

POLITECNICO DI MILANO

Scuola di Ingegneria Industriale e dell'Informazione
Corso di Laurea Magistrale in Ingegneria Meccanica



Modellazione multidimensionale dell'evoluzione degli spray per motori ad iniezione diretta e ad accensione comandata

Relatore: Prof. Tommaso Lucchini

Tesi di Laurea di:

Andrea Pati Matr. 799720

Michel Trapletti Matr. 799042

Anno Accademico 2013-2014

Ringraziamenti

In tutto questo tempo, necessario a scrivere questo lavoro, tante persone ci hanno supportato in numerosi modi, purtroppo ringraziarle singolarmente non é possibile.

Prima di tutto ringraziamo le nostre famiglie per il loro continuo sostegno, sia economico che, soprattutto, morale; senza di loro tutto questo non sarebbe stato in alcun modo possibile.

Altrettanto importante é ringraziare il nostro relatore, prof. Tommaso Lucchini per la disponibilità, l'interesse mostrato nel sentire le nostre idee e principalmente per averci guidato lungo questo difficile percorso.

Ringraziamo anche l'ing. Torelli con il quale abbiamo avuto piú di uno scambio di opinioni e idee che si sono rilevate molto costruttive.

Non possiamo dimenticarci di tutti i nostri amici che ci hanno aiutato nei periodi piú stressanti a rilassarci e goderci i momenti felici, senza i quali tutto questo sarebbe stato molto piú difficile.

E infine un ringraziamento a tutti gli amici del Politecnico, persone che ci hanno fatto uscire da qui meglio di come siamo entrati.

Grazie a tutti

Indice

Introduzione	1
1 Nozioni generali	5
1.1 Stato dell'arte dei motori GDI	5
1.1.1 Iniezione diretta di combustibile	5
1.1.2 Iniettori	6
1.1.3 Meccanismo di combustione in un GDI	7
1.1.4 Stratificazione della miscela	8
1.2 La fluidodinamica computazionale	10
1.2.1 Uso della CFD nello studio degli spray	11
1.2.2 OpenFOAM®	12
2 Equazioni della dinamica dei fluidi	17
2.1 La fase gas	17
2.1.1 Equazione di conservazione della massa	18
2.1.2 Equazione di conservazione delle specie chimiche	18
2.1.3 Equazione di bilancio della quantità di moto	18
2.1.4 Equazione di conservazione dell'energia	19
2.1.5 Equazioni di stato	20
2.1.6 Modellazione degli sforzi viscosi	20
2.1.7 Sottomodelli di turbolenza	21
2.2 La fase liquida	25
2.2.1 Conservazione della massa	26
2.2.2 Equazione di moto della goccia	27
2.2.3 Equazione dell'energia	27
3 Modellazione dello spray	29
3.1 Struttura dello spray	29
3.1.1 Polverizzazione del getto	30
3.1.2 Penetrazione del getto	31
3.1.3 Angolo di apertura del getto	32
3.2 Iniezione e breakup primario	33
3.2.1 Modello Blob Injection	36
3.3 Breakup secondario	37
3.3.1 Modello di Kelvin-Helmoltz	37
3.3.2 Modello di Rayleigh-Taylor	39
3.3.3 Modello combinato KHRT	40
3.4 Modello di drag	41

3.5	Modelli di evaporazione	42
3.5.1	Modello Spalding Mass	42
3.5.2	Mixture fraction	43
4	Validazione: Spray A	45
4.1	Risultati sperimentali	45
4.2	Risultati numerici	48
4.2.1	Spray assialsimmetrici	48
4.2.2	Dipendenza dalla scelta della mesh	50
4.2.3	Modello di breakup secondario KHRT	54
4.2.4	Configurazione ottimale	58
4.3	Variazione parametrica	60
4.3.1	Dipendenza dalla pressione di iniezione	61
4.3.2	Dipendenza dalla densità dell'aria	63
4.3.3	Dipendenza dalla temperatura dell'aria	64
5	Validazione: Spray G	69
5.1	Adaptive local mesh refinement	70
5.2	Simulazione	74
5.2.1	Considerazioni finali	81
5.3	Combustibili alternativi	82
5.3.1	Etanolo	82
5.3.2	Simulazione	83
5.3.3	Considerazioni finali	85
6	Modello di film liquido	87
6.1	Regimi di impingement	88
6.1.1	Modello di Bai-Gosman	89
6.2	Equazioni del film fluido	92
6.2.1	Equazione di conservazione della massa	93
6.2.2	Equazione di bilancio della quantità di moto	94
6.2.3	Equazione di conservazione dell'energia	95
6.3	Validazione del modello di wall film	95
7	Modellazione delle proprietà dei combustibili per motori GDI 101	
7.1	Combustibili attualmente utilizzati	101
7.2	Benzina	103
7.3	Benzina mono-componente	105
7.3.1	Descrizione del metodo di media utilizzato	105
7.3.2	Densità	106
7.3.3	Calore latente di vaporizzazione	108
7.3.4	Calore specifico	109
7.3.5	Pressione di vapore	110
7.4	Test di validazione	114
8	Modellazione del fenomeno del flash-boiling	117
8.1	Cenni teorici	117
8.2	Modello termico	118
8.3	Morfologia dello spray	120
8.3.1	Variazione di portata	120

8.3.2	Polverizzazione del getto	122
8.3.3	Variazione dell'angolo iniziale dello spray	123
8.3.4	Validazione delle correzioni	123
8.4	Modello di breakup boil-KHRT	126
8.5	Validazione del modello boil-KHRT	130
8.5.1	Confronto tra i dati di portata	131
8.5.2	Confronto tra i dati di polverizzazione	132
8.6	Iniezione di combustibile	134
8.6.1	Variazione del grado di surriscaldamento	137
8.7	Considerazioni finali	138
	Conclusioni	143
	Lista dei simboli	153
	Lista degli acronimi	157

Elenco delle figure

1.1	Schema di un tipico iniettore per motori GDI.	6
1.2	Schema di tre tipici iniettori per motori GDI.	7
1.3	Valori della velocità di combustione laminare, in funzione del rapporto di equivalenza, in ambiente chiuso.	8
1.4	Rappresentazione della distribuzione della carica in un motore GDI.	9
1.5	Rappresentazione dei sistemi di formazione della carica stratificata.	10
1.6	Struttura della classe <i>lagrangian</i> in OpenFOAM [®] 2.3.x.	14
2.1	Vortici turbolenti su differenti scale di lunghezza.	22
3.1	Rappresentazione schematica di uno spray di combustibile.	30
3.2	Distribuzione di velocità delle gocce in una generica sezione trasversale dello spray e visualizzazione grafica del concetto di lunghezza del getto L_{sp} e angolo di cono β_{sp}	32
3.3	Andamento dell'angolo di cono in funzione del tempo.	33
3.4	Diagramma di Ohnesorge: meccanismi di breakup primario.	34
3.5	Estensione del diagramma di Ohnesorge: si include l'effetto della densità del gas sulla rottura del getto.	35
3.6	Confronto tra le morfologie di spray prodotte dai diversi meccanismi di breakup primario.	35
3.7	Direzione di iniezione all'interno del cono tridimensionale di angolo β_{sp}	36
3.8	Meccanismi di breakup secondario al crescere del numero di Weber.	38
3.9	Illustrazione schematica del modello di breakup di Kelvin-Helmoltz.	39
3.10	Schema di amplificazione delle onde superficiali a seconda del verso dell'accelerazione a cui è sottoposta la goccia.	40
3.11	Rappresentazione schematica del regime di breakup catastrofico.	41
3.12	Combinazione tra i modelli KH e RT. Concetto di core length L_b	42
4.1	Portata istantanea di combustibile al variare della pressione di iniezione.	47
4.2	Valori sperimentali di penetrazione relativi al caso baseline.	47
4.3	Confronto visivo tra la geometria assialsimmetrica ed il dominio tridimensionale.	48
4.4	Confronto tra le morfologie ottenute utilizzando geometrie di diverso tipo.	49
4.5	Dipendenza dei valori di penetrazione raggiunti dal tipo di geometria.	50

4.6	Dipendenza della struttura dello spray dalla dimensione di griglia.	52
4.7	Dipendenza del campo di velocità dalla dimensione di griglia. . .	53
4.8	Dipendenza del campo di mixture fraction dalla dimensione di griglia.	53
4.9	Influenza del coefficiente B_1 sulle caratteristiche dello spray. . . .	54
4.10	Influenza del coefficiente B_1 sul diametro medio di Sauter.	55
4.11	Influenza del coefficiente B_1 sulla penetrazione di vapore in camera.	55
4.12	Influenza del coefficiente $m_{s,Limit}$ sulle caratteristiche dello spray.	56
4.13	Influenza del coefficiente $m_{s,Limit}$ sul diametro medio di Sauter. . .	57
4.14	Influenza del coefficiente $m_{s,Limit}$ sulla penetrazione di vapore in camera.	57
4.15	Influenza del coefficiente C_3 sul diametro medio di Sauter.	58
4.16	Influenza del coefficiente C_3 sulle caratteristiche dello spray. . . .	59
4.17	Evoluzione temporale dello spray nella condizione baseline dello Spray A.	59
4.18	Confronto tra i valori sperimentali e numerici di penetrazione per il caso baseline.	60
4.19	Confronto tra i dati sperimentali e numerici relativi al campo di velocità assiale nella direzione dell'asse del cilindro.	60
4.20	Confronto tra i dati sperimentali e numerici relativi al campo di velocità radiale lungo l'asse del cilindro.	61
4.21	Confronto tra i dati sperimentali e numerici relativi al campo di mixture fraction nella direzione dell'asse del cilindro.	61
4.22	Confronto tra i valori di penetrazione misurati (Exp) e calcolati (CFD) al variare della pressione di iniezione.	62
4.23	Dipendenza parametrica delle penetrazioni dalla pressione di iniezione.	62
4.24	Dipendenza del diametro medio di Sauter dalla pressione di iniezione.	63
4.25	Confronto tra i valori di penetrazione misurati (Exp) e calcolati (CFD) al variare della densità dell'aria.	64
4.26	Dipendenza parametrica delle penetrazioni dalla densità dell'aria.	64
4.27	Dipendenza del diametro medio di Sauter dalla densità dell'aria.	65
4.28	Dipendenza parametrica delle penetrazioni dalla temperatura dell'aria.	66
4.29	Confronto tra i valori di penetrazione misurati (Exp) e calcolati (CFD) al variare della temperatura dell'aria.	66
4.30	Dipendenza del diametro medio di Sauter dalla temperatura dell'aria.	67
5.1	Schema per i rilievi sperimentali.	71
5.2	Confronto tra i tempi di calcolo al variare del livello di raffinamento RL.	72
5.3	Confronto fra morfologie al variare del livello di raffinamento per $t = 500 \mu s$	72
5.4	Confronto delle penetrazioni di liquido e vapore in funzione di RL.	73
5.5	Dipendenza del diametro medio di Sauter del livello di raffinamento RL.	74
5.6	Confronto tra i valori sperimentali e numerici di penetrazione. . .	75

5.7	Massa di liquido e vapore presenti nel dominio.	75
5.8	Confronto fra risultati di morfologia sperimentale e CFD in funzione del tempo	76
5.9	Dettaglio del campo di pressione vicino all'iniettore per $t = 700 \mu\text{s}$	77
5.10	Distribuzione di SMD nello spazio e nel tempo	78
5.11	Velocità delle gocce rilevate a seguito della scansione radiale	79
5.12	Velocità delle gocce rilevate a seguito della scansione trasversale.	80
5.13	Confronto fra morfologie dello spray di etanolo e di isoottano ottenute ad un tempo di $t = 500 \mu\text{s}$	84
5.14	Confronto tra l'andamento delle penetrazioni di isoottano e di etanolo nel tempo.	85
5.15	Massa di vapore generata, adimensionalizzata sulla massa totale, per le simulazioni con etanolo ed isoottano.	85
6.1	Rappresentazione schematica dei differenti regimi di <i>impingement</i> a parete.	88
6.2	Meccanismi di interazione spray-parete per una superficie asciutta e condizioni di transizione a parità di numero di Laplace.	89
6.3	Meccanismi di adesione delle gocce liquide sulla superficie di impatto.	90
6.4	Interazione di tipo <i>splash</i> tra spray e parete.	90
6.5	Interazione di tipo <i>bounce</i> tra spray e parete	92
6.6	Volume di controllo estruso dalla parete solida.	93
6.7	Apparato di misura adoperato da Le Coz.	96
6.8	Confronto tra i valori di spessore di film misurati (Exp) e calcolati (CFD).	98
6.9	Evoluzione dello spessore di film liquido sulla parete del condotto.	99
6.10	Evoluzione dello spray nel condotto durante l'iniezione.	100
7.1	Curve di distillazione di benzina e gasolio.	102
7.2	Densità del combustibile in funzione della temperatura.	107
7.3	Calore latente di vaporizzazione del combustibile in funzione della temperatura.	108
7.4	Calore specifico del combustibile in funzione della temperatura	109
7.5	Pressione di vapore per due idrocarburi a differente volatilità.	110
7.6	Pressione di vapore del combustibile in funzione della temperatura.	111
7.7	Confronto tra pressioni di vapore rilevate sperimentalmente e modellate numericamente.	112
7.8	Pressione di vapore per diversi tipi di benzina.	113
7.9	Pressione di vapore per i diversi tipi di benzina considerati.	113
7.10	Confronto tra i risultati ottenuti iniettando <i>gasoline</i> ed isoottano.	115
8.1	Iniezione in condizioni di <i>flash-boiling</i>	118
8.2	Confronto tra spray che hanno e non hanno subito il <i>flash-boiling</i>	120
8.3	Riduzione di portata all'aumentare della temperatura di iniezione.	121
8.4	Coefficiente di riduzione di portata in funzione del grado di surriscaldamento adimensionalizzato.	122
8.5	Pressione di vapore dell'eptano	124
8.6	Portata istantanea	124

8.7	Confronto tra le morfologie dello spray fotografate sperimentalmente e calcolate tramite la CFD.	125
8.8	Confronto tra i dati sperimentali (Exp) e numerici (CFD) relativi all'angolo di cono dello spray e alla penetrazione di liquido. . . .	126
8.9	Rapporto tra il <i>Sauter mean diameter</i> e il diametro del foro d_f in funzione del tempo.	126
8.10	Schema intuitivo che mostra la caduta di pressione al di sotto della tensione di vapore con la conseguente formazione di bolle. . .	127
8.11	Meccanismo di rottura secondo [1].	129
8.12	Componente del vettore velocità prodotta dalla disintegrazione delle bolle di vapore.	130
8.13	Confronto tra i dati di portata massica adimensionalizzata previsti da Reitz in [2] (CFD) e rilevati da Gunther in [3] (Exp). . .	131
8.14	Confronto tra i dati numerici e sperimentali relativi al diametro medio delle gocce e all'angolo di apertura dello spray.	133
8.15	Dipendenza dei valori di SMD e angolo di cono dalla costante C_b . . .	134
8.16	Confronto tra le morfologie dello spray fotografate sperimentalmente e calcolate tramite la CFD.	135
8.17	Confronto tra i dati sperimentali (Exp) e numerici (CFD) relativi all'angolo di cono dello spray e alla penetrazione di liquido. . . .	136
8.18	Confronto tra i dati al variare di d_{b0}	137
8.19	Dipendenza delle caratteristiche dello spray dalla pressione nel cilindro.	138
8.20	Condizioni operative per i punti di funzionamento in esame. . . .	139
8.21	Massa di combustibile evaporata nel tempo al variare della temperatura di iniezione.	140
8.22	Andamento di SMD nel tempo al variare della temperatura di iniezione.	141
8.23	Penetrazione del getto liquido al variare della temperatura di iniezione.	141

Elenco delle tabelle

4.1	Tabella riassuntiva delle condizioni operative per lo Spray A . . .	46
4.2	Caratteristiche del sistema di iniezione al variare della pressione .	46
4.3	Dimensioni di griglia per le mesh aventi un numero di celle differente	52
4.4	Costanti del modello di breakup secondario KHRT usate per le simulazioni	58
4.5	Variazione della pressione di iniezione	61
4.6	Variazione di densità in camera	63
4.7	Variazione di temperatura in camera	65
5.1	Condizione nominale di funzionamento per lo Spray G.	70
5.2	Modelli adottati nella simulazione dello Spray G	74
5.3	Caratteristiche termodinamiche di interesse per alcuni combustibili.	82
5.4	Valori delle proprietà termodinamiche mediate su tutti i pacchetti al tempo $t = 500 \mu\text{s}$	83
6.1	Tabella riassuntiva delle condizioni operative relative all'esperimento di Le Coz.	96
6.2	Posizione dei punti di misura dello spessore di film liquido. . . .	96
7.1	Principali caratteristiche dei combustibili liquidi di interesse per i motori.	102
7.2	Principali componenti presenti in una benzina.	104
7.3	Frazioni massiche e molari delle specie presenti in tabella 7.2. . .	106
7.5	Costanti da inserire nella relazione (7.5) per il calcolo del calore latente di vaporizzazione della benzina	108
7.6	Costanti da inserire nella relazione (7.6) per il calcolo del calore specifico della benzina	109
7.7	Costanti da inserire nella relazione (7.7) per il calcolo della pressione di vapore della benzina	111
7.8	Condizione operativa del test	114
8.1	Tabella riassuntiva dei principali parametri operativi	124
8.2	Tabella riassuntiva dei principali parametri associati al <i>flash-boiling</i>	125
8.3	Tabella riassuntiva delle condizioni di prova esaminate.	130
8.4	Parametro p^* per alcune condizioni di misura effettuate da Reitz	132
8.5	Prove di Gunther in riferimento alla polverizzazione del getto . .	133
8.6	Variazione della pressione del gas e del grado di surriscaldamento	138

8.7	Valori di flusso a massa totale iniettata costante, al variare della temperatura	140
-----	--	-----

Sommario

La modellazione numerica con tecniche CFD dei processi di formazione della miscela aria-combustibile nei motori a benzina ad iniezione diretta consente di prevedere le prestazioni e la formazione delle emissioni inquinanti.

Questo lavoro si è rivolto inizialmente alla simulazione dello spray di combustibile all'interno di un dominio assialsimmetrico. La fase gassosa è stata risolta con un approccio euleriano, mentre la fase liquida è stata modellata con un approccio lagrangiano; sono stati aggiunti i modelli fenomenologici relativi ai processi di iniezione, breakup ed evaporazione che è stato necessario implementare nella nuova versione del codice OpenFOAM[®]2.3.x utilizzata per le simulazioni.

Sono state analizzate le problematiche di dipendenza dalla dimensione di griglia ed è stata individuata la configurazione ottimale dei principali parametri caratteristici: in questo modo, è stata ottenuta una corrispondenza soddisfacente con i dati sperimentali, in termini di penetrazioni, diametro medio delle gocce e morfologia. I modelli hanno mostrato una buona sensibilità ad una variazione delle condizioni operative: è quindi possibile ritenere questa metodologia di analisi utile per scopi predittivi, individuando la distribuzione spaziale di carica da cui avrà origine il processo di combustione.

Successivamente è stato considerato un iniettore multiforo per un caso 3D, che ha permesso anche di trarre delle conclusioni sulla possibilità di utilizzare combustibili alternativi come l'etanolo. Inoltre, è stato svolto uno studio delle proprietà della benzina, al fine di ottenere risultati più precisi riguardo l'evaporazione del combustibile.

È stata testata la capacità del software di descrivere accuratamente l'impatto dello spray con una parete solida e l'evoluzione del film fluido: i buoni risultati ottenuti sono utili per la previsione di eventuali inquinanti dannosi formati in questa zona. Infine, è stato sviluppato un modello di breakup valido in condizioni di flash-boiling: la corretta corrispondenza tra risultati numerici e sperimentali in termini di morfologia dello spray consente di applicare la libreria implementata anche a condizioni di funzionamento non usuali.

Parole chiave: CFD; motori ad iniezione diretta; spray; film liquido; benzina; flash-boiling

Abstract

CFD modeling of the fuel-air mixture formation in gasoline, direct injection engines allows to predict performances and pollutants formation.

At first this work focused on the simulation of the fuel spray injected into an axisymmetric volume. The gas phase was resolved using an eulerian approach, while the liquid one was modelled with a lagrangian method; phenomenological models were added to include other processes, such as injection, breakup, evaporation, which had to be implemented in the new OpenFOAM[®] release 2.3.x used for simulations.

Mesh dependency problems were analyzed and the optimum set of the principal parameters was chosen: a good agreement with experimental data was achieved in terms of spray penetration, droplet diameter and morphology. Sub-models showed a good sensitivity to the variation of operating conditions: therefore, this method of analysis may be useful for predictive purposes, identifying the spatial charge distribution from which combustion process will originate.

A multi-hole injector was then considered for a three-dimensional simulation: some conclusions were derived on the possibility to use alternative fuels like ethanol. A study about gasoline properties was carried out in order to obtain better results with respect to fuel evaporation.

The software capability to describe properly spray impingement on a solid wall and wall film evolution was tested: good results were gained and they are helpful to predict pollutants formation in this area. At last, a new breakup model for flash-boiling conditions was considered: the correct correspondence between numerical and experimental data enables to apply the developed library also to unusual operating conditions.

Key-words: CFD; direct injection engine; spray; wall film; gasoline; flash-boiling

Introduzione

La fluidodinamica computazionale, *Computational Fluid Dynamics* (CFD), rappresenta al giorno d'oggi un potente strumento in numerose applicazioni industriali basate sul moto dei fluidi, come ad esempio nella valutazione del lavoro che il flusso scambia con le palette poste all'interno di una schiera di turbomacchina, oppure nella determinazione delle proprietà aerodinamiche di un profilo alare in campo aeronautico, ma anche nell'analisi delle interazioni tra edifici e vento. In tutti questi ambiti ingegneristici, la CFD si presenta come un'alternativa valida ai tradizionali approcci teorici e sperimentali, soprattutto per problemi complessi che non possono essere risolti analiticamente in forma chiusa o le cui caratteristiche sono difficilmente conoscibili attraverso le moderne tecniche sperimentali di misura.

In particolare, essendo i motori a combustione interna delle macchine complesse al cui interno viene elaborato un fluido, i processi che vi avvengono possono essere opportunamente descritti mediante la fluidodinamica computazionale; è possibile prevedere con sufficiente precisione i fenomeni di sostituzione della carica, di formazione di miscela aria-combustibile e di combustione, da cui dipendono le prestazioni energetiche del motore in termini di rendimento netto e di inquinanti scaricati in atmosfera. In questo campo, dunque, la CFD offre il vantaggio di studiare sistemi difficilmente osservabili e prevedibili, testando diverse configurazioni attraverso la variazione di un solo parametro significativo alla volta; ciò porta ad una sensibile diminuzione dei tempi e dei costi di progettazione rispetto ad un approccio puramente basato su prove in laboratorio, consentendo un'ottimizzazione più rapida e soddisfacente della strategia di iniezione da cui dipenderà il comportamento del getto nelle fasi successive.

Tuttavia, la rappresentazione numerica di questi processi è intrinsecamente complessa, poiché coinvolge due fasi distinte, cioè un combustibile liquido che evolve all'interno di un gas posto nella camera di combustione. Si potrebbe pensare di utilizzare un approccio euleriano basato sulla discretizzazione ai volumi finiti per entrambe le fasi, ma ciò comporterebbe l'utilizzo di celle di calcolo molto piccole, necessarie per la risoluzione del flusso nell'ugello; la disparità in termini di dimensioni caratteristiche tra l'iniettore e la geometria del cilindro richiederebbe, tuttavia, tempi computazionali molto elevati, non accettabili per le risorse di calcolo a disposizione attualmente. Le gocce dello spray sono, quindi, modellate secondo un approccio lagrangiano: l'accoppiamento con la fase gassosa deve essere comunque espresso correttamente attraverso l'introduzione di opportuni termini nelle equazioni di moto; essi derivano dai principali modelli fenomenologici che devono essere implementati per la corretta descrizione dell'evoluzione del getto.

Il presente lavoro di tesi si colloca all'interno di questo contesto: il principale

obiettivo è la modellazione numerica dei fenomeni fluidodinamici coinvolti nei motori GDI per autovettura. Si tratta di motori ad accensione comandata caratterizzati dall'introduzione di benzina direttamente nel cilindro del motore; il processo di iniezione deve essere quindi studiato e inteso come principale causa della corretta formazione di miscela aria-combustibile che si genera a seguito dell'interazione con la fase gassosa.

Il gruppo di Motori a Combustione Interna del Politecnico di Milano si occupa dello sviluppo di un codice di calcolo basato sul software OpenFOAM[®] per la descrizione dei fenomeni discussi in questo elaborato; tuttavia, è stato deciso di re-implementare tutto ciò che fosse utile per le simulazioni (modelli, solutori, *utilities*, etc.) all'interno della nuova *release* 2.3.x del programma, la cui struttura, profondamente cambiata rispetto alle versioni precedenti, consente di trattare un'ampia varietà di problemi che coinvolgono l'analisi di particelle lagrangiane e che non riguardano necessariamente la modellazione degli spray nei motori Diesel. È stato richiesto pertanto un forte sviluppo computazionale iniziale, seguito dall'analisi dei principali processi coinvolti nell'iniezione di combustibile nei motori GDI; essi sono stati modellati secondo le specifiche esigenze e poi sono stati validati, affinché fossero quanto più robusti possibile e permettessero la loro adozione in futuro anche per simulazioni riguardanti motori di tipo diverso.

La validazione è stata condotta principalmente attraverso il confronto con alcuni rilievi sperimentali, messi cortesemente a disposizione nell'ambito di un progetto internazionale detto *Engine Combustion Network, ECN*: essi si riferiscono ad un'ampia varietà di prove standardizzate su cui testare la validità dei risultati ottenuti con la CFD, da cui poi partire eventualmente nell'analisi della combustione e delle prestazioni energetiche. Altri dati di confronto disponibili in letteratura riguardano la composizione chimica di alcune benzine per l'analisi delle principali proprietà termodinamiche di interesse; infine, sono stati considerati ulteriori risultati sperimentali che consentissero la validazione di un nuovo modello di rottura del getto in condizioni di *flash-boiling* ed implementato nella nuova versione di OpenFOAM[®].

Il lavoro di tesi prevede nel primo capitolo la descrizione dello stato attuale dell'arte per i motori GDI, focalizzandosi sui vantaggi associati a questa tecnologia ed in particolare sulla possibilità di introdurre forme innovative di combustione; successivamente, si pone l'attenzione sull'importanza della CFD applicata agli spray e sui possibili miglioramenti in termini di flessibilità ottenibili attraverso l'implementazione dei principali modelli in una nuova libreria che si interfaccia con la versione recente di OpenFOAM[®].

Nel capitolo 2 si presentano le equazioni fondamentali della fluidodinamica, differenziando tra l'approccio euleriano utilizzato per la fase gassosa e le relazioni in forma lagrangiana valide per la fase liquida; si pone inoltre l'attenzione sui termini di accoppiamento tra i due approcci.

Il capitolo 3 analizza le principali caratteristiche con cui è possibile descrivere globalmente la struttura di uno spray; in seguito sono presentati i sottomodelli fenomenologici più importanti per la determinazione del comportamento del getto e delle particelle che si distaccano da esso. Essi riguardano i processi di iniezione, breakup, resistenza aerodinamica, evaporazione, e sono rappresentabili mediante relazioni analitiche appartenenti ad alcuni modelli consolidati, che è stato necessario introdurre nella nuova versione del codice di calcolo.

All'interno del capitolo 4 si propone la validazione dei modelli illustrati in precedenza; dopo aver analizzato la possibilità di ridurre il numero di dimensioni geometriche del dominio di calcolo attraverso la simulazione di spray assialsimmetrici e dopo aver valutato come le dimensioni di griglia abbiano una notevole influenza sui tempi di calcolo e sull'accuratezza dei risultati, la bontà dei risultati numerici ottenuti è stata verificata attraverso il confronto con alcuni rilievi sperimentali; essi riguardano principalmente le penetrazioni di liquido e vapore raggiunte dal getto iniettato in una camera a volume costante, i valori di *Sauter mean diameter* e le distribuzioni dei vapori di combustibile e del campo di velocità. Sono stati scelti i valori ottimali dei coefficienti caratteristici che meglio approssimano i dati sperimentali e che consentono di ottenere una forma adeguata dello spray, per poi valutarne la flessibilità per condizioni di funzionamento diverse; in questo modo si verifica la sensibilità del modello ad un cambiamento del carico o del regime di rotazione all'interno del motore.

Il capitolo 5 affronta altri aspetti che riguardano l'applicazione dei modelli implementati ad iniettori multi-foro: il caso studiato è quindi tridimensionale, imponendo l'introduzione di un nuovo solutore basato sul raffinamento locale della mesh per contenere i tempi di calcolo. I risultati ottenuti mediante la CFD sono confrontati con alcune scansioni sperimentali basate su tecniche di misura a dispersione ottica (PDI); infine, si pone l'attenzione sui vantaggi derivanti dall'iniezione di un combustibile rinnovabile quale l'etanolo, mettendo in luce le principali difficoltà progettuali che nascerebbero rispetto ad un tradizionale motore GDI alimentato con liquidi derivati dalla distillazione del petrolio.

Nel capitolo 6 si illustrano i meccanismi di interazione tra spray e parete solida; in un motore può accadere infatti che il getto liquido vada ad impattare sulle pareti del cilindro o sul cielo del pistone. La validazione del modello di impatto e delle equazioni che descrivono l'evoluzione del film fluido a parete è stata condotta attraverso il confronto con i dati sperimentali di Le Coz disponibili in letteratura. I buoni risultati ottenuti permettono di affermare che il codice può essere usato per valutazioni future riguardanti le problematiche relative agli inquinanti (idrocarburi incombusti, particolato) che si possono formare se il combustibile non evapora e brucia una volta depositato a parete.

Il capitolo 7 è incentrato sulla modellazione delle proprietà della benzina, affinché si tenga conto del fatto che questa è in realtà una miscela multi-componente formata da specie chimiche molto diverse tra loro. Si è pertanto cercato di trovare un compromesso tra considerare tutti i componenti con il loro peso in massa e mantenere limitati i tempi di calcolo; l'intento finale è quello di migliorare le previsioni relative alla quantità di combustibile evaporata rispetto alla modellazione con un'unica specie rappresentativa, normalmente l'isooctano.

All'interno del capitolo 8 si analizza il comportamento dello spray in condizioni di *flash-boiling* attraverso la descrizione delle principali evidenze sperimentali riguardanti la forma del getto, mostrate da alcuni autori che si sono dedicati allo studio di liquidi surriscaldati. In questo contesto, si è resa necessaria l'introduzione di un nuovo modello di rottura secondaria che permettesse una previsione accurata dell'evoluzione dello spray soprattutto in termini di morfologia; esso è stato validato mediante il confronto con alcune immagini e dati sperimentali e ha dato buoni risultati al variare del grado di surriscaldamento. In questo modo, è stata dimostrata la flessibilità del codice nella rappresentazione di condizioni operative diverse e non molto comuni.

Capitolo 1

Nozioni generali

1.1 Stato dell'arte dei motori GDI

I motori ad accensione comandata ricoprono un ruolo molto importante nel settore dei trasporti: nel 2012, infatti, circolano nell'Unione Europea oltre 88,2 milioni di autoveicoli dotati di questa tipologia di motori [4]. Le loro prestazioni sono oggi influenzate principalmente dal costo del combustibile e dai limiti sulle emissioni inquinanti sempre più restrittivi [5].

La loro vasta diffusione ha fatto sì che sia diventato fondamentale migliorarne in continuazione l'architettura, affinché in futuro siano sempre più economicamente sostenibili ed a basso impatto ambientale; la tecnologia che meglio permette di vincere questa sfida è rappresentata dall'iniezione diretta di combustibile (*Gasoline Direct Injection* – GDI).

1.1.1 Iniezione diretta di combustibile

I primi sviluppi dei motori GDI risalgono a prima della Seconda Guerra Mondiale in campo aeronautico, mentre la prima applicazione automobilistica ha preso corpo nell'immediato dopoguerra. Come descritto in [6], questo sistema di alimentazione consiste nell'iniettare il carburante direttamente nel cilindro, permettendo di sviluppare forme innovative di combustione e di aumentare le prestazioni e il rendimento del motore.

Il ridotto tempo di permanenza del combustibile a contatto con l'aria riduce la formazione di radicali fortemente reattivi, allontana il pericolo di detonazione e consente di adottare rapporti di compressione o sovralimentazione più spinti. Con il GDI è possibile, inoltre, ottenere una carica più o meno omogenea dal punto di vista della composizione, regolando la quantità di carburante introdotta ad ogni ciclo, in maniera analoga a quanto avviene nei motori ad accensione spontanea (*motori Diesel*); ciò consente una regolazione del motore ai carichi parziali in maniera più efficiente rispetto alla parzializzazione dei condotti di aspirazione mediante valvole a farfalla.

Ai bassi/medi carichi risulta inoltre benefico dal punto di vista dei consumi avere una miscela globalmente magra all'interno del cilindro, pur mantenendo localmente un rapporto aria-benzina ottimale nella zona in cui si innesca effettivamente il processo di combustione. Ne consegue che la miscela appare stratificata, ovvero è ricca in corrispondenza del punto di accensione e diventa

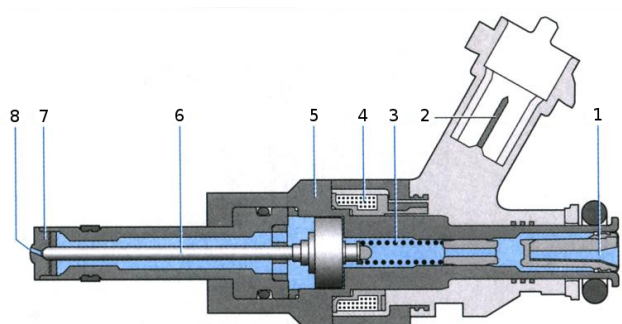


Figura 1.1: Schema di un tipico iniettore per motori GDI.

via via più povera man mano che ci si allontana dalla candela. Tale stratificazione della carica è ottenuta attraverso un'accurata scelta dell'istante in cui ha inizio l'iniezione (*Start Of Injection*, SOI) rispetto al ciclo che si svolge nel cilindro (*fasatura*). L'introduzione anticipata del combustibile, ad esempio durante la corsa di aspirazione, fornirà allo spray il tempo sufficiente a miscelarsi con l'aria formando una miscela fisicamente omogenea, la cui combustione si presta bene al raggiungimento delle condizioni di pieno carico e potenza. Un'iniezione ritardata nel tempo, ossia durante la fase di compressione appena prima dell'accensione della carica, darà luogo invece ad una miscela stratificata: essa sarà fortemente influenzata da numerosi fattori, fra cui la geometria della camera di combustione, il moto dell'aria nel cilindro e la morfologia dello spray iniettato, che dovranno essere opportunamente ottimizzati.

1.1.2 Iniettori

Il componente responsabile della formazione dello spray di combustibile è l'iniettore. Come visibile in figura 1.1 esso è composto da uno spillo (6) che blocca l'afflusso di carburante; lo spillo è tenuto in posizione da una molla (3) ed è comandato attraverso un segnale di tensione generato dall'unità di controllo che eccita un solenoide (4). Inoltre, può presentare uno o più fori calibrati (8) per diffondere i getti in tutto il volume della camera di combustione, mentre viene alimentato da un *rail* (1) al cui interno il combustibile è mantenuto in pressione da un sistema di pompe. Come descritto in [6], quando l'impulso elettrico raggiunge il solenoide, lo spillo si solleva e il combustibile, spinto dalle alte pressioni di iniezione, fluisce attraverso il foro calibrato formando lo spray. Al termine dell'impulso la molla richiama in sede lo spillo chiudendo i fori.

Le principali geometrie di iniettori per motori GDI sono:

- a fori aperti, figura 1.2a;
- a pernetto, figura 1.2b;
- a vortice – *swirl*, figura 1.2c.

L'iniettore a fori aperti permette una grande flessibilità nella forma dello spray, poiché è possibile avere uno o più getti orientati in qualunque direzione, ma è limitato nel grado di polverizzazione ottenibile. L'iniettore a pernetto

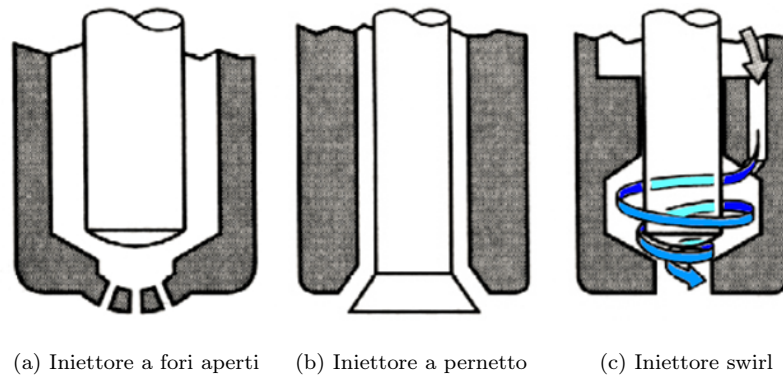


Figura 1.2: Schema di tre tipici iniettori per motori GDI.

genera uno spray a forma di cono, vuoto al suo interno, la cui morfologia è poco modificabile in quanto strettamente legata a quella del pernetto; ciò è compensato da una polverizzazione più spinta rispetto all'iniettore a fori aperti. L'iniettore a vortice, infine, fornisce allo spray un forte momento rotatorio intorno al proprio asse, migliorando notevolmente la nebulizzazione della colonna liquida.

1.1.3 Meccanismo di combustione in un GDI

La combustione è un complesso sistema di reazioni chimiche fra le molecole di combustibile e quelle di aria e si realizza se i reagenti sono in fase gassosa; siccome nei GDI il combustibile è premiscelato con l'ossidante prima dell'accensione della candela (in maniera più o meno omogenea a seconda della stratificazione di carica desiderata), si possono ottenere alte velocità di reazione, poichè sono esclusi i tempi fisici di evaporazione e miscelazione, a differenza di quanto avviene invece nei processi diffusivi che caratterizzano la combustione nei motori Diesel.

La sequenza di eventi che compongono la combustione in un motore ad accensione comandata è [6]:

1. fase di *incubazione*;
2. fase di *combustione turbolenta*;
3. fase di *completamento* della combustione.

Durante la fase di incubazione la scintilla forma un fronte di fiamma inizialmente laminare, la cui propagazione è determinata principalmente dalla velocità delle reazioni chimiche. Successivamente, la combustione viene influenzata sempre di più dal moto turbolento della carica che, corrugando e ripiegando fortemente il fronte di fiamma, dà luogo a reazioni estremamente rapide, che vanno sotto il nome di combustione turbolenta. Nella fase di completamento della combustione il fronte di fiamma raggiunge le pareti della camera, e la velocità di reazione, come nel primo stadio, è maggiormente influenzata dalle caratteristiche fisiche e chimiche della miscela.

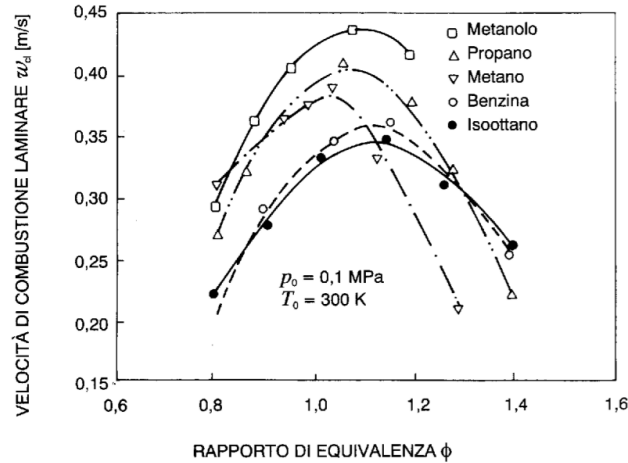


Figura 1.3: Valori della velocità di combustione laminare, in funzione del rapporto di equivalenza, in ambiente chiuso (condizione iniziale della miscela $p_0 = 0,1$ MPa e $T_0 = 300$ K). Immagine tratta da [6].

È evidente che la fase più critica dell'intero processo sia proprio la fase di incubazione, in quanto la ridotta velocità di combustione rende il fronte altamente instabile. Essendo influenzata principalmente dalle caratteristiche chimico-fisiche della miscela, non è possibile variare liberamente il rapporto di equivalenza, così definito:

$$\phi = \frac{\alpha_{st}}{\alpha} \quad (1.1)$$

senza avere problemi di regolarità di funzionamento, come visibile in figura 1.3. Ciò obbliga ad avere un rapporto quasi stechiometrico nei pressi della candela; lontano da essa, il fronte di fiamma è invece turbolento ed è pertanto possibile bruciare miscele localmente molto magre senza avere problemi di stabilità.

1.1.4 Stratificazione della miscela

Nei motori ad accensione comandata tradizionali, la regolazione del carico viene effettuata riducendo la quantità di aria aspirata mediante una valvola a farfalla, mantenendo in questo modo costante il rapporto di equivalenza ad un valore prossimo a quello stechiometrico. Tuttavia, questo metodo determina un aumento delle perdite associate al processo di ricambio del fluido tra un ciclo e l'altro (perdite di pompaggio), soprattutto ai bassi/medi carichi, causando una riduzione dell'efficienza energetica del motore.

In un motore Diesel, invece, la miscela di vapori viene creata per evaporazione e diffusione del carburante: ad una certa distanza dalla goccia si avrà la composizione ottimale aria-combustibile (prossima alla stechiometrica) per far avvenire la combustione, consentendo di bruciare anche miscele globalmente molto magre. La regolazione del motore è effettuata intervenendo solo sulla quantità di combustibile iniettato, mantenendo così un'alta efficienza ai carichi parziali.

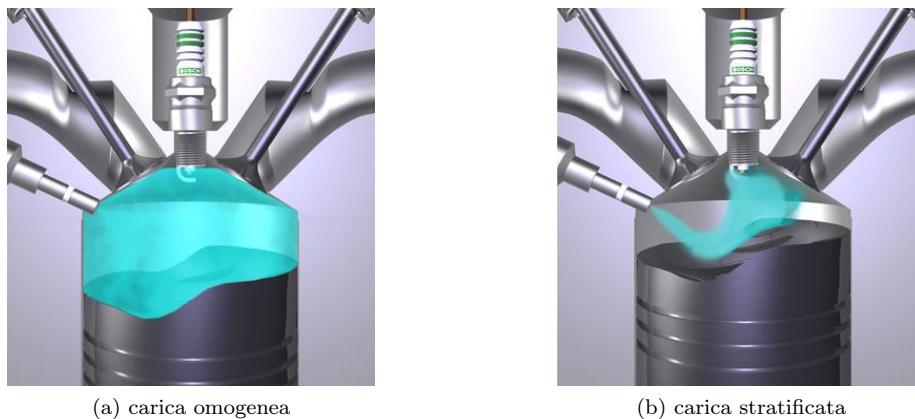


Figura 1.4: Rappresentazione della distribuzione della carica in un motore GDI.

Secondo [7], i motori GDI hanno cercato di unire i vantaggi di entrambe le tipologie di motori citate: essi permettono, cioè, di bruciare una miscela omogenea di vapori di carburante (come nei motori a ciclo Otto classici) a pieno carico, garantendo il massimo delle prestazioni (si veda figura 1.4a), e di bruciare una miscela globalmente magra (come nei Diesel) ai carichi parziali, garantendo alti rendimenti anche in queste condizioni di funzionamento (figura 1.4b). Per garantire la formazione e la propagazione stabile della fiamma, vicino alla candela si crea una miscela quasi stechiometrica che diviene fortemente magra lontano da essa; ciò è possibile grazie alle tecniche di stratificazione basate sulla corretta fasatura dell'iniezione già discusse.

Uno degli svantaggi della stratificazione è il rischio che il fronte di fiamma raggiunga gocce di combustibile non ancora evaporato; nel caso di miscela ricca, l'assenza locale di ossigeno può provocare la carbonizzazione delle particelle liquide con produzione di nuclei che generano particolato, analogamente a quanto succede nei motori Diesel. Viceversa, in presenza di miscela magra, le alte temperature e l'abbondanza di ossigeno possono portare alla formazione di ossidi di azoto.

Diventa essenziale allora comprendere e modellare correttamente l'evoluzione dello spray e l'evaporazione delle gocce per potere sfruttare appieno tutti i vantaggi dei GDI. Tra i principali meccanismi di cambiamento di fase si ricordano:

- *evaporazione*: i vapori di combustibile all'interfaccia diffondono nell'ambiente circostante e il meccanismo di diffusione regola il tasso di evaporazione nel tempo;
- *ebollizione*: la goccia si trova a temperatura maggiore di quella di ebollizione e la velocità di transizione di fase è governata dallo scambio termico.

In conclusione, si cita quanto affermato in [8] riguardo alle tecniche più comunemente adottate per la realizzazione di una carica stratificata:

- Tecnica *wall-guided*, figura 1.5a, in cui lo spray viene indirizzato nella zona richiesta principalmente dalla geometria della camera e del pistone;

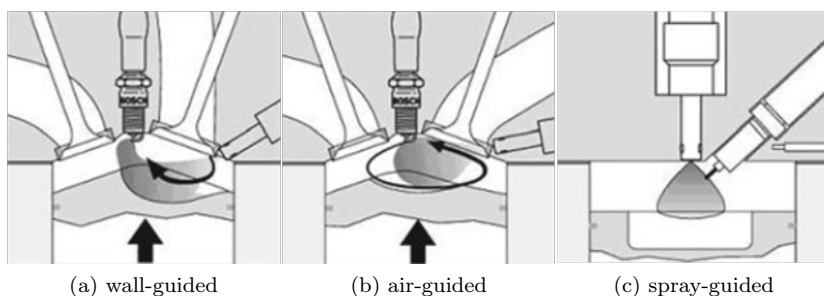


Figura 1.5: Rappresentazione dei sistemi di formazione della carica stratificata. Immagini tratte da [9].

- Tecnica *air-guided*, figura 1.5b, dove lo spray viene guidato unicamente dal moto d'aria prodotto durante le fasi di espansione e combustione. In questo modo, la minore interazione con le pareti fredde riduce la formazione di idrocarburi incombusti.
- Tecnica *spray-guided*, figura 1.5c, secondo cui lo spray viene direzionato per mezzo di un iniettore multiforo posto in prossimità della candela. Il SOI è molto prossimo all'istante di accensione e sono richieste elevate pressioni di iniezione per facilitare la polverizzazione e l'evaporazione del getto.

La tecnica *spray-guided* è la strategia adottata nei motori GDI più moderni, in quanto risente poco delle condizioni di moto dell'aria, permette la realizzazione di una camera di geometria razionale e riduce la formazione di *wall-film*. Il limitato tempo disponibile per la formazione della carica, soprattutto agli alti regimi di rotazione, impone di cercare di ottenere velocità di evaporazione quanto più elevate, facendo così assumere ancora più importanza allo studio dei fenomeni evaporativi e di polverizzazione del getto.

1.2 La fluidodinamica computazionale

I fluidi e le loro trasformazioni termodinamiche sono un oggetto rilevante degli studi accademici e della ricerca industriale, in quanto sono coinvolti in numerosi processi. L'analisi di questi fenomeni può essere effettuata tramite tecniche numeriche supportate da computer, la cosiddetta fluidodinamica computazionale (*Computational Fluid Dynamics* – CFD). Essa è nata negli anni Sessanta in campo aeronautico e nei decenni seguenti si è estesa in diversi settori favorita dalla riduzione dei costi dei calcolatori, diventando un'alternativa sempre più valida agli approcci analitici ed empirici.

Tra i possibili vantaggi associati alla CFD si possono ricordare [10]:

- la riduzione dei tempi per testare nuove soluzioni;
- la possibilità di studiare sistemi difficili da osservare sperimentalmente;
- la maggiore flessibilità nell'analisi di diverse condizioni operative o di geometrie complesse;

- la riduzione dei costi;
- la possibilità di osservare la dipendenza della soluzione da qualunque variabile fisica senza perturbare il sistema stesso.

Non deve stupire quindi che le tecniche CFD siano utili anche nello studio dei GDI e degli spray.

1.2.1 Uso della CFD nello studio degli spray

Secondo [11] la CFD è uno strumento molto interessante per lo studio degli spray, in quanto permette di ottenere una grande quantità di informazioni sull'evoluzione del combustibile liquido mentre penetra all'interno della camera di combustione; spesso, infatti, neanche le tecniche di misura più accurate disponibili attualmente consentono di rilevare un'elevata quantità di dati in tal senso. Ad esempio, risulta estremamente difficile valutare sperimentalmente il campo di moto vicino allo spray senza influenzarne il comportamento, oppure misurare il diametro delle gocce all'interno del nucleo del getto, o ancora osservare il flusso all'interno di un iniettore, a causa della grande complessità dei fenomeni che vi hanno luogo e della difficoltà ad accedervi con gli strumenti di misura.

Il limite maggiore della CFD applicata agli spray è, tuttavia, legato agli elevati tempi computazionali, in quanto il software deve risolvere un flusso multifase. Come si vedrà nel Capitolo 2, non è possibile risolvere il comportamento fisico delle gocce con un approccio euleriano basato sulla discretizzazione in celle di calcolo, poichè ciò richiederebbe una griglia eccessivamente fitta nell'intorno dell'iniettore; pertanto, è necessario che il software adoperi un approccio misto, cioè la fase gas viene descritta con il metodo dei volumi finiti, mentre le gocce vengono studiate con un approccio lagrangiano. Ovviamente, le due parti di codice devono scambiarsi informazioni per poter accoppiare i flussi gassosi e il moto delle gocce.

La CFD permetterebbe, inoltre, di studiare tutti quei fenomeni che avvengono su scale temporali e di lunghezza molto piccole, utilizzando griglie di calcolo di dimensioni opportune. Anche in questo contesto, tuttavia, si andrebbe incontro a tempi di calcolo troppo elevati e non compatibili con le capacità computazionali generalmente a disposizione a livello industriale. Di conseguenza, si utilizzano griglie di calcolo meno fitte, accompagnate dall'introduzione di adeguati *modelli fenomenologici* per la simulazione in forma approssimata di questi processi, tra i quali si possono citare:

- iniezione
- rottura delle gocce – *breakup*;
- evaporazione;
- interazione con le pareti – *wall-impingement*.

Infine, un ulteriore limite è rappresentato dalla necessità di trattare le gocce raggruppate in pacchetti (*parcels*) all'interno dei quali le particelle liquide presentano le medesime proprietà; infatti, non è possibile studiare individualmente le singole gocce perchè sarebbe troppo dispendioso dal punto di vista delle potenze di calcolo necessarie.

1.2.2 OpenFOAM[®]

Il software usato per le simulazioni è OpenFOAM[®] (*Open Field Operation and Manipulation*) [12], codice open-source in grado di risolvere un'ampia varietà di problemi. OpenFOAM[®] è principalmente un insieme di librerie scritte in C++ che permettono la manipolazione di campi. All'interno si trovano numerose *applications* specifiche per ogni tipologia e librerie in grado di trattare ogni aspetto della CFD, tra cui la modellazione delle condizioni al contorno, la gestione della turbolenza, eccetera.

Il pregio di OpenFOAM[®] è il fatto di essere scritto in un linguaggio *object-oriented*: in questo modo tutti i dati e le procedure richieste per risolvere un sottoproblema della CFD sono racchiuse in un unico punto del codice sorgente, detto classe, permettendo così lo sviluppo di nuovi modelli in maniera indipendente dal resto del codice. Si riduce pertanto la possibilità di errore ed aumenta la flessibilità del codice stesso. Inoltre è possibile implementare nuovi solutori in grado di risolvere uno specifico problema, cosa che con un codice chiuso non sarebbe in alcun modo possibile.

Accanto alle funzionalità pre-implementate nel software (discretizzazione ai volumi finiti, possibilità di movimento della griglia e cambiamenti topologici, algoritmi per il *tracking* di particelle discrete, modelli chimici e termodinamici, eccetera.), è possibile affiancare nuovi solutori o applicazioni, scritti dall'utente e in grado di trattare problemi di vario interesse. Lo scopo principale di questo lavoro è stato quello di estendere la libreria attualmente utilizzata nell'ambito del gruppo di Motori a Combustione Interna del Politecnico di Milano, detta LibICE, affinché possa interfacciarsi con l'ultima *release* del software, OpenFOAM-2.3.x.

La precedente versione 2.2.x della libreria è stata sviluppata con l'intento di simulare l'evoluzione degli spray e le reazioni di combustione che avvengono all'interno di motori Diesel; in particolare, sono stati implementati alcuni modelli presenti in letteratura per la corretta previsione dei fenomeni di polverizzazione, evaporazione, miscelazione con l'ossidante, combustione e produzione di inquinanti, a cui si aggiungono algoritmi che prevedono la deformazione e il movimento della mesh per seguire il moto del pistone e delle valvole durante il ciclo che avviene nel cilindro. Questi modelli si interfacciano con un'opportuna classe che li gestisce e determina il comportamento delle gocce che costituiscono il getto; un approccio di questo tipo ha consentito di ottenere buoni risultati che hanno validato le strategie di implementazione e modellazione adottate.

La nuova versione standard di OpenFOAM[®] permette lo studio non solo degli spray di combustibile nei motori, ma anche di una maggiore varietà di processi che coinvolgono sempre un insieme di particelle discrete rappresentate secondo un approccio lagrangiano. Il codice è stato, quindi, concepito per essere il più generale possibile, contemplando tutte le caratteristiche comuni ad ogni tipo di getto ed i fenomeni di interazione tra gli spray liquidi e l'ambiente esterno. L'utilizzatore può eventualmente aggiungere parti di codice che riguardano il particolare processo analizzato (ad esempio modelli specifici per le simulazioni nei motori), in modo tale da ottenere risultati accurati in quell'ambito.

La nuova classe *lagrangian*, infatti, è organizzata attraverso un insieme di *template* in C++, cioè la sua struttura consente di scrivere codice funzionante a prescindere dal tipo di dato che verrà effettivamente introdotto durante l'ese-

cuzione. Essa è organizzata su vari livelli, posti in stretta dipendenza tra loro ed elencati di seguito partendo dal più basso:

- *basic*;
- *Kinematic*;
- *Thermo*;
- *Reacting*;
- *spray*.

All'interno del livello *basic*, vengono introdotte le grandezze basilari che consentono di rappresentare numericamente la nuvola di particelle e di tenere conto del tracking dei loro dati (ad esempio il tempo corrente, la cella occupata, l'interazione con la griglia di calcolo, la numerazione progressiva dei pacchetti iniettati, eccetera).

I tre *template* centrali possono essere a loro volta raggruppati nell'unica dicitura *intermediate*: essi aggiungono man mano nuove informazioni di carattere termofisico alle gocce create dal software. All'interno di *Kinematic* vengono introdotti i fenomeni di tipo meccanico, a partire dall'iniezione delle particelle, fino all'interazione con l'aria circostante (forze aerodinamiche e dispersione turbolenta), con le pareti (eventuale film superficiale) e tra le gocce stesse (collisione). Il successivo livello *Thermo* aggiunge la possibilità di scambiare calore, definendo le caratteristiche termodinamiche dei pacchetti; all'interno di *Reacting*, invece, sono inizializzate le reazioni chimiche e i processi di transizione di stato (evaporazione, ebollizione, condensazione, eccetera), così come la capacità di tener conto del fatto che il sistema in esame possa essere costituito da più fasi diverse tra loro.

Infine, nel livello più alto *spray* si tratta l'evoluzione del getto nel suo complesso, che risulta fortemente influenzata dai fenomeni di atomizzazione e breakup.

Questa struttura è ripetuta sia in termini di nuvola di particelle (denominata *cloud* in OpenFOAM®), sia per quanto concerne i pacchetti di gocce (*parcel*) contenuti nello spray (figura 1.6). Nei *template* associati ai pacchetti, è possibile avere accesso alle funzioni della corrispondente classe riferita alla nuvola; inoltre, dai livelli più alti è possibile accedere agli oggetti dei livelli inferiori, ma non viceversa. Le diverse proprietà delle gocce appartengono intuitivamente alla classe che tratta i fenomeni fisici che le coinvolgono (ad esempio, la temperatura è posta in *Thermo*, la velocità in *Kinematic*).

Si può, quindi, comprendere come la classe *lagrangian* nella nuova versione di OpenFOAM® sia complessa e differente dal codice sorgente implementato nella precedente LibICE: ciò consente di aumentare la versatilità del codice in termini di variabilità dei fenomeni descrivibili, permettendo l'aggiunta dei modelli di interesse; essi dovranno essere ovviamente inclusi in corrispondenza del *template* corretto sulla base del meccanismo fisico interessato.

All'interno di questo lavoro, è stato pertanto necessario implementare nella nuova *release* di OpenFOAM®2.3.x i sottomodelli fenomenologici specifici per la descrizione degli spray nei motori a combustione interna già presenti e validati nella precedente versione del programma. Ciò ha comportato delle difficoltà,

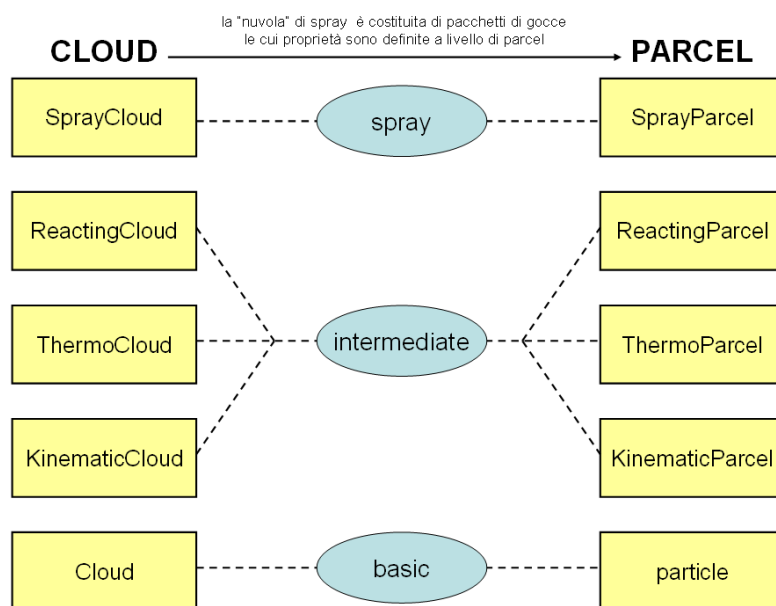


Figura 1.6: Struttura della classe *lagrangian* in OpenFOAM[®]2.3.x.

soprattutto nell'introduzione di nuove caratteristiche dei pacchetti, che non sono previste nel codice standard ma che risultano di fondamentale utilità nella descrizione dei processi fisici coinvolti e nella valutazione dei risultati ottenuti. Infatti, lo schema presentato è molto generico ed efficiente, però presenta alcune problematiche soprattutto di interfaccia e visibilità degli oggetti e delle funzioni appartenenti a *template* differenti. In questo modo però è stato possibile aumentare la flessibilità della libreria, garantendo l'estensione del codice, oltre che alla studio dei motori Diesel, anche all'analisi dei motori GDI al fine di considerarne le caratteristiche e le peculiarità.

Nei prossimi Capitoli verranno dunque presentati i principali modelli fenomenologici che è stato necessario re-implementare all'interno della versione 2.3.x della LibICE, per sfruttare appieno le potenzialità offerte dalla nuova classe di OpenFOAM[®] riguardante gli spray; essi riguardano soprattutto la rappresentazione numerica di:

- spray assialsimmetrici;
- spray tridimensionali, con possibilità di raffinamento dinamico della mesh;
- spray evaporanti;
- polverizzazione degli spray;
- flash-boiling;
- *wall-film*.

Ognuno di questi sarà testato attraverso il confronto con i dati sperimentali a disposizione, al fine di valutarne le prestazioni una volta interfacciati con

la nuova libreria; successivamente, saranno introdotte ulteriori parti di codice che consentono di approssimare al meglio le proprietà della benzina nei GDI e di descrivere il comportamento del combustibile in particolari condizioni di funzionamento.

Capitolo 2

Equazioni della dinamica dei fluidi

Nel seguente capitolo vengono introdotte le equazioni di conservazione necessarie per la corretta rappresentazione del comportamento di un qualsiasi sistema fluidodinamico; esse governano i bilanci di massa, quantità di moto ed energia e permettono di conoscere in ogni punto dello spazio e in ogni istante temporale il valore delle principali grandezze caratterizzanti il flusso, quali la pressione, le componenti del vettore velocità, la temperatura e altri parametri. Dal punto di vista matematico, si tratta di equazioni differenziali alle derivate parziali, non lineari, che possono essere formulate secondo due diverse forme, lagrangiana o euleriana, a seconda della necessità.

Nell'ambito dei motori a combustione interna, si ha la presenza di due fasi distinte; quella gassosa, il cui comportamento è facilmente descrivibile mediante un approccio di tipo euleriano, e quella liquida, per la quale al contrario si utilizza un approccio lagrangiano che consente di seguire l'evoluzione temporale delle particelle fluide costituenti lo spray di combustibile. Infine, verrà introdotto il sottomodulo di turbolenza adottato, che permette di chiudere il sistema di equazioni e rendere risolvibile il problema numerico con tempi computazionali non eccessivi.

2.1 La fase gas

Come accennato in precedenza, la fase gassosa, corrispondente al fluido (in genere aria) posto all'interno della camera in cui verrà iniettato il combustibile, viene descritta sfruttando un approccio euleriano; si fissa cioè un volume di controllo e si osserva il fluido che istante per istante lo attraversa, andando a valutare i valori che le diverse proprietà fluidodinamiche assumono in funzione della posizione nel dominio e del tempo.

Le diverse equazioni così formulate assumono generalmente la medesima forma, che per la generica quantità ϕ sarà del tipo:

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \nabla \cdot (\phi \mathbf{u}) = \nabla \cdot (k\rho \nabla \phi) + Q_{\text{vol}} + \nabla \cdot \mathbf{Q}_s \quad (2.1)$$

in cui si può notare la presenza, nell'ordine, del termine instazionario, di quello convettivo, diffusivo e sorgente (di volume Q_{vol} e di superficie \mathbf{Q}_s).

La presenza della fase liquida influenza la fase gassosa, nel senso che una frazione del volume di controllo è occupato dalle particelle di spray, le quali scambiano con l'aria massa, quantità di moto ed energia. Per tener conto

di ciò è necessario introdurre degli opportuni termini sorgente aggiuntivi nelle tradizionali equazioni di moto.

2.1.1 Equazione di conservazione della massa

Dato un volume infinitesimo di fluido, il tasso di variazione nel tempo della massa in esso contenuta è pari al flusso netto attraverso le superfici di contorno, a meno del contributo della fase liquida:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = S_m^l \quad (2.2)$$

S_m^l è il termine sorgente che esprime la variazione del contenuto di massa gassosa nel dominio per effetto dei fenomeni di evaporazione e condensazione della fase liquida.

2.1.2 Equazione di conservazione delle specie chimiche

In presenza di una miscela multi-componente, è utile modificare l'equazione di continuità (2.2) per formulare la conservazione della massa relativa ad una singola specie chimica:

$$\frac{\partial(\rho Y_k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho Y_k \mathbf{u}) = S_{\text{ch}} + S_{Y_k}^l \quad (2.3)$$

dove $Y_k = \rho_k/\rho$ è la frazione massica della k-esima specie considerata. S_{ch} tiene conto della presenza di eventuali reazioni chimiche, mentre il termine $S_{Y_k}^l$ rappresenta il tasso di evaporazione della k-esima componente contenuta nella fase liquida; ovviamente, per un fluido costituito da N specie, dovrà essere:

$$\sum_{k=1}^n S_{Y_k}^l = S_m^l \quad (2.4)$$

2.1.3 Equazione di bilancio della quantità di moto

L'equazione di bilancio della quantità di moto deriva direttamente dalla seconda legge della dinamica di Newton:

$$\frac{d\mathbf{q}}{dt} = \frac{d(m\mathbf{u})}{dt} = \mathbf{F} \quad (2.5)$$

cioè la variazione nel tempo della quantità di moto eguaglia la risultante delle forze agenti sul sistema; queste ultime possono essere sostanzialmente di due tipi:

- forze scambiate in corrispondenza della superficie di contorno, riconducibili al tensore del secondo ordine degli sforzi $\boldsymbol{\sigma} = -p\mathbf{I} + \boldsymbol{\tau}$, in cui p è la pressione, mentre $\boldsymbol{\tau}$ rappresenta gli sforzi viscosi di taglio generati a causa dell'attrito tra filetti di fluido a velocità diversa;
- forze di volume, che comprendono la forza di gravità e le eventuali forzanti esterne applicate.

Equilibrando tali forze lungo le direzioni assunte come riferimento, si può scrivere l'equazione (2.5) nel seguente modo:

$$\frac{\partial(\rho\mathbf{u})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho\mathbf{u} \otimes \mathbf{u}) = -\nabla p + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \rho\mathbf{g} + \mathbf{S}_u^l \quad (2.6)$$

A secondo membro è pertanto possibile identificare il gradiente di pressione ∇p , la divergenza del tensore degli sforzi di taglio $\nabla \cdot \boldsymbol{\tau}$, la forza per unità di massa \mathbf{g} , pari all'accelerazione di gravità, e infine il termine sorgente \mathbf{S}_u^l che esprime lo scambio di quantità di moto tra le due fasi presenti.

2.1.4 Equazione di conservazione dell'energia

L'equazione di conservazione dell'energia discende dal primo principio della termodinamica, secondo cui la variazione nel tempo dell'energia interna di un corpo è possibile per effetto dello scambio di potenza termica e meccanica.

Definita l'energia totale per unità di massa $e = i + u^2/2$ come somma dell'energia interna i e dell'energia cinetica $u^2/2$, si può scrivere:

$$\frac{\partial(\rho e)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho e \mathbf{u}) = Q_{\text{vol}} + \nabla \cdot \mathbf{Q}_s \quad (2.7)$$

\mathbf{Q}_s rappresenta il termine sorgente di superficie, al cui interno si possono includere i contributi relativi a:

- il lavoro degli sforzi di pressione $\nabla \cdot (-p\mathbf{u})$ e di taglio $\nabla \cdot (\boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{u})$;
- il flusso termico $\dot{Q} = -\nabla \cdot \mathbf{q}$, dove \mathbf{q} è esprimibile secondo la legge di Fourier $\mathbf{q} = -k\nabla T$, con k coefficiente di trasmissione del calore dipendente in genere dalla viscosità del fluido.

Al termine Q_{vol} , invece, sono riferiti i contributi associati ad una generazione/dissipazione di energia che ha luogo all'interno del volume di controllo, tra i quali il più importante è sicuramente il lavoro delle forze peso ($\rho\mathbf{g} \cdot \mathbf{u}$).

Si giunge dunque alla scrittura dell'equazione di bilancio per l'energia totale specifica all'unità di massa e :

$$\frac{\partial(\rho e)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho e \mathbf{u}) = -\nabla \cdot (p\mathbf{u}) + \nabla \cdot (\boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{u}) + \nabla \cdot (k\nabla T) + \rho\mathbf{g} \cdot \mathbf{u} + S_e^l + \dot{Q}_{\text{ch}} \quad (2.8)$$

in cui, ancora una volta, è stato necessario introdurre un termine aggiuntivo S_e^l per tener conto dello scambio energetico tra liquido e gas, mentre \dot{Q}_{ch} rappresenta la potenza termica sviluppata durante eventuali reazioni chimiche che potrebbero avvenire nel dominio di interesse.

A volte nei codici di calcolo CFD può essere preferibile esprimere l'equazione di conservazione dell'energia in termini di entalpia $h = i + p/\rho$, sfruttando il concetto di lavoro di pulsione per sistemi aperti:

$$\frac{\partial(\rho h)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho h \mathbf{u}) = \frac{Dp}{Dt} + \nabla \cdot (\boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{u}) + \nabla \cdot (k\nabla T) + \rho\mathbf{g} \cdot \mathbf{u} + S_h^l + \dot{Q}_{\text{ch}} \quad (2.9)$$

2.1.5 Equazioni di stato

Sulla base di quanto esposto nei paragrafi precedenti, lo studio del comportamento di un generico sistema fluidodinamico può essere ricondotto alla risoluzione di cinque equazioni differenziali alle derivate parziali. Tuttavia, si può notare come il problema sia sottodeterminato, in quanto le incognite sono sei (p, ρ, e o h, V_x, V_y, V_z); dunque, al fine di chiudere il sistema, occorre introdurre un'ulteriore relazione, detta *equazione di stato*, che permetta di legare tra loro alcune proprietà fisiche del fluido sotto l'ipotesi di equilibrio termodinamico. Ad esempio, nel caso di gas ideale, si può scrivere:

$$p = \rho RT \quad (2.10)$$

La temperatura T può essere a sua volta ricondotta all'energia interna o all'entalpia del fluido nel seguente modo:

$$i = i(T) \quad h = h(T) \quad (2.11)$$

dove solitamente $i(T)$ e $h(T)$ sono espressioni polinomiali.

Le relazioni (2.10) e (2.11) consentono, dunque, di ottenere un sistema matematico in cui il numero di equazioni è pari al numero di incognite; in questo modo si ha effettivamente la possibilità di trovare una soluzione al problema fluidodinamico.

2.1.6 Modellazione degli sforzi viscosi

In realtà è necessario ricordare che a questo punto della trattazione sono ancora incogniti gli sforzi associati al tensore viscoso τ_{ij} ; risulta pertanto utile introdurre una relazione che leghi queste componenti a proprietà del fluido già considerate; la legge costitutiva di Newton, ad esempio, suggerisce un modello in cui gli sforzi di taglio sono linearmente dipendenti alla velocità di deformazione lineare del pacchetto di fluido ϵ ed alla deformazione volumetrica, esprimibile a sua volta mediante l'operatore divergenza del vettore velocità $\nabla \cdot \mathbf{u}$. Sotto queste ipotesi, le tre componenti diagonali del tensore velocità di deformazione lineare sono così definite:

$$\epsilon_{11} = \frac{\partial u_1}{\partial x_1} \quad \epsilon_{22} = \frac{\partial u_2}{\partial x_2} \quad \epsilon_{33} = \frac{\partial u_3}{\partial x_3} \quad (2.12)$$

mentre le restanti sei componenti extra-diagonali risultano:

$$\begin{aligned} \epsilon_{12} = \epsilon_{21} &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_1}{\partial x_2} + \frac{\partial u_2}{\partial x_1} \right) \\ \epsilon_{13} = \epsilon_{31} &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_1}{\partial x_3} + \frac{\partial u_3}{\partial x_1} \right) \\ \epsilon_{23} = \epsilon_{32} &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_2}{\partial x_3} + \frac{\partial u_3}{\partial x_2} \right) \end{aligned} \quad (2.13)$$

Fisicamente, ciò conferma il fatto che gli sforzi viscosi nascono in presenza di un gradiente di velocità, cioè quando esiste una differenza di velocità tra un volumetto fluido e quello vicino che porta alla generazione di attrito.

In definitiva, il valore della generica componente di sforzo τ_{ij} incognita si riduce ad un'espressione del tipo:

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \mathbf{u}) \delta_{ij} \right) \quad (2.14)$$

in cui δ_{ij} è il delta di Kronecker (pari a 1 per $i = j$ e a 0 per $i \neq j$); si nota che la costante di proporzionalità è assunta pari alla viscosità dinamica μ del fluido. Il tensore doppio degli sforzi viscosi $\boldsymbol{\tau}$ risulta quindi simmetrico; sostituendo l'espressione (2.14) nelle equazioni di bilancio (2.6) e (2.8) si ottengono le *equazioni di Navier-Stokes*, che valgono sia per flussi in regime laminare che per flussi in regime turbolento.

2.1.7 Sottomodelli di turbolenza

Si può affermare che il moto all'interno di un generico motore a combustione interna è quasi sempre turbolento; come noto, la turbolenza è caratterizzata dalla presenza di fluttuazioni caotiche delle principali grandezze nello spazio e nel tempo, da fenomeni di instabilità fluidodinamica (ben rappresentati dai termini non-lineari nelle equazioni di Navier-Stokes introdotte in precedenza), da un aumento dei tassi di miscelamento e diffusione e, soprattutto, dalla presenza di vortici tridimensionali su scale molto diverse (figura 2.1). Esse spaziano dalle dimensioni caratteristiche del problema (*macroscala*) fino a quelle più piccole, dove non essendo possibile trasferire l'energia ad una scala inferiore, si ha la dissipazione dell'energia cinetica turbolenta k in calore per effetto della viscosità del fluido (*scala di Kolmogorov*). Partendo da questi presupposti, è possibile intuire come i flussi turbolenti siano quasi impossibili da predire a causa della loro caoticità; pertanto ci si focalizza piuttosto sulla capacità di conoscere grandezze medie, statistiche che rappresentino l'effetto integrale che tali processi determinano sul moto medio del fluido.

In teoria la CFD, grazie alle discretizzazioni temporali e spaziali previste, consentirebbe di scendere fino alle scale più piccole del problema, in modo tale da descrivere tutti i fenomeni vorticosi e turbolenti; tuttavia, ciò necessiterebbe di avere a disposizione sistemi ad alte prestazioni con elevate capacità di calcolo e memoria. Per questo si fa in genere affidamento ad alcuni *sottomodelli fenomenologici* che per loro stessa natura introducono diversi livelli di approssimazione:

- DNS (*Direct Numerical Simulation*): vengono calcolate esplicitamente tutte le scale di turbolenza, da quella integrale fino a quella di Kolmogorov, sia ad alta che a bassa frequenza. Ciò ovviamente implica l'utilizzo di celle piccolissime con tempi computazionali elevatissimi e pertanto non sostenibili;
- LES (*Large Eddy Simulation*): le equazioni di Navier-Stokes vengono filtrate nello spazio e nel tempo, nel senso che sono risolti direttamente solo i vortici di dimensione superiore a quella della cella di calcolo, mentre quelli più piccoli e dissipativi vengono modellati (*sforzi di sub-grid*). In questo modo si possono utilizzare celle più grandi, ma i tempi di calcolo restano comunque alti;

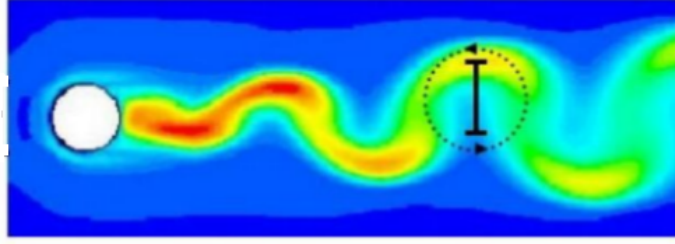


Figura 2.1: Vortici turbolenti su differenti scale di lunghezza.

- RANS (*Reynolds Average Navier Stokes*): in questo ultimo livello di approssimazione, vengono risolte solamente le grandezze medie su larga scala grazie all'operazione di media nel tempo delle equazioni di conservazione. Ne derivano, però, termini aggiuntivi dovuti alle componenti fluttuanti associate ai fenomeni turbolenti, che devono essere modellati tramite opportune relazioni con le proprietà medie.

L'approccio RANS consente, dunque, di ridurre molto i tempi e i costi computazionali rispetto agli altri livelli citati; di conseguenza esso è il metodo più ampiamente utilizzato in ambito industriale ed è anche la scelta adottata per questo lavoro.

Dal punto di vista operativo, ogni quantità ϕ , funzione dello spazio e del tempo, può essere vista come la somma di un termine medio nel tempo e di un termine turbolento:

$$\phi = \bar{\phi} + \phi' \quad \text{con} \quad \bar{\phi} = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} \phi dt \quad (2.15)$$

Questa definizione, detta *media di Reynolds*, risulta però scomoda nel caso di flussi comprimibili; pertanto, si preferisce considerare come termini medi grandezze preventivamente mediate sulla massa (*media di Favre*) per eliminare le componenti fluttuanti di densità:

$$\phi = \tilde{\phi} + \phi'' \quad \text{con} \quad \tilde{\phi} = \frac{\overline{\rho\phi}}{\bar{\rho}} \quad (2.16)$$

in cui è stata definita una nuova componente fluttuante ϕ'' .

Sfruttando queste definizioni e mediando successivamente nel tempo le intere equazioni, si possono riscrivere, in forma indiciale, la conservazione della massa (2.2):

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \tilde{u}_i) = \overline{S_m^t}; \quad (2.17)$$

la conservazione delle specie chimiche (2.3):

$$\frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{Y}_k)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \tilde{Y}_k \tilde{u}_i) = - \frac{\partial}{\partial x_i} (\overline{\rho u_i'' Y_k''}) + \overline{S_{ch}} + \overline{S_{Y_k}^t}; \quad (2.18)$$

il teorema della quantità di moto (2.6):

$$\frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{u}_j)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\bar{\rho}\tilde{u}_i\tilde{u}_j) = -\frac{\partial\bar{p}}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\bar{\tau}_{ij} - \bar{\rho}\widetilde{u_i''u_j''}) + \bar{\rho}g_j + \bar{S}_{u_j}^l; \quad (2.19)$$

e la conservazione dell'energia (2.9):

$$\frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{h})}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\bar{\rho}\tilde{h}\tilde{u}_i) = \frac{D\bar{p}}{Dt} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(k \frac{\partial\bar{T}}{\partial x_i} - \bar{\rho}\widetilde{u_i''h''} \right) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\tau}_{ij}u_i) + \bar{\rho}g_i\tilde{u}_i + \bar{S}_h^l + \bar{Q}_{ch} \quad (2.20)$$

Si può notare che l'operazione di media ha introdotto alcuni nuovi termini:

- sforzi turbolenti di Reynolds $\widetilde{u_i''u_j''}$;
- flussi turbolenti delle specie chimiche $\widetilde{u_i''Y_k''}$;
- flussi turbolenti di entalpia $\widetilde{u_i''h''}$.

Tutti i termini sono costituiti dal prodotto di componenti fluttuanti, non esprimibili in funzione delle grandezze integrali. L'obiettivo di un generico modello di turbolenza è quindi quello di legare queste nuove incognite con le quantità medie già introdotte al fine di chiudere il sistema matematico.

Si prendano, ad esempio, gli sforzi turbolenti di Reynolds; secondo quanto proposto da Boussinesq, nell'ipotesi di fluidi newtoniani, si può introdurre un'analogia con gli sforzi viscosi di taglio (2.14), infatti si assume che queste componenti siano nuovamente proporzionali al tensore di deformazione medio, cioè al gradiente di velocità che ha generato i vortici, attraverso però una viscosità turbolenta fittizia μ_t :

$$\bar{\tau}_{ij}^R = -\bar{\rho}\widetilde{u_i''u_j''} = \mu_t \left(\frac{\partial\tilde{u}_j}{\partial x_i} + \frac{\partial\tilde{u}_i}{\partial x_j} - \frac{2}{3}\delta_{ij} \frac{\partial\tilde{u}_k}{\partial x_k} \right) + \frac{2}{3}\bar{\rho}k \quad (2.21)$$

Al posto del termine volumetrico, viene introdotta l'energia cinetica turbolenta k pari a:

$$k = \frac{1}{2} \left(\widetilde{(u_1'')^2} + \widetilde{(u_2'')^2} + \widetilde{(u_3'')^2} \right) \quad (2.22)$$

Si può adottare il medesimo ragionamento anche per gli altri termini fluttuanti incogniti, nel senso che il trasporto turbolento di uno scalare viene assunto proporzionale al gradiente della stessa grandezza, mediata nel tempo. Ad esempio, per l'entalpia si può dire:

$$\bar{\rho}\widetilde{u_i''h''} = -D_h \frac{\partial\tilde{h}}{\partial x_i} \quad (2.23)$$

dove D_h rappresenta la diffusività termica turbolenta, che a sua volta può essere legata alla viscosità turbolenta μ_t attraverso il numero di Prandtl turbolento $Pr_t = -\frac{\mu_t}{D_h}$ (il cui valore è in genere unitario), allo stesso modo in cui la viscosità dinamica μ era legata alla diffusività termica mediante il numero di Prandtl Pr . Infine, per esprimere i flussi turbolenti per le specie chimiche si

introduce un coefficiente di diffusione delle specie chimiche D_y , legato al termine μ_t attraverso il numero di Schmidt turbolento $Sc_t = -\frac{\mu_t}{D_y}$.

Concludendo, si può dunque ritenere che il compito di un modello di turbolenza sia quello di fornire una legge il più possibile adeguata per μ_t , affinché, pur non avendo un significato fisico preciso, riesca ad descrivere gli effetti che la turbolenza genera sul moto medio del fluido.

Modello $k - \epsilon$

Tra i diversi modelli disponibili in letteratura, sicuramente il più importante e il più usato è il modello $k - \epsilon$, poichè è stabile e riesce a fornire risultati accurati per molti tipi di flusso. Esso prevede l'introduzione di due equazioni aggiuntive, una per il trasporto dell'energia cinetica turbolenta k e una per il suo tasso di dissipazione ϵ ; infatti, la viscosità turbolenta μ_t è assunta pari a:

$$\mu_t = \bar{\rho} C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (2.24)$$

Il termine k rappresenta l'energia associata al moto dovuto alle componenti fluttuanti del vettore velocità, mentre ϵ esprime la dissipazione che tale energia subisce per effetto della viscosità in corrispondenza dei vortici di dimensioni pari alla scala di Kolmogorov; in genere, questo contributo di dissipazione è dello stesso ordine di grandezza dei termini di produzione e, pertanto, non può essere trascurato.

Le equazioni aggiuntive del modello di turbolenza devono esprimere dunque una legge per k ed ϵ ed assumono la medesima forma di quelle di conservazione, nel senso che prevedono al loro interno la presenza di termini convettivi, diffusivi o sorgenti; in particolare, si può scrivere:

$$\frac{\partial(\bar{\rho}k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho}k\mathbf{u}) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \nabla k \right] + P_k - \bar{\rho}\epsilon \quad (2.25)$$

$$\frac{\partial(\bar{\rho}\epsilon)}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho}\epsilon\mathbf{u}) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \nabla \epsilon \right] + \frac{\epsilon}{k} \left(C_{\epsilon 1} P_k - C_{\epsilon 2} \bar{\rho}\epsilon \right) \quad (2.26)$$

dove il termine P_k può essere calcolato a partire dal tensore degli sforzi di Reynolds.

Le cinque costanti presenti C_μ , σ_k , σ_ϵ , $C_{\epsilon 1}$ e $C_{\epsilon 2}$ devono essere tarate al fine di poter rappresentare correttamente un'ampia varietà di flussi; nell'ambito di questo lavoro e di quello dei motori a combustione interna, i valori più comuni sono i seguenti:

$$C_\mu = 0.09 \quad \sigma_k = 1.0 \quad \sigma_\epsilon = 1.4 \quad C_{\epsilon 1} = 1.55 \quad C_{\epsilon 2} = 1.92 \quad (2.27)$$

In definitiva, il modello $k - \epsilon$ risulta piuttosto semplice, in quanto richiede solamente la definizione di opportune condizioni iniziali e al contorno, mentre i termini costituenti le equazioni (2.25) e (2.26) possono essere discretizzati, per la risoluzione numerica, alla stregua dei corrispondenti termini presenti nelle classiche equazioni di conservazione; ciò, unitamente al fatto che è oggi uno dei modelli più validati, lo rende particolarmente adatto per gli scopi industriali e di ricerca.

2.2 La fase liquida

La fase liquida viene descritta mediante un approccio lagrangiano, ovvero ogni particella costituente lo spray di combustibile viene seguita lungo la sua storia temporale, dalla posizione iniziale fino a quella corrente. In questo modo, l'unica variabile indipendente è il tempo, mentre tutte le altre grandezze risultano dipendenti da esso ($p(t)$, $\mathbf{x}(t)$, $\mathbf{u}(t)$, eccetera). La scelta di una modellazione di questo tipo per la fase liquida è legata ai tempi computazionali necessari per il calcolo: infatti, utilizzando un approccio euleriano, sarebbe indispensabile una discretizzazione spaziale più piccola della dimensione dell'iniettore, in modo tale da essere in grado di cogliere tutti i fenomeni legati all'iniezione di un liquido. Essendo la dimensione dell'iniettore molto piccola rispetto a quella caratteristica del sistema, si dovrebbe generare un griglia con un numero eccessivo di celle (dell'ordine di 10^{12}), rendendo eccessivamente onerosa la risoluzione delle equazioni differenziali in termini di tempi computazionali.

Inoltre un generico spray è costituito nella realtà da un numero molto elevato di gocce (qualche milione); pertanto, si cerca di ridurre ulteriormente l'onere computazionale attraverso l'utilizzo di opportuni metodi statistici, secondo i quali è possibile approssimare la soluzione complessiva del problema andando a calcolare nel dettaglio solamente il comportamento di un campione statistico delle gocce effettivamente presenti, detto approccio *Discrete Droplet Model* (DDM).

Ad ogni elemento di questo campione è associato un certo numero di gocce con le medesima forma, dimensione, temperatura, velocità, eccetera; esse assumono lo stesso comportamento fluidodinamico di quella rappresentativa, che risulta essere l'unica che viene effettivamente risolta numericamente. Un gruppo di gocce di questo tipo è detto *pacchetto* (*parcel*): lo spray è dunque rappresentato da un insieme stocastico di parcel, al cui interno il numero N_p di gocce identiche non è necessariamente intero, essendo la sua definizione appunto statistica. Nelle comuni simulazioni CFD, lo spray è tipicamente composto da circa $10^3 - 10^4$ pacchetti; aumentandone il numero è in genere possibile descrivere in maniera più accurata il comportamento del getto di combustibile.

Accanto alle classiche equazioni di conservazione per la fase liquida che verranno introdotte nei prossimi paragrafi, sono necessari alcuni modelli matematici per la descrizione di:

- iniezione
- breakup
- evaporazione
- scambio termico
- forza di resistenza aerodinamica
- interazione spray-parete

Questi modelli sono esposti nel capitolo 3; infine, si ricorda ancora una volta che il comportamento delle due fasi, liquida e gassosa, è accoppiato, dal momento che esse si scambiano quantità di moto (la velocità delle gocce viene ridotta, quella del gas è aumentata), energia (per scambio termico) e massa (a causa

dell'evaporazione). Come già visto nei paragrafi precedenti, si tiene conto di ciò attraverso l'introduzione di opportuni termini sorgente nelle equazioni di conservazione della fase gassosa; al contrario, si può includere l'effetto della fase gas su quella dispersa utilizzando come condizioni al contorno i dati attuali delle proprietà dell'aria nella cella che la goccia sta attraversando al tempo t .

2.2.1 Conservazione della massa

Si assume che le gocce liquide abbiano una forma sferica di diametro d , per cui il bilancio di massa che tiene conto dell'evaporazione assume la seguente forma validata sperimentalmente:

$$\frac{d d^2}{dt} = C_{\text{evap}} \quad (2.28)$$

tuttavia, è più intuitivo esprimere il fenomeno dell'evaporazione sulla base della variazione nel tempo di massa liquida presente nella goccia:

$$\dot{m}_d = -\pi d \Gamma \rho_v \ln \left(1 + \frac{Y_{v,s} - Y_{v,\infty}}{1 - Y_{v,s}} \right) Sh \quad (2.29)$$

dove ρ_v è la densità di vapore vicino alla goccia (calcolata secondo la legge dei gas perfetti), Γ è il coefficiente di diffusione massico, mentre Sh è il numero adimensionale di Sherwood. Esso tiene conto del fatto che il processo di evaporazione è accelerato in presenza di moto relativo tra goccia liquida e gas ed è espresso in funzione del numero di Reynolds e del numero di Schmidt $Sc = \frac{\mu}{\rho d}$:

$$Sh = 2.0 + 0.6 \sqrt{Re} \sqrt[3]{Sc} \quad (2.30)$$

I termini che compongono l'argomento del logaritmo nell'equazione (2.29) sono relativi alla frazione massica dei vapori di combustibile Y_v ; il pedice ∞ indica che la grandezza è valutata in un punto sufficientemente lontano dalla goccia, mentre il pedice s significa che la proprietà è calcolata in condizioni di saturazione sulla superficie di interfaccia tra la due fasi.

Dal punto di vista computazionale, l'equazione (2.29) potrebbe essere riscritta anche nel seguente modo:

$$\frac{dm_d}{dt} = -\frac{m_d}{\tau_e} \quad (2.31)$$

in cui è stato introdotto l'*evaporation relaxation time* τ_e così definito:

$$\tau_e = \frac{m_d}{\pi d \Gamma \rho_v \ln(1 + B) Sh} \quad (2.32)$$

B è detto *numero di Spalding* ed assume la seguente espressione:

$$B = \frac{Y_{v,s} - Y_{v,\infty}}{1 - Y_{v,s}} \quad (2.33)$$

Le equazioni (2.29) e (2.31) sono valide nel caso in cui sia presente solo evaporazione e non ebollizione. In questa seconda circostanza, infatti, la pressione

di saturazione tende a quella ambiente e quindi $B \rightarrow \infty$, $\tau_e \rightarrow 0$ e il tasso di evaporazione tende all'infinito, condizione fisicamente non accettabile. Pertanto, sarà necessario correggere l'equazione di conservazione della massa della goccia per tener conto del fatto che durante l'ebollizione il cambiamento di fase è controllato dallo scambio termico, piuttosto che dai fenomeni diffusivi tipici degli spray solamente evaporanti; ciò sarà discusso nel dettaglio all'interno del capitolo 8.

2.2.2 Equazione di moto della goccia

Il moto della goccia è definito nuovamente a partire dalla seconda legge della dinamica di Newton:

$$\frac{d\mathbf{q}}{dt} = \frac{d}{dt}(m_d \mathbf{u}_d) = m_d \frac{d\mathbf{u}_d}{dt} = \mathbf{F} \quad (2.34)$$

dove m_d e \mathbf{u}_d rappresentano rispettivamente la massa e la velocità della particella, mentre \mathbf{F} è la risultante delle forze applicate; nel caso di gocce liquide in moto all'interno di campi gassosi, essa tiene conto della forza di resistenza aerodinamica (*drag*) e della gravità. Pertanto, si può affermare che:

$$\mathbf{F} = -\frac{\pi d^2}{8} \rho C_d |\mathbf{u}_d - \mathbf{u}| (\mathbf{u}_d - \mathbf{u}) + m_d \mathbf{g} \quad (2.35)$$

in cui sono stati introdotti l'accelerazione di gravità e il coefficiente di resistenza C_d dovuto al drag, che può essere stimato attraverso opportune correlazioni che verranno presentate nel Capitolo 3.

Anche in questo caso si possono combinare le equazioni (2.34) e (2.35) al fine di ottenere un'espressione del tipo:

$$\frac{d\mathbf{u}_d}{dt} = -\frac{\mathbf{u}_d - \mathbf{u}}{\tau_u} + \mathbf{g} \quad (2.36)$$

dove τ_u , detto *momentum relaxation time*, risulta definito nel seguente modo:

$$\tau_u = \frac{8m_d}{\pi \rho C_d d^2 |\mathbf{u}_d - \mathbf{u}|} = \frac{4}{3} \frac{\rho d}{\rho C_d |\mathbf{u}_d - \mathbf{u}|} \quad (2.37)$$

2.2.3 Equazione dell'energia

Le gocce ricevono energia dalla fase gassosa circostante, subiscono così un aumento di temperatura ed evaporano sfruttando parte dell'energia ricevuta sotto forma di calore latente di evaporazione. Tale processo continua fino a quando il gas nell'intorno della particella liquida non raggiunge la condizione di saturazione. Qualora il calore fornito dal gas risultasse insufficiente, la quantità mancante verrebbe prelevata dall'energia interna della goccia stessa, causando una diminuzione di temperatura della particella.

L'equazione per lo scambio termico assume la forma:

$$m_d \frac{dh_d}{dt} = \dot{m}_d h_i(T_d) + \pi d \lambda Nu (T - T_d) f \quad (2.38)$$

Il tasso di evaporazione \dot{m}_d (negativo) è già stato introdotto nell'equazione (2.29); si osserva inoltre la presenza del calore latente di evaporazione del

liquido $h_l(T_d)$, della conduttività termica della fase gas λ e del numero di Nusselt Nu . Quest'ultimo rappresenta il rapporto tra il peso dello scambio termico per convezione rispetto a quello che avviene per conduzione ed è esprimibile in funzione del numero di Reynolds e del numero di Prandtl, come proposto da Ranz e Marshall:

$$Nu = 2.0 + 0.6\sqrt{Re}\sqrt[3]{Pr} \quad (2.39)$$

Nell'equazione (2.39) si nota un'uguaglianza di forma con la relazione (2.30) a patto di sostituire il numero di Schmidt al numero di Prandtl; ciò è dovuto al fatto che esiste un'analogia e una stretta correlazione tra lo scambio massico dovuto all'evaporazione e quello termico.

Infine, il fattore correttivo f tiene conto della riduzione di calore ricevuto dalla particella liquida a causa del contemporaneo trasferimento di massa dalla goccia alla fase gassosa a seguito dell'evaporazione:

$$f = \frac{z}{\exp z - 1} \quad z = -\frac{c_{p,v}\dot{m}_d}{\pi d \lambda Nu} \quad (2.40)$$

Come già visto per la massa e per la quantità di moto, è possibile introdurre un *heat transfer relaxation time* τ_h , definito in questo modo:

$$\tau_h = \frac{m_d c_l}{\pi d \lambda Nu} \quad (2.41)$$

si può riscrivere dunque l'equazione (2.38) nella seguente forma:

$$\frac{dT_d}{dt} = \frac{T - T_d}{\tau_h} f - \frac{1}{c_l} \frac{h_l(T_d)}{\tau_e} \quad (2.42)$$

con τ_e dato dalla relazione (2.32).

Capitolo 3

Modellazione dello spray

Negli ultimi decenni le nuove e sempre più restrittive norme antinquinamento introdotte nei paesi maggiormente industrializzati hanno aumentato lo sforzo progettuale imposto all'industria motoristica per cercare di contenere l'impatto ambientale esercitato dai motori. È evidente quindi l'importanza di possedere una profonda conoscenza dei fenomeni fisici e chimici che influenzano la formazione della miscela aria-combustibile e la morfologia dello spray, così come di avere a disposizione modelli sufficientemente accurati per la loro corretta rappresentazione mediante le simulazioni CFD. In questo modo, è possibile predire in maniera adeguata i fenomeni di accensione della carica, combustione e formazione di inquinanti, al fine di introdurre possibili miglioramenti, basati generalmente su diverse strategie di iniezione e modulazioni dello spray, che consentano di contenere le emissioni inquinanti entro i limiti previsti dalle normative e abbassare i consumi di combustibile senza peggiorare il rendimento complessivo del motore.

Scopo di questo capitolo è quindi illustrare i modelli di iniezione, *break-up*, *drag*, evaporazione, che è stato necessario implementare nella nuova versione di OpenFOAM[®], dopo aver accennato ad alcuni concetti generali relativi alla struttura di un generico spray di combustibile. Nei capitoli seguenti, verranno presentati i modelli che descrivono l'interazione tra spray e parete e il fenomeno del *flash-boiling*; si tralasciano i fenomeni di collisione tra gocce e di dispersione turbolenta, dato che non sono stati considerati nelle simulazioni numeriche relative a questo lavoro.

3.1 Struttura dello spray

In figura 3.1 è mostrato un generico spray: non appena il combustibile, sotto la spinta delle alte pressioni di iniezione (fino a 200 MPa), esce dai fori dell'iniettore ad alta velocità (superiore ai 100 m/s), la corrente liquida si polverizza in numerose gocce liquide (*breakup primario*) e il getto assume la forma di un cono. Successivamente le gocce già esistenti si rompono in particelle di dimensioni inferiori per effetto dell'azione aerodinamica esercitata dall'aria dotata di moti turbolenti presente nel cilindro (*breakup secondario*); accanto a questi processi di rottura, nel getto avviene anche lo scambio di massa e di energia tra lo spray e l'aria che porta all'evaporazione del liquido e alla diffusione dei vapori

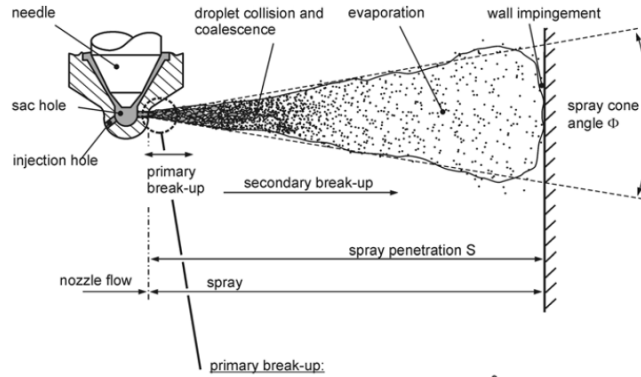


Figura 3.1: Rappresentazione schematica di uno spray di combustibile. Immagine tratta da [11].

di combustibile nel gas circostante, in modo tale da formare la giusta miscela combustibile da cui dipenderà la bontà del successivo processo di combustione.

Tutti questi processi concorrono a determinare l'effettiva morfologia dello spray, che può essere descritta sinteticamente in termini di:

- polverizzazione;
- penetrazione;
- angolo di cono.

3.1.1 Polverizzazione del getto

Durante la fase di iniezione, si può osservare come le condizioni di moto delle gocce e dell'aria cambino nei diversi punti all'interno del cilindro e nei successivi istanti temporali; ciò fa sì che i meccanismi di rottura non siano sempre gli stessi, dato che dipendono principalmente dall'interazione meccanica tra le due fasi. Ciò porta ad una disuniforme *polverizzazione* del getto, per cui i diametri delle gocce presenti possono variare in un ampio campo di valori sia nello spazio che nel tempo. Per fornire una descrizione sintetica dello stato di polverizzazione, è opportuno fare ricorso a indici statistici che esprimano un *diametro medio* rappresentativo dello stato di atomizzazione delle gocce nello spray. Tra le diverse definizioni presenti in letteratura, la più utilizzata è la seguente:

$$SMD = \frac{\int_{x_m}^{x_M} x^3 f(x) dx}{\int_{x_m}^{x_M} x^2 f(x) dx} \quad (3.1)$$

dove x_m è il diametro minimo rilevato, x_M è quello massimo e $f(x)$ rappresenta una generica funzione di distribuzione statistica. L'equazione (3.1) esprime il cosiddetto *Sauter mean diameter* che conserva il rapporto volume/superficie tra le gocce reali osservate e quelle di diametro medio SMD . Inoltre, il diametro di

Sauter assume un importante significato fisico dato che il tempo di evaporazione dipende dal rapporto tra la massa che evapora (legata al volume) e il calore scambiato (legato alla superficie).

Ovviamente il livello di polverizzazione di uno spray è influenzato dai parametri di iniezione e dalle caratteristiche del campo di moto. In generale, si può affermare che si ottengono valori inferiori di SMD se:

- le pressioni di iniezione sono maggiori;
- il diametro dell'iniettore è minore;
- la densità dell'aria in camera di combustione è maggiore.

3.1.2 Penetrazione del getto

Oltre a polverizzarsi in seguito ai fenomeni di breakup, il getto liquido penetra nel tempo all'interno della fase gassosa presente nel cilindro; infatti, le prime gocce iniettate vengono subito rallentate dall'aria ferma, ma scambiano con essa quantità di moto. L'aria inizia così a muoversi nella direzione dello spray e le gocce successivamente iniettate incontrano una minore resistenza aerodinamica, oltre ad avere una maggiore velocità iniziale; pertanto, esse superano nel fronte del getto le precedenti più lente che vengono deviate verso la periferia dello spray, dove si suddividono in particelle ancora più piccole per azione aerodinamica. Si genera dunque una distribuzione di velocità in cui i valori più alti sono posti in corrispondenza dell'asse del getto, determinando l'avanzamento dello spray in camera (figura 3.2).

I valori di penetrazione raggiunti dipendono fortemente da numerosi parametri, tra cui si possono ricordare:

- la pressione di iniezione, all'aumentare della quale si assiste ad un aumento di velocità iniziale per le gocce favorendo l'avanzamento del getto;
- il diametro delle particelle, al diminuire del quale è associata una riduzione della quantità di moto relativa alla singola goccia, determinando così un rallentamento più rapido del liquido;
- le condizioni dell'aria nel cilindro, che si oppone maggiormente al moto dello spray se presenta valori di densità maggiori oppure temperature elevate che favoriscono l'evaporazione delle particelle liquide;
- la turbolenza, che determina la deviazione delle gocce (specialmente più piccole) nella direzione di moto dell'aria, riducendo pertanto la penetrazione, ma favorendo la miscelazione del combustibile con l'aria con grossi benefici per il processo di combustione.

In questo lavoro, verranno presentati spray di combustibile iniettati in volumi al cui interno è posta aria ferma; ne consegue che gli effetti dei moti turbolenti, come *swirl*, *tumble* e *squish* sull'avanzamento del getto non sono considerati. I valori di lunghezza del getto L_{sp} raggiunti dipenderanno allora principalmente dalle condizioni operative e dalle caratteristiche dei meccanismi di breakup, a testimonianza dello stretto legame che intercorre tra penetrazione e polverizzazione dello spray.

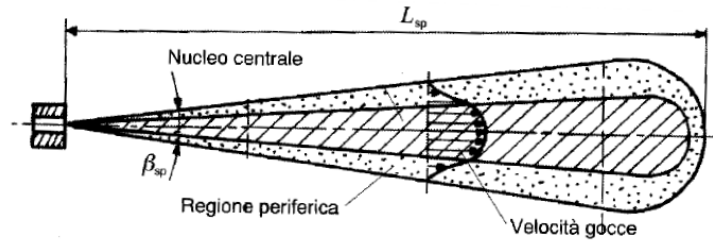


Figura 3.2: Distribuzione di velocità delle gocce in una generica sezione trasversale dello spray e visualizzazione grafica del concetto di lunghezza del getto L_{sp} e angolo di cono β_{sp} . Immagine tratta da [6].

A livello numerico, il valore di lunghezza del getto L_{sp} può essere definito e calcolato come la distanza, nella direzione dell'asse dell'iniettore, entro cui è contenuta una certa percentuale di liquido nell'istante attuale. Ad esempio, nella maggior parte dei casi si fa riferimento alla penetrazione $L_{sp,99}$ che considera quindi il 99% della massa di combustibile in fase liquida presente nel dominio.

3.1.3 Angolo di apertura del getto

Le particelle liquide che si formano per effetto dei processi di atomizzazione tendono ad allontanarsi l'una dall'altra non appena lasciano l'iniettore: in questo modo, lo spray si apre a forma di cono e può così diffondere in un volume più o meno ampio. L'angolo di apertura del cono β_{sp} (figura 3.2) dipende principalmente da:

- il rapporto tra la densità dell'aria ρ_g e quella del liquido ρ_l , al crescere del quale aumenta la resistenza offerta dal gas e diminuisce la quantità di moto delle gocce, portando ad un'apertura maggiore del cono;
- il rapporto geometrico L_f/d_f dell'iniettore.

Infatti, la presenza di un canale di lunghezza maggiore L_f nell'ugello fa sì che, a parità di diametro del foro d_f , il flusso sia maggiormente guidato e quindi ostacolato nella successiva apertura una volta entrato nel cilindro.

A seconda del modello di iniezione adottato, esistono diverse relazioni che legano l'angolo di cono β_{sp} ai due parametri appena elencati; ad esempio, un'espressione molto utilizzata è la seguente di Reitz e Bracco [13]:

$$\tan\left(\frac{\beta_{sp}}{2}\right) = \frac{4\pi}{A} \sqrt{\frac{\rho_g}{\rho_l}} \frac{\sqrt{3}}{6} \quad (3.2)$$

con

$$A = 3 + \frac{1}{3.6} \left(\frac{L_f}{d_f}\right) \quad (3.3)$$

In alternativa, sono presenti in letteratura altre espressioni simili, dipendenti dai medesimi parametri di influenza; come la seguente, in cui l'angolo è espresso

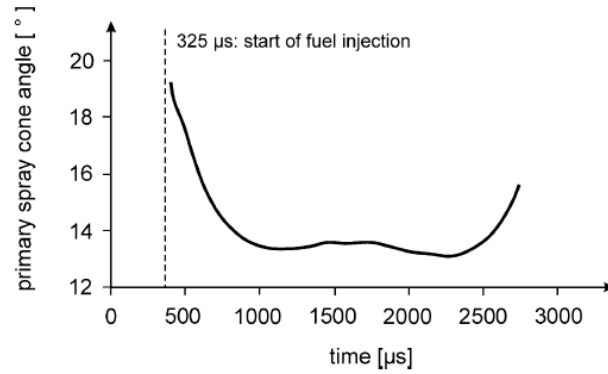


Figura 3.3: Andamento dell'angolo di cono in funzione del tempo. Immagine tratta da [11].

in gradi sessagesimali [14]:

$$\beta_{sp} = 83.5 \cdot \left(\frac{L_f}{d_f} \right)^{-0.22} \cdot \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{0.26} \quad (3.4)$$

Infine è noto che durante la fase di apertura dell'iniettore, la portata di combustibile risulta ridotta a causa della piccola area trasversale di passaggio disponibile per il fluido. Ne consegue che la massa iniettata possiede poca quantità di moto e risente maggiormente di eventuali fluttuazioni radiali di velocità dovuti alla turbolenza; pertanto, i valori di angolo di cono in corrispondenza di questa prima fase sono piuttosto elevati. Successivamente, non appena la componente assiale della velocità cresce a seguito dell'alzata completa dello spillo, β_{sp} diminuisce (figura 3.3); ovviamente quanto più l'operazione di apertura del foro di iniezione è rapida, tanto è minore l'angolo di cono che si genera [11].

3.2 Iniezione e breakup primario

Nelle condizioni di flusso che normalmente si verificano all'interno degli iniettori, il combustibile si polverizza immediatamente non appena viene introdotto nella camera di combustione mediante *breakup primario* o *atomizzazione*. Come affermato da Bracco in [15], la rottura sembra essere dovuta alla presenza di instabilità nel flusso che hanno origine quando il liquido si trova ancora nell'iniettore; infatti, il regime di moto nell'ugello è turbolento a causa delle elevate velocità di percorrenza ed è quindi caratterizzato dalla presenza di piccoli vortici che possono vincere la resistenza offerta dalla tensione superficiale, formando così gocce o filamenti. In aggiunta, si ha la possibile formazione di bolle di cavitazione se la pressione nell'iniettore cade localmente al di sotto della tensione di vapore del liquido.

All'uscita dall'ugello, i moti turbolenti e l'implosione delle bolle di vapore generano nel getto onde superficiali instabili che possono essere amplificate selettivamente dall'azione aerodinamica esercitata dall'aria, scindendo in questo

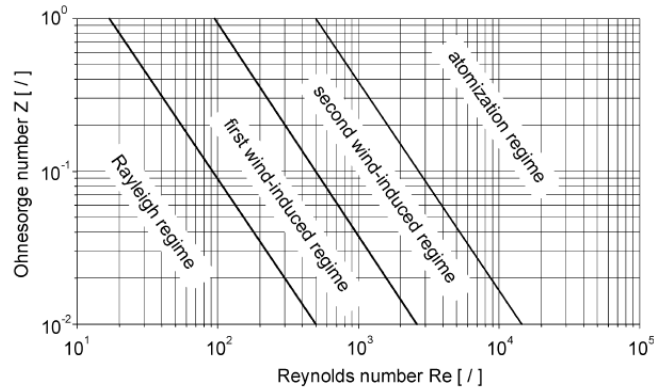


Figura 3.4: Diagramma di Ohnesorge: meccanismi di breakup primario.

modo la colonna liquida in filamenti e gruppi di particelle. Secondo quanto affermato da Reitz e Bracco in [16], in base al valore di velocità relativa tra getto e gas circostante e in base alle proprietà fisiche delle due fasi, il breakup primario può essere governato da diversi meccanismi che si distinguono tra loro in termini di dimensione delle gocce prodotte e di distanza tra l'iniettore e il punto in cui la polverizzazione ha inizio (*break-up length*).

Dal punto di vista quantitativo, le differenti modalità di atomizzazione possono essere classificate introducendo opportuni coefficienti adimensionali che tengono conto dei principali parametri che determinano la rottura primaria del getto, cioè la geometria del polverizzatore e le condizioni di moto del liquido al suo interno. In particolare, è utile introdurre:

- il numero di Reynolds: $Re = \frac{\rho_l u d}{\mu_l}$
- il numero di Weber per la fase liquida: $We_l = \frac{\rho_l u^2 d}{\sigma_l}$
- il numero di Ohnesorge, derivato dalla combinazione dei precedenti:

$$Z = \frac{\sqrt{We_l}}{Re} = \frac{\mu_l}{\sqrt{\sigma_l \rho_l D}}$$

Sulla base di questi parametri, è possibile definire quattro meccanismi di rottura, *Rayleigh*, *first wind induced*, *second wind induced* e *atomization*, che possono essere riassunti visivamente nel diagramma di Ohnesorge (figura 3.4).

Tuttavia, la polverizzazione del getto è maggiore quanto più la densità dell'aria nel cilindro è elevata; pertanto una corretta rappresentazione del processo di breakup primario deve includere anche gli effetti legati alle proprietà della fase gassosa. Reitz [17] ha proposto un'estensione tridimensionale del diagramma di Ohnesorge in cui si considera pure la dipendenza dal rapporto ρ_g/ρ_l (figura 3.5).

Nell'ambito degli spray introdotti ad alte pressioni di iniezione all'interno dei motori a combustione interna, il meccanismo di breakup più diffuso e importante è sicuramente quello di atomizzazione; esso è caratterizzato da velocità del liquido molto elevate (alti Re) e dalla presenza di due differenti *break-up length*. Infatti, la separazione delle gocce primarie dalla superficie del getto inizia immediatamente all'uscita dell'iniettore (la cosiddetta *intact surface length* tende

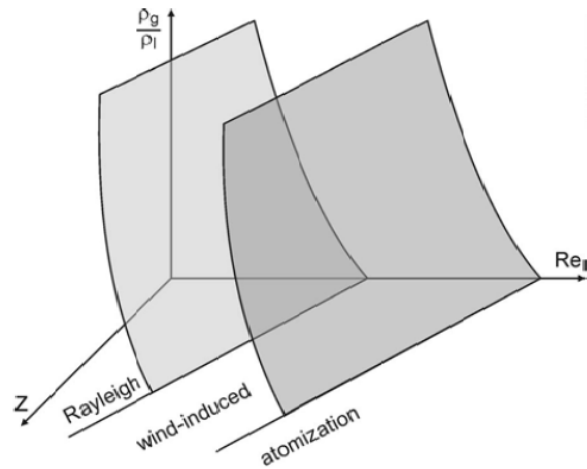


Figura 3.5: Estensione del diagramma di Ohnesorge: si include l'effetto della densità del gas sulla rottura del getto.

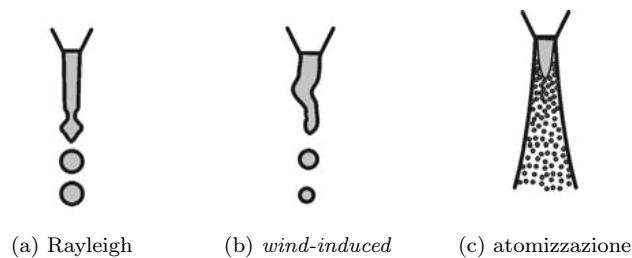


Figura 3.6: Confronto tra le morfologie di spray prodotte dai diversi meccanismi di breakup primario.

a zero), facendo assumere allo spray la forma conica di angolo β_{sp} , mentre il nucleo centrale può rimanere intatto per un tratto maggiore (*core length*). In queste condizioni, le gocce prodotte hanno un diametro molto inferiore a quello del foro di iniezione, come visibile in figura 3.6.

La descrizione teorica del processo di breakup del getto in condizioni di atomizzazione è molto complessa, in quanto la polverizzazione della colonna liquida risente molto delle condizioni di moto del flusso all'interno del canale dell'iniettore (turbolenza, cavitazione); esse sono difficilmente misurabili, a causa delle alte velocità di percorrenza, delle piccole dimensioni dell'ugello e dell'alta densità di particelle che costituiscono lo spray. Pertanto, la ricerca è stata volta principalmente a fornire opportuni modelli fenomenologici il cui scopo fosse quello di determinare le condizioni iniziali delle gocce all'uscita dell'ugello; tarando opportunamente questi modelli, si cerca di includere l'effetto delle condizioni fluidodinamiche nell'iniettore in grandezze integrali e intuitive, quali il diametro delle particelle, la loro velocità o l'angolo di cono dello spray, senza effettivamente risolvere il campo di moto (generalmente bifase) nell'ugello.

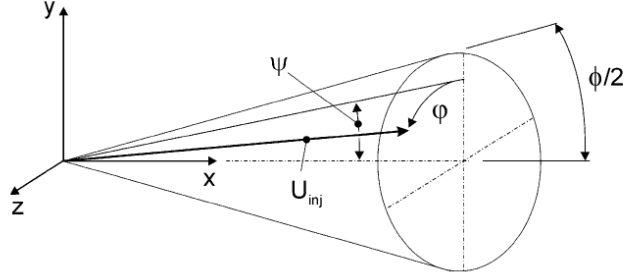


Figura 3.7: Direzione di iniezione all'interno del cono tridimensionale di angolo β_{sp} .

3.2.1 Modello Blob Injection

Uno dei modelli più semplici per definire le condizioni iniziali delle particelle è quello proposto da Reitz e Diwakar [18], secondo cui il processo di atomizzazione può essere sostituito dall'iniezione di pacchetti di gocce aventi già una determinata dimensione, senza quindi dover risolvere nel dettaglio il complesso fenomeno di rottura primaria della colonna liquida.

Si assume, infatti, che tutte le gocce appena introdotte nel cilindro abbiano forma sferica con diametro pari a quello del foro d_f , mentre il numero di gocce create nell'unità di tempo può essere calcolato sulla base della legge temporale di portata massica che fluisce nell'iniettore. Da quest'ultima dipende anche il valore di velocità di iniezione da associare alle particelle:

$$U_{inj}(t) = \frac{\dot{m}_{inj}(t)}{A_f \rho_l} \quad (3.5)$$

in cui $A_f = \pi d_f^2/4$ è l'area trasversale di passaggio nel canale, ρ_l è la densità del liquido e $\dot{m}_{inj}(t)$ è la portata massica di combustibile, in genere determinabile sperimentalmente sulla base della legge di apertura dello spillo.

L'espressione (3.5) definisce il modulo della velocità di iniezione; le singole componenti, invece, possono essere determinate sfruttando la conoscenza dell'angolo di cono β_{sp} , calcolabile ad esempio attraverso le relazioni (3.2) e (3.4), oppure misurabile sperimentalmente. Infatti, la direzione del vettore velocità U_{inj} all'interno del cono tridimensionale dello spray è fissata una volta definiti l'angolo polare ψ rispetto all'asse del cono d'iniezione e l'angolo azimutale φ nel piano normale all'asse stesso (si veda la figura 3.7):

$$\varphi = 2\pi\xi_1 \quad (3.6)$$

$$\psi = \frac{\beta_{sp}}{2} \xi_2 \quad (3.7)$$

in cui ξ_1 e ξ_2 sono due numeri casuali appartenenti all'intervallo $[0, 1]$.

Si può quindi concludere che il modello *blob injection* è un metodo molto semplice che consente di definire le principali caratteristiche riguardanti il moto e le dimensioni delle gocce all'uscita dell'iniettore. Il suo difetto principale è che non è possibile tenere conto direttamente delle condizioni di flusso nell'ugello e degli effetti che essi hanno sulla polverizzazione; ne consegue che è necessario

ricercare delle relazioni aggiuntive oppure utilizzare modelli più accurati se si vogliono includere fenomeni quali la formazione di instabilità fluidodinamiche causate dalla turbolenza, la riduzione di portata per effetto della cavitazione, la crescita e l'implosione delle bolle di vapore all'uscita dell'ugello o la variazione di angolo di cono in condizioni particolari di surriscaldamento.

3.3 Breakup secondario

La rottura delle particelle costituenti lo spray in gocce di dimensioni ancora inferiori è detta *breakup secondario* ed è causata dalle forze di natura aerodinamica esercitate dall'aria. Queste forze derivano dalla presenza di una velocità relativa non nulla tra le due fasi e tendono a spezzare le gocce in parti sempre più piccole attraverso la crescita di onde instabili sulla superficie di interfaccia; tale crescita genera continui cambiamenti di forma, mentre sono ostacolate dalla tensione superficiale che cerca di mantenere la goccia sferica.

Si può quindi affermare che il processo di breakup secondario sia governato dal numero adimensionale di Weber relativo alla fase gassosa:

$$We_g = \frac{\rho_g u_{\text{rel}}^2 D}{\sigma_l} \quad (3.8)$$

che confronta il peso relativo tra il valore della forza aerodinamica $\rho_g u_{\text{rel}}^2$ e quello dovuto alla tensione superficiale σ_l/D . A seconda del valore di We sono possibili differenti tipi di rottura secondaria, come visibile in figura 3.8; Wierzba [19], ad esempio, mostra che per bassi We prevale l'effetto del moto oscillatorio della goccia (*vibrational break-up*), per valori superiori di We la goccia si deforma in una membrana liquida che, prima di rompersi, assume la forma di una borsa vuota (*bag break-up*) o di un lobo (*bag/streamer break-up*). Per azioni aerodinamiche ancora più intense, si ha lo strapparsi di gocce dall'anello periferico della membrana ($We < 100$, *stripping break-up*) e la rottura catastrofica della goccia direttamente in molte piccole particelle ($We > 100$, *catastrophic break-up*).

Negli spray iniettati nei motori a combustione interna possono verificarsi tutti questi meccanismi appena descritti. Nelle vicinanze del foro di uscita si ha la rottura catastrofica del getto a causa delle alte velocità di iniezione; più a valle, il numero di Weber è significativamente più piccolo per effetto della riduzione di diametro delle gocce, dovuta ai fenomeni di evaporazione e dai precedenti breakup, e per effetto della riduzione di velocità relativa tra liquido e gas causata dalle forze di resistenza aerodinamica (*drag*).

3.3.1 Modello di Kelvin-Helmoltz

Il modello di Kelvin-Helmoltz (KH) fu proposto da Reitz [20] e si basa sull'assunzione che, all'uscita dell'iniettore, la goccia liquida di raggio r_0 sia coperta da uno spettro di onde superficiali, la cui nascita è dovuta all'elevato livello di turbolenza presente nell'ugello. A causa delle forze aerodinamiche indotte dalla velocità relativa fra goccia e gas circostante, si ha la crescita di queste onde.

Nell'ipotesi di fluidi incomprimibili e gas inviscido, la risoluzione delle equazioni di Navier-Stokes, linearizzate per entrambe le fasi, fornisce una relazione che lega il tasso di crescita di una certa onda con la propria lunghezza λ :

$$\omega = \omega(\lambda, \mu_l, \rho_l, \rho_g, r_0). \quad (3.9)$$

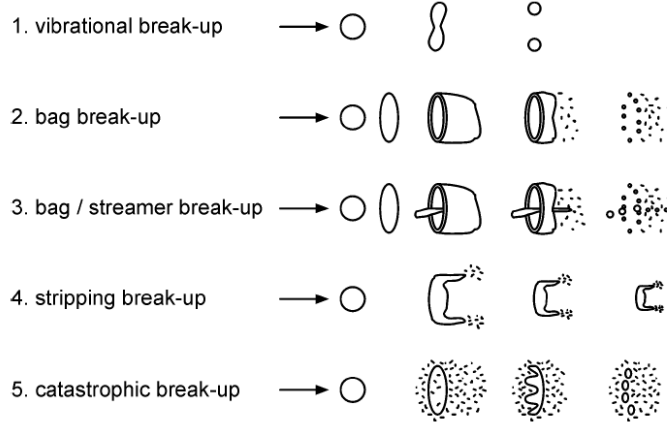


Figura 3.8: Meccanismi di breakup secondario al crescere del numero di Weber.

La soluzione numerica dell'equazione (3.9) ha mostrato l'esistenza di un solo massimo $\omega = \Omega$ per $\lambda = A$; si assume, pertanto, che solo questa onda cresca fino al distacco di nuove gocce, il cui raggio è posto pari a (si veda la figura 3.9):

$$r_c = B_0 \cdot A, \quad (3.10)$$

dove B_0 è una costante pari a 0.61.

L'interpolazione numerica dell'equazione $\Omega = \Omega(A, \mu_l, \rho_l, \rho_g, r_0)$ con diverse curve di *fitting* ha fornito una coppia di soluzioni rispettivamente per la velocità di crescita più elevata Ω e per la corrispondente lunghezza d'onda A :

$$\Omega \left[\frac{\rho_l r_0^3}{\sigma} \right]^{0.5} = \frac{0.34 + 0.38 \cdot We_g^{1.5}}{(1 + Z)(1 + 1.4 \cdot T^{0.6})}, \quad (3.11a)$$

$$\frac{A}{r_0} = 9.02 \frac{(1 + 0.45 \cdot Z^{0.5})(1 + 0.4 \cdot T^{0.7})}{(1 + 0.865 \cdot We_g^{1.67})^{0.6}} \quad (3.11b)$$

dove

$$Z = \frac{\sqrt{We_l}}{Re_l}, \quad T = Z \sqrt{We_g}, \quad We_g = \frac{\rho_g r_0 u_{rel}^2}{\sigma}, \quad Re_l = \frac{\rho_l r_0 u_{rel}}{\mu_l}.$$

In questo modo, la goccia originaria subirà una continua riduzione di diametro; il tasso di decrescita è legato ad un tempo caratteristico τ_{kh} :

$$\frac{dr}{dt} = -\frac{r - r_c}{\tau_{kh}}, \quad \tau_{kh} = 3.788 \cdot B_1 \frac{r}{A \cdot \Omega}. \quad (3.12)$$

Integrando in avanti l'equazione (3.12) si ottiene:

$$r_{new} = \frac{r + \bar{\tau}_{kh} r_c}{1 + \bar{\tau}_{kh}} \quad \text{con} \quad \bar{\tau}_{kh} = \frac{\Delta t}{\tau_{kh}}. \quad (3.13)$$

La massa di liquido che si separa dal pacchetto originario può essere calcolata a partire dalla riduzione di diametro (3.13) unita alla conservazione della massa, mentre il diametro delle gocce create è dato dalla (3.10). Nel codice sono implementate diverse istruzioni condizionali di controllo che consentono il distacco (*stripping*) solo se la parcel generata ha una massa sufficientemente alta.

In combinazione con il modello di iniezione *blob-method*, il modello di Kelvin-Helmoltz non descrive correttamente il *breakup* primario in termini di *SMD* delle gocce nelle vicinanze dell'iniettore. Inoltre, è richiesta un'accurata taratura della costante B_1 che sintetizza gli effetti dovuti al tipo di flusso che si ha nell'ugello: come evidente dall'equazione (3.13), all'aumentare di questo parametro si ha una riduzione del *breakup* con conseguente maggiore penetrazione e ridotta polverizzazione.

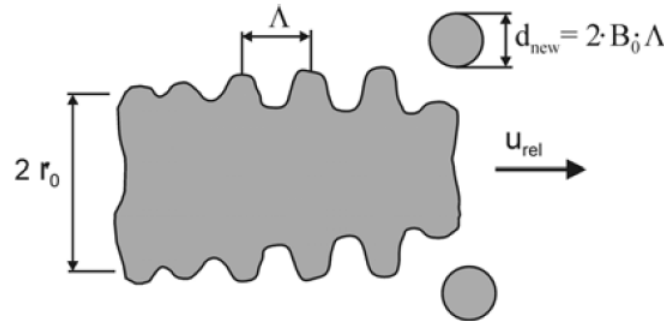


Figura 3.9: Illustrazione schematica del modello di breakup di Kelvin-Helmoltz.

3.3.2 Modello di Rayleigh-Taylor

Il modello di Rayleigh-Taylor (RT) è stato sviluppato da Taylor [21] e si basa su studi riguardanti l'analisi di stabilità dell'interfaccia fra fluidi di diversa densità, quando è sottoposta ad accelerazione. Un'accelerazione rivolta verso il fluido a densità maggiore ha effetto stabilizzante sull'interfaccia. Al contrario, un'accelerazione diretta verso il fluido a densità minore amplifica le onde superficiali generate dall'elevata turbolenza all'interno dell'ugello, come schematizzato in figura 3.10.

Per effetto della presenza di una velocità relativa u_{rel} tra fase liquida e gassosa, la forza aerodinamica che disintegra la goccia e la conseguente decelerazione che ne deriva sono esprimibili nel seguente modo:

$$F_{aero} = \pi d^2 C_d \frac{\rho_g u_{rel}^2}{8}; \quad (3.14a)$$

$$a = \frac{F_{aero}}{m_d} = \frac{3}{8} C_d \frac{\rho_g u_{rel}^2}{\rho_l r}. \quad (3.14b)$$

In maniera simile a quanto descritto nel paragrafo 3.3.1, il meccanismo di instabilità indotto dall'accelerazione a porta alla crescita di onde superficiali di varia lunghezza, ma solo una di queste possiede il massimo tasso di crescita;

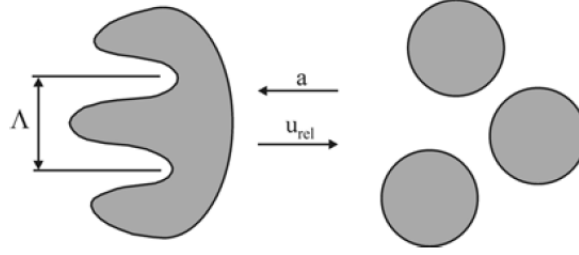


Figura 3.10: Schema di amplificazione delle onde superficiali a seconda del verso dell'accelerazione a cui è sottoposta la goccia. Immagine tratta da [11]

si assume pertanto che questa onda si amplifichi fino a determinare la rottura delle gocce.

Le equazioni che descrivono la massima velocità di crescita delle onde superficiali e la relativa lunghezza sono le seguenti:

$$\Omega = \sqrt{\frac{2}{3\sqrt{3}\sigma} \left[\frac{a(\rho_l - \rho_g)}{\rho_l + \rho_g} \right]^{1.5}}; \quad (3.15a)$$

$$\Lambda = C_3 2\pi \sqrt{\frac{3\sigma}{a(\rho_l - \rho_g)}}. \quad (3.15b)$$

Si osserva che il meccanismo di instabilità, dovuta all'accelerazione all'interfaccia, giustifica la presenza del termine a nelle equazioni (3.15).

È stato verificato, inoltre, che il tempo caratteristico di breakup τ_{rt} è il reciproco del tasso di crescita Ω : si può assumere quindi che, una volta che $t = \tau_{rt}$, la goccia si rompa formando nuove particelle di diametro $d_c = \Lambda$. Per questo motivo, il breakup RT è permesso esclusivamente quando la lunghezza d'onda Λ risulta inferiore al diametro della goccia originaria, mentre il numero di gocce che si generano è determinabile sulla base del principio di conservazione della massa.

La costante C_3 presente nella relazione (3.15b) tiene conto di tutti i fenomeni non prevedibili a priori, come ad esempio la turbolenza iniziale o la cavitazione nell'ugello, e influenza il diametro delle gocce prodotte; pertanto richiede un'accurata taratura, portando ai medesimi effetti già visti per il parametro B_1 nel modello KH.

In conclusione, il modello RT determina una rapida disintegrazione del getto nelle vicinanze dell'iniettore, dove le alte velocità relative tra fase liquida e gassosa causano una forte decelerazione delle gocce liquide. In ogni caso, il modello RT è spesso usato in combinazione con un altro modello di breakup secondario, tipicamente il modello KH.

3.3.3 Modello combinato KHRT

Spesso l'utilizzo di un singolo modello non è in grado di descrivere tutti i meccanismi di breakup mostrati in figura 3.8. Per questo è utile accoppiarne

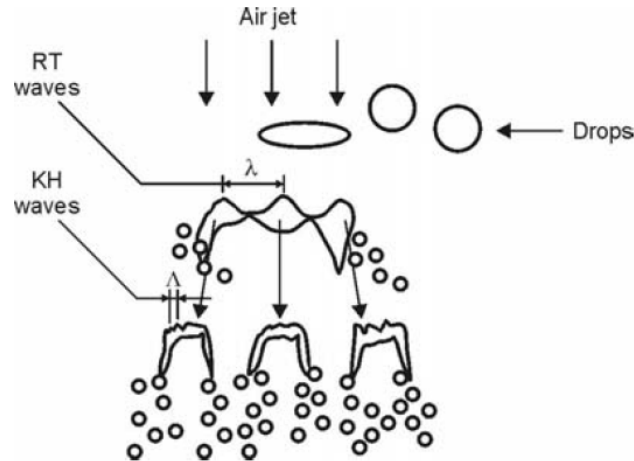


Figura 3.11: Rappresentazione schematica del regime di breakup catastrofico. Immagine tratta da [22].

almeno due per avere una previsione più accurata del fenomeno di rottura secondaria; una delle combinazioni più adottate è il KH/RT che deriva dall'unione dei due modelli KH e RT presentati nei paragrafi 3.3.1 e 3.3.2 e che consente di rappresentare al meglio il regime di breakup catastrofico ad alti numeri di We .

Secondo quanto proposto da Hwang et al. [22], le forze aerodinamiche tendono a imprimere una forma a disco alle gocce liquide che si suddividono in particelle di dimensioni stabilite dal modello di Rayleigh-Taylor. Le onde superficiali di minor lunghezza portano, invece, alla formazione di gocce di dimensioni micrometriche, per mezzo del processo di *stripping* previsto dal modello di Kelvin-Helmoltz (figura 3.11).

Tuttavia, la riduzione di diametro delle particelle prevista da RT nelle vicinanze dell'iniettore risulta troppo elevata rispetto a quanto rilevato sperimentalmente; di conseguenza, solamente la rottura di tipo KH può avvenire in questa zona, mentre il modello RT è applicato oltre una certa distanza dal foro d'uscita, detta *core length*, come visibile in figura 3.12:

$$L_b = C d_f \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_g}} \quad (3.16)$$

dove C è un parametro da calibrare per tener conto delle condizioni di flusso nell'ugello.

3.4 Modello di drag

Il moto di una goccia all'interno del cilindro di un motore dipende dunque fortemente dall'interazione con la fase gassosa che riempie la camera di combustione: infatti, la velocità relativa tra le due fasi genera una decelerazione del liquido e un'accelerazione dell'aria nella direzione del getto per effetto dello scambio di quantità di moto. Tale interazione è quindi determinata dalla forza

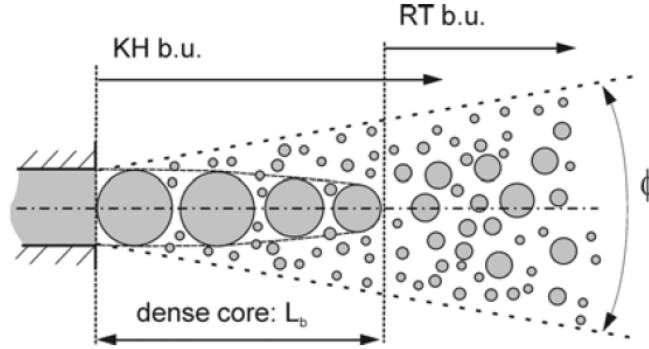


Figura 3.12: Combinazione tra i modelli KH e RT. Concetto di core length L_b .

di resistenza aerodinamica, così definita:

$$F_{\text{drag}} = \frac{\pi d^2}{8} \rho C_d |\mathbf{u}_d - \mathbf{u}|^2 = \frac{\rho}{2} A_f C_d u_{\text{rel}}^2 \quad (3.17)$$

dove C_d è il coefficiente adimensionale di drag, mentre A_f è l'area frontale della goccia.

Si assume che il coefficiente C_d sia funzione del numero di $Re_g = \frac{\rho_g u_{\text{rel}} D}{\mu_g}$ in accordo con la seguente relazione:

$$C_d = \begin{cases} \frac{24}{Re_g} \left(1 + \frac{Re_g^{2/3}}{6} \right) & \text{se } Re_g \leq 1000, \\ 0.424 & \text{se } Re_g > 1000. \end{cases} \quad (3.18)$$

3.5 Modelli di evaporazione

Accanto ai meccanismi di breakup che determinano il grado di polverizzazione del getto e la sua penetrazione, la corretta rappresentazione dei fenomeni energetici di evaporazione e scambio termico risulta altrettanto fondamentale, poiché essi influenzano significativamente la buona riuscita del successivo processo di combustione, da cui dipendono le prestazioni del motore e la formazione di eventuali inquinanti dannosi.

In questa sezione viene pertanto introdotto un modello che consente di prevedere la quantità di combustibile che ha subito il cambiamento di fase liquido-vapore, pre-requisito necessario per l'avvio delle reazioni chimiche di combustione.

3.5.1 Modello Spalding Mass

Il tasso di evaporazione nel tempo della massa liquida di combustibile che forma lo spray può essere calcolato a partire dall'equazione (2.29) già presentata

nel capitolo 2:

$$\dot{m}_d = -\pi d \Gamma \rho_v \ln \left(1 + \frac{Y_{v,s} - Y_{v,\infty}}{1 - Y_{v,s}} \right) Sh \quad (3.19)$$

In aggiunta a quanto precedentemente esposto, la frazione massica di vapori di combustibile sulla superficie di interfaccia tra le due fasi è determinata utilizzando la legge di Raoult:

$$Y_{v,s} = \frac{p_v(T_l)}{p_{cil}} \frac{MW_f}{MW_{\text{mix},s}} \quad (3.20)$$

$p_v(T_l)$ è la pressione di vapore del liquido alla temperatura della particella, mentre MW_f e $MW_{\text{mix},s}$ sono le masse molecolari, rispettivamente, del combustibile e della miscela gassosa (aria e vapori di combustibile) sulla superficie esterna della goccia. Alcune proprietà del gas in questa zona sono calcolate sfruttando la *regola dell'1/3*; ad esempio, la temperatura superficiale T_s è così definita:

$$T_s = \frac{2}{3}T_l + \frac{1}{3}T_g \quad (3.21)$$

Una volta nota la massa di combustibile evaporata corrispondente ad un certo intervallo temporale, il modello prevede l'aggiornamento delle frazioni massiche di liquido presenti e la riduzione del diametro delle singole gocce, in modo da mantenere invariato il numero di particelle N_p presenti in ogni pacchetto.

3.5.2 Mixture fraction

Si consideri un semplice sistema al cui interno può avvenire un processo di combustione tra un combustibile (F) e un ossidante (O), che porta alla formazione di determinati prodotti (P). La reazione chimica in condizioni stechiometriche può essere simbolicamente espressa nel seguente modo:



Per un generico rapporto di miscela α , la reazione (3.22) assume la forma:



dove ϕ è il rapporto di equivalenza già presentato nel Capitolo 1. Normalizzando l'equazione (3.23), si può introdurre la quantità *mixture fraction* Z così definita:

$$Z = \frac{\phi}{\phi + \alpha} \quad (3.24)$$

che assume il valore 1 nella zona di solo combustibile e il valore 0 nella zona di solo ossidante. Essa è un parametro molto comodo perchè consente di sintetizzare fenomeni chimici molto complessi; infatti, nell'ipotesi di equilibrio chimico, molte grandezze scalari possono essere ricondotte al calcolo di questa quantità.

Dal punto di vista computazionale, è stata introdotta un'equazione di trasporto per la mixture fraction che formalmente appare molto simile alle equazioni di conservazione già viste nel capitolo 2:

$$\frac{\partial(\rho Z)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho Z \mathbf{u}) = \nabla \cdot \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{Sc_t} \right) \nabla Z \right) + S_m^l \quad (3.25)$$

dove Sc_t è il numero di Schmidt turbolento (generalmente unitario), mentre S_m^l è il termine sorgente di trasferimento di massa tra le due fasi già introdotto nell'equazione (2.2). Esso dipende ovviamente dalla quantità di vapore prodotto ed è determinabile attraverso la relazione (3.20) del modello *Spalding Mass*. Questo spiega lo stretto legame che intercorre tra i fenomeni di evaporazione del combustibile e il concetto di mixture fraction: i primi, infatti, generano una certa distribuzione spaziale di rapporto di equivalenza ϕ , da cui dipendono i valori del campo di Z nelle varie celle.

Avendo mediato nel tempo le equazioni di Navier-Stokes al fine di seguire un approccio RANS per la modellazione della turbolenza, è necessario fare lo stesso anche per la legge di trasporto di Z . Pertanto, l'equazione mediata scritta in termini indiciali diventa:

$$\frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{Z})}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\bar{\rho}\tilde{Z}\tilde{u}_i) = \frac{\partial}{\partial x_i}(\bar{\rho}\widetilde{u_i''Z''}) + \bar{\rho}S_t^m \quad (3.26)$$

È nuovamente necessario modellare le componenti fluttuanti che nascono dall'operazione di media secondo Favre: ciò è possibile aggiungendo un'ultima equazione relativa direttamente alla varianza della *mixture fraction* $\widetilde{Z''^2}$:

$$\frac{\partial(\bar{\rho}\widetilde{Z''^2})}{\partial t} + \frac{\partial\bar{\rho}\tilde{u}_i\widetilde{Z''^2}}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i}\left(\frac{\mu_t}{Sc_t}\frac{\partial\widetilde{Z''^2}}{\partial x_i}\right) + 2\frac{\mu_t}{Sc_t}\left(\frac{\partial\tilde{Z}}{\partial x_i}\right)^2 - \bar{\rho}\tilde{\chi} \quad (3.27)$$

dove $\tilde{\chi}$ è detto *scalar dissipation rate* definito nel seguente modo:

$$\tilde{\chi} = 2D\left(\frac{\partial\tilde{Z}}{\partial x_i}\right)^2 \quad (3.28)$$

Capitolo 4

Validazione: Spray A

In questo capitolo si procede alla validazione dei modelli inseriti nella nuova versione della LibICE-2.3.x e precedentemente descritti, attraverso alcune simulazioni dell'evoluzione dello spray di combustibile all'interno di camere a volume costante. L'obiettivo è quello di dimostrare che questi modelli siano stati implementati correttamente e che siano effettivamente sensibili alle variazioni delle condizioni operative nei motori; infatti, questi ultimi operano generalmente su un intervallo piuttosto ampio di regimi di rotazione e carico, con la possibilità quindi di avere a che fare con valori variabili dei parametri di iniezione e delle caratteristiche fisiche dell'aria nel cilindro. A diversi punti di funzionamento corrispondono differenti comportamenti del getto in camera, in termini di SMD, penetrazione e morfologia, che dovranno essere riprodotti in maniera accurata mediante la CFD.

Successivamente si cercherà di impostare opportunamente i parametri caratteristici dei modelli fenomenologici, in modo tale che i risultati numerici ottenuti siano in accordo con i dati sperimentali a disposizione anche dal punto di vista quantitativo.

4.1 Risultati sperimentali

I risultati sperimentali di confronto fanno parte di alcuni dati messi a disposizione nell'ambito di un progetto internazionale detto *Engine Combustion Network, ECN* [23], il cui scopo è quello di creare una rete di collaborazione scientifica tra ricercatori e sperimentatori di diversi istituti per migliorare la conoscenza del comportamento degli spray nei motori e dei fenomeni di combustione che li riguardano.

Per raggiungere questi obiettivi, sono state prese in esame opportune condizioni di funzionamento; esse sono facilmente ripetibili dal punto di vista sperimentale e permettono di avere a disposizione i medesimi dati di confronto per la valutazione degli approcci seguiti dai differenti gruppi di lavoro appartenenti al progetto. Pertanto, è stata definita una tabella di undici condizioni operative che si differenziano tra loro in base ai valori di densità e temperatura nel cilindro e per la pressione di iniezione presente nel *rail*. Esse sono riassunte nel prospetto 4.1 e l'insieme di questo set di punti di funzionamento prende il nome di Spray A.

Tabella 4.1: Tabella riassuntiva delle condizioni operative per lo Spray A

Caso	Temperatura [K]	Densità [kg/m ³]	Pressione di iniezione [MPa]
1	900	22,8	150
2	900	22,8	100
3	900	22,8	50
4	900	7,6	150
5	900	15,2	150
6	700	22,8	150
7	1000	22,8	150
8	1100	22,8	150
9	700	22,8	50
10	440	22,8	150
11	303	22,8	150

Le prove sono state realizzate iniettando dodecano n-C₁₂H₂₆ a 363 K in una camera a volume costante di forma cilindrica di altezza 108 mm e diametro 54 mm. L'iniettore è posto al centro della testa, è orientato verticalmente e il foro di uscita ha un diametro d_f il cui valore è riportato in tabella 4.2; al variare della pressione di iniezione (da 50 MPa a 150 MPa) cambia la quantità totale di massa m_{inj} che deve essere introdotta, così come varia la legge temporale di portata istantanea di combustibile (figura 4.1).

Si può notare, infatti, che, all'aumentare della pressione di iniezione, la portata è maggiore durante la fase centrale, corrispondente al periodo di completa apertura dello spillo, poiché a parità di sezione cresce la velocità del flusso nell'ugello; avendo questo tratto un peso percentualmente importante rispetto a tutta la durata di iniezione t_{inj} , ne deriva che la massa totale da introdurre risulta più grande.

Tabella 4.2: Caratteristiche del sistema di iniezione al variare della pressione

Pressione [MPa]	Temperatura [K]	m_{inj} [mg]	t_{inj} [ms]	d_f [μm]
150	363	3,72	1,54	89,4
100	363	3,00	1,5	89,4
50	363	2,057	1,5	89,4

Al fine di descrivere l'evoluzione e l'evaporazione degli spray, sono stati misurati principalmente due parametri:

- penetrazione del getto liquido L_{sp} , mediante una metodologia ottica detta *diffused back-illumination (DBI)*;
- penetrazione dei vapori di combustibile L_{vap} , attraverso l'acquisizione di immagini ad alta velocità con tecniche *schlieren*.

Tra le varie condizioni operative mostrate in tabella 4.1, la prima, detta baseline, è sicuramente la più significativa, poiché è stata ampiamente testata

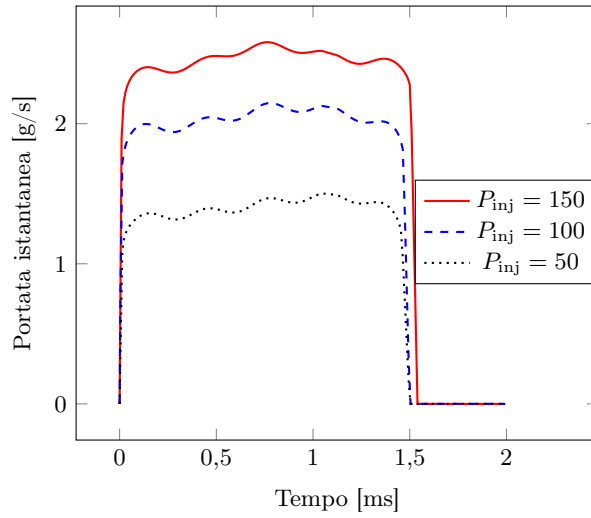


Figura 4.1: Portata istantanea di combustibile al variare della pressione di iniezione.

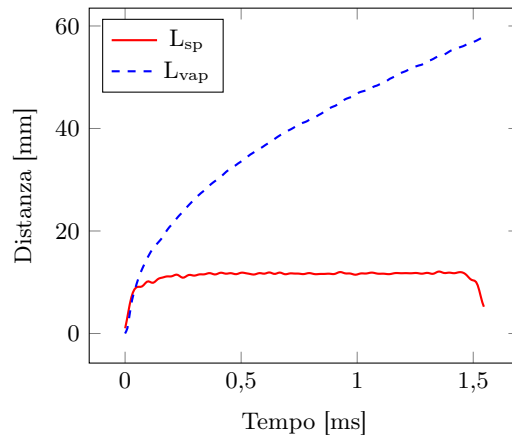


Figura 4.2: Valori sperimentali di penetrazione relativi al caso baseline.

e validata sperimentalmente; infatti, in queste condizioni di densità e temperatura, i dati sperimentali non riguardano solamente le penetrazioni di liquido e vapore (mostrate in figura 4.2), ma forniscono anche informazioni sulla distribuzione spaziale dei campi di velocità e mixture fraction Z in determinati istanti temporali (ad esempio 1,5 ms *after start of injection* - *ASOI*).

Pertanto, in questo lavoro si è deciso di settare i parametri dei singoli modelli in modo tale da ottenere risultati numerici molto prossimi a quelli sperimentali in questa particolare condizione di funzionamento; successivamente, si cercherà di capire se le costanti scelte sono estendibili anche agli altri casi di tabella 4.1, al fine di valutarne la bontà e la capacità predittiva.

4.2 Risultati numerici

Prima di descrivere gli effetti dei principali parametri sull'evoluzione e sulla struttura dello spray, è necessario ricordare alcuni concetti relativi sia alla scelta della dimensione di griglia più appropriata per l'analisi di problemi che prevedono l'utilizzo di un approccio misto euleriano-lagrangiano, sia alla scelta del numero di dimensioni del dominio geometrico d'interesse allo scopo di non rendere troppo pesante la risoluzione del problema dal punto di vista computazionale.

4.2.1 Spray assialsimmetrici

In campo motoristico, la possibilità di ricorrere a geometrie assialsimmetriche nello studio dei processi che avvengono all'interno del cilindro consente di ridurre drasticamente i costi computazionali e di ottenere così maggiori informazioni a parità di tempo. Pertanto, sotto la spinta delle principali industrie del settore, sono state implementate nel codice opportune correzioni che permettono di tener conto della bidimensionalità del problema. Queste modifiche riguardano soprattutto:

- la verifica del numero di dimensioni del problema da simulare sulla base della griglia generata;
- l'iniezione delle gocce nella porzione considerata e non all'interno del cilindro tridimensionale completo (fig. 4.3b);
- la riduzione della massa totale di combustibile da iniettare e del numero di gocce che la compongono.

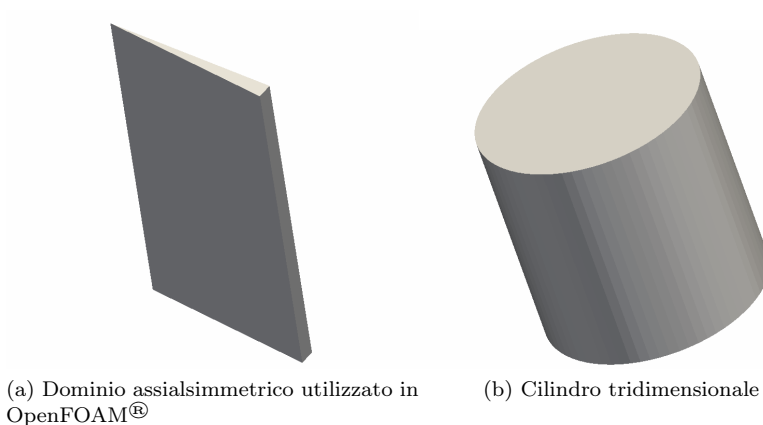


Figura 4.3: Confronto visivo tra la geometria assialsimmetrica ed il dominio tridimensionale.

È utile ricordare che il software OpenFOAM[®] consente di trattare i problemi assialsimmetrici attraverso l'introduzione di una geometria a forma di spicchio (*wedge*, fig. 4.3a), il cui angolo al centro α è circa pari a 5° . Nella realtà il combustibile viene iniettato su tutta la sezione del foro di uscita, pertanto la

massa da introdurre nel dominio 2D $m_{inj,2D}$ è pari a:

$$m_{inj,2D} = \frac{\alpha}{360} m_{inj} \quad (4.1)$$

dove m_{inj} è la quantità di combustibile indicata in tabella 4.2.

Ovviamente, non è sempre possibile ridurre il problema fluidodinamico ad un caso bidimensionale: infatti, è necessario che l'iniettore sia dotato di un solo foro di uscita posto al centro della testa del cilindro e che il suo asse sia orientato nella direzione dell'asse di simmetria del volume della camera. Di conseguenza, nel caso di iniettori multiforo, è inevitabile utilizzare geometrie tridimensionali che richiedono tempi di calcolo molto più elevati.

Allo scopo di verificare che le modifiche introdotte sono adeguate per la corretta rappresentazione degli spray assialsimmetrici, si presentano ora i risultati ottenuti utilizzando due geometrie differenti, una tridimensionale ed una bidimensionale, che possiedono le stesse dimensioni di griglia e che sono relative alla medesima condizione operativa baseline dello Spray A. In particolare, a parità di coefficienti utilizzati, ci si aspetta che il comportamento risulti simile sia a livello di morfologia e di polverizzazione del getto, sia per quanto concerne i valori di penetrazione raggiunti.

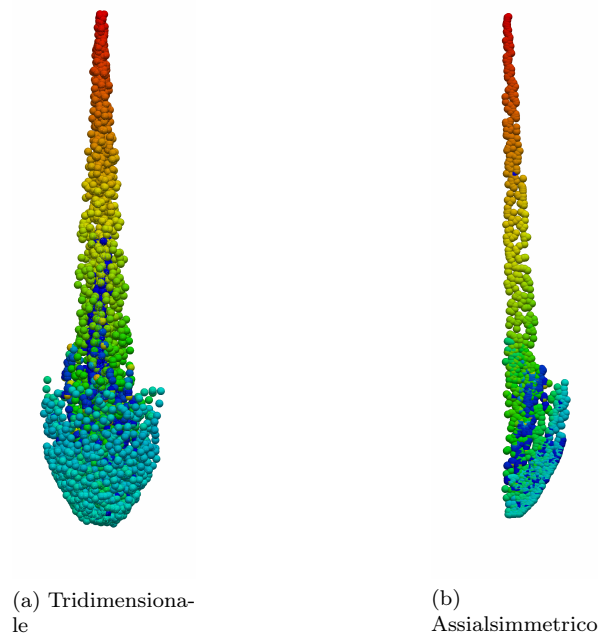


Figura 4.4: Confronto tra le morfologie ottenute utilizzando geometrie di diverso tipo.

In figura 4.4 è mostrato come si presenta lo spray 0,1 ms ASOI nei due domini geometrici 3D (immagine 4.4a) e 2D (immagine 4.4b): si può osservare la giusta corrispondenza di forma e distribuzione dei diametri tra i due casi. Nel grafico 4.5, invece, è raffigurato l'andamento temporale delle penetrazioni di liquido (figura 4.5a) e vapore (figura 4.5b): si nota anche in questo caso un buon accordo tra i risultati ottenuti utilizzando geometrie differenti.

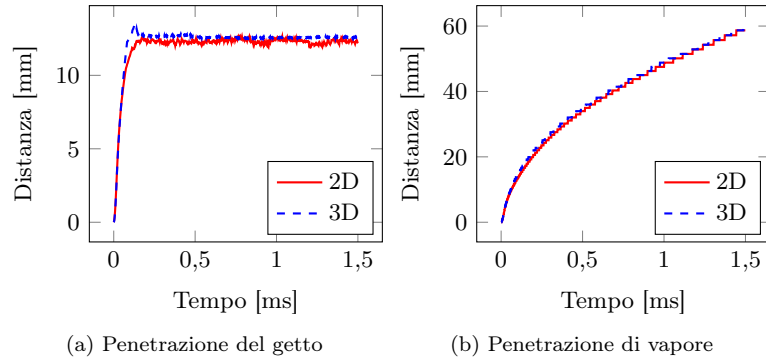


Figura 4.5: Dipendenza dei valori di penetrazione raggiunti dal tipo di geometria.

4.2.2 Dipendenza dalla scelta della mesh

È noto che i risultati ottenuti mediante la CFD sono dipendenti dalla risoluzione di griglia (*grid dependency*) [10]; infatti, la soluzione numerica delle equazioni di Navier-Stokes è molto più accurata quanto più la mesh è fitta, poiché la fine discretizzazione spaziale permette di descrivere meglio i gradienti delle grandezze associate al flusso.

Nel caso di simulazioni riguardanti gli spray, la situazione diventa però più complicata: infatti, le equazioni relative alla fase liquida sono formulate per essere risolte secondo un approccio lagrangiano e vengono accoppiate con la fase gassosa modellata secondo uno schema euleriano. Secondo [24], a causa della mancanza di una solida base teorica per la descrizione del meccanismo di accoppiamento delle equazioni, si ottiene una maggiore dipendenza dalla risoluzione di griglia.

Utilizzando un approccio misto, le dimensioni delle celle di calcolo non possono essere ridotte a piacere fino a quando il moto dell'aria risulta correttamente risolto e indipendente dalla mesh: infatti, in presenza di particelle liquide disperse, è obbligatorio soddisfare uno dei principi che stanno alla base della descrizione numerica dello spray di combustibile. Esso prevede che la cosiddetta *void fraction* in ogni cella sia prossima al valore unitario, cioè il volume occupato dalle gocce liquide sia piccolo rispetto al volume globale della cella. Pertanto, non è possibile usare griglie troppo fitte, anche nelle zone dove il flusso lo richiederebbe, ad esempio nelle vicinanze dell'iniettore.

Ne deriva che il campo di moto non viene risolto correttamente e di conseguenza, non sono note nemmeno le quantità esatte del flusso nei punti in cui sono poste le gocce; la valutazione dei termini sorgente di accoppiamento che esprimono gli scambi di massa, quantità di moto ed energia tra le due fasi risulta pertanto inesatta.

Una volta determinata ad esempio la quantità di moto che deve essere trasferita dal liquido al gas, essa viene distribuita uniformemente in tutta la cella in cui è posto il pacchetto di gocce; a seconda della dimensione di griglia scelta, possono nascere alcuni effetti puramente numerici, discussi in [11]:

- l'immediata e uniforme distribuzione su tutta la cella porta ad una diffusione maggiore della quantità di moto rispetto a quanto effettivamente

presente nella realtà; infatti, solamente il gas nelle immediate vicinanze della goccia dovrebbe essere accelerato;

- se la risoluzione di griglia è elevata, la velocità dell'aria aumenta più rapidamente, poichè lo stesso termine di scambio di inerzia viene distribuito su un volume minore; in questo modo, si ha una riduzione più celere del valore di velocità relativa tra le due fasi, determinando un minore breakup del getto ed una maggiore penetrazione;
- anche l'orientazione relativa tra la mesh e l'asse dello spray influenza i risultati; infatti, il numero di celle coinvolte nello scambio di quantità di moto è dipendente dall'angolo formato dalla direzione di iniezione con gli spigoli della griglia, generando effetti simili sulla penetrazione a quanto visto riguardo la dimensione dei volumi finiti (l'ideale sarebbe avere sempre una griglia localmente perpendicolare al fronte del getto).

Si mostra dunque come cambia la struttura dello spray al variare delle dimensioni di cella nella mesh assialsimmetrica per la condizione operativa corrispondente al caso baseline dello Spray A. Nel caso tridimensionale, invece, è possibile ridurre i tempi computazionali di per sè maggiori, adottando opportune tecniche di raffinamento dinamico della mesh (*Adaptive Local Mesh Refinement* – ALMR) che operano sulla base dei gradienti spaziali delle frazioni massiche di combustibile; esse verranno presentate nel prossimo Capitolo.

In ogni caso, si possono introdurre le seguenti misure per ridurre la dipendenza dalla griglia utilizzata:

- nel caso assialsimmetrico, la direzione di iniezione è diretta lungo l'asse del cilindro ed è normale alla griglia nella zona in cui è posto il foro di uscita dell'iniettore. In questo modo, lo spray può penetrare perpendicolarmente alle celle;
- il foro non è situato in corrispondenza della sommità della camera a volume costante, ma è leggermente spostato verso il basso affinchè non coincida con nessun vertice o spigolo della mesh; al momento dell'iniezione il pacchetto di gocce viene così assegnato ad un'unica volume finito, senza avere ambiguità nella scelta della cella d'origine che potrebbe portare ad errori numerici nel software o alla mancata introduzione di alcune *parcel*.

A questo punto è stata scelta una dimensione di griglia sufficientemente fine, accompagnata da un ulteriore raffinamento man mano che ci si avvicina alla zona di iniezione (*mesh grading*); successivamente sono stati svolti i calcoli utilizzando mesh in cui il numero delle celle è stato via via diminuito della metà (fattore 1/2, fattore 1/4, fattore 1/8) per capire come cambiano le caratteristiche del getto. Le dimensioni minime e massime delle griglie generate sono riportate in tabella 4.3.

In figura 4.6 sono riassunti i risultati ottenuti in corrispondenza delle prime fasi del processo di iniezione, quando lo spray penetra nella porzione di volume più prossima all'iniettore dove, a causa del forte *grading* imposto, si risente maggiormente della variazione di dimensione di griglia; a conferma di quanto detto, si può osservare che lo spray avanza maggiormente nel cilindro se la mesh è più fitta. Anche la morfologia globale dipende dall'aumento della dimensione

Tabella 4.3: Dimensioni di griglia per le mesh aventi un numero di celle differente

Caso	Dimensione minima [μm]	Dimensione massima [μm]
Fattore 1	125	1250
Fattore 1/2	250	2500
Fattore 1/4	500	5000
Fattore 1/8	1000	10 000

di griglia: con un numero di celle inferiore, infatti, l'apice del getto presenta una forma più arrotondata.

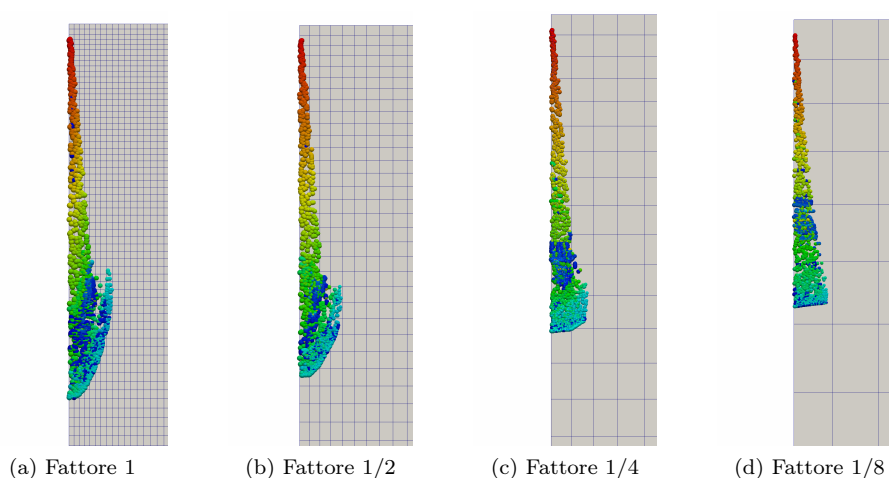


Figura 4.6: Dipendenza della struttura dello spray dalla dimensione di griglia: con il termine fattore si intende di quanto è stato ridotto il numero di celle rispetto al caso *base* riportato in (a). Le figure sono riferite a 0,1 ms ASOI.

Infine, si mostra come la mesh dependency influenza anche le caratteristiche del campo di moto dell'aria; in particolare, in figura 4.7 è rappresentata l'evoluzione della componente assiale del vettore velocità lungo l'asse del cilindro, mentre in figura 4.8 è raffigurata la distribuzione di mixture fraction nella medesima direzione. Si può osservare che, all'aumentare della dimensione di griglia, la fase gassosa risulta meno accelerata e presenta una minore frazione di vapore di combustibile al suo interno. Ciò conferma il fatto che, in presenza di celle più grandi, gli stessi termini di scambio massico e di quantità di moto tra le due fasi vengono distribuiti su un volume maggiore, generando valori locali inferiori.

In conclusione, si può affermare che nelle successive simulazioni verrà sempre impiegata la griglia più fitta, in quanto permette di ottenere risultati maggiormente concordi con i dati sperimentali e consente di rappresentare al meglio gli scambi di massa, quantità di moto ed energia tra liquido e gas.

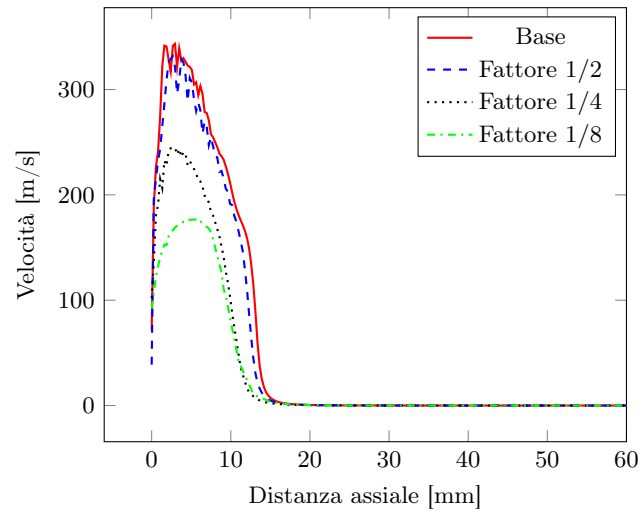


Figura 4.7: Dipendenza del campo di velocità dalla dimensione di griglia.

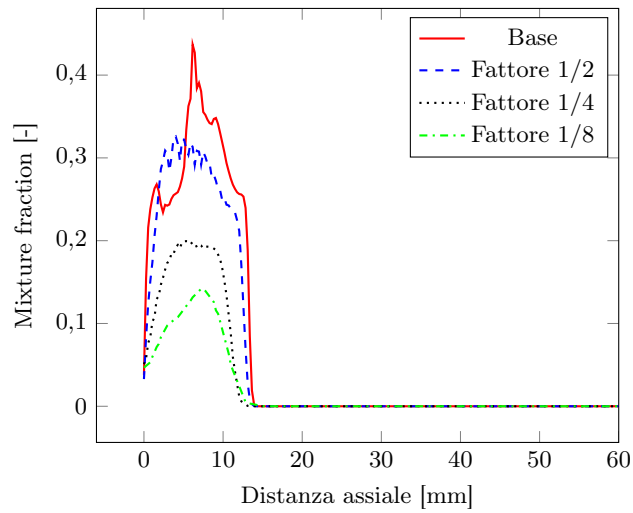


Figura 4.8: Dipendenza del campo di mixture fraction dalla dimensione di griglia.

4.2.3 Modello di breakup secondario KHRT

Le prestazioni del modello di breakup secondario descritto nel Capitolo 3 sono fortemente legate ai valori attribuiti alle principali costanti associate al modello stesso; in particolare, il livello di polverizzazione raggiunto dipende soprattutto da:

- il parametro B_1 , che influenza il tasso di decrescita nel tempo del diametro delle gocce che stanno per rompersi;
- il parametro $m_{s,Limit}$, che stabilisce quando è possibile generare le gocce secondarie per *stripping*;
- il parametro C_3 , da cui dipende il diametro delle nuove gocce create secondo Rayleigh-Taylor.

Effetto di B_1

Come affermato da Reitz [20], il parametro B_1 può assumere valori molto diversi tra loro, compresi tra 1.73 e 60. Osservando l'equazione (3.12), si nota che, all'aumentare di B_1 , cresce il tempo caratteristico τ_{kh} di breakup secondo Kelvin-Helmoltz; pertanto, la velocità di riduzione di diametro delle gocce presenti è minore e le condizioni necessarie per la loro disintegrazione sono raggiunte in tempi più lunghi. Ne deriva che le particelle mantengono dimensioni elevate per un tratto iniziale maggiore; ciò porta ad avere lunghezze del getto in camera elevate (si veda fig. 4.9) e valori di SMD più alti (fig. 4.10).

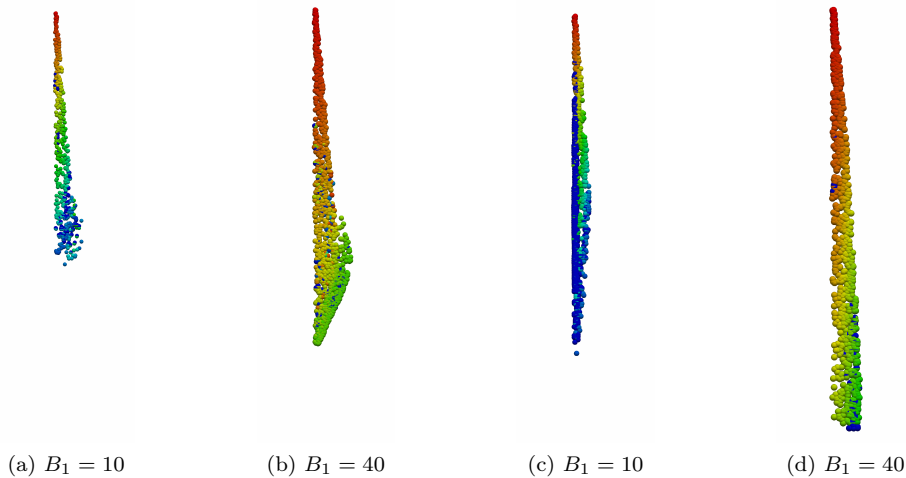


Figura 4.9: Influenza del coefficiente B_1 sulle caratteristiche dello spray. Le figure (a) e (b) sono riferite a 0,1 ms dall'istante di inizio del processo di iniezione, mentre le immagini (c) e (d) sono relative a 1,0 ms ASOI.

La penetrazione di vapore, invece, non è influenzata in maniera significativa da questo parametro (fig. 4.11); la rottura di tipo KH riguarda infatti principalmente le gocce poste nel nucleo centrale dello spray; la distribuzione di vapore si sviluppa invece in tutta la regione occupata dal getto, anche nella

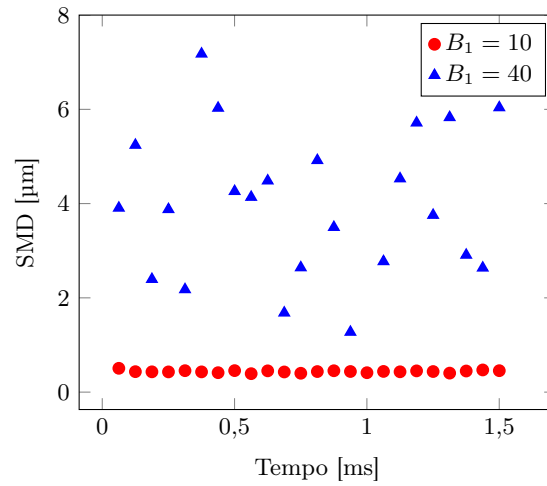


Figura 4.10: Influenza del coefficiente B_1 sul diametro medio di Sauter.

zona periferica in direzione radiale ed in corrispondenza del tip, dove sono poste le particelle secondarie generate durante i precedenti breakup, e su cui è rilevata la penetrazione di vapore.

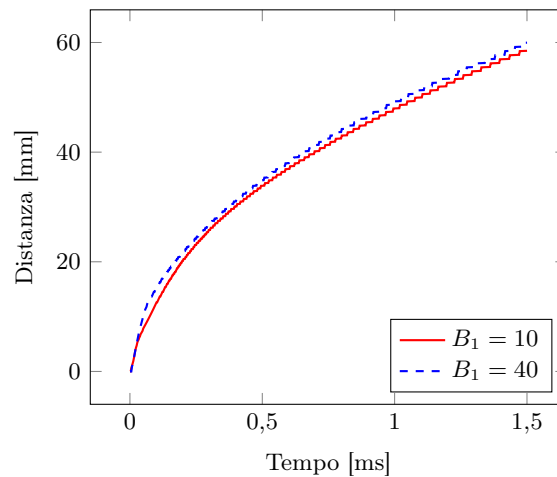


Figura 4.11: Influenza del coefficiente B_1 sulla penetrazione di vapore in camera.

Effetto di $m_{s,Limit}$

Nel modello KH, il distacco di nuove particelle dalla superficie delle gocce per azione aerodinamica ha inizio non appena la massa delle gocce secondarie supera una certa percentuale della massa complessiva del pacchetto, cioè se:

$$\frac{m_{stripping}}{m_{pacchetto}} > m_{s,Limit} \quad (4.2)$$

Pertanto, $m_{s,Limit}$ è un parametro adimensionale che determina le caratteristiche del fenomeno di *stripping*; all'aumentare del suo valore, viene ritardata nel tempo la generazione dei nuovi pacchetti contenenti gocce di diametro inferiore. Di conseguenza, come si può notare osservando la morfologia del getto in figura 4.12, lo spray sarà formato da un numero inferiore di particelle aventi un diametro più grande.

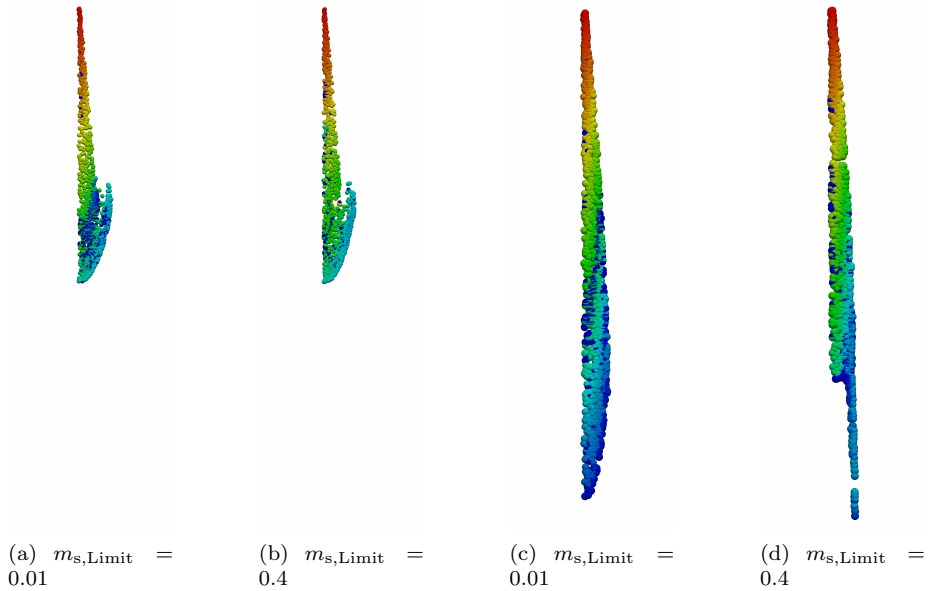


Figura 4.12: Influenza del coefficiente $m_{s,Limit}$ sulle caratteristiche dello spray. Le figure (a) e (b) sono riferite a 0,1 ms dall'istante di inizio del processo di iniezione, mentre le immagini (c) e (d) sono relative a 1,0 ms ASOI.

Ciò è confermato pure in figura 4.13, dove si mostra l'aumento di SMD per tutta la durata dell'iniezione, e in figura 4.14, in cui si osserva una maggiore penetrazione di vapore in camera al crescere del valore assegnato a $m_{s,Limit}$.

Osservando la figura 4.12, infine, è evidente che, per ottenere uno spray evaporante di forma appropriata, è necessario utilizzare valori piuttosto bassi di $m_{s,Limit}$; infatti, a seguito della rottura per *stripping* si generano pacchetti di gocce, le quali hanno sempre lo stesso diametro, dato dalla relazione (3.10). Tuttavia, al crescere del valore assegnato al parametro in esame, la massa della parcel secondaria è maggiore (quindi sarà più alto il numero di gocce che la costituiscono); pertanto, nella zona periferica del getto si trovano particelle dotate di una quantità di moto elevata che, invece di essere rallentate per azione aerodinamica, come spiegato da Ferrari in [6], continuano a penetrare generando il filamento di gocce visibile in figura.

Effetto di C_3

La costante C_3 influisce pesantemente sul diametro medio dello spray, poiché, non appena si raggiunge il tempo caratteristico di breakup secondo RT, la goccia si disintegra in particelle di dimensioni pari a $d = \Lambda$; essendo Λ proporzionale a

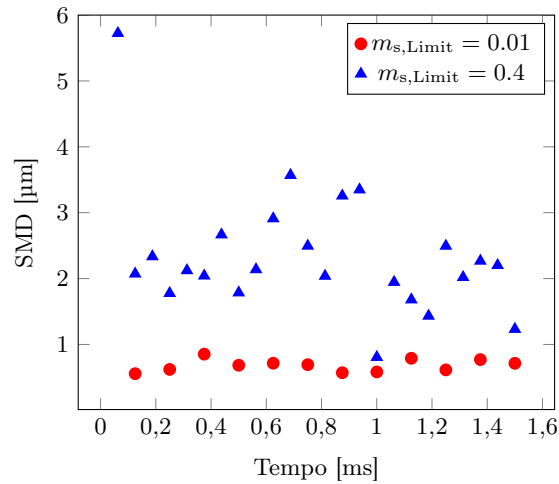


Figura 4.13: Influenza del coefficiente $m_{s,Limit}$ sul diametro medio di Sauter.

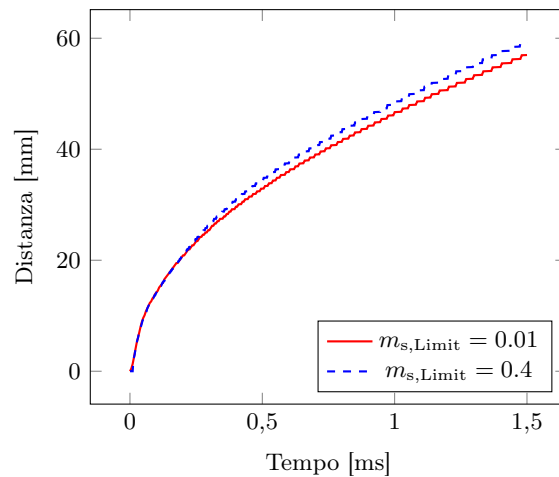
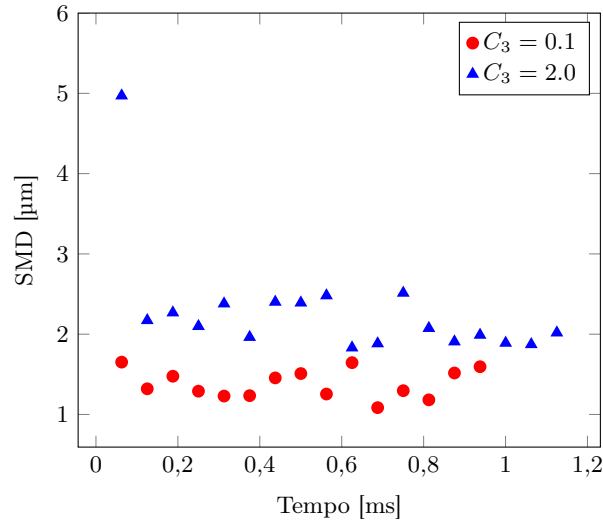


Figura 4.14: Influenza del coefficiente $m_{s,Limit}$ sulla penetrazione di vapore in camera.

C_3 secondo l'equazione (3.15b), la sua diminuzione determina la riduzione del diametro medio di Sauter (figura 4.15).

Tuttavia, si nota come la riduzione di C_3 produca una variazione di SMD meno forte rispetto a quanto mostrato in figura 4.10 in merito alla dipendenza del diametro delle gocce dal parametro B_1 ; infatti, nel caso specifico in questione, si può affermare che il breakup RT avviene con frequenza inferiore rispetto alla rottura di tipo KH, dato che i tempi caratteristici dei fenomeni di *stripping* e di evaporazione sono dominanti.

Questo fatto trova conferma anche in figura 4.16, dove è rappresentato il cambiamento di struttura dello spray in presenza di diversi valori di C_3 ; è vero che al diminuire di C_3 si assiste alla formazione di particelle con dimensioni inferiori, le quali determinano una penetrazione minore del getto in camera, ma

Figura 4.15: Influenza del coefficiente C_3 sul diametro medio di Sauter.

la differenza di morfologia in termini di diametro medio non è così netta rispetto a quanto proposto in figura 4.9. Sembra infatti che i pacchetti di gocce abbiano subito in tempi brevi una forte riduzione di diametro secondo un breakup di tipo KH; ciò non consente frequenti rotture secondo Rayleigh-Taylor, dato che esse possono avvenire solo se $d > \Lambda$.

Si ricorda, infine, che il meccanismo di breakup RT può interessare sia particelle secondarie che hanno già subito fenomeni di *stripping*, sia gocce che non sono ancora state rotte e che sono poste ad una distanza dall'iniettore superiore alla *breakup length*, che a sua volta dipende dal valore del parametro C presente nell'equazione (3.16).

4.2.4 Configurazione ottimale

Si presentano ora i coefficienti del modello di breakup KHRT che, dopo un'attenta taratura, sono risultati ottimali per la corretta descrizione dell'evoluzione del getto. In particolare, sono stati scelti i valori riportati in tabella 4.4.

Tabella 4.4: Costanti del modello di breakup secondario KHRT usate per le simulazioni

B_1	ms_{Limit}	C_3	C
19	0.01	0.2	25

L'immagine 4.17 mostra la morfologia dello spray in corrispondenza di successivi istanti temporali: si può notare che il getto assume la classica forma di spray evaporante, costituito, cioè, da un nucleo centrale in prossimità dell'asse e da numerose particelle secondarie situate nella punta e nella zona di periferia del getto. Il combustibile penetra molto rapidamente durante l'apertura dello spillo, poi la sua lunghezza si assesta su un valore stazionario a partire da 0,15 ms dopo l'avvio del processo di iniezione.

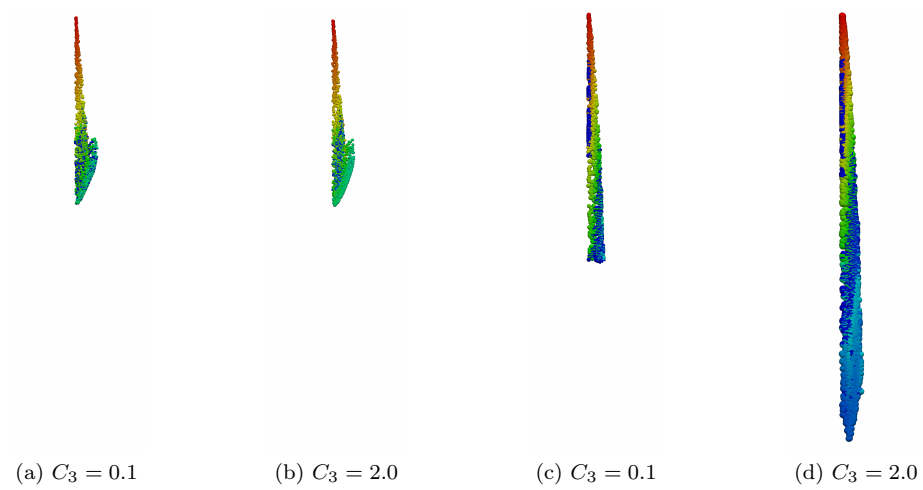


Figura 4.16: Influenza del coefficiente C_3 sulle caratteristiche dello spray. Le figure (a) e (b) sono riferite a 0,1 ms dall'istante di inizio del processo di iniezione, mentre le immagini (c) e (d) sono relative a 1,0 ms ASOI.

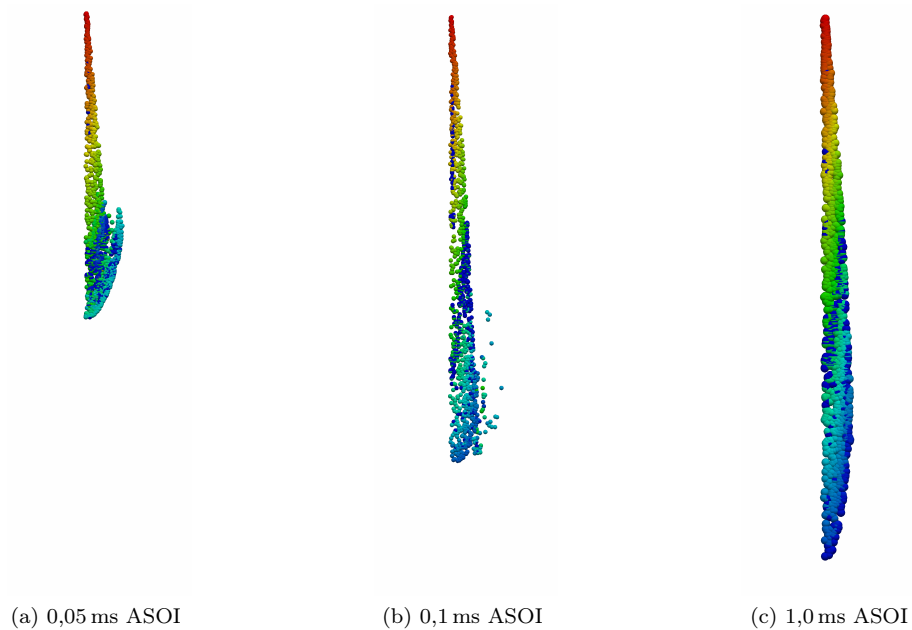


Figura 4.17: Evoluzione temporale dello spray nella condizione baseline dello Spray A.

Si osserva, inoltre, un'ottima corrispondenza tra le penetrazioni del getto liquido e di vapore calcolate e quelle rilevate sperimentalmente (figura 4.18): ciò testimonia la validità dei parametri scelti e la bontà della dimensione di griglia adottata, così come delle modifiche introdotte per la rappresentazione bidimensionale del problema.

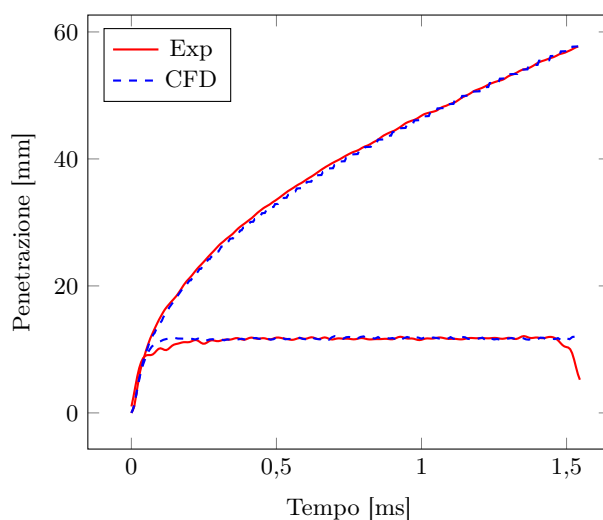


Figura 4.18: Confronto tra i valori sperimentali e numerici di penetrazione per il caso baseline.

In riferimento alla prima condizione operativa di tabella 4.1, si hanno a disposizione anche misure relative ai campi di velocità e mixture fraction, rilevate 15 ms ASOI; si nota un buon accordo con i risultati numerici, soprattutto lungo la direzione dell'asse del cilindro (figure 4.19, 4.20, 4.21), dove è stato possibile campionare dati più precisi. Questo fatto conferma la correttezza delle equazioni implementate che riguardano l'evaporazione del combustibile e il bilancio di Z .

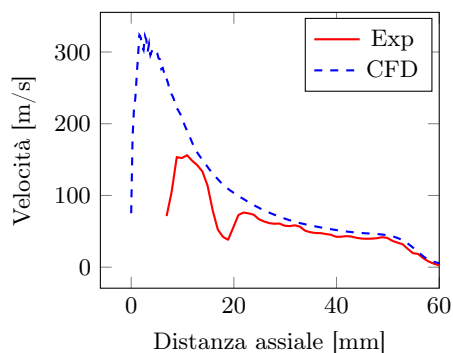


Figura 4.19: Confronto tra i dati sperimentali e numerici relativi al campo di velocità assiale nella direzione dell'asse del cilindro.

4.3 Variazione parametrica

In questa sezione, si mostrano i risultati relativi alle altre condizioni di funzionamento di tabella 4.1, raggruppate a seconda del parametro che è stato cambiato rispetto al caso baseline.

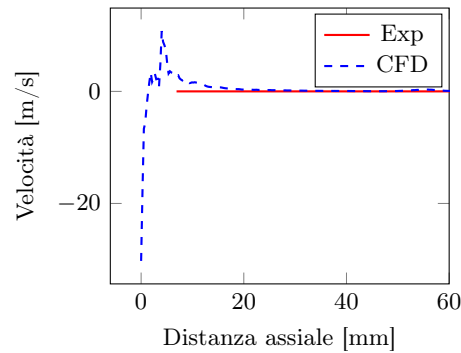


Figura 4.20: Confronto tra i dati sperimentali e numerici relativi al campo di velocità radiale lungo l'asse del cilindro.

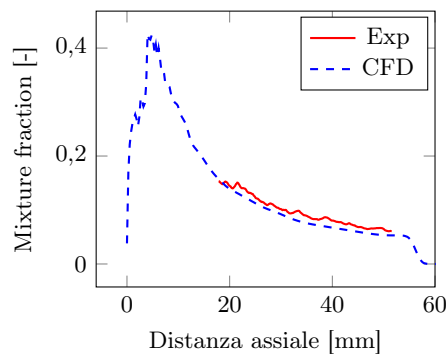


Figura 4.21: Confronto tra i dati sperimentali e numerici relativi al campo di mixture fraction nella direzione dell'asse del cilindro.

4.3.1 Dipendenza dalla pressione di iniezione

La seconda e la terza condizione operativa dello Spray A prevedono l'utilizzo di due diverse pressioni di iniezione: ne consegue, quindi, che l'iniettore genera differenti leggi temporali di introduzione del combustibile (fig. 4.1).

Tabella 4.5: Variazione della pressione di iniezione

Caso	Temperatura [K]	Densità [kg/m ³]	Pressione di iniezione [MPa]
1	900	22.8	150
2	900	22.8	100
3	900	22.8	50

Si illustrano ora i valori di penetrazione del getto liquido e di vapore ottenuti in confronto ai dati sperimentali: per entrambi i casi a 100 MPa (fig. 4.22a) e 50 MPa (fig. 4.22b), si osserva un'ottima corrispondenza tra i risultati.

Le medesime considerazioni possono essere tratte osservando i grafici riassuntivi di figura 4.23: in accordo con le misure sperimentali, non si nota una

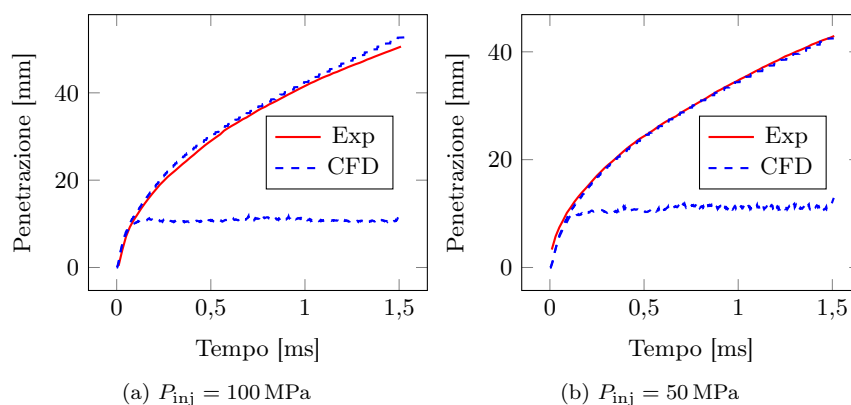


Figura 4.22: Confronto tra i valori di penetrazione misurati (Exp) e calcolati (CFD) al variare della pressione di iniezione.

grossa variazione in termini di lunghezza media del getto al diminuire della pressione di iniezione, mentre si osserva una riduzione del valore di penetrazione di vapore rilevata 15 ms ASOI.

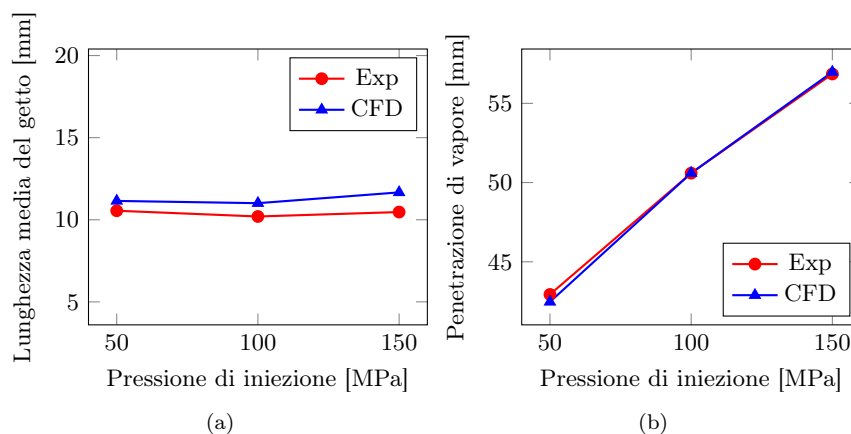


Figura 4.23: Dipendenza parametrica delle penetrazioni dalla pressione di iniezione. Nell'immagine di sinistra, con la dicitura *Exp* si intende la media tra diverse misure di penetrazione: infatti, si nota che a 150 MPa il valore di lunghezza del getto è leggermente inferiore a quello numerico, pur essendo quest'ultimo concorde con uno specifico dato sperimentale come mostrato in fig. 4.22.

Infine, in figura 4.24 si può notare che il livello di polverizzazione è maggiore in presenza di elevate pressioni di iniezione, in accordo con quanto affermato nel Capitolo 3; ciò è spiegabile ricordando che al crescere di P_{inj} aumenta la velocità di iniezione delle gocce, la quale porta ad avere una maggiore velocità relativa tra liquido e gas. Pertanto, si assiste ad una crescita del numero di Weber, cioè del valore delle forze aerodinamiche scambiate, che determinano una polverizzazione più spinta.

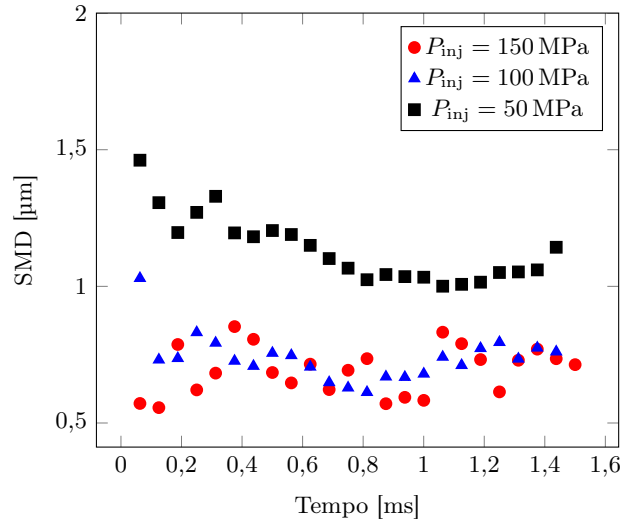


Figura 4.24: Dipendenza del diametro medio di Sauter dalla pressione di iniezione.

4.3.2 Dipendenza dalla densità dell'aria

La quarta e la quinta condizione operativa di tabella 4.1 prevedono che l'aria all'interno della camera a volume costante abbia una densità minore rispetto al caso baseline, allo scopo di rappresentare una diminuzione di carico nel motore a parità di regime di rotazione. In particolare, la massa volumica del gas viene diminuita di un fattore $1/3$ e di $2/3$; ciò influenza notevolmente il meccanismo di rottura del getto, in quanto il modello di breakup KHRT dipende direttamente dalla densità dell'aria nel cilindro, come mostrato all'interno del Capitolo 3 nelle relazioni (3.11) e (3.15).

Tabella 4.6: Variazione di densità in camera

Caso	Temperatura [K]	Densità [kg/m ³]	Pressione di iniezione [MPa]
1	900	22.8	150
4	900	7.6	150
5	900	15.2	150

I valori di penetrazione del getto liquido e di vapore ottenuti mediante la CFD corrispondono ai dati sperimentali nel caso intermedio (figura 4.25b), mentre si nota un disaccordo maggiore in figura 4.25a. È probabile che per densità molto basse, a parità di pressione, il modello non riesca a descrivere perfettamente i fenomeni di interazione meccanica (drag e breakup) tra liquido e gas.

Ad ogni modo, è necessario ricordare che si possono utilizzare risultati sperimentali diversi, a seconda di chi ha effettuato le misure di penetrazione; ad esempio, nel grafico riassuntivo di figura 4.26 si osserva la corrispondenza tra il valore numerico calcolato e quello fornito da un altro istituto coinvolto nel

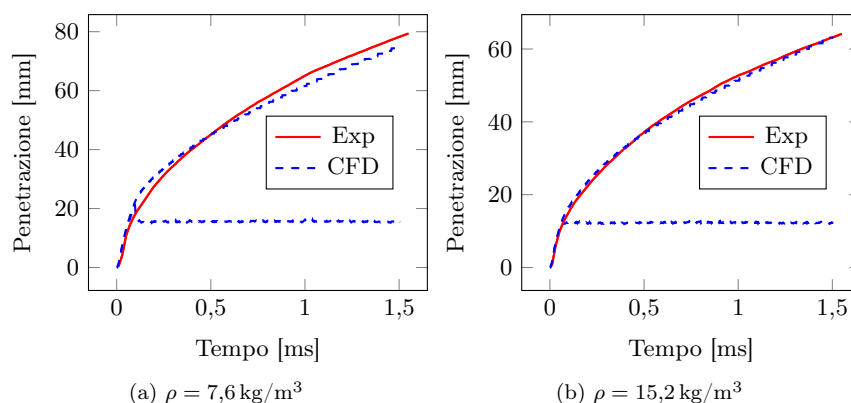


Figura 4.25: Confronto tra i valori di penetrazione misurati (Exp) e calcolati (CFD) al variare della densità dell'aria.

progetto, CMT – *Universitat Politècnica de València*, che adopera lo stesso iniettore, il # 210675.

L'aspetto fondamentale è verificare che, anche tramite la CFD, è possibile descrivere la tendenza delle penetrazioni ad abbassarsi se la densità dell'aria nel cilindro cresce, in accordo con quanto osservato nella realtà.

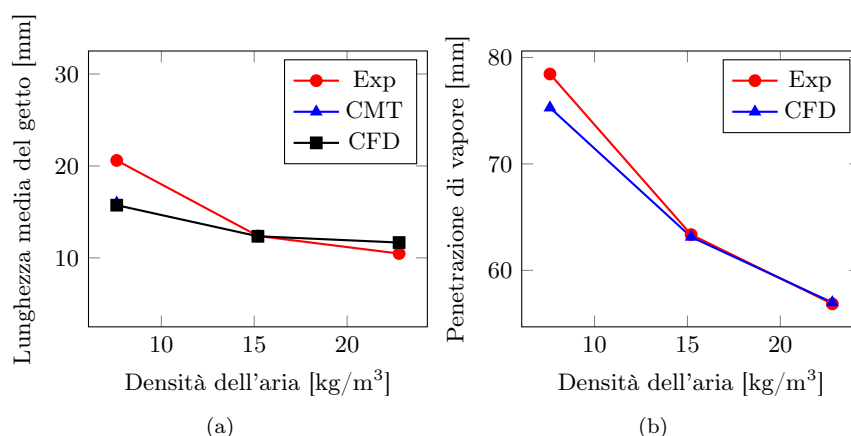


Figura 4.26: Dipendenza parametrica delle penetrazioni dalla densità dell'aria.

Il diametro medio di Sauter cresce in presenza di basse densità in camera, a causa delle minori forze scambiate tra getto e gas, che determinano un abbassamento del livello di polverizzazione (figura 4.27).

4.3.3 Dipendenza dalla temperatura dell'aria

Infine, si analizza la dipendenza delle proprietà dello spray dalla temperatura dell'aria nel cilindro; sono state pertanto considerate ulteriori tre condizioni operative che simulano una variazione delle condizioni iniziali al momento dell'iniezione del combustibile; esse sono riportate in tabella 4.7. Il caso 6 impone

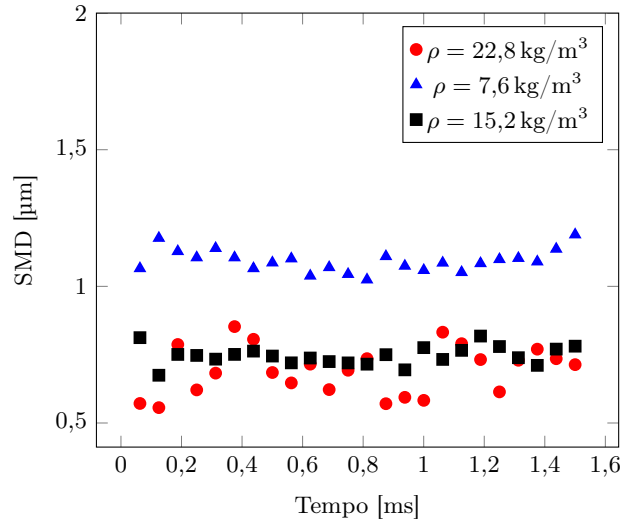


Figura 4.27: Dipendenza del diametro medio di Sauter dalla densità dell'aria.

l'abbassamento della temperatura a 700 K, mentre gli ultimi due casi prevedono la presenza di aria più calda in camera.

Tabella 4.7: Variazione di temperatura in camera

Caso	Temperatura [K]	Densità [kg/m ³]	Pressione di iniezione [MPa]
1	900	22,8	150
6	700	22,8	150
7	1000	22,8	150
8	1100	22,8	150

I valori di penetrazione di vapore calcolati numericamente corrispondono ai dati misurati, mentre le penetrazioni dello spray liquido si discostano maggiormente da quanto rilevato sperimentalmente; in particolare, nel caso a bassa temperatura (figura 4.29a) il codice sottostima la lunghezza del getto (anche se esiste comunque un dato sperimentale concorde con il risultato numerico), mentre per le condizioni di funzionamento ad alta temperatura (figure 4.29b e 4.29c) si nota una leggera sovrastima.

Questo andamento è osservabile pure nei grafici di riepilogo di figura 4.28; si può concludere che il modello di breakup secondario utilizzato, pur mostrando una corretta tendenza, non riesce a seguire l'ampio intervallo di variazione dei valori di penetrazione del getto per effetto dei cambiamenti di temperatura nel cilindro. Infatti, le relazioni presenti nel modello dipendono principalmente dai valori di densità dell'aria che in queste simulazioni viene mantenuta costante; in alternativa, esistono in letteratura alcune espressioni empiriche che tengono conto della dipendenza delle penetrazioni del getto liquido dalla temperatura del gas, si cita ad esempio [25].

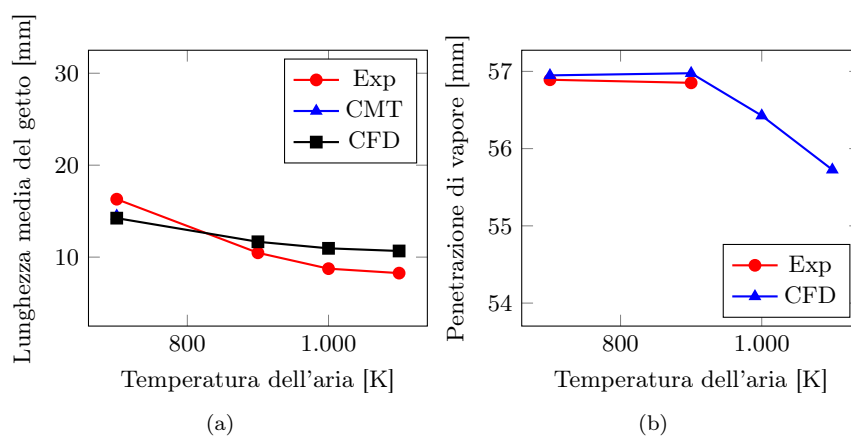


Figura 4.28: Dipendenza parametrica delle penetrazioni dalla temperatura dell'aria.

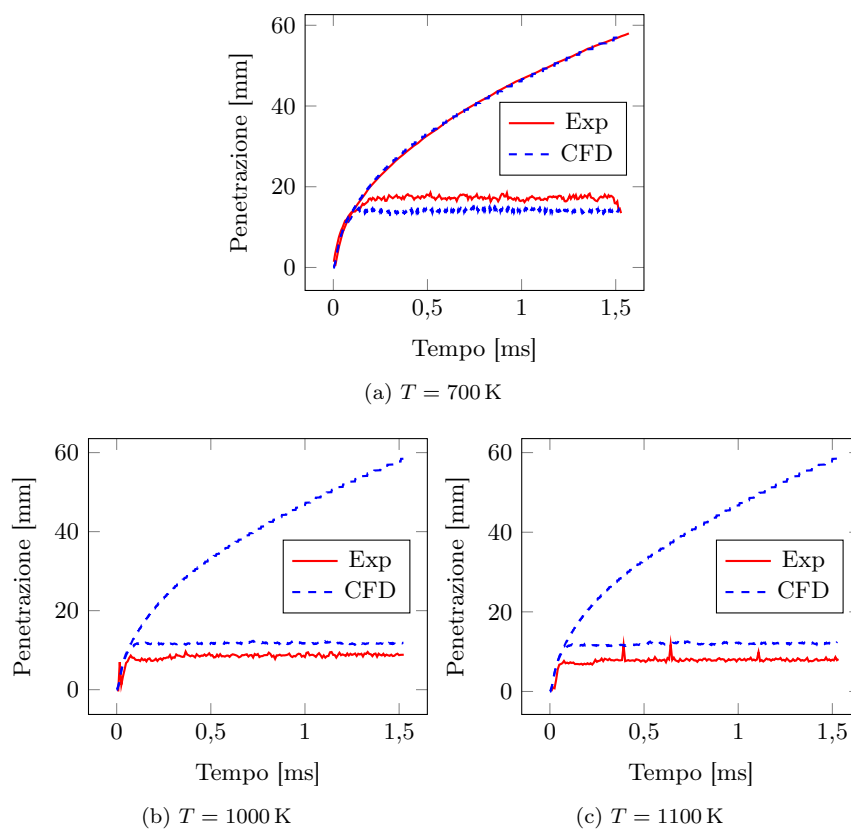


Figura 4.29: Confronto tra i valori di penetrazione misurati (Exp) e calcolati (CFD) al variare della temperatura dell'aria.

I meccanismi di rottura delle gocce sono fortemente legati ai fenomeni di evaporazione; la temperatura dell'aria e il diametro delle particelle influenzano

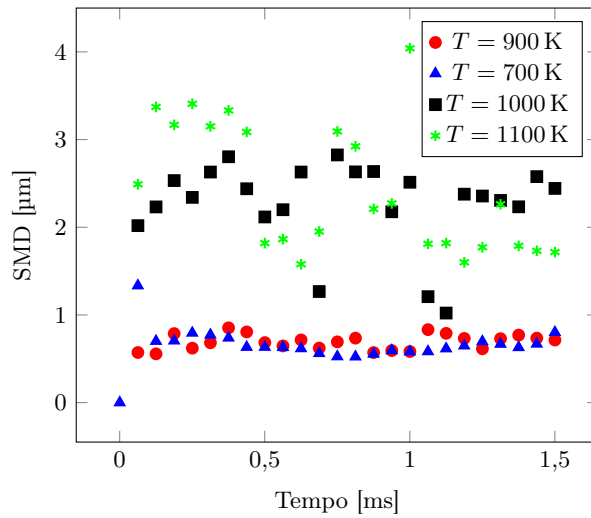


Figura 4.30: Dipendenza del diametro medio di Sauter dalla temperatura dell'aria.

il tasso di evaporazione nel tempo e, pertanto, condizionano anche le distanze raggiunte dal tip dello spray.

Osservando il grafico di figura 4.30, si nota che il diametro medio di Sauter aumenta al crescere della temperatura in camera; infatti in presenza di aria più calda si ha l'evaporazione di una maggiore quantità di massa liquida che porta ad una riduzione repentina del diametro delle gocce. Tuttavia, se quest'ultimo scende al di sotto di una certa soglia, la massa delle particelle viene fatta evaporare completamente; in questo modo, il codice mantiene nello spray liquido solamente le gocce più grandi, determinando un incremento nel calcolo del *Sauter mean diameter*.

Capitolo 5

Validazione: Spray G

Nell'ambito del progetto internazionale Engine Combustion Network – ECN [23], già citato all'interno del capitolo 4, è stata identificata una particolare condizione operativa, detta Spray G, relativa all'iniezione di benzina non reagente per motori GDI *wall-guided*. Le specifiche dell'iniettore multiforo, realizzato da Delphi[®], corrispondono a quelle di un moderno sistema ad alta pressione, così come le condizioni al contorno si avvicinano quanto più possibile a quelle tipiche di funzionamento per motori di questo tipo. L'ottenimento di buoni risultati attraverso l'applicazione delle tecniche di simulazione CFD a questo caso operativo porterebbe, dunque, ad un'ulteriore conferma della validazione di tutti i modelli fenomenologici e del codice di calcolo implementato nella versione 2.3.x di OpenFOAM[®]; ciò rappresenterebbe un ottimo punto di partenza per una futura estensione della libreria al calcolo del comportamento della miscela aria-combustibile in un ciclo motore reale, al cui interno ad esempio possa essere aggiunto il processo di combustione qui non previsto.

Essendo queste condizioni operative, riportate in tabella 5.1, facilmente ripetibili, è stato possibile raccogliere una serie di dati sperimentali di vario tipo, forniti da diversi gruppi di ricerca ed università coinvolti nel progetto; essi sono omogenei e liberamente disponibili, utili per gli scopi prefissati di validazione e verifica dei modelli.

I dati sperimentali di misura riguardano sia la penetrazione dello spray liquido e di vapore, sia il diametro e la velocità delle gocce relativi ad un singolo getto; al fine di ottenere dati confrontabili fra di loro, le procedure per le misure sperimentali e per l'estrapolazione dei dati numerici sono standardizzate. In particolare, il rilievo della lunghezza del getto liquido, riferita convenzionalmente lungo la direzione dell'asse dell'iniettore con una soglia pari allo 0,01% (fig. 5.1a), è stato effettuato utilizzando tecniche di *Mie-scattering* e *diffused back-illumination* – DBI; la penetrazione di vapore, invece, è stata misurata mediante l'acquisizione di immagini ad alta velocità (*schlieren*).

Il diametro e la velocità delle gocce sono stati rilevati invece sfruttando una particolare tecnica sperimentale, detta *Phase Doppler Interferometry* – PDI; essa si basa sulla dispersione ottica data dalle particelle liquide che attraversano un volume di misura ottenuto dall'intersezione di due fasci laser. Questi generano frange di interferenza che possono essere opportunamente analizzate; per una descrizione approfondita, che esula dagli scopi di questa tesi, si rimanda a [26]. Le misure sono state effettuate lungo un percorso radiale ed uno trasver-

Tabella 5.1: Condizione nominale di funzionamento per lo Spray G [23]

Proprietà fisica	Valore
Temperatura del gas	300 K
Densità del gas	3,5 kg/m ³
Velocità del gas	< 1 m/s
Numero di ugelli	8
Diametro degli ugelli	0,165 mm
Lunghezza degli ugelli	0,16 mm to 0,18 mm
Diametro base degli ugelli	0,388 mm
Direzione degli ugelli	37°
Pressione di iniezione	20 MPa
Temperatura del liquido	363 K
Liquido	Iso-ottano
Massa nominale iniettata	10 mg
Durata dell'iniezione	780 μ m

sale, appartenenti ad un piano perpendicolare all'asse dell'iniettore posizionato 15 mm a valle dello stesso, come visibile nelle figure 5.1b e 5.1c.

5.1 Adaptive local mesh refinement

L'iniettore multiforo in esame non è assialsimmetrico e questo obbliga l'adozione di una mesh tridimensionale, che porta ad un aumento dei tempi di calcolo a parità di dimensione di cella; secondo quanto descritto nel capitolo 4, una griglia di calcolo fitta è però necessaria nelle zone ricche di combustibile e con forti gradienti di velocità, al fine di ricostruire correttamente tutti i fenomeni evolutivi dello spray e rappresentare adeguatamente gli scambi di quantità di moto, massa ed energia con la fase gassosa. In questo senso, si può ottenere un buon compromesso fra tempi di calcolo e correttezza dei risultati mediante una particolare tecnica di raffinamento detta *Adaptive Local Mesh Refinement* – ALMR, che si basa sulla riduzione progressiva delle dimensioni di griglia nelle parti del dominio in cui sono rilevanti i fenomeni di interazione gas-spray.

In generale questa tecnica si basa sulla suddivisione in due parti della cella ogni volta che un determinato campo scalare rientra all'interno di uno specifico intervallo di valori; il meccanismo può essere ripetuto più di una volta, ottenendo così celle con dimensione pari a 1/2, 1/4, 1/8, etc. di quella originaria.

Nel dettaglio, i fattori determinanti sono quindi:

- la grandezza di raffinamento;
- l'intervallo di raffinamento;
- il *refinement level* - *RL*, ossia quante volte può essere suddivisa ogni singola cella.

Con grandezza di raffinamento si indica il campo scalare o la proprietà del fluido su cui si valuta la necessità di infittimento della mesh; nel caso degli spray

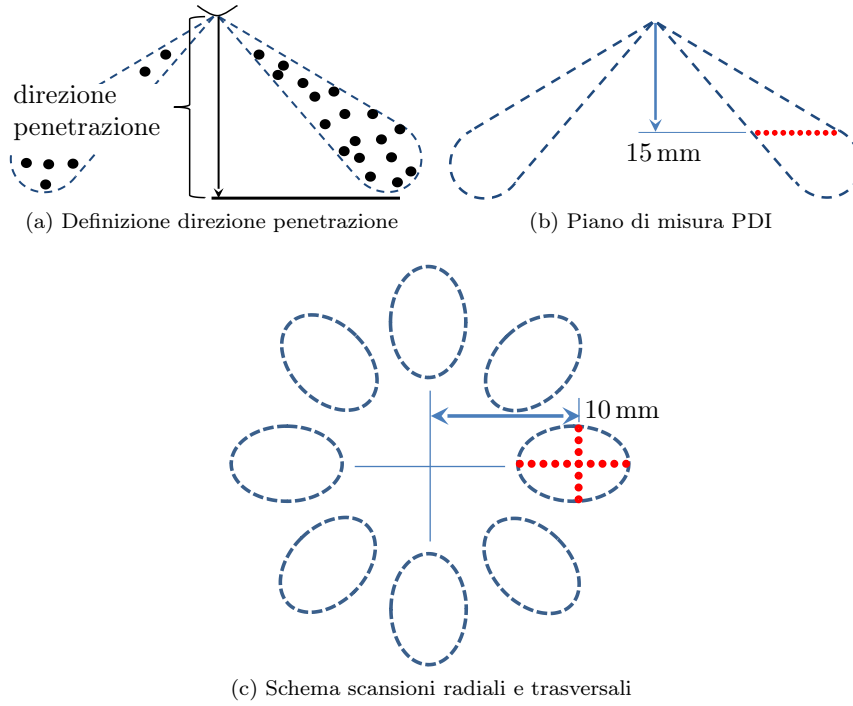


Figura 5.1: Schema per i rilievi sperimentali.

non reagenti adottati in queste simulazioni, essa coincide con la frazione massica totale di combustibile, definita come:

$$Y_{l+g} = \frac{m_{f,l} + \rho_g Y_{tf} V_{cell}}{\rho_g V_{cell}}, \quad Y_{l+g} \in [0, 1] \quad (5.1)$$

dove per ogni cella:

- $m_{f,l}$ è la massa delle particelle liquide presenti;
- $\rho_g V_{cell}$ è la massa del gas contenuto nella cella stessa;
- $\rho_g Y_{tf} V_{cell}$ è la massa del vapore di combustibile presente.

La griglia originaria prevede che la dimensione base della cella sia pari a 3 mm; l'intervallo di raffinamento è stato scelto per valori di Y_{l+g} compresi all'interno di $[10^{-2}, 1]$ in modo tale da attivare il raffinamento locale già a partire dalle prime fasi di iniezione.

Ovviamente la scelta di bassi valori di RL consente di abbattere notevolmente i tempi di calcolo (si veda fig. 5.2), ma mantiene celle molto spesso non adeguate per la corretta rappresentazione dell'interazione liquido-gas; come già spiegato nel paragrafo 4.2.2 a pagina 50, si ha una forte influenza della dimensione di griglia sulle caratteristiche dello spray, sia in termini di morfologia globale che di penetrazione. Pertanto, si mostra ora come variano i risultati ottenuti con livelli di raffinamento sempre più spinti, in modo tale da verificare quale sia il

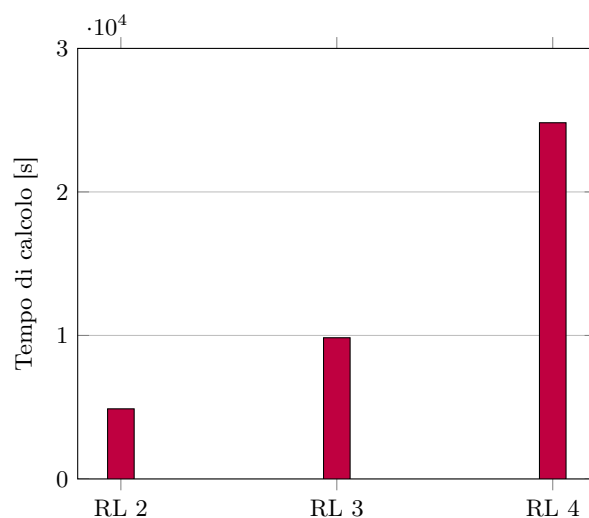


Figura 5.2: Confronto tra i tempi di calcolo al variare del livello di raffinamento RL.

migliore; la mesh così generata verrà poi impiegata nella discussione dei dati numerici in merito al confronto con le misure sperimentali.

Nelle figure 5.3 (a)-(c), ad esempio, è possibile osservare come all'aumentare del RL si ottiene un miglioramento della morfologia: infatti, in presenza di celle di dimensioni maggiori, nascono degli 'sbuffi' di liquido che non appaiono invece nel rilievo sperimentale; parte del combustibile, cioè, devia verso la zona interna del cono di iniezione a causa dell'errata risoluzione del campo di moto associato all'aria posta nel cilindro. In presenza di una griglia di calcolo più fitta, invece, non appaiono fenomeni di questo tipo: sembra quindi che un incremento di RL porti ad un calcolo più corretto del campo di velocità e di pressione, che concorrono alla determinazione della forma globale dello spray.

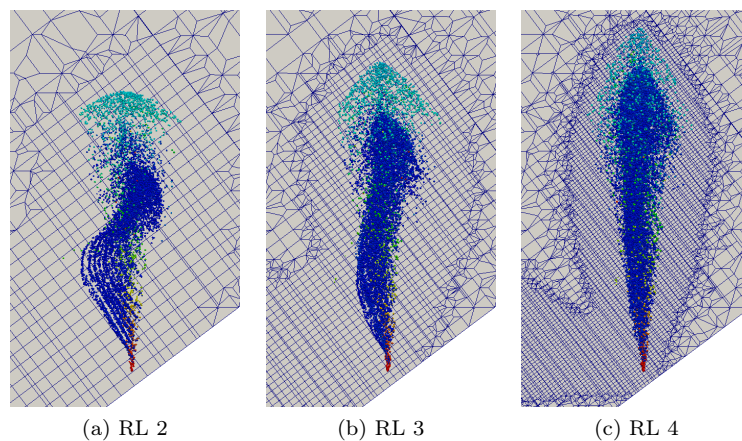


Figura 5.3: Confronto fra morfologie al variare del livello di raffinamento per $t = 500 \mu\text{s}$.

Sempre a causa della diversa topologia della mesh, nelle immagini 5.3 e nel grafico di figura 5.4, si può osservare un aumento della penetrazione liquida al

crescere del livello di raffinamento. A celle più piccole, infatti, corrisponde una massa inferiore di aria contenuta nel singolo volume finito: a parità di scambio di quantità di moto fra gas e spray, l'aria subisce un maggior incremento di velocità che determina una minore decelerazione del getto liquido, il quale può quindi raggiungere distanze più elevate. Nel dettaglio di figura 5.4, si vede inoltre che, con griglie di calcolo troppo poco raffinate ($RL = 2$), non solo le penetrazioni vengono sottostimate, ma al termine dell'iniezione si ha un rapido aumento della lunghezza media del getto: questo fenomeno non è giustificabile e risulta completamente errato, poiché non trova riscontro nella realtà.

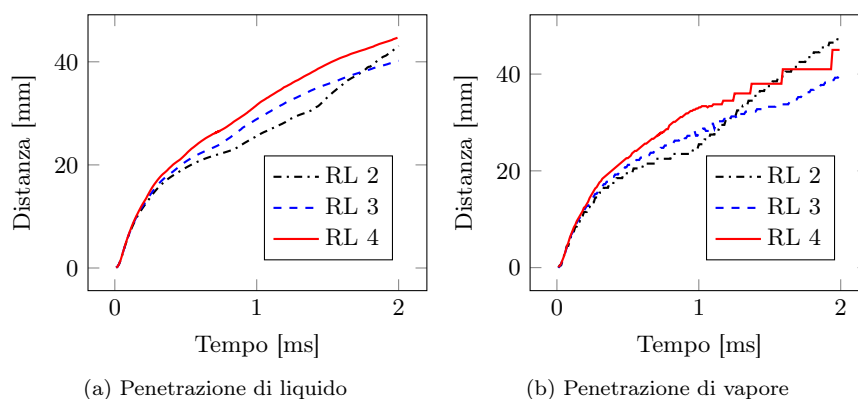


Figura 5.4: Confronto delle penetrazioni di liquido e vapore in funzione di RL.

L'algoritmo ALMR ha una certa influenza anche sui valori di SMD dello spray, come osservabile in figura 5.5; si nota che per bassi livelli di raffinamento il diametro medio delle gocce tende ad aumentare immediatamente dopo il termine dell'iniezione. Dai risultati ottenuti, tuttavia, si può affermare che appare difficile trovare una relazione fra il SMD e il numero di volte in cui sono state suddivise le celle; a differenza di quanto visto per la morfologia e la penetrazione dello spray, il SMD non è quindi un indice affidabile per la scelta del corretto livello di raffinamento RL.

Si può concludere che la tecnica di raffinamento dinamico della mesh ALMR, pur consentendo una sensibile diminuzione dei tempi di calcolo rispetto alle simulazioni di casi tridimensionali con dimensione di griglia fissata, deve essere usata con estrema attenzione, in quanto una scelta inappropriata del livello di raffinamento può facilmente portare a risultati errati e fuorvianti. Nonostante molti risultati numerici (ad esempio penetrazioni e SMD) possano sembrare a prima vista plausibili come ordine di grandezza, è necessaria un'attenta analisi critica dei parametri di confronto nel loro complesso, in particolar modo della morfologia dello spray; è stato mostrato infatti che la forma globale del getto è il risultato che risente maggiormente della dimensione locale di griglia.

Pertanto, prima di intervenire erroneamente su altri aspetti, come ad esempio le costanti caratteristiche del modello di breakup, o accettare risultati numerici non corrispondenti a quanto osservato sperimentalmente, bisogna sempre provare due o più tipologie di mesh; se da un lato la configurazione ottimale dell'algoritmo consente di trattare spray tridimensionali prodotti da iniettori multi-foro con un minor dispendio di tempi di calcolo permettendo la valuta-

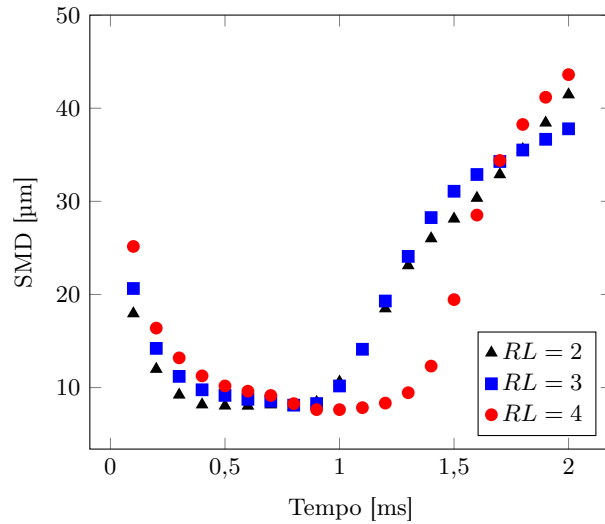


Figura 5.5: Dipendenza del diametro medio di Sauter del livello di raffinamento RL.

zione in tempi più rapidi di diverse soluzioni progettuali, dall'altro l'ALMR offre una serie di parametri aggiuntivi da tarare opportunamente, rendendo più complesso lo studio iniziale del problema che si vuole simulare.

5.2 Simulazione

La simulazione CFD della condizione operativa corrispondente allo Spray G è stata effettuata utilizzando i sottomodelli fenomenologici elencati in tabella 5.2:

Tabella 5.2: Modelli adottati nella simulazione dello Spray G

Fenomeno	Modello	Parametri	
Iniezione	Blob Injection	Angolo di cono	Arai
		Metodo Pacchetti	disc 5000
Breakup	KHRT	B_1	15,0
		C_τ	1,0
		C_3	1,0
		C	5,0
Evaporazione	Spalding Mass		

Sulla base di quanto mostrato nel paragrafo precedente in merito all'algoritmo ALMR, si è deciso di utilizzare un livello di raffinamento RL pari a 4 che consente di ottenere risultati (in particolare di morfologia) nel complesso migliori rispetto ad una suddivisione meno frequente delle celle di calcolo.

I valori di penetrazione di liquido e vapore sono illustrati nel grafico di figura 5.6; si può osservare una buona corrispondenza fra i risultati numerici e

sperimentali, in particolar modo durante la fase di introduzione del combustibile in camera. La mancata diminuzione dei valori di L_{sp} in prossimità degli ultimi istanti temporali è riconducibile al fatto che la misura della lunghezza media del getto nella CFD si basa sul calcolo della distanza dal punto di iniezione di tutti i pacchetti ancora presenti nel dominio di calcolo, anche se la massa liquida associata a questi ultimi è ormai ridotta in confronto alla quantità totale di isoottano iniettata, come visibile in figura 5.7.

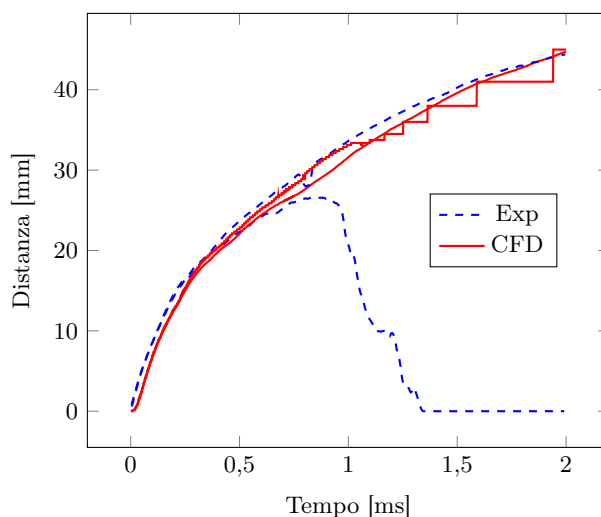


Figura 5.6: Confronto tra i valori sperimentali e numerici di penetrazione.

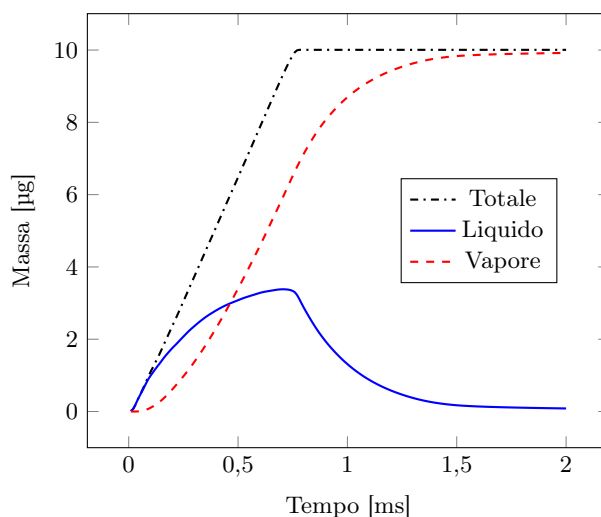


Figura 5.7: Massa di liquido e vapore presenti nel dominio.

Dal punto di vista della morfologia del getto, è possibile confrontare la forma dello spray ottenuta attraverso le simulazioni CFD con le fotografie rilevate tramite la tecnica sperimentale di *Mie-scattering*: si può notare anche in questo

caso una certa corrispondenza dei risultati, a parte una leggera sovrastima dell'angolo di apertura del cono durante gli istanti finali del processo di iniezione. Osservando con più attenzione le figure 5.8c e 5.8d, si può tuttavia affermare che il sistema di elaborazione delle immagini prodotte, basato su una soglia pari all'1% in massa, tenda ad ignorare molte gocce poiché queste hanno dimensioni troppo ridotte, mentre tali particelle sarebbero effettivamente presenti nella zona periferica dello spray.

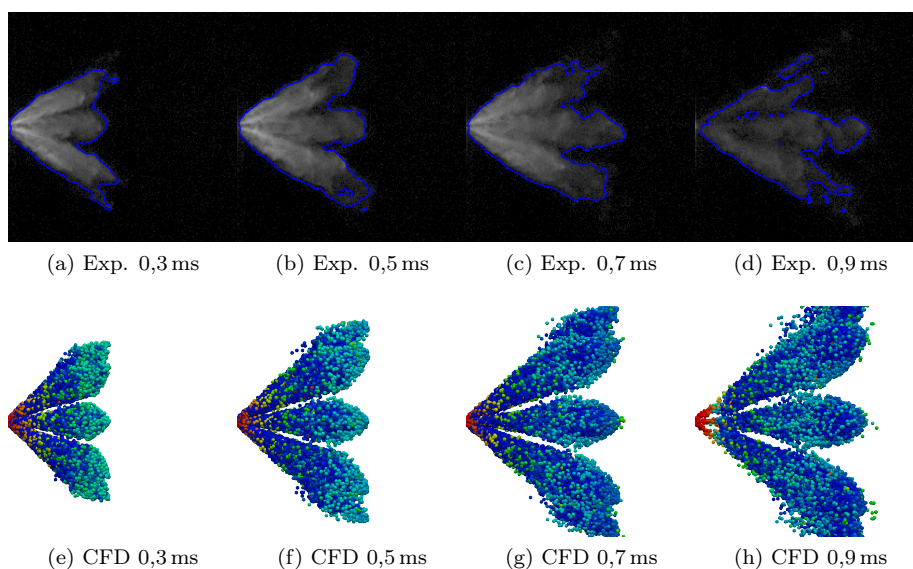


Figura 5.8: Confronto fra risultati di morfologia in funzione del tempo: in alto sono illustrate le immagini sperimentali ottenute con *Mie-scattering*, in basso quelle relative alla simulazione CFD.

Nelle figure 5.10 è visibile, inoltre, la distribuzione di diametro medio di Sauter calcolata numericamente e confrontata con le immagini relative alle scansioni radiali e trasversali ottenute con la tecnica di misura PDI: l'ordine di grandezza dei risultati è il medesimo (intorno ai $10\ \mu\text{m}$), mentre sembra che l'estensione radiale del getto prodotta dalla CFD sia sottostimata a questa distanza di 15 mm dall'iniettore. Si può ipotizzare che tale discrepanza sia dovuta al fatto che il campionamento dei dati numerici è stato effettuato relativamente ad un solo getto, mentre nella realtà i fasci laser potrebbero intercettare nel loro percorso alcune gocce relative ad altri getti posti lateralmente rispetto a quello considerato.

Nella zona interna di rilievo dei dati, invece, si nota una buona corrispondenza in termini di distribuzione di SMD: nel riquadro 5.10a, infatti, si osserva che al termine dell'iniezione ($t > 1\ \text{ms}$) il diametro medio delle gocce cresce nella zona interna dello spray (verso sinistra). Ciò viene correttamente modellato anche dalla simulazione CFD nell'immagine 5.10c; questo fenomeno può essere giustificato tenendo conto del fatto che l'accelerazione radiale del gas, prodotta dall'introduzione di combustibile ad alta velocità, crea una depressione in questa zona, ben visibile nel campo di pressione rappresentato in figura 5.9. Essa

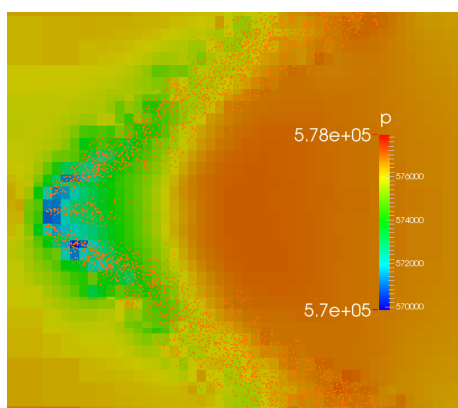


Figura 5.9: Dettaglio del campo di pressione vicino all'iniettore per $t = 700 \mu\text{s}$: si osserva la depressione relativa all'aria posta all'interno dei getti.

richiama le gocce più lente introdotte al termine del processo di iniezione, le quali subiscono poco breakup meccanico a causa delle basse velocità relative, mantenendo quindi un alto valore di SMD (circa il doppio). Ciò ha delle implicazioni anche in termini di inquinanti nocivi emessi; infatti, tali fenomeni di 'gocciolamento' del liquido sono promotori per la formazione di particolato, la cui quantità prodotta in questa parte del dominio può essere ridotta apportando delle modifiche alla strategia di iniezione del combustibile.

Infine, si analizzano le componenti di velocità delle gocce campionate lungo le direzioni radiali e trasversali mostrate in figura 5.1; si nota un'ottima corrispondenza con le scansioni PDI effettuate sperimentalmente, soprattutto dal punto di vista quantitativo e dell'effettiva distribuzione del campo di velocità. Ciò permette di affermare che lo scambio di quantità di moto tra spray ed aria è ben rappresentato e che questi risultati, insieme a quelli di polverizzazione già discussi, consentono di ritenere validi i modelli di interazione aerodinamica e di rottura del getto, così come i valori assegnati ai parametri caratteristici (tabella 5.2). Anche in questo caso, tuttavia, coerentemente con quanto già detto in merito al diametro medio di Sauter, i rilievi producono un cono meno aperto rispetto a quanto osservato nella realtà.

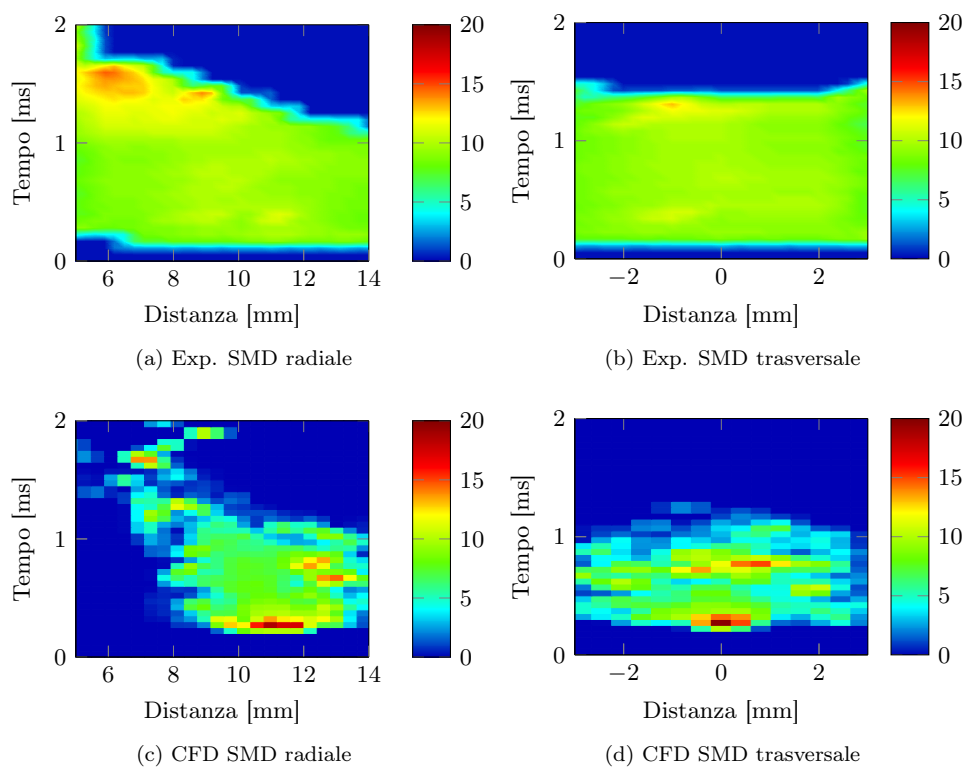


Figura 5.10: Distribuzione di SMD nello spazio e nel tempo: in alto sono raffigurati i valori sperimentali, in basso quelli ottenuti tramite le simulazioni CFD.

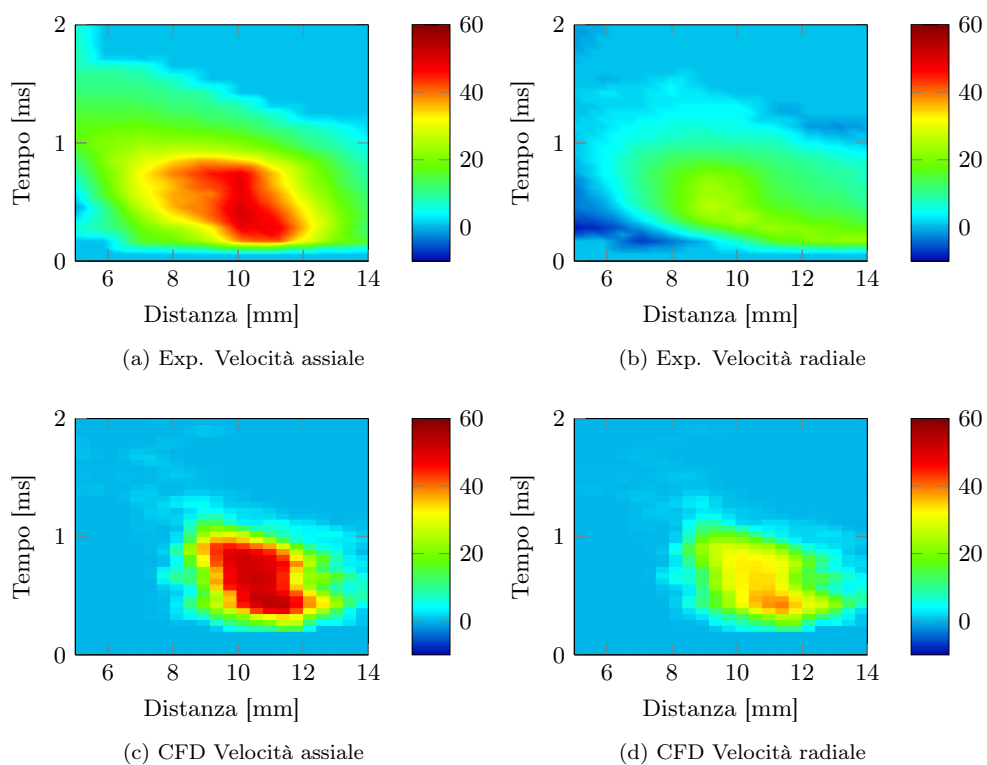


Figura 5.11: Velocità delle gocce rilevate a seguito della scansione radiale: in alto sono raffigurati i valori sperimentali, in basso quelli ottenuti tramite le simulazioni CFD.

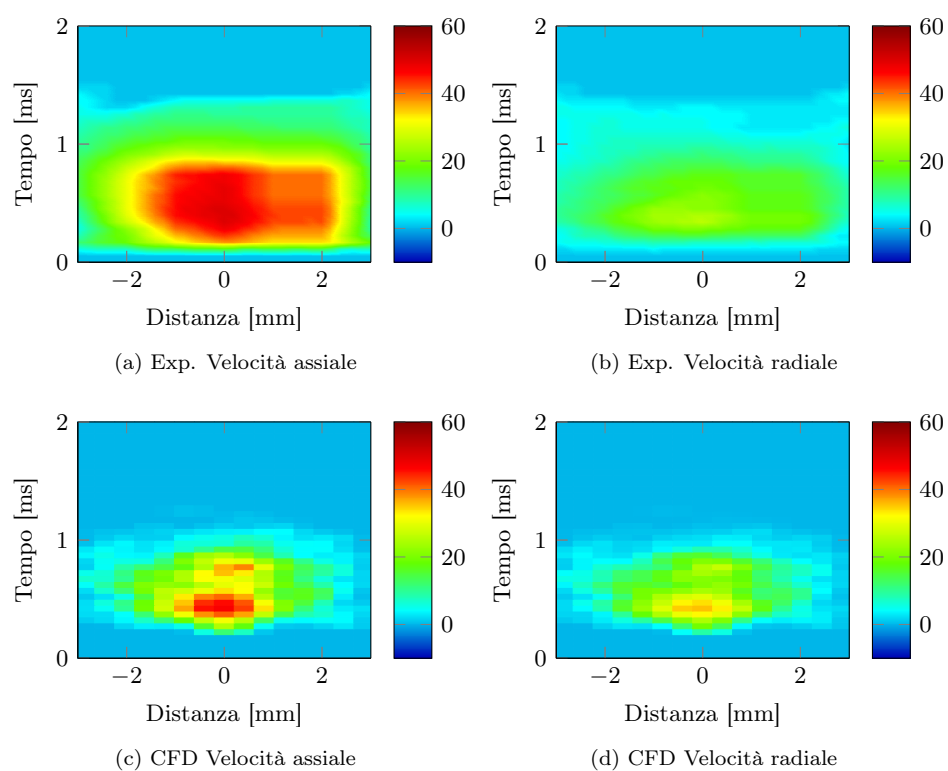


Figura 5.12: Velocità delle gocce rilevate a seguito della scansione trasversale: in alto sono raffigurati i valori sperimentali, in basso quelli ottenuti tramite le simulazioni CFD.

5.2.1 Considerazioni finali

Si può dunque concludere che la simulazione delle condizioni operative relative allo Spray G attraverso il codice di calcolo OpenFOAM[®]2.3.x è attendibile ed affidabile nella previsione del comportamento dello spray, soprattutto in termini di penetrazioni e campo di moto. Ciò ha delle implicazioni rilevanti in ambito pratico: infatti, gli iniettori multiforo hanno un'elevata importanza nelle applicazioni motoristiche, poichè forniscono al progettista una grande libertà nella disposizione e nell'orientamento nello spazio dei singoli getti. Ciò consente di sfruttare al meglio il volume d'aria a disposizione in camera per la formazione di una corretta miscela di aria e combustibile in funzione delle condizioni di funzionamento e di evitare che l'impatto con le pareti del cilindro e con il cielo del pistone porti alla produzione di inquinanti dannosi.

Questa flessibilità fornisce al costruttore un'ampia gamma di scelta per le variabili progettuali che devono essere verificate attraverso numerose prove; la possibilità di effettuare tali prove in tempi ragionevoli, grazie alla simulazione al computer, porta ad un vantaggio in termine di tempi e costi di sviluppo rispetto a quanto ottenibile sperimentalmente. I risultati mostrati in questo capitolo si inseriscono appieno in questo contesto; la capacità del solutore di infittire la griglia di calcolo sulla base di determinati criteri, mantenendo nelle zone di scarso interesse una dimensione di cella più elevata, riduce notevolmente le risorse di calcolo richieste per una singola prova, consentendo nello stesso tempo di testare più varianti che possano fornire maggiori indicazioni, ad esempio, sulla strategia di iniezione migliore o sull'orientamento dei fori di iniezione; queste potranno essere eventualmente estese in futuro anche a mesh in movimento per la simulazione di un intero ciclo motore.

Dal punto di vista della CFD, infine, non deve essere trascurato il fatto che la rappresentazione numerica dello Spray G permette di accedere ad un grosso set di prove sperimentali, omogenee fra loro, che forniscono un'ottima base di partenza per la validazione e la verifica di tutti i modelli fenomenologici alla base della simulazione dell'evoluzione degli spray e della formazione della carica.

5.3 Combustibili alternativi

La flessibilità di calcolo associata alle tecniche di simulazione CFD consente di trarre alcune considerazioni sulla possibilità di iniettare nel cilindro combustibili alternativi a quelli derivati dal petrolio; in questo modo, si può avere una prima stima dei possibili vantaggi, in particolare legati alla disponibilità in natura, all'impatto ambientale o ai consumi specifici, e delle implicazioni che ne derivano sul piano tecnico. Una prima analisi CFD può quindi fornire alcune indicazioni sulla fattibilità economica, soprattutto in termini di costi di progetto; in questo lavoro, è stato condotto uno studio sulle proprietà dell'etanolo, mettendo in luce le differenze che nascono iniettando tale sostanza nelle medesime condizioni operative di quanto già visto nei paragrafi precedenti in merito all'isottano.

5.3.1 Etanolo

L'etanolo è considerato una fonte energetica rinnovabile molto interessante, in quanto in molte circostanze offre un bilancio energetico favorevole ed alcuni vantaggi in termini di produzione netta di gas serra [27]; per queste ragioni, in un numero sempre maggiore di Paesi si spinge per l'adozione di motori *flex-fuel* in grado di sfruttare miscele di etanolo e benzina [28]. Particolarità dei motori flex è la presenza di un unico serbatoio di combustibile che può essere indifferentemente riempito di etanolo, benzina o una qualunque miscela di questi due; essi sfruttano attualmente la tecnologia ad iniezione diretta GDI, al fine di ereditarne tutti i vantaggi già elencati in merito alla benzina, che ne rendono dunque importante lo studio e l'ottimizzazione, soprattutto in presenza di iniettori multiforo.

Le difficoltà che nascono nell'utilizzo delle miscele di benzina e alcoli sono molte e sono principalmente legate alle differenti proprietà termodinamiche, elencate in tabella 5.3, da cui dipende il meccanismo di formazione della miscela aria-combustibile.

Tabella 5.3: Caratteristiche termodinamiche di interesse per alcuni combustibili. Dati tratti da [6]

Sostanza	Densità a 0 °C [kg/m ³]	Calore latente di vaporizzazione [kJ/kg]	Dosatura stechiometrica [kg _a /kg _c]	RON [29]
Isottano	0,69	297	15,2	100
Etanolo	0,79	900	9	111
Benzina	0,730 to 0,760	380 to 500	14,5 to 14,8	¹ 92

¹ Nei mercati europei il RON minimo è 95 [30].

Il principale vantaggio dell'etanolo è dato dall'elevato numero di ottano, che consente l'utilizzo di un maggiore rapporto di compressione ottenendo miglioramenti in termini di rendimento; a causa della necessità di funzionare con miscele costituite da frazioni differenti di benzina ed etanolo, questa proprietà può essere sfruttata efficacemente con sistemi avanzati di fasatura variabile che consentono

di intervenire sull'anticipo all'accensione [29] o di ridurre il rapporto effettivo di compressione quando viene iniettata sola benzina (si vedano [28] e [31]).

I differenti valori di densità influenzano la portata massica a parità di pressione di iniezione, mentre la dosatura stechiometrica sensibilmente minore per l'etanolo richiede di aumentare la massa complessiva di combustibile da introdurre. La maggiore viscosità e pressione di vapore in confronto alla benzina tendono a ridurre la polverizzazione; un ulteriore problema piuttosto rilevante è la mancanza di componenti bassobollenti che rendono difficile l'avvio a freddo del motore [28]. Ne deriva che la morfologia globale dello spray e le penetrazioni risultano differenti rispetto ai combustibili tradizionali, come descritto in [32].

Per tutte queste ragioni il progetto dei sistemi *flex-fuel* non è banale e richiede un'accurata ottimizzazione di tutti i parametri motoristici in gioco in funzione della percentuale di etanolo presente nella miscela, la cui misura può essere fatta utilizzando sistemi di misura della pressione in camera al termine della corsa di compressione [29] oppure tramite appositi sensori (ad esempio il Continental 13577394).

5.3.2 Simulazione

Si vuole ora dimostrare quanto descritto in precedenza riguardo il diverso comportamento dello spray di etanolo attraverso un'opportuna simulazione CFD basata sul codice di calcolo OpenFOAM[®] implementato: quest'ultimo permette con facilità di variare il tipo di combustibile introdotto e contiene già al suo interno le leggi di variazione delle principali proprietà termodinamiche in funzione della temperatura.

La prova è stata effettuata mantenendo gli stessi parametri operativi già visti per il caso base dello Spray G, modificando unicamente la massa totale da iniettare a causa della differente densità dei due carburanti: in questo modo è possibile conservare la medesima portata volumetrica ed avere la stessa pressione e gli stessi tempi di iniezione dell'isottano. Tenendo conto che alla temperatura di 363 K l'isottano ha una massa volumica di 633 kg/m^3 mentre la densità dell'etanolo è di 723 kg/m^3 , la quantità totale di quest'ultimo da introdurre è pari a 11,41 mg (1,14% in più).

Si mostrano ora alcuni risultati globali di confronto, evidenziando le principali differenze di comportamento e le conseguenti implicazioni pratiche.

Tabella 5.4: Valori delle proprietà termodinamiche mediate su tutti i pacchetti al tempo $t = 500 \mu\text{s}$

Sostanza	Tensione superficiale [N/m]	Pressione di vapore [Pa]	Temperatura [K]
Isottano	0,011	162 600	390
Etanolo	0,016	162 100	364

Morfologia

In figura 5.13a è illustrata la morfologia dello spray di etanolo, confrontata con quella relativa all'isooctano e proposta in figura 5.13b. Il principale effetto macroscopico osservabile è la maggiore penetrazione del getto nel primo caso, che dipende strettamente dalla ridotta polverizzazione subita dalle gocce; a causa della maggiore tensione superficiale dell'etanolo (si veda la tabella 5.4), si ottiene un numero di Weber più basso, come visibile nell'equazione (3.8) ed una minore rottura delle particelle. Esse subiscono una decelerazione inferiore da parte dell'aria, raggiungendo distanze più elevate a parità di tempo.

La differente polverizzazione produce una forma globale dissimile dello spray, in particolar modo nella zona dell'apice dei getti: nel caso dell'etanolo si nota una chiusura abbastanza piatta, diversa da quella a 'uovo' tipica degli spray che subiscono molto breakup secondario secondo il modello KHRT.

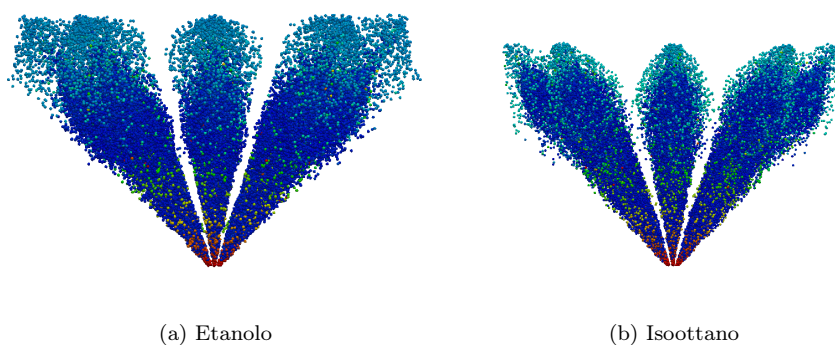


Figura 5.13: Confronto fra morfologie dello spray di etanolo e di isooctano ottenute ad un tempo di $t = 500 \mu\text{s}$.

Penetrazione

In figura 5.14 vengono confrontati i valori di penetrazioni di liquido e di vapore relative ai due diversi combustibili; quanto già detto in merito alla morfologia dello spray trova conferma in questo grafico, dove si mostra che le distanze raggiunte dal getto di etanolo sono maggiori a parità di altre condizioni.

Questo fatto è legato appunto al ridotto breakup subito dalle gocce, ma anche al maggiore calore specifico e al più elevato calore latente di vaporizzazione dell'etanolo, secondo quanto descritto pure in [32]; la maggiore penetrazione è quindi un fenomeno che deve essere necessariamente considerato per prevedere fenomeni di impatto sulle pareti della camera durante il periodo di alimentazione del motore *fuel-flex* con solo etanolo.

Massa evaporata

Per quanto concerne la massa evaporata, in figura 5.15 si osserva che l'etanolo evapora in misura molto minore rispetto all'isooctano; ciò è coerente con il minore breakup a cui va incontro lo spray, ma soprattutto dipende dal fatto che,

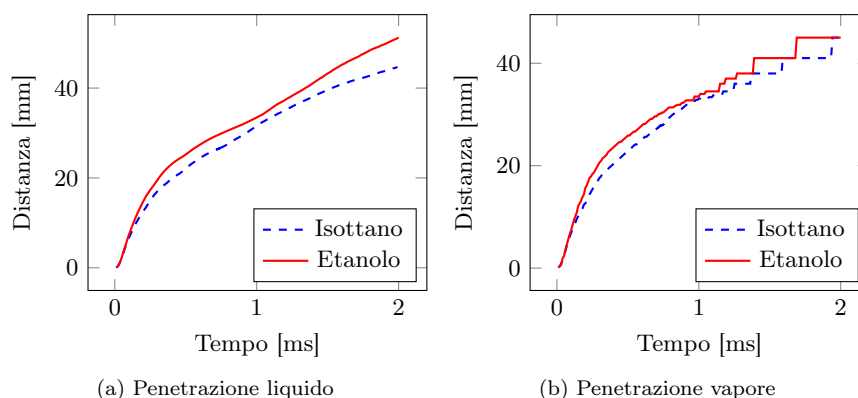


Figura 5.14: Confronto tra l'andamento delle penetrazioni di isoottano e di etanolo nel tempo.

a causa del maggiore calore specifico e della più alta entalpia di vaporizzazione del combustibile alcolico, l'etanolo tende a riscaldarsi meno, come mostrato in tabella 5.4. Pertanto, pur essendo un componente più volatile, la pressione di saturazione alla temperatura delle gocce si mantiene sullo stesso livello della tensione di vapore dell'isoottano più caldo, concorrendo a determinarne il minore tasso di evaporazione nel tempo.

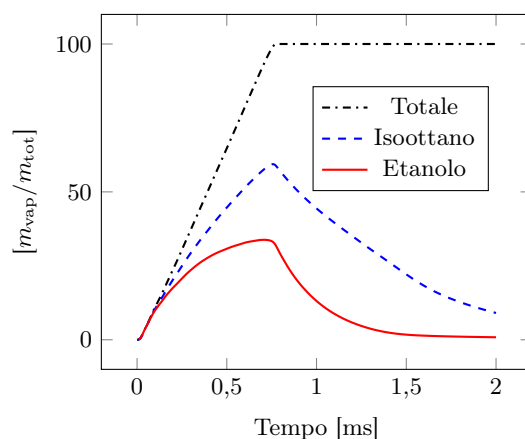


Figura 5.15: Massa di vapore generata, adimensionalizzata sulla massa totale, per le simulazioni con etanolo ed isoottano.

5.3.3 Considerazioni finali

È stato dimostrato come la versione 2.3.x di OpenFOAM[®], integrata con la libreria LibICE, permette di modellare con facilità il processo di formazione della miscela aria-combustibile anche in presenza di combustibili alternativi. La simulazione CFD consente di studiare velocemente le caratteristiche peculiari

degli spray di etanolo; è stato osservato infatti che, a fronte di una morfologia abbastanza simile, si hanno penetrazioni maggiori ed evaporazioni ridotte.

Queste indicazioni sono importanti perchè possono dare un'idea di quelle che potrebbero essere le implicazioni progettuali associate alla realizzazione di motori alimentati con un combustibile di questo tipo: in particolare, se si vogliono sfruttare al meglio i vantaggi offerti dall'iniezione diretta impiegata attualmente nei motori GDI, le diverse proprietà dell'etanolo fanno sì che diventi necessaria una nuova ottimizzazione dell'unità di controllo elettronica del motore per ogni condizione di regime e carico.

Il vantaggio delle simulazioni CFD di poter studiare individualmente i fenomeni in gioco nella formazione dello spray è molto importante perché permette di individuare quali siano i parametri motoristici che devono essere modificati per ottenere una certa tipologia di carica in grado di accendersi al variare del combustibile usato. Ad esempio, nelle condizioni di funzionamento viste per lo Spray G si potrebbe incrementare la pressione di iniezione per aumentare la massa totale di etanolo da introdurre: in questo modo, si otterrebbe pure una polverizzazione più spinta, contenendo eventualmente anche le penetrazioni e facilitando l'evaporazione del combustibile. Lo studio di questa nuova strategia in brevi tempi di calcolo metterebbe in luce ancora una volta le potenzialità della CFD nell'ottimizzazione dei motori a combustione interna.

Capitolo 6

Modello di film liquido

L'impatto di uno spray con una parete e la conseguente formazione di film liquido influenzano in modo consistente le prestazioni dei motori a combustione interna. Le superfici solide interessate da questo fenomeno possono essere le pareti dei condotti di aspirazione o la superficie superiore delle valvole, nel caso di iniezione indiretta (*Port Fuel Injection* – PFI) a punto singolo o a punti multipli, oppure le pareti interne del cilindro o del pistone per motori ad iniezione diretta.

Come affermato da Baumgarten [11], in questo processo sono coinvolti due fenomeni principali: la formazione del film fluido, in inglese *wall film*, e la sua evoluzione. Quando lo spray impatta sulla parete, un certo numero di gocce si accumula sulla superficie stessa, formando un film liquido in crescita per l'arrivo di nuove particelle. Sulla base dell'energia cinetica posseduta dalle gocce impattanti e del tipo di forze scambiate, possono avere luogo diversi meccanismi di interazione, che modificano l'interfaccia della superficie fluida creata. In ogni caso, il film liquido scambia calore con le pareti solide e con l'aria circostante, evaporando in parte e miscelandosi con il gas presente nel cilindro.

La temperatura di parete riveste un ruolo importante nel processo di evoluzione del film, generando effetti sia positivi che negativi sulle prestazioni e sul tipo di inquinanti emessi. Per basse temperature di superficie (ad esempio nel caso di funzionamento a freddo del motore), o in assenza di moti turbolenti in camera, la formazione di film fluido incrementa significativamente la quantità di idrocarburi incombusti (HC) e particolato, a causa della lenta evaporazione del liquido accumulatosi sulla parete. Tuttavia, l'impatto delle gocce può comunque intensificare il meccanismo di polverizzazione; la generazione di particelle più piccole accresce la superficie di scambio termico e favorisce l'evaporazione, aumentando la possibilità di completare il processo di combustione. Ovviamente, nel caso di contatto con pareti calde, si ha un miglioramento del processo evaporativo in questa zona.

Si capisce, quindi, che la corretta comprensione e modellazione dell'evoluzione del *wall film* sono fondamentali, dato che esso influenza notevolmente le proprietà della miscela aria-combustibile, il successivo processo di combustione e la produzione di sostanze inquinanti. La CFD rappresenta un metodo efficace per la ricerca della condizione di funzionamento ottimale, anche perché la complessità del fenomeno di interazione spray-parete rende arduo ricavare informazioni utili mediante tecniche sperimentali.

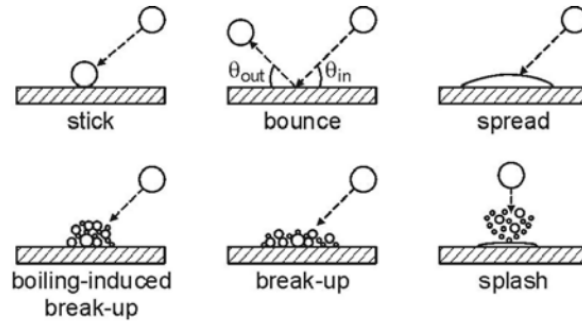


Figura 6.1: Rappresentazione schematica dei differenti regimi di *impingement* a parete. Immagine tratta da [11].

6.1 Regimi di impingement

La figura 6.1 mostra i differenti meccanismi di interazione gocce-parete (*impingement*). Nel caso di *stick*, la goccia possiede una bassa energia cinetica, aderisce alla parete, mantenendo una forma pressochè sferica, e continua ad evaporare. La particella, invece, rimbalza sulla superficie (*bounce*) se possiede maggiore energia di impatto, ma non ancora sufficiente per determinarne l'immersione nel film fluido. In alternativa, la goccia può rimbalzare anche in presenza di pareti calde e ancora prive di liquido depositato, se il contatto è impedito da un sottile strato di vapore. Nel caso di *spread*, la goccia impatta con velocità relativamente ridotta e si allarga contribuendo ad estendere il film fluido. Altri meccanismi possibili sono il *boiling-induced breakup* e il *breakup*: nel primo caso la goccia si disintegra per l'elevata temperatura di parete, subendo un fenomeno di ebollizione; nel secondo, la polverizzazione in particelle di dimensioni ridotte è dovuta all'elevata energia cinetica. Infine, il regime di *splash* prevede la formazione di tante gocce secondarie molto piccole quando lo spray possiede le più elevate velocità di impatto.

Di conseguenza, si può comprendere che la modalità di interazione tra spray e parete dipende da numerose grandezze, legate principalmente alle proprietà fisiche delle gocce, alla loro velocità e direzione di impatto. Pertanto, risulta utile introdurre alcuni numeri adimensionali che riassumano questi effetti e permettano di generalizzare il problema. I principali parametri sono il numero di Weber:

$$We = \frac{\rho_l V_n^2 d}{\sigma} \quad (6.1)$$

che indica il rapporto tra l'energia cinetica della goccia impattante (V_n è la componente di velocità in direzione normale alla superficie solida) e l'energia di superficie; il numero di Laplace:

$$La = \frac{\rho_l \sigma d}{\mu_l^2} = \frac{1}{Z^2} \quad (6.2)$$

il quale misura il peso relativo tra le forze di tensione superficiale e quelle viscoso (Z è il numero di Ohnesorge già introdotto nel Capitolo 3).

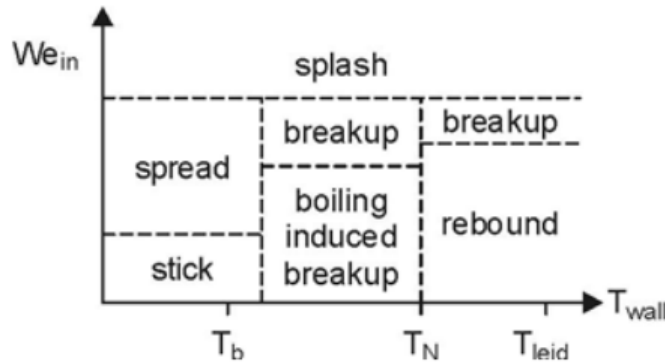


Figura 6.2: Meccanismi di interazione spray-parete per una superficie asciutta e condizioni di transizione a parità di numero di Laplace. Immagine tratta da [11].

Un altro parametro che influenza significativamente il processo di interazione è la temperatura di parete T_{wall} . Le temperature caratteristiche sono la temperatura di ebollizione T_b , la temperatura T_N per cui si raggiungono le massime velocità di evaporazione, e la temperatura di Leidenfrost T_{leid} , in corrispondenza della quale si genera un sottile strato di vapore tra la parete e la goccia. In figura 6.2 sono riassunti visivamente i diversi meccanismi che si possono verificare al variare di We e T_{wall} .

Nei motori a combustione interna, la temperatura di parete si mantiene generalmente al di sotto di T_b durante la fase di iniezione: pertanto, nel caso di superficie asciutta, i regimi di *impingement* possibili sono lo *stick*, lo *spread* e lo *splash*. Bai e Gosman [33] hanno introdotto alcune relazioni che permettono di descrivere il comportamento delle gocce impattanti in queste condizioni: inoltre, essi tengono conto pure della possibilità di avere pareti già bagnate (condizione spesso verificata nelle applicazioni pratiche) e includono nel modello anche il meccanismo di rimbalzo (*bounce*).

6.1.1 Modello di Bai-Gosman

Secondo Bai e Gosman [34], nel caso di parete asciutta, i meccanismi di interazione *stick* (figura 6.3a) e *spread* (6.3b) possono essere uniti in un unico regime di adesione (*adhesion*). La transizione tra quest'ultimo e lo *splash* avviene per numeri di Weber maggiori di quello critico:

$$We_c = 2630 \cdot La^{-0.183} \quad (6.3)$$

Dal punto di vista computazionale, il meccanismo di adesione prevede il trasferimento completo di massa, quantità di moto ed energia dalle gocce impattanti dello spray al film liquido. Il regime di *splash* (figura 6.4), invece, impone la determinazione di un maggior numero di quantità, tra cui il rapporto tra la massa che si disintegra rispetto a quella della particella incidente, le dimensioni, la velocità e l'angolo di uscita delle nuove gocce create. Il rapporto tra le masse è modellato secondo la seguente relazione:

$$\frac{m_s}{m_{\text{in}}} = 0.2 + 0.6 \cdot \alpha \quad (6.4)$$

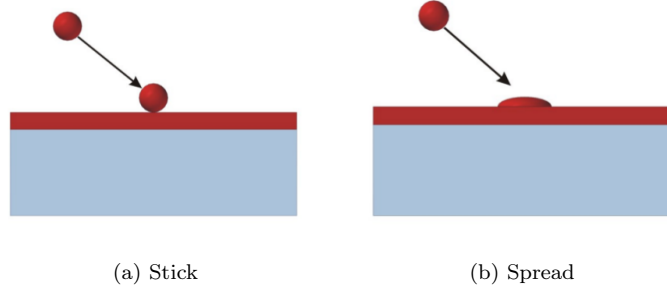


Figura 6.3: Meccanismi di adesione delle gocce liquide sulla superficie di impatto.

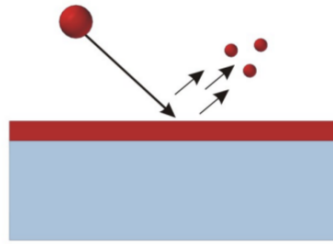


Figura 6.4: Interazione di tipo *splash* tra spray e parete.

dove α è un numero casuale compreso nell'intervallo $[0, 1]$. Si assume, inoltre, che ogni pacchetto di gocce incidente sulla parete generi due nuove parcel con la stessa massa $m_s/2$, ma formate da gocce di diametro e velocità differenti. Il numero di nuove particelle generate a seguito dello *splash* è determinabile utilizzando una correlazione validata sperimentalmente:

$$N = 5 \cdot \left(\frac{We}{We_c} - 1 \right) \quad (6.5)$$

I diametri d_1 e d_2 delle nuove gocce possono essere calcolati sulla base della conservazione della massa:

$$\rho \frac{\pi}{6} N_1 d_1^3 = \frac{m_s}{2}, \quad \text{cioè} \quad d_1 = \sqrt[3]{\frac{1}{2} \frac{m_s}{\rho} \frac{N_{in}}{N_1} d_{in}^3}; \quad (6.6a)$$

$$d_2 = \sqrt[3]{\frac{1}{2} \frac{m_s}{\rho} \frac{N_{in}}{N_2} d_{in}^3} \quad (6.6b)$$

Ovviamente deve essere soddisfatto $N = N_1 + N_2$, con N_1 scelto casualmente all'interno del range $[0, N]$.

In alternativa, Bai et al. [35] hanno dimostrato che le dimensioni delle gocce secondarie seguono determinate distribuzioni statistiche (ad esempio χ^2 nelle

relazioni (6.7):

$$f(d) = \frac{1}{\bar{d}} \cdot \exp\left(-\frac{d}{\bar{d}}\right); \quad (6.7a)$$

$$\bar{d} = \frac{1}{\sqrt[3]{6}} \left(\frac{1}{N} \cdot \frac{m_s}{m_{in}} \right)^{1/3} d_{in} \quad (6.7b)$$

dove \bar{d} rappresenta il diametro medio delle nuove particelle. Le equazioni possono quindi essere integrate per ottenere una funzione di probabilità cumulata, da cui è possibile determinare il diametro delle gocce per entrambi i pacchetti generati attraverso due campionamenti casuali, ciascuno con probabilità γ_i ($0 < \gamma_i < 1$). Mediante questo approccio, gli autori hanno mostrato che si può ottenere un maggiore accordo con alcuni dati e misure sperimentali.

Inoltre, il modello fornisce le espressioni per la determinazione delle velocità associate alle due nuove parcel create a seguito dell'interazione con la parete. In particolare, si assume che la cosiddetta energia di *splashing* $E_{k,s}$ sia la differenza tra l'energia cinetica delle gocce impattanti e un'energia cinetica critica $E_{k,crit}$, al di sotto della quale non è possibile avere il meccanismo in questione. Si pensa, infatti, che $E_{k,crit}$ venga persa in deformazione, dissipazione e nella produzione di film liquido, e può essere calcolata sulla base del numero di Weber critico:

$$E_{k,crit} = \max\left(0.8E_{k,in}; \frac{We_c}{12} \pi \sigma d_{in}^2\right) \quad (6.8)$$

Sulla base di stime sperimentali, è stato possibile introdurre una relazione che lega tra loro i moduli delle velocità delle due nuove parcel:

$$\frac{|\mathbf{v}_1|}{|\mathbf{v}_2|} = \ln\left(\frac{d_1}{d_{in}}\right) / \ln\left(\frac{d_2}{d_{in}}\right) \quad (6.9)$$

Infine, l'applicazione dell'equazione della quantità di moto in direzione tangenziale consente di scrivere:

$$\frac{m_s}{2} |\mathbf{v}_1| \cos(\theta_1) + \frac{m_s}{2} |\mathbf{v}_2| \cos(\theta_2) = C_f m_{in} |\mathbf{v}_{in}| \cos(\theta_{in}) \quad (6.10)$$

dove C_f è il coefficiente di attrito (in genere pari a 0.6) e θ_1 e θ_2 sono gli angoli di uscita delle nuove parcel rispetto alla superficie solida; θ_1 è scelto casualmente nell'intervallo $[10^\circ, 160^\circ]$ e θ_2 è ricavabile dall'espressione (6.10). Risolvendo il set di equazioni presentato, è possibile determinare le componenti normali e tangenziali delle gocce dopo lo splash.

Al momento dell'interazione con la parete, la presenza di film liquido sulla superficie è trattata dagli autori del modello come una parete asciutta molto rugosa. Infatti, la transizione tra il regime di *adhesion* e quello di *splash* avviene per numeri di Weber critici inferiori:

$$We_c = 1320 \cdot La^{-0.183} \quad (6.11)$$

Il rapporto tra la massa che viene creata per *splashing* e quella della parcel incidente è in questo caso maggiore rispetto alla situazione di parete asciutta e

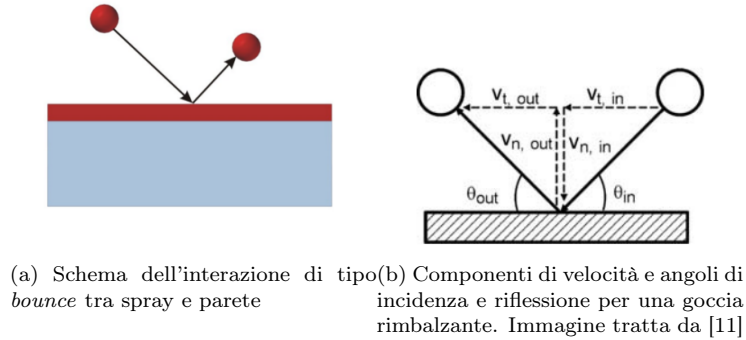


Figura 6.5: Interazione di tipo *bounce* tra spray e parete

può assumere anche valori superiori all'unità, poichè parte di m_s può provenire dal film liquido già formato:

$$\frac{m_s}{m_{in}} = 0.2 + 0.9 \cdot \alpha \quad (6.12)$$

A differenza del caso precedente, in presenza di una parete bagnata, gli autori distinguono tra *stick*, caratterizzato da basse velocità di impatto ($We < 1$), e *spread*, dove la più elevata energia cinetica consente la penetrazione della goccia nel film generando così nuova superficie di liquido ($20 \leq We < We_c$).

Infine, per piccoli valori di energia di impatto ($1 \leq We < 20$), l'eventuale cuscinetto di aria che si forma tra goccia e parete consente il rimbalzo della particella (*bounce*) senza che essa si disintegri (figura 6.5); tuttavia, essa perde parte della sua energia cinetica, la quale viene convertita in energia di deformazione del film fluido. Al fine di determinare le componenti di velocità della particella a seguito del rimbalzo (figura 6.5b), il modello prevede l'introduzione di alcune relazioni proposte da Matsumoto e Saito [36]:

$$V_{t,out} = \frac{5}{7} V_{t,in} \quad (6.13)$$

$$V_{n,out} = -e \cdot V_{n,in} \quad (6.14)$$

Il parametro e è detto coefficiente di restituzione ed è calcolabile nel seguente modo:

$$e = 0.993 - 1.76 \cdot \theta_{in} + 1.56 \cdot \theta_{in}^2 - 0.49 \cdot \theta_{in}^3 \quad (6.15)$$

dove θ_{in} è l'angolo di incidenza espresso in radianti.

6.2 Equazioni del film fluido

Le equazioni che governano l'evoluzione del film fluido a parete derivano dalle classiche equazioni di conservazione della massa, dell'energia e dal bilancio di quantità di moto. È inoltre possibile aggiungere alcune ipotesi, validate da numerose rilevazioni sperimentali, che consentono di semplificare il modello:

- fluido newtoniano;

- fluido incomprimibile;
- moto laminare;
- film sottile.

Dal punto di vista computazionale, la versione 2.3.x di OpenFOAM® prevede che l'eventuale *wall film* sia contenuto all'interno di un opportuno layer, costituito generalmente da un'unica cella lungo lo spessore, che si estende su tutta la parete solida su cui lo spray può impattare; nelle ulteriori due direzioni che descrivono la superficie, si effettua una discretizzazione spaziale in cui i volumi di controllo hanno le stesse dimensioni della griglia primaria posta a contatto con la regione di *wall film* estrusa (si veda la figura 6.6).

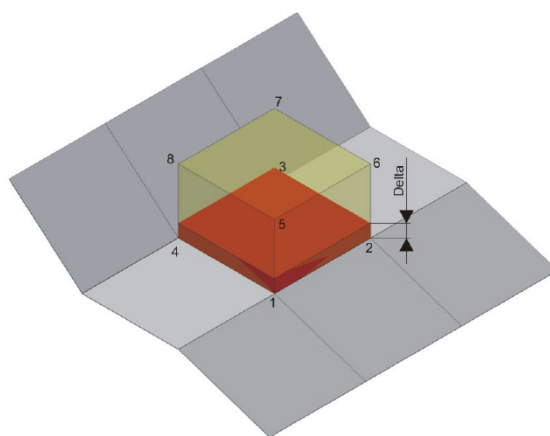


Figura 6.6: Volume di controllo estruso dalla parete solida.

Sulla base della griglia a parete così generata, le equazioni di evoluzione del film a parete vengono discretizzate secondo un approccio euleriano; esse consentono di determinare istante per istante la distribuzione di spessore δ su tutta la superficie di impatto e di conoscere, sulla base delle condizioni al contorno imposte, come varia la velocità del fluido \mathbf{u}_f e la sua temperatura T_f . Ovviamente, è necessario tener conto dell'effetto provocato dall'impatto delle gocce attraverso l'introduzione di opportuni termini sorgente; le equazioni di conservazione che verranno illustrate nei prossimi paragrafi sono generiche e valgono per qualunque meccanismo di *impingement*. La presenza di una o di un'altra forma di interazione spray-parete modificherà solo quantitativamente il contributo di accoppiamento tra le due regioni del dominio (volume di controllo classico e celle sulla superficie solida).

6.2.1 Equazione di conservazione della massa

La variazione nel tempo della massa di liquido contenuta nel film è pari al flusso netto attraverso le superfici di controllo della cella, a cui si aggiungono due termini sorgente; essi tengono conto del contributo dovuto all'impatto delle

gocce dello spray S_m^d e all'evaporazione a seguito dello scambio termico con la parete solida S_m^v :

$$\frac{\partial(\rho\delta)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho\delta\mathbf{u}) = S_m^d + S_m^v \quad (6.16)$$

La quantità di liquido evaporata può essere calcolata ricorrendo al modello di evaporazione già introdotto in merito agli spray nel Capitolo 3. Il termine S_m^d dipende invece da quale meccanismo di interazione avviene tra getto e parete: infatti, se le velocità di impatto sono basse (adesione), tutta la massa delle gocce contribuisce ad aumentare lo spessore di film, mentre nel caso di *splash* solo una parte rimane immersa nel liquido a parete. Se le particelle rimbalzano, non si ha nessun contributo in massa.

6.2.2 Equazione di bilancio della quantità di moto

Il tasso di variazione nel tempo della quantità di moto associata al film fluido, espresso attraverso la derivata sostanziale, eguaglia la risultante dei contributi esterni:

$$\frac{\partial(\rho\delta\mathbf{u})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho\delta\mathbf{u} \otimes \mathbf{u}) = \mathbf{S}_u^n + \mathbf{S}_u^t + \mathbf{S}_u^m + \mathbf{F}_{vol} + \mathbf{F}_\tau \quad (6.17)$$

Si analizzano ora uno ad uno i termini sorgente presenti a secondo membro:

- \mathbf{S}_u^n tiene conto dei gradienti di pressione che possono nascere all'interno del film. Essa può essere espressa come la somma della pressione idrostatica p_h , della pressione di impatto delle gocce in direzione normale alla superficie p_d , della pressione esercitata dall'aria circostante p_g e delle forze di capillarità p_σ :

$$p_L = p_h + p_d + p_g + p_\sigma \quad (6.18)$$

Anche in questo caso, il termine relativo all'interazione con le gocce dello spray p_d dipende dal meccanismo di impatto che ha luogo: in tutti i casi, esso è esprimibile come la variazione della quantità di moto delle particelle nella direzione perpendicolare alla superficie, sia che esse si immergano nel film annullando tale componente (gocce che aderiscono completamente o in parte durante lo *splash*), sia che la invertano, per effetto di un rimbalzo o nel caso dei pacchetti secondari che si distaccano a seguito dello *splash*:

- \mathbf{S}_u^t rappresenta la quantità di moto persa dalle gocce all'impatto lungo la direzione tangenziale; esso concorre al moto del fluido depositato sulle pareti e dipende dal regime di *impingement* che si instaura;
- \mathbf{S}_u^m valuta lo scambio di quantità di moto tra la fase liquida e quella gassosa per effetto dei processi evaporativi e può essere espressa nel seguente modo: $S_m^v \cdot \mathbf{u}$, dove S_m^v è stato introdotto nella relazione (6.16).
- \mathbf{F}_{vol} esprime il contributo dovuto alle forze di volume, ad esempio la gravità;
- \mathbf{F}_τ include gli sforzi di taglio che si generano in corrispondenza delle superfici di interfaccia liquido-aria e liquido-parete. Essi sono calcolati tenendo conto del fatto che il regime di moto nel film è laminare e che i gradienti

di velocità in direzione tangenziale sono trascurabili rispetto ai corrispondenti termini diffusivi valutati lungo la normale alla superficie (ipotesi di film sottile).

6.2.3 Equazione di conservazione dell'energia

L'equazione di conservazione dell'energia per un elementino di film fluido può essere formulata nel seguente modo:

$$\frac{\partial(\rho\delta h)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho\delta h\mathbf{u}) = S_h^d + S_h^m + \dot{Q} \quad (6.19)$$

Il termine S_h^d esprime la variazione di energia posseduta dal film causata dall'aumento di massa che lo costituisce a seguito dell'impatto dello spray, mentre S_h^m tiene conto dell'evaporazione di parte del liquido depositato a parete. \dot{Q} rappresenta, infine, il calore scambiato tra film e superficie solida e tra film e gas che lo lambisce.

In conclusione, si ricorda che, nella versione 2.3.x di OpenFOAM[®] utilizzata per le simulazioni, le equazioni appena descritte non costituiscono un solutore a sè stante, ma vengono richiamate all'interno del codice sorgente a seguito dei calcoli riguardanti l'evoluzione del getto. Gli algoritmi di risoluzione validi per lo spray possono essere comunque estesi anche all'evoluzione del film a parete: ad esempio, si possono applicare a quest'ultimo sistema di equazioni i cicli di calcolo tipici di PISO e PIMPLE, così come le correzioni di non-ortogonalità.

6.3 Validazione del modello di wall film

Allo scopo di validare il modello di wall film proposto, sono stati utilizzati i risultati sperimentali riportati in [37]. Essi riguardano le misure di spessore di film liquido effettuate da Le Coz et al. [38] mediante tecniche di *Laser Induced Fluorescence* – LIF; l'apparato di misura è mostrato in figura 6.7 e consiste in un tubo trasparente inclinato di 30° rispetto all'orizzontale. All'interno del cilindro scorre un flusso d'aria costante a pressione ambiente ed è posto un iniettore, il cui asse forma un angolo di 45° con il condotto stesso e che consente di introdurre isooctano I-C₈H₁₈ in maniera pulsante nel tempo. La tabella 6.1 riassume le condizioni operative dell'esperimento in esame.

Per quanto riguarda le simulazioni numeriche, sono stati dapprima effettuati alcuni calcoli preliminari, affinché si raggiungesse una condizione stazionaria per il flusso d'aria nel condotto; successivamente, le gocce di combustibile sono state introdotte secondo i parametri descritti in tabella 6.1. Durante il sesto evento di iniezione, sono stati campionati i valori istantanei di spessore di film liquido, in modo tale da poterli confrontare con i dati sperimentali ottenuti scansionando la superficie inferiore del tubo. I sei punti di misura sono posti a 15 mm l'uno dall'altro e la loro distanza dall'iniettore lungo l'asse del cilindro è riportata in tabella 6.2.

Per ciascuna delle posizioni sopra indicate, viene illustrato ora il confronto tra i dati sperimentali e gli spessori di film liquido previsti mediante la CFD (figura 6.8); in generale, si può notare un buon accordo tra le misure effettuate da Le Coz e i valori calcolati, soprattutto per i punti situati nelle vicinanze dell'area di *impingement* (punti 4-5-6 secondo quanto mostrato in figura 6.7).

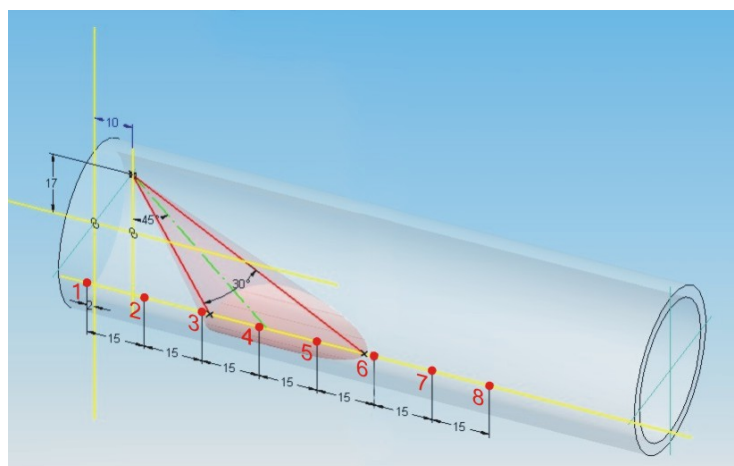


Figura 6.7: Apparato di misura adoperato da Le Coz.

Tabella 6.1: Tabella riassuntiva delle condizioni operative relative all'esperimento di Le Coz.

Diametro del condotto	mm	36
Lunghezza del condotto	mm	200
Diametro del foro di iniezione	mm	0.09
Velocità dello spray	m/s	16
Angolo di cono	-	30°
Durata di una singola iniezione	ms	6.7
Frequenza di iniezione	Hz	40
Massa iniettata per singola iniezione	mg	14.8
Pressione di iniezione	bar	3
Flusso d'aria	m ³ /min	0.42

Tabella 6.2: Posizione dei punti di misura dello spessore di film liquido.

Posizione	Distanza dall'iniettore [mm]
4	33
5	48
6	63
7	78
8	93
9	108

Il sensore 4 (fig. 6.8a) è posto nella zona centrale di impatto dello spray: si nota, pertanto, l'accumulo di liquido circa 6-7 ms dopo l'istante di inizio dell'iniezione per effetto dell'arrivo del getto sulla parete. Rispetto a quanto emerge dalle scansioni sperimentali, si può osservare una buona corrispondenza di valori di spessore in questa prima fase di *impingement*; tuttavia, i calcoli CFD

producono una leggera sottostima del secondo picco rilevato, il quale rappresenta l'impatto sulla superficie delle ultime gocce iniettate. Ciò può essere imputato al fatto che meno particelle interagiscono con la parete del condotto rispetto a quanto avviene realmente: infatti, nelle simulazioni numeriche, è stato deciso di escludere i modelli di breakup secondario e di evaporazione per lo spray, in modo tale che i risultati dipendessero esclusivamente dal modello di wall film che si vuole validare (l'evaporazione del liquido è quindi possibile solamente per il combustibile depositato sulla superficie).

In corrispondenza dei punti di scansione 5 (fig. 6.8b) e 6 (fig. 6.8c), situati anch'essi nell'area di interazione getto-parete, si nota un ottimo accordo tra i rilievi sperimentali e i calcoli numerici: si osserva, infatti, la trasmissione stazionaria dell'onda di accumulo di film liquido dovuta all'impatto, il cui valore massimo ricalca bene i risultati di Le Coz. Successivamente, essa si propaga verso valle per effetto della gravità, mantenendo però un picco piuttosto accentuato in confronto con l'andamento più costante prodotto dalle scansioni sperimentali (posizione 7, fig. 6.8d, e posizione 8, fig. 6.8e).

Si può presumere che questo disaccordo sia legato alla mancanza di polverizzazione secondaria del getto mentre penetra all'interno del flusso d'aria: ciò determina l'impatto di gocce di dimensioni elevate, dotate di maggiore quantità di moto in direzione tangenziale; questo fa sì che il picco di spessore si muova piuttosto velocemente lungo il condotto e faccia maggiore fatica a livellarsi entro distanze contenute.

Di conseguenza, nel punto di campionamento 9 (fig. 6.8f), si possono osservare valori medi corretti (intorno ai $250\ \mu\text{m}$), accompagnati però da un massimo di circa $350\ \mu\text{m}$ che deve ancora riassorbirsi. Infine, è legittimo ipotizzare che, analizzando un maggior numero di eventi di iniezione (anche fino ad un centinaio), si possa eliminare questo effetto, poiché ci si avvicinerebbe sempre più ad una situazione stazionaria in cui l'accumulo di combustibile all'impatto viene inglobato rapidamente in uno spessore di film già maggiore.

In figura 6.10, si riporta una sequenza di immagini che illustrano l'evoluzione dello spray all'interno del condotto: in particolare, la prima immagine 6.10a mostra che, a seguito di alcuni calcoli preliminari, il flusso d'aria è stazionario nel tubo e viene poi perturbato dallo spray che penetra al suo interno per effetto delle forze di interazione aerodinamica. Successivamente, la perturbazione di velocità tende ovviamente a deviare rispetto allo spray, poiché viene trasportata dal flusso di gas (fig. 6.10b), mentre dopo circa 7 ms il getto ha già raggiunto la parete, dove avvengono anche fenomeni di *splash* (fig. 6.10c). Nell'ultima immagine (fig. 6.10d), l'iniezione è terminata e le ultime gocce introdotte stanno per raggiungere la superficie inferiore del condotto.

Infine, in figura 6.9, è rappresentata l'evoluzione nel tempo del film liquido sulla superficie inferiore del condotto: inizialmente, si nota già la presenza di un film sottile sulla parete, in quanto si sono già verificati altri eventi di iniezione in precedenza (fig. 6.9a). In seguito, le prime gocce iniziano ad impattare sulla parete; nella zona più larga di *impingement*, si osserva infatti un aumento dello spessore di film presente, che cresce ulteriormente negli istanti di tempo successivi. Pertanto, si può affermare che in questa fase il meccanismo di interazione prevalente sia lo *spread* che porta alla creazione di nuova superficie di liquido espandendo il wall film (fig. 6.9b).

Dopo 15 ms (fig. 6.9c) tutta la massa iniettata in questo evento ha raggiunto

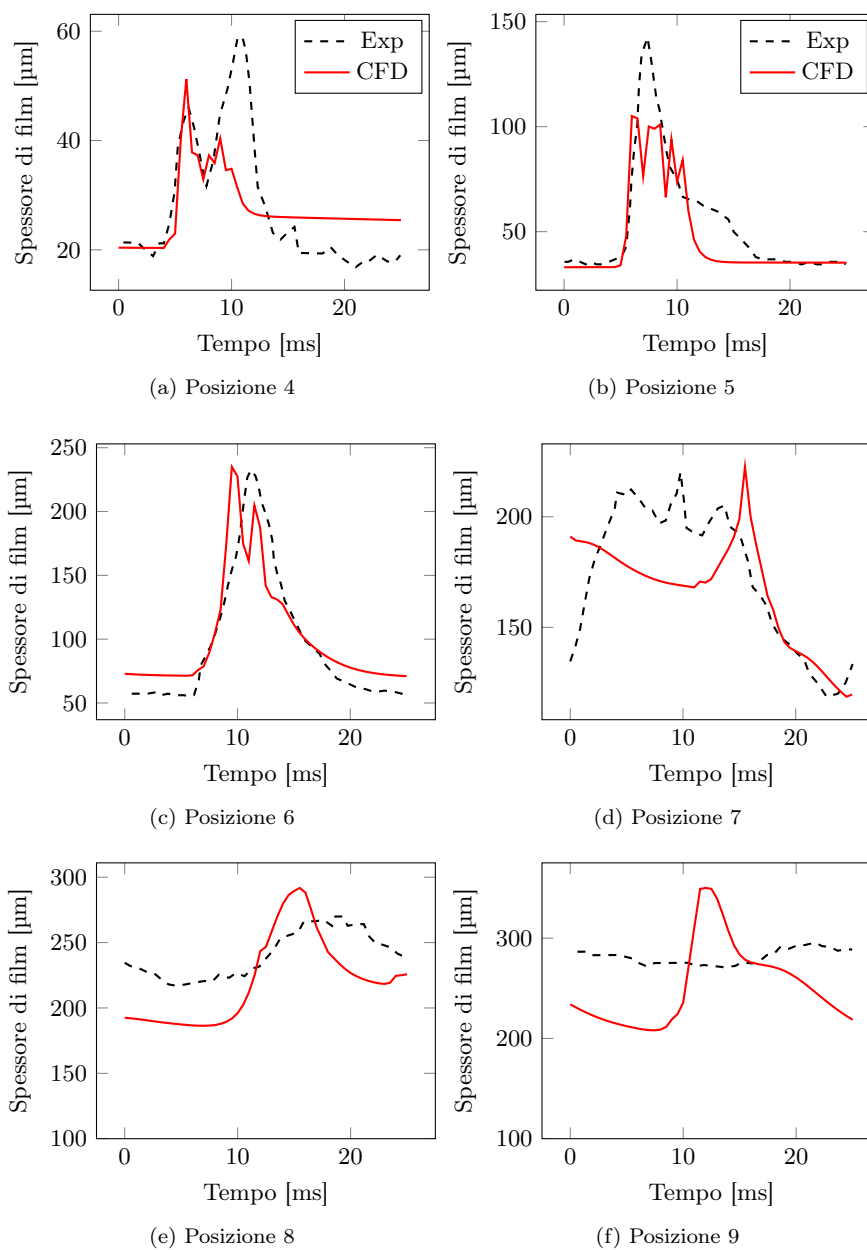


Figura 6.8: Confronto tra i valori di spessore di film misurati (Exp) e calcolati (CFD). La legenda è la medesima per tutte le figure.

la parete; il valore massimo nella zona d'impatto è salito notevolmente ($350 \mu\text{m}$), generando il picco di spessore già discusso nelle immagini di confronto con i dati sperimentali. Nel frattempo, il film ha iniziato a scorrere verso il basso a causa della gravità e per effetto dello scambio di quantità di moto con lo spray, mentre viene ostacolato dalla propria viscosità. La zona di contatto del cono di iniezione

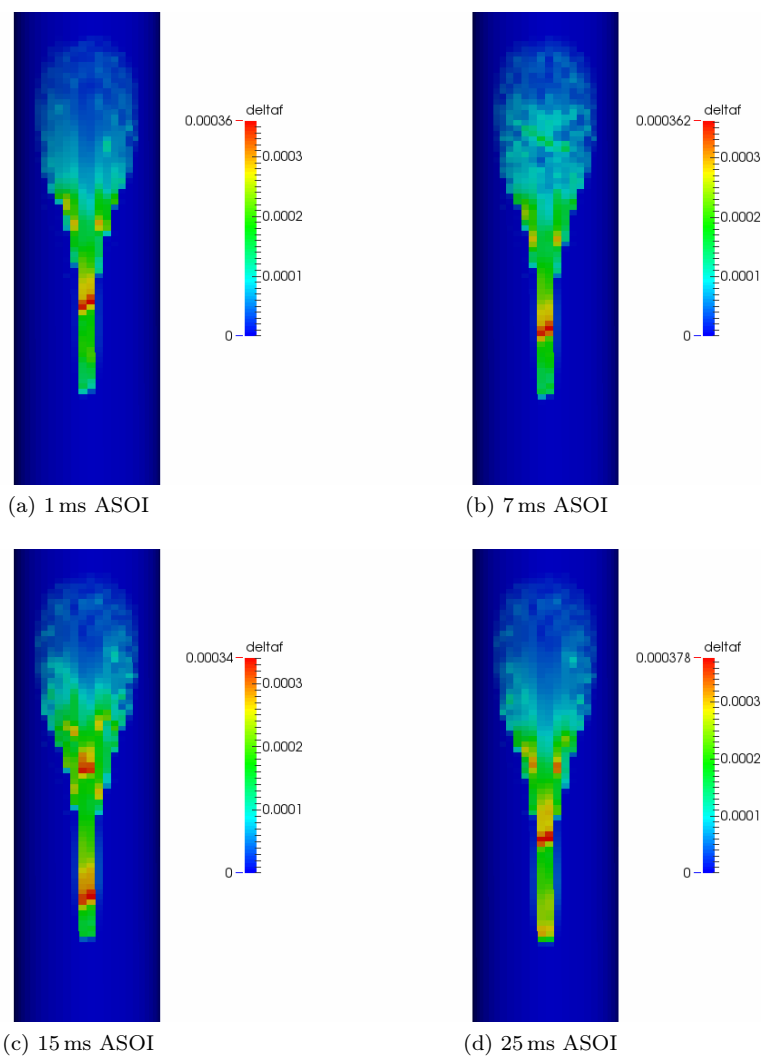
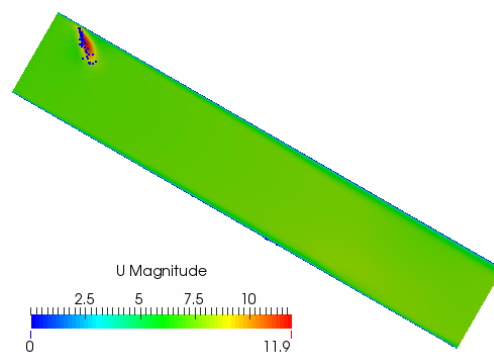
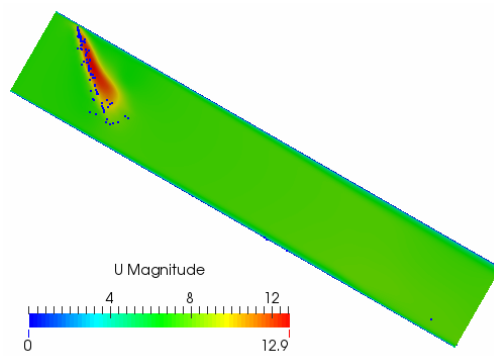


Figura 6.9: Evoluzione dello spessore di film liquido sulla parete del condotto.

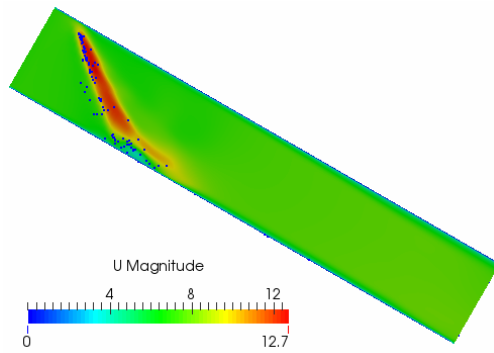
inizia a svuotarsi, il picco si sposta verso valle, diluendo lentamente l'accumulo di massa; inoltre, il film si assottiglia coerentemente con la forma cilindrica della parete che tende a raccogliere il fluido nella propria zona centrale (fig. 6.9d).



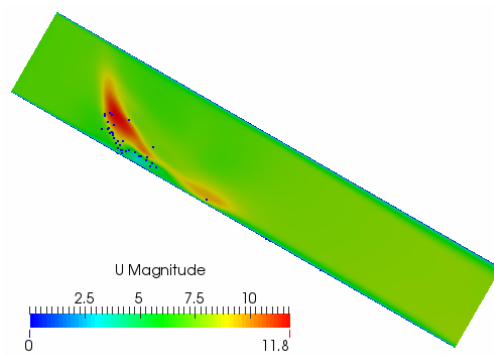
(a) 1 ms ASOI



(b) 3 ms ASOI



(c) 7 ms ASOI



(d) 9 ms ASOI

Figura 6.10: Evoluzione dello spray nel condotto durante l'iniezione.

Capitolo 7

Modellazione delle proprietà dei combustibili per motori GDI

In questo capitolo vengono presentati alcuni risultati riguardanti l'analisi delle principali proprietà delle comuni sostanze utilizzate per alimentare i motori ad accensione comandata e su come esse possono essere modellate numericamente in modo tale da poterne tenere correttamente conto all'interno delle simulazioni CFD. Infatti, la corretta rappresentazione del comportamento dei combustibili è, al pari dei modelli già visti, fondamentale per l'ottenimento di buoni risultati numerici che siano prossimi ai dati sperimentali.

7.1 Combustibili attualmente utilizzati

Attualmente, la maggior parte dei combustibili utilizzati per alimentare i motori sono dei liquidi derivati dalla distillazione del petrolio; secondo Ferrari [6], infatti, la loro relativa abbondanza e semplicità di elaborazione, unite alla facilità di trasporto e stoccaggio e alle elevate densità energetiche, hanno fatto sì che essi costituiscano tuttora la maggiore fonte energetica per i motori. Tra di essi, i combustibili principali sono sicuramente la benzina, impiegata nei motori ad accensione comandata, e il gasolio, utilizzato per i motori ad accensione spontanea e per il riscaldamento civile. Inoltre, hanno una certa rilevanza anche il *cherosene*, soprattutto per i turbogas impiegati nel trasporto aereo, e l'olio combustibile, utilizzato soprattutto negli impianti termoelettrici e di riscaldamento industriale.

In tabella 7.1, sono riportate le principali proprietà fisiche per la benzina (in inglese *gasoline*) e per il gasolio.

Entrambi i liquidi sono delle miscele costituite da un elevato numero di idrocarburi (anche fino a qualche centinaio); essi appartengono principalmente alla classe delle paraffine (o alcani, formula C_nH_{2n+2}), la cui struttura chimica può essere a catena diritta, come nel caso dell'eptano C_7H_{16} , o ramificata, ad esempio nell'isottano I- C_8H_{18} . Sono presenti inoltre nafteni (o ciclici, C_nH_{2n}), ed aromatici, tra cui si possono citare il benzolo C_6H_6 e il toluolo C_7H_8 .

Essendo benzina e gasolio miscele multi-componente, ciascuno degli idrocarburi che le costituisce possiede una diversa temperatura di ebollizione; si definisce, quindi, intervallo di distillazione il campo di temperatura in cui avviene il cambiamento di fase delle diverse specie presenti. In figura 7.1, sono

Tabella 7.1: Principali caratteristiche dei combustibili liquidi di interesse per i motori. Dati tratti da [6].

		Benzina	Gasolio
Densità a 0 °C	kg/m ³	730 ÷ 760	815 ÷ 855
Intervallo di distillazione	°C	25 ÷ 200	180 ÷ 360
Calore latente di vaporizzazione	kJ/kg	380 ÷ 500	≈ 250
Potere calorifico inferiore	MJ/kg	43 ÷ 45	42 ÷ 43.5
Dosatura stechiometrica		14.6	14.5

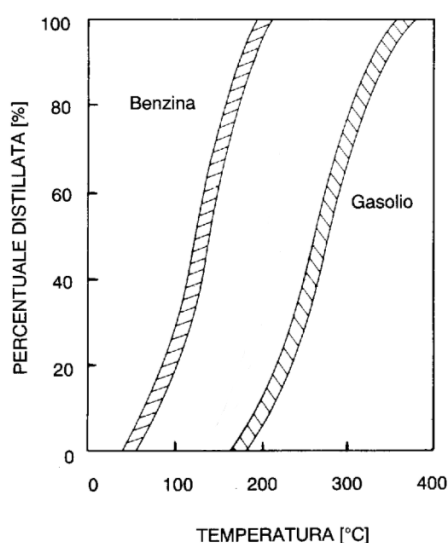


Figura 7.1: Curve di distillazione di benzina e gasolio. Immagine tratta da [6].

illustrate le curve di distillazione di entrambi i combustibili, che mostrano come varia la percentuale di volume che evapora man mano che aumenta la temperatura. In particolare, si può notare che la benzina presenta un intervallo di distillazione spostato verso valori più bassi di temperatura; si dice pertanto che la benzina è più ‘volatile’, ovvero tende ad evaporare più facilmente rispetto al gasolio.

Tra i combustibili alternativi a quelli liquidi derivati dal petrolio, si possono ricordare:

- gli idrocarburi gassosi (metano, GPL, alcheni, acetilene, etc), facilmente miscibili con l’aria, ma aventi un basso potere calorifico per unità di volume;
- l’idrogeno, che permette di limitare le emissioni inquinanti, ma presenta problemi di sicurezza e difficoltà di stoccaggio;
- alcuni alcoli (soprattutto: metanolo $\text{CH}_3\text{-OH}$ ed etanolo $\text{C}_2\text{H}_5\text{-OH}$), i quali possiedono una buona resistenza alla detonazione e possono quindi essere aggiunti alla benzina per aumentarne il numero di ottano.

Esistono alcune applicazioni motoristiche che prevedono il loro utilizzo come fonte energetica di alimentazione; tuttavia, esse sono piuttosto limitate da ragioni prevalentemente economiche, almeno per l'immediato futuro. Pertanto, nei successivi paragrafi, si pone l'attenzione sui combustibili liquidi ancora oggi più diffusi, in particolare sulla benzina, con cui sono alimentati i motori GDI oggetto del presente lavoro.

7.2 Benzina

Dal punto di vista della composizione chimica, la benzina è una miscela costituita da numerosi idrocarburi di diverso tipo; la frazione massica associata a ciascuno di essi può essere anche molto differente l'una dall'altra e variabile tra una benzina e un'altra. Infatti, attraverso opportune tecniche di distillazione del petrolio, si possono ottenere carburanti aventi proprietà fisiche diverse, che consentono un migliore adattamento a certe condizioni di funzionamento del motore o ambientali.

In molti articoli scientifici specifici di questo settore, sono riportati i risultati di alcune analisi sperimentali condotte allo scopo di determinare i principali componenti presenti: ad esempio, all'interno di *Ground Water Management Review, Spring, 1990, p.167* [39] sono annotate tutte le specie rilevate nel particolare combustibile analizzato, anche quelle aventi un peso massico trascurabile. Un altro caso è quello proposto in tabella 7.2, dove sono elencati solamente gli idrocarburi aventi frazione massica superiore all'1%, che formano una benzina senza piombo comunemente commercializzata in Europa.

Si può quindi concludere che non è semplice modellare dal punto di vista del comportamento termodinamico un combustibile così composto; i diversi tipi di idrocarburi presentano, infatti, strutture molecolari e proprietà termofisiche diverse l'uno dall'altro, che, a seconda dell'importanza della specie in questione in termini di frazione massica, influenzano il comportamento della miscela globale durante i processi di evaporazione, accensione e combustione.

Ad esempio, si trovano paraffine più leggere, che sono più volatili rispetto ad altri alcani aventi un numero maggiore di atomi di carbonio, oppure la presenza di gruppi metili determina, a parità di composizione, una struttura maggiormente complessa della molecola che rende questi componenti meno accendibili. Gli aromatici hanno proprietà diverse in confronto agli alifatici appena citati; la loro elevata frazione massica fa sì che influiscano molto sul comportamento termodinamico del carburante.

In generale, quindi, sarebbe opportuno considerare nei calcoli numerici la benzina alla stregua di una sostanza effettivamente multi-componente, formata cioè da tutte le specie rilevate, ognuna con il proprio peso, in modo tale da rappresentare correttamente l'evoluzione del combustibile una volta iniettato nei condotti di aspirazione o nel cilindro; tuttavia, è stato dimostrato che ciò comporterebbe l'utilizzo di elevate risorse di calcolo che porterebbero i tempi computazionali a livelli non accettabili. A questo proposito, Rosseel e Sierens [41] sostengono che il tempo di calcolo necessario per la simulazione dell'evaporazione di una singola goccia considerando una decina di specie è circa venti volte superiore a quello richiesto da un combustibile mono-componente.

Pertanto, nell'ambito delle simulazioni CFD si è sempre cercato di ricondurre la benzina effettiva ad un suo componente semplice che ne rappresentasse con

Tabella 7.2: Principali componenti presenti in una benzina. Dati tratti da [40].

Componente	Frazione massica %
toluene	11.7
isopentane	11.43
m-xylene	6.93
n-butane	5.41
iso-octane	4.34
o-xylene	4.04
ethylbenzene	3.04
1,2,4-trimethylbenzene	2.69
p-xylene	2.58
2-metilbut-2-ene	2.3
2-methylpentane	2.07
n-pentane	2.02
isobutane	1.87
trans-2-pentene	1.7
m-ethyltoluene	1.65
2-methyl-1-ene	1.39
2-methylbut-1-ene	1.39
3-methylpentane	1.31
2,3,4-trimethylpentane	1.3
2-methylhexane	1.24
benzene	1

sufficiente precisione il comportamento; tuttavia, una scelta di questo tipo non può prevedere correttamente tutti i processi che caratterizzano l'evoluzione del combustibile in camera. Ad esempio, esisterà sempre nella realtà una specie più volatile, presente in percentuale massica importante, che evapora prima rispetto alla sostanza scelta per rappresentare il combustibile, con chiare conseguenze sulla distribuzione della miscela aria-combustibile, sul timing e sul punto di accensione della carica nel cilindro.

Generalmente, l'isoottano è utilizzato per alimentare i motori GDI nei calcoli CFD; tuttavia, è stato osservato sperimentalmente che esso evapora meno rispetto al combustibile reale; infatti, nella benzina sono presenti anche componenti più volatili che determinano un aumento della pressione di vapore globale (vedere figura 7.6), favorendo il cambiamento di fase e la miscelazione con l'aria. Inoltre, come si vede in tabella 7.2, l'isoottano è sì una delle specie aventi una frazione in massa maggiore nella miscela (intorno al 6%), ma il suo peso risulta comunque troppo limitato per poter pensare di rappresentare la benzina solamente con esso.

L'obiettivo è quello, quindi, di raggiungere un buon compromesso tra contenere i tempi computazionali ed avere un buon grado di accuratezza nel confronto con quanto osservato empiricamente.

7.3 Benzina mono-componente

Per ovviare alle difficoltà descritte nel paragrafo precedente, si presenta ora un metodo che cerca di migliorare le previsioni sul comportamento termofisico della benzina. Esso prevede di mantenere un approccio mono-componente, in modo tale da contenere i tempi di calcolo richiesti; le proprietà del combustibile, tuttavia, sono calcolate attraverso un'opportuna operazione di 'media' che utilizza come peso le frazioni molari dei componenti rilevati (ad esempio quelli riportati in tabella 7.2). Si costruisce così un liquido fittizio, detto *gasoline*, che cerca in modo approssimativo di tenere conto del fatto che la benzina è costituita da numerose specie aventi proprietà piuttosto diverse.

7.3.1 Descrizione del metodo di media utilizzato

Il metodo utilizzato per calcolare le proprietà del nuovo combustibile *gasoline* può essere sintetizzato nei seguenti punti:

- sono stati utilizzati i dati di tabella 7.2 per quanto concerne le specie presenti;
- essendo la somma delle frazioni massiche dei componenti considerati pari a circa il 70% della massa complessiva della benzina reale (non essendo incluse infatti le specie aventi una massa inferiore all'1% di quella totale), le percentuali sono state riscalate in modo tale da ottenere una miscela effettiva corrispondente al 100% (frazioni massiche effettive);
- le frazioni massiche Y_i sono state trasformate in frazioni molari X_i attraverso la normalizzazione rispetto ad un componente (in questo caso il toluene, pedice tol) secondo la relazione (7.1):

$$X_i = \frac{\frac{Y_i}{W_i} \cdot \frac{Y_{\text{tol}}}{W_{\text{tol}}}}{\sum_i \frac{Y_i}{W_i} \cdot \frac{Y_{\text{tol}}}{W_{\text{tol}}}} \quad (7.1)$$

- è stata calcolata la massa molecolare della miscela globale W_g , mediante una media pesata sulle frazioni volumiche, relazione (7.2):

$$W_g = \sum_i X_i \cdot W_i = 84,3562 \text{ kg/kmol} \quad (7.2)$$

- per ciascuna delle proprietà di interesse ϕ , assunta dipendente dalla temperatura T espressa in K, l'operazione di media consiste in:

$$\phi_g(T) = \sum_i X_i \cdot \phi_i(T) \quad (7.3)$$

I valori ottenuti sono riportati all'interno della tabella 7.3.

Si nota che, dal punto di vista delle frazioni volumiche, l'isooctano assume un peso ancora inferiore nella miscela globale, essendo un componente ad elevata massa molecolare.

Tabella 7.3: Frazioni massiche e molari delle specie presenti in tabella 7.2.

Componente	Frazione massica effettiva %	Massa molecolare kg/kmol	Frazione molare %
toluene	16,386 55	92,14	15,002 25
isopentane	16,008 40	72,15	18,716 67
m-xylene	9,705 88	106,17	7,711 70
n-butane	7,577 03	58,12	10,997 41
iso-octane	6,078 43	114,23	4,488 78
o-xylene	5,658 26	106,17	4,495 71
ethylbenzene	4,257 70	106,17	3,382 91
1,2,4-trimethylbenzene	3,767 51	120,2	2,644 03
p-xylene	3,613 44	106,17	2,871 02
2-metilbut-2-ene	3,221 29	70,14	3,874 19
2-methylpentane	2,899 16	86,18	2,837 80
n-pentane	2,829 13	72,15	3,307 76
isobutane	2,619 05	58,12	3,801 32
trans-2-pentene	2,380 95	70,14	2,863 53
m-ethyltoluene	2,310 92	120,2	1,621 80
2-methyl-1-ene	1,946 78	56,11	2,926 80
2-methylbut-1-ene	1,946 78	70,14	2,341 36
3-methylpentane	1,834 73	86,18	1,795 91
2,3,4-trimethylpentane	1,820 73	114,23	1,344 57
2-methylhexane	1,736 70	100,21	1,461 94
benzene	1,400 56	78,11	1,512 56

A questo punto, vengono presentate le singole caratteristiche del *gasoline* modellate secondo questo approccio; nell'ambito della formazione della miscela aria-combustibile nei motori GDI, la proprietà maggiormente significativa è sicuramente la pressione di vapore. In ogni caso, vengono dapprima introdotte altre grandezze, sia per dare dimostrazione applicativa del metodo adottato, sia per sottolineare ancora una volta l'importanza di tener conto quanto più possibile della composizione multipla del combustibile. Lo scopo finale è quello di implementare le proprietà così ottenute all'interno di OpenFOAM®; pertanto, si dovrà tenere conto delle espressioni analitiche (7.3) di dipendenza dalla temperatura del combustibile già presenti nel codice.

7.3.2 Densità

Secondo quanto espresso in tabella 7.1, la densità della benzina è superiore a 700 kg/m^3 : pertanto, si vuole dimostrare che, utilizzando il procedimento sopra descritto, si riescono a calcolare valori più prossimi a quelli reali rispetto a quanto si otterrebbe considerando il solo isotano. La relazione matematica che esprime la dipendenza della massa volumica del combustibile, espressa in

kg/m³, dalla temperatura è della forma:

$$\rho = \frac{A}{B^{1 + \left(1 - \frac{T}{C}\right)^D}} \quad (7.4)$$

Le costanti A , B , C e D dipendono dalla specie considerata e sono disponibili in letteratura: ad esempio, sono stati utilizzati i valori presenti in alcuni testi che si occupano di metodi per il calcolo delle proprietà delle sostanze (come proposto da Keller in [42]), oppure in manuali di chimica, quali il [43]. Ovviamente, nel caso in cui l'espressione per il calcolo della densità non fosse la stessa di quella presente nel codice per le simulazioni CFD (7.4), è opportuno interpolare in via preliminare i dati con una curva di *fitting* esattamente uguale a quella imposta da OpenFOAM[®], in modo tale da dover inserire sempre lo stesso tipo di parametri nel modello.

Una volta nota la densità della benzina attraverso l'operazione di media (7.3), è ancora necessario interpolare i valori per calcolare il valore delle costanti A , B , C e D valide per la miscela complessiva; esse sono visualizzate in tabella 7.4.

Tabella 7.4: Costanti da inserire nella relazione (7.4) per il calcolo della densità della benzina

A	B	C	D
72.5462286	0.2788459	473.8892281	0.2331204

In figura 7.2, è mostrato l'andamento della densità in funzione della temperatura ottenuto per la miscela *gasoline* in confronto all'isoottano.

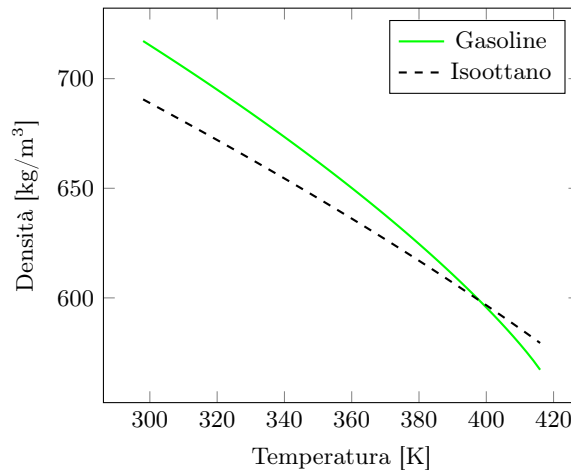


Figura 7.2: Densità del combustibile in funzione della temperatura.

Si può osservare che, considerando tutte le specie mediate secondo la propria frazione molare, si ottengono valori di densità più elevati, che si avvicinano maggiormente ai dati empirici.

7.3.3 Calore latente di vaporizzazione

Seguendo il medesimo approccio, si procede ora al confronto tra il calore latente di vaporizzazione (fornito in J/kg) della miscela *gasoline* e quello dell'isottano; in questo caso, la dipendenza dalla temperatura è espressa dalla relazione 7.5:

$$h_l = A \cdot (1 - T_R)^{B+C \cdot T_R + D \cdot T_R^2 + E \cdot T_R^3} \quad (7.5)$$

dove il termine T_R rappresenta la cosiddetta *temperatura ridotta*, definita come $T_R = \frac{T}{T_c}$, con T_c pari alla temperatura critica dell'idrocarburo.

Utilizzando le costanti per le singole specie presenti in [43], si ottengono i valori dei parametri per la funzione interpolante riferita alla benzina mostrati in tabella 7.5.

Tabella 7.5: Costanti da inserire nella relazione (7.5) per il calcolo del calore latente di vaporizzazione della benzina

A	B	C	D	E
374045.9773404	-3.1083705	12.2539335	-16.5744424	8.0538296

Nel grafico di figura 7.3 si mostra la curva ottenuta, in relazione a quella associata all'isottano:

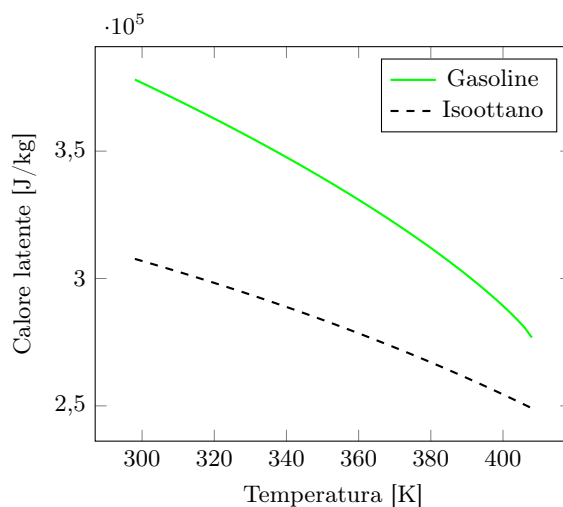


Figura 7.3: Calore latente di vaporizzazione del combustibile in funzione della temperatura.

Si osserva che la benzina necessita di una maggiore quantità di energia per far evaporare la stessa quantità di massa rispetto all'isottano. Ciò può influenzare diversi fenomeni, tra i quali si possono citare:

- a parità di altre condizioni, all'aumentare di h_l si assiste generalmente ad un aumento delle penetrazioni del getto liquido (come mostrato da Parrish in [32]);

- a parità di massa evaporata, i combustibili che necessitano di una quantità più elevata di calore per la transizione di fase raffreddano maggiormente l'aria presente nel cilindro; se ciò accade prima della chiusura delle valvole di aspirazione, si hanno evidenti benefici sul riempimento (si veda Ferrari in [6]).

7.3.4 Calore specifico

Il codice OpenFOAM[®] prevede che il calore specifico per unità di massa, espresso in J/(kg K), sia modellabile secondo una funzione polinomiale rispetto alla temperatura (equazione (7.6)):

$$c_p = A + B \cdot T + C \cdot T^2 + D \cdot T^3 + E \cdot T^4 + F \cdot T^5 \quad (7.6)$$

A seguito dell'operazione di media pesata sui componenti e del *fitting* dei dati ottenuti, sono state introdotte le seguenti costanti per il combustibile *gasoline*:

Tabella 7.6: Costanti da inserire nella relazione (7.6) per il calcolo del calore specifico della benzina

A	B	C	D	E	F
-141715	2143.96	-12.8091	0.0382401	$-5.69986 \cdot 10^{-5}$	$3.39828 \cdot 10^{-8}$

Infine, in figura 7.4, sono messi a confronto i dati ottenuti con i valori propri dell'isooctano; in questo caso, non si notano grosse differenze, con valori leggermente più elevati per la specie semplice, soprattutto alle più basse temperature.

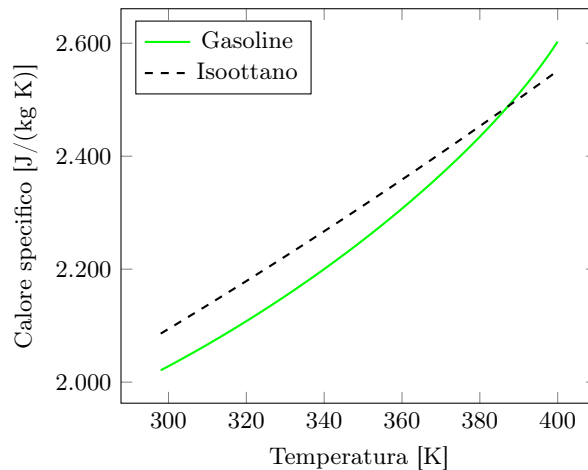


Figura 7.4: Calore specifico del combustibile in funzione della temperatura

7.3.5 Pressione di vapore

Nei fenomeni di evaporazione e nella distribuzione spaziale della miscela aria-combustibile nei motori GDI, un ruolo determinante è svolto dalla pressione di vapore del combustibile, definita come la pressione esercitata dal vapore quando si trova in equilibrio termodinamico con la fase condensata ad una certa temperatura. Essa è un indice del tasso di evaporazione, in quanto esprime la tendenza di una particella ad uscire dalla fase liquida; le sostanze volatili hanno quindi elevate pressioni di vapore, nel senso che è più facile intercettare la curva nel piano $p - T$ anche a basse temperature. Ad esempio (figura 7.5), il normal-eptano $n-C_7H_{16}$ è un alcano meno pesante ed evapora più facilmente rispetto al dodecano $n-C_{12}H_{26}$: infatti, la curva di vapore è traslata maggiormente verso l'alto.

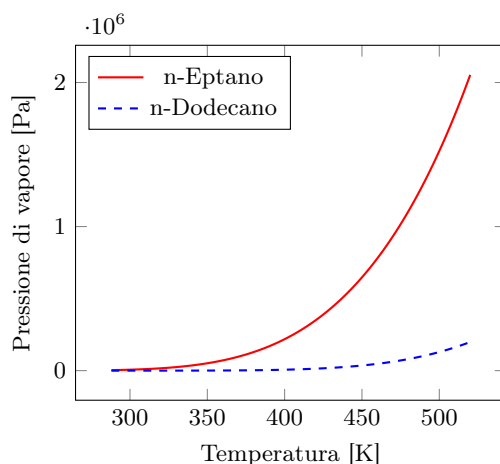


Figura 7.5: Pressione di vapore per due idrocarburi a differente volatilità.

Osservando le due curve in figura 7.5, si ha la conferma della necessità di considerare la composizione multi-componente della benzina, per avere una rappresentazione soddisfacente dal punto di vista della tendenza del combustibile ad evaporare; infatti, esistono sicuramente composti più e meno volatili dell'isottano che hanno una notevole influenza sui tassi di evaporazione e sulla distribuzione del rapporto di miscela nel cilindro. È anche vero che, agendo artificialmente sulla composizione della miscela, si possono ottenere curve di saturazione adatte per avere buone prestazioni del combustibile nel motore operante in diverse condizioni di regime e carico o ambientali.

Sfruttando lo stesso approccio già visto per le precedenti proprietà, il combustibile mono-componente *gasoline* presenta una pressione di vapore (espressa in Pa) che dipende dalla temperatura attraverso la relazione (7.7):

$$P_v = \exp\left(A + \frac{B}{T} + C \cdot \log T + D \cdot T^E\right) \quad (7.7)$$

Le costanti assumono i valori presentati in tabella 7.7, mentre il confronto tra la funzione interpolante ottenuta e la curva di vapore per l'isottano è raffigurato in 7.6.

Tabella 7.7: Costanti da inserire nella relazione (7.7) per il calcolo della pressione di vapore della benzina

A	B	C	D	E
111.0416352	-5553.3957774	-15.4443211	0.0276121	0.9686857

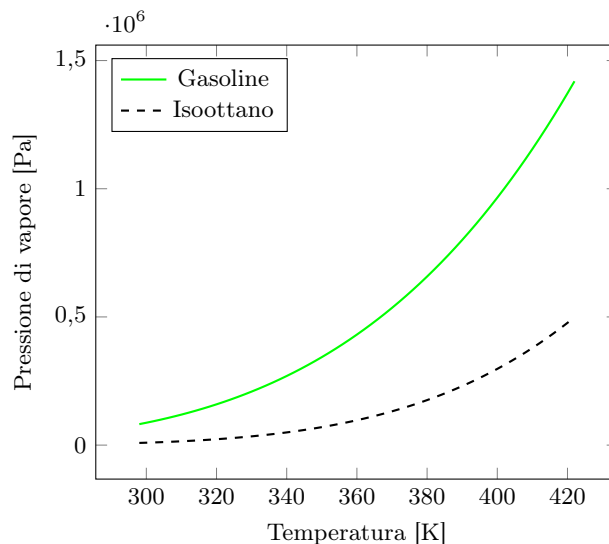


Figura 7.6: Pressione di vapore del combustibile in funzione della temperatura.

In accordo con quanto già affermato, la benzina è molto più volatile rispetto al semplice isoottano; quest'ultimo appare dunque inadatto per la modellazione dei processi di evaporazione che avvengono nei motori ad accensione comandata, in quanto risulta sottostimata la quantità di vapore generata nel tempo e la distribuzione di mixture fraction. Bisogna ora verificare che la curva ottenuta per la specie *gasoline* sia maggiormente in accordo con i dati di pressione di vapore sperimentali e/o forniti da altri testi o ambienti di ricerca; questi ultimi permettono inoltre di mettere in risalto altre considerazioni importanti in questo ambito.

Ad esempio, in figura 7.7 è rappresentata la pressione di vapore di una benzina rilevata sperimentalmente, affiancata da un'altra implementata in un codice di calcolo chiamato KIVA, appartenente al *Los Alamos National Laboratory, LANL*, si veda [44]. Essa cerca di riprodurre l'andamento misurato e sembra essere la soluzione corretta, migliore rispetto a quanto calcolato in precedenza mediando sulle frazioni molari.

Tuttavia, è necessario ricordare che la composizione di una benzina non è sempre la stessa e può variare da un Paese all'altro (ad esempio per questioni legate a norme locali sull'inquinamento) o a seconda del periodo dell'anno in cui si prevede che essa venga consumata. Infatti, secondo quanto riportato dalla *US Environmental Protection Agency, EPA* in [45], esiste una differenza tra combustibili invernali ed estivi in termini di volatilità; durante l'inverno, a causa delle basse temperature dell'aria, è consigliabile avere pressioni di vapore

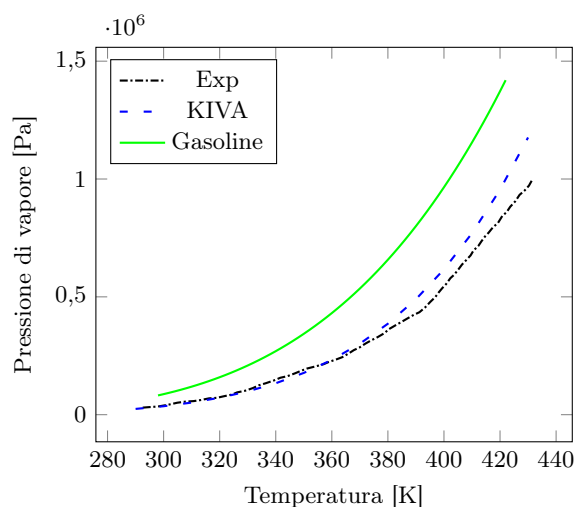


Figura 7.7: Confronto tra pressioni di vapore rilevate sperimentalmente e modellate numericamente.

maggiori per favorire l'evaporazione del combustibile quando viene iniettato nel cilindro, soprattutto nelle condizioni di avviamento a freddo del motore. Al contrario, durante l'estate l'aria esterna aspirata già più calda può subire la transizione di fase più facilmente; in questo caso bisogna limitare il tasso di evaporazione per evitare che si formino bolle di vapore nei condotti di adduzione del combustibile che ne possono ridurre il flusso. Di conseguenza, le raffinerie mantengono inferiore la volatilità della benzina in questo periodo, ad esempio diminuendo la percentuale di butano presente nella miscela.

In figura 7.8, sono riportati i valori di *Reid Vapour Pressure* – RVP, definita come la pressione di vapore del combustibile a $37,8^{\circ}\text{C}$ misurata in condizioni normalizzate; passando dal combustibile indicato come *RVP 7* a quello denominato *RVP 15*, si assiste ad un aumento di volatilità a rappresentare la transizione da benzine adatte al periodo estivo a quelle prodotte per i mesi invernali.

Infine, si propone un grafico di sintesi che rappresenta le curve di tutti i tipi di benzina considerati per temperature prossime a quella ambiente, intorno ai 300 K (figura 7.9).

Si può osservare che le proprietà rilevate sperimentalmente si riferiscono ad un combustibile adatto per climi più caldi; la specie monocomponente *gasoline*, invece, è piuttosto volatile in questo range di temperature e può essere assimilata ad una tipica benzina invernale. In ogni caso, il grafico di figura 7.9 conferma che l'isooctano non è assolutamente idoneo alla rappresentazione dei processi di evaporazione che coinvolgono il carburante nei motori GDI; sicuramente, si assiste ad un netto miglioramento adottando il metodo di media pesata sulle frazioni molari dei componenti, in quanto ci si avvicina maggiormente ai dati sperimentali, tenendo conto anche della notevole varietà di valori che possono interessare le principali grandezze termofisiche della benzina.

Pertanto, si può concludere che implementando nel software OpenFOAM® le curve di vapore associate al *gasoline* o relative al codice KIVA si ottiene un maggiore grado di accuratezza, simboleggiando un buon passo in avanti in questo

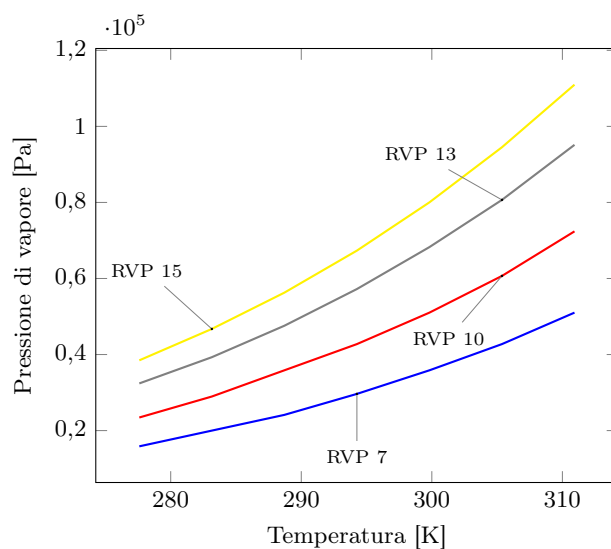


Figura 7.8: Pressione di vapore per diversi tipi di benzina. Dati tratti da *Table 7.1-2* in [45].

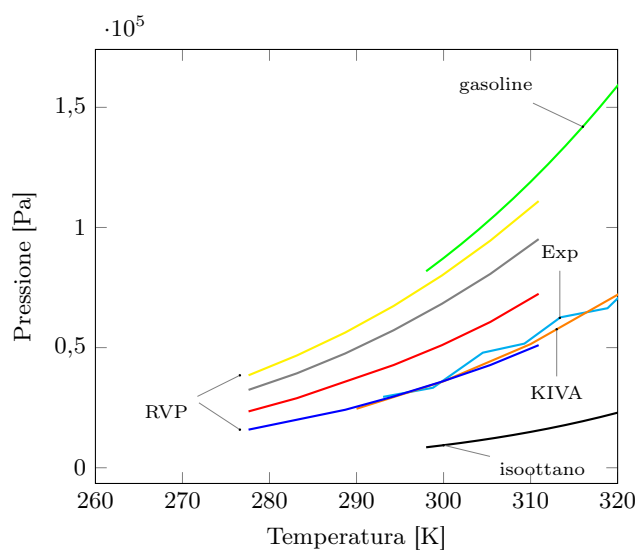


Figura 7.9: Pressione di vapore per i diversi tipi di benzina considerati.

sensu; ovviamente, in futuro si auspica di riuscire a considerare effettivamente tutte le specie, con le loro proprietà e i loro pesi per i diversi tipi di benzina, nella descrizione dei fenomeni evaporativi e di combustione senza eccedere troppo nei tempi di calcolo.

7.4 Test di validazione

Allo scopo di validare il modello di benzina implementato, si esegue il confronto tra l'evoluzione in una camera a volume costante di uno spray formato unicamente da isoottano ed un getto costituito dalla specie mono-componente *gasoline* presentata nella sezione precedente. Le simulazioni sono state eseguite utilizzando un dominio assial-simmetrico simile a quello visto per lo Spray A nel Capitolo 4; le condizioni operative sono riassunte in tabella 7.8.

Tabella 7.8: Condizione operativa del test

Proprietà fisica	Unità di misura	Valore
Temperatura gas	K	300
Densità gas	kg/m ³	1,16
Pressione gas	bar	1
Diametro del foro	mm	0,15
Pressione di iniezione	MPa	15
Temperatura del liquido	K	298
Massa nominale iniettata	mg	12,4507
Durata iniezione	μs	2

La condizione di saturazione alla temperatura di iniezione di 298 K è pari a 35 981,15 Pa per la benzina e a 7182,43 Pa per l'isoottano: in entrambi i casi la pressione ambiente è superiore a quella di vapore, pertanto non si hanno fenomeni di *flash boiling* (descritti nel prossimo capitolo), ma solo di evaporazione per diffusione dei vapori di combustibile.

In questo contesto, dunque, si mostrano i risultati ottenuti in termini di massa di liquido evaporata nel tempo, distribuzione spaziale di mixture fraction e campo di velocità nella direzione dell'asse del cilindro (figura 7.10). Osservando i grafici proposti, si possono trarre le seguenti considerazioni:

- al termine della simulazione a 2 ms ASOI, la quantità di benzina evaporata è circa il doppio della massa di isoottano che ha subito il cambiamento di fase (fig. 7.10a);
- il campo di velocità lungo l'asse del cilindro è lo stesso per entrambi i combustibili (fig. 7.10b); infatti, lo scambio di quantità di moto è un fenomeno meccanico che è poco influenzato dalla volatilità della specie iniettata;
- a parità di distanza nella direzione dell'asse di simmetria della camera, la distribuzione di mixture fraction raggiunge valori 2-3 volte superiori alimentando il sistema con la benzina, mentre la penetrazione raggiunta dal vapore è circa la stessa di quanto riscontrabile per l'isoottano (fig 7.10c);
- la mixture fraction calcolata è superiore anche in direzione radiale, valutata ad una distanza assiale di 45 mm dal foro di iniezione; la più elevata quantità di liquido evaporata si distribuisce anche lungo il raggio, generando un campo di Z più intenso (fig. 7.10d).

Si può quindi concludere che attraverso l'introduzione della specie monocomponente *gasoline* si riescono a prevedere con maggiore accuratezza gli elevati

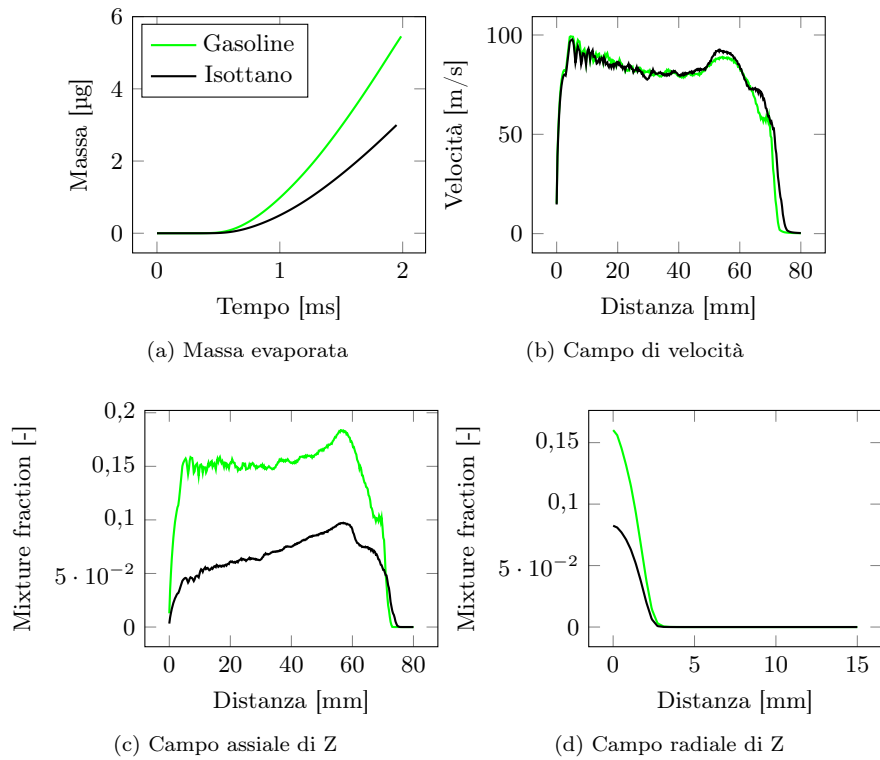


Figura 7.10: Confronto tra i risultati ottenuti iniettando *gasoline* ed isotano. La legenda è la stessa per tutte le figure.

tassi di evaporazione che caratterizzano i combustibili nei motori GDI, ottenendo un miglioramento rispetto al solo isotano che sottostima la quantità di vapore prodotta.

Capitolo 8

Modellazione del fenomeno del flash-boiling

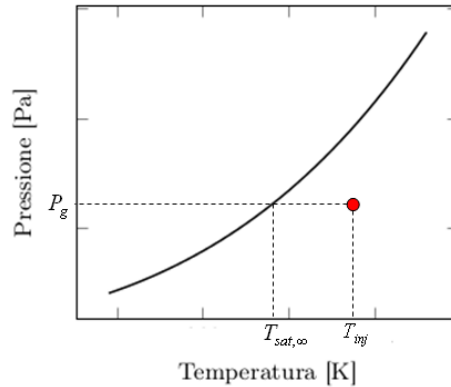
In accordo con quanto affermato da Zuo et al. in [46], una delle sfide più importanti nell'ambito del progetto di motori GDI è quella di comprendere il comportamento della benzina in termini di polverizzazione ed evaporazione per un'ampia varietà di condizioni operative e di strategie di iniezione. Pertanto, in questo capitolo viene introdotto un modello utile a rappresentare l'evoluzione del combustibile quando si trova nelle particolari condizioni di *flash-boiling*.

L'obiettivo è quello di riuscire a tenere conto nel codice di calcolo delle principali caratteristiche del getto osservate sperimentalmente, quando il combustibile viene iniettato in condizioni surriscaldate all'interno del cilindro, attraverso l'assunzione di opportune ipotesi e l'introduzione di alcune relazioni che dovranno essere validate attraverso il confronto con i dati sperimentali.

8.1 Cenni teorici

Come ricordato da Baumgarten in [11], quando un liquido inizialmente sottoraffreddato subisce una veloce diminuzione di pressione al di sotto della pressione di vapore corrispondente alla sua temperatura, esso non può continuare ad esistere allo stato liquido, ma subisce un rapido processo di ebollizione detto *flash-boiling*; parte del combustibile evapora immediatamente e il calore necessario viene prelevato dall'energia interna delle gocce stesse, che subiscono quindi una diminuzione di temperatura.

È più probabile che questo fenomeno si verifichi all'interno dei motori ad accensione comandata, a causa della maggiore volatilità della benzina rispetto al gasolio con cui sono alimentati i motori Diesel. Il combustibile da introdurre può infatti subire un surriscaldamento per effetto dello scambio termico con la testa del cilindro su cui è montato l'iniettore (motori GDI): la sua temperatura T_{inj} può diventare maggiore di quella di saturazione $T_{sat,\infty}$ corrispondente alla pressione del gas P_g presente nella camera di combustione durante la fase di iniezione, portando ad una rapida ebollizione di parte del getto quando esso inizia a penetrare in seno all'aria (figura 8.1). In alternativa può succedere che, per alcune condizioni di funzionamento piuttosto critiche, la pressione nel cilindro sia già inferiore alla tensione di vapore della benzina alla temperatura

Figura 8.1: Iniezione in condizioni di *flash-boiling*.

di iniezione, senza che ciò avvenga a causa dell'assorbimento di calore da parte del combustibile mentre scorre nell'ugello.

Si ricorda inoltre che la pressione può scendere al di sotto di quella di vapore anche solamente per le specie più volatili presenti nella miscela, che quindi evaporano velocemente, mentre le restanti si mantengono allo stato liquido.

Dal punto di vista fisico, il *flash-boiling* è caratterizzato dalla nucleazione di un certo numero di bolle di vapore all'interno del liquido, che successivamente possono crescere ed esplodere quando il loro volume supera una certa soglia; ciò cambia significativamente la morfologia dello spray, così come la distribuzione di miscela aria-combustibile che successivamente dovrà essere accesa. Gli effetti sono dunque sia termici che meccanici; i due contributi vengono ora esaminati e modellati separatamente.

8.2 Modello termico

In questa sezione si illustrano le relazioni proposte da Zuo et al. in [46] che consentono di conoscere il tasso di evaporazione nel tempo del combustibile dovuto al *flash-boiling*, ma anche di tenere conto dello scambio termico che può instaurarsi tra la goccia e l'ambiente circostante.

Essendo il liquido surriscaldato, la temperatura delle gocce iniettate T_d è superiore alla temperatura di ebollizione T_b relativa alla pressione dell'aria posta nel cilindro; si assume, pertanto, che la repentina evaporazione del combustibile avvenga a partire dalla superficie esterna della particella, la cui temperatura T_s viene mantenuta pari a T_b per tutta la durata del processo. Ciò genera un flusso termico diretto dall'interno della goccia verso la sua superficie: il tasso di evaporazione del liquido dovuto a questo fatto può essere espresso mediante la correlazione sperimentale di Adachi [47]:

$$G_f = \frac{\alpha_s(T_d - T_b)A}{h_l} \quad (8.1)$$

dove $A = \pi d^2$ è la superficie laterale della goccia sferica, mentre h_l è il calore latente di vaporizzazione alla temperatura di ebollizione. α_s rappresenta,

invece, un coefficiente di scambio termico proporzionale al grado di surriscaldamento $\Delta T_{\text{OH}} = T_d - T_b$ da cui dipende fortemente, soprattutto per elevati valori di ΔT_{OH} . Sulla base di alcuni dati sperimentali, gli autori dell'articolo di riferimento hanno proposto le seguenti correlazioni per il coefficiente α_s :

$$\alpha_s = \begin{cases} 760 \cdot (T_d - T_b)^{0.26} & \text{se } 0 \leq T_d - T_b < 5, \\ 27 \cdot (T_d - T_b)^{2.33} & \text{se } 5 \leq T_d - T_b < 25, \\ 13800 \cdot (T_d - T_b)^{0.39} & \text{se } T_d - T_b \geq 25 \end{cases} \quad (8.2)$$

Finora non è stato preso in considerazione lo scambio termico con il gas circostante; tuttavia, è stato dimostrato che il tasso di evaporazione associato a ciò è dello stesso ordine di grandezza di quello dovuto al *flash-boiling* espresso dalla relazione (8.1) e pertanto dovrà essere opportunamente incluso nei calcoli.

Dal punto di vista numerico, il fatto che il liquido sia surriscaldato non consente di esprimere questo contributo attraverso il medesimo modello di evaporazione già presentato nel Capitolo 3. Ciò è dovuto principalmente ai seguenti motivi esposti in [46]:

- la temperatura superficiale T_s si mantiene pari a quella di ebollizione T_b : la frazione massica di vapori di combustibile all'interfaccia $Y_{v,s}$, quindi, si avvicina all'unità, facendo tendere all'infinito il numero di Spalding B (relazione (2.33)). Di conseguenza tutto il liquido presente evaporerebbe immediatamente, ma questo fatto non trova riscontro nella realtà;
- il calore prelevato dall'aria contribuisce unicamente alla vaporizzazione del combustibile posto in corrispondenza della superficie di interfaccia, senza determinare un aumento della temperatura interna della goccia che risulta disaccoppiata dallo scambio termico con il gas;
- il flusso di massa evaporata per *flash-boiling* riduce lo scambio termico tra l'ambiente e la goccia, allo stesso modo di quanto espresso dal fattore f introdotto nella relazione (2.40).

Si riporta ora l'espressione ottenuta per il tasso di evaporazione nel tempo dovuto allo scambio termico con l'aria esterna G , rimandando all'articolo di Zuo per la dimostrazione dettagliata:

$$G = \pi d \cdot \frac{k}{c_p} \cdot \frac{Sh}{1 + G_f/G} \cdot \log \left[1 + \left(1 + \frac{G_f}{G} \right) \cdot \frac{h_\infty - h_s}{h_l} \right] \quad (8.3)$$

Si tratta di un'equazione non lineare che può essere risolta mediante un metodo iterativo. Con Sh si intende il numero di Sherwood, mentre h_s e h_∞ sono, rispettivamente, le entalpie della miscela gassosa in corrispondenza della superficie della goccia e sufficientemente lontano da essa; k_g e c_p rappresentano, invece, la conduttività termica e il calore specifico per il gas posto all'interfaccia.

La relazione (8.3) tiene conto inoltre della quantità di vapore generata a causa del surriscaldamento interno della goccia G_f che può ridurre di molto la massa evaporata per scambio termico con l'esterno. Se la temperatura dell'aria circostante T_∞ è inferiore a quella superficiale T_b , allora il termine G viene posto nullo nel modello.

In conclusione, la quantità di massa liquida evaporata nell'intervallo di tempo Δt è pari a:

$$m_{\text{evap}} = (G_f + G) \cdot \Delta t \quad (8.4)$$

8.3 Morfologia dello spray

Accanto agli elevati tassi di evaporazione presentati nella sezione precedente, il fenomeno del *flash-boiling* porta ad un cambiamento della morfologia dello spray (figura 8.2) in termini di:

- incremento dell'angolo iniziale β_{sp} ;
- aumento della polverizzazione;
- riduzione della penetrazione L_{sp} .

È necessario quindi che i modelli numerici prevedano in modo accurato il fatto che, in presenza di un liquido surriscaldato, si ottiene un comportamento peculiare del getto, che in genere non risulta essere correttamente rappresentabile attraverso i classici modelli esposti nel capitolo 3. Dopo aver analizzato numerosi studi condotti da diversi autori, si pone ora l'attenzione sulle principali modifiche che dovranno essere introdotte nel codice, al fine di ottenere le caratteristiche di forma dello spray elencate in precedenza.

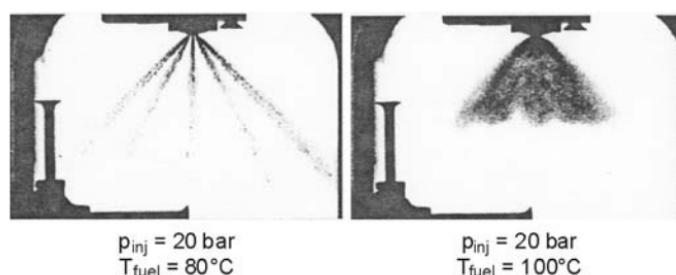


Figura 8.2: Confronto tra spray che hanno e non hanno subito il *flash-boiling*. Immagine tratta da [11].

8.3.1 Variazione di portata

Reitz [2] ha studiato il fenomeno del *flash-boiling*, ottenendo alcune informazioni basilari sulla morfologia di un getto d'acqua iniettato all'interno di una camera a pressione ambiente. Sfruttando alcune tecniche di misura di tipo ottico, egli ha dimostrato che la portata si riduce all'aumentare del grado di surriscaldamento ΔT_{OH} , rispetto a quanto previsto dalla legge di portata nominale relativa all'iniettore impiegato (figura 8.3); tale diminuzione è stata riscontrata anche durante l'iniezione dei comuni combustibili (soprattutto benzina) nell'ambito di alcune prove in campo motoristico. Ciò può essere spiegato considerando il fatto che le bolle di vapore tipiche dei fenomeni di ebollizione possono originarsi già all'interno dell'ugello se localmente la pressione scende al di sotto di quella di vapore, determinando una diminuzione della sezione di passaggio per

il liquido e quindi della massa di combustibile effettivamente iniettata nell'unità di tempo.

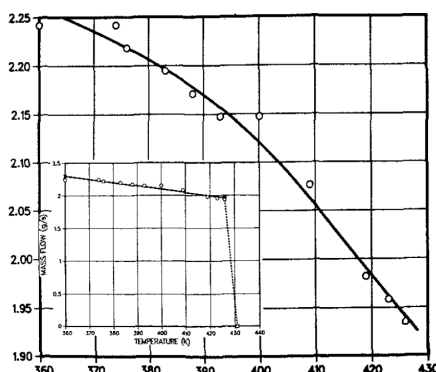


Figura 8.3: Riduzione di portata all'aumentare della temperatura di iniezione. Immagine tratta da [2].

Non avendo a disposizione un modello teorico solido che permetta di descrivere la formazione delle bolle nel canale dell'iniettore sulla base delle caratteristiche del flusso di combustibile che lo percorre e non possedendo dati sperimentali relativi agli idrocarburi tradizionalmente impiegati per l'alimentazione dei motori a combustione interna, si è supposto di estendere la curva di riduzione di portata proposta da Reitz in merito all'acqua anche ad altri tipi di liquidi, per poi verificarne la validità. Ciò è ipotizzabile anche in virtù del fatto che la variazione di densità dell'acqua nelle prove effettuate è trascurabile (circa il 2%) ed è quindi possibile imputare la diminuzione di massa iniettata nel tempo alle sole condizioni di surriscaldamento.

Tuttavia, si è cercato di rendere il più generale possibile l'operazione di interpolazione dei dati di Reitz, in modo tale da svincolarla dalle specifiche condizioni operative considerate nel suo set di esperimenti. In particolare, come proposto da Gunther [3], si può introdurre un grado di surriscaldamento adimensionale ΔT^* definito nel seguente modo:

$$\Delta T^* = \frac{T_{inj} - T_{sat,\infty}}{T_{sat,0} - T_{sat,\infty}} \quad (8.5)$$

dove $T_{sat,\infty}$ rappresenta la temperatura di ebollizione del liquido alla pressione esterna del gas, mentre con $T_{sat,0}$ si intende la temperatura di saturazione corrispondente alla pressione di iniezione del combustibile.

Osservando la figura 8.4, il coefficiente di riduzione di portata r , definito come il rapporto tra la portata di combustibile effettivamente uscente dall'iniettore $\dot{m}_{inj,eff}$ rispetto a quella nominale $\dot{m}_{inj,nom}$, assume i seguenti valori:

$$r = \begin{cases} 1 & \text{se } \Delta T^* < -0.172, \\ 0.019 \cdot \Delta T^{*3} - 0.131 \cdot \Delta T^{*2} - 0.082 \cdot \Delta T^* + 0.989 & \text{se } -0.172 \leq \Delta T^* < 1, \\ 0 & \text{se } \Delta T^* \geq 1 \end{cases} \quad (8.6)$$

Sulla base delle misure sperimentali di Reitz, si nota che la portata effettiva diminuisce anche in presenza di ΔT_{OH} leggermente negativi. In ogni caso,

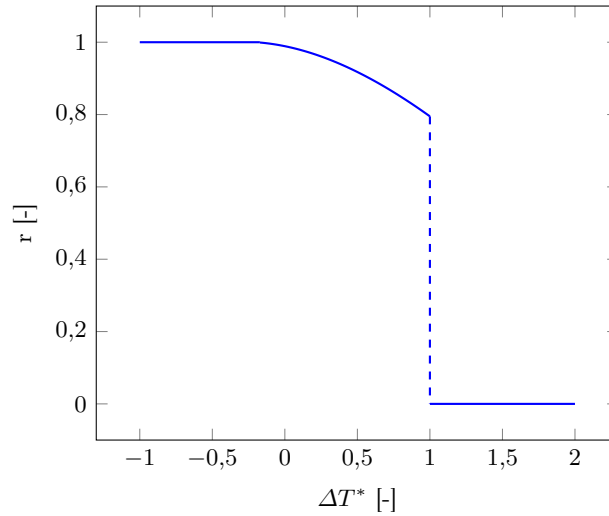


Figura 8.4: Coefficiente di riduzione di portata in funzione del grado di surriscaldamento adimensionalizzato.

l'aspetto fondamentale è che, se la temperatura di iniezione raggiunge la temperatura di saturazione relativa alla pressione di iniezione ($T_{inj} = T_{sat,0}$), ha luogo il cosiddetto *vapour lock*, ovvero l'area di passaggio nell'ugello è completamente ostruita dal vapore formatosi nel canale, che non consente l'efflusso di combustibile liquido all'interno del cilindro. Ovviamente, questa è una condizione di funzionamento assolutamente da evitare in campo pratico.

8.3.2 Polverizzazione del getto

Utilizzando lo stesso set di prove di misura, Reitz [2] ha dimostrato che, se la temperatura di iniezione delle gocce supera quella di saturazione corrispondente alla pressione dell'aria posta nella camera di misura ($T_{inj} = T_{sat,\infty}$), non è più possibile distinguere un nucleo centrale del getto, in quanto lo spray subisce una forte disintegrazione non appena esce dal foro; pertanto, si generano un numero molto elevato di particelle aventi un diametro piuttosto limitato.

Dal punto di vista fisico, ciò è dovuto all'espansione delle bolle di vapore presenti nella colonna di liquida quando il combustibile raggiunge la camera di combustione a bassa pressione. Per quanto concerne la modellazione numerica, invece, si potrebbe tenere conto di questo incremento di polverizzazione attraverso la riduzione del diametro iniziale delle gocce al momento dell'uscita dal foro rispetto a quanto previsto dal modello di iniezione presentato nel Capitolo 3, che lo pone pari al diametro dell'ugello d_f .

In letteratura sono presenti alcune espressioni che calcolano un fattore di correzione per il diametro iniziale delle gocce d_{OH} ; ad esempio, una di queste è basata sui risultati sperimentali di VanDerWege [48] e dello stesso Reitz e diminuisce il valore di diametro d previsto dal modello di atomizzazione LISA (*linear stability analysis* proposto da Senecal et al. [49]). Essa riguarda iniettori di tipo *pressure-swirl*, ma, almeno in prima approssimazione, si può pensare di

applicare la formula di correzione anche ad altri modelli di breakup:

$$d_{OH} = d \cdot \left(\frac{p}{p_{atm}} \right)^{0.27} \cdot \left[1 - \chi \left(\frac{p_{atm}}{p} \right)^{0.135} \right] \quad \text{con} \quad 0 \leq \chi \left(\frac{p_{atm}}{p} \right)^{0.135} \leq 1 \quad (8.7)$$

P_{atm} è la pressione atmosferica (approssimata ad 1 bar), mentre p è la pressione dell'aria posta nel cilindro; χ è, invece, un parametro che dipende dal grado di surriscaldamento ed è così definito:

$$\chi = \frac{i(T_d) - i(T_b)}{h_l(T_b)} \quad \text{con} \quad 0 \leq \chi \leq 1 \quad (8.8)$$

Nell'espressione (8.8), i è l'energia interna della goccia liquida valutata alla temperatura interna della particella T_d e a quella di ebollizione T_b . In assenza di *flash-boiling* il numeratore sarebbe negativo, ma χ viene assunto nullo; un valore unitario del parametro in esame indica invece l'evaporazione istantanea di tutta la massa liquida.

Mediante la relazione (8.7) si cerca dunque di rappresentare il caratteristico aumento di polverizzazione attraverso la diminuzione del diametro iniziale delle gocce: in questo modo il successivo processo di atomizzazione genererà particelle più piccole.

8.3.3 Variazione dell'angolo iniziale dello spray

Come conseguenza dell'immediata disintegrazione del getto liquido all'uscita del foro di iniezione, è stato osservato che l'angolo di cono iniziale dello spray aumenta; il nuovo valore di $\beta_{sp,OH}$, espresso in gradi sessagesimali, può essere correlato a quello nominale attraverso il parametro χ :

$$\beta_{sp,OH} = \beta_{sp} + (144 - \beta_{sp}) \cdot \chi^2 \quad (8.9)$$

8.3.4 Validazione delle correzioni

Si presentano ora i risultati ottenuti simulando, mediante il codice di calcolo OpenFOAM[®]2.3.x, una particolare condizione operativa in cui il combustibile viene iniettato in condizioni di *flash-boiling* all'interno di una camera a volume costante. Infatti, come si può osservare in figura 8.5, il punto di funzionamento si trova al di sotto della curva di pressione di vapore del combustibile (normal-eptano n-C₇H₁₆).

I principali parametri di funzionamento e i dati relativi all'iniettore sono riportati in tabella 8.1; l'iniettore è costituito da un unico foro posto al centro della testa del cilindro e si può quindi ricondurre l'analisi ad un problema assialsimmetrico.

In questa prima analisi, è stato utilizzato il consueto modello di breakup secondario KHRT validato nel Capitolo 4; all'interno del modello di iniezione *blob*, invece, sono state implementate le correzioni di portata massica, angolo di iniezione e diametro iniziale delle gocce mostrate in precedenza. Lo scopo è quindi quello di considerare gli effetti macroscopici che il *flash-boiling* produce in termini di morfologia dello spray, senza scendere nel dettaglio dei meccanismi che li generano.

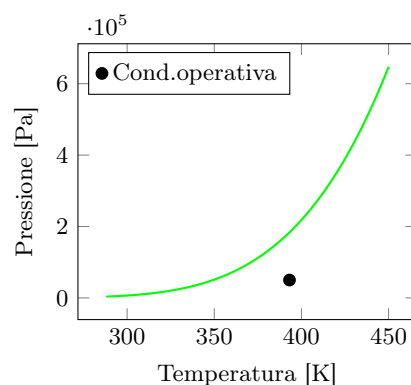


Figura 8.5: Pressione di vapore dell'eptano

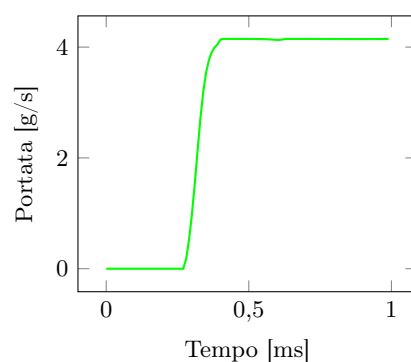


Figura 8.6: Portata istantanea

Tabella 8.1: Tabella riassuntiva dei principali parametri operativi

Pressione del gas in camera	Pa	50000
Temperatura dell'aria	K	300
Diametro del foro di iniezione	mm	0.2
Durata di iniezione	ms	1.595
Massa iniettata	mg	2.81139
Pressione di iniezione	bar	100
Temperatura di iniezione	K	393.15
Rapporto geometrico L_f/d_f dell'iniettore	-	2

All'interno della tabella 8.2 sono riassunti i valori dei parametri maggiormente significativi in tal senso, calcolati sulla base delle relazioni introdotte nei precedenti paragrafi.

In figura 8.7, si mostra la morfologia dello spray in corrispondenza di due diversi istanti temporali, confrontata con le rispettive immagini ottenute sperimentalmente. Si può osservare che, dal punto di vista dell'angolo di iniezione calcolato per i primi istanti temporali (fig. 8.8a) e dei valori di penetrazione raggiunti dal getto (fig. 8.8b), i risultati numerici sono piuttosto concordi con

Tabella 8.2: Tabella riassuntiva dei principali parametri associati al *flash-boiling*

Temperatura di saturazione alla pressione del gas	K	349
Temperatura di saturazione alla pressione di iniezione	K	651
Grado di surriscaldamento	K	44.15
Grado di surriscaldamento adimensionalizzato	-	0.146
Parametro χ	-	0.33
Fattore di riduzione della portata	-	0.975
Fattore di riduzione del diametro iniziale	-	0.529
Angolo di iniezione	°	17.27

quanto rilevato sperimentalmente.

Tuttavia, mentre nella realtà l'angolo β_{sp} diminuisce nel tempo a rappresentare la corretta chiusura della forma dello spray nella zona del tip man mano che il combustibile avanza, ciò non è previsto attraverso i calcoli CFD; infatti, osservando le immagini di figura 8.7, si nota che la forma globale dello spray non è rispettata.

Ciò si spiega con il fatto che, una volta terminato il transitorio iniziale corrispondente alla fase di apertura dello spillo, la portata istantanea di combustibile si mantiene piuttosto elevata (fig. 8.6), generando alte velocità di iniezione (circa 120 m/s). Imponendo manualmente l'angolo di cono, il getto conserva un'elevata quantità di moto nella direzione di iniezione, inclinata fino a $\beta_{sp} = 17,27^\circ$ rispetto alla verticale: pertanto, anche a causa della non eccessiva polverizzazione, le velocità rimangono alte e il cono resta troppo aperto.

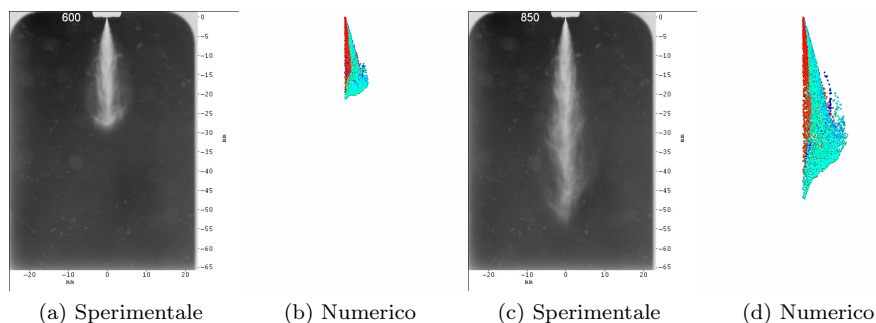


Figura 8.7: Confronto tra le morfologie dello spray fotografate sperimentalmente e calcolate tramite la CFD. Le figure (a) e (b) sono riferite a 0,55 ms dall'istante di inizio del processo di iniezione, mentre le immagini (c) e (d) sono relative a 0,8 ms ASOI.

Infatti, i valori di SMD ottenuti dimostrano che, pur non avendo a disposizione misure sperimentali di confronto, la riduzione di diametro rispetto al valore del diametro del foro d_f (circa 1/10) non è sufficiente a descrivere la forte disintegrazione del getto al momento dell'iniezione (figura 8.9) mostrata più avanti per altri esperimenti, con ordine di grandezza di 10^{-2} . È pertanto necessario sviluppare un nuovo modello di rottura secondaria che riesca a cogliere l'aumento di polverizzazione e consenta di rappresentare la crescita dell'angolo

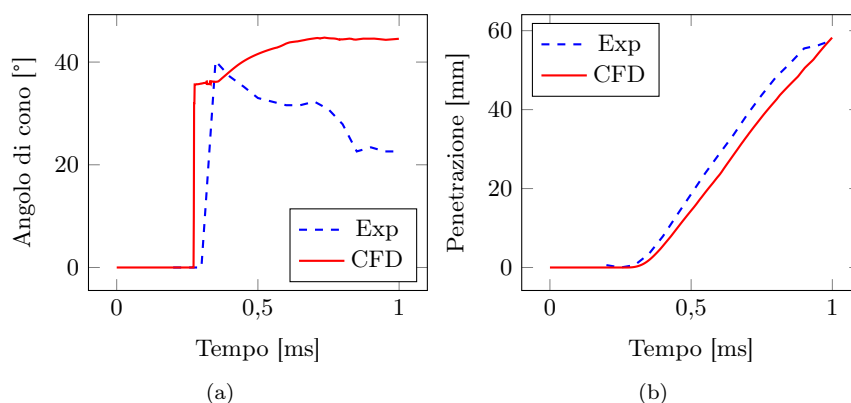


Figura 8.8: Confronto tra i dati sperimentali (Exp) e numerici (CFD) relativi all'angolo di cono dello spray e alla penetrazione di liquido.

di iniezione rispetto alle condizioni di combustibile non surriscaldato, sfruttando il modello di breakup stesso. In questo modo, si evita di imporre il valore di β_{Sp} , ottenendo benefici in termini di corretta morfologia del getto nella zona della punta dello spray.

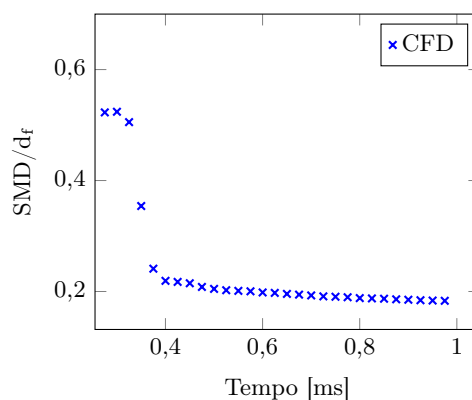


Figura 8.9: Rapporto tra il *Sauter mean diameter* e il diametro del foro d_f in funzione del tempo.

8.4 Modello di breakup boil-KHRT

Il modello di breakup implementato, detto *boil-KHRT*, è basato sulle principali evidenze fisiche messe in luce in numerosi studi presenti in letteratura sull'argomento. L'ipotesi di fondo è che la rottura repentina del getto all'uscita del foro dell'iniettore sia dovuta all'esplosione delle bolle di vapore che si formano quando il combustibile scorre ancora all'interno dell'ugello. Da un punto di vista intuitivo, infatti, si può pensare che il salto di pressione tra il *rail* e il cilindro avvenga con continuità; come mostrato solo schematicamente in figura 8.10, in corrispondenza di una certa coordinata all'interno del canale la

pressione statica scende al di sotto della tensione di vapore, facendo evaporare parte del combustibile sotto forma di bolle.

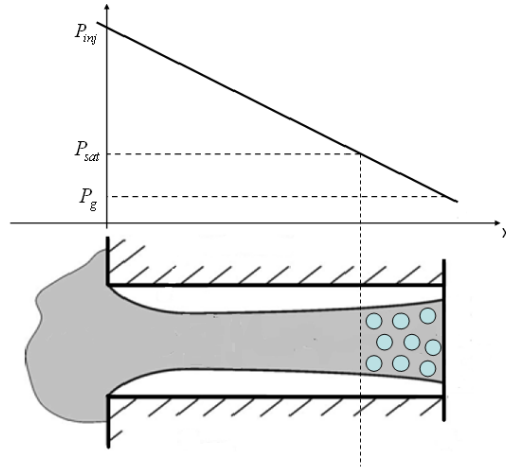


Figura 8.10: Schema intuitivo che mostra la caduta di pressione al di sotto della tensione di vapore con la conseguente formazione di bolle.

La nucleazione avviene in diversi punti del flusso, successivamente le bolle crescono all'interno delle gocce iniettate in camera di combustione, formando una sorta di schiuma; una volta raggiunta una determinata soglia, esse scoppiano, generando particelle di piccole dimensioni costituite da solo liquido.

Il primo passo, quindi, consiste nella determinazione della densità di bolle nucleate per unità di volume liquido; come affermato da Gunther in [3], essa dipende ovviamente dal grado di surriscaldamento ΔT_{OH} , ma anche dalle caratteristiche del materiale con cui è realizzato l'ugello. Infatti, una maggiore rugosità superficiale (ad esempio iniettore in acciaio lavorato per foratura) offre maggiori punti di nucleazione rispetto ad un materiale liscio, come il vetro; inoltre, un aumento del rapporto geometrico L_f/d_f è equivalente da questo punto di vista ad un incremento di rugosità.

In letteratura sono disponibili diverse relazioni che cercano di tenere conto di questi effetti; a tal proposito, si cita l'espressione attribuita a Sergio Negro [50]:

$$N_v = C_b \cdot \exp\left(\frac{-dA}{\Delta T_{OH}}\right) \quad (8.10)$$

La densità dei nuclei aumenta con legge esponenziale rispetto al grado di surriscaldamento ΔT_{OH} , mentre le costanti C_b e dA possono essere tarate a seconda del caso, assumendo valori diversi al variare del materiale o della geometria degli iniettori; l'autore propone, ad esempio, $C_b = 5.75 \cdot 10^{12}$ e $dA = 5.28$.

La densità per unità di volume N_v viene calcolata una volta sola per ogni pacchetto di gocce iniettato; il numero di bolle effettivamente presenti dipenderà, invece, dal volume corrente della singola particella liquida V_l , cioè dal suo diametro d :

$$N_b = N_v \cdot V_l = N_v \cdot \frac{\pi}{6} d^3 \quad (8.11)$$

A questo punto occorre assegnare un diametro iniziale d_{b0} alle bolle di vapore nucleate: in genere, si suppone che sia circa un ordine di grandezza inferiore

rispetto al diametro del foro d_f . In ogni caso si deve verificare che il volume complessivo di vapore presente nella singola goccia non superi il volume globale della particella; pertanto, dovrà essere soddisfatta la seguente condizione:

$$N_b \cdot \frac{\pi}{6} d_b^3 \leq \frac{\pi}{6} d^3 \quad \text{cioè} \quad d_b \leq \frac{d}{\sqrt[3]{N_b}} \quad (8.12)$$

Il parametro ϵ , detto *void fraction*, esprime istante per istante il peso relativo del volume occupato dalle bolle di vapore rispetto al volume di liquido presente nella singola goccia:

$$\epsilon = \frac{V_b}{V_l} = N_b \cdot \left(\frac{d_b}{d} \right)^3 \quad (8.13)$$

Kawano et al. [1] sostengono che, per valori di ϵ superiori ad un certo limite ($\epsilon_{\max} = 0.55$), avvenga l'esplosione delle bolle di vapore; infatti, oltre una determinata soglia, si ritiene che la viscosità e la tensione superficiale della goccia non siano più in grado di contrastare l'elevata crescita subita dalle bolle contenute al suo interno.

Al di sotto di tale limite, esse possono continuare ad aumentare il proprio diametro d_b mantenendo una forma sferica, secondo la legge espressa dall'equazione di crescita di Rayleigh-Plesset:

$$\frac{1}{4} d_b \ddot{d}_b + \frac{3}{8} \dot{d}_b^2 = \frac{1}{\rho} \left(P_v - P_g + \left(P_{g0} + \frac{4\sigma}{d_{b0}} \right) \left(\frac{d_{b0}}{d_b} \right)^3 - \frac{4\sigma}{d_b} - \frac{4\mu \dot{d}_b}{d_b} - \frac{8K \dot{d}_b}{d_b^2} \right) \quad (8.14)$$

ρ è la densità del liquido, P_v è la pressione di vapore del combustibile, P_g è la pressione dell'aria presente nel cilindro, mentre P_{g0} è la pressione del gas nella posizione iniziale di ogni goccia. La crescita del diametro d_b delle bolle di vapore avviene sotto la spinta della differenza di pressione $\Delta P = P_v - P_g$ ed è invece ostacolata dalla tensione superficiale del liquido σ e dalla sua viscosità dinamica μ ; infine, K è detto coefficiente di viscosità superficiale, proposto da Scriven in [51], il cui valore è posto pari a $8.0 \cdot 10^{-6} N \cdot s/m$. L'equazione differenziale alla derivate ordinarie (8.14) è risolta numericamente nel codice OpenFOAM[®] attraverso l'implementazione di un opportuno solutore ODE per equazioni di questo tipo.

A seguito dell'incremento di volume di vapore, il modello prevede di aumentare il diametro delle gocce liquide in modo corrispondente. Così facendo si assiste ad una sorta di rigonfiamento della schiuma, intesa come insieme delle due fasi, provocando un aumento della superficie frontale resistente offerta nei confronti dell'ambiente esterno nella fase iniziale di crescita. Le forze di natura aerodinamica scambiate sono dunque maggiori, le gocce subiscono un rallentamento più intenso, risentendo maggiormente dei moti associati all'aria presente nel cilindro e venendo via via deviate nella zona periferica dello spray. Questo artificio aiuta nell'intento di simulare le minori lunghezze raggiunte dal getto e il maggiore angolo di apertura iniziale che caratterizza gli spray in condizioni di *flash-boiling*.

Sotto queste ipotesi, il diametro delle particelle d_{new} aumenta fino a:

$$d_{\text{new}} = \sqrt[3]{d_{\text{old}}^3 + N_b \cdot (d_{b,\text{new}}^3 - d_{b,\text{old}}^3)} \quad (8.15)$$

dove d_{old} è il valore del diametro all'istante temporale precedente, prima dell'avvenuta crescita delle bolle di vapore da un diametro $d_{b,old}$ a $d_{b,new}$ secondo l'equazione (8.14). La conservazione della massa viene soddisfatta diminuendo il numero di particelle contenute nella *parcel* in esame:

$$N_{p,new} = N_{p,old} \cdot \left(\frac{d_{old}}{d_{new}} \right)^3 \quad (8.16)$$

Non appena il rapporto tra i volumi ϵ supera il limite ϵ_{max} imposto, la schiuma si disintegra in un numero di particelle liquide pari al doppio del numero di bolle di vapore N_b presenti, come suggerito da Kawano et al. in [1] (fig. 8.11). Si assume innanzitutto che le gocce appena create abbiano tutte la stessa massa e lo stesso diametro d_n ; quest'ultimo può essere calcolato sfruttando la conservazione della massa liquida presente prima della rottura:

$$d_n = \sqrt[3]{\frac{6}{\pi} \cdot \frac{V_l - V_b}{2N_b}} \quad (8.17)$$

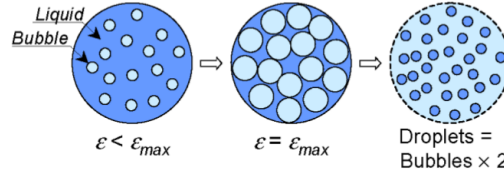


Figura 8.11: Meccanismo di rottura secondo [1].

Le particelle vengono raggruppate all'interno di pacchetti il cui numero può essere scelto dall'utente sulla base delle risorse di calcolo disponibili. La quantità di moto delle gocce appartenenti alla *parcel* originaria viene suddivisa equamente tra le $2 \cdot N_b$ gocce secondarie; ad essa si aggiunge una componente casuale, diretta radialmente rispetto alla velocità iniziale del pacchetto, il cui modulo è dato dalla relazione proposta da Zeng et al. in [52]:

$$V_r = 3 d_b^2 V_b \frac{d - d_b}{d^3 - d_b^3} \quad (8.18)$$

con V_b calcolabile attraverso l'espressione:

$$V_b = \frac{\dot{d}_b}{2} \cdot \left(1 - \frac{\rho_g}{\rho_l} \right) \quad (8.19)$$

In questo modo si vuole rappresentare l'energia addizionale liberata dall'espulsione della schiuma di liquido e vapore, che viene convertita in quantità di moto; la direzione di V_r per ciascuna delle particelle è determinata assumendo di dividere l'intero angolo giro in spicchi di ampiezza:

$$\Delta\theta = \frac{2\pi}{2N_b} \quad (8.20)$$

e associando a ciascuno dei vettori che li separano il modulo V_r (fig 8.12).

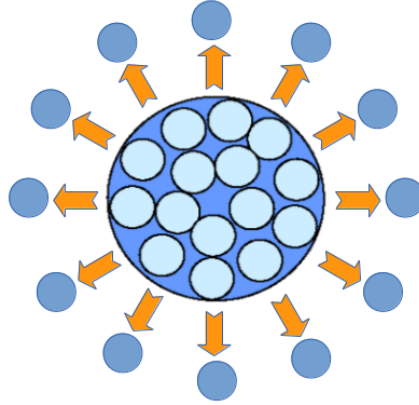


Figura 8.12: Componente del vettore velocità prodotta dalla disintegrazione delle bolle di vapore.

Infine, una volta subito il processo di *boil-breakup*, le nuove gocce di piccolo diametro possono andare incontro ad ulteriori fenomeni di rottura per interazione aerodinamica descritti nel modello KHRT; i tempi caratteristici di questi fenomeni (τ_{KH} e τ_{RT}) vengono azzerati perchè l'esplosione delle bolle di vapore cancella le eventuali onde di instabilità superficiale. Il modello, inoltre, consente un solo breakup termico per ciascuna *parcel* iniettata.

8.5 Validazione del modello boil-KHRT

Si mostrano ora i risultati numerici ottenuti utilizzando il modello di breakup appena esposto, al fine di verificarne la validità. In questo senso si sfruttano alcuni dati proposti da Gunther e Wirth in [3]: essi riguardano misure di portata e rilievi di *Sauter mean diameter* per la valutazione della polverizzazione di un getto di acqua surriscaldata iniettata in atmosfera ($P_g = 1,013$ bar). Nel set di prove condotte dagli autori e riassunte in tabella 8.3, vengono fatte variare sia la temperatura T_{inj} , sia la pressione di iniezione P_{inj} , in modo tale da verificare il comportamento dello spray per diversi valori del grado di surriscaldamento adimensionalizzato ΔT^* .

Tabella 8.3: Tabella riassuntiva delle condizioni di prova esaminate in [3]

T_{inj} [°C]	P_{inj} [bar]	ΔT^* [-]
130	5	0.5788
130	6	0.5099
130	7	0.4619
150	5	0.9647
150	6	0.8499
150	7	0.7699

8.5.1 Confronto tra i dati di portata

Siccome la riduzione di portata in condizioni di *flash-boiling* è stata osservata in numerosi casi sperimentali riguardanti anche l'iniezione dei comuni combustibili nei motori a combustione interna, la relazione (8.6), frutto dell'interpolazione numerica delle misure di Reitz [2], è ritenuta comunque valida a prescindere dal modello di breakup secondario effettivamente impiegato nelle simulazioni CFD. Pertanto, in questo paragrafo si vuole dimostrare che la curva rappresentata in figura 8.4 può essere utilizzata anche in condizioni di iniezione diverse da quelle originarie di Reitz; si cerca così di validare ulteriormente tale espressione e ritenerla quindi applicabile anche a fluidi di tipo diverso, come i combustibili per i motori GDI.

In figura 8.13a sono presentati i risultati numerici relativi ai casi a $T_{inj} = 150^\circ\text{C}$ di tabella 8.3, confrontati con i dati sperimentali rilevati da Gunther. Sull'asse delle ascisse è rappresentato il cosiddetto *Cavitation Number*:

$$p^* = \frac{P_{inj} - P_{sat, T_{inj}}}{P_{inj} - P_g} \quad (8.21)$$

Sull'asse delle ordinate, invece, è posto il flusso di massa adimensionale $F \cdot C_f$, definito da Gunther come:

$$F \cdot C_f = \frac{\dot{m}_{inj}}{\dot{m}_{25^\circ}} \cdot \frac{\sqrt{\rho_{f, 25^\circ}}}{\sqrt{\rho_{f, inj}}} \quad (8.22)$$

dove ρ rappresenta la densità del liquido, mentre \dot{m} è la portata massica che, valutata alla temperatura di iniezione T_{inj} , è posta pari a quanto previsto dall'equazione (8.6) ricavata dall'esperimento di Reitz.

Allo stesso modo, in figura 8.13b sono mostrati i dati ottenuti iniettando il getto d'acqua a 130°C .

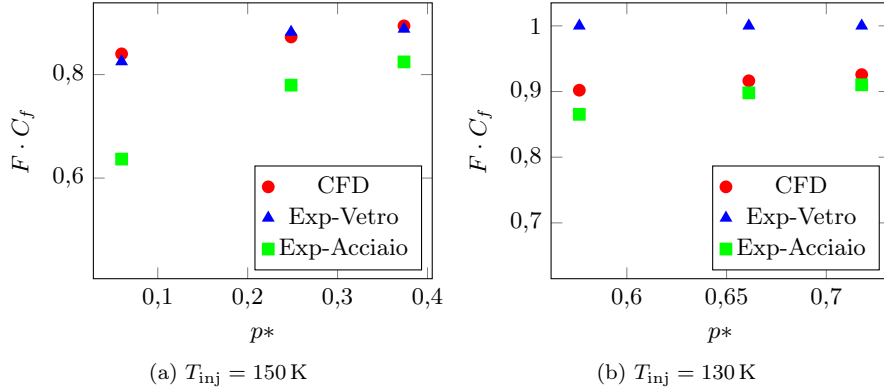


Figura 8.13: Confronto tra i dati di portata massica adimensionalizzata previsti da Reitz in [2] (CFD) e rilevati da Gunther in [3] (Exp).

Per ciascuno dei casi considerati sono proposti due dati sperimentali, relativi all'impiego di due differenti materiali per la realizzazione dell'iniettore, ovvero acciaio e vetro; secondo quanto espresso sempre dagli autori dell'articolo in

esame [3], dalla rugosità della superficie interna dell'ugello a contatto con il flusso dipende il numero di bolle che possono formarsi a parità delle altre condizioni. Al crescere della rugosità, infatti, si offrono maggiori punti per la nucleazione, determinando un aumento della quantità di vapore presente e la conseguente diminuzione di area di passaggio per il liquido che deve essere iniettato. In genere le tecnologie di lavorazione per il vetro producono finiture superficiali migliori rispetto a quanto ottenibile per l'acciaio; di conseguenza la quantità totale di massa introdotta nell'unità di tempo è maggiore.

Dal punto di vista dei valori del parametro p^* (tabella 8.4), le prove di Reitz sono simili all'esperimento di Gunther effettuato con una temperatura di iniezione di $130\text{ }^\circ\text{C}$ ($0.57 \leq p^* \leq 0.71$); in queste condizioni si nota una buona corrispondenza con le misure di portata rilevate nell'iniettore realizzato in acciaio (fig. 8.13b). Ciò conferma la bontà dell'interpolazione espressa nella relazione (8.6), in quanto pure Reitz ha impiegato per i suoi studi un ugello in acciaio inossidabile.

Tabella 8.4: Parametro p^* per alcune condizioni di misura effettuate da Reitz

T_{inj} [K]	p^* [-]
370	1.01498
380	0.95897
390	0.88474
400	0.78813
410	0.66444
420	0.50843

Pertanto, i risultati conseguiti validano la legge di riduzione di portata massica in condizioni di *flash-boiling* implementata all'interno del codice. Inoltre, come visibile in figura 8.13a, Gunther ha esteso le sue analisi anche a valori di p^* inferiori, corrispondenti a temperature di iniezione più elevate e/o a pressioni nel cilindro minori; in questo caso i dati numerici ottenuti mediante la CFD sovrastimano la portata avvicinandosi maggiormente ai rilievi sperimentali effettuati negli iniettori in vetro.

Si può quindi concludere che la scelta del materiale dell'ugello e della tecnologia di lavorazione per la realizzazione del canale di passaggio influenzano molto le prestazioni del motore in condizioni di *flash-boiling*; dal punto di vista numerico, si può tenere conto della differente densità di nucleazione tarando opportunamente le costanti presenti nella relazione (8.10), come sarà mostrato nel prossimo paragrafo.

8.5.2 Confronto tra i dati di polverizzazione

La disintegrazione delle gocce in $2 \cdot N_b$ particelle secondarie induce una forte polverizzazione nel getto; rispetto a quanto stimabile mediante il modello KHRT semplice, l'introduzione delle giuste routine di calcolo per la crescita e l'esplosione delle bolle di vapore produce risultati numerici che sono in linea con quanto rilevato sperimentalmente sempre da Gunther e Wirth in [3]. Questi ultimi hanno condotto ulteriori prove a temperature di iniezione diverse (si veda

la tabella 8.5), in modo tale da avere a disposizione più dati sui quali dimostrare la dipendenza della polverizzazione del getto dal grado di surriscaldamento.

Tabella 8.5: Prove di Gunther in riferimento alla polverizzazione del getto

T_{inj} [K]	ΔT^* [-]
383.15	0.17
393.15	0.34
403.15	0.51
413.15	0.68
423.15	0.85

In figura 8.14a si illustra il confronto tra i risultati numerici ottenuti simulando l'iniezione di acqua in atmosfera mediante la CFD e i dati sperimentali, relativi anche in questo caso a due tipi di materiali differenti. Nell'asse delle ascisse è riportato il grado di surriscaldamento adimensionalizzato ΔT^* , sull'asse delle ordinate è rappresentato invece il rapporto tra il valore di SMD ad una certa distanza lungo l'asse del cilindro, calcolato mediando diversi valori temporali successivi, e il diametro del foro di uscita dell'iniettore d_f .

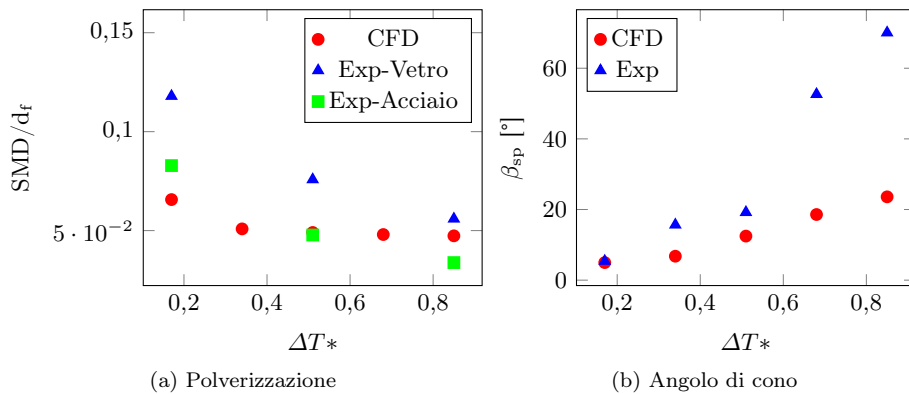


Figura 8.14: Confronto tra i dati numerici e sperimentali relativi al diametro medio delle gocce e all'angolo di apertura dello spray.

Si nota che l'ordine di grandezza è quello corretto, ovvero che il modello *boil-KHRT* riesce a cogliere la forte disintegrazione dello spray fin dall'uscita del getto dal foro di iniezione. Dal punto di vista quantitativo, si nota una minore dipendenza dal grado di surriscaldamento, cioè per valori bassi di ΔT^* il codice numerico induce una polverizzazione molto spinta rispetto a quanto osservato nella realtà.

Ovviamente anche l'angolo di cono (fig. 8.14b) generato all'uscita risente dell'incremento della temperatura di iniezione: infatti, si nota un aumento del valore di β_{sp} al crescere di T_{inj} che può essere spiegato osservando che numericamente, a parità di condizioni, la forte diminuzione di diametro a seguito del *flash-boiling* induce un decremento del *momentum relaxation time* τ_u (equazio-

ne (2.37)); le forze aerodinamiche scambiate con il gas circostante determinano pertanto una più alta variazione di quantità di moto delle gocce, che si traduce in una deviazione maggiore rispetto alla direzione di iniezione e nel conseguente aumento di angolo di cono dello spray.

I valori numerici di β_{sp} calcolati tramite la CFD si discostano da quelli sperimentali soprattutto per elevati gradi di surriscaldamento; quello che conta è dimostrare che il modello sia sensibile ad un aumento di ΔT^* sia per quanto concerne la polverizzazione del getto che per quanto riguarda la sua morfologia. In ogni caso, modificando i valori delle costanti caratteristiche relative ai fenomeni di breakup si possono ottenere dati che siano maggiormente concordi con il caso specifico in questione.

I principali parametri riguardano la densità dei nuclei di vapore; si illustra dunque la dipendenza dei risultati dalla costante C_b presente nell'equazione attribuita a Sergio Negro (8.10), si veda figura 8.15.

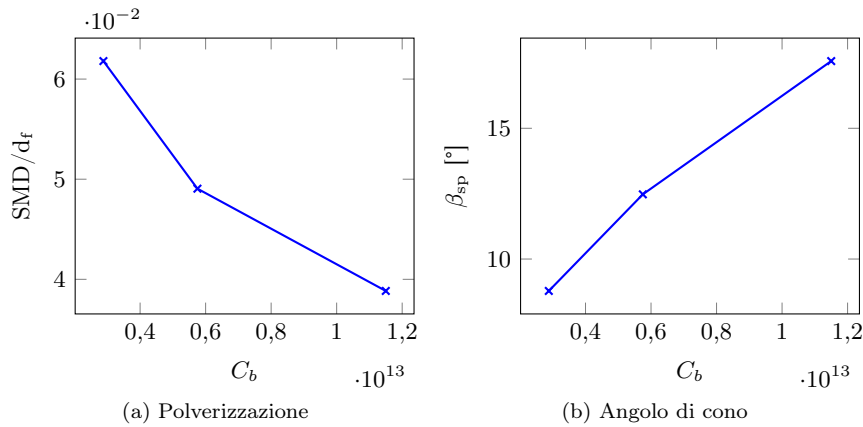


Figura 8.15: Dipendenza dei valori di SMD e angolo di cono dalla costante C_b .

Un incremento del valore di C_b ha come effetto immediato l'aumento del numero di bolle N_b nucleate per unità di volume liquido: la soglia ϵ_{max} viene raggiunta in tempi minori e la conseguente rottura catastrofica porta alla generazione di un numero superiore di particelle che avranno un diametro d più basso (fig. 8.15a).

Secondo quanto già accennato, a questo è associato un decremento della quantità di moto delle singole gocce che vengono deviate più facilmente verso la periferia del getto, portando ad un aumento dell'angolo di cono formato dallo spray. Questo contributo prevale sulla diminuzione di V_r (equazione 8.18), dovuta al fatto che i diametri delle bolle d_b raggiungono valori meno elevati a causa della più repentina espansione delle gocce e che tenderebbe ad introdurre una minore velocità in direzione radiale e a mantenere quindi più chiusa la morfologia globale del getto.

8.6 Iniezione di combustibile

Si applica ora il modello di breakup *boil-KHRT* al caso assialsimmetrico già introdotto nel paragrafo 8.3.4. In particolare, si vogliono mostrare i mi-

glieramenti in termini di morfologia dello spray (figura 8.16) rispetto a quanto ottenuto utilizzando il classico modello di rottura secondaria KHRT unito alle formule di correzione di portata, diametro ed angolo di iniezione.

Si osserva una buona corrispondenza con la forma dello spray ottenuta applicando il modello *boil-KHRT*: in questo caso, infatti, non imponendo l'angolo di cono all'uscita del foro, si ottiene la giusta chiusura della morfologia nella regione di punta del getto. Inoltre, vengono correttamente simulate anche le particelle che hanno subito una rottura di tipo meccanico (in genere secondo Rayleigh-Taylor); esse vedono ridursi ulteriormente il proprio diametro e sono spinte verso la periferia del getto, rappresentando le gocce più piccole presenti in quella zona e visibili nelle immagini sperimentali.

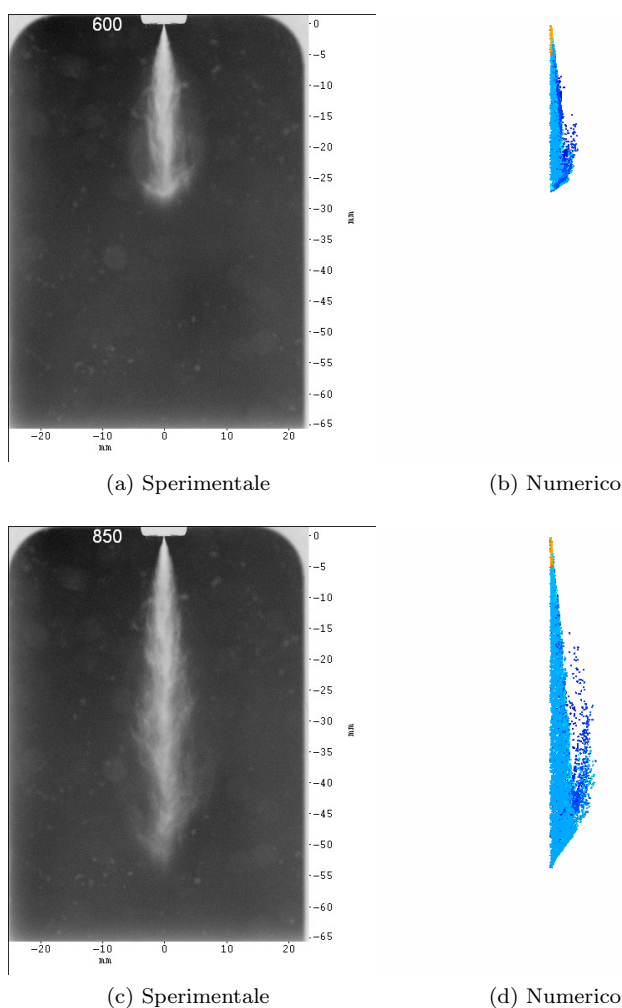


Figura 8.16: Confronto tra le morfologie dello spray fotografate sperimentalmente e calcolate tramite la CFD. Le figure (a) e (b) sono riferite a 0,6 ms dall'istante di inizio del processo di iniezione, mentre le immagini (c) e (d) sono relative a 0,85 ms ASOI.

Si nota invece una maggiore discrepanza tra i risultati se si analizzano quan-

titativamente i valori di angolo di apertura del getto; infatti, nella realtà esso rimane un po' più aperto anche negli istanti di tempo successivi, mentre numericamente non si riesce a cogliere questo aspetto in modo preciso. Ciò è giustificabile ricordando che, una volta terminata la fase di sollevamento dello spillo, le velocità di iniezione sono molto elevate (120 m/s) e sono dirette principalmente lungo la direzione dell'asse del cilindro; le bolle di vapore non scoppiano immediatamente, ma possono crescere finché il loro volume non è sufficientemente alto. Ciò è ben rappresentato nella parte iniziale dello spray, dove si osserva che il getto non inizia subito ad aprirsi, ma percorre un breve tratto rimanendo piuttosto chiuso, risentendo ancora della geometria dell'ugello. Una volta avvenuta la disintegrazione, il codice prevede che sia la componente aggiuntiva V_r a deviare il moto delle gocce appena create, generando macroscopicamente un cono di ampiezza maggiore: tuttavia, nelle condizioni in esame, essa risulta piuttosto piccola in confronto alla velocità di iniezione (circa il 10%) e dunque si assiste all'evoluzione di un getto più stretto di quanto rilevato sperimentalmente.

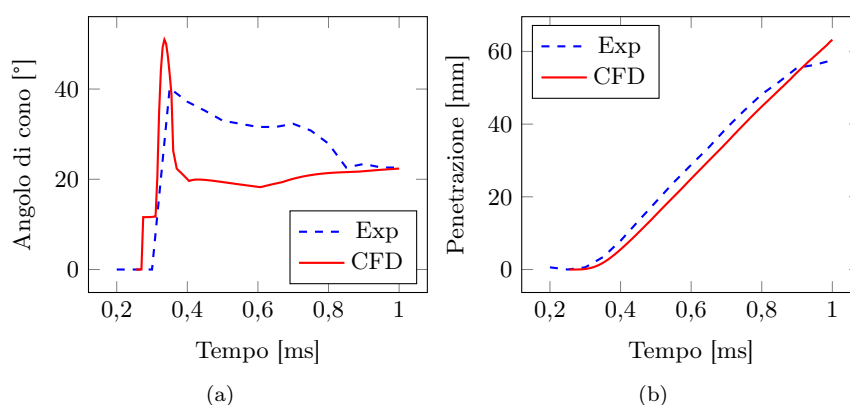


Figura 8.17: Confronto tra i dati sperimentali (Exp) e numerici (CFD) relativi all'angolo di cono dello spray e alla penetrazione di liquido.

Questo fatto trova riscontro anche nel grafico di figura 8.17a: il picco iniziale per il valore di β_{sp} è ben rappresentato, ma successivamente si abbassa troppo rispetto al dato sperimentale. È doveroso aggiungere che nel presente lavoro si è deciso di quantificare numericamente il valore di angolo di cono considerando le gocce che contribuiscono al 99% della massa totale presente in ogni istante; questo metodo potrebbe non coincidere con il procedimento di misura adottato su cui non si hanno a disposizione informazioni precise.

In ogni caso, in futuro si potrebbe fare fronte a questo problema introducendo nel codice OpenFOAM® una nuova relazione per V_r diversa da quella proposta da Zeng et al. in [52]; essa dovrà essere validata sulla base di misure relative al caso specifico in questione e poi eventualmente estesa anche ad altre condizioni operative. Infine, nei grafici di figura 8.17b, si mostra il confronto tra i valori di penetrazione del getto che appaiono in accordo tra loro, validando il modello di breakup implementato almeno per quanto riguarda le distanze raggiunte e la polverizzazione.

Un miglioramento dei risultati può essere ottenuto agendo su determinati

parametri di influenza presenti nel modello di breakup in esame. In questo contesto, il valore del diametro iniziale d_{b0} delle bolle di vapore assume una certa importanza; dal punto di vista numerico, esso si comporta alla stregua della costante C_b già analizzata, ovvero un suo incremento porta al raggiungimento in tempi minori delle condizioni di rottura per *flash-boiling*, aprendo lo spray entro distanze più brevi dal foro di uscita del combustibile (fig. 8.18a). Inoltre, un aumento di d_{b0} determina un picco iniziale molto più accentuato: questo può essere spiegato ricordando che, per l'equazione differenziale di Rayleigh-Plesset, un incremento del valore iniziale di d_b produce nelle iterazioni successive velocità di crescita delle bolle \dot{d}_b sempre maggiori e quindi componenti di velocità V_r più grandi al momento dello scoppio (equazione (8.19)).

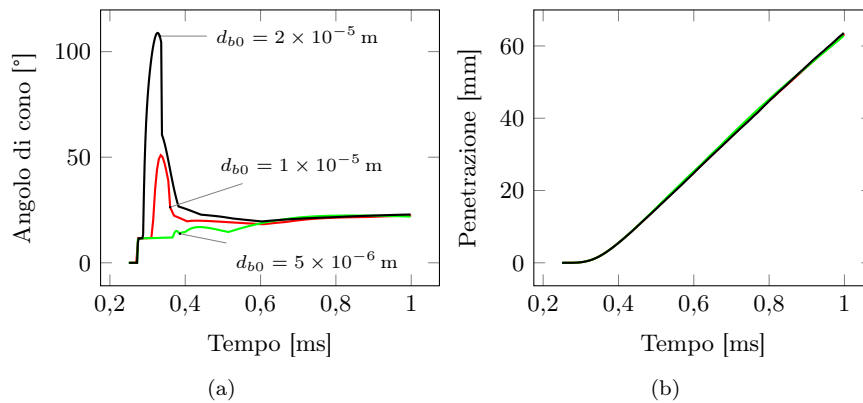


Figura 8.18: Confronto tra i dati di angolo di apertura dello spray e di penetrazione di liquido al variare di d_{b0} . La legenda è la stessa per entrambe le figure.

I valori di polverizzazione e penetrazione del getto sono invece indipendenti dal valore di d_{b0} (fig. 8.18b); esso si comporta dunque come un tempo caratteristico di breakup, ma il numero di gocce create e il relativo diametro dipendono solamente dal numero di bolle N_b .

8.6.1 Variazione del grado di surriscaldamento

In questo paragrafo si mostrano altri risultati relativi a due condizioni di funzionamento che prevedono l'utilizzo del medesimo iniettore monoforo impiegato nel caso precedente a 0,5 bar, ma che impongono un valore diverso per il grado di surriscaldamento adimensionalizzato ΔT^* . Ciò è ottenuto mantenendo la stessa pressione di iniezione pari a 100 bar, in modo tale da conservare la legge istantanea di introduzione del combustibile, e cambiando invece la pressione P_g dell'aria posta nel cilindro. In tabella 8.6 sono riassunti i parametri operativi corrispondenti ai nuovi casi in esame.

Come dimostrato nella sezione precedente, il modello *boilKHRT*, unito alla relazione di riduzione di portata di Reitz, fornisce una buona descrizione dei getti in condizioni di *flash-boiling*; lo scopo ora è quello di verificare che esso sia sensibile alle variazioni di condizioni operative e che riesca dunque a descrivere in maniera accurata il cambiamento delle principali caratteristiche dello spray (penetrazione ed angolo di cono) in presenza di ΔT^* differenti.

Tabella 8.6: Variazione della pressione del gas e del grado di surriscaldamento

T_{inj} [K]	P_g [bar]	ΔT^* [-]
393.15	0.3	0.1788
393.15	0.5	0.1419
393.15	1.1	0.0675

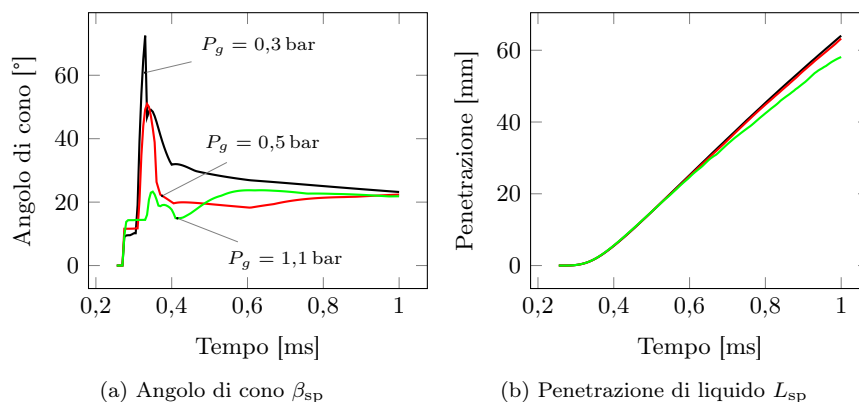


Figura 8.19: Dipendenza delle caratteristiche dello spray dalla pressione nel cilindro. La legenda è la stessa per entrambe le figure.

All'aumentare della pressione del gas si nota un decremento del valore di angolo di cono durante la prima parte del processo di iniezione (fig. 8.19a): infatti, il numero di nuclei si riduce per ΔT^* minori e la polverizzazione avviene per istanti di tempo successivi, poichè la differenza di pressione che determina l'esplosione delle bolle di vapore è più bassa. Sostanzialmente, è come se all'aumentare della pressione del gas P_g la rottura del getto sia sempre meno catastrofica, in quanto ci si allontana sempre più dalle condizioni di surriscaldamento.

La penetrazione dello spray è circa simile nei tre casi considerati (fig. 8.19b); si nota una leggera sottostima per la simulazione a 1,1 bar, che si può ipotizzare sia dovuta alla più alta densità in camera e al fatto che in queste condizioni i meccanismi di breakup per interazione meccanica iniziano ad avere un peso non trascurabile.

8.7 Considerazioni finali

Se dal punto di vista degli studi e delle analisi teoriche, il fenomeno del *flash-boiling* ha sempre destato piuttosto interesse e molti sforzi computazionali sono stati fatti per cercare di migliorare sempre più le previsioni riguardanti le caratteristiche del getto, oggi non ha ancora trovato uno sviluppo pratico che ne promuoverebbe ulteriormente la ricerca scientifica. Infatti, l'iniezione di combustibile allo stato surriscaldato presenta il vantaggio di garantire una forte polverizzazione ed una maggiore apertura del cono di iniezione, che determinerebbero una migliore distribuzione spaziale dei vapori di combusti-

bile, con evidenti benefici per i successivi processi di accensione della carica e di combustione; la ridotta penetrazione in camera consentirebbe, inoltre, di evitare l'impatto delle gocce a parete, riducendo la formazione di idrocarburi incombusti e particolato.

Dal punto di vista motoristico, quindi, il grado di surriscaldamento ΔT_{OH} sembra essere un parametro su cui intervenire in fase progettuale: si può pensare, ad esempio, di aumentare la temperatura di iniezione del combustibile T_{inj} al fine di ottenere i benefici sopra elencati. Anche in questo contesto, la CFD offre l'opportunità di testare in tempi brevi diverse soluzioni e ricavare informazioni utili sulle caratteristiche dello spray: questo potrebbe dare slancio ad una ricerca più approfondita in futuro del fenomeno di *flash-boiling* applicato nei motori GDI, attraverso la conduzione di prove sperimentali sui combustibili che vengono normalmente iniettati nel cilindro.

In questa sede, si propongono alcuni grafici ottenuti variando la temperatura di iniezione dell'eptano alle condizioni di funzionamento mostrate in tabella 8.1. In realtà, affinché si possa effettuare un confronto appropriato, è necessario ragionare a parità di massa totale introdotta: a causa della variazione di densità iniziale del combustibile e del diverso grado di surriscaldamento, bisogna agire sui tempi di iniezione t_{inj} , mantenendo invece la stessa forma della legge di apertura dello spillo corrispondente alla pressione $P_{inj} = 100$ bar.

In particolare, al caso con T_{inj} più elevata sarà associata una durata maggiore, in quanto si ha una riduzione di portata istantanea dovuta al fatto che il liquido è meno denso e che la sezione effettiva di passaggio diminuisce all'aumentare di ΔT_{OH} , come mostrato dalla curva di Reitz in figura 8.4. I valori riassuntivi delle tre condizioni operative in esame sono riportati in tabella 8.7; le temperature di iniezione scelte corrispondono ad un punto di funzionamento ben al di sotto della curva di vapore dell'eptano ($T_{inj} = 120$ °C), ad un altro posto al limite delle condizioni di *flash-boiling* ($T_{inj} = 80$ °C) e ad un'ultima condizione senza surriscaldamento ($T_{inj} = 40$ °C, fig. 8.20).

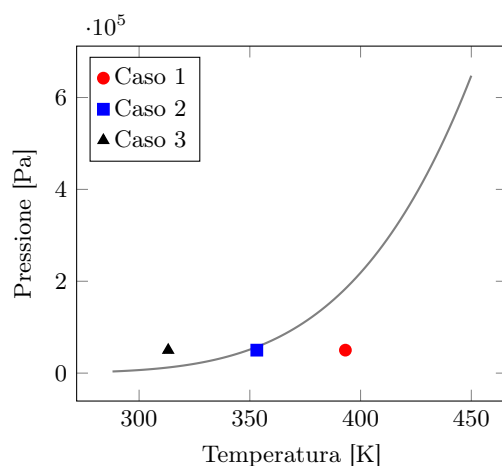


Figura 8.20: Condizioni operative per i punti di funzionamento in esame.

Le simulazioni CFD sono state effettuate utilizzando il modello di breakup secondario *boil-KHRT*; l'ottenimento di buoni risultati anche in questo ultimo

Tabella 8.7: Valori di flusso a massa totale iniettata costante, al variare della temperatura

	T (K)	ρ (kg/m ³)	F (-)	\bar{m} (g/s)	t_{inj}^1 (ms)
Caso 1	393,15	592,80	0,9634	2,049	1,322
Caso 2	353,15	632,61	0,9872	2,240	1,209
Caso 3	313,15	668,81	1,0000	2,400	1,129

¹ Durata di iniezione al netto del ritardo di iniezione, considerato costante al variare della temperatura.

set di prove validerebbe ulteriormente il codice implementato nella nuova versione di OpenFOAM[®], rendendolo idoneo a rappresentare il comportamento dello spray di combustibile anche in condizioni di funzionamento particolari e non usuali come quelle di *flash-boiling*.

In figura 8.21 si mostra dapprima come varia la massa di combustibile evaporato al variare del grado di surriscaldamento: si nota che la quantità di vapore prodotta cresce molto con la temperatura di iniezione, giustificando il fatto che ai fenomeni di ebollizione sono associati tassi di evaporazione molto più elevati.

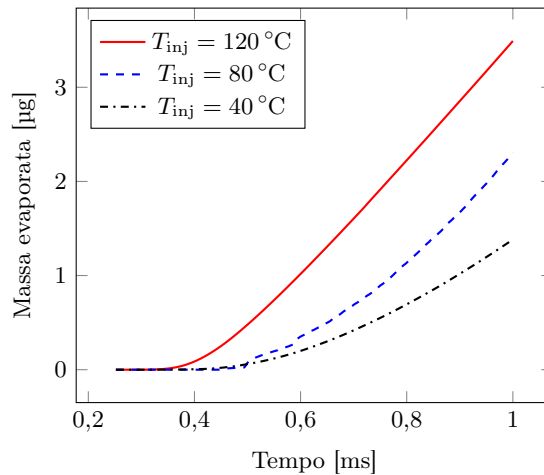


Figura 8.21: Massa di combustibile evaporata nel tempo al variare della temperatura di iniezione.

La forte polverizzazione che lo spray subisce in condizioni di *flash-boiling* è ben rappresentata dal modello di breakup; la disintegrazione del getto è inoltre sensibile ad una variazione del grado di surriscaldamento, poichè i valori di SMD nel tempo decrescono se la temperatura iniziale del combustibile è più alta (fig. 8.22).

Nel grafico 8.23 è rappresentato, invece, il confronto tra l'andamento delle penetrazioni del getto liquido nel tempo; si può affermare che, coerentemente con quanto osservato nella realtà, la forte disintegrazione dello spray e l'aumento

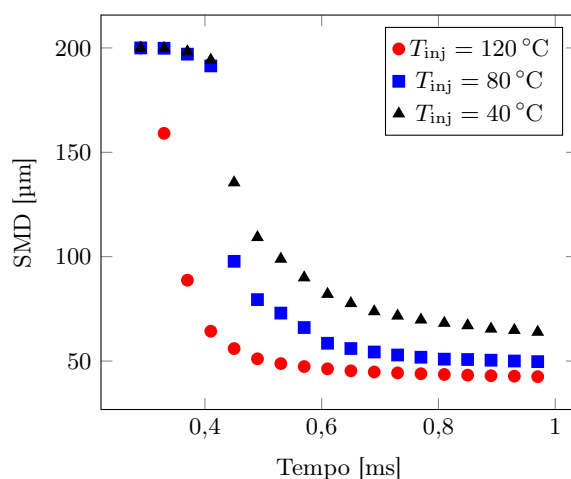


Figura 8.22: Andamento di SMD nel tempo al variare della temperatura di iniezione.

dell'angolo di apertura del cono β_{sp} portano ad un abbassamento della distanza raggiunta in condizioni di *flash-boiling*.

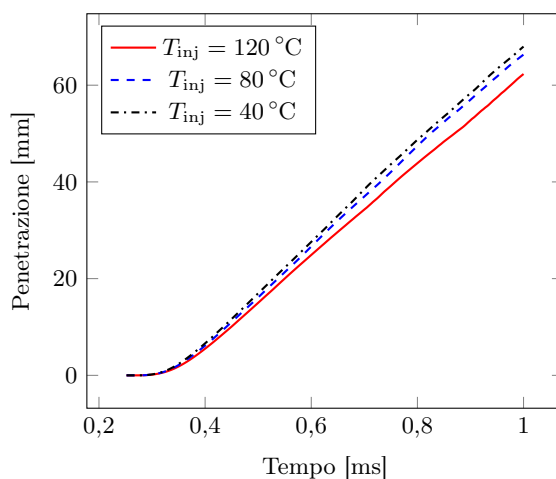


Figura 8.23: Penetrazione del getto liquido al variare della temperatura di iniezione.

I risultati numerici ottenuti confermano pertanto i possibili vantaggi legati all'aumento del grado di surriscaldamento al momento dell'iniezione; le minori penetrazioni consentono di diminuire la probabilità di impatto dello spray sulle pareti del cilindro, l'evaporazione più rapida del combustibile e la forte polverizzazione portano ad una miscelazione più efficace con l'aria e ad una migliore distribuzione spaziale del rapporto di miscela. La temperatura di iniezione del combustibile, dunque, appare come un ulteriore parametro che può essere sfruttato dal progettista al fine di migliorare le prestazioni del motore e limitare gli inquinanti emessi; a questo però si accompagnano alcune difficoltà che ancora oggi hanno fatto sì che il *flash-boiling* non sia una condizione di funzionamento

effettivamente sfruttata in campo pratico.

Infatti, se si vuole mantenere lo stesso rapporto di miscela α , la riduzione di portata di liquido iniettato porta, come visto, ad un allungamento dei tempi di iniezione; ciò ha delle implicazioni importanti sulla fasatura, così come sull'istante iniziale di introduzione del combustibile e di accensione, che si tradurrebbero sostanzialmente nella necessità di tarare nuovamente la centralina elettronica e riprogettare alcune parti del motore. Sono stati effettuati dei rilievi di massa di benzina iniettata da parte di alcuni costruttori di iniettori, ma non è stato riscontrato nessun aumento di durata del processo di iniezione per le condizioni di regime e carico tipiche delle autovetture. Si può pensare che, solo in rare condizioni di funzionamento, una particolare legge di azionamento delle valvole che le chiuderebbe molto presto durante la fase di aspirazione porterebbe ad un abbassamento eccessivo della pressione dell'aria presente nel cilindro fino al di sotto della pressione di vapore del combustibile.

Per questi motivi, almeno fino ad ora i costi sembrano essere maggiori dei benefici e quindi il *flash-boiling*, pur avendo una base teorica e computazionale piuttosto solida, non ha ancora trovato un'attuazione effettiva.

Conclusioni

Il principale obiettivo di questo lavoro consiste nella risoluzione numerica mediante tecniche CFD dei fenomeni fluidodinamici coinvolti all'interno dei motori ad accensione comandata ad iniezione diretta (GDI) per autovettura. La modellazione multidimensionale del processo di iniezione è stata intesa come principale causa della corretta formazione della miscela aria-combustibile da cui dipendono le prestazioni del motore e gli eventuali inquinanti emessi in atmosfera; sono stati introdotti pertanto tutti i sottomodelli fenomenologici che consentono la giusta rappresentazione dell'evoluzione dello spray di combustibile, il cui comportamento dipende fortemente dall'interazione con la fase gassosa presente nel cilindro. Le relazioni appartenenti a tali modelli, ampiamente discusse in letteratura, sono state implementate all'interno del programma open-source OpenFOAM[®]: la nuova versione 2.3.x del software permette di trattare una vasta varietà di problemi che coinvolgono l'analisi di particelle lagrangiane e che non riguardano esclusivamente la modellazione degli spray nei motori Diesel. Nel presente lavoro, dunque, è stata verificata la flessibilità e la robustezza del codice di calcolo, soprattutto attraverso l'analisi dei principali fenomeni fisici coinvolti nella descrizione dell'evoluzione degli spray di combustibile: in questo modo è stato possibile costruire una libreria che si interfaccia con quest'ultima versione di OpenFOAM[®] e che contiene al suo interno tutti i solutori, i modelli, le *utilities*, adatti alla rappresentazione delle specifiche esigenze e alla discussione dei risultati nell'ambito dei motori GDI.

La validazione e la verifica della correttezza del codice implementato sono state condotte attraverso il confronto con alcuni dati sperimentali, portando all'ottenimento di buoni risultati; inizialmente è stato appurato che i modelli fossero in grado di prevedere accuratamente ciò che succede in casi piuttosto semplici, come l'introduzione di spray attraverso iniettori monoforo in condizioni simili a quanto avviene nei motori Diesel, di cui si hanno a disposizione numerosi dati sperimentali di confronto e il cui comportamento è stato ampiamente validato anche nelle versioni precedenti di OpenFOAM[®] adottate del gruppo di Motori a Combustione Interna del Politecnico di Milano.

Le simulazioni del processo di formazione dello spray all'interno di camere a volume costante sono molto efficaci poiché consentono di studiare come cambia il comportamento dello spray al variare delle condizioni di funzionamento; in particolare, i modelli adottati si sono dimostrati sensibili ad un cambiamento di densità e di temperatura dell'aria posta nel cilindro, corrispondente ad una variazione di regime o carico nel motore, oppure in presenza di pressioni di iniezione diverse, a simboleggiare l'adozione di una differente strategia di iniezione. È stata studiata inoltre l'influenza dei principali parametri dei modelli, individuandone la configurazione ottimale che ha permesso di ottenere una cor-

rispondenza molto soddisfacente tra i risultati numerici e i dati sperimentali in termini di penetrazione, diametro medio di Sauter e morfologia del getto; è stata verificata anche la correttezza nella previsione del campo di moto dell'aria e della distribuzione spaziale dei vapori di combustibile.

L'introduzione di un approccio misto euleriano-lagrangiano per la descrizione dei fenomeni fisici coinvolti nei motori ha reso necessaria l'analisi di come mutano i risultati numerici ottenuti utilizzando griglie di dimensioni differenti; è stato mostrato come la dimensione delle celle di calcolo influenza le caratteristiche globali dello spray, confermando il fatto che non è possibile trovare una soluzione indipendente dalla mesh se si accoppiano i due approcci euleriano per la fase gassosa e lagrangiano per la fase liquida. La riduzione dei tempi di calcolo è possibile invece attraverso la simulazione di casi assialsimmetrici: nel codice sono state implementate alcune correzioni che permettano di tener conto della bi-dimensionalità del problema. Esse sono state validate, consentendo lo studio del comportamento degli spray in tempi minori e offrendo la possibilità di testare un maggior numero di configurazioni a parità di risorse di calcolo, al fine di ottenere un miglioramento continuo delle strategie di iniezione e delle prestazioni globali del motore.

Successivamente, è stata verificata la capacità delle tecniche di CFD di adattarsi alla risoluzione di ulteriori categorie di problemi relativi agli spray, tra cui l'iniezione attraverso iniettori multiforo, l'impatto delle gocce sulle pareti del motore, l'analisi delle proprietà termodinamiche della benzina, lo studio del comportamento del getto in condizioni di surriscaldamento.

La presenza di un iniettore multiforo impone l'utilizzo di una griglia di calcolo tridimensionale che porta ad un aumento eccessivo dei tempi computazionali; l'introduzione di un algoritmo di raffinamento dinamico della mesh (ALMR) consente di aumentare la densità delle celle solo a livello locale nelle zone in cui è necessario descrivere in modo approfondito il processo di iniezione. I risultati prodotti con questa tecnica hanno mostrato che, se si vogliono ottenere dati numerici concordi con quanto osservato sperimentalmente soprattutto in termini di morfologia, è comunque necessaria una scelta accurata del livello di raffinamento RL; infatti, l'implementazione di un nuovo solutore contenente l'algoritmo ALMR produce risultati accettabili in tempi brevi, ma necessita di uno studio iniziale più complesso incentrato sulla taratura di alcuni parametri aggiuntivi, quali il RL.

Il confronto tra le distribuzioni di SMD e del campo di velocità ottenute attraverso la CFD con le scansioni ottiche effettuate mediante le tecniche sperimentali PDI ha validato ulteriormente i modelli introdotti nella versione 2.3.x di OpenFOAM®; inoltre, l'ottenimento di buoni risultati in presenza di iniettori multiforo riveste una notevole importanza in campo motoristico, poichè la possibilità di sfruttare più fori di uscita per il combustibile fornisce al progettista una grande libertà nella disposizione e nell'orientamento nello spazio dei singoli getti. La possibilità di effettuare tali prove in tempi ragionevoli, grazie alla simulazione al computer, porta ad un vantaggio in termini di tempi e costi di sviluppo rispetto a quanto ottenibile sperimentalmente. La capacità del solutore di infittire la griglia di calcolo solamente nella zona di interesse riduce notevolmente le risorse di calcolo richieste per una singola prova, consentendo nello stesso tempo di testare più varianti che possono fornire maggiori indicazioni sulla strategia di iniezione migliore o sulla disposizione degli ugelli.

Nel medesimo contesto, è stato dimostrato come la libreria implementata permette di modellare con facilità il processo di formazione della miscela aria-combustibile anche in presenza di combustibili alternativi, in particolare di etanolo. È stato dimostrato che la diversità di comportamento dello spray in termini di penetrazione, morfologia e quantità di massa evaporata nel tempo dipende dalle proprietà termodinamiche profondamente diverse rispetto a quelle relative ad un classico combustibile derivato dal petrolio; ciò fornisce alcune importanti indicazioni riguardo alle implicazioni progettuali associate alla realizzazione di motori alimentati con una fonte energetica rinnovabile di questo tipo.

Sono state analizzate, tuttavia, anche le principali proprietà di interesse in ambito motoristico relative alla benzina comunemente iniettata nei motori GDI, ponendo l'attenzione sul fatto che essa in realtà è una miscela formata da diverse specie anche molto diverse tra loro. La modellazione numerica del suo comportamento attraverso un componente rappresentativo (isoottano) non consente di descrivere accuratamente il processo di evaporazione e formazione di miscela rilevato sperimentalmente nei motori reali. Pertanto, è stato presentato un modello che consente di tener conto di tutte le specie presenti e delle loro proprietà (soprattutto in termini di pressione di vapore) in un unico liquido mono-componente, basato su un'opportuna media pesata sulle frazioni massiche delle singole specie; in questo modo, è stato possibile ottenere risultati numerici migliori rispetto alla modellazione con solo isoottano in tempi di calcolo limitati, mettendo in luce pure la forte variabilità tra le benzine commercializzate in luoghi e stagioni differenti.

Il codice di calcolo è stato utilizzato anche nello studio dei meccanismi di interazione tra gocce liquide e pareti solide, e dell'evoluzione del liquido che si accumula su tali superfici; nella nuova versione di OpenFOAM® la risoluzione delle equazioni di bilancio per il film fluido non è più basato su un metodo alle aree finite, ma su un approccio ai volumi finiti, il cui pregio è rappresentato dalla possibilità di modellare in maniera più accurata geometrie superficiali di forma complessa, tipiche dei motori a combustione interna. Il modello di impatto tra spray e parete è stato validato attraverso il confronto con i dati sperimentali di Le Coz disponibili in letteratura; i risultati ottenuti in termini di spessore e movimento del film lungo il condotto sono accettabili, dimostrando la capacità della libreria di calcolo di rappresentare in maniera accurata anche questo aspetto. Il deposito di liquido sulle pareti può portare ad alcuni vantaggi se il combustibile evapora miscelandosi con l'aria, completando il processo di combustione; tuttavia, esso è spesso fonte di inquinamento a causa della formazione di idrocarburi incombusti che devono essere opportunamente limitati. La corretta modellazione di questi processi per mezzo della CFD è quindi essenziale per l'ottimizzazione dei motori in termini di inquinanti emessi allo scarico.

Da ultimo è stato possibile sfruttare la nuova versione di OpenFOAM® per lo studio del comportamento dello spray in condizioni di *flash-boiling*: a seguito di un'analisi approfondita dei principali lavori scientifici presenti in letteratura sull'argomento, si è cercato di tener conto delle peculiarità del fenomeno attraverso l'implementazione di un nuovo modello di breakup secondario (*boil-KHRT*), integrato con alcune relazioni che correggono la portata e la velocità del getto in condizioni di surriscaldamento, sulla base di quanto osservato sperimentalmente. La CFD offre una buona previsione della polverizzazione e dell'evaporazione del

combustibile; inoltre, a differenza dei modelli puramente empirici, consente di valutare in maniera abbastanza accurata come varia nel tempo la morfologia dello spray, in particolar modo per quanto concerne l'angolo di apertura del cono al momento dell'iniezione.

Le relazioni implementate consentono inoltre di estendere il calcolo in condizioni di *flash-boiling* a liquidi di tipo diverso, a materiali dell'iniettore differenti o in presenza di punti di funzionamento variabili: ciò è in genere possibile ancora una volta attraverso la giusta taratura dei principali parametri caratteristici associati al modello in esame. I risultati numerici ottenuti confermano i possibili vantaggi legati all'aumento del grado di surriscaldamento: si può dunque affermare che, a livello teorico, la temperatura di iniezione del combustibile appare come un ulteriore parametro di progetto che può essere sfruttato allo scopo di migliorare le prestazioni del motore e limitare gli inquinanti emessi.

Sviluppi futuri

Si può concludere che la libreria di calcolo implementata nella nuova versione del codice OpenFOAM[®] rappresenta un adeguato strumento per la risoluzione CFD dei fenomeni fisici coinvolti nei motori a combustione interna; in questo contesto, essa rappresenta un ottimo punto di partenza, la cui capacità predittiva può essere ovviamente migliorata in futuro.

La disponibilità di misure sperimentali è fondamentale per il perfezionamento dei modelli empirici; a causa della dispersione ciclica dei processi che hanno luogo nei motori, durante la fase di trattamento dei dati sarebbe ottimo un processo di selezione e di media di diverse immagini ottiche ottenute in corrispondenza degli stessi istanti di tempo in cicli successivi. In questo modo sarebbe possibile identificare il comportamento statistico più probabile su cui effettuare il confronto e la taratura dei parametri.

La descrizione accurata del moto del combustibile all'interno del canale dell'iniettore consentirebbe di ottenere una stima precisa dei fenomeni di turbolenza e cavitazione conosciuti sperimentalmente; si riuscirebbe così a rappresentare con minore incertezza i processi di iniezione e di polverizzazione del getto in camera. Inoltre, la risoluzione del flusso multifase nell'ugello in presenza di condizioni di *flash-boiling* permetterebbe di conoscere la riduzione di portata massica, così come il numero e le dimensioni delle bolle di vapore che successivamente esploderanno, portando ad una migliore stima della disintegrazione repentina del getto. Sempre in questo ambito, sarebbe opportuno disporre di dati sperimentali di confronto relativi all'iniezione di combustibili surriscaldati, allo scopo di validare ulteriormente i risultati numerici di polverizzazione e morfologia del getto ottenuti attraverso il modello di breakup *boil-KHRT*, che si basa su rilievi condotti su prove effettuate con acqua. Disponendo di dati sperimentali più precisi e implementando di conseguenza un codice di calcolo CFD robusto e stabile, si potrebbero cercare le soluzioni migliori in campo progettuale che consentono di applicare effettivamente il fenomeno del *flash-boiling* in campo motoristico e di sfruttarne appieno i vantaggi.

Posto che l'algoritmo di raffinamento dinamico della mesh ALMR rappresenta un buon compromesso tra tempi di calcolo e risultati accurati, nello studio degli iniettori multi-foro si potranno in futuro approfondire gli aspetti legati all'interazione tra i getti uscenti dai vari fori, la quale porta ad un cambiamento

del comportamento globale dello spray; inoltre, si può estendere la simulazione tridimensionale effettuata in questo lavoro per quanto riguarda lo Spray G anche a domini che prevedono il movimento della mesh, allo scopo di valutare come cambiano i risultati numerici all'interno di un ciclo motore completo.

Allo stesso modo, il modello di *wall-film* validato nel presente lavoro può essere esteso ai casi di iniezione diretta in camera di combustione, per osservare come si comporta in presenza di geometrie più complesse e come interagisce con eventuali griglie di calcolo in movimento, tipicamente utilizzate per la simulazione del moto del pistone.

Per quanto riguarda l'analisi delle prestazioni energetiche dei diversi tipi di combustibile e dei relativi consumi, è auspicabile inizialmente riuscire a implementare nei codici di calcolo CFD un modello multi-componente per la descrizione delle proprietà della benzina; pur avendo comunque ottenuto dei progressi attraverso il metodo di media pesata introdotto in questa tesi, il fatto di considerare tutte le specie singolarmente darebbe un notevole slancio alle simulazioni dei motori GDI, perchè consentirebbe di ottenere risultati più accurati grazie solo ad una descrizione migliore del combustibile. Ovviamente, la ricerca in questo ambito non è banale poichè si scontra con tempi e risorse di calcolo eccessive. La flessibilità associata alle simulazioni CFD potrà essere invece sfruttata nella determinazione di quali siano i parametri motoristici che dovranno essere modificati per ottenere una carica in grado di accendersi al variare del combustibile usato; ad esempio, partendo dalle considerazioni formulate in questa sede e disponendo di maggiori informazioni di carattere sperimentale riguardo il comportamento fisico dell'etanolo, si potrà effettuare un insieme di simulazioni numeriche che metteranno in luce quali sono i principali parametri di progetto su cui intervenire nella realizzazione di un motore ad iniezione diretta alimentato con questo combustibile, in modo tale da valutarne l'effettiva attuazione pratica e la convenienza economica.

Bibliografia

- [1] Daisuke Kawano, Yuichi Goto, Matsuo Odaka, and Jiro Senda. Modeling atomization and vaporization processes of flash-boiling spray. Technical report, SAE Technical Paper, 2004.
- [2] Rolf D Reitz. A photographic study of flash-boiling atomization. *Aerosol Science and Technology*, 12(3):561–569, 1990.
- [3] A Günther and K-E Wirth. Evaporation phenomena in superheated atomization and its impact on the generated spray. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 64:952–965, 2013.
- [4] Eurostat. Passenger cars, by motor energy, 2012.
- [5] Official Journal of the European Union. Regulation (ec) no 715/2007, 2007.
- [6] Giancarlo Ferrari. *Motori a combustione interna*. Il Capitello, 2008.
- [7] Florian Schumann, Fatih Sarikoc, Stefan Buri, Heiko Kubach, and Ulrich Spicher. Potential of spray-guided gasoline direct injection for reduction of fuel consumption and simultaneous compliance with stricter emissions regulations. *International Journal of Engine Research*, 14(1):80–91, 2013.
- [8] T Itoh, A Kakuho, K Hiraya, E Takahashi, and T Urushihara. A study of mixture formation processes in direct injection stratified charge gasoline engines by quantitative laser-induced fluorescence imaging and the infrared absorption method. *International Journal of Engine Research*, 7(5):423–434, 2006.
- [9] C Preussner, C Döring, S Fehler, and S Kampmann. Gdi: interaction between mixture preparation, combustion system and injector performance. Technical report, SAE Technical Paper, 1998.
- [10] Henk Kaarle Versteeg and Weeratunge Malalasekera. *An introduction to computational fluid dynamics: the finite volume method*. Pearson Education, 2007.
- [11] Carsten Baumgarten. *Mixture formation in internal combustion engines*. Springer, 2006.
- [12] ESI Group. Openfoam website, 2012.
- [13] Rolf D Reitz and FB Bracco. On the dependence of spray angle and other spray parameters on nozzle design and operating conditions. Technical report, SAE technical paper, 1979.

- [14] Hiro Hiroyasu and Masataka Arai. Structures of fuel sprays in diesel engines. Technical report, SAE Technical Paper, 1990.
- [15] FV Bracco. Modeling of engine sprays. Technical report, SAE Technical Paper, 1985.
- [16] RD Reitz and FV Bracco. Mechanisms of breakup of round liquid jets. *Encyclopedia of fluid mechanics*, 3:233–249, 1986.
- [17] Rolf Deneys Reitz. Atomization and other breakup regimes of a liquid jet. 1978.
- [18] Rolf D Reitz and R Diwakar. Structure of high-pressure fuel sprays. Technical report, SAE Technical Paper, 1987.
- [19] A Wierzba. Deformation and breakup of liquid drops in a gas stream at nearly critical weber numbers. *Experiments in Fluids*, 9(1-2):59–64, 1990.
- [20] Rolf D Reitz. Modeling atomization processes in high-pressure vaporizing sprays. *Atomisation Spray Technology*, 3:309–337, 1987.
- [21] Geoffrey Taylor. The instability of liquid surfaces when accelerated in a direction perpendicular to their planes. i. In *Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, volume 201, pages 192–196. The Royal Society, 1950.
- [22] SS Hwang, Z Liu, and Rolf D Reitz. Breakup mechanisms and drag coefficients of high-speed vaporizing liquid drops. *Atomization and Sprays*, 6(3), 1996.
- [23] Sandia Group. Engine combustion network website, 2014.
- [24] Andreas M Lippert, Shengming Chang, Sasanka Are, and David P Schmidt. Mesh independence and adaptive mesh refinement for advanced engine spray simulations. Technical report, SAE Technical Paper, 2005.
- [25] JC Dent. A basis for the comparison of various experimental methods for studying spray penetration. Technical report, SAE Technical Paper, 1971.
- [26] H.E. Albrecht. *Laser Doppler and Phase Doppler Measurement Techniques*. Engineering online library. Springer, 2003.
- [27] Constantine Arcoumanis and Take Kamimoto. *Flow and combustion in reciprocating engines*. Springer Science & Business Media, 2009.
- [28] Atsushi Matsumoto. *Spray characterization of flex-fuel gasoline DI injectors and spray interaction with charge motion in a variable valve actuation engine*. PhD thesis, Wayne State University, 2012.
- [29] Nestor Oliverio, Anna Stefanopoulou, Li Jiang, and Hakan Yilmaz. Ethanol detection in flex-fuel direct injection engines using in-cylinder pressure measurements. Technical report, SAE Technical Paper, 2009.
- [30] Council of the European Union European Parliament. *Directive 2009/30/EC*. Official Journal of the European Union, 2009.

-
- [31] Wayne Moore, Matthew Foster, and Kevin Hoyer. Engine efficiency improvements enabled by ethanol fuel blends in a gdi vva flex fuel engine. Technical report, SAE Technical Paper, 2011.
- [32] Scott E Parrish. Evaluation of liquid and vapor penetration of sprays from a multi-hole gasoline fuel injector operating under engine-like conditions. Technical report, SAE Technical Paper, 2014.
- [33] Chengxin Bai and AD Gosman. Development of methodology for spray impingement simulation. Technical report, SAE Technical Paper, 1995.
- [34] Chengxin Bai and AD Gosman. Mathematical modelling of wall films formed by impinging sprays. Technical report, SAE Technical Paper, 1996.
- [35] CX Bai, H Rusche, and AD Gosman. Modeling of gasoline spray impingement. *Atomization and Sprays*, 12(1-3), 2002.
- [36] Shigeru Matsumoto and Shozaburo Saito. On the mechanism of suspension of particles in horizontal pneumatic conveying: Monte carlo simulation based on the irregular bouncing model. *Journal of Chemical Engineering of Japan*, 3(1):83–92, 1970.
- [37] H Foucart, Chawki Habchi, JF Le Coz, and T Baritaud. Development of a three dimensional model of wall fuel liquid film for internal combustion engines. Technical report, SAE Technical Paper, 1998.
- [38] JF Le Coz, C Catalano, and T Baritaud. Application of laser induced fluorescence for measuring the thickness of liquid films on transparent wall. In *Seventh international symposium of laser techniques to fluid mechanics, Lisbon, Portugal*, volume 29, pages 1–8, 1994.
- [39] BCN University. Boulder community network website, 2015.
- [40] GT Kalghatgi. Fuel/engine interactions. *Training*, 2007:08–21, 2014.
- [41] E Rosseel and R Sierens. Modeling the vaporization of a gasoil droplet in a diesel engine. In *21st International Congress on Combustion Engines, CIMAC, Interlaken*, 1995.
- [42] VDI Wärmesatlas. 10. auflage, 2006.
- [43] Robert H Perry, Don W Green, James O Maloney, Michael M Abbott, Charles M Ambler, and Robert C Amero. *Perry's chemical engineers' handbook*, volume 7. McGraw-hill New York, 1997.
- [44] Los Alamos National Lab. Lanl-kiva website, 2015.
- [45] United States Environmental Protection Agency. Organic liquid storage tanks, 2006.
- [46] Baifang Zuo, AM Gomes, and CJ Rutland. Modelling superheated fuel sprays and vaporization. *International Journal of Engine Research*, 1(4):321–336, 2000.

- [47] Masayuki Adachi, Vincent G McDonell, Daisuke Tanaka, Jiro Senda, and Hajime Fujimoto. Characterization of fuel vapor concentration inside a flash boiling spray. Technical report, SAE Technical Paper, 1997.
- [48] Brad Alan VanDerWege. *The effects of fuel volatility and operating conditions on sprays from pressure-swirl fuel injectors*. PhD thesis, Massachusetts Institute of Technology, 1999.
- [49] PK Senecal, David P Schmidt, Idriss Nouar, Christopher J Rutland, Rolf D Reitz, and ML Corradini. Modeling high-speed viscous liquid sheet atomization. *International Journal of Multiphase Flow*, 25(6):1073–1097, 1999.
- [50] Sergio Negro, Federico Brusiani, and Gian Marco Bianchi. A numerical model for flash boiling of gasoline-ethanol blends in fuel injector nozzles. Technical report, SAE Technical Paper, 2011.
- [51] LE Scriven. Dynamics of a fluid interface equation of motion for newtonian surface fluids. *Chemical Engineering Science*, 12(2):98–108, 1960.
- [52] Yangbing Zeng and Chia-fon F Lee. Modeling droplet breakup processes under micro-explosion conditions. *Proceedings of the Combustion Institute*, 31(2):2185–2193, 2007.

Lista dei simboli

Lettere greche

α	rapporto di miscela o dosatura
α_s	coefficiente di scambio termico in condizioni di flash-boiling
β	angolo di cono
Γ	coefficiente di diffusione massico
γ	probabilità di campionamento
Δ	differenza
δ	spessore di film liquido
ϵ	tasso di dissipazione dell'energia cinetica turbolenta
ϵ	void fraction
ϵ	tensore di velocità di deformazione lineare
Λ	lunghezza d'onda superficiale massima
λ	conduttività termica
μ	viscosità dinamica
π	pi greco
ϕ	rapporto di equivalenza
ϕ	generica grandezza
ψ	angolo polare
φ	angolo azimutale
ρ	densità
σ	tensione superficiale
θ	angolo generico
σ	tensore di sforzo
τ	relaxation time, tempi caratteristici
τ	tensore degli sforzi di taglio
χ	parametro di surriscaldamento
$\tilde{\chi}$	scalar dissipation rate
Ω	tasso di crescita delle onde superficiali

Simboli

A	area
a	accelerazione
B	numero di Spalding
C_b	costante del modello di boil-breakup
C_d	coefficiente di drag

C_f	coefficiente di attrito
c_p	calore specifico
D	diffusività
d	diametro
\bar{d}	diametro medio
dA	costante del modello di boil-breakup
E	energia
e	energia totale per unità di massa
\mathbf{F}	vettore forza
$F \cdot C_f$	flusso di massa adimensionalizzato
f	fattore correttivo
G	tasso di evaporazione per scambio termico con il gas
G_f	tasso di evaporazione per flash-boiling
\mathbf{g}	vettore accelerazione di gravità
h	entalpia per unità di massa
h_v	calore latente di vaporizzazione
i	energia interna per unità di massa
K	coefficiente di viscosità superficiale
k	energia cinetica turbolenta
k	coefficiente di trasmissione del calore
L	lunghezza, penetrazione
La	numero di Laplace
m	massa
MW	massa molecolare
N	numero, quantità
Nu	numero di Nusselt
p	pressione
p^*	Cavitation Number
Pr	numero di Prandtl
\dot{Q}	termine sorgente nelle equazioni
\dot{Q}	calore scambiato
R	costante del gas nell'equazione di stato
r	raggio, coefficiente di riduzione di portata
Re	numero di Reynolds
\mathbf{q}	vettore quantità di moto, flusso di calore
S	termine di accoppiamento liquido-gas
Sc	numero di Schmidt
Sh	numero di Sherwood
T	temperatura
ΔT_{OH}	grado di surriscaldamento
ΔT^*	grado di surriscaldamento adimensionale
t	tempo
V	componente di velocità, volume
\mathbf{u}	vettore velocità
\mathbf{x}	vettore posizione
We	numero di Weber
W_i	peso molecolare della specie i-esima
X_i	frazione molare della specie i-esima
Y_i	frazione massica della specie i-esima

Y_k	specie chimica k-esima
Z	numero di Ohnesorge, mixture fraction
\widetilde{Z}''^2	varianza di mixture fraction

Pedici

aero	aerodinamico
atm	atmosferico
b	ebollizione, bolle
cell	cella di calcolo
ch	chimico
cil	cilindro
crit	critico
d	relativo alla goccia
e	energia totale
eff	effettivo
evap	evaporazione
f	foro, combustibile
g	gas
h	idrostatica, entalpia
i, j	indici matriciali
in	incidente
inj	iniezione
k	cinetica
kh	Kelvin-Helmoltz
l	liquido
leid	di Leidenfrost
m	massico
max	massimo
mix	miscela
n	in direzione normale
new	nuovo
nom	nominale
OH	di surriscaldamento
old	precedente
out	uscente
p	di particelle
R	ridotta
r	radiale
rel	relativo
rt	Rayleigh-Taylor
s	superficiale
sat	saturazione
sp	spray
st	stechiometrico
stripping	distacco dalla superficie della goccia
t	in direzione tangenziale, turbolento
tol	toluene

u	relativo alla velocità
v	vapore
vap	vapore
vol	relative al volume
wall	relative alla parete
x, y, z	assi cartesiani
∞	lontano dalla goccia liquida
0	iniziale
2D	assialsimmetrico
σ	capillarità

Apici

d	gocce
l	liquido
n	in direzione normale
R	del tensore degli sforzi di Reynolds
t	in direzione tangenziale
v	vapore
'	componente fluttuante secondo Reynolds
"	componente fluttuante secondo Favre

Simboli matematici

∂	derivata parziale
D	derivata sostanziale
d	derivata totale
∇	operatore Nabla
\cdot	prodotto scalare
\mathbf{I}	matrice identità
\otimes	prodotto diadico
$\bar{\phi}$	media di Reynolds di una grandezza
$\tilde{\phi}$	media di Favre di una grandezza

Lista degli acronimi

Acronimi

ALMR	adaptive local mesh refinement
ASOI	dopo l'inizio dell'iniezione
CFD	fluidodinamica computazionale
CMT	Universitat Politècnica de Valencia - motores térmicos
DBI	diffused back-illumination
DDM	discrete droplet method
DNS	direct numerical simulation
ECN	Engine Combustion Network
EPA	US Environmental Protection Agency
GDI	iniezione diretta di benzina
GPL	gas di petrolio liquefatto
HC	idrocarburi incombusti
KH	breakup secondo Kelvin-Helmoltz
KHRT	modello di breakup combinato
LANL	Los Alamos National Laboratory
LES	large eddy simulation
LIF	Laser Induced Fluorescence
LISA	linear stability analysis
PDI	phase doppler interferometry
PFI	iniezione indiretta
RANS	Reynolds average Navier-Stokes
RL	livello di raffinamento
RT	breakup secondo Rayleigh-Taylor
RVP	Reid Vapour Pressure
SMD	Sauter Mean Diameter
SOI	inizio dell'iniezione

