare della specie  $j$ -esima considerata. È necessario notare che la velocità  $u_j$  è differente per ogni specie a causa della diversa mobilità. Semplificando quindi il problema, si è scelto in seguito di valutare la velocità di ogni specie coincidente con quella del centro di massa della miscela:

$$u_j = u_c = u \quad j = 1, N_s \quad (5.24)$$

Questa ultima ipotesi comporta di trascurare le forze di superficie tra le varie specie non essendoci un moto relativo fra esse. Giunti a questo punto è possibile riscrivere le tre equazioni di conservazione in termini globali per la miscela, mediante l'introduzione della velocità del centro di massa. In forma vettoriale le equazioni di conservazione si presentano dunque nel seguente modo:

$$\frac{\partial}{\partial t} \bar{W}_m + \frac{\partial}{\partial x} \bar{F}_m + \bar{C}_m = 0 \quad (5.25)$$

A queste equazioni è necessario affiancare  $N_s - 1$  equazioni scalari per la continuità delle singole specie chimiche:

$$\frac{\partial}{\partial t} W_j + \frac{\partial}{\partial x_j} F_j + C_j = 0 \quad (5.26)$$

dove:

$$W_j = \rho \cdot Y_j \cdot F$$

$$F_j = \rho \cdot u \cdot Y_j \cdot F \quad (5.27)$$

$$C_j = \omega_j$$

i quali corrispondono alle equazioni di conservazione della massa per ogni specie chimica a meno di una, che risulta definita dalla differenza tra la globale e la somma di queste ultime. In forma matriciale il sistema delle equazioni di conservazione completo per miscela di gas ideali è il seguente:



$$\begin{aligned}
 \bar{W} &= \begin{bmatrix} \rho \cdot F \\ \rho \cdot u_c \cdot F \\ \rho \cdot e_0 \cdot F \\ \rho \cdot Y \cdot F \end{bmatrix} \\
 \bar{F} &= \begin{bmatrix} \rho \cdot u_c \cdot F \\ (\rho \cdot u_c^2 + p) \cdot F \\ \rho \cdot u_c \cdot h_0 \cdot F \\ \rho \cdot u \cdot Y \cdot F \end{bmatrix} \\
 \bar{C} &= \begin{bmatrix} 0 \\ -p \cdot \frac{dF}{dx} \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 \\ \rho \cdot G \cdot F \\ -(\rho \cdot q + \Delta H_{reaz}) \cdot F \\ 0 \end{bmatrix} \\
 \bar{Y} &= \begin{bmatrix} Y_1 \\ Y_2 \\ \vdots \\ Y_{N_s-1} \end{bmatrix}
 \end{aligned} \tag{5.28}$$

## 5.2 L'ENERGIA INTERNA DELLA SPECIE FUEL

Il modello di calcolo implementato nel codice GASDYN per una miscela di gas ideali prevede la conoscenza delle proprietà termodinamiche e termochimiche delle molecole, radicali ed atomi considerati. È quindi necessario conoscere tali proprietà in corrispondenza di un intervallo di temperature determinato dalle condizioni di funzionamento del motore. Generalmente esistono due vie per la determinazione di suddette proprietà, la prima che ricorre a valori tabulati per determinate condizioni e alla loro interpolazione al fine di ricavare i valori desiderati, e la seconda, più utilizzata nei software di simulazione, che prevede la determinazione delle proprietà delle specie chimiche attraverso espressioni polinomiali in funzione della temperatura del fluido. Le espressioni polinomiali, da noi adottate per il calcolo delle proprietà delle varie specie chimiche, sono chiamate in letteratura «Nuove polinomiali NASA», e forniscono le proprietà dei gas considerando due campi di interpolazione, il primo da 298 K a 1000 K, e il secondo da 1000 K a 5000 K. Prima di addentrarci nel calcolo dei coefficienti utilizzati praticamente dal GASDYN per il calcolo dell'energia interna, è bene distinguere i contributi termodinamici e termochimici presenti in quest'ultima. L'energia interna risulta essere la somma di una componente termodinamica, legata alla temperatura che rappresenta l'energia immagazzinata dalle molecole del fluido

come energia cinetica, e di una componente termochimica, che rappresenta l'energia immagazzinata sotto forma chimica nei legami molecolari e liberata solamente durante le reazioni chimiche. Vediamo ora come ricavare i coefficienti  $\alpha_1$  e  $\alpha_2$  per il calcolo dell'energia interna.

### 5.2.1 La determinazione dei coefficienti $\alpha_1$ e $\alpha_2$ per la specie FUEL

All'interno del codice GASDYN risultano presenti i coefficienti di 13 specie chimiche indicative, già calcolati precedentemente, e finora sufficienti alla completa simulazione dei motori a combustione interna. L'introduzione di un modello semplificato a cinque specie, come si vedrà nel capitolo successivo, permette tuttavia di trasportare una nuova specie generica denominata FUEL, che rappresenta il combustibile, conoscendone le proprietà termodinamiche a priori. Questa possibilità, permette di simulare l'iniezione di gas naturale nel collettore di aspirazione e prevederne il comportamento all'interno del motore note le sue proprietà. Risulta quindi fondamentale descrivere un metodo di calcolo solido per i valori di  $\alpha_1$  e  $\alpha_2$  che verranno utilizzati in seguito. Le leggi polinomiali NASA si presentano con la seguente forma:

$$H(T)^* = R \cdot \left( a_1 \cdot T + a_2 \cdot \frac{T^2}{2} + a_3 \cdot \frac{T^3}{3} + a_4 \cdot \frac{T^4}{4} + a_5 \cdot \frac{T^5}{5} + a_6 \right) \quad (5.29)$$

dove i coefficienti  $\alpha$  sono i valori del polinomio interpolante per il range di temperatura considerato. L'entalpia reale alla temperatura T, espressa in Kelvin, si può ricavare dalla seguente espressione:

$$H(T) = \Delta H_{form-298} + [H(T)^* - H(298)^*]$$

Il codice GASDYN tuttavia opera sotto l'ipotesi di miscela di gas ideali, ipotesi per cui l'energia interna di un gas allo zero assoluto è nulla. Questo implica che alle energie interne reali, per trovare i valori della parabola interpolante  $\alpha_1$  e  $\alpha_2$ , è necessario sottrarre il valore di energia interna che la specie possiede alle zero assoluto, che in via generale corrisponde alla componente termochimica dell'energia interna. Lo schema seguente è esemplificativo del procedimento presentato nel seguito:

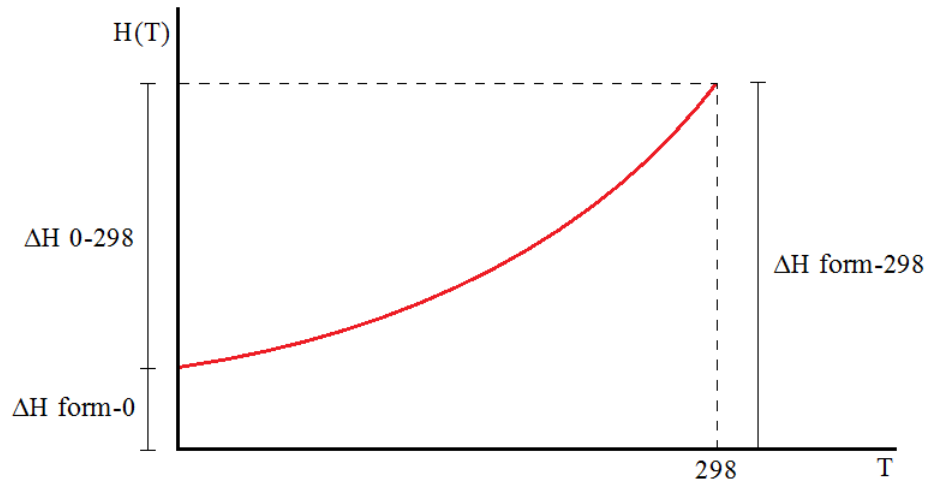


Figura 5.1: L'entalpia reale e l'entalpia 'termodinamica'

Inizialmente si ricavano tramite tabelle presenti in letteratura [6](nel nostro caso sono state utilizzate le tabelle JANAF per le sostanze) i valori dell'entalpia di formazione a 298 K e la variazione di entalpia che intercorre tra 0 K e 298 K per la medesima sostanza. In tabella sono riassunti i valori considerati per le rispettive sostanze:

SPECIE	$\Delta H_{form-298}$ [kJ/kmol]	$\Delta H_{0-298}$ [kJ/kmol]
CH4	74873	10024
C2H6	84684	11958
C3H8	103847	14740
CO2	393522	9364

Tabella 5.1: I valori termodinamici tabulati di  $\Delta H$  di formazione

È quindi possibile ricavare il valore dell'entalpia di formazione a 0 K per differenza tramite la seguente equazione:

$$\Delta H_{form-0} = \Delta H_{form-298} - \Delta H_{0-298} \quad (5.30)$$

combinando le due equazioni precedenti, è possibile riscrivere l'entalpia reale di una sostanza ad una determinata temperatura come somma di un termine nullo a 0 K, che rispecchia dunque l'ipotesi di gas ideale, e un termine sempre non nullo e costante, che rispecchia la componente termochimica:

$$H(T) = \Delta H_{form-0} + \Delta H_{0-T} \quad (5.31)$$

$$\Delta H_{0-T} = \Delta H_{0-298} + [H(T)^* - H(298)^*] \quad (5.32)$$

Nota l'equazione dell'entalpia, è possibile ricavare il valore dell'energia interna dalla nota formula termodinamica:

$$e(T)_{tot} = H(T) - R \cdot T = \Delta H_{form-0} + \Delta H_{0-T} - R \cdot T \quad (5.33)$$

L'espressione dell'energia interna nella sola componente termodinamica sarà quindi:

$$e(T) = e(T)_{tot} - \Delta H_{form-0} = \Delta H_{0-T} - R \cdot T \quad (5.34)$$

$$e(T) = \Delta H_{0-298} + [H(T)^* - H(298)^*] - R \cdot T \quad (5.35)$$

A questo punto è possibile calcolare i coefficienti  $\alpha_1$  e  $\alpha_2$  per le sostanze che compongono la specie FUEL, che nel nostro caso è gas naturale, mediante una interpolazione parabolica dei valori ottenuti applicando la formula precedente a diversi valori di temperatura. Il grafico seguente mostra gli andamenti ricavati:

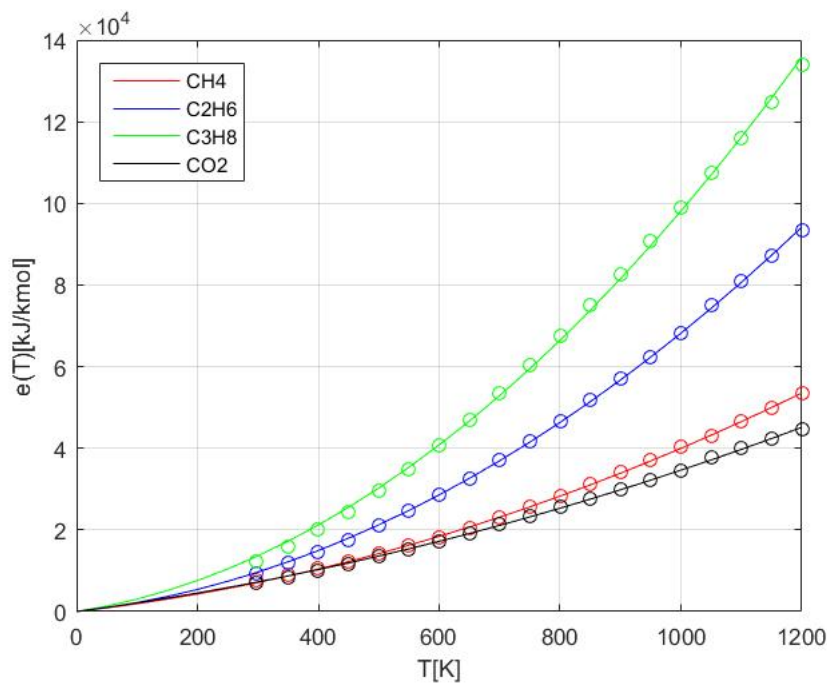


Figura 5.2: Andamento dell'energia interna per alcune specie rilevanti

Per il calcolo dei coefficienti  $\alpha_1$  e  $\alpha_2$  della specie risultante FUEL, si sono considerate nel gas naturale quelle specie con una percentuale massica nella composizione superiore all'1% rispetto al totale, mentre le restanti sono state assimilate alla specie dominante, ovvero il metano. La tabella seguente è indicativa delle approssimazioni introdotte:

SPECIE	x reale [kmol-i/kmol-tot]	x approssimata [kmol-i/kmol-tot]
CH4	83.69%	88.32%
C2H6	7.53%	7.53%
C3H8	2.20%	2.20%
CO2	1.95%	1.95%
ALTRO	4.63%	0.00%

Tabella 5.2: Composizione molare del FUEL reale ed approssimata

I coefficienti  $\alpha_1$  e  $\alpha_2$  per la specie FUEL sono stati calcolati come spiegato nella sezione precedente, ovvero pesando i coefficienti di ogni singola specie sulla rispettiva frazione molare. I valori assunti sono dunque:

SPECIE	$\alpha_1$	$\alpha_2$
CH4	16.790	0.0232
C2H6	16.792	0.0514
C3H8	22.923	0.0752
CO2	19.732	0.0149
FUEL	16.983	0.0263

Tabella 5.3:  $\alpha_1$  e  $\alpha_2$  per le diverse specie

Nel grafico seguente sono esemplificati l'andamento dell'energia interna di origine termodinamica, dell'entalpia reale e dell'energia interna reale per la specie FUEL:

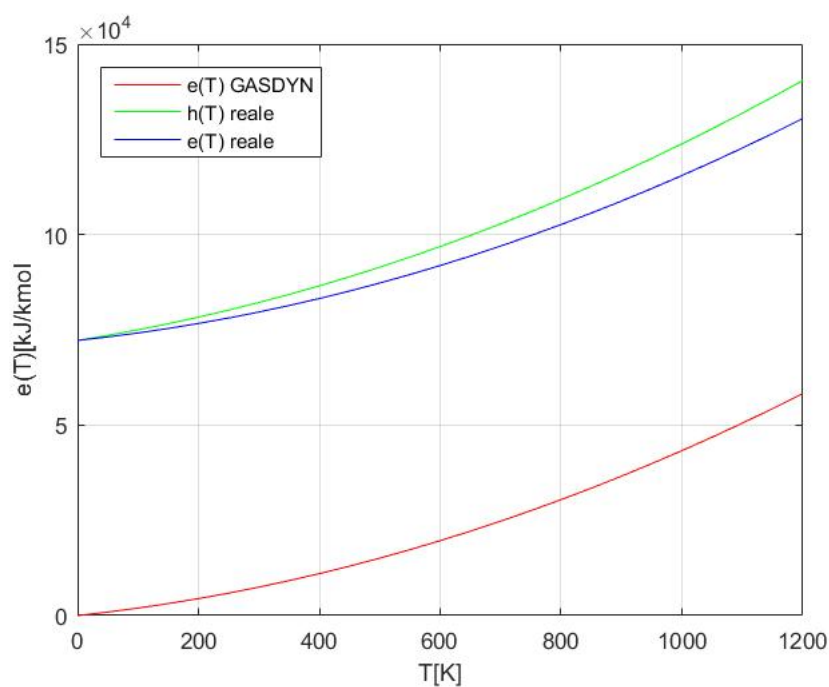


Figura 5.3: Andamento dell'energia interna e dell'entalpia per la specie FUEL

### 5.3 IL METODO DELLE CARATTERISTICHE PER MISCELA DI GAS IDEALI

Nel capitolo due si è presentata la problematica della risoluzione numerica delle condizioni al contorno utilizzando il metodo delle caratteristiche, trattando il fluido come gas perfetto. Ad oggi, il codice GASDYN, ha sempre mantenuto l'ipotesi di gas perfetto a calori specifici costanti per la trattazione delle condizioni al contorno anche quando si utilizzava una miscela di gas ideali, come fluido di lavoro. In questo caso, tuttavia, nella sezione di contorno, il rapporto tra i calori specifici era calcolato considerando le differenti specie chimiche ad una determinata temperatura, ma mantenuto costante tra i due nodi adiacenti utilizzati per l'interpolazione della variabile di Riemann, come è corretto fare per fluido gas perfetto. Nel seguito della trattazione, si presenta in primis la risoluzione del metodo delle caratteristiche utilizzando una miscela di gas ideali e le problematiche che questo comporta, in seguito si presenta una soluzione ibrida che permette di ottenere ottimi risultati senza dover utilizzare troppi accorgimenti durante l'applicazione del metodo, ed infine si introduce il concetto di pathline per il trasporto della corretta quantità di specie chimiche sulle sezioni di contorno.

#### 5.3.1 La determinazione delle variabili di Riemann per miscela di gas ideali

Le equazioni di compatibilità, derivate nel secondo capitolo, hanno alla loro base l'ipotesi fondamentale che il fluido di lavoro sia gas perfetto a calore specifico costante. Una miscela di gas ideali, come già menzionato all'inizio del capitolo, presenta invece un calore specifico di miscela che è funzione della pressione parziale delle singole specie che compongono il fluido e della temperatura a cui si trova lo stesso. Si rende necessario per tale motivo ricorrere a delle nuove equazioni di compatibilità, da risolvere lungo le linee caratteristiche per determinare le variabili di Riemann in condizioni di miscela di gas ideali. La teoria alla base della trattazione seguente è stata ideata da Guderley [10], nel caso di flusso non omoentropico per miscela di gas ideali, e approfondita da Benson [3] nel caso di flusso omoentropico. Considerando il caso generale di flusso non omoentropico e sezione variabile lungo la coordinata spaziale  $x$ , le equazioni di compatibilità possono essere scritte nella seguente forma, come abbiamo già visto:

$$\frac{dp}{\rho a} \pm du + \frac{1}{\rho a} \cdot [\Delta_1 + \Delta_2 \pm \Delta_3] \cdot dt = 0 \quad (5.36)$$

Considerando la seconda legge della termodinamica, e un processo isoentropico è possibile derivare la seguente equazione del tutto generale:

$$\frac{dp}{\rho a} = \frac{dh}{a} - \frac{T ds}{a} = \sqrt{\left(\frac{c_p c_v}{RT}\right)} dT - \sqrt{\left(\frac{c_v T}{c_p R}\right)} ds \quad (5.37)$$

sostituendo l'equazione appena ricavata, nell'equazione di compatibilità si ottiene una nuova equazione, analogamente a quanto avveniva per gas perfetto:

$$\sqrt{\left(\frac{c_p c_v}{RT}\right)} dT \pm du - \left\{ \sqrt{\left(\frac{c_v T}{c_p R}\right)} ds - \frac{1}{\rho a} [\Delta_1 + \Delta_2 \pm \Delta_3] dt \right\} = 0 \quad (5.38)$$

Questa equazione, risolta lungo le linee caratteristiche, fornisce nuovamente le variabili di Riemann, rappresentate dalla seguente espressione:

$$\lambda, \beta = \int_{T_{ref}}^T \sqrt{\left(\frac{c_p c_v}{RT}\right)} dT \pm u \quad (5.39)$$

$$d\lambda, d\beta = \sqrt{\left(\frac{c_v T}{c_p R}\right)} ds - \frac{1}{\rho a} [\Delta_1 + \Delta_2 \pm \Delta_3] dt \quad (5.40)$$

Dalla formulazione appena scritta, è evidente la difficoltà di integrazione che comporta la determinazione delle variabili di Riemann così ricavate. Un tentativo molto oneroso computazionalmente è utilizzare un metodo numerico di integrazione per determinare il valore dell'integrale, integrale che tuttavia è soggetto a grande errore di approssimazione in quanto la funzione integranda è di tipo iperbolico, come rappresentato in figura sottostante, e fortemente dipendente dalla temperatura di riferimento e dal passo adottato per le temperature durante la risoluzione:

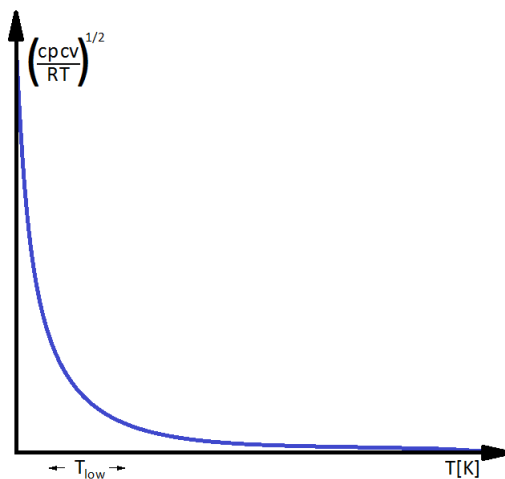


Figura 5.4: Integrale\ f.integranda della variabile di Riemann  $\lambda$

Inoltre il problema presentato in questo modo è di natura implicita, rendendo

necessari moltissimi processi iterativi per arrivare ad una soluzione approssimata. Visti i problemi che la formulazione appena ottenuta presenta, Benson [3] semplificando il problema per il caso omoentropico, ha derivato una formulazione alternativa dell'equazione di compatibilità, che presenta una soluzione analitica. I limiti imposti dalla introduzione dell'ipotesi di omoentropicità andranno gestiti conseguentemente in modo corretto durante l'applicazione del modello. Considerando la relazione isoentropica:

$$c_p \frac{dT}{T} - R \frac{dp}{p} = 0 \quad (5.41)$$

e la relazione che lega la velocità del suono alla temperatura del fluido per gas miscela di gas ideali:

$$T = \frac{a^2}{kR} \quad (5.42)$$

è possibile derivare la seguente equazione, data dalla combinazione delle due precedenti:

$$\frac{dT}{da} = \left[ 2 - \frac{a}{k} \frac{dk}{da} \right] \cdot \frac{a}{kR} \quad (5.43)$$

Sapendo ora che l'equazione di compatibilità per flusso omoentropico è data dalla relazione:

$$dp \pm \rho \cdot a \cdot du = 0 \quad (5.44)$$

è possibile ottenere una nuova formulazione dell'equazione di compatibilità, tramite semplice sostituzione delle equazioni precedenti:

$$da \pm \frac{(k-1)}{2} \cdot \left[ \frac{1}{1 - \frac{a}{2k} \cdot \frac{dk}{da}} \right] \cdot du = 0 \quad (5.45)$$

In questa formulazione, le linee caratteristiche sono sostituite da una serie di curve, rendendo tuttavia il problema molto complicato dal punto di vista dell'implementazione numerica. Ancora una volta però, Benson [3] suggerisce, che nel caso in cui la griglia di mesh sia sufficientemente fine, sia possibile approssimare le curve caratteristiche con delle rette, con coefficiente angolare pari a quello delle curve. Si applica dunque questa soluzione. Per prima cosa è necessario ricavare la temperatura in funzione del rapporto tra i calori specifici, considerando l'approssimazione dell'energia interna del fluido a due coefficienti come visto in precedenza:

$$T = \frac{\alpha_1 - k \cdot \alpha_1 + R}{2 \cdot k \cdot \alpha_2 - 2 \cdot \alpha_2} \quad (5.46)$$

in seguito è possibile ricavare la velocità del suono in funzione del solo rapporto tra



i calori specifici tramite sostituzione:

$$a = \sqrt{k \cdot R^* \cdot T} = \sqrt{k \cdot R^* \cdot \left( \frac{\alpha_1 - k \cdot \alpha_1 + R}{2 \cdot k \cdot \alpha_2 - 2 \cdot \alpha_2} \right)} \quad (5.47)$$

derivando il  $k$  in funzione della velocità del suono  $a$ , si ottiene una nuova equazione che sostituita nella formulazione delle equazioni di compatibilità ricavata da Benson permette di ricavare la formulazione finale:

$$da \pm \left[ \frac{(k-1)}{2} \cdot \frac{(\alpha_1 \cdot k^2 - 2 \cdot \alpha_1 \cdot k + \alpha_1 + R)}{k \cdot R} \right] du = 0 \quad (5.48)$$

si definisce dunque  $\chi$  il coefficiente angolare dell'equazione, mantenuto costante nella approssimazione lineare suggerita:

$$\chi = \frac{(k-1)}{2} \cdot \frac{(\alpha_1 \cdot k^2 - 2 \cdot \alpha_1 \cdot k + \alpha_1 + R)}{k \cdot R} \quad (5.49)$$

Si ricavano quindi le variabili di Riemann:

$$\lambda, \beta = a \pm \chi \cdot u \quad (5.50)$$

la velocità del suono e la velocità del fluido:

$$a = \frac{\lambda + \beta}{2} \quad u = \frac{\lambda - \beta}{2 \cdot \chi} \quad (5.51)$$

È possibile infine interpolare linearmente le variabili ai nodi nel punto L della caratteristica come era fatto per gas perfetto secondo la seguente equazione:

$$\frac{\delta_{XL}}{\Delta_X} = \frac{\psi \cdot \lambda_i^n - \phi \cdot \beta_i^n}{\frac{\Delta_X}{\Delta_t} + \psi \cdot (\lambda_i^n - \lambda_{i-1}^n) - \phi \cdot (\beta_i^n - \beta_{i-1}^n)} \quad (5.52)$$

dove:

$$\psi = \frac{1 + \chi_L}{2 \cdot \chi_L} \quad \phi = \frac{1 - \chi_L}{2 \cdot \chi_L} \quad (5.53)$$

L'implementazione numerica, rispetto al caso di gas perfetto, subisce in questo caso alcune complicazioni, dovute al calcolo delle proprietà della miscela quali temperatura, e composizione nei nodi adiacenti al punto interpolato della curva caratteristica. Si ricorda inoltre che il metodo di interpolazione lineare è utilizzabile per tutte le grandezze che è necessario determinare tra i due nodi adiacenti della mesh.

Questa soluzione presenta però alcune problematiche nella implementazione all'interno del codice GASDYN, dovute alla combinazione con un metodo del secondo ordine in quanto, se la mesh non è sufficientemente fine, si ha una discontinuità di portata totale tra il nodo della sezione al contorno e i nodi interni, benché le frazioni massiche delle singole specie rimangano costanti. Altre problematiche di imple-

mentazione numerica del metodo, saranno discusse nel capitolo successivo, facendo riferimento a componenti reali, per maggiore chiarezza espositiva.

### 5.3.2 Il metodo ibrido per la determinazione delle variabili di Riemann nel caso di miscela di gas ideali

Un metodo alternativo al metodo sopraesposto, che non necessita di una mesh particolarmente fine per l'applicazione, né tanto meno l'ipotesi di flusso omoentropico, ma che tuttavia garantisce nella maggioranza dei casi una buona approssimazione delle discontinuità di contatto nelle sezioni al contorno, consiste nell'implementare una soluzione ibrida tra gas perfetto e miscela di gas ideali, considerando tutte le interpolazioni necessarie alla miscela, e sostituendo l'equazione di compatibilità per gas ideali con quella per gas perfetto, tenendo però in considerazione la variazione del rapporto tra i calori specifici dovuta alla differente temperatura e composizione nei nodi di mesh adiacenti. La  $\chi$  diviene quindi:

$$\chi = \frac{k - 1}{2} \quad (5.54)$$

dove il rapporto  $k$  tra i calori specifici nei due nodi adiacenti al punto di interpolazione della caratteristica è differente a causa della differente temperatura e composizione (su questo punto si rimanda al capitolo successivo). Con questa soluzione la discontinuità sulle portate totali tra i nodi interni e i nodi al contorno è trascurabile ed è possibile reintegrare le equazioni di flusso non omoentropico, in quanto formalmente l'espressione che si utilizza è sempre quella di gas perfetto.

Questa e la precedente soluzione, con alcune ulteriori modifiche numeriche, sono state da noi implementate all'interno del codice GASDYN e per una analisi più approfondita delle motivazioni e dei risultati si rimanda al capitolo successivo.

### 5.3.3 Le pathline

Fino ad ora, all'interno del metodo delle caratteristiche si sono considerate le equazioni di compatibilità lungo le equazioni di direzione  $dx/dt = u \pm a$ , tralasciando quello che avveniva lungo l'equazione di direzione  $dx/dt = u$ . Queste ultime equazioni di direzione, chiamate pathline, sono delle linee che si sviluppano nel piano dello spazio-tempo in modo analogo alle linee caratteristiche, trasportando però informazioni che viaggiano alla velocità locale delle particelle considerate. Questo ha grande importanza per il trasporto delle informazioni che riguardano le specie chimiche sulle condizioni al contorno, e sulle variazioni entropiche che questo comporta. Per la trattazione successiva [13], si fa riferimento alla figura seguente:

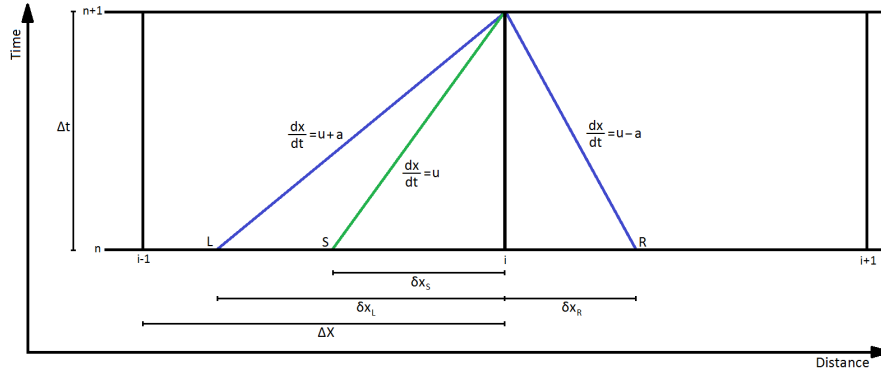


Figura 5.5: Rappresentazione delle pathline (tratto verde) e delle caratteristiche (tratto blu)

Anche nel caso delle pathline, si pone dunque la necessità di risoluzione della equazione di compatibilità lungo l'equazione di direzione corrispondente. È fondamentale osservare che l'equazione di direzione della pathline  $dx/dt = u$ , non dipende dalla velocità del suono, ma solamente dalla velocità locale delle particelle. In generale, la pathline, oltre a trasportare le informazioni che vengono trasmesse da un nodo al nodo successivo della mesh al time-step seguente, comporta anche un cambiamento dell'entropia nel fluido, dovuta alla variazione dello scambio termico e dell'attrito lungo la linea considerata, tuttavia, nell'implementazione all'interno del codice GASDYN, si è preferito semplificare il problema, e ritenere il ds generato dalla pathline pari a zero: graficamente, l'ipotesi implica che l'entropia al punto S sia la medesima che si considererà nella sezione i al time-step n+1. Per prima cosa si procede quindi nella determinazione del  $\delta X_S$  così da poter interpolare linearmente le grandezze ai nodi i-1 ed i. Analogamente alle caratteristiche, è sempre valida la relazione:

$$\frac{\delta X_S}{\Delta t} = u_s^n = \frac{\lambda_s^n - \beta_s^n}{k - 1} \quad (5.55)$$

dove i  $\lambda, \beta$  relativi alla pathline si possono ricavare mediante le seguenti formule:

$$\lambda_s^n = \lambda_i^n - \frac{\delta X_S}{\Delta x} \cdot (\lambda_i^n - \lambda_{i-1}^n) \quad \beta_s^n = \beta_i^n - \frac{\delta X_S}{\Delta x} \cdot (\beta_i^n - \beta_{i-1}^n) \quad (5.56)$$

Combinando le due equazioni, ne segue un'espressione che permette di identificare il  $\delta X_S$ , in funzione  $\lambda, \beta$  relativi ai nodi adiacenti, in modo del tutto analogo a quanto avveniva per le caratteristiche:

$$\frac{\delta X_S}{\Delta x} = \frac{\lambda_i^n - \beta_i^n}{\frac{\Delta x}{\Delta t} \cdot (k - 1) + (\lambda_i^n - \lambda_{i-1}^n) - (\beta_i^n - \beta_{i-1}^n)} \quad (5.57)$$

Nota a questo punto la posizione del punto S al tempo n, è possibile ricavare tutte quelle grandezze che vengono trasportate alla velocità locale delle particelle di fluido,

mediante interpolazione lineare tra i nodi adiacenti. Nel caso da noi implementato si interpola per determinare la composizione chimica della miscela:

$$\rho_s^n = \rho_i^n - \frac{\delta X_s}{\Delta x} \cdot (\rho_i^n - \rho_{i-1}^n) \quad (5.58)$$

È necessario infine osservare che la pathline a differenza delle caratteristiche è solo una linea: ne consegue che la pathline avrà effettivamente effetto sul trasporto delle grandezze che sono trasportate alla velocità locale del fluido solamente nel caso in cui il flusso sia uscente dalla sezione del condotto considerato, poiché nel caso in cui  $\delta X_s$  risulti negativo, le condizioni che si imporranno al contorno al time-step successivo saranno imposte dall'esterno (condizioni al contorno dovute a giunzioni ecc.) e quindi non direttamente dipendenti dalle condizioni attuali nel condotto considerato. Nel capitolo successivo verrà trattato in dettaglio questo particolare nella sezione dedicata alla giunzione volume 0-D.

## Capitolo 6

# Gli sviluppi apportati al codice GASDYN

### 6.1 LE MODIFICHE AL CODICE GASDYN

In questa sezione si analizzano le modifiche che sono state effettuate al codice sorgente, al fine di introdurre l'iniezione della specie FUEL, nel nostro caso gas naturale, nel modello di simulazione. Per garantire una buona velocità di simulazione, tener conto dei composti principali che vengono trasportati all'interno dei condotti di aspirazione e scarico di un motore a combustione interna e ottenere in ogni caso buoni risultati riguardo alle grandezze macroscopiche del motore, si è stabilito di operare secondo un modello a cinque specie chimiche, quali i principali componenti dell'aria: azoto ed ossigeno, i principali prodotti di combustione: anidride carbonica ed acqua, ed infine una specie aggiuntiva, a cui è possibile associare caratteristiche specifiche tramite il pre-processore GASDYN PRE, denominata FUEL, che rappresenta il combustibile utilizzato dal modello ed iniettato nel collettore di aspirazione. Nelle sezioni di seguito, verranno elencati e giustificati i vari cambiamenti nelle differenti parti del codice di simulazione.

#### 6.1.1 La specie FUEL e la sua iniezione

Il modello adottato per le simulazioni è definibile come modello di composizione imposta allo scarico, in quanto la composizione dei gas combusti nei condotti posti a valle del cilindro, non è quella ottenuta mediante la combustione e in seguito trasportata, ma una composizione simile, imposta a priori tramite il GASDYN PRE, così che si riesca a tener conto delle grandezze energetiche nei collettori di scarico del motore senza utilizzare modelli più complessi per il trasporto delle specie chimiche reagenti. Tale configurazione è ovviamente utilizzabile nel solo caso in cui interessi approfondire l'analisi delle grandezze complessive di un motore a combustione interna, non avendo interesse per l'analisi dei fumi di scarico attraverso un qualsivoglia

catalizzatore. La problematica del trasporto di una specie combustibile all'interno dei condotti di aspirazione del motore richiede la modifica di moltissime routine nel caso in cui si decida di introdurre da zero una o più variabili che permettano alla specie di essere trasferita tra i nodi di mesh. L'introduzione di una nuova specie generica quale combustibile, aria o gas combusto, è utile quando si riduce il numero di equazioni che si devono risolvere iterativamente, in quanto si ha un enorme guadagno computazionale ed un altrettanto grande guadagno in termini di prestazioni e tempo di simulazione. È opportuno, quindi, pervenire ad un modello semplificato che riesca a tener conto delle proprietà fondamentali del fluido trasportato tramite un numero esiguo di specie considerate mediante step di sviluppo successivi, così da riuscire a risolvere le varie problematiche che si possono presentare. Il primo passo dunque, per il raggiungimento di tale obiettivo, consiste nell'introdurre il trasporto di una specie qualsiasi, nel modello denominata FUEL che benché presenti caratteristiche fisiche anche molto differenti dall'aria in aspirazione, riesca a miscelarsi e ad essere trasportata con essa senza problemi, determinando le proprietà della miscela complessiva. Per tale motivo, è appropriato utilizzare una specie già trasportata all'interno del codice, come vettore che, opportunamente ridefinito, permetta di trasportare le proprietà della specie d'interesse senza problemi, riuscendo a valutare la bontà del modello di trasporto utilizzato ed eventualmente correggere per ottenere i risultati sperati. Per il trasporto della specie FUEL si è adottata tale misura, riassegnando le caratteristiche della specie  $C_3H_8$  in input e nelle routine di inizializzazione, quali massa molare, coefficienti  $\alpha_1$  e  $\alpha_2$  per l'energia interna, termini per il calcolo dei coefficienti di diffusione  $\sigma$  ed  $\epsilon \cdot k$ , tratti da tabelle in letteratura e distinti in funzione di macro-categorie di combustibili (gas naturale, idrogeno,  $C_3H_8$ ) per poter estendere il modello introdotto ad altri casi di studio. Una volta introdotta la specie aggiuntiva FUEL, il modello finale è un cinque specie (FUEL,  $N_2$ ,  $O_2$ ,  $H_2O$ ,  $CO_2$ ) a composizione imposta allo scarico. L'iniezione di combustibile avviene, come verrà descritto in seguito, mediante alcuni iniettori posizionati sul collettore di aspirazione, che continuamente introducono gas naturale lungo tutto il ciclo motore.

### 6.1.2 Le specie aria e combustibile all'interno del cilindro e il rapporto aria-combustibile

Nel codice GASDYN che era attualmente in uso, si utilizzava un metodo di ricalcolo della quantità di combustibile presente nel cilindro basato sulla quantità reale di ossigeno presente all'interno del motore. Sostanzialmente, anche nel caso di iniezione di combustibile nel collettore di aspirazione, la quantità di combustibile all'interno del cilindro, per un generico motore ad accensione comandata, veniva ricalcolata sulla base dell'ossigeno presente all'interno dello stesso al momento della chiusura delle valvole facendo riferimento al rapporto aria-combustibile imposto, riducendo quindi

gli eventuali errori di trasporto delle specie considerate. Nel caso di iniezione di gas naturale, si è voluto tuttavia rendere il modello ancora più completo, considerando la massa di ogni specie che è realmente presente nel cilindro alla chiusura delle valvole di aspirazione, evitando quindi ricalcoli, ma rendendo più importante un trasporto corretto delle specie iniettate. A tale proposito è opportuno ricordare che le specie chimiche all'interno del cilindro, considerate durante la combustione sono 23, ed esiste dunque una routine che permette la conversione delle portate in ingresso e uscita dal cilindro a partire da queste 23 specie riducendole a quelle trasportate. La regolazione adottata per il motore ad accensione comandata C13 è di tipo A/F imposto, per cui è stato necessario nel caso implementato definire l'aria e il combustibile presenti nel cilindro al momento della chiusura della valvola di aspirazione secondo le seguenti due equazioni:

$$A = m_{ARIA} = m_{O_2} + m_{N_2} + m_{Ar} \quad (6.1)$$

$$F = m_{FUEL} \quad (6.2)$$

quindi, il rapporto aria-combustibile è calcolato direttamente come rapporto tra le due quantità sopra indicate, ed è seguito come target posto pari ai valori sperimentali durante la simulazione del motore. Sono state introdotte anche modifiche per quanto riguarda gli iniettori, così che nel caso di più di un iniettore, ognuno di essi potesse autoregolare la quantità di combustibile iniettata nel cilindro per inseguire il rapporto aria combustibile specifico del cilindro considerato, dando la possibilità (non utilizzata nella simulazione del Cursor 13) di poter utilizzare un differente A/F per ogni cilindro. Durante le fasi iniziali della simulazione, considerando il trasporto di combustibile dal condotto di iniezione al cilindro, può capitare che la quantità di combustibile presente all'interno del cilindro sia molto differente da quella ricercata, e molto variabile considerando un ciclo e il suo successivo, poiché se inizialmente la massa di combustibile è nulla, per il ritardo che causa l'iniezione, nei cicli successivi potrebbe essere in quantità decisamente superiore alla voluta, in quanto il combustibile si è accumulato nei pressi della valvola di aspirazione in attesa della sua apertura. Tale problematica può portare a degli errori durante la simulazione, in quanto la quantità di combustibile all'interno del cilindro durante i cicli iniziali è, come detto, fortemente variabile. Per tale motivo, si utilizzano dei limiti in cui il rapporto A/F è quello reale, mentre al di fuori, la quantità di combustibile è ricalcolata utilizzando l'A/F target, così da permettere un corretto funzionamento della simulazione durante i cicli iniziali. Tali limiti, definiti per un motore generico ad accensione comandata pari a 0.7 e 1.8 del rapporto aria-combustibile ricercato, sono stati cambiati a 0.8 e 1.2 così da permettere un numero di cicli iniziali maggiore, garantendo una maggiore stabilità della portata d'aria prima di utilizzare la quantità

di combustibile realmente presente nel cilindro.

### 6.1.3 Il metodo di regolazione di iniezione nel caso di gas naturale

Il controllo della quantità di combustibile iniettato nel condotto di aspirazione attraverso un iniettore, ad oggi era affidato ad una regolazione definibile a gradino, ovvero la quantità di combustibile che veniva iniettata per inseguire il rapporto aria-combustibile all'interno del cilindro era effettuata in modo discontinuo e di un valore fissato e definito a priori. Avvicinandosi al rapporto A/F ricercato, la variazione che veniva introdotta nella portata di combustibile era via via decrescente così da raggiungere una condizione stabile dopo alcuni cicli di simulazione. Il vantaggio nell'utilizzo di una simile metodologia, è sostanzialmente la stabilità del metodo: difatti anche considerando un motore caratterizzato da grandi oscillazioni iniziali di portata durante la simulazione, una variazione a gradino correlata da un opportuno ritardo è in grado di mitigare gli effetti fortemente instazionari a cui è sottoposta la massa nel cilindro e di iniettare una quantità di combustibile pressoché stabile per diversi cicli di simulazione. Lo svantaggio principale di una simile configurazione è necessariamente la lentezza nel raggiungimento del target A/F considerato, cosa che può influenzare un motore turbo-sovralimentato con trasporto delle specie chimiche o comunque un motore molto complesso anche nella sua versione 'aspirata' quale può essere considerato il Cursor 13 con le opportune condizioni al contorno. Il caso tipico che può verificarsi è quello di un motore turbo che non riesce in un numero di cicli ragionevole ad arrivare a lavorare nel punto prestabilito delle mappe del compressore e della turbina. Per ovviare queste problematiche, e garantire una veloce convergenza al rapporto aria combustibile voluto, uscendo dunque più velocemente dal transitorio iniziale dove la quantità di combustibile è ricalcolata in modo fittizio come descritto in precedenza, si è deciso di implementare un nuovo metodo di regolazione, anche in questo caso discontinuo, dove la portata di combustibile però non varia a gradino ma secondo una precisa funzione come descritto nel seguito. In questa nuova modalità di regolazione, assume però valenza fondamentale il ritardo utilizzato tra una variazione di portata di combustibile iniettata e la successiva, ritardo che deve essere tanto maggiore quanto più il motore ha un numero minore di cilindri, in quanto i condotti di aspirazione in questo caso sono soggetti a grande oscillazione della portata: per queste motivazioni, il monocilindro e il bicilindro hanno dei ritardi imposti a priori verificati durante le simulazioni, che garantiscono un'attesa sufficiente tra una variazione di portata di combustibile iniettata e la successiva, mentre è lasciata a discrezione dell'ingegnere la scelta del ritardo in tutte le altre configurazioni, che presentano una portata d'aria in aspirazione sicuramente più costante durante il ciclo. Si è scelto di regolare il combustibile, facendo riferimento al rapporto aria combustibile reale presente nel cilindro, e tenendo in considerazione i limiti per cui la quantità di combustibile è ricalcolata in modo fittizio, in quanto ci si trova troppo



lontani dalle condizioni ricercate. Si definisce A/F reale la quantità di combustibile reale presente nel cilindro al momento della regolazione, A/F obiettivo il valore target, A/F limite il rapporto aria-combustibile limite per rimanere all'interno delle condizioni per cui non interviene il calcolo fittizio della quantità di combustibile nel cilindro. Per ragioni di necessità e semplicità, l'intervallo limite è simmetrico rispetto al A/F obiettivo, non pregiudicando quindi in alcun modo il metodo, in quanto indipendente dal valore del A/F stechiometrico. La variazione di portata iniettata è dunque espressa mediante la seguente equazione:

$$m_{inj} = m_{inj-old} + fact \cdot m_{inj-old} \quad (6.3)$$

dove il fattore di regolazione dell'iniezione fact si distingue nei casi seguenti a seconda della zona di regolazione interessata:

$$\begin{cases} fact = \frac{(A/F)_{reale}}{(A/F)_{obiettivo}} - 1 & \text{se } (A/F)_{reale} \leq (A/F)_{limite-sup,inf} \\ fact = \left( \frac{(A/F)_{reale}}{(A/F)_{obiettivo}} - 1 \right) \cdot \left( \frac{\|(A/F)_{obiettivo} - (A/F)_{reale}\|}{\|(A/F)_{obiettivo} - (A/F)_{limite-sup,inf}\|} \right)^{1.5} \end{cases} \quad (6.4)$$

Graficamente il fattore di regolazione dell'iniezione assume, dunque, la seguente forma:

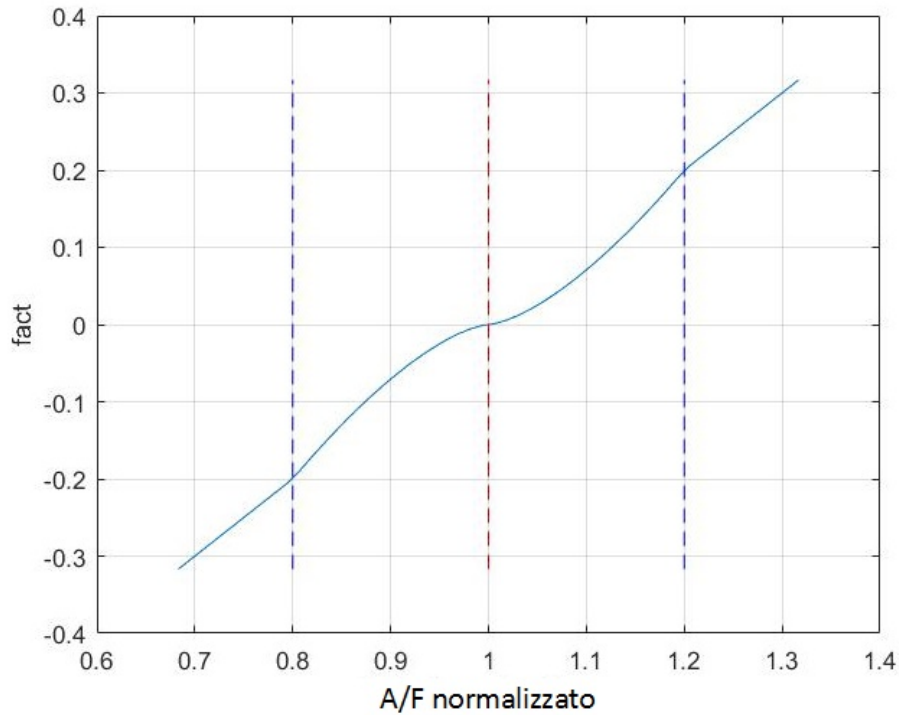


Figura 6.1: Legge di variazione del fattore di regolazione dell'iniezione in funzione del rapporto aria-combustibile normalizzato

Il grafico è normalizzato per quanto riguarda l'A/F, ovvero è ottenuto dividendo i valori di A/F reale per il valore obiettivo. Le linee tratteggiate in blu sono i limiti oltre cui la variazione di combustibile è proporzionale linearmente, mentre la linea tratteggiata in rosso identifica il target. Si nota quindi che la funzione a tratti appena definita presenta una variazione direttamente proporzionale al rapporto A/F reale su A/F obiettivo nel caso in cui ci si trovi lontano dalle condizioni volute, ovvero nella zona dove viene ricalcolato il combustibile in modo fittizio, garantendo una grande velocità di variazione della portata, mentre presenta una variazione più che lineare nella zona interna del grafico, così da rendere più stabile il metodo in prossimità del rapporto aria-combustibile obiettivo, garantendo una minor variazione di combustibile iniettato per ogni ciclo. La funzione definita più che lineare, presenta una dipendenza che ha come esponente un valore pari a 1.5, valore che è stato calibrato a partire da alcune simulazioni e si è trovato essere così un compromesso adeguato per una buona accuratezza della soluzione in un numero di cicli ragionevole. Essendo tuttavia un parametro di smorzamento della variazione di combustibile iniettata, può essere aggiustato, mediante qualche simulazione, per un utilizzo differente del metodo di iniezione.

#### **6.1.4 Il volume zero-dimensionale, il metodo delle caratteristiche per miscela di gas ideali e le pathline**

Con l'introduzione dell'iniezione di gas naturale in un modello a cinque specie chimiche, come precedentemente menzionato, il rapporto aria-combustibile all'interno del cilindro è calcolato in base alle quantità di aria e combustibile effettivamente presenti all'interno della camera di combustione al momento della chiusura delle valvole di aspirazione. Ne consegue che le portate massiche delle singole specie si devono conservare perfettamente durante il trasporto, così che l'A/F sia esattamente quello che si ha nel cilindro. In generale, per connettere un iniettore al collettore di aspirazione si è soliti utilizzare una giunzione volume, in quanto garantisce un miglior miscelamento delle specie chimiche considerate e garantisce una migliore conservazione della massa tra ingressi e uscite delle sezioni del motore analizzate.

Nel caso di iniezione di gas naturale, il modello di trasporto specie utilizzato fino ad ora, dava risultati che si discostavano dai valori sperimentali, in quanto il metodo delle caratteristiche, utilizzato per la modellazione delle condizioni al contorno, sotto l'ipotesi di gas perfetto non era in grado di gestire la discontinuità molto forte che si veniva a creare tra l'aria proveniente dal collettore di aspirazione, il combustibile proveniente dall'iniettore e i gas combusti provenienti come riflusso dal cilindro. Essendo il metodo utilizzato per inseguire il rapporto aria combustibile direttamente influenzato da questi valori e problematiche, diretta conseguenza era il fatto che il rapporto aria-combustibile nel cilindro fosse diverso dal rapporto aria-combustibile

all'interno dei condotti di aspirazione, compromettendo quindi i risultati ottenuti.

Per investigare la problematica, si è fatto inizialmente riferimento ad un caso di studio semplice ma rappresentativo del problema, che permettesse quindi di osservare i risultati ottenuti dalle diverse modifiche apportate in tempi brevi. È stato quindi utilizzato un monocilindro, quello rappresentato nella figura sottostante, dotato di un condotto di aspirazione dell'aria, di un iniettore di combustibile, di un opportuno volume di miscelamento e dei condotti che portano alle valvole di aspirazione:

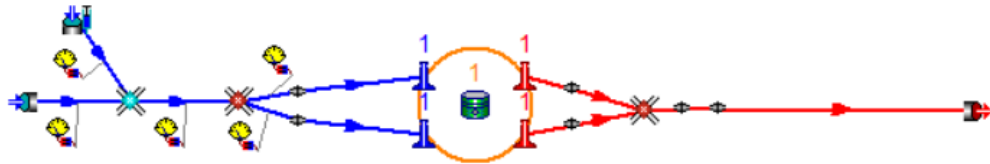


Figura 6.2: Schema del motore monocilindrico utilizzato per lo studio e lo sviluppo del codice

Il motore monocilindrico è stato sottoposto nelle sezioni di ingresso e uscita a condizioni simili a quelle a cui si trova un cilindro del motore Cursor 13 alla stessa sezione di aspirazione e scarico, utilizzando dei dati di pressione e temperatura ottenuti mediante simulazioni a gas perfetto sul motore completo, al fine di verificare le migliorie ottenute con le opportune modifiche. Inizialmente sono state quindi eseguite molte prove con differenti metodi numerici, sezioni di condotto differenti, differenti lunghezze dei condotti ed infine iniettando specie differenti tra le quali  $H_2$ ,  $C_3H_8$ , e FUEL, riscontrando sempre delle problematiche di conservazione delle portate (massiche e molari) delle singole specie, conservando però in generale la portata totale tra ingresso e uscita del sistema considerato in aspirazione.

Il problema della conservazione della massa è qui riportato graficamente per un monocilindro con caratteristiche dei condotti quali diametri e condizioni al contorno uguali a quelle di un cilindro del C13, mentre lunghezza del condotto a valle del volume pari a 10 cm e volume di miscelamento pari a  $7 \cdot 10^{-5} m^3$ , utilizzando il metodo centrato di Lax-Wendroff con TVD e Lax-Wendroff con FCT Smoothing, che rappresentano rispettivamente le condizioni peggiori e migliori trovate dalle analisi effettuate:

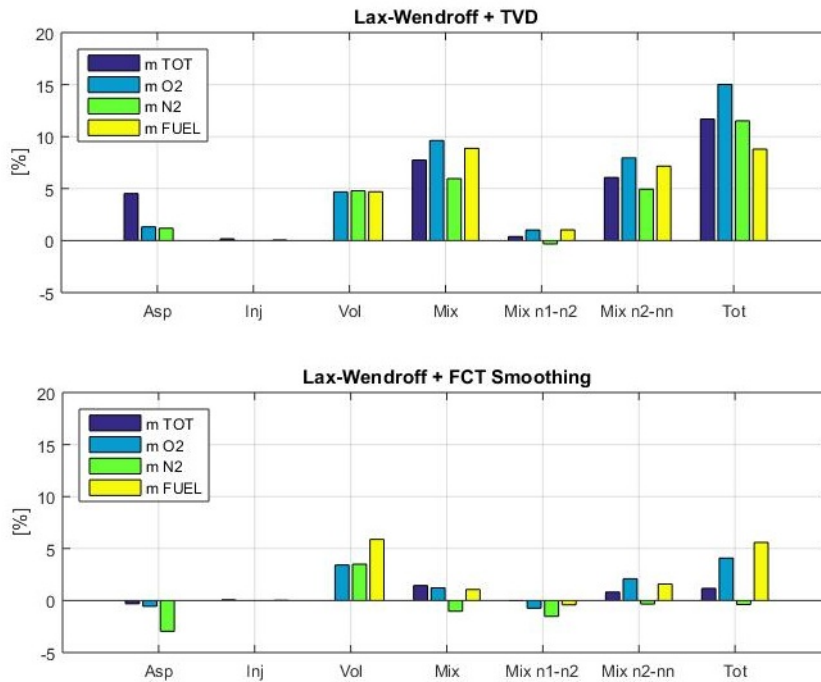


Figura 6.3: Conservazione delle specie chimiche sul motore monocilindrico con Lax-Wendroff + TVD o FCT Smoothing a 1900 RPM

Il grafico precedente illustra la conservazione della portata mostrando alcuni bilanci tra ingresso e uscita delle sezioni considerate, dove con Asp si intende il condotto in aspirazione a monte del volume, Inj il condotto che rappresenta l'iniettore, Vol la giunzione volume, Mix il condotto di miscelamento subito a valle della giunzione volume, Mix n1-2 rappresenta il bilancio tra il nodo di confine (identificativo delle condizioni al contorno) e il primo nodo interno (secondo nodo della mesh del condotto) del condotto di miscelamento, Mix n2-nn è il bilancio tra il secondo e il penultimo nodo del condotto di miscelamento (rappresentativi della conservazione del metodo numerico interno), ed infine Tot è il bilancio generale tra le sezioni di ingresso e di uscita su tutto il collettore di aspirazione del monocilindrico. Le specie considerate sono in ordine portata totale, ossigeno, azoto e FUEL. È ben evidente come conservando discretamente la portata totale non vengono conservate le singole specie, dove le più problematiche sono quasi sempre ossigeno e FUEL. Dalle analisi svolte, i problemi di miscelamento risultavano dipendenti da diversi fattori, quali la giunzione volume 0-D e le condizioni al contorno ad esso correlate. Dal grafico precedente è possibile osservare che il metodo numerico interno conserva sempre bene le portate nel caso di FCT smoothing e il problema di non conservazione si ha sulle condizioni al contorno del volume, mentre nel caso TVD i problemi alle condizioni al contorno si estendono anche nella conservazione dei nodi interni del miscelamento, compromettendo le sezioni dei condotti a valle, in un peggioramento continuo della conservazione della massa. Vediamo di seguito le modifiche che sono state introdotte

per la risoluzione del problema, seguendo lo stesso schema logico da noi adottato.

#### 6.1.4.1 Il volume 0-D

Il volume zero-dimensionale, chiamato plenum, è un volume posto tra due o più condotti che ha il compito di smorzare le oscillazioni di pressione, regolare in modo migliore i flussi che lo attraversano e miscelare specie anche molto differenti tra loro provenienti da condotti differenti. Essendo una giunzione, esso necessita del calcolo delle condizioni al contorno per tutte le estremità che gli si affacciano, per cui anche in questo caso il modello numerico si basa sulle leggi di conservazione e mediante il metodo delle caratteristiche restituisce i valori corretti e aggiornati delle variabili di Riemann necessarie a caratterizzare completamente il moto e le proprietà del fluido. La procedura che segue il plenum è del tipo 'filling and emptying' per calcolare le portate scambiate con i vari condotti con cui è in comunicazione. La portata adimensionale entrante da ogni condotto confinante con il plenum è data dalla seguente equazione:

$$\dot{m}_{IN,VOL} \left[ \frac{kg}{s} \right] = \frac{k_{COND}}{k_{COND} - 1} \cdot F \cdot \left( \frac{\lambda_{in} - \lambda_{out}}{2 \cdot a} \right)^{\frac{2}{k_{COND}-1}} \cdot \frac{\lambda_{in} - \lambda_{out}}{k_{COND} \cdot a^2} \quad (6.5)$$

dove  $k_{COND}$  è il rapporto tra i calori specifici del gas presente nel condotto in cui la portata è entrante,  $F$  è la sezione adimensionale del condotto adiacente al plenum,  $\lambda_{in}$  e  $\lambda_{out}$  sono le variabili di Riemann calcolate tra condotto e volume,  $a$  è la velocità del suono nel fluido presente nella sezione del condotto confinante con il volume. Nel caso in cui la portata fosse uscente dal plenum, il calcolo si effettua considerando la seguente equazione:

$$\dot{m}_{OUT,VOL} \left[ \frac{kg}{s} \right] = \frac{k_{VOL}}{k_{VOL} - 1} \cdot F \cdot \left( \frac{\lambda_{in} - \lambda_{out}}{2 \cdot a} \right)^{\frac{2}{k_{VOL}-1}} \cdot \frac{\lambda_{in} - \lambda_{out}}{k_{VOL} \cdot a^2} \quad (6.6)$$

dove  $k_{VOL}$  è il rapporto tra i calori specifici del gas presente nel condotto in cui la portata è uscente,  $F$  è la sezione adimensionale del condotto adiacente al plenum,  $\lambda_{in}$  e  $\lambda_{out}$  sono le variabili di Riemann calcolate tra condotto e volume,  $a$  è la velocità del suono presente nel volume.

In seguito, ad ogni  $\Delta t$ , vengono aggiornate le frazioni massiche all'interno del volume, considerando le portate entranti ed uscenti calcolate con le formule precedenti e dividendole per le frazioni massiche delle specie presenti nel condotto nel caso in cui la portata sia entrante nel volume, mentre nel caso in cui la portata sia uscente con le frazioni massiche delle specie presenti all'interno del volume stesso:

$$\dot{m}_{IN,VOL,i} \left[ \frac{kg,i}{s} \right] = \dot{m}_{IN,VOL} \cdot y_{COND,i} \quad (6.7)$$

$$\dot{m}_{OUT,VOL,i} \left[ \frac{kg,i}{s} \right] = \dot{m}_{OUT,VOL} \cdot y_{VOL,i}$$

Per tener conto di tutti i condotti confinanti con la giunzione volume 0-D, il processo di calcolo delle portate entranti ed uscenti è eseguito in modo ciclico su tutti i condotti, ed i valori di pressione e le informazioni sulle specie contenute nel plenum sono aggiornati a fine ciclo per il time-step successivo. È stato da noi aggiunto il calcolo del rapporto tra i calori specifici del gas presente nel volume, ed il calcolo della corrispondente velocità del suono, considerando le condizioni reali presenti all'interno, facendo quindi riferimento ai valori di portata massica, frazioni molari, pressione e temperatura del volume. Si ricava per prima cosa la temperatura del gas utilizzando l'equazione del gas perfetto, con la pressione aggiornata al ciclo precedente:

$$T_{VOL}[K] = \frac{p_{VOL} \cdot V_{VOL} \cdot MM_{VOL}}{8.3143 \cdot m_{VOL}} \quad (6.8)$$

in seguito, il rapporto tra i calori specifici è ottenuto nel seguente modo:

$$k_{VOL} = \frac{\alpha_1 + 2 \cdot \alpha_2 \cdot T_{VOL} + 8.3143}{\alpha_1 + 2 \cdot \alpha_2 \cdot T_{VOL}} \quad (6.9)$$

dove le espressioni a numeratore e denominatore sono state ricavate derivandole dall'equazione dell'energia. Infine si giunge al calcolo della velocità del suono nel volume mediante la nota formula:

$$a_{VOL} = \sqrt{k_{VOL} \cdot \frac{p_{VOL} \cdot V_{VOL}}{m_{VOL}}} \quad (6.10)$$

Queste modifiche portano in generale ad un miglioramento contenuto dei risultati.

#### 6.1.4.2 Il metodo delle caratteristiche per miscela di gas ideali e la sua applicazione al volume 0-D

Un decisivo contributo alla risoluzione del problema arriva invece dalla modifica delle condizioni al contorno, fino ad ora calcolate utilizzando il metodo delle caratteristiche con la semplificazione di gas perfetto. Si fa riferimento allo schema seguente:

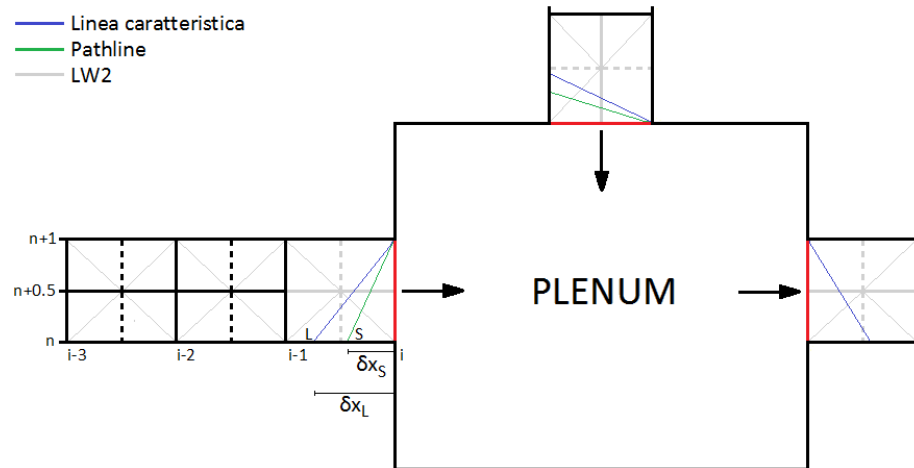


Figura 6.4: La giunzione volume 0-D e i condotti adiacenti: rappresentazione delle linee caratteristiche e delle pathline

Come già spiegato nel capitolo precedente, l'ipotesi di gas perfetto fino ad ora in loco, non permetteva di calcolare la differenza tra calori specifici tra i due nodi adiacenti  $i$  ed  $i-1$  per il calcolo dei  $\lambda$ , in quanto era considerato per entrambe il valore di  $k$  associato al nodo di contorno. Conseguenza di ciò, consisteva nel fatto che quando si considerava un flusso non mono-direzionale, ovvero un flusso per cui le portate massiche cambiano segno durante un ciclo motore sul medesimo condotto, il riflusso dal condotto di miscelamento a valle del volume delle specie chimiche presenti nelle sezioni successive, influiva sul calcolo delle variabili di Riemann  $\lambda_{in}$  e  $\lambda_{out}$ , comportando una non conservazione della massa, dal momento che le portate scambiate dai singoli condotti con il volume considerato dipendono da queste due grandezze come si può vedere nella formula presentata nella sottosezione precedente. L'introduzione di un modello di trasporto come miscela di gas ideali, implica tuttavia, che in determinati istanti di funzionamento del motore la composizione, la pressione e la temperatura in due nodi adiacenti possa essere differente, comportando quindi un rapporto tra i calori specifici differente che deve essere interpolato utilizzando il metodo delle caratteristiche, secondo le equazioni descritte in precedenza. All'interno del codice sono quindi stati implementati i due metodi «ibrido gas perfetto - miscela di gas ideali» e «miscela di gas ideali», per il calcolo delle variabili di Riemann, riscontrando tuttavia una minor complicazione nel metodo ibrido, attualmente in uso. Le ipotesi alla base delle equazioni utilizzate sono tuttavia leggermente differenti rispetto a quanto descritto nella teoria: la differenza tra i calori specifici nelle due sezioni del condotto considerate  $i$  ed  $i-1$ , nel caso implementato dipende dalla differente temperatura e pressione nei due nodi, mantenendo però l'ipotesi che la composizione considerata sia la medesima. Per una spiegazione più intuitiva del perché di questa ipotesi, si fa riferimento alla figura precedente. Considerando l'istante di tempo iniziale di ogni ciclo, la composizione che si ha all'interno del volume nel caso di iniezione di com-

bustibile nel volume stesso, è molto differente dalla composizione che si trova nella sezione  $i-1$  di aspirazione in ingresso al volume, dove è presente aria. Utilizzando quindi l'interpolazione lineare tra i due nodi adiacenti  $i$  ed  $i-1$ , per determinare la variabile di Riemann al time-step successivo, la composizione e le proprietà termodinamiche che ne derivano del fluido in ingresso al volume per il successivo passo temporale sarebbero differenti da quelle reali, in quanto la discontinuità di specie all'interfaccia tra condotto e volume verrebbe spalmata a cavallo della sezione. Il problema a questo punto è la non linearità: non è detto infatti che nel time-step successivo l'errore venga ridotto, ma anzi si è verificato tramite diverse simulazioni che l'errore si fa via via crescente, giungendo a compromettere la soluzione. Da qui, l'idea di considerare gli effetti della discontinuità in termini di temperatura e pressione, mantenendo la medesima composizione. Ulteriore miglioramento si ha con l'introduzione delle pathline.

#### 6.1.4.3 Le pathline

L'introduzione delle pathline, come già discusso nel capitolo precedente, implica il trasporto delle informazioni che viaggiano alla velocità delle particelle tra un nodo e il successivo di mesh, ad ogni passo temporale. Ne consegue che introducendo queste particolari linee, è possibile trasportare la corretta composizione massica tra due nodi adiacenti. Particolare attenzione va posta al fatto che qualora il  $\delta_{X_S}$  risultasse negativo, la composizione e le proprietà che si devono imporre al nodo considerato al time-step successivo, non sono definite dalla pathline considerata, ma da quella proveniente dal nodo adiacente: un chiaro esempio di ciò si ha ancora una volta nella giunzione volume. Considerando infatti un riflusso nel condotto di aspirazione, la condizione imposta al passo temporale successivo al nodo  $i$ , non è quella data dalla pathline tra il nodo  $i$  ed il nodo  $i-1$ , che risulta negativa, ma quella imposta dalle condizioni di miscela presenti nel volume (che è la giunzione successiva).

#### 6.1.5 La validazione delle modifiche apportate sul motore monocilindrico

Le pathline ed il metodo delle caratteristiche, sono stati implementati per le giunzioni, le valvole di aspirazione, la sezione di aspirazione, oltre che al plenum, con lo scopo di ridurre le anomalie nella conservazione della massa su tutti questi elementi. Per il caso di studio, si è fatto sempre riferimento al monocilindro descritto nella parte iniziale del capitolo. Nelle sezioni successive sono presentati dei grafici di validazione del modello anche su altre configurazioni. Vale la pena di considerare inizialmente la giunzione volume 0-D, il condotto di aspirazione, il condotto di mi-



scelamento e l'iniettore del monocilindro. Nel grafico seguente sono confrontati gli errori di trasporto specie commessi prima e dopo l'introduzione delle modifiche:

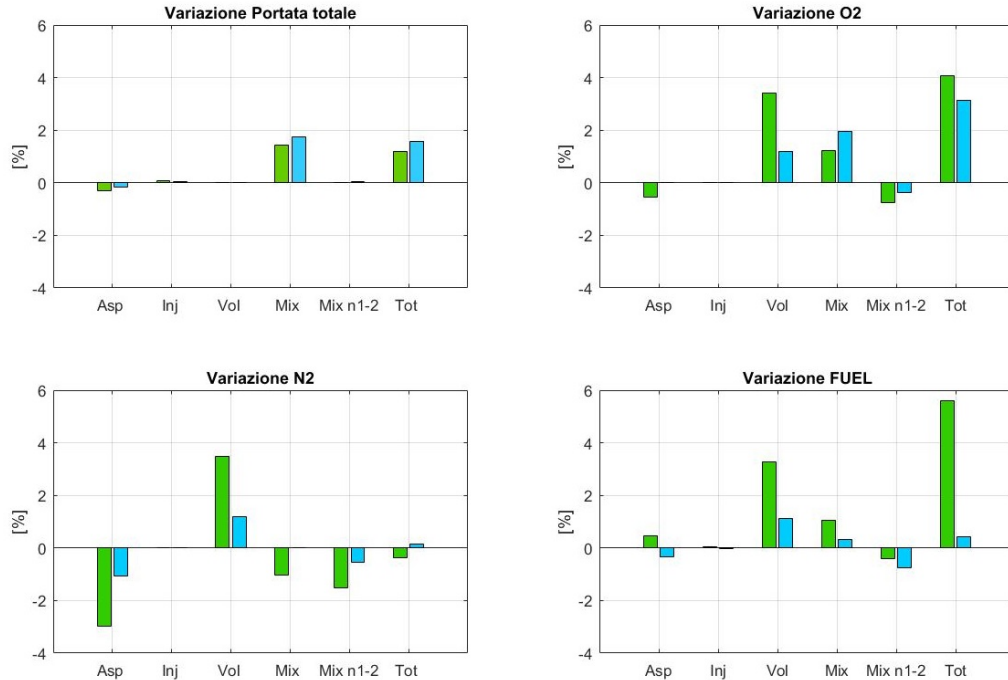


Figura 6.5: La conservazione delle portate massiche sulla giunzione volume 0-D del motore monocilindrico 1900 RPM

In verde sono rappresentati gli errori del miglior caso riscontrato senza le modifiche, ovvero quello che utilizza il metodo interno di Lax-Wendroff con FCT pari ad 1, mentre in blu sono riportate gli errori commessi nel trasporto delle specie chimiche con l'introduzione del metodo delle caratteristiche per miscela di gas ideali e delle pathline, sempre utilizzando lo stesso metodo interno. In questo caso con Asp si indica il condotto di aspirazione, Inj il condotto di iniezione, Vol il plenum, con Mix il condotto di miscelamento, con Mix n1-2 solamente i primi due nodi del condotto di miscelamento, mentre per concludere Tot indica la configurazione complessiva dei precedenti, intesa come ingresso e uscita. Gli istogrammi rappresentano, per ogni sezione, la differenza percentuale, tra ingresso e uscita rispetto all'ingresso, di composizione per le specie chimiche di maggior rilievo quali  $N_2$ ,  $O_2$ , FUEL nonché la portata totale. In generale per le singole specie si osserva un miglioramento della conservazione, in modo più marcato per quanto riguarda la specie FUEL, caratterizzata da un rapporto tra i calori specifici molto differente rispetto all'aria, come già spiegato causa principale della discontinuità. Si è deciso di valutare la differenza tra il primo e il secondo nodo del condotto di miscelamento, così da escludere che si verificano gravi problemi di compatibilità tra i metodi numerici interni e il metodo delle caratteristiche. Tale differenza, praticamente nulla nel caso della soluzione

ibrida utilizzata, risulta essere più consistente nel caso si utilizzino integralmente le equazioni per miscela di gas ideali, benché le frazioni massiche di ogni singola specie siano perfettamente mantenute. Ciò probabilmente identifica un problema iterativo all'interno del codice, dove non è possibile (per la configurazione attuale) un aggiornamento contemporaneo di tutte le informazioni riguardanti la portata massica al time-step considerato. Nel grafico seguente sono invece rappresentati gli andamenti delle portate massiche di ogni singola specie dalla sezione di aspirazione alle valvole di aspirazione del monocilindro:

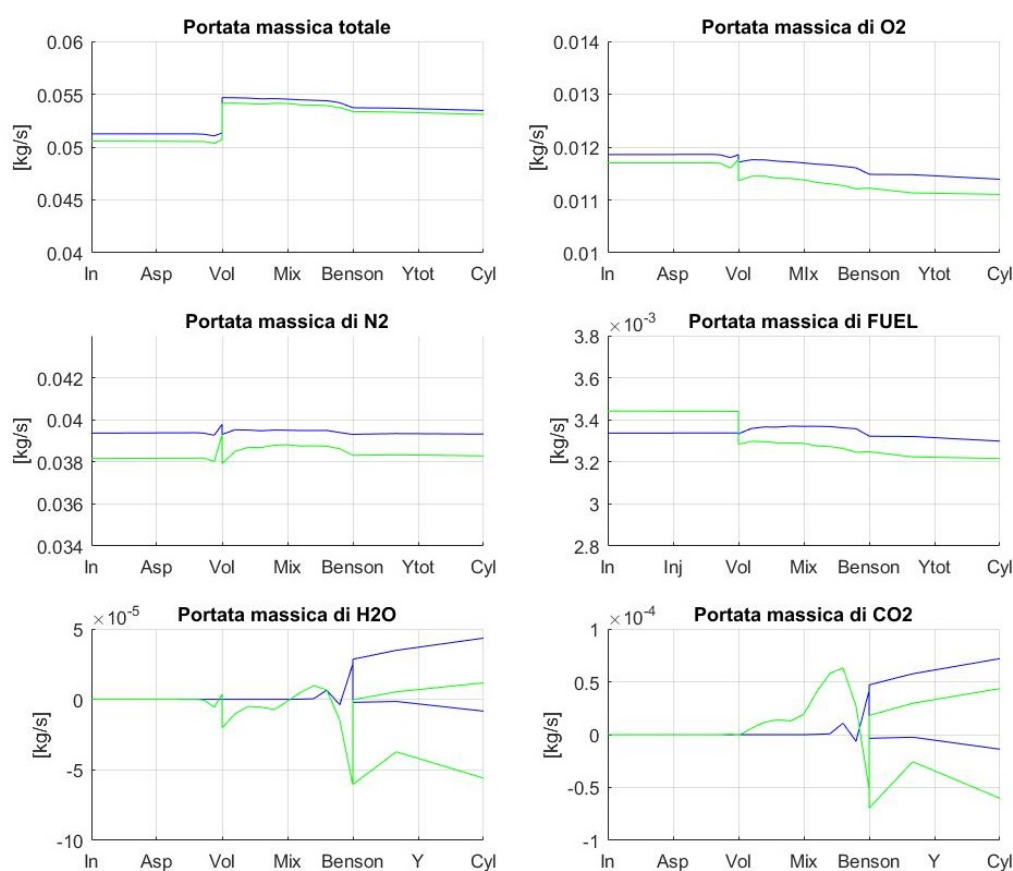


Figura 6.6: Andamento delle portate delle specie chimiche in aspirazione a 1900 RPM del motore monocilindrico

In questo caso sono rappresentate tutte le cinque specie considerate nel modello, in quanto avvicinandosi alle valvole di aspirazione il riflusso da queste ultime dei gas combusti quali  $CO_2$  ed  $H_2O$  inizia ad essere rilevante. La biforcazione di queste due specie nella parte destra dei rispettivi grafici, è stata necessaria in quanto i due condotti che conducono alle valvole di aspirazione hanno una lunghezza diversa, risentendo quindi diversamente della presenza di queste specie. È ben evidente in questo caso che le pathline hanno ridotto moltissimo gli errori su queste specie, nello specifico con più ci si allontana dalle valvole di aspirazione la presenza dei gas

combusti è di fatto annullata. Le oscillazioni di  $N_2$  ed  $O_2$  in ingresso al volume risultano molto meno marcate che in precedenza, e analogamente la discontinuità sulla specie FUEL appare risolta. Vale la pena sottolineare che il salto di portata totale presente nella sezione volume è dovuto all'introduzione di combustibile in quella sezione. Per quanto riguarda l'effetto delle pathline sulle giunzioni generiche, è stato valutato in questo caso il contributo delle modifiche sulla giunzione di tipo Benson posta nella sezione di separazione dei due condotti alle valvole. Nel grafico seguente, analogamente a quanto fatto prima, si valuta tale giunzione:

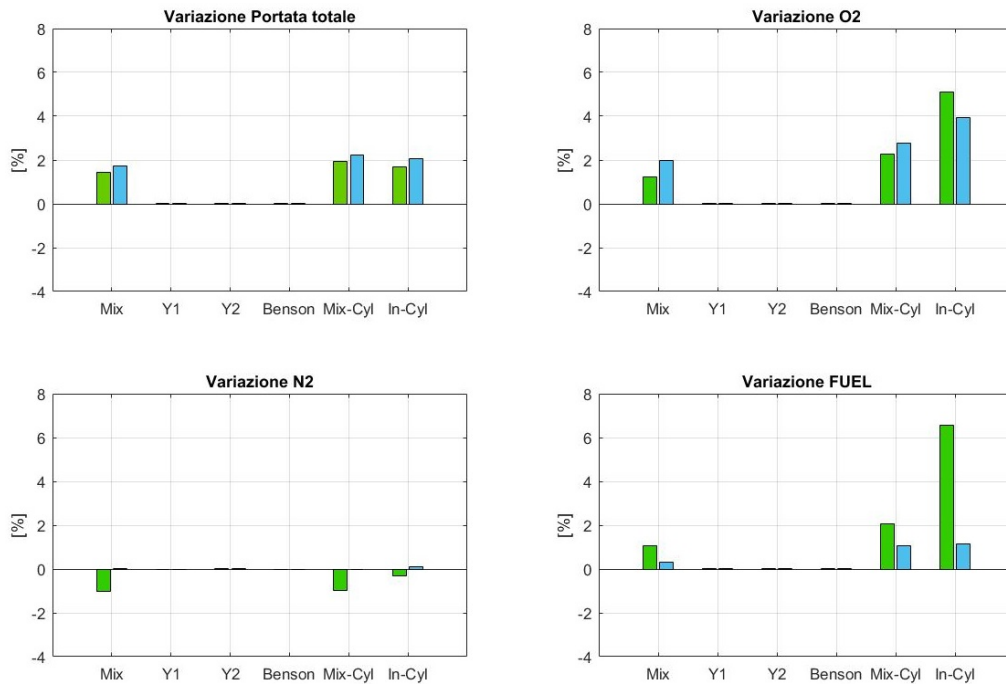


Figura 6.7: La conservazione delle portate massiche sulla giunzione Benson del motore monocilindrico 1900 RPM

Anche in questo caso è ben evidente come la conservazione della massa di ogni singola specie chimica sia migliorata, in particolare quella della specie FUEL.

### 6.1.6 La validazione della conservazione delle specie su un motore tri-cilindrico

La conservazione delle specie, utilizzando il nuovo metodo delle caratteristiche e le pathline, è stata validata anche su due motori tri-cilindrici che presentano le stesse caratteristiche del Cursor 13 per quanto riguarda il cilindro, e condizioni al contorno simili a quelle che si riscontrano nel motore completo nelle sezioni del collettore di aspirazione poste alla medesima distanza dalle valvole di aspirazione, in modo analogo a quanto era stato fatto per il monocilindrico. La prima configurazione su cui è stata validata la conservazione delle specie è un motore tri-cilindrico con un unico

iniettore a monte della giunzione attraverso cui si diramano i condotti diretti alle valvole dei differenti cilindri. Il regime utilizzato in tutte le simulazioni è 1900 RPM, in quanto è il più rapido in termini di tempo di simulazione. Lo schema utilizzato è il seguente:

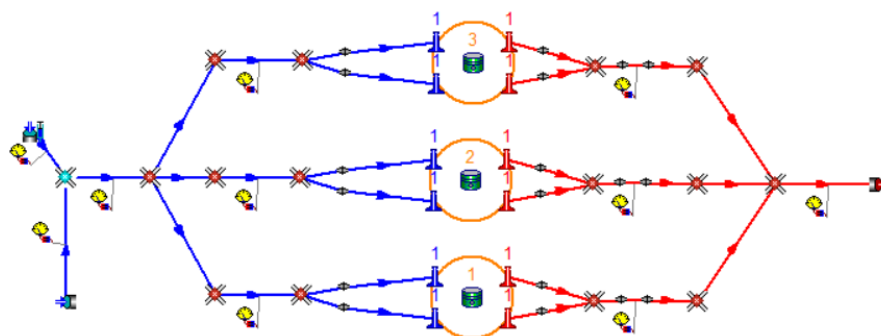


Figura 6.8: Schema del motore tri-cilindrico con un solo iniettore di gas naturale utilizzato per la validazione

Vediamo quindi i risultati di conservazione tramite il seguente diagramma:

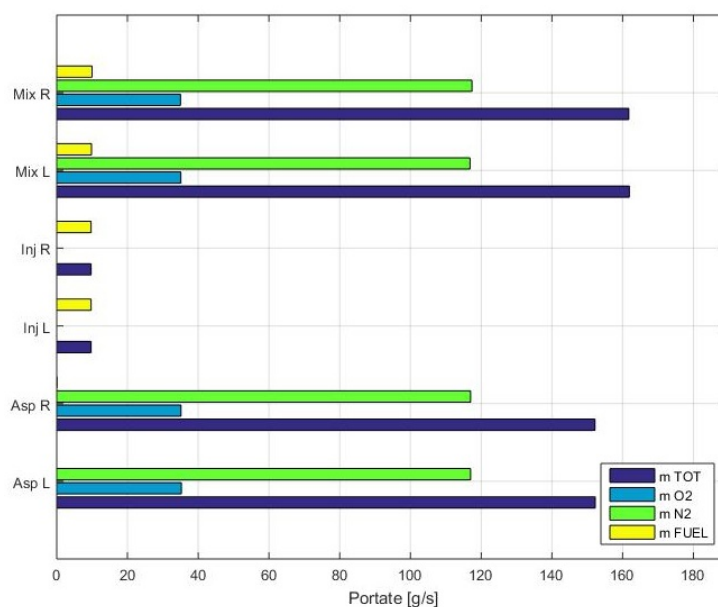


Figura 6.9: Conservazione delle specie nel motore tri-cilindrico con un solo iniettore a 1900 RPM

Il diagramma rappresenta tramite istogrammi le portate sul condotto di aspirazione, indicato con Asp, le portate sul condotto di iniezione, indicato con Inj, ed infine le portate sul condotto di miscelamento a valle del volume necessario all'iniettore, indicato con Mix. In questo caso L indica la sezione di sinistra del condotto e R indica la sezione destra del condotto. La conservazione quindi, com'è evidente, è ampiamente mantenuta nelle sezioni che si stanno considerando. Un'ulteriore

validazione del modello è stata invece eseguita su un motore tri-cilindrico, con una configurazione a tre iniettori, uno per cilindro in modo da poter validare una configurazione più simile a quella che verrà utilizzata nel Cursor 13 e decisamente più realistica per la simulazione di un motore con un alto numero di cilindri. Di seguito lo schema disegnato tramite GASDYN PRE:

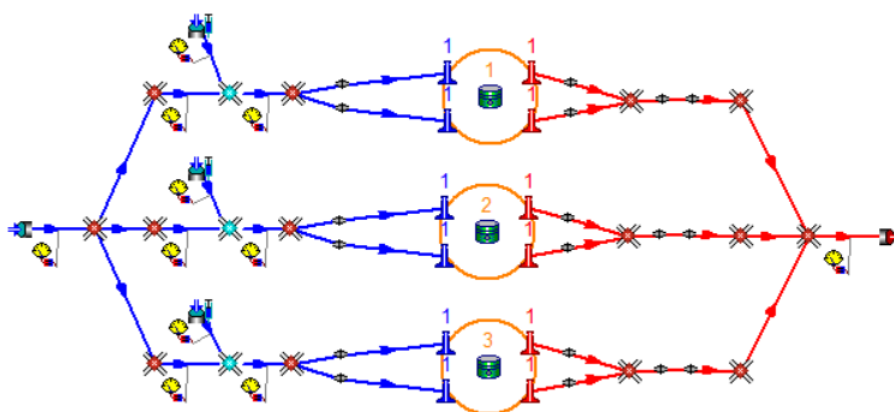


Figura 6.10: Schema del motore tri-cilindrico con tre iniettori di gas naturale utilizzato per la validazione

La conservazione in questo caso è stata verificata per ogni condotto di aspirazione, iniettore e condotto di miscelamento relativi al cilindro considerato. Di seguito si presentano i tre grafici con i risultati ottenuti:

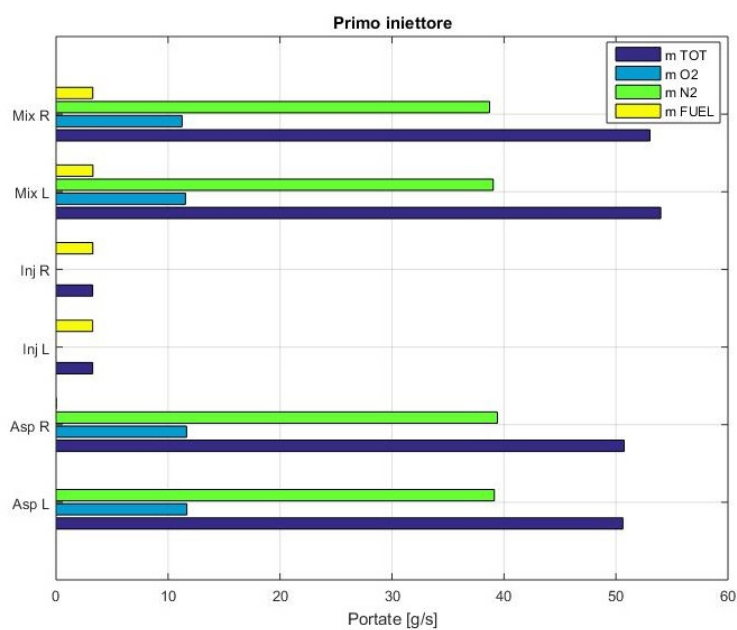


Figura 6.11: Conservazione delle specie nel motore tri-cilindrico: primo iniettore a 1900 RPM

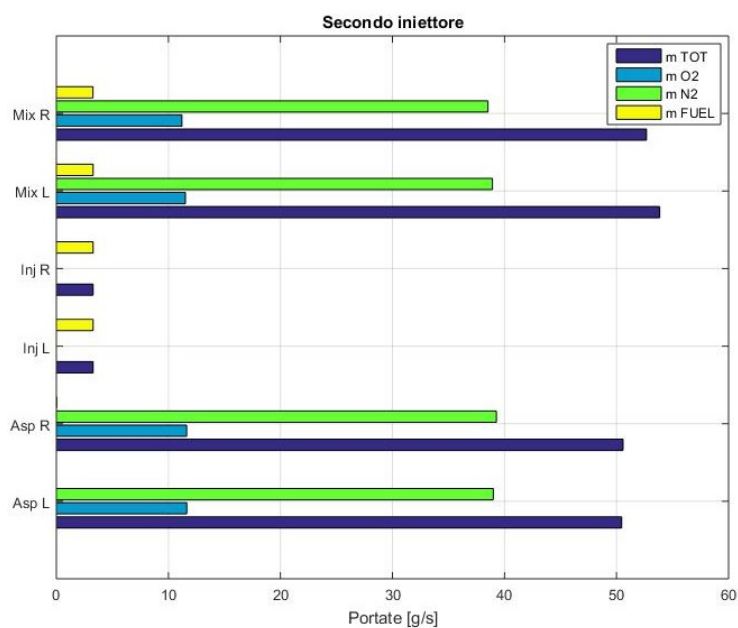


Figura 6.12: Conservazione delle specie nel motore tri-cilindrico: secondo iniettore a 1900 RPM

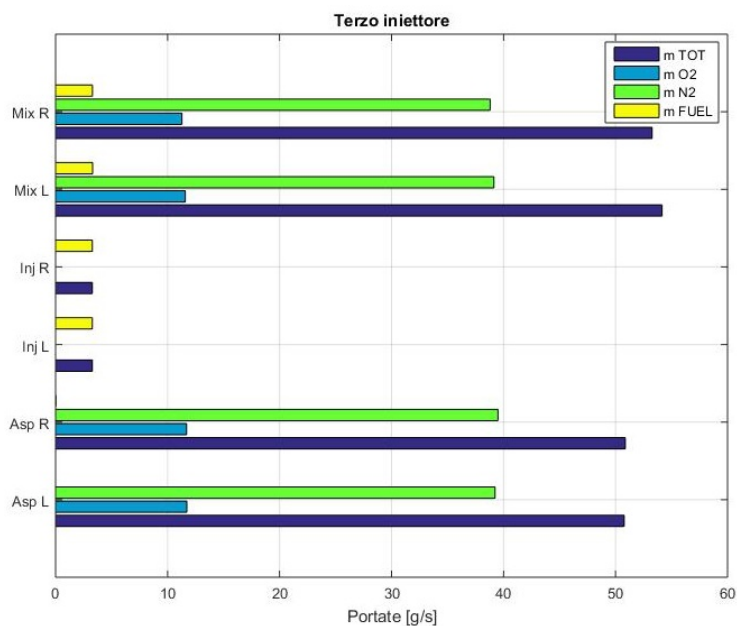


Figura 6.13: Conservazione delle specie nel motore tri-cilindrico: terzo iniettore a 1900 RPM

Vediamo che anche in questo caso è sostanzialmente mantenuta la conservazione delle specie chimiche, in particolare la specie FUEL e l'ossigeno sono pressoché perfettamente conservati, mentre l'azoto è soggetto a lievi variazioni correttive ad opera di alcune routine del GASDYN (mantenendo comunque un errore percentuale inferiore allo 0.5%).

Una considerazione interessante è però il numero di cicli iterativi richiesti per raggiungere la convergenza. Si osserva infatti, che aumentando il numero di cilindri la portata massica di aria diretta ad ogni cilindro sia più stabile che nel caso del monocilindro, in quanto è meno soggetta a quelle oscillazioni di portata dovute al riempimento discontinuo del cilindro poiché durante un intero ciclo vengono riempiti più cilindri, tuttavia tale valore di portata è più lento da raggiungere mediante la risoluzione numerica delle equazioni di conservazione. Come risultato si ha che la portata d'aria in ingresso ad ogni cilindro sia più lenta a stabilizzarsi ad un determinato valore, e così succede anche per la portata di combustibile. Diretta conseguenza di ciò è l'aumento di cicli necessari per raggiungere una conservazione soddisfacente di tutte le specie considerate. In tutte le simulazioni sono stati quindi utilizzati 150 cicli, potendo in tal modo verificare il differente tempo di smorzamento delle oscillazioni per le diverse configurazioni validate. Nel grafico seguente si presentano nell'ordine la portata d'aria in aspirazione e la portata di combustibile nel condotto di miscelamento per il monocilindro utilizzato nello studio del modello:

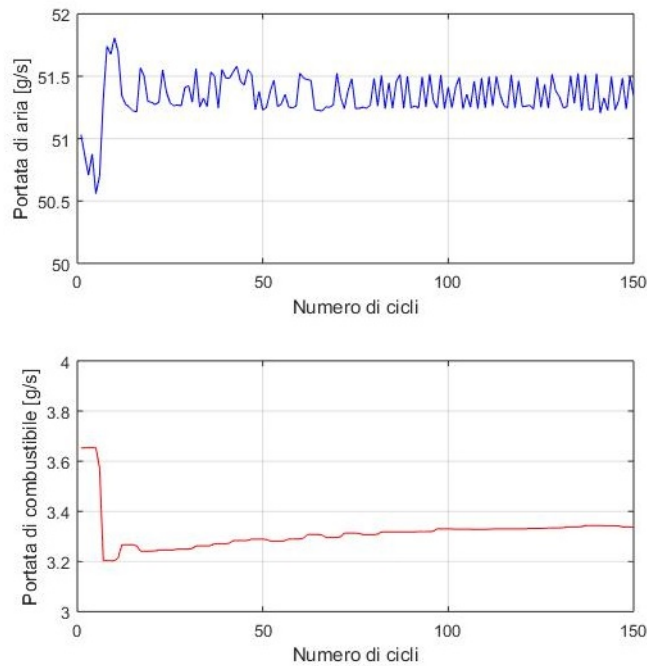


Figura 6.14: La portata d'aria e di gas naturale per il motore monocilindrico a 1900 RPM

Di seguito si presenta invece il medesimo grafico per le due configurazioni del motore tri-cilindrico, dove nella configurazione tre cilindri e tre iniettori si considera come aria la portata totale in aspirazione prima dell'iniezione di combustibile, e come combustibile la somma del combustibile nel condotto di miscelamento a valle di ciascun iniettore relativo ad un cilindro specifico:

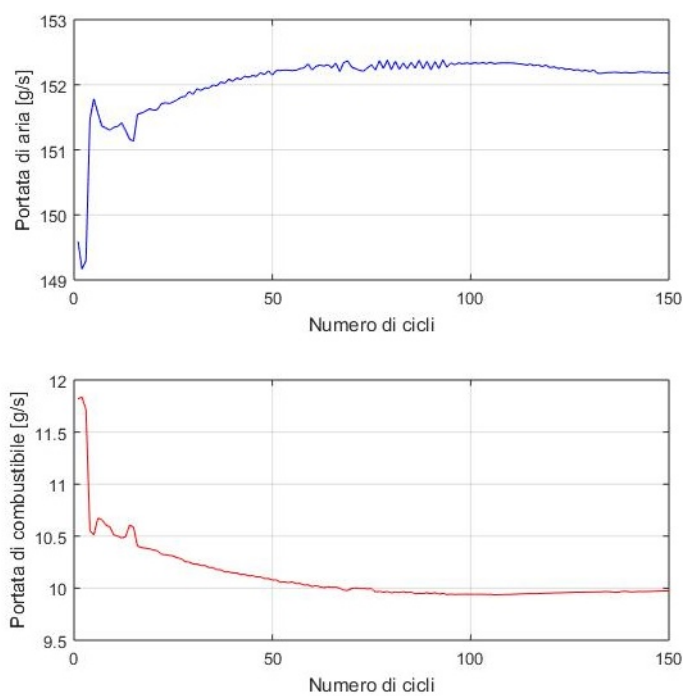


Figura 6.15: La portata d'aria e di gas naturale per il motore tri-cilindrico con un iniettore a 1900 RPM

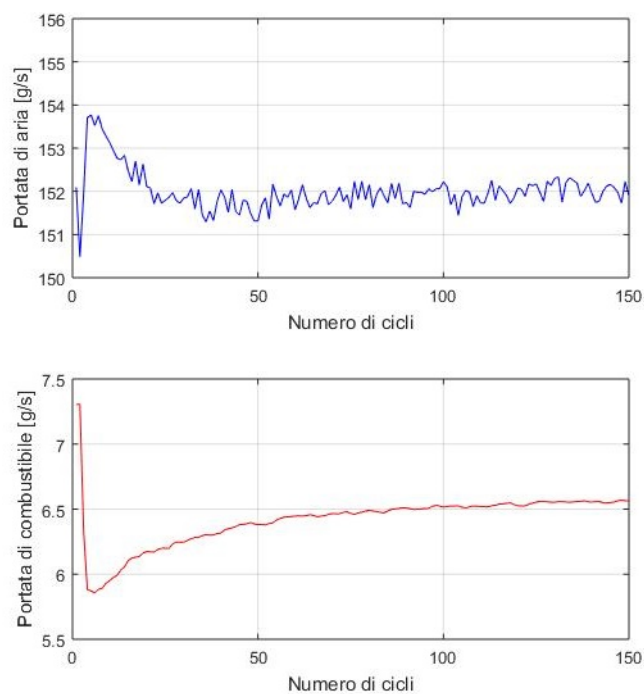


Figura 6.16: La portata d'aria e di gas naturale per il motore tri-cilindrico con tre iniettori a 1900 RPM

Da questi grafici è possibile vedere che nel caso in cui l'iniettore sia posto vicino



al cilindro (come nel caso del motore mono-cilindrico e tri-cilindrico a tre iniettori), l'oscillazione di portata d'aria non è mai completamente smorzata, ma continua a variare lievemente attorno ad un valore medio, rendendo più difficoltoso iniettare la giusta quantità di combustibile. Tuttavia, le modifiche precedentemente introdotte e spiegate sul metodo di iniezione, permettono uno smorzamento della variazione della quantità di combustibile iniettata in prossimità del rapporto aria-combustibile obbiettivo, rendendo quest'ultima più costante rispetto alla portata d'aria.



## Capitolo 7

# I risultati ottenuti con fluido di lavoro modellato come miscela di gas ideali

In questo capitolo verranno presentati i risultati ottenuti a seguito delle modifiche descritte nei capitoli precedenti, in particolare verrà mostrato come la previsione sulla portata di aria e di combustibile ottenuti con il modello a miscela di gas ideali siano più simili ai valori sperimentali, dopo aver introdotto l'iniezione indiretta di gas naturale nel condotto di aspirazione. Verranno quindi riproposte le analisi delle grandezze caratteristiche, come già è stato fatto nel capitolo quattro per il gas perfetto, ed infine si confronteranno i risultati ottenuti.

### 7.1 NUOVA MODELLAZIONE DEL MOTORE CURSOR 13

Le modifiche introdotte nel capitolo precedente hanno avuto ovviamente effetto anche sul disegno del motore Cursor 13. Come già menzionato, si è scelto di analizzare una versione del motore C13 privo del gruppo turbo-compressore, con tuttavia le opportune condizioni al contorno del motore sovralimentato, così da ottimizzare al meglio il modello nelle sezioni di aspirazione e scarico dal cilindro, senza dipendere dalla bontà delle mappe caratteristiche del turbo e rendere la simulazione meno onerosa computazionalmente, con un importante guadagno in termini di tempo. È dunque possibile verificare cosa comporta l'iniezione di combustibile direttamente nel collettore di aspirazione, in termini di accuratezza dei risultati ottenuti se confrontati con gas perfetto e con i valori sperimentali, mediante l'introduzione degli iniettori. Come verrà spiegato a breve, il disegno è stato opportunamente semplificato, cercando di mantenersi il più possibile vicini alle condizioni reali, senza però appesantire

eccessivamente ed inutilmente l'onere computazionale. Viene riportato di seguito il disegno finale utilizzato per le simulazioni:

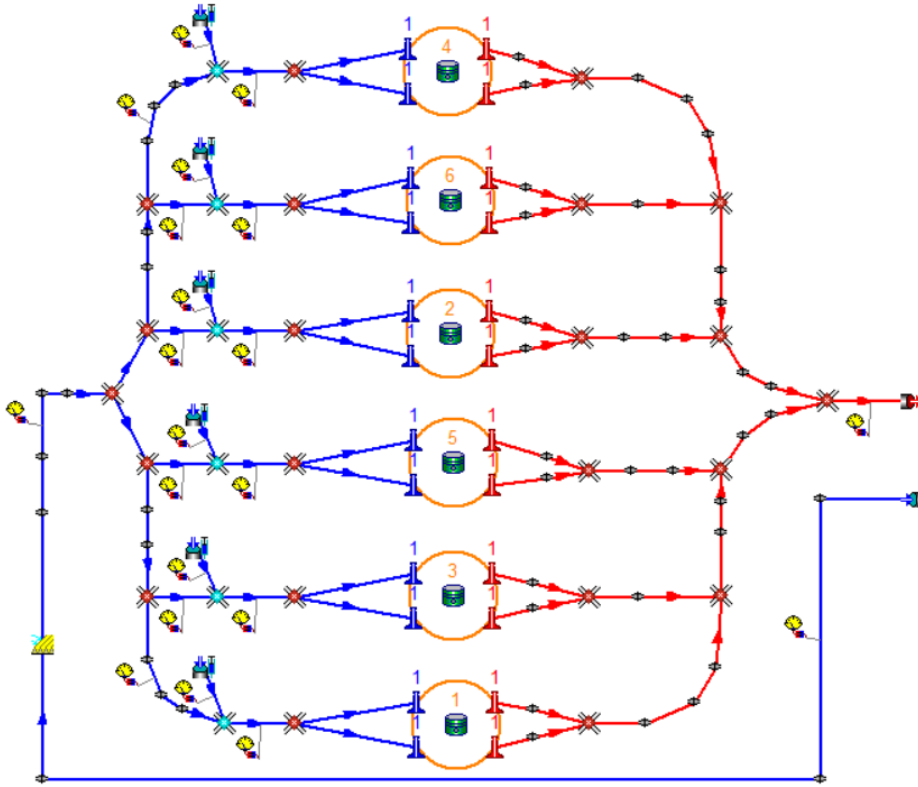


Figura 7.1: C13 nella configurazione 'aspirata' con le opportune condizioni al contorno. Da notare la presenza degli iniettori.

Veniamo dunque alle modifiche sul modello. Nella scheda GENERAL del pre-processore a differenza di quanto fatto in precedenza, è stata selezionata l'opzione del trasporto specie; in questo caso è possibile scegliere tra 13 specie, 3 specie o un numero definito dall'utente. Nel nostro caso abbiamo scelto un numero definito di specie pari a cinque. Inoltre abbiamo specificato di non calcolare le specie allo scarico del motore ma di imporle. È quindi necessario importare una tabella con le specifiche delle specie utilizzate, dove le frazioni massiche della tabella sono quelle che vengono imposte allo scarico del motore:

Specie	Frazione Massica	Massa Molare	Alpha 1	Alpha 2
O2	0.004938	0.0319988	19.9	0.0032
N2	0.71	0.0280134	20.0	0.00185
CO2	0.17	0.0180153	22.9	0.0047
H2O	0.115062	0.04401	20.18	0.0143
FUEL	0.0	0.0182600331	16.98259515	0.026305317

Tabella 7.1: Le caratteristiche delle 5 specie utilizzate dal modello di miscela di gas ideali

Le modifiche sostanziali allo schema del C13 sono state effettuate sul collettore di aspirazione, in quanto il trasporto specie a composizione non imposta influisce maggiormente su questa parte del motore. In primis sono state effettuate delle sostituzioni di alcune giunzioni Benson con dei sub-elementi così da ridurre le problematiche inerenti le condizioni al contorno e poter in tal modo trattare tutto il condotto utilizzando semplicemente il metodo numerico interno (Lax Wendroff), generando quindi meno interfacce possibili tra un metodo numerico e l'altro. Per quanto riguarda queste giunzioni, si è verificato precedentemente tramite alcune simulazioni con gas perfetto che le perdite dovute alle variazioni di sezione repentine fossero trascurabili ai regimi del motore studiati, ed è stato quindi possibile sostituirle con giunzioni Benson senza perdita di pressione, ed infine sostituirle con dei sub-elementi come già spiegato. In questa nuova configurazione le perdite di pressione a cavallo dell'intercooler introdotte mediante perdita concentrata nello schema a gas perfetto, vengono eliminate, in quanto la diminuzione della portata d'aria in ingresso ha prodotto come effetto un miglioramento della previsione delle perdite a cavallo dell'intercooler stesso. Per introdurre gli iniettori nel disegno si è utilizzato l'apposito comando del preprocessore, facendo però attenzione ad aggiungere un volume 0-D all'ingresso dell'iniettore nel collettore di aspirazione così da permettere un migliore miscelamento delle specie iniettate con le specie aspirate. Nei dati di costruzione che ci sono stati forniti non era specificato nulla riguardo il numero e la posizione degli iniettori, abbiamo così valutato due configurazioni differenti: la prima con un iniettore solo, posizionato subito a valle della valvola a farfalla, la seconda con sei iniettori posizionati molto più vicino ai cilindri. La prima configurazione è stata poi abbandonata, in quanto l'iniettore, benché fosse molto lontano dai cilindri non riusciva a garantire una buona distribuzione del combustibile tra i sei cilindri, per via della non perfetta miscelazione ottenibile con un motore complesso come il Cursor 13. Il controllo sull'iniezione infatti prevede che un cilindro controlli un iniettore, rendendo quindi dipendente la quantità di combustibile iniettato dal rapporto aria-combustibile all'interno del cilindro, rapporto che può però essere molto differente da quello presente nei cilindri durante i cicli iniziali della simulazione, rendendo di fatto insufficiente una regolazione di questo tipo. La seconda configurazione è quella finale adottata. Ogni cilindro ha il suo specifico iniettore ed il condotto di iniezione è collegato ad un volume in cui si miscelano gas naturale e aria aspirata. A valle del volume è presente un condotto di miscelamento prima della divisione della portata nei condotti ad Y che portano al cilindro. All'interno delle opzioni dell'iniettore è possibile decidere le grandezze da imporre per ogni regime di funzionamento del motore, nel nostro caso si è optato per massa e temperatura di iniezione. All'interno della tabella seguente è possibile specificare anche l'intervallo di iniezione e il rapporto A/F obiettivo, sempre al variare del regime del motore. Con i dati che ci sono stati forniti la tabella risultante è:

	Temp	Press	Velocity	Mass flow	Start	End	Mass/Cyl	A/F
<b>600</b>	320	6.0	5.0	0.00073166	0	720	0.08	15.8
<b>700</b>	0	0.0	0.0	0.0	0	0	0.0	0.0
<b>800</b>	320	6.0	5.0	0.001065	0	720	0.08	16.0
<b>900</b>	0	0.0	0.0	0.0	0	0	0.0	0.0
<b>1000</b>	320	6.0	5.0	0.00155	0	720	0.08	15.9
<b>1100</b>	320	6.0	5.0	0.0019833	0	720	0.08	16.0
<b>1200</b>	320	6.0	5.0	0.0025667	0	720	0.08	16.1
<b>1300</b>	0	0.0	0.0	0.0	0	0	0.0	0.0
<b>1400</b>	320	6.0	5.0	0.00305	0	720	0.08	16.3
<b>1500</b>	0	0.0	0.0	0.0	0	0	0.0	0.0
<b>1600</b>	320	6.0	5.0	0.00355	0	720	0.08	16.2
<b>1700</b>	320	6.0	5.0	0.00365	0	720	0.08	16.2
<b>1800</b>	0	0.0	0.0	0.0	0	0	0.0	0.0
<b>1900</b>	320	6.0	5.0	0.00365	0	720	0.08	16.1

Figura 7.2: Scheda con le grandezze obiettivo per ogni singolo iniettore

Con questa configurazione ad un iniettore per cilindro, la portata di combustibile iniziale è stata posta pari ad un sesto di quella fornitaci con i dati sperimentali. Per quanto riguarda le dimensioni dei volumi in cui viene iniettato il combustibile è stato scelto un volume di  $5 \cdot 10^{-5} m^3$  per ognuno, valore che permette un buon miscelamento delle differenti specie chimiche senza influire in modo importante sugli effetti d'onda e di inerzia che coinvolgono il cilindro (effetti comunque meno rilevanti nel caso di un motore turbo-sovralimentato per quanto riguarda il collettore di aspirazione). I condotti originali, lunghi 0.059 m, sono stati quindi divisi in due condotti: uno prima dell'iniettore lungo 0.03 m ed uno dopo l'iniettore con la stessa lunghezza. È stata inoltre tralasciata la valvola a farfalla, in quanto non sono effettuati test ai carichi parziali. Per quanto riguarda la mesh utilizzata, si mantiene inizialmente la stessa configurazione adottata per la soluzione con gas perfetto, ovvero 1 cm di mesh in aspirazione e 2 cm allo scarico.

## 7.2 ANALISI DI CONVERGENZA DELLA PORTATA D'ARIA

Essendo il modello del Cursor 13 in questa versione «aspirato», non è possibile effettuare un'analisi di convergenza dei parametri del gruppo turbo-compressore come avveniva nella configurazione completa con fluido di lavoro gas perfetto. In questo caso, dunque, per poter verificare che il numero di cicli imposto sia sufficiente a far sì che la simulazione fornisca risultati stabili, si valuta l'andamento della portata di aria in funzione del numero di cicli effettuati, osservando la diminuzione delle oscillazioni della massa aspirata all'aumentare del numero di cicli, fino al raggiungimento di un asintotico. Mediante il grafico seguente, è possibile osservare la curva appena descritta e valutarne quindi la convergenza ad un valore stabile. Anche in questo caso come già motivato nel capitolo 4, verranno mostrati i risultati dei regimi di 1200 RPM e 1900 RPM, mentre i restanti regimi vengono riportati nell'appendice B.

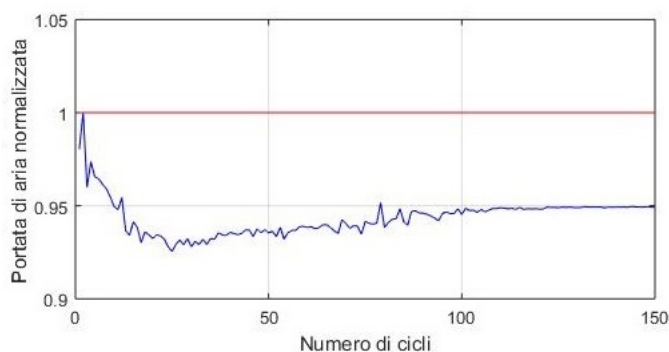


Figura 7.3: Oscillazioni della portata di aria ottenute con il modello miscela di gas ideali a 1900 RPM

La linea rossa orizzontale riporta il valore fornito dai dati sperimentali, preso quindi come obiettivo finale, in blu invece è riportato l'andamento ottenuto dalla simulazione. Possiamo vedere come 150 cicli siano sufficienti per avere risultati affidabili, in quanto la portata di aria aspirata dal motore intorno ai 120 cicli si assesta su un valore stabile, con un errore all'ultimo ciclo del 2.21% rispetto al dato sperimentale. Di seguito lo stesso grafico per il regime di 1200 RPM:

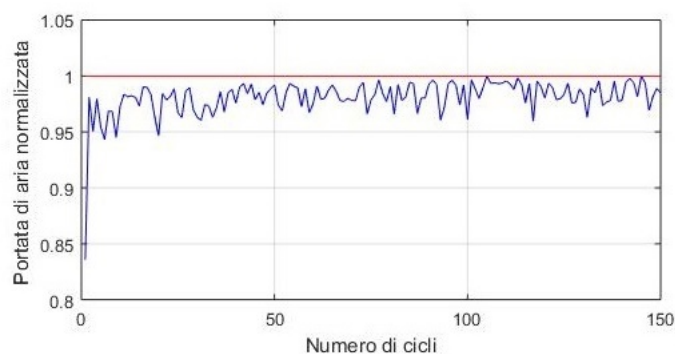


Figura 7.4: Oscillazioni della portata di aria ottenute con il modello miscela di gas ideali a 1200 RPM

Da questo grafico è possibile vedere come a regimi più bassi la portata di aria oscilla di più rispetto ai regimi più alti. Anche in questo caso tuttavia, dopo i 120 cicli il valore di portata di aria risulta stabile, con un errore dell'1.39% rispetto alla portata sperimentale.

### 7.3 ANALISI DELLE PORTATE D'ARIA

Come fatto in precedenza per gas perfetto, è importante assicurarsi che il bilancio di portate tra ingresso e uscita del motore sia rispettato. In questo caso oltre all'ingresso dell'aria in aspirazione avremo anche un ingresso di combustibile per mezzo

dei sei iniettori. Analizzando sempre i regimi a 1200 RPM e 1900 RPM, il bilancio appare verificato con buona precisione, in quanto sommando le portate di aria e combustibile si ottiene una portata di gas combusti che, confrontata con il valore sperimentale, genera un errore di 0.52% e 2.40%, rispettivamente. Si riportano nel seguito i grafici che rappresentano la portata d'aria ricavata mediante le simulazioni su tutto il range disponibile sperimentalmente:

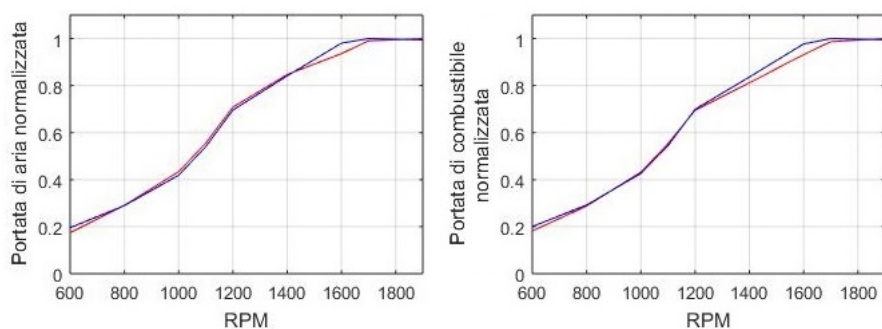


Figura 7.5: Portate di aria e combustibile ottenute dal modello con fluido di lavoro miscela di gas ideali

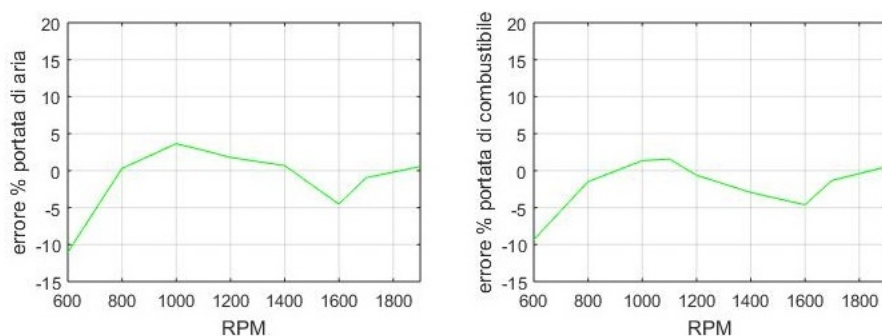


Figura 7.6: Errori sulle portate di aria e di combustibile ottenuti dal modello con fluido di lavoro miscela di gas ideali

La previsione della portata di aria aspirata dal motore è notevolmente migliorata rispetto al modello di gas perfetto, con gli errori ridotti al di sotto del 6 % per tutti i regimi di nostro interesse (eccetto il caso a 600 RPM). Anche l'andamento della portata di combustibile presenta degli errori contenuti. Già da questi primi grafici è ben evidente quindi che l'ipotesi iniziale per cui l'aria nelle simulazioni del capitolo quattro era sovrastimata in quanto il fluido di lavoro utilizzato era gas perfetto appare veritiera.

L'inserimento del modello di iniezione di gas naturale inoltre porta ad errori contenuti, confermando la validità delle modifiche apportate nel capitolo sei. Possiamo inoltre confermare che non si hanno più perdite della specie iniettata tra condotto di iniezione e cilindro, come avveniva in precedenza.



Per evidenziare ulteriormente il miglioramento ottenuto riportiamo su di uno stesso grafico gli errori percentuali ed assoluti commessi sulla portata d'aria dalla simulazione con gas perfetto e dalla simulazione con miscela di gas ideali:

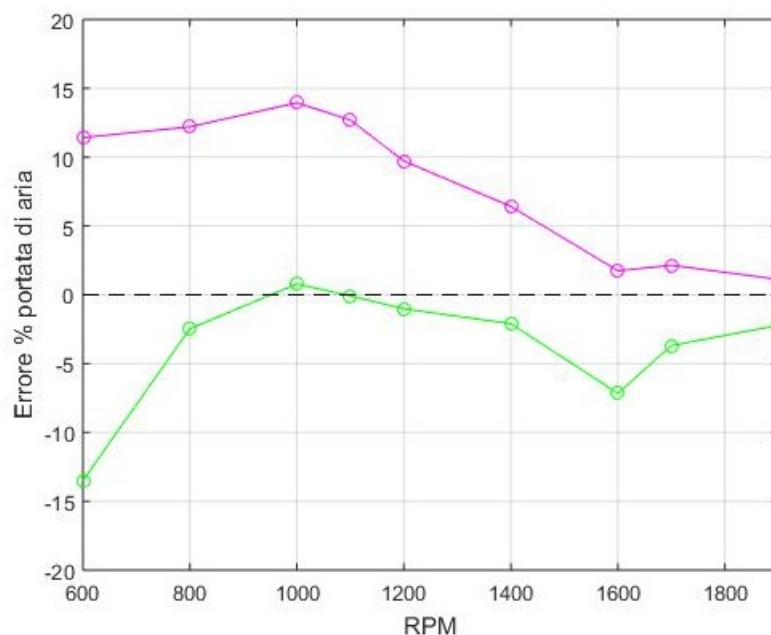


Figura 7.7: Confronto degli errori percentuali sulla portata di aria tra il modello con gas perfetto (tratto viola) ed il modello nuovo con miscela di gas ideali (tratto verde)

In viola sono riportati gli errori ottenuti dal modello gas perfetto, in verde dal modello miscela di gas ideali. Vediamo come, per i regimi intermedi, le previsioni sulla portata d'aria siano notevolmente migliorate, mentre ai regimi più alti essa non sia sostanzialmente variata, avendo mantenuto circa gli stessi errori.

È dunque possibile fare alcune considerazioni: in primo luogo agli alti regimi di rotazione si è passati da una sovrastima ad una sottostima della portata iniettata, in quanto già il gas perfetto riusciva a prevedere in modo corretto i risultati sperimentali, in secondo luogo ai bassissimi regimi l'errore appare quasi peggiorato, probabilmente perché il modello non riesce a tener conto di tutti i processi fisici che avvengono a velocità tanto ridotte. Nelle sezioni successive, si cercherà di porre rimedio tali inconvenienti, riuscendo infine ad ottenere risultati nettamente migliori.

Nel grafico seguente sono riportati gli errori assoluti commessi nella stima delle portate d'aria, confrontandoli tra gas perfetto e miscela di gas ideali:

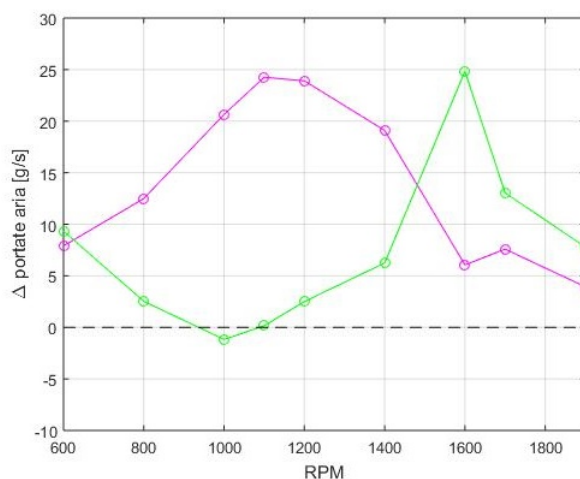


Figura 7.8: Differenze assolute tra portata di aria sperimentale e calcolata, per il modello con gas perfetto (tratto viola) e per il modello nuovo con miscela di gas ideali

In questo grafico si vuole mettere in evidenza che l'errore assoluto appare peggiore all'aumentare del regime di rotazione, mentre ai bassi regimi gli errori si riducono: questo perché è più difficile prevedere valori corretti di portate d'aria a bassi regimi rispetto alle portate ai regimi tipici di un motore a combustione interna. Vi è da considerare che errori su portate piccole incidono percentualmente di più, cambiando inevitabilmente l'andamento grafico. Per verificare che il modello di iniezione di gas naturale funzionasse in modo corretto, in accordo con le validazioni effettuate e presentate nel capitolo sei, si è calcolato il rapporto aria-combustibile totale del motore su tutto il range sperimentale. L'andamento ottenuto è il seguente:

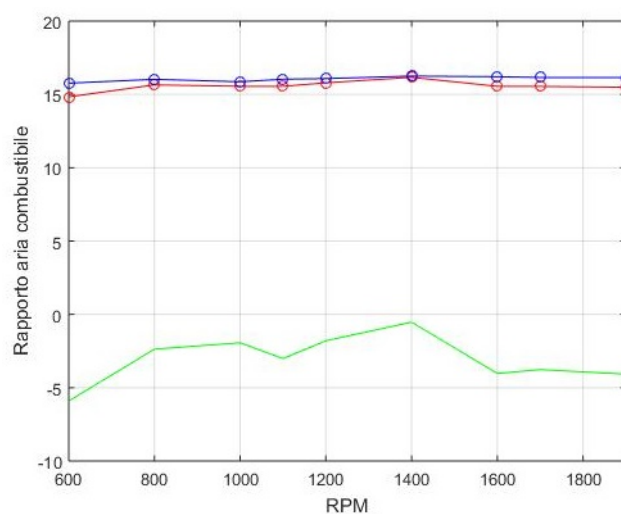


Figura 7.9: Andamento del rapporto aria-combustibile e relativo errore percentuale tra dato sperimentale (tratto blu) e risultato ottenuto con il modello con miscela di gas ideali (tratto rosso)

Possiamo notare come i punti siano molto vicini a quelli sperimentali e come l'errore si sia di conseguenza ridotto. È importante sottolineare che la conservazione della portata e di conseguenza il corretto rapporto aria-combustibile siano stati raggiunti solo dopo l'introduzione del nuovo metodo delle caratteristiche e delle pathline illustrate nel capitolo precedente. Le piccole differenze ancora presenti, sebbene molto ridotte rispetto al caso in cui non si erano apportate le modifiche al codice, sono da imputare ad errori numerici: difatti è stato ampiamente verificato che allungando il tratto di condotto tra il volume posto a valle dell'iniettore e la giunzione Benson prima delle valvole di aspirazione del motore, i grafici simulato e sperimentale del rapporto aria-combustibile vadano a sovrapporsi completamente sulla quasi totalità dei regimi (eccetto 600 e 1900 RPM). È possibile che aumentando il numero di cicli imposti alla simulazione, anche in questo caso si otterrebbe lo stesso risultato, tuttavia nell'ottica di una analisi monodimensionale del motore perderebbe di validità pratica il modello. Si ritengono pertanto accettabili le lievi differenze mostrate.

## 7.4 ANALISI DI PRESSIONI E TEMPERATURE

Avendo usato una versione del motore Cursor 13 priva del gruppo turbo compressore, non è possibile confrontare tutti i valori precedentemente analizzati nel capitolo quattro. Si inizia il confronto analizzando quindi l'intercooler, considerando che la temperatura di ingresso è più corretta di quanto avveniva con gas perfetto in quanto le condizioni a valle del compressore sono quelle sperimentali e non risentono quindi di una eventuale differenza di temperatura data dal compressore:

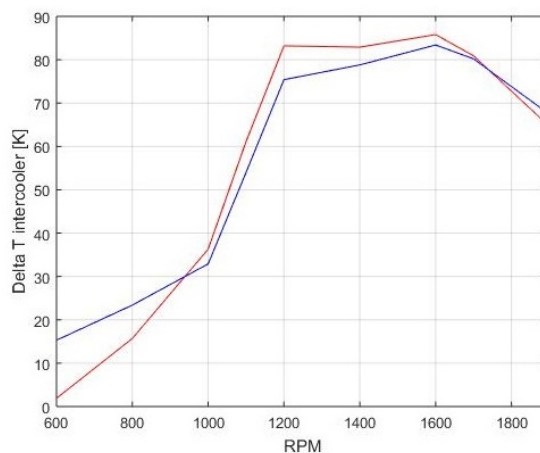


Figura 7.10: Andamento del  $\Delta T$  a cavallo dell'intercooler

La curva blu è molto più vicina alla rossa rispetto quanto ottenuto in precedenza, essendosi infatti ridotta la portata, il  $\Delta T$  è aumentato, raggiungendo quasi gli stessi valori dei dati sperimentali. Cambiando i coefficienti della temperatura di parete inseriti nella sezione Friction-Heat Transfer del preprocessore, è possibile

variare l'andamento del  $\Delta T$ , tuttavia potendo impostare solo un andamento lineare della temperatura, dato un regime di riferimento, variando tali coefficienti alcuni regimi miglioreranno, a scapito di altri. Abbiamo scelto la configurazione attuale (quella illustrata nel capitolo precedente) che migliora l'andamento a 1900 RPM peggiorando quello a 600 RPM, privilegiando l'accuratezza della soluzione per i regimi più alti. Possiamo inoltre verificare come, anche senza giunzioni con perdita di pressione, la pressione raggiunta in aspirazione risulti corretta rispetto ai dati sperimentali.

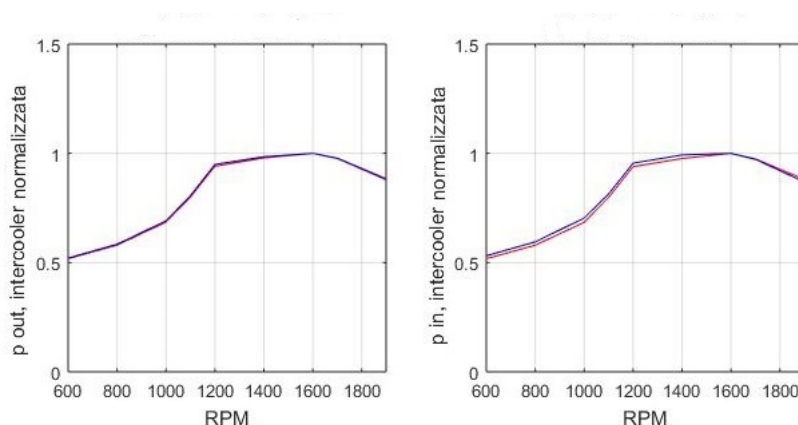


Figura 7.11: Andamento delle pressioni a cavallo dell'intercooler per tutti i regimi sperimentali

In uscita dall'intercooler la pressione è leggermente più alta rispetto al dato sperimentale, di circa il 3.95% all'ultimo regime, quindi si potrebbe inserire una perdita di pressione concentrata per migliorare ulteriormente questo dato. Tuttavia, inserendo la perdita di pressione concentrata la portata di aria a 1900 RPM potrebbe diminuire e la temperatura aumentare, andando ad aumentare l'errore sulla portata e sulle altre grandezze di interesse maggiore. Inoltre aggiungendo giunzioni i tempi di simulazione generalmente si allungano, fatto non accettabile per una simulazione con miscela di gas ideali, che già intrinsecamente rinuncia a brevi tempi di calcolo in cambio di una maggiore accuratezza dei risultati. Per questi motivi abbiamo scelto di non inserire la perdita di pressione, considerando accettabile un errore comunque inferiore al 4%.

## 7.5 ANALISI DELLE GRANDEZZE CARATTERISTICHE

Come già fatto in precedenza per le simulazioni di gas perfetto, passiamo ora all'analisi di grandezze caratteristiche del motore quali BMEP (Brake Mean Effective Pressure), potenza netta, coppia netta e portate di aria e di combustibile. Nel

grafico seguente è rappresentata la BMEP ricavata mediante le simulazioni e l'errore percentuale ad essa riferito:

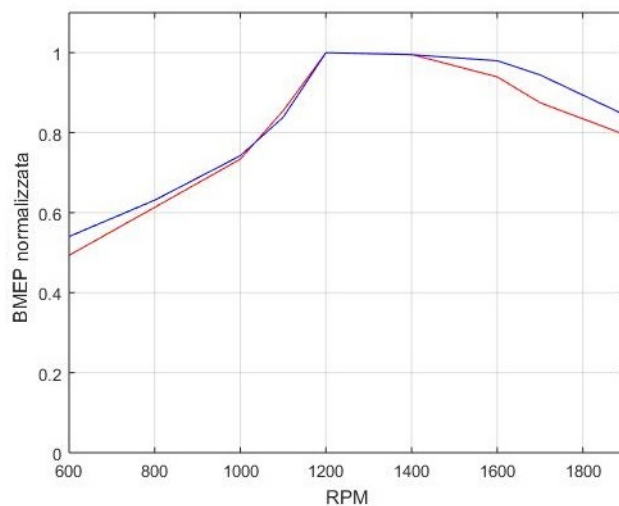


Figura 7.12: Confronto della BMEP con i dati sperimentali per ogni regime

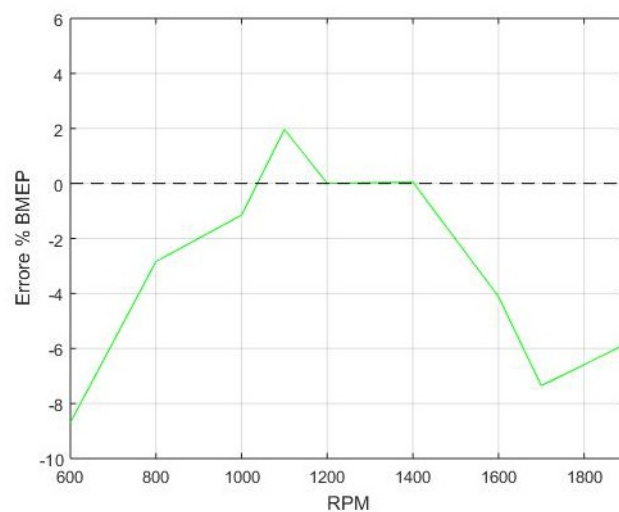


Figura 7.13: Errore percentuale commesso sulla BMEP

La situazione rispetto alle simulazioni con fluido di lavoro gas perfetto è nettamente differente. Possiamo osservare un chiaro miglioramento sulla previsione della BMEP e di conseguenza anche sulla potenza e la coppia, grandezze proporzionali a quest'ultima. In tutti i regimi simulati la curva rossa è molto vicina alla curva blu dei dati sperimentali, in particolare gli errori sono ovunque contenuti entro il 4.24%. Tale miglioramento è da imputare semplicemente ad una migliore previsione della portata d'aria e della portata di combustibile presenti all'interno del cilindro al momento della chiusura delle valvole di aspirazione.

## 7.6 CONFRONTO DI DIVERSE SOLUZIONI

Al fine di migliorare i risultati precedentemente ottenuti mediante simulazione con miscela di gas ideali, si è svolta una analisi di confronto tra diverse versioni del modello del motore Cursor 13. In particolare si è provveduto alla simulazione di modelli caratterizzati da mesh di differente lunghezza e da modelli con geometria semplificata del collettore di scarico. Il confronto è stato effettuato in termini di accuratezza delle soluzioni ottenute e di tempo impiegato dalle simulazioni. Abbiamo infatti potuto constatare come la bontà dei risultati ottenuti con miscela di gas ideali, dipenda in buona parte dalla mesh utilizzata.

Generalmente con una mesh più fine su tutto il disegno è possibile infatti ottenere risultati più accurati in termini di errori, tuttavia i tempi di simulazione si allungano e si rischia di perdere il senso di una simulazione monodimensionale. Infine, una volta scelta la mesh ottima secondo i due criteri di compromesso sopra citati, abbiamo semplificato il disegno del collettore di scarico del motore per valutare l'ulteriore miglioramento in termini di tempi di simulazione richiesti.

### 7.6.1 Analisi e confronto di tre mesh differenti

Per quanto riguarda la mesh, sono state provate tre diverse soluzioni. La prima è la mesh più lasca, ossia quella già utilizzata in entrambi i modelli e di cui sono stati mostrati i risultati, la seconda è una più fine mentre la terza è una versione ibrida tra le precedenti due. La prima mesh, come già specificato ad inizio capitolo, prevede una lunghezza di 1 cm su tutto il collettore di aspirazione e di 2 cm sul collettore di scarico. La seconda mesh ha una lunghezza di 0.5 cm in aspirazione e 1 cm allo scarico. Infine l'ultima mesh, ovvero la versione ibrida, è lunga 0.5 cm nella zona compresa tra l'intake splitter e i cilindri, 1 cm nel resto del collettore di aspirazione e 2 cm per tutto il collettore di scarico.

L'idea, che sta alla base di una simile meshatura, è di riuscire a prevedere in modo migliore ciò che succede in prossimità del cilindro, nella zona dove sono stati introdotti gli iniettori, che è sottoposta a maggiore variazione delle proprietà termodinamiche della miscela. Per quanto riguarda l'accuratezza delle tre soluzioni, osserviamo prima di tutto come variano gli errori percentuali in termini di portata di aria e di combustibile che sono le grandezze di nostro maggiore interesse. Tutti gli errori sono calcolati in percentuale rispetto ai dati sperimentali in nostro possesso:

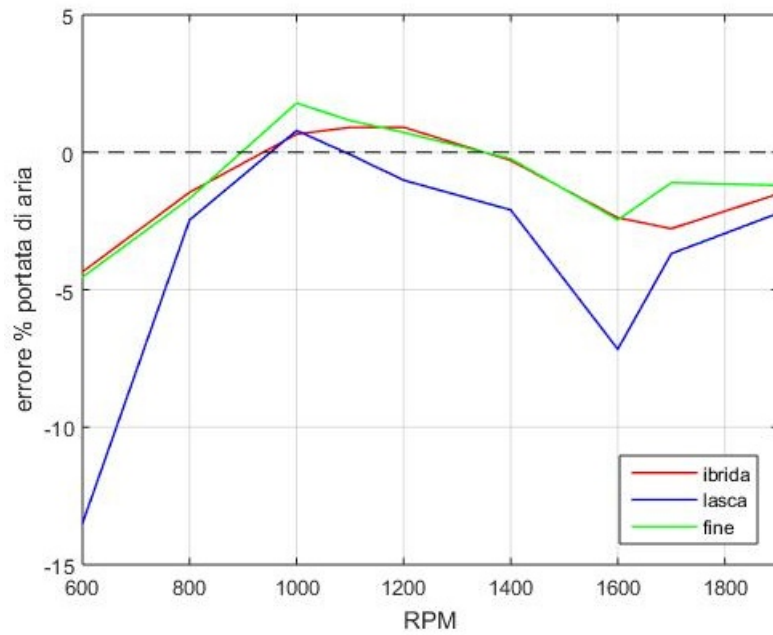


Figura 7.14: Confronto tra gli errori sulla portata d'aria nelle tre diverse mesh testate

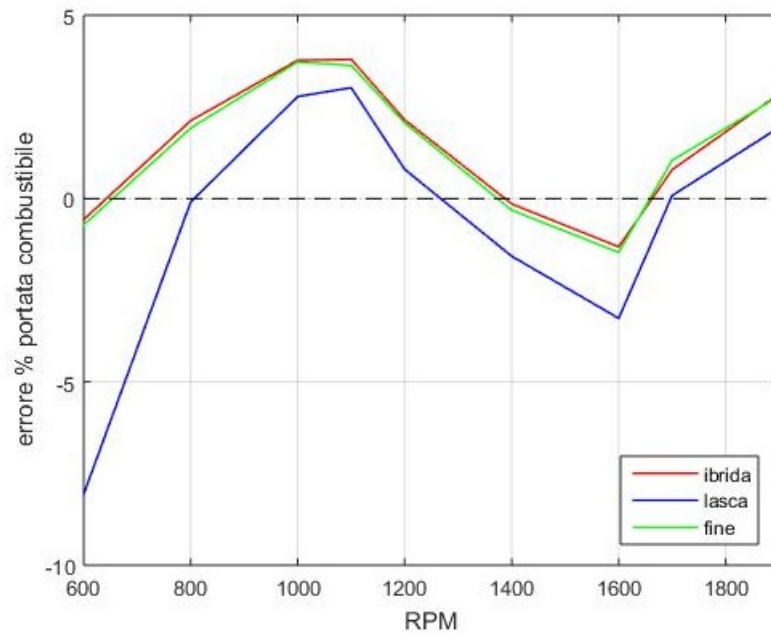


Figura 7.15: Confronto tra gli errori sulla portata di combustibile nelle tre diverse mesh testate

Possiamo osservare come tutte e tre le soluzioni seguano circa lo stesso andamento, tuttavia, mentre le mesh fine ed ibrida sono quasi sovrapposte ovunque, vediamo che la mesh lasca ha errori più consistenti, sia per quanto riguarda l'aria che per il combustibile. Per quest'ultima mesh vediamo come il regime più critico sia quello a 600 RPM.

Ai regimi più alti le tre mesh danno soluzioni con errori molto più vicini, con la sola eccezione della portata di aria al regime di 1600 RPM. Le previsioni del modello presentato ad inizio capitolo sono quindi notevolmente migliorate nel caso in cui si decida di utilizzare una mesh più fine in prossimità degli iniettori.

Dal punto di vista delle oscillazioni di portata possiamo nuovamente osservare come le mesh fine ed ibrida abbiano un comportamento del tutto simile, mentre la mesh lasca si distingue notevolmente, dando luogo ad oscillazioni più importanti. Osserviamo questo andamento per il regime di 1200 RPM in quanto caratterizzato da velocità del fluido inferiori e più soggetto ad oscillazioni rispetto al regime di 1900 RPM.

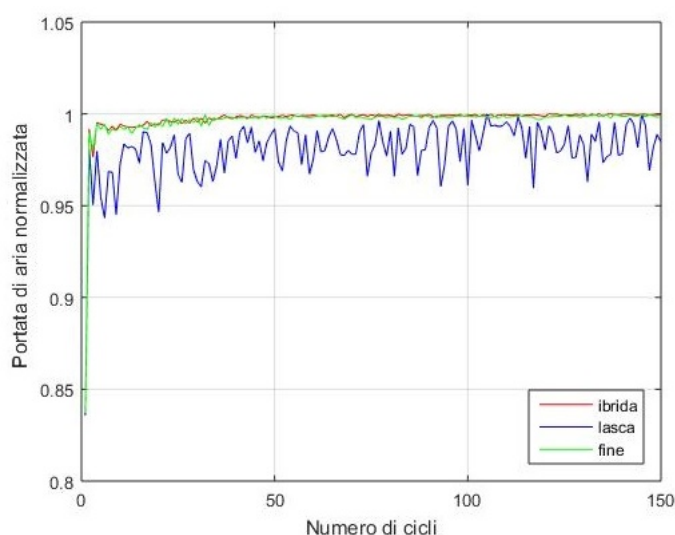


Figura 7.16: Confronto delle oscillazioni di portata di aria tra le tre mesh testate

Nel caso di tutte e tre le mesh possiamo vedere come la portata di aria si stabilizzi attorno ai 100 cicli di simulazione. Dall'osservazione del grafico soprastante, si può dedurre una motivazione del peggioramento delle previsioni della mesh lasca al diminuire del regime motore. Infatti le oscillazioni di portata, si fanno via via più consistenti diminuendo la velocità di rotazione, generando più incertezza nel valore finale in output dal processore.

Per un confronto più consono, sarebbe forse opportuno considerare la portata massica di aria pesata sugli ultimi cicli simulati, invece di considerare solamente il valore finale. Nel caso delle altre due mesh, la portata risulta invece notevolmente più costante, comportando di conseguenza un ulteriore grande miglioramento dei risultati. Si riporta anche l'errore commesso sul rapporto aria combustibile:



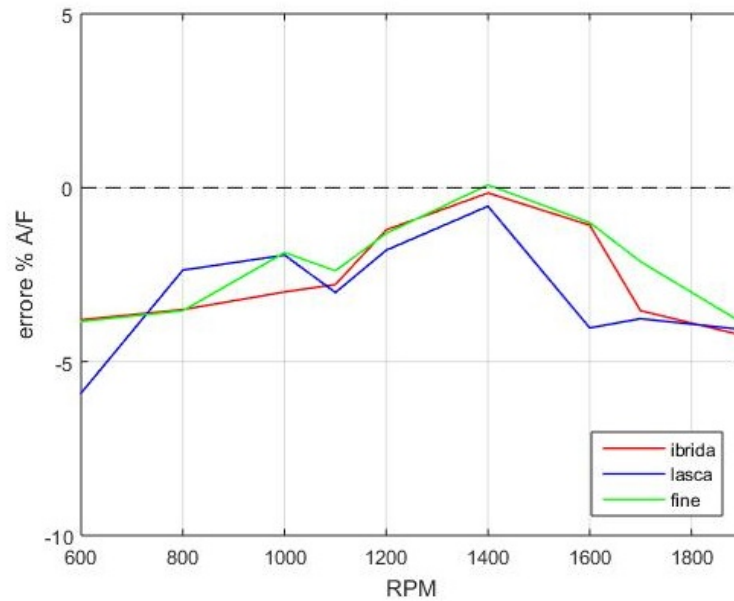


Figura 7.17: Confronto degli errori commessi sul rapporto aria-combustibile tra le tre mesh testate

Per quanto riguarda tale rapporto, non c'è un vero e proprio trend dell'errore rispetto alla mesh utilizzata, in quanto l'errore sul rapporto aria-combustibile dipende dai singoli errori sulle portate di aria e combustibile. Ancora una volta, tuttavia, si nota come le mesh fine ed ibrida si comportino quasi allo stesso modo migliorando in diversi regimi rispetto alla mesh lasca iniziale. Si presenta di seguito il confronto sulla pressione media effettiva:

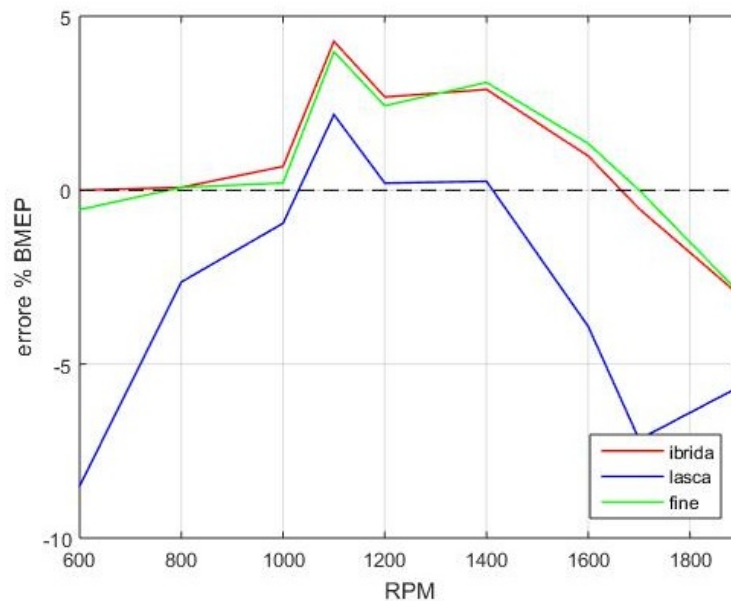


Figura 7.18: Confronto degli errori commessi sulla BMEP tra le tre mesh testate

Dal confronto sulla BMEP, e di conseguenza su potenza e coppia ottenute (qui omesse per brevità), è immediatamente evidente all'occhio come la mesh lasca commetta errori maggiori rispetto alle altre due, che invece ancora una volta risultano praticamente sovrapposte. Dall'analisi appena effettuata, si può concludere che gli errori percentualmente maggiori si ottengono conservando la mesh di dimensioni originali, mentre si ha un consistente miglioramento dei risultati utilizzando una delle altre due mesh. Quest'ultime differiscono tra loro per non più dello 0.5%.

Per stabilire tuttavia quale sia il modello migliore, oltre che l'accuratezza dei risultati, è necessario considerare anche il tempo di simulazione richiesto. Per effettuare il confronto sulle tempistiche di simulazione, che sono un indice indicativo dell'onere computazionale svolto dal calcolatore, abbiamo scelto di adimensionalizzare il tempo impiegato dalle simulazioni rispetto ad una simulazione di riferimento svolta sullo stesso calcolatore di tutte le altre, così da rendere i risultati indipendenti dalla macchina utilizzata e più indicativi se confrontati tra loro.

La simulazione scelta come riferimento è stata una simulazione con mesh lasca al regime di 1900 RPM, la quale ha impiegato per compiere i 150 cicli 2 ore e 43 minuti. I tempi di simulazione sono poi stati convertiti in sole ore, ottenendo quindi un riferimento di 2.72 h. Tutti gli altri tempi vengono allora adimensionalizzati dividendo per il valore di riferimento, ottenendo così la seguente tabella dei tempi:

RPM	mesh fine	mesh ibrida	mesh lasca
600	3.07	2.59	1.88
800	2.33	1.93	1.52
1000	1.91	1.59	1.27
1100	1.80	1.68	1.20
1200	1.77	1.40	1.14
1400	1.56	1.29	1.03
1600	1.58	1.30	0.99
1700	1.72	1.43	1.06
1900	1.77	1.59	1

Tabella 7.2: Tempi di simulazione con le tre diverse mesh testate

Graficamente si hanno i seguenti risultati:

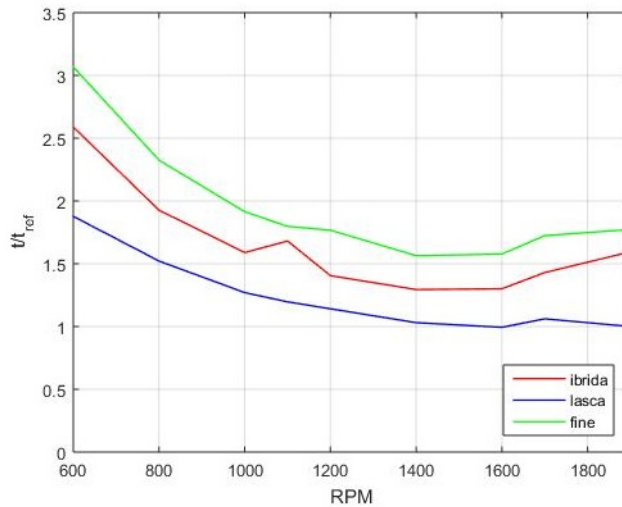


Figura 7.19: Confronto dei tempi di simulazione, adimensionalizzati rispetto al tempo di riferimento per le tre mesh testate

Dall'analisi del grafico precedente si evince che i tempi di simulazione hanno un andamento simile tra loro al variare del numero di giri al motore, decrescente all'aumentare del regime. Ovviamente infittendo la mesh i tempi di calcolo aumentano di conseguenza, tuttavia si può osservare come la mesh ibrida mantenendo la stessa accuratezza della mesh fine riesca a ridurre notevolmente il tempo di simulazione impiegato. Ne consegue che la scelta di una configurazione con mesh ibrida risulta essere il giusto compromesso per accuratezza della soluzione e tempi di calcolo. Prima di presentare i risultati finali di confronto tra la mesh ibrida e i dati sperimentali, si è scelto di introdurre una semplificazione alla geometria di scarico.

### 7.6.2 Semplificazione del modello per la geometria del collettore di scarico

Il tempo richiesto da una simulazione monodimensionale di un motore combustione interna, risulta essere un parametro fondamentale per la valutazione di un modello, soprattutto in ambito industriale.

Non volendo pregiudicare però i risultati, a scapito di un minor onere computazionale, si è cercata una valida alternativa che aumentasse la velocità di simulazione. Una buona proposta in tal senso può essere la semplificazione del modello di geometria allo scarico utilizzato, in quanto fondamentalmente i risultati sono influenzati per gran parte dal disegno del collettore di aspirazione, dove sono presenti gli iniettori.

La geometria allo scarico può essere semplificata sostituendo quella parte del collettore che funge da giunzione tra i condotti provenienti dalle valvole di scarico con un volume che abbia la stessa capacità.

Nel caso del motore Cursor 13, tuttavia, i condotti provenienti dalle valvole di scarico risultano ben distinti in gruppi di tre, in quanto la turbina presenta una

entrata a doppio ingresso, e per tale motivo una modellazione del collettore a due volumi risulta più indicata. Nella figura seguente è rappresentato lo schema disegnato mediante il preprocessore GASDYN PRE per la variazione della geometria allo scarico:

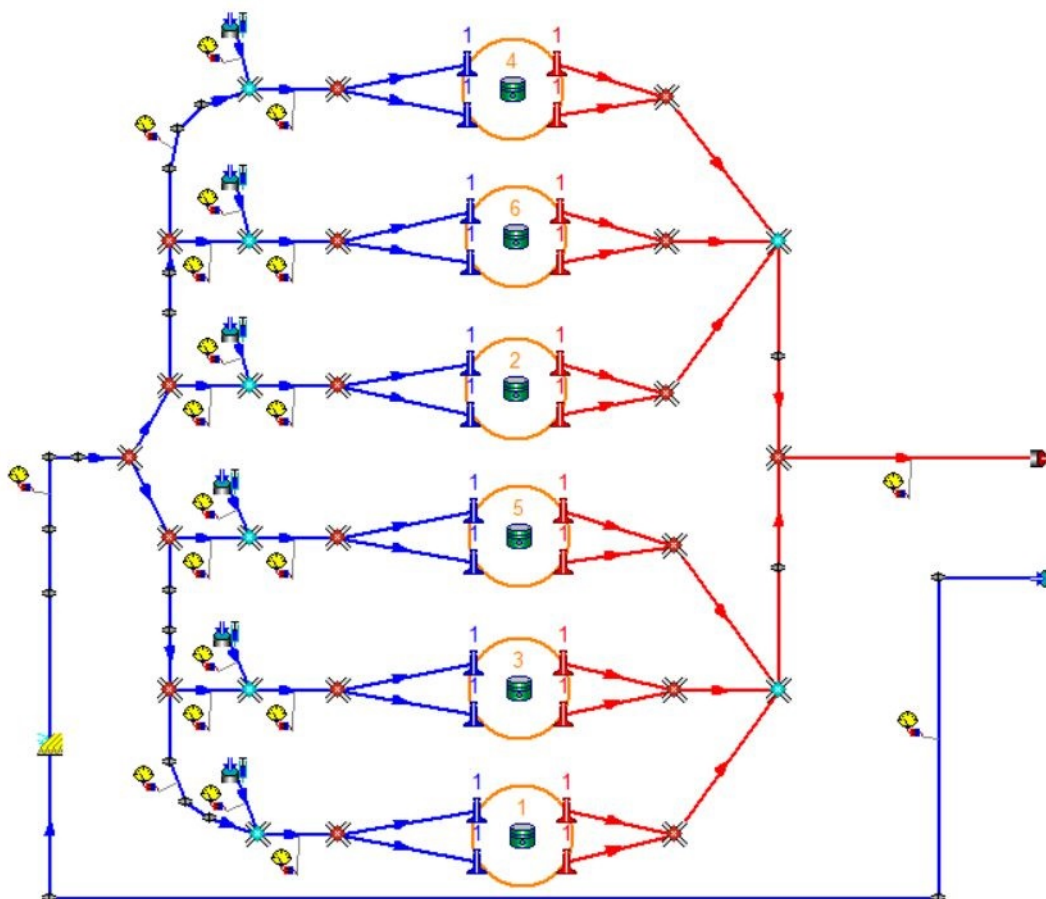


Figura 7.20: C13 con collettore di scarico semplificato con i due volumi. Il resto della geometria è invariata.

Con una semplificazione di questo tipo, si prevede una riduzione del tempo di calcolo e sostanzialmente un mantenimento dei risultati a valori accettabili.

Si confrontano quindi l'andamento degli errori percentuali sulle grandezze di nostro interesse, ottenute dalle soluzioni con disegno originale e con disegno semplificato. Considerando le portate di aria e di combustibile:

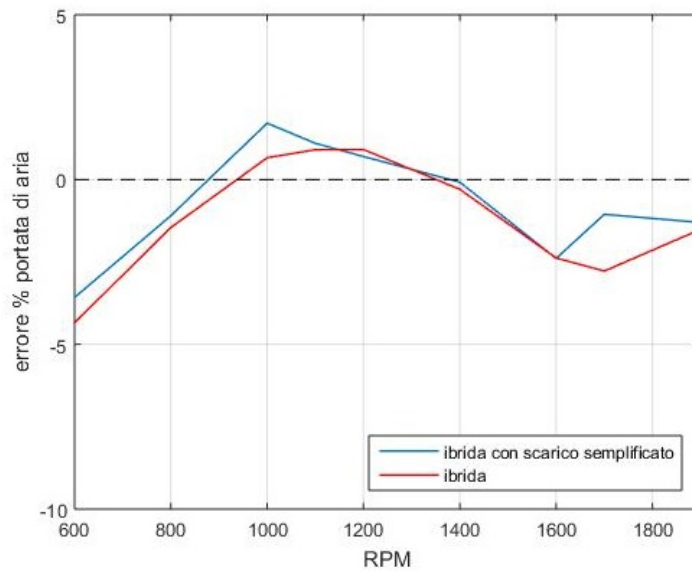


Figura 7.21: Confronto degli errori di portata d'aria tra disegno semplificato allo scarico e originale per tutti gli RPM

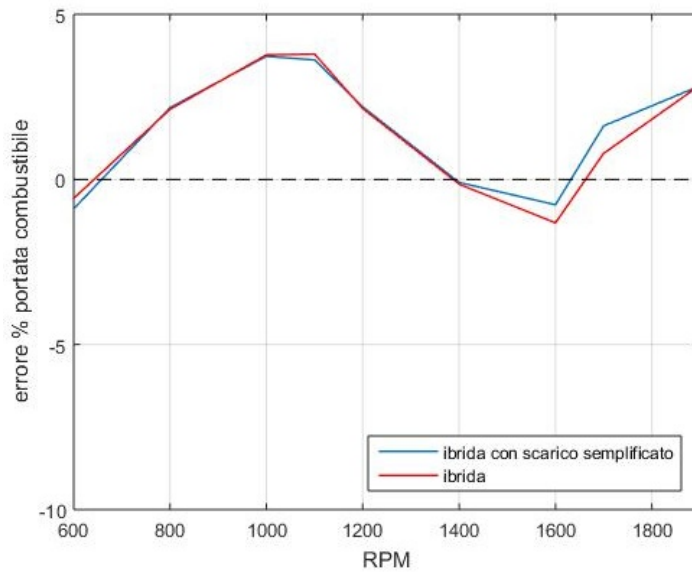


Figura 7.22: Confronto degli errori di portata di combustibile tra disegno semplificato allo scarico e originale per tutti gli RPM

In rosso ancora una volta è riportato l'errore commesso col disegno originale, in azzurro quello commesso con il disegno semplificato allo scarico. Sostanzialmente i grafici rappresentano in modo evidente come l'andamento degli errori sia del tutto simile tra le due configurazioni (entrambe dotate di mesh ibrida). Le differenze sulla portata d'aria sono sempre minori dello 0.5%, mentre gli errori sul combustibile sono praticamente nulli.

È possibile provare a fornire una spiegazione anche di questa particolarità: la portata d'aria, essendo molto superiore alla quantità di combustibile, ed avendo dei componenti quali l'azoto  $N_2$  al suo interno, è ovviamente influenzata dal lavaggio del cilindro, che può risentire lievemente di una modellazione differente del collettore di scarico.

Essendo invece la portata di combustibile allo scarico nulla, in quanto la composizione è imposta (in ogni caso sarebbe circa trascurabile per un buon motore a combustione interna quattro tempi), la specie chimica gas naturale non risente minimamente di ciò che succede allo scarico, basando la sua iniezione solamente sul rapporto aria-combustibile reale presente nel cilindro.

Per quanto riguarda il rapporto aria-combustibile si assiste in generale ad una lieve differenza rispetto al motore con geometria allo scarico completa:

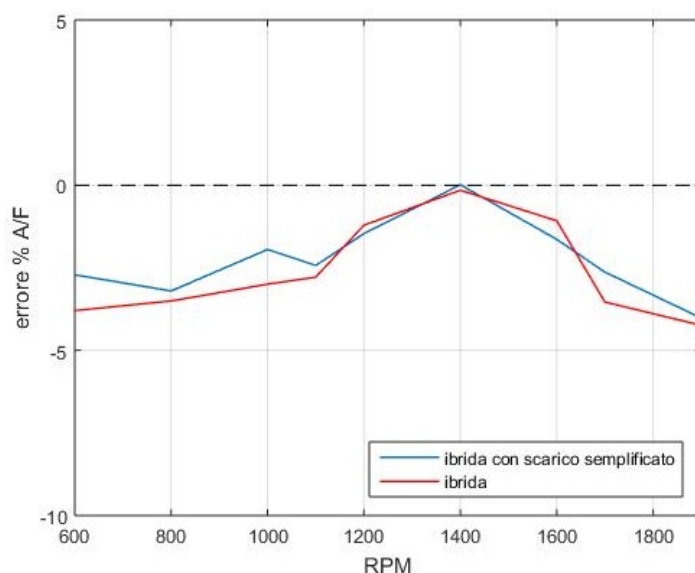


Figura 7.23: Confronto degli errori sul rapporto aria-combustibile tra disegno semplificato allo scarico e originale per tutti gli RPM

In questo caso si vede che l'errore commesso addirittura diminuisce per alcuni regimi di rotazione del motore.

Una spiegazione plausibile, può essere che il collettore di scarico, essendo modellato come due volumi, comporti dei cambiamenti negli effetti d'onda e di inerzia nel cilindro, diminuendo le oscillazioni dell'aria in aspirazione, e diminuendo quindi l'incertezza sull'ultimo valore in output così come le problematiche numeriche.

Vediamo infine un confronto sulle pressioni medie effettive nel cilindro:

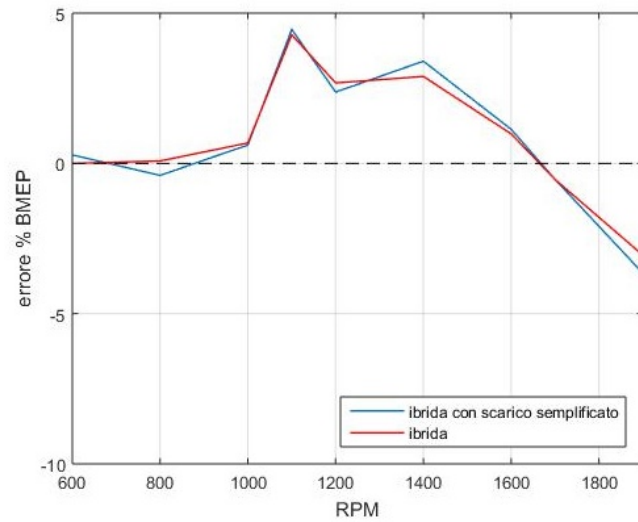


Figura 7.24: Confronto degli errori sulla BMEP tra disegno semplificato allo scarico e originale per tutti gli RPM

Per quanto riguarda le grandezze caratteristiche del motore, di cui riportiamo sempre come esempio la BMEP, vediamo che ancora una volta gli errori non sono sostanzialmente cambiati semplificando la geometria. Una volta appurato che gli errori commessi non variano rispetto a quanto ottenuto dalla geometria originale, è necessario valutare le differenze sui tempi impiegati dalla simulazione. In questo caso, vale la pena confrontare questa soluzione con il disegno originale simulato con tutte e tre le mesh testate, in quanto la soluzione con mesh ibrida e geometria allo scarico semplificata presenta tempi quasi confrontabili con la mesh lasca, mantenendo grande precisione nei risultati.

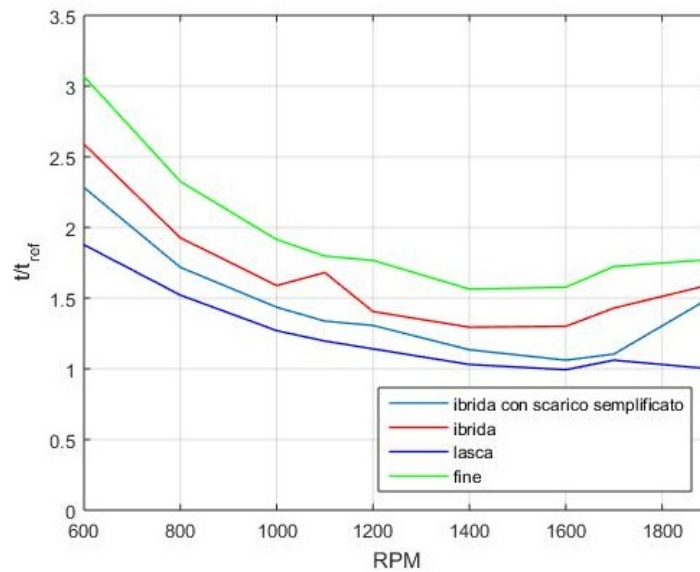


Figura 7.25: Confronto dei tempi tra tutte le quattro soluzioni analizzate su tutti gli RPM

La simulazione con mesh lasca ovviamente risulta sempre la più veloce di tutte, tuttavia si vede come semplificando il disegno anche solo allo scarico è possibile ridurre in modo importante l'onere computazionale. In particolare, se si confronta ancora una volta la geometria originale e quella semplificata allo scarico, considerando sempre una mesh ibrida, il guadagno in termini percentuali risulta importante:

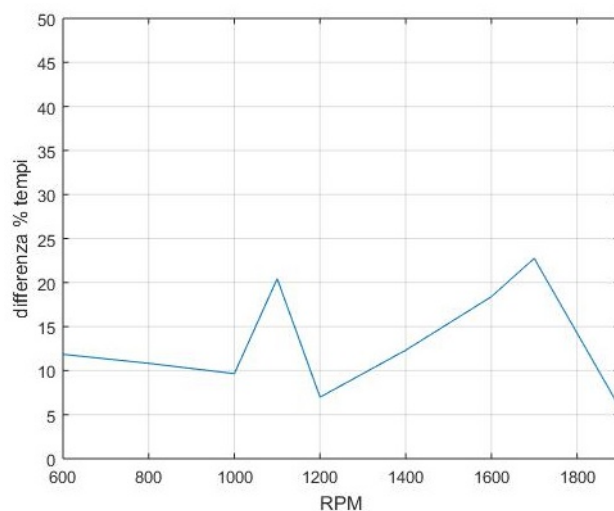


Figura 7.26: Riduzione dei tempi ottenibile semplificando la geometria allo scarico del motore rispetto alla geometria originale di partenza, a parità di mesh utilizzata

Si può dunque recuperare da un minimo del 5% ad un massimo del 23% del tempo impiegato. Dovendo simulare un motore molto complesso a regimi relativamente bassi come in questo caso, varrebbe dunque la pena una semplificazione del disegno, sempre prestando attenzione a non compromettere l'accuratezza dei risultati ottenuti.

## 7.7 CONFRONTO RIASSUNTIVO

Una volta analizzate tutte le diverse soluzioni proposte, riportiamo di seguito per maggiore chiarezza dei grafici riassuntivi con gli andamenti delle grandezze finora osservate. In particolare, verranno confrontate le soluzioni migliori ricavate dalle precedenti analisi con i dati sperimentali in nostro possesso e con i risultati ottenuti dalle simulazioni utilizzando il modello di gas perfetto. Dal confronto precedentemente illustrato le migliori soluzioni sono risultate essere quelle con mesh ibrida e geometria originale o semplificata del collettore di scarico. Si confronta dapprima la portata d'aria:



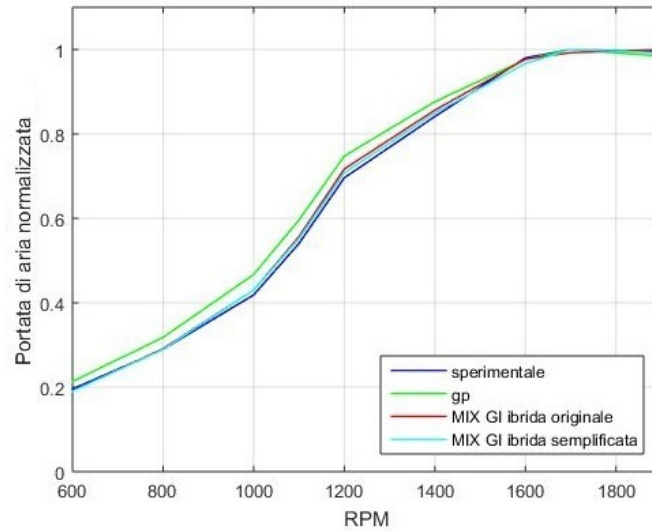


Figura 7.27: Confronto della portata d'aria fra dati sperimentali, modello con gas perfetto e modello con miscela di gas ideali con mesh ibrida e geometria sia originale che semplificata allo scarico

La portata d'aria appare essere ben prevista dai modelli monodimensionali su tutti i regimi disponibili, mostrando tuttavia un lieve peggioramento agli alti giri al motore. Si ricorda tuttavia, che il modello del Cursor 13 nella versione «aspirata», correlata dalle opportune condizioni al contorno, anche nel caso di gas perfetto dava dei risultati differenti rispetto al modello turbo-sovralimentato. In ogni caso le differenze risultano essere più che accettabili. Per quanto riguarda la portata di combustibile il seguente grafico mostra i risultati ottenuti:

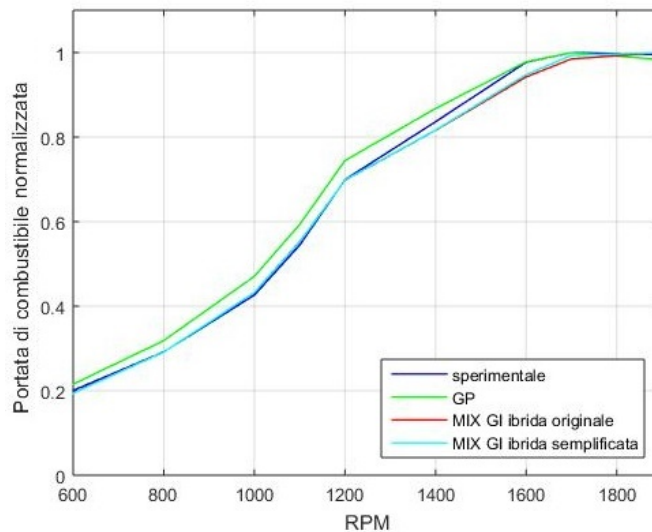


Figura 7.28: Confronto della portata di combustibile fra dati sperimentali, modello con gas perfetto e modello con miscela di gas ideali con mesh ibrida e geometria sia originale che semplificata allo scarico

In questo caso la portata sperimentale e quella prevista sono sostanzialmente in accordo su tutti i regimi, sempre con lievi differenze ai regimi di rotazione più alti. È possibile che un ulteriore miglioramento dei risultati si abbia aumentando i cicli di simulazione, come già menzionato. Infine si presenta un grafico identificativo per la pressione media effettiva, e quindi coppia e potenza fornite dal motore:

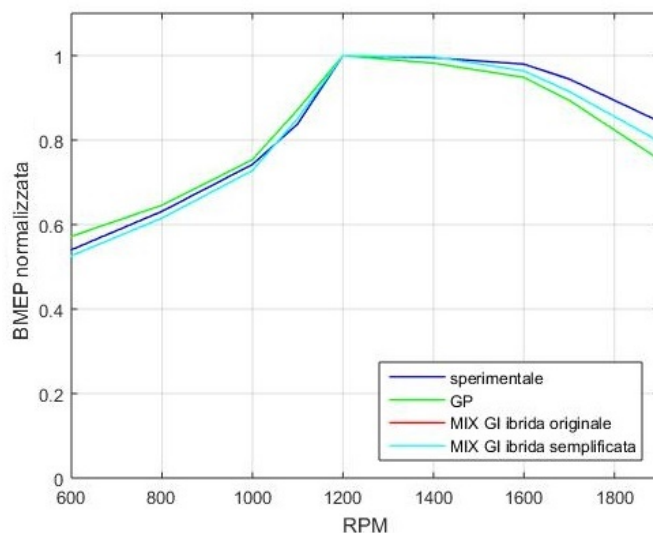


Figura 7.29: Confronto sulla BMEP fra dati sperimentali, modello con gas perfetto e modello con miscela di gas ideali con mesh ibrida e geometria sia originale che semplificata allo scarico

Osservando il confronto finale tra tutte le soluzioni possibili si vede chiaramente il miglioramento generale del modello con miscela di gas ideali rispetto al modello con gas perfetto. Viene infine confermato che pur semplificando la geometria allo scarico del motore, a parità di mesh utilizzata, i risultati non cambiano in modo visibile, tanto che le curve non sono distinguibili nella maggior parte dei casi.

# Conclusioni

Il presente lavoro di tesi, svolto con l'ausilio del software di simulazione monodimensionale GASDYN, sviluppato dal Gruppo Motori ICE del Politecnico di Milano, ha avuto come obiettivo lo studio e l'applicazione di un modello di iniezione di gas naturale nel collettore di aspirazione di un motore a combustione interna. Per la validazione e l'applicazione del modello, si è utilizzato il motore Cursor 13, un motore originariamente nato Diesel e convertito successivamente a gas naturale. Per prima cosa si è quindi sviluppato un modello del motore che utilizzasse come fluido di lavoro gas perfetto, così da riuscire a modellare in modo più semplice tutti i componenti; in seguito, al fine di ottenere un miglioramento significativo dei risultati si è introdotto l'utilizzo di un modello a miscela di gas ideali, con iniezione di gas naturale nel collettore di aspirazione. Il modello di trasporto specie considerato durante le analisi effettuate, tiene in considerazione le cinque specie chimiche fondamentali che interagiscono con i collettori di aspirazione e scarico di un motore, quali ossigeno, azoto, anidride carbonica, acqua e combustibile. Per implementare il modello di iniezione indiretta del combustibile nel collettore di aspirazione, è stato necessario effettuare alcune modifiche al codice sorgente utilizzato per le simulazioni monodimensionali, in particolare è stato implementato un metodo delle caratteristiche per la modellazione delle condizioni al contorno nel caso di miscela di gas ideali come fluido di lavoro. Sono state anche introdotte le pathline, particolari curve che permettono di particolarizzare in modo migliore il trasporto specie tra le varie sezioni del motore. Un'altra rilevante modifica consiste nella variazione del metodo di regolazione dell'iniezione di combustibile, che è stato cambiato a partire da una configurazione discontinua a gradino per arrivare ad una configurazione a variazione discontinua proporzionale del combustibile iniettato. Le modifiche effettuate al codice, sono state quindi validate su differenti configurazioni, dalla più semplice monocilindrica alla più complessa tricilindrica a tre iniettori, prima di arrivare all'utilizzo nella modellazione del Cursor 13. Si è studiato inoltre l'onere computazionale delle simulazioni con trasporto specie, facendo riferimento al tempo impiegato per ottenere risultati validi in un numero di cicli predefinito a priori, verificando modifiche alla geometria e alla mesh del Cursor 13. Il lavoro svolto mostra una ottima accuratezza dei risultati ottenuti nei confronti dei dati sperimentali e, di fatto, il modello di iniezione indiretta di combustibile nel

collettore di aspirazione rimane validato. Sono state inoltre sviluppati diversi modelli lievemente differenti del motore, utilizzabili in modo intercambiabile a seconda che si cerchi accuratezza dei risultati o velocità di calcolo. Si sono messi altresì in evidenza i limiti del modello attuale, ovvero un alto onere computazionale per ottenere dei risultati molto buoni e un grande numero di cicli richiesti per la stabilizzazione delle portate di aria e combustibile in ingresso ai cilindri. Conseguenza diretta è lo studio nel futuro di un metodo che permetta di ottenere la stessa accuratezza dei risultati più velocemente, o in alternativa, di un modello con un minore numero di specie quale può essere un modello a tre specie: aria, gas combusti e combustibile. Per quanto riguarda la modellazione del Cursor 13 invece, resta la possibilità di schematizzare e simulare una versione turbo-sovralimentata con trasporto di specie chimiche. È possibile inoltre aggiustare con più finezza i parametri caratteristici del cilindro, quali la pressione massima raggiunta durante un ciclo motore e le temperature dei gas in uscita dal cilindro al momento dell'apertura della valvola di scarico, passaggio fondamentale e necessario prima di passare alla versione turbo-sovralimentata. In ultimo, una volta ricalibrato il modello completo, sarà possibile estendere le simulazioni ai carichi parziali.

# Bibliografia

- [1] R. Abu Bakar, K. Kadirgama, M.M. Rahman, and Sharma K.V. Application of Natural Gas for Internal Combustion Engines, 2012.
- [2] P. Apostolos, R. Martinez-Botas, and S. Wan Saiful-Islam. Turbocharger Matching Methodology for Improved Exhaust Energy Recovery, 2012.
- [3] Rowland S. Benson. *The Thermodynamics and Gas Dynamics of Internal-Combustion Engines*. Clarendon Press, 1982.
- [4] J. P. Boris and D. L. Book. *Flux-corrected transport. I. SHASTA, a fluid transport algorithm that works*. J. Comp. Phys., 1973.
- [5] T Bulaty. *Spezielle Probleme der schrittweisen Ladungswechselrechnung bei Verbrennungsmotoren mit Abgasturboladern*. MTZ Motortechnische Zeitschrift, 1974.
- [6] J. Chao, R.C. Wilhoit, and B.J. Zwolinski. Ideal Gas Thermodynamic Properties of Ethane and Propane, 1973.
- [7] B. Chehroudi. Use of Natural Gas in Internal Combustion Engines, 1993.
- [8] Lars Eriksson. Modeling and Control of Turbocharged SI and DI Engines. 62(4), 2007.
- [9] Giancarlo Ferrari. *Motori a combustione interna*. Il Capitello, 2008.
- [10] G. Guderley. Nonstationary Gas Flow in Thin Pipes of Variable Cross Section, 1942.
- [11] J.P. Jensen, A. F. Kristensen, S. Sorensen, E Hendricks, et al. Mean Value Modeling of a Small Turbocharged Diesel Engine. 1991.
- [12] R. D. Richtmyer. A survey of difference methods for non-steady fluid dynamics, 1962.
- [13] D.E. Winterbone and R.J. Pearson. *Theory of Engine Manifold Design: Wave Action Methods for IC Engines*, volume 1.

- [14] K Zinner. *Diagramm zur Bestimmung des Betriebspunktes einstufiger Abgasturbolader*. M.A.N. Forschungsheft, 1961.

## Appendice A

# I grafici delle turbomacchine con gas perfetto

In questa appendice verranno riportati tutti i grafici inerenti alle turbomacchine della simulazione con gas perfetto, per i regimi non illustrati nel capitolo 4.

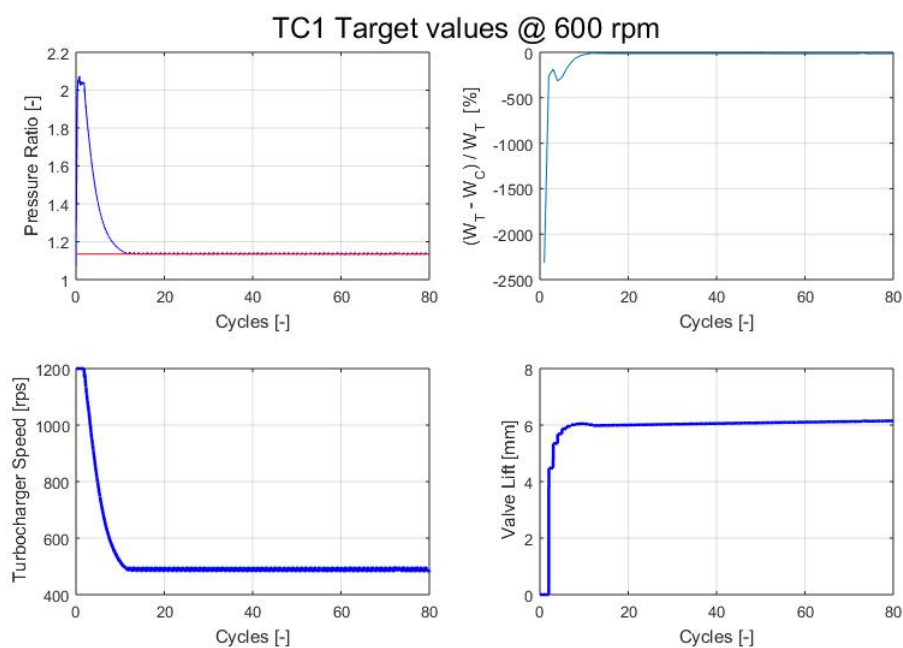


Figura A.1: Convergenza turbo a 600 RPM

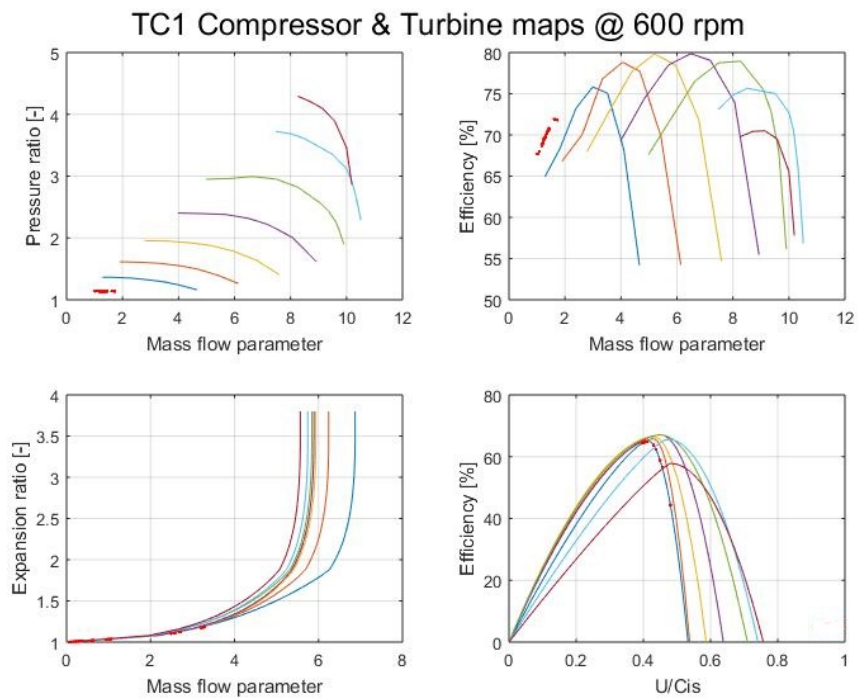


Figura A.2: Mappe turbo a 600 RPM

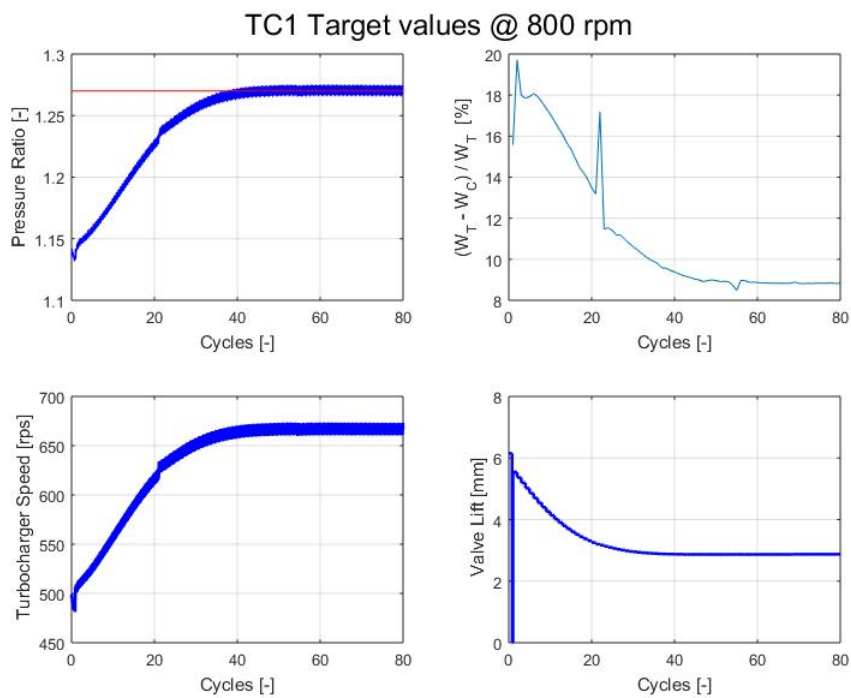


Figura A.3: Convergenza turbo a 800 RPM



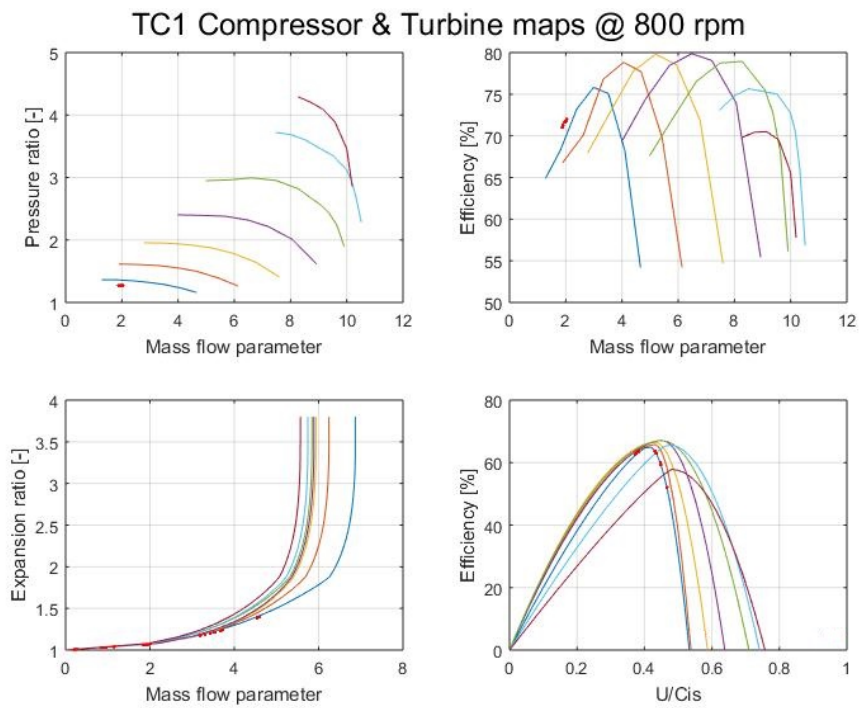


Figura A.4: Mapped turbo a 800 RPM

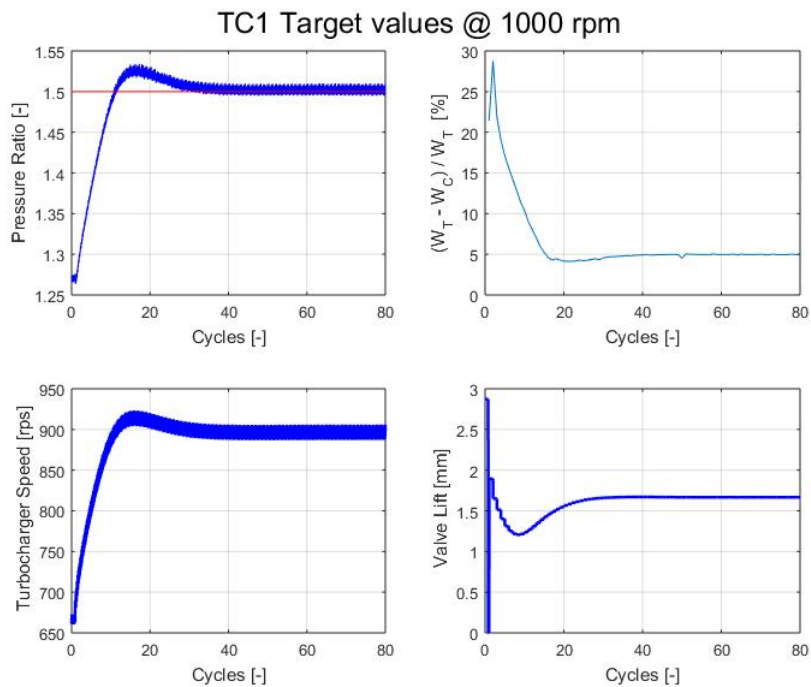


Figura A.5: Convergenza turbo a 1000 RPM

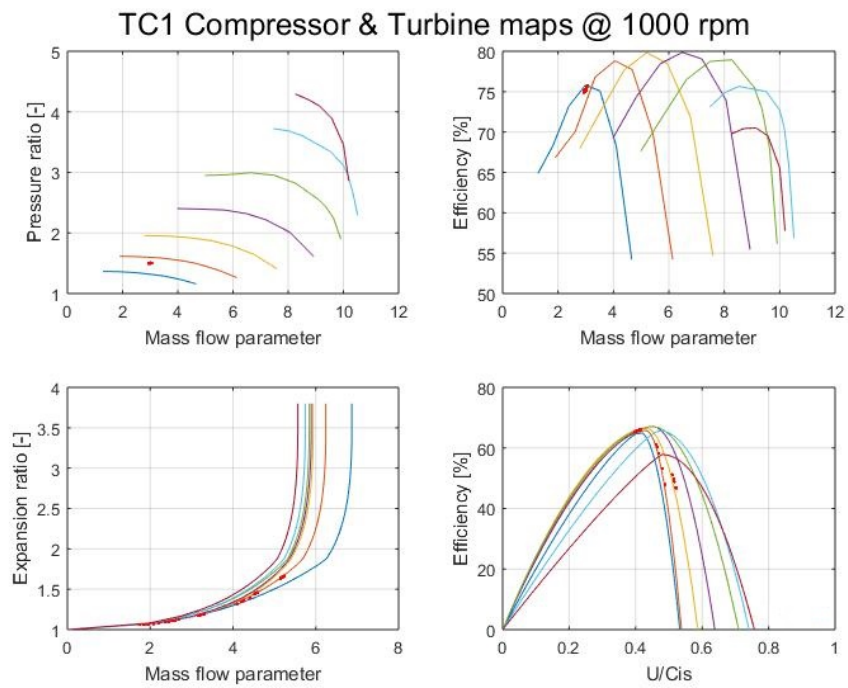


Figura A.6: Mappe turbo a 1000 RPM

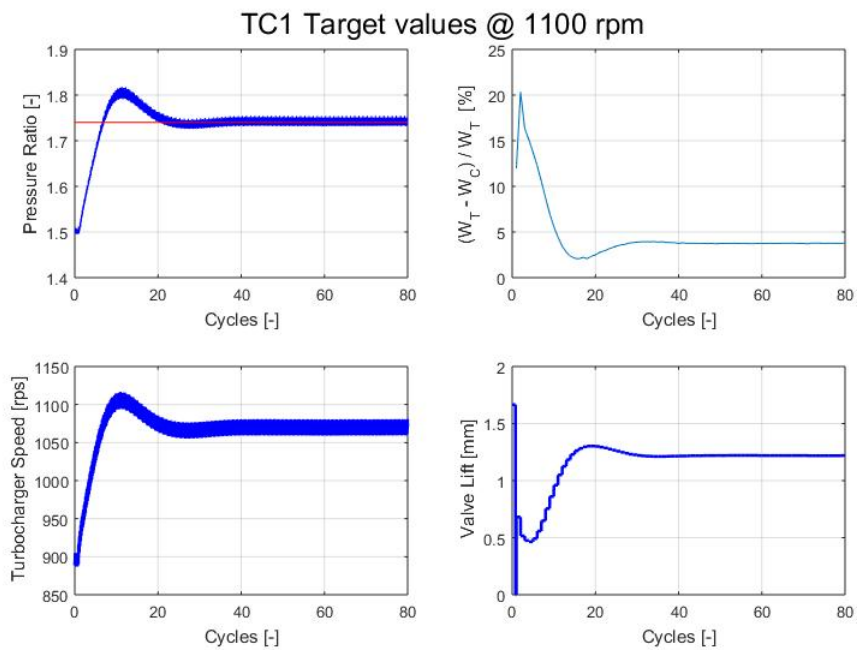


Figura A.7: Convergenza turbo a 1100 RPM

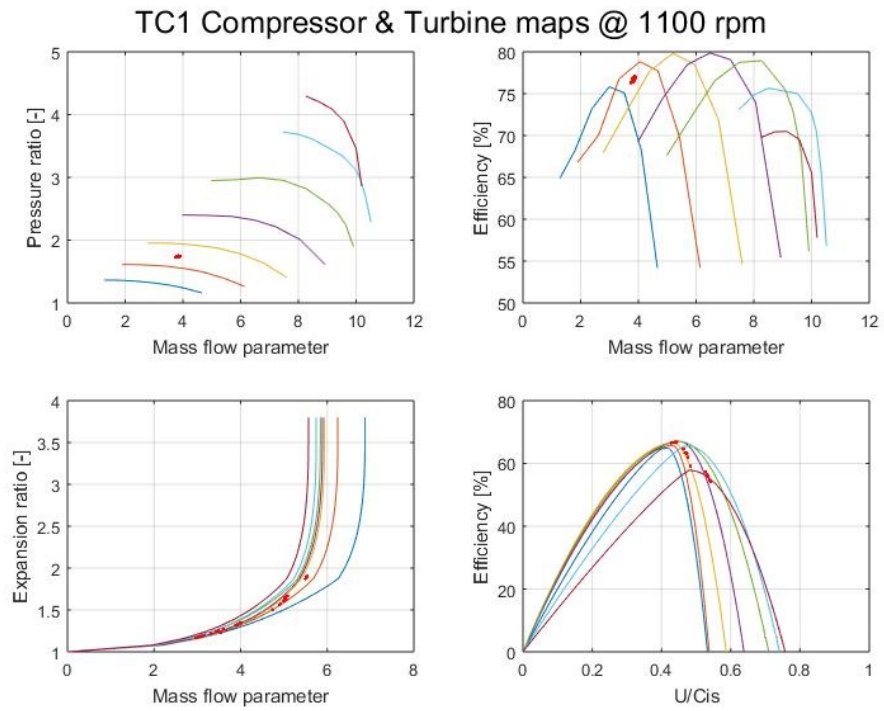


Figura A.8: Mapped turbo a 1100 RPM

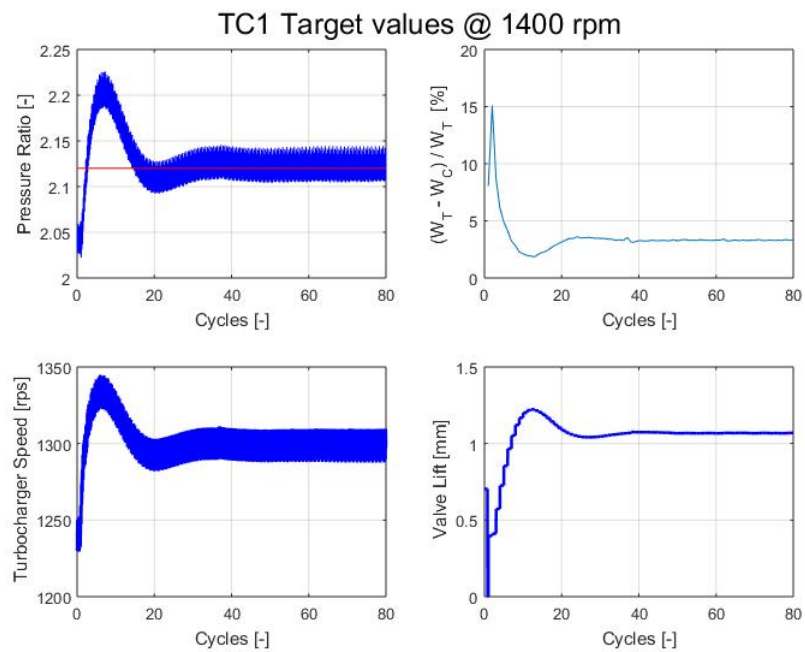


Figura A.9: Convergenza turbo a 1400 rpm

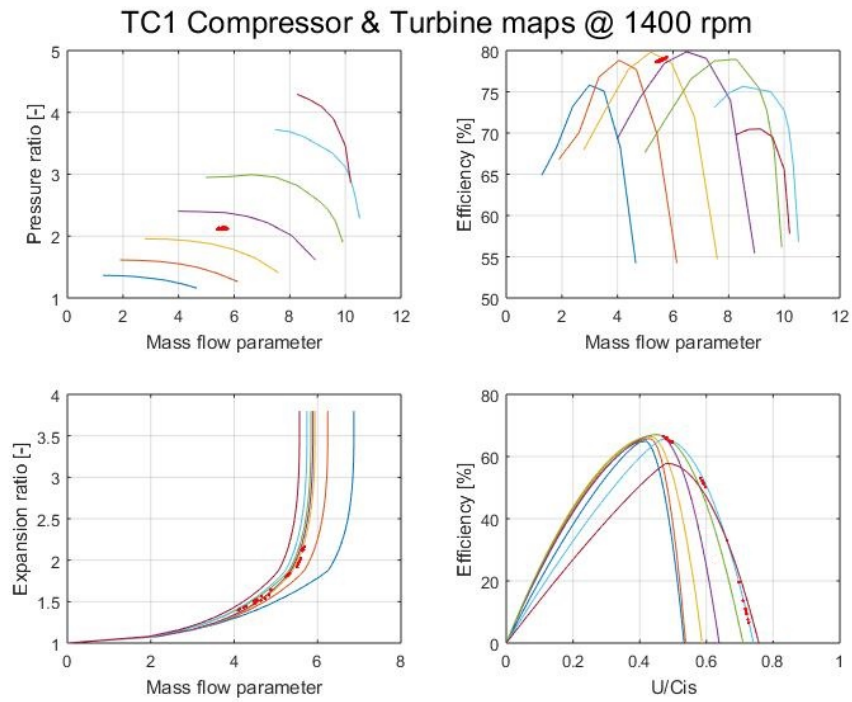


Figura A.10: Mappe turbo a 1400 RPM

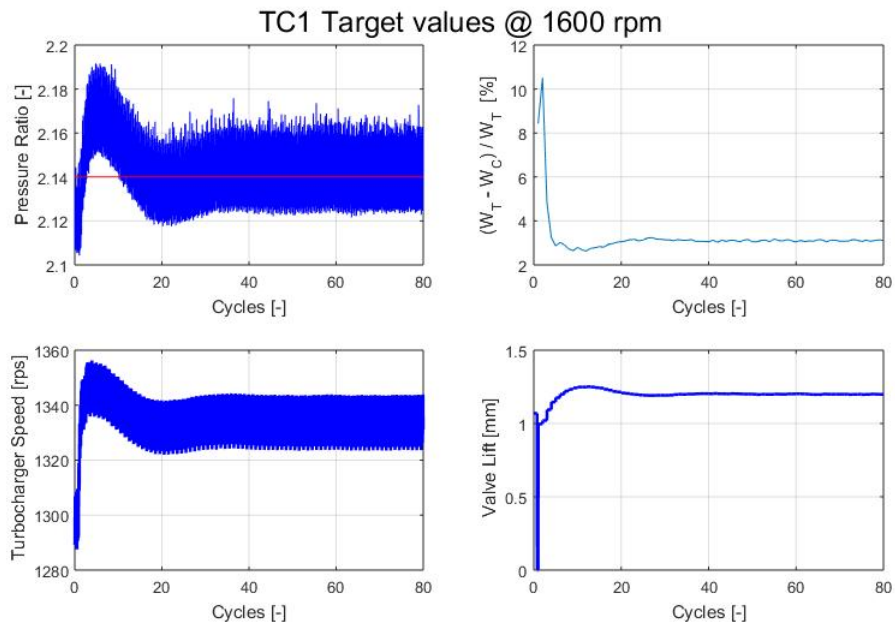


Figura A.11: Convergenza turbo a 1600 RPM

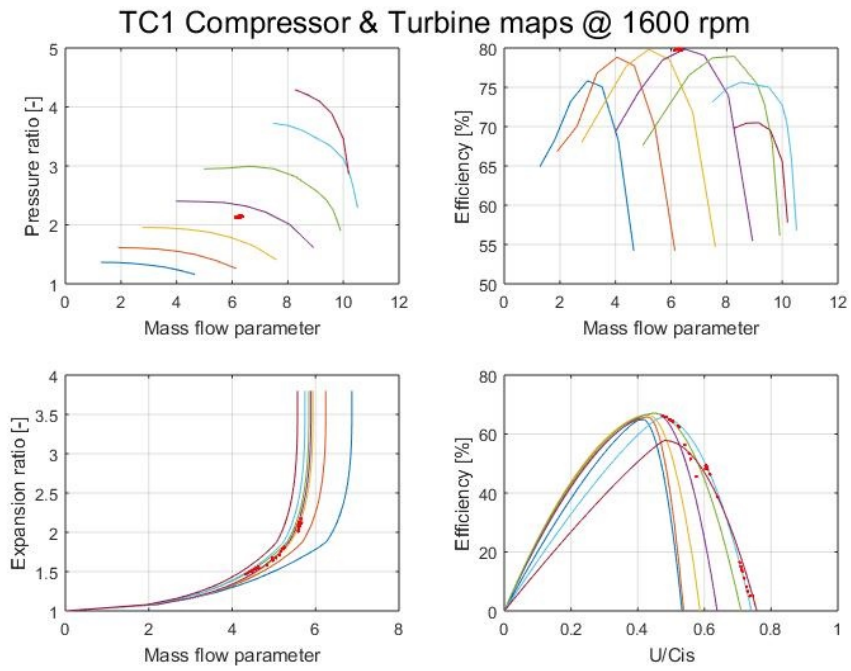


Figura A.12: Mapped turbo a 1600 RPM

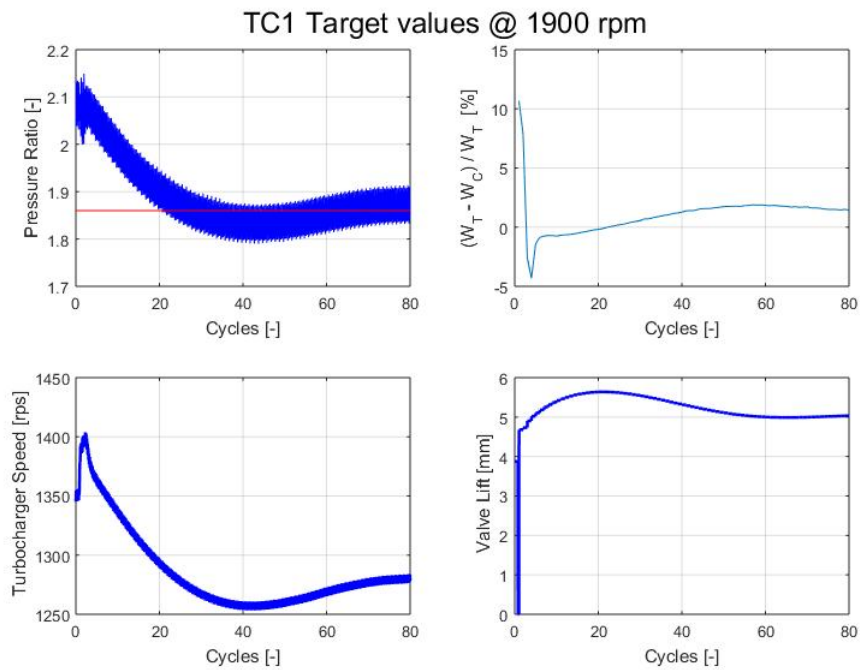


Figura A.13: Convergenza turbo a 1700 RPM

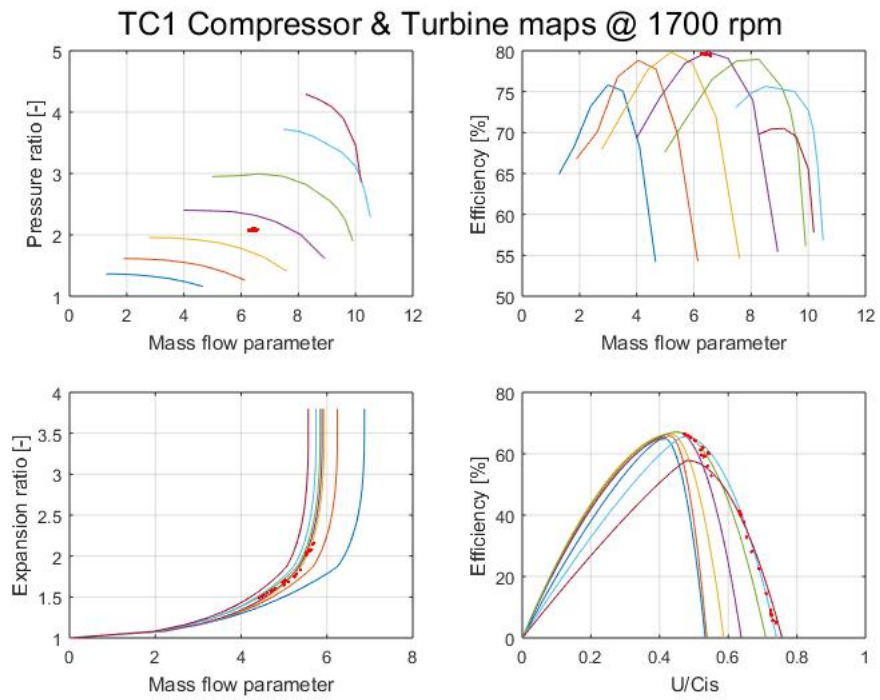


Figura A.14: Mappe turbo a 1700 RPM

## Appendice B

# I grafici di oscillazione delle portate con miscela di gas ideali

In questa appendice verranno illustrati i grafici inerenti all'osservazione delle oscillazioni di portata di aria nelle simulazioni di gas ideale effettuate sia con la mesh lasca che con quella ibrida, non precedentemente riportati nel capitolo 7.

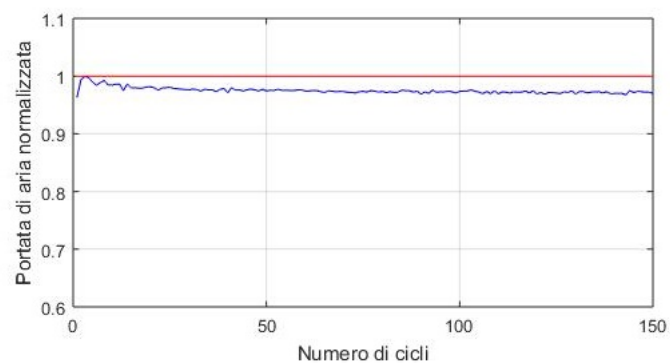


Figura B.1: Oscillazioni della portata di aria a 600 RPM con mesh ibrida

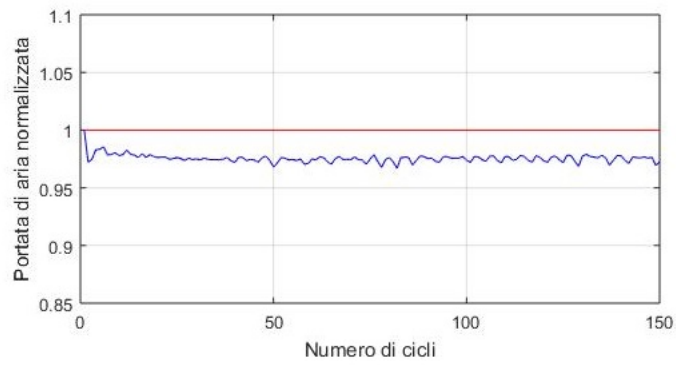


Figura B.2: Oscillazioni della portata di aria a 800 RPM con mesh ibrida

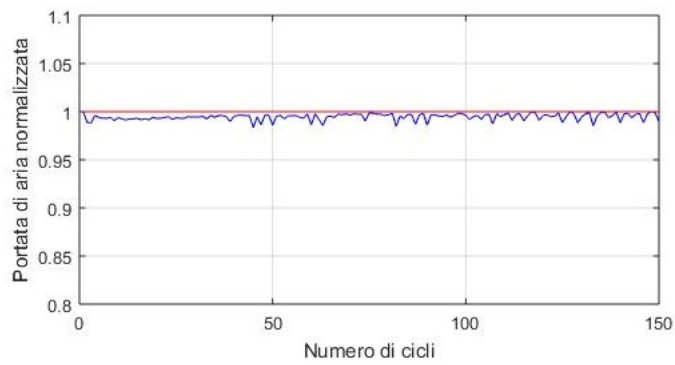


Figura B.3: Oscillazioni della portata di aria a 1000 RPM con mesh ibrida

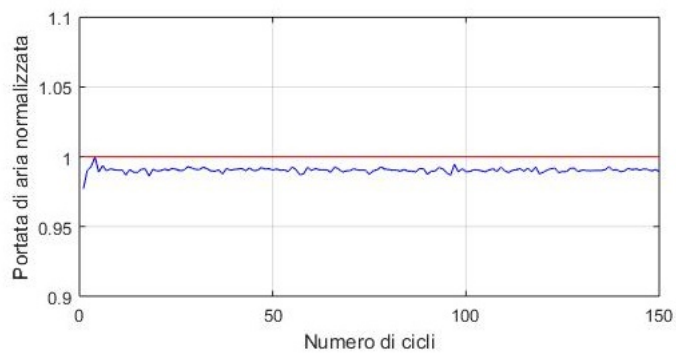


Figura B.4: Oscillazioni della portata di aria a 1100 RPM con mesh ibrida



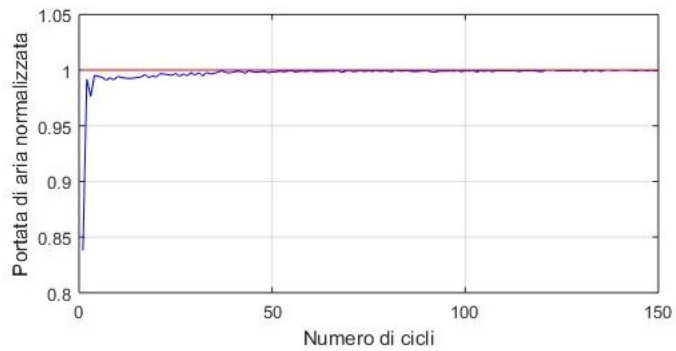


Figura B.5: Oscillazioni della portata di aria a 1200 RPM con mesh ibrida

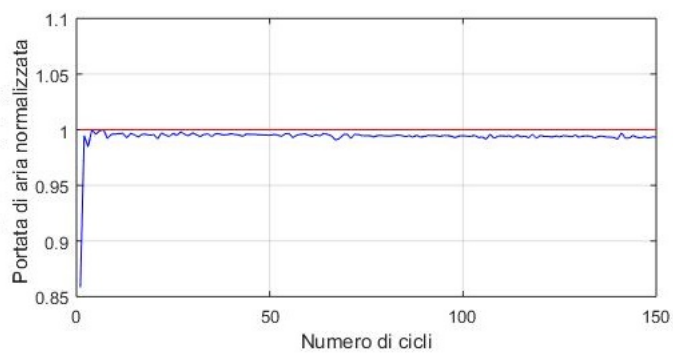


Figura B.6: Oscillazioni della portata di aria a 1400 RPM con mesh ibrida

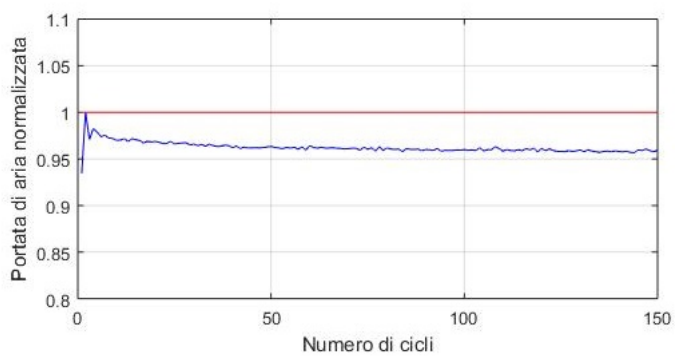


Figura B.7: Oscillazioni della portata di aria a 1600 RPM con mesh ibrida

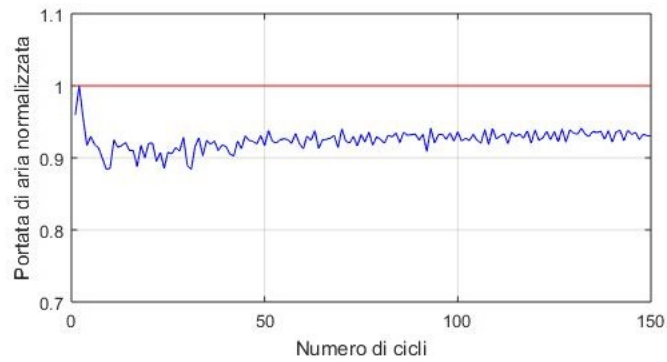


Figura B.8: Oscillazioni della portata di aria a 1700 RPM con mesh ibrida

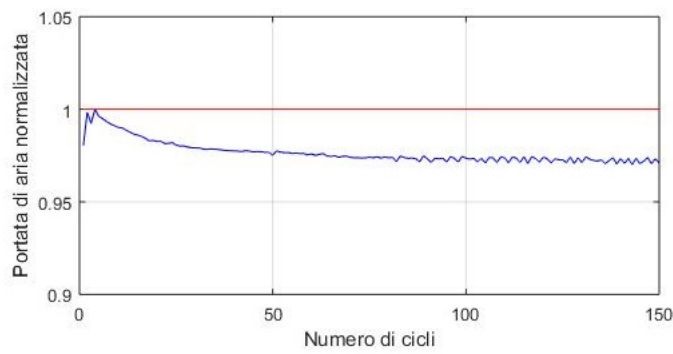


Figura B.9: Oscillazioni della portata di aria a 1900 RPM con mesh ibrida

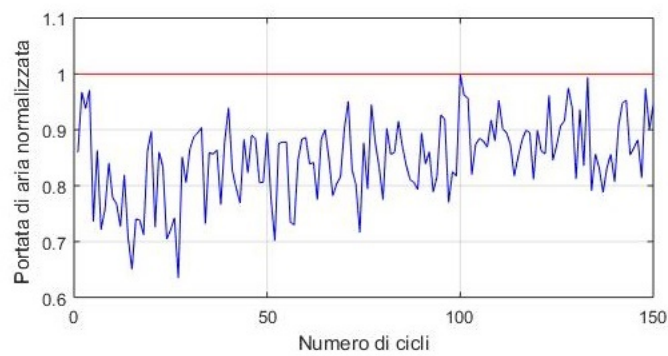


Figura B.10: Oscillazioni della portata di aria a 600 RPM con mesh lasca

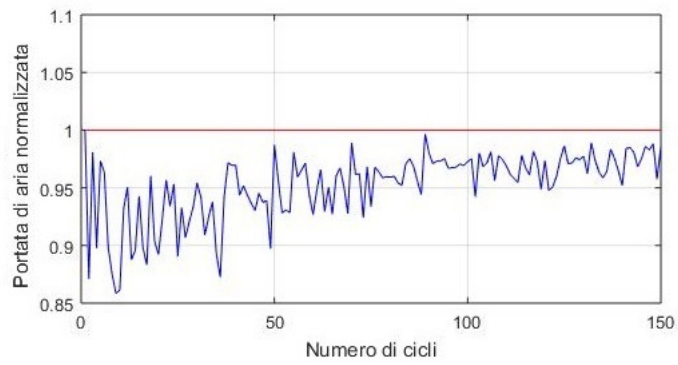


Figura B.11: Oscillazioni della portata di aria a 800 RPM con mesh lasca

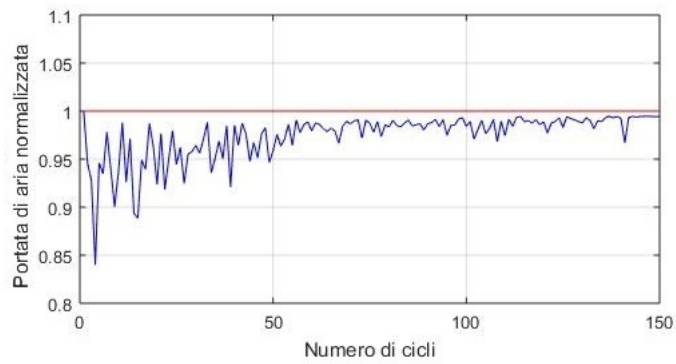


Figura B.12: Oscillazioni della portata di aria a 1000 RPM con mesh lasca

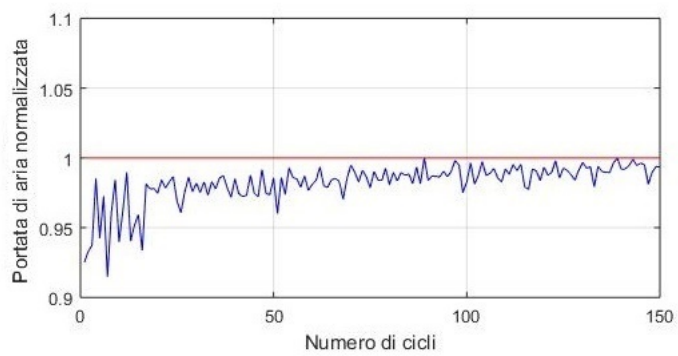


Figura B.13: Oscillazioni della portata di aria a 1100 RPM con mesh lasca

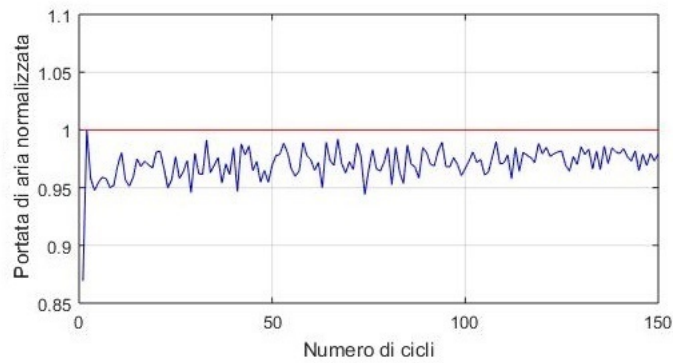


Figura B.14: Oscillazioni della portata di aria a 1400 RPM con mesh lasca

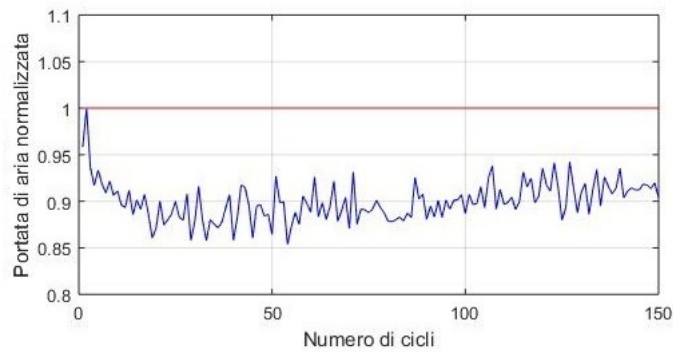


Figura B.15: Oscillazioni della portata di aria a 1600 RPM con mesh lasca

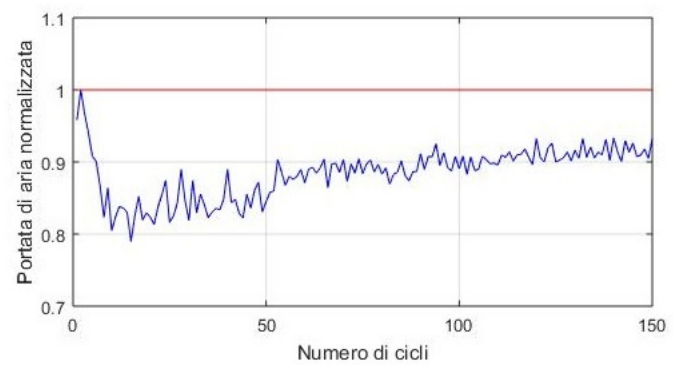


Figura B.16: Oscillazioni della portata di aria a 1700 RPM con mesh lasca